



**HAL**  
open science

# OSCILLATEURS MICRO-ONDES A HAUTE PURETE SPECTRALE

Rodolphe Boudot

► **To cite this version:**

Rodolphe Boudot. OSCILLATEURS MICRO-ONDES A HAUTE PURETE SPECTRALE. Autre. Université de Franche-Comté, 2006. Français. NNT: . tel-00130493

**HAL Id: tel-00130493**

**<https://theses.hal.science/tel-00130493>**

Submitted on 12 Feb 2007

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

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

# THÈSE

présentée à

L'UFR DES SCIENCES ET TECHNIQUES  
DE L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

pour obtenir le

**GRADE DE DOCTEUR  
DE L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ  
spécialité Sciences Pour l'Ingénieur**

## **OSCILLATEURS MICRO-ONDES A HAUTE PURETE SPECTRALE**

par

**Rodolphe BOUDOT**

**Soutenu le 7 décembre 2006 devant la commission d'examen :**

<b>Président</b>	V. LAUDE	DR2, Institut FEMTO-ST, Département LPMO, Besançon
<b>Rapporteurs</b>	P.A. ROLLAND G. BRIDA	Professeur, Université des Sciences et Technologies de Lille, IEMN Researcher, Photometry Group, IEN, Torino
<b>Examineurs</b>	G.J. DICK O. LLOPIS V. GIORDANO	Research Scientist, Quantum Sciences and Technology Group, JPL-NASA, California DR2, LAAS-CNRS, Toulouse DR2, Institut FEMTO-ST, Département LPMO, Besançon
<b>Invités</b>	D. ALBRECHT J.M. BRICE	Ingénieur DGA, Délégation Générale de l'Armement, Paris Directeur Technique TEMEX, Sophia-Antipolis



*A ma maman, partie trop tôt,  
A Audrey,  
A mon père et mes frères,  
A Vito.*



## Remerciements

Ce manuscrit est ici pour résumer l'ensemble des activités de recherche scientifique que j'ai effectuées de décembre 2003 à décembre 2006 au sein de l'Institut FEMTO-ST (département Laboratoire de Physique et Métrologie des Oscillateurs), UMR6174 à Besançon. Ces activités furent aussi quelque fois (rarement) réalisées au LAAS-CNRS à Toulouse. Ces trois années, très enrichissantes d'un point de vue professionnel mais aussi personnel, devraient rester ancrées pour toujours dans ma mémoire. J'ai en particulier eu l'opportunité de travailler dans d'excellentes conditions matérielles mais surtout humaines. Ces quelques lignes sont donc vouées à remercier l'ensemble des personnes ayant contribué au bon déroulement de cette période.

Je souhaite bien sûr remercier Bernard Cretin, ancien directeur du LPMO, de m'avoir accueilli au sein du laboratoire à mon arrivée en 2003. Dans le même temps, mes remerciements vont à Michel de Labacherie, actuel directeur de FEMTO-ST et Vincent Laude, qui est chargé, parallèlement à ses activités de recherche, d'assurer le bon fonctionnement du département LPMO.

Je tiens à remercier vivement Vincent Giordano qui fut mon co-directeur de thèse. Je tiens à mettre en avant sa disponibilité, sa sympathie et son ouverture d'esprit. Je le remercie pour l'ensemble des connaissances et compétences scientifiques qu'il m'a permis d'acquérir, pour son soutien lors de la rédaction de cette thèse ou de divers articles et simplement pour la confiance qu'il m'a attribuée.

Dans le même temps, ma sympathie va à Oliver Llopis, mon second co-directeur de thèse. La distance entre Toulouse et Besançon a malheureusement limité le nombre de nos échanges, discussions et collaborations directes. Cependant, je tiens à préciser son soutien constant et à le remercier pour les nombreuses explications qu'il m'a fournies pour me permettre de mieux comprendre le comportement en bruit des amplificateurs micro-ondes. Sa disponibilité et son soutien (en particulier lors de nombreuses conférences) m'ont été très bénéfiques.

Les membres du jury, qui ont accepté de juger ces travaux, doivent bien sûr être mis en avant. Vincent Laude, DR2 à FEMTO-ST, a accepté de présider ce jury. Qu'il en reçoive toute ma gratitude. Paul-Alain Rolland, Professeur à l'IEMN à Lille et Giorgio Brida, chercheur à l'INRIM à Turin, rapporteurs de ce travail, ont gentiment accepté de lire et évaluer ce manuscrit. Je leur en suis grandement reconnaissant. Ce fut aussi bien sûr un immense honneur de compter parmi ce jury John Dick, Research Scientist au JPL-NASA à Pasadena. J'ai pour ce monsieur une profonde admiration. En premier lieu pour son immense carrière scientifique mais aussi et surtout pour sa proximité, sa gentillesse et sa bienveillante curiosité. Merci aussi à Didier Albrecht, ingénieur DGA pour le suivi de l'avancement de mes travaux et d'avoir répondu à mon invitation. Enfin, merci à Jean-Michel Brice, directeur technique de TEMEX SAS à Sophia-Antipolis, d'avoir sympathiquement répondu présent à mon invitation.

Il est nécessaire de rappeler désormais les bienfaits du travail en équipe et de préciser que l'ensemble des résultats obtenus au cours de cette thèse sont le fruit d'une collaboration étroite entre personnes animées par le même désir et des objectifs communs. Dans ce sens, je remercie chaleureusement les collègues, qui au quotidien ou de manière ponctuelle, sont venus me donner un coup de main pour contribuer à l'avancement de ces travaux. Je leur en suis tellement reconnaissant.

Merci à Yannick Gruson, Ingénieur d'Etudes, l'expert micro-ondes, pour les nombreuses heures qu'il a passées en ma compagnie à effectuer des simulations sous ADS, à m'aider au montage de bancs de mesure ou à réaliser des dispositifs divers en salle blanche. Son soutien fut quasi-quotidien, ses explications furent des plus précieuses. Je le remercie du fond du cœur pour l'attention et le temps qu'il m'a consacré.

Un remerciement tout particulier à Sébastien Gribaldo, doctorant au LAAS-CNRS, pour sa collaboration indispensable, ses nombreuses heures passées à effectuer des mesures de bruit de phase d'amplificateurs à Toulouse, sa collaboration dans divers articles pour des conférences et son aide à la mise en place et à la mesure d'oscillateurs.

Même remarque pour Serge Galliou, Professeur ENSMM à Besançon, pour ses conseils, son aide et sa collaboration sur les problèmes thermiques des résonateurs saphir.

Je remercie chaleureusement Enrico Rubiola, Professeur à l'Université de Franche-Comté, pour le partage de ses connaissances au cours de discussions très intéressantes, ses conseils utiles d'expérimentateur, ses séminaires et sa collaboration dans la mise en forme d'articles.

Merci à Yann Kersalé, Maître de Conférences à l'Université de Franche-Comté, de m'avoir proposé de faire cette thèse (alors que j'étais étudiant en DESS). Merci pour sa disponibilité, sa bonne humeur, le partage de son expérience.

Un grand merci aussi à Nicolas Bazin, Ingénieur d'Etudes, pour le dessin des cavités des résonateurs, les simulations sous Ansys et les transferts d'azote. Dédicace aussi à Cyrus Rocher pour les régulations électroniques de température et ses interventions diverses.

Un succulent merci aussi à l'attention de Pierre-Yves Bourgeois, Chargé de Recherche CNRS, pour ses nombreux encouragements, sa disponibilité et les innombrables "dépatouillages" dont il m'a tiré concernant Linux, Latex, programmation GPIB et autres.

Merci aussi à Valérie Pétrini, pour sa gentillesse et le temps qu'elle a consacré pour ces travaux en salle blanche. Toute ma sympathie est attribuée à Blandine Guichardaz (découpe à la scie de substrats). Je remercie aussi Franck Lardet-Vieudrin, Pierre Berthelot et Jean-Claude Baudouy pour leurs participations actives à ce travail.

Ma gratitude va aussi à Serge Grop, David Vernier, Patrice Salzenstein, Ingénieur de Recherche, Gilles Martin, Sylvain Cordier (et ouais bonhomme), Jean-Michel Friedt pour leurs conseils ou collaborations ponctuelles.

Ma sympathie va aussi à Rémi Brendel, Professeur, Michel Planat, CR, Daniel Gillet, Mahmoud Ad-douche, Nicolas Ratier, Sébastien Euphrasie, Maître de conférences, Christiane Hisleur et Fatiha Doudou (pour l'organisation des missions).

Coucou à l'ensemble des thésards du labo qui ont participé à la bonne ambiance, la bonne humeur collective et à quelques soirées. Souvenirs de grands moments de rigolade avec GigiBaoule et Alex. (anciens collègues du Bureau 1, notamment Bureau regroupant les thésards ayant le plus de classe...). Message particulier à Sarah pour sa gentillesse et notre étrange complicité, incontestablement une mes chouchoutes (et ouais, même remarque que sur la thèse de Gino). Sincères salutations à Stan (celui qui aime bien le ca..), Jérémy, Dorian, Adel, Karim, Naïmi, Hanane, Gaël (compagnon de route depuis ma première année de fac) tout comme l'incommensurable Couscous (rendez-vous à un futur concert de Muse fin 2006 - merci pour ces passionnantes discussions musicales !), Damien, Nolwenn et tous les autres que j'oublie et que je n'ai pas vraiment eu le temps de mieux connaître.

Un merci global à l'ensemble des personnes du laboratoire qui se sont toujours montrées accueillantes, chaleureuses et qui par leur amitié ont certainement contribué à la réussite de ce travail. La liste serait trop longue mais les personnes se sentant concernées sauront sans aucun doute se reconnaître. Un merci particulier à Joelle pour m'avoir ouvert la porte du laboratoire 500000 fois.

Un message d'amitié tout particulier à divers chercheurs, ingénieurs, professeurs ou étudiants, originaires du monde entier, que j'ai eu la chance de rencontrer et côtoyer au cours de diverses conférences : Michael Edmund Tobar, Paul Stanwix, Mark Oxborrow, Giorgio Santarelli, Alison Claire Fowler, Eugene Ivanov, Pierre Lemonde, Gilles Cibiel, Bertrand Onillon, Jean-Michel Le Floch, Dominique Cros,

..et d'autres.

Bises aussi aux bonhommes en mousse, à ceux qui crient "woooooooh" en entrant dans une pièce ou en marchant dans les couloirs, à leurs compagnes et autres : YannChkaya (pardonne mon piètre niveau de tennis..et merci pour les parties de foot et de musique), Marie, Pyb (oh, debra, do you rememmmber me ? you like daddy burgers !!!), Patrichkaya dit Bip-Bip Coyote ou Bolide, Nico (ye, man), Manue, Sergio Léoooooone, Bambiino, Yannickchkaya (compagnon de chambre à Pornic !), Martine, Vincenzo (woooooh...continue à travailler quelques grilles de blues !! et à bientôt pour aller p... au fond du jardin !), Pomme, Blandine (félicitations pour ton nouveau rôle de Maman), Sarah (encore une fois), Pitite Pierre (pour la logistique des repas entre collègues), Joelle, Frankie (it's a great day today !), Rillou...Un immense bisou tout spécial à la Louloute, qu'est un peu trop white en hiver et qu'a froid aux petons, pour nos délires débiles de chaussons-loup et autres.

Bisous aux amis de toujours, depuis ma tendre enfance ou à peine plus tard : Emile, Adèle, Filou (président de l'ISM), Kino, Michel, Tazoune, la KK (titi), la Pomme, Jules, Cathy, Zob, Audrey, Ian, Minouche, Elodie, Marius, Bebop, Léopz, Delfine, Emilie, Martin, Hélène, Benjamin Angus, Jiji Rabbi, Laetitia, Nanard, Lucille, La Sof (Denvz le Dernz Dinz), Nono, Gaëlle et Perle, Vince, Laure, Anne, Loïc, Margot, Rocky, Pélatie, Zig, Molton, Président, Manager, Jojo, Emilie et Lison, Robin, Bebz, Cec-toche, Aurélie, JS, Krol, Marie, Léane, Yami le chevreuil, Ben Mulls, Caro, Benny Ben, Tom, Relue, Marco, Nikos, Nath', CroBlanc, Anna, D., Reg, Marie, Gregos, Oliv, Steph (Gladiator), Virginie (sœur Cyrille), Stef. Lecoub. et Virginie et les petites, ...et tous ceux que j'oublie. Ca fait un sacré troupeau quand même...

Merci Papa, Fabrice, Romain, Linda et la petite Jade. Du fond du coeur. Merci aussi à Joëlle et Dominique.

Enfin, pour Audrey, qui a partagé ma vie pendant ces trois années, avec qui j'ai partagé de si belles choses, qui m'a aidé dans les moments difficiles et qui m'a tant donné. Merci pour ta patience durant les passionnants mois de rédaction de thèse. Merci pour tes pôtages, tes mots gentils, tes sourires. Merci pour tout.





# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>11</b>
<b>Chapitre 1 Oscillateurs et métrologie temps-fréquence</b>	<b>15</b>
1.1 Applications des oscillateurs ultra-stables.	16
1.1.1 Systèmes de navigation.	16
1.1.2 Télécommunications.	16
1.1.3 Systèmes radar de haute sensibilité.	16
1.1.4 Caractérisation d'oscillateurs ultra-stables.	18
1.1.5 Tests de physique fondamentale.	18
1.1.6 Métrologie des fréquences.	19
1.2 Oscillateurs	20
1.2.1 Éléments constitutifs d'un oscillateur	20
1.2.2 Différentes topologies d'oscillateurs.	21
1.2.3 Instabilités de fréquence.	23
1.3 Métrologie du bruit de phase de quadripôles.	32
1.3.1 Banc de mesure classique à un mélangeur saturé	32
1.3.2 Technique de corrélation appliquée à deux détecteurs de phase.	37
1.3.3 Technique de correction à suppression de porteuse.	38
1.3.4 Avancées des techniques de mesure de bruit de phase	40
1.3.5 Bilan des techniques de mesures de bruit de phase de quadripôles.	41
1.4 Techniques de mesure de bruit de phase d'oscillateurs.	42
1.4.1 Technique classique : démodulateur à boucle de phase.	42
1.4.2 Banc de mesure de bruit de phase à correction interférométrique.	46
1.4.3 Banc de mesure de bruit de phase à deux ou trois oscillateurs par intercorrélation.	47
1.5 Topologies d'oscillateurs microondes à faible bruit de phase et état de l'art.	48
1.5.1 Oscillateurs libres : résonateur + amplificateur.	48
1.5.2 Oscillateurs à discriminateurs de fréquence basiques.	49
1.5.3 Oscillateurs avec techniques de correction par suppression de porteuse.	50
1.5.4 Oscillateurs opto-électroniques (OEO).	51

1.5.5	Etat de l'art des références micro-ondes à faible bruit de phase. . . . .	52
<b>Chapitre 2 Le résonateur saphir</b>		<b>55</b>
2.1	Présentation générale. . . . .	56
2.1.1	Propriétés du matériau. . . . .	56
2.1.2	Le saphir comme référence de fréquence. . . . .	56
2.2	Les modes de galerie. . . . .	57
2.2.1	Présentation. . . . .	57
2.2.2	Description mathématique. . . . .	58
2.2.3	Application au cas de résonateurs bande C. . . . .	58
2.2.4	Application au cas de résonateurs bande X. . . . .	59
2.3	Etude de différentes méthodes de couplage. . . . .	61
2.3.1	Définitions. . . . .	61
2.3.2	Technique classique : sondes électriques ou boucles magnétiques. . . . .	62
2.3.3	Ligne micro-ruban. . . . .	63
2.3.4	Antennes micro-ruban type "patch". . . . .	65
2.3.5	Autres solutions. . . . .	70
2.3.6	Conclusions. . . . .	70
2.4	Sélection modale. . . . .	71
2.5	Stabilisation en température du résonateur saphir. . . . .	73
2.5.1	Problématique et état de l'art. . . . .	73
2.5.2	Présentation de la structure et choix préliminaires. . . . .	74
2.5.3	Modélisation par éléments finis de la structure sous ANSYS. . . . .	76
2.5.4	Analogie électrique du comportement thermique du résonateur. . . . .	80
2.5.5	Electronique de régulation de haute-précision. . . . .	82
2.5.6	Résultats expérimentaux. . . . .	84
2.5.7	Discussions et évolutions envisageables. . . . .	88
<b>Chapitre 3 Amplificateurs faible bruit de phase</b>		<b>91</b>
3.1	Les amplificateurs micro-ondes : intérêt des transistors SiGe . . . . .	92
3.1.1	Les transistors unipolaires . . . . .	92
3.1.2	Les transistors bipolaires . . . . .	92
3.2	Génération de bruit de phase dans les amplificateurs micro-ondes . . . . .	93
3.2.1	Bruit basse fréquence des amplificateurs micro-ondes . . . . .	93
3.2.2	Mécanismes du bruit de phase . . . . .	94
3.3	Modélisation non linéaire et en bruit d'amplificateurs à transistors SiGe . . . . .	95
3.3.1	Modélisation linéaire et non-linéaire . . . . .	96

---

3.3.2	Modélisation en bruit basse fréquence. . . . .	98
3.3.3	Modélisation du bruit de phase des amplificateurs . . . . .	102
3.4	Amplificateurs double étage Si-SiGe pour applications bande X. . . . .	104
3.4.1	Essais préliminaires . . . . .	104
3.4.2	Conception d'un amplificateur double étage Si-SiGe . . . . .	105
3.5	Etude d'amplificateurs commerciaux haute-performance . . . . .	108
<b>Chapitre 4 Oscillateurs bande C à haute pureté spectrale à température ambiante.</b>		<b>111</b>
4.1	Oscillateurs à contre-réaction parallèle. . . . .	112
4.1.1	Configuration des oscillateurs . . . . .	112
4.1.2	Mesure du bruit de phase des oscillateurs bande C . . . . .	113
4.2	Développement et mesure de doubleurs de fréquence 4,8-9,6 GHz à base de mélangeurs. . . . .	116
4.2.1	Principe. . . . .	116
4.2.2	Mesure du bruit de phase des doubleurs de fréquence. . . . .	116
4.2.3	Mesure du bruit de phase du DCT. . . . .	122
<b>Chapitre 5 Oscillateurs bande X à haute pureté spectrale à température ambiante.</b>		<b>125</b>
5.1	Le résonateur . . . . .	126
5.1.1	Caractéristiques et modes parasites . . . . .	126
5.1.2	Comportement en température . . . . .	128
5.2	Développement de filtres micro-ondes DBR (Dual Behavior Resonators). . . . .	129
5.2.1	Différentes topologies de filtres. . . . .	130
5.2.2	Conception d'un filtre DBR assisté par le logiciel ADS. . . . .	133
5.2.3	Réalisation du filtre DBR. . . . .	139
5.2.4	Caractérisation des filtres. . . . .	140
5.3	Développement et Mesure d'oscillateurs bande X : Saphir + Amplificateurs AML . . . . .	141
5.3.1	Configuration des oscillateurs . . . . .	141
5.3.2	Développement d'un banc de mesure de bruit de phase par intercorrélacion. . . . .	142
5.3.3	Performances des oscillateurs bande X. . . . .	145
5.4	Métrologie : Effet du bruit d'amplitude sur les mesures de bruit de phase par corrélation. . . . .	147
5.4.1	Contexte de l'étude . . . . .	147
5.4.2	Mesures de bruit de phase par corrélation . . . . .	148
5.4.3	Effet du bruit AM sur les systèmes de mesure par corrélation . . . . .	148
5.4.4	Mesure de mélangeurs . . . . .	151
5.4.5	Mélangeurs RF . . . . .	155
5.4.6	Remarques finales et conclusions . . . . .	156

<b>Chapitre 6 Oscillateurs cryogéniques à haute pureté spectrale</b>	<b>159</b>
6.1 L'environnement cryogénique . . . . .	160
6.1.1 L'azote liquide . . . . .	160
6.1.2 Le cryostat . . . . .	160
6.2 Eléments de la boucle d'oscillation . . . . .	161
6.2.1 Le résonateur saphir . . . . .	161
6.2.2 Déphaseurs contrôlables en tension . . . . .	162
6.3 Mesures de bruit de phase d'oscillateurs cryogéniques . . . . .	163
6.3.1 Banc de mesure . . . . .	163
6.3.2 Performances d'oscillateurs cryogéniques . . . . .	165
<b>Conclusions</b>	<b>169</b>
<b>Annexes</b>	<b>173</b>
<b>Annexe A Description des modes de galerie du résonateur saphir</b>	<b>173</b>
A.1 Description mathématique : Matching Method . . . . .	173
A.1.1 Calcul des champs dans la région 1 . . . . .	173
A.1.2 Raccordement radial. . . . .	174
A.1.3 Raccordement axial. . . . .	175
A.1.4 Combinaison des raccordements axial et radial. . . . .	176
A.2 Autres méthodes de modélisation des modes de galerie. . . . .	176
<b>Annexe B Electronique de régulation pour stabilisation en température de résonateurs saphir.</b>	<b>177</b>
B.1 Sensibilité du thermomètre de mesure . . . . .	177
B.2 Expression et contribution des sources de bruit du thermomètre de mesure. . . . .	178
B.3 Echauffement thermique de la sonde. . . . .	180
B.4 Choix des résistances du thermomètre de mesure. . . . .	180
<b>Annexe C Techniques de simulation de bruit de phase.</b>	<b>181</b>
<b>Annexe D Filtrage passe-bande.</b>	<b>183</b>
D.1 Fonctions de filtrage des filtres micro-ondes passe bande. . . . .	183
D.2 Synthèse de filtre passe-bande de type Tchebychev. . . . .	184
D.3 Simulation par Momentum . . . . .	185
<b>Annexe E Boîtiers pour Filtres DBR.</b>	<b>187</b>





# Introduction générale

Le temps est la grandeur physique que l'on mesure avec le plus d'exactitude. Cette implacable précision fait de la mesure du temps un support incontournable pour la caractérisation de diverses grandeurs physiques et la définition d'autres unités du Système International. Graduer l'échelle du temps nécessite de disposer d'un système génériquement appelé horloge. Une horloge est un dispositif capable de générer de manière autonome des repères périodiques découpant l'axe du temps et permettant ainsi de repérer des instants et d'estimer des durées. Cette échelle de temps est caractérisée par deux propriétés essentielles que sont son exactitude et sa stabilité. L'exactitude exprime la faculté de l'horloge à présenter des jalons dont l'espacement est conforme à l'unité de temps du Système International. La stabilité sous-entend que les jalons doivent être espacés de façon régulière et pérenne. De multiples moyens de mesure du temps (observation des astres, clepsydre à eau, sablier, bougie, pendule,...) ont été utilisés par l'Homme au cours de l'Histoire, chacun présentant respectivement des inconvénients pour constituer une référence de temps universelle et durable.

Dans le domaine de la métrologie du temps et des fréquences, on distingue principalement deux types de sources : les étalons primaires (horloges atomiques) et les références secondaires. Les horloges atomiques, dont la fréquence du signal délivré est fixée par l'écart entre deux niveaux d'énergie d'une espèce atomique, sont à l'origine de la définition actuelle de la seconde. En effet, depuis la Conférence Générale des Poids et Mesures en 1967, la seconde est définie en tant qu'unité du Système International comme la durée de 9192631770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de césium 133. Ce système complexe présente une exactitude relative exceptionnelle d'environ  $10^{-15}$ , soit une dérive de seulement 1 seconde en 30 millions d'années. Les étalons primaires sont largement utilisés dans les systèmes (navigation, géopositionnement par satellites, synchronisation des réseaux de télécommunication haut-débit à l'échelle de 10 gigabits par seconde) pour lesquels la stabilité de fréquence sur le long terme de l'oscillateur est primordiale.

Les références secondaires exploitent quant à elles un résonateur macroscopique (résonateur à quartz, résonateur diélectrique..) dont les dimensions et les caractéristiques physiques fixent la fréquence du signal délivré. Ces sources présentent inexorablement des performances en terme d'exactitude inférieures à celles des étalons primaires. Cependant, les références secondaires sont généralement caractérisées par une stabilité court terme supérieure à celle des horloges atomiques. Leur utilisation est donc très répandue comme oscillateur d'interrogation pour ces dernières et dans de nombreux dispositifs électroniques modernes tels que les systèmes radar de haute sensibilité. De plus, leurs performances sont requises pour le développement de bancs de mesure de bruit de phase de haute sensibilité.

Ce travail de thèse, financé par la Délégation Générale de l'Armement (DGA), est le fruit d'une étroite collaboration entre le département LPMO de l'Institut FEMTO-ST (Besançon, France) et le LAAS-CNRS (Toulouse, France).

Le département LPMO (Laboratoire de Physique et Métrologie des Oscillateurs) de l'Institut FEMTO-ST



développe des oscillateurs micro-ondes (références secondaires) basés sur l'utilisation d'un résonateur saphir. Ce type de résonateur, se présentant sous la forme d'un cristal cylindrique d' $\text{Al}_2\text{O}_3$ , est caractérisé par de très faibles pertes diélectriques dans la gamme des fréquences micro-ondes. Il permet alors l'obtention de très forts coefficients de surtension et s'avère être ainsi le meilleur candidat pour réaliser des sources micro-ondes à haute pureté spectrale. Ces excellentes performances sont obtenues en excitant dans le résonateur des modes électromagnétiques d'ordre élevé, dits modes de galerie.

Cette activité de recherche, débutée à la fin des années 80, a depuis été sujette à de nombreux progrès. Les principaux laboratoires internationaux, utilisant cette technologie et impliqués dans ses améliorations, sont le JPL (Jet Propulsion Laboratory, Californie), UWA (University of Western Australia), NIST (National Institute of Standards and Technology, Colorado), le NMIJ (National Measurement Institute of Japan, Japon), le NPL (National Physical Laboratory, England), le LNE-Syrté (Observatoire de Paris, France) et l'Institut FEMTO-ST (France).

Parallèlement, l'équipe de recherche MOST (Micro-ondes et Opto-Micro-ondes pour Systèmes de Télécommunications) du LAAS-CNRS modélise et développe des amplificateurs faible bruit de phase de haute performance particulièrement demandés dans le domaine de la métrologie du temps et des fréquences. Ainsi, la combinaison des compétences des deux laboratoires rend possible le développement de sources micro-ondes ultra-stables (FEMTO-ST, LPMO : résonateur, LAAS-CNRS : amplificateur).

Dans ce manuscrit sont présentés les enjeux et les diverses étapes de la réalisation d'oscillateurs micro-ondes destinés à présenter une excellente stabilité court terme pour des applications radar de haute sensibilité ou de métrologie temps-fréquence.

Le premier chapitre est tout d'abord consacré à rappeler les applications principales des oscillateurs à haute pureté spectrale. Il présente également des notions élémentaires de la métrologie temps-fréquence et décrit la structure basique d'un oscillateur (association d'un résonateur et d'un amplificateur). Aussi, ce chapitre est voué à mettre en avant les différentes techniques utilisables pour caractériser les performances en bruit de phase de composants classiques ou d'oscillateurs. Enfin, ce chapitre dresse un état de l'art des meilleures performances en bruit de phase obtenues à ce jour par des oscillateurs micro-ondes.

Le second chapitre permet de rappeler les propriétés essentielles du monocristal de saphir. Les outils dédiés à la modélisation des modes de galerie sont décrits. Une étude expérimentale met en avant les différentes techniques envisageables pour coupler ces derniers. Les difficultés liées aux techniques de sélection modale sont aussi présentées. Enfin, une étude approfondie (modélisation et tests) propose une solution originale pour améliorer la stabilisation en température d'un résonateur saphir (à température ambiante). Cette dernière consiste en l'utilisation d'une cavité symétrique sur laquelle est directement embarquée une électronique de régulation de haute-précision. Cette technique permet d'améliorer nettement la stabilité de l'oscillateur sur le moyen terme.

Le troisième chapitre est voué à décrire le second élément essentiel constitutif d'un oscillateur de structure basique : l'amplificateur. Sur le court terme, les fluctuations de phase de la boucle d'oscillation proviennent essentiellement du bruit du dispositif d'entretien. Dans la gamme des fréquences micro-ondes, les amplificateurs présentant les meilleures performances en terme de bruit de phase sont basés sur l'utilisation de transistors SiGe. Dans ce sens, après avoir rappelé les différents mécanismes à l'origine du bruit de phase dans les amplificateurs micro-ondes, une modélisation non-linéaire et en bruit très précise de transistors SiGe est effectuée. Ces modèles sont nécessaires pour simuler mais aussi optimiser les performances en bruit de phase de l'amplificateur et donc de l'oscillateur. Enfin, le recours à des amplificateurs multi-étages pour des applications bande X est justifié. Les performances préliminaires d'un amplificateur double étage Si-SiGe, développé au LAAS-CNRS, sont montrées. Parallèlement, l'étude

---

d'amplificateurs commerciaux de haute performance est réalisée.

Le quatrième chapitre est dévolu à présenter les performances d'oscillateurs développés en bande C. De plus, l'étude et la caractérisation en bruit de phase de doubleurs de fréquence 4,8 - 9,6 GHz est réalisée.

Le cinquième chapitre décrit le développement et les performances d'oscillateurs d'architecture très simple en bande X à température ambiante. Dans ce cadre, des filtres micro-ruban de type DBR (Dual Behavior Resonators) sont développés pour sélectionner le mode désiré. En outre, un banc spécifique original de mesure de bruit de phase par intercorrélacion est mis en place pour mesurer les performances des oscillateurs saphir. De remarquables résultats sont obtenus. Aussi, le développement de ce banc de mesures nous a conduit à mener une étude poussée sur l'effet du bruit d'amplitude sur les mesures de bruit de phase par intercorrélacion.

Enfin, le sixième et dernier chapitre apporte un complément très intéressant en présentant les performances en bruit de phase d'oscillateurs bande X cryogéniques pour lesquels le résonateur saphir est refroidi à la température de l'azote liquide (77K). Ceci autorise l'obtention de coefficients de surtension encore accrus. Le résonateur est simplement combiné à un amplificateur très faible bruit de phase commercial. D'excellents résultats sont obtenus.



# Chapitre 1

## Oscillateurs et métrologie temps-fréquence

Ce premier chapitre décrit le cadre général de ce travail. Il explique en premier lieu les applications dans lesquelles le recours à des oscillateurs ultra-stables est nécessaire et définit les performances que doivent atteindre ces sources. Nous précisons que les oscillateurs développés dans cette thèse sont caractérisés par une excellente stabilité de fréquence sur le court terme.

Nous expliquons la structure de base d'un oscillateur ainsi que les moyens à mettre en oeuvre pour développer des références ultra-stables. Pour cela, il est nécessaire de mettre en avant les différentes causes d'instabilité de fréquence d'un oscillateur et les outils dont le métrologue dispose pour caractériser les performances d'un oscillateur en terme de stabilité.

Aussi, nous voyons les différentes techniques expérimentales connues à ce jour pour développer des bancs de mesure de haute sensibilité permettant de mesurer le bruit de phase de composants divers (amplificateurs, déphaseurs,...) ou oscillateurs.

Enfin, nous dressons un état de l'art des oscillateurs présentant les meilleures performances en bruit de phase à la fréquence de 10 GHz.

## 1.1 Applications des oscillateurs ultra-stables.

### 1.1.1 Systèmes de navigation.

Historiquement, l'homme a perpétuellement ressenti le besoin de se repérer dans l'espace et dans le temps. Au 17<sup>ème</sup> siècle, les grands explorateurs devaient pouvoir repérer leur position sur le globe lors de leurs parcours en mer. La latitude se déterminait aisément grâce à l'observation des astres. Par contre, la détermination de la longitude resta longtemps mystérieuse. La clé à ce problème consiste alors à embarquer à bord du bateau une horloge synchronisée à l'heure du port de départ. En mer, la différence entre l'heure locale et celle du port initial conservée par l'horloge embarquée permet de déterminer sa longitude. Une heure de décalage correspond à une longitude de 15 degrés. La dérive de l'horloge embarquée est donc synonyme d'une erreur de positionnement, cette dernière s'accroissant forcément avec la durée du trajet.

De nos jours, la mesure du temps est encore à la base des systèmes de navigation par satellites GPS ou Galileo dans lesquels sont embarqués des oscillateurs ultra-stables et des horloges atomiques. Des données sous forme de signaux codés sont en permanence échangées entre ces satellites et des mobiles terrestres. Le décodage des signaux fournit alors une information essentielle : le temps de propagation du signal entre le satellite et le récepteur. Ainsi, un récepteur GPS captant les signaux d'au moins 4 satellites peut, en mesurant les écarts relatifs des horloges d'émission et de réception, connaître sa distance par rapport aux satellites (altitude) et par triangulation, sa position sur le globe. La difficulté majeure pour améliorer la précision du système est de synchroniser les horloges du récepteur et de l'émetteur. Pour mesurer le temps mis parcouru par l'onde pour lui parvenir, le récepteur GPS compare l'heure d'émission (fournie dans la trame codée) et celle de réception. Une erreur de  $10^{-6}$ s provoque une erreur de 300 m sur la position. L'un des paramètres essentiels jouant sur la précision de ce type de système réside donc dans la stabilité des horloges embarquées à bord des satellites. D'ailleurs, la mesure du temps de propagation de l'onde présente aussi des erreurs dues aux principes de la relativité restreinte et de la relativité générale. Le premier démontre que le temps ne s'écoule pas de la même manière dans le référentiel du satellite car celui-ci possède une grande vitesse par rapport au référentiel du récepteur. Le second principe explique que la plus faible gravité au niveau des satellites engendre un écoulement du temps plus rapide que celui du récepteur. Ces effets sont pris en compte pour synchroniser les horloges. La durée d'orbite d'un satellite étant habituellement d'environ 10 ans, cette application impose de disposer de sources présentant une excellente stabilité sur le long terme.

### 1.1.2 Télécommunications.

La fréquence est la seule grandeur physique pouvant être transmise d'un point à un autre sans altération majeure. La transmission radioélectrique et téléphonique a permis d'étendre le champ d'action de la voix humaine sur la totalité du globe. Depuis l'apparition d'Internet, le débit de données des réseaux de télécommunication est grandissant (jusqu'à 10 gigabits/s). Les fréquences porteuses et les dispositifs de synchronisation de ces systèmes complexes doivent être apportés par des oscillateurs à haute pureté spectrale.

### 1.1.3 Systèmes radar de haute sensibilité.

Les radaristes mesurent des distances à partir du temps de transit d'une impulsion électromagnétique. Il faut une grande précision mais pendant une faible durée (approximativement temps d'un aller-retour de l'onde). Si l'on s'intéresse à la vitesse d'un mobile, on utilise un système radar par effet Doppler. Ce dernier consiste à générer à l'aide d'un oscillateur local une onde électromagnétique de fréquence  $\nu$  et l'émettre en direction d'un objet en mouvement avec une antenne. Le signal, réfléchi par ce dernier et

reçu par l'antenne, est atténué en amplitude et décalé en fréquence par effet Doppler. Ce décalage  $\Delta\nu$  est proportionnel à la vitesse  $v$  de la cible :

$$\Delta\nu = \frac{2v}{c} \quad (1.1)$$

avec  $c$  la vitesse de propagation des ondes dans le milieu concerné.

Le signal "écho" est envoyé sur une voie d'entrée (voie RF) d'un mélangeur. Le signal initial de l'oscillateur local est dirigé sur la seconde entrée (voie OL) du mélangeur. Une tension  $V_{IF}$  proportionnelle au produit des 2 signaux en entrée est alors obtenue sur la voie de sortie du mélangeur (voie IF). Ce signal de sortie  $V_{IF}$  est de la forme :

$$V_{IF} \propto \sin 2\pi\nu t \times \sin 2\pi(\nu + \Delta\nu)t \quad (1.2)$$

$$V_{IF} \propto \frac{1}{2} [\cos 2\pi\Delta\nu t - \cos 2\pi(2\nu + \Delta\nu)t] \quad (1.3)$$

Un filtre passe-bas supprime le second terme de l'équation 1.3 et permet de ne conserver que le signal portant l'information utile (voir figure 1.1). La tension finale  $V_{out}$  est image du décalage en fréquence  $\Delta\nu$ . Le spectre du signal IF contient donc un pic à la fréquence  $\Delta\nu$ . Une simple mesure de fréquence réalisée par des circuits électroniques numériques donne alors accès à la vitesse  $v$ .

Cependant, certains éléments statiques de la scène réfléchissent le signal sans décalage Doppler. Le spectre sur la voie RF est donc constitué d'un signal à la fréquence  $\nu + \Delta\nu$  (signal réfléchi avec effet Doppler) ainsi qu'un pic "parasite" à la fréquence  $\nu$  (signal réfléchi sans effet Doppler) (voir figure 1.2). Le signal généré par l'oscillateur local n'étant pas parfaitement monochromatique, la puissance qu'il transporte est étalée sur une certaine bande de fréquence autour de la fréquence centrale  $\nu$  et le signal utile de fréquence  $\Delta\nu$  portant l'information risque d'être masqué. Ceci met donc en évidence l'importance de disposer d'un oscillateur local à très haute pureté spectrale dans ce type de système. Aussi, le radar "doppler" existe dans une version permettant de mesurer des distances : c'est le cas du radar FM-CW (modulé en fréquence, à onde continue). Dans cette configuration, le signal émis est modulé en fréquence par un signal triangulaire. Le décalage en fréquence du signal reçu est proportionnel à la distance de l'objet. La pureté spectrale de l'oscillateur local est aussi fondamentale dans ce cas.

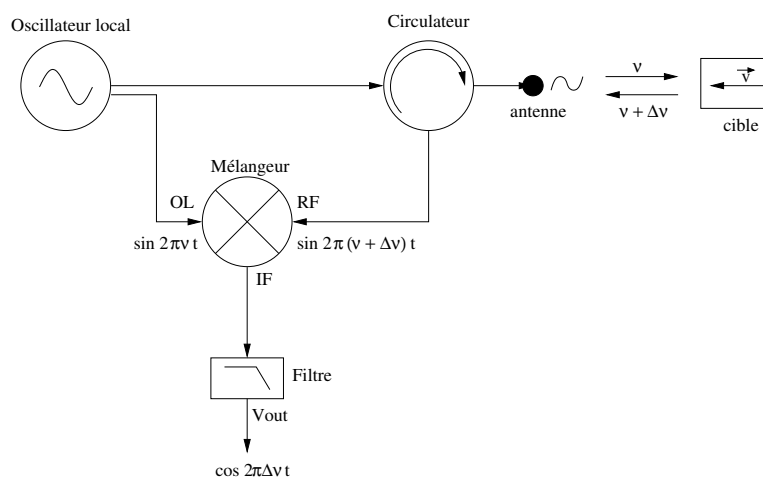


FIG. 1.1 – Principe du radar Doppler.

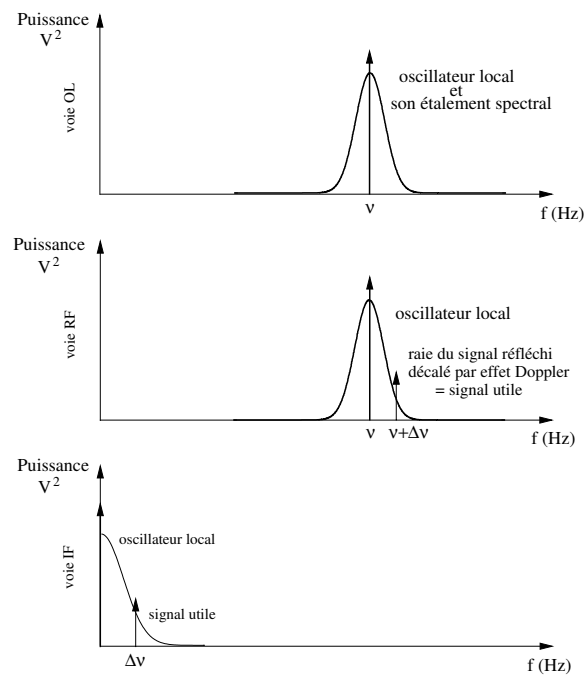


FIG. 1.2 – Spectre des signaux aux entrées et à la sortie du mélangeur d'un dispositif radar Doppler.

Les oscillateurs développés dans cette thèse sont typiquement voués à des applications radar de haute sensibilité. Ils doivent présenter une excellente stabilité sur le très court terme.

#### 1.1.4 Caractérisation d'oscillateurs ultra-stables.

L'instrument de mesure de la fréquence d'un oscillateur est un oscillateur de référence associé à un système de comparaison. Il est donc forcément nécessaire de toujours disposer d'une source à très haute pureté spectrale pour caractériser d'autres sources moins performantes. Le développement d'oscillateurs à résonateur saphir cryogénique permet par exemple la mesure et donc une meilleure compréhension des performances d'oscillateurs à quartz très haut de gamme voués à des applications spatiales [1]. Ceci justifie pleinement le travail du métrologue dont le rôle est de perfectionner les horloges et les techniques de comparaison.

#### 1.1.5 Tests de physique fondamentale.

Un postulat fondamental de la physique (théorie de la relativité restreinte) explique que les lois de la physique sont indépendantes du référentiel d'étude. Pour exemple, les tests de l'invariance de Lorentz, stipulant que la vitesse de la lumière est indépendante de la vitesse et de l'orientation du laboratoire, sont très importants pour faire progresser la physique fondamentale. Le développement d'oscillateurs saphir cryogéniques ultra-stables permet de tester expérimentalement ces théories. Cette expérience, connue comme le test de type Michelson-Morley [2], consiste à comparer la fréquence de deux oscillateurs cryogéniques en fonction de l'orientation des résonateurs. En outre, on peut évaluer l'influence de la vitesse de rotation du laboratoire sur la fréquence des oscillateurs (test de Kennedy-Thorndike [1932]). On étudie alors la variation de fréquence de deux résonateurs orientés orthogonalement sur un long temps d'intégration [3]. Pour que l'invariance de Lorentz soit contredite, la fréquence de battement des deux oscillateurs doit présenter des variations périodiques dans le temps. La rotation de la Terre provoque

en effet une modulation de vitesse et donc de direction des ondes dans le résonateur. La validité de ces tests est bien sûr renforcée si l'on fait osciller des sources ultra-stables. A ce jour, aucune violation de l'Invariance de Lorentz n'a été observée.

### 1.1.6 Métrologie des fréquences.

La détermination de l'échelle de temps constitue l'application la plus fondamentale des horloges. Une horloge doit fonctionner en permanence, à partir d'un événement choisi comme origine des temps. Le principe de base est de disposer d'une horloge étalon sur une longue durée pour fixer la date et repérer l'écoulement du temps. Le problème est qu'une horloge seule dérive forcément. En pratique, on construit une multitude d'horloges, aussi identiques que possible, que l'on compare les unes aux autres de manière permanente afin de conserver les plus stables et établir une échelle de temps précise et pérenne. L'horloge atomique à jet de césium, dont la première fût construite par Essen et Parry en 1955 au NPL (National Physical Laboratory) à Londres, est à l'origine de la définition actuelle de la seconde. En effet, depuis la Conférence Générale des Poids et Mesures en 1967, la seconde est définie en tant qu'unité du Système International comme la durée de 9192631770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de césium 133. La fréquence  $\nu$  du rayonnement nécessaire à cette transition est déterminée par la relation :

$$h\nu = E_b - E_a \quad (1.4)$$

où  $h = 6,62 \times 10^{-34}$  J.s est la constante de Planck.  $E_a$  et  $E_b$  sont les niveaux d'énergie concernés tels que  $E_b > E_a$ .

Ce rayonnement à 9,192 GHz est généré par un oscillateur local dont la stabilité de fréquence à court terme doit être de l'ordre de  $1.10^{-13}$ . Un asservissement électronique permet alors de maintenir en permanence un accord entre la fréquence du signal d'interrogation et la fréquence de résonance atomique. Dans ce cas, la fréquence des transitions n'est dépendante que de constantes fondamentales invariantes dans tout référentiel spatio-temporel. Une horloge atomique est donc une référence quasi-idéale de fréquence.

Les horloges à jet atomique présentent cependant des limitations de performances liées en particulier à la vitesse élevée des atomes dans le jet. En ce sens, des horloges à atomes froids, dans lesquelles la vitesse des atomes est diminuée (à quelques cm/s) par refroidissement laser, présentent une exactitude record de l'ordre de  $10^{-15}$  et une stabilité de l'ordre de  $4.10^{-14}$  sur un temps d'intégration de 1 seconde [4]. Pour leur fonctionnement, ces horloges nécessitent l'intervention d'oscillateurs ultra-stables présentant une stabilité de fréquence à court terme de l'ordre de  $1.10^{-14}$ .

Les recherches scientifiques pour le développement de sources encore plus performantes que les horloges atomiques actuelles sont en perpétuelle évolution. Aujourd'hui, il semble très tentant d'augmenter la fréquence de ces horloges en utilisant des transitions (entre deux niveaux d'énergie d'un atome ou d'une molécule) dans le domaine optique, soit quelques centaines de térahertz ( $10^{14}$  à  $10^{15}$  Hz). L'explication simplifiée de cette course aux hautes fréquences tient à ce qu'un dispositif n'est généralement pas sensible à une variation relative de fréquence mais absolue : si l'on est capable de mesurer une fréquence au Hz près, l'erreur relative ne sera que de  $10^{-14}$  à 100 THz alors qu'elle est de  $10^{-10}$  à 10 GHz. Cependant, suivre le rythme de ces horloges au rythme fou est un challenge difficile. Des chaînes de synthèse très complexes, occupant des pièces entières, étaient utilisées dans le passé pour transférer la stabilité de l'horloge à jet de césium à des fréquences supérieures à 10 THz [5]. De récents travaux permettant de mesurer "aisément" la fréquence de ces futures horloges optiques avec une précision extrême



ont permis à l'américain John Hall (JILA, Colorado, Etats-Unis) et l'allemand Théodor Hänsch (MPQ : Max Planck Institut für QuantenOptik, Allemagne) d'être récompensés par le Prix Nobel de Physique 2005. Ces travaux ont abouti à la réalisation de lasers femto-seconde [6]. Ces lasers émettent des impulsions ultracourtes d'une durée de l'ordre de 10 fs. Un spectre constitué d'une multitude de raies séparées d'un écart  $\Delta\nu$  et couvrant plus d'un octave dans le domaine optique est alors généré. Ces sources sont constituées d'un laser titane-saphir à modes bloqués. L'écart en fréquence (taux de répétition)  $\Delta\nu$  entre ces raies est déterminé par la longueur de la cavité  $L_c$  et la vitesse de groupe  $v_g$  du pulse tel que  $\Delta\nu = v_g/2L$ . Pour élargir le domaine spectral couvert par l'ensemble de ces raies, le faisceau laser est envoyé dans un dispositif à fibre photonique. Ainsi, si la position de chaque raie et l'écart entre chacune d'elles est déterminé expérimentalement avec une grande précision, ce peigne de fréquences constitue une excellente référence car n'importe quelle fréquence optique peut finalement être comparée à la fréquence de la raie du peigne la plus proche. Evidemment, le taux de répétition  $\Delta\nu$  des impulsions doit être le plus stable possible. Pour cela, une portion du train d'impulsions est détectée par une photodiode rapide. Une harmonique est alors asservie en phase sur une source micro-onde synthétisée pilotée par une horloge à rubidium ou à césium. Le signal d'erreur agit alors sur un transducteur piézoélectrique ajustant la longueur de la cavité.

Ces mesures de fréquences optiques sont promises à de nombreuses applications en premier lieu dans le domaine de la physique fondamentale (vérification de la théorie de la relativité d'Einstein, mesure de constantes fondamentales) mais aussi dans l'amélioration des horloges optiques, qui pourraient dans un avenir proche remplacer les horloges de référence actuelles dans le domaine micro-onde. On se dirigerait alors vers une nouvelle définition physique de la seconde.

## 1.2 Oscillateurs

Un oscillateur est un système autonome auto-entretenu capable de générer un signal périodique dans le temps. Ce signal est caractérisé par sa fréquence  $\nu_0$  exprimée en Hz ou sa période  $T_0$  exprimée en seconde. En métrologie, on demande aux oscillateurs d'être stables, c'est-à-dire d'avoir une fréquence constante au cours du temps.

### 1.2.1 Eléments constitutifs d'un oscillateur

Dans sa plus simple configuration, un oscillateur est composé d'un résonateur et d'un amplificateur. Le résonateur est l'élément fixant la fréquence  $\nu_0$  d'oscillation. Intuitivement, on comprend que l'amplitude des oscillations va progressivement diminuer car diverses forces ou perturbations dissipent l'énergie du résonateur. Ces pertes sont habituellement imagées par le facteur de qualité  $Q_0$  défini comme :

$$Q_0 = 2\pi\nu_0 \frac{E_{tc}}{P_{mc}} = 2\pi \frac{\text{Energie stockee}}{\text{Pertes d'energie par cycle}} \quad (1.5)$$

avec  $E_{tc}$  l'énergie totale emmagasinée par cycle dans le résonateur et  $P_{mc}$  la puissance moyenne dissipée par cycle.

Dans le cas d'un pendule,  $Q_0$  correspond approximativement au nombre d'oscillations qu'effectue ce dernier avant de perdre la totalité de son énergie. Pour être exploitable, le résonateur est couplé avec l'extérieur avec lequel il échange de l'énergie. Ce couplage entraîne des pertes d'énergie provoquant un amortissement des oscillations. Ces pertes sont habituellement imagées par l'énergie  $\Delta W$  cédée à l'environnement pendant une période  $T_0$ . On introduit alors le facteur de qualité de l'extérieur  $Q_{ext}$  défini par :

$$Q_{ext} = \frac{2\pi W}{\Delta W} \quad (1.6)$$

Le facteur de qualité en charge  $Q_L$  du résonateur est obtenu par :

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{ext}} \quad (1.7)$$

Dans le domaine fréquentiel, ces pertes se traduisent par un élargissement de la raie de résonance. Le facteur de qualité est alors :

$$Q_L = \frac{\nu_0}{\Delta\nu} \quad (1.8)$$

avec  $\Delta\nu$  la largeur de raie à -3 dB.

Les figures 1.3(a) et 1.3(b) montrent la réponse typique en module et en phase d'un résonateur.

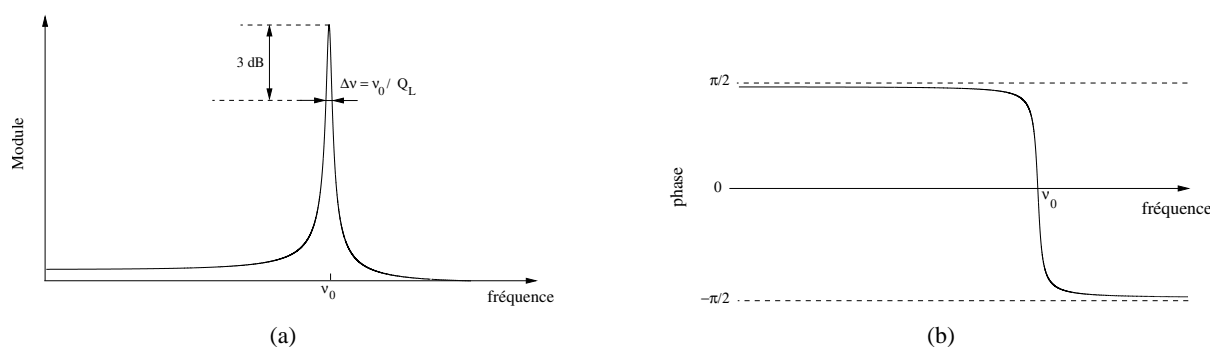


FIG. 1.3 – Module (a) et phase (b) de la réponse d'un résonateur.

Pour obtenir un oscillateur, on associe ce résonateur à un amplificateur dont le rôle est de compenser les pertes d'énergie du résonateur. Evidemment, ce mécanisme d'entretien doit agir en cohérence, en "phase" avec le système oscillant. Deux conditions (conditions de Barkhausen) en module et en phase sont donc nécessaires au démarrage des oscillations :

- le gain de boucle doit être supérieur à 1.
- la phase totale de la boucle doit être égale à  $0 + 2k\pi$  (avec  $k$  entier).

## 1.2.2 Différentes topologies d'oscillateurs.

### Oscillateur à contre-réaction parallèle

Un oscillateur à contre-réaction parallèle est un système dans lequel un amplificateur de gain  $G$  fonctionnant en régime non-linéaire est contre-réactionné par un élément passif (résonateur) qui permet de fixer la fréquence d'oscillation (voir figure 1.4).

Le gain de boucle en petit signal et au voisinage de la fréquence du résonateur est supérieur à 1, de sorte que le signal démarre et augmente en amplitude jusqu'à être limité par la saturation de l'amplificateur. Le gain de boucle est inférieur à 1 aux autres fréquences et on vérifie la stabilité de l'amplificateur, de sorte que l'oscillation ne puisse se produire qu'à travers le résonateur. On résume les conditions d'oscillation par :

$$GA = 1 \quad (1.9)$$

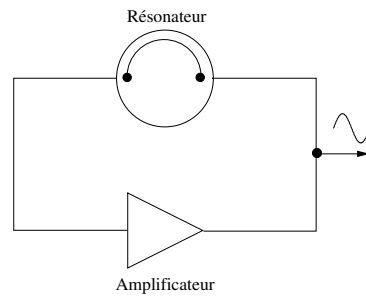


FIG. 1.4 – Modèle élémentaire d'un oscillateur à contre-réaction parallèle.

et

$$\Phi_{ampli} + \Phi_{passif} = 0 + 2k\pi \quad (1.10)$$

avec  $A$  l'atténuation de la partie passive.  $\Phi_{ampli}$  et  $\Phi_{passif}$  sont respectivement la phase de l'amplificateur et la phase de la partie passive à la fréquence  $\nu_0$ .

### Oscillateur à contre-réaction série

Une autre vision est celle de l'oscillateur à résistance négative (figure 1.5(a)). Dans un oscillateur à contre-réaction série, les parties active et passive se comportent respectivement comme un amplificateur en réflexion d'impédance  $Z_{ampli}$  et une cavité en réaction d'impédance  $Z_{res}$  (figure 1.5(b)). Pour présenter une résistance négative, il faut réaliser une contre-réaction sur l'émetteur du transistor (ou dans certains cas avoir recours à une configuration différente telle que le collecteur commun). En pratique, on dispose généralement un petit bout de ligne sur l'émetteur du transistor.

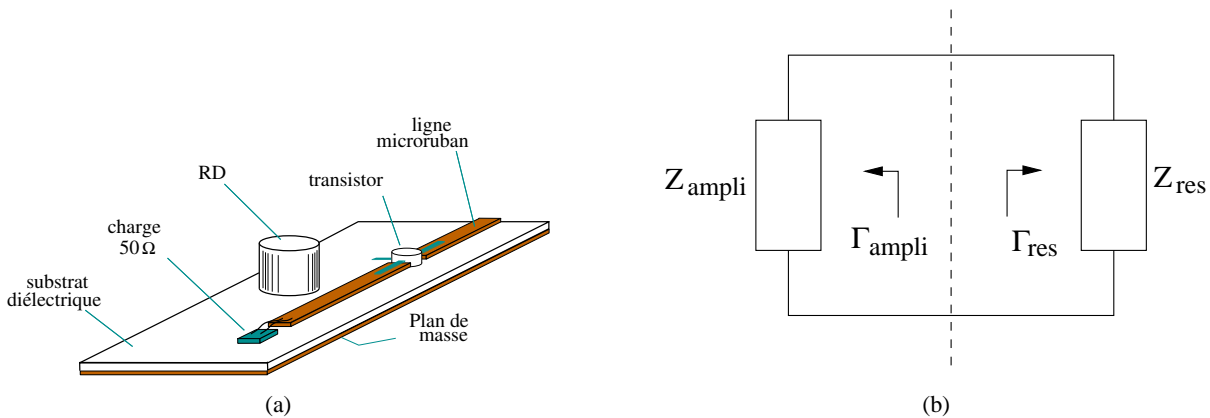


FIG. 1.5 – (a) Exemple d'un oscillateur à contre-réaction série. Le résonateur diélectrique (RD) est couplé par une ligne micro-ruban - (b) Modèle de l'oscillateur à résistance négative.

Toute onde incidente issue de la cavité est amplifiée et réfléchiée par le transistor jusqu'à ce que les conditions d'oscillation soient satisfaites. Les conditions d'oscillation sont écrites :

$$Z_{ampli} + Z_{res} = 0 \quad (1.11)$$

La technique consistant à définir les conditions d'oscillation à l'aide des coefficients de réflexion  $\Gamma_{ampli}$  et  $\Gamma_{res}$  (voir figure 1.5(b)) est aussi largement utilisée, en particulier par les simulateurs. Ces conditions sont définies par :

$$\Gamma_{ampli} \times \Gamma_{res} = 1 \quad (1.12)$$

### 1.2.3 Instabilités de fréquence.

#### Définitions.

Le signal  $V(t)$  délivré par un oscillateur idéal conserve en permanence la même fréquence  $\nu_0$  et la même amplitude  $V_0$ . On a alors :

$$V(t) = V_0[\cos(2\pi\nu_0 t)] \quad (1.13)$$

Dans le domaine fréquentiel, le signal délivré par un oscillateur idéal est donc constitué d'un seul pic de Dirac à la fréquence  $\nu_0$ . Dans la réalité, différents phénomènes déterministes ou aléatoires modifient la phase et l'amplitude du signal d'une oscillation à l'autre. Le signal réel  $V(t)$  s'écrit alors sous la forme :

$$V(t) = V_0[1 + \alpha(t)][\cos(2\pi\nu_0 t + \varphi(t))] \quad (1.14)$$

avec  $\alpha(t)$  et  $\varphi(t)$  représentant respectivement la modulation d'amplitude et de phase du signal. Dans la plupart des cas, les fluctuations d'amplitude sont négligeables par rapport aux fluctuations de phase. La caractérisation des fluctuations de fréquence du signal peut être réalisée soit dans le domaine temporel soit dans le domaine fréquentiel.

**Caractérisation des instabilités de fréquence dans le domaine temporel.** La caractérisation des instabilités de fréquence dans le domaine temporel fait appel à des méthodes statistiques. Le principe est de répéter la mesure de la fréquence du signal un grand nombre de fois de façon à obtenir un tableau de valeurs  $\nu_1, \nu_2, \nu_3, \dots, \nu_N$ . Une première solution est de calculer la moyenne  $\langle \nu \rangle$  sur  $N$  mesures :

$$\langle \nu \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \nu_k \quad (1.15)$$

La variance est donnée par :

$$\sigma_{\nu}^2 = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (\nu_k - \langle \nu \rangle)^2 = \langle \nu_k^2 \rangle - \langle \nu \rangle^2 \quad (1.16)$$

De la même manière, on introduit la variance vraie  $I_N$  des variations relatives de fréquence  $\frac{\nu - \langle \nu \rangle}{\langle \nu \rangle}$ .

En pratique, la mesure de la variance est effectuée sur un temps fini noté  $\tau$  pouvant être représenté dans le domaine temporel par sa réponse impulsionnelle  $h_1(t)$ . Ainsi, dans le domaine fréquentiel, le calcul de la variance vraie est donné par :

$$\sigma_{\langle \nu_k \rangle}^2 = \int_0^{\infty} S_y(f) |H_1(f)|^2 df \quad (1.17)$$

où  $H_1(f) = \frac{\sin(\pi f \tau)}{\pi f \tau}$  est la transformée de Fourier de  $h_1(t)$ .  $S_y(f)$  est la densité spectrale des fluctuations relatives de fréquence.

Ce calcul pose alors un problème de convergence pour certains types de bruits. Pour remédier à ce problème, on réalise le calcul d'une variance approximée à deux échantillons dite variance d'Allan. On considère alors deux comptages successifs (sans temps morts) d'une durée  $\tau$ , démarrant respectivement au temps  $t_k$  et  $t_{k+1}$  et permettant d'obtenir  $y_k$  et  $y_{k+1}$ . La variance d'Allan  $\sigma_y^2(\tau)$  est alors donnée par [7] :

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} (\langle y_{k+1} \rangle - \langle y_k \rangle)^2 \quad (1.18)$$

On utilise habituellement en pratique  $\sigma_y(\tau)$  pour caractériser la stabilité relative de fréquence de l'oscillateur.

Le banc de mesure classiquement utilisé pour la mesure de stabilité de fréquence dans le domaine temporel est indiqué figure 1.6. Un signal de battement est obtenu entre le signal à mesurer et une référence à l'aide d'un mélangeur. La fréquence du signal de battement est alors analysée à l'aide d'un compteur réciproque lui-même piloté par une référence stable. Le compteur est connecté à un ordinateur effectuant le calcul de variance.

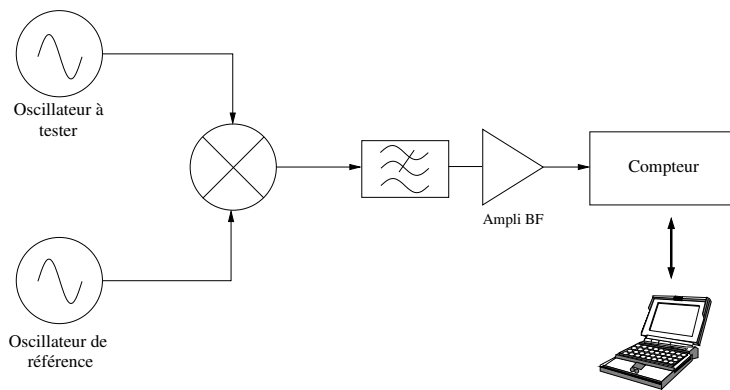


FIG. 1.6 – Banc de mesure de la stabilité de fréquence d'un oscillateur dans le domaine temporel.

**Caractérisation des instabilités de fréquence dans le domaine fréquentiel.** Dans le domaine fréquentiel, les densités spectrales de puissance (DSP)  $S_\phi(f)$  et  $S_\alpha(f)$ , exprimées respectivement en  $\text{rad}^2/\text{Hz}$  (ou  $\text{dB}\cdot\text{rad}^2/\text{Hz}$ ) et  $\text{Hz}^{-1}$ , caractérisent la répartition fréquentielle de  $\phi(t)$  et  $\alpha(t)$ . Les constructeurs spécifient régulièrement le bruit de phase d'une source par la quantité  $L(f)$  telle que :

$$L(f) = \frac{1}{2} S_\phi(f) \quad (1.19)$$

En dB, on a donc  $L(f) = S_\phi(f) - 3 \text{ dB}$ .

La modulation de phase et d'amplitude du signal par le bruit provoque un étalement de la puissance du signal sur une bande de fréquence autour de la fréquence centrale  $\nu_0$  (voir figure 1.7(b)). La pureté spectrale peut alors être caractérisée pour chaque fréquence  $\nu$  à une distance  $f = \nu - \nu_0$  de la porteuse par la puissance disponible  $P_\nu$  sur la puissance de la porteuse  $P_0$ . En présence du seul bruit de phase, on a alors :

$$S_\phi(f) = 10 \log\left(\frac{2P_\nu}{P_0}\right) \quad [\text{dB}\cdot\text{rad}^2/\text{Hz}] \quad (1.20)$$

On peut aussi faire l'analyse du signal dérivé  $\dot{\phi}(t)$ . Il caractérise les fluctuations de la fréquence instantanée définie comme la dérivée de la phase totale, soit :

$$\nu(t) = \nu_0 + \frac{\dot{\phi}(t)}{2\pi} \quad (1.21)$$

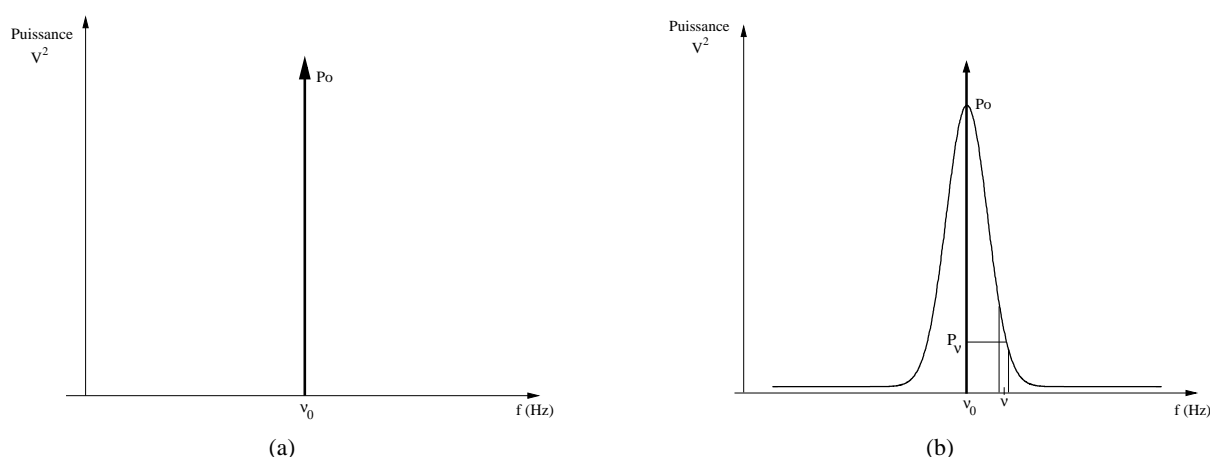


FIG. 1.7 – a) Pic de Dirac d'un oscillateur idéal - b) Etalement fréquentiel de la puissance du signal dû au bruit dans un oscillateur réel.

Il est commode d'utiliser la quantité sans dimension :

$$y = \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = \frac{\dot{\varphi}(t)}{2\pi\nu_0} \quad (1.22)$$

qui représente les fluctuations relatives de fréquence. Le spectre correspondant est noté  $S_y(f)$ . Les signaux  $\varphi(t)$  et  $y(t)$  correspondent par dérivation. Les spectres sont donc dans un rapport  $j2\pi f$  par transformée de Fourier. Il en résulte que leurs densités spectrales sont liées par :

$$S_y(f) = \frac{f^2}{\nu_0^2} S_\varphi(f) \quad (1.23)$$

Les mesures du spectre  $S_\varphi(f)$  constituent à elles seules un domaine de la métrologie. Ce manuscrit apportera des éléments détaillés sur ces techniques dans la section 1.3.

**Liens entre domaine temporel et domaine fréquentiel.** L'équation 1.23 met en évidence qu'il est possible de lier les résultats de l'analyse temporelle avec ceux de l'analyse fréquentielle. Un modèle classiquement utilisé pour décrire le spectre de bruit de phase d'un oscillateur est celui dit de la "loi en puissance". On a ainsi :

$$S_\varphi(f) = \sum_{i=0}^{-4} b_i f^i \quad (1.24)$$

Le spectre de bruit de phase tracé dans un diagramme log-log (figure 1.8) est alors constitué de plusieurs droites de pentes différentes. A chacune de ces pentes correspond un type de source de bruit.

De la même manière, on a :

$$S_y(f) = \sum_{i=-2}^2 h_i f^i \quad (1.25)$$

Le tableau 1.1 décrit les liens entre  $S_\varphi(f)$ ,  $S_y(f)$  et  $\sigma_y^2(\tau)$ . De plus, il indique les types de bruit auxquels correspondent les différentes pentes rencontrées dans ce type de mesure.

La figure 1.8 résume les liens entre  $S_\varphi(f)$ ,  $S_y(f)$  et  $\sigma_y^2(\tau)$ .

Type de Bruit	$S_{\phi}(f)$	$S_y(f)$	$S_{\phi} \leftrightarrow S_y$	$\sigma_y^2(\tau)$
Bruit blanc de phase	$b_0$	$h_2 f^2$	$h_2 = \frac{b_0}{v_0^2}$	$\propto \tau^{-2}$
Bruit flicker de phase	$b_{-1} f^{-1}$	$h_1 f$	$h_1 = \frac{b_{-1}}{v_0^2}$	$\propto \tau^{-2}$
Bruit blanc de fréquence	$b_{-2} f^{-2}$	$h_0$	$h_0 = \frac{b_{-2}}{v_0^2}$	$\frac{1}{2} h_0 \tau^{-1}$
Bruit flicker de fréquence	$b_{-3} f^{-3}$	$h_{-1} f^{-1}$	$h_{-1} = \frac{b_{-3}}{v_0^2}$	$2 \ln(2) h_{-1}$
Marche aléatoire de fréquence	$b_{-4} f^{-4}$	$h_{-2} f^{-2}$	$h_{-2} = \frac{b_{-4}}{v_0^2}$	$\frac{4\pi^2}{6} h_{-2} \tau$

TAB. 1.1 – Types de bruit, densités spectrales de puissance et variance d’Allan.

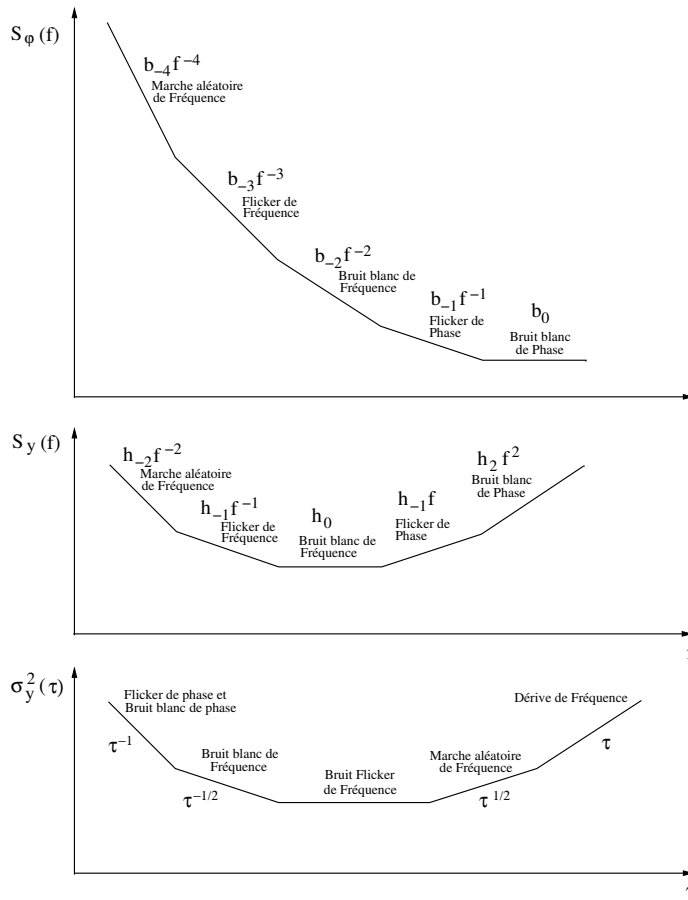


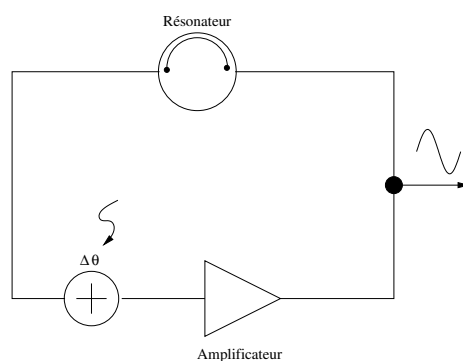
FIG. 1.8 – Spectre des fluctuations de phase  $S_{\phi}(f)$ , de fréquence  $S_y(f)$  et variance d’Allan  $\sigma_y^2(\tau)$ .

**L’effet Leeson.**

Une conséquence très importante de la condition de phase de Barkhausen est que toute perturbation de phase  $\Delta\theta$  dans la boucle est compensée directement par une variation de phase  $\Delta\theta$  dans le résonateur provoquant une variation de la fréquence du signal de sortie de l’oscillateur  $\Delta\nu$  (voir figure 1.9) telle que :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{\Delta\theta}{2Q_L} \tag{1.26}$$

On considère désormais que  $\Delta\theta$  est une composante de bruit de phase à la fréquence  $f$ . Si  $f$  est

FIG. 1.9 – Oscillateur perturbé par une variation de phase  $\Delta\theta$ .

inférieure à la bande passante du résonateur  $\nu_0/2Q_L$  (fluctuations lentes de  $\Delta\theta$ ), la relation 1.26 prend effet. La densité spectrale de puissance des fluctuations de phase du signal généré par l'oscillateur est alors :

$$S_\varphi(f) = \frac{1}{f^2} S_{\Delta\theta} = \left(\frac{\nu_0}{2Q_L}\right)^2 \frac{1}{f^2} S_{\Delta\theta}(f) \quad \text{pour } f < \frac{\nu_0}{2Q_L} \quad (1.27)$$

Par contre, les fluctuations rapides de  $\Delta\theta$  sont filtrées par le résonateur. Il n'y a donc aucune compensation et on retrouve :

$$S_\varphi(f) = S_{\Delta\theta}(f) \quad \text{pour } f > \frac{\nu_0}{2Q_L} \quad (1.28)$$

Les équations 1.27 et 1.28 peuvent être résumées par l'expression suivante dite formule de Leeson [8].

$$S_\varphi(f) = S_{\Delta\theta}(f) \left[1 + \left(\frac{\nu_0}{2Q_L}\right)^2 \frac{1}{f^2}\right] \quad (1.29)$$

L'équation 1.29 peut être simplifiée par :

$$S_\varphi(f) = S_{\Delta\theta}(f) \left(1 + \frac{f_L^2}{f^2}\right) \quad (1.30)$$

où  $f_L = \frac{\nu_0}{2Q_L}$  est dite fréquence de Leeson.

La relation 1.29 met en évidence la nécessité de combiner un résonateur à fort coefficient de sur-tension et un amplificateur faible bruit de phase (contribution principale de  $\Delta\theta$ ) pour développer un oscillateur à haute pureté spectrale.



**Origines des instabilités de fréquence.**

On distingue généralement les instabilités de fréquence long terme et les instabilités de fréquence court terme de l'oscillateur.

**Instabilités de fréquence court terme.**

**Bruit de l'amplificateur** La limitation principale de la stabilité de fréquence d'un oscillateur micro-onde sur le court terme provient du bruit de l'amplificateur. Pour les fréquences de Fourier distantes de la porteuse, le bruit de phase de l'oscillateur est fixé par le palier de bruit thermique de l'amplificateur égal à  $Fk_B T/P_{in}$  où  $F$  est le facteur de bruit en régime linéaire de l'amplificateur,  $k_B$  la constante de Boltzmann ( $= 1,38.10^{-23}$  W/Hz),  $T$  la température et  $P_{in}$  la puissance de porteuse en entrée de l'amplificateur. Pour des fréquences proches de la porteuse, le bruit de l'amplificateur est caractérisé par une pente en  $f^{-1}$  correspondant au bruit flicker. La densité spectrale de puissance des fluctuations de phase du signal de sortie de l'amplificateur est alors :

$$S_{\Delta\theta}(f) = \left(1 + \frac{f_c}{f}\right) \frac{Fk_B T}{P_{in}} \tag{1.31}$$

où  $f_c$  est une fréquence (dite fréquence de coin) dépendant de la technologie de l'amplificateur.

D'après la formule de Leeson, le bruit de phase de l'oscillateur est donc caractérisé par une pente en  $f^{-3}$  pour des fréquences de Fourier proches de la porteuse ( $f < f_c$ ). Les figures 1.10(a) et 1.10(b) décrivent les deux spectres de bruit de phase d'oscillateurs possibles. Pour résumer, le bruit de phase de l'oscillateur est obtenu en multipliant le bruit de phase de l'amplificateur par  $f^2$  pour les fréquences de Fourier inférieures à  $\frac{v_0}{2Q_L}$ .

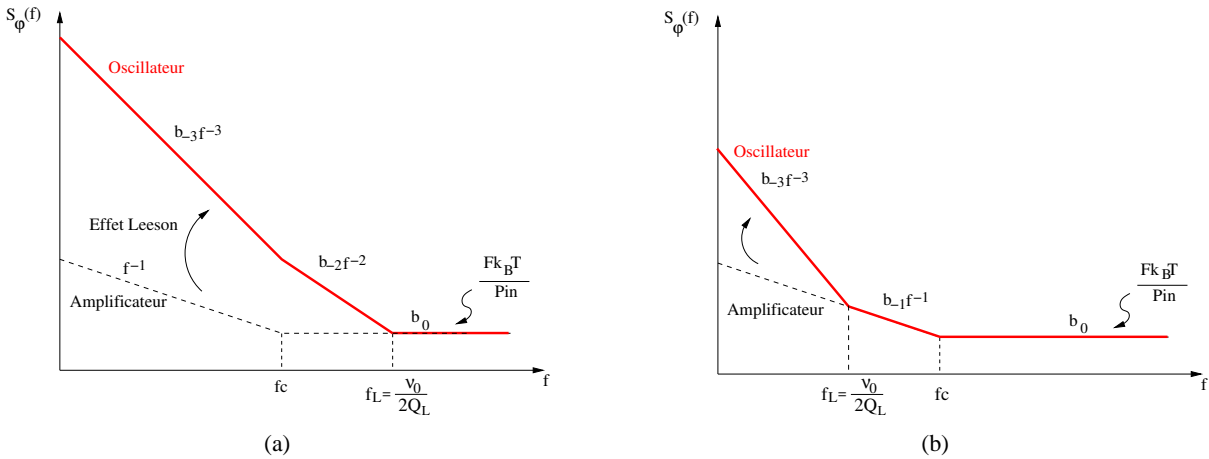


FIG. 1.10 – Bruit de phase de l'oscillateur obtenu par effet Leeson à partir du bruit de phase de l'amplificateur. (a) :  $f_c < f_L$ , (b) :  $f_c > f_L$

Dans le domaine temporel, l'influence du bruit flicker de l'amplificateur se traduit par un plancher de stabilité (dit palier flicker). En considérant que le bruit flicker fixe la performance ultime de l'oscillateur, on a d'après 1.23 :

$$S_y(1Hz) = \frac{1}{\sqrt{2}} S_{\phi}(1Hz) \tag{1.32}$$

où d'après 1.29 :

$$S_{\varphi}(1Hz) \simeq \frac{v_0^2}{4Q_L^2} S_{\Delta\theta}(1Hz) \quad (1.33)$$

Dans le domaine temporel, on retrouve (voir Tab 1.1) :

$$\sigma_y^2(\tau) \simeq 2\ln 2 \times \frac{1}{4Q_L^2} S_{\Delta\theta}(1Hz) \quad (1.34)$$

En connaissant le bruit de l'amplificateur utilisé dans la boucle d'oscillation, ces relations permettent d'estimer aisément le coefficient de qualité nécessaire à l'obtention d'un bruit de phase ou d'une instabilité de fréquence désirée.

**Bruit d'autres composants de la boucle.** Les oscillateurs de haute performance nécessitent généralement l'intervention d'un discriminateur de fréquence de haute sensibilité permettant de corriger le bruit de phase introduit par l'amplificateur. La mise en oeuvre de ces techniques, détaillées dans la partie 1.5.3, permet de mettre en évidence que certains composants tels que les circulateurs ou isolateurs peuvent limiter la stabilité d'un oscillateur micro-onde.

Enfin, un phénomène reconnu est le bruit propre en  $1/f$  de divers résonateurs. Ce phénomène a été d'ores et déjà mis en évidence sur des résonateurs à quartz dont le bruit flicker limite la stabilité des oscillateurs métrologiques vers  $1.10^{-13}$  [9, 10]. Les origines du bruit en  $1/f$  des résonateurs à quartz sont encore énigmatiques mais sembleraient provenir du processus de fabrication. Ce processus n'a pas été encore démontré sur des résonateurs micro-ondes.

**Facteurs de pushing et de pulling.** Des fluctuations de fréquence de l'oscillateur peuvent être dues à une légère variation d'impédance dans le circuit. On parle d'effet pulling. Ce phénomène est généralement minimisé en isolant la charge de l'oscillateur (isolateur, amplificateur,...). L'impédance de charge du circuit réactif est alors constante. Le facteur de pushing rend compte des fluctuations de fréquence de l'oscillateur dues à une légère variation d'une tension d'alimentation (généralement celle de l'amplificateur d'entretien). Pour exemple, dans le cas de transistors bipolaires, une infime variation de la tension base-émetteur affecte notablement le bruit de phase du dispositif. D'ailleurs, cet effet reliant les fluctuations de la tension base-émetteur aux fluctuations de fréquence peut être utilisé pour la simulation de bruit de phase d'oscillateurs [11].

**Instabilités de fréquence à moyen et long terme.** La stabilité de fréquence à moyen et long terme de l'oscillateur est principalement limitée par la sensibilité du circuit aux variations de paramètres extérieurs environnants.

**Sensibilité à la température.** Tout d'abord, les variations de température modifient la longueur électrique (et donc la phase) de la boucle. La sensibilité résiduelle thermique de l'oscillateur peut être estimée en considérant que le circuit d'entretien est composé de câbles en cuivre :

$$\frac{1}{\Delta T} \frac{\Delta v}{v} = \frac{1}{2Q_L} \cdot 2\pi \cdot \frac{L_b}{\lambda_0} \cdot \alpha_{cu} \quad (1.35)$$

avec  $\lambda_0$  la longueur d'onde dans les câbles,  $\alpha_{cu} \simeq 1,7.10^{-5}$  le coefficient de dilatation du cuivre (en  $K^{-1}$ ) à température ambiante et  $L_b$  la longueur électrique de la boucle.

Typiquement, pour un oscillateur à résonateur saphir de fréquence 10 GHz, on a à température ambiante  $Q_L=120.000$  et  $L_b \simeq 1m$ . On obtient alors une sensibilité résiduelle de l'ordre de  $1,48.10^{-8} K^{-1}$ .

Ces fluctuations de phase doivent donc être dans la mesure du possible corrigées. Pour cela, une première solution est de protéger le circuit des variations de température ambiante en entourant l'ensemble de la boucle d'un "bouclier" thermique. Une seconde solution, fréquemment utilisée, est de corriger ces fluctuations de phase à l'aide d'un discriminateur de Pound [12]. Dans un oscillateur à quartz, cet effet est négligeable car  $L_b \ll \lambda_0$ . Notons enfin que l'expression 1.35 n'est qu'un modèle très simplifié car il ne tient pas compte de la sensibilité thermique des composants de la boucle tels que les filtres, déphaseurs, etc..

En second lieu, la température agit directement sur la fréquence du mode excité dans le résonateur. Il faut donc réaliser un résonateur dont la dépendance fréquence-température présente un ou plusieurs points d'inversion. Pour le résonateur à quartz, cette compensation est réalisée en jouant sur les angles de coupe de la lame de quartz. Un point d'inversion est généralement obtenu vers 80°C. Le problème est bien plus critique avec le résonateur saphir micro-onde dont la sensibilité de la fréquence à la température est élevée (-70 ppm/K à 300K). Cette sensibilité est principalement due à la variation de la permittivité relative  $\epsilon_r$  du saphir avec la température. En supposant des fluctuations rms de température de 1mK (performances typiques pour un régulateur thermique), la stabilité de fréquence de l'oscillateur est alors de  $7 \cdot 10^{-10}$ . L'utilisation de températures cryogéniques permet de réduire considérablement cette sensibilité par la possible obtention de points d'inversion pour lesquels la dépendance fréquence-température s'annule au premier ordre. Pour cela, on introduit une perturbation qui modifie la fréquence de résonance. L'effet de cette perturbation est lui-même sensible à la température mais de sens opposé à la variation naturelle de la fréquence (voir figure 1.11).

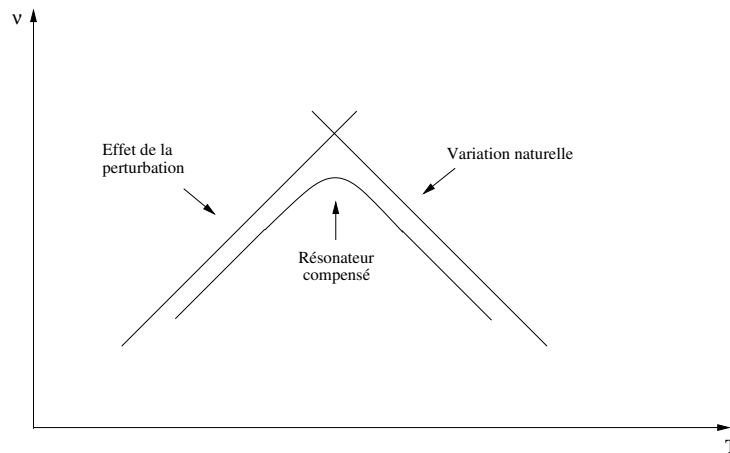


FIG. 1.11 – Principe de la compensation thermique.

Aux très basses températures ( $< 15\text{K}$ ), ce zéro de sensibilité est "aisément" obtenu par un phénomène de compensation "naturelle". Il a été montré [13] en effet que la présence d'impuretés paramagnétiques en très faibles proportions entraîne l'apparition d'une température d'inversion. Ces impuretés sont généralement des ions molybdène ( $M_o^{3+}$ ) ou titane ( $T_i^{3+}$ ). La susceptibilité de ces ions est fonction de la température et conduit à une compensation thermique caractérisée par une température d'inversion proche de 6K. On comprend alors aisément, avec l'augmentation accrue de  $Q_L$  aux températures cryogéniques, que des performances exceptionnelles de stabilité peuvent être obtenues avec de tels résonateurs.

A de plus hautes températures (autour de 77K), l'effet de ces impuretés n'est plus suffisant pour établir un point d'inversion. Diverses méthodes ont été proposées. Hartnett a suggéré le dopage artificiel du monocristal de saphir par des ions  $T_i^{3+}$  ou  $T_i^{4+}$  pour élever la température d'inversion [14] mais au

détriment d'une dégradation du facteur de qualité  $Q_L$  du résonateur. Un oscillateur à 12,7 GHz utilisant ce même procédé (ions  $Ti^{3+}$ ), opérant à 34K et présentant une instabilité relative de fréquence de  $2.10^{-13}$  pour un temps d'intégration compris entre 8 et 20s, a été construit à FEMTO-ST [15]. Un oscillateur à résonateur compensé ( $Ti^{4+}$  obtenus par recuit de  $Ti^{3+}$  à 1000°C) à 13,8 GHz a montré une instabilité de fréquence de  $7.10^{-14}$  sur un temps d'intégration de 16s [16].

La réalisation d'un résonateur saphir composite constitué d'un disque de saphir et d'un disque de rubis a été proposée par Dick [17]. Ce montage a abouti au développement d'une source dont la stabilité de fréquence est de  $4.10^{-15}$  pour un temps d'intégration compris entre 200 et 500 secondes.

Dick a aussi développé une compensation thermomécanique aboutissant à une température d'inversion de 87K. Son principe consiste à faire varier la permittivité moyenne vue par le champ électrique en introduisant un gap d'air entre deux monocristaux de saphir [18]. Une source réalisée avec cette structure présente un palier flicker de  $7,5.10^{-14}$  avec un coefficient de surtension de  $2.10^6$ .

Une autre solution consiste à effectuer le dépôt d'un disque de rutile ( $TiO_2$ ) de faible épaisseur sur le cristal de saphir. En effet, le rutile présente un coefficient en température de permittivité (CTP) de sens opposé à celui du saphir. Des températures d'inversion proches de 77K [19] ou de 46K [20] (dépôt d'un film de  $TiO_2$  par méthode sol-gel) ont été obtenues par ce procédé. Les résonateurs concernés présentent des coefficients de surtension allant de  $10^6$  à  $10^7$ . Avec cette technique (rutile déposé par pulvérisation), un oscillateur présentant une stabilité  $\sigma_y(\tau) \leq 2.10^{-13}$  pour  $\tau$  compris entre 1 et 1000s a été construit. Cette même source a une dérive de  $2.10^{-12}$  par jour [21].

Enfin, une technique proposée par des chercheurs australiens de l'University of Western Australia (UWA), consiste à exploiter le signal de battement entre deux modes de polarisations orthogonales excités dans le même résonateur. Ces deux modes présentent une dépendance fréquence-température différente. Pour une paire de modes choisie de manière appropriée, il existe alors une température à laquelle le gradient  $\frac{\delta\nu}{\delta T}$  de chacun des modes est identique. Il en résulte à cette même température un point d'inversion de la fréquence de battement entre ces deux modes. Ce battement est alors le signal d'horloge exploité. Une variation de température affecte de la même manière les deux modes WGH et WGE, rendant le signal de battement insensible aux fluctuations de température au premier ordre. Cette technique a été mise en place dernièrement à une température de travail de 50K [22] aboutissant au développement d'une source dont la stabilité de fréquence sur un temps d'intégration de 1 seconde est de  $4,3.10^{-14}$ .

A température ambiante, des températures d'inversion proches de 302K peuvent aussi être obtenues avec cette méthode. Une source présentant une instabilité de fréquence de  $8.10^{-12}$  sur un temps d'intégration de 1s a pu être construit avec cette technique [23]. Une solution originale, pour des applications à température ambiante, basée sur la conception d'une cavité "symétrique" à laquelle est associée une régulation électronique de température de haute-précision est présentée dans ce manuscrit (voir chapitre 2).

**Autres effets.** Le signal micro-onde injecté dans le résonateur provoque son échauffement. Des fluctuations de puissance induisent donc des variations de température et de fréquence du système résonant. De plus, ces fluctuations de puissance provoquent des variations de l'énergie électromagnétique stockée dans le résonateur. La pression de radiation du cristal est alors modifiée entraînant une faible déformation mécanique du résonateur [24]. Une variation de fréquence en résulte. Cet effet reste cependant négligeable à 300K.

Par ailleurs, et principalement dans les résonateurs saphir en cavité, le mode principal désiré peut être perturbé par de nombreux modes parasites fréquemment appelées modes de boîtes. Si ces derniers présentent une amplitude importante, ils sont susceptibles d'empêcher l'oscillation sur le mode désiré. En outre, ces modes parasites dégradent notablement le coefficient de qualité du résonateur et augmentent sa

sensibilité aux perturbations extérieures telles que la température et la puissance [25]. Généralement, on s'efforce de supprimer ou atténuer fortement ces résonances parasites à l'aide de diverses techniques. Un dépôt d'absorbant micro-onde à l'intérieur de la cavité est parfois suffisant. La technique classiquement utilisée dans ce travail de thèse et détaillée chapitre 2 repose sur le dépôt de lignes métalliques habilement réparties sur la face supérieure du cristal [26].

Le vieillissement participe aussi à des instabilités de fréquence long terme de l'oscillateur. Les contraintes mécaniques sur le résonateur et les composants du circuit d'entretien se relâchent peu à peu au cours du temps, les éléments de fixation induisent des contraintes évoluant aussi. La fréquence de résonance est donc sujette à dériver lentement sur le long terme.

### 1.3 Métrologie du bruit de phase de quadripôles.

Détecter des niveaux de bruit toujours plus faibles est un enjeu fondamental de la métrologie temps-fréquence. Disposer de bancs de mesure ultra-sensibles détectant d'infimes fluctuations d'un signal est donc primordial pour la caractérisation de composants classiques (amplificateurs, isolateurs, déphaseurs,...). Cette section a pour objet la description des différentes techniques de mesure de bruit de phase en boucle ouverte couramment développées. Ces différentes méthodes sont abordées dans un sens de complexité croissant. Les systèmes les plus précis et les plus subtils présentés à la fin de la section présentent de très grandes sensibilités et sont donc susceptibles de mesurer de très faibles niveaux de bruit (proches du bruit thermique). Les trois principales techniques utilisées sont : la détection de phase à un mélangeur saturé, la technique de réduction de bruit par suppression de porteuse et la corrélation. La description de ces différents systèmes de mesure se veut être détaillée car de nombreux dispositifs mis en place au cours de cette thèse ont fait appel à ces techniques.

#### 1.3.1 Banc de mesure classique à un mélangeur saturé

##### Présentation

Le banc classique permettant la mesure du bruit de phase de quadripôles est décrit figure 1.12.

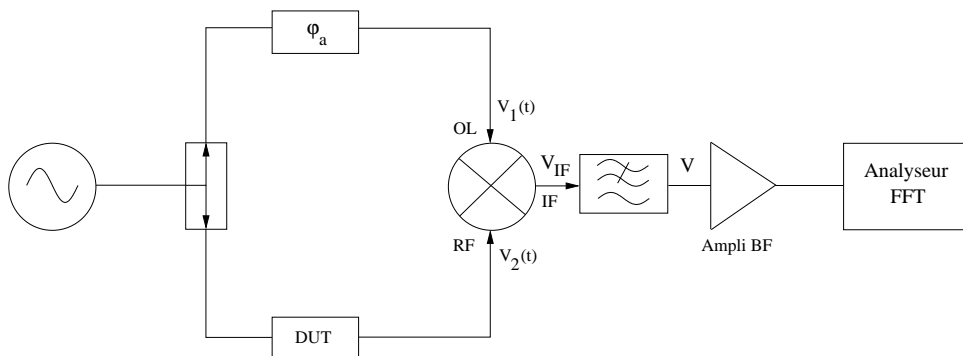


FIG. 1.12 – Banc de mesure de bruit de phase classique de quadripôles

Ce banc de mesure est basé sur l'utilisation d'un mélangeur doublement équilibré, saturé sur ces deux entrées (voie OL et voie RF), fonctionnant comme un détecteur de phase. Le déphaseur  $\phi_a$  est réglé de manière à obtenir la quadrature (différence de phase de  $\pi/2$ ) entre les deux signaux d'entrée. Le signal de référence, modifié en sortie du DUT (dispositif à tester), est envoyé sur la voie RF du mélangeur et comparé au signal de référence injecté directement sur la voie OL.

On considère  $v_1(t)$  et  $v_2(t)$  les tensions appliquées sur les entrées du mélangeur telles que :

$$v_1(t) = A_1 \sin[2\pi\nu_0 t + \varphi_1(t)] \quad (1.36)$$

$$v_2(t) = A_2 \cos[2\pi\nu_0 t + \varphi_2(t)] \quad (1.37)$$

Le signal  $v(t)$  en sortie du mélangeur est alors :

$$V_{IF}(t) = Dv_1(t)v_2(t) \quad (1.38)$$

$$V_{IF}(t) = \frac{1}{2}DA_1A_2[\sin[4\pi\nu_0 t + \varphi_1(t) + \varphi_2(t)] + \sin[\varphi_1(t) - \varphi_2(t)]] \quad (1.39)$$

où  $D$  est une constante.

Un filtre passe-bas en sortie du mélangeur permet de supprimer le terme haute fréquence. On obtient donc :

$$V(t) = k_\varphi[\varphi_1(t) - \varphi_2(t)] = k_\varphi\varphi(t) \quad (1.40)$$

avec  $k_\varphi$  la sensibilité du mélangeur en V/rad et  $\varphi(t) = \varphi_1(t) - \varphi_2(t)$ .

En considérant que  $\varphi_1 = \varphi_{ref}$  (fluctuations de phase de la source de référence) et  $\varphi_2 = \varphi_{ref} + \varphi_{DUT}$  (fluctuations de phase de la source de référence + fluctuations de phase dues au DUT), on obtient bien :

$$V(t) = k_\varphi\varphi(t) = k_\varphi\varphi_{DUT}(t) \quad (1.41)$$

Le mélangeur fournit donc une tension proportionnelle à la différence de phase des signaux sur les voies OL et RF et donc au bruit de phase du DUT. La mesure de  $S_v(f)$  (densité spectrale de bruit en tension de  $v(t)$ ) obtenue à l'aide d'un analyseur FFT nous permet de déterminer  $S_\varphi(f)$  sachant que :

$$S_\varphi(f) = \frac{S_v(f)}{k_\varphi^2} \quad (1.42)$$

### Détermination de la sensibilité en phase $k_\varphi$ du mélangeur

La valeur de  $k_\varphi$  dépend du mélangeur utilisé et des puissances mises en jeu sur les voies d'entrée. Sa valeur doit être déterminée expérimentalement. Dans la plupart des cas, la valeur de  $k_\varphi$  est comprise entre 0,1 et 0,3 V/rad. La sensibilité du mélangeur est maximale pour des puissances d'entrée de l'ordre de 15 dBm. Si la puissance d'entrée est trop faible,  $k_\varphi$  chute de manière importante. Le mélangeur ne peut alors plus être utilisé comme détecteur de phase. La puissance d'entrée la plus faible exploitable est de l'ordre du mW. Certains DUT opérant à faible puissance ne peuvent donc pas être mesurés par cette méthode sans l'insertion d'un amplificateur. Malheureusement, la contribution en bruit de ce dernier peut s'avérer plus importante que celle du DUT.

La mesure de  $k_\varphi$  est réalisable par différentes méthodes. On distingue particulièrement la mesure du battement, la mesure en quasi-statique de l'amplitude crête et la méthode avec détection synchrone. Evidemment, pour chacune de ces méthodes, la mesure de  $k_\varphi$  doit être effectuée dans des conditions similaires (puissance et fréquence) au système dans lequel le composant est voué à fonctionner.

**La méthode du battement** Le coefficient  $k_\varphi$  peut être mesuré au moyen d'un oscilloscope en créant un battement (à l'aide de deux synthétiseurs distincts par exemple) entre les deux signaux d'entrée du mélangeur.  $k_\varphi$  est alors la pente en valeur absolue du signal résultant divisée par la pulsation de battement  $\omega$  (figure 1.13).

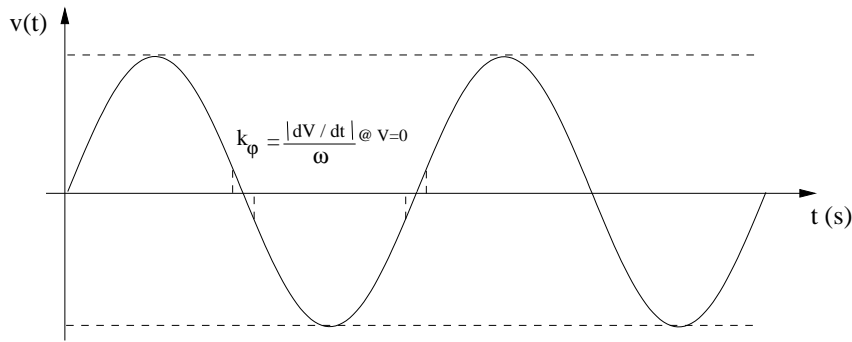


FIG. 1.13 – Banc de mesure de la sensibilité d'un mélangeur  $k_\phi$  par la méthode du battement

**La mesure en quasi-statique de l'amplitude crête** Deux signaux de même fréquence sont envoyés en entrée du mélangeur. La méthode consiste à faire varier le déphasage entre les deux signaux d'entrée et identifier les extrema DC en sortie du mélangeur. Il est préférable cependant d'exclure cette méthode en RF. En effet, dans cette gamme de fréquence, la longueur d'onde des signaux est telle que de grandes longueurs de câbles sont nécessaires pour détecter les deux extrema.

**La méthode avec détection synchrone** La solution présentée figure 1.14 est plus lourde à mettre en oeuvre.

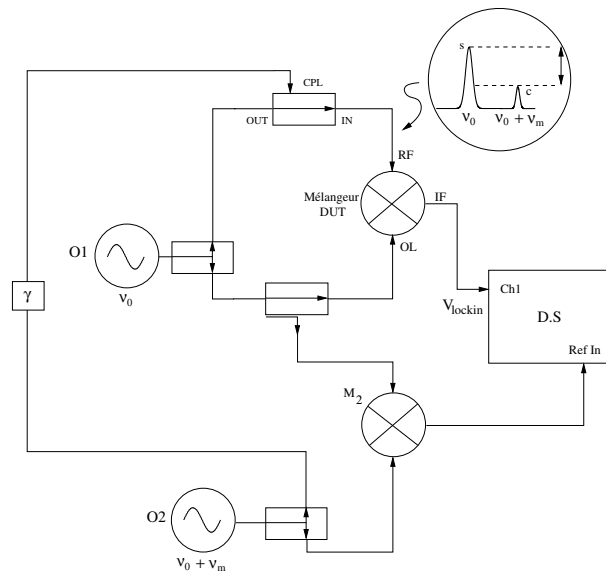


FIG. 1.14 – Banc de mesure de la sensibilité  $k_\phi$  d'un mélangeur avec détection synchrone (DS).

Ce banc de mesure nécessite l'utilisation d'une détection synchrone (DS) et de 2 sources de fréquence (O1, O2). O1 et O2 sont des synthétiseurs de fréquence. Le synthétiseur O2 délivre un signal de fréquence  $\nu_0 + \nu_m$  où  $\nu_m$  est de quelques dizaines de kHz. Le battement entre les signaux délivrés par O1 et O2, obtenu avec le mélangeur M2, sert de référence pour la DS. Parallèlement, le mélangeur à tester est attaqué sur la voie OL par un signal de fréquence  $\nu_0$ . Sur la voie RF, en utilisant un coupleur par lequel on injecte une raie issue de O2, il est attaqué par un signal de fréquence  $\nu_0$  modulé en amplitude et en phase (raie de fréquence  $\nu_0 + \nu_m$ ). Le signal  $v(t)$  résultant en sortie du mélangeur testé est alors envoyé sur la DS. La sensibilité  $k_\phi$  du mélangeur est donnée par :

$$k_{\varphi} = \frac{V_{lockin}}{\Phi_{rms}} \quad (1.43)$$

avec  $V_{lockin}$  la tension rms mesurée par la DS et  $\Phi_{rms}$  (pour des signaux en quadrature) calculé par :

$$\Phi_{rms} = \sqrt{\frac{s}{2c}} \quad (1.44)$$

où  $c$  est la puissance de la porteuse à  $\nu_0$  et  $s$  est la puissance de la raie de modulation à  $\nu_0 + \nu_m$ .

### Limites du banc de mesure à un mélangeur saturé

Le bruit du banc de mesures est dû à quatre contributions principales : la détection des fluctuations parasites de phase et d'amplitude de la source, le bruit de phase résiduel du mélangeur et le bruit en tension de l'amplificateur BF situé sur la voie IF du mélangeur. De plus, dans la mesure du possible, l'environnement de la mesure doit être stable mécaniquement et exempt de pollution électromagnétique. Expérimentalement, la mesure du bruit du banc est effectuée en remplaçant le DUT par un tronçon de ligne non dispersif. Un déphaseur permet de régler la quadrature. La source opère alors avec les mêmes niveaux de puissance sur le mélangeur que dans l'application concernée.

**L'environnement** Les perturbations externes sont responsables de la dégradation de la mesure. Cependant, leurs influences sur le spectre mesuré sont généralement aisément reconnaissables et les défauts peuvent donc être corrigés. Ces perturbations sont essentiellement des vibrations mécaniques, des fluctuations de température et des ondes électromagnétiques parasites.

Les vibrations mécaniques sont responsables de l'apparition de "bosses" sur le spectre mesuré pour des fréquences de Fourier proches de la porteuse (de 1 à 20 Hz). La stabilité mécanique du banc de mesure est généralement consolidée par l'utilisation de tables anti-vibratoires sur coussins d'air. Les différents éléments du système sont fixés sur une table similaire aux dispositifs utilisés pour le montage de bancs optiques. L'ensemble des câbles, liant un noeud du système à un appareil de mesure, doivent aussi dans la mesure du possible être fixés en deux points sur cette table optique.

Les fluctuations thermiques ambiantes, étant des phénomènes variant lentement dans le temps, ont pour conséquence la dégradation de la mesure pour des fréquences de Fourier inférieures à 10 Hz. Ces fluctuations sont particulièrement gênantes pour la mesure d'oscillateurs car elles contribuent directement à leur dérive thermique. Le spectre de bruit de phase de ces derniers prend alors la forme d'une pente en  $f^{-4}$  ou plus. Toutes les mesures présentées dans ce manuscrit ont été effectuées dans des salles non thermostatées.

Enfin, les perturbations électromagnétiques (généralement 50 Hz et harmoniques) provoquent l'apparition de pics parasites sur le spectre. L'alimentation des composants sur batteries, la disposition du banc dans une "cage de Faraday" et l'utilisation de filtres limitent normalement leurs effets. Dans notre cas, ces précautions ont été rarement prises, ne dégradant cependant pas de lourde manière nos résultats. Évidemment, l'ensemble de ces perturbations est à prendre en compte pour tout type de banc de mesure de bruit de phase. Leur contrôle devient même de plus en plus important lors de la mise en place de systèmes plus sensibles tels que les techniques de correction à suppression de porteuse (voir section 1.3.3).

**La source** La qualité de la source est d'une importance fondamentale. Cette dernière doit présenter des fluctuations de fréquence et d'amplitude les plus faibles possibles. Le bruit d'amplitude de la source est particulièrement embarrassant. En effet, le mélangeur, essentiellement sensible aux fluctuations de phase à la quadrature, conserve une sensibilité résiduelle aux fluctuations d'amplitude. Cette sensibilité au bruit AM est maximale lorsque les signaux en entrée du mélangeur sont en phase ou opposition de



phase. Pour surmonter en partie ce problème, une technique intéressante consiste à détecter la condition de phase pour laquelle la sensibilité du mélangeur au bruit AM est minimale. Cette proposition, déjà mise en avant dans des travaux antérieurs [11], fait l'objet d'une étude poussée dans la section 5.4.3 de ce manuscrit.

Au cours des travaux présentés, les sources utilisées dans ce type de mesure sont généralement des synthétiseurs de fréquence. Ces derniers, bien que présentant une pureté spectrale généralement inférieure à celle des oscillateurs à résonateurs diélectriques (ORD) ou à quartz, conservent l'immense avantage d'être ajustables en fréquence et aisément modulables. Ces propriétés les rendent plus flexibles et plus souples d'utilisation. Les spectres de bruit d'amplitude de divers synthétiseurs fréquemment utilisés sont reportés dans [27].

**L'amplificateur BF** La limitation ultime fixant le palier de bruit du système de mesure provient du bruit en tension en entrée de l'amplificateur BF (classiquement à base d'amplificateurs opérationnels (AOP)). Ce dernier se comporte en effet comme un bruit de phase vis-à-vis de la mesure. Les AOP faible bruit (voir Tab 1.2) présentent généralement un plancher de bruit en tension de l'ordre de  $1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$  ( $S_v = -180 \text{ dB.V}^2/\text{Hz}$ ). Il faut noter que l'AOP utilisé présente des performances en bruit optimales si ce dernier est chargé à son entrée par une résistance  $R_b$  égale à  $e_n/i_n$  (avec  $e_n$  et  $i_n$  respectivement bruit en tension et bruit en courant de l'AOP).

AOP	OP27	OP37	LT1028	OP2177
$e_n(\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}})$	3,2	3,2	1	8
$i_n(\text{pA}/\sqrt{\text{Hz}})$	0,4	0,4	1,5	0,2
$R_b(\text{k}\Omega)$	8	8	0,6	40

TAB. 1.2 – Bruit basse fréquence en tension, en courant et résistance optimale  $R_b$  de divers AOP commerciaux.

La résistance optimale est habituellement de l'ordre de  $1 \text{ k}\Omega$ . Cette valeur est élevée comparativement à l'impédance de sortie du mélangeur ( $50 \Omega$ ). En disposant ce type d'AOP en aval d'un mélangeur correctement saturé ( $k_\phi^2 \simeq -10 \text{ dB.V}^2/\text{rad}^2$ ), le plancher  $S_{\phi 0}$  du banc de mesure est d'environ  $-170 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz}$ . La valeur du plancher de bruit  $S_{\phi \text{lim}}$  du pont de phase (incluant l'AOP) est donnée par :

$$S_{\phi \text{lim}}[\text{dB}] = -20 \log \frac{e_n}{k_\phi} \quad (1.45)$$

**Le mélangeur** Généralement, ce composant impose la limite flicker du banc de mesure. Les spécifications en bruit de phase des mélangeurs n'étant pas fournies par les constructeurs, une sélection initiale de plusieurs mélangeurs est souvent nécessaire. La mesure du bruit de phase de chacun d'entre eux permet de sélectionner le meilleur élément. Un mélangeur à diodes silicium est généralement préférable. Le bruit de phase typique d'un mélangeur hyperfréquence est montré figure 1.15.

Améliorer la sensibilité ou abaisser le bruit propre du détecteur de phase est un problème déterminant et récurrent dans le domaine de la métrologie du bruit de phase. Diverses méthodes plus ou moins complexes sont présentées dans la suite de ce manuscrit. De plus, une étude poussée sur le comportement en bruit de mélangeurs (hyperfréquences et RF) indépendants est réalisée dans la section 5.4

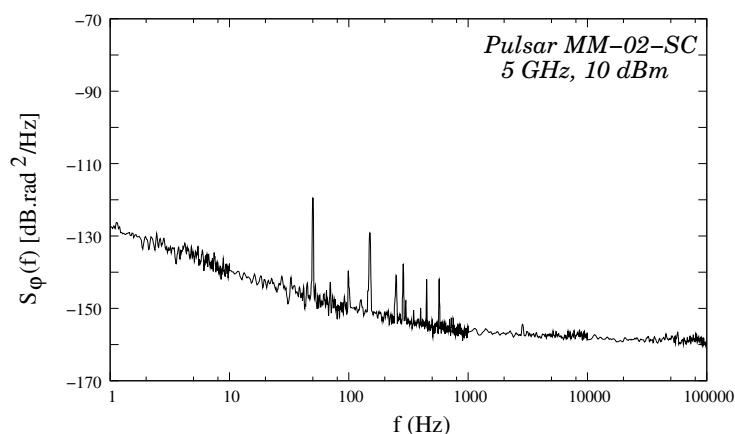


FIG. 1.15 – Mesure du bruit de phase d'un mélangeur PULSAR MM-02-SC à 5GHz -  $P_{OL} = P_{OL} = 10\text{dBm}$

### 1.3.2 Technique de corrélation appliquée à deux détecteurs de phase.

Dans cette méthode, le signal est détecté à l'aide de deux mélangeurs. On analyse alors la fonction d'intercorrélation des signaux issus des deux détecteurs. Les bruits des deux mélangeurs sont alors réjetés car ils sont indépendants et décorrélés. Seules les contributions communes aux deux voies du système sont alors conservées [28]. Expérimentalement, les deux voies du système doivent donc être convenablement isolées et "symétriques". L'amélioration du plancher de bruit de phase, dépendant du nombre  $N$  de spectres moyennés, suit une loi en  $1/\sqrt{N}$  [29]. Cependant, si  $N$  devient trop important, le temps de mesure devient conséquent. Les mesures de bruit de phase résiduel de transistors effectuées au LAAS présentées dans ce manuscrit sont basées sur l'utilisation de cette technique (voir figure 1.16). Le banc de mesure développé dans [11] associe cette technique à une source à haute pureté spectrale (ORD) à 3,5 GHz combiné à un limiteur de fluctuations d'amplitude utilisant un transistor SiGe très faible bruit. Les mélangeurs fonctionnent tous deux à leur minimum de détection de bruit d'amplitude. Ce banc permet d'atteindre un niveau de plancher de bruit  $-155 \text{ dB} \cdot \text{rad}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$  à 10 Hz de la porteuse et de  $-180 \text{ dB} \cdot \text{rad}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$  à 10 kHz de la porteuse. Il peut être utilisé dans une bande de 2 à 18 GHz.

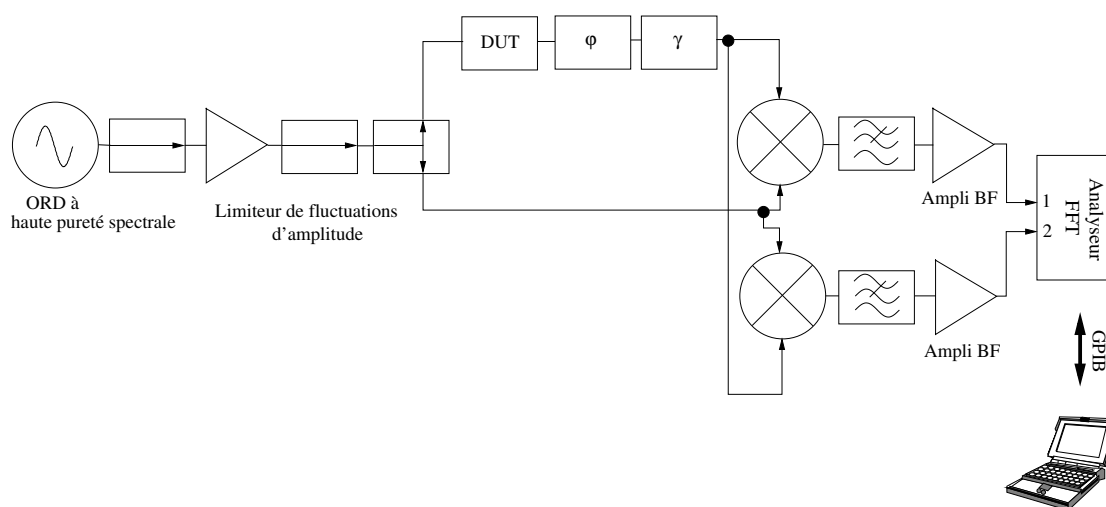


FIG. 1.16 – Banc de mesure de bruit de phase de quadripôles développé au LAAS-CNRS utilisé en particulier pour la caractérisation de transistors SiGe.

Walls a proposé aussi un banc de mesure basé sur les techniques de corrélation. Un palier de bruit de  $-200 \text{ dB}\cdot\text{rad}^2/\text{Hz}$  a été obtenu [30]. Cette mesure a été effectuée à 5 MHz.

### 1.3.3 Technique de correction à suppression de porteuse.

**Principe** Les propriétés avantageuses des mesures en pont sont reconnues depuis longtemps dans divers domaines pour réaliser des mesures de variations relatives de résistance (Pont de Wheatstone) ou de retard de phase optique (interféromètre de Michelson). Les prémices de la méthode interférométrique en micro-ondes ont été proposés par Sann [31] pour caractériser des amplificateurs de puissance micro-ondes. Une technique similaire a été proposée par Horn [32] pour étendre la dynamique d'analyseurs de spectre HF. Cette technique fut réellement mise en valeur dans le domaine du temps-fréquence à la suite des travaux d'Ivanov [33] en 1998.

Le schéma de base de l'interféromètre appliqué à la mesure de bruit de phase ou de bruit d'amplitude est décrit figure 1.17. Son fonctionnement est précisément décrit puisqu'il est à plusieurs reprises utilisé au cours de nos travaux.

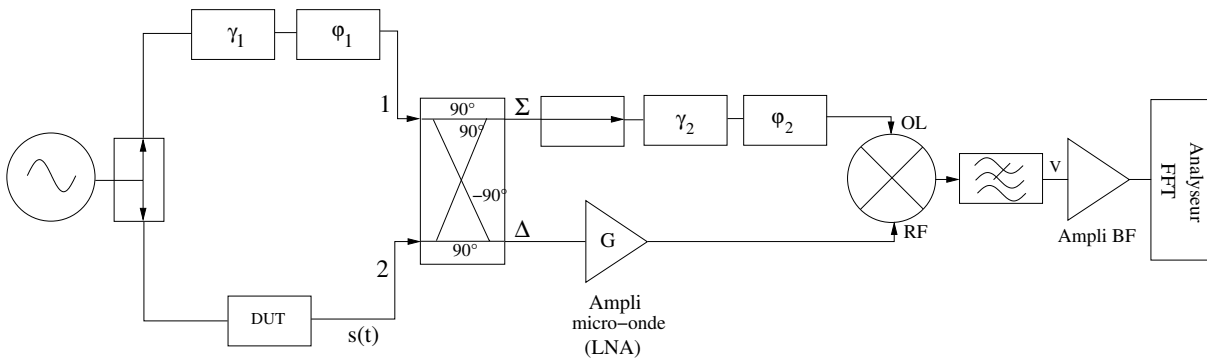


FIG. 1.17 – Technique de correction à suppression de porteuse.

Définissons d'abord  $s(t)$  le signal en sortie du DUT. On considère qu'une sinusoïde pure de fréquence  $\nu_0$  est injectée en entrée.

$$s(t) = \sqrt{2R_s P_s} [1 + \alpha(t)] \cos[2\pi\nu_0 t + \varphi(t)] \quad (1.46)$$

avec  $R_s$  et  $P_s$  respectivement la résistance de sortie et la puissance de sortie du DUT.  $\alpha(t)$  et  $\varphi(t)$  sont respectivement le bruit d'amplitude et le bruit de phase générés par le DUT. Nous nous intéressons alors aux densités spectrales de puissance  $S_\varphi(f)$  et  $S_\alpha(f)$ .

Un coupleur hybride effectue l'addition vectorielle des signaux 1 et 2. En réglant convenablement l'atténuateur  $\gamma_1$  et le déphaseur  $\phi_1$ , toute la puissance de la porteuse est transférée sur la voie  $\Sigma$  en sortie de l'hybride. A l'opposé, le signal de la porteuse est supprimée sur la voie  $\Delta$ . "Seules" subsistent donc sur la voie  $\Delta$  les raies latérales de bruit qui, elles, ne sont pas perturbées par l'interféromètre. Ces raies latérales sont alors amplifiées par un amplificateur faible bruit (LNA) de gain  $G$ , transposées en bande de base par le mélangeur et mesurées par un analyseur FFT. Dans ce montage, le mélangeur n'est donc pas utilisé comme détecteur de phase mais comme détecteur homodyne. En réglant à l'aide de  $\phi_2$  le déphasage entre les voies RF et OL du détecteur à  $90^\circ$  ou  $0^\circ$ , le mélangeur est alors respectivement sensible au bruit de phase et au bruit d'amplitude. L'atténuateur  $\gamma_2$  est réglé de manière à obtenir la puissance appropriée sur la voie OL du mélangeur pour le saturer convenablement.

On montre alors [34] que la sensibilité équivalente du montage en phase et en amplitude sont respectivement :

$$k_{\varphi}^2 = \frac{V^2}{\varphi^2} = \frac{RsGPs}{l_h l_m} \quad (1.47)$$

$$k_{\alpha}^2 = \frac{V^2}{\alpha^2} = \frac{RsGPs}{l_h l_m} \quad (1.48)$$

avec  $V$  le signal en sortie du mélangeur,  $l_h$  les pertes de l'hybride et  $l_m$  les pertes du mélangeur. En prenant des valeurs typiques de ces différents paramètres ( $l_h = 0,5$  dB,  $l_m = 6$  dB,  $G = 40$  dB,  $P_s = 15$  dBm), on obtient  $k_{\varphi}^2 = 32$  dB.V<sup>2</sup>/rad<sup>2</sup>. Cette sensibilité est 42 dB supérieure à la sensibilité de bancs classiques à un mélangeur saturé.

Le plancher de bruit blanc théorique de ce système peut aussi être estimé. On considère  $S_a$  le bruit équivalent en entrée du LNA en absence du DUT :

$$S_a = F k_B T_0 \quad (1.49)$$

avec  $F$  le facteur de bruit du LNA,  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $T_0 = 290$ K la température de référence. Le bruit en tension  $S_{v_0}(f)$  en sortie du mélangeur est donc :

$$S_{v_0}(f) = \frac{2R_s G F k_B T_0}{l_m} \quad (1.50)$$

En liant les équations 1.47 et 1.48 à l'équation 1.50 et en considérant que les contributions de bruit  $F k_B T_0$  sont également réparties entre le bruit d'amplitude et le bruit de phase, on obtient les planchers de bruit en phase  $S_{\varphi 0}(f)$  et d'amplitude  $S_{\alpha 0}(f)$  du système :

$$S_{\varphi 0}(f) = \frac{2l_h F k_B T_0}{P_s} \quad (1.51)$$

$$S_{\alpha 0}(f) = \frac{2l_h F k_B T_0}{P_s} \quad (1.52)$$

On remarque que  $S_{\varphi 0}(f)$  et  $S_{\alpha 0}(f)$  diminuent si la puissance de la porteuse en sortie du DUT augmente. En principe, cette dernière est limitée par la puissance maximale d'entrée des composants passifs en aval (hybride,...). Ainsi, en prenant des valeurs typiques ( $P_s = 15$  dBm et  $F = 2$ dB), on obtient  $S_{\varphi 0}(f) = -185$  dB.rad<sup>2</sup>.Hz<sup>-1</sup>. Ce plancher est 15 à 20 dB inférieur à celui d'un banc classique dans des conditions de puissance similaires.

**Avantages et limites.** Les avantages de cette technique sont nombreux. Ses performances sont essentiellement limitées en palier par les fluctuations thermiques des composants à pertes. Cette méthode rend par exemple possible la mesure de composants non caractérisables auparavant tels que les isolateurs, les déphaseurs commandables en tension (DCT), etc.. Elle assure avec une grande sensibilité la détection du bruit d'amplitude et/ou du bruit de phase. Ce système effectue en temps-réel (au contraire de la technique de corrélation nécessitant de nombreux moyennages dans le temps) la mesure de la valeur instantanée du bruit d'amplitude et/ou de phase en autorisant une suppression dynamique de ces derniers.

L'interféromètre est encore plus attractif si la contribution en bruit flicker du LNA est négligeable. Ce dernier, comme décrit dans [35], est dû au phénomène de conversion transposant le bruit BF du composant autour de la porteuse micro-onde le traversant. Ce processus a lieu à travers les éléments non-linéaires de l'amplificateur. Le bruit flicker est fortement amoindri si le LNA fonctionne en régime linéaire. Pour cela, il faut conserver une puissance en entrée du composant aussi faible que possible. Cela passe par une excellente suppression de porteuse (de 60 à 80 dB). Le bruit flicker du mélangeur peut être

négligé en choisissant convenablement le gain  $G$  du LNA (de 30 à 40 dB).

Le niveau de suppression de porteuse requis pour ce système met en évidence les difficultés techniques majeures intrinsèques à son développement. En effet, un niveau de suppression de porteuse de 80 dB à 9 GHz implique que l'atténuateur  $\gamma$  et le déphaseur  $\varphi$  doivent être respectivement réglés à  $8,7 \cdot 10^{-4}$  dB et  $100 \mu\text{rad}$  près de leur valeur nominale, soit le maintien des longueurs électriques à  $0,4 \mu\text{m}$  près. De plus, en hyperfréquences, les vibrations mécaniques sont critiques. A 10 GHz, un palier de bruit de  $-180 \text{ dB} \cdot \text{rad}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$  correspond à une fluctuation de longueur électrique de  $4 \cdot 10^{-12}$  m. Une autre difficulté est liée au fait que les amplificateurs micro-ondes sont généralement large bande. Un filtre passe-bande est donc couramment associé au LNA pour diminuer la largeur de bande ramenant du bruit. Enfin, les hybrides et les mélangeurs micro-ondes souffrent d'une faible isolation ( $\simeq 20$  dB). Dans le but d'éviter toute oscillation indésirable dans le système, des isolateurs sont ajoutés.

Malgré l'ensemble de ces précautions, du bruit flicker persiste. Il est alors principalement dû aux déphaseurs et atténuateurs continus. Des travaux, menés en particulier par Rubiola et Giordano depuis la fin des années 90, ont conduit à encore améliorer les performances de ce type de banc.

### 1.3.4 Avancées des techniques de mesure de bruit de phase

Les techniques proposées par Rubiola ont pour but l'amélioration des techniques de mesures de bruit de phase. Les systèmes proposés de la gamme RF aux hyperfréquences, dotés d'une grande originalité, constituent des bancs de mesure de bruit de phase et d'amplitude d'une précision métrologique exemplaire. Ces derniers doivent donc être mis en place pour des cas rares et exceptionnels. Pour cette raison, nous ne décrirons pas les détails de ces méthodes. Le lecteur intéressé pourra se reporter à la bibliographie citée ci-après.

Une première version améliorée [36,37] consiste à associer les techniques de corrélation et interférométrie. Le bruit du système de mesure est ainsi diminué en faisant l'intercorrélacion des signaux de sortie de deux interféromètres identiques construits autour d'un même DUT. Un plancher de bruit de phase du système de mesure de  $-194 \text{ dB} \cdot \text{rad}^2/\text{Hz}$  a été mesuré. Ce dernier est principalement limité par les sources de bruit partagées dans les deux bras du "double interféromètre".

Une seconde technique proposée par Rubiola en 2000 [38, 39] consiste à effectuer la suppression de porteuse en deux étapes. La porteuse est déjà atténuée de 40 à 50 dB en sortie de l'hybride. Les raies latérales de bruit et la porteuse résiduelle est amplifiée par un premier amplificateur de gain  $G'$  faible ( $\simeq 12$  dB) et de dynamique importante. En sortie de ce premier LNA, la porteuse est alors supprimée quasi-totalement à l'aide d'un coupleur dans lequel on injecte un signal provenant de la source de même amplitude et en opposition de phase avec la porteuse résiduelle. Le bruit est alors amplifié par un second LNA de gain  $G''$  et détecté classiquement. En outre, ce système met en évidence l'intérêt d'utiliser des atténuateurs et déphaseurs par pas dans l'"interféromètre interne" car ils sont plus stables que les déphaseurs et atténuateurs continus. Or, la stabilité des composants en amont et en aval de l'hybride est critique. Un niveau de suppression de porteuse de 90 dB peut alors être obtenu, stable durant 1 heure. Avec cette méthode, un plancher de bruit de phase du banc de  $-175 \text{ dB} \cdot \text{rad}^2/\text{Hz}$  a été mesuré. Un bruit flicker de  $-160 \text{ dB} \cdot \text{rad}^2/\text{Hz}$  à 1 Hz d'une porteuse à 100 MHz a été mesuré.

Un autre banc de mesures d'une grande originalité, inspiré de [40] et proposé en 2003 [41], met en avant la réalisation d'un détecteur radiofréquence interférométrique à double suppression de porteuse combiné aux techniques de corrélation. La véritable originalité de ce schéma est basée sur l'amplification des bandes de bruit et leur mesure simultanée par deux mélangeurs travaillant à  $\pm 45^\circ$  de la phase de la porteuse. En effet, le signal  $s(t)$  en sortie du DUT peut être écrit :

$$s(t) = \sqrt{2R_s P_s} \cos(2\pi\nu_0 t) + n_a(t) \cos(2\pi\nu_0 t) - n_p(t) \sin(2\pi\nu_0 t) \quad (1.53)$$

avec  $n_a(t)$  et  $n_p(t)$  représentant successivement les composantes en phase et en quadrature du bruit. On en déduit aisément :

$$\alpha(t) = \frac{n_a(t)}{\sqrt{2R_s P_s}} \quad (1.54)$$

$$\varphi(t) = \frac{n_p(t)}{\sqrt{2R_s P_s}} \quad (1.55)$$

On appelle  $s_1(t)$  et  $s_2(t)$  les signaux en sortie de chaque mélangeur. En fait, le bruit d'amplitude et le bruit de phase, par leur représentation vectorielle, peuvent être vus comme deux signaux aléatoires indépendants dont la somme et la différence définissent une paire d'axes à  $\pm 45^\circ$ . Un traitement vectoriel des signaux  $s_1(t)$  et  $s_2(t)$  en sortie de chacun des mélangeurs permet ainsi d'avoir accès à  $n_a(t)$  et  $n_p(t)$  et donc à  $\alpha(t)$  et  $\varphi(t)$ . Avec ce système de mesure, un bruit flicker de  $-168 \text{ dB}\cdot\text{rad}^2/\text{Hz}$  à  $1 \text{ Hz}$  d'une porteuse à  $100 \text{ MHz}$  a été obtenu.

Enfin, dans le cadre de tests visant à vérifier l'invariance de Lorentz, A.C. Fowler propose la réalisation d'un interféromètre dans lequel une détection synchrone est utilisée en sortie du mélangeur pour venir contrôler un déphaseur commandable en tension se trouvant sur la voie  $\Sigma$ . Ainsi, la mesure est transférée aux fréquences supérieures à la fréquence de coin (séparation entre bruit thermique et bruit flicker) et le palier de bruit de phase est alors limité par le bruit thermique à  $-188 \text{ dBc}/\text{Hz}$  [42].

### 1.3.5 Bilan des techniques de mesures de bruit de phase de quadripôles.

La figure 1.18 résume sur un même graphe un état de l'art des différentes méthodes de mesure de bruit de phase et leurs performances respectives.

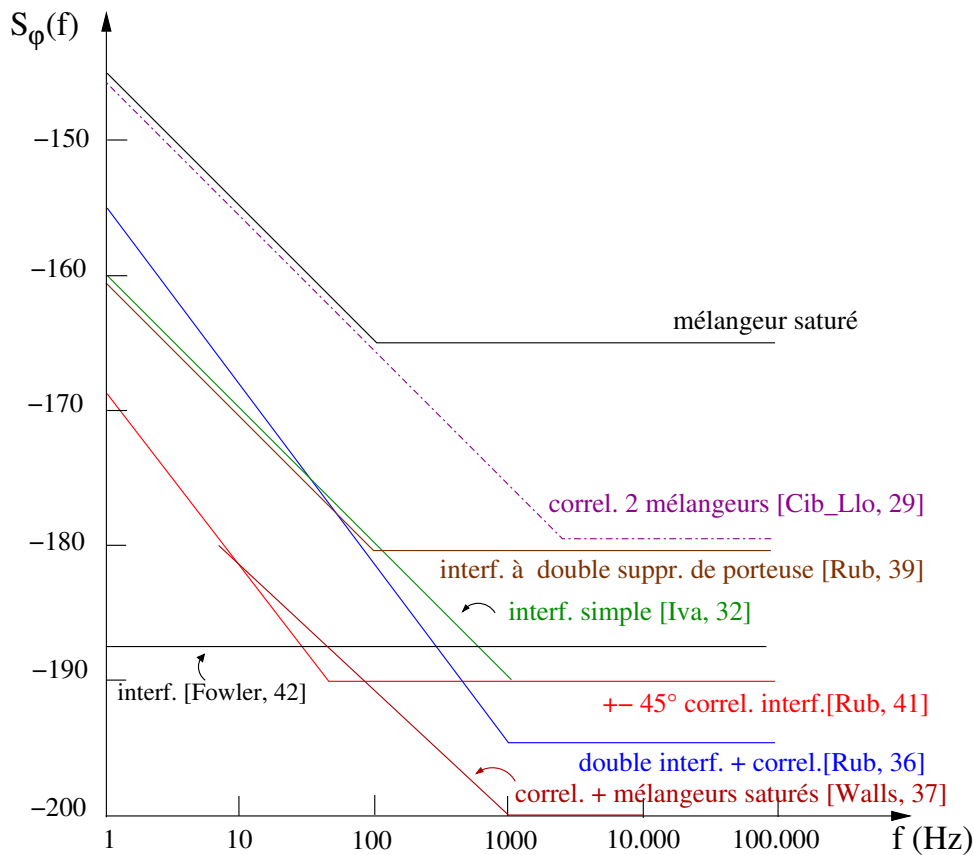


FIG. 1.18 – Etat de l’art des différentes techniques de mesure de bruit et de leurs performances.

## 1.4 Techniques de mesure de bruit de phase d’oscillateurs.

### 1.4.1 Technique classique : démodulateur à boucle de phase.

#### Principe de la mesure

Le banc de mesure classique permettant de mesurer le bruit de phase d’un oscillateur est décrit figure 1.19. Cette méthode consiste à asservir un oscillateur de référence de même fréquence que l’oscillateur à tester au moyen d’une boucle de phase. Dans notre cas, la référence est généralement un synthétiseur de fréquence vu comme un VCO de sensibilité  $k_0$  en Hz/V. Dans certains cas, pour obtenir une fréquence identique à celle du signal à tester, il est nécessaire de diviser par un facteur  $n$  la fréquence du signal délivré par le synthétiseur. Un mélangeur, utilisé comme détecteur de phase, délivre alors après filtrage, en dehors de la bande passante de l’asservissement, un signal d’erreur  $V_1$  dont la tension est proportionnelle aux fluctuations de phase. La densité spectrale des fluctuations de phase est alors obtenue à l’aide d’un analyseur de spectre FFT.

On considère  $\varphi_1$  les fluctuations de phase du signal à mesurer,  $\varphi_2$  les fluctuations de phase du signal de la référence et  $\varphi_2 - \varphi_c$  les fluctuations de phase de la référence asservie. La tension  $V_2$  en sortie du mélangeur après amplification est :

$$V_2(p) = k_\varphi G(p)(\varphi_1 - \varphi_2 + \varphi_c) \quad (1.56)$$

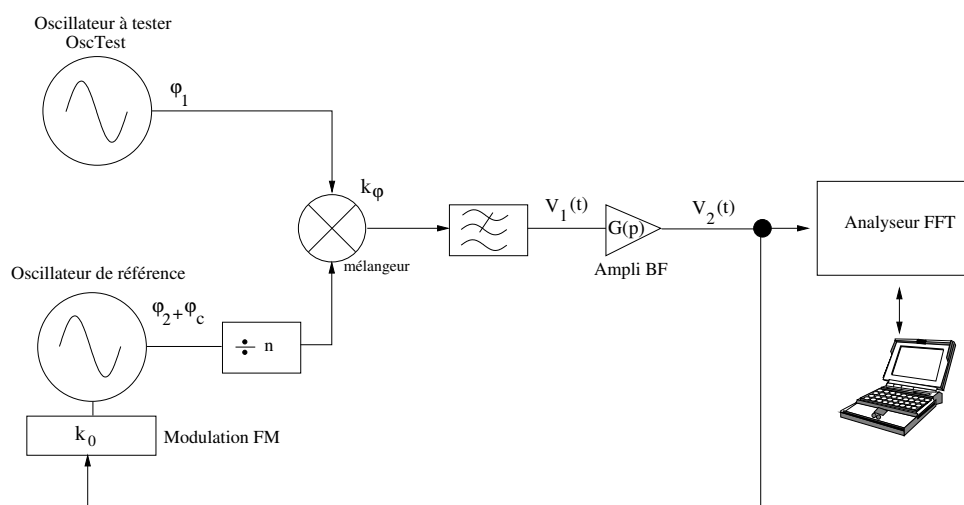


FIG. 1.19 – Banc de mesure de bruit de phase classique d'un oscillateur.

où  $p$  fait référence à l'opérateur de Laplace.  $G(p)$  est la fonction de transfert du bloc en aval du mélangeur. Généralement, ce bloc est constitué soit d'un amplificateur BF seul (on a alors  $G(p) = G =$  gain de l'amplificateur), soit d'un amplificateur BF associé à un filtre.

On montre alors par les méthodes de calcul classiques appliquées à l'étude d'asservissements [43–45], que :

$$V_2 = \frac{G(p)k_\phi}{1+A}(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (1.57)$$

avec  $A$  donné par :

$$A = \frac{k_0 G(p) k_\phi}{pn} \quad (1.58)$$

où  $n$  est un facteur de division dans le cas où le signal provenant du synthétiseur est divisé en fréquence. Le terme  $p$  du dénominateur vient du fait que, dans cette boucle, une erreur de phase mesurée en sortie du mélangeur est corrigée par l'ajustement de la fréquence du VCO. Ceci explique le comportement intégrateur intrinsèque de la boucle.

La tension d'erreur  $V_2$  est donc proportionnelle aux fluctuations de phase pour les fréquences de Fourier où  $A \ll 1$ . Avec cet asservissement, la stabilité de l'oscillateur à tester est celle de ce même oscillateur "libre" sur le court terme. Pour des temps d'intégration plus longs, l'oscillateur à tester acquiert la stabilité de l'oscillateur de référence. La fréquence de coupure  $f_c$  de l'asservissement est :

$$f_c = Gk_0k_\phi \times \frac{1}{2\pi n} \quad (1.59)$$

La réponse en module et en phase de l'asservissement (avec  $G(p)=G$ ) est présentée figure 1.20(a) et 1.20(b).

Si l'on raisonne en terme de densité spectrale, en utilisant (1.57), on montre que (pour  $G(p)=G$ ) :

$$S_{V_2}(f) = \left(\frac{Gk_\phi}{1+A}\right)^2 [S_{\varphi_1}(f) + S_{\varphi_2}(f)] \quad (1.60)$$



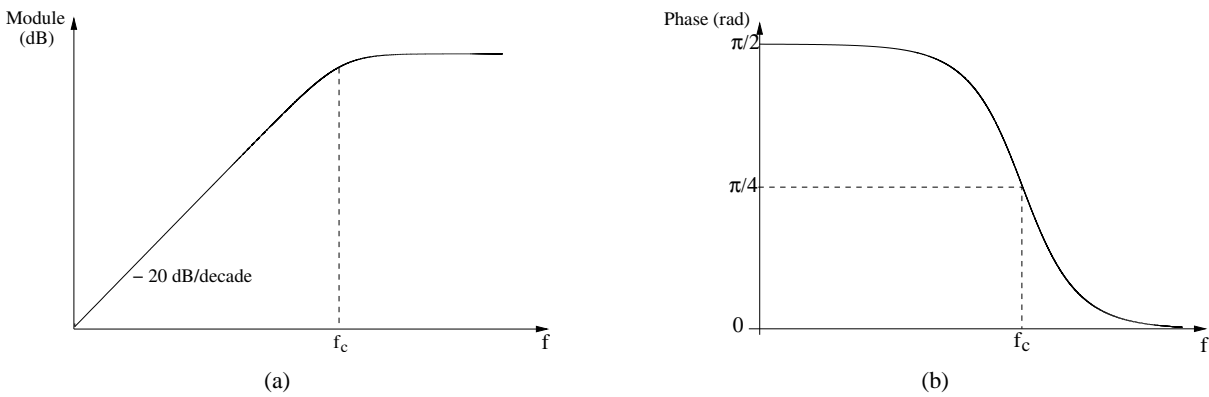


FIG. 1.20 – Module en dB et phase de la fonction de transfert de l'asservissement.

La connaissance du spectre  $S_{\varphi_1}(f)$ , si  $S_{\varphi_2}(f) \ll S_{\varphi_1}(f)$ , requiert donc la mesure de  $S_{V_2}(f)$  au moyen d'un analyseur FFT et des différents paramètres intervenant dans (1.57).

Enfin, notons que l'amplificateur BF est fréquemment associé à un filtre pseudo-intégrateur pour que l'asservissement présente un meilleur gain pour des fréquences proches du continu. La fonction de transfert  $H_2(p)$  du filtre est du type :

$$H_2(p) = H_0 \frac{1 + \tau_2 p}{\tau_1 p} \quad (1.61)$$

Le circuit montré figure 1.21(a) permet de réaliser cette fonction. On a alors  $\tau_2 = R_2 C$  et  $\tau_1 = R_1 C$ .

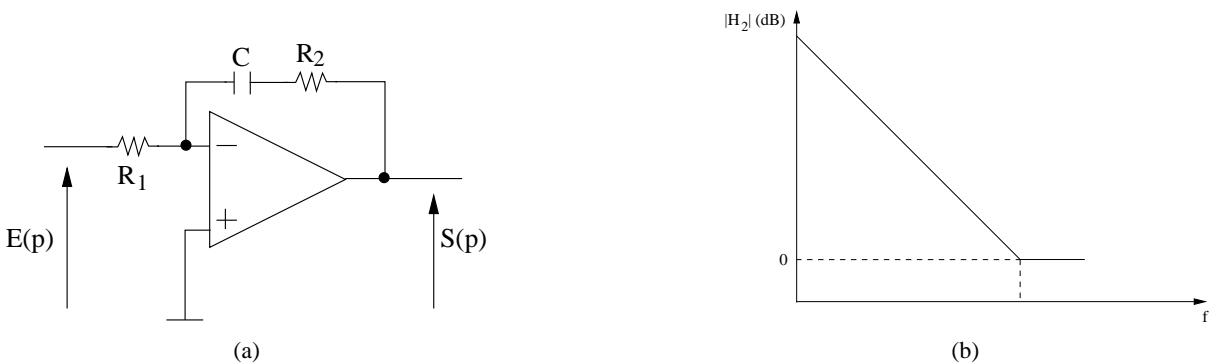


FIG. 1.21 – (a) : Montage pseudo-intégrateur, (b) : Fonction de transfert (module) du pseudo-intégrateur.

### Détermination expérimentale des différents paramètres de l'asservissement.

La détermination de  $k_{\varphi}$  fait appel aux méthodes vues précédemment dans ce manuscrit. Les valeurs de  $k_0$  et  $G$  sont aisément accessibles.

La mesure de la fonction de transfert de la boucle est obtenue en insérant à l'aide d'un sommateur une source de bruit blanc en tension  $e_b$  (de densité spectrale  $S_{e_b}$ ) perturbatrice dans la boucle de phase en sortie de l'amplificateur. On caractérise alors à l'aide d'un analyseur FFT à 2 voies la fonction de transfert  $V_s/e_b$  comme indiqué figure 1.22.

La densité spectrale des fluctuations de tension  $V_s$  est donnée par :

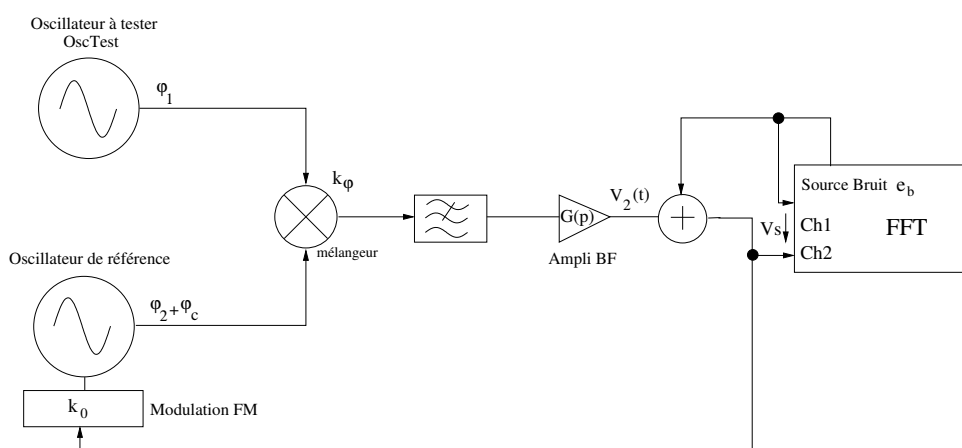


FIG. 1.22 – Mesure de la fonction de transfert de l'asservissement.

$$S_{V_s}(f) = \left(\frac{1}{1+A}\right)^2 S_{e_b}(f) + \left(\frac{Gk_\phi}{1+A}\right)^2 [S_{\phi_1}(f) + S_{\phi_2}(f)] \quad (1.62)$$

Il est important de remarquer tout d'abord que le niveau de bruit injecté doit être suffisant pour que la mesure soit effectuée. Généralement, on prend  $e_b=100$  mV rms. En outre, le premier terme de l'équation 1.62 devient négligeable devant le second pour les fréquences très basses. Ainsi, dans ce type de mesure, on voit apparaître dans le spectre pour les faibles fréquences de Fourier les fluctuations dues à l'oscillateur le moins performant et non au bruit perturbateur.  $S_{V_s}$  a donc la forme indiquée figure 1.23. Connaissant  $G$  et  $k_0$ , on peut ainsi à partir de  $f_c$  déterminer  $k_\phi$ .

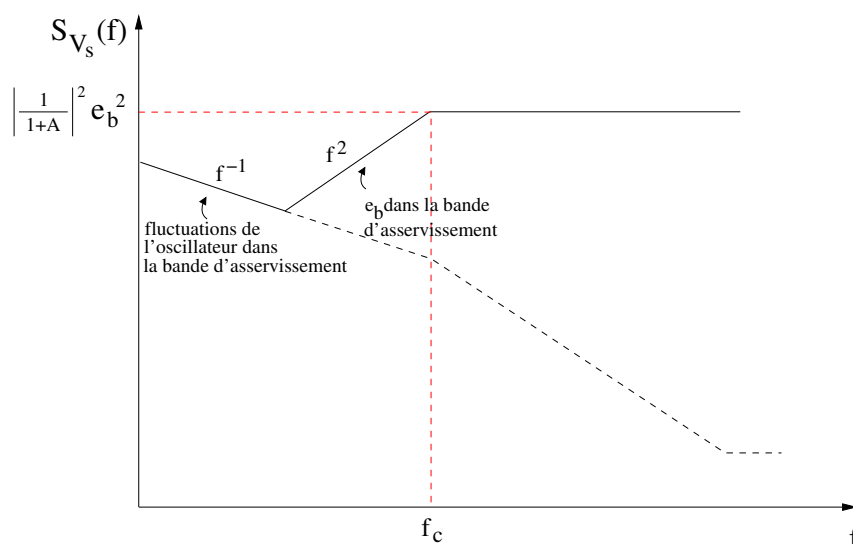


FIG. 1.23 – Densité spectrale des fluctuations de tension  $V_s$ .

### Limites du banc.

Caractériser l'oscillateur à tester nécessite bien évidemment de disposer d'un oscillateur de référence présentant une meilleure stabilité. Concernant la mesure des oscillateurs présentés dans ce document, un

problème de métrologie se pose alors. En effet, il n'existe pas de référence commerciale à laquelle ces oscillateurs peuvent être comparés. De plus, il nous est impossible au laboratoire de dimensionner deux résonateurs à fort coefficient de surtension (cristaux de saphir) présentant des fréquences de résonance parfaitement identiques. Les incertitudes d'usinage sont en effet telles que la fréquence du résonateur est obtenue à quelques MHz près. Un usinage plus précis suivi d'un polissage du résonateur permettrait de limiter ces erreurs. Ces procédures coûteuses et longues n'ont pas été mises en oeuvre pour ce travail. Il est alors inconcevable de réaliser un banc dans lequel deux sources identiques (à tester) seraient directement asservies l'une sur l'autre. Une solution est alors de réaliser deux oscillateurs de fréquences très proches et d'étudier leur signal de battement. La source OscTest de la figure 1.19 devient alors dans ce cas le battement entre deux oscillateurs quasi-identiques à tester. La fréquence du signal à étudier est alors fortement réduite, ce qui le rend comparable à un synthétiseur de fréquence divisé ou un quartz de bonne qualité. Le bruit de phase mesuré est alors la somme quadratique de celui des deux sources. Il convient donc de soustraire 3 dB au bruit mesuré, pour tenir compte de la contribution de chaque oscillateur.

Comme dit précédemment, le mélangeur reste un élément limitatif de ce type de banc. De plus, la référence dans ce système est une source synthétisée. Les performances de cette dernière limitent la sensibilité du banc. Dans la plupart des cas, diviser la fréquence du signal délivré par le synthétiseur par un facteur  $n$  est suffisant pour obtenir un plancher de bruit de phase performant. En effet, une division de fréquence par  $n$  induit une réduction de bruit de  $n^2$  (soit  $10 \log n^2$  en dB). Néanmoins, la sensibilité de ces bancs de mesure classiques est parfois insuffisante pour mesurer le bruit de phase d'oscillateurs à très haute pureté spectrale tels que les oscillateurs à correction interférométriques ou les oscillateurs combinant un résonateur à fort coefficient de surtension et un amplificateur très faible bruit de phase. La mise en oeuvre de techniques similaires à celles présentées dans la partie précédente (interférométrie et corrélation) permet alors de développer des bancs de mesure de bruit de phase d'oscillateurs ultra-sensibles.

#### 1.4.2 Banc de mesure de bruit de phase à correction interférométrique.

Cette méthode de mesure est bien décrite dans [33]. Le banc classique est quelque peu modifié pour aboutir au schéma de la figure 1.24. Les signaux des oscillateurs Osc1 et Osc2 sont combinés vectoriellement dans un coupleur hybride. Lorsque la PLL est fermée, chaque oscillateur délivre un signal à la même fréquence. Cela autorise la suppression du signal de porteuse dans l'hybride en amont de l'amplificateur micro-onde en jouant sur l'atténuateur  $\gamma_1$ . Le déphaseur  $\phi_1$  est réglé pour optimiser la sensibilité du détecteur de phase.

Les intérêts de ce banc de mesure sont nombreux. On montre que son plancher de bruit  $S_{\phi Int Osc}$  est directement dépendant de la puissance de sortie  $P_{osc}$  d'un oscillateur et est tel que :

$$S_{\phi Int Osc}(f) = \frac{2k_B T}{P_{osc}} \quad (1.63)$$

La relation 1.63 met en évidence qu'il est nécessaire pour rendre cette technique efficace de disposer d'oscillateurs délivrant un signal de puissance correcte. Un autre avantage de cette méthode est la possibilité d'introduire une seconde voie sensible au bruit d'amplitude. Dans ce cas, le système permet la mesure simultanée du bruit d'amplitude et du bruit de phase de l'oscillateur.

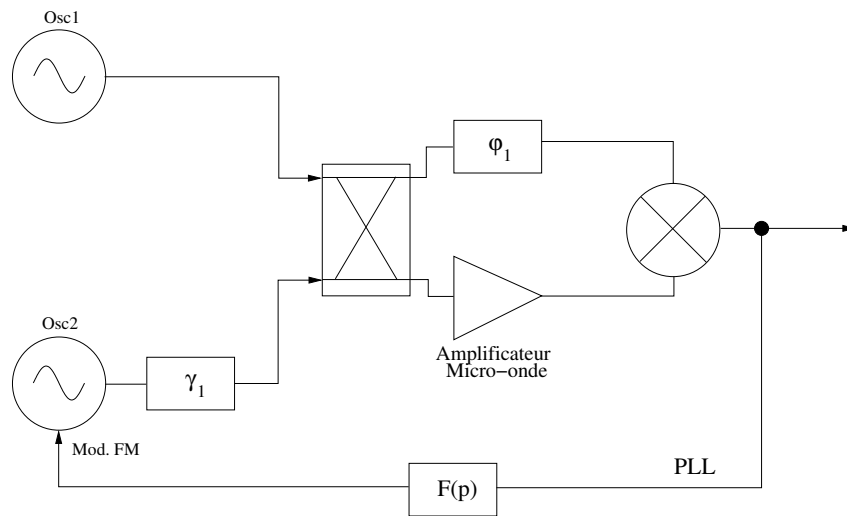


FIG. 1.24 – Banc de mesure de bruit de phase à deux oscillateurs intégrant une correction interférométrique.

### 1.4.3 Banc de mesure de bruit de phase à deux ou trois oscillateurs par intercorrélation.

De nombreux articles [28,46] démontrent le potentiel des techniques de corrélation pour améliorer les performances de bancs de mesure de bruit de phase d'oscillateurs. Ces méthodes sont particulièrement intéressantes pour diminuer le plancher de bruit blanc du système pour les fréquences de Fourier  $f > 1\text{kHz}$ . Elles peuvent être mises en place pour la caractérisation de sources à haute pureté spectrale utilisées dans les systèmes radars de haute sensibilité. Le schéma figure 5.29 décrit un banc de mesure de bruit de phase à 3 oscillateurs.

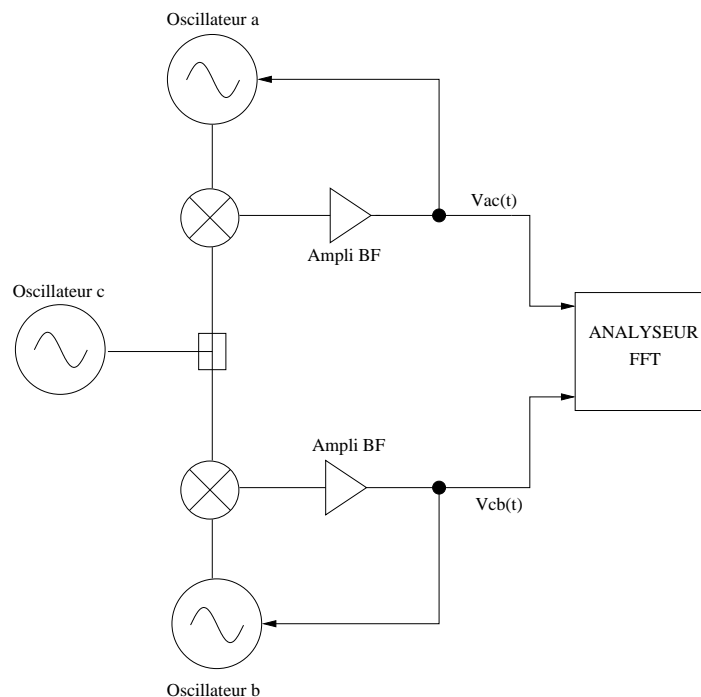


FIG. 1.25 – Banc de mesure de bruit de phase à trois oscillateurs par intercorrélation.

Son principe consiste à utiliser trois oscillateurs dont deux (a et b) sont asservis sur un troisième (c) en test. Les signaux  $V_{ac}(t)$  et  $V_{cb}(t)$  sont proportionnels aux fluctuations de phase en dehors de la bande passante d'asservissement comme décrit dans le chapitre 1.4.1. On effectue alors à l'aide d'un analyseur FFT la fonction d'intercorrélacion des deux signaux  $V_{ac}(t)$  et  $V_{cb}(t)$ . Si les trois sources sont parfaitement décorrélées, seul subsiste un terme image des fluctuations de phase de l'oscillateur  $c$  en test. En effet, seul le bruit de l'oscillateur  $c$  est commun aux deux bras. La fonction d'intercorrélacion devient alors la fonction d'autocorrélacion de l'oscillateur  $c$  en test. Le spectre de phase de la source  $c$  n'est alors autre que la transformée de Fourier de cette fonction d'autocorrélacion.

Volontairement, les détails techniques liés à la mise en place de ce système de mesure ne sont pas décrits ici. Ces derniers seront explicités dans le cinquième chapitre. En effet, la mesure du bruit de phase de sources en bande X développées dans ces travaux de thèse ont fait appel à une technique similaire à celle-ci.

## 1.5 Topologies d'oscillateurs microondes à faible bruit de phase et état de l'art.

### 1.5.1 Oscillateurs libres : résonateur + amplificateur.

Comme décrit par la formule de Leeson, la réalisation d'un oscillateur micro-onde à haute pureté spectrale requiert la combinaison d'un résonateur à fort coefficient de surtension et d'un amplificateur à faible bruit de phase. La contribution majeure des fluctuations de fréquence de la source provient du bruit flicker de l'amplificateur d'entretien.

Les premiers oscillateurs ultra-stables étaient basés sur l'utilisation d'un résonateur à quartz. Ce dernier a l'avantage de pouvoir être excité électriquement grâce au phénomène de piézoélectricité. Les oscillateurs à quartz sont généralement conçus pour des fréquences d'oscillation de 5, 10 ou 100 MHz. Les plus performants d'entre eux, les OCXO (Oven-Controlled X-tal Oscillator), sont encore largement utilisés pour des applications de métrologie temps-fréquence. Ils assurent par exemple la stabilité court terme des horloges atomiques à césium [47, 48] et représentent d'excellentes références pour systèmes radar de haute sensibilité [49]. Le cristal de quartz est placé dans une double enceinte thermique régulée à une température proche de sa température d'inversion voisine généralement de  $80^\circ$  [50]. L'OCXO permet d'atteindre des stabilités de fréquence meilleures que  $5 \cdot 10^{-9}$  pour des températures allant de  $-55^\circ$  à  $85^\circ$ . Les meilleurs oscillateurs à quartz commercialisés présentent des performances en bruit de phase remarquables atteignant  $-176$  dBc/Hz à 10 kHz d'une porteuse à 100 MHz [51]. Cependant, les performances des oscillateurs à quartz sont grandement limitées dans la gamme des hyperfréquences par le processus de multiplication de fréquence [52]. Ainsi, fabriquer une source à 10 GHz basée sur un oscillateur à quartz impose de multiplier sa fréquence par 100, soit une dégradation du bruit de 40 dB. Les oscillateurs à résonateur STW (ondes transverses de surface) ont permis d'atteindre des fréquences plus élevées (vers 2,5 GHz). Néanmoins, les performances en bruit de phase obtenues, de l'ordre de  $-110$  dB.rad<sup>2</sup>/Hz à 1 kHz de la porteuse [53], restent insuffisantes au vu des besoins actuels.

Avec la montée en fréquence des dispositifs électroniques vers les fréquences millimétriques, cette technologie a progressivement laissé place au début des années 80 [54] aux oscillateurs basés sur l'utilisation de résonateurs saphirs. Ces derniers, excités sur des modes électromagnétiques d'ordre élevé particuliers dits modes de galerie, permettent l'obtention de très forts coefficients de surtension [55]. Au départ, ces résonateurs saphir étaient associés à des amplificateurs à diode Gunn ou à transistors FET AsGa. Ces amplificateurs donnaient des résultats satisfaisants à températures cryogéniques [56,57] mais étaient inappropriés à température ambiante à cause de leur bruit flicker élevé.

Désormais, les transistors bipolaires à hétérojonction SiGe ouvrent de nouvelles possibilités d'améliora-

tion de la pureté spectrale des sources micro-ondes. Ces composants présentent en effet des niveaux de bruit de phase 15 à 20 dB plus bas que les amplificateurs micro-ondes traditionnels. Une étude menée conjointement entre deux laboratoires français (LAAS-CNRS et FEMTO-ST) a démontré la potentialité d'un oscillateur combinant un résonateur saphir et un transistor SiGe. Le bruit de phase obtenu est de  $-135 \text{ dB}\cdot\text{rad}^2/\text{Hz}$  à 1 kHz d'une porteuse à 4,86 GHz [58, 59]. Un niveau de bruit de phase de  $-117 \text{ dB}\cdot\text{rad}^2/\text{Hz}$  à 10 kHz d'une porteuse à 10 GHz a été aussi obtenu en construisant un oscillateur original en contre-réaction série [60] avec un facteur de qualité  $Q_L$  de seulement 2500. L'inconvénient majeur des transistors SiGe est leur faible gain en puissance, ce phénomène s'accroît avec la montée en fréquence. La mise en place d'oscillateurs saphir+SiGe implique donc un compromis permanent entre le gain de l'amplificateur, le couplage du résonateur et les performances en bruit de phase de la source.

### 1.5.2 Oscillateurs à discriminateurs de fréquence basiques.

Historiquement, les chercheurs ont d'abord commencé à réfléchir au développement de discriminateurs de fréquence basés sur l'utilisation de résonateurs saphir en cavité à forts coefficients de surtension pour améliorer la stabilité des oscillateurs micro-ondes. Le schéma typique d'un oscillateur utilisant un discriminateur de fréquence est décrit figure 1.26.

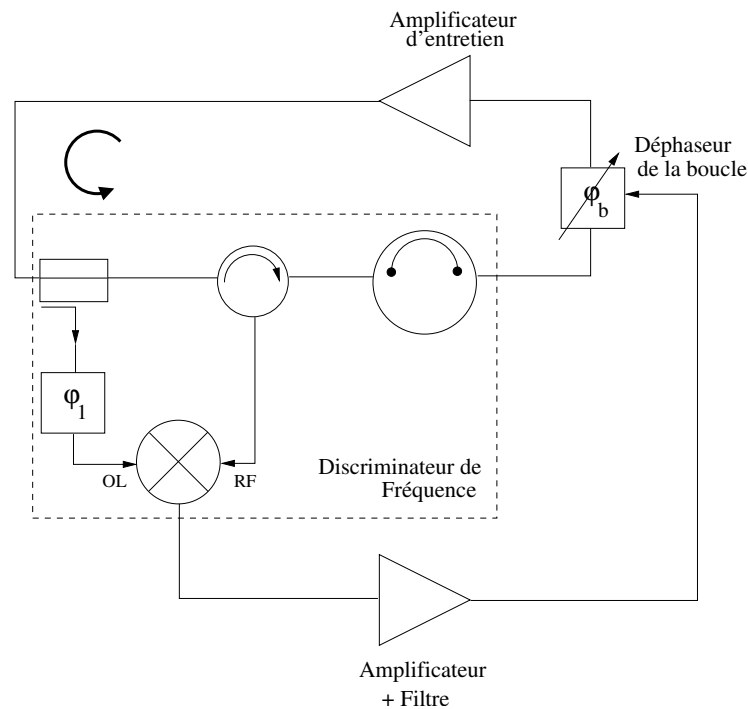


FIG. 1.26 – Oscillateur basique à discriminateur de fréquence.

Dans ce montage, le résonateur en cavité assume un double rôle : il est l'élément déterminant la fréquence de l'oscillateur et est le convertisseur fréquence-phase du discriminateur de fréquence. Une partie du signal de l'oscillateur est dirigée vers la voie OL d'un mélangeur. Le signal réfléchi par le résonateur subit un décalage en phase dépendant des coefficients de couplage du résonateur et est envoyé via un circulateur sur la voie RF du mélangeur. En réglant convenablement  $\phi_1$ , le mélangeur délivre alors une tension proportionnelle à la différence de phase des signaux des voies OL et RF. Le discriminateur de fréquence ainsi formé convertit donc les fluctuations de fréquence de l'oscillateur en fluctuations de tension. Le signal d'erreur en sortie du détecteur est alors exploité pour corriger les fluctuations de phase de

l'amplificateur, à l'origine des fluctuations de fréquence de l'oscillateur, via un déphaseur commandable en tension  $\varphi_b$ . Les performances en bruit de phase de ce type de source, bien décrites dans [61, 62], sont principalement limitées par la fonction de transfert de l'asservissement et le bruit du mélangeur. De nombreux groupes ont développé des sources de ce type [63, 64]. Depuis, des discriminateurs de meilleure sensibilité ont été construits en utilisant les techniques à suppression de porteuse.

### 1.5.3 Oscillateurs avec techniques de correction par suppression de porteuse.

L'amélioration des performances des oscillateurs décrits figure 1.26 passe par une augmentation de la sensibilité du discriminateur. Au début des années 90, Dick et Santiago [65] ont proposé la construction d'un VCO stabilisé en fréquence à l'aide d'un résonateur externe en réflexion réglé au couplage critique ( $\beta=1$ ). Cette configuration, diminuant la puissance du signal réfléchi, autorise la mise en place d'un amplificateur micro-onde faible bruit en amont du mélangeur et donc une amélioration de la sensibilité du discriminateur. Le faible niveau de puissance est nécessaire pour réduire le bruit flicker de l'amplificateur. L'utilisation d'un amplificateur ( $F=1$ dB) permet par ailleurs de diminuer le plancher de bruit blanc du système (pertes de conversion du mélangeur=6dB). Ce type d'oscillateur a été utilisé avec succès au Jet Propulsion Laboratory (JPL) à différentes températures durant plusieurs années [65, 66]. Des performances en bruit de phase d'oscillateurs, basés sur l'utilisation d'un résonateur saphir refroidi à 77K, ont été mesurées à -160 dBc/Hz à 1 kHz de la porteuse. La sensibilité est pourtant limitée par le niveau insuffisant de la suppression de porteuse. Ce défaut est dû à un couplage imparfait entre le résonateur et la ligne de transmission.

Cet inconvénient majeur est totalement surmonté par la mise en place d'oscillateurs à correction interférométrique dont le principe est montré figure 1.27.

Les multiples avantages de la technique à suppression de porteuse par interférométrie décrits dans la section 1.3.3 sont mis à profit pour la réalisation d'oscillateurs à faible bruit de phase. Le signal d'erreur en sortie du discriminateur de fréquence ultra-sensible (capteur du système) pilote un déphaseur commandable en tension DCT (actionneur) inséré dans la boucle d'oscillation. Les fluctuations de phase de la source sont alors corrigées en temps réel dans la bande de l'asservissement. L'oscillateur est asservi à la fréquence du résonateur. Le niveau de suppression de porteuse peut atteindre 100 dB et peut être maintenu à l'aide d'une correction automatique (CAS). Cette dernière ajuste l'atténuateur  $\gamma_1$  de la voie de référence de manière à équilibrer l'amplitude des signaux en entrée de l'interféromètre. La CAS n'est pas montrée sur la figure 1.27.

Cette topologie d'oscillateurs, représentant l'état de l'art actuel mondial des sources micro-ondes à faible bruit de phase, démontrent des résultats exceptionnels [67–69]. Des performances de bruit de phase de -170 dBc/Hz à 10 kHz d'une porteuse à 10.24 GHz ont été mesurées. Le bruit d'amplitude de ce même oscillateur présente un palier de bruit blanc à -185 dBc/Hz.

Les limitations principales en bruit de phase des oscillateurs à correction interférométrique sont montrées figure 1.28.

Malgré leurs excellentes performances, ces oscillateurs restent des systèmes très complexes impliquant de nombreux réglages pointilleux et la mise en place de dispositifs d'asservissement. Leur bon fonctionnement impose de fortes puissances à l'entrée de l'hybride et un excellent niveau de suppression de porteuse stable sur le long terme.

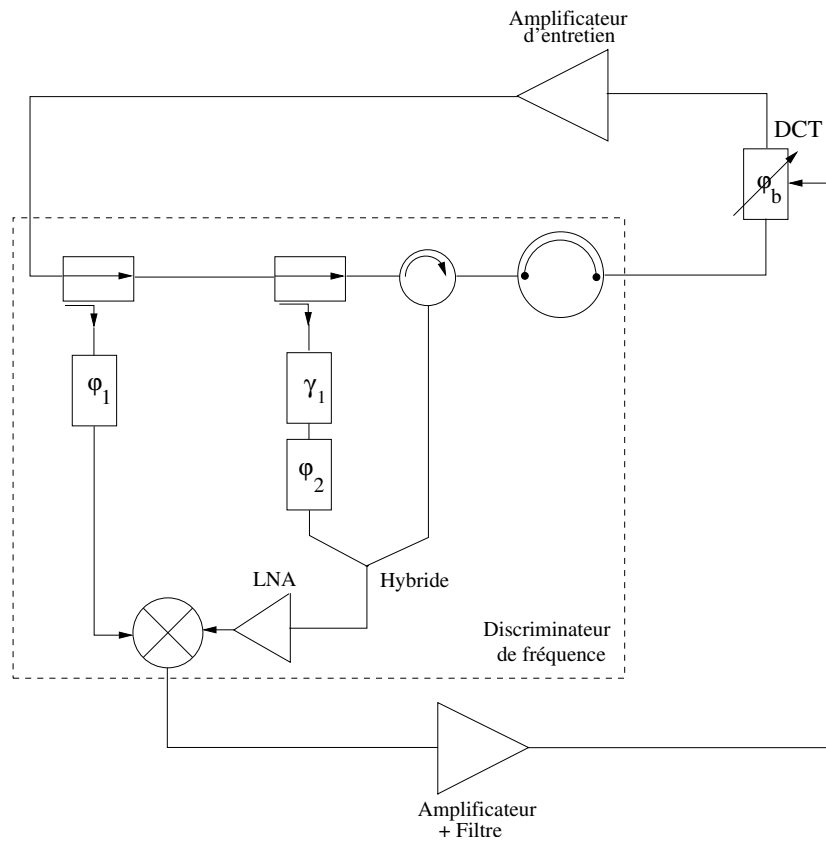


FIG. 1.27 – Oscillateur à correction interférométrique.

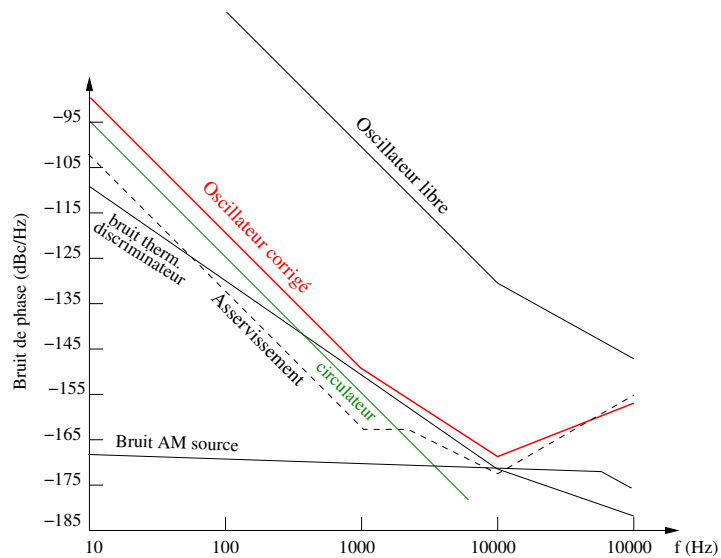


FIG. 1.28 – Limitations des performances en bruit de phase d'oscillateurs à correction interférométrique.

### 1.5.4 Oscillateurs opto-électroniques (OEO).

Ces dernières années ont vu l'émergence d'oscillateurs opto-électroniques atteignant progressivement des niveaux de bruit de phase remarquables. La structure classique de ces sources est décrite figure



1.29.

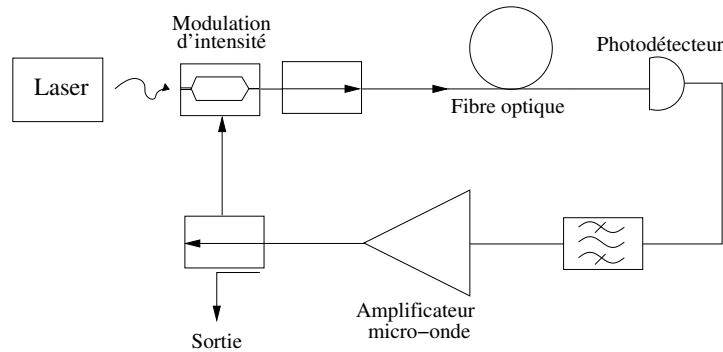


FIG. 1.29 – Principe d'un oscillateur opto-électronique (OEO) à ligne à retard.

Une diode laser (DL) est modulée en intensité par un modulateur externe. Le signal lumineux se propage dans une ligne à retard (fibre optique à faibles pertes) assurant le rôle de résonateur. Un photodétecteur détecte le faisceau lumineux et le convertit en signal micro-onde. Ce dernier est filtré, amplifié et dirigé vers le modulateur. Ce dispositif est susceptible d'osciller dans la bande de l'amplificateur dès que la phase de boucle est un multiple de  $2\pi$ . La fréquence de l'oscillateur peut donc être commutée sur une multitude de modes adjacents distants en fréquence de  $f_{dist}$  telle que :

$$f_{dist} = \frac{c}{l\sqrt{\epsilon}} \quad (1.64)$$

où  $c$  est la célérité de la lumière,  $l$  la longueur de la fibre et  $\epsilon$  la permittivité diélectrique de la fibre. Le coefficient de surtension  $Q_{L_{fibre}}$  équivalent d'une ligne à retard est donné par :

$$Q_{L_{fibre}} = \pi v_0 \tau \quad (1.65)$$

avec  $v_0$  la fréquence de l'oscillateur et  $\tau$  le temps de retard de la fibre optique.

Les OEO, après diverses améliorations (correction interférométrique), autorisent des performances remarquables [70–73]. Les meilleurs résultats présentent des niveaux de bruit de phase de -160 dBc/Hz à 10 kHz d'une porteuse à 10 GHz [74]. De plus, une nouvelle topologie d'OEO dans laquelle la ligne à retard est remplacée par un résonateur optique, est en pleine ascension.

### 1.5.5 Etat de l'art des références micro-ondes à faible bruit de phase.

La figure 1.30 résume sur un même graphe les performances des différents types de sources micro-ondes à haute pureté spectrale. Ce type de bilan peut aussi être trouvé dans [75]. La figure 1.30 montre clairement que les oscillateurs à quartz sont surpassés par les oscillateurs saphir dans la gamme des hyperfréquences. Les oscillateurs à correction interférométrique permettent l'obtention des meilleures performances sur l'ensemble du spectre mais au détriment d'une grande complexité. Les OEO, excellents à 10 kHz, semblent encore souffrir actuellement d'un bruit flicker élevé. Les oscillateurs cryogéniques permettent par augmentation du coefficient de qualité  $Q_L$  du résonateur saphir de diminuer d'environ 40 dB (à 77K) le bruit flicker de la source. Néanmoins, le palier de bruit reste imposé par l'amplificateur. D'ailleurs, le développement d'oscillateurs saphir cryogéniques rencontre beaucoup plus d'intérêts pour des applications nécessitant une stabilité de fréquence long terme. Le lecteur intéressé de connaître les stabilités record d'oscillateurs saphirs cryogéniques peut se reporter à la bibliographie [76–81]. En outre, les oscillateurs cryogéniques sont lourds à mettre en oeuvre et encombrants. Enfin, une topologie

très intéressante consiste à combiner un résonateur saphir et un amplificateur à transistors SiGe. Cette technique, beaucoup plus simple, ne peut pas concurrencer la technique interférométrique pour des fréquences de Fourier proches de la porteuse mais devient très compétitive pour des applications demandant un palier très bas telles les systèmes radar de haute sensibilité. Des résultats très encourageants ont été obtenus à 5GHz [58].

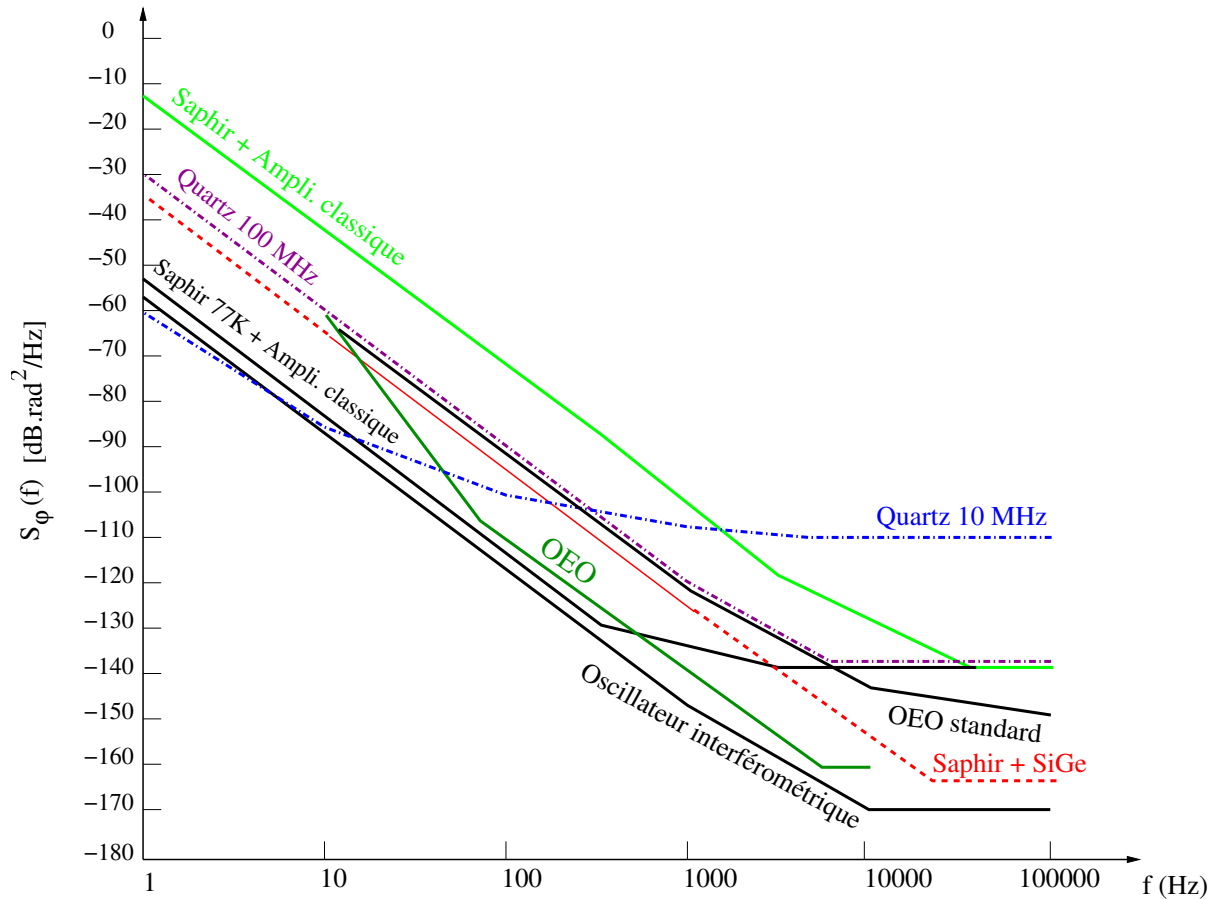


FIG. 1.30 – Bruit de phase de sources à haute pureté spectrale normalisées à 10 GHz.

Cette thèse s'inscrit dans la continuité des travaux effectués dans [58] et ces objectifs sont divisés en 2 étapes :

1. Optimisation des sources à 5GHz réalisées dans [58].
2. Extension de ces technologies par le développement et la caractérisation d'oscillateurs bande X présentant des performances en bruit de phase de  $-142 \text{ dB} \cdot \text{rad}^2/\text{Hz}$  à 10 kHz de la porteuse (voir figure 1.30). Dans cette gamme de fréquence, l'obstacle majeur réside dans l'effondrement du gain en puissance des transistors SiGe.

Réussir ce challenge nécessite une excellente connaissance et une optimisation des deux éléments essentiels constituant l'oscillateur : le résonateur saphir et l'amplificateur à transistors SiGe. La description de ces technologies, leurs caractéristiques essentielles et les travaux menés au cours de cette thèse participant à leurs avancées sont l'objet des chapitres suivants.



## Chapitre 2

# Le résonateur saphir

Dans un oscillateur, l'élément fixant la fréquence d'oscillation est le résonateur. Dans la gamme des fréquences micro-ondes, le résonateur saphir excité sur des modes de galerie est connu aujourd'hui comme l'élément permettant l'obtention des coefficients de surtension les plus importants.

Dans ce chapitre, nous décrivons tout d'abord les caractéristiques essentielles de ce type de résonateur. Nous présentons ensuite les modes de galerie ainsi que les techniques de modélisation existantes pour les décrire. Ensuite, nous testons expérimentalement différentes méthodes pour coupler ces modes de galerie et comparons leurs performances respectives.

Le mode de galerie désiré pouvant être perturbé par de nombreux modes parasites aux effets néfastes, nous décrivons une technique de sélection modale couramment utilisée pour éliminer ces derniers.

Enfin, nous mettons en avant les améliorations que nous avons apportées concernant la stabilisation en température du résonateur. Une technique originale, permettant de réduire fortement la sensibilité du cristal aux variations de température et donc d'améliorer nettement la stabilité moyen terme de l'oscillateur concerné, est proposée.

## 2.1 Présentation générale.

### 2.1.1 Propriétés du matériau.

Le résonateur saphir se présente sous la forme d'un cylindre usiné dans un monocristal anisotrope de corindon ( $Al_2O_3$ ) de haute pureté cristalline (faible concentration d'impuretés métalliques). L'axe du cylindre est confondu avec l'axe cristallin d'axe c (parallélisme garanti au degré près par les fabricants). Plusieurs méthodes de croissance existent pour fabriquer ces cristaux. On distingue par ordre décroissant de qualité les cristaux HEMEX (Heat Exchanger Method), Czockralski et Verneuil. Dans le cadre de cette thèse, des cristaux de type HEMEX et Verneuil ont été utilisés. Les dimensions typiques du résonateur saphir sont une hauteur de 15 à 30 mm et un diamètre de 30 à 50 mm.

Le saphir monocristallin possède une conductivité thermique élevée, des dureté, résistance à l'usure et température maximale d'utilisation élevées. L'écart entre les bandes d'énergie est large (10eV). Le saphir est un matériau transparent offrant une transmission utile des longueurs d'ondes comprises entre 0,2 et 5,5  $\mu m$ . Il est aussi bien plus résistant que le verre. Les propriétés principales du matériau saphir sont données Tab 2.1.

Constante diélectrique	9,5-11,5
Résistance diélectrique	15-50 kV.mm <sup>-1</sup>
Dureté Knopp	2000 kgf.mm <sup>-2</sup>
Résistance à compression	2100 MPa
Résistance à traction	250-400 MPa
Densité massique	3,985 g.cm <sup>3</sup>
Indice de réfraction	1,71-1,79
Chaleur spécifique	875 J.K <sup>-1</sup> .kg <sup>-1</sup>
Conductivité thermique	35-40 W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>

TAB. 2.1 – Caractéristiques physiques principales du matériau saphir.

### 2.1.2 Le saphir comme référence de fréquence.

Le saphir est le matériau présentant les plus faibles pertes diélectriques dans la gamme des fréquences micro-ondes [55]. Ces pertes sont imagées par la tangente de pertes  $\tan \delta$  du matériau telle que :

$$\tan \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \quad (2.1)$$

où  $\epsilon = \epsilon' - j \epsilon''$  représente la permittivité diélectrique du matériau.

La tangente de pertes  $\tan \delta$  est inférieure à  $10^{-5}$  à température ambiante et décroît de manière importante avec la température pour atteindre quelques  $10^{-8}$  à 77K (azote liquide) et  $10^{-9}$  (hélium liquide) [82]. Ces faibles pertes diélectriques permettent un excellent et durable confinement de l'énergie électromagnétique que l'on apporte au sein du résonateur. De forts coefficients de qualité peuvent alors être obtenus. L'inconvénient du matériau saphir réside dans sa faible permittivité ( $\epsilon_r \simeq 10$ ). L'exploitation de modes électromagnétiques traditionnels (type  $TE_{01\delta}$  ou  $TM_{01\delta}$ ) aurait alors pour conséquence des pertes trop importantes de l'énergie par rayonnement. Pour remédier à ce problème, on excite dans le résonateur saphir des modes électromagnétiques d'ordre élevé dits modes de galerie. De plus, le résonateur saphir est généralement disposé au centre d'une cavité métallique pour limiter les pertes résiduelles d'énergie par rayonnement. Cette cavité assume en outre un rôle de bouclier thermique et permet d'assurer un montage

mécanique stable du résonateur. Dans cette configuration optimale, le coefficient de qualité à vide  $Q_0$  du résonateur est alors uniquement limité par sa tangente de pertes tel que :

$$Q_0 = \frac{1}{\tan\delta} \quad (2.2)$$

Le résonateur saphir permet donc l'obtention de coefficients de qualité élevés de l'ordre de  $2.10^5$  à température ambiante,  $3.10^7$  à 77K et  $1.10^9$  à 4K.

## 2.2 Les modes de galerie.

### 2.2.1 Présentation.

Historiquement, les premières cavités à modes de galerie connues furent les cavités acoustiques. Les plus connues sont la chapelle du Conservatoire des Arts et Métiers de Paris ou encore la galerie des chuchotements (whispering gallery) de la cathédrale St-Paul à Londres. Dans cette dernière, un chuchotement d'un côté s'entend distinctement de l'autre côté à plus de 34 mètres. Les modes de galerie furent découverts par Lord Rayleigh en 1910. Ce dernier mit en évidence que des ondes acoustiques haute-fréquence avaient tendance à s'"accrocher" aux parois d'une surface concave [83]. En 1967, J.R. Wait étudia des modes de propagation analogues dans des cylindres diélectriques [84]. J. Arnaud fut le premier en 1981 à étudier ces modes de propagation dans des résonateurs diélectriques [85].

Les résonateurs à modes de galerie confinent l'énergie des ondes électromagnétiques à la périphérie du cylindre dans une région située entre l'interface air-diélectrique et une caustique de rayon  $r_c$ . Ce phénomène est similaire au confinement de la lumière dans une fibre optique par réflexions totales successives. Dans un résonateur diélectrique de rayon  $b$ , les ondes sont capturées à l'intérieur du cylindre et tangentielles à la surface de rayon  $r_c$  (voir figure 2.1). La propagation des ondes s'effectue dans la direction azimutale.

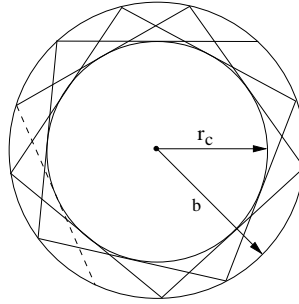


FIG. 2.1 – Propagation des modes de galerie dans un résonateur diélectrique. Confinement de l'énergie à la périphérie du résonateur.

En première approximation,  $r_c$  peut s'écrire [86] :

$$r_c = \frac{m}{\sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_r - \beta^2}} \quad (2.3)$$

avec  $\beta$  la constante de propagation axiale,  $\epsilon_r$  la permittivité relative du résonateur,  $m$  la variation azimutale du champ (nombre de longueurs d'onde à la résonance de l'onde stationnaire, comportant plusieurs noeuds et ventres de champ),  $c$  la célérité de l'onde dans le vide et  $\omega$  sa pulsation. Cette configuration des champs dans le résonateur autorise le perçage du résonateur en son centre (selon l'axe  $z$ ) afin de le disposer dans un environnement mécanique stable.

Les modes de galerie sont des modes hybrides. On distingue (voir figure 2.2) les modes quasi-transverses magnétiques (dits WGH ou quasi-TM) et les modes quasi-transverses électriques (dits WGE ou quasi-TE). Pour la première classe, le champ électrique est essentiellement axial ( $H_z=0$ ) alors que pour la seconde, le champ électrique est radial ( $E_z=0$ ). Trois indices  $m$ ,  $n$ , et  $l$  complètent la désignation d'un mode particulier.  $m$  représente le nombre de longueurs d'ondes selon la direction azimutale. Autrement dit, les différentes composantes du champ présentent  $2m$  maximums sur un tour complet du cylindre.  $n$  et  $l$ , généralement égaux à 0 dans la pratique, représentent respectivement les variations radiale et axiale.

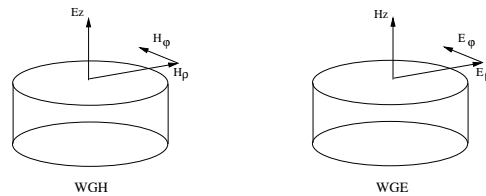


FIG. 2.2 – Champ électromagnétique d'un mode WGH et WGE.

La figure 2.3 montre la répartition du champ électromagnétique d'un mode  $WGH_{17,0,0}$  d'un résonateur saphir.

### 2.2.2 Description mathématique.

La conception d'oscillateurs basés sur l'utilisation de résonateurs saphir pose la question du dimensionnement du cristal. Cette étape requiert l'exploitation de modèles mathématiques décrivant les modes de galerie au sein du résonateur et permettant de prévoir avec précision la fréquence et le coefficient de surtension des différents modes. La modélisation des modes de galerie a été abordée par plusieurs auteurs dans la littérature [87, 88]. Cependant, un article d'Ivanov retient plus particulièrement notre attention car ce dernier s'attache à décrire les modes de galerie de résonateurs diélectriques en prenant en compte l'influence de la cavité [89]. Cette méthode est dite méthode en "mode matching", soit méthode par raccordement modal. Elle est un modèle simplifié de la "Partial Region Method" (PRM) proposée dans [90].

Son principe consiste à diviser la structure en 4 régions homogènes 1, 2, 3 et 4 (voir figure A.1).

Dans chacune de ces régions, le champ électromagnétique est exprimé en fonction des modes propres de la structure cylindrique. Les différentes composantes de champs (électrique et magnétique) dans chacune des régions sont alors exprimées à l'aide de coefficients en amplitude inconnus. Ses coefficients sont obtenus en appliquant les conditions de raccordement (conditions aux interfaces) des composantes de champ entre régions adjacentes et les conditions aux limites sur les parois métalliques. Cette méthode de raccordement aboutit par ailleurs à un système d'équations caractéristiques permettant d'établir numériquement les fréquences de résonance du cristal. Des étapes de calcul bien plus détaillées sont données en annexe A.

### 2.2.3 Application au cas de résonateurs bande C.

Le tableau 2.2 compare les fréquences simulées et mesurées, à température ambiante, de différents modes de galerie d'un résonateur saphir bande C dont le diamètre est de 50 mm et la hauteur de 20 mm. On remarque que la fréquence des modes WGE est, pour un même ordre  $m$ , supérieure à celle des modes WGH. Ceci semble logique puisque pour un mode WGE, le champ électrique est essentiellement transversal donc le rôle de  $\epsilon_t$  est dominant. Au contraire, pour les modes WGH, le champ électrique est essentiellement axial donc le rôle de  $\epsilon_z$  est dominant. Or,  $\epsilon_t (=9,4) < \epsilon_z (=11,5)$ . En comparant les résultats

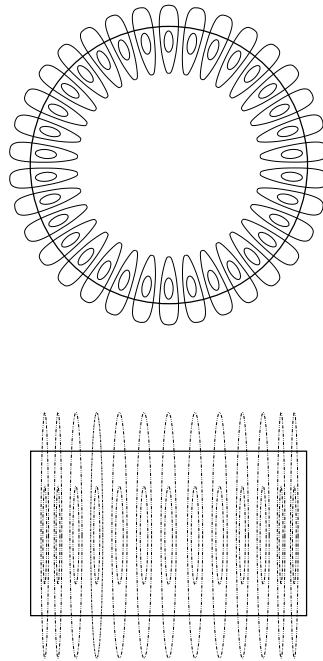


FIG. 2.3 – Répartition du champ électromagnétique d'un mode  $WGH_{17,0,0}$  d'un résonateur saphir (dessus : lignes de champ magnétique, dessous : lignes de champ électrique).

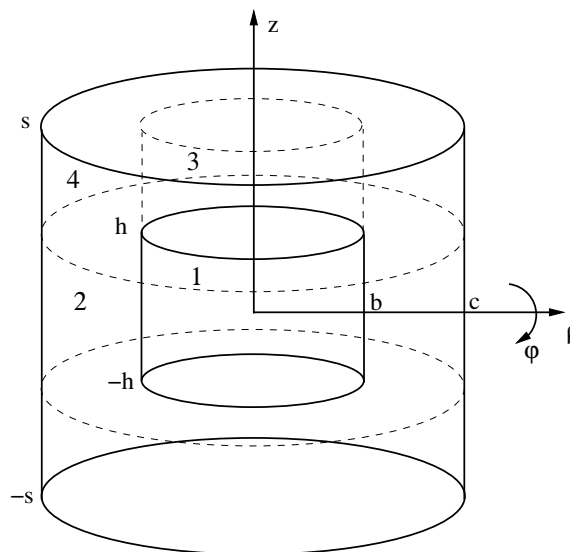


FIG. 2.4 – Modèle du résonateur au sein de la cavité. Environnement divisé en 4 régions 1, 2, 3 et 4.

simulés et mesurés, on s'aperçoit que le modèle est très proche de la réalité et se révèle donc être un outil précieux pour le dimensionnement de résonateurs.

#### 2.2.4 Application au cas de résonateurs bande X.

Le tableau 2.3 compare les fréquences simulées et mesurées, à température ambiante, de différents modes de galerie d'un résonateur saphir bande X dont le diamètre est de 34,1 mm et la hauteur de 17,05 mm.



$m$	Fréquences simulées (GHz)		Fréquences mesurées (GHz)
	WGH	WGE	WGH
5	4,8161	5,7369	4,866793
6	5,4176	6,4260	5,468291
7	6,0213	7,1138	6,0797
8	6,6258	7,7999	6,671290
9	7,2303	8,4840	7,2782792
10	7,8345	9,1660	7,8846
11	8,4381	9,8460	8,487792
12	9,0411	10,5241	9,09120

TAB. 2.2 – Fréquences simulées et mesurées d'un résonateur bande C. L'ordre azimutal  $m$  varie de 5 à 12.

$m$	Fréquences simulées (GHz)		Fréquences mesurées (GHz)
	WGH	WGE	WGH
5	6,7531	8,2412	6,8169
6	7,6676	9,2652	7,7194
7	8,5989	10,2825	8,622250
8	9,4862	11,3015	9,524077
9	10,3903	12,3183	10,424590
10	11,2913	13,3210	11,323375
11	12,1894	14,3249	12,220375
12	13,0850	15,3253	?

TAB. 2.3 – Fréquences simulées et mesurées d'un résonateur bande X de dimensions  $34,1 \times 17,05 \text{ mm}^2$ . L'ordre azimutal  $m$  varie de 5 à 12.

De la même manière, nous avons mesuré pour valider le modèle le coefficient de surtension à vide  $Q_0$  de différents modes d'un résonateur de dimensions  $36 \times 9 \text{ mm}^2$ . La figure 2.5 reporte ces résultats.

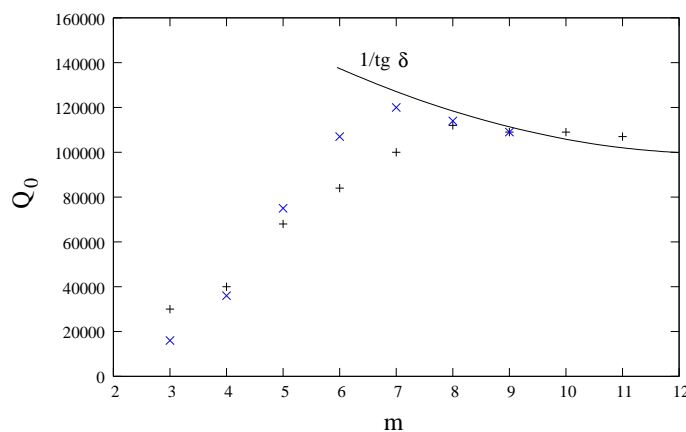


FIG. 2.5 – Coefficients de surtension à vide  $Q_0$  d'un résonateur. (+) : calculés, (x) : mesurés. La courbe en noir indique le  $Q_0$  intrinsèque du saphir  $= 1/\tan(\delta) \propto 1/f$ .

Le tableau 2.4 compare les fréquences simulées et mesurées, à température ambiante, de différents modes de galerie d'un résonateur saphir bande X dont le diamètre est de 36 mm et la hauteur de 18 mm.

$m$	Fréquences simulées (GHz)		Fréquences mesurées (GHz)
	WGH	WGE	WGH
5	6,3996	7,8110	6,4169
6	7,2667	8,7820	7,3082
7	8,1308	9,7494	8,1644
8	8,9911	10,7128	9,0194
9	9,8483	11,6721	9,8728
10	10,7026	12,6275	10,7244
11	11,5542	13,5792	11,5734
12	12,4033	14,5276	12,4981

TAB. 2.4 – Fréquences simulées et mesurées d'un résonateur bande X de dimensions  $36 \times 18 \text{ mm}^2$ . L'ordre azimutal  $m$  varie de 5 à 12.

## 2.3 Etude de différentes méthodes de couplage.

### 2.3.1 Définitions.

#### Expressions générales.

L'ajustement du couplage du résonateur est une étape critique dans le développement d'oscillateurs saphir. Le résonateur est relié au circuit extérieur par un ou deux accès. Chacun d'eux est caractérisé par un coefficient de couplage  $\beta_i$  ( $i=1$  pour le port 1,  $i=2$  pour le port 2).  $\beta_1$  est le coefficient de couplage à l'entrée du résonateur et  $\beta_2$  est le coefficient de couplage à la sortie du résonateur. Ces coefficients sont définis comme le rapport entre les pertes du circuit extérieur et les pertes intrinsèques du résonateur. On définit :

$$\beta_i = \frac{Q_0}{Q_{ext}} = \frac{\text{Pertes du circuit extérieur}}{\text{Pertes intrinsèques}} \quad (2.4)$$

Les pertes internes du résonateur étant directement reliées à la tangente de pertes du matériau (donc à  $Q_0$ ), on montre que le coefficient de surtension en charge  $Q_L$  d'un résonateur dépend directement de  $Q_0$ ,  $\beta_1$  et/ou  $\beta_2$ . On obtient pour un résonateur en transmission :

$$Q_L = \frac{Q_0}{1 + \beta_1 + \beta_2} \quad (2.5)$$

Pour un résonateur en réaction, on a :

$$Q_L = \frac{Q_0}{1 + \beta_1} \quad (2.6)$$

Les pertes  $I_L$  à la résonance sont données dans le cas d'un résonateur en transmission par :

$$I_L = \frac{2\sqrt{\beta_1\beta_2}}{1 + \beta_1 + \beta_2} \quad (2.7)$$

Typiquement,  $\beta_i$  est compris entre 0,1 et 1. Selon les applications, on cherchera à donner une valeur plus ou moins forte aux coefficients de couplage.

La mesure des coefficients de couplage d'un résonateur s'effectue en mesurant les paramètres S de chaque port à l'aide d'un analyseur de réseaux. Pour un résonateur en transmission (configuration utilisée pour tous les oscillateurs développés dans ce manuscrit), l'allure générale des paramètres S est donnée figure 2.6.

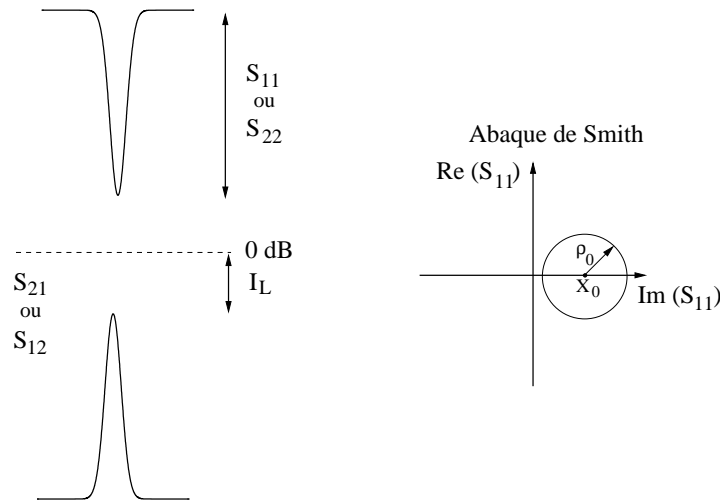


FIG. 2.6 – Allure générale des paramètres  $S$  d'un résonateur en transmission.

La mesure des paramètres  $S_{11}$  et  $S_{22}$  (en amplitude) permet de remonter à la valeur de  $\beta_1$  et  $\beta_2$ . On a dans le cas d'un résonateur sous-couplé sur chaque port :

$$\beta_1 = \frac{1 - |S_{11}|}{|S_{11}| + |S_{22}|} \quad (2.8)$$

$$\beta_2 = \frac{1 - |S_{22}|}{|S_{11}| + |S_{22}|} \quad (2.9)$$

La tangente de pertes du saphir étant fortement sensible à la température, les valeurs de  $\beta_1$  et  $\beta_2$  dépendent aussi de la température. Si la température diminue, les pertes diminuent et le couplage augmente. Théoriquement, on a une relation du type :

$$\frac{Q_0(T_0)}{Q_0(T_{amb})} \simeq \frac{\beta_1(T_0)}{\beta_1(T_{amb})} \quad (2.10)$$

Cette relation explique la difficulté de régler le couplage de résonateurs saphir cryogéniques. En effet, ces derniers étant voués à présenter une excellente stabilité de fréquence sur le long terme, un correcteur de Pound est généralement implémenté. Pour le bon fonctionnement du correcteur, un des accès du résonateur doit être réglé à un couplage proche de l'unité. Ceci revient à régler à 300 K un des ports tel que  $\beta < 0,01$ . A l'ambiante, le réglage du couplage du résonateur est moins laborieux. Le couplage dépend bien sûr de la position relative selon  $\vec{r}$  et  $\vec{z}$  du dispositif de couplage par rapport à la sonde mais aussi selon  $\vec{\varphi}$  (position angulaire relative) car les modes de galerie présentent une périodicité azimutale. Différentes techniques de couplage de résonateurs saphir à modes de galerie ont été envisagées dans le cadre de cette thèse. Ces méthodes sont présentées successivement ci-après et comparées en terme de stabilité mécanique, reproductibilité, performances électriques et compacité.

### 2.3.2 Technique classique : sondes électriques ou boucles magnétiques.

La technique classiquement adoptée pour exciter les modes de galerie d'un résonateur saphir consiste à utiliser des sondes coaxiales ou des boucles magnétiques. Elles présentent l'avantage d'être de manipulation aisée. Leur positionnement et leur orientation par rapport à celle du cristal permet de sélectionner le type de mode à exciter : WGE ou WGH.

Pour les modes WGE, on utilise soit une sonde électrique placée perpendiculairement à la surface latérale du résonateur, soit une boucle magnétique (boucle de courant) placée perpendiculairement à l'axe longitudinal du résonateur (voir figure 2.7).

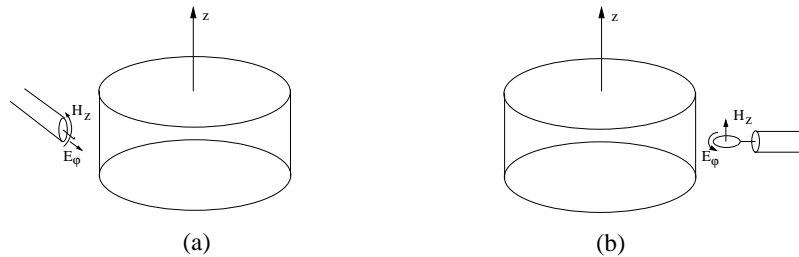


FIG. 2.7 – Excitation de modes WGE par sondes coaxiales (a) ou boucles magnétiques (b).

Pour les modes WGH, on utilise soit une sonde électrique dont l'axe est parallèle à l'axe du résonateur, soit une boucle magnétique dont l'axe est perpendiculaire à l'axe du résonateur (voir figure 2.8).

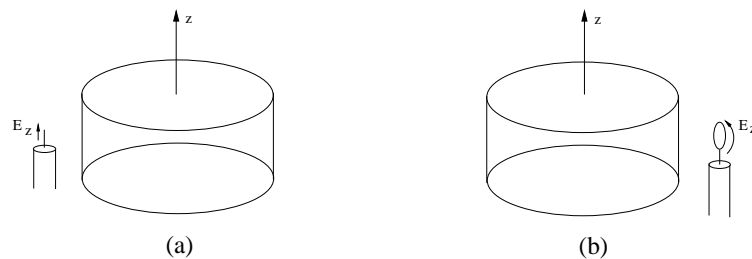


FIG. 2.8 – Excitation de modes WGH par sondes coaxiales (a) ou boucles magnétiques (b).

Cette technique est efficace pour le couplage de modes de galerie d'un résonateur en transmission. Le réglage du couplage, avec un peu d'expérience, reste relativement aisé avec cette technique. Les principaux inconvénients de cette méthode sont sa difficile reproductibilité, sa sensibilité aux vibrations et sa mauvaise adaptation à la réalisation d'un oscillateur compact. Notons enfin que des précisions sur la modélisation de ce type de couplage sont apportées dans [1].

### 2.3.3 Ligne micro-ruban.

L'utilisation de lignes micro-ruban a déjà été largement testée pour coupler un résonateur diélectrique à modes conventionnels (type  $TE_{01}$ ) et de nombreuses publications expliquent, calculs à l'appui, comment disposer ce dernier par rapport à la ligne pour obtenir des performances optimales. Les coefficients de qualité obtenus de cette manière pour des résonateurs à modes conventionnels, publiés à ce jour [90–92], restent pourtant faibles ( $Q$  en charge de 2000 à 4000). Cette solution ne représente donc pas une bonne option pour réaliser une source à haute pureté spectrale.

Par contre, l'excitation de modes de galerie à l'aide d'une ligne micro-ruban peut s'avérer intéressante. Différents modèles mathématiques décrivant le couplage entre un résonateur saphir à modes de galerie et une ligne micro-ruban ont été développés. Khairuddin s'est uniquement intéressé au cas des modes WGE [93]. Tobar s'est intéressé à cette méthode pour développer des oscillateurs saphir dans lesquels le résonateur assure le rôle de discriminateur de fréquence [94]. Cette technique évite alors le recours à un circulateur, composant bruyant pouvant limiter la stabilité de fréquence de la source dans certains cas (oscillateurs à correction interférométrique en particulier).

Pour comprendre ce type de couplage, prenons le cas simple d'un résonateur en réaction couplé sur un seul port par une ligne micro-ruban placée de manière adjacente au cristal (voir figure 2.9).

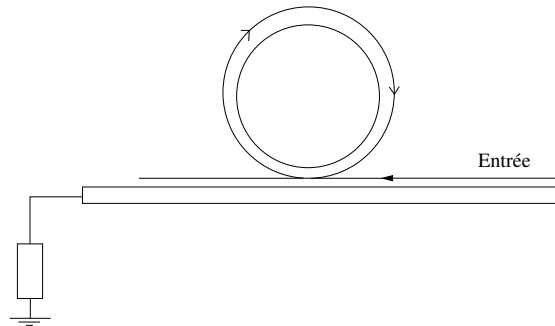


FIG. 2.9 – Couplage d'un résonateur par une ligne micro-ruban.

On montre que la matrice S d'un résonateur utilisé en réaction est donnée par :

$$[\bar{S}] = \frac{1}{\beta + 1 + 2jQ_0 \frac{\delta\omega}{\omega_0}} \begin{bmatrix} \beta & 1 + 2jQ_0 \frac{\delta\omega}{\omega_0} \\ 1 + 2jQ_0 \frac{\delta\omega}{\omega_0} & \beta \end{bmatrix}$$

Pour tester ce type de couplage, nous avons conçu et réalisé une ligne micro-ruban sur un substrat de verre-téflon (rogers6002) adaptée 50  $\Omega$  à 4,866 GHz (largeur de ligne= 1,91 mm). Les caractéristiques essentielles de ce substrat sont données tableau 2.5.

Permittivité $\epsilon_r$	Epaisseur diélectrique $h$	Tangente de pertes $\tan \delta$	$t$
2,94	760 $\mu\text{m}$	0,0012 à 10 GHz	17,5 $\mu\text{m}$

TAB. 2.5 – Caractéristiques principales du substrat diélectrique "rogers6002".

Le saphir est utilisé en réaction. On dispose une charge 50  $\Omega$  à une extrémité de la ligne. On observe alors le coefficient de réflexion  $S_{11}$  avec un analyseur de réseaux. Nous avons constaté expérimentalement les éléments suivants :

- ce type de couplage est propice à l'excitation de modes de galerie d'ordre assez élevés dans des résonateurs de dimensions faibles. Des essais effectués sur le mode  $WGH_{5,0,0}$  d'un résonateur de diamètre 50 mm et de hauteur 20 mm ont été très peu concluants.
- il est capital de disposer le résonateur au sein d'une cavité pour obtenir des performances électriques (pertes,  $Q_L$ ,...) correctes. De plus, le résonateur doit être surélevé (entre 2 et 6 mm) environ et non posé directement sur le substrat de la ligne.

Nous avons mesuré, pour le mode  $WGH_{10,0,0}$  (fréquence= 10,72 GHz) d'un résonateur saphir de hauteur 18 mm et de diamètre 36 mm, l'évolution du coefficient de qualité en charge  $Q_L$  en fonction de la distance  $d$  entre la ligne et le saphir. Le résonateur est disposé dans une cavité en cuivre. Le montage expérimental est montré figure 2.10.

La figure 2.11 reporte les différents points mesurés.

Le coefficient de qualité en charge augmente avec la distance  $d$  pour des éloignements compris entre 1,5 et 6,5 mm. Pour des distances inférieures à 1,5 mm et supérieures à 6,5 mm, il nous a été impossible d'obtenir un couplage correct et donc de déterminer  $Q_L$ . Il est possible en utilisant cette technique d'obtenir des coefficients de qualité en charge de l'ordre de 60.000 pour des pertes de 8dB environ. Les résultats obtenus sont proches de ceux publiés dans [94].

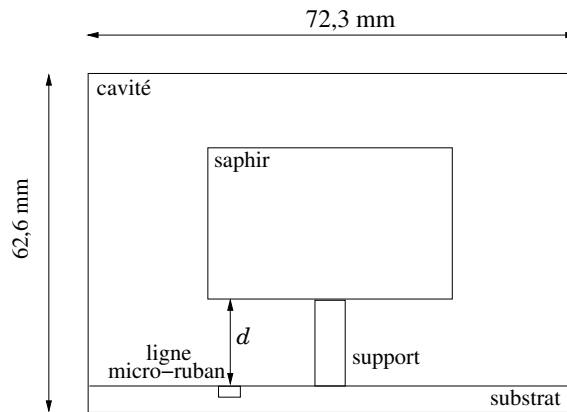


FIG. 2.10 – Disposition expérimentale pour tester le couplage entre une ligne micro-ruban et un résonateur saphir.

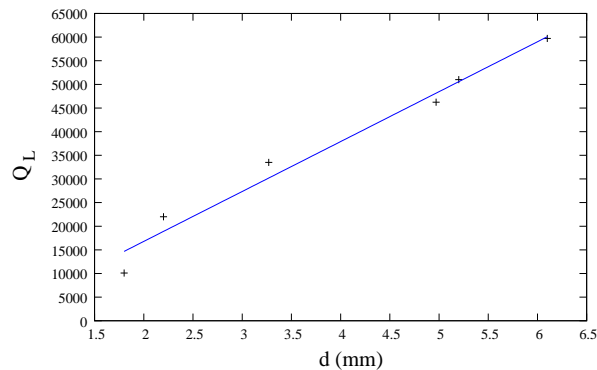


FIG. 2.11 – Coefficient de qualité en charge  $Q_L$  en fonction de la distance  $d$ .

Ce type de couplage peut donc être envisagé pour la réalisation d'un oscillateur à contre-réaction série en bande X compact. Cependant, il faut préciser que la mise en oeuvre de ce type de couplage est très laborieuse et minutieuse.

### 2.3.4 Antennes micro-ruban type "patch".

La possibilité de coupler un résonateur saphir à l'aide d'antennes micro-ruban de type patch a été envisagée. Ces dernières conservent en effet les avantages des lignes micro-ruban (configuration planaire, faible encombrement, faible coût et compatibilité avec les circuits intégrés).

#### Configuration et rayonnement d'une antenne "patch".

Une antenne micro-ruban est constituée d'un "patch" métallique conducteur gravé sur un substrat diélectrique de hauteur  $h$  faible devant la longueur d'onde et comportant un plan de masse. L'énergie est apportée au dispositif par le biais d'une ligne d'alimentation (voir figure 2.12).

La distribution des courants le long des extrémités du patch (élément conducteur) est à l'origine de l'existence de lignes de champ entre ce dernier et le plan de masse et donc d'un rayonnement. Ce rayonnement est essentiellement lié aux discontinuités situées aux extrémités (deux circuits ouverts en faisant abstraction de la ligne d'alimentation) du patch.

Analysons sur la figure 2.13 le cas d'un patch rectangulaire de longueur  $L$  ( $L \simeq \frac{\lambda}{2}$ ) et de largeur  $W$ .

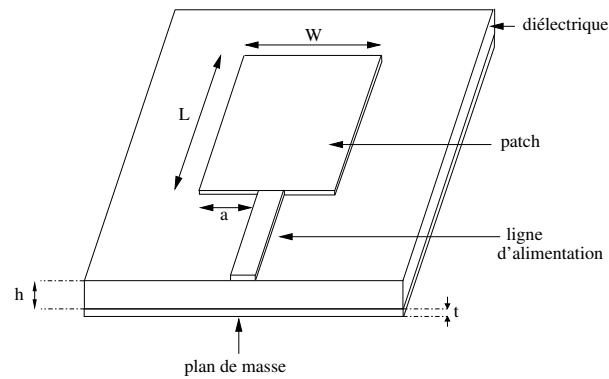


FIG. 2.12 – Configuration d’une antenne patch micro-ruban rectangulaire.

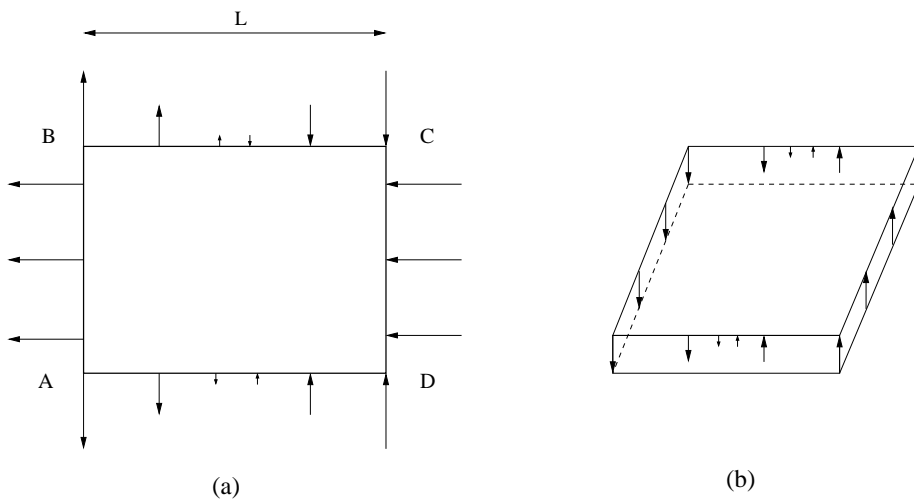


FIG. 2.13 – Rayonnement d’une antenne patch rectangulaire. (a) : Composantes horizontales du champ électrique, (b) : Composantes normales du champ électrique.

Cet élément rayonne comme les 4 fentes qui le délimitent. La décomposition du champ électrique, suivant deux directions, l’une normale et l’autre tangentielle au plan de masse met en évidence le rayonnement de ce type de dispositif. La résultante des composantes normales du champ électrique autour du patch est nulle. Il en est de même pour les composantes tangentielles liées aux fentes AD et BC (sens de la longueur). Par contre, les composantes tangentielles du champ électrique liées aux fentes AB et DC se combinent pour fournir un maximum de champ rayonné dans la direction perpendiculaire au plan de masse. Ainsi, on peut modéliser l’antenne par deux fentes espacées de  $\lambda/2$ , de largeur  $h$  (épaisseur du substrat) et de longueur  $W$ , excitées en phase et fournissant un maximum de champ rayonné dans le demi-plan situé au-dessus du plan de masse.

De nombreux modèles (calcul du vecteur potentiel, modèle de la cavité, modèle de la ligne de transmission) ont été utilisés pour décrire le rayonnement d’antennes micro-ruban de type patch. Ces différentes techniques sont clairement décrites dans [95]. Les figures 2.14(a) et 2.14(b) montrent une simulation des lignes de champ électrique et magnétique entre le plan de masse et la plaque conductrice.

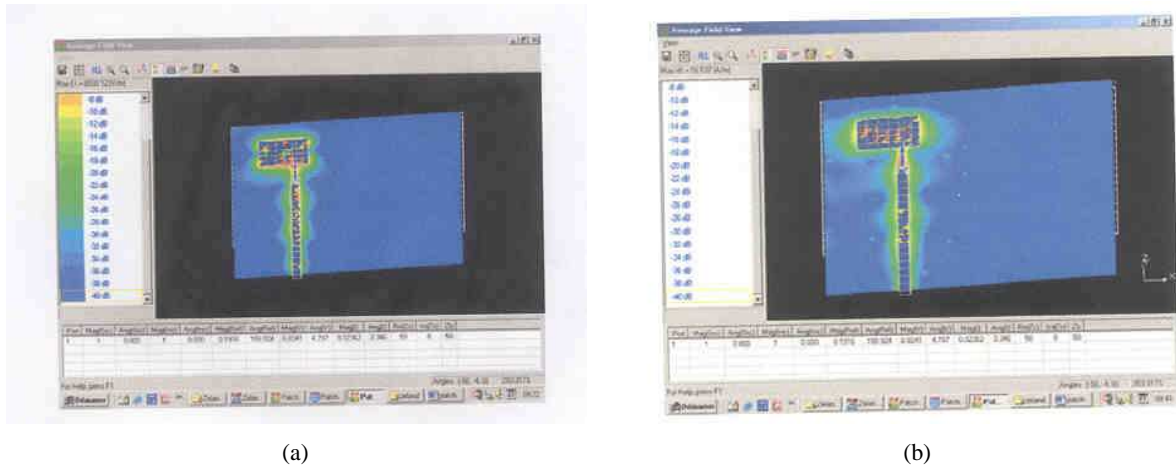


FIG. 2.14 – a) Simulation des lignes de champ électrique entre le plan de masse et la plaque conductrice, b) Simulation des lignes de champ magnétique entre le plan de masse et la plaque conductrice. Simulations réalisées avec le logiciel IE3D de Zeland Software.

### Réalisation d'une antenne patch micro-ruban.

En utilisant les formules décrites dans [95], une antenne patch rectangulaire devant résonner à une fréquence  $\nu$  proche de 9,87 GHz a été conçue et réalisée. Le diélectrique utilisé est du rogers 6002 (verre-téflon).

La largeur  $W$  du patch est donnée par :

$$W = \frac{c}{2\nu} \left[ \frac{\epsilon_r + 1}{2} \right]^{-0,5} = 10,8 \text{ mm} \quad (2.11)$$

avec  $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$  la célérité de la lumière.

L'allongement fictif  $\Delta_l$  du patch est exprimé par :

$$\Delta_l = \frac{0,412 \Delta_a h}{\Delta_b} \quad (2.12)$$

avec :

$$\Delta_a = (\epsilon_e + 0,3) \left[ \left( \frac{W}{h} \right) + 0,264 \right] \quad (2.13)$$

et

$$\Delta_b = (\epsilon_e - 0,258) \left[ \left( \frac{W}{h} \right) + 0,8 \right] \quad (2.14)$$

La longueur  $L$  du patch est alors donnée par :

$$L = x - 2\Delta_l = 8,2 \text{ mm} \quad (2.15)$$

avec  $x = \frac{c}{2\nu\sqrt{\epsilon_e}}$ .

L'antenne patch réalisée a la forme montrée figure 2.15. La ligne d'alimentation est constituée d'une ligne d'accès  $50\Omega$  et d'une ligne  $\lambda/4$  assurant le rôle de transformateur d'impédance.



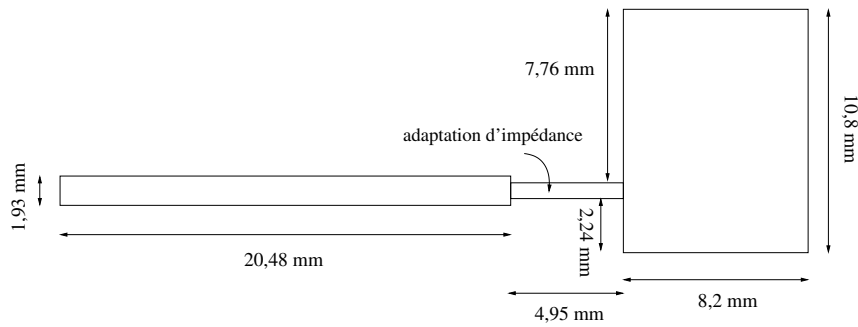


FIG. 2.15 – Masque de l'antenne patch.

Cette antenne est caractérisée en réflexion à l'aide d'un analyseur de réseaux. La figure 2.16(a) montre des divergences assez importantes entre les résultats expérimentaux et les simulations préliminaires effectuées sur ADS Momentum. Ces différences sont attribuées aux incertitudes sur les caractéristiques du substrat ainsi qu'au manque de précision concernant le dépôt du connecteur SMA sur la ligne. Ce test était ma première réalisation de circuits de type micro-ruban. L'antenne ne possède aucune résonance entre 0 et 7 GHz. La figure 2.16(b) montre l'effet d'une coupure dans le sens de la longueur  $L$  du patch.

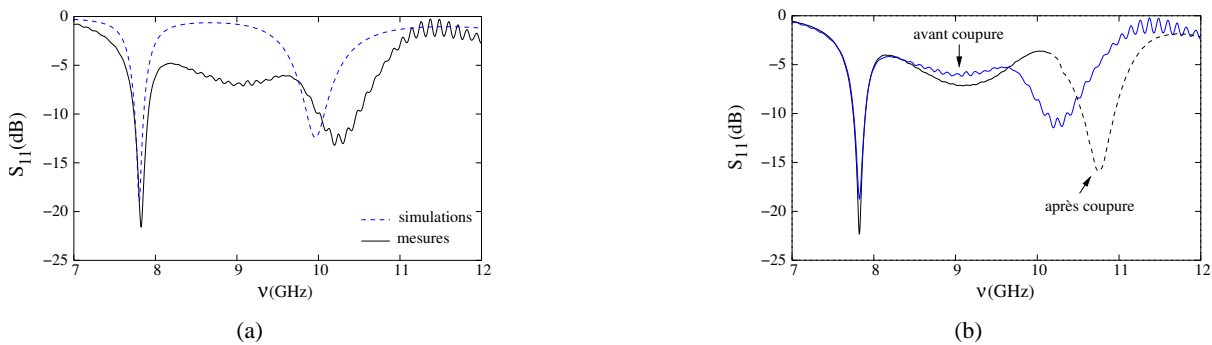


FIG. 2.16 – (a) : Paramètre  $S_{11}$  simulé et mesuré de l'antenne patch sur un span allant de 7 à 12 GHz. (b) : Effet d'une coupure du patch dans le sens de la longueur sur le paramètre  $S_{11}$ .

### Couplage de modes de galerie d'un résonateur saphir à l'aide d'antennes micro-ruban de type "patch".

Deux dispositions expérimentales ont été envisagées pour tester l'utilisation d'antennes patch. On dispose d'un résonateur saphir de hauteur 18 mm et de rayon 18 mm et de 2 antennes patch identiques à celle décrite précédemment. Dans un premier temps (figure 2.17(a)), un port du résonateur est couplé par une boucle magnétique tandis que le second est couplé par une antenne patch. Dans un second temps (figure 2.17(b)), le couplage sur chaque accès est assuré par une antenne patch. Le champ électrique rayonné par une antenne patch étant essentiellement selon la direction perpendiculaire au plan de masse (selon  $z$ ), on dispose une antenne patch au-dessus et en-dessous du résonateur saphir pour favoriser l'excitation de modes WGH. La position relative des antennes par rapport au saphir est schématisée figure 2.17(b). La distance selon  $z$  entre le saphir et chaque antenne est notée  $a$ .

Dans la configuration décrite figure 2.17(b), le couplage d'un résonateur de dimensions  $36 \times 18 \text{ mm}^2$  (sans cavité) est testé. La boucle magnétique est toujours ajustée de manière à conserver la même

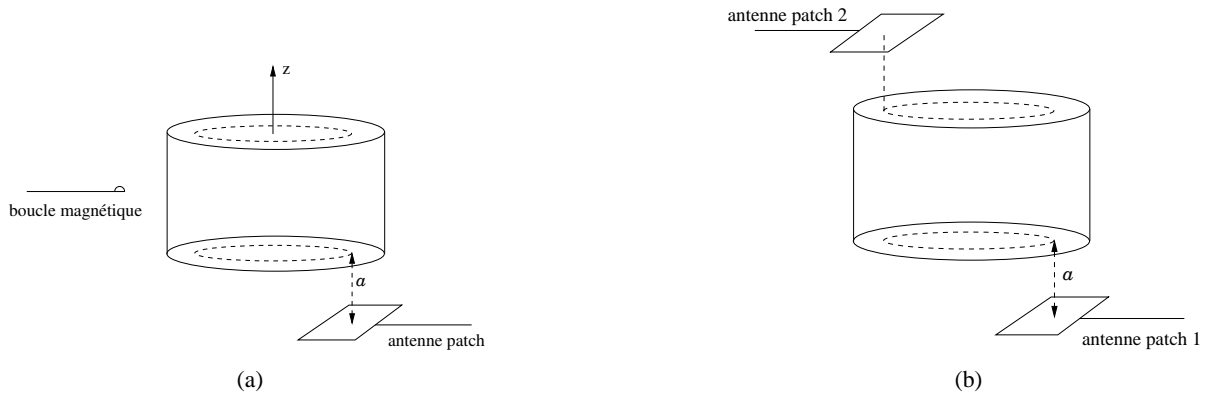


FIG. 2.17 – (a) : Disposition expérimentale pour tester le couplage de modes de galerie d'un résonateur saphir à l'aide d'une antenne patch et d'une boucle magnétique. (b) : Disposition expérimentale pour tester le couplage de modes de galerie d'un résonateur saphir à l'aide d'antennes patch.

valeur de  $S_{11}$  sur le port 1 ( $S_{11} = -1,7$  dB). L'antenne patch sur le port 2 est déplacée selon l'axe z. On relève alors le coefficient de qualité  $Q_L$  du résonateur en fonction de la distance  $a$ . Ceci est effectué pour 3 modes WGH différents. La figure 2.18(a) reporte les résultats obtenus. Des points ont été relevés pour  $a$  compris entre 2 et 5 mm. Au-delà et en-deça de ces valeurs, le couplage obtenu était rarement exploitable. Ainsi, l'extension des droites concernant les mode WGH<sub>9,0,0</sub> et WGH<sub>10,0,0</sub> pour  $a > 5$  mm est à considérer avec beaucoup de précaution. On peut observer logiquement que  $Q_L$  augmente lorsque  $a$  augmente. Pour comparaison, ces mesures ont été effectuées pour des couplages similaires en utilisant une boucle magnétique pour chaque port. Nous avons constaté que l'utilisation d'antennes patch dégrade le coefficient de qualité d'environ 25%. De plus, nous avons observé que le coefficient de réflexion du port couplé par l'antenne patch prend généralement une forme "perturbée" (voir figure 2.18(b)) tandis que celui du port couplé par la boucle magnétique reste toujours parfaitement symétrique.

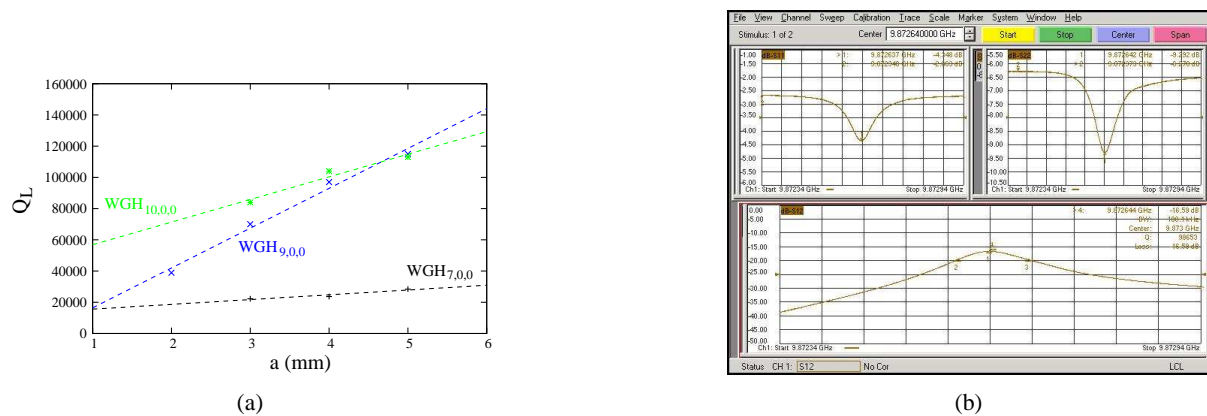


FIG. 2.18 – (a) : Couplage d'un résonateur saphir à l'aide d'une antenne patch et d'une boucle magnétique. (b) : Mise en évidence de la forme "perturbée" du paramètre de réflexion du port couplé par l'antenne patch pour le mode WGH<sub>9,0,0</sub> ( $a=4$ mm).

Dans la configuration décrite figure 2.17(a), de nombreuses difficultés sont rencontrées pour obtenir un couplage exploitable. Lorsque le patch ne résonne pas, l'énergie est mal rayonnée car elle reste confinée dans le diélectrique et l'antenne micro-ruban doit alors se trouver très près du cristal pour obtenir un couplage correct. D'autre part, lorsque l'antenne résonne, l'énergie est bien rayonnée mais il devient

alors difficile d'accorder les fréquences du maximum de  $S_{21}$  et des minima de  $S_{11}$  et  $S_{22}$ . Le mode de galerie est alors difficilement exploitable. Ceci peut être expliqué par la modélisation de l'ensemble du dispositif par 3 circuits RLC couplés par une inductance mutuelle. La fréquence et le coefficient de qualité de chacun des résonateurs est affecté par la présence de ses voisins. Avec cette technique, les coefficients de qualité en charge mesurés restent très faibles comparativement aux techniques décrites précédemment dans cette section.

### 2.3.5 Autres solutions.

D'autres solutions peuvent être envisagées pour la réalisation d'un oscillateur à contre-réaction série. Le schéma figure 2.19 en est un exemple.

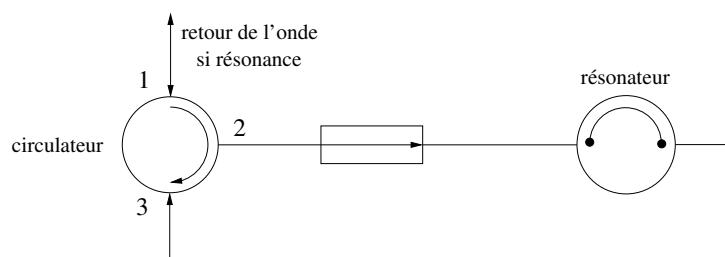


FIG. 2.19 – Dispositif de couplage utilisant un circulateur, un isolateur et des sondes électriques classiques.

Hors résonance, les sondes agissent comme des réflecteurs quasi-parfaits. Ainsi, l'onde provenant du point 1 (puis du point 2 via le circulateur) est réfléchi par la boucle et bloquée par l'isolateur. A la résonance du cristal, l'onde est transmise à travers le résonateur (incluant les pertes de transmission), se retrouve au point 3 et donc au point 1 via le circulateur. Le coefficient de réflexion  $S_{11}$  présente donc un maximum à la fréquence de résonance.

Nous avons testé ce dispositif et avons obtenu, pour un mode  $WGH_{5,0,0}$  à 4,86 GHz une résonance présentant un coefficient de qualité en charge de 80.000 pour des pertes de l'ordre de 6 dB. Cette technique s'avère donc intéressante pour remplacer la ligne micro-ruban dans une topologie en contre-réaction série. Elle présente l'avantage de pouvoir être exploitée en bande C ou bande X. Cependant, ce dispositif est encombrant.

### 2.3.6 Conclusions.

Pour la réalisation d'un oscillateur à contre-réaction parallèle, les sondes électriques ou boucles de courant magnétiques sont la meilleure solution pour obtenir des coefficients de surtension élevés en dépit d'une légère instabilité mécanique. La ligne micro-ruban s'avère être assez efficace pour coupler un résonateur saphir à modes de galerie lorsque les dimensions du cristal sont relativement faibles. Cette technique serait très intéressante pour la réalisation d'un oscillateur à contre-réaction série compact en bande X, même si les coefficients de surtension mesurés restent faibles comparativement à la technique classique. De plus, cette méthode est très délicate à mettre en oeuvre. La position relative de la ligne par rapport au cristal est critique. Concernant cette même topologie d'oscillateur, la technique décrite dans 2.3.5 utilisant un circulateur peut être efficace en bande C et bande X. Enfin, les essais de couplage à l'aide d'antennes patch se sont révélés peu fructueux. Le tableau 2.6 met en avant la technique de couplage à utiliser de préférence en fonction de la topologie de l'oscillateur développé (contre-réaction (CR) parallèle ou CR série) et de sa fréquence de travail.

Fréquence	5 GHz	5 GHz	10 GHz	10 GHz
Topologie	CR parallèle	CR série	CR parallèle	CR série
Couplage	Sondes	Circ. + Sondes	Sondes	Ligne micro-ruban ou Circ. + Sondes

TAB. 2.6 – Couplage préconisé en fonction de la topologie et de la fréquence de travail de l'oscillateur.

## 2.4 Sélection modale.

Un inconvénient majeur des résonateurs saphir à modes de galerie en cavité est leur forte densité de modes. Le mode intéressant à fort coefficient de surtension est généralement affecté par la présence de nombreux modes parasites de faible facteur de qualité. Ces modes parasites dégradent notablement le coefficient de qualité du résonateur et augmentent sa sensibilité aux perturbations extérieures telles que la température et la puissance [25]. Surtout, ces modes parasites peuvent empêcher le démarrage des oscillations sur le bon mode. Pour surmonter ce problème, DiMonaco et Giordano [26] ont imaginé une méthode de sélection modale originale.

Nous avons vu que les différentes composantes du champ électromagnétique d'un mode de galerie présentent des variations périodiques le long de la direction azimutale  $\varphi$ . En considérant le plan  $\varphi=0$  correspondant au plan de la sonde de couplage, les composantes d'un mode  $WGH_{m,0,0}$  sont telles que :

$$H_z, H_\rho, E_\varphi \propto \sin(m\varphi) \quad (2.16)$$

et

$$E_z, E_\rho, H_\varphi \propto \cos(m\varphi) \quad (2.17)$$

Cette configuration met en évidence que les plans  $\varphi = \frac{k\pi}{m}$  (avec  $k=1,2,\dots,2m$ ) sont des plans courts-circuits magnétiques parfaits tandis que les plans  $\varphi = (2k+1)\frac{\pi}{2m}$  agissent comme des plans courts-circuits électriques parfaits. La technique proposée consiste alors à déposer sur l'une des faces du cristal de fines lignes métalliques. Le mode d'ordre  $m$  est sélectionné en déposant  $2m$  lignes le long des directions  $\varphi = (2k+1)\frac{\pi}{2m}$ . La présence de ces lignes perturbe alors fortement tous les modes présentant des variations azimutales différentes de celle du mode désiré. Le mode de galerie, peu affecté par ces lignes, est conservé. En pratique, ces lignes de chrome de largeur  $50 \mu\text{m}$  et d'épaisseur  $0,2 \mu\text{m}$  sont obtenues par un procédé de pulvérisation associé à une photolithographie à résine positive. Ces opérations sont réalisées en salle blanche. La figure 2.20 montre le dépôt d'un sélecteur modal pour un mode  $WGH_{5,0,0}$  d'un résonateur bande C.

Les figures 2.21(a) et 2.21(b) montrent l'efficacité du sélecteur modal. A température ambiante, la disposition de ce sélecteur modal n'affecte pas le coefficient de surtension du mode désiré (ou de façon minime). L'avantage de ce "filtre" directement embarqué sur le résonateur est d'éviter toute opération de filtrage supplémentaire dans la boucle d'oscillation. Cependant, dans quelques rares cas, cette technique n'est pas suffisante et des modes parasites persistent. Initialement, cette technique a été testée sur des résonateurs de dimensions assez faibles (18 mm de hauteur et 36 mm de diamètre). Ce facteur de forme semble avoir une influence sur l'efficacité de la méthode. Sur des résonateurs de dimensions plus importantes persistent plus fréquemment des modes indésirables. Dans cette configuration, il devient forcé de concevoir un filtre passe-bande "externe" intervenant dans la boucle d'oscillation (voir chapitre 5). Notons enfin qu'aux températures cryogéniques, un moyen original a été proposé par Bourgeois pour supprimer les modes parasites. Dans cette configuration, les murs métalliques latéraux de la cavité sont ôtés et remplacés par de l'absorbant micro-onde [76]. En utilisant cette technique de "cavité ouverte", un oscillateur présentant une très faible dérive a pu être construit. Cette source présente un palier flicker de  $7.10^{-15}$  et une dérive de seulement  $2.10^{-14}$  par jour alors que les références secondaires à résonateur

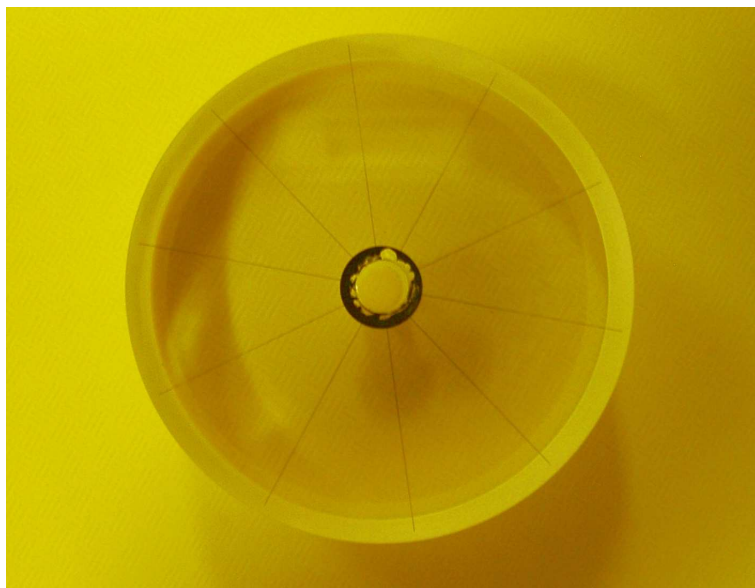


FIG. 2.20 – Dépôt d'un sélecteur modal pour un mode  $WGH_{5,0,0}$  d'un résonateur bande C.

saphir développées par d'autres groupes présentent une dérive de l'ordre de  $1.10^{-13}$  par jour [77]. Ceci met en évidence l'intérêt de supprimer correctement les modes parasites.

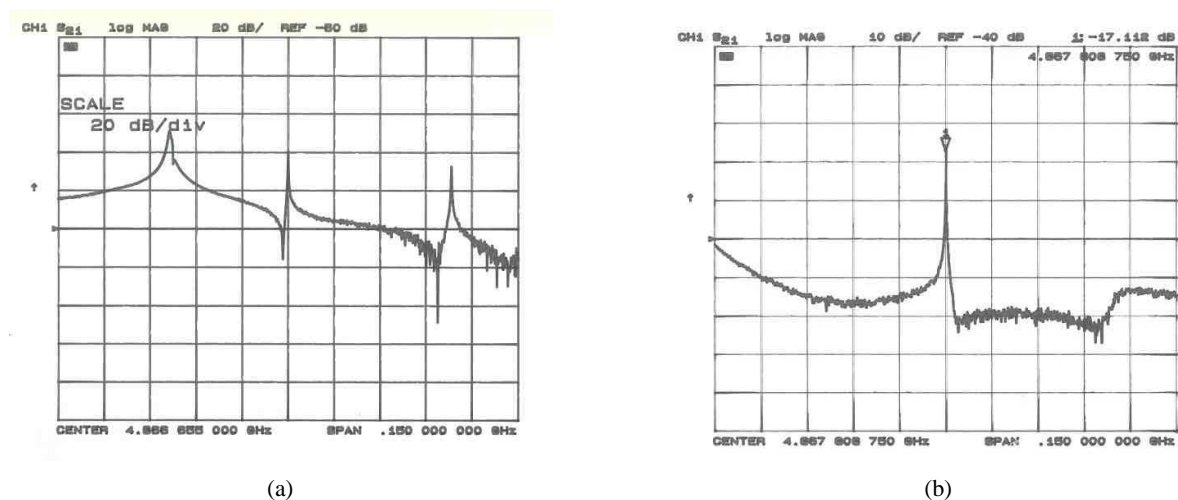


FIG. 2.21 – (a) : Spectre d'un résonateur (mode  $WGH_{5,0,0}$ ) sans le sélecteur modal sur un span de 150 MHz. (b) : Spectre du même résonateur avec le sélecteur modal sur un span de 150 MHz.

## 2.5 Stabilisation en température du résonateur saphir.

### 2.5.1 Problématique et état de l'art.

La limitation principale du résonateur saphir comme référence de fréquence réside dans sa forte sensibilité à la température. La variation de sa fréquence  $\nu$ , principalement due à la variation de la permittivité relative du matériau  $Al_2O_3$  avec la température, est telle que :  $\frac{1}{\nu} \frac{\Delta \nu}{\Delta T} = -70$  ppm/K à 300K (voir figure 2.22).

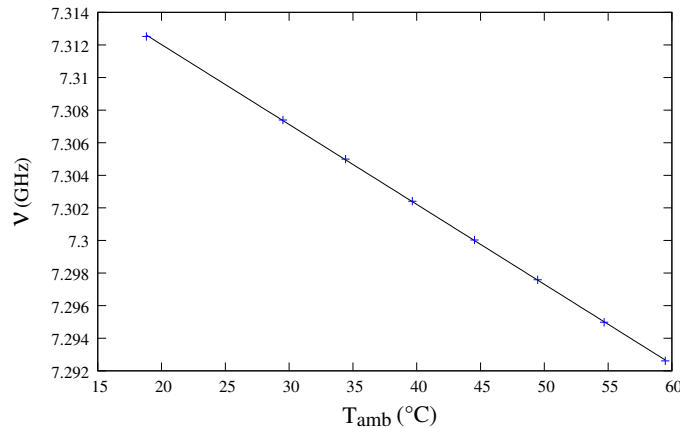


FIG. 2.22 – Variation de la fréquence  $\nu$  d'un résonateur saphir ( $WGH_{6,0,0}$ ) en fonction de la température.

En conséquence, la stabilité relative de fréquence d'un oscillateur utilisant ce type de résonateur est fortement limitée par les fluctuations thermiques pour des temps d'intégration supérieurs à 0,1s. Comme décrit précédemment, le résonateur saphir consiste en un disque d' $Al_2O_3$  dont le diamètre varie entre 30 et 50 mm et la hauteur entre 10 et 30mm. Le cristal est disposé au centre d'une cavité métallique généralement en cuivre. Contrôler en température une telle masse thermique se révèle être un projet difficile pour différentes raisons. Tout d'abord, réguler la température d'un système nécessite par définition de connaître précisément sa température. Or, en pratique, dans ce système, le capteur de température est habituellement ponctuel et séparé du cristal devant être contrôlé en température. Ce capteur délivre donc une information légèrement différente de celle que l'on cherche. Le capteur fournit la température d'un point unique n'appartenant pas au saphir. Certes, pour ne pas perturber la résonance du saphir, le capteur pourrait être disposé au centre du cristal où aucun champ électromagnétique n'existe. Cependant, même dans ce cas, l'information ne serait toujours pas suffisante puisque des gradients de température dus à la conductivité thermique du matériau et des résistances de contact prennent place entre le capteur et la région dans laquelle les modes de galerie se propagent. En second lieu, le résonateur n'est pas isolé par un bouclier thermique parfait. Des flux de chaleur existent forcément entre le milieu environnant et le cristal. Autrement dit, le résonateur est obligatoirement sensible aux fluctuations de température ambiante même si le capteur est correctement asservi sur la température de consigne. S'ajoutent enfin à ces problèmes les limitations dues à l'électronique de régulation.

Diverses solutions ont été proposées pour stabiliser la température de résonateurs saphir à l'ambiante. Ces études ont principalement porté sur le contrôle de la température et non sur la modélisation des effets thermiques dans le résonateur. Kersalé a proposé l'utilisation comme capteur d'un oscillateur à quartz (résonateur coupe LC à 28 MHz) dont la fréquence est image de la température pour mesurer et corriger la température d'un résonateur saphir à 300K. Ce capteur de haute sensibilité (1050 Hz/K à 300K) permet un contrôle efficace de la température du saphir. Un oscillateur saphir à 9,4 GHz ( $Q_L=120.000$ )

présentant un palier flicker de  $4.10^{-11}$  pour des temps d'intégration  $\tau < 1$ s a pu être construit avec cette technique [96]. Cependant, ce système est relativement encombrant et complexe puisqu'il requiert l'utilisation d'un compteur de fréquence pour récupérer l'information du capteur et d'un correcteur PID numérique pour régler la commande.

Une autre équipe (UWA) propose l'utilisation d'un élément Peltier comme actionneur. Dans ce cas, le résonateur est refroidi à  $0^{\circ}\text{C}$ , ce qui permet d'augmenter le coefficient de surtension ( $Q_0 \simeq 2,2.10^5$ ). La variation relative de fréquence à la température est ainsi réduite à  $-0,2$  ppm/K [97]. Ce même groupe est aussi à l'origine de la technique "dual-mode" [98] déjà discutée dans la section 1.2.3. Elle nécessite l'excitation de deux modes de polarisation orthogonales WGH et WGE dans le même résonateur. Pour une paire de modes bien choisie, le signal de battement entre ces deux modes présente une température d'inversion. Cependant, ce système est difficile à mettre en oeuvre (excitation de 2 modes dans le même résonateur) et requiert l'utilisation de divers asservissements (correcteurs de Pound en particulier) [23].

Dans notre cas, nous avons jugé primordial afin de limiter les fluctuations de fréquence du résonateur d'optimiser le comportement thermique de ce dernier et développer une électronique de régulation de haute-précision. Dans la première partie de cette étude, le comportement thermique de la structure en régime permanent est évalué à l'aide d'un logiciel de simulation par éléments finis. Ces simulations prennent en compte la géométrie exacte de la structure et les caractéristiques physiques des matériaux mis en jeu. Cette partie met en évidence l'intérêt de rendre la plus symétrique possible la géométrie de l'ensemble. Dans la seconde partie, nous proposons une analogie électrique simple du comportement thermique de la structure. Cette approche permet d'évaluer avec précision le gain thermique de la structure mais aussi le temps de montée à la température de consigne. De plus, ce modèle présente l'avantage de pouvoir être associé, par le biais d'un logiciel de simulation type P-Spice, à l'électronique de régulation. Evidemment, une électronique de régulation de haute-précision a été développée et testée sur un résonateur dont la configuration thermique est optimisée. Le comportement thermique de la structure prédit par les deux modèles est très proche de celui observé lors des tests expérimentaux. Un gain thermique supérieur à 1000 a été obtenu. La sensibilité de la fréquence de résonance aux variations de température ambiante est alors fortement diminuée.

### 2.5.2 Présentation de la structure et choix préliminaires.

**Observations préliminaires.** Le résonateur saphir étudié possède un diamètre de 50 mm et une hauteur de 20 mm. Le cristal est fixé au centre d'une cavité métallique de  $100 \times 40$  mm<sup>2</sup>. Le saphir est maintenu à l'aide d'une ou deux pièces cylindriques de 10 mm de diamètre.

Généralement, on utilise une cavité en cuivre. Dans le but d'obtenir une cavité plus légère et moins encombrante, nous avons décidé d'usiner une cavité en duralumin. L'usinage de ce matériau est en effet plus aisé. De plus, le duralumin offre des caractéristiques thermiques intéressantes pour notre application (voir sections 2.5.3 et 2.5.4) et il est peu coûteux. Le tableau 2.7 résume les caractéristiques essentielles des différents matériaux pouvant être utilisés dans l'environnement du résonateur. On introduit la diffusivité  $D$  d'un matériau telle que :

$$D = \frac{\lambda}{\rho\widehat{C}} \quad (2.18)$$

De la valeur de  $D$  dépend le temps mis par un matériau pour se mettre en équilibre thermique (refroidissement ou réchauffage). Il est important de remarquer que le duralumin présente une conductivité thermique inférieure à celle du cuivre. Sa constante de temps, définie par le produit  $\rho \times \widehat{C}$ , est aussi inférieure à celle du cuivre. Ainsi, pour une même configuration, l'utilisation de duralumin pour la cavité

devrait permettre de réduire le temps de montée à la température de consigne, soit diminuer le temps de chauffe du résonateur.

Matériau	$\rho$ (kg.m <sup>-3</sup> )	$\hat{C}$ (J.K <sup>-1</sup> .kg <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	D (m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> )
Cuivre	8960	385	401	1,16.10 <sup>-4</sup>
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	3985	875	30	8,60.10 <sup>-6</sup>
Duralumin	2700	883	164	6,87.10 <sup>-5</sup>

TAB. 2.7 – Caractéristiques de matériaux (source Goodfellow) à température ambiante.  $\rho$  est la densité massique,  $\hat{C}$  la chaleur spécifique et  $\lambda$  la conductivité thermique.

Evidemment, un point important est de vérifier que, comparativement au cuivre, l'utilisation de duralumin pour la cavité ne dégrade pas le coefficient de surtension du résonateur. Des tests ont été effectués à température ambiante avec un résonateur de dimensions 50 mm × 20 mm. Deux cavités (une en cuivre et une en duralumin) de dimensions 100 mm × 40 mm ont été testées. Les coefficients de qualité de modes WGH d'ordre  $m=5$  à 10 ont été mesurés pour des conditions de couplage similaires. La figure 2.23 montre les résultats correspondants. On peut constater que les coefficients de surtension mesurés avec une cavité en duralumin sont quasi-identiques à ceux obtenus avec une cavité en cuivre. Il est donc parfaitement envisageable de réaliser une cavité en duralumin.

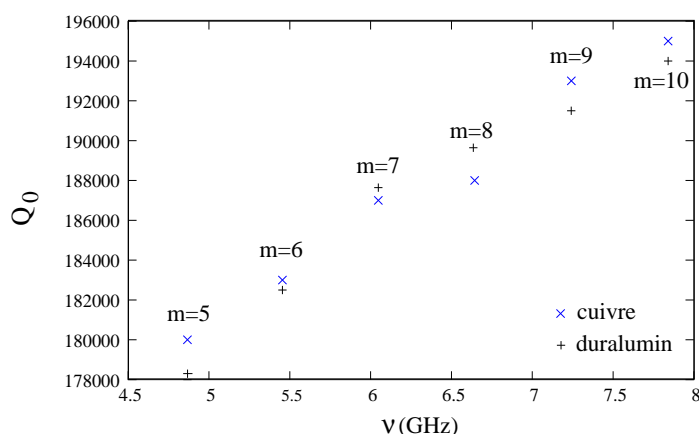


FIG. 2.23 – Comparaison de facteurs de qualité  $Q_0$  de différents modes WGH d'un résonateur saphir. (x) cavité en cuivre, (+) cavité en duralumin.

Bien que le coefficient de surtension du résonateur saphir augmente lorsque la température diminue, la possibilité de refroidir le résonateur à l'aide d'un élément Peltier a été exclue pour conserver une structure portable et peu encombrante. A température ambiante, la variation de  $Q_0$  avec la température a été mesurée et est telle que :

$$\frac{1}{\Delta T} \frac{dQ_0}{Q_0} \simeq -6,25 \times 10^{-3} K^{-1} \quad (2.19)$$

Nous avons choisi de stabiliser la température du résonateur à 313K (40°C) où  $Q_0$  est encore conséquent et vaut 170.000.

**Echanges thermiques.** Stabiliser en température le résonateur saphir nécessite de mettre en évidence les différents phénomènes à l'origine de flux thermiques dans la structure et le milieu extérieur. Ces différents phénomènes sont la conduction thermique, la convection et le rayonnement [99].



La conduction, correspondant à un transfert de chaleur au sein d'un milieu opaque, sans déplacement de matière, sous l'influence d'un gradient de température, est un effet dominant dans la (ou les) pièce(s) supportant le résonateur, la cavité et le cristal. Le flux de chaleur  $\phi_{cond}$  traversant une paroi constituée d'un seul matériau de conductivité thermique  $\lambda$ , d'épaisseur  $e$  et de surface de section  $S$  est donné par :

$$\phi_{cond} = \lambda \frac{S}{e} \Delta T \quad [W] \quad (2.20)$$

avec  $\Delta T$  le gradient de température entre la face la plus chaude et la face la plus froide.

La convection traduit les échanges thermiques entre le gaz environnant et les surfaces de l'enceinte. Lorsqu'un fluide de température  $T_1$  est placé en contact avec une surface  $S$  de température  $T_2$ , il se crée un flux de chaleur  $\phi_{conv}$  de la zone chaude vers la zone froide et tel que :

$$\phi_{conv} = hS(T_2 - T_1) \quad [W] \quad (2.21)$$

avec  $h$  le coefficient d'échange thermique par convection en  $W.m^{-2}.K^{-1}$ .

Le rayonnement est lui fondamentalement différent des autres types de transfert de chaleur, en ce sens que les substances qui échangent de la chaleur n'ont pas besoin d'être en contact l'une avec l'autre. Le rayonnement est l'émission d'ondes électromagnétiques par un corps chauffé. L'intensité de rayonnement d'un corps dépend de sa température absolue de surface  $T$  et de son coefficient d'émissivité  $\epsilon$ . Un corps noir présente un coefficient d'émissivité de 1. Le flux de chaleur  $\phi_{ray}$  par rayonnement d'un corps est donné par :

$$\phi_{ray} = \epsilon \sigma S T^4 \quad [W] \quad (2.22)$$

avec  $S$  la surface du corps et  $\sigma = 5,67.10^8 W.m^{-2}.K^{-1}$  la constante de Stefan.

### 2.5.3 Modélisation par éléments finis de la structure sous ANSYS.

Afin de prévoir le comportement thermique de la structure, un premier modèle s'appuie sur un logiciel de simulations par éléments finis. Les matériaux sont supposés homogènes et leurs propriétés thermiques indépendantes de la température dans la gamme de température allant de 273 à 313K. Les principaux phénomènes physiques à l'origine d'échanges thermiques sont la conduction et la convection. Les flux de chaleur par rayonnement, au vu de la température de travail, ont été négligés. Aussi, la puissance micro-onde injectée dans le résonateur (10mW) est négligeable face à la puissance de chauffe nécessaire au maintien du régime permanent (environ 2W).

Le système est divisé en volumes élémentaires. La symétrie de la structure est exploitée pour diminuer le volume analysé et ainsi améliorer le maillage. Les contacts entre les différents volumes sont considérés comme parfaits. On impose alors une température de 320K à l'extrémité de la (ou des) pièce(s) supportant le saphir (voir figure 2.24). On considère que la cavité est entourée de mousse isolante d'épaisseur 5cm et de conductivité thermique  $0,05 W.m^{-1}.K^{-1}$ . A la surface de la mousse isolante, des flux de convection prennent naissance. La valeur attribuée au coefficient de convection  $h$  de l'air environnant est  $25 W.m^{-2}.K^{-1}$ . A l'intérieur de la cavité, l'air est considéré comme quasi-statique. Ainsi, seul le phénomène de conduction y est pris en compte.

Ce premier modèle nous permet d'évaluer la distribution de température au sein du résonateur en régime permanent pour les deux configurations présentées sur la figure 2.24. La symétrie de la géométrie de la structure est optimisée dans la configuration (b). Le cristal est alors thermiquement relié à chaque capot de la cavité via une pièce cylindrique en duralumin. Comme vu précédemment, les modes de galerie sont confinés à la périphérie du résonateur saphir. Cette "région active" est schématisée sur la figure 2.24.

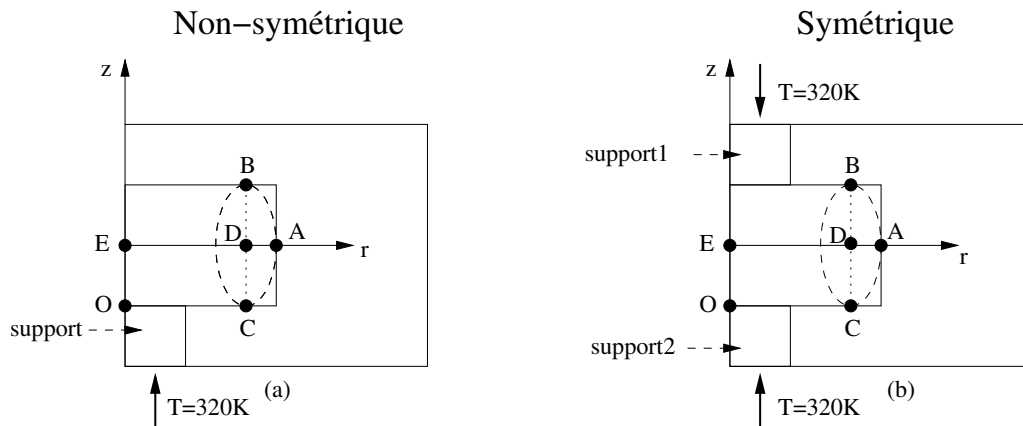


FIG. 2.24 – Configurations possibles du résonateur. (a) : le résonateur est maintenu par un seul "doigt"= configuration non-symétrique, (b) : le résonateur est maintenu par deux "doigts"= configuration symétrique. Le point  $O$  ( $r=0, z=0$ ) est considéré comme origine du repère.

Deux premières simulations, montrées figures 2.25(a) et 2.25(b), nous permettent de comparer grossièrement la distribution de température dans la structure selon si on utilise un ou deux points de chauffe de part et d'autre de la pièce de maintien du cristal. La cavité en duralumin est alors entourée par de la mousse isolante (5 cm d'épaisseur). La température de consigne est de 313 K et la température ambiante de 300K.

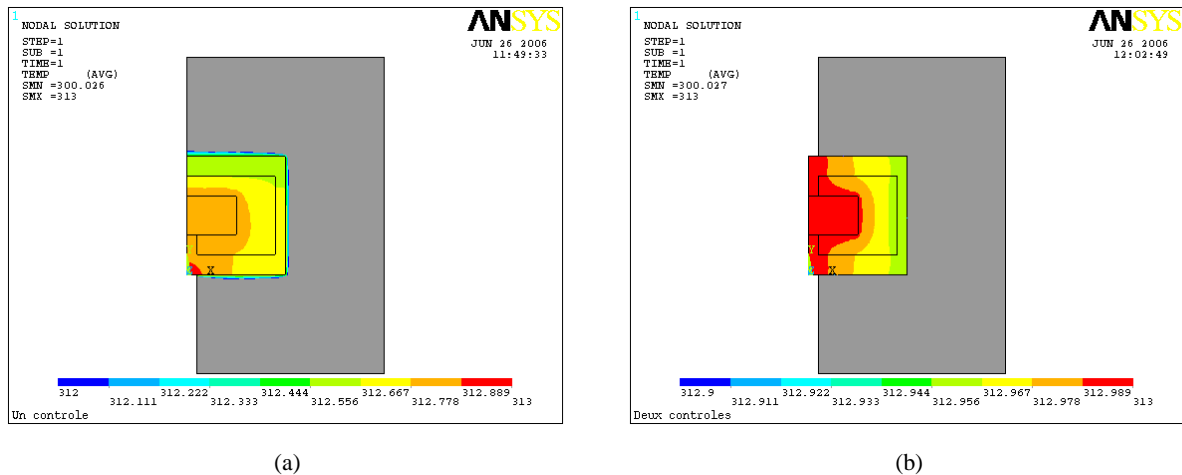


FIG. 2.25 – Distribution de température dans la structure. (a) : un élément de chauffe, (b) : deux éléments de chauffe.

Dans un second temps, nous analysons l'évolution de la température dans la région "active" en fonction de la température ambiante. La température de consigne est fixée à 320K. Pour chacune des configurations, le gain thermique  $G_{th}$  de la structure au point D est évalué. Ce dernier est défini comme le rapport des variations de température ambiante  $\Delta T_{amb}$  sur les variations de température  $\Delta T_D$  au point D.

$$G_{th} = \frac{\Delta T_{amb}}{\Delta T_D} \quad (2.23)$$

La figure 2.26 montre l'évolution de la température  $T_D$  en fonction de  $T_{amb}$ .

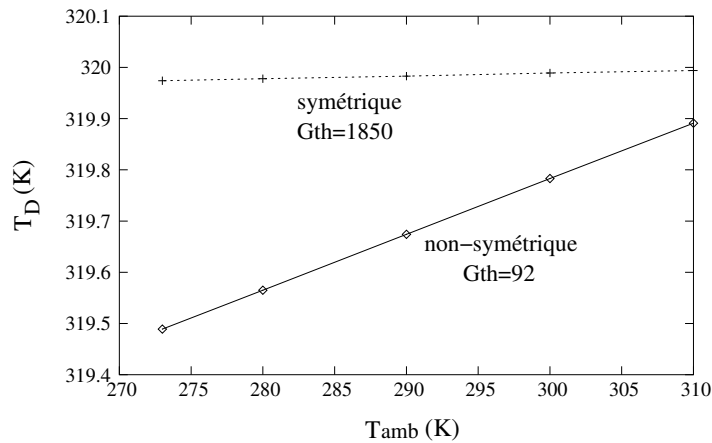


FIG. 2.26 – Gain thermique simulé de la structure avec Ansys au point D ( $r=20\text{mm}$ ,  $z=10\text{mm}$ ). ( $\diamond$ ) : configuration (a), (+) : configuration (b).

Nous remarquons que le gain thermique est nettement amélioré dans la configuration symétrique (b) pour laquelle il atteint 1850 alors qu'il n'est que de 92 ( $\frac{\Delta T_{amb}}{\Delta T_D} = \frac{37}{0,402}$ ) dans l'autre configuration.

Dans un troisième temps, il est important de quantifier les gradients de température existant à l'intérieur du cristal. En effet, l'existence de gradients de température au sein de la "région active" peut être à l'origine de variations de fréquence du résonateur. La figure 2.27(a) représente le changement de température le long du rayon  $r$  du résonateur dans le plan équatorial ( $r$ ,  $z=+10\text{ mm}$ ). La figure 2.27(b) représente le changement de température le long de la hauteur du résonateur ( $r=+20\text{ mm}$ ,  $z$ ). La température moyenne dans chacune des configurations étant différente, les résultats sont normalisés à la température  $T_A$  au point A ( $r=25\text{mm}$ ,  $z=10\text{ mm}$ ). Ces deux figures mettent en évidence l'intérêt de symétriser la géométrie de l'ensemble afin de diminuer les gradients de température dans la région du cristal où les modes de galerie se propagent.

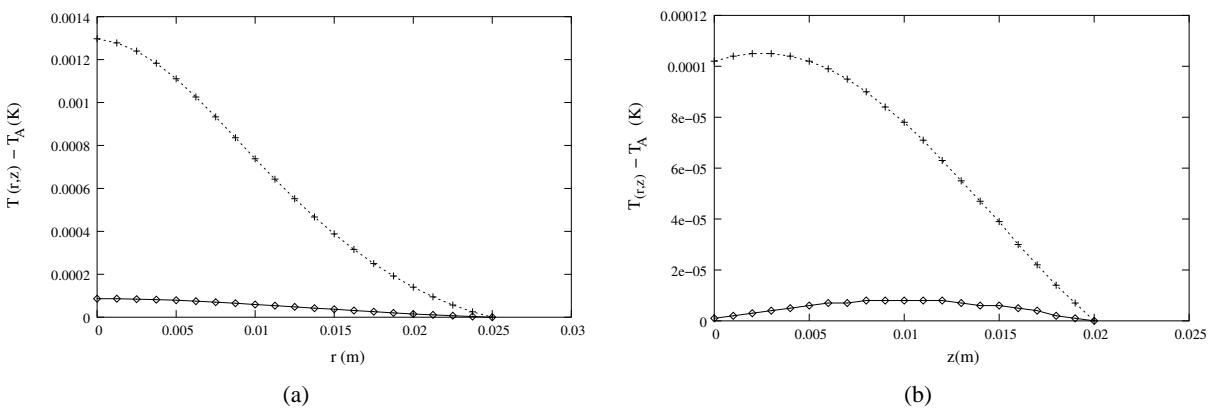


FIG. 2.27 – (fig 2.27(a)) : Distribution de température le long du rayon du résonateur ( $r$ ,  $z=+10\text{ mm}$ ) pour une température extérieure de 300K. (+) : configuration (a), ( $\diamond$ ) : configuration (b) - - (fig 2.27(b)) : Distribution de température le long de la hauteur du résonateur ( $r=20\text{ mm}$ ,  $z$ ) pour une température extérieure de 300K. (+) : configuration (a), ( $\diamond$ ) : configuration (b)

Dans un quatrième temps, l'évolution de ces gradients avec la température ambiante est estimée. La figure 2.28(a) présente le gradient de température maximal au sein du cristal, le long du segment

BC ( $r=+20$  mm,  $z$ ) pour une température ambiante variant de 273 à 310K. Dans la meilleure des deux configurations testées, pour une température ambiante de 300K, le gradient de température maximal le long du segment BC est de 0,012 mK alors qu'il est de 0,44 mK dans la configuration non-symétrique. L'ordre de grandeur de ces gradients est plus important le long du rayon du résonateur ( $r, z= +10$  mm). La figure 2.28(b) présente le gradient de température maximal au sein du cristal, le long du rayon du cristal ( $r, z= +10$ mm) pour une température ambiante variant de 273 à 310K. Pour une température ambiante de 290K, il est respectivement de 0,13 et 1,94 mK pour les configurations symétrique et non-symétrique. Néanmoins, dans la "région active", ces gradients radiaux sont bien moindres. La différence de température entre le point A et le point D, pour  $T_{amb}= 290$ K, est de 23  $\mu$ K pour la configuration optimale et de 211  $\mu$ K dans l'autre cas.

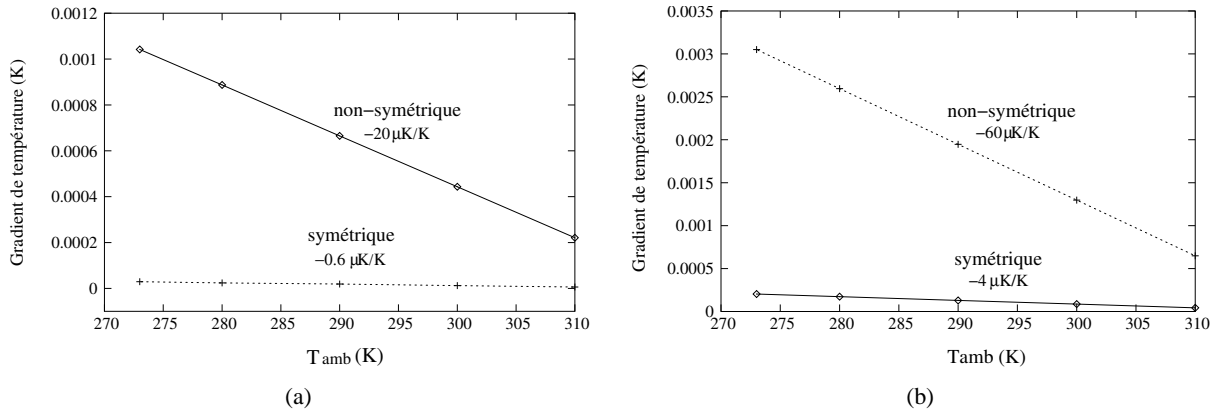


FIG. 2.28 – (fig 2.28(a)) : Gradient de température maximal au sein du cristal le long du segment BC en fonction de  $T_{amb}$ . - - (fig 2.28(b)) : Gradient de température maximal au sein du cristal le long du segment EA en fonction de  $T_{amb}$ .

Même si ces gradients de température semblent faibles, leurs effets doivent être estimés. L'effet d'un gradient de température sur la fréquence du résonateur peut être évalué en appliquant la méthode des perturbations au champ électromagnétique existant dans le résonateur. Pour cela, on considère  $\vec{E}$  le champ électrique présent dans un résonateur de température homogène caractérisé par sa permittivité  $\epsilon_r$ . La permittivité étant sensible aux variations de température, les gradients de température induisent dans chaque partie du résonateur une variation de permittivité  $\delta\epsilon(r, z, \varphi)$ . La variation de fréquence  $\delta\nu$  résultant de cette perturbation est telle que :

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = - \frac{\iiint_V \delta\epsilon \vec{E}^2 dV}{2 \iiint_V \epsilon E^2 dV} \quad (2.24)$$

où  $V$  est le volume du résonateur.  $\vec{E}$ ,  $\delta\epsilon$  et  $\epsilon$  dépendent des coordonnées  $r, z, \varphi$ . Pour approximer cet effet, on considère une répartition simple de la permittivité dans le résonateur décrite figure 2.29.

Dans ce cas simple, l'équation 2.24 donne :

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = - \frac{1}{4} \frac{\delta\epsilon}{\epsilon} \quad (2.25)$$

Le coefficient en température de la permittivité du saphir est de -140 ppm/K. Par conséquent, la sensibilité de la fréquence de résonance à un gradient interne de température  $\delta T$  est :

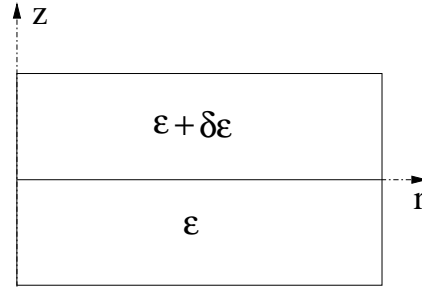


FIG. 2.29 – Perturbation simple : gradient de permittivité dans le résonateur.

$$\frac{1}{\delta T} \frac{\delta v}{v} \simeq -33,5 \text{ ppm/K}. \quad (2.26)$$

L'expression 2.26 conduit dans le meilleur cas (configuration symétrique - voir figure 2.28(a)) à une variation relative de fréquence de  $33,5 \times 10^{-6} \times 2,3 \times 10^{-5} = 8 \times 10^{-10}$  quand la température extérieure passe de 273 à 310K. En d'autres termes, dans ce cas, le gradient de température est responsable d'une variation relative de fréquence de  $2 \times 10^{-11}$  pour une variation de  $T_{amb}$  de 1K. Ainsi, au vu de l'ordre de grandeur des gradients de température existant dans le cristal, nous pouvons estimer que l'influence de ces derniers sur la fréquence de résonance du saphir est négligeable par rapport aux variations de la température moyenne du cristal. Un second modèle, décrit par la suite, plus simple et effectuant un maillage plus grossier de l'ensemble, peut donc être développé et permettre de simuler avec précision le comportement thermique de la structure.

#### 2.5.4 Analogie électrique du comportement thermique du résonateur.

Le second modèle, inspiré de [100], consiste à effectuer l'analogie électrique du comportement thermique de la structure. La température en un point de la structure correspond alors à une tension et les flux de chaleur sont modélisés par des courants. L'ensemble est divisé en 7 volumes élémentaires  $V_i$  comme le montre la figure 2.30.  $V_1$  et  $V_3$  sont les capots de la cavité,  $V_2$  le corps cylindrique de la cavité,  $V_4$  et  $V_7$  les pièces de maintien du saphir. Le résonateur saphir est divisé en deux parties distinctes  $V_5$  et  $V_6$ .

Chaque volume  $V_i$  est représenté par une capacité thermique  $C_i$  telle que :

$$C_i = \rho_i \widehat{C}_i V_i \quad (2.27)$$

avec  $\widehat{C}_i$  la chaleur spécifique du matériau et  $\rho_i$  sa densité massique.

Chacun de ces volumes est connecté à ses voisins par le biais de résistances  $R_{ij}$  dans lesquelles circulent un flux de chaleur de conduction axial ou radial. L'expression de ces résistances, s'étendant sur une surface supposée homogène en température, est donnée par :

$$R_{ij} = \frac{1}{\lambda} \frac{l}{S} \quad \text{pour les flux axiaux.} \quad (2.28)$$

$$R_{ij} = \frac{\ln(\frac{r_1}{r_2})}{2\pi\lambda h} \quad \text{pour les flux radiaux.} \quad (2.29)$$

avec  $l$  la longueur de l'élément et  $S$  sa surface de section. Dans l'expression 2.29,  $h$  est la hauteur de l'élément.  $r_1$  et  $r_2$  sont les rayons respectifs des surfaces circulaires concentriques.

Les résistances  $R_c, R_d, R_e, R_f$  lient des nœuds appartenant au cristal de saphir. Ces résistances décrivent des flux de conduction radiaux dans le résonateur. Le réseau électrique équivalent de l'ensemble est

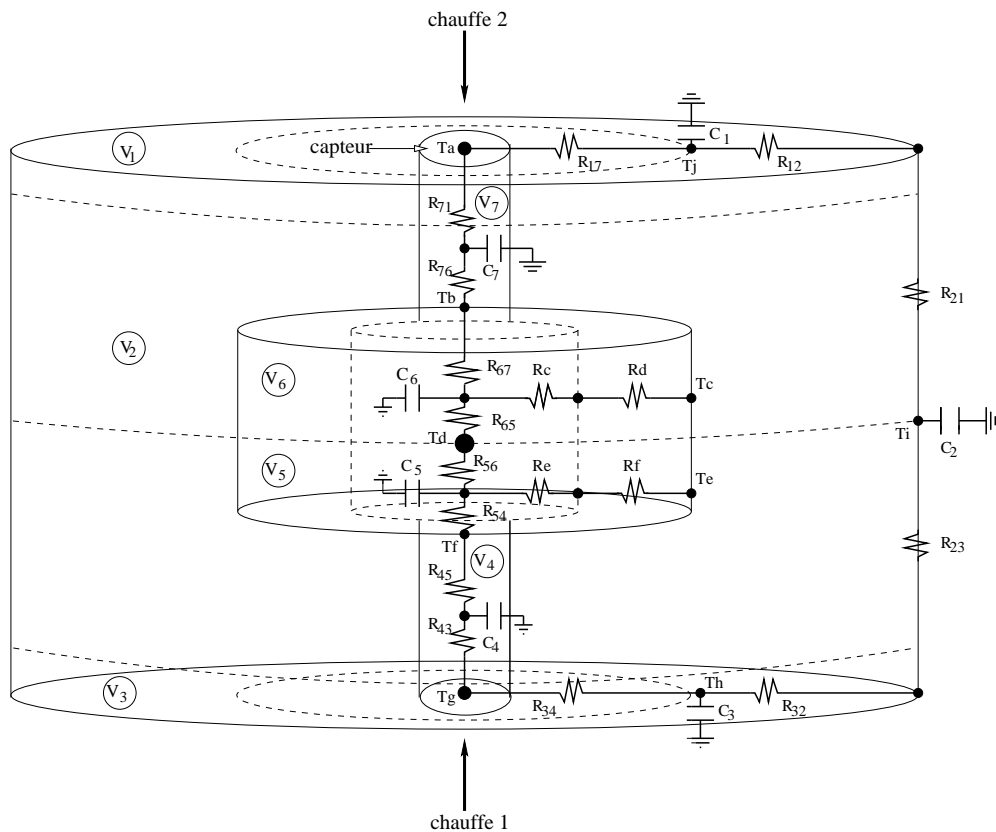


FIG. 2.30 – Analogie électrique de la structure.

décrit figure 2.30. La température aux nœuds importants est notée  $T_a$ ,  $T_b$ , ...,  $T_j$ . Dans la configuration optimale (symétrique), un élément de chauffe est disposé de part et d'autre du doigt traversant la cavité. Un capteur est disposé auprès de l'un d'eux. La température du capteur est  $T_a$  et la température au centre du saphir est  $T_d$ . Au sein de la cavité, les flux de convection sont négligés et seule la conduction dans l'air est prise en compte. En accord avec le modèle précédent, les pertes de chaleur sont distribuées tout autour de la cavité et limitées par la présence de mousse isolante d'épaisseur 5cm et de conductivité  $0,05 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .

L'avantage principal de cette représentation est de pouvoir associer le modèle équivalent électrique de la structure et la boucle de contre-réaction assurant l'asservissement de la température. Pour analyser le fonctionnement du système en boucle fermée, nous supposons en premier lieu l'utilisation d'une simple correction proportionnelle. La puissance de chauffe de la cavité est limitée à 15W.

La figure 2.31(a) représente l'évolution des températures  $T_d$  et  $T_a$  durant le temps de montée à la consigne  $T_{ref} = 313\text{K}$  pour  $T_{amb} = 288\text{K}$ . On observe que le temps requis pour atteindre la température de consigne est de l'ordre de 1000s. Evidemment, ce temps de chauffe augmente lorsque  $T_{amb}$  diminue. La puissance nécessaire en régime permanent, pour  $T_{amb} = 288\text{K}$ , est inférieure à 2W. La figure 2.31(b) représente l'évolution de la température  $T_d$ , pour une cavité en cuivre ou en dural, durant le temps de montée à la consigne  $T_{ref}$ , pour  $T_{amb} = 293\text{K}$ . Nous pouvons observer que le temps de "warm-up" est bien inférieur avec une cavité en duralumin.

Le gain thermique de l'ensemble peut être obtenu par une simple analyse DC. On obtient avec ce modèle un gain thermique de 1212 (61,7 dB) dans la configuration optimale. Ce gain thermique est réduit à 66 (36 dB) si la structure est chauffée avec un seul élément de chauffe (voir figure 2.32). Ces résultats sont très proches de ceux obtenus avec le premier modèle.

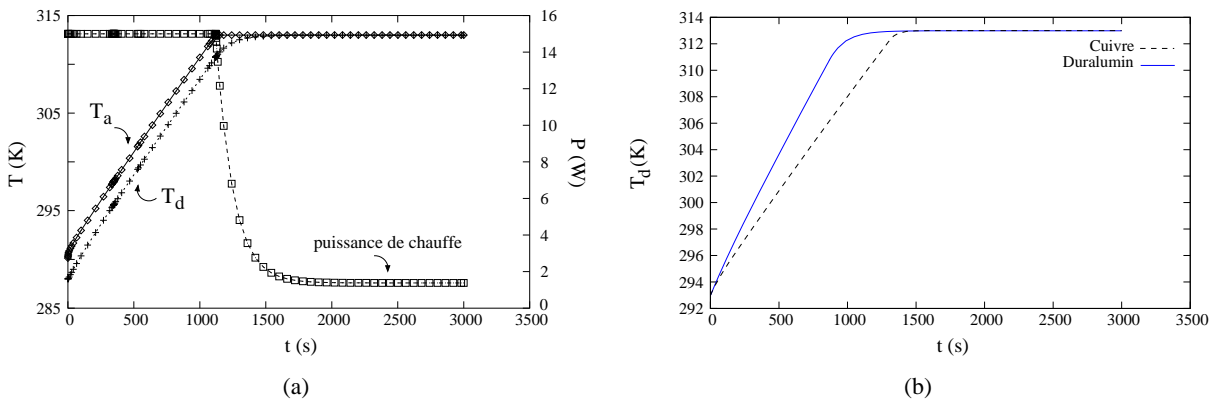


FIG. 2.31 – (a) : Evolution de  $T_a$ ,  $T_d$  et de la puissance de chauffe durant le temps de montée à la consigne pour  $T_{amb}=288K$ . (b) : Evolution de  $T_d$  durant le temps de montée à la consigne pour  $T_{amb}=293K$ . Comparaison entre l'utilisation d'une cavité en cuivre et en dural.

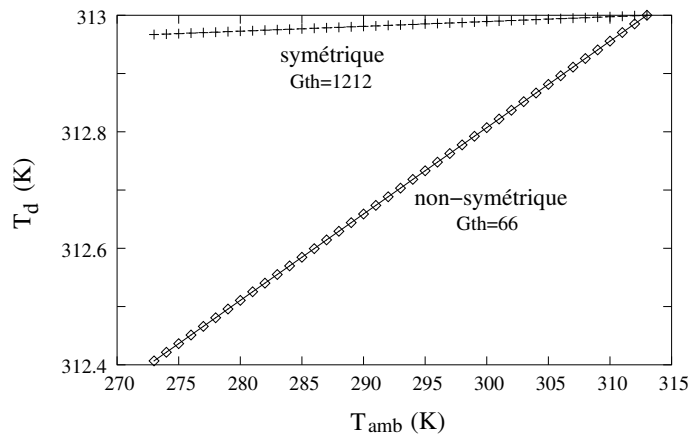


FIG. 2.32 – Gain thermique de la structure simulé avec l'analogie électrique. (◇) : avec un élément de chauffe, (+) : avec deux éléments de chauffe.

Ce modèle permet donc de simuler le comportement thermique de la structure avec précision. Au vu de ces résultats, nous avons décidé de concevoir une cavité originale en duralumin aussi symétrique que possible. Cette symétrie géométrique doit s'accorder avec la configuration des champs électromagnétiques dans le cristal. Le résonateur est relié à chaque capot de la cavité par un doigt en duralumin. Un élément de chauffe (transistor de puissance) est disposé de part et d'autre de cette pièce. Un trou est prévu dans le doigt de chauffe pour positionner le capteur de température. La géométrie de la cavité est montrée figure 2.33.

### 2.5.5 Electronique de régulation de haute-précision.

Une électronique de régulation de haute-précision a été développée pour contrôler la température du cristal. Le système de correction est basé sur un pont de Wheatstone linéaire de haute sensibilité, une correction de type PI analogique et un étage de puissance. La température mesurée par la sonde est comparée à une consigne ( $T_{ref}=313K$ ). Le signal d'erreur commande alors la puissance de chauffe de deux transistors. Une contre-réaction assure le bouclage du système. Le schéma complet du circuit est montré figure 2.34.

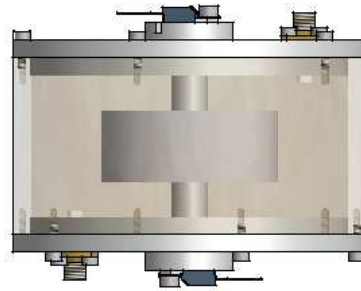


FIG. 2.33 – Dessin de la cavité originale en duralumin optimisée thermiquement..

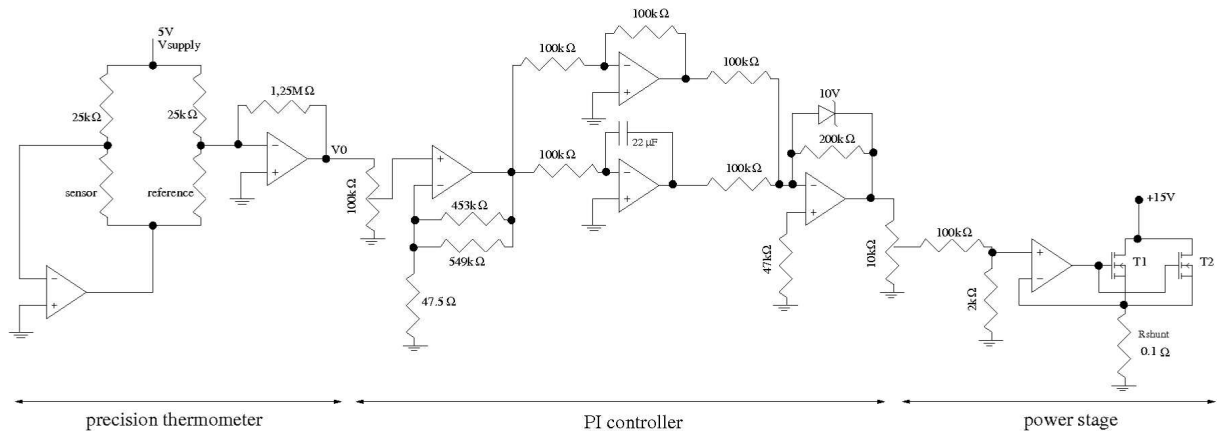


FIG. 2.34 – Schéma de l'électronique de régulation. Des amplificateurs opérationnels OP2177 sont utilisés.

Le thermomètre de mesure constitue le cœur du système et demande une attention particulière en terme de sensibilité et de bruit. Il est basé sur un pont Wheatstone linéaire. Sa particularité réside dans l'utilisation d'un courant constant dans la sonde de mesure. Le capteur est une thermistance CTN YSI 55034 [101] dont la résistance  $R_{sonde}$  est de  $2663 \Omega$  et la sensibilité de  $-105 \Omega/K$  à  $313K$ .  $V_0$  est le signal d'erreur. Sa sensibilité est de  $9,92 V/K$ . La figure 2.35 montre ce résultat en indiquant la variation de  $V_0$  en fonction de  $R_{sonde}$ .

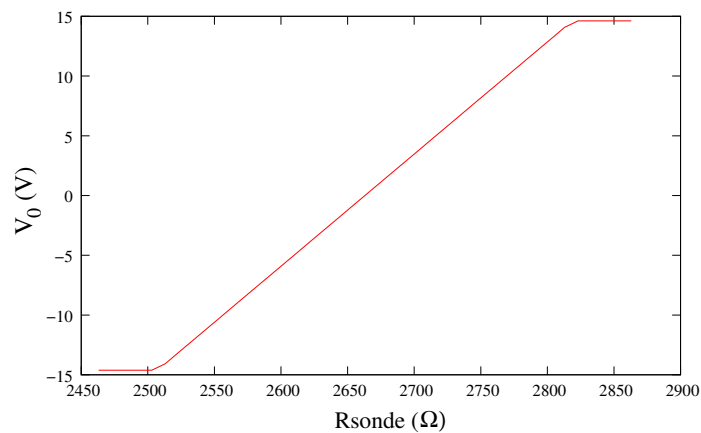


FIG. 2.35 – Variation de la tension d'erreur  $V_0$  en fonction de  $R_{sonde}$  autour de la température de consigne représentée par  $R_{sonde} = 2663\Omega$ .



Une étude bien plus poussée de cet étage est portée en annexe B pour évaluer l'expression et la contribution des diverses sources de bruit de cet étage, la sensibilité de la sonde en fonction de la température, la sensibilité de l'étage complet, la variation de température minimum détectable, l'échauffement thermique de la sonde et le choix des résistances du thermomètre.

Le second étage est un correcteur PI dont le gain et la constante de temps sont réglés par la technique de Ziegler-Nichols. En théorie, on cherche dans un premier temps à atteindre le gain critique correspondant à l'oscillation du système. Le gain critique est ensuite atténué d'un facteur 0,6 avec des valeurs de résistance judicieusement choisies. Ces dernières doivent répondre à des exigences de bruit bien définies. La résistance en entrée vue par l'amplificateur opérationnel doit en effet se rapprocher le plus possible de sa résistance optimale. Ces réglages sont préférentiellement effectués expérimentalement. Le sommateur PI est doté d'une limitation d'amplitude à l'aide d'une diode Zener 10V.

Enfin, la cavité est chauffée par deux transistors de puissance NMOS IRF840 commandés en parallèle et disposés de part et d'autre du doigt maintenant le saphir. Ces éléments de chauffe ont été choisis pour leur petite taille et leur surface plane, ceci facilitant leur fixation sur le doigt de chauffe. Le pont diviseur en sortie du sommateur PI assure une limitation de courant et donc de puissance dissipée. La contre-réaction sur le dernier AOP à droite (figure 2.34) force l'asservissement grâce à l'égalité des potentiels de ses entrées inverseuse et non inverseuse. Ainsi, le courant traversant les transistors et donc la puissance qu'ils dissipent est asservi en permanence afin de conserver la température souhaitée.  $R_{shunt}$  est une résistance de shunt thermique. Elle est de faible valeur ( $0,1\Omega$ ) afin de ne pas dissiper plus d'énergie que les transistors. La puissance maximale délivrée par la somme des deux transistors est fixée à 15W. Cette dernière pourrait être augmentée afin de diminuer le temps de chauffe du système.

## 2.5.6 Résultats expérimentaux.

### Test du résonateur.

Un résonateur de dimensions  $50 \times 20 \text{ mm}^2$  est placé au centre d'une cavité symétrique en duralumin de  $100 \times 40 \text{ mm}^2$ . Un mode  $WGH_{5,0,0}$  est excité à 4,8 GHz. L'électronique de régulation est directement embarquée sur le "toit" de la cavité comme le montre la figure 2.36(a) et l'ensemble est disposé dans une boîte contenant de la mousse isolante (voir figure 2.36(b)). La température du résonateur est stabilisée à 313K.

Lors de premiers tests, l'ensemble est disposé dans un four dont la température est ajustable. La figure 2.37 montre l'évolution de la fréquence  $\nu$  du résonateur en fonction de la température ambiante. Deux configurations sont comparées. Dans la première, la cavité est chauffée avec un seul transistor tandis qu'elle l'est par deux transistors situés de part et d'autre du doigt de chauffe dans la seconde configuration.

Les résultats expérimentaux correspondent bien aux résultats de simulation. La sensibilité de la fréquence à la température est divisée par 20 si la cavité est chauffée par un seul transistor au lieu de deux. Dans le cas symétrique optimal, le gain thermique mesuré est de 1360. La sensibilité de la fréquence de résonance aux variations de température ambiante est ainsi réduite à  $-0,05\text{ppm/K}$ . Ce résultat est remarquable comparativement à celui obtenu dans [102].

Pour confirmer la validité des modèles thermiques, l'évolution de la température  $T_i$  (voir figure 2.30) durant le temps de chauffe est mesurée pour  $T_{amb} = 295\text{K}$  (voir 2.38). Expérimentalement, une sonde est placée à mi-hauteur de la cavité. On peut constater que les résultats simulés et expérimentaux sont très proches.

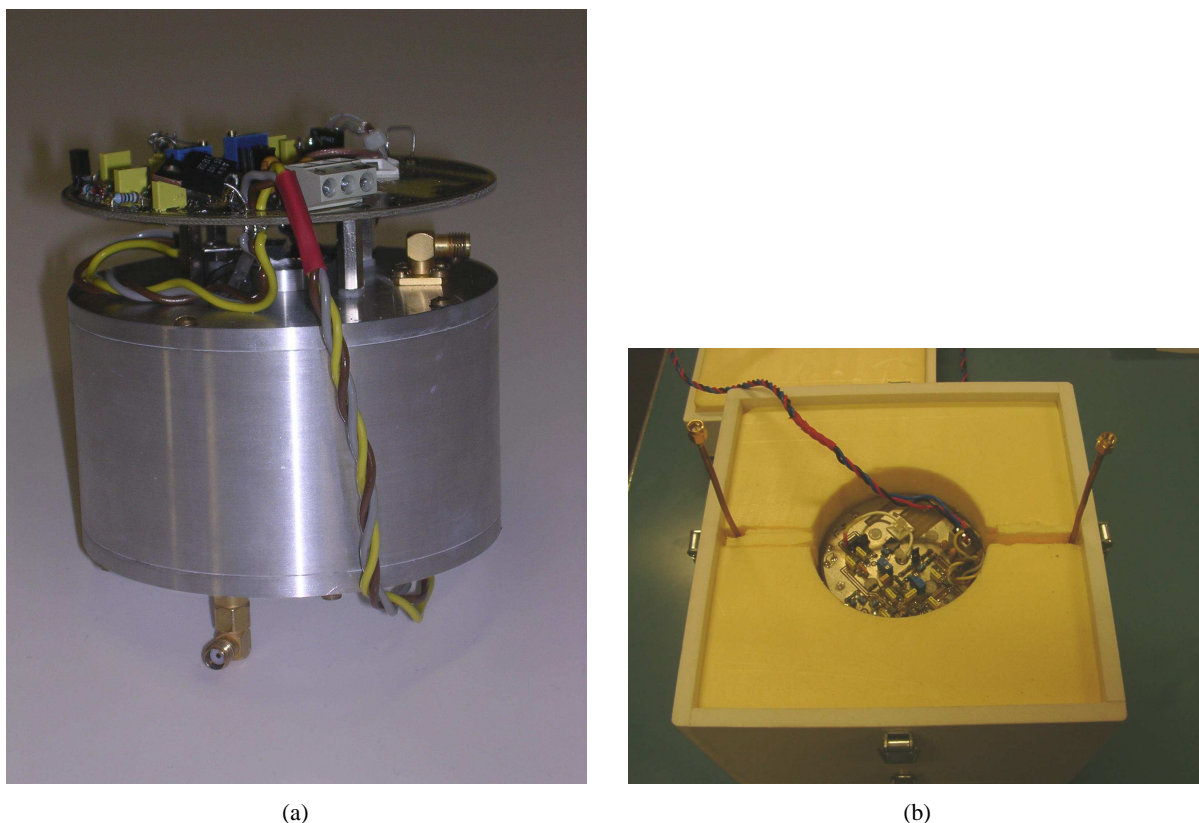


FIG. 2.36 – (a) : Photographie de la cavité en duralumin contenant le résonateur saphir et supportant l'électronique de régulation. (b) : Photographie de la cavité dans une boîte contenant de la mousse isolante.

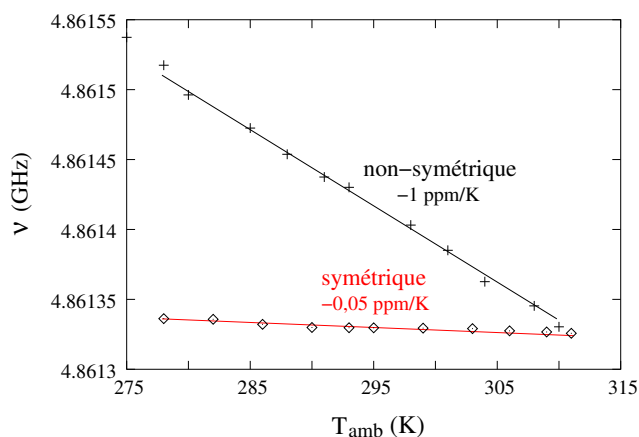


FIG. 2.37 – Fréquence de résonance du mode  $WGH_{5,0,0}$  en fonction de  $T_{amb}$  pour deux configurations : (◇) : 2 transistors de chauffe, (+) : 1 transistor de chauffe.

### Stabilité de fréquence long terme d'un oscillateur avec résonateur contrôlé en température.

Enfin, le résonateur est implémenté dans un oscillateur micro-onde. Un amplificateur commercial (AML48L2702 n° 0352-101) compense les pertes de la boucle. Le signal de l'oscillateur est comparé à un synthétiseur de fréquence. Le battement de 200 kHz est mesuré par un compteur de fréquence. La source développée présente une instabilité relative de fréquence de l'ordre de  $4 \times 10^{-11}$  sur un temps

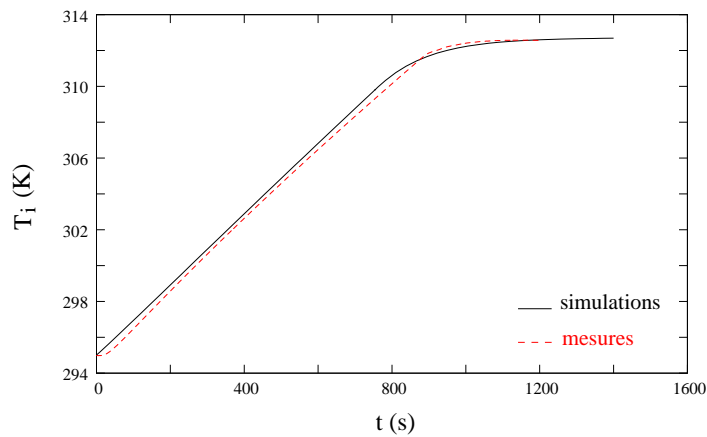


FIG. 2.38 – Evolution de la température  $T_i$  durant le temps de chauffe. Comparaison simulations-mesures.

d'intégration de 1s. Pour des temps d'intégration plus longs (après 10s), la stabilité de l'oscillateur se dégrade car la température du circuit d'entretien n'était pas stabilisée. Cependant, la mesure de l'instabilité de fréquence d'un oscillateur exploitant le même résonateur non régulé en température permet de mettre en évidence les bénéfices de ce travail (voir figure 2.39). Dans la configuration optimale, en supposant que les instabilités de fréquence long terme de l'oscillateur sont dues uniquement aux variations de température, on peut considérer que la température du résonateur est stabilisée à  $1,4 \mu\text{K}$  près sur une durée de 30 secondes.

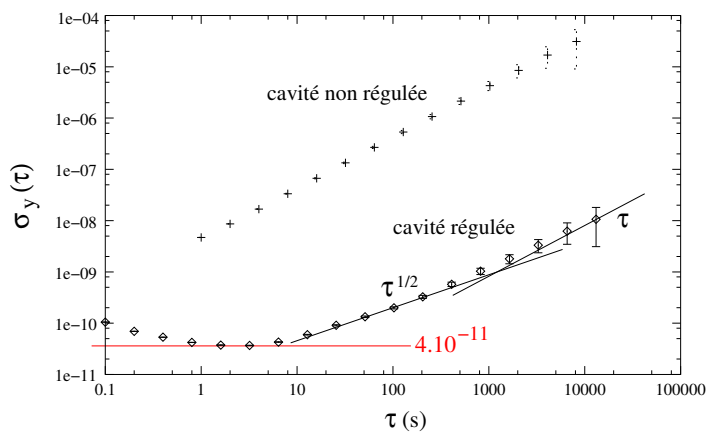


FIG. 2.39 – Instabilité relative de fréquence de l'oscillateur avec résonateur saphir régulé ou non en température. ( $\diamond$ ) : cavité régulée en température, (+) : cavité non régulée en température.

### Bruit de phase d'un oscillateur avec résonateur contrôlé en température.

Afin de valider totalement l'étude en température du résonateur, nous avons effectué une mesure de bruit de phase de l'amplificateur d'entretien puis de l'oscillateur complet pour vérifier si ces résultats s'accordent à ceux obtenus par la mesure de variance d'Allan.

**Mesure du bruit de phase de l'amplificateur AML48L2702 n° 0352-101 à 4,86 GHz.** Le banc de mesure est décrit figure 2.40. Dans ce test, la puissance d'entrée de l'amplificateur est  $P_{in} = -16 \text{ dBm}$ .

Le gain  $G$  de ces amplificateurs est 29 dB et leur puissance de sortie à 1 dB de la compression  $P_{1dB}$  est 17 dBm. Leur facteur de bruit  $F$  est de 1,5 dB. La figure 2.41 montre le spectre de bruit de phase des 2 amplificateurs dans cette configuration. Le palier de bruit de phase de l'amplificateur n'est pas visible sur la courbe fig. 2.41.

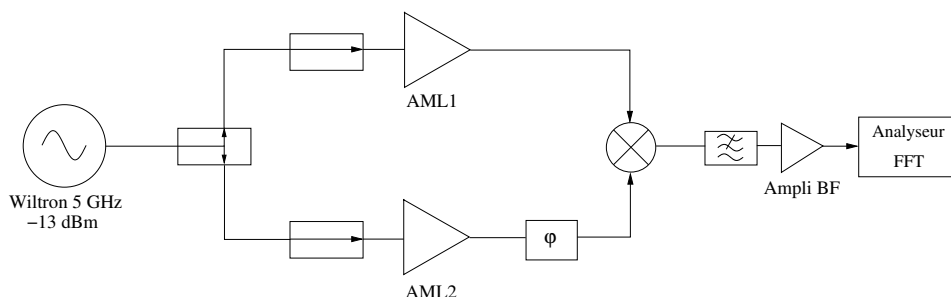


FIG. 2.40 – Banc de mesure de bruit de phase d'amplificateurs commerciaux AML n° 0352-101 à 5GHz.

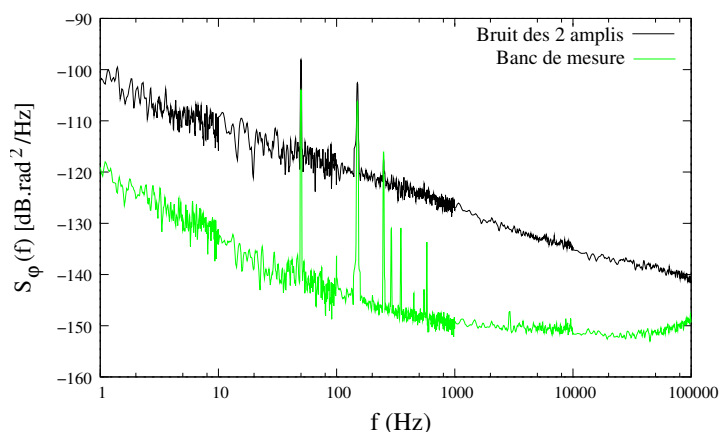


FIG. 2.41 – Bruit de phase des amplificateurs AML n° 0352-101 à 5GHz.

**Mesure du bruit de phase d'un oscillateur avec amplificateur AML48L2702 n° 0352-101 à 4,86 GHz.** Le banc de mesure de bruit de phase est montré figure 2.42. On dispose dans ce banc de mesure de deux oscillateurs saphir quasi-identiques dont les fréquences sont proches. Un signal de battement à 17 MHz entre ces deux signaux est obtenu par un mélangeur. Ce signal de battement est alors comparé à un synthétiseur HP8662A divisé par 8. La figure 2.43 montre le bruit de phase des deux oscillateurs. Dans cette configuration, le coefficient de qualité  $Q_L$  est de 70.000, d'où une fréquence de Leeson  $f_L = \frac{\nu_0}{2Q_L} \simeq 45\text{kHz}$ .  $f_L$  est inférieure à la fréquence de coupure  $f_c$  du dispositif d'entretien. Le spectre figure 2.43, cohérent avec le bruit de phase des l'amplificateur montré figure 2.41, peut être décrit par la loi  $S_\phi(f) = \sum_{i=0}^{-4} b_i f^i$  où  $b_{-3} = -15 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz}$ ,  $b_{-1} = -100 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz}$ .  $b_0$  n'est pas visible sur le spectre. De plus, le spectre figure 2.43 est ici malheureusement stoppé à 10Hz (il aurait été préférable d'avoir la courbe jusqu'à 1Hz pour vérifier la stabilité).

Dans la partie précédente, nous obtenions  $\sigma_y(\tau) = 4.10^{-11}$  sur un temps d'intégration de 1 seconde. Les expressions données Tab. 1.1 donnent alors :

$$S_y(1\text{Hz}) = \frac{\sigma_y^2(\tau = 1\text{s})}{2\ln 2} = 1,15.10^{-21} \quad (2.30)$$

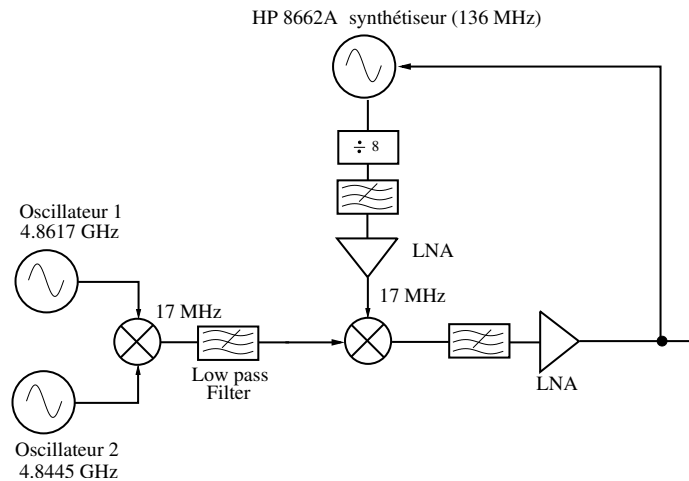


FIG. 2.42 – Banc de Mesure d’oscillateurs saphir à 4,86 GHz utilisant des amplificateurs commerciaux AML48L2702. Chaque résonateur est contrôlé en température comme décrit dans 2.5.6.

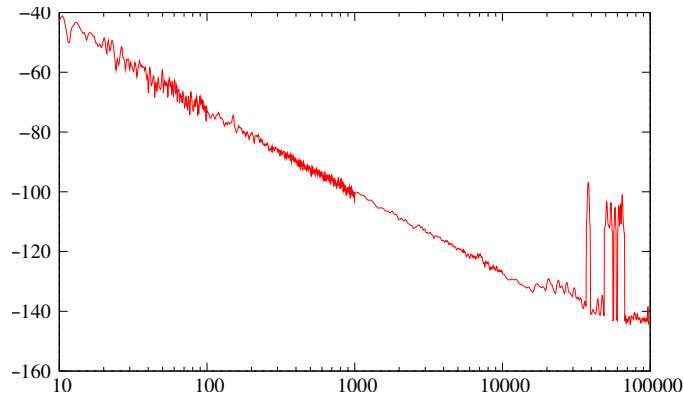


FIG. 2.43 – Bruit de phase de 2 oscillateurs à 4,86 GHz combinant un résonateur saphir contrôlé en température et un amplificateur AML48L2702.

d’où :

$$S_{\phi}(1\text{Hz}) = S_y(1\text{Hz}) \times v_0^2 = 0,02707 \text{ rad}^2/\text{Hz} = -15,6 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz}. \quad (2.31)$$

On constate que les mesures de l’oscillateur dans le domaine temporel et fréquentiel correspondent. Ces résultats valident totalement l’efficacité de la stabilisation en température du résonateur saphir.

### 2.5.7 Discussions et évolutions envisageables.

La configuration adoptée pour assurer la stabilisation en température du résonateur saphir permet d’excellents résultats [103–105] comparables aux autres techniques employées et décrites dans la partie 2.5.1. La solution que nous avons adoptée présente l’avantage d’être bien plus compacte et moins complexe à réaliser pour des performances similaires.

Evidemment, la stabilité court terme de l’oscillateur peut être améliorée en utilisant un amplificateur faible bruit de phase et en augmentant le coefficient de surtension du résonateur. La stabilité long terme peut être améliorée en ajoutant des techniques de correction de type Pound. Cependant, si l’on se focalise uniquement sur le contrôle de température, notre technique est certainement améliorable, en terme de sensibilité et de pratique.

Tout d'abord, il serait intéressant d'établir la même configuration en utilisant une cavité en cuivre. En effet, à l'aide de simulations effectuées avec le modèle Spice présenté dans la partie 2.5.4, on constate que le gain thermique de la structure en régime permanent serait amélioré d'un facteur 5 environ, ceci étant dû au fait que le cuivre présente une plus grande conductivité thermique (voir figure 2.44). D'un autre côté, le cuivre possédant une plus grande constante de temps thermique ( $\rho \times \hat{C}$ ), cette structure réagirait moins rapidement aux fluctuations de température ambiante.

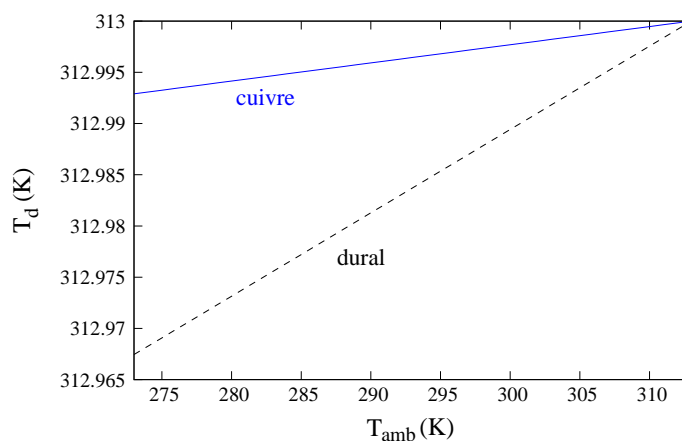


FIG. 2.44 – Gain thermique de la structure simulé avec l'analogie électrique. (–) : cavité en cuivre, (- -) : cavité en dural.

Concrètement, nous avons aussi conçu un prototype de carte électronique permettant une acquisition numérique de la température de consigne (figure 2.45). Cette dernière est basée sur l'utilisation d'un microcontrôleur 16 bits. Un convertisseur analogique numérique (CAN) 16 bits permet d'ajuster la température de consigne sur une échelle de 10 degrés, soit une résolution de  $10/2^{16} = 1,4 \cdot 10^{-5}$  K. Par ailleurs, 8 calibres sont fixés (0, 8, 16, 24, 32, 40, 48 et  $56^\circ\text{C}$ ). Ces calibres sont des résistances sur mesure basées sur les tableaux de correspondance température-résistance de la thermistance YSI 55034 [101]. Le microcontrôleur se charge de calculer la résistance en fonction de la température de consigne ou inversement à l'aide de l'équation de Steinhart-Hart [101]. Ainsi, l'opérateur entre la température voulue (affichée sur un afficheur digital) et le CAN fournit la valeur de tension correspondante. La régulation de température est toujours effectuée par la boucle analogique présentée dans 2.5.5. Le microcontrôleur gère parallèlement un codeur optique, l'afficheur, le CAN et des boutons de commande. Des tests expérimentaux de stabilité d'oscillateur ont été effectués à l'aide de cette carte. Les résultats sont similaires à ceux précédemment obtenus, ceci validant le bon fonctionnement de la carte.

Enfin, une idée originale à tester serait de concevoir un résonateur stabilisé en température à l'ambiante en combinant la technique "dual-mode" et notre technique. L'association de ces méthodes devrait permettre la construction d'un oscillateur présentant une stabilité relative de fréquence exceptionnelle.

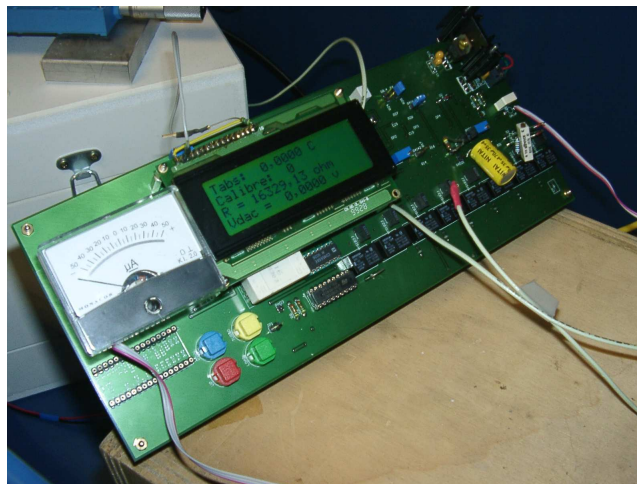


FIG. 2.45 – Photo du prototype de la carte permettant l'acquisition numérique de la température de consigne.

## Chapitre 3

# Amplificateurs faible bruit de phase

Le second élément essentiel d'un oscillateur, cause première des fluctuations de phase de la boucle et donc des fluctuations de fréquence court terme de l'oscillateur, est l'amplificateur d'entretien. Aujourd'hui, l'amplificateur micro-onde est principalement constitué d'un ou plusieurs transistors.

Dans ce chapitre, nous énumérons différents types de transistors et mettons en évidence l'intérêt des transistors bipolaires à hétérojonction SiGe pour le développement de sources à haute pureté spectrale.

Ensuite, nous rappelons les deux mécanismes à l'origine du bruit de phase dans les amplificateurs micro-ondes et mettons en avant leurs différences de comportement (en particulier en fonction de la puissance d'entrée du composant).

Par la suite, nous décrivons la méthodologie adoptée pour modéliser, simuler et optimiser les performances en bruit de phase de transistors SiGe.

Enfin est pointée dans ce chapitre la nécessité de développer pour des applications en bande X des amplificateurs multi-étages à transistors SiGe. Nous voyons les conséquences sur les performances en bruit de cette mise en cascade et nous présentons les résultats préliminaires obtenus concernant un amplificateur double étage Si-SiGe développé au LAAS.

Aussi, ce chapitre décrit la mesure du bruit de phase d'amplificateurs commerciaux haute-performance.

**Remarque : il est nécessaire de signaler que la majeure partie du travail de modélisation et des mesures contenues dans cette partie a été effectuée au LAAS-CNRS.**



### 3.1 Les amplificateurs micro-ondes : intérêt des transistors SiGe

Basés au début des années 70 sur l'utilisation de diodes Gunn ou Impatt, la majorité des dispositifs actifs en hyperfréquences repose aujourd'hui sur l'emploi de transistors. Ces composants, avec les besoins croissants de domaines tels que les télécommunications, ont évolué dans deux directions essentielles : d'une part, la réduction de la taille pour des besoins d'intégration dans les systèmes modernes et d'autre part, la prolifération des hétérostructures, consistant à l'association de différents matériaux. On distingue deux classes de transistors : les transistors unipolaires où seuls les porteurs majoritaires permettent la conduction et les transistors bipolaires (conduction assurée par les deux types de porteurs que sont les trous et les électrons).

#### 3.1.1 Les transistors unipolaires

Durant de nombreuses années, le transistor à effet de champ (TEC) sur arsénure de gallium (AsGa) a été majoritairement utilisé pour les applications d'électronique hyperfréquence. Les trois principales technologies de cette famille, apparues par ordre chronologique, sont : le transistor à effet de champ métal-semiconducteur (MESFET), le transistor à haute mobilité électronique (HEMT) et le transistor à haute mobilité électronique pseudomorphique (PHEMT). Le bruit basse fréquence de ces composants est relativement élevé et donc prédominant dans les fluctuations de phase de l'oscillateur. De ce point de vue, le HEMT n'a pas vraiment été un progrès car les phénomènes de piégeage  $\gamma$  sont plus nombreux. Ceci conduit à des spectres ayant de fortes composantes de génération-recombinaison qui viennent relever un niveau de bruit en  $1/f$  déjà important [106]. Après de nombreuses comparaisons menées au LAAS durant plusieurs années, le MESFET reste le meilleur composant dans la gamme des TEC pour la conception d'un oscillateur à faible bruit de phase [107].

#### 3.1.2 Les transistors bipolaires

Le transistor bipolaire Silicium (BJT Si) représente le meilleur choix pour la réalisation d'un oscillateur dans la gamme basse des fréquences micro-ondes. Le BJT Si possède l'avantage principal de présenter un très faible bruit basse fréquence (bruit BF). Des performances en bruit de phase 10 dB meilleures que celles obtenues avec un MESFET peuvent être atteintes. En outre, cette technologie est relativement ancienne et se trouve donc décrite dans de nombreux ouvrages et références bibliographiques. Pour exemple, W.J. Tansky a présenté en 1994 [108] un oscillateur à résonateur diélectrique (ORD) avec un bruit de phase de -157 dBc/Hz à 10 kHz d'une porteuse à 1,3 GHz. L'inconvénient majeur du transistor Si est de voir son gain diminuer de manière conséquente pour des fréquences supérieures à quelques GHz. Ainsi, des recherches ont été menées afin de réaliser un composant conservant les performances en bruit du BJT Si tout en autorisant l'obtention d'un gain plus élevé.

Les spécialistes se sont alors orientés vers la réalisation de transistors bipolaires à hétérojonction (TBH). En effet, pour faire fonctionner un transistor bipolaire dans la gamme des micro-ondes, il est nécessaire soit de réduire sa résistance de base, soit de réduire sa capacité base-collecteur. La combinaison de matériaux (hétérojonction) permet de réduire la résistance de base en surdopant la base. Dans ce sens, différentes technologies ont été développées. Les nombreux travaux menés pour la réalisation de TBH AsGa ont parfois conduit à des résultats concluants dans ce type d'application [109]. En effet, leur bruit BF est relativement faible comparativement aux MESFET mais leurs coefficients de conversion (conversion du bruit BF en bruit de phase) sont élevés. Par contre, une dernière filière technologique a permis la création d'hétérojonctions de type Si-SiGe. L'addition de germanium (Ge) permet en effet l'augmentation des propriétés en gain et en fréquence du composant sans dégrader ses caractéristiques en bruit BF.

Des oscillateurs présentant d'excellentes performances en bruit de phase ont ainsi pu être développés à l'aide d'amplificateurs à base de transistors SiGe [58, 110]. Pour remédier au manque de gain des transistors SiGe en bande X, on assiste même désormais à la montée en fréquence de cette technologie par la mise en oeuvre d'amplificateurs dans lesquels plusieurs étages sont cascades. Ainsi, AML Communications [111] commercialise des amplificateurs (mise en parallèle de transistors) à l'état de l'art mondial présentant, dans la bande de fréquence 8-12 GHz, des performances en bruit de phase de -172 dBc/Hz à 100 kHz de la porteuse et de -156 dBc/Hz à 100 Hz de la porteuse. Leur gain en puissance est de 16dB. De même, des amplificateurs travaillant dans la bande 2-6 GHz, présentent des performances en bruit de phase de -175 dBc/Hz à 100 kHz de la porteuse et de -153 dBc/Hz à 100 Hz de la porteuse.

La commercialisation de ces amplificateurs haute-performance ayant débuté au cours de ma thèse, nous avons décidé d'acheter et caractériser l'un d'eux (AML812PNB1901) dans l'optique de développer des oscillateurs bande X à haute pureté spectrale. Parallèlement, dans la continuité des travaux menés par Cibiel [11], nous avons poursuivi la modélisation, la compréhension et l'optimisation d'amplificateurs à transistors SiGe. De plus, un amplificateur double étage Si-SiGe, pour des applications bande X et présentant des performances très encourageantes, a été développé.

## 3.2 Génération de bruit de phase dans les amplificateurs micro-ondes

### 3.2.1 Bruit basse fréquence des amplificateurs micro-ondes

Dans un amplificateur micro-onde, de nombreux phénomènes déterministes ou aléatoires sont à l'origine de fluctuations de courant ou de tension autour du point de polarisation. Physiquement, ce bruit appelé bruit BF, est dû au mouvement désordonné des électrons à l'origine de collisions, de trajectoires aléatoires et d'interactions parasites diverses. On distingue les sources de bruit blanc (non réductibles - on parle de bruit blanc car, en approximation, toutes les fréquences sont également réparties dans le spectre) et les sources de bruit en excès (réductibles).

#### Le bruit blanc

Les deux sources de bruit blanc sont le bruit de diffusion et le bruit de grenaille.

**Le bruit de diffusion** Quand un corps est porté à une température supérieure à 0K, les noyaux atomiques mais surtout les électrons qui le composent (en raison de leur plus faible masse) sont agités et dotés d'une vitesse en moyenne nulle mais dont la moyenne quadratique est proportionnelle au produit de la température et de la constante de Boltzmann  $k_B = 1,38.10^{-23}$  J/K. Ce type de mouvement est dit mouvement brownien. Ce bruit de diffusion est considéré comme le bruit minimum généré par le composant. Il est équivalent au bruit thermique en présence d'un champ électrique tant que la mobilité obéit à la relation d'Einstein. Ainsi, pour un dispositif semi-conducteur de résistance  $R$  porté à la température  $T$ , la densité spectrale de puissance  $S_{vd}$  du bruit en tension de diffusion vaut :

$$S_{vd} = 4k_B T R \quad (3.1)$$

S'il s'agit d'une densité spectrale de bruit en courant  $S_{Id}$ , on a :

$$S_{Id} = \frac{4k_B T}{R} \quad (3.2)$$

**Le bruit de grenaille** Le bruit de grenaille est causé par le fait que le courant électrique n'est pas continu mais constitué de porteurs de charges élémentaires. Le nombre moyen  $\bar{N}$  de porteurs de charge passé durant un intervalle de temps  $t$  donné est tel que :

$$\bar{N} = \frac{I}{q} \times t \quad (3.3)$$

où  $I$  désigne le courant moyen qui parcourt le composant et  $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$  C la charge élémentaire.

Le bruit de grenaille est modélisé par une source de courant de densité spectrale  $S_{Ig}$  donnée dans le cas d'une jonction idéale par :

$$S_{Ig} = 2qI \quad (3.4)$$

### Le bruit en excès

Les deux principales sources de bruit en excès sont le bruit de génération-recombinaison et le bruit de scintillation en  $1/f$  (couramment appelé bruit flicker).

**Le bruit de génération-recombinaison** Le bruit de génération-recombinaison est lié à la fluctuation du nombre de porteurs de charge. Il s'agit ici de fluctuations liées au caractère non déterministe des générations-recombinaisons des paires électrons-trous, de la libération ou de la capture de porteurs par les pièges de surface par exemple. Ce phénomène est dû à des imperfections de la structure cristallographique du semi-conducteur générant des niveaux d'énergie situés dans la bande interdite de ce dernier. Ce type de bruit génère un signal aléatoire dont l'amplitude est inversement proportionnelle au volume du semi-conducteur et dont l'évolution fréquentielle est lorentzienne. Il dépend principalement du matériau et est particulièrement gênant dans les composants AsGa [112].

**Le bruit de scintillation** En 1927, Johnson et Nyquist tentèrent d'expliquer le phénomène suivant : le bruit connaît une évolution inversement proportionnelle à la fréquence pour les basses fréquences. Ce bruit est lié à des fluctuations de la conductance du matériau du composant étudié. Par contre, la véritable origine de ce bruit flicker est toujours à l'origine de nombreux débats et aucun modèle n'est encore en mesure d'expliquer parfaitement les causes de ce phénomène. Le bruit en  $1/f$  est-il dû à des fluctuations du nombre de porteurs de charges ? Est-il dû à des fluctuations de la mobilité de ces mêmes porteurs ? Le paramètre de Hooge [113], semblant indiquer que ces deux processus coexistent, rend compte de ces phénomènes et indique que suivant le matériau, la température ou les conditions de dopage, l'un des deux domine l'autre. Le bruit en  $1/f$  est proportionnel au carré du courant traversant l'échantillon mais aussi inversement proportionnel au volume de l'échantillon.

Ayant listé les différents phénomènes à l'origine du bruit BF du composant, nous allons voir comment ces fluctuations de tension ou de courant autour du point de polarisation sont à l'origine du bruit de phase dans les amplificateurs micro-ondes.

### 3.2.2 Mécanismes du bruit de phase

Deux mécanismes sont à l'origine de la génération de bruit de phase dans les amplificateurs micro-ondes. Le premier est dû à la superposition directe du bruit HF du transistor. Le second est un processus de conversion et transpose le bruit BF du composant aux fréquences HF autour du signal de porteuse traversant le dispositif.

### Le bruit additif

Ce processus correspond à la superposition directe du bruit HF de l'amplificateur au signal de porteuse. Ce bruit additif est directement dépendant de la puissance  $P_{in}$  en entrée du composant et fixe le palier de bruit de phase du dispositif. Le bruit de phase correspondant  $S_{\varphi 0}(f)$  est exprimé par :

$$S_{\varphi 0}(f) = \frac{F k_B T}{P_{in}} \quad (3.5)$$

avec  $F$  le facteur de bruit en régime linéaire de l'amplificateur et  $T$  la température.

Le facteur de bruit  $F$ , typiquement de l'ordre de 1 à 2 dB, dépend de la bande passante du composant, de la fréquence et de la technologie employée. Une grande bande passante induit un bruit en entrée plus important et par conséquent un facteur de bruit  $F$  plus élevé.

D'après la relation de Friis [114], dans le cas où plusieurs amplificateurs sont cascades, la contribution en bruit de chaque étage est divisée par le gain des étages précédents. Ainsi, dans la majorité des cas pratiques, le bruit total additif d'un amplificateur multi-étages est fixé par le bruit additif du premier étage. Evidemment, cette remarque est valable pour le bruit de phase.

### Le bruit de conversion dit bruit en $1/f$

Le mécanisme à l'origine du bruit flicker est un processus aléatoire basse fréquence (près du DC) présentant une pente en  $1/f$ . Le bruit BF fait fluctuer la phase du signal micro-onde à travers les éléments non-linéaires du dispositif. Le bruit de phase est alors multiplicatif et se rapproche d'un phénomène de modulation. Il a été observé expérimentalement que le bruit en  $1/f$  est quasi-indépendant de la puissance de la porteuse [115]. Ainsi, le bruit flicker de  $m$  amplificateurs identiques cascades est normalement  $m$  fois le bruit d'un seul étage. Le comportement du bruit flicker est donc radicalement différent de celui du bruit additif. De plus, le bruit flicker dépend directement des dimensions physiques de la région active du composant.

### Spectre de bruit de phase d'un amplificateur micro-onde

Le spectre de bruit de phase d'un amplificateur micro-onde est obtenu en ajoutant les contributions des deux processus précédemment décrits. Retenons en priorité que le terme de bruit blanc additif, noté  $b_0$  (avec  $b_0 = \frac{F k_B T}{P_{in}}$ ), dépend de la puissance de la porteuse en entrée de l'amplificateur au contraire de la composante flicker notée  $b_{-1} f^{-1}$ . La figure 3.1 montre le spectre de bruit de phase typique d'un amplificateur micro-onde. On note  $f_c$  la fréquence de coupure de l'amplificateur pour laquelle la pente du spectre passe de 0 à -1.

Evidemment, ces deux processus doivent être minimisés afin d'optimiser et améliorer les performances en bruit de phase de l'amplificateur.

## 3.3 Modélisation non linéaire et en bruit d'amplificateurs à transistors SiGe

Une étape primordiale dans le but de concevoir un oscillateur micro-onde faible bruit de phase est de pouvoir modéliser correctement le comportement de l'amplificateur. En effet, le bruit de phase de l'amplificateur d'entretien est la cause essentielle des fluctuations de phase court terme de l'oscillateur. Ainsi, toute amélioration du bruit du dispositif d'entretien se répercute directement sur les performances de la source.

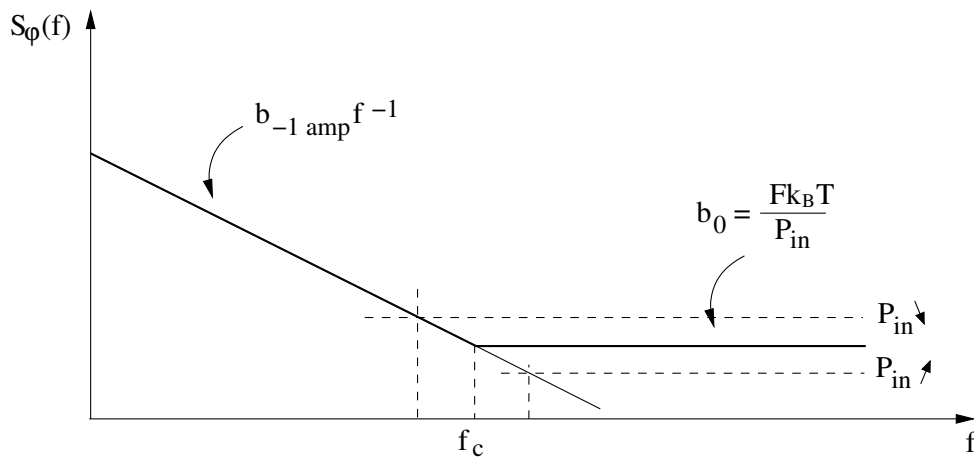


FIG. 3.1 – Spectre de bruit de phase typique d'un amplificateur micro-onde

La modélisation de l'amplificateur se fait en deux étapes : la première consiste à établir un modèle non-linéaire précis du dispositif tandis qu'une seconde a pour but de modéliser le bruit de ce dernier. Au cours de cette thèse, nous avons principalement focalisé notre attention sur l'étude de deux transistors SiGe : le LPNT32 (SiGe Semiconductor) et le BFP620 (Infineon). Le choix de ces composants a été motivé par l'étude approfondie menée durant la thèse de Gilles Cibiel [11]. La méthodologie de travail est donc restée quasi-identique à celle choisie durant les travaux précédemment cités.

### 3.3.1 Modélisation linéaire et non-linéaire

#### Modélisation linéaire

Nos modèles de transistors, implémentés à l'aide du logiciel Agilent ADS, sont basés sur le modèle de Gummel-Poon [116]. Le modèle de Gummel-Poon est basé sur le concept de la charge de base dépendant des grandeurs de polarisation appliquées (voir figure 3.2).

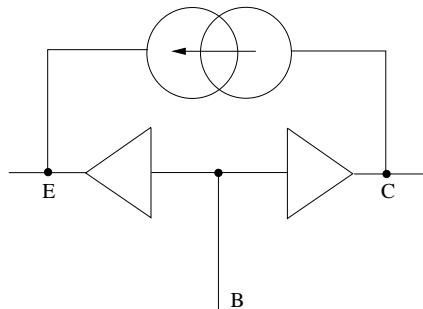


FIG. 3.2 – Modèle de Gummel-Poon

De ce modèle auquel on ajoute divers éléments passifs sont extraits les paramètres statiques et linéaires de différents transistors bipolaires. Expérimentalement, la mesure des caractéristiques statiques ( $I_C$  en fonction de  $V_{CE}$ ) est réalisée à l'aide du banc décrit figure 3.3.

Ensuite, une première validation du modèle consiste à comparer les paramètres de dispersion simulés et mesurés telle que le montre la figure 3.4.

On observe figure 3.4 une bonne concordance entre les résultats simulés et mesurés. De ces caractéristiques peuvent être déduites les caractéristiques fréquentielles de l'amplificateur, en particulier la

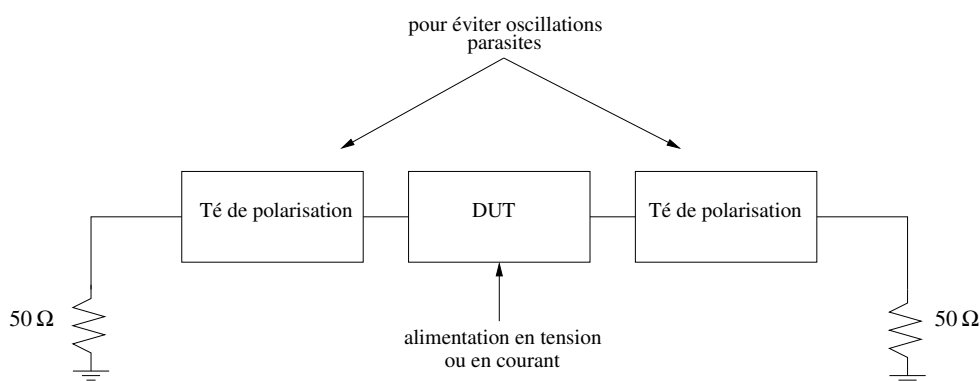


FIG. 3.3 – Banc pour caractérisation statique des transistors.

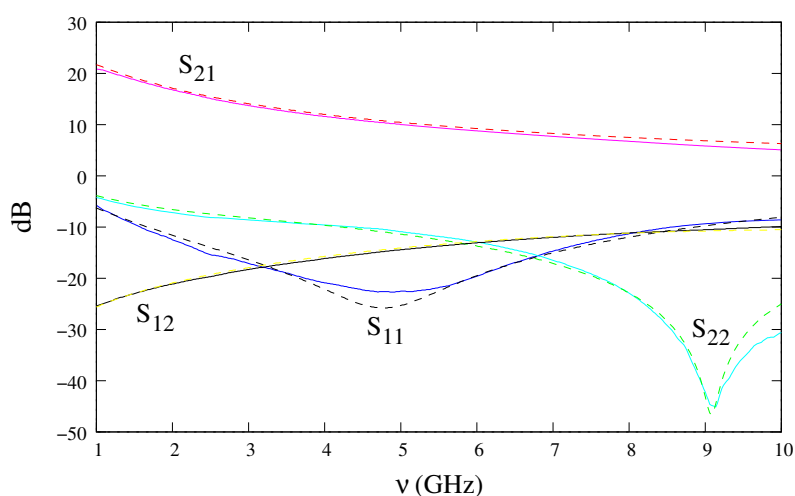


FIG. 3.4 – Paramètres  $S$  simulés (en pointillés) et mesurés sur la plage de fréquence allant de 1 à 10 GHz. Cas du TBH SiGe BFP620 ( $V_{CE}=2V$  et  $I_C=10\text{ mA}$ ).

fréquence de transition  $f_T$  et la fréquence maximale d'oscillation  $f_{max}$ . Les expressions de ces dernières sont données dans [11]. Concernant les transistors (BFP620 et LPNT32) étudiés ici,  $f_T$  est de l'ordre de 30 GHz et  $f_{max}$  est d'environ 35 GHz.

Aussi, la mesure des paramètres  $S$  permet le calcul du gain dynamique en courant  $H_{21}$  et du gain dynamique en puissance de Mason  $G_{Mason}$ .

### Modélisation non-linéaire

Afin de valider le modèle non-linéaire du composant, on effectue la mesure de la réponse en puissance du transistor considéré. Pour cela, le dispositif expérimental mis en place est celui décrit figure 3.5. Dans ce banc, le transistor est chargé sur  $50\ \Omega$  et on mesure à l'aide d'un analyseur de spectre la puissance de sortie du composant en fonction de sa puissance d'entrée pour le fondamental et différentes harmoniques du signal.

La figure 3.6 est un exemple de ce type de mesure. On relève un accord satisfaisant entre les résultats mesurés et les résultats simulés, en particulier pour le fondamental. Quelques divergences sont à noter pour les harmoniques. Elles semblent cependant négligeables et ne devraient pas nous empêcher de prévoir correctement le comportement des composants.

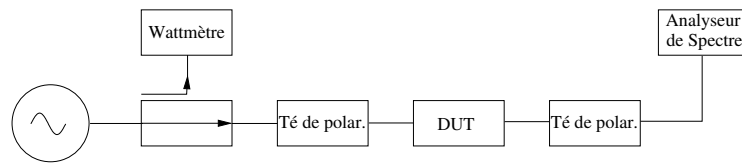


FIG. 3.5 – Banc pour mesure de la puissance de sortie en fonction de la puissance d’entrée.

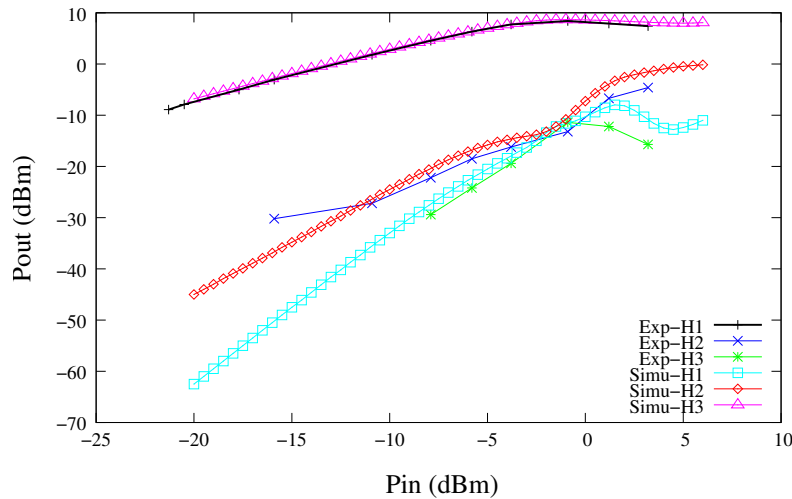


FIG. 3.6 – Puissance de sortie  $P_{out}$  en fonction de la puissance d’entrée  $P_{in}$  pour le fondamental et ses harmoniques 2 et 3 à 3,5 GHz. Cas du transistor SiGe BFP620 ( $V_{CE}=2V$  et  $I_C=10\text{ mA}$ ).

Ces résultats nous permettent de valider le modèle fort signal des composants. Il est donc désormais nécessaire de s’intéresser au point crucial de cette modélisation : la modélisation en bruit basse fréquence du transistor.

### 3.3.2 Modélisation en bruit basse fréquence.

Comme vu précédemment, deux mécanismes contribuent au bruit de phase de l’amplificateur. Ceci est très bien mis en évidence expérimentalement dans [117]. Le premier est multiplicatif et est prédominant pour des fréquences très proches de la porteuse. Le second est additif et dépend des variations relatives de la puissance d’entrée. Il faut par conséquent inclure dans nos modèles non-linéaires différentes sources de bruit pour rendre compte de ces différentes contributions.

#### Modélisation du bruit HF

La contribution du bruit HF se superposant à la porteuse peut être décrite par le facteur de bruit  $F$  de l’amplificateur. Ce dernier traduit la dégradation du rapport signal sur bruit quand le signal traverse l’amplificateur. Le facteur de bruit est habituellement donné pour un fonctionnement de l’amplificateur en régime petit signal. Or, dans un oscillateur, l’amplificateur fonctionne pour de forts niveaux de puissance du signal micro-onde. Dans ce sens, il a déjà été observé que le facteur de bruit et le gain associé sont constants dans la zone linéaire du composant. Par contre, en régime de compression, on constate une augmentation du facteur de bruit et une diminution du gain avec la puissance micro-onde [11]. On détermine alors le facteur de bruit en régime non-linéaire.

Ainsi, le bruit additif peut être modélisé de deux manières. La première solution consiste à mesurer le facteur de bruit en régime non-linéaire à l'aide d'un banc spécifique [117] et utiliser cette donnée pour calculer le bruit de phase à l'aide de l'équation 3.5. La seconde solution est d'effectuer une simulation à l'aide d'ADS (module approprié pour la simulation du bruit HF en régime non linéaire) en implémentant les sources de bruit HF des différents composants de l'amplificateur (bruit thermique des résistances et bruit Schottky des diodes).

### Modélisation du bruit BF

Dans un premier temps, rappelons qu'il est très difficile d'identifier les sources de bruit BF d'un composant actif. En effet, les modèles électriques des composants actifs sont nécessairement quelque peu distants du comportement physique exact de ce dernier. Les sources de bruit peuvent être associées à un élément non-linéaire [118] ou être considérées comme non-linéaires elles-mêmes [119]. Ce sujet est toujours débattu à l'heure actuelle parmi les spécialistes de la modélisation du bruit. La seule solution pour obtenir une représentation rigoureuse du bruit BF du composant serait de faire appel à des modèles microscopiques [120]. Cependant, ces derniers n'autoriseraient pas par la suite la simulation du comportement de l'amplificateur dans un système aussi complexe qu'un oscillateur.

Notre approche du problème est un peu différente. Elle consiste à modéliser le bruit du transistor par une source de bruit en tension extrinsèque unique, dépendant directement de la puissance micro-onde, sur la base du transistor (voir figure 3.7). Tâchons de justifier rigoureusement cette approche.

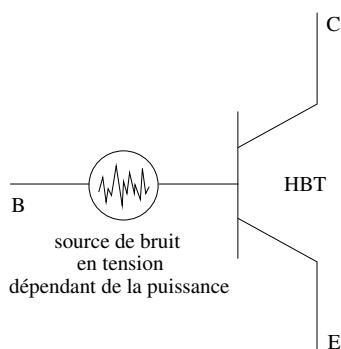


FIG. 3.7 – Modélisation simplifiée du bruit BF du transistor par une source de bruit en tension ramenée en entrée sur la base du transistor.

**Pourquoi une source de bruit unique en tension ?** La principale différence entre un TEC et un transistor bipolaire (TB), du point de vue électrique, réside dans l'impédance d'entrée (base-émetteur ou grille-source). En effet, le TEC présente une forte impédance d'entrée. Le bruit du composant est alors principalement dominé par les fluctuations de tension équivalentes sur la grille. Il est alors inutile de représenter le bruit BF à l'aide de deux sources (une en courant et une en tension). Dans le cas du TB, les deux types de bruit ont une influence sur le bruit BF global en sortie mais aussi sur le bruit de phase. Dans un modèle classique de transistor bipolaire, la jonction base-émetteur modulée par la tension  $V_{BE}$  constitue une des principales sources de fluctuations de phase dans le composant.

Deux sources de bruit extrinsèques sont généralement considérées : la source de bruit en tension base-émetteur  $V_{BE}$  et la source de bruit en courant base-émetteur  $I_{BE}$ . Cette dernière est directement liée au courant traversant la jonction base-émetteur. Elle est représentée par une composante en  $1/f$ , proportionnelle au courant, et par un palier de bruit Schottky. Dans les modèles classiques de type Spice, cette



composante est l'unique source de bruit en  $1/f$  prise en compte. L'effet de cette source de bruit est prédominant. Cependant, il a été déjà démontré que cette source de bruit en courant peut être court-circuitée en utilisant une capacité de forte valeur (sur la base du transistor) [110] ou un réseau de polarisation basse impédance [59]. Le bruit ramené en tension sur la tension de commande  $V_{BE_{int}}$  ("int" pour intrinsèque) peut alors être abaissé de plus de 10dB et donc le bruit de phase dans les mêmes proportions. Dans notre cas, le réseau de polarisation adapté est décrit figure 3.8.

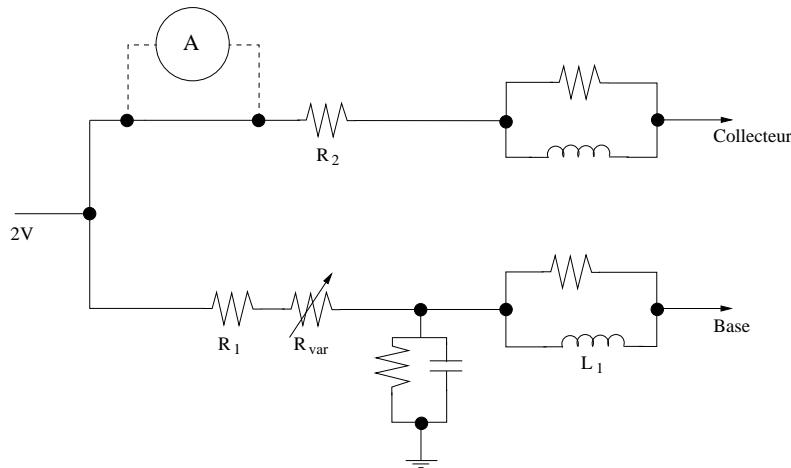


FIG. 3.8 – Réseau de polarisation proposé pour les amplificateurs à transistors bipolaires SiGe.

Dans ce montage, le point de polarisation est de 2V, 10mA. La résistance  $R_p$ , constituée par la mise en série de  $R_1$  et du potentiomètre  $R_{var}$ , fixe le courant continu. Un réseau capacitif filtre le bruit en courant sur la base du transistor. Un interrupteur rend possible le branchement d'un ampèremètre pour visualiser le courant de polarisation lors des réglages. Les inductances  $L_1$  et  $L_2$  permettent de supprimer les composantes HF.  $R_2$  est une résistance de faible valeur.

Avec cette technique permettant de réduire fortement le bruit en courant du transistor, seule reste une source de bruit en tension extrinsèque sur la base du transistor. Cette source prend en compte les fluctuations de tension prenant place sur la base et l'émetteur du transistor mais aussi d'autres fluctuations intrinsèques du dispositif. C'est une source de bruit "équivalente".

**Modélisation de la source de bruit unique en tension** Le bruit basse fréquence équivalent en tension en entrée d'un transistor bipolaire augmente avec la puissance hyperfréquence. Ce phénomène a déjà été observé sur des TEC. Plus le composant fonctionne en régime non-linéaire, plus le bruit BF équivalent en entrée est élevé. On choisit alors de mesurer le bruit BF en tension ramené en entrée du transistor lorsque ce dernier est chargé sur  $50 \Omega$ . Cette mesure est effectuée lorsque le composant est au repos mais aussi et surtout lorsque ce dernier est soumis à un fort signal. Certes, cette approche n'est pas totalement rigoureuse car il est difficile de faire travailler dans ce cas le dispositif dans des conditions parfaitement similaires à celles du régime qu'il connaît dans la boucle d'oscillation. Cependant, cette approche a déjà prouvé son efficacité dans de nombreuses publications [59, 121].

Le banc mis en place pour effectuer cette mesure est décrit dans [11]. La figure 3.9 représente la densité spectrale du bruit BF en tension  $S_V$  ramené à l'entrée du transistor SiGe LPNT32 lorsque ce dernier est en présence d'un signal hyperfréquence à 3,5 GHz pour différents niveaux de puissance. Dans ce cas, on constate que le bruit BF en tension augmente "linéairement" avec la puissance.

La figure 3.10 montre le même type de mesure mais sur le transistor BFP620. Dans ce cas, on constate que le bruit BF en tension augmente de manière soudaine lorsque le transistor entre en régime

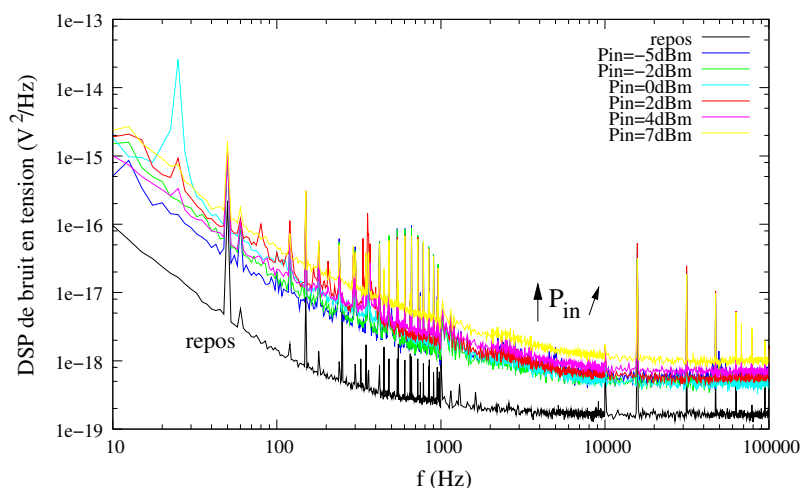


FIG. 3.9 – Densité spectrale du bruit basse fréquence en tension ramené à l'entrée du transistor LPNT32 (2V, 10mA) en présence d'un signal micro-onde à 3,5 GHz. Les niveaux de puissance d'entrée  $P_{in}$  sont respectivement : repos, -5dBm, -2 dBm, 0 dBm, 2 dBm, 4 dBm et 7 dBm.

de compression. Ce "saut" n'est pas clairement expliqué mais il doit en tout cas absolument être pris en compte pour la modélisation en bruit du composant. De plus, la résonance en fin de courbe est liée à la réponse en fréquence du té de polarisation.

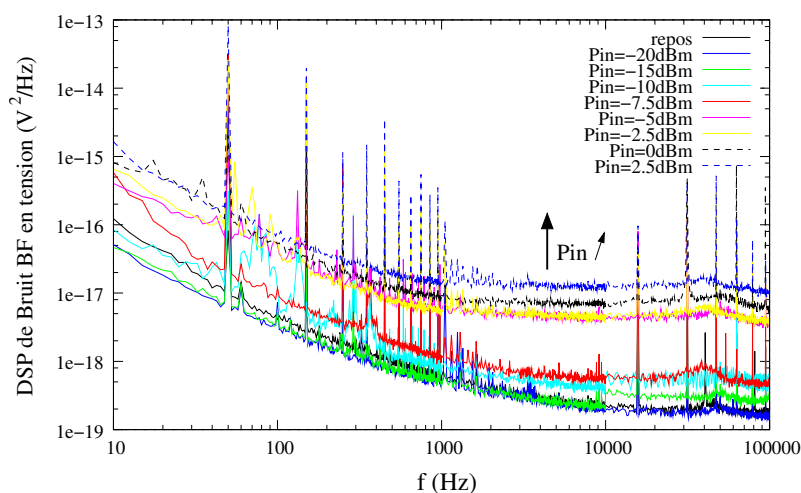


FIG. 3.10 – Densité spectrale du bruit basse fréquence en tension ramené à l'entrée du transistor BFP620 (2V, 10mA) en présence d'un signal micro-onde à 3,5 GHz de puissance allant de -20 et 2.5 dBm.

Finalement, les courbes mesurées sont approximées et implémentées dans le modèle. Le bruit en tension  $S_V$  est alors décrit par deux fonctions empiriques données dans [121]. La figure 3.11 est un exemple des courbes obtenues par approximation.

Possédant un modèle non-linéaire et en bruit correct des transistors, il est possible de simuler et optimiser le bruit de phase de l'amplificateur et par conséquent celui de l'oscillateur.

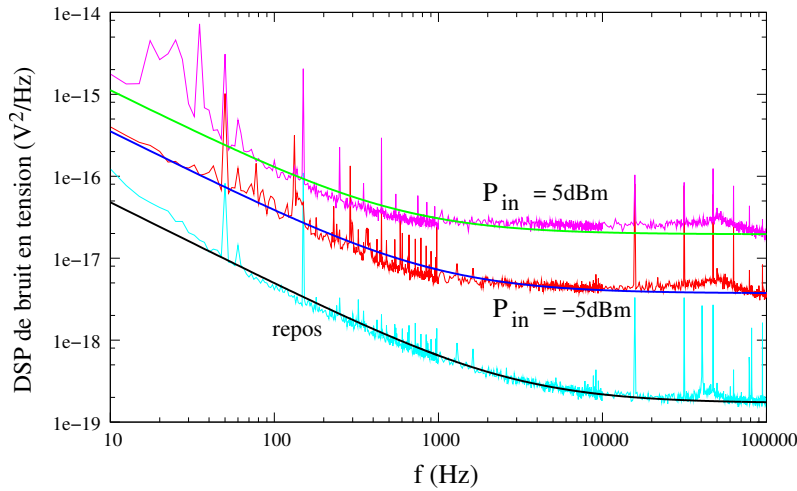


FIG. 3.11 – Densité spectrale du bruit basse fréquence en tension ramené à l'entrée du transistor BFP620 (2V, 10mA) mesurée et approximée par le modèle pour diverses puissances  $P_{in}$  (repos, -5 dBm et 5 dBm).

### 3.3.3 Modélisation du bruit de phase des amplificateurs

A l'aide du modèle de transistors précédemment décrit, des simulations de bruit de phase sont effectuées avec le logiciel ADS.

#### Techniques de simulation

Pour la simulation de circuits HF, on distingue principalement les simulations dans le domaine temporel et les simulations dans le domaine fréquentiel (équilibrage harmonique, *harmonic balance*). La technique temporelle, même si elle permet d'avoir accès à des informations intéressantes concernant le comportement du circuit en régime transitoire, présente l'inconvénient majeur d'être trop gourmande en temps, en particulier pour simuler des circuits fortement surtendus. La simulation du bruit de phase des amplificateurs et oscillateurs est donc essentiellement basée sur la technique de l'équilibrage harmonique. Cette dernière permet dans un premier temps de déterminer le point de fonctionnement non-linéaire puis différentes méthodes rendent possible le calcul de la dérivée de l'état fort signal autour du point de fonctionnement. Ces méthodes sont la simulation d'enveloppe (voir annexe C), le formalisme des matrices de conversion (voir annexe C) et la perturbation quasi-statique.

Une technique simple mais efficace pour simuler la conversion du bruit BF en bruit de phase est la méthode de la perturbation quasi-statique (dite aussi méthode de pushing). Cette dernière permet de déterminer un coefficient nommé  $k_\phi$  dans [11] tel que :

$$S_\phi = k_\phi S_V \quad (3.6)$$

où  $S_\phi$  est la densité spectrale des fluctuations de phase du dispositif et  $S_V$  la densité spectrale équivalente du bruit BF en tension à l'entrée du transistor (en  $V/\sqrt{Hz}$ ).

Cette méthode consiste à introduire une légère perturbation quasi-statique (en tension ou en courant) à l'entrée du transistor et à évaluer la variation de phase résultante du signal micro-onde traversant le dispositif. Pour les transistors bipolaires, cette perturbation est généralement appliquée sur la tension base-émetteur.

La mesure expérimentale de  $k_\phi$  peut être aisément déterminée à partir d'un banc de mesure de bruit de

phase en boucle ouverte classique (voir figure 1.12). Une variation de tension  $\Delta V_{BE}$  est appliquée sur la base du transistor. La fluctuation de phase résultante traversant le quadripôle peut être déduite de la variation de tension  $\Delta V_m$  lue en sortie du mélangeur. On a alors :

$$k_\phi = \frac{k_\phi \Delta V_m}{\Delta V_{BE}} \quad (3.7)$$

où  $k_\phi$  est la sensibilité du mélangeur.

La détermination de  $k_\phi$  sur ADS obéit au même principe. Ce coefficient est calculé pour différentes puissances en entrée du transistor (voir [121]).

Quant au bruit additif, il est simulé à l'aide d'outils de simulation disponibles sur ADS. Ces derniers sont décrits dans l'annexe C. En particulier, le module pnmx d'ADS prévoit généralement avec précision le plancher de bruit du transistor.

### Comparaison simulations-mesures

A l'aide du banc de mesure décrit figure 1.16, le bruit de phase résiduel de différents transistors est mesuré. Les figures 3.12 et 3.13 montrent respectivement les performances en bruit de phase simulées et mesurées du transistor SiGe LPNT32.

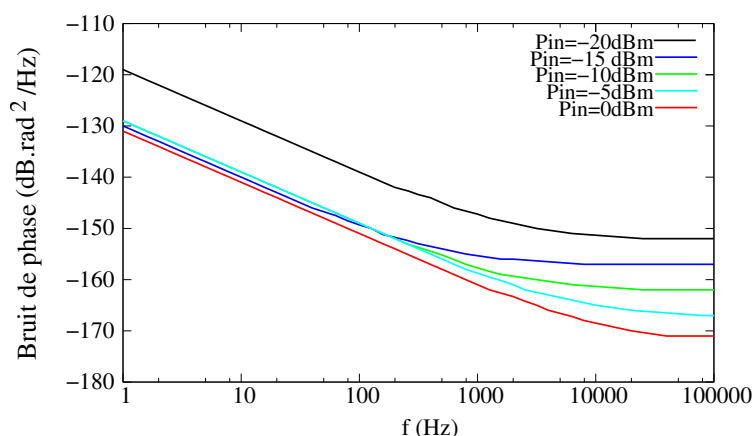


FIG. 3.12 – Bruit de phase résiduel simulé du LPNT32 (2V, 10mA) chargé sur  $50 \Omega$  à 3,5 GHz en fonction de la puissance d'entrée  $P_{in}$ .  $P_{in}$  varie de -20 dBm à 0 dBm.

On observe un très bon accord entre les résultats simulés et les résultats mesurés. Le palier de bruit est clairement de nature additive tandis que le bruit en  $1/f$  reste constant en fonction de  $P_{in}$  et augmente de manière importante pour de très faibles puissances ( $P_{in} = -20$  dBm). Ce "saut", aussi observé sur le bruit BF du composant (voir figure 3.9), est difficile à expliquer mais représente une sorte de signature de ce transistor.

La figure 3.14 montre les performances en bruit de phase simulées et mesurées du transistor SiGe BFP620 pour  $P_{in} = -8$  dBm. De nouveau, les résultats simulés et mesurés sont très proches. Ceci renforce la validité de notre démarche pour la modélisation en bruit de transistors SiGe.

Cette section a montré les difficultés relatives à la modélisation non-linéaire et en bruit de transistors bipolaires SiGe. Le modèle établi est un modèle équivalent mais permet de prévoir avec précision les performances en bruit de phase du transistor. Ces dernières sont d'ailleurs excellentes comparativement

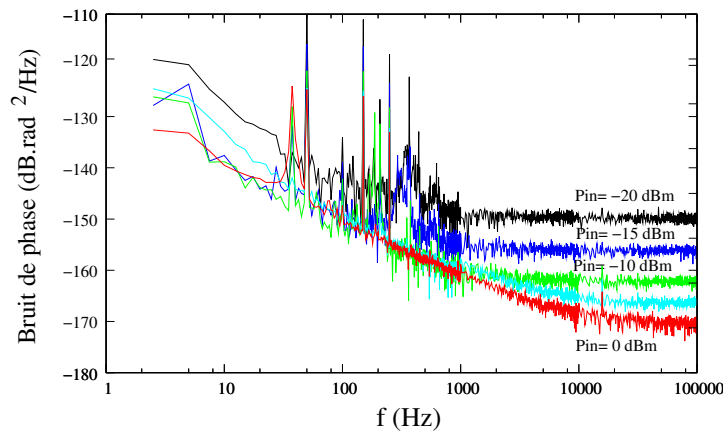


FIG. 3.13 – Bruit de phase résiduel mesuré du LPNT32 (2V, 10mA) chargé sur  $50 \Omega$  à 3,5 GHz en fonction de la puissance d'entrée  $P_{in}$ .  $P_{in}$  varie de - 20 dBm à 0 dBm.

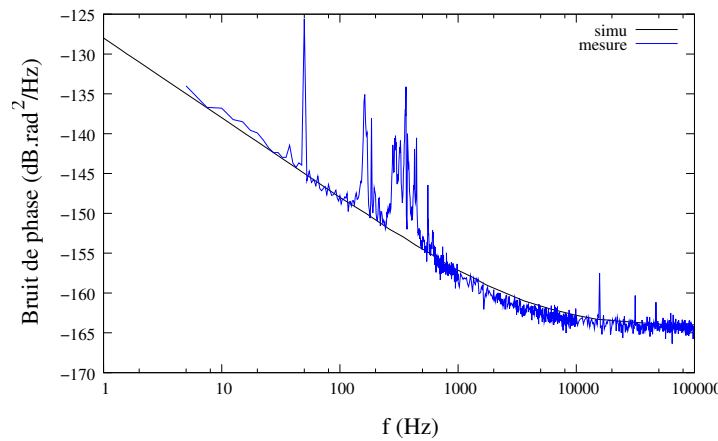


FIG. 3.14 – Bruit de phase résiduel mesuré et simulé du BFP620 chargé sur  $50 \Omega$  à 3,5 GHz pour  $P_{in} = -8dBm$ .

à celles présentées dans [111]. Pour une puissance  $P_{in}$  de 0 dBm, le bruit de l'amplificateur basé sur le SiGe LPNT32 présente un bruit de phase de - 172 dB.rad<sup>2</sup>/Hz à 100 kHz de la porteuse et de - 132 dB.rad<sup>2</sup>/Hz à 1 Hz de la porteuse.

L'inconvénient de ces composants (TBH SiGe) est que leur gain en puissance s'effondre en bande X. Dans cette gamme de fréquence, il est alors nécessaire de concevoir des amplificateurs multi-étages. De cette manière, le gain obtenu est suffisant pour autoriser, dans une configuration oscillateur, un découplage suffisant du résonateur et donc l'obtention d'un fort coefficient de qualité  $Q_L$ .

### 3.4 Amplificateurs double étage Si-SiGe pour applications bande X.

#### 3.4.1 Essais préliminaires

Comme décrit par la formule de Leeson, il existe, au cours de la conception d'un oscillateur, un compromis permanent entre le bruit de phase de l'amplificateur et son gain. En effet, ce dernier doit être suffisant pour compenser les pertes de la boucle. Parallèlement, adapter et optimiser un amplificateur en gain dégrade ses performances en bruit de phase [110]. En bande X, le gain des transistors SiGe étudiés

précédemment chute de manière trop importante. Pour développer un oscillateur à haute pureté spectrale et de configuration basique (résonateur + amplificateur) dans cette gamme de fréquence, une solution élégante est alors de cascader plusieurs amplificateurs. Le gain total de l'amplificateur est alors en dB la somme de chacun.

Nous avons envisagé la réalisation d'un amplificateur bande X double-étage. Dans le cas où les deux étages sont parfaitement identiques, comme dit dans la section 3.2.2, le palier de bruit doit être fixé par le premier étage tandis que le bruit flicker doit augmenter de 3 dB. Afin de vérifier cela, nous avons dans un premier temps réalisé un essai en disposant deux transistors quasi-identiques (LPNT32) séparés par un isolateur. Les deux transistors sont chargés sur  $50 \Omega$  et polarisés identiquement. La figure 3.15 montre le bruit de phase résiduel d'un amplificateur de ce type pour une puissance d'entrée  $P_{in}$  de 0 dBm. Sur la même figure est montrée le bruit de phase d'un amplificateur constitué d'un seul transistor dans les mêmes conditions de puissance.

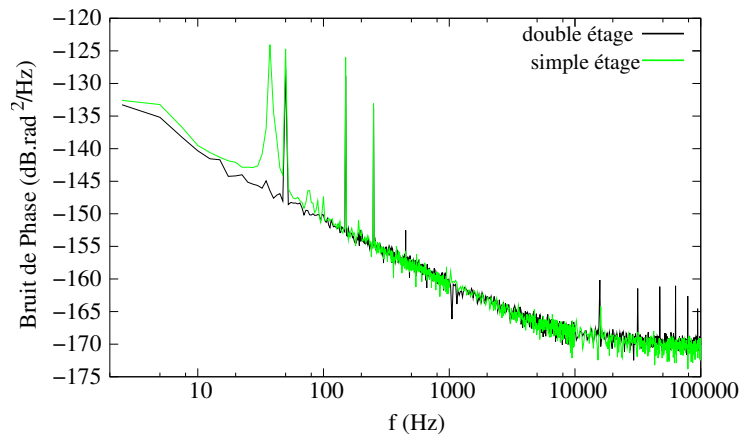


FIG. 3.15 – Comparaison entre le bruit de phase résiduel d'un amplificateur simple étage et d'un amplificateur double étage pour  $P_{in}=0\text{dBm}$  à 3,5 GHz.

Nous observons que le bruit de phase résiduel de l'amplificateur double étage est quasi-identique à celui du simple étage. Plus précisément, la différence de 3dB sur le bruit en  $1/f$  n'est pas observée. On peut alors penser que les deux transistors utilisés ne sont pas strictement identiques. Dans ce cas particulier, il semblerait alors que le bruit additif et le bruit flicker sont imposés par le premier étage.

La figure 3.16 présente le bruit de phase résiduel d'un amplificateur double étage (cascade de deux SiGe LPNT32) pour différents niveaux de puissance d'entrée  $P_{in}$ . Comparativement à la figure 3.13, on s'aperçoit de nouveau que les performances en bruit de phase de l'amplificateur double étage sont très proches de celles du simple étage. Cette figure met aussi parfaitement en évidence le fait que le flicker est indépendant de la puissance d'entrée au contraire du bruit additif.

Forts de cette expérience, nous avons donc décidé de concevoir un amplificateur double étage "intégré" faible bruit de phase pour des applications en bande X.

### 3.4.2 Conception d'un amplificateur double étage Si-SiGe

Un amplificateur double étage cascasant en série un transistor Si IRM894 et un transistor SiGe BFP620 a été développé. La sortie du premier étage est directement reliée à l'entrée du premier. De cette configuration naît des problèmes de stabilité de l'amplificateur dûs à des défauts d'adaptation d'impédance entre les deux étages. A l'aide du simulateur ADS, le comportement en stabilité de l'amplificateur doit donc être évalué parallèlement aux performances en gain et en bruit de phase. Différentes solutions ont été envisagées pour surmonter ce problème d'oscillations parasites. Dans un premier temps, le réseau

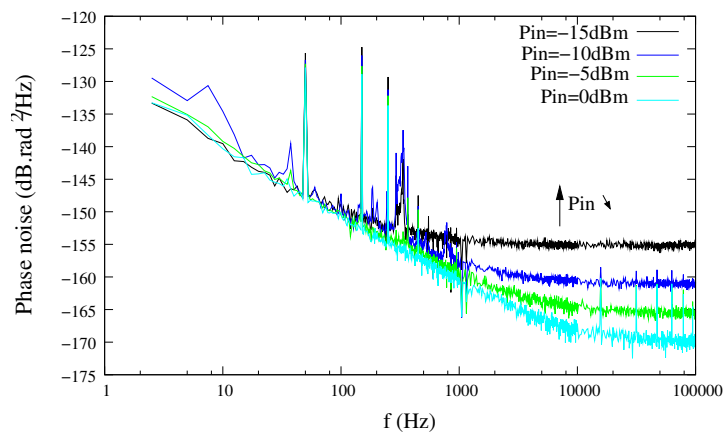


FIG. 3.16 – Bruit de phase résiduel d'un amplificateur double étage SiGe LPNT32 + LPNT32 (2V, 20 mA) pour différents niveaux de puissance d'entrée  $P_{in}$  (-15, -10, -5 et 0 dBm) à 3,5 GHz.

de polarisation doit être optimisé de manière à filtrer toutes les fréquences où des oscillations parasites sont susceptibles d'apparaître. Des filtres sont donc implémentés sur la base et le collecteur des transistors pour stabiliser la polarisation. Ensuite, le facteur de stabilité de l'amplificateur est étudié et les oscillations parasites possibles dans la gamme RF (entre 10 MHz et 10 GHz) sont éliminées à l'aide d'éléments capacitifs et "wire bondings" (particulièrement, entre les deux transistors). Après mise en place de ces précautions, un premier amplificateur bande X a été conçu avec succès. La figure 3.17 est une photographie de ce dernier.

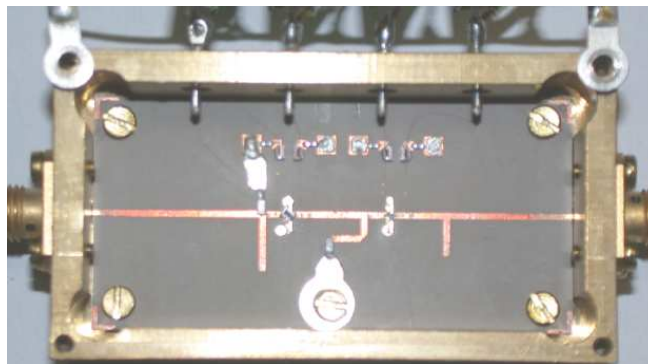


FIG. 3.17 – Photographie de l'amplificateur double étage Si-SiGe.

La figure 3.18 montre les résultats préliminaires des performances en bruit de phase de l'amplificateur bande X réalisé. Cette mesure est effectuée à 10 GHz. La puissance d'entrée  $P_{in}$  est de 0 dBm. Le gain de l'amplificateur est de 8,2 dB. Le spectre obtenu indique l'obtention de coefficients  $b_0 = -168$  dB.rad<sup>2</sup>/Hz et  $b_{-1amp} = -125$  dB.rad<sup>2</sup>/Hz. Une légère différence est cependant relevée entre les résultats simulés et expérimentaux. Dans le cas pratique, la pente du spectre est plus importante que du  $f^{-1}$ . Nous ne savons pas réellement si ce défaut provient de la mesure (vibrations,..) ou d'oscillations parasites intrinsèques persistantes de l'amplificateur.

La figure 3.19 montre les performances en bruit de phase de ce même amplificateur après quelques modifications pour éviter l'apparition d'oscillations parasites. Le spectre obtenu indique l'obtention de coefficients  $b_0 = -164$  dB.rad<sup>2</sup>/Hz et  $b_{-1amp}$  est estimé à  $-122$  dB.rad<sup>2</sup>/Hz.

Ce dispositif doit encore être sujet à de nouveaux tests et diverses améliorations. Néanmoins, ces

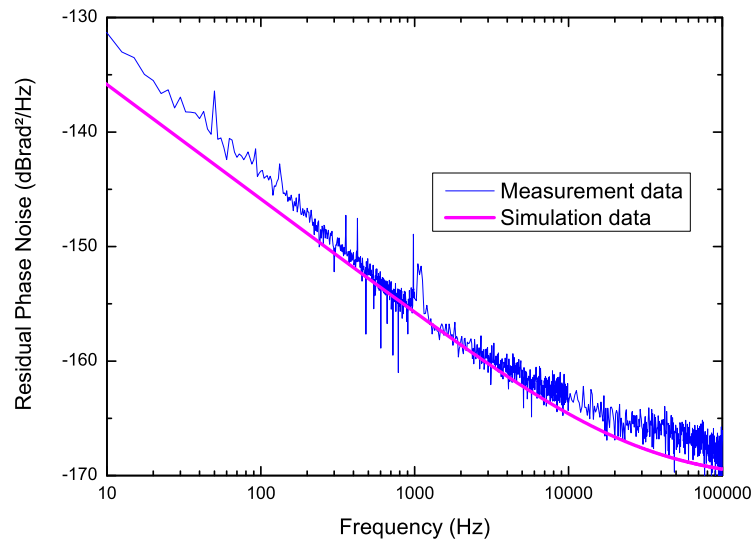


FIG. 3.18 – Bruit de phase de l'amplificateur double étage Si-SiGe à 10 GHz pour  $P_{in} = 0\text{dBm}$  : simulation et expérience.

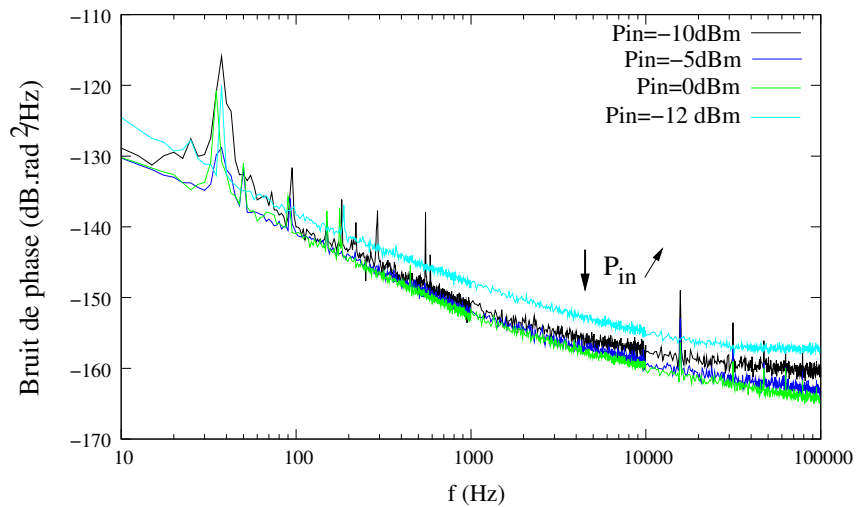


FIG. 3.19 – Bruit de phase de l'amplificateur double étage Si-SiGe à 10 GHz pour différents niveaux de puissance  $P_{in}$  (-12, -10, -5 et 0 dBm) après modifications.

résultats préliminaires sont fort encourageants et remarquables. Les performances en bruit de phase obtenues sont très proches de celles présentées dans [111].

Devant réaliser deux amplificateurs de ce type, ils persistent à ce jour des problèmes importants sur l'un d'entre eux (oscillations parasites). Ce dernier est toujours en cours d'étude actuellement au LAAS pour atteindre les performances requises.



### 3.5 Etude d'amplificateurs commerciaux haute-performance

Parallèlement aux études menées visant à concevoir un amplificateur faible bruit de phase, nous avons acheté, testé et caractérisé des amplificateurs AML812PNB1901. Les caractéristiques essentielles de ces derniers sont :

- Bande passante  $BP= 8-12$  GHz
- Gain  $G= 22,5$  dB
- Facteur de bruit  $F= 6,8$  dB
- Puissance de sortie à 1dB de compression  $P_{out}= +17$  dBm
- Polarisation : 15V - 430 mA

Ces amplificateurs consistent en la mise en parallèle de quatre étages d'amplification essentiellement basés sur l'utilisation de transistors bipolaires SiGe.

Afin de caractériser leurs performances en bruit de phase, le banc décrit figure 3.20 est mis en place.

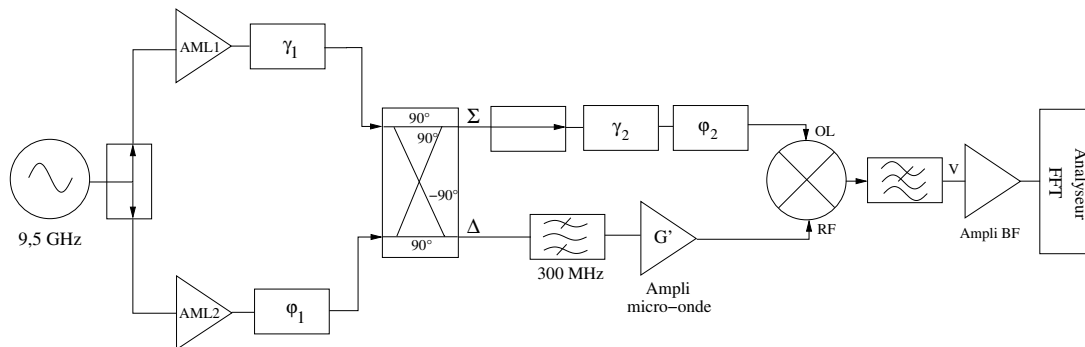


FIG. 3.20 – Banc de mesure de bruit de phase des amplificateurs AML812PNB1901.

En réglant convenablement  $\gamma_1$  et  $\phi_1$ , un niveau de suppression de porteuse de 70 dB est obtenu sur la voie  $\Delta$  en sortie de l'hybride. Les raies latérales de bruit des amplificateurs testés sont alors amplifiées par un amplificateur de gain  $G'$  et converties par un mélangeur. L'utilisation d'un filtre passe-bande de 300 MHz (75 dB) en sortie de l'hybride est nécessaire pour réduire la bande d'intégration de bruit. La puissance sur la voie OL du mélangeur est de 9 dBm. L'ensemble des éléments est fixé de manière rigoureuse sur une table optique pour éviter tout phénomène de vibration durant la mesure. La figure 3.21 montre les performances en bruit de phase des amplificateurs AML à 9,5 GHz.

On peut constater que ces amplificateurs présentent d'excellentes performances de bruit de phase. En effet, pour une puissance d'entrée  $P_{in}$  de -10 dBm, on mesure  $b_0=-155$  dB.rad<sup>2</sup>/Hz et  $b_{-1}=-128$  dB.rad<sup>2</sup>/Hz. Le palier de bruit de ces composants peut encore être abaissé d'environ 5 dB puisque leur régime de compression débute à  $P_{in}=-5$ dBm. Enfin, précisons que AML [111] propose des amplificateurs dont les caractéristiques en bruit de phase sont encore meilleures. Ces amplificateurs peuvent donc être utilisés pour développer des oscillateurs à haute pureté spectrale (voir chapitre 5.3.3).

Disposant de résonateurs à forts coefficients de surtension et d'amplificateurs de haute performance, nous avons pu entreprendre le développement d'oscillateurs bande C et bande X à haute pureté spectrale.

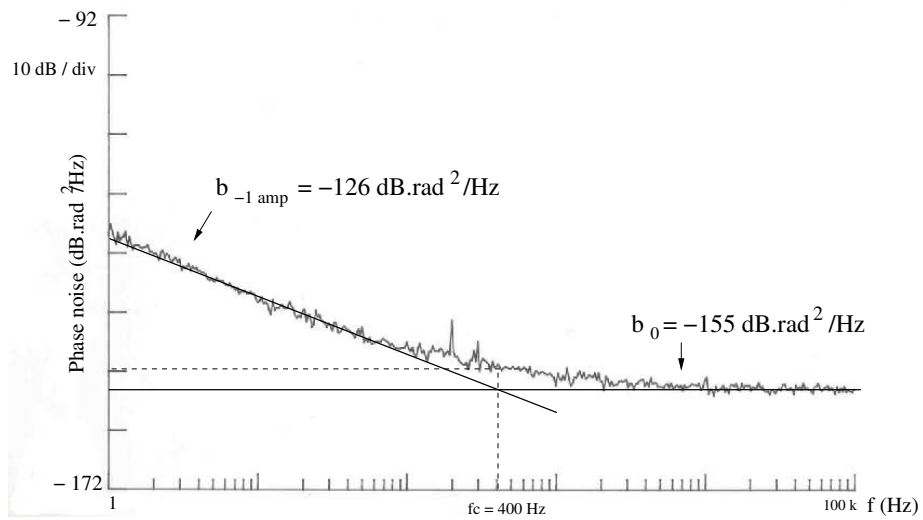


FIG. 3.21 – Bruit de phase des amplificateurs AML812PNB1901 à 9,5 GHz. La puissance  $P_{in}$  en entrée des amplificateurs AML est de -10 dBm.



## **Chapitre 4**

# **Oscillateurs bande C à haute pureté spectrale à température ambiante.**

Ce chapitre présente les performances des oscillateurs réalisés en bande C. Les problèmes de métrologie liés à la caractérisation de ces sources sont mis en avant.

De plus, ce chapitre présente des doubleurs de fréquence 4,8 - 9,6 GHz que nous avons développés, mesurés et qui pourraient potentiellement être utilisés pour transférer dans des conditions acceptables la stabilité des oscillateurs bande C en bande X.

## 4.1 Oscillateurs à contre-réaction parallèle.

### 4.1.1 Configuration des oscillateurs

Les oscillateurs développés en bande C sont basés sur une simple contre-réaction parallèle. Pour chacun d'eux, le résonateur saphir présente un diamètre de 50 mm et une hauteur de 20 mm. Le résonateur est fixé au centre d'une cavité cylindrique en duralumin de  $100 \times 40 \text{ mm}^2$ . Le résonateur est stabilisé en température à 313K. La topologie mise en place est celle décrite dans la section 2.5. Dans chaque résonateur, un mode  $\text{WGH}_{5,0,0}$  à 4,86 GHz (4,861 GHz pour le premier résonateur et 4,844 GHz pour le second) est excité. Le coefficient de qualité en charge  $Q_L$  est de 70.000. De plus, le résonateur est fortement couplé pour réduire les pertes à 5,4 dB environ et permettre l'oscillation malgré le faible gain des amplificateurs d'entretien à transistors SiGe. Cette configuration est quasi-optimale. Il a été montré en effet qu'un couplage avec 6 dB de pertes en transmission est le couplage idéal pour réduire la contribution des bruits additifs [122] et de conversion [59] dans un amplificateur simple étage. Les figures 4.1(a) et 4.1(b) présentent les caractéristiques des modes excités dans chacun des résonateurs.

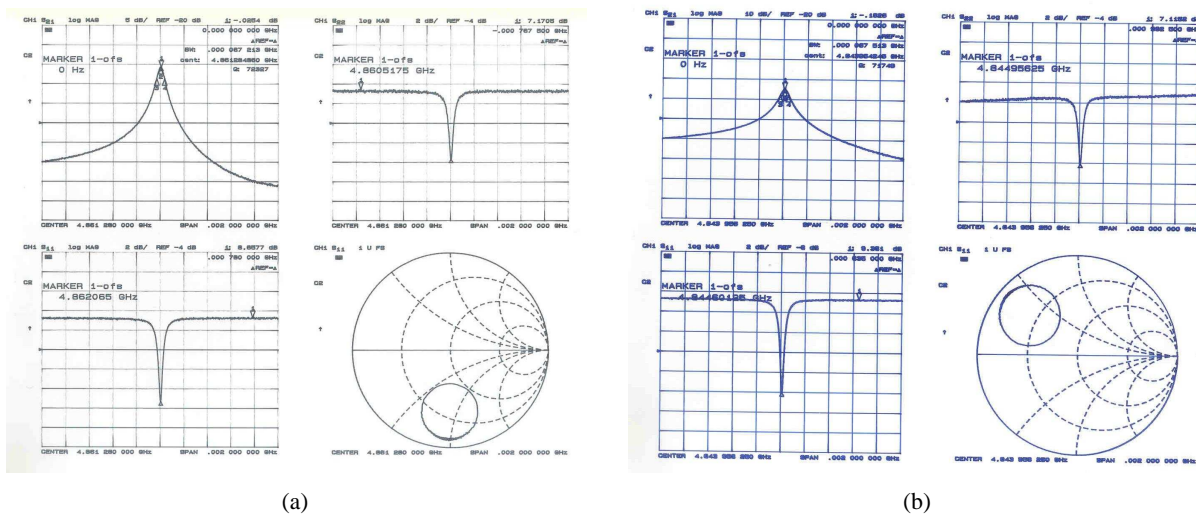


FIG. 4.1 – (a) : Couplages du résonateur 1 à 313K. (b) : Couplages du résonateur 2 à 313K.

Un sélecteur modal composé de 10 lignes est déposé sur une des faces de chaque résonateur dont l'aspect et l'efficacité ont été respectivement présentées figures 2.20 et 2.21(b). Ce filtre embarqué évite le recours à un filtre passe-bande dans la boucle d'oscillation. Les pertes de la boucle sont donc réduites, ce qui autorise un léger découplage du résonateur et donc l'obtention d'un meilleur facteur de qualité. Deux amplificateurs d'entretien différents ont été testés pour assurer l'entretien des oscillations : le SiGe LPNT32 et le SiGe BFP620 (voir chapitre 3). Au cours de ces expériences, la polarisation des transistors est telle que  $V_{CE} = 2V$  et  $I_{CE} = 10 \text{ mA}$ . Leur puissance d'entrée  $P_{in}$  dans la boucle est de 0 dBm. Le gain en puissance du LPNT32 est de 7,2 dB et celui du BFP620 est de 9dB. Ces amplificateurs sont alimentés sur batterie.

Les oscillateurs sont disposés dans une "cantine" métallique assurant le rôle de cage de Faraday. Les oscillateurs consistent simplement en l'association d'un résonateur, d'un amplificateur, de deux isolateurs, un déphaseur et d'un coupleur pour extraire le signal (voir figure 4.2).

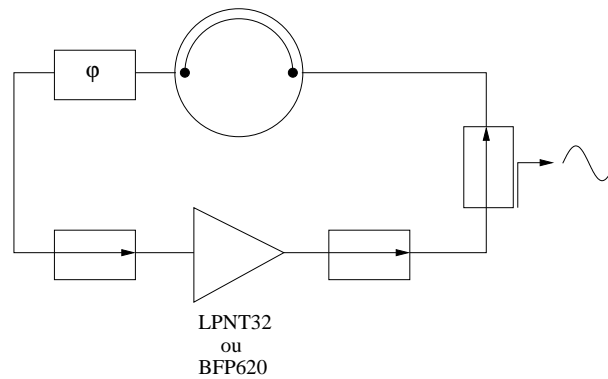


FIG. 4.2 – Structure basique et simple des oscillateurs bande C.

#### 4.1.2 Mesure du bruit de phase des oscillateurs bande C

La mesure de ce type de circuit pose un problème de métrologie car il n'existe pas de référence commerciale à laquelle ces oscillateurs peuvent être comparés. La solution consiste alors à étudier le signal de battement entre deux oscillateurs quasiment identiques. Dans notre cas, la fréquence du signal de battement entre les deux oscillateurs saphir est de 17 MHz. Ce signal de battement est comparé à un synthétiseur HP8662A délivrant un signal à 170 MHz divisé par 10. En effet, comme indiqué dans [123], c'est à cette fréquence (ainsi que vers 500 MHz) que le HP8662A présente les meilleures performances en bruit de phase. La figure 4.3 montre le premier banc de mesure mis en place pour la caractérisation en bruit de phase de ces oscillateurs. La figure 4.4 est une photographie des oscillateurs.

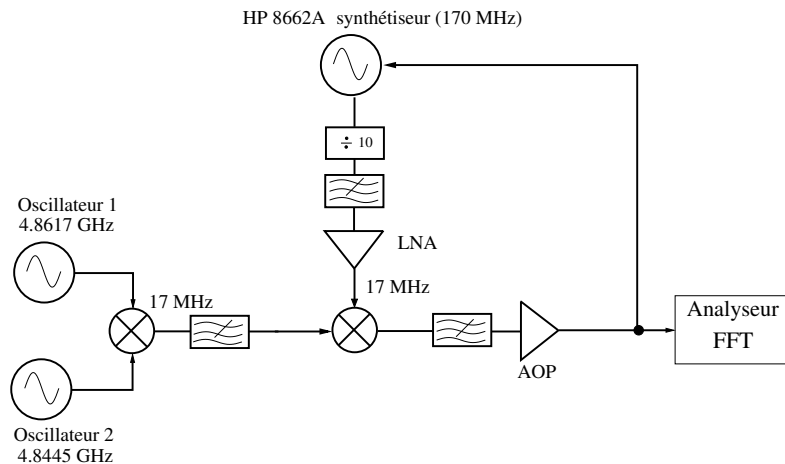


FIG. 4.3 – Premier banc pour mesure du bruit de phase des oscillateurs bande C.

La figure 4.5 reporte les différents résultats obtenus. Sur ce graphe sont reportés le bruit de phase des oscillateurs à 5 GHz (mesurés et simulés) utilisant comme amplificateur d'entretien le transistor SiGe LPNT32 ou le SiGe BFP620.

On observe tout d'abord que les résultats simulés et expérimentaux sont très proches. Ceci valide totalement la qualité des modèles de transistors développés dans le chapitre précédent. En outre, les performances en bruit de phase obtenues avec le transistor LPNT32 ou le BFP620 sont quasi-similaires. Celles obtenues avec le BFP620 sont environ 3 dB plus élevées. Dans le cas optimal, avec le transistor LPNT32, le bruit de phase du signal de battement à 17 MHz est de l'ordre de  $-132 \text{ dB} \cdot \text{rad}^2/\text{Hz}$  à 1 kHz de la porteuse. On peut donc estimer que le bruit de phase d'un seul oscillateur à 4,86 GHz est de  $-135$

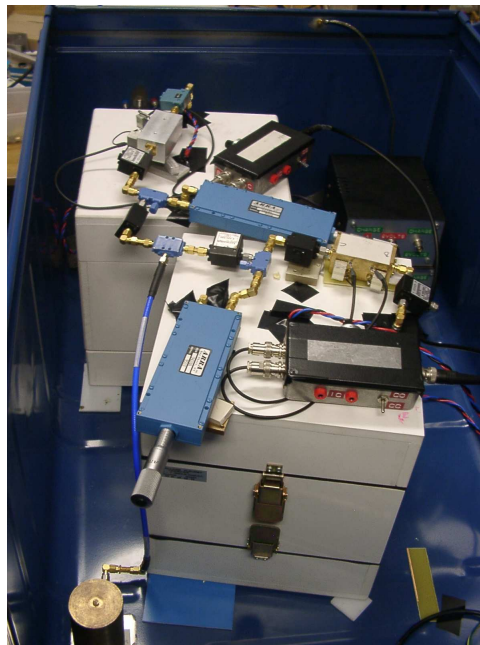


FIG. 4.4 – Photographie des oscillateurs en bande C. Un mélangeur est utilisé pour extraire le battement à 17 MHz.

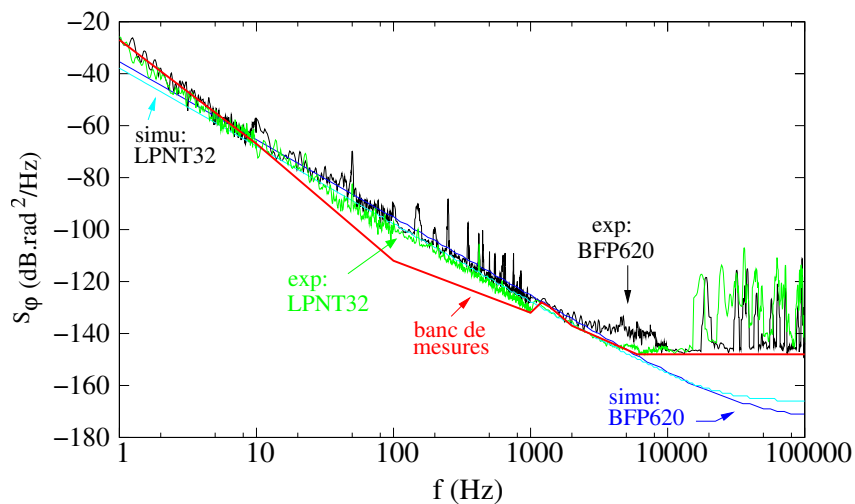


FIG. 4.5 – Bruit de phase des oscillateurs développés en bande C. Chaque courbe correspond au bruit de phase du battement à 17 MHz.

dB.rad<sup>2</sup>/Hz à 1 kHz de la porteuse. Ces remarquables performances égalent celles obtenues dans [58]. Cependant, dans notre cas, la structure des oscillateurs est simplifiée car aucun filtre n'est nécessaire dans la boucle d'oscillation. De plus, la stabilisation en température des résonateurs saphir permet d'assurer une stabilité long terme satisfaisante. La mesure est alors plus simple à réaliser car l'asservissement reste actif de manière durable.

On peut remarquer que la mesure est fortement limitée par le synthétiseur divisé pour des fréquences de Fourier inférieures à 10 Hz et supérieures à 1 kHz. Nous avons donc décidé de mettre en place un banc de mesure un peu plus complexe pour caractériser les performances en bruit de phase des oscillateurs

pour les fréquences proches de la porteuse. Ce banc est décrit sur la figure 4.6. Le signal de battement à 17 MHz entre les deux oscillateurs saphir est mélangé avec un quartz 10 MHz. Le signal résultant est alors à une fréquence de 7 MHz. Le synthétiseur peut dans ce cas être divisé par 64 au lieu de 10, soit une amélioration du bruit de 16 dB.

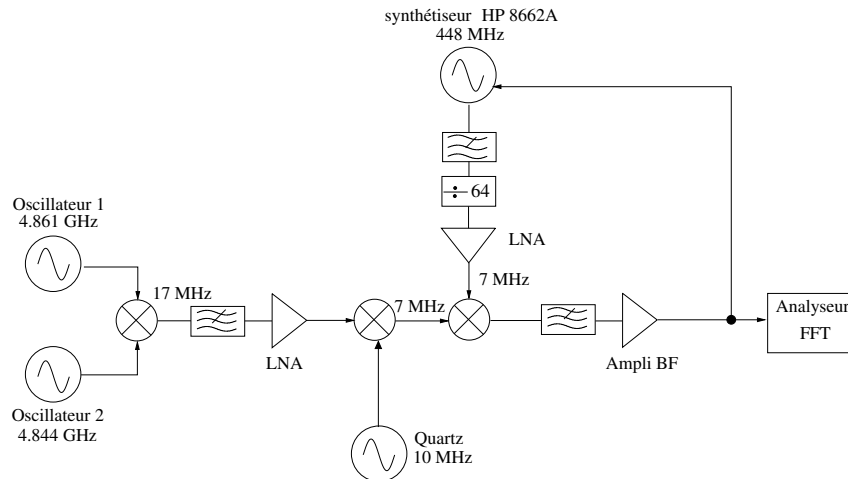


FIG. 4.6 – Banc de mesure amélioré pour mesurer le bruit de phase des oscillateurs près de la porteuse.

La figure 4.7 montre le bruit de phase mesuré du battement entre deux oscillateurs saphir à 4,86 GHz basés sur l'utilisation d'un transistor SiGe LPNT32. On constate que le banc limite toujours la mesure. Le palier des oscillateurs n'est pas observable.

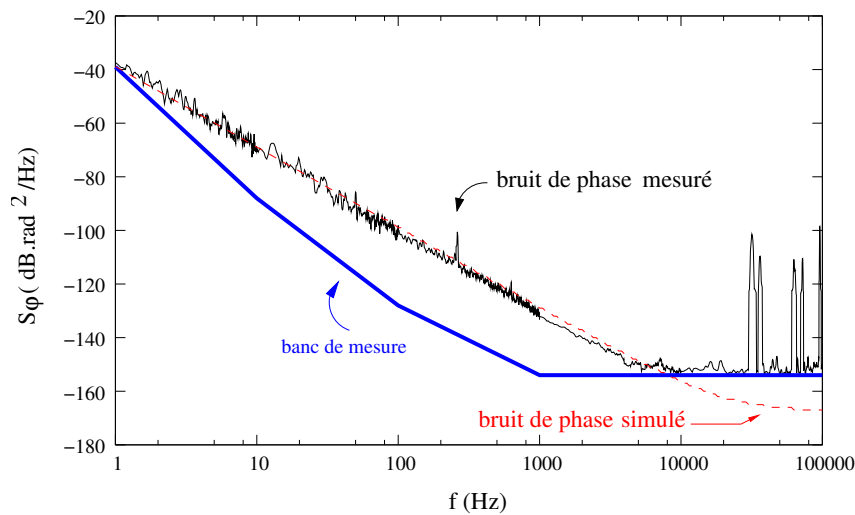


FIG. 4.7 – Bruit de phase du battement entre deux oscillateurs saphir.

On observe que la pente du spectre de bruit de phase de l'oscillateur reste en  $f^{-3}$  jusqu'à 1 Hz, menant à un bruit de phase de  $-39 \text{ dB}\cdot\text{rad}^2/\text{Hz}$  à 1 Hz de la porteuse.



## 4.2 Développement et mesure de doubleurs de fréquence 4,8-9,6 GHz à base de mélangeurs.

### 4.2.1 Principe.

Disposant d'oscillateurs bande C, il est intéressant d'envisager la réalisation de sources en bande X à l'aide de doubleurs de fréquence. Une solution que nous avons envisagée est de réaliser des multiplicateurs de fréquence basés sur l'association d'un coupleur hybride et d'un mélangeur triplement équilibré. Le principe de ces doubleurs de fréquence est décrit sur la figure 4.8.

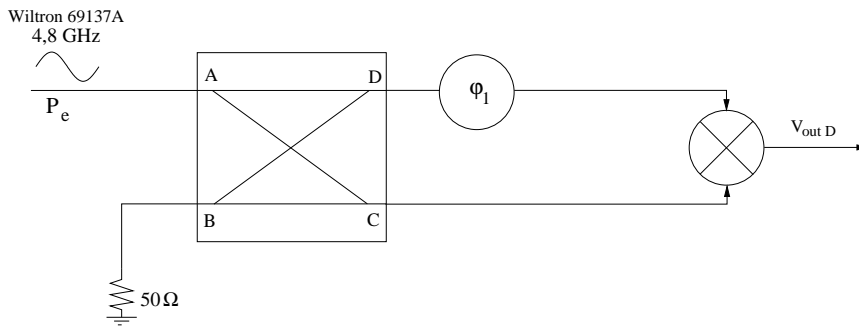


FIG. 4.8 – Principe des doubleurs de fréquence.

Expérimentalement, les liaisons entre l'hybride et le mélangeur sont de longueur différentes. On dispose le déphaseur  $\phi_1$  pour compenser cette différence. Dans un premier temps, la voie IF du mélangeur est utilisée comme entrée pour rejeter le continu.

Le signal  $V_{outD}$  en sortie du mélangeur est proportionnel au produit des tensions  $V_D$  et  $V_C$  présentes sur les voies D et C du coupleur hybride avec :

$$V_D = \frac{\sqrt{2}}{2}(\cos\omega t - 90) = \frac{\sqrt{2}}{2}\sin(\omega t) \quad (4.1)$$

et

$$V_C = \frac{\sqrt{2}}{2}(\cos\omega t - 180) = \frac{\sqrt{2}}{2}\cos(\omega t) \quad (4.2)$$

où  $\omega$  est la pulsation du signal en entrée sur la voie A du coupleur hybride. Ainsi, on a :

$$V_{outD} \propto -\frac{1}{4}\sin(2\omega t) \quad (4.3)$$

On obtient donc bien en sortie du mélangeur un signal de fréquence double à celle du signal d'entrée.

### 4.2.2 Mesure du bruit de phase des doubleurs de fréquence.

#### Mesures classiques.

Dans un premier temps, le banc décrit figure 4.9 est monté pour mesurer le bruit de phase des doubleurs de fréquence.

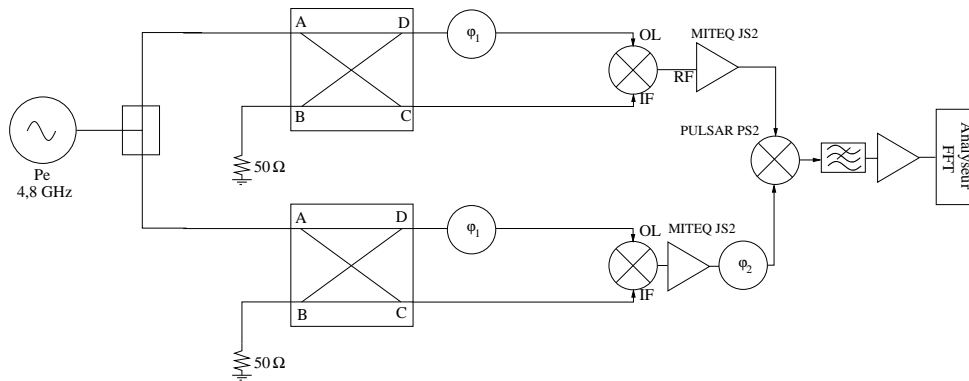


FIG. 4.9 – Premier banc de mesure pour caractérisation des doubleurs de fréquence.

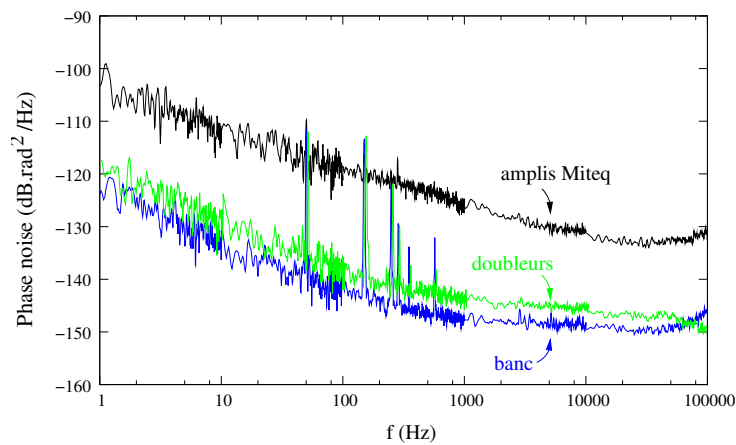


FIG. 4.10 – Bruit de phase mesuré de : amplificateur Miteq, banc de mesure et doubleurs de fréquence.

La figure 4.10 montre le bruit de phase mesuré de différents éléments. Initialement, la performance en bruit de phase des doubleurs de fréquence est fortement limitée par les amplificateurs Miteq utilisés en sortie des mélangeurs. Nous avons donc décidé de les ôter.

Une seconde mesure est effectuée sans les amplificateurs Miteq en prenant  $P_e = 19$  dBm la puissance délivrée par le synthétiseur. La sensibilité du mélangeur du banc de mesure est alors  $k_\phi = 187$  mV/rad. Enfin, nous mesurons le bruit du banc de mesure en prenant garde de conserver des niveaux de puissance similaires sur les entrées du mélangeur que précédemment. On s'aperçoit alors que la mesure du bruit des doubleurs de fréquence est limitée par le banc de mesures.

Pour surmonter ce problème, une première solution que nous avons envisagée est de faire travailler le détecteur de phase du banc de mesure à son minimum de détection AM (voir section 5.4). La figure 4.11 montre la diminution du bruit de phase du mélangeur du banc de mesure lorsque le détecteur travaille à ce point optimal. Un gain de l'ordre de 5 dB est obtenu.

Le bruit du banc reste cependant élevé. Nous avons donc décidé de développer un banc de mesure en pont (suppression de porteuse) pour être certains de caractériser les doubleurs de fréquence.

### Mesures en pont.

La figure 4.12 décrit le banc mis en place.

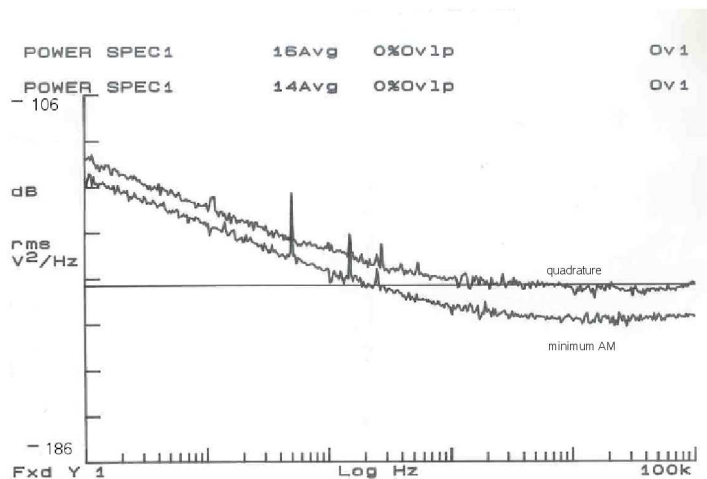


FIG. 4.11 – Bruit de phase du mélangeur du banc en condition de quadrature ou au minimum de détection AM.

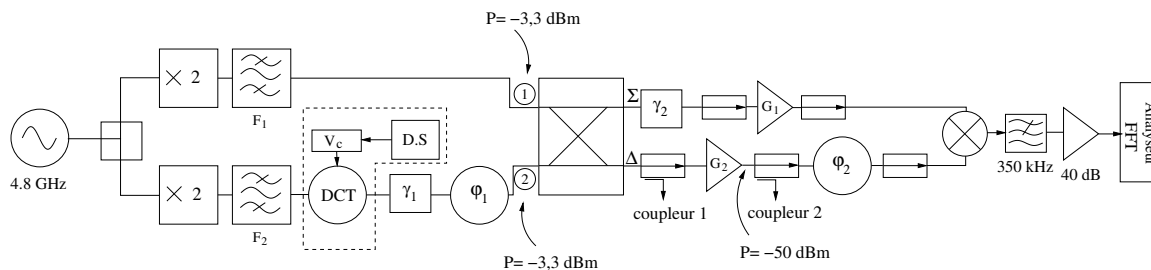


FIG. 4.12 – Banc de mesure en pont pour caractérisation en bruit de phase des doubleurs de fréquence.

Des filtres passe-bande sont disposés en sortie des doubleurs de fréquence pour réduire fortement la puissance des fréquences harmoniques générées par la multiplication de fréquence. Une photo de l'ensemble doubleurs+filtres est montrée figure 4.13.

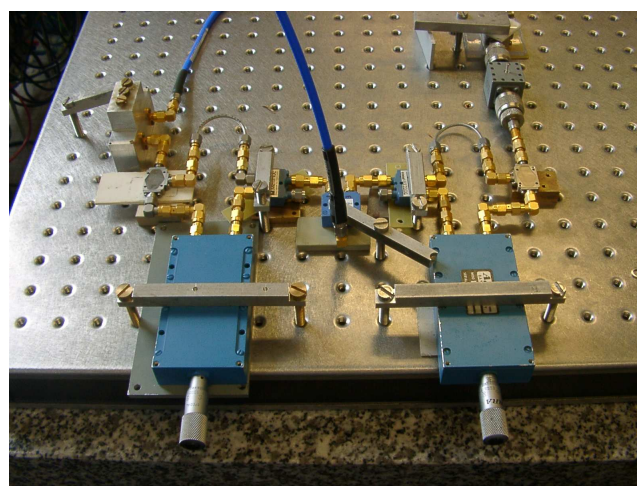


FIG. 4.13 – Photographie des doubleurs de fréquence avec filtres passe-bande.

Le filtre  $F_1$  présente des pertes de 0,7 dB à 9,6 GHz et une bande passante de 300 MHz. Le filtre  $F_2$

présente des pertes de 4 dB à 9,6 GHz et une bande passante de 15 MHz. Les puissances des différentes composantes du signal en sortie des doubleurs de fréquence sont données tableau 4.1.

Fréquences (GHz)	Filtre F <sub>1</sub> - P (dBm)	Filtre F <sub>2</sub> - P (dBm)
4,8	-53	-80
9,6	-2,4	0,9
14,4	-68	-49
19,2	-67	-19

TAB. 4.1 – Puissance des différentes raies générées en sortie des doubleurs de fréquence après filtrage.

**Conditions expérimentales et Mesure de la sensibilité équivalente de l'interféromètre** Pour mesurer la sensibilité de l'interféromètre, on mesure d'abord la sensibilité du DCT (voir figure 4.14). Une sinusoïde de fréquence 10 kHz et d'amplitude 1V rms est envoyée depuis une détection synchrone sur le DCT. On obtient alors en sortie du DCT le signal montré figure 4.14.

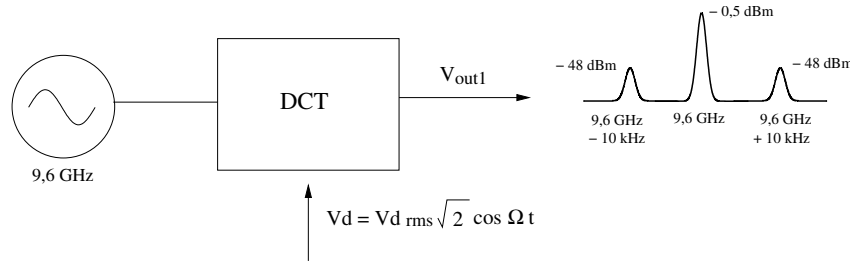


FIG. 4.14 – Mesure de la sensibilité du DCT.

En théorie, l'amplitude  $b$  des raies de modulation est donnée par :

$$b = \frac{c}{2} \varphi_{rms}^2 = -44 \text{ dBm} \quad (4.4)$$

avec  $c$  l'amplitude de la porteuse.

La sensibilité du DCT  $k_{\varphi DCT}$  est mesurée à  $0,315^\circ/\text{V}$ , soit  $5,2 \text{ mrad/V}$  ou  $-45 \text{ dB.rad/V}$ .

L'amplificateur sur la voie  $\Delta$  présente un gain  $G_2$  de 43 dB à 9,6 GHz. Son facteur de bruit est de 2,6 dB. La puissance de la porteuse en sortie de cet amplificateur est de seulement -50 dBm, ce qui représente une suppression de porteuse de l'ordre de 90 dB. L'utilisation d'isolateurs en sortie de l'hybride est indispensable pour éviter des "retours d'onde" dégradant fortement le niveau de la suppression de porteuse. Deux coupleurs sont utilisés pour visualiser en temps réel le niveau de suppression de porteuse avant et après amplification. La puissance sur la voie OL du mélangeur est de l'ordre de 9 dBm.

La seconde étape consiste à mesurer la fonction de transfert du système. Pour cela, on injecte du bruit blanc en entrée du DCT et on connecte la sortie du banc sur l'entrée 2 du FFT. En jouant sur le déphaseur  $\varphi_2$ , on obtient au mieux 10,7 dB.

En théorie, la sensibilité équivalente de l'interféromètre  $k_{\varphi_{interf}}$  est telle que :

$$k_{\varphi_{interf}} = \frac{S_{V_{out}}}{S_{\varphi}} = \left| \frac{V_{out}}{V_{inDCT} \frac{d\varphi}{dV}} \right|^2 \quad (4.5)$$

Nous avons obtenu expérimentalement  $k_{\varphi_{interf}} \simeq 56 \text{ dB.V}^2.\text{rad}^{-2}$  (45+10,7).

Pour effectuer la mesure de bruit de phase, on coupe évidemment la modulation de phase sur le DCT. On règle de nouveau la suppression de porteuse en prenant garde de fixer correctement l'ensemble des éléments du banc sur la table optique pour éviter les vibrations. La figure 4.15 montre une photographie du banc de mesure complet.

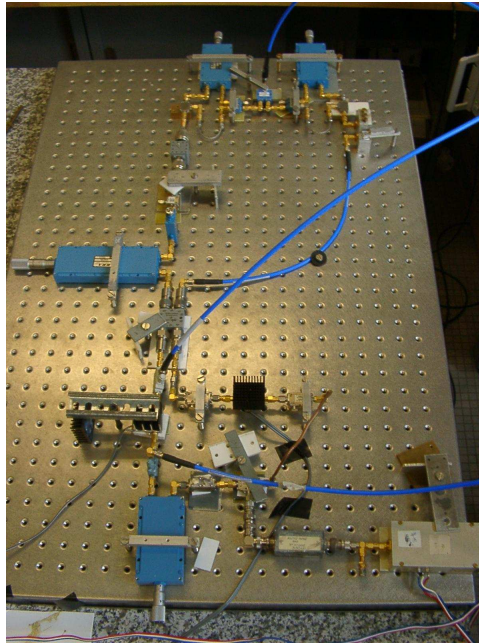


FIG. 4.15 – Photographie du banc (interféromètre) pour mesure du bruit de phase des doubleurs de fréquence.

**Bruit de phase des doubleurs de fréquence.** La figure 4.16 montre le bruit de phase de deux doubleurs de fréquence 4,8 - 9,6 GHz mesuré avec l'interféromètre. Dans ce cas, la voie IF des mélangeurs utilisés au sein des doubleurs de fréquence est utilisée comme voie d'entrée.

Nous avons effectué ensuite le même type de mesure en montant les mélangeurs des doubleurs de fréquence "classiquement", c'est-à-dire en utilisant la voie IF comme sortie. Dans ce cas, la sensibilité équivalente de l'interféromètre est de nouveau mesurée et est de  $52 \text{ dB.V}^2.\text{rad}^{-2}$ . La figure 4.17 montre le bruit de phase de deux doubleurs de fréquence mesuré dans ce cas.

Le tableau 4.2 résume les performances typiques des doubleurs de fréquence réalisés.

Configuration	$S_{\varphi}$ (1Hz) [dB.rad <sup>2</sup> /Hz]	$S_{\varphi}$ (100 kHz) [dB.rad <sup>2</sup> /Hz]
IF en entrée	-126	-155
IF en sortie	-128	-156,5

TAB. 4.2 – Bruit de phase d'un doubleur de fréquence (3dB de moins qu'une paire) en fonction de la configuration du mélangeur (voie IF en entrée ou voie IF en sortie).

Le bruit de phase des doubleurs de fréquence réalisés semble donc limité par les performances des mélangeurs (diodes Schottky) les constituant. Les deux configurations testées (voie IF en entrée ou en sortie) donnent des résultats équivalents. Les performances atteintes par les doubleurs sont intéressantes mais insuffisantes pour notre application. En effet, si ces derniers sont utilisés pour générer un signal en

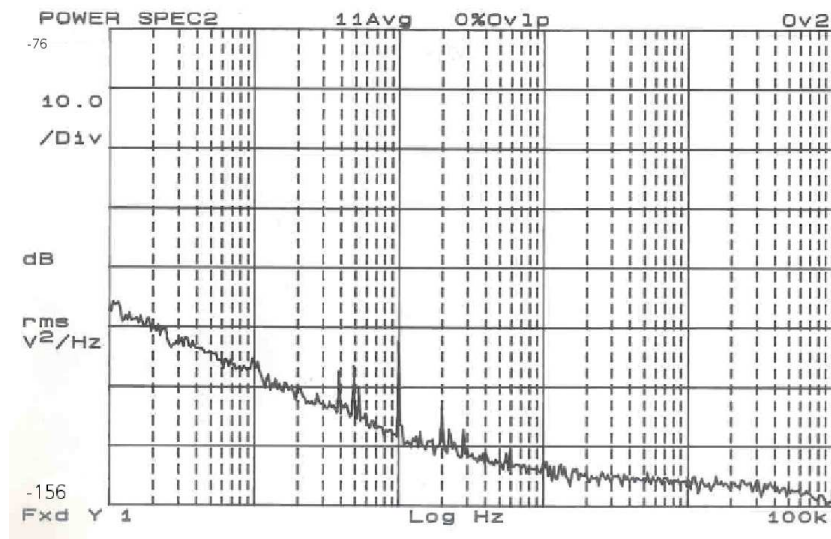


FIG. 4.16 – Bruit de phase de deux doubleurs de fréquence - Dans ce cas, la voie IF des mélangeurs utilisés pour réaliser les doubleurs est utilisée en entrée.

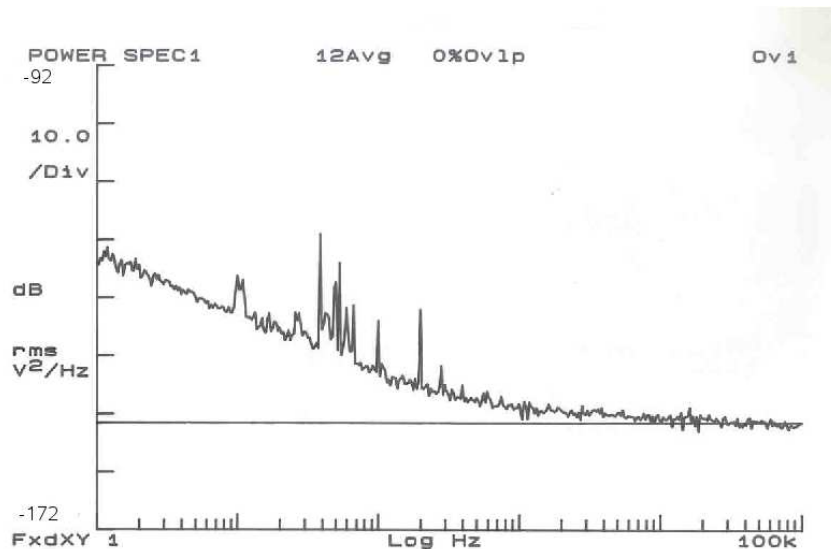


FIG. 4.17 – Bruit de phase de deux doubleurs de fréquence - Dans ce cas, la voie IF des mélangeurs utilisés pour réaliser les doubleurs est utilisée comme voie de sortie.

bande X à partir des oscillateurs bande C présentés dans 4.1, le bruit de phase de l'oscillateur à 9,6 GHz (et plus particulièrement le plancher) sera limité par le bruit des doubleurs.

Une autre solution serait de réaliser des doubleurs de fréquence basés sur l'utilisation de diodes ou d'un transistor très faible bruit. Cette méthode nécessiterait de disposer de modèles non-linéaires et en bruit très précis de ces composants pour l'étape de conception. Ce type d'étude pourrait par exemple être menée avec des transistors Si ou SiGe présentés dans le chapitre 3. Des doubleurs de ce type ont été développés par Llopis mais leurs performances en bruit de phase n'ont pas été mesurées [123]. Enfin, notons que les performances en bruit de phase de ce type de circuits sont rarement données par les

constructeurs. Hittite [124] présente sur leur site internet le bruit de phase de diviseurs de fréquence dans cette gamme. Les meilleures performances, détenues par le HMC369LP3 (TBH AsGa MMIC), sont de -142 dBc/Hz à 100 kHz de la porteuse et de -122 dBc/Hz à 100 Hz de la porteuse. Le HMC368LP4 (PHEMT AsGa MMIC) présente des performances de -137 dBc/Hz à 100 kHz de la porteuse et de -125 dBc/Hz à 100 Hz de la porteuse.

### 4.2.3 Mesure du bruit de phase du DCT.

Nous avons profité de la mise en place du banc de mesure précédemment décrit pour caractériser les performances en bruit de phase du DCT. Cette mesure était en effet intéressante à réaliser car elle n'avait jamais été effectuée au laboratoire. Le banc de mesure construit est similaire à celui décrit figure 4.12. Les doubleurs et les filtres passe-bande sont bien sûr ôtés. L'atténuateur  $\gamma_1$  est placé dans la voie 1. La source délivre une puissance  $P_e$  de 19 dBm à 9,6 GHz. La sensibilité équivalente mesurée du banc est de 70,6 dB. Une photographie du banc de mesure est montrée figure 4.18.

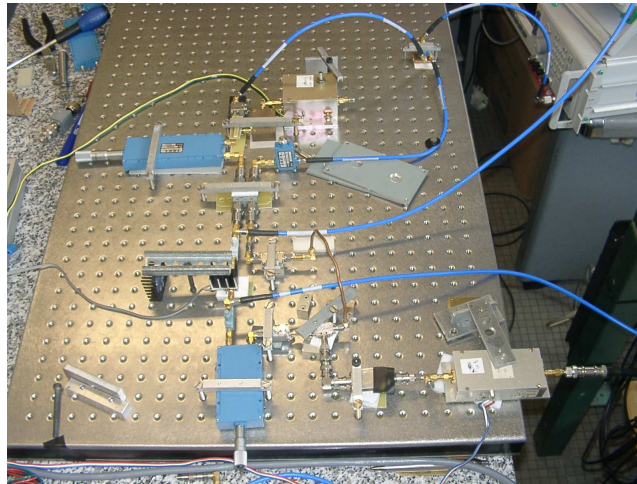


FIG. 4.18 – Photographie du banc de mesure de bruit de phase du DCT.

La figure 4.19 montre le bruit de phase du DCT.

Le plancher de bruit du DCT est très bas puisqu'il atteint - 178 dB.rad<sup>2</sup>/Hz. La pente du spectre pour des fréquences inférieures à 50Hz augmente et est plus importante que du  $f^{-1}$ . Cette mesure a certainement été dégradée par des problèmes de vibration. Sans ces défauts, le bruit de phase du DCT aurait dû être mesuré à -144 dB.rad<sup>2</sup>/Hz à 1Hz de la porteuse.

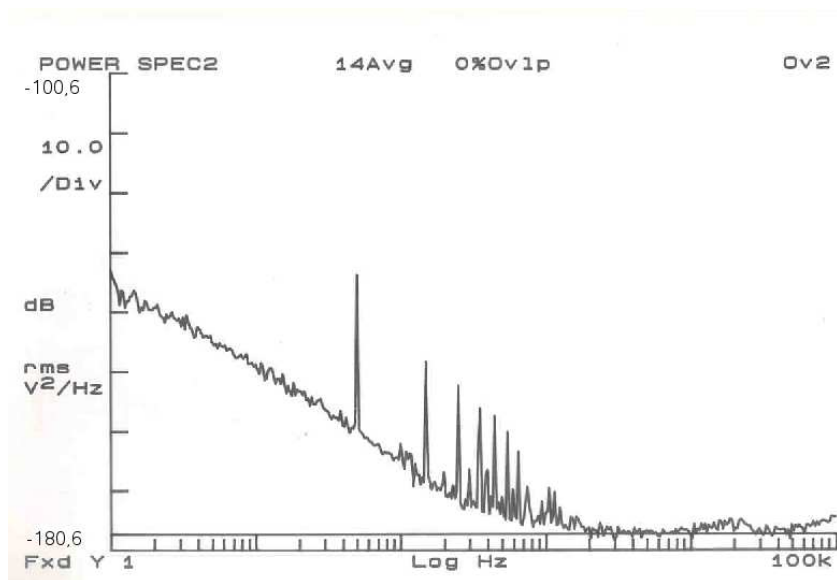


FIG. 4.19 – Bruit de phase du DCT à 9,6 GHz.





## Chapitre 5

# Oscillateurs bande X à haute pureté spectrale à température ambiante.

Ce chapitre présente les oscillateurs développés en bande X à température ambiante.

Dans un premier temps, nous décrivons la structure de ces oscillateurs. Les résonateurs saphir utilisés étant caractérisés par l'existence de nombreux modes parasites dégradant le mode de galerie désiré, nous montrons les différentes étapes de conception, simulation, réalisation et caractérisation de filtres passe-bande micro-ruban de type DBR (Dual Behavior Resonators).

La mesure du bruit de phase des sources à 10 GHz a mené à diverses études. En particulier, nous avons développé un banc spécifique de mesure de bruit de phase par intercorrélation pour caractériser les oscillateurs. La mise en place de ce banc a aussi été à l'origine d'une étude poussée concernant la sensibilité au bruit d'amplitude de mélangeurs hyperfréquences et RF.

Enfin, nous montrons les performances en bruit de phase des oscillateurs développés dans cette bande de fréquence.

## 5.1 Le résonateur

### 5.1.1 Caractéristiques et modes parasites

La réalisation d'oscillateurs à 10 GHz a nécessité le dimensionnement de nouveaux résonateurs. La demande d'usinage de ces derniers a été effectuée en septembre 2004. Ces résonateurs, de type Verneuil, présentent un diamètre de 34,1 mm et une hauteur de 17,05 mm.

Dans un premier temps, nous avons mesuré les caractéristiques de différents modes WGH en cavité ouverte. Ces résultats sont reportés dans les tableaux 5.1 et 5.2. Pour ces mesures, le résonateur est assez fortement découplé.

$m$	$\nu$ (GHz)	$S_{21}$	$Q_L$	$Q_0$
6	7,717	?	9821	?
7	8,6200	-22	40010	?
8	9,5216	-19	97509	110556
9	10,4217	-10,5	98064	142244
10	11,3202	-11,19	126524	177540
11	12,2167	-11,64	102594	139138
12	13,1113	-12,41	97010	127807
13	14,0033	-13,95	82595	103368

TAB. 5.1 – Caractéristiques des modes WGH du résonateur 1  $34,10 \times 17,05 \text{ mm}^2$  à température ambiante sans cavité. L'ordre azimutal  $m$  varie de 6 à 13.

$m$	$\nu$ (GHz)	$S_{21}$	$Q_L$	$Q_0$
5	6,818	?	?	?
6	7,722	-23	10780	?
7	8,6256	-14,95	89095	?
8	9,5271	-22,6	96574	108000
9	10,4290	-17,8	123524	141815
10	11,3282	-21,64	141973	154776
11	12,2256	-22,86	130007	140961
12	13,1210	-20,51	113117	126700
13	14,0139	-21,46	114036	126961

TAB. 5.2 – Caractéristiques des modes WGH du résonateur 2  $34,10 \times 17,05 \text{ mm}^2$  à température ambiante. L'ordre azimutal  $m$  varie de 5 à 13.

La fréquence de battement entre les deux résonateurs est de 6 MHz. En pratique, le résonateur est initialement implémenté au centre d'une cavité en duralumin de dimensions  $68,20 \times 34,10 \text{ mm}^2$ . Un trou de 3 mm de diamètre est percé au centre du cristal le long de l'axe z pour assurer sa fixation. En accord avec les bons résultats obtenus en bande C concernant la stabilisation en température du résonateur, la symétrie de la structure est conservée. De plus, le design mécanique des cavités est amélioré de manière à permettre un réglage plus pratique et plus souple des couplages. La figure 5.1 montre l'environnement du résonateur bande X.

Dans un second temps, nous avons mesuré les caractéristiques de différents modes WGH en cavité fermée. Force fût de constater que les modes de galerie étaient littéralement noyés au milieu de nombreux

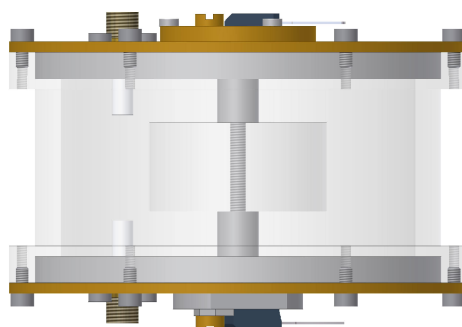


FIG. 5.1 – Résonateur bande X en cavité.

modes parasites. Il était même simplement impossible de les exciter correctement. Pour surmonter ce problème, nous avons tout d'abord modifié le diamètre intérieur de la cavité. Nous avons ajouté un tube de duralumin au sein de la cavité réduisant son diamètre à 60 mm. Cette première démarche nous a permis d'exciter avec plus d'aisance les différents modes de galerie. Ces derniers restaient cependant couverts par de nombreux modes indésirables. Nous avons ensuite décidé de mettre en place un sélecteur modal composé de 16 lignes (voir section 2.4) sur une face du résonateur afin de privilégier l'excitation du mode  $WGH_{8,0,0}$ . La figure 5.2(a) montre le spectre typique du résonateur sur un large span. Sur la figure 5.2(b), le mode de galerie  $WGH_{8,0,0}$  est mis en évidence en réduisant la fenêtre d'observation.

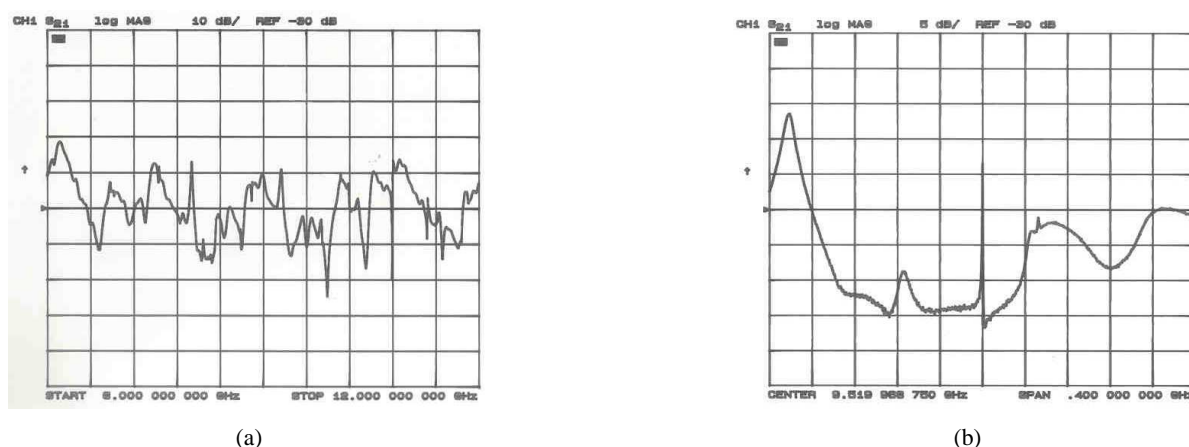


FIG. 5.2 – (a) : Spectre d'un résonateur bande X (mode  $WGH_{8,0,0}$ ) sans le sélecteur modal sur un span de 4 GHz. (b) : Spectre du même résonateur avec le sélecteur modal sur un span de 400 MHz.

Nous pouvons voir que malgré le dépôt d'un sélecteur modal, un mode parasite d'amplitude importante persiste à seulement 160MHz du mode  $WGH_{8,0,0}$ . Le dépôt d'absorbant micro-onde à l'intérieur de la cavité permet d'atténuer le mode parasite mais dégrade le coefficient de surtension  $Q_L$  du mode désiré. De plus, ne disposant pas de logiciels de simulation par éléments finis nous permettant de déterminer l'origine et la "position" de ce mode gênant, il nous était difficile de savoir comment positionner l'absorbant. La démarche était donc difficile, hasardeuse et imprécise. La figure 5.3 est un relevé du spectre obtenu à 303K avec ou sans absorbant micro-onde.

Il s'est donc avéré nécessaire de développer un filtre passe-bande micro-onde (voir section 5.2) permettant de sélectionner le mode de galerie. Une forte réjection doit être obtenue à 9,340 GHz afin d'at-

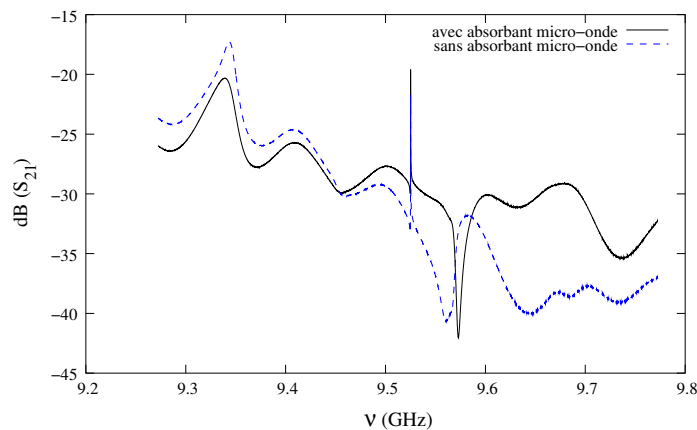


FIG. 5.3 – Modes parasites autour de la résonance principale du mode  $WGH_{8,0,0}$  du résonateur saphir. L'utilisation d'absorbant micro-onde permet d'atténuer le mode parasite mais dégrade le coefficient de surtension  $Q_L$  du mode désiré.

ténuer fortement le mode parasite .

### 5.1.2 Comportement en température

De nouveau, une électronique de régulation de haute-précision est directement embarquée sur le toit de la cavité. Son schéma électrique est identique à celui de la figure 2.5.5. Des composants CMS ont été principalement utilisés afin de réduire la dimension de la carte et disposer cette dernière sur la cavité. La figure 5.4 montre une photographie de l'ensemble.

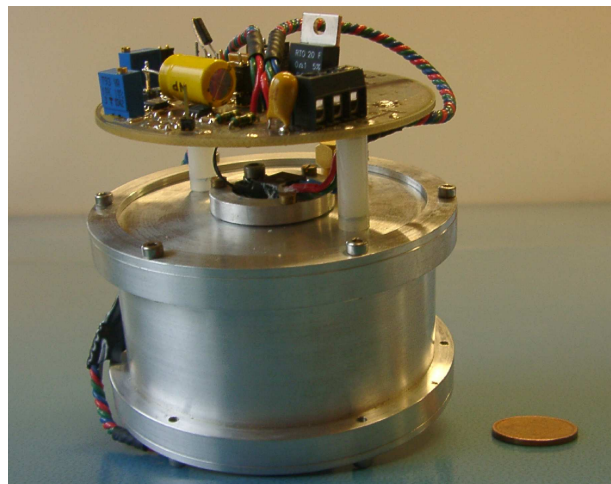


FIG. 5.4 – Photographie du résonateur bande X au sein d'une cavité symétrique en duralumin. L'électronique de régulation est disposée sur le toit de la cavité.

A l'aide du modèle électrique développé dans 2.5.4, nous avons pu simuler le comportement thermique de cette structure. La température de consigne est toujours  $40^\circ\text{C}$ . Les figures 5.5(a) et 5.5(b) comparent les performances respectives des cavités à 5 GHz et 10 GHz. Le gain thermique est amélioré d'un facteur 1,4 dans le cas du résonateur en bande X. De plus, le temps de montée à la température de consigne est environ 2 fois inférieur dans le cas du résonateur en bande X.

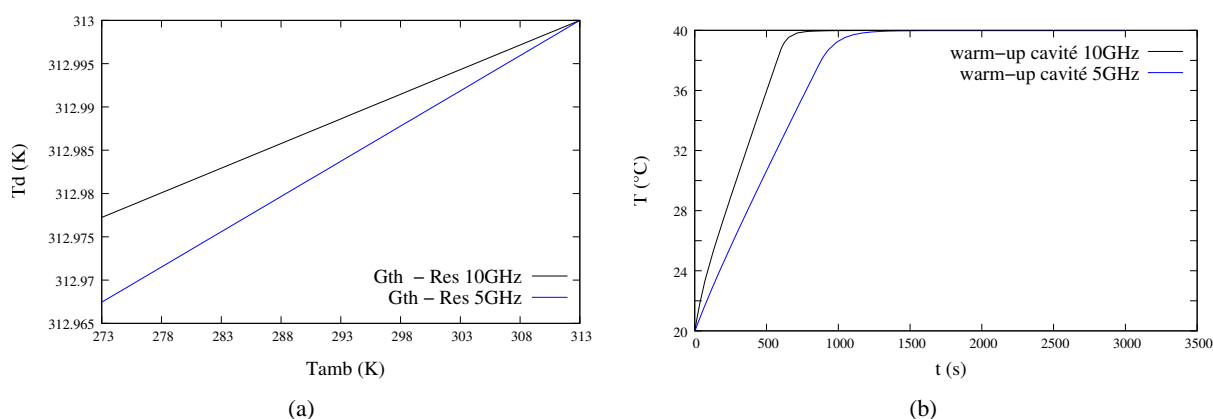


FIG. 5.5 – (a) : Gain thermique de la structure de la cavité à 5 GHz et de la cavité à 10 GHz. (b) : Temps de montée à la température de consigne pour  $T_{amb}= 20^{\circ}\text{C}$  : comparaison entre la cavité à 5 GHz et la cavité à 10 GHz .

Il est aussi intéressant d'estimer les effets de la réduction du diamètre intérieur de la cavité sur le comportement thermique du résonateur. Les figures 5.6(a) et 5.6(b) comparent les performances respectives de ces deux structures. La cavité modifiée présente un volume de matière plus important. Son comportement thermique en est donc quelque peu dégradé mais de manière négligeable.

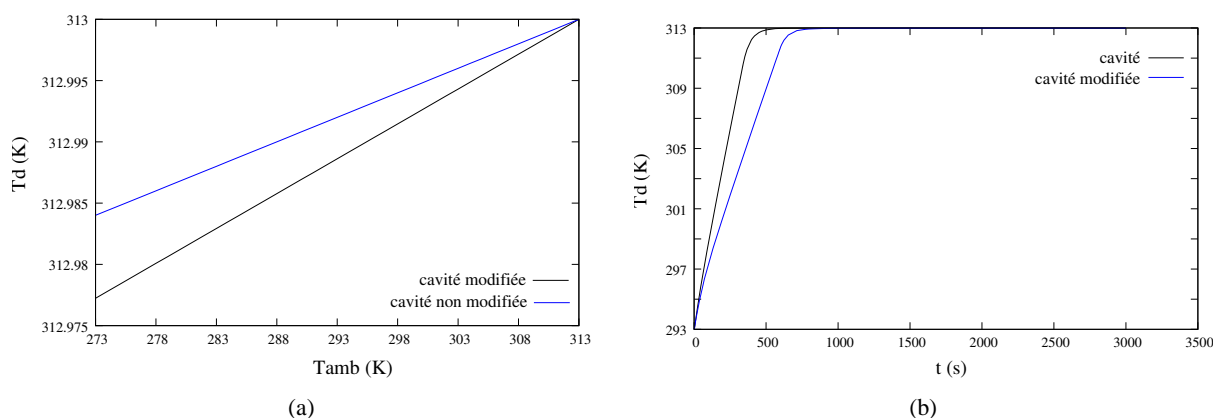


FIG. 5.6 – (a) : Gain thermique de la structure : cavité à 10 GHz initiale et cavité à 10 GHz modifiée. (b) : Temps de montée à la température de consigne pour  $T_{amb}= 293\text{K}$  : comparaison entre la cavité à 10 GHz initiale et la cavité à 10 GHz modifiée.

## 5.2 Développement de filtres micro-ondes DBR (Dual Behavior Resonators).

Comme mis en évidence dans la partie précédente, il s'est avéré nécessaire de développer des filtres passe-bande permettant de sélectionner le mode de galerie désiré et supprimer les modes parasites gênants. Après avoir mis en évidence l'intérêt de développer des filtres planaires dans cette bande de fréquence, nous voyons les différentes étapes de conception de filtres DBR.

### 5.2.1 Différentes topologies de filtres.

Dans cette bande de fréquence, différentes topologies de filtres sont envisageables. Nous décrivons brièvement par la suite les deux types de filtres les plus utilisés dans cette bande de fréquence : les filtres à résonateurs diélectriques et les filtres planaires.

#### Filtres à résonateurs diélectriques.

Les filtres à résonateurs diélectriques sont apparus à la fin des années 1960. Ils se sont peu à peu substitués aux filtres à cavités métalliques. Ils sont basés sur l'utilisation de résonateurs diélectriques de formes cylindriques [125] et parallélépipédiques. Ces résonateurs présentent des facteurs de qualité à vide élevés suivant le matériau utilisé. Typiquement, pour des applications de filtrage, les meilleurs matériaux commercialisés présentent un produit  $fQ$  de 300000 à 1 GHz. De plus, ces résonateurs présentent une stabilité thermique satisfaisante, un faible coût de fabrication ainsi qu'un encombrement moins important que les filtres à cavités métalliques. Disposés dans une cavité, les résonateurs sont excités à l'aide de boucles magnétiques, de sondes électriques ou de lignes microruban (figure 5.7).

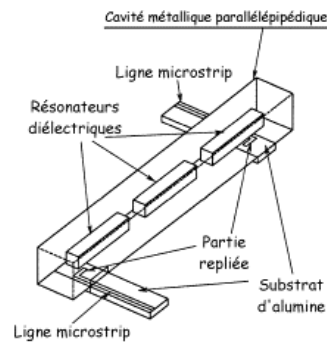


FIG. 5.7 – Filtre 3 pôles Tchebychev utilisant des résonateurs diélectriques parallélépipédiques.

Les principales évolutions des filtres à résonateurs diélectriques résident dans l'amélioration des systèmes de couplage, afin de limiter les pertes d'insertion [126]. Excités par des lignes micro-ruban, ils présentent l'avantage d'être relativement aisément intégrables dans un environnement planaire. Le positionnement des résonateurs par rapport aux lignes d'excitation reste cependant très délicat. De plus, avec la montée en fréquence, la mise en oeuvre des résonateurs diélectriques dans les systèmes de filtrage devient difficile à cause de la diminution de leur taille.

#### Filtres planaires.

Le faible encombrement des filtres planaires, leur parfaite intégration à l'environnement électronique et leur grande reproductibilité associée à de faibles coûts de production font de ces derniers des candidats très intéressants. Le point faible des filtres planaires est de présenter des pertes importantes. En effet, leur faible facteur de qualité à vide  $Q_0$  réduit leur sélectivité et n'autorise pas la réalisation de bandes passantes étroites (moins de 1%). Nous ne dresserons pas une liste de la totalité des filtres planaires connus. En particulier, de nouvelles technologies de filtres planaires (filtres à ondes acoustiques de surface SAW [127], technologies multicouches [128], technologies du substrat suspendu [129]) ne seront pas décrites. Nous ne parlerons que des filtres planaires classiques et plus précisément des filtres en technologie micro-ruban.

La technologie micro-ruban occupe de nos jours une place privilégiée dans la conception de circuits

micro-ondes passifs tels que les filtres. Il est en effet aisé de concevoir des résonateurs ayant des performances intéressantes et des dimensions réduites en jouant sur la dimension des lignes.

La ligne micro-ruban comporte un substrat diélectrique, complètement métallisé sur l'une de ses faces et couvert d'une bande métallique sur l'autre (figure 5.8).

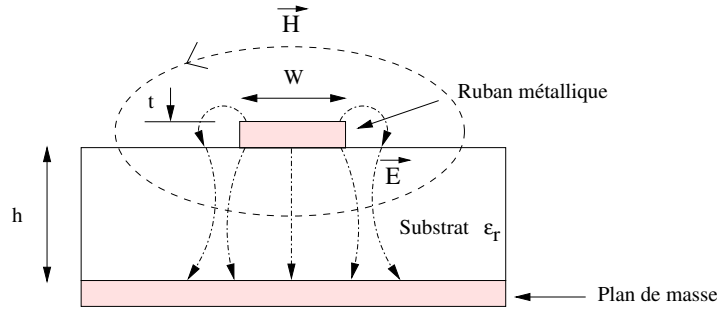


FIG. 5.8 – Paramètres caractéristiques et lignes de champ d'une ligne micro-ruban.

Le substrat est caractérisé par son épaisseur  $h$  et sa constante diélectrique relative  $\epsilon_r$ . Plus cette dernière est grande, plus le champ électromagnétique est concentré et donc plus les pertes par rayonnement sont faibles. La bande est caractérisée par sa largeur  $W$  et son épaisseur  $t$ . L'impédance caractéristique de la ligne, pour une permittivité donnée, est alors déterminée par le rapport  $W/h$ .

La propagation dans une ligne micro-ruban s'effectue dans le substrat, de permittivité  $\epsilon_r$  et dans l'air de permittivité 1, comme le montre la figure 5.8. Le mode dominant qui se propage dans une ligne micro-ruban est un mode hybride ayant les six composantes du champ électromagnétique non nulles. Cependant, compte tenu de la faible amplitude des composantes  $E_z$  et  $H_z$  (composantes suivant l'axe de propagation) par rapport aux composantes transverses  $E_t$  et  $H_t$ , on peut considérer que le mode dominant sur une ligne micro-ruban est un mode quasi-TEM. Mais même dans ce cas, il est difficile de définir une vitesse de propagation de l'onde puisque cette dernière se fait dans deux milieux de permittivité relative différente. Ainsi, il est classique d'établir une modélisation équivalente de la ligne par une ligne micro-ruban à diélectrique homogène illimité défini par sa permittivité effective  $\epsilon_e$ . Les travaux de Wheeler et Hammerstad [130] ont permis de déterminer avec une bonne précision la valeur de  $\epsilon_e$ , en fonction de  $\epsilon_r$ ,  $W$  et  $h$ . Pour une meilleure approximation, on se reportera aux expressions plus compliquées de Bhartia et Bahl [95].

L'inconvénient majeur des filtres micro-ruban provient du niveau élevé de leurs pertes d'insertion. Il en résulte qu'il est difficile de concevoir un filtre très sélectif et présentant peu de pertes. Ces dernières sont d'origines diverses et se traduisent par une décroissance exponentielle de la puissance de l'onde le long de l'axe de propagation tel que :

$$P(z) = P(0) \times \exp(-2\alpha z) \quad (5.1)$$

avec  $P(0)$  : puissance initiale du signal en  $z=0$ ,  $P(z)$  : puissance du signal en  $z$ ,  $\alpha$  coefficient d'atténuation en Np/m.

On distingue dans une ligne micro-ruban trois types de pertes :

- les pertes diélectriques : ces pertes proviennent du fait que le substrat utilisé n'est pas un isolant parfait. Il y a donc dissipation sous forme de chaleur d'une partie du signal dans le diélectrique. Ces pertes sont caractérisées par la tangente de pertes telle que :



$$\tan \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon} = \frac{\sigma}{\omega \epsilon_r} \quad (5.2)$$

avec  $\epsilon'$  partie réelle de la permittivité diélectrique relative  $\epsilon_r$  du substrat,  $\epsilon''$  partie imaginaire de la permittivité diélectrique relative  $\epsilon_r$ ,  $\sigma$  conductivité des diélectriques (non nulle) et  $\omega$  pulsation de l'onde à la fréquence  $\nu$  de travail.

- les pertes métalliques : elles constituent la principale source de pertes d'un circuit planaire classique. Elles sont dûes au fait que la conductivité des conducteurs utilisés n'est pas infinie. Il y a donc échauffement des conducteurs et pertes par effet Joule au passage de l'onde. Les pertes métalliques peuvent augmenter de façon importante suivant l'état de surface du métal.
- les pertes par rayonnement : elles ont pour origine les discontinuités présentes sur les conducteurs. Elles dépendent essentiellement des caractéristiques du substrat et augmentent avec la fréquence. Pour des applications aux fréquences élevées, il apparaît donc préférable de sélectionner un matériau diélectrique de forte permittivité avec un substrat de faible épaisseur afin de limiter l'apparition de modes de substrats.

Les expressions de l'ensemble de ces pertes sont décrites dans de nombreux ouvrages [131].

### Choix d'un filtre planaire.

Cette partie a pour but de faire la synthèse des deux technologies pouvant potentiellement répondre à nos besoins. Leurs performances respectives sont reportées dans le tableau 5.3.

Filtres	à résonateurs diélectriques	planaires
frequence	800MHz - 100GHz	100MHz - 60GHz
largeur de bande	0,5 à 10 %	1 % de l'octave
pertes d'insertion	+	-
$Q_0$	+	-
encombrement	-	+
sensibilité thermique	-	+
puissance admissible	++	+
stabilité mécanique	+	++
compatibilité EM	-	++
reproductibilité	-	++
coût	-	+
Analyse théorique	+	+

TAB. 5.3 – Comparaison de topologies filtres envisageables en bande X.

En résumé, les technologies volumiques peuvent satisfaire aux contraintes de filtrage. La mauvaise intégration, le prix relativement coûteux de la réalisation ainsi que les difficultés de réglages sont des handicaps. De l'autre côté, les technologies planaires montrent des performances électriques pouvant être suffisantes pour notre application. Ils présentent de plus l'avantage d'être de dimensions faibles, d'être aisément compatibles avec un environnement planaire, facilement reproductibles et peu coûteux. Notre choix de topologie de filtre s'est donc orienté vers la réalisation d'un filtre planaire à stubs en technologie microruban. Plus précisément, nous avons opté pour la conception d'un filtre DBR (Dual Behavior Resonators).

### 5.2.2 Conception d'un filtre DBR assisté par le logiciel ADS.

#### Principe de fonctionnement.

Cette topologie de filtre est un concept récent (2003) et se trouve décrit dans [132]. Le résonateur DBR consiste en la mise en parallèle sur une ligne de transmission de deux stubs de longueur différente  $\lambda_0/4$  en terminaison circuit ouvert. Chaque stub provoque l'apparition d'un zéro de transmission dépendant de sa condition de résonance à une fréquence particulière. Une construction originale consistant à rendre nulle la somme des deux impédances présentées par chacun des stubs permet d'assurer une recombinaison constructive et donc une bande passante entre les deux zéros de transmission. La structure de base, le DBR, permet donc d'obtenir une réponse de type passe-bande, de part et d'autre de laquelle deux fréquences peuvent être fortement rejetées. Démontrons ce principe à l'aide du simulateur ADS (Advanced Design System) d'Agilent.

L'élément de base du DBR est le stub (voir figure 5.9). La réponse électrique en transmission d'un stub terminé en circuit ouvert et connecté à une ligne de transmission  $50\Omega$  est présentée figure 5.10 sur une large bande de fréquence. Les zéros de transmission d'une structure de ce type, en considérant que la propagation s'effectue dans un milieu équivalent à de l'air, apparaissent aux fréquences pour lesquelles la longueur  $l$  du stub correspond à un multiple de  $\lambda_0/4$  ( $l = (2k+1) \lambda_0/4$  où  $k$  est un entier).

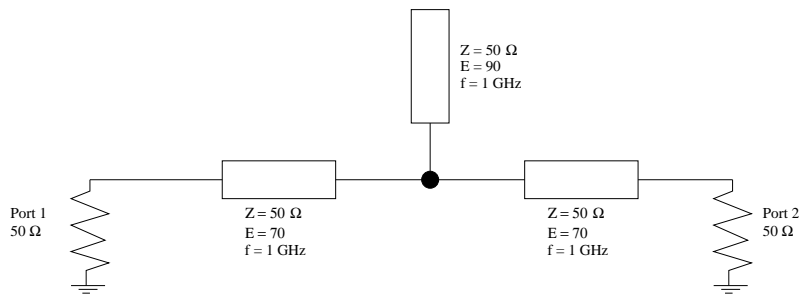


FIG. 5.9 – Représentation d'un stub sur une ligne de transmission.

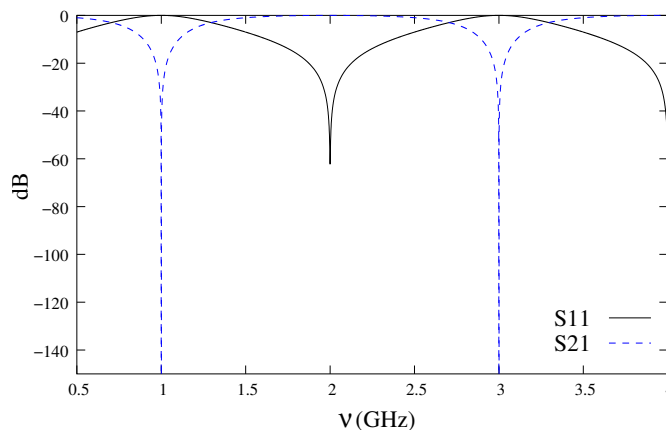


FIG. 5.10 – Réponse électrique d'un stub. Paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$ .

Le DBR consiste en la mise en parallèle de 2 stubs d'impédances d'entrée respectives  $Z_{s1}$  et  $Z_{s2}$ . L'impédance totale  $Z$  de la structure est alors :

$$Z = \frac{Z_{s1}Z_{s2}}{Z_{s1} + Z_{s2}} \quad (5.3)$$

On définit les admittances  $Y_{s1} = 1/Z_{s1}$  et  $Y_{s2} = 1/Z_{s2}$ .

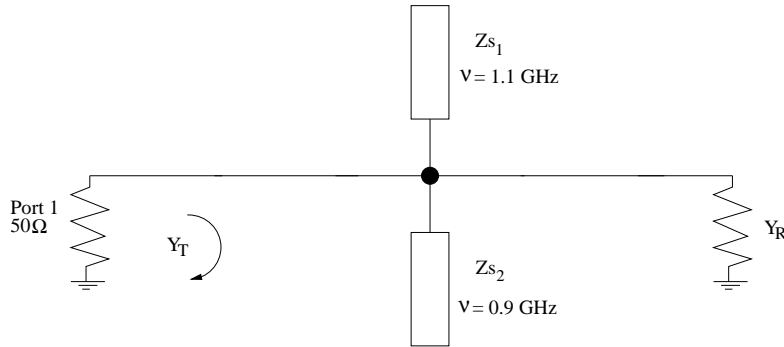


FIG. 5.11 – Structure générique d'un DBR en dérivation d'une ligne de transmission.

Soit  $Y_T$  l'admittance totale vue en entrée du circuit et  $Y_R$  l'admittance de la charge. On a :

$$Y_T = Y_{s1} + Y_{s2} + Y_R \quad (5.4)$$

Ce circuit est adapté si et seulement si :

$$Y_T = Y_R = \frac{1}{50} \quad (5.5)$$

Ceci est possible dans le cas où :

$$Y_{s1} + Y_{s2} = 0 \quad (5.6)$$

A cette condition, les impédances d'entrée des stubs  $Z_{s1}$  et  $Z_{s2}$  présentent le même module et sont en opposition de phase. On simule figure 5.12 la réponse électrique d'une structure basique de ce type en respectant la condition 5.6.

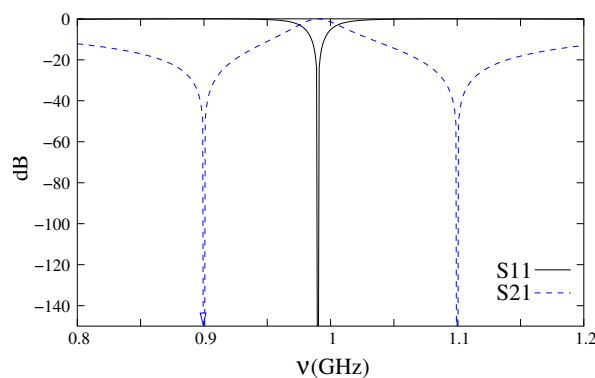


FIG. 5.12 – Réponse électrique d'un DBR. Paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$ .

Nous obtenons bien une bande passante entre deux zéros de transmission. L'intérêt de ce type de structure est de pouvoir contrôler indépendamment la bande passante autour de la fréquence centrale et les fréquences atténuées de part et d'autre de cette bande. Ce type de structure correspond donc parfaitement à notre application puisqu'elle nous permet de sélectionner le mode de galerie et rejeter fortement

un (ou des) mode(s) parasite(s) gênant(s).

Le DBR peut être considéré comme élément générique d'un filtre passe-bande possédant de bonnes performances de réjection hors bande. Un filtre passe-bande d'ordre  $n$  est constitué de  $n$  DBR séparés par des inverseurs d'impédance. Un filtre d'ordre  $n$  peut présenter  $n$  pôles dans la bande passante tandis que  $n$  zéros de transmissions peuvent être positionnés de manière indépendante de part et d'autre de cette bande.

La figure 5.13 présente la structure générique d'un filtre DBR de type Tchebychev (voir annexe D) d'ordre 3. Les paramètres de réglage sont pour chaque résonateur DBR  $j$  les longueurs respectives  $l_{j1}$  et  $l_{j2}$  et les impédances de lignes  $Z_{j1}$  et  $Z_{j2}$ . Dans notre cas, nous ne fixerons qu'une fréquence à rejeter à gauche de la bande passante et une à droite de cette dernière. Ainsi, chaque DBR  $j$  sera constitué d'un stub de longueur  $l_{bf}$  (pour rejeter une fréquence à gauche de la bande passante) et  $l_{hf}$  (pour rejeter une fréquence à droite de la bande passante).

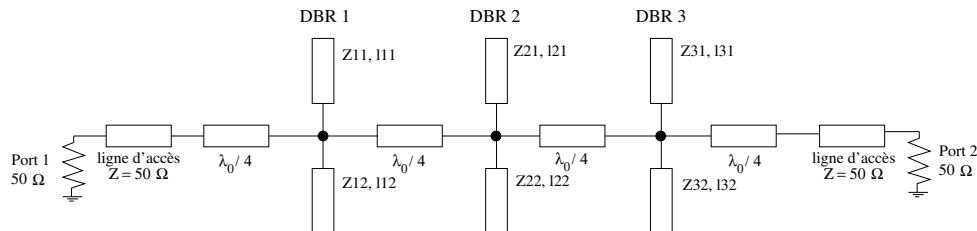


FIG. 5.13 – Structure totale d'un filtre DBR d'ordre 3.

Un inconvénient majeur du filtre DBR est que la réponse en fréquence peut remonter rapidement en dehors de la bande passante. Ceci est dû au fait que la bande passante obtenue est une recombinaison constructive entre la résonance intrinsèque de chaque stub. Pour cela, de nouvelles topologies consistent simplement à introduire des filtres passe-bas et passe-haut dans le dessin du filtre [133].

### Cahier des charges

Le filtre que nous devons développer doit répondre aux spécifications suivantes :

- Filtre passe-bande de type DBR d'ordre 3 permettant de sélectionner le mode de galerie du résonateur saphir à 9,512 GHz.
- Bande passante : de 1 à 4 % maximum (soit 100 à 400 MHz de bande).
- Pertes à la fréquence sélectionnée : 5 dB maximum
- Adaptation ( $S_{11}$  et  $S_{22}$ ) : -15 dB ou mieux.
- Réjection du mode parasite du résonateur saphir à 9,340 GHz à -20 dB.
- Pas de remontées importantes de la réponse en fréquence dans la bande 8 - 12 GHz correspondant à la bande passante des amplificateurs AML utilisés pour construire l'oscillateur saphir.
- La phase du paramètre de transmission  $S_{21}$  doit être linéaire autour de la fréquence sélectionnée (9,512 GHz) afin de ne pas avoir d'effets néfastes sur la phase de l'oscillateur.
- Type de substrat : Alumine.
- Ce filtre doit être implémenté dans un boîtier afin de l'isoler correctement du reste de la boucle d'oscillation. Les dimensions du boîtier doivent être évaluées afin d'éviter l'apparition de modes de boîte et conserver un encombrement raisonnable.

Nous allons voir désormais les différentes étapes nécessaires à la conception de ce filtre à l'aide du logiciel ADS.

**Conception d'un filtre DBR sur substrat d'alumine.**

**Le substrat alumine.** L'alumine est potentiellement le meilleur candidat pour des applications de filtrage en bande X. En effet, il est préférable à ces fréquences d'utiliser un substrat de forte permittivité et de faible épaisseur pour limiter les pertes de la ligne. Les caractéristiques de l'alumine sont décrites dans le tableau 5.4.

Caractéristiques	$\epsilon_r$	$h$ ( $\mu\text{m}$ )	$t$ ( $\mu\text{m}$ )	$\tan \delta$	$\sigma$	rugosité
alumine	9,8	254	1,5	0,002	$5 \cdot 10^{-7}$	0,0010

TAB. 5.4 – Caractéristiques de l'alumine.

Sur un substrat d'alumine, les couches de métallisation sont en or. Une couche d'accroche entre le diélectrique et la bande, en chrome, est présente. Pour repère, une ligne micro-ruban  $50\Omega$  avec un substrat d'alumine présente une largeur  $W$  de  $238\mu\text{m}$ .

**Etudes en lignes parfaites.** En première approche, notre filtre DBR est réalisé à l'aide de lignes parfaites ne présentant aucune perte (figure 5.14). L'impédance de toutes les lignes est forcée à  $50\Omega$ . Les 3 DBR sont identiques. Les inverseurs d'impédance entre chaque DBR sont réalisés par une ligne apportant un déphasage proche de  $90^\circ$ . Une ligne d'accès  $50\Omega$  est ajoutée de part et d'autre entre le filtre et les ports de terminaison. Cette étape permet d'estimer les longueurs  $l_{bf}$  et  $l_{hf}$  pour fixer le gabarit du filtre.

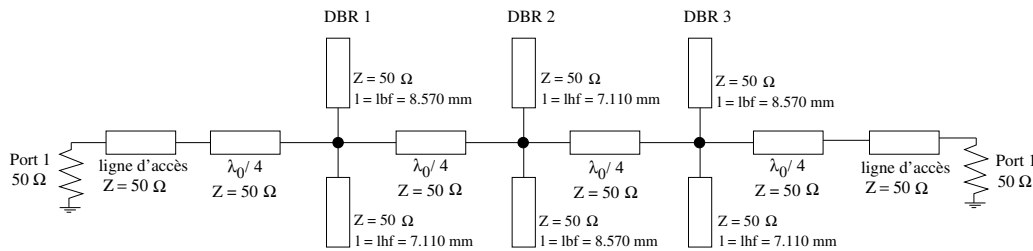


FIG. 5.14 – Etude du filtre DBR avec lignes idéales.

On simule figure 5.15 la réponse en fréquence du filtre sur la bande 8-12 GHz.

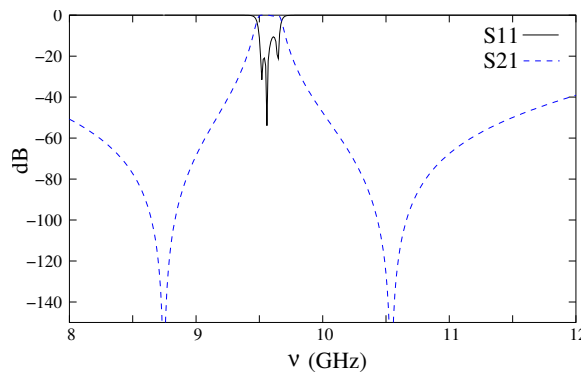


FIG. 5.15 – Réponse électrique du filtre DBR avec lignes idéales.

On observe bien les 3 pôles du filtre dans la bande passante sur le paramètre  $S_{11}$ . La réponse du filtre est volontairement non centrée sur  $\nu_0$  (9,512 GHz) car la complexification du modèle par la suite (transformation en lignes micro-ruban, etc..) décale la réponse vers les basses fréquences.

**Transformation en lignes micro-ruban.** La seconde étape de la conception sur ADS consiste à remplacer chaque bout de ligne parfaite par son équivalent en ligne micro-ruban. Un module disponible sous ADS ("LineCalc") permet de convertir les caractéristiques électriques de chaque ligne en caractéristiques physiques (dimensions métriques : longueur et largeur) en fonction des caractéristiques du substrat.

L'équivalent en ligne micro-ruban d'une ligne parfaite de longueur  $l_0$  est alors une ligne de longueur  $l$  telle que :

$$l = \frac{l_0}{\sqrt{\epsilon_e}} \quad (5.7)$$

La largeur de la ligne micro-ruban est fixée par l'impédance de la ligne équivalente dans le modèle en lignes idéales. On obtient ainsi un premier schéma équivalent en lignes micro-ruban (voir figure 5.16). Le modèle est amélioré en prenant en compte les effets capacitifs en bout de ligne à l'aide de "lignes MLEF" disponibles sur ADS. Les jonctions entre la ligne de transmission et les DBR sont représentées. Ces diverses modifications provoquent nécessairement un décalage de la réponse en fréquence du filtre. La longueur des stubs des DBR est alors progressivement réajustée pour se rapprocher de la réponse souhaitée.

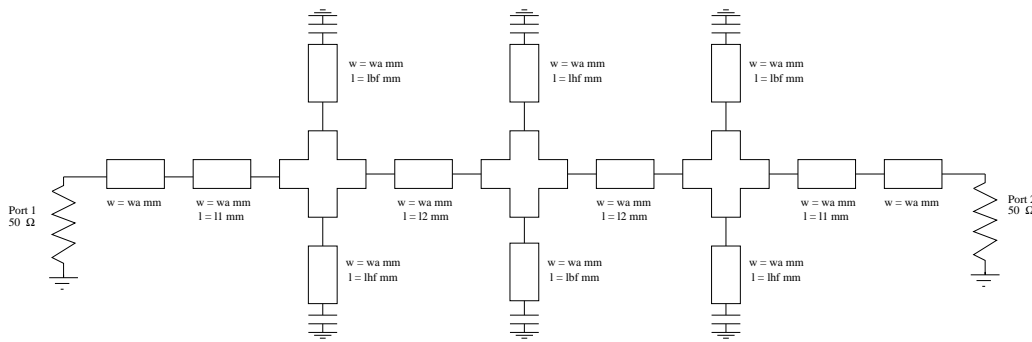


FIG. 5.16 – Modèle préliminaire du filtre en lignes micro-ruban.

On simule figure 5.17 les paramètres  $S$  du schéma ci-dessus sur la bande de fréquence 8-12 GHz.

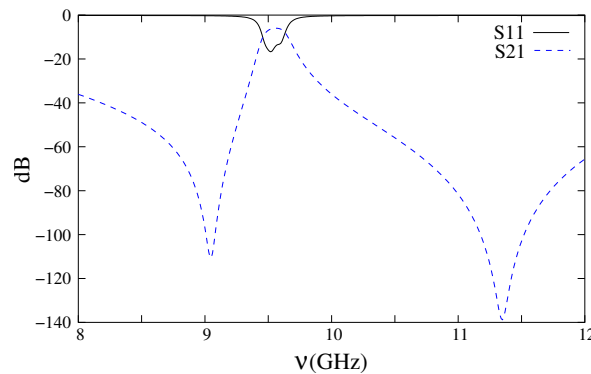


FIG. 5.17 – Réponse électrique du filtre DBR préliminaire. Paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  en dB.

Dans un premier temps, on obtient des pertes de -6,615 dB à 9,512 GHz et une réjection de -33 dB à 9,340 GHz. Ces résultats ne sont pas satisfaisants. En effet, les pertes en transmission à la fréquence sélectionnée sont trop importantes. Afin de réduire ces pertes et améliorer la qualité de la réjection,

une solution consiste à surdimensionner le résonateur BF, c'est-à-dire la longueur  $l_{bf}$ . Cette technique permet en effet d'obtenir un zéro de transmission plus proche de la bande passante tout en conservant des impédances caractéristiques réalisables. Dans notre cas, la longueur  $l_{bf}$  est multipliée par un facteur proche de 3. Une simulation du filtre DBR avec résonateur BF surdimensionné donne les résultats figure 5.18.

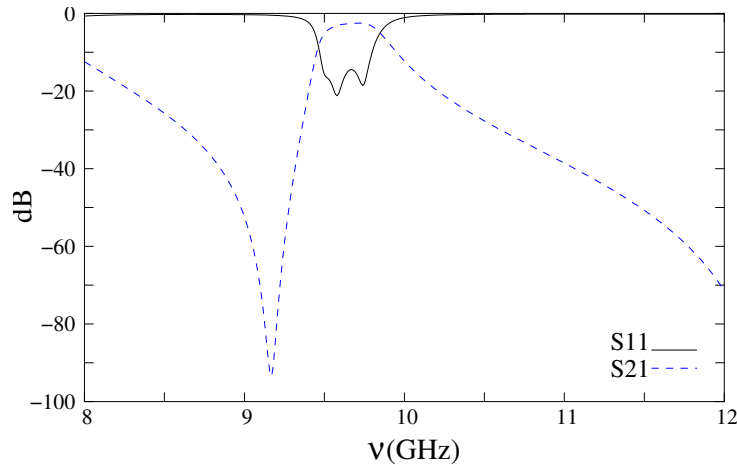


FIG. 5.18 – Simulation de la réponse électrique du filtre DBR avec résonateur BF surdimensionné. Paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  en dB.

Dans ce cas, les pertes à 9,512 GHz sont réduites à -4,6 dB et le mode parasite à 9,340 GHz est rejeté à -34 dB. Une fois cette étape réalisée (simulation du circuit depuis la partie "schematics" d'ADS), il est possible de générer le layout correspondant à notre filtre.

**Etude et simulation depuis le layout.** Le layout du circuit étant généré, une simulation électromagnétique du circuit est réalisée à l'aide du logiciel Agilent "MOMENTUM". Ce dernier est principalement dédié à l'analyse  $2D^{1/2}$  de circuits planaires. Le calcul de telles structures repose sur une méthode basée sur des équations intégrales (méthode des moments). Le champ électromagnétique est déterminé à partir des courants surfaciques existant sur les parties métalliques de la structure. Son principe de fonctionnement est donné en annexe D.

Une première simulation sous Momentum présente des pertes en transmission de -5,290 dB à 9,512 GHz et une réjection de -28 dB à 9,340 GHz. Afin d'améliorer ces résultats préliminaires, des réajustements sont nécessaires. La première étape consiste à jouer sur les longueurs  $l_{hf}$  et  $l_{bf}$  afin de décaler la réponse à la fréquence voulue. En second lieu, nous avons éloigné la fréquence rejetée en haute fréquence (soit diminuer la longueur  $l_{hf}$ ) afin d'augmenter la bande passante et diminuer les pertes à 9,512 GHz. Enfin, sachant que les pertes d'une ligne micro-ruban sont inversement proportionnelles à sa largeur, nous avons décidé d'augmenter la largeur de toutes les lignes du filtre, hormis les lignes d'accès devant rester à  $50\Omega$  pour conserver un circuit adapté. La figure 5.19 montre le layout obtenu après ces différentes modifications.

La figure 5.20 montre les paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  simulés du filtre après ces différents réajustements. La figure 5.21 se focalise sur le paramètre de phase de  $S_{21}$  du filtre. En outre, la figure 5.22 compare les résultats de simulation du paramètre  $S_{21}$  avec le modèle "Momentum" et le modèle "schematics".

Au final, le filtre DBR présente en simulation des pertes de -3,596 dB à 9,512GHz et une réjection de -20 dB à 9,340GHz. Ces performances, au vu du cahier des charges décrit dans 5.2.2, sont pleinement satisfaisantes pour notre application.

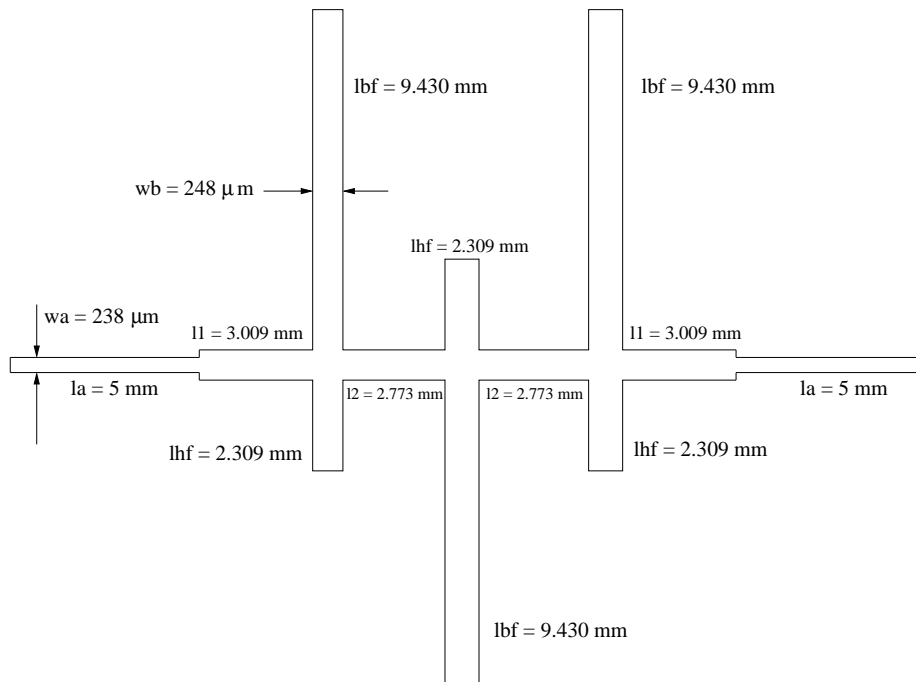


FIG. 5.19 – Masque final du filtre DBR.

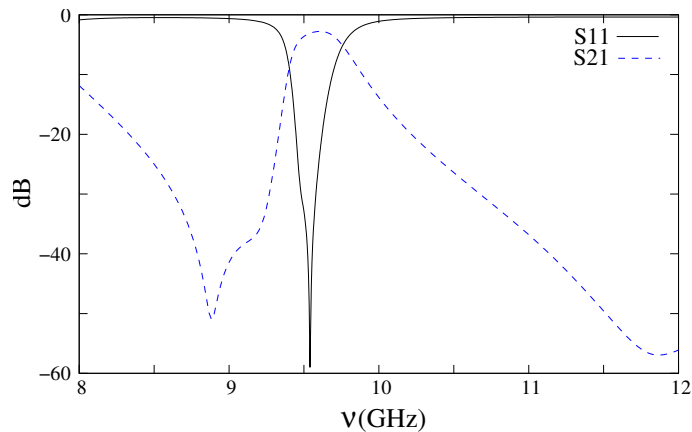


FIG. 5.20 – Simulation des paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  (dB) sous Momentum du filtre DBR avec résonateur BF surdimensionné.

### 5.2.3 Réalisation du filtre DBR.

La réalisation du filtre est réalisée en 2 étapes. On réalise d'abord le masque puis le filtre en salle blanche. On met ensuite en boîtier le filtre et on dispose les connecteurs SMA d'accès.

#### Réalisation du filtre en salle blanche

L'objectif de cette étape est de venir implémenter le dessin du filtre sur le substrat d'alumine. Ce dernier possède au départ deux couches de métallisations entre lesquelles se situe le diélectrique. Les différentes étapes de la réalisation sont résumées figure 5.23.



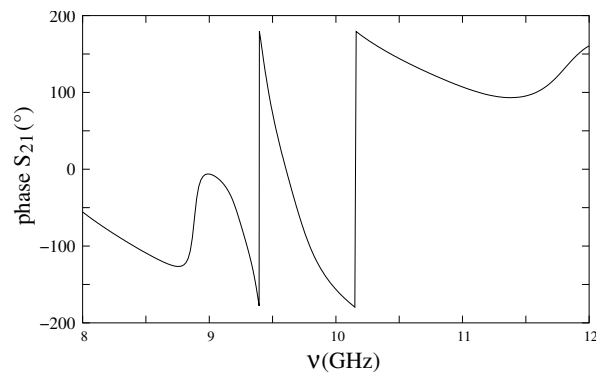


FIG. 5.21 – Simulation sous Momentum du paramètre de phase  $S_{21}$  du filtre DBR avec résonateur BF surdimensionné.

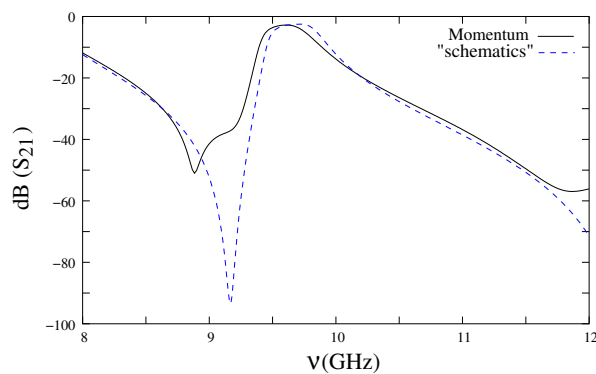


FIG. 5.22 – Comparaison des simulations du paramètre  $S_{21}$  obtenues avec le modèle "schematics" et le modèle sous Momentum. Ces dernières sont comparées afin de montrer le décalage de la réponse entre ces 2 modèles et les ajustements effectués.

### Réalisation du boîtier.

Afin d'isoler le filtre, ce dernier est fixé dans un boîtier. Les dessins techniques d'un boîtier en laiton ont été réalisés. Les dessins techniques du boîtier sont reportés en annexe E. Une photographie du filtre en boîtier est montrée figure 5.24.

### 5.2.4 Caractérisation des filtres.

On observe figure 5.25 une bonne concordance entre la réponse en fréquence du filtre simulée et mesurée. Les pertes réelles du filtre s'élèvent à -4,6 dB à la fréquence du mode de galerie à préserver. Ces dernières sont quelque peu supérieures à celles prévues par la simulation. On observe de plus un léger décalage en fréquence. Les causes de ce décalage peuvent être diverses. Tout d'abord, il demeure toujours des incertitudes sur les caractéristiques du substrat utilisé dans le modèle. Le procédé de gravure peut être responsable d'imperfections des lignes (planitude, surgravure ou sousgravure locale,..). De plus, le dépôt des connecteurs est très laborieux car la largeur des lignes est très faible. Les connecteurs sont fixés sur les lignes à l'aide de pâte d'argent. Cette dernière peut être à l'origine d'effets capacitifs. L'adaptation sur les 2 ports est de -16 dB à 9,512GHz. Le mode parasite du résonateur saphir à 9,340GHz est rejeté à -26 dB. Ces performances sont pleinement satisfaisantes pour notre application consistant à développer un oscillateur bande X à l'aide des amplificateurs AML812PNB1901 présentés dans le chapitre 3.

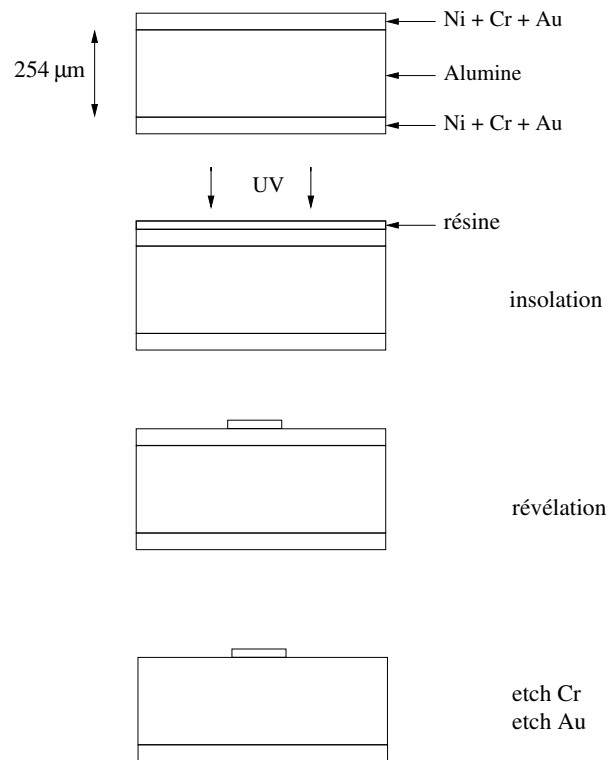


FIG. 5.23 – Etapes de la réalisation des filtres DBR en salle blanche.

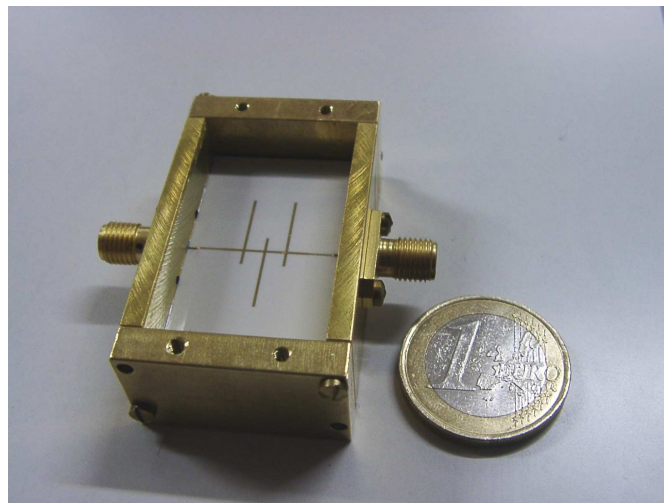


FIG. 5.24 – Photographie d'un filtre DBR en boîtier.

## 5.3 Développement et Mesure d'oscillateurs bande X : Saphir + Amplificateurs AML

### 5.3.1 Configuration des oscillateurs

Les oscillateurs développés en bande X sont basés sur une simple contre-réaction parallèle. La boucle consiste simplement en l'association d'un résonateur saphir contrôlé en température à 313K, un amplifi-

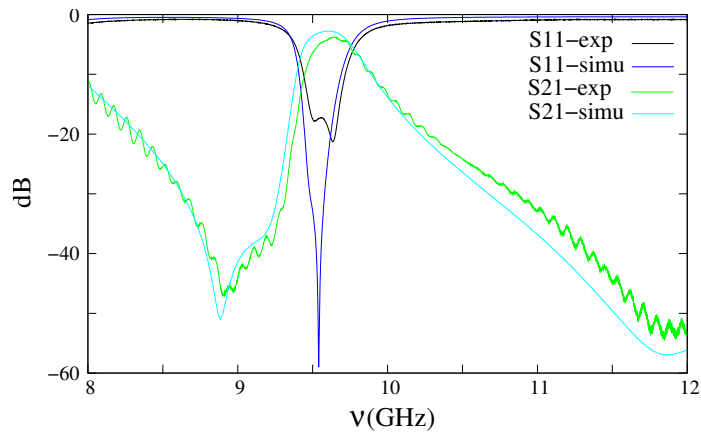


FIG. 5.25 – Paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  du filtre DBR simulés et mesurés.

cateur AML812PNB1901 (présenté dans chapitre 3), deux isolateurs, un déphaseur, un filtre passe-bande et un coupleur pour extraire le signal. La figure 5.26 résume la configuration simple de ces sources.

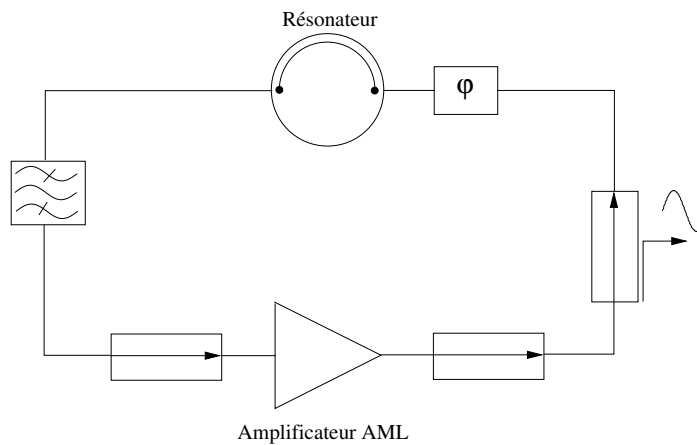


FIG. 5.26 – Configuration simple des oscillateurs bande X.

Dans chaque résonateur, un mode  $WGH_{8,0,0}$  à 9,51 GHz (9,512 GHz pour le premier résonateur et 9,518 GHz pour le second) est excité à l'aide de sondes électriques. Le coefficient de qualité en charge  $Q_L$  est de 80.000. La fréquence de Leeson est  $f_L = 60$  kHz. Le résonateur présente des pertes d'insertion d'environ 11dB. Les figures 5.27(a) et 5.27(b) présentent les caractéristiques des modes excités dans chacun des résonateurs. Dans la boucle, l'amplificateur d'entretien opère dans un régime proche de la compression ( $P_{in} = -5$ dBm).

### 5.3.2 Développement d'un banc de mesure de bruit de phase par intercorrélation.

Comme dit précédemment dans la section 4.1.2, la mesure de ce type de circuit est difficile car les niveaux de bruit attendus sont très bas. Pour comparaison, ils sont mêmes inférieurs au bruit de fond d'instruments sophistiqués tels que ceux présentés dans [134]. Nous avons donc décidé d'étudier le battement entre nos deux oscillateurs saphir quasi-identiques. La fréquence  $\nu_b$  de ce battement est de 6 MHz. Dans un premier temps, ce dernier est comparé à un synthétiseur HP8662A dont la fréquence est divisée par 64 comme le montre la figure 5.28. Cependant, le palier de bruit de phase des oscillateurs

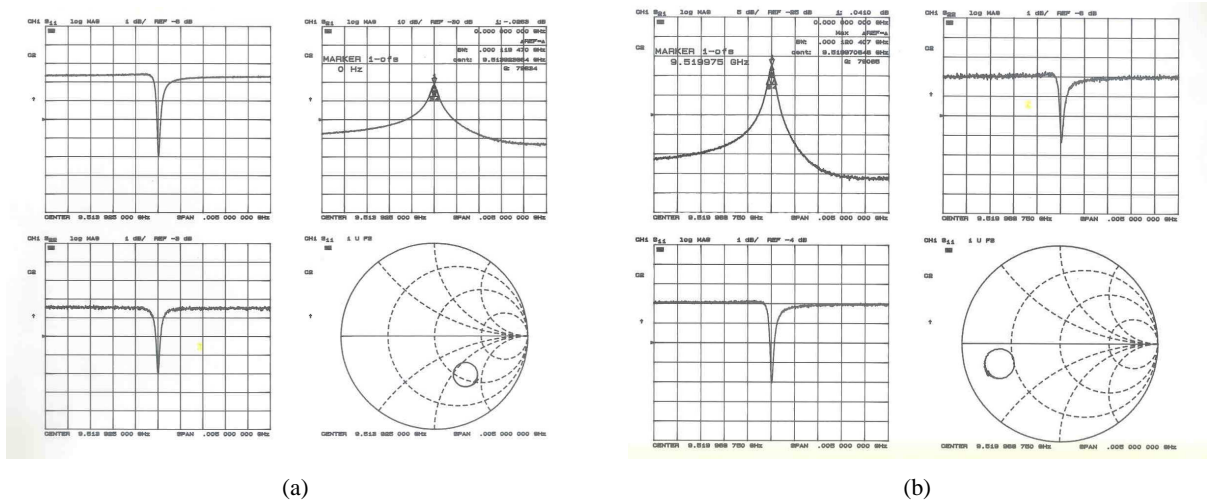


FIG. 5.27 – (a) : Couplages du résonateur 1 à 9,518 GHz. (b) : Couplages du résonateur 2 à 9,512 GHz.

n'est pas observable en utilisant ce système. L'élément limitatif est le bruit du synthétiseur divisé.

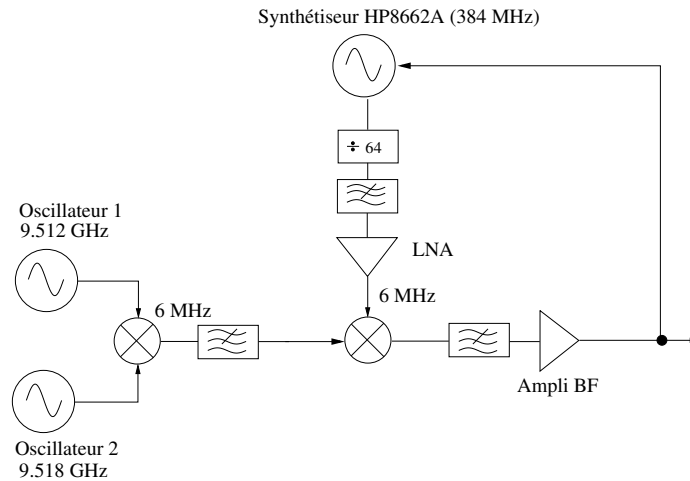


FIG. 5.28 – Premier banc développé pour la mesure du bruit de phase des oscillateurs saphir bande X.

Pour surmonter ce problème, nous avons développé un banc spécifique de mesure de bruit de phase par intercorrélation. Son principe est décrit figure 5.29. Parallèlement, la figure 5.30 est une photographie du montage.

Ce système, bien que proche de celui décrit dans la section 1.3.2, présente cependant une originalité. Dans notre cas, la fonction d'intercorrélation s'applique sur ce qui est déjà le signal de battement entre deux oscillateurs saphir. La méthode consiste à asservir deux synthétiseurs identiques (HP8662A) sur le signal de battement entre les deux oscillateurs saphir. Les signaux d'erreur  $x(t)$  et  $y(t)$  sont proportionnels aux fluctuations de phase en dehors de la bande passante d'asservissement. On mesure alors à l'aide d'un analyseur FFT la fonction d'intercorrélation de ces deux signaux. Ce calcul d'interspectre est efficace pour rejeter le bruit des synthétiseurs en supposant bien sûr que le bruit du mélangeur est suffisamment bas. Les signaux d'erreur sont écrits :

$$x = k_{\phi}(\phi_c - \phi_a) \tag{5.8}$$

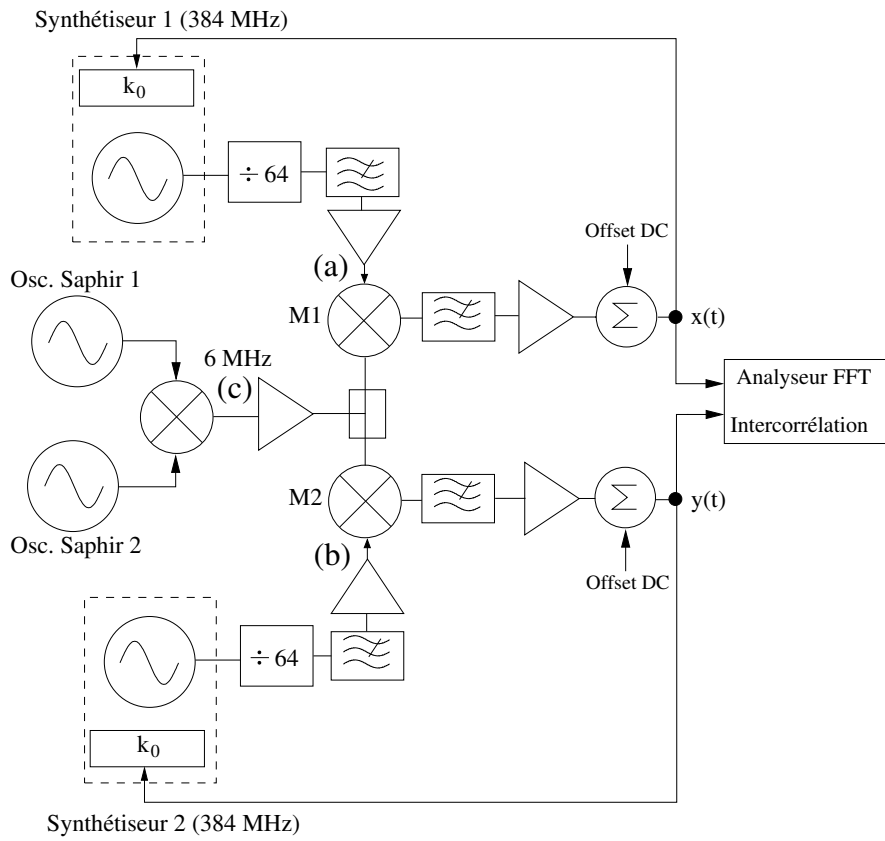


FIG. 5.29 – Banc de mesure de bruit de phase par intercorrélation.

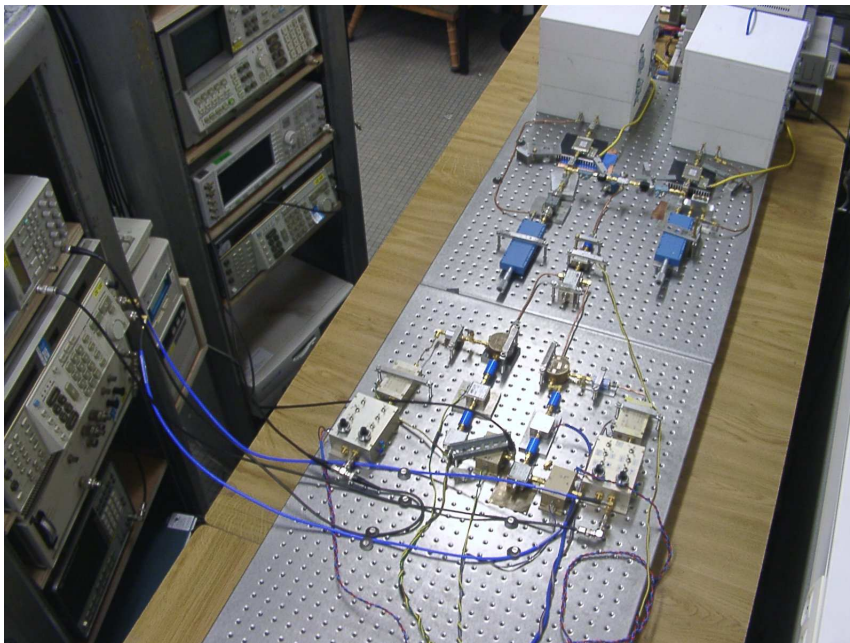


FIG. 5.30 – Photographie du Banc de mesure de bruit de phase par intercorrélation.

et

$$y = k_{\phi}(\phi_c - \phi_b) \quad (5.9)$$

avec  $k_{\phi}$  la sensibilité du mélangeur. La figure 5.31 montre la fonction de transfert de l'asservissement correspondant à un "bras" du banc. L'asservissement constitué par chacun des deux bras présente une fréquence de coupure proche de 1 kHz. Non visible sur la figure 5.31, le spectre présente comme expliqué dans la section 1.4.1 une pente en  $f^{-1}$  de 1 à 10 Hz.

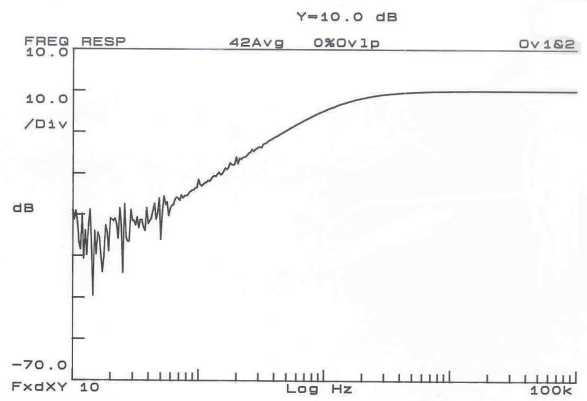


FIG. 5.31 – Fonction de transfert de l'asservissement d'un des deux "bras" du banc de mesure.

Classiquement, l'interspectre est défini comme le produit des transformées de Fourier des signaux  $x$  et  $y$ , moyenné sur  $m$  réalisations du processus. On a alors :

$$S_{yx}(f) = \langle Y(f)X^*(f) \rangle_m \quad (5.10)$$

où le script \* correspond au complexe conjugué. Ainsi, en considérant que les sources de bruit provenant des synthétiseurs (indépendants) sont parfaitement décorrélées, seul subsiste un terme image des fluctuations de phase du signal de battement  $c$ . En effet, seules les sources de bruit provenant de ce signal de battement sont communes aux deux "bras" du banc. La fonction d'intercorrélacion calculée n'est alors autre que la fonction d'autocorrélacion du signal  $c$ . On obtient ainsi :

$$S_{yx}(f) = k_{\phi}^2 S_{\phi_c}(f) \quad (5.11)$$

Evidemment, en pratique, des termes résiduels proportionnels à  $S_{\phi_a}$  et  $S_{\phi_b}$  persistent. Ces derniers sont proportionnels à  $\frac{1}{\sqrt{2m}}$  et s'atténuent fortement pour de longs temps d'intégration.

### 5.3.3 Performances des oscillateurs bande X.

La figure 5.32 reporte le bruit de phase d'un oscillateur saphir à 9,5 GHz en considérant qu'il est 3 dB inférieur au bruit de phase du signal de battement mesuré.

Le spectre obtenu est bien décrit par la relation 1.24 avec  $b_{-3} = -36 \text{ dB} \cdot \text{rad}^2/\text{Hz}$ ,  $b_{-2} = -67 \text{ dB} \cdot \text{rad}^2/\text{Hz}$  et  $b_0 = -160 \text{ dB} \cdot \text{rad}^2/\text{Hz}$ . Le bruit de phase à 10 kHz de la porteuse est de  $-145 \text{ dB} \cdot \text{rad}^2/\text{Hz}$ . Notons que le bruit du banc de mesure n'a pas été mesuré par manque de temps. Cependant, le spectre obtenu étant totalement cohérent avec le modèle de Leeson et les spécifications des amplificateurs AML812PNB1901, la mesure est validée. Ces oscillateurs présentent d'excellentes performances tout en adoptant une configuration très simple. Les oscillateurs à correction interférométrique permettent l'obtention de meilleurs performances mais au prix de systèmes bien plus complexes. Les australiens de PSI (Poseïdon Scientific

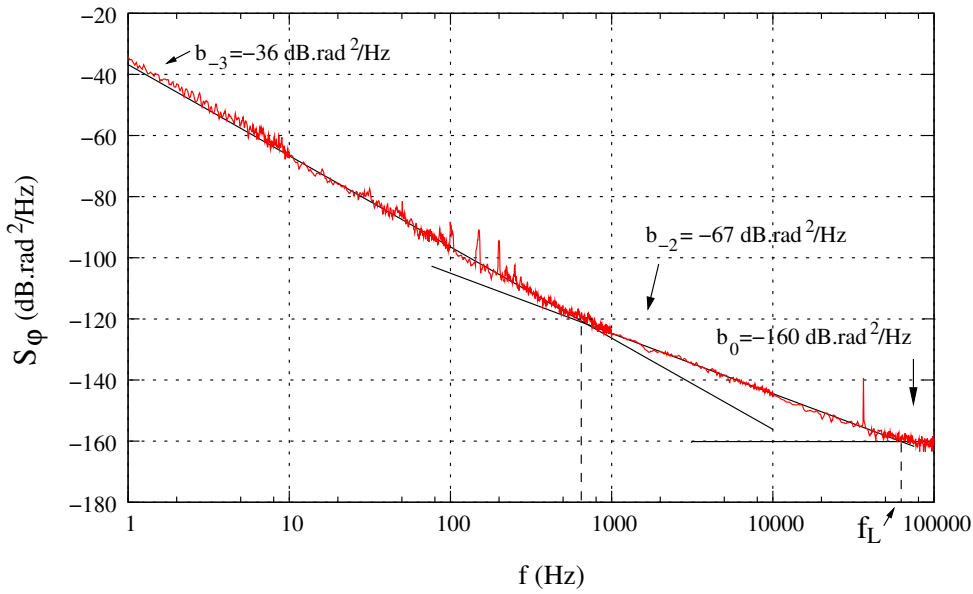


FIG. 5.32 – Bruit de phase d'un oscillateur à 9,5 GHz.

Instruments) ont aussi dernièrement développé des oscillateurs bande X combinant un résonateur saphir et un amplificateur multi-étages faible bruit. Leurs résultats, grâce à l'utilisation d'amplificateurs encore plus performants (et plus coûteux) sont meilleurs que les nôtres [135]. De plus, l'utilisation de résonateurs saphir présentant de meilleurs coefficients de surtension [136] aurait pu nous permettre d'obtenir de meilleurs résultats.

En théorie, nous pouvons estimer la variance d'Allan de nos oscillateurs à partir du spectre de bruit de phase. On a alors :

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{b_{-2}}{v_0^2} \frac{1}{2\tau} + 2 \ln 2 \frac{b_{-3}}{v_0^2} \quad (5.12)$$

menant à :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1,31 \cdot 10^{-12}}{\sqrt{\tau}} + 2,35 \cdot 10^{-12} \quad (5.13)$$

## 5.4 Métrologie : Effet du bruit d'amplitude sur les mesures de bruit de phase par corrélation.

### 5.4.1 Contexte de l'étude

Comme décrit dans le chapitre 1, la mesure de bruit de phase est réalisée au moyen d'un détecteur de phase en aval duquel sont disposés un amplificateur BF faible bruit et un analyseur FFT. Dans la plupart des cas, ce détecteur de phase est un mélangeur doublement équilibré à 4 diodes en anneaux. La figure 5.33 en montre la structure interne générale.

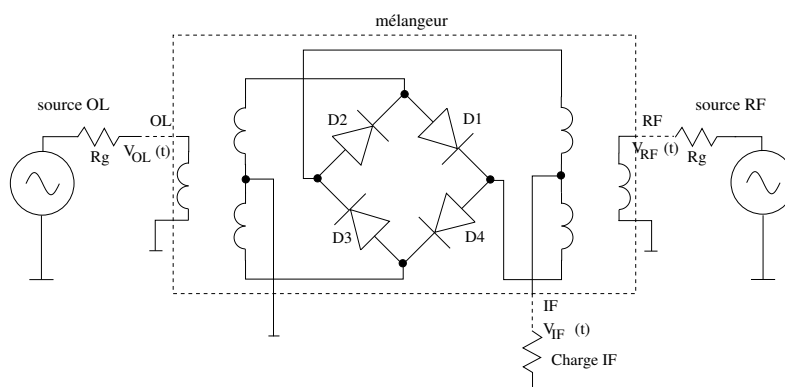


FIG. 5.33 – Schéma général d'un mélangeur doublement équilibré

Des diodes Schottky sont utilisées pour leur faible tension de seuil et leur rapidité de commutation. En général, l'impédance caractéristique à laquelle chaque port doit être liée est  $50 \Omega$ .

Nous avons vu que la technique de mesure en pont (souvent appelée "interféromètre"), où les raies latérales de bruit d'un composant à tester sont amplifiées et transposées en bande de base par un mélangeur, est utilisée lorsque la plus haute sensibilité de mesure est requise. Cette dernière est alors limitée par la température équivalente de l'instrument. Nous savons aussi que les techniques de corrélation et de moyennages, où deux systèmes séparés (et donc indépendants) mesurent le même élément, permettent d'améliorer nettement la sensibilité d'un banc de mesure de bruit de phase. Enfin, les systèmes associant ces deux techniques permettent l'obtention de sensibilités record [37].

Au cours du développement du banc de mesure par corrélation décrit dans 5.3.2, nous nous sommes intéressés à l'effet du bruit d'amplitude (bruit AM) sur des mesures de bruit de phase de haute sensibilité. En effet, dans les systèmes de mesure par intercorrélation, l'hypothèse consistant à considérer les deux "bras" du système de mesure totalement indépendants requiert des mises en garde. En particulier, les mélangeurs utilisés ne sont pas parfaitement équilibrés en raison de l'asymétrie des diodes et des transformateurs les constituant. Ils sont alors sensibles aux fluctuations d'amplitude. Le bruit d'amplitude est alors converti en sortie du mélangeur en une composante continue en tension. Idéalement, les mélangeurs doivent donc fonctionner à leur minimum de sensibilité au bruit d'amplitude. Ainsi, il nous a paru nécessaire d'effectuer une étude rigoureuse sur la sensibilité de mélangeurs indépendants au bruit d'amplitude et donc sur l'effet de ce dernier sur les mesures de bruit de phase par corrélation. Malheureusement, peu d'informations sont disponibles dans la littérature sur le bruit d'amplitude [27]. Une analyse pointilleuse des schémas de mesure par corrélation est nécessaire pour comprendre l'effet du bruit d'amplitude et savoir dans quel cas ce dernier peut être réduit ou éliminé. Après cela, la mesure des paramètres du détecteur est assez simple.



### 5.4.2 Mesures de bruit de phase par corrélation

Saturés par deux signaux en quadrature de puissance comprise entre 3 et 30 mW (5-15 dBm), le mélangeur doublement équilibré à diodes Schottky se comporte comme un détecteur de phase tel que :

$$v_o(t) = k_\phi \phi(t) \quad (5.14)$$

avec  $k_\phi$  compris entre 0,1 et 0,5 V/rad, en fonction des conditions expérimentales et de la technologie utilisée.

La figure 5.34 reporte les schémas de mesure de bruit de phase par corrélation. Les ombres claires indiquent les sources de bruit éliminées par la corrélation et les moyennages tandis que les ombres foncées mettent en avant les points par lesquels les effets du bruit d'amplitude interviennent dans le spectre obtenu.

Le schéma 5.34A, déjà décrit dans la section 1.3.2, est utilisé pour des mesures de dipôles ou quadripôles. Le schéma 5.34B sert à mesurer le bruit de phase d'un oscillateur. Ce montage est couramment utilisé au NIST pour la mesure de bruit de phase d'oscillateurs à haute pureté spectrale. Les références utilisées sont des synthétiseurs. Nous avons mis en place un banc de mesure similaire dans la section 5.3.2. Dans notre cas, la source à tester est le battement entre deux oscillateurs saphir. Dans ce montage, la fonction de transfert de l'asservissement doit être mesurée précisément. Le schéma C utilise deux résonateurs de référence convertissant le bruit de fréquence de l'oscillateur en bruit de phase aux entrées du mélangeur. La bande passante du résonateur limite la fréquence maximale de mesure. Aussi, les pertes des résonateurs atténuent la puissance de porteuse de l'oscillateur. Les mélangeurs peuvent donc être insuffisamment saturés. Dans le schéma D, le mélangeur travaille en régime petit signal sur la voie RF où seules les raies latérales de bruit du dispositif à tester sont présentes. Ce montage permet de disposer d'un détecteur de très haute sensibilité.

### 5.4.3 Effet du bruit AM sur les systèmes de mesure par corrélation

Le principe de la mesure par corrélation peut être décrite par le schéma de la figure 5.35.

Les mélangeurs sont représentés par des noeuds sommateurs  $\Sigma$  car ils effectuent la différence de phase des signaux incidents. Notons  $\mathbb{E}\{\}$  l'espérance statistique et  $\langle \rangle_m$  le moyennage sur  $m$  réalisations. On note aussi que  $\mathbb{E}\{\langle \rangle_m\} = \mathbb{E}\{\}$ . Les densités spectrales de puissance sont mesurées telles que :  $\langle S_{xx} \rangle_m = \langle XX^* \rangle_m$  et  $\langle S_{yy} \rangle_m = \langle YY^* \rangle_m$  pour la densité spectrale d'une seule voie, et  $\langle S_{yx} \rangle_m = \langle YX^* \rangle_m$  pour un interspectre.  $X$  and  $Y$  sont les transformées de Fourier des variables  $x$  et  $y$  tandis que le script '\*' dénote le complexe conjugué.

Dans un premier temps, on considère que  $a$  et  $b$  de la figure 5.35 sont les bruits de fond statistiquement indépendants de chaque bras et  $c$  est le bruit du dispositif à mesurer. Il suit alors que :

$$\mathbb{E}\{\langle S_{yx} \rangle_m\} = S_{cc} \quad (5.15)$$

car  $\mathbb{E}\{S_{ba}\} = 0$ . Le bruit du dispositif sous test est mesuré de cette manière.

En fixant  $c = 0$ , on a  $\mathbb{E}\{\langle S_{yx} \rangle_m\} = 0$ . Cela permet de déterminer le bruit de fond du système de mesure par la variance  $\text{VAR}\{\langle S_{yx} \rangle_m\}$  telle que :

$$\text{VAR}\{\langle S_{yx} \rangle_m\} = \mathbb{E}\{|\langle S_{yx} \rangle_m - \mathbb{E}\{S_{yx}\}|^2\} \quad (5.16)$$

$$= \mathbb{E}\{|\langle S_{yx} \rangle_m|^2\}, \quad (5.17)$$

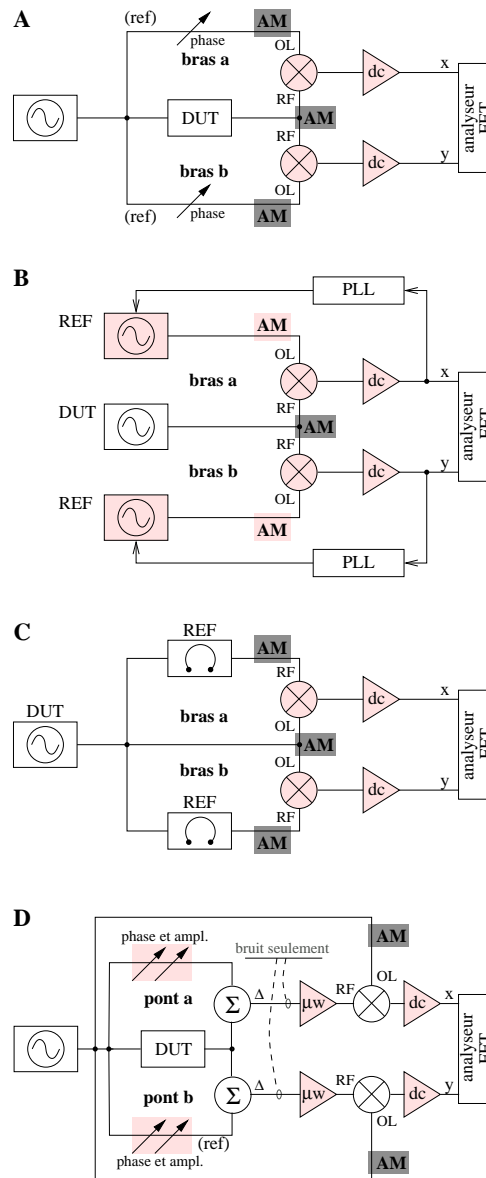


FIG. 5.34 – Mesures de bruit de phase à deux voies (par corrélation). Les limitations de bruit réjectées par corrélation sont coloriées en rose (gris clair). Les sources de bruit AM non réjectées par la corrélation apparaissent en sombre.

qui est proportionnelle à  $1/m$ .

Comme dit précédemment, un mélangeur réel n'est pas parfaitement équilibré en raison de l'asymétrie des diodes et des transformateurs. Le bruit d'amplitude est alors converti en sortie du mélangeur en une composante continue en tension. Par conséquent, le bruit d'amplitude, "introduit" de cette manière, ne peut pas être réjecté par corrélation. Annuler la sensibilité au bruit d'amplitude est un problème pouvant être résolu en jouant sur la relation de quadrature et les puissances mises en jeu. Cette solution fut reportée il y a plus de 30 ans dans [137] avec de vieux mélangeurs HF. Il a été aussi suggéré de faire travailler le mélangeur sur un point, proche mais distinct de la condition de quadrature classique. Dans ce cas, le mélangeur travaille à son minimum de sensibilité aux fluctuations d'amplitude tout en conservant

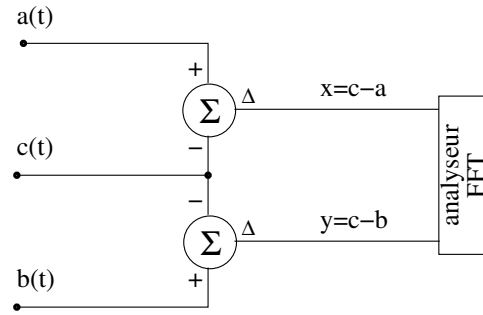


FIG. 5.35 – Mesure basique de spectre à l'aide de deux voies (corrélation).

une sensibilité au bruit de phase maximale. Une approche similaire a été proposée dans [29] avec des mélangeurs micro-ondes. Pourtant, rien n'a été clairement décrit sur la méthode de travail en fonction du type de mélangeur ou des systèmes de mesure à mettre en oeuvre.

Tout d'abord, nous avons observé expérimentalement que le signal de sortie  $v_o$  d'un mélangeur est de la forme :

$$v_o(t) = k_\varphi \varphi(t) + k_{lr} \alpha(t) \quad (\text{schéma A}) \quad (5.18)$$

si les deux entrées voient le même bruit AM,

$$v_o(t) = k_\varphi \varphi(t) + k_l \alpha_l(t) + k_r \alpha_r(t) \quad (\text{schémas B et C}) \quad (5.19)$$

si les deux entrées voient des bruits AM distincts, alors que l'équation 5.19 devient

$$v_o(t) = k_\varphi \varphi(t) + k_{sd} \alpha_l(t) \quad (\text{schéma D}) \quad (5.20)$$

dans le schéma en pont, où seule la voie OL est saturée. Les notations  $l$  et  $r$  font référence à OL et à RF et  $sd$  à détection synchrone (synchronous detection).

Le schéma A est un cas assez simple. Le bruit d'amplitude  $y$  est décrit par :

$$x(t) = (k_{lr})_a \alpha(t) \quad (5.21)$$

$$y(t) = (k_{lr})_b \alpha(t) , \quad (5.22)$$

Les déphaseurs de chaque "bras" peuvent être ajustés séparément de manière à ce que le mélangeur opère au point correspondant au minimum de sensibilité au bruit d'amplitude, s'il existe.

Pour le schéma B, le bruit d'amplitude est donné par :

$$x(t) = (k_l)_a \alpha_a(t) + (k_r)_a \alpha_{\text{DUT}}(t) \quad (5.23)$$

$$y(t) = (k_l)_b \alpha_b(t) + (k_r)_b \alpha_{\text{DUT}}(t) . \quad (5.24)$$

Dans ce cas, le bruit d'amplitude des oscillateurs de référence est réjecté par la corrélation car les deux oscillateurs sont indépendants. C'est donc suffisant pour annuler les deux  $k_r$ . S'il existe, le point de

minimum de sensibilité au bruit d'amplitude est différent de celui obtenu dans le schéma A. La condition optimale de phase, proche de la quadrature, est alors ajustée en ajoutant une composante continue à l'entrée de la boucle d'asservissement de phase. Pour déterminer le point de travail pour lequel la sensibilité du mélangeur au bruit d'amplitude s'annule, on module le signal en sortie du DUT et on inspecte le signal en sortie du mélangeur à l'aide d'une détection synchrone. Evidemment, le modulateur d'amplitude ne doit pas présenter de modulation résiduelle de phase autour du point de polarisation choisi.

Dans le cas du schéma C, le bruit d'amplitude est décrit par :

$$x(t) = (k_r)_a \alpha(t) * h_a(t) + (k_l)_a \alpha(t) \quad (5.25)$$

$$y(t) = (k_r)_b \alpha(t) * h_b(t) + (k_l)_b \alpha(t) \quad (5.26)$$

où  $*$  est l'opérateur de convolution et  $h$  est la fonction de transfert (passe-bas) du résonateur. Cette opération de convolution décorrèle le bruit d'amplitude du dispositif sous test aux entrées du mélangeur en introduisant le retard de groupe du résonateur dans un des bras. Evidemment, il n'existe pas de moyen d'annuler  $k_r$  et  $k_l$  du même mélangeur en ajustant la phase autour de la quadrature.

Enfin, dans le schéma D, l'effet du bruit AM est donné par :

$$x(t) = (k_{sd})_a \alpha(t) \quad (5.27)$$

$$y(t) = (k_{sd})_b \alpha(t) . \quad (5.28)$$

Le gain de l'amplificateur micro-onde précédant le mélangeur influence le rapport  $k_\phi/k_{sd}$ . Ce paramètre joue sur la réjection du bruit d'amplitude. Pourtant, même si la réjection du bruit AM ne dépend que d'un seul paramètre, il ne peut pas être annulé en ajoutant un léger offset de phase à la condition de quadrature classique. En effet, la détection synchrone détecte le bruit du DUT en accord avec :

$$x(t) \propto \alpha(t) \sin \gamma + \phi(t) \cos \gamma , \quad (5.29)$$

où  $\gamma$  est la phase du signal de la voie OL du mélangeur. En conséquence,  $\gamma \neq 0$  fait que le bruit AM du DUT est confondu avec son bruit de phase.

#### 5.4.4 Mesure de mélangeurs

Nous validons notre analyse à l'aide des expériences décrites dans la figure 5.36. En effet, il nous a semblé primordial de séparer l'effet de la modulation d'amplitude selon la voie du mélangeur sur laquelle elle est envoyée. En effet, selon si la modulation d'amplitude est injectée sur la voie RF ou sur la voie OL (ou les deux), le comportement des diodes est différent et donc le signal résultant modifié.

Les mélangeurs testés sont sélectionnés parmi ceux dont nous disposons au laboratoire. Ces derniers sont testés dans des conditions similaires à celles rencontrées pour la mesure de bruit de phase. Ces composants ne sont pas spécialisés et voués à la mesure de bruit de phase mais sont des dispositifs de haute-performance en ingénierie micro-onde et radio.

#### Mélangeurs hyperfréquences

Expérimentalement, l'une des voies d'entrée (ou les deux) du mélangeur est attaquée par un signal de fréquence  $\nu_0$ . Dans la seconde entrée est injecté un signal de même fréquence modulé en amplitude.

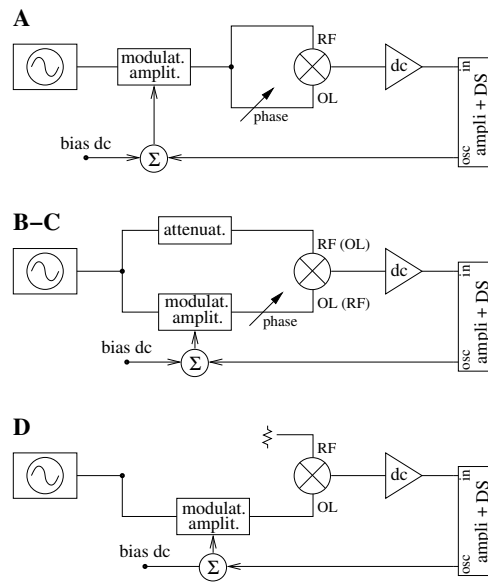


FIG. 5.36 – Mesure de la sensibilité au bruit d’amplitude de mélangeurs. A : modulation d’amplitude sur les deux voies du mélangeur; B-C : modulation d’amplitude sur l’une des voies d’entrée du mélangeur (OL ou RF), D : modulation d’amplitude sur la voie OL du mélangeur tandis que la voie RF est chargée.

Cette modulation est obtenue à l’aide d’un atténuateur commandable en tension (ACT). Pour rendre la mesure valide, il faut s’assurer évidemment que l’ACT n’apporte pas de modulation de phase résiduelle. Nous avons donc mesuré les caractéristiques de ce composant à l’analyseur de réseaux en fonction de sa tension de polarisation  $u_{pACT}$  à la fréquence de 11,565 GHz (figure 5.37).

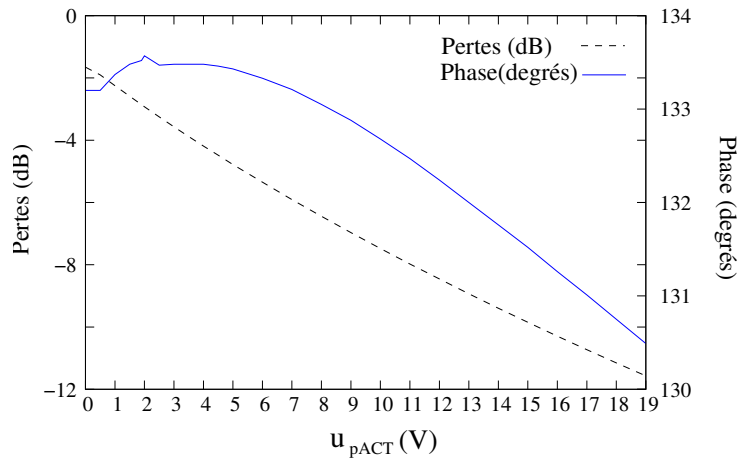


FIG. 5.37 – Pertes et déphasage de l’ACT en fonction de la tension de polarisation  $u_{pACT}$  à 11,565 GHz.

On remarque que la phase de l’ACT est quasi-insensible à la tension de polarisation dans une plage d’environ 1V centrée autour de  $u_{pACT} = 3,5V$ . Autour de ce point de fonctionnement choisi pour travailler afin de limiter la modulation résiduelle de phase créée par l’ACT, la sensibilité  $k_{ACT}$  de ce dernier est de -0,62 dB/V et les pertes de -1,5 dB. Afin d’éviter tout effet non-linéaire, l’indice de modulation est ajusté à une valeur  $\alpha_{rms} = 7,2 \times 10^{-3}$  faible. Ainsi, le signal en sortie du mélangeur n’excède jamais  $350 \mu V_{rms}$ . Les puissances en entrée du mélangeur sont modifiées en ajustant la puissance de la source (synthétiseur, figures 5.36 A et 5.36 D) ou à l’aide d’un atténuateur (figures 5.36 B et C). Un déphaseur permet de

5.4. Métrologie : Effet du bruit d'amplitude sur les mesures de bruit de phase par corrélation.

s'écarter plus ou moins de la condition de quadrature (schémas figures 5.36 A, B et C). Aussi, précisons que la détection synchrone est réglée de manière à mesurer la partie réelle du signal obtenue en sortie du mélangeur afin d'en conserver le signe. Cette disposition permet en effet d'identifier avec rigueur le point de passage par le zéro de sensibilité au bruit AM tandis que la mesure du module montre un pic étroit mais insuffisamment précis.

Dans un premier temps, afin de mettre en évidence l'existence d'un minimum de détection AM dans les mélangeurs hyperfréquences, nous avons mesuré l'évolution des coefficients  $k_l$  et  $k_r$  de différents mélangeurs en fonction du déphasage entre les voies d'entrée. Dans ces tests, les voies d'entrée du mélangeur sont saturées et l'une des voies d'entrée est modulée en amplitude. La détermination des coefficients  $k$  est donnée par :

$$k = \frac{V_{lockin}}{\alpha_{rms}} [mV] \quad (5.30)$$

où  $V_{lockin}$  est la tension lue sur la détection synchrone.

La figure 5.38 reporte ces résultats pour le mélangeur Narda 4805 SN0973. La figure 5.39 reporte ces résultats pour le mélangeur Pulsar MM-02-SC.

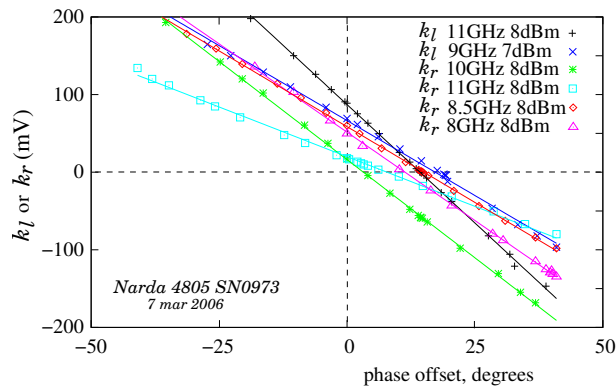


FIG. 5.38 – Sensibilité au bruit d'amplitude du mélangeur Narda 4805 SN0973.

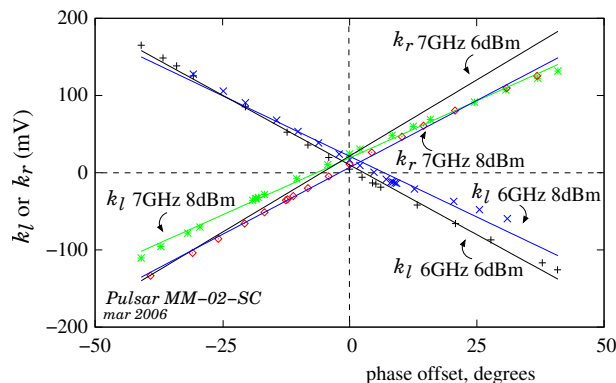


FIG. 5.39 – Sensibilité au bruit d'amplitude du mélangeur Pulsar MM-02-SC.

Pour le mélangeur Narda,  $k_l$  et  $k_r$  présentent des pentes similaires pour différentes fréquences et puissances. Les courbes présentent une pente négative et dans chaque condition reportée, un zéro de

sensibilité au bruit AM est clairement visible. Ce dernier apparaît en moyenne lorsqu'on s'écarte de la quadrature d'environ 20 degrés. Cette valeur peut sembler assez élevée. Pour cet offset de phase, la valeur de  $k_\phi$  (sensibilité en phase) n'est que peu dégradée. Par contre, le problème majeur est que cette valeur de 20 degrés correspond à une tension continue en sortie du mélangeur de l'ordre de 100 mV. Cette tension est élevée pour l'amplificateur BF de précision utilisé en sortie du mélangeur. On utilise en effet généralement un amplificateur de gain 40 dB pour ne pas être limité par le bruit d'entrée de l'analyseur FFT.

Dans le cas du mélangeur Pulsar, nous observons que  $k_l$  et  $k_r$  changent de signe de manière "inattendue" et que la puissance joue un rôle mineur. On observe aussi que le signe de la pente des courbes est positif lorsque la fréquence est de 7 GHz tandis qu'il est négatif lorsque la fréquence est de 6 GHz. Ceci fait penser à un effet systématique dans les "baluns". Aussi, un zéro de sensibilité au bruit AM est toujours clairement visible. Ce dernier est toujours confiné dans une région de  $\pm 5^\circ$  autour de la quadrature, où la tension continue correspondante en sortie du mélangeur est de 30 mV.

Le tableau 5.5 reporte l'ensemble des coefficients  $k$  de quatre mélangeurs différents mesurés à 10 GHz. La puissance du signal sur les voies OL et RF est de 8 dBm. Ces coefficients  $k$  sont mesurés en condition de quadrature. Le niveau continu en sortie du mélangeur est alors de 0V.

Mélangeur	$k_\phi$	$k_{lr}$	$k_r$	$k_l$	$k_{sd}$
NARDA4805s.No0972	272	16	7,9	37	6,5
NARDA4805s.No0973	274	18,3	17,1	44	9,8
NEL20814	279	51,5	12,1	37,9	2,7
NEL20814	305	41	1,9	30,2	3,7
Unités	mV/rad	mV	mV	mV	mV

TAB. 5.5 – Mesure des coefficients  $k$  de mélangeurs hyperfréquences dans les configurations décrites figure 5.36 -  $\nu_0 = 10$  GHz et  $P = 8$  dBm (6,3mW).

Nous observons que  $k_{sd}$  diffère de  $k_l$  de manière significative. Ceci est lié au fait que  $k_l$  est mesuré quand la voie RF est saturée tandis que pour la mesure de  $k_{sd}$ , la voie RF est chargée. En outre, nous remarquons que  $k_{lr}$  est significativement différente de  $k_l + k_r$ . Ceci met en avant la signature d'une interaction bizarre entre les deux voies du mélangeur. Aussi, la valeur de  $k_{lr}$  est généralement élevée comparativement aux autres coefficients  $k$ . Ceci paraît logique car de la modulation AM est alors apportée sur chacune des voies d'entrée du mélangeur. Enfin, le coefficient  $k_{sd}$  est généralement plus faible que les autres coefficients  $k$ . Ceci pousse à penser que les mélangeurs sont peu sensibles au bruit d'amplitude dans les systèmes de mesure de bruit effectuant une suppression de porteuse.

Les figures 5.40(a), 5.40(b), 5.41(a) et 5.41(b) montrent l'effet de la puissance et de la fréquence sur deux mélangeurs différents.

Au contraire de la puissance, la fréquence de travail a une influence non négligeable sur la variation de la sensibilité au bruit d'amplitude du mélangeur. Des comportements similaires (non reportés ici pour des raisons de clarté) ont été observés sur d'autres mélangeurs. Ceci renforce l'idée de l'existence d'erreurs de phase systématiques dans les baluns. Comprendre cet effet est difficile car la littérature à ce sujet est ancienne [138, 139] et car il est impossible de connaître la structure physique interne exacte du mélangeur. Néanmoins, nous pouvons penser que les baluns sont conçus de manière à obtenir des variations de puissance les plus faibles possibles dans une gamme de fréquence déterminée. On cherche ainsi à obtenir une courbe d'amplitude la plus plate possible en fonction de la fréquence. La relation amplitude-phase est gouvernée par la condition de Cauchy-Riemann. La courbe de phase en fonction de

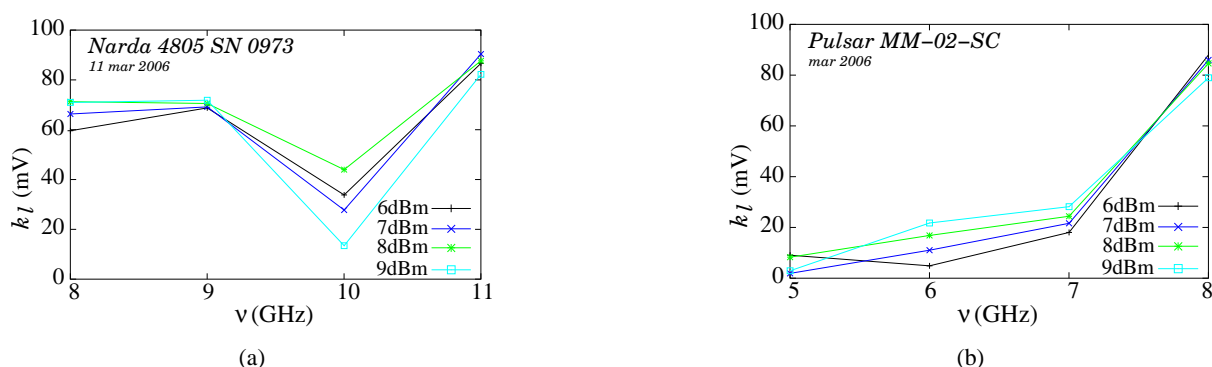


FIG. 5.40 – Effet de la puissance et de la fréquence sur les coefficients  $k_l$  de deux mélangeurs.

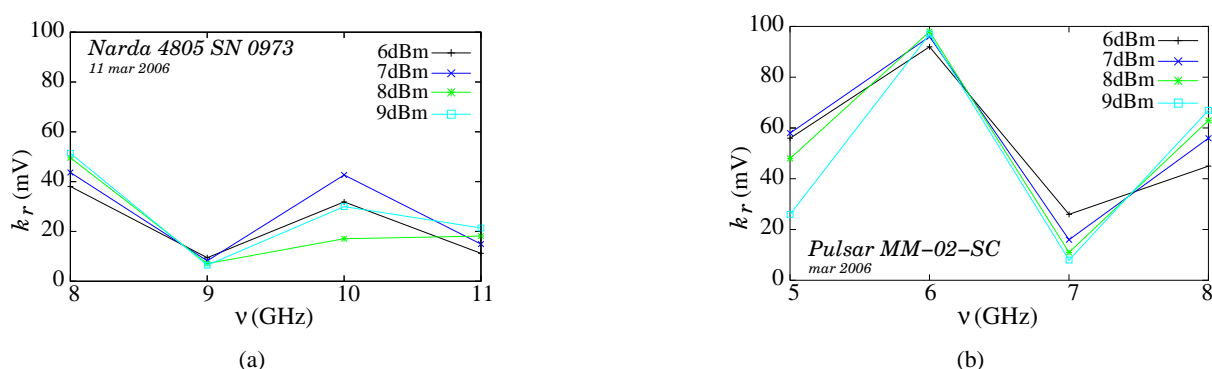


FIG. 5.41 – Effet de la puissance et de la fréquence sur les coefficients  $k_r$  de deux mélangeurs.

la fréquence présente alors une pente maximale où la courbe d'amplitude en fonction de la fréquence est la plus plate. Enfin, nous pouvons retenir que la sensibilité  $k_\alpha$  au bruit d'amplitude des mélangeurs n'évolue pas proportionnellement avec la puissance au contraire de la sensibilité en phase  $k_\phi$ .

### 5.4.5 Mélangeurs RF

Les mélangeurs sélectionnés sont utilisables dans la gamme de fréquence allant de 1 à 500 MHz. Cette dernière est limitée par les transformateurs toriques utilisés. Pour des puissances sur les voies d'entrée de l'ordre de 5 à 6 mW (7 à 8 dBm), le coefficient  $k_\phi$  est de l'ordre de 220 mV/rad, soit une valeur environ 20 % inférieure aux valeurs obtenues pour des mélangeurs micro-ondes. Nous avons effectué des tests à deux fréquences différentes, 6MHz (déterminée par l'application spécifique décrite dans la section 5.3.2) et 200MHz. Ces fréquences sont suffisamment proches des fréquences de travail courantes (5, 10 et 100 MHz). Le système de mesure diffère légèrement de celui présenté dans les figures 5.36B et C. Nous avons utilisé deux synthétiseurs (HP8662A et Agilent E4433B) pilotés par la même référence. L'un des deux est ajustable en phase (Agilent E4433B) tandis que l'autre est modulé en amplitude. L'indice de modulation est  $\alpha = 10^{-2}$ . Le signal modulant (1kHz) sert de référence à la détection synchrone. Nous nous sommes focalisés sur les schémas 5.36B et C. Les résultats correspondants sont présentés sur les figures 5.42(a), 5.42(b), 5.43(a) et 5.43(b).

On remarque sur les graphes 5.42(a), 5.42(b), 5.43(a) et 5.43(b) que l'existence d'un zéro de sensibilité au bruit d'amplitude est très rarement vérifiée (au contraire des mélangeurs hyperfréquences). Les rares zéros de sensibilité observés l'ont été pour des conditions spécifiques de fréquence et de puissance.



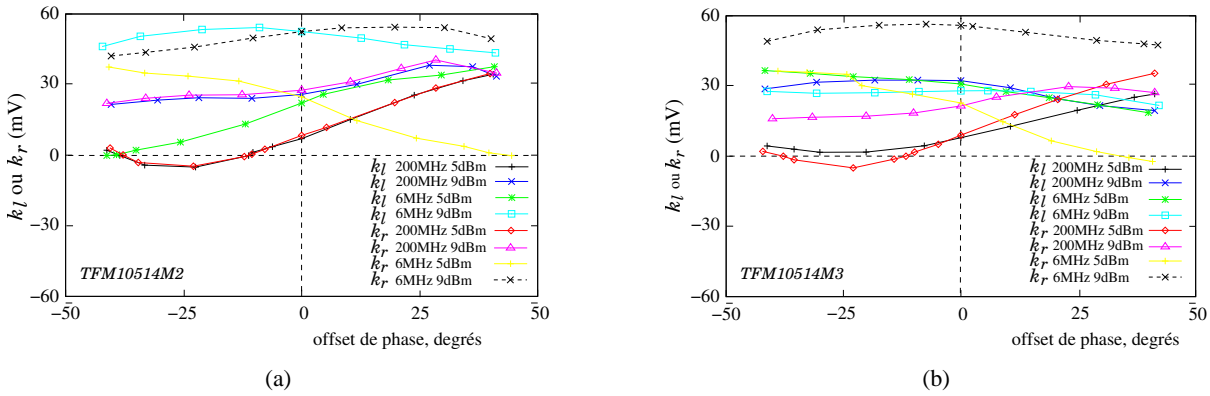


FIG. 5.42 – Effet de la puissance et de la fréquence sur les coefficients  $k_l$  et  $k_r$  de mélangeurs RF. Pour comparaison,  $k_\phi$  est de l'ordre de 220 mV/rad.

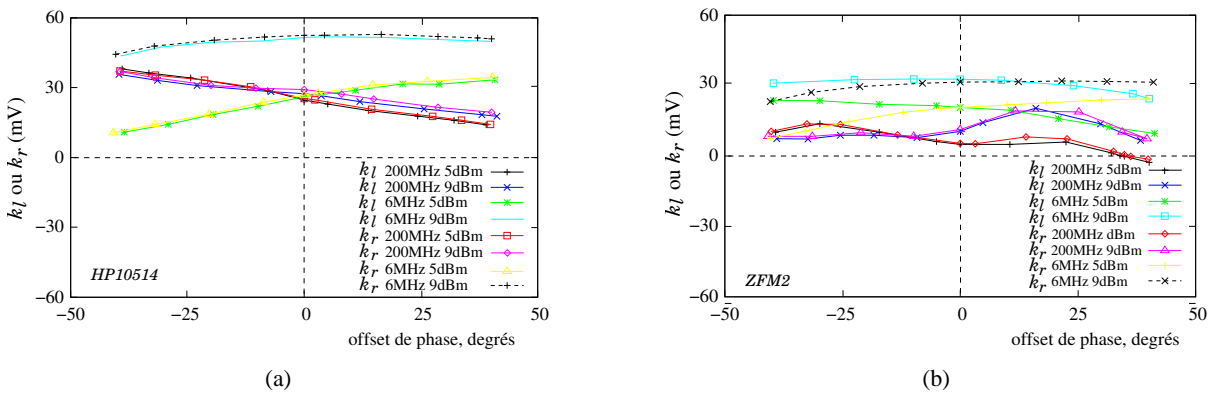


FIG. 5.43 – Effet de la puissance et de la fréquence sur les coefficients  $k_l$  et  $k_r$  de mélangeurs RF. Pour comparaison,  $k_\phi$  est de l'ordre de 220 mV/rad.

Aucun zéro de détection AM n'a été vu avec le mélangeur HP10514. Pour tous les mélangeurs, aucun zéro de sensibilité au bruit AM n'a été vu à 6 MHz. De plus, les zéros de sensibilité observés sont obtenus pour un offset de phase de l'ordre de 40°. Dans ces conditions, la valeur de  $k_\phi$  est alors fortement dégradée et le mélangeur ne peut plus être utilisé comme détecteur de phase. De plus, le niveau de tension continue en sortie du mélangeur (jusqu'à 150 mV) est trop élevé pour l'amplificateur BF se trouvant en aval du mélangeur. Précisons de plus que ces mesures ont été effectuées pour des puissances d'entrée de 8 dBm (non affichées pour des raisons de clarté des graphiques). Les observations ont été identiques. L'inspection qualitative de deux autres mélangeurs a conduit aux mêmes conclusions.

#### 5.4.6 Remarques finales et conclusions

Nous avons analysé les méthodes de mesure de bruit de phase dans lesquelles les techniques de corrélation et de moyennage sont utilisées pour réjecter le bruit de fond du système de mesure. Toutes ces méthodes requièrent un mélangeur, utilisé soit comme un détecteur de phase soit comme un détecteur synchrone linéaire. En raison de l'asymétrie de la structure du mélangeur (diodes et transformateurs), le bruit d'amplitude est converti en une tension continue en sortie du détecteur. La mesure de mélangeurs indique que la sensibilité au bruit d'amplitude de mélangeurs est de l'ordre de 5 à 50 mV, ce qui est 12 à 35 dB plus bas que la sensibilité  $k_\phi$  à la phase.

De plus, nous avons observé que seuls les mélangeurs micro-ondes présentaient un zéro de sensibilité au bruit d'amplitude. Les mélangeurs RF ne présentent pas ce point de détection minimale. Cette différence de comportement peut certainement être attribuée aux dissemblances entre la structure interne propre des mélangeurs micro-ondes et celle des détecteurs RF. La seule différence notable entre les mélangeurs RF et les mélangeurs micro-ondes réside dans la technologie utilisée pour réaliser les transformateurs "divisant" les signaux se dirigeant sur les entrées RF et OL. Dans les mélangeurs RF, jusqu'à 500 MHz, cette étape est effectuée par des "baluns" basés sur l'utilisation de transformateurs toriques métalliques. Ces derniers assurent une excellente isolation et une répartition symétrique du signal incident. Dans les mélangeurs hyperfréquences, jusqu'à quelques dizaines de GHz, cette étape est réalisée à l'aide de réseaux en lignes micro-ruban (principalement lignes  $\lambda/4$  et  $\lambda/2$ ). Ces derniers, en raison de leur réalisation technique minutieuse et difficile, sont à l'origine d'imperfections. Ainsi, l'environnement électronique et les signaux issus de la "division" présentent de légères dissymétries (longueurs électriques, impédance, puissance...). Ces imperfections favoriseraient alors l'existence dans les mélangeurs micro-ondes d'une condition de phase pour laquelle la sensibilité au bruit d'amplitude est nulle.

Enfin, nous avons vu que le bruit d'amplitude ne peut pas être réjecté par les techniques de corrélation s'il provient de la source à tester. Le bruit d'amplitude de la référence peut être réjecté par corrélation si deux références indépendantes sont utilisées (figure 5.34 C). Supprimer plus ou moins correctement le bruit d'amplitude peut avoir des conséquences surprenantes. Pour exemple, la figure 5.44 montre les performances en bruit de phase et en bruit d'amplitude d'un oscillateur à quartz ultra-stable. Le spectre de bruit de phase est fourni par le constructeur tandis que le bruit d'amplitude est le plus faible ayant été mesuré [27]. Dans ce cas, si la réjection du bruit d'amplitude est inférieure à 20 dB, une erreur de mesure sur le spectre de bruit de phase apparaît aux fréquences proches de 3 kHz.

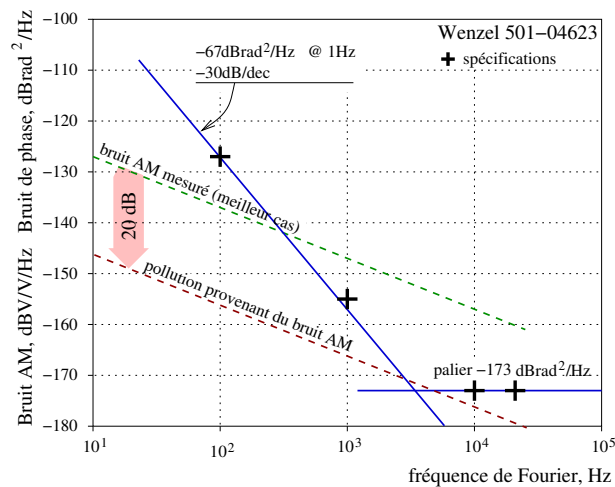


FIG. 5.44 – Bruit de phase et d'amplitude d'un oscillateur 100MHz. Le bruit d'amplitude peut polluer la mesure du bruit de phase.



## Chapitre 6

# Oscillateurs cryogéniques à haute pureté spectrale

Ce court chapitre présente les performances préliminaires en bruit de phase d'oscillateurs cryogéniques (77K) développés au cours des mois de septembre et octobre 2006. En effet, même si le recours aux basses températures n'était pas prévu dans le sujet initial de ce travail, nous avons pensé que mesurer le bruit de phase d'oscillateurs saphir cryogéniques pouvait être un complément très intéressant à ce manuscrit. Les différentes raisons de cette étude sont en premier lieu que le refroidissement du résonateur saphir permet une forte diminution de la tangente de pertes du matériau et donc l'obtention de coefficients de surtension accrus (environ  $3 \cdot 10^7$  à 77K). La stabilité moyen terme de l'oscillateur est donc nettement améliorée. De plus, la stabilité des oscillateurs cryogéniques est généralement caractérisée sur le long terme (variance d'Allan). Dans la littérature, beaucoup moins de références s'intéressent aux performances en bruit de phase de ces derniers. Aussi, caractériser des oscillateurs de ce type impose forcément de porter une attention particulière au banc de mesure utilisé. Enfin, précisons que le développement d'oscillateurs cryogéniques requiert généralement l'utilisation de nombreux asservissements pour améliorer ses performances (correcteur de Pound, asservissement de puissance, contrôle de température...). Cet ensemble rend la structure de l'oscillateur complexe et difficile à mettre en oeuvre. En cohérence avec les chapitres 4 et 5, notre objectif est ici de construire des sources d'architecture simple associant un résonateur saphir refroidi à la température de l'azote liquide et un amplificateur très faible bruit de phase.

Dans un premier temps, il convient de présenter les technologies thermiques et électroniques s'articulant autour de la construction de l'oscillateur cryogénique. Nous décrivons ainsi les propriétés générales de l'azote liquide employé et les caractéristiques essentielles des cryostats. Aussi, nous justifions l'implémentation du résonateur saphir au sein d'une "cavité ouverte" et voyons la disposition de ce dernier dans l'enceinte cryogénique. La seconde partie de ce chapitre apporte des précisions sur les différents éléments prenant place dans la boucle d'oscillation. La configuration des résonateurs saphir est explicitée. Le couplage de différents modes de galerie est mesuré à température ambiante puis à 77K. La caractérisation d'autres composants (déphaseurs commandables en tension (DCT), amplificateurs...) nécessaires à l'expérience est mise en avant. Enfin, la dernière partie expose le système mis en place pour mesurer les performances en bruit de phase des oscillateurs cryogéniques. Les résultats obtenus sont excellents.

## 6.1 L'environnement cryogénique

### 6.1.1 L'azote liquide

L'azote liquide ( $N_2$ ) est fréquemment employé pour des applications à basse température. L'azote bout (passage de l'état liquide à l'état gazeux) à  $-196^\circ\text{C}$  pour une pression de 1,013 bar. Sur le diagramme de phase, son point triple est situé à une température de  $-210^\circ\text{C}$  pour une pression de 12,5 kPa. Sa courbe de vaporisation s'arrête au point critique situé à une température de  $-146,9^\circ\text{C}$  pour une pression de 3399 kPa.

L'azote liquide est obtenu en comprimant de l'air. Le but est de rapprocher les molécules et de les ralentir. On obtient alors un liquide constitué par un mélange des différents gaz existant dans l'air. Une distillation permet de ne récupérer que l'azote. L'azote liquide est conservé dans notre cas dans des cryostats de taille importante (voir section 6.1.2). Ces derniers sont d'ailleurs aussi voués à être utilisés pour conserver de l'hélium liquide. Dans notre cas, nous avons uniquement travaillé à 77K pour des raisons de temps, de facilité de mise en œuvre et de coût. Les matériaux utilisés doivent maximiser les échanges thermiques et minimiser la consommation d'azote.

### 6.1.2 Le cryostat

Les deux cryostats utilisés, ainsi que l'équipement associé, ont été installés au sein du laboratoire dans le cadre de la thèse de P.Y. Bourgeois [1]. Les détails mécaniques de ces ensembles sont détaillés dans [1] et représentés sur la figure 6.1.

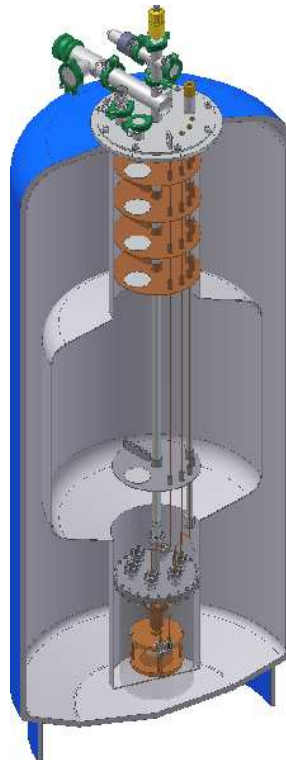


FIG. 6.1 – Vue de l'insert cryogénique au sein du cryostat.

Les cryostats, d'une capacité de l'ordre de 100l, ont été réalisés par la société Precision Cryogenics Systems [140]. Lors de l'utilisation d'azote liquide, l'autonomie de travail est de l'ordre de 14 jours.

Avec de l'hélium liquide, cette autonomie est réduite à une semaine.

L'intérieur du cryostat est divisé en trois parties. Tout en bas se trouve le réceptacle contenant le dispositif expérimental à refroidir. Au-dessus de ce volume, le réservoir est élargi pour augmenter la capacité de liquide cryogénique. Enfin, ce réservoir est relié au sommet du cryostat par un long col. L'ensemble du système est protégé par une excellente isolation pour mieux conserver le liquide cryogénique et améliorer ainsi l'autonomie de travail.

Au sommet du cryostat se trouve une flasque contenant le tube de transfert cryogénique, des connecteurs BF et SMA, une bouche d'évaporation et une artère principale dans laquelle sont placés des contrôleurs de vide et des capteurs de température. Cette artère est un tube en inox le long duquel sont placés des écrans antiradiation thermiques.

Au fond du cryostat se trouve une boîte constituant la terminaison de l'insert cryogénique. Un fil d'indium est posé sur le pourtour du couvercle de la boîte au moment de la fermeture pour assurer l'étanchéité vide. L'intérieur de cette enceinte, tapissé d'absorbant hyperfréquence, contient le résonateur en cavité ouverte, des capteurs de température (sondes PT100) et des éléments de chauffe (résistances HTR25). Le maintien de la cavité (et donc du résonateur) au sein de l'enceinte est assuré via une pièce unique en cuivre. Le résonateur est alors relié au reste de la boucle d'oscillation, situé sur une plaque métallique fixée sur la flasque supérieure du cryostat, via deux câbles semi-rigides en cuivre de plusieurs mètres et d'atténuation 1,5 dB/m.

## 6.2 Eléments de la boucle d'oscillation

### 6.2.1 Le résonateur saphir

Dans chaque oscillateur, le résonateur saphir utilisé, de type HEMEX, est un cylindre de 50 mm de diamètre et 20 mm de haut. Le résonateur est disposé au sein d'une cavité ouverte [76]. Cette technique s'est avérée très efficace aux températures cryogéniques pour supprimer les nombreux modes parasites entourant le mode désiré. Cette méthode évite par ailleurs le besoin d'utiliser un filtre passe-bande dans la boucle d'oscillation. Un mode de galerie de type WGH est excité au sein du cristal au moyen de deux boucles magnétiques (voir section 2.3.2) disposées à 180 degrés l'une de l'autre selon l'angle azimutal.

En premier lieu, nous avons relevé les caractéristiques de différents modes à température ambiante. L'évolution des couplages du résonateur entre la température ambiante et la température de l'azote liquide est donnée par l'équation 2.10. Cherchant à obtenir des couplages identiques ( $\beta_1 = \beta_2 = 0,5$ ) sur les deux ports du résonateur à 77K, on doit régler le résonateur à l'ambiante de manière à avoir  $S_{11} = S_{22} = -0,06$  dB et des pertes en transmission de -43 dB.

En second lieu, chaque résonateur saphir est inséré dans un cryostat. La descente de l'insert au sein du cryostat (effectuée à l'aide d'un palan électrique) demandant de l'attention, les couplages sont vérifiés à température ambiante avant le transfert d'azote. Une fois l'azote liquide transféré, on mesure le couplage de différents modes des résonateurs à 77K. Pour chaque résonateur, un mode WGH<sub>14,0,0</sub> de fréquence 10,351 GHz est sélectionné. Ce dernier est choisi car ses performances sont bonnes et, au contraire d'autres modes, il ne présente pas de dégénérescence particulière.

Pour le premier résonateur, nommé "Marcel", les pertes en transmission sont de -11,1 dB. Les coefficients de réflexion sont tels que  $S_{11} = -10,6$  dB et  $S_{22} = -7$  dB. Le coefficient de qualité en charge est tel que  $Q_L = 13,5 \times 10^6$ . Pour le second résonateur, nommé "Raoul", les pertes en transmission sont de -13,5 dB. Les coefficients de réflexion sont tels que  $S_{11} = -13$  dB et  $S_{22} = -3,5$  dB. Le coefficient de qualité en charge est  $Q_L = 11,6 \times 10^6$ . Les réponses en transmission de ces deux résonateurs sont présentées respectivement figure 6.2(a) et 6.2(b). On observe une légère dégénérescence concernant le mode de "Raoul" mais ceci ne doit pas dégrader les performances de l'oscillateur à construire.

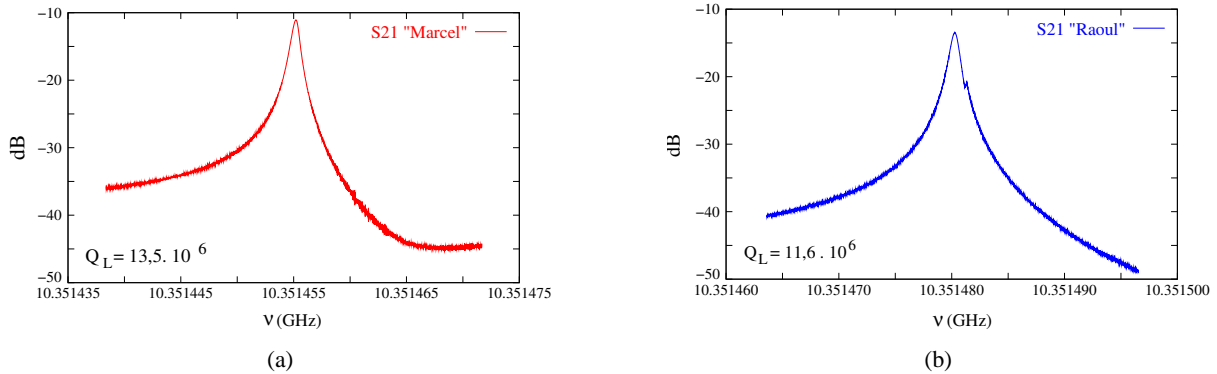


FIG. 6.2 – Paramètre  $S_{21}$  des résonateurs saphir à 77K. (a) : Marcel, (b) : Raoul.

### 6.2.2 Déphaseurs contrôlables en tension

Nous avons testé des déphaseurs contrôlables en tension de marque Waveline. Ces derniers doivent être utilisés dans la boucle d'asservissement nécessaire à la mesure du bruit de phase des oscillateurs cryogéniques. Nous avons mesuré les caractéristiques de ces composants à l'analyseur de réseau en fonction de la tension de polarisation  $V_{pola}$  pour la fréquence de 10,35 GHz. Les figures 6.3(a) et 6.3(b) montrent ces résultats pour deux DCT distincts.

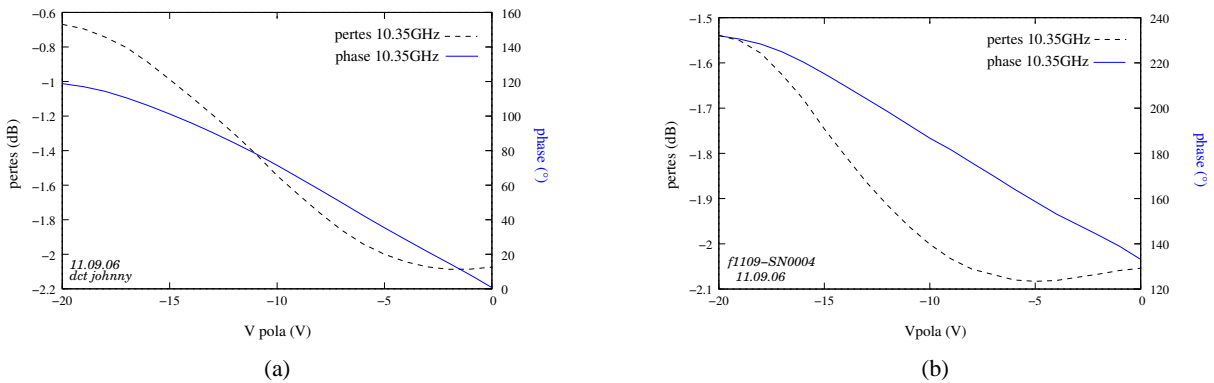


FIG. 6.3 – Pertes et déphasage de DCT en fonction de la tension de polarisation  $V_{pola}$ . (a) : Waveline 1, (b) : Waveline 2.

Pour ces deux composants, la variation de phase est linéaire pour des tensions  $V_{pola}$  comprises entre 0 et -10V. La sensibilité du DCT Waveline 1 est de  $7^\circ/V$  tandis que celle du DCT Waveline 2 est de  $5^\circ/V$ . Pour les deux DCT, l'évolution des pertes est non linéaire dans cette zone. Ces dernières sont alors comprises entre 1,6 et 2,1dB. En raison de sa plus forte sensibilité en phase, nous avons décidé d'utiliser le DCT Waveline 1. Le DCT est dans notre cas l'élément permettant de corriger la phase de l'oscillateur de référence et assurant donc l'asservissement. Nous avons décidé de polariser le DCT à  $V_{pola} = -7V$ . A ce point, la sensibilité en phase est toujours maximale et une plus grande plage de correction pour l'asservissement est assurée.

## 6.3 Mesures de bruit de phase d'oscillateurs cryogéniques

### 6.3.1 Banc de mesure

Nous avons monté deux oscillateurs cryogéniques pour lesquels seul le résonateur est inséré dans le cryostat. Le reste de la boucle d'oscillation est placé sur une plaque métallique fixée sur le col du cryostat à température ambiante. La boucle d'oscillation est simplement composée du résonateur, d'un amplificateur d'entretien, de deux isolateurs, d'un déphaseur manuel et d'un coupleur pour extraire le signal. Une photographie des oscillateurs est montrée figure 6.4.



FIG. 6.4 – Photographie des deux oscillateurs cryogéniques.

Le système mis en place pour mesurer les performances en bruit de phase des oscillateurs cryogéniques est montré figure 6.5. Initialement, la fréquence de battement entre les deux oscillateurs à 77K est d'environ 100 kHz. Cette fréquence étant assez faible, nous avons décidé d'asservir directement un oscillateur sur l'autre. Pour cela, la température d'un des résonateurs est augmentée d'environ 1K pour "annuler" la fréquence de battement. Aussi, l'asservissement est assuré en disposant dans l'un des deux oscillateurs un DCT (Waveline 1). L'ensemble de la boucle d'asservissement (amplificateur BF, intégrateur et sommateur) est réalisée à l'aide d'un banc de mesure de bruit de phase HP11848A équipé d'un analyseur FFT HP3561A. Le DCT, de sensibilité  $7^\circ/\text{V}$  peut être modulé dans une plage de  $\pm 4\text{V}$  autour d'une tension de polarisation  $V_{pola}$  de  $-7\text{V}$ . La sensibilité de l'oscillateur asservi est mesurée à  $60\text{ Hz/V}$ . La température de chaque résonateur est contrôlée au mK près à l'aide de contrôleurs de température commerciaux Lakeshore LS340. La sensibilité de la fréquence du résonateur saphir étant de  $-10\text{ ppm/K}$  à 77K, une régulation au mK limite donc la variation de fréquence à une centaine de hertz. Ces techniques de contrôle sont suffisantes pour assurer le maintien de l'asservissement le temps d'une mesure de bruit de phase. En effet, au vu des coefficients de surtension obtenus, la largeur de raie des pics de résonance est proche de 1 kHz.

Nous avons d'abord mesuré le bruit du banc de mesure à 10,35 GHz à l'aide d'un synthétiseur Agilent E8254A dont la référence provient d'un maser à hydrogène. La figure 6.7 montre la méthode utilisée. Le mélangeur, utilisé en condition de quadrature comme détecteur de phase, est saturé sur ses deux voies d'entrée.

La figure 6.7 reporte le bruit mesuré du banc pour différentes valeurs de la sensibilité  $k_\phi$  du mélangeur. Cette sensibilité est modifiée en jouant sur la puissance micro-onde du signal délivrée par le synthétiseur.



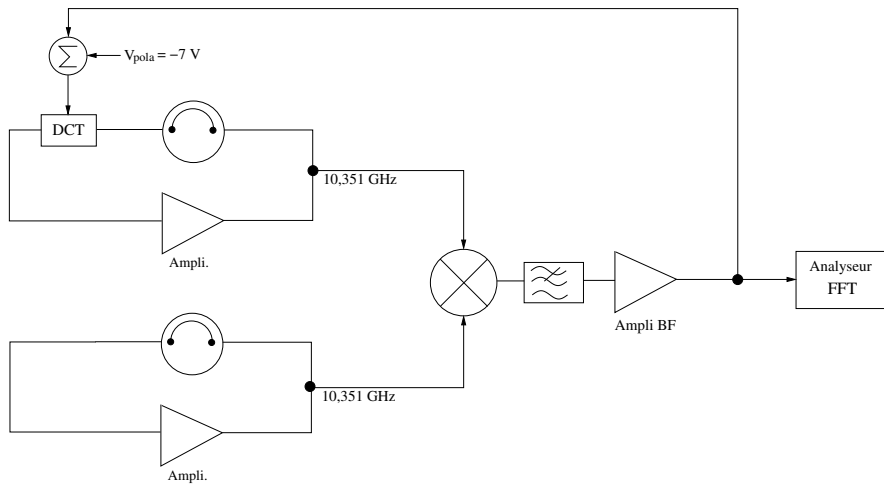


FIG. 6.5 – Banc de mesure de bruit de phase des oscillateurs cryogéniques.

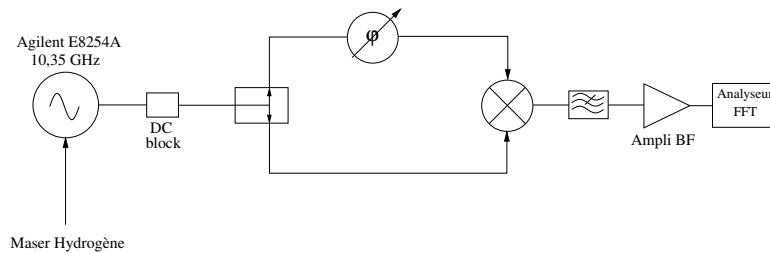


FIG. 6.6 – Mesure du bruit du banc utilisé pour la caractérisation des oscillateurs cryogéniques.

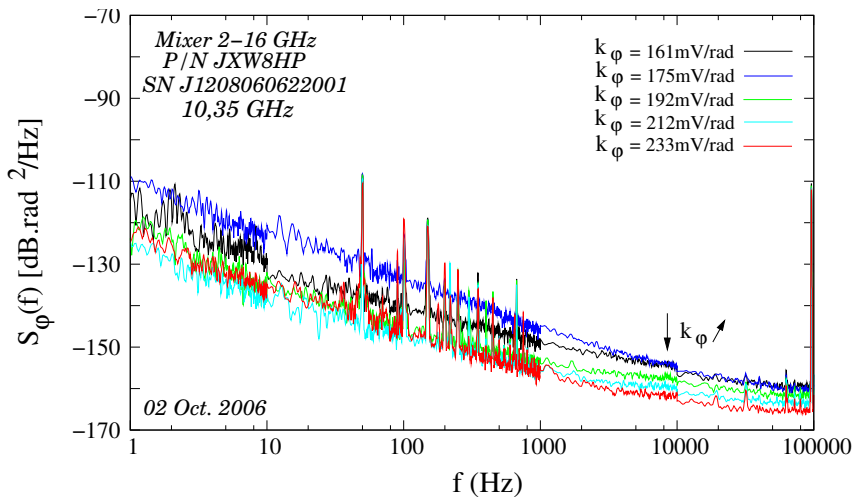


FIG. 6.7 – Bruit du banc de mesure utilisé pour la caractérisation des oscillateurs cryogéniques pour différentes valeurs  $k_\phi$  du mélangeur.

On constate l'existence de nombreuses raies parasites harmoniques du 50 Hz. Concernant les performances obtenues, on voit que le bruit du banc de mesure diminue lorsque  $k_\phi$  augmente. Lorsque les deux voies du mélangeur sont correctement saturées ( $k_\phi = 233\text{ mV/rad}$  obtenues avec  $P_{OL} = P_{RF} = 10\text{ dBm}$ ), le palier atteint est de l'ordre de  $-165\text{ dB}\cdot\text{rad}^2/\text{Hz}$ . A partir de 10 kHz, le spectre évolue en  $f^{-1}$ . Dans le cas

optimal, le bruit du banc de mesure est alors de  $-125 \text{ dB}\cdot\text{rad}^2/\text{Hz}$  à 1 Hz de la porteuse. Ces performances sont quasi-satisfaisantes pour notre application (voir section 6.3.2).

### 6.3.2 Performances d'oscillateurs cryogéniques

#### Oscillateurs avec amplificateurs traditionnels

Dans un premier temps, nous avons disposé dans la boucle d'oscillation des amplificateurs traditionnels (technologie AsGa) dans la boucle d'oscillation. Nous avons testé deux amplificateurs différents. Le premier est un amplificateur Miteq-JS3-08001200-15-10A de gain 30 dB et de puissance de sortie +12 dBm à la compression. Le second est l'amplificateur Miteq AFS4-107-01170-25-10P-4 de gain 32 dB et de puissance de sortie +11 dBm à la compression. Les pertes totales dans la boucle sont ajustées à l'aide d'un atténuateur afin de faire travailler l'amplificateur d'entretien dans un régime de faible compression. La fréquence de Leeson est de 470 Hz. Pour extraire le signal d'oscillation, on utilise un coupleur 6 dB afin de disposer de puissances suffisantes sur les voies d'entrée du mélangeur. Dans les deux cas, la sensibilité du mélangeur du banc de mesure est proche de 180 mV/rad. La figure 6.8 montre les performances obtenues de ces oscillateurs. Le bruit de phase d'un oscillateur est considéré 3 dB inférieur à celui du battement mesuré.

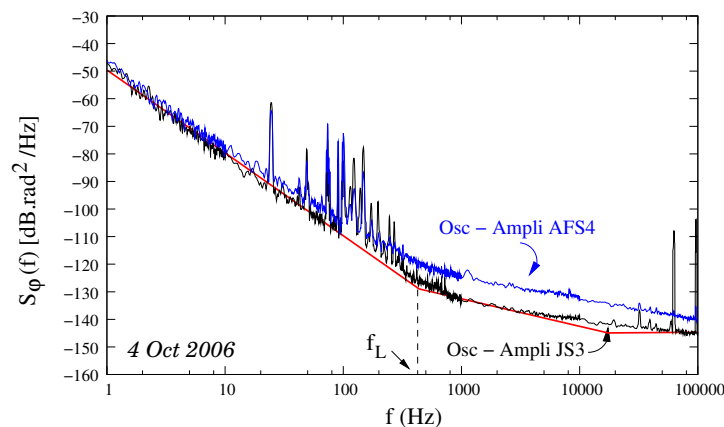


FIG. 6.8 – Bruit de phase d'oscillateurs cryogéniques avec amplificateurs traditionnels (AsGa) dans la boucle d'oscillation.

On observe de nouveau que les mesures sont polluées par de nombreuses harmoniques du 50 Hz. Une élévation ("bosse") anormale du spectre autour de 100Hz est d'ailleurs observée. Les pentes des oscillateurs sont néanmoins observables. On constate que les performances de l'oscillateur utilisant l'amplificateur JS3 sont meilleures que celles de l'oscillateur utilisant l'amplificateur AFS4. Cette différence est principalement notable concernant le palier de bruit de phase. Dans le meilleur cas (amplificateur JS3), le bruit de phase de l'oscillateur est respectivement de  $-145 \text{ dB}\cdot\text{rad}^2/\text{Hz}$ ,  $-133 \text{ dB}\cdot\text{rad}^2/\text{Hz}$  et  $-48 \text{ dB}\cdot\text{rad}^2/\text{Hz}$  à 100 kHz, 1 kHz et 1 Hz de la porteuse. Ces résultats sont cohérents avec les performances respectives des amplificateurs (disponibles dans la documentation technique du laboratoire) et le modèle de Leeson.

#### Oscillateurs avec amplificateurs AML812PNB1901

Cette mesure consiste à combiner dans un oscillateur d'architecture simple un résonateur saphir refroidi à 77K et un amplificateur très faible bruit de phase AML812PNB1901 (voir section 3.5). Nous avons développé deux oscillateurs quasi-identiques. Les performances du résonateur sont décrites dans

la section 6.2.1. La fréquence de Leeson  $f_L$  est de 470 Hz. L'amplificateur AML opère en régime de compression. Sa puissance d'entrée est de -2dBm. Dans chaque oscillateur, un coupleur 6 dB est utilisé pour extraire le signal. La puissance de sortie de l'amplificateur étant de 17 dBm, la puissance incidente sur les voies d'entrée du mélangeur du banc de mesure sont telles que  $P_{OL}=P_{RF}= 11$  dBm. La sensibilité  $k_\phi$  du mélangeur est alors de 250 mV/rad. La figure 6.9 reporte le bruit de phase d'un seul oscillateur saphir cryogénique à 10,35 GHz (3 dB inférieur au bruit du battement) ainsi que le bruit du banc de mesure.

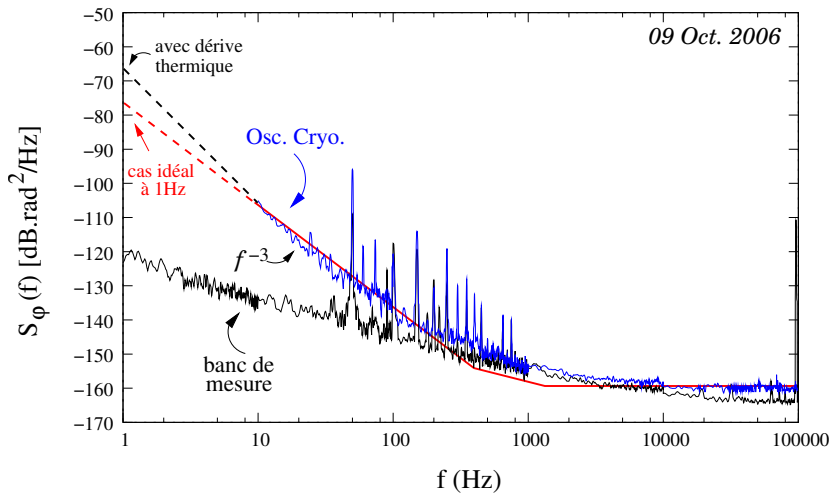


FIG. 6.9 – Bruit de phase d'un oscillateur cryogénique avec amplificateur AML812PNB1901.

On constate que la mesure des oscillateurs est limitée par le banc entre 1kHz et 10 kHz. Dans cette partie du spectre, le palier des amplificateurs devrait se prolonger. Ailleurs, on observe que les oscillateurs présentent des performances remarquables. Le bruit de phase mesuré est respectivement de -160 dB.rad<sup>2</sup>/Hz, -134 dB.rad<sup>2</sup>/Hz et -105 dB.rad<sup>2</sup>/Hz à 10 kHz, 100 Hz et 10 Hz de la porteuse. Le spectre obtenu est cohérent avec le modèle de Leeson, les spécifications des amplificateurs AML812PNB1901 ainsi que les résultats obtenus à température ambiante (voir section 5.3.3). Ces résultats sont excellents comparativement à d'autres sources cryogéniques développées dans le le passé et caractérisées en bruit de phase. Taber a développé en 1995 des oscillateurs saphir à 9,6 GHz (résonateur refroidi à 40K ou moins pour un coefficient de surtension de  $2.10^7$ ) [57]. Le bruit de phase à 1 Hz de ces sources était alors de -50 dB.rad<sup>2</sup>/Hz à 1Hz de la porteuse. La pente du spectre entre 1 et 10 Hz était en  $f^{-4}$ . Plus récemment, Marra a réalisé des oscillateurs saphir (refroidis à 4K,  $Q_L= 856.10^6$ ) présentant un bruit de phase de -88 dB.rad<sup>2</sup>/Hz à 1Hz de la porteuse [141]. Les amplificateurs d'entretien utilisés sont des amplificateurs standards (FET AsGa). La mesure pour des fréquences de Fourier supérieures à quelques Hz était alors fortement limitée par le banc de mesure (battement entre deux oscillateurs saphir comparé à un synthétiseur divisé par 3000).

### Remarques et discussions

Nous avons rencontré de nombreuses difficultés à effectuer cette mesure de bruit de phase. Nous avons en effet été longuement gênés par des perturbations électromagnétiques. Le spectre mesuré était alors couvert par de nombreuses harmoniques du 50 Hz d'amplitude importante. Ces harmoniques soulevaient le spectre (en particulier autour de 100 Hz) et rendaient les pentes de bruit de l'oscillateur à mesurer méconnaissables. Les diverses raisons pouvant dégrader à ce point le spectre mesuré sont nombreuses. De multiples précautions ont donc été nécessaires.

D'abord, les pompes utilisées pour faire le vide dans les cryostats provoquent des vibrations non négligeables. Le temps de la mesure, ces pompes ont été coupées. Les boucles de masse existantes dans l'ensemble du système ont été limitées au maximum. La longueur des câbles reliés aux appareils a été réduite le plus possible. A cet égard, seuls des câbles SMA ont été utilisés. L'utilisation au départ de câbles BNC classiques, mal isolés, polluaient la mesure et provoquaient en particulier l'apparition de raies importantes entre 10kHz et 100kHz. La distance entre les différents composants (amplificateur BF, sommateur) en sortie du mélangeur est minimisée. Les amplificateurs d'entretien des oscillateurs ont parfois été branchés sur batterie.

L'ensemble de ces précautions met sans aucun doute en avant le fait que les performances obtenues, bien qu'extrêmement encourageantes, sont à prendre avec attention. Ces résultats sont à considérer avec une certaine distance. De nouvelles mesures doivent être effectuées pour s'assurer de la reproductibilité de ces performances. Ces résultats restent le fruit d'un système "prototype", objet de laboratoire, et certainement non viable sur le long terme. D'ailleurs, la mesure de notre oscillateur présentée figure 6.9 est arrêtée à 10 Hz. Les mesures que nous avons effectuées jusqu'à 1 Hz montraient généralement l'apparition d'une pente en  $f^{-4}$  à partir de 8 Hz. Les performances à 1Hz étaient alors proches de -69 dB.rad<sup>2</sup>/Hz. Cette pente indique une dérive en température. Il existe en effet de forts gradients de température dans la boucle d'oscillation et le circuit d'entretien n'est pas stabilisé en température. Aussi, notre oscillateur est des plus simples. Il ne contient aucun asservissement de puissance ni de correcteur de Pound. Il est donc fort probable que la stabilité long terme soit peu satisfaisante. Néanmoins, cette expérience a de nouveau montré l'intérêt d'utiliser des amplificateurs à transistors SiGe pour des applications faible bruit de phase.

Enfin, disons qu'une expérience intéressante à mettre en place serait de refroidir le résonateur à 4K (pour encore augmenter le coefficient de surtension) et coupler fortement l'un de ses ports. De cette manière, un correcteur de Pound pourrait être mis en place. Le but initial de ce travail de thèse consistant à développer des oscillateurs à haute pureté spectrale d'architecture simple en serait alors quelque peu détourné.



# Conclusions

Les travaux décrits dans ce manuscrit sont une contribution à l'avancée des performances des sources à haute pureté spectrale dans la gamme des fréquences micro-ondes. Les oscillateurs développés, d'architecture très simple, s'appuient sur la combinaison d'un résonateur saphir à fort coefficient de surtension (à température ambiante) et un amplificateur à transistor(s) SiGe.

Au début de cette thèse, le résonateur saphir était une technologie déjà bien maîtrisée. Certaines techniques (couplage des modes de galerie, sélection modale) ont pu ainsi être réutilisées avec succès. Diverses techniques de couplage ont d'ailleurs été envisagées et comparées. Le véritable apport de ce travail concernant cette technologie réside dans la proposition d'une solution originale pour améliorer la stabilisation en température du résonateur saphir à température ambiante. Le comportement thermique du résonateur saphir est ainsi amélioré en optimisant la symétrie de la géométrie de la cavité. Une électronique de régulation de haute-précision a été parallèlement développée pour mesurer la température du cristal et asservir cette dernière sur une température de référence. Cette solution conduit à une structure beaucoup plus simple que celles décrites jusque-là dans la littérature et aboutissant à des performances en stabilité ( $\sigma_y(\tau) = 4.10^{-11}$  pour  $\tau$  allant jusqu'à 10s avec un amplificateur classique !) de l'oscillateur similaires. De surcroît, cette étude a conduit au développement de modèles simples permettant de prévoir précisément le comportement thermique du résonateur. Ces modèles peuvent bien sûr être appliqués à d'autres géométries de structure plus ou moins compliquées.

De la même manière, des études antérieures avaient démontré la potentialité des transistors SiGe pour la conception d'oscillateurs micro-ondes faible bruit de phase. Ce travail de thèse, dans la continuité des travaux de [11], a permis de confirmer ces résultats. La modélisation en bruit de ces transistors, justifiée par l'utilisation d'un réseau de polarisation basse impédance, s'avère être un excellent moyen pour simuler et optimiser les performances en bruit de phase de ces composants. De plus, la demande croissante d'applications en bande X a montré l'intérêt de cascader plusieurs transistors pour obtenir des performances en gain et en bruit de phase remarquables. Ainsi, parallèlement à l'étude d'amplificateurs haute-performance commercialisés depuis peu, des amplificateurs double étage, cascadant en "série" un transistor Si et un transistor SiGe, ont été conçus, réalisés et mesurés. Des performances préliminaires en bruit de phase très encourageantes de l'ordre de  $-168 \text{ dB}\cdot\text{rad}^2/\text{Hz}$  à 100 kHz de la porteuse ont été mesurées.

Evidemment, l'aboutissement consistait à développer des oscillateurs ultra-stables sur le court terme. Nous avons ainsi mis en évidence le fait que l'implémentation de sources de fréquence d'architecture très simples (résonateur+amplificateur) permet l'obtention de performances en bruit de phase remarquables. La figure 10 reporte sur le même graphe les performances à 10 GHz des oscillateurs développés dans le cadre de cette thèse. Ces dernières sont comparées aux meilleurs oscillateurs développés dans cette bande.

On constate que, à température ambiante, l'oscillateur à correction interférométrique [68] possède

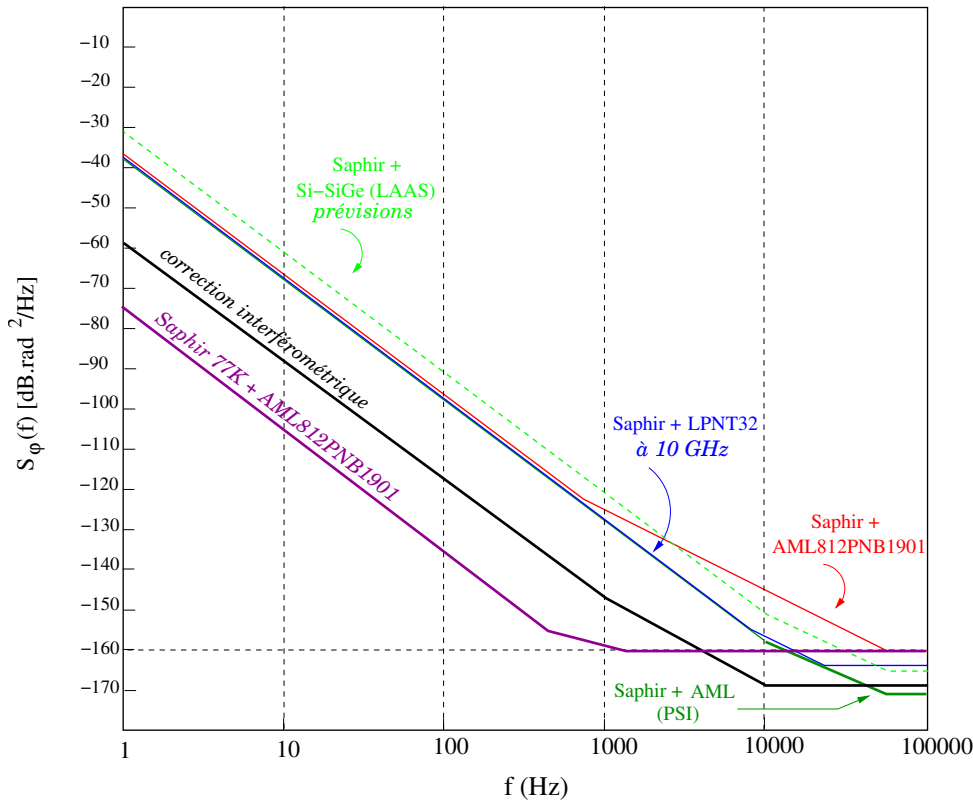


FIG. 10 – Bruit de phase à 10 GHz d’oscillateurs haute-performance.

les meilleures performances, au prix d’une structure bien plus complexe. Il est aussi mis en évidence que des oscillateurs d’architecture simple peuvent rivaliser avec ce dernier pour des applications nécessitant un faible bruit pour des fréquences  $f > 10$  kHz de la porteuse. Pour des fréquences  $f < 10$  kHz de la porteuse, les oscillateurs "simples" sont forcément limités par le bruit flicker non corrigé de l’amplificateur. Les sources développées à 5 GHz [142] constituent l’état de l’art mondial en bande C pour des distances à la porteuse de 1 kHz et se révèlent être encore très performantes en bande X après multiplication de fréquence. Les sources développées à 10 GHz à température ambiante sont tout aussi remarquables. Elles auraient cependant pu être améliorées. En effet, le mode de galerie excité dans le résonateur saphir (de type Verneuil) utilisé s’est avéré être dégradé par de nombreux modes parasites. De plus, AML Communications commercialise des amplificateurs encore plus performants mais aussi plus coûteux. Par ce biais, PSI a pu réaliser des oscillateurs présentant un meilleur palier de bruit de phase grâce à l’utilisation d’un amplificateur où sont mis en parallèle des transistors InGaP [135]. Le coefficient de surtension  $Q_L$  obtenu dans [135] est similaire à celui de ce travail [143]. Aussi, on observe que le recours aux températures cryogéniques permet d’améliorer nettement le coefficient de surtension et donc d’améliorer le bruit de l’oscillateur proche de la porteuse. Notre oscillateur dans lequel le résonateur est refroidi à 77K en est un exemple concret.

Enfin, ce travail de thèse a conduit au développement de divers bancs de mesure de haute sensibilité pour la caractérisation de composants ou d’oscillateurs. Ces techniques, déjà existantes avant le début de cette thèse, ont donc dû être assimilées et mises en place. Il est alors nécessaire de rappeler que ces dernières font appel à des précautions expérimentales pointilleuses et minutieuses. Aussi, un banc spécifique et original de mesure de bruit de phase par intercorrélacion a été développé pour mesurer les oscillateurs

---

bande X. Ce dernier est d'une certaine originalité dans le sens où le signal, sur lequel sont asservis deux synthétiseurs dans deux "bras" distincts, est le battement entre deux oscillateurs saphir quasi-identiques. De plus, cette étude nous a poussé à nous intéresser de près à l'effet du bruit d'amplitude sur les mesures de bruit de phase par corrélation. De nombreuses mesures expérimentales ont été menées sur des mélangeurs hyperfréquences et RF, éléments centraux des bancs de mesure de bruit de phase. Ces résultats sont reportés dans [144].

Ces divers résultats ont engendré l'intérêt d'industriels (Aeroflex .Etats-Unis) mais aussi de laboratoires internationaux de grande renommée (NIST : National Institute of Standards and Technology, Etats-Unis) spécialistes de ce domaine. Les performances obtenues à 10 GHz répondent aux attentes de la DGA (Délégation Générale pour l'Armement) et peuvent leur permettre de disposer de sources de fréquences ultra-stables à court terme pour des applications radar de haute sensibilité. Ce travail de thèse a aussi fait l'objet de plusieurs publications dans des revues scientifiques internationales ainsi que plusieurs séminaires dans des conférences internationales ou nationales. Ce travail de thèse a d'ailleurs été récompensé par le prix "Jeune Chercheur" au congrès international IEEE Frequency Control Symposium [145].

Par manque de temps, certaines expériences n'ont pu être réalisées. En particulier, le développement et la mesure d'un oscillateur bande X combinant un résonateur saphir et les amplificateurs double étage développés au LAAS sera réalisé très prochainement. Les performances typiques et attendues de ce dernier sont reportées sur le graphe figure 10.

Enfin, il est intéressant d'envisager les perspectives de ce travail. Le résonateur saphir est aujourd'hui une technologie bien connue, presque éprouvée, mais conserve encore quelques mystères à éclaircir. Par exemple, il serait intéressant de modéliser la sensibilité du résonateur aux variations dynamiques de température. Aussi, la conception d'un résonateur saphir combinant la technique "dual-mode" et la technique proposée dans ce manuscrit, devrait permettre le développement d'un oscillateur à température ambiante présentant une stabilité long terme exceptionnelle. De manière plus générale, il est important de noter qu'aujourd'hui, les principaux efforts menés à travers le monde dans le domaine de la métrologie du temps et des fréquences sont liés au développement et la caractérisation de sources de fréquences optiques. Ainsi, un laboratoire de métrologie tel que FEMTO-ST se devra de disposer des bancs nécessaires à la mesure de fréquences optiques dans un avenir très proche. Concernant le développement de sources, un domaine très prometteur et d'approche similaire à celui abordé dans ce manuscrit, consiste à concevoir des oscillateurs ultra-stables avec des micro-résonateurs optiques. Ces résonateurs, constitués d'un disque de silice dont les dimensions sont proches de celles d'un bouton de manchette, permettent le confinement de milliers de milliards de longueurs d'onde optiques. De nombreux problèmes et phénomènes analogues à ceux vus dans ce manuscrit, tels que l'optimisation du couplage du résonateur optique, la sensibilité à la température et la puissance du signal incident, seront alors à résoudre. L'ensemble des connaissances et compétences acquises au cours de ce travail s'avérerait alors être très précieux et représenterait un excellent support pour effectuer la transition vers les fréquences optiques.





## Annexe A

# Description des modes de galerie du résonateur saphir

### A.1 Description mathématique : Matching Method

L'environnement du résonateur est décrit par la figure A.1.

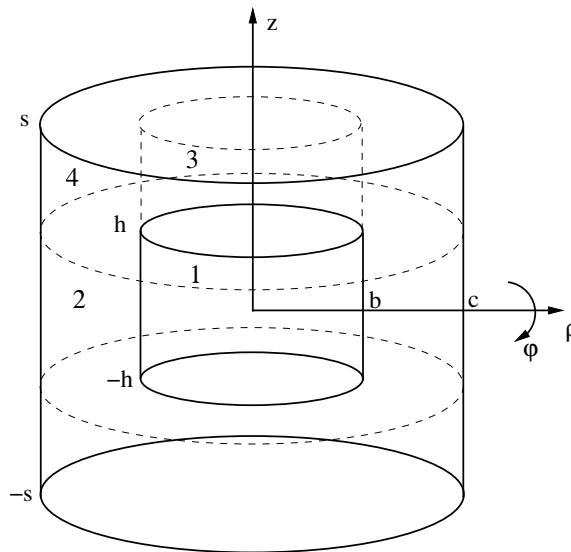


FIG. A.1 – Modèle du résonateur au sein de la cavité. Environnement divisé en 4 régions 1, 2, 3 et 4.

#### A.1.1 Calcul des champs dans la région 1

Les équations de Maxwell établissent les relations suivantes pour un matériau anisotrope :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = i\omega\epsilon_0\epsilon \vec{E} \quad (\text{A.1})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -i\omega\mu_0 \vec{H} \quad (\text{A.2})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (\text{A.3})$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon \vec{E}) = 0 \quad (\text{A.4})$$

avec :

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \epsilon_t & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_t & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{bmatrix}$$

où  $\epsilon$  est le tenseur de la permittivité diélectrique relative du saphir.

La résolution des équations de Maxwell, pour un guide diélectrique cylindrique, entraîne que les composantes  $E_z$  et  $H_z$  du champ électromagnétique vérifient l'équation de Helmholtz. On a alors :

$$\Delta \Psi + k^2 \Psi = 0 \quad (\text{A.5})$$

avec  $k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_r}$  le vecteur d'onde et  $\Psi = E_z, H_z$ .

La forme générale des champs dans la région 1 est alors :

$$E_z^1 = A J_m(k_E \rho) (e^{+jn\phi} + \xi e^{-jn\phi}) (e^{+j\beta z} + \chi e^{-j\beta z}) \quad (\text{A.6})$$

$$H_z^1 = j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} B J_m(k_H \rho) (e^{+jn\phi} - \xi e^{-jn\phi}) (e^{+j\beta z} - \chi e^{-j\beta z}) \quad (\text{A.7})$$

avec  $J_m(k_E \rho)$  et  $J_m(k_H \rho)$  les fonctions de Bessel d'ordre  $m$  liées respectivement aux champs électrique et magnétique où  $k_{E,H} = k_0^2 \epsilon_t - \beta^2$ .

On retrouve bien par les équations A.6 et A.7 que pour  $m$  suffisamment grand, l'énergie du mode est confinée à la périphérie du saphir entre l'interface air-diélectrique et une caustique de rayon  $r_c$ . A l'extérieur de cette région, les champs sont évanescents. Il est ensuite possible de déduire les composantes  $E_\rho^1$ ,  $E_\phi^1$ ,  $H_\rho^1$  et  $H_\phi^1$  dans la région 1 à partir des expressions de  $E_z^1$  et  $H_z^1$  avec les relations suivantes.

$$E_\phi^1 = \frac{1}{k_H^2} (j\omega\mu_0 \frac{\delta H_z^1}{\delta \rho} + \frac{1}{\rho} \frac{\delta^2 E_z^1}{\delta z \delta \phi}) \quad (\text{A.8})$$

$$E_\rho^1 = \frac{1}{k_H^2} (-j\omega\mu_0 \frac{1}{\rho} \frac{\delta H_z^1}{\delta \phi} + \frac{\delta^2 E_z^1}{\delta z \delta \rho}) \quad (\text{A.9})$$

$$H_\phi^1 = \frac{1}{k_H^2} (\frac{1}{\rho} \frac{\delta H_z^1}{\delta \phi \delta z} - j\omega\epsilon_0 \epsilon_t \frac{\delta E_z^1}{\delta \rho}) \quad (\text{A.10})$$

$$H_\rho^1 = \frac{1}{k_H^2} (\frac{\delta^2 H_z^1}{\delta \rho \delta z} + j\omega\epsilon_0 \epsilon_t \frac{1}{\rho} \frac{\delta E_z^1}{\delta \rho}) \quad (\text{A.11})$$

### A.1.2 Raccordement radial.

Une première équation transcendante peut être obtenue en appliquant les conditions de raccordement des composantes du champ entre la région 1 et la région 2. En premier, le même type de calcul que précédemment est mené dans la région 2 en séparant les cas où  $k_0^2 - \beta^2 \geq 0$  ou  $k_0^2 - \beta^2 < 0$ . On obtient alors si  $k_0^2 - \beta^2 \geq 0$  :

$$E_z^2 = [C J_m(k_{out} \rho) + D Y_m(k_{out} \rho)] (e^{+jn\phi} + \xi e^{-jn\phi}) (e^{+j\beta z} - \chi e^{-j\beta z}) \quad (\text{A.12})$$

$$H_z^2 = j\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}[EJ_m(k_{out}\rho) + FY_m(k_{out}\rho)](e^{+jn\phi} - \xi e^{-jn\phi})(e^{+j\beta z} - \chi e^{-j\beta z}) \quad (\text{A.13})$$

avec  $k_{out}^2 = k_0^2 - \beta^2$ .

Dans l'autre cas, si  $k_0^2 - \beta^2 < 0$ , les champs sont décrits de la même manière par  $I_m(\sqrt{k_0^2 - \beta^2}\rho)$  et  $K_m(\sqrt{k_0^2 - \beta^2})$ .

Les conditions aux limites en  $\rho = 0$  et  $\rho = b$  permettent alors de déterminer les coefficients  $A, B, C, D, E, F$ . Le raccordement radial permet alors d'obtenir une première équation transcendante dans laquelle les deux inconnues sont  $\beta$  et  $k_0$  et telle que :

$$\mathfrak{R}(\beta, k_0) = 0 \quad (\text{A.14})$$

### A.1.3 Raccordement axial.

Le même raisonnement est appliqué entre les régions 1 et 3 avec deux hypothèses simplificatrices. On considère que :

- i) il n'y a pas de champ dans la région 4.
- ii) les dépendances en  $\rho$  et en  $\phi$  sont les mêmes dans les régions 1 et 3.

On montre alors que :

$$E_z^3 = J_m(k_3\rho)(e^{+jn\phi} + \xi e^{-jn\phi})(G_1 e^{-\alpha z} + G_2 e^{+\alpha z}) \quad (\text{A.15})$$

avec  $\alpha$  la constante de propagation dans la région 3 telle que  $k_3 = k_0^2 + \alpha^2$ . L'application de ii) aboutit alors à :

$$J_m(k_3\rho) = J_m(k_E\rho) \text{ soit } \alpha^2 = k_E^2 - k_0^2 \quad (\text{A.16})$$

De même, on a pour le champ magnétique dans la région 3 :

$$H_z^3 = j\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}J_m(k_3\rho)(e^{+jn\phi} - \xi e^{-jn\phi})(H_1 e^{-\alpha z} + H_2 e^{+\alpha z}) \quad (\text{A.17})$$

Dans ce cas, l'application de ii) aboutit à :

$$\alpha^2 = k_H^2 - k_0^2 \quad (\text{A.18})$$

On réalise donc que les égalités A.16 et A.18 sont incompatibles. La seule solution pour lever cette incompatibilité est de séparer les composantes des modes WGH et WGE. Ainsi, pour les modes WGH, on a  $H_z = 0$  pour  $h \leq z \leq s$  et  $\alpha^2 = k_E^2 - k_0^2$ . Pour les modes WGE, on a  $E_z = 0$  pour  $h \leq z \leq s$  et  $\alpha^2 = k_H^2 - k_0^2$ . On montre alors que pour les modes WGH, on a :

$$E_z^1 \propto \cos\beta z \text{ et } \beta \tan(\beta h) = \epsilon_t \alpha h (\alpha(s-h)) \quad (\text{A.19})$$

Pour les modes WGE, on a :

$$H_z^1 \propto \cos\beta z \text{ et } \beta \tan(\beta h) = \frac{\alpha}{ih(\alpha(s-h))} \quad (\text{A.20})$$

Le matching axial, en posant la continuité des composantes tangentielles entre les régions 1 et 3 et les conditions à l'interface  $z = s$ , aboutit alors à une seconde équation transcendante dans laquelle les deux inconnues sont encore  $\beta$  et  $k_0$  et telle que :

$$\Lambda(\beta, k_0) = 0 \quad (\text{A.21})$$

#### A.1.4 Combinaison des raccordements axial et radial.

Le système de 2 équations (eq A.14 et A.21) à 2 inconnues ( $\beta$  et  $k_0$ ) est résolu numériquement. Le programme calcule alors les vecteurs d'onde vérifiant les équations précédentes pour chaque valeur de  $\beta$ . La solution est alors donnée dans le plan  $(\beta, k_0)$  par le point P à l'intersection des courbes représentant les équations caractéristiques imposées par les raccordements axial et radial. La figure A.2 montre le type de réponse obtenu.

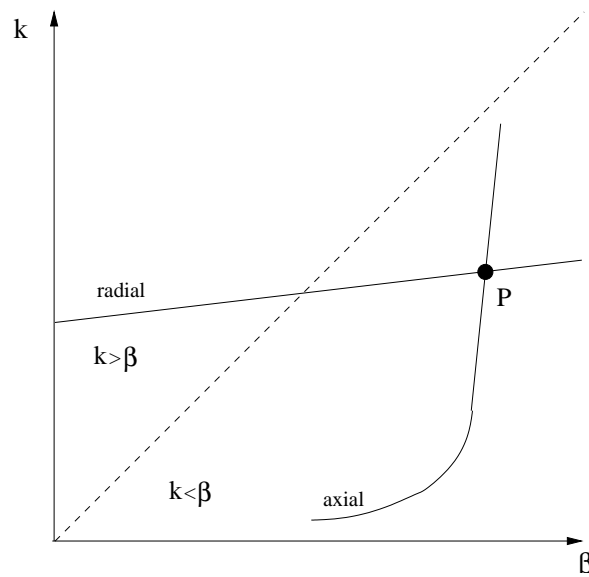


FIG. A.2 – Allure des relations  $\Re(\beta, k_0) = 0$  et  $\Lambda(\beta, k_0) = 0$ .

Au final, ce modèle permet donc de retrouver les fréquences des différents modes WGE et WGH du résonateur. De plus, le coefficient de surtension peut être évalué en tenant compte des pertes diélectriques du matériau et de la résistance de surface des parois métalliques de la cavité. Ce modèle donne des résultats proches de la réalité (à 1% près pour les fréquences de résonance et 10% près pour les facteurs de qualité). Cependant, d'après [89], pour que les résultats expérimentaux et simulés concordent bien, il faut  $m > 5$  et  $\frac{b}{2h} < 2$ . De plus, ce modèle permet de prévoir la variation de fréquence d'un mode de résonance en fonction d'une variation de température. Pour cela, il est nécessaire d'entrer dans le programme un polynôme décrivant la variation de permittivité du matériau avec la température.

## A.2 Autres méthodes de modélisation des modes de galerie.

D'autres méthodes ont été développées pour modéliser les modes de galerie d'un résonateur diélectrique. On distingue en particulier la méthode des lignes et la méthode par éléments finis. La méthode des lignes est classiquement utilisée pour des circuits planaires mais peut être adaptée à certaines géométries de résonateurs. Son principe est de diviser la structure en couches successives de permittivités diélectriques différentes [146]. La méthode par éléments finis, comme son nom l'indique, consiste à mailler la structure en un certain nombre d'éléments simples 2D ou 3D. Le calcul des modes est alors effectué par interpolation à l'aide de polynômes de Nédélec ou Lagrange [86].

## Annexe B

# Electronique de régulation pour stabilisation en température de résonateurs saphir.

Cette annexe a pour but d'apporter des précisions sur l'électronique de régulation présentée dans la partie 2.5.5 et destinée à stabiliser la température de résonateurs saphir. Notre attention est principalement focalisée sur le thermomètre de mesure dont le schéma est rappelé figure B.1.

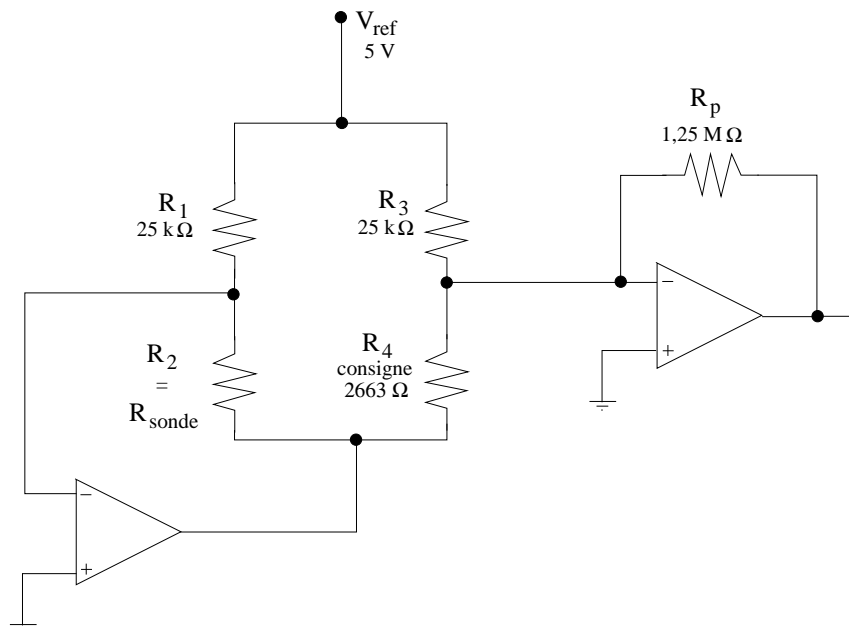


FIG. B.1 – Thermomètre de mesure de précision.

### B.1 Sensibilité du thermomètre de mesure

Les caractéristiques principales de la sonde CTN YSI55034 sont :

- $R_{sonde} = 5 \text{ k}\Omega$  à  $25^\circ\text{C}$ .
- $R_{sonde} = 2663 \text{ }\Omega$  à  $40^\circ\text{C}$ .

Dans une résistance CTN, la variation de la résistance avec la température  $T$  est de la forme :

$$R(T) = R_0 \exp\left[\beta\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right] \quad (\text{B.1})$$

avec pour la CTN YSI55034  $\beta = 3891$ .

On obtient alors :

$$\log R(T) = \log R_0 + \beta\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right) \quad (\text{B.2})$$

On note  $\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$ . On montre alors aisément en dérivant l'expression (B.2) par rapport à  $T$  que :

$$\alpha = \frac{-\beta}{T^2} \quad \text{avec } T \text{ en Kelvins.} \quad (\text{B.3})$$

On calcule ainsi  $\alpha$  à différentes températures. A  $25^\circ\text{C}$ ,  $\alpha = -4,38 \cdot 10^{-2} \text{ K}^{-1}$ . A  $40^\circ\text{C}$ ,  $\alpha = -3,97 \cdot 10^{-2} \text{ K}^{-1}$ . A  $10^\circ\text{C}$ ,  $\alpha = -4,85 \cdot 10^{-2} \text{ K}^{-1}$ .

On voit que la sonde est plus sensible lorsque la température diminue. La sensibilité de la sonde  $k$  est :

- à  $40^\circ\text{C}$ ,  $k = 2663 \times (-3,97 \cdot 10^{-2}) = -105 \text{ } \Omega/\text{K}$ .
- à  $25^\circ\text{C}$ ,  $k = 5000 \times (-4,38 \cdot 10^{-2}) = -219 \text{ } \Omega/\text{K}$ .

Dans le thermomètre de mesure, l'expression de  $V_0$  est donnée par :

$$V_0 = \left(-V_{ref} \frac{R_p}{R_3}\right) \pm \alpha \quad (\text{B.4})$$

La sensibilité  $s$  du thermomètre est alors :

- à  $40^\circ\text{C}$ ,  $s = -5 \times \left(\frac{1,25 \cdot 10^6}{25 \cdot 10^3}\right) \times -3,97 \cdot 10^{-2} = 9,92 \text{ V/K}$ .
- à  $25^\circ\text{C}$ ,  $s = -5 \times \left(\frac{1,25 \cdot 10^6}{25 \cdot 10^3}\right) \times -4,38 \cdot 10^{-2} = 10,95 \text{ V/K}$ .

## B.2 Expression et contribution des sources de bruit du thermomètre de mesure.

Les différentes sources de bruit du thermomètre de mesure présenté figure B.1 peuvent être décrites par la figure B.2.

On court-circuite la source  $V_{ref}$  considérée comme parfaite (résistance interne nulle). L'ensemble des sources de bruit est évalué dans le tableau B.1.

On obtient donc en théorie  $E_{n_0}^2 = 1,8243 \cdot 10^{-11} \text{ V}^2/\text{Hz}$  soit -107 dB. Expérimentalement, à l'aide d'un analyseur FFT, on mesure  $E_{n_0}^2 = 3,94 \cdot 10^{-11} \text{ V}^2/\text{Hz}$  soit -104,05 dB. Cette différence de 3 dB avec le calcul théorique semble acceptable au vu des incertitudes. On en déduit donc  $E_{n_0} = \sqrt{E_{n_0}^2} = 6,27 \text{ } \mu\text{V}$  (dans une bande de 1 Hz et à  $25^\circ\text{C}$ ).

Nous avons vu que :

$$V_0 = -V_{ref} R_p \left(\frac{1}{R_3} - \frac{1}{R_4} \frac{R_2}{R_1}\right) \quad (\text{B.5})$$

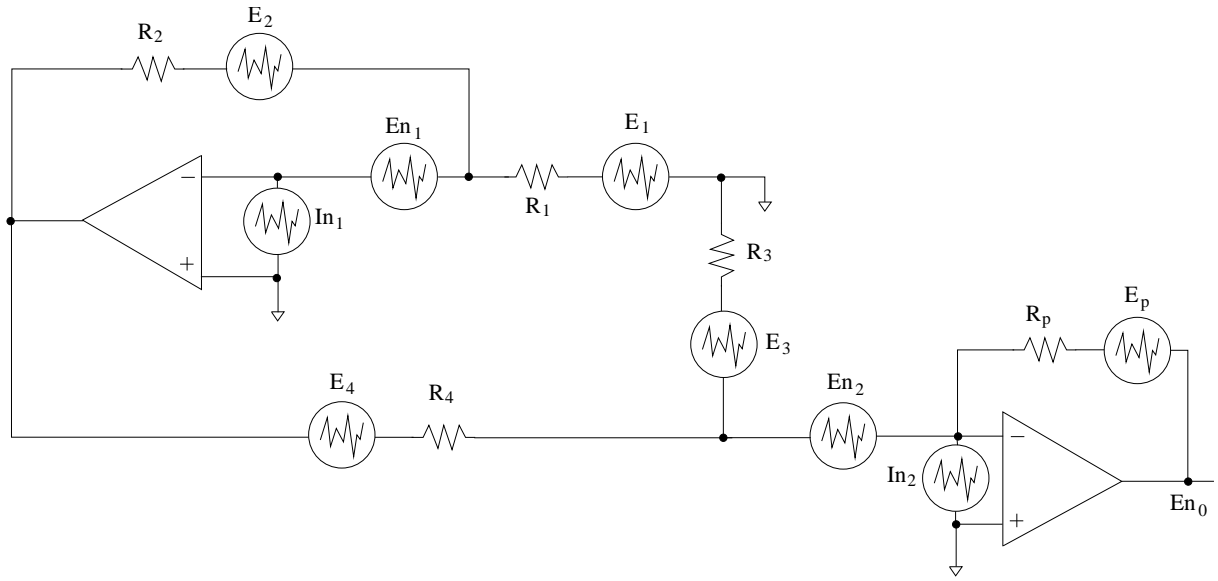


FIG. B.2 – Répartition des différents sources de bruit de l'étage "thermomètre de mesure".

Générateur	Contribution à la sortie	Valeur en $V^2/Hz$
$E_1$	$(4kTR_1)/(R_2/R_1)^2(R_p/R_4)^2$	$1,0281.10^{-12}$
$E_2$	$(4kTR_2)(R_p/R_4)^2$	$5,1405.10^{-12}$
$E_3$	$(4kTR_3)(R_p/R_3)^2$	$1,0281.10^{-12}$
$E_4$	$(4kTR_4)(R_p/R_4)^2$	$5,1405.10^{-12}$
$E_p$	$4kTR_p$	$2,0562.10^{-14}$
$I_{n1}$	$(R_1I_{n1})^2(R_2/R_1)^2(R_p/R_4)^2$	$6,25.10^{-14}$
$I_{n2}$	$(R_3I_{n2})^2(R_p/R_3)^2$	$6,25.10^{-14}$
$E_{n1}$	$E_{n1}^2(1 + R_2/R_1)^2(R_p/R_4)^2$	$5,76.10^{-12}$
$E_{n2}$	$E_{n2}^2(1 + (R_2/R_{eq}))^2$	$3,0976.10^{-16}$
Total $E_{n0}^2$		$1,8243.10^{-11}$

TAB. B.1 – Expressions et contribution des diverses sources de bruit du thermomètre de mesure avec des amplificateurs opérationnels OP2177. La résistance  $R_{eq}$  est telle que  $R_{eq} = R_3//R_4$ .

Ainsi, à l'équilibre,  $R_1 = R_3$ , soit :

$$V_0 = -V_{ref} \frac{R_p}{R_3} \left(1 - \frac{R_2}{R_4}\right) \quad (B.6)$$

On peut donc estimer la variation du signal de sortie lorsque la résistance  $R_2$  (sonde) varie :

$$\frac{\delta V_0}{\delta R_2} = -V_{ref} R_p \frac{1}{R_1 R_4} \quad (B.7)$$

d'où :

$$\Delta V_0 = \Delta R_2 V_{ref} R_p \frac{1}{R_1 R_4} \quad (B.8)$$

On peut ainsi évaluer la plus petite variation  $\Delta R_{2_{min}}$  de  $R_2$  (sonde) possible :



$$\Delta R_{2_{min}} = \frac{E_{n0}}{V_{ref} \frac{R_p}{R_1 R_4}} = 1,254.10^{-4} \Omega \quad (\text{B.9})$$

Connaissant la sensibilité à 40°C ( $k = -105 \Omega/\text{K}$ ), on peut calculer la plus petite variation de température mesurable  $\Delta T_{min}$  par cet étage :

$$\Delta T_{min} = \frac{\Delta R_{2_{min}}}{k} = \frac{1,254.10^{-4}}{105} \simeq 1,2 \mu\text{K}. \quad (\text{B.10})$$

Un calcul similaire a été mené en prenant les caractéristiques de l'amplificateur opérationnel OP27. On obtient alors  $\Delta T_{min} = 7,54.10^{-7} \text{ K}$ . Il semblerait donc que ce thermomètre de mesure serait encore plus performant en utilisant des amplificateurs opérationnels OP27. De plus, la dérive en température de la tension d'offset de ces AOP est similaire ( $0,2 \mu\text{V}/\text{K}$ ).

### B.3 Echauffement thermique de la sonde.

Il faut limiter au maximum la puissance dissipée par la sonde afin de ne pas fausser la mesure de température. Pour cela, il serait judicieux de prendre des valeurs de  $R_1$  et  $R_3$  importantes pour limiter le courant dans la sonde. Cependant, conformément à l'expression de  $V_0$ , si ces dernières sont trop faibles, le gain du thermomètre de mesure est réduit. On choisit  $R_1 = R_3 = 25 \text{ k}\Omega$ .

Dans ces conditions, la tension au point de la sonde est :

$$V_{sonde} = -V_{ref} \frac{R_{sonde}}{R_1} = -5 \frac{2663}{25000} = -0,53\text{V} \quad (40^\circ\text{C}) \quad (\text{B.11})$$

La puissance dissipée  $P_{dissSonde}$  par la sonde est alors :

$$P_{dissSonde} = \frac{V_{sonde}^2}{R_{sonde}} = \frac{0,53^2}{2663} = 100 \mu\text{W} \quad (40^\circ\text{C}) \quad (\text{B.12})$$

De la même manière, on calcule à 25°C  $P_{dissSonde} = 200 \mu\text{W}$ .

Ce comportement est acceptable car la puissance dissipée par la sonde est négligeable. De plus, il est préférable que la sonde dissipe moins de puissance pour des températures proches de la température de consigne où la situation est bien plus critique et le besoin de précision très important.

### B.4 Choix des résistances du thermomètre de mesure.

Les résistances  $R_1$ ,  $R_3$  et  $R_4$  doivent assurément être des résistances de précision variant peu en fonction de la température. Nous avons choisi des résistances Vishay S102K ( $0,3 \text{ ppm}/\text{K}$ ).

## Annexe C

# Techniques de simulation de bruit de phase.

La figure C.1 résume les différentes techniques de simulation de bruit de phase utilisables sur ADS.

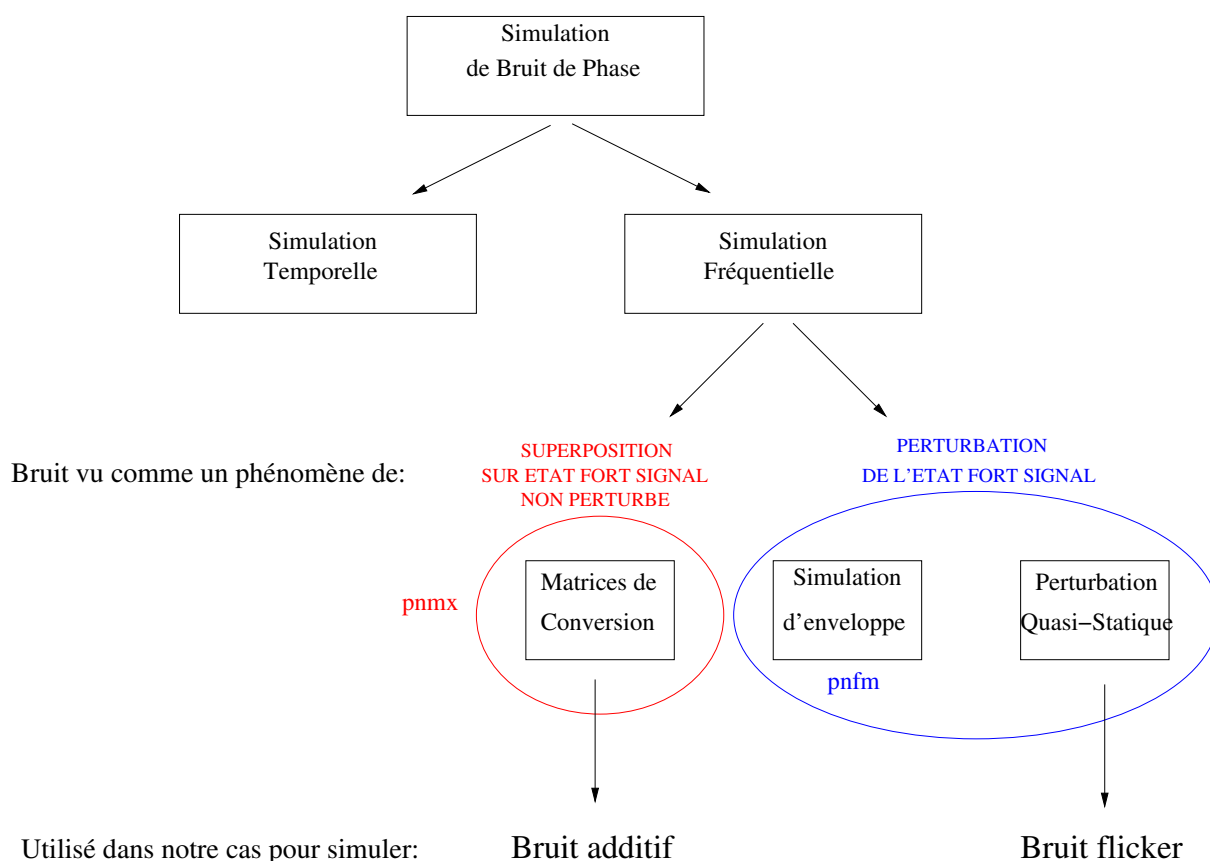


FIG. C.1 – Techniques de simulation de bruit de phase sur ADS.

Le formalisme des matrices de conversion [147] implique une description des dérivées des non-linéarités à partir de leur développement en séries de Fourier. On utilise la matrice de ces dérivées (matrice Jacobienne) pour calculer la transposition des tensions de bruit BF (pour les commandes des non-linéarités) vers le voisinage de la fréquence d'oscillation et des harmoniques. Ces matrices permettent

le calcul à la fois du bruit additif et du bruit de conversion et donc du bruit flicker. Le seul défaut de cette méthode est une bifurcation naturelle très près de la porteuse, mais que l'on peut repousser à des fréquences non gênantes en augmentant la précision de calcul (et donc le temps de calcul). C'est une méthode très complète et tout à fait rigoureuse. Lorsqu'elle est disponible, il vaut mieux l'utiliser.

Les deux autres techniques supposent que le bruit est un processus de modulation. Autrement dit, la différence dans l'approche modulation, réside dans le fait que l'on modifie l'état fort signal, c'est-à-dire qu'on calcule une perturbation de l'état fort signal (tandis que dans l'approche des matrices de conversion, on suppose une superposition directe de bruit autour d'un état fort signal non perturbé). Ces deux approches sont réalisées par les fonctions "pnfm" (calcul de modulation) et "pnmX" (calcul de mélange ou conversion) disponibles sous ADS. La fonction pnmX est généralement habile pour simuler le palier de bruit du composant (considère le bruit comme additif) mais des problèmes apparaissent près de la porteuse (pentes supérieures à du  $f^{-1}$ ). D'autre part, aucun plancher de bruit n'est obtenu avec la fonction pnmf. Une idée possible est de combiner ces deux techniques. Cependant, au vu de la précision des résultats, le palier de bruit de phase est généralement simulé avec la fonction pnmX tandis que le bruit flicker de l'amplificateur est prédit par la méthode de perturbation quasi-statique. Précisons enfin que les fonctions pnmf et pnmX sont réservées à la simulation d'oscillateurs et ne permettent pas la simulation du bruit de phase en boucle ouverte.

La simulation d'enveloppe est une technique dédiée à la simulation d'une modulation lente sur un signal hyperfréquence. Ces résultats sont généralement exploitables pour la simulation de bruit de phase en boucle ouverte mais plus difficilement pour des systèmes autonomes tels que les oscillateurs. C'est une technique très sophistiquée de simulation temporelle par fenêtre étroite, autour du point de fonctionnement. Elle est très puissante et ne se limite pas au cas du bruit (simulation de PLL par exemple).

Enfin, la technique de perturbation quasi-statique permet de travailler quel que soit le logiciel de calcul non-linéaire utilisé puisqu'il s'agit de deux calculs consécutifs du point de fonctionnement. Cette méthode a de nombreux défauts dont il faut se méfier. A moins de faire préliminairement les calculs, elle ne prend pas en compte les dispersions fréquentielles BF (grosses capacités). Elle est de plus incapable de voir le plancher de bruit de phase.

Remarque concernant les lacunes d'ADS : La variable "amplitude des bandes latérales" (disponible en plus de pnmf et pnmX) semble effectuer une somme de pnmf et pnmX, ce qui constitue une erreur grossière allant à l'encontre de la documentation du logiciel. Un bruit 3dB trop élevé est alors obtenu dans la zone de coïncidence entre pnmf et pnmX.

## Annexe D

# Filtrage passe-bande.

### D.1 Fonctions de filtrage des filtres micro-ondes passe bande.

La réponse d'un filtre micro-onde doit vérifier des contraintes notamment électriques fixées par un certain gabarit. Cette réponse peut être assimilée à différentes fonctions d'approximation satisfaisant au gabarit, telles que les fonctions de type Butterworth, Tchebychev ou Elliptique pour les filtres passe-bande. Dans un premier temps, la méthode d'étude d'un filtre microonde dite "méthode des pertes d'insertion" consiste à déterminer le prototype passe-bas équivalent au filtre que l'on désire synthétiser. Une fois ce prototype établi, la fonction de filtrage passe-bande est obtenue par transformation à l'aide d'un changement de variable. Cette méthode est décrite dans de nombreux ouvrages [131]. La figure D.1 représente l'allure de l'atténuation  $\alpha$  des prototypes passe-bas des filtres Butterworth, Tchebychev et Elliptique.

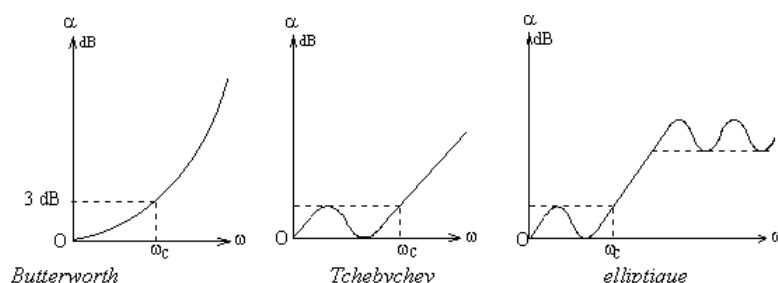


FIG. D.1 – Prototype passe-bas des 3 types de filtres.

Après transformation, ces trois prototypes conduisent aux paramètres de transmission  $S_{21}$  du filtre (figure D.2).

Le filtre Butterworth ne présente aucune ondulation dans la bande passante, possède une réponse très régulière et un temps de propagation de groupe assez constant dans la bande passante. En contrepartie, il offre une mauvaise réjection hors bande. Cette dernière peut être améliorée par une augmentation du nombre de pôles, mais elle reste cependant moins bonne que celle des autres types de filtres. De ce fait, ce type de réponse présente peu d'intérêt pour notre application.

Le filtre Tchebychev tolère une légère ondulation dans la bande passante mais possède une meilleure réjection que le filtre Butterworth. Ce type de filtre est assez simple d'utilisation. Pour un ordre  $n$  élevé, il possède une pente élevée dans la zone de transition et une ondulation d'amplitude constante dans la bande passante. Le temps de propagation de groupe est très irrégulier.

Le filtre elliptique possède des zéros de transmission en dehors de la bande, ce qui conduit à une meilleure

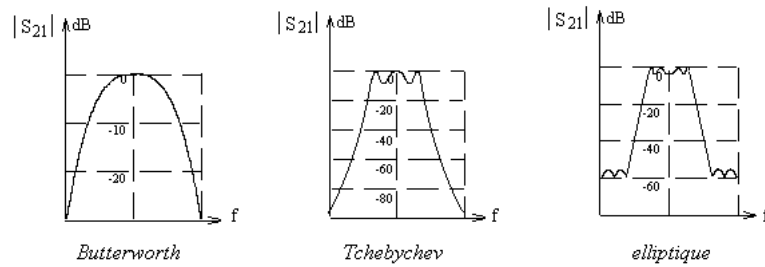


FIG. D.2 – Paramètre de transmission  $S_{21}$  des 3 types de filtres.

réjection en limite de bande passante. La réalisation de tels filtres nécessite l'obtention de couplages négatifs entre certains éléments du circuit, ce qui rend la conception plus délicate. En raison des fortes réjections pouvant être obtenues et de sa "plus simple" utilisation que les filtres elliptiques, nous avons décidé de nous orienter vers la réalisation d'un filtre passe-bande de type Tchebychev.

## D.2 Synthèse de filtre passe-bande de type Tchebychev.

L'atténuation d'un filtre Tchebychev admettant une ondulation  $\alpha$  dans sa bande passante est :

$$\alpha(\omega)_{dB} = 10 \times \log\left(1 + \varepsilon T_n^2\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)\right) \quad (D.1)$$

où  $T_n(\omega)$  représente les polynômes de Tchebychev définis par :

– hors de la bande :

$$T_n(\omega) = \cosh(n \times \arccos(\omega)) \quad (D.2)$$

– dans la bande :

$$T_n(\omega) = \cos(n \times \arccos(\omega)) \quad (D.3)$$

avec  $n$  l'ordre du filtre.

La fonction de filtrage Tchebychev peut être synthétisée par un réseau en échelle passe-bas composé d'éléments capacitifs et selfiques normalisés (figure D.3).

Les éléments  $g_i$  coefficients de Tchebychev, sont connus et tabulés. Ils dépendent de l'ordre du filtre et de l'ondulation dans la bande passante. Connaissant les éléments du réseau passe-bas, la synthèse des filtres consiste à établir le schéma équivalent passe-bande du réseau. La transformation passe-bas / passe-bande permet de transformer chaque élément série du réseau passe-bas en un circuit résonant série et chaque élément parallèle en circuit résonant parallèle. Elle consiste à faire subir à la variable complexe normalisée  $p$  la transformation :

$$p \rightarrow \frac{1}{B}\left(p + \frac{1}{p}\right) \quad (D.4)$$

Cette transformation conduit à un passe-bande symétrique possédant les mêmes paramètres fondamentaux. La cellule élémentaire du passe-bas est alors transformée comme le montre la figure D.4.

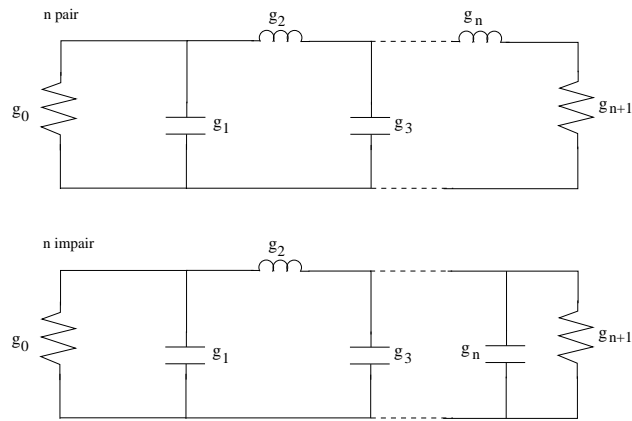


FIG. D.3 – Schéma équivalent passe-bas du filtre.

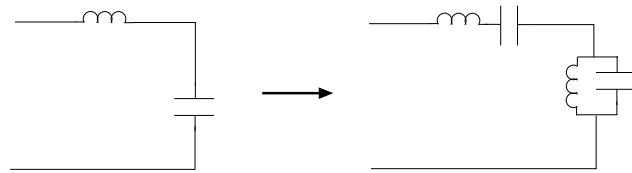


FIG. D.4 – Transformation élémentaire d'un passe-bas en passe-bande.

### D.3 Simulation par Momentum

La figure D.5 montre le principe d'analyse du simulateur Momentum utilisé pour la conception des filtres DBR.

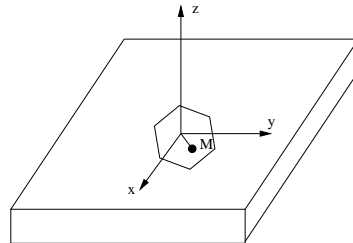


FIG. D.5 – Analyse par la méthode des moments.

Le champ électromagnétique est défini par la détermination des potentiels scalaires  $V$  et vecteurs  $\vec{A}$ . En considérant :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}V - j\omega\vec{A} \quad (D.5)$$

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu_0}\vec{\nabla} \wedge \vec{A} \quad (D.6)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} + j\omega\mu_0\epsilon V = 0 \quad (D.7)$$

L'équation associée au potentiel vecteur  $\vec{A}$  est :

$$\nabla^2 \vec{A} + k^2 \vec{A} = -\mu_0 \vec{J} \quad (\text{D.8})$$

avec  $k = \omega\sqrt{\epsilon\mu}$  nombre d'onde et  $\vec{J}$  la densité de courant de la structure générant le potentiel vecteur  $\vec{A}$ .

Cette équation est résolue avec l'introduction de la fonction de Green  $G(r)$  qui représente la réponse impulsionnelle du système :

$$(\nabla^2 + k^2)G(r) = \delta(r) \quad (\text{D.9})$$

où  $\delta(r)$  représente la source ponctuelle.

Par convolution, on obtient le potentiel vecteur au point d'observation P :

$$\vec{A}(r) = -\mu_0 \int_S G\left(\frac{r}{r'}\right) \vec{J}(r') dS \quad (\text{D.10})$$

où  $S$  est la surface métallisée.

La résolution de cette équation intégrale peut être effectuée par la méthode des moments (MoM) qui permet la transformation en équation algébrique matricielle, traitable numériquement. Cette méthode, adaptée au traitement des circuits planaires, impose une homogénéité du ou des substrats de la structure dans un même plan. Il est possible de traiter les structures multicouches, mais l'insertion d'éléments rompant l'homogénéité du substrat (pont à air, trous métallisés..) ne peut être pris en compte de manière rigoureuse et nécessite l'utilisation de modèles approchés. Ces analyses sont  $2D^{1/2}$  et ne requièrent que le maillage des conducteurs.

L'analyse par le logiciel MOMENTUM comporte deux étapes :

- la première consiste à dessiner le circuit en définissant les couches métalliques et les accès du système.
- la seconde permet de définir l'environnement du circuit (épaisseur et nature du substrat et de la métallisation, définition ou non du blindage), afin de générer le maillage et effectuer l'analyse électromagnétique.

## **Annexe E**

# **Boîtiers pour Filtres DBR.**

Cette annexe présente les dessins techniques des boîtiers conçus pour intégrer les filtres DBR présentés dans 5.2. Les figures E.1, E.2 et E.3 présentent l'ensemble des pièces constituant les boîtiers.



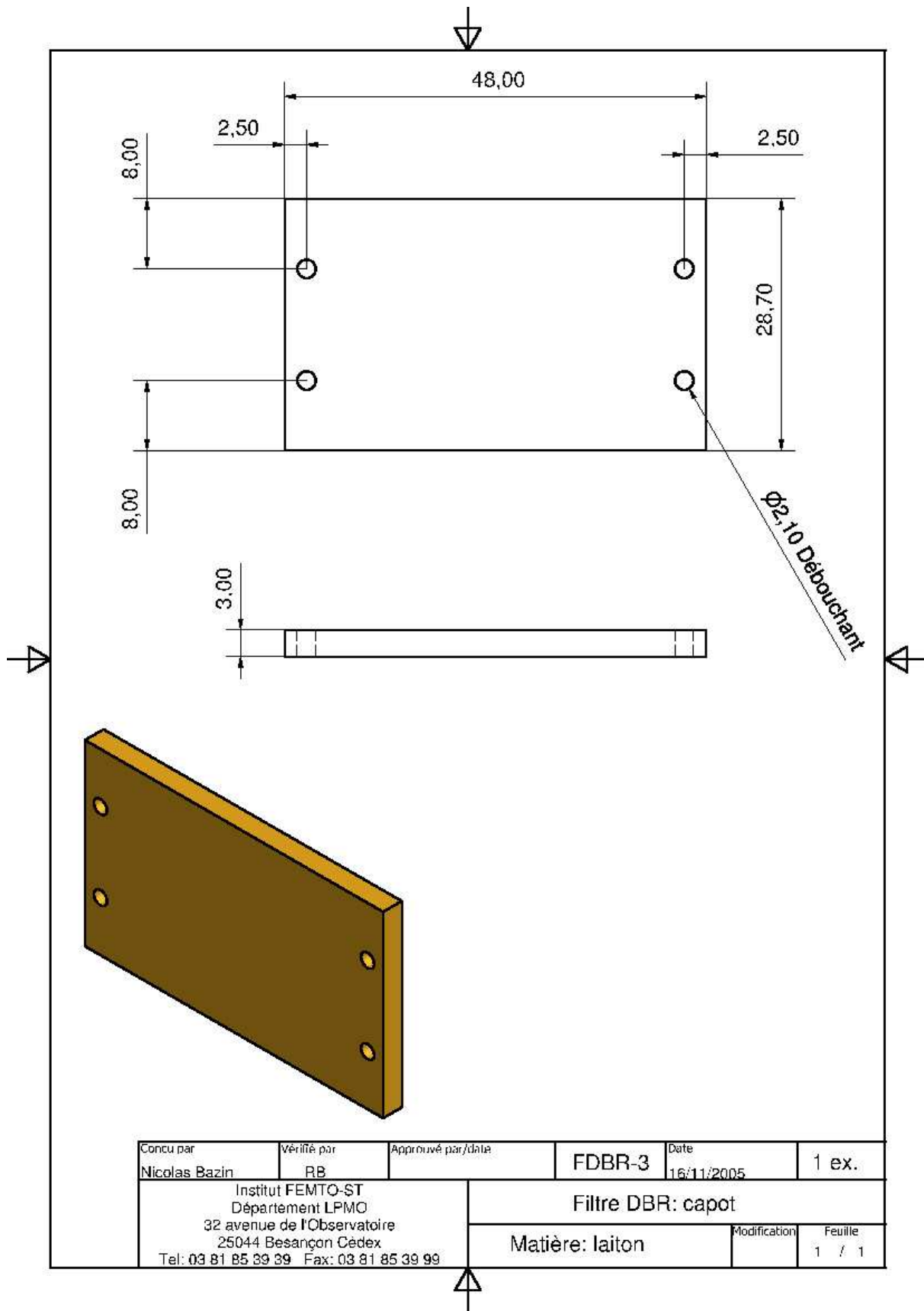


FIG. E.1 – Capot des boîtiers.

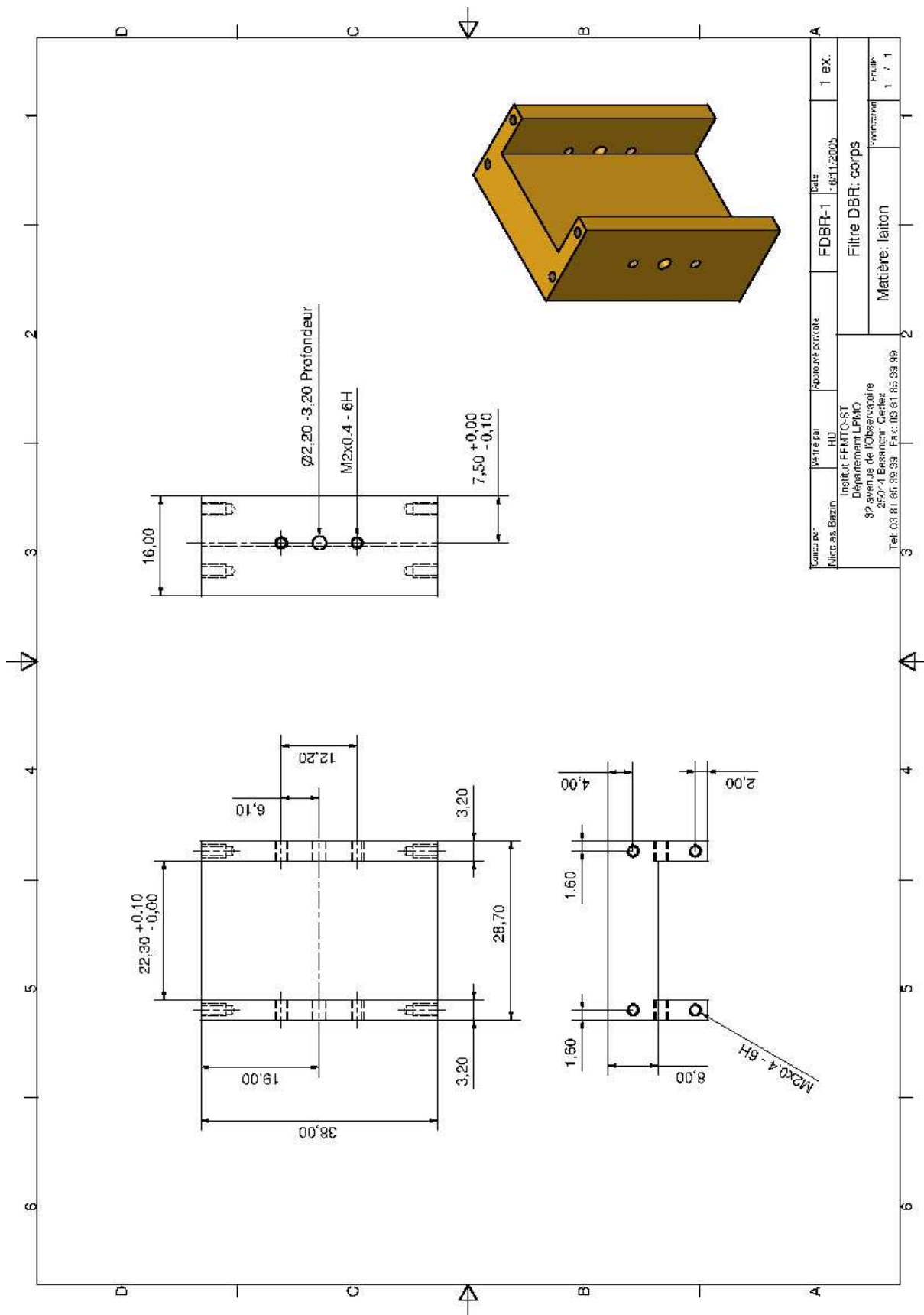


FIG. E.2 – Corps des boîtiers.

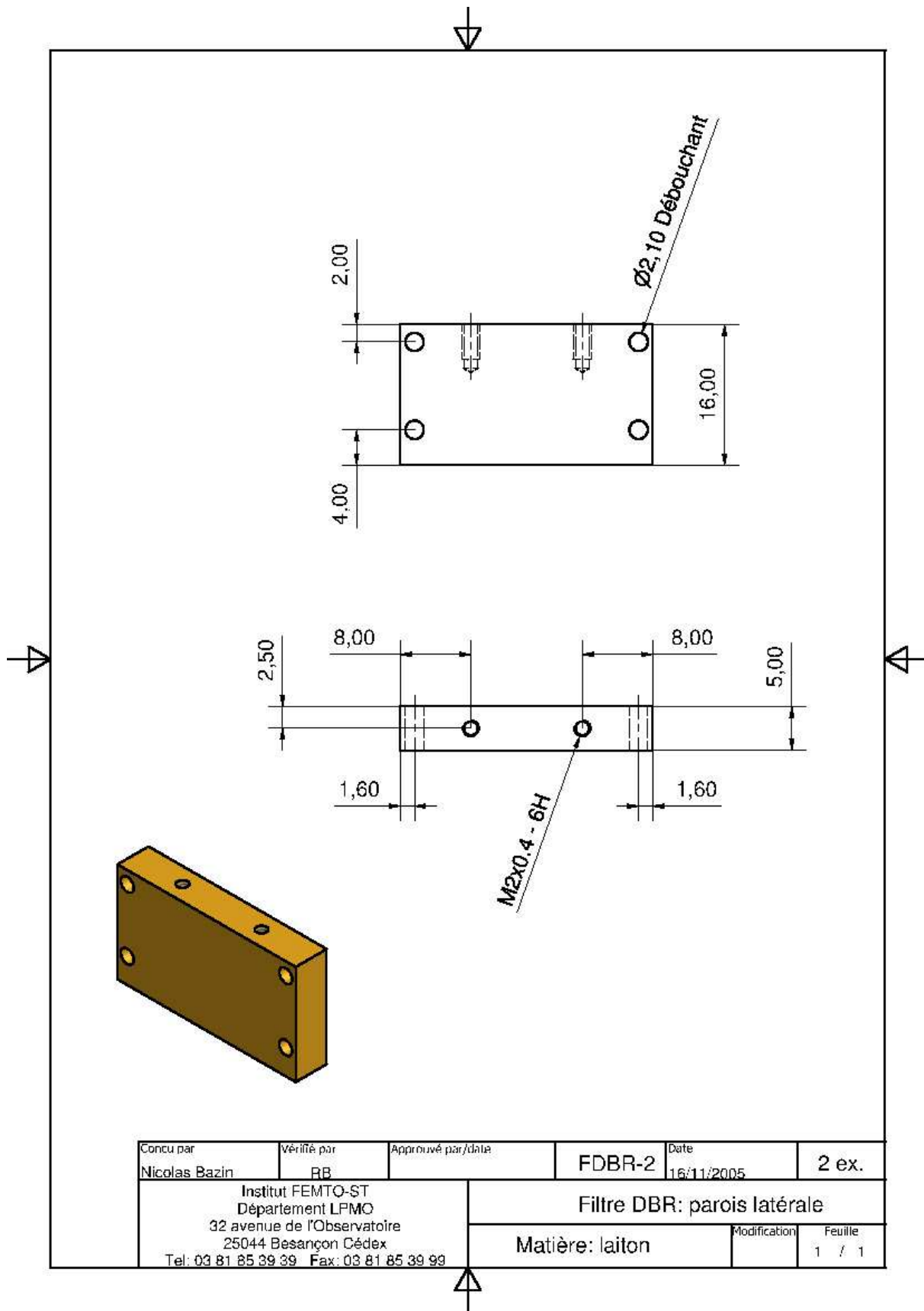


FIG. E.3 – Parois latérales des boîtiers.

# Bibliographie

- [1] P.Y. BOURGEOIS : Référence secondaire de fréquence à résonateur saphir cryogénique. *Thèse de l'Université de Franche-Comté - Numéro d'ordre : 1052*, 2004.
- [2] A. MICHELSON et E.W. MORLEY : On the relative motion of the earth and the luminiferous ether. *American Journal of Science*, 34(203):333–345, November 1887.
- [3] P. WOLF, S. BIZE, A. CLAIRON, A.N. LUITEN, G. SANTARELLI et M.E. TOBAR : Test of Lorentz invariance using a microwave resonator. *Physical Review Letters*, 90 :060402-1-4, February 2003.
- [4] C. VIAN : BNM-Syrte fountains : Recent results. *IEEE Transactions on Instrumentations and Measurement*, 54(2):833–836, April 2005.
- [5] J.D. ROVERA et O. ACEF : Absolute frequency measurement of mid-infrared secondary frequency standard at BNM-LPTF. *IEEE Trans. on Instr. and Meas.*, 48(2):571–573, 1999.
- [6] T. UDEM, J. REICHERT, R. HOLZWARH et T. HÄNSCH : The measurement of large optical frequency differences and the design of a new type of frequency chain. *Proc. of the Joint Meeting EFTF-IEEE IFCS, Besançon, France*, 2:620–625, April 1999.
- [7] J. RUTMAN : Characterization of phase and frequency instabilities in precision frequency standards : Fifteen years of progress. *Proc. IEEE*, 66:1048–1075, September 1978.
- [8] D.B. LEESON : A simple model of feedback oscillator noise spectrum. *Proc. Letters of IEEE*, 54(2):329–330, 1966.
- [9] E. RUBIOLA, J. GROSLAMBERT, M. BRUNET et V. GIORDANO : Flicker noise measurement of HF quartz resonators. *IEEE Trans. on UFFC*, 47(2):361–368, 2000.
- [10] E. RUBIOLA et V. GIORDANO : On the 1/f frequency noise in ultra-stable quartz oscillators. *Proc. of EFTF, Braunschweig, Germany, to be published*, 27-30 March 2006.
- [11] G. CIBIEL : Contribution à l'analyse d'amplificateurs micro-ondes à très faible bruit de phase. Application à la réalisation d'une source à très haute pureté spectrale en bande C. *Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse*, 2003.
- [12] R.V. POUND : Electronic frequency stabilization of microwave oscillators. *Review of Scientific Instruments*, 17(11):490–505, 1946.
- [13] A.G. MANN, A.J. GILES, D.G. BLAIR et M.J. BUCKINGHAM : Ultra-stable cryogenic sapphire dielectric microwave resonators : mode frequency-temperature compensation by residual paramagnetic impurities. *J. Phys.D. Appl. Phys.*, 25:1105–1109, December 1991.
- [14] J.G. HARTNETT, M.E. TOBAR, A.G. MANN, J. KRUPKA et E.N. IVANOV : Frequency-temperature compensation in  $Ti^{3+}$  and  $Ti^{4+}$  doped sapphire whispering gallery mode resonator. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 46(4):993–1000, July 1999.

- [15] N. BOUBEKEUR, J.G. HARTNETT, M.E. TOBAR, N. BAZIN, Y. KERSALÉ et V. GIORDANO : Frequency stability of  $Ti^{3+}$  doped whispering gallery mode sapphire resonator oscillator at 34K. *Electronics Letters*, 41(9):534–535, April 2005.
- [16] Y. KERSALÉ, N. BOUBEKEUR, J.G. HARTNETT, M.E. TOBAR, N. BAZIN et V. GIORDANO : Titanium doped cryogenic sapphire resonator oscillator. *Proc. of 2005 Joint Meeting IEEE IFCS-PTTI, Vancouver, Canada*, pages 368–372, August 2005.
- [17] G.J. DICK et R.T. WANG : Cryo-cooled sapphire oscillator for the Casini Ka - band experiment. *Proceedings of the IEEE International Frequency Control Symposium*, pages 1009–1014, 1997.
- [18] G.J. DICK, D.G. SANTIAGO et R.T. WANG : Temperature-compensated sapphire resonator for ultra-stable oscillator capability at temperatures above 77K. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 42(5):812–819, September 1995.
- [19] M.E. TOBAR, J.G. HARTNETT, E.N. IVANOV, D. CROS, P. BLONDY et P. GUILLON : Cryogenically cooled sapphire-rutile dielectric resonators for ultrahigh-frequency stable oscillators for terrestrial and space applications. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 48(7):1265–1269, July 2000.
- [20] Y. KERSALÉ, O. VALLET, S. VIVES, C. MEUNIER et V. GIORDANO : Temperature compensated sapphire-rutile microwave whispering gallery mode resonator. *IEE Electronics Letters*, 37(23): 1392–1393, November 2001.
- [21] Y. KERSALÉ et AL. : Frequency stability of  $Ti^{3+}$  doped whispering gallery mode sapphire resonator oscillator at 34K. *to be published*, 2006.
- [22] J.D. ANSTIE, J.G. HARTNETT, M.E. TOBAR, E.N. IVANOV et P.L. STANWIX : Second generation 50K dual-mode sapphire oscillator. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 53(2):284–288, February 2006.
- [23] J.A. TORREALBA, M.E. TOBAR, E.N. IVANOV, C.R. LOCKE, J.M. LEFLOCH, D. CROS et J.G. HARTNETT : Room temperature dual-mode oscillator - first results. *IEE Electronics Letters*, 42(2):99–100, January 2006.
- [24] S. CHANG : Ultrastable cryogenic microwave sapphire resonator oscillator. *Thèse de doctorat, University of Western Australia*, 2000.
- [25] M.E. TOBAR : Effects of spurious modes in resonant cavities. *J. Phys. D. Appl. Phys.*, 26:2022–2027, 1993.
- [26] O. DIMONACO, W. DANIAU, I. LAJOIE, Y. GRUSON, M. CHAUBET et V. GIORDANO : Mode selection for a whispering gallery mode resonator. *IEE Electronics Letters*, 32(7):669–670, March 1996.
- [27] E. RUBIOLA : The measurement of AM noise of oscillators. <http://www.rubiola.org>, November 2005.
- [28] J. GROSLAMBERT, D. FEST, M. OLIVIER et J. HARDIN : Frequency stability measurement methods - State of the art and recent progress. *6th European Conference on Circuit Theory and Design (Stuttgart)*, pages 513–530, September 1983.
- [29] G. CIBIEL, M. REGIS, E. TOURNIER et O. LLOPIS : AM noise impact on low level phase noise measurements. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 49(6): 784–788, June 2002.
- [30] F.L. WALLS, S.R. STAIN, J.E. GRAY et D.J. GLAZE : Design considerations in state-of-the-art signal processing and phase noise measurement systems. *Proc of 30th Frequency Control Symposium - Atlantic City, NJ, USA*, pages 269–274, 2-4 June 1976.

- 
- [31] K.H. SANN : The measurement of near-carrier noise in microwave amplifiers. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 9:761–766, September 1968.
- [32] C.H. HORN : *Proceedings of the 23<sup>rd</sup> Annual Frequency Control Symposium (Electronic Industries Association, Washington D.C)*, pages 223–235, 1946.
- [33] E.N. IVANOV, M.E. TOBAR et R.A. WOODS : Microwave interferometry : Application to precision measurements and noise reduction techniques. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 45(6):1526–1535, November 1998.
- [34] E. RUBIOLA, V. GIORDANO et J. GROSLAMBERT : Very high frequency and microwave interferometric phase and amplitude noise measurements. *Review of Scientific Instruments*, 70(1):220–224, January 1999.
- [35] E. RUBIOLA : The leeson effect, chapter 1. <http://arxiv.org/abs/physics/0502143>, 5(4):4, 2005.
- [36] E. RUBIOLA, V. GIORDANO et J. GROSLAMBERT : Improved interferometric method to measure near-carrier AM and PM noise. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 48(2): 642–646, April 1999.
- [37] E. RUBIOLA et V. GIORDANO : Correlation-based phase noise measurements. *Review of Scientific Instruments*, 71(8):3085–3091, August 2000.
- [38] E. RUBIOLA et V. GIORDANO : Dual carrier suppression interferometer for measurement of phase noise. *IEEE Electronics Letters*, 36(25):2073–2074, September 2000.
- [39] E. RUBIOLA et V. GIORDANO : A low flicker scheme for the real-time measurement of phase noise. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 49(4):501–507, April 2002.
- [40] A.H. VERBRUGGEN, H. STOLL, K. HEECK et R.H. KOCH : A novel technique for measuring resistance fluctuations independently of background noise. *Appl. Phys. A*, 48:233–236, March 1989.
- [41] E. RUBIOLA et V. GIORDANO : The +/- 45 correlation interferometer as a means to measure phase noise of parametric origin. *IEEE Trans. on Instr. and Meas.*, 52(1):182–188, February 2003.
- [42] A.C. FOWLER, M.E. TOBAR, E.N. IVANOV, P. WOLF et J.G. HARTNETT : A new odd-parity test of Lorentz Invariance in Electrodynamics. *Proc. Conf. Prec. Electromag. Meas., Torino, Italy*, pages 32–33, 2006.
- [43] Y. GRANJON : Automatique - systèmes linéaires, non linéaires, à temps continu, à temps discret, représentation d'état - cours et exercices corrigés. *Sciences Sup - Dunod*, 2001.
- [44] J. KLAPPER et J.T. FRANCKLE : Phase-locked and frequency-feedback systems. *AIP, Electrical Science Series - Academic Press - Editors : H.G. Booker and N. DeClaris - NY, San Francisco, London*, April 1972.
- [45] C. AUDOIN : Frequency metrology.
- [46] D. FEST, J. GROSLAMBERT et J.J. GAGNEPAIN : Individual characterization of an oscillator by means of cross-correlation or cross covariance method. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 32:447–450, September 1983.
- [47] G.D. ROVERA, G. SANTARELLI et A. CLAIRON : Frequency synthesis chain for the atomic fountain primary frequency standard. *Electronics Letters*, 32(10):866–867, May 1996.
- [48] A.S. GUPTA, D. POPOVIC et F.L. WALLS : Cs frequency synthesis : A new approach. *IEEE Trans. on Ultrason. Ferroelect. Freq. Contr.*, 47(2):475–479, March 2000.

- [49] M.M. DRISCOLL, A.C. HAZZARD et D.G. OPDYCKE : Design and performance of an ultra-low phase noise radar exciter. *IEEE Frequency Control Symposium*, pages 647–650, 1994.
- [50] V. CANDELIER, P. CANZAN, J. LAMBOLEY, M. BRUNET et G. SANTARELLI : Space qualified 5 MHz ultra-stable oscillators. *Proc. IEEE International Frequency Control Symposium - Tampa, FL, USA*, pages 572–582, 4-8 May 2003.
- [51] WENZEL : Premium 100 MHz - SC ultra low noise crystal oscillator. *Commercial Products, datasheets 501-04623*.
- [52] F.L. WALLS et C.M. FELTON : Low noise frequency synthesis. *IEEE Frequency Control Symposium*, pages 512–518, 1987.
- [53] B. FLEISCHMANN, A. ROTH, P. RUSSEK et R. WEIGEL : A 2.5 GHz low noise phase locked surface transverse wave VCO. *IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 65–69, 1989.
- [54] D.G. BLAIR et I.N. EVANS : High-Q properties of a sapphire ring resonator. *J. Phys. D- Applied Physics*, 15(9):1651–1656, September 1982.
- [55] V.B. BRAGINSKY, V.S.H. CHENKO et K.S. BAGDASSAROV : Experimental observation of fundamental microwave absorption in high quality dielectric crystal. *Physics Letters A*, 120(6):300–301, 1987.
- [56] M.E. TOBAR et D.G. BLAIR : Phase noise analysis of the sapphire loaded superconducting niobium cavity oscillator. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 42:344–347, 1994.
- [57] R.C. TABER et C.A. FLORY : Microwave oscillators incorporating cryogenic sapphire dielectric resonators. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 42(1):111–119, January 1995.
- [58] G. CIBIEL et AL : Ultra low phase noise SiGe HBT – Application to a C band sapphire resonator oscillator. *Proc. IEEE Microwave Theory Tech. Symp. – Seattle, USA*, 2:691–694, 2002.
- [59] G. CIBIEL et AL : Optimization of an ultra low phase noise sapphire SiGe - HBT oscillator using non-linear CAD. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 51(1):33–41, January 2004.
- [60] M. REGIS : Contribution à la conception des oscillateurs micro-ondes à haute pureté spectrale à base de transistors bipolaires silicium et silicium-germanium. *Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse - Rapport LAAS n99469*, 1999.
- [61] Z. GALANI, J. BIANCHINI, R.C. WATERMAN, R. DIBIASE, W. LATON et J. BRADORD COLE : Analysis and design of a single resonator GaAsFET oscillator with noise degeneration. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 32(12):1556–1565, 1984.
- [62] D.P. TSARAPKIN et V.S. KOMAROV : Microwave oscillator with combined frequency stabilization system. *Proc. Moscow Power Eng. Inst.*, 51:82–86, 1973.
- [63] G.J. DICK et J. SAUNDERS : Measurement and analysis of a microwave oscillator stabilized by a sapphire dielectric ring resonator for ultra-low noise. *IEEE Trans. on Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr.*, 37(5):339–346, 1990.
- [64] M.E. TOBAR, E.N. IVANOV, R.A. WOODE et J.H. SEARLS : Low noise microwave oscillators based on high-Q temperature stabilised sapphire resonators. *Proc. IEEE Int. Freq. Contr. Symp.*, pages 433–440, 1994.
- [65] D.G. SANTIAGO et G.J. DICK : Microwave frequency discriminator with a cryogenic sapphire resonator for ultra-low phase noise. *Proc. IEEE Freq. Contr. Symp.*, pages 176–182, 1992.
- [66] D.G. SANTIAGO, R.T. WANG et G.J. DICK : Improved performance of a temperature compensated LN<sub>2</sub> cooled sapphire oscillator. *Proc. IEEE Freq. Contr. Symp.*, pages 397–400, 1995.

- 
- [67] C. MCNEILAGE, J.H. SEARLS, E.N. IVANOV, P.R. STOCKWELL, D.M. GREEN et M. MOSSA-MAPARAST : A review of sapphire whispering gallery-mode oscillators including technical progress and future potential of the technology. *IEEE International UFFC Joint 50th Anniversary Conference - Montreal (Canada)*, pages 210–219, June 2004.
- [68] E.N. IVANOV, M.E. TOBAR et R.A. WOODE : Ultra low noise microwave oscillator with advanced phase noise suppression system. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 6(9):312–314, September 1996.
- [69] [HTTP ://WWW.PSI.COM.AU/](http://www.psi.com.au/).
- [70] Y. JI, X.S. YAO et L. MALEKI : Compact optoelectronic oscillator with ultra-low phase noise performance. *IEE Electronics Letters*, 35(18):1554–1555, September 1999.
- [71] X.S. YAO, L. MALEKI et G.J. DICK : Optoelectronic oscillator incorporating carrier suppression noise reduction technique. *Proceedings of IEEE IFCS-EFTF Joint Meeting - Besançon, France*, pages 565–566, September 1999.
- [72] D. ELIYAHU et L. MALEKI : Low phase noise and spurious level in multi-loop opto-electronic oscillators. *IEEE IFCS-PDA-EFTF Joint Exhibition - Tampa (Florida, USA)*, pages 405–410, May 2003.
- [73] X.S. YAO et L. MALEKI : Optoelectronic microwave oscillator. *J. Opt. Soc. Am. B*, 13(8):1725–1735, August 1996.
- [74] [HTTP ://WWW.OEWAVES.COM/](http://www.oewaves.com/).
- [75] D.A. HOWE et H. HATI : Low noise X-band oscillator and amplifier technologies : Comparison and status. *Proc. of 2005 IEEE IFCS-PTTI*, pages 481–487, August 2005.
- [76] P.Y. BOURGEOIS, Y. KERSALÉ, N. BAZIN, M. CHAUBET et V. GIORDANO : A cryogenic open-cavity sapphire reference oscillator with low spurious mode density. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 51(10):1232–1239, October 2004.
- [77] P.Y. BOURGEOIS, F. LARDET-VIEUDRIN, Y. KERSALÉ, N. BAZIN, M. CHAUBET et V. GIORDANO : Ultralow drift microwave cryogenic oscillator. *IEE Electronics Letters*, 40(10):605–606, May 2004.
- [78] K. WATABE et AL : Progress in the development of cryogenic sapphire resonator oscillator at NMIJ/AIST. *Proc. of the 2006 EFTF, Braunschweig, Germany*, April 2006.
- [79] G. MARRA, M. OXBORROW et D. HENDERSON : Pound locking techniques applied to two 9.2 GHz cryogenic sapphire dielectric ring oscillators. *Proc. of the 2004 EFTF, Guilford, Surrey, UK*, April 2004.
- [80] G.J. DICK, R.T. WANG et R.L. TJOELKER : Cryo-cooled sapphire oscillator with ultra-high stability. *Proc. of the International Frequency Control Symposium*, pages 528–533, 27–29 May 1998.
- [81] S. CHANG, A.G. MANN et A.N. LUITEN : Improved cryogenic sapphire oscillator with exceptionally high frequency stability. *Electronics Letters*, 36:480–481, March 2000.
- [82] Y. KOGA, S. OHSHIMA, C. MCNEILAGE et J.H. SEARLS : A microwave exciter for Cs frequency standards based on a sapphire loaded cavity oscillator. *Proc. of the IEEE International Frequency Control Symposium*, pages 57–60, 1998.
- [83] L. RAYLEIGH : The problem of the whispering gallery. *Philos. Mag.*, 20:1001–1004, 1910.
- [84] J.R. WAIT : Electromagnetic whispering gallery modes in a dielectric rod. *Radio Sci.*, 2:1005–1017, 1967.



- [85] C. VEDRENNE et J. ARNAUD : Whispering gallery modes of dielectric resonators. *IEE Proc. Microwaves, Antennas and Propagation*, 129(4):183–187, 1982.
- [86] D. CROS : Les 'whispering gallery' modes des résonateurs diélectriques : applications aux oscillateurs et combineurs de puissance millimétriques. *Thèse de la Faculté des Sciences de Limoges*, Novembre 1990.
- [87] X.H. JIAO, P. GUILLON et L.A. BERMUDEZ : Resonant frequencies of whispering-gallery dielectric resonator modes. *IEE Proceedings*, pages 497–501, December 1987.
- [88] M.E. TOBAR et A.G. MANN : Resonant frequencies of higher order modes in cylindrical anisotropic dielectric resonators. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 39(12):2077–2081, December 1991.
- [89] E.N. IVANOV, D.G. BLAIR et V.I. KALINICHEV : Approximate approach to the design of shielded dielectric disk resonators with whispering-gallery modes. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 41(4):632–638, April 1993.
- [90] D. KAJFEZ et P. GUILLON : Dielectric resonators. *Artech House, Editors*, 1986.
- [91] C.P. HEARN et R.J. TREW : The effect of coupling line loss in microstrip to dielectric resonator coupling. *Microwave Journal*, pages 169–172, November 1990.
- [92] R.R. BONETTI et A.E. ATIA : Analysis of microstrip circuits coupled to dielectric resonators. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 29(12):1333–1337, December 1981.
- [93] I.U. KHAIRUDDIN et I.C. HUNTER : Computation of coupling between whispering gallery mode dielectric resonators and a microstrip transmission line. *IEE Proc. Microwave Antennas Propagation*, 142(3):265–268, June 1995.
- [94] M.E. TOBAR, E.N. IVANOV, P. BLONDY, D. CROS et P. GUILLON : High-Q whispering gallery traveling wave resonators for oscillator frequency stabilization. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 47(2):421–426, March 2000.
- [95] J.J. BAHL et BHARTIA : Microstrip antennas. *Artech House*, 1982.
- [96] Y. KERSALÉ, F. LARDET-VIEUDRIN, M. CHAUBET et V. GIORDANO : Thermal stabilisation of high-Q sapphire microwave resonator using thermosensitive quartz sensor. *IEE Electronics Letters*, 34(8):783–784, April 1998.
- [97] M.E. TOBAR, A.J. GILES, S. EDWARDS et J.H. SEARLS : High-Q thermoelectric-stabilized sapphire microwave resonators for low-noise applications. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 41(3):391–396, May 1994.
- [98] M.E. TOBAR, G.L. HAMMILTON, E.N. IVANOV et J.G. HARTNETT : New method to build a high stability sapphire oscillator from the temperature compensation of the difference frequency between modes of orthogonal polarization. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 50(3):214–219, March 2003.
- [99] W.M. ROHSENOW et J.P. HARTNETT : Handbook of heat transfer. *McGraw-Hill, New York*, 1973.
- [100] S. GALLIOU : Thermal behavior simulation of quartz resonators in an oven environment. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 42(5):832–839, September 1995.
- [101] Datasheet YSI 55000 Series GEM Thermistors YSI PRECISION<sup>TM</sup> TEMPERATURE GROUP, USA.
- [102] M.E. TOBAR, E.N. IVANOV, J.H. SEARLS et A.G. MANN : Low noise 9-GHz sapphire resonator-oscillator with thermoelectric temperature stabilization at 300K. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 5(4):108–110, April 1995.

- 
- [103] R. BOUDOT, C. ROCHER, N. BAZIN, S. GALLIOU et V. GIORDANO : High-precision temperature stabilization for sapphire resonators in microwave oscillators. *Review of Scientific Instruments*, 76(095110), September 2005.
- [104] R. BOUDOT, C. ROCHER, N. BAZIN, S. GALLIOU, O. LLOPIS et V. GIORDANO : Temperature regulated sapphire resonators for low phase noise oscillators. *Proceedings 14th European Frequency Time Forum – Besançon, France*, pages 393–398, February 2005.
- [105] V. GIORDANO, P.Y. BOURGEOIS, Y. GRUSON, N. BOUBEKEUR, R. BOUDOT, E. RUBIOLA, N. BAZIN et Y. KERSALÉ : New advances in ultra-stable microwave oscillators. *European Physical Journal. Applied Physics*, 32:133–141, 2005.
- [106] O. LLOPIS, J. VERDIER, M. REGIS, R. PLANA, M. GAYRAL et J. GRAFFEUIL : Correlation between microwave transistors low frequency noise, amplifiers residual phase noise and oscillators phase noise : consequences on oscillator phase noise modelling. *NATO Advance Research Workshop, Szopól, Kluwer Academic Ed.*, pages 19–33, 1996.
- [107] O. LLOPIS : Approche théorique et expérimentale du bruit de phase des oscillateurs micro-ondes. *Habilitation à Diriger des Recherches, Université Toulouse*, 2002.
- [108] W.J TANSKY : Development of a low noise L-band dielectric resonator oscillator. *IEEE International Frequency Control Symposium*, pages 472–477, 1994.
- [109] G. CIBIEL, O. LLOPIS, L. ESCOTTE et G. HAQUET : Devices selection for S to X band low phase noise oscillator design. *11<sup>th</sup> GAAS Symposium, Munich 2003*, pages 37–40, 2003.
- [110] M. REGIS, O. LLOPIS et J. GRAFFEUIL : Non-linear modelling and design of bipolar transistors ultra low phase noise dielectric resonator oscillators. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 46(10):1589–1593, October 1998.
- [111] [HTTP ://WWW.AMLJ.COM/](http://www.amlj.com/).
- [112] R. PLANA : Bruit de fond dans les transistors à effet de champ et bipolaires pour microondes. *Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, France*, 1993.
- [113] F.N. HOOGE :  $1/f$  noise is no surface effect. *Physics Letters*, 29A:139, 1969.
- [114] H. FRIIS : Noise figure of radio receivers. *Proc. IRE*, 32:419–422, 1944.
- [115] F.L. WALLS, E. FERRE-PIKAL et S.R. JEFFERTS : Origin of  $1/f$  PM and AM noise in bipolar junction transistor amplifiers. *IEEE Trans. on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, 44(2):326–334, 1997.
- [116] H.K. GUMMEL et H.C. POON : An integral charge control model of bipolar transistors. *Bell System Tech. J.*, 49:827–851, May 1970.
- [117] G. CIBIEL, L. ESCOTTE et O. LLOPIS : A study of the correlation between HF noise and phase noise in low noise silicon based transistors. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 52(1):183–190, January 2004.
- [118] O. LLOPIS et AL : Nonlinear noise modelling of a PHEMT device through residual phase noise and low frequency noise measurements. *Proc. of the IEEE MTT Symposium*, pages 831–834, May 2001.
- [119] H.J. SIWERIS et B. SCHIEK : A GaAs FET oscillator noise model with a periodically driven noise source. *Proc. EuMC*, pages 681–686, 1986.
- [120] F. BONANI, S. GUERRIERI et G. GHIONE : Noise source modelling for cyclostationary noise analysis in a large signal device operation. *IEEE Transactions on Electron. Dev.*, 49(9):1640–1647, September 2002.

- [121] S. GRIBALDO, R. BOUDOT, G. CIBIEL, V. GIORDANO et O. LLOPIS : Phase noise modelling and optimisation of microwave SiGe amplifiers for sapphire oscillators applications. *Proceedings of 14th European Frequency Time Forum – Besançon, France*, pages 343–347, February 2005.
- [122] J.K.A. EVERARD : Low noise oscillators. *Proc. IEEE Microwave Theory Tech. Symp.*, pages 1077–1080, 1992.
- [123] S. GRIBALDO et O. LLOPIS : Etude et développement de sources micro-ondes à très haute pureté spectrale. *Contrat BNM 03 3 004*, Novembre 2004.
- [124] [HTTP ://WWW.HITTITE.COM/](http://www.hittite.com/).
- [125] Y.C.M. LIM, R.F. MOSTAFAVI et D. MIRSHAKAR-SYAHKAL : Unloaded Q-factor of slotted cylindrical ring resonator. *EuMC European Microwave Conference CD-ROM*, December 2001.
- [126] T. SONODA, Y. SASAKI, K. HIROSE et T. HIRATSUKA : A K band bandpass filter using open-end planar TE mode dielectric resonators with cross coupling structure. *31<sup>th</sup> EuMC European Microwave Conference CD-ROM*, December 2001.
- [127] G. FISCHERAUER, T. EBNER, P. KRUCK, K. MOROZUMI, R. THOMAS et M. PITSCHI : SAW filter solutions to the needs of 3G cellular phones. *31<sup>th</sup> EuMC European Microwave Conference CD-ROM*, December 2001.
- [128] W. MENZEL et W. SCHWAB : Compact multilayer filter structures for coplanar MMIC's. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 2(12):2299–2303, December 1992.
- [129] C.T. MOBBS et J.D. RHODES : A generalized Chebychev suspended substrate stripline bandpass filter. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 31(5):397–402, May 1983.
- [130] P.F. COMBES : Micro-ondes - lignes, guides et cavités. *tome 2, Editions Dunod*, 1996.
- [131] G. MATTHAEI, L. YOUNG et E.M.T. JONES : Microwave filters, impedance-matching networks, and coupling structures. *Artech House, Reprint of the edition published by McGraw-Hill in 1964*, April 1980.
- [132] C. QUENDO, E. RIUS et C. PERSON : Narrow bandpass filters using dual-behavior resonators. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 51(3):734–742, March 2003.
- [133] A. MANCHEC, C. QUENDO, E. RIUS, C. PERSON et J.F. FAVENNEC : Synthesis of dual behavior resonator (DBR) filters with integrated low pass structures for spurious responses suppression. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, 16(1):4–6, January 2006.
- [134] E. SALIK, E. RUBIOLA, N. YU et L. MALEKI : Dual photonic delay line cross correlation method for phase noise measurement. *Proc. of the 2004 International Frequency Control Symposium, Montréal, Canada*, pages 303–306, 2004.
- [135] D. GREEN, C. MCNEILAGE et J. SEARLS : A low phase noise microwave sapphire loop oscillator. *Proc. of IEEE-IFCS*, page to be published, 2006.
- [136] J.G. HARTNETT, M.E. TOBAR, E.N. IVANOV et J. KRUPKA : Room temperature measurement of the anisotropic loss tangent of sapphire using the whispering gallery mode technique. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 53(1):34–38, January 2006.
- [137] R. BRENDEL, M. OLIVIER et G. MARIANNEAU : Analysis of the internal noise of quartz-crystal oscillators. *IEEE Transactions on Instrumentations and Measurement*, 22:160–170, June 1975.
- [138] E.L. Ed KOLLBERG : Microwave and millimeter-wave mixers. *New-York IEEE*, June 1984.
- [139] S.A. MAAS : Microwave mixers. *Artech House*, 1993.
- [140] [HTTP ://WWW.PRECISIONCRYO.COM/](http://www.precisioncryo.com/).

- 
- [141] G. MARRA, D. HENDERSON et M. OXBORROW : Frequency stability and phase noise of a pair of X-band cryogenic sapphire oscillators. *soumis à IoP*, 2006.
- [142] R. BOUDOT, S. GRIBALDO, V. GIORDANO, O. LLOPIS, C. ROCHER et N. BAZIN : Sapphire resonators + SiGe transistors based ultra low phase noise microwave oscillators. *Proceedings of the IEEE IFCS-PTTI Conference, Vancouver, Canada*, pages 865–871, August 2005.
- [143] R. BOUDOT, Y. GRUSON, N. BAZIN, E. RUBIOLA et V. GIORDANO : Design and measurement of a low phase noise X-band oscillator. *Electronics Letters*, 42(16):929–931, 3 August 2006.
- [144] E. RUBIOLA et R. BOUDOT : The effect of AM noise on correlation phase noise measurements. <http://arxiv.org/abs/physics/0609147> : *soumis à IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, September 2006.
- [145] R. BOUDOT, S. GRIBALDO, Y. GRUSON, N. BAZIN, E. RUBIOLA, O. LLOPIS et V. GIORDANO : Development of ultra-low phase noise x-band oscillators. *Proceedings Int. Freq. Contr. Symposium – Miami, Florida*, page to be published, June 2006.
- [146] O. PIQUET : Les résonateurs diélectriques : Applications aux domaines optiques et micro-ondes. *Thèse de la Faculté des Sciences de Limoges*, Novembre 2002.
- [147] P. PENFIELD : Circuit theory of periodically driven nonlinear systems. *Proc. of the IEEE*, pages 266–280, February 1966.

## Résumé

Ce mémoire présente le développement et la mesure d'oscillateurs micro-ondes à haute pureté spectrale basés sur la combinaison d'un résonateur saphir et d'un amplificateur faible bruit de phase (à transistors SiGe). Les applications de ces sources sont les systèmes radar de haute sensibilité et la métrologie temps-fréquence.

Le résonateur saphir ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), dans lequel sont excités des modes électromagnétiques d'ordre élevé dits modes de galerie, permet l'obtention de forts coefficients de surtension (de l'ordre de  $2 \cdot 10^5$  à température ambiante). Différentes techniques de couplage de ces modes sont présentées ainsi qu'une méthode efficace pour privilégier le mode désiré. S'appuyant sur des modèles précis, l'utilisation d'une cavité originale sur laquelle est directement embarquée une électronique de régulation de haute-précision permet de réduire à  $-0,05$  ppm/K la sensibilité de la fréquence du cristal aux variations de température ambiante. Un oscillateur construit avec ce résonateur optimisé présente une instabilité relative de fréquence de  $4 \cdot 10^{-11}$  sur un temps d'intégration de 1s.

Parallèlement, nous présentons un modèle non-linéaire et en bruit très précis d'amplificateurs à base de transistors SiGe permettant de simuler et optimiser les performances en bruit de phase de ces composants. Des amplificateurs originaux multi-étages, utilisés en bande X, sont étudiés, conçus et caractérisés. Des paliers de bruit de l'ordre de  $-165$  dB.rad<sup>2</sup>/Hz à 10 kHz de la porteuse sont mesurés.

En bande C, les oscillateurs développés présentent des performances en bruit de phase de  $-135$  dB.rad<sup>2</sup>/Hz à 1 kHz de la porteuse. Ce résultat constitue l'état de l'art mondial dans cette bande de fréquence. En bande X, les sources réalisées présentent un bruit de phase de  $-160$  dB.rad<sup>2</sup>/Hz à 100 kHz de la porteuse et de  $-145$  dB.rad<sup>2</sup>/Hz à 10 kHz de la porteuse. Pour de faibles fréquences de Fourier, ces performances sont améliorées de 40 dB en refroidissant le résonateur à 77K.

**Mot-clés :** Oscillateur, Résonateur Saphir, Modes de galerie, Transistors SiGe, Bruit de phase, Métrologie.

---

## Abstract

This thesis is devoted to the development and the measurement of high spectral purity microwave oscillators based on the combination of a sapphire resonator and low phase noise sustaining amplifier. These sources are used for high sensitivity radar systems and metrological applications.

The sapphire resonator (monocrystal  $\text{Al}_2\text{O}_3$  puck), in which are excited whispering gallery electromagnetic modes, enables to obtain Q-factors as high as  $2 \cdot 10^5$  at room temperature. Different coupling techniques are presented. An efficient modal selection method is also pointed out. Based on accurate models, the use of an original symmetrical cavity on which is directly embedded a high-precision electronic temperature controller leads to a resonator thermal frequency sensitivity of  $-0,05$  ppm/K. An oscillator based on this optimal structure presents a fractional frequency instability of  $4 \cdot 10^{-11}$  for a 1s integration time.

Moreover, SiGe transistors based amplifiers are accurately modelled in order to simulate and optimize their phase noise performances. Multi-stage amplifiers, needed for X-band applications, are studied, designed and measured. Phase noise floors as low as  $-165$  dB.rad<sup>2</sup>/Hz at 10 kHz offset are obtained.

Oscillators are then constructed. In the C-band range, phase noise levels as low as  $-135$  dB.rad<sup>2</sup>/Hz at 1 kHz from the carrier are measured. This result represents the state of the art for room temperature sources in this frequency range. In the X-band range, phase noise levels as low as  $-160$  dB.rad<sup>2</sup>/Hz at 100 kHz from the carrier and  $-145$  dB.rad<sup>2</sup>/Hz à 10 kHz offset are obtained. For low offset frequencies, a gain of 40 dB is obtained by cooling the resonator at 77K.

**Key words :** Oscillator, Sapphire Resonator, Whispering Gallery Modes, SiGe transistors, Phase Noise, Metrology.