

UNIVERSITE DE LIMOGES

Ecole doctorale Science et Ingénierie pour l'Information

Faculté des Sciences et Techniques

Laboratoire XLIM, Département MINACOM

Année 2011

Thèse n°50-2011

THESE en cotutelle

Pour le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE D'AUSTRALIE OCCIDENTALE

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences, Photonique et Systèmes

Présentée et soutenue publiquement par

David MOUNEYRAC

Le 02/11/2011

**UTILISATION DES MODES DE GALERIE POUR LA CARACTERISATION DES
SEMI-CONDUCTEURS ET LA REALISATION D'UN OSCILLATEUR ULTRA
FAIBLE BRUIT DE PHASE**

Directeurs de Thèse : Dominique CROS et Michael TOBAR

Herve AUBERT	Professeur à l'université de Toulouse, LAAS	Rapporteur
Vincent GIORDANO	Directeur de Recherches CNRS, FEMTO-ST, Besançon	Rapporteur
Valérie MADRANGEAS	Professeur à l'Université de Limoges XLIM-UMR 6172	Présidente
Jerzy KRUPKA	Professeur à l'Université de Varsovie (IMO), Pologne	Examineur
Georges HUMBERT	Chargé de recherche CNRS, Limoges, XLIM-UMR 6172	Examineur
Michaël TOBAR	Professeur à l'Université d'Australie Occidentale, FSM	Co-responsable
Dominique CROS	Professeur à l'Université de Limoges XLIM-UMR 6172	Co-responsable
Jean-Michel LE FLOCH	Chercheur à l'université d'Australie Occidentale, FSM	Invité

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé entre les laboratoires XLIM, Unité Mixte de Recherche n°6172 du Centre National de la Recherche Scientifique, au sein de l'équipe MINACOM : « Micro et Nanotechnologies pour Composants Optoélectroniques et Microondes » à l'université de Limoges et FSM (« Frequency Standard and Metrology », division microondes à l'université de d'Australie occidentale (UWA) à Perth.

Je souhaite tout d'abord remercier mes directeurs de thèse Dominique Cros et Michael Tobar, respectivement professeurs à l'université de Limoges et à l'université d'Australie Occidentale et directeurs d'XLIM et FSM. Merci de m'avoir permis de réaliser cette thèse en cotutelle. Ce fut une expérience inoubliable et très enrichissant autant sur le l'aspect professionnel que personnel. Merci à Dominique pour le temps qu'il a consacré à mes corrections de chapitre en dépit de son emploi du temps bien rempli. Merci à Mike pour tout le temps qu'il a pu me consacré, pour son support et pour tous les nombreux conseils qu'il a pu m'apporter tout le temps que j'ai passé à Perth.

Je tiens ensuite à remercier Jean-Michel Le Floch, docteur à UWA, pour son accueil lors de mes premiers jours en Australie, pour le temps qu'il a pu me consacrer tout au long de ma thèse, pour sa patience lors des modifications de « Global Control », pour ses nombreux conseils, pour les corrections qu'il a apporté à mes chapitres de thèse, etc. Merci aussi pour les petites poses pétanques qui rappelait notre bonne vieille France.

Merci à John Hartnett et Eugène Ivanov, tous deux professeurs à UWA, pour le temps qu'ils m'ont consacré, pour leurs précieux conseils et leur sympathie.

Mes remerciements les plus respectueux vont à Madame Valérie Madrangeas, professeur à l'université de Limoges, qui m'a fait l'honneur de présider ma soutenance.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur Hervé Aubert, Professeur à l'université de Toulouse et Monsieur Vincent Giordano, Directeur de recherche CNRS à l'université de Franche Comté, pour avoir accepté de ce travail et assurer la tâche de rapporteurs.

Messieurs Georges Humbert et Jerzy Krupka, respectivement chargé de recherche CNRS et professeur à l'université de Varsovie, j'ai été très touché de l'honneur que vous m'avais fait en acceptant d'examiner cette thèse et d'avoir pris part à ce jury.

Merci également à tout le personnel du Workshop du bâtiment de physique à UWA pour le travail remarquable qu'ils ont effectué et pour la vitesse de réalisation.

Merci à toutes les personnes de l'équipe FSM pour leur sympathie, les « BBQ » et les « beers on the roof ».

Mes remerciements vont aussi à Madame Marie-Laure Guillat, secrétaire de l'équipe MINACOM, pour sa disponibilité, sa gentillesse et son aide précieuse.

Je remercie enfin toute ma famille, mes amis, pour leur soutien tout au long de cette thèse, autant sur le plan moral et financier. Mille mercis.

Merci à la bande de Loftus, Roozbeh, Marissa, Cecile, Tim, Kai, Lucy, James et Kate, pour les sorties plage, cinéma, bowling et escalade qui m'ont permis de me détendre lors des moments chargés. Merci pour leur amitié.

Enfin, un petit clin d'œil à ma chère collègue Fiffa qui a dû me supporter tout ce temps, à se faire face dans le bureau à XLIM. Merci aussi pour ton aide pour mes réinscriptions à l'université alors que j'étais bien loin.

TABLE DES MATIERES

Introduction générale.....	9
-----------------------------------	----------

Chapitre 1 - Préambule : Introduction aux modes de galerie

I. Introduction	23
II. Présentation des résonateurs diélectriques cylindriques	24
II. 1. Différents modes de résonance	25
II. 1. 1. Les modes TE, TM et HEM	25
II. 1. 2. Les modes de galerie	26
II. 2. Excitation des résonateurs à l'aide de sondes coaxiales	29
II. 3. Définition du facteur de qualité à vide	30
II. 3. 1. Les pertes métalliques.....	30
II. 3. 2. Les pertes diélectriques.....	30
II. 3. 3. Energie électromagnétique emmagasinée.....	31
II. 3. 4. Facteur de qualité à vide	31
III. Conclusion.....	32
IV. Références	33

Chapitre 2 - Méthode de caractérisation des semi-conducteurs sous l'effet de la lumière utilisant les modes de galerie

I. Introduction	39
II. Les semi-conducteurs : la théorie	40
II. 1. Quelques constantes fondamentales de la Physique	40
II. 2. Densité des électrons dans la bande de conduction	41
II. 3. Densité des trous dans la bande de valence	42
II. 4. Propriétés d'un semi-conducteur intrinsèque	42
II. 5. Propriétés des semi-conducteurs extrinsèques	43
II. 6. Ionisation et régime de gel.....	44
III. Absorption et émission dans les semi-conducteurs.....	48
III. 1. Structures à bande d'énergie	48
III. 2. Courant de conduction.....	48
III. 3. Propriétés photoélectriques : interactions électrons / photons	49
III. 3. 1. Les photons	49
III. 3. 2. Les phonons.....	50
III. 3. 3. Absorption et émission.....	50
III. 3. 4. Définition du coefficient d'absorption [19].....	53
III. 3. 5. Variation temporelle de la densité de porteurs.....	55
III. 3. 6. Variation de la conduction	57
III. 3. 7. Méthodes classiques de caractérisation des semi-conducteurs	58
IV. Dispositif expérimental	59
IV. 1. Le banc de mesure.....	60
IV. 2. Présentation des échantillons	62
IV. 2. 1. Le phosphore de gallium (GaP)	62
IV. 2. 2. L'arséniure de gallium (GaAs).....	66
IV. 2. 3. Le carbure de silicium 4H (SiC - 4H)	69
IV. 2. 4. La fibre optique	73
IV. 2. 5. Les sources de lumière	73
IV. 2. 6. Système d'acquisition de données	75

V.	Mesures sur les semi-conducteurs.....	75
V. 1.	Mesures sur l'échantillon de phosphure de gallium (GaP)	76
V. 1. 1.	Effet d'une variation de puissance de la source de lumière blanche	77
V. 1. 2.	Effet de la lumière blanche sur le GaP pour différentes températures	80
V. 1. 3.	Effet de différentes longueurs d'onde sur le GaP à 50K	83
V. 1. 4.	Etude thermique du phénomène	85
V. 1. 5.	Modélisation du phénomène physique	87
V. 1. 6.	Effet de la lumière blanche sur le GaP pour différentes zones éclairées.....	90
V. 1. 7.	Conclusion.....	94
V. 2.	Mesures sur l'échantillon d'arséniure de gallium	95
V. 2. 1.	Effet de la lumière sur le GaAs à 50K.....	96
V. 2. 2.	Mesures du GaAs sous l'effet d'une lumière verte	99
V. 2. 3.	Conclusion.....	103
V. 3.	Mesures sur l'échantillon de carbure de silicium (SiC)	104
V. 3. 1.	Effet de la lumière sur le SiC à 50K.....	104
V. 3. 2.	Effet de la lumière bleue sur différents modes.....	106
V. 3. 3.	Conclusion.....	108
VI.	Synthèse des résultats	109
VII.	Perspectives et applications possibles	111
VII. 1.	Perspectives	111
VII. 2.	Applications possibles	111
VIII.	Conclusion.....	113
IX.	Références	116

Chapitre 3 - Réalisation d'un oscillateur ultra faible bruit de phase à 77K

I.	Introduction	125
II.	Description du fonctionnement d'un oscillateur	127
II. 1.	Modulation d'amplitude et de phase.....	127
II. 1. 1.	Modulation d'amplitude	127
II. 1. 2.	Modulation de phase.....	127
II. 2.	Conception du système de contrôle	128
III.	Analyse du bruit d'un oscillateur	131
III. 1.	Différentes sources de bruit.....	131
III. 2.	Variance d'Allan	133
III. 3.	Equation caractéristique du verrouillage de la fréquence d'un oscillateur	134
III. 3. 1.	Linéarisation de l'équation caractéristique	134
III. 3. 2.	Equation différentielle linéaire des fluctuations de fréquence	134
III. 3. 3.	Plancher de bruit de l'oscillateur verrouillé en fréquence.....	135
III. 3. 4.	Propriétés d'un oscillateur faible bruit de phase	138
III. 3. 5.	Mesure de la densité spectrale du bruit de phase	140
IV.	Principes de stabilisation d'un oscillateur	140
IV. 1.	Discriminateur de fréquence de Pound	140
IV. 1. 1.	Propriétés du discriminateur de fréquence de Pound.....	141
IV. 2.	Propriétés d'un discriminateur de fréquence avec détection de phase.....	144
V.	L'état de l'art des oscillateurs ultra faible bruit de phase	147
VI.	Oscillateur ultra faible bruit de phase à 77K.....	151
VI. 1.	Système expérimental	151
VI. 1. 1.	Les résonateurs.....	152
VI. 2.	Stabilisation de la température	159

VI. 2. 1. Utilisation d'un contrôleur de température	160
VI. 2. 2. Utilisation d'un discriminateur de fréquence numérique.....	170
VI. 3. Première mesure de bruit sur l'oscillateur	179
VI. 4. Mesures de bruit de phase sur un discriminateur de fréquence interférométrique	182
VI. 4. 1. Interféromètre contrôlé en tension	182
VI. 4. 2. Interféromètre mécanique basé sur un déphaseur diélectrique (DD).....	184
VII. Perspectives	192
VII. 1. Utilisation d'un interféromètre de détection de bruit à la place du système de Pound.....	193
VII. 2. Réduction du bruit lié à l'amplificateur.....	195
VII. 3. Utilisation d'un filtre passe-bas de premier ordre accordable avec la température.....	196
VIII. Conclusion.....	197
IX. Références	199

Conclusion générale.....201

Annexes.....207

Publications.....219

INTRODUCTION GENERALE

Au travers du temps, les fréquences standards ont joué un rôle significatif dans le développement des systèmes de navigation, de métrologie et de télécommunication. La demande pour des systèmes microondes de haute stabilité devient de plus en plus importante pour les expériences de physique fondamentale. A des fins commerciales, la demande est aussi présente pour les applications de télécommunication, de RADAR et GPS, qui ont besoin d'oscillateurs très performants afin de réaliser des mesures de grandes précisions.

Dans le domaine des tests de la physique fondamentale, l'utilisation de systèmes optiques et microondes est très courante, ceci étant du à une augmentation des performances des systèmes depuis plusieurs années. La qualité des matériaux diélectriques dans le domaine de l'optique et des microondes a joué un rôle très important dans le développement par exemple des systèmes de télécommunication. D'ailleurs, une compétition pour obtenir le meilleur résultat s'est installée entre les chercheurs de ces deux domaines C'est par exemple le cas pour la réalisation de l'horloge la plus stable, record pour l'instant obtenu aux fréquences microondes, où l'utilisation d'un résonateur saphir refroidi à 4K joue un rôle primordial.

Malgré un développement impressionnant des technologies dans le domaine des microondes, il existe des limites dans les performances de certains systèmes comme celui des oscillateurs ultra faible bruit de phase. En effet, l'état de l'art actuel des oscillateurs obtient des performances de -156dBc/Hz à 1kHz et les chercheurs essayent de réaliser des oscillateurs ayant des bruits de phase inférieurs d'un facteur 1000, soit -180dBc/Hz à 1kHz. Cela représente un vrai challenge car un tel niveau de bruit nécessite un travail très rigoureux et l'utilisation de la cryogénie. De tels niveaux de bruit sont nécessaires pour des tests de physiques fondamentales tels que la détecteur de photons paramagnétiques, ces particules ayant des niveaux d'énergie extrêmement faibles.

D'autres expériences d'un tout autre genre ont été réalisées dans le domaine de l'optique afin d'étudier et de caractériser la photoconductivité de semi-conducteurs. Ces expériences qui ont été menées jusqu'à présent n'ont pas permis de donner des conclusions claires et les différentes conclusions données par différents laboratoires restent encore très controversées.

C'est dans ce cadre que s'inscrivent les travaux de recherche présentés dans cette thèse. Ces derniers sont basés sur deux projets indépendants qui sont la présentation d'une nouvelle méthode de caractérisation des semi-conducteurs sous l'effet de la à températures cryogéniques et la réalisation d'un oscillateur microonde ultra faible bruit de phase à 77K. Ces études ont été réalisées dans le cadre d'une thèse en cotutelle entre l'université de Limoges, au sein du laboratoire XLIM pour une période de 16 mois et l'université d'Australie

occidentale, dans le laboratoire FSM (Frequency Standard and Metrology group) pour une période de 20 mois. Les activités réalisées en France ont principalement porté sur l'aspect théorique et simulations. La partie expérimentale s'est déroulée en Australie.

Ce manuscrit, est partagé en trois chapitres, présentant les différents travaux effectués durant les trois années passées au sein des laboratoires XLIM et FSM.

Dans le premier chapitre, nous allons tout d'abord introduire les résonateurs diélectriques ainsi que les modes électromagnétiques de résonance pouvant être excités dans ces derniers. Les modes de galerie qui sont au cœur de nos projets seront ensuite présentés.

Le chapitre 2 sera consacré à la description d'une nouvelle méthode de caractérisation des semi-conducteurs sous l'effet de la lumière à températures cryogéniques utilisant les modes de galerie. Nous ferons tout d'abord un rappel de physique fondamental régissant les lois de changement d'état des porteurs libres dans les semi-conducteurs. Les semi-conducteurs sous test seront ensuite présentés. Le banc de mesure permettant d'injecter de la lumière vers nos échantillons sera alors décrit. Les mesures sur ces derniers seront décrites de façons indépendantes afin de pouvoir donner des conclusions sur notre méthode de caractérisation. Les échantillons seront mesurés sous l'effet de lumières blanche, rouge, verte et bleue. Enfin, nous donnerons une synthèse de nos résultats sur le phénomène physique de l'effet de la lumière sur les semi-conducteurs à températures cryogéniques et nous essayerons de donner quelques applications et perspectives à ce projet.

Dans le troisième et dernier chapitre, nous étudierons le développement d'un oscillateur microonde ultra faible bruit de phase à 77K fonctionnant à une fréquence de 11GHz. Nous verrons tout d'abord les principes de base des oscillateurs ainsi quelques techniques de mesure de bruit. Ensuite nous décrirons la conception de l'oscillateur ultra faible bruit de phase refroidi à température de l'azote liquide (77K). Les mesures de stabilité thermique utilisant différentes méthodes seront alors décrites. Nous ferons ensuite la présentation des premières mesures de bruit de phase de l'oscillateur ainsi que des remarques par rapport aux performances possibles de celui-ci. Les mesures sur différents interféromètres utilisant des composants actifs ou passifs seront aussi abordées. Ces mesures nous permettront d'en déduire l'interféromètre le moins bruyant qui substituera le discriminateur de fréquence de Pound. Enfin, nous concluons sur les améliorations à apporter à notre oscillateur pour espérer atteindre les performances de -180dBc/Hz à 1kHz.

CHAPITRE 1 : PREAMBULE

INTRODUCTION AUX MODES DE GALERIE

I. Introduction

Depuis des années, les résonateurs diélectriques ont pris une place très importante dans le domaine des microondes pour de nombreuses applications telles que la réalisation d'oscillateur ou de dispositifs de filtrage. Les progrès remarquables dans la réalisation de matériaux diélectriques, autant sur la fiabilité que sur l'amélioration de la tangente de pertes aux fréquences microondes, rendent possible leur utilisation allant des fréquences microondes aux fréquences millimétriques. Les dimensions de ces résonateurs pouvant être aujourd'hui de petite taille, il est possible de les intégrer à de nombreux systèmes de télécommunication, notamment les systèmes de filtrage où les résonateurs diélectriques (RD) ont permis de garder de très bonnes caractéristiques tout en réduisant leur encombrement. Ces domaines ont conduit aujourd'hui à une technologie mature qui permet la réalisation de dispositifs fiables. Actuellement, dans ce domaine, l'innovation porte sur la réalisation de dispositifs intégrant des technologies de micro et nano électronique, ce qui entraîne une baisse de la demande sur ces composants.

Il y a tout de même certaines applications pour lesquelles l'utilisation des résonateurs diélectriques reste encore indispensable. C'est le cas par exemple dans le domaine de la métrologie où les performances des systèmes sont souvent prioritaires comme l'encombrement [1-7]. Dans ce domaine, il est nécessaire de concevoir des sources microondes à très haute pureté spectrale et de très grande stabilité, ces sources pouvant être utilisées en tant que références pour les appareils de mesure où les oscillateurs internes ne sont généralement pas d'une très grande stabilité. Un autre domaine concerne également des expériences sur des mesures de physique fondamentale. Actuellement dans ces secteurs, deux approches sont retenues, soit l'utilisation de RD dans des dispositifs conventionnels, soit l'utilisation d'horloges optiques [8].

Pour tout cela, il est donc indispensable de connaître de façon précise les caractéristiques des matériaux utilisés. Les modes de galerie dans les RD qui seront présentés dans ce chapitre permettent de réaliser une caractérisation très précise pour obtenir la permittivité diélectrique ainsi que la tangente de pertes du matériau. Ces modes de galerie trouvent donc des applications de caractérisation dans le domaine de la physique [9-12] mais aussi dans le domaine de la biologie où il s'agit par exemple d'analyser des liquides, des tissus humains ou

d'autres composés biologiques [13-14]. Ces paramètres généralement dépendants de la fréquence et de la température sont déterminés à partir de méthodes de résolution originales.

II. Présentation des résonateurs diélectriques cylindriques

En 1897, Lord Rayleigh décrit la propagation d'ondes sonores de faible amplitude à la cathédrale St Paul de Londres et a ensuite étudié son modèle mathématique pour en comprendre le mécanisme. Cette étude a démontré qu'un échantillon diélectrique concentre les champs électromagnétiques à l'intérieur d'un volume. Dans les années 60, cette découverte a permis le développement de nouveaux dispositifs à base de matériaux diélectriques qui présentent de nombreux avantages par rapport aux cavités et aux guides d'ondes, comme par exemple un plus faible encombrement ou une plus grande stabilité thermique.

Ces diélectriques sont insérés ou non dans des cavités métalliques. Plus la permittivité du matériau diélectrique est élevée, plus les champs électromagnétiques sont confinés à l'intérieur du matériau. Il apparaît une variété importante de résonateurs diélectriques et de nombreuses applications [1, 5, 15-17] sont mises en œuvre à l'aide de ces structures. Les plus classiques sont des dispositifs de filtrage [15], [17], des oscillateurs [1],[5] et des antennes [16]. Les résonateurs présentés dans cette thèse sont des résonateurs cylindriques et le traitement analytique se fait donc dans un repère cylindro-polaire (r, θ, z) du fait de sa symétrie de révolution (Figure 1).

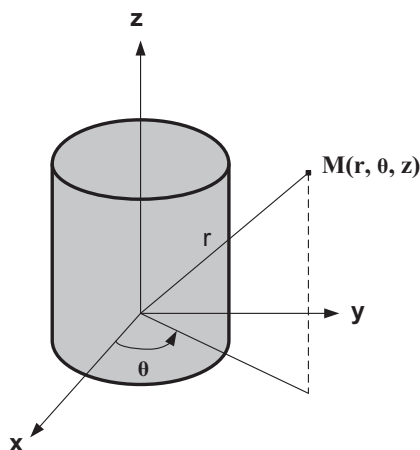


Figure 1 : Repère en coordonnées cylindriques

Dans ces conditions, l'onde EM peut s'installer de différentes façons ce qui conduit à définir plusieurs modes de résonance dont nous allons rappeler les caractéristiques.

II. 1. Différents modes de résonance

Pour nos applications, nous nous intéresserons à différents modes dans une cavité : les modes transverses électriques ($TE_{m,n,p}$), magnétiques ($TM_{m,n,p}$) et hybrides ($HEM_{m,n,p}$) dont les modes de galerie $WGE_{m,n,p}$ et $WGH_{m,n,p}$.

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

m : nombre de variations suivant la direction azimutale (θ)

n : nombre de variations suivant la direction radiale (r)

p : nombre de variations suivant la direction axiale (z)

Il est important de noter que ces entiers n, m, p , dans certains cas, ne peuvent pas prendre n'importe quelle valeur. C'est le cas par exemple des cavités métalliques vides, dans lesquelles les modes TE ont obligatoirement une variation axiale (p différent de 0). On montre également que dans des cavités contenant un résonateur diélectrique, seuls les modes TE ou TM avec $m = 0$ existent. Si le nombre de variations azimutales est différent de zéro alors le mode est obligatoirement hybride.

II. 1. 1. Les modes TE, TM et HEM

II. 1. 1. 1. Les modes transverses électriques ou modes $TE_{m,n,p}$

Les modes transverses électriques purs ne possèdent pas de variations azimutales ($m=0$). Les composantes radiale et axiale du champ électrique E_r et E_z sont nulles. La composante azimutale du champ magnétique est également nulle. Les champs électrique et magnétique peuvent se décomposer par les relations suivantes:

$$\vec{E} = E_\phi \vec{e}_\phi \quad \text{et} \quad \vec{H} = H_r \vec{e}_r + H_z \vec{e}_z$$

II. 1. 1. 2. Les modes transverses magnétiques ou modes $TM_{m,n,p}$

Ce type de mode électromagnétique est le réciproque du précédent, la composante axiale du champ magnétique H_z est nulle. Les champs électriques et magnétiques se décomposent par les relations :

$$\vec{E} = E_r \vec{e}_r + E_z \vec{e}_z \quad \text{et} \quad \vec{H} = H_\varphi \vec{e}_\varphi$$

Ces modes, TE ou TM, permettent de faire des mesures initiales de propriétés intrinsèques des matériaux. Ils peuvent être utilisés pour l'analyse d'échantillons en couches minces. Ils sont aussi très prisés dans des structures à fort coefficient de qualité à effet Bragg.

II. 1. 1. 1. 3. Les modes hybrides ou modes HEM

Les modes hybrides HEM possèdent six composantes non nulles du champ électromagnétique. Ces modes peuvent être excités indifféremment par un couplage de type électrique ou magnétique.

II. 1. 2. Les modes de galerie

II. 1. 2. 1. Définition

Dans un cylindre diélectrique, l'énergie des modes de galerie [19] possède la particularité de se confiner dans une région proche de l'interface air - diélectrique (Figure 2).

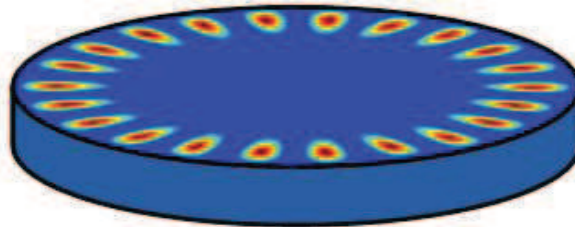


Figure 2 : Mode de galerie dans un résonateur diélectrique

Ainsi, le champ électromagnétique oscille entre la surface latérale de rayon r_e et un cercle intérieur fictif de rayon r_i appelé rayon de caustique (Figure 3). À l'extérieur de cette zone, le champ électromagnétique est évanescent et décroît de façon exponentielle. La définition du rayon de caustique peut être expliquée par la théorie des rayons de l'optique géométrique appliquée aux microondes. De ce point de vue, les rayons modaux sont totalement réfléchis à l'interface air - diélectrique et sont tangents au rayon de caustique. Ainsi, les composantes électromagnétiques des modes de galerie sont quasi nulles au centre du cylindre.

Suivant la direction axiale du cylindre, les modes de galerie se propagent de façon hélicoïdale avec une constante de propagation axiale β très faible devant la constante de propagation azimutale. Ainsi, la fréquence de résonance de ces modes est principalement imposée par le rayon extérieur du cylindre.

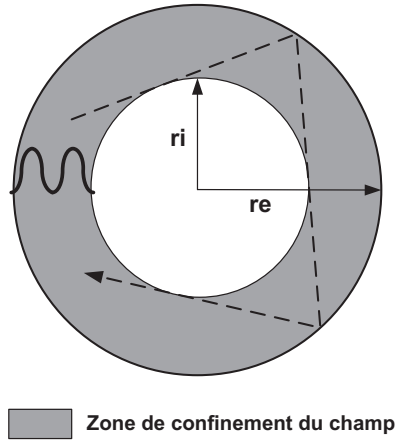


Figure 3 : Enveloppe caustique

Lorsque le résonateur diélectrique est excité par une source à onde progressive, l'une des deux polarisations circulaires du mode de galerie est privilégiée, ce qui confère une propagation azimutale au mode. Cette caractéristique des modes de galerie permet l'intégration de ce type de résonateur dans des circuits planaires microondes ou dans des dispositifs optiques [20].

Deux grandes familles de modes sont définies et indiquent respectivement les caractères quasi-transverse électrique ou quasi-transverse magnétique : les modes $WGE_{m,n,p}$ et $WGH_{m,n,p}$. Cette nomenclature permet, en outre, d'identifier les modes en fonction du nombre de variations dans les trois directions d'un repère cylindrique.

Dans certains ouvrages, pour classifier ces modes, il peut apparaître les dénominations E-mode pour un mode WGH et H-mode pour un mode WGE. Ce qui signifie que soit la composante E_z est utilisée pour résoudre le problème pour un mode WGH, soit la composante H_z est utilisée pour la résolution d'un mode WGE. Nous utiliserons par la suite les dénominations $WGE_{m,n,p}$ et $WGH_{m,n,p}$ (Figure 4).

Nous rappelons que les trois entiers m, n, p représentent le nombre de variations du champ suivant les trois directions du repère cylindrique $\mathcal{R}(r, \theta, z)$.

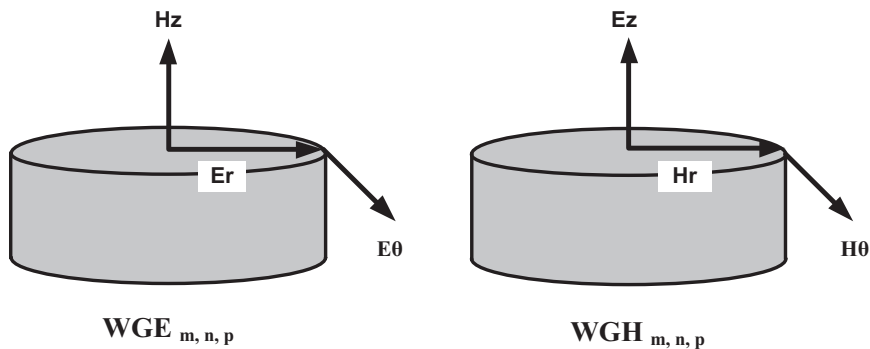


Figure 4 : Composantes des modes de galerie

En d'autres termes, m représente le nombre de périodes de l'onde qui se propage selon la direction azimutale θ , sur la périphérie du résonateur. On remarquera sur la Figure 5 que plus l'indice m est élevé, plus le rayon de la caustique est important, imposant un confinement de l'énergie du mode de galerie d'autant plus important à la périphérie du résonateur.

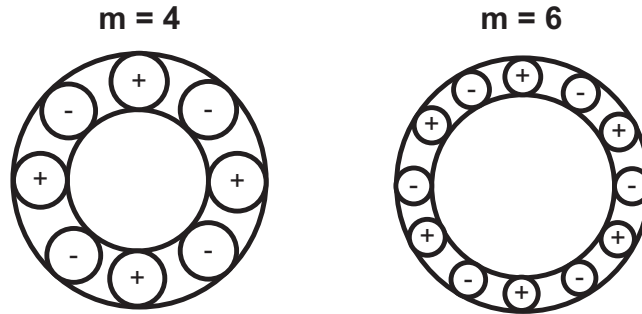


Figure 5 : Influence du nombre de variations azimutales sur le rayon de la caustique

Les indices n et p désignent respectivement le nombre de zéros du champ électromagnétique selon la direction radiale et axiale du résonateur.

En pratique, seuls les modes à faibles variations radiales et axiales ($n = p = 0$) sont utilisés, à savoir les modes $WGE_{m,0,0}$ ou $WGH_{m,0,0}$. Du fait que ces modes sont les premiers à apparaître dans le spectre, la pureté spectrale est meilleure autour de ces modes que lorsque m est différent de 0. Lorsque m est différent de 0, on a généralement des modes de résonance qui interfèrent entre eux (couplage de modes) ce qui en empêche l'exploitation.

II. 1. 2. 2. Principales propriétés des modes de galerie

Certaines caractéristiques intrinsèques des modes de galerie entraînent des propriétés très intéressantes pour la réalisation de dispositifs à résonateurs diélectriques.

II. 1. 2. 2. 1. Dimensionnement du résonateur

Les dimensions d'un résonateur excité sur un mode de galerie sont beaucoup plus grandes que celles des résonateurs utilisés sur les modes conventionnels de type TE ou TM. Cela facilite leurs utilisations aux hautes fréquences puisque, compte tenu des dimensions du résonateur, celui-ci peut être manipulé plus facilement.

II. 1. 2. 2. 2. Confinement de l'énergie

Grâce au confinement maximum de l'énergie à la périphérie du cylindre diélectrique, peu d'énergie rayonne sur les parois de la cavité. Le facteur de qualité à vide (Q_0) est principalement limité par la tangente de pertes du matériau utilisé pour le résonateur. Plus le nombre de variations azimutales (m) du mode est élevé, plus il y a confinement de l'énergie dans le diélectrique et moins il y a de pertes par radiation. Ainsi, la sensibilité liée aux pertes envers l'environnement (plan de masse, blindage...) est largement diminuée. Enfin, ces modes de galerie présentent la particularité de ne comporter aucun champ électromagnétique dans la partie centrale du résonateur. Cette zone est d'autant plus grande lorsque le nombre azimutal m est élevé. De ce fait, la partie centrale du résonateur peut être utilisée à des fins de fixation sans que les caractéristiques du mode soient perturbées.

II. 2. Excitation des résonateurs à l'aide de sondes coaxiales

Pour les applications de caractérisation et de réalisation d'oscillateurs présentées dans cette thèse, à des fréquences inférieures à 40 GHz, les sondes coaxiales électriques ou magnétiques sont utilisées (Figure 6). Ces systèmes présentent l'avantage d'être facilement réalisables et manipulables dans cette bande de fréquences.

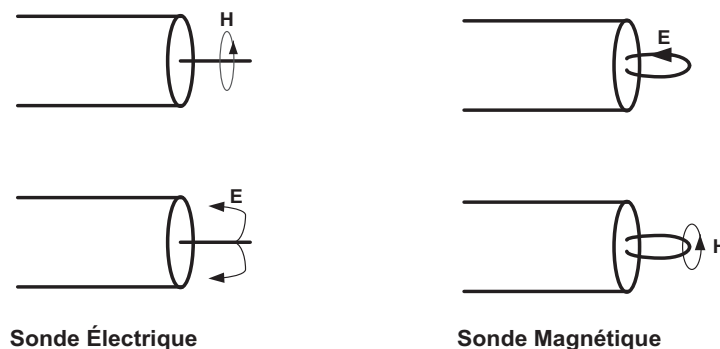


Figure 6 : Représentation des lignes de champ des sondes coaxiales

Les lignes de champ rayonnées par ces sondes permettent d'exciter tous les types de modes selon l'orientation des sondes dans le dispositif microonde. Leur positionnement permettra en outre de jouer le rôle de sélecteur modal en excitant plus ou moins et de manière séparée les différents types de modes. Cependant dans certains cas, il est nécessaire d'augmenter cette sélectivité et dans ce but, des techniques plus élaborées ont été développées comme celles imaginées à FEMTO-ST [21-22].

II. 3. Définition du facteur de qualité à vide

Un résonateur diélectrique peut être caractérisé par son facteur de qualité à vide. Il prend en compte l'influence des différentes pertes dues aux parois métalliques de la cavité et celles introduites par le diélectrique.

Dans le cas de structures ouvertes ou semi-ouvertes, tels que les résonateurs de type Hakki-Coleman, des pertes par rayonnement sont présentes. Il a été prouvé que, pour les modes hybrides, ces pertes par rayonnement diminuent lorsque le nombre de variations azimutales augmentent. Il a aussi été prouvé que pour un diélectrique sphérique placé en espace libre, les pertes par rayonnement diminuent lorsque les nombres de variations azimutales augmentent [23-25]. C'est aussi le cas pour des disques de diélectrique placés en espace libre. Si l'échantillon diélectrique est placé dans une cavité fermée, les pertes par rayonnement sont remplacées par des pertes métalliques dues aux parois de la cavité. Une fois de plus, il a été prouvé dans de nombreuses publications que ces pertes par conduction diminuent lorsque les nombres de variations azimutales augmentent [26].

II. 3. 1. Les pertes métalliques

Elles représentent la puissance moyenne dissipée par effet Joule dans les parois métalliques de la cavité contenant le dispositif étudié.

$$P_m = \sum_i \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu_0 \varepsilon_0}{2\sigma_i}} \iint_{S_i} |H_{T_i}|^2 dS_i$$

avec i : indice associé à la paroi i

σ_i : conductivité métallique de la paroi i

H_{T_i} : composantes tangentielles du champ magnétique (H) à la surface S

II. 3. 2. Les pertes diélectriques

Elles décrivent les pertes introduites par les différents diélectriques présents dans la structure.

$$P_d = \sum_j \frac{1}{2} \omega_0 \varepsilon_0 \tan \delta_j \iiint_{V_j} |E_j|^2 dV_j$$

avec j : indice relatif à la zone diélectrique

ε_j : permittivité du milieu

$\tan \delta_j$: tangente de pertes du milieu diélectrique j

V_j : volume diélectrique j

II. 3. 3. Energie électromagnétique emmagasinée

L'énergie emmagasinée W s'exprime comme la somme des énergies électriques et magnétiques.

$$W = W_e + W_m = \sum \left(\frac{1}{4} \iiint_{V_i} |E_i|^2 dV_i + \frac{1}{4} \iiint_{V_i} |H_i|^2 dV_i \right)$$

avec i : le milieu considéré

A la résonance, on montre que l'énergie électrique W_e et l'énergie magnétique W_m sont égales et permettent d'écrire : $W = 2W_e = 2W_m$ et donc : $W_e = W_m$.

II. 3. 4. Facteur de qualité à vide

La connaissance des pertes et de l'énergie emmagasinée permet le calcul du facteur de qualité à vide.

$$Q_0 = w_0 \frac{W}{P}$$

avec w_0 : pulsation de résonance

$$P = P_e + P_m$$

Il peut être décomposé en :

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{P_m}{w_0 W} + \frac{P_d}{w_0 W}$$

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_m} + \frac{1}{Q_{diel}}$$

avec Q_m : facteur de qualité dû aux pertes métalliques

Q_d : facteur de qualité dû aux pertes diélectriques

En principe, le facteur de qualité Q_0 ne peut pas être obtenu directement par la mesure qui donne seulement accès aux facteurs de qualité en charge Q_L . La relation qui lie ces deux grandeurs est donnée par :

$$Q_0 = Q_L \times (1 + \beta_1 + \beta_2)$$

où β_1 et β_2 correspondent aux coefficients de couplage

Lorsque β_1 et β_2 tendent vers 0 (c'est-à-dire que l'on est fortement découplé), $Q_0 = Q_L$. C'est une méthode qui peut être utilisée pour déterminer la valeur du coefficient de qualité à vide Q_0 . Ce paramètre associé à la fréquence de résonance permet alors de caractériser la permittivité complexe des matériaux diélectriques.

III. Conclusion

Ce chapitre nous a permis de présenter les résonateurs diélectriques, les différents modes pouvant s'établir dans les structures microondes que nous avons utilisés dans cette thèse ainsi que les différents moyens d'exciter les modes électromagnétiques dans une cavité cylindrique. Les résonateurs diélectriques sont au cœur des systèmes de filtrage et oscillateurs du laboratoire FSM, et permettent la réalisation de systèmes très perfectionnés utilisés éventuellement pour des tests de physique fondamentale.

Une brève introduction aux modes de galerie nous permet d'avoir une représentation visuelle du champ dans les échantillons, ces modes étant au cœur des expériences du chapitre 2 (effet de la lumière sur les semi-conducteurs) et 3 (oscillateur à ultra faible bruit de phase). De plus, l'utilisation de ces modes permet d'obtenir un très fort confinement du champ électrique à l'intérieur du diélectrique et donc des coefficients de qualité limités uniquement par la tangente de pertes du matériau. L'utilisation de ce type de mode est donc indispensable pour la réalisation d'oscillateurs très performants utilisant un résonateur saphir (cf. chapitre 3).

IV. Références

- [1] E.N. Ivanov, M. E. Tobar and R. A. Woode : “Applications of Interferometric Signal Processing to Phase-Noise Reduction in Microwave Oscillators”. IEEE Transactions on microwave theory and techniques, Vol. 46, no. 10, October 1998, pp.1537-1545
- [2] J.G. Hartnett, N.R. Nand, C. Wang and J-M. Le Floch : “Cryogenic Sapphire Oscillator Using a Low-Vibration Design Pulse-Tube Cryocooler: First Results”. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Vol. 57, no. 5, May 2010, pp.1034-1038
- [3] M.E Tobar, J.D. Anstie, J.G. Hartnett : "Proposal for a new Michelson-Morley experiment using a single mode whispering spherical mode resonator". Physics Letters, Vol. 300, no. 1, July 2002, pp.33-39
- [4] K. Benmessai : “Maser cryogénique à modes de galerie”. Thèse du doctorat de l’université de Franche-Comté soutenue en décembre 2008
- [5] P.Y. Bourgeois : “Référence secondaire de fréquence à résonateur saphir cryogénique”. Thèse du doctorat de l’université de Franche-Comté soutenue en décembre 2004
- [6] I. Gresham et al. : “Ultra-wideband radar sensors for short-range vehicular applications”. IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. 52 , n°9, 2004, pp.2105-2122.
- [7] R.J. Mahon, J.A. Murphy and W. Lanigan : “Digital holography at millimetre wavelengths”. Opt. Commun. 260, 2006, pp.469-473.
- [8] C.W. Chou et al. : “Optical clocks and relativity”. Science, Vol.329, n°5999, 2010, pp.1630-1633.
- [9] J. Krupka, K. Derzakowski, M.E. Tobar, J.G. Hartnett and R.G. Geyer : “Complex permittivity of some ultralow loss dielectric crystals at cryogenic temperatures”. Meas. Sci. Technol., Vol. 10, 1999, pp.387-392
- [10] R. Ratheesh, M.T. Sebastian, M.E. Tobar, J.G. Hartnett and D.G. Blair : “Whispering Gallery mode microwave characterization of Ba (Mg^{1/3},Ta^{2/3}) O₃ dielectric resonators”. J. Phys. D: Appl. Phys., Vol.32, 1999, pp.2821–2826

- [11] J.G. Hartnett, M.E. Tobar, J-M. Le Floch, J. Krupka, P-Y. Bourgeois : "Anisotropic paramagnetic susceptibility of crystalline ruby at cryogenic temperatures". Physical review B, Vol.75, 2007, 024415.
- [12] J.G. Hartnett, M.E. Tobar, E.N. Ivanov, J. Krupka : "Room Temperature Measurement of the anisotropic loss tangent of sapphire using the whispering gallery mode technique". IEEE-UFFC, Vol.53, no 1, 2006, pp.34-38
- [13] M.S. Kheir, H.F. Hammad and A.Omar : "Experimental investigation of whispering gallery mode dielectric resonators for biological material characterization". Conference on Precision Electromagnetic Measurements, June 2010, Korea.
- [14] M. Neshat, H. Chen, S. Gigoyan, D. Saeedkia and S. Safavi-Naeini : "Whispering-gallery-mode resonance sensor for dielectric sensing of drug tablets". Meas. Sci. Technol., Vol.21, 2010, 015202.
- [15] G. Duchiron : "Analyse et conception de résonateurs saphir à modes de galerie pour des applications de métrologie et de filtrage microondes". Thèse du doctorat de l'université de Limoges soutenue en Juin 2001.
- [16] S. Fargeot : "Etude d'un résonateur diélectrique cylindre antenne. Application à la caractérisation des matériaux". Thèse du doctorat de l'université de Limoges soutenue en Janvier 1999.
- [17] J-M. Le Floch : « Modélisation de nouveaux résonateurs diélectriques à forts coefficients de qualité pour des applications de métrologie », Thèse du doctorat de l'université de Limoges soutenue en février 2007.
- [18] B.W. Hakki and P.D. Coleman : "A Dielectric Resonator Method of Measuring Inductive Capacities in the Millimeter Range". IRE Transactions on microwave theory and techniques, July 1960, pp.402-410.
- [19] Lord Rayleigh : "The problem of Whispering Gallery". Scientific papers, Vol. 5, 1912, pp. 617-620.
- [20] O. Piquet : "Les résonateurs diélectriques: Application aux domaines optique et microondes". Thèse du doctorat de l'université de Limoges soutenue en Novembre 2002.
- [21] O.DiMonaco, W.Daniau, I.Lajoie, Y.Gruson, M.Chaubet et V.Giordano : "Modal selection for a whispering gallery mode resonator". Electronics Letters, Vol.32, 1996, pp.669-670.

- [22] O. DiMonaco, Y.Kersale et V.Giordano : “Resonance degeneration and spurious mode suppression in a cryogenic whispering gallery mode sapphire resonator”. IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol.10, 2000, pp.368-370.
- [23] M.E. Tobar, J.D. Anstie, J.G. Hartnett : “High-Q whispering modes in spherical cavity resonators”. IEEE Internafional Frequency Control Symposium, 2002, pp.548-552
- [24] J.D. Anstie, J.G. Hartnett, M.E. Tobar, J. Winterflood, D. Cros and J. Krupka : “Characterization of a spherically symmetric fused-silica-loaded cavity microwave resonator”. Meas. Sci. Technol. Vol.14, 2003, pp.286-293
- [25] M.E.Tobar : “Effects of spurious modes in resonant cavities”. J. Phys. D. Appl. Phys., Vol.26, n°11, 1993, pp.2022-2027.
- [26] M.E. Tobar, J.G. Hartnett, E. N. Ivanov, P. Blondy and D. Cros : “Whispering Gallery Method of Measuring Complex Permittivity in Highly Anisotropic Materials: Discovery of a New Type of Mode in Anisotropic Dielectric Resonators”. IEEE Transactions on instrumentation and measurement, vol.50, no.2, April 2001, pp.522-525.

**METHODE DE CARACTERISATION DES
SEMI-CONDUCTEURS SOUS L'EFFET DE LA
LUMIERE UTILISANT LES MODES DE
GALERIE**

I. Introduction

L'étude des semi-conducteurs nécessite la maîtrise des phénomènes physiques régissant les propriétés des porteurs. Ces derniers réagissent sous l'effet d'un champ électrique extérieur comme par exemple une onde lumineuse. Celle-ci modifie leurs propriétés en générant un déplacement des porteurs libres et en modifiant ainsi la conductivité du matériau. Cet effet est appelé « effet photoélectrique » et a été largement étudié sous les semi-conducteurs depuis des nombreuses années [01-07]. L'effet est lié à la concentration des porteurs dans les semi-conducteurs et à leur temps de relaxation, ce temps pouvant varier de quelques femtosecondes à plusieurs jours suivant le matériau utilisé et la température de fonctionnement. Suivant l'énergie de l'onde lumineuse, les porteurs peuvent se déplacer soit de la bande de valence vers la bande de conduction, soit d'un atome impurité vers la bande de conduction ou de la bande de valence vers un atome impurité. La présence de défaut dans le cristal (atome manquant par exemple) peut aussi être le lieu de piège pour les électrons.

De même, un phénomène intéressant, qui a aussi largement été étudié dans le passé, appelé « persistance de la photoconductivité » lié à la photoconductivité a été observé par des nombreux chercheurs [08-16]. Lorsque le matériau est soumis à un champ lumineux, sa conductivité augmente progressivement jusqu'à ce qu'elle se stabilise. Après l'extinction de la source de lumière, la conductivité du matériau revient progressivement vers son état initial. Cependant il résulte un courant persistant dans le semi-conducteur (persistance de la photoconductivité de l'échantillon), ce qui empêche sa conductivité de revenir à sa valeur initiale. Un grand nombre d'expériences ont été conduites dans le but d'étudier ce phénomène sur différents composés céramiques tel que le $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ [08-09] et semi-conducteurs tels que le $\text{Zn}_{0.02}\text{Cd}_{0.98}\text{Te}$ [10-11], le AlAs / GaAs [08][11], le AlGaN/GaN [14], le $\text{AlXGa}_{1-X}\text{As:Si}$ [15] ou le C_{60} [16]. De nombreuses explications ont été données pour expliquer ce phénomène mais le mécanisme réel reste toujours controversé. Ce phénomène sera observé lors de la présentation de nos mesures mais il ne fait pas parti de l'étude menée dans ce chapitre car l'analyse complète ferait l'objet d'une thèse entière.

Pour étudier les effets photoélectriques et de persistance de la photoconductivité, la plupart des chercheurs utilisent une méthode traditionnelle qui consiste à mesurer directement le courant dans le semi-conducteur pour en déduire sa conductivité.

Dans ce chapitre, nous proposons une nouvelle méthode permettant de caractériser le coefficient d'absorption des semi-conducteurs à l'aide de modes de résonance électromagnétique appelés modes de galerie. Le principe est de placer un matériau semi-conducteur dans une cavité métallique afin d'exciter les modes de résonance électromagnétique et de le soumettre ensuite à une onde de lumière. La mesure des propriétés du semi-conducteur se fait par l'intermédiaire de la mesure de la fréquence (qui nous donne la permittivité relative du matériau ou indice de réfraction) et de la mesure du coefficient de qualité (qui nous permet d'en déduire par substitution la conductivité du semi-conducteur). Nous avons étudié trois différents matériaux semi-conducteurs de haute pureté (qui possèdent une faible concentration d'atomes impuretés dans la bande interdite) : le phosphure de gallium ou GaP, l'arséniure de gallium ou GaAs ainsi que le carbure de silicium 4H ou 4H-SiC.

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord voir quelques bases de la physique du matériau ainsi que les différents phénomènes résultant de l'effet photoélectrique (matériau sous l'action d'un champ électrique lumineux). Le banc de mesure permettant d'envoyer de la lumière sur les semi-conducteurs sera ensuite décrit ainsi que les différentes propriétés des semi-conducteurs. Suite à cela, nous présenterons les résultats des mesures sur nos différents échantillons qui seront soumis à des lumières polychromatiques (blanche) et monochromatiques (rouge, verte et bleue). Enfin, quelques perspectives et applications utilisant cet effet seront également abordées.

II. Les semi-conducteurs : la théorie

Cette première partie est basée sur différents ouvrages sur les semi-conducteurs [17-19]. Certaines étapes de calcul ont été volontairement retirées afin de rendre plus lisible la partie théorique de ce chapitre.

II. 1. Quelques constantes fondamentales de la Physique

Il est tout d'abord nécessaire d'introduire quelques constantes fondamentales nécessaires pour la compréhension dans ce chapitre :

k est la constante de Boltzmann égale à 8.62×10^{-5} eV K⁻¹

h est la constante de Plank égale à 4.13×10^{-15} eV s

\hbar est la constante de Plank réduite égale à 6.58×10^{-16} eV s et définie par ($\hbar = \frac{h}{2\pi}$)

E_c et E_v sont respectivement les niveaux d'énergie de la bande de conduction et de la bande de valence

T est la température à laquelle l'expérience est réalisée

e représente la charge électrique d'un électron égale à 1.602×10^{-19} C

m_0 est la masse d'un électron libre au repos égale à 5.69×10^{-16} eV s² cm⁻²

μ_0 représente la perméabilité du vide égale à $4\pi \times 10^{-7}$ H m⁻¹

ϵ_0 représente la permittivité du vide égale à 8.854×10^{-12} F m⁻¹

C est la célérité de la lumière dans le vide égale à environ 299792458 m s⁻¹

II. 2. Densité des électrons dans la bande de conduction

La densité des électrons dans la bande de conduction est donnée par la relation suivante :

$$n = \int_{E_c}^{\infty} n(E) dE \quad (1)$$

Après calcul, si l'on utilise la statique de Maxwell Boltzmann :

$$n(E) = g_c(E) f_F(E),$$

où $g_c(E)$ est la densité d'états quantiques dans la bande de conduction

$f_F(E)$ la fonction de probabilité de Fermi - Dirac

on obtient :

$$n = N_c \times e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}} \quad (2)$$

où E_F représente le niveau de Fermi

N_c : densité effective des électrons dans la bande de conduction égale à :

$$N_c = 2 \times \left(\frac{2\pi \times m_n^* \times kT}{h^2} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (3)$$

A température ambiante, la masse effective d'un électron m_n^* est égale à la masse d'un électron libre m_0 . Nous avons alors :

$$N_c = 2.4 \times 10^{-25} m^{-3} \quad (4)$$

II. 3. Densité des trous dans la bande de valence

En physique du solide, l'absence d'un électron dans la bande de valence forme un trou. Une bande de valence remplie (ou presque remplie) d'électrons est une caractéristique des semi-conducteurs. Le concept de trou est essentiellement une façon simple d'analyser le mouvement d'un grand nombre d'électrons en traitant cette absence d'électron comme une quasi-particule [20].

La densité des trous dans la bande de valence est donnée par la relation suivante :

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} p(E) dE \quad (5)$$

Après calcul, on obtient :

$$p = N_v \times e^{-\frac{E_F - E_v}{kT}} \quad (6)$$

où N_v est la densité effective de trous dans la bande de valence et est égale à :

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi \times m_p^* \times kT}{h^2} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (7)$$

II. 4. Propriétés d'un semi-conducteur intrinsèque

Dans un semi-conducteur intrinsèque, la concentration des électrons est égale à celle des trous ($n = p$) et on a :

$$N_c \times e^{-\left(\frac{E_c - E_F}{kT}\right)} = N_v \times e^{-\left(\frac{E_F - E_v}{kT}\right)} \quad (8)$$

La concentration intrinsèque n_i peut être définie par :

$$n_i = n = p \quad (9)$$

Nous pouvons alors écrire :

$$n_i^2 = np \quad (10)$$

(2) et (6) donnent :

$$n_I = \sqrt{N_c N_v} \times e^{-\frac{E_G}{2kT}} \quad (11)$$

avec $E_G = E_c - E_v$: largeur de la bande interdite

II. 5. Propriétés des semi-conducteurs extrinsèques

En introduisant des impuretés (dopage) dans le semi-conducteur, on modifie la structure du cristal et ainsi le niveau de Fermi. Dans ce cas, le semi-conducteur est appelé semi-conducteur « extrinsèque ». Les expressions précédentes de n et p restent valides si l'on fait l'hypothèse que le niveau de Fermi est assez loin ($3kT$) de la bande de valence pour un semi-conducteur dopé p et de la bande de conduction pour un semi-conducteur dopé n . On a alors :

$$p \times n = N_c N_v e^{-\left(\frac{E_g}{kT}\right)} \quad (12)$$

Deux types d'impuretés peuvent être ajoutés dans le cristal :

- Les atomes donneurs avec un niveau d'énergie E_d ayant la possibilité de donner un électron = semi-conducteur dopé n
- Les atomes accepteurs avec un niveau d'énergie E_a ayant la possibilité de capter un électron = semi-conducteur dopé p

Un faible apport d'énergie tel qu'une énergie thermique peut élever l'électron de l'atome donneur vers la bande de conduction, laissant derrière lui un ion chargé positivement (Figure). L'électron dans la bande de conduction peut alors bouger librement dans la maille générant ainsi un courant alors que la charge positive de l'ion est fixe. Ce type d'impureté donne un électron à la bande de conduction. Il est appelé « impureté atome donneur ». On dit alors qu'il est ionisé. Le matériau est référencé comme un semi-conducteur de type n . Dans toutes les figures suivantes, on représente le manque d'électrons (un trou) par un signe (+). La présence d'un électron est représenté par un signe (-).

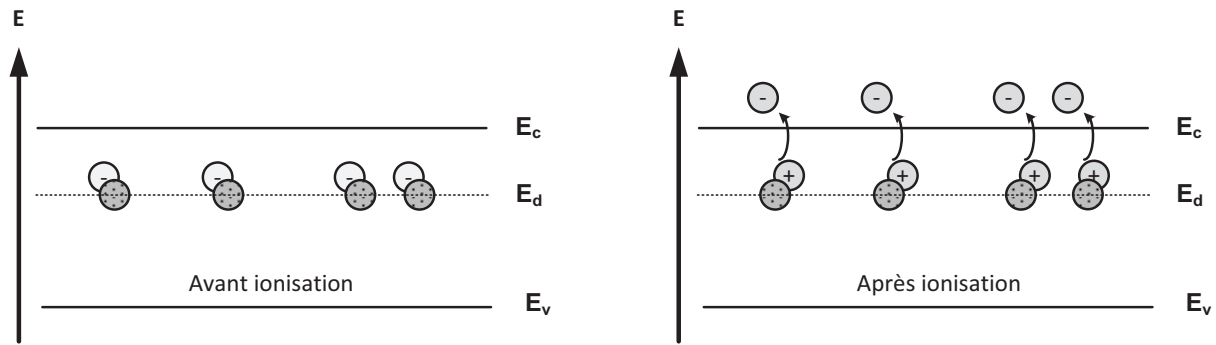


Figure 1 : Atome donneur avant et après ionisation

Le même phénomène est obtenu pour un atome accepteur. Un électron de la bande de valence peut être élevé par un faible apport d'énergie vers l'atome accepteur, ce qui crée la formation d'un trou dans la bande de valence pouvant bouger librement et ainsi créer un courant (Figure 2). Un atome fixe chargé négativement est donc créé dans le cristal. Ce type d'impureté accepte un électron de la bande de valence et est appelé « impureté atome accepteur ». Le matériau est référencé comme un semi-conducteur de type p.

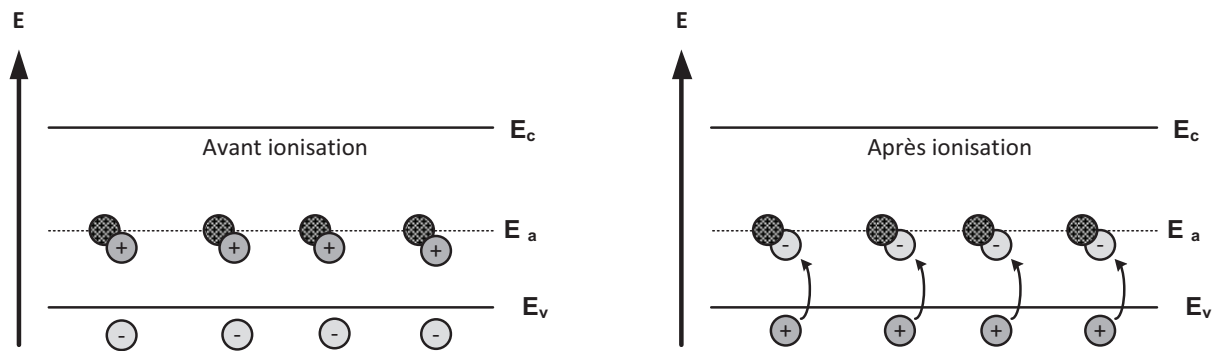


Figure 2 : Atome accepteur avant et après ionisation

II. 6. Ionisation et régime de gel

A basses températures, les impuretés de la bande interdite peuvent être partiellement ou totalement non-ionisées. Il est possible de calculer le pourcentage des atomes impuretés qui ne sont pas ionisés, cela en fonction de la température. Pour un atome donneur et si l'on suppose que $E_d - E_F \gg kT$, alors :

$$n_d = N_d e^{-\left[\frac{E_d - E_F}{kT}\right]} \quad (13)$$

où n_d est le nombre d'électrons dans un état de donneurs

N_d est la densité effective de donneurs

E_d est le niveau d'énergie du donneur

E_F est le niveau d'énergie de Fermi

Si $E_d - E_F \gg kT$, alors l'approximation de Boltzmann est applicable pour les électrons de la bande de conduction et donc, à partir de (1) :

$$n = N_c e^{-\left[\frac{E_c - E_F}{kT}\right]} \quad (14)$$

Le rapport entre le nombre d'électrons dans un état donneur n_d et le nombre d'électrons dans la bande de conduction n ajouté au nombre d'électrons dans un état de donneurs conduit à la relation :

$$\frac{n_d}{n_d + n} = \frac{1}{1 + \frac{N_c}{N_d} e^{-\left[\frac{E_c - E_d}{kT}\right]}} \quad (15)$$

Il est aussi possible d'écrire le même type d'expression pour le rapport entre le nombre de trous dans un état accepteur et le nombre de trous dans la bande de valence ajouté au nombre de trous dans un état accepteur. Ce rapport est donc :

$$\frac{p_a}{p_a + p_c} = \frac{1}{1 + \frac{N_v}{N_a} e^{-\left[\frac{E_a - E_v}{kT}\right]}} \quad (16)$$

A température ambiante, les atomes en état donneur sont essentiellement ionisés et pour un dopage typique, quasiment tous les atomes donneurs ont donné leur électron à la bande de conduction ($n_d \approx 0$). De même, il y a aussi une quasi-complète ionisation des atomes accepteurs (Figure 3). Cela signifie que chaque atome accepteur a accepté un électron de la bande de valence ($p_a \approx 0$), créant ainsi un trou dans la bande de valence pour chaque atome accepteur. Sur cette figure, on donne l'exemple d'un semi-conducteur contenant trois types de donneurs et trois types d'accepteurs dans la bande interdite.

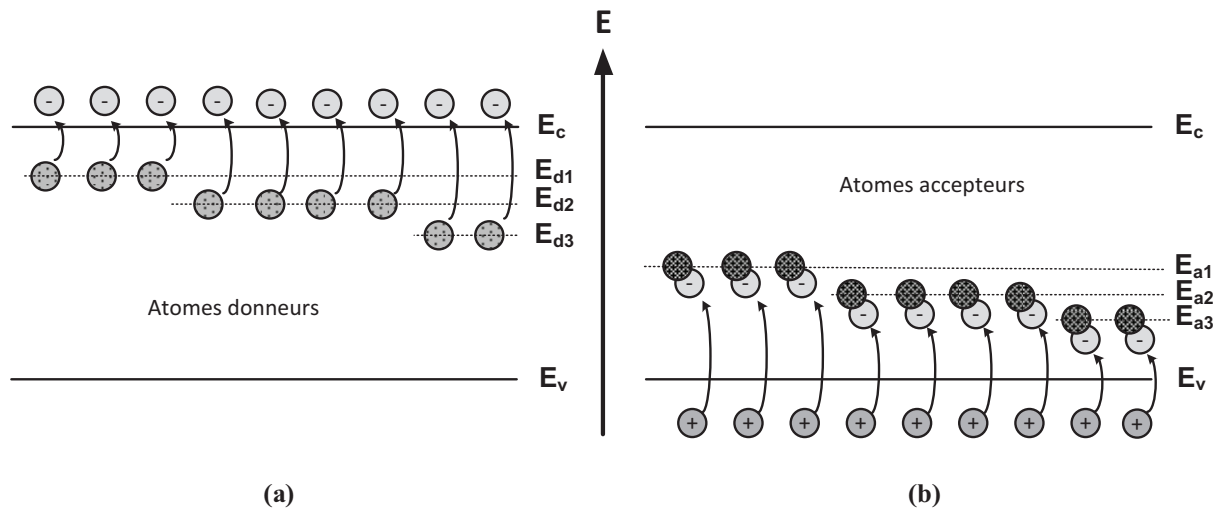


Figure 3 : Diagramme des bandes d'énergie montrant une ionisation complète des atomes (a) donneurs et (b) accepteurs

Un gel complet de la structure ionique est obtenu théoriquement à 0 K. A cette température, chaque atome donneur contient son électron ($n_d = N_d$) et chaque atome accepteur n'a pas reçu d'électron. L'électron d'un atome donneur n'a donc pas été élevé vers la bande de conduction ; aucun électron de la bande de valence n'est transféré vers l'atome accepteur. Ce phénomène est appelé régime de gel (Figure 4).

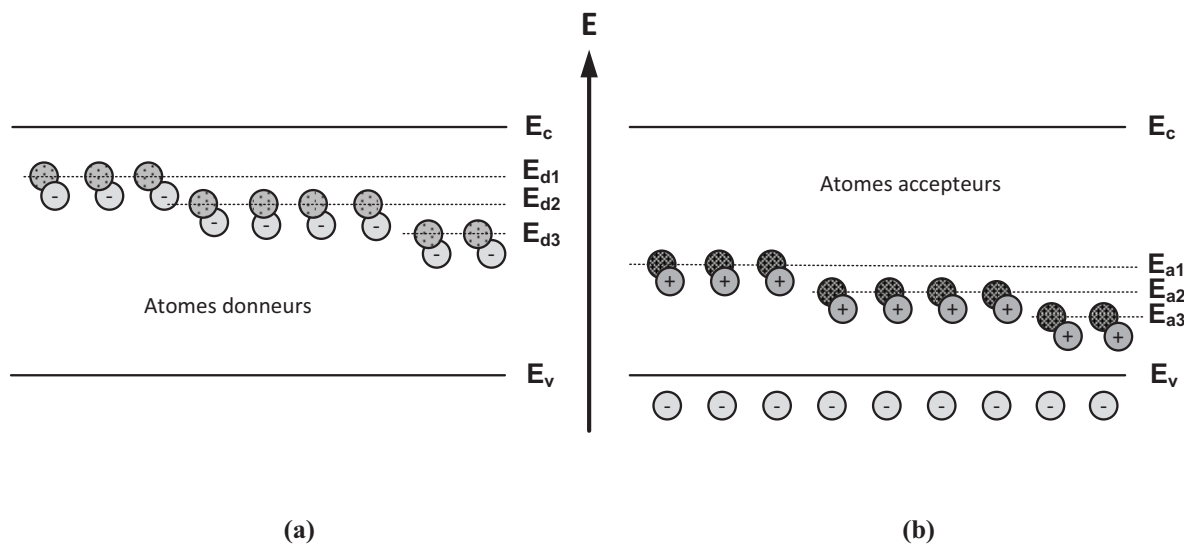


Figure 4 : Diagrammes d'énergie montrant le régime de gel des atomes (a) donneurs et (b) accepteurs

Entre 0 K et température ambiante, il y a une ionisation partielle des atomes donneurs et accepteurs (Figure 5), l'ionisation de l'atome impureté dépend du niveau d'énergie et de la température.

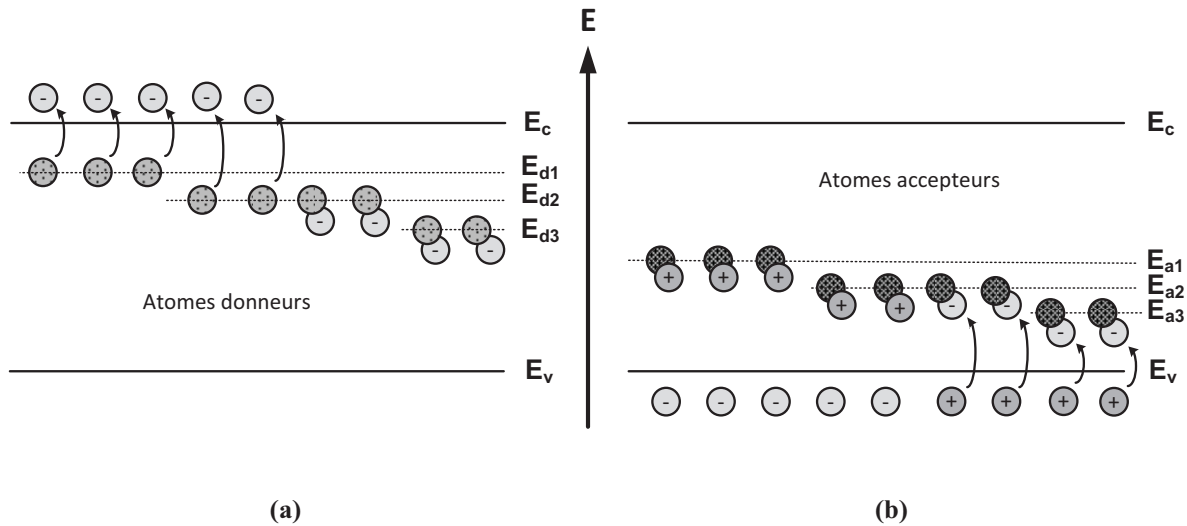


Figure 5 : Ionisation partielle des atomes (a) donneurs et (b) accepteurs

Pour des concentrations typiques d'atomes donneurs ($N_d = 10^{16} m^{-3}$) et de trous dans la bande de conduction ($N_c = 10^{19} m^{-3}$), il est possible de tracer le pourcentage d'atomes donneurs non ionisés (Eq.(15)) en fonction de la température et pour différents niveaux d'énergie de ces atomes (Figure 6). Sur cette figure, $E_c - E_d$ représente le niveau d'énergie de l'atome donneur.

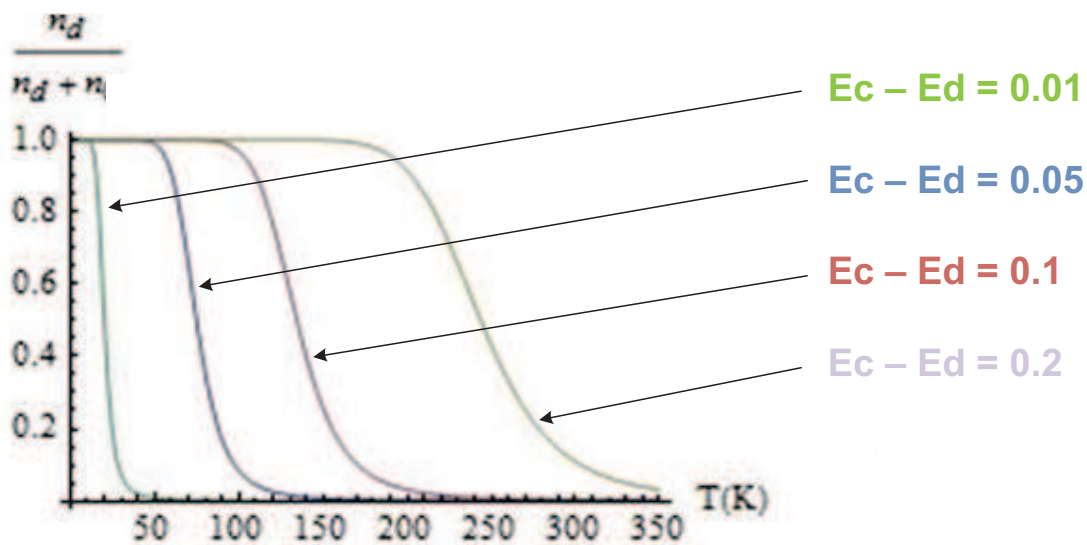


Figure 6 : Pourcentage d'atomes donneurs non ionisés en fonction de la température et pour différents niveaux d'énergie de l'atome donneur

Cette figure montre que pour une concentration typique de donneurs, les atomes donneurs ayant le plus grand niveau d'énergie sont les premiers à revenir à un état d'équilibre (chaque donneur possède son électron) lorsque la température diminue. Cette figure est

un exemple afin de montrer le processus d'ionisation dans un semi-conducteur. Les grandeurs données dans cet exemple ($E_c - E_d$) sont arbitraires.

III. Absorption et émission dans les semi-conducteurs

III. 1. Structures à bande d'énergie

Il existe deux types différents de semi-conducteurs : ceux ayant une largeur de bande interdite directe et ceux ayant une largeur de bande interdite indirecte. La largeur de bande interdite (BI) est appelée en anglais « band gap ». La BI est définie par la différence entre le minimum du niveau d'énergie de la bande de conduction et le maximum du niveau d'énergie de la bande de valence. Lorsque le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont obtenus pour la même valeur de quantité de mouvement k , la BI est dite directe (Figure 7.a). Le GaAs est un semi-conducteur avec une BI directe. Si par contre ces extremums ne coïncident pas, la BI est dite indirecte (Figure 7.b). Le GaP et SiC sont des semi-conducteurs avec une BI indirecte.

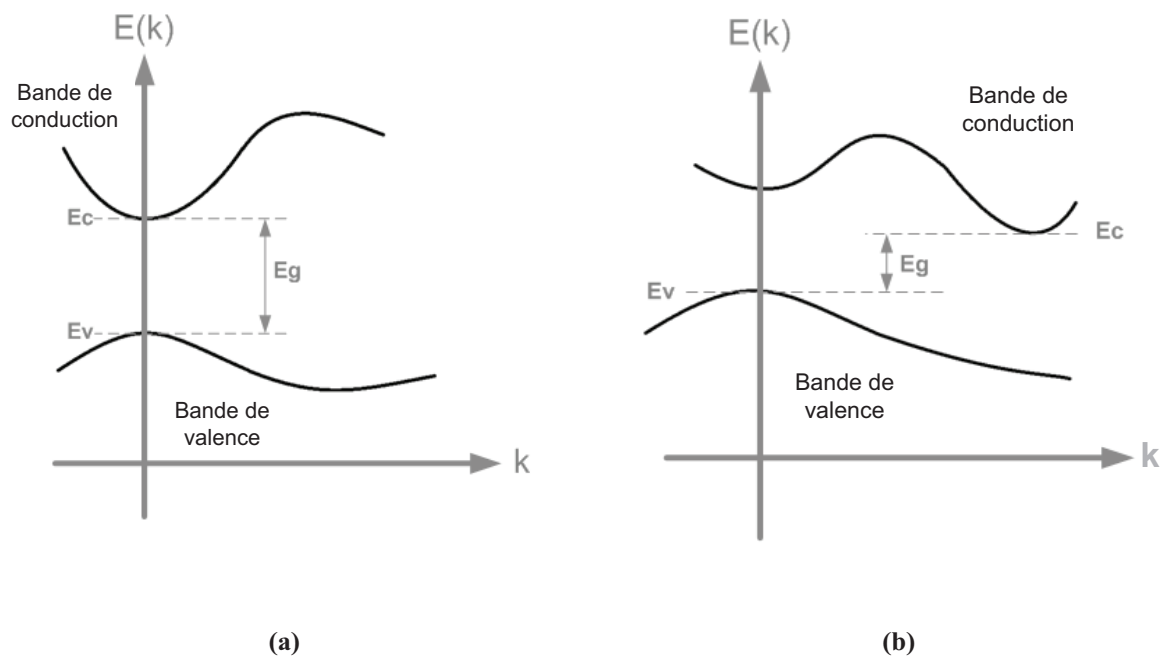


Figure 7 : Structure en bande d'énergie d'un semi-conducteur (a) directe et (b) indirecte

III. 2. Courant de conduction

Le courant dans un semi-conducteur peut résulter du mouvement des porteurs, électrons ou trous, sous l'effet d'un champ électrique. Ce courant est appelé courant de conduction. La vitesse moyenne des porteurs sous l'effet d'un champ électrique E est donnée par :

$$v = \pm \mu E \quad (17)$$

où μ : la mobilité des porteurs : $\mu = |q\tau/m^*|$

avec τ le temps de relaxation des porteurs

m^* : la masse effective du porteur

q : la charge électrique du porteur

La vitesse est donc plus grande lorsque la masse des porteurs est plus faible. On a donc :

$$\vec{v}_n = -\mu_n \vec{E} \text{ et } \vec{v}_p = +\mu_p \vec{E}$$

où μ_n est la mobilité des donneurs

μ_p est la mobilité des accepteurs

v_n est la vitesse moyenne des donneurs

v_p est la vitesse moyenne des accepteurs

Le courant de conduction dans le matériau est définie par :

$$J = \sigma E = -n \times e \times v_n + p \times e \times v_p = -n \times e \times \mu_n \times E + p \times e \times \mu_p \times E$$

où n est la concentration des donneurs

p est la concentration des accepteurs

e est la charge des électrons

On obtient alors la valeur de la conductivité dans le semi-conducteur :

$$\sigma = -n \times e \times \mu_n + p \times e \times \mu_p$$

III. 3. Propriétés photoélectriques : interactions électrons / photons

III. 3. 1. Les photons

Un photon est une particule d'énergie provenant d'une source lumineuse qui obéit aux équations de Maxwell. Son énergie est donnée par :

$$E_{ph} = h\nu \quad (18)$$

Un important mécanisme de génération et recombinaison des porteurs est l'absorption et l'émission de lumière. Ce phénomène apparaît lorsque l'énergie du photon E_{ph} provenant

d'une radiation électromagnétique est supérieure à l'énergie gap du semi-conducteur et lorsqu'il y a des porteurs libres disponibles à un état $E > E_{ph}$.

III. 3. 2. Les phonons

Un phonon est une quasi-particule qui correspond à un quantum de vibration qui résulte de vibrations thermiques qui excitent des atomes du matériau. Un phonon a une faible énergie mais un grand moment quantique.

III. 3. 3. Absorption et émission

III. 3. 3. 1. Transition directe bande à bande

La transition directe bande à bande est possible lorsque l'énergie du photon incident est supérieure à l'énergie de la BI du semi-conducteur. Un électron peut alors aller de la bande de valence vers la bande de conduction. L'électron laisse ainsi un trou libre dans la bande de valence. Ce phénomène est appelé absorption fondamentale. Un second processus appelé émission spontanée peut alors apparaître. Ce processus est inverse au précédent. Un électron se déplace de la bande conduction vers la bande de valence et émet ainsi un photon (Figure 8).

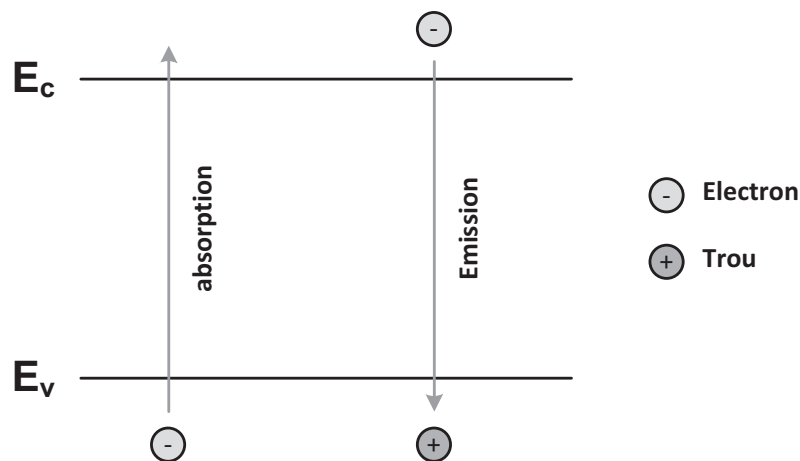


Figure 8 : Transition bande à bande

III. 3. 3. 2. Transition bande / impureté

Un photon peut donner son énergie à un électron de la bande de valence, cet électron peut ainsi être capté par un atome accepteur ou par un donneur qui a cédé son électron. L'électron est alors piégé et un trou est créé dans la bande de valence. Un processus similaire peut avoir lieu lorsqu'un électron provenant d'un atome donneur est capté par un trou de la bande de conduction. La figure suivante (Figure 9) résume les transitions pouvant mettre en cause les impuretés.

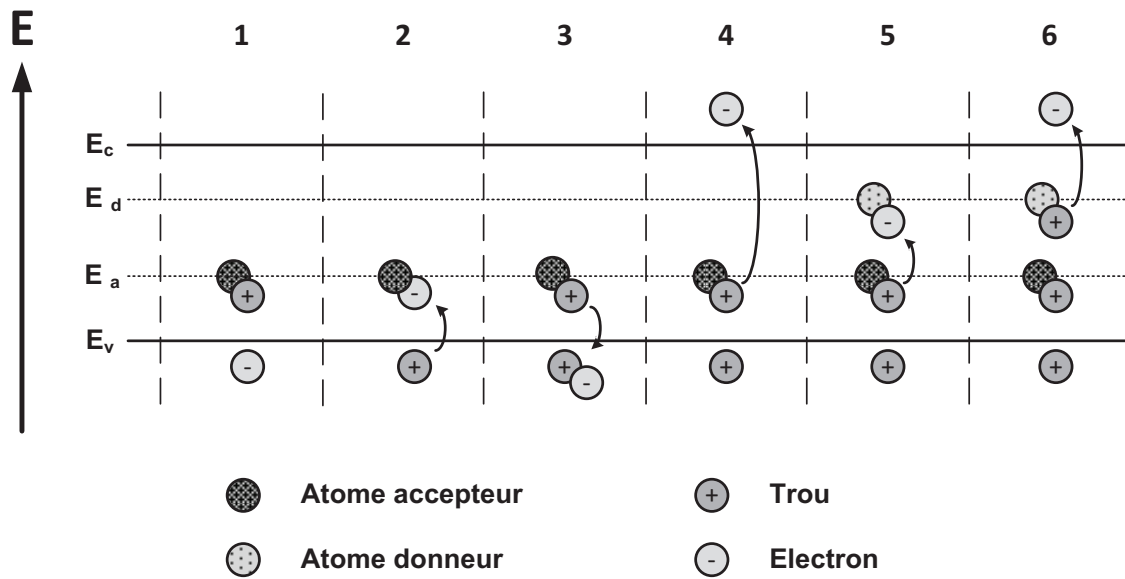


Figure 9 : Processus de génération et recombinaison mettant en cause une impureté

Soit E_a l'énergie d'un atome accepteur et E_d l'énergie d'un atome donneur. On représente par un trou l'absence d'électron à la périphérie d'un atome donneur (le donneur a cédé un électron) ou accepteur (l'accepteur n'a pas accepté d'électron).

On considère tout d'abord l'état initial (1) où l'atome accepteur n'a pas encore reçu d'électron. Si un électron de la bande de valence reçoit suffisamment d'énergie, il peut :

- être capté par un atome accepteur dans la BI (2)
- être capté par un atome donneur qui a cédé son électron
- être émit directement dans la bande de conduction (présenté dans la partie précédente)

L'électron capté par un atome accepteur (2) peut ensuite :

- être désexcité directement dans la bande de valence (3)
- être transféré dans la bande de conduction si l'électron reçoit suffisamment d'énergie (4)
- être capté, s'il reçoit assez d'énergie, par un atome donneur qui a déjà cédé un électron (5).

Lorsque l'électron est dans la position (5), il peut :

- soit être transféré vers la bande de conduction s'il reçoit suffisamment d'énergie (6)

- soit être désexcité vers un état inférieur (soit directement dans la bande de valence, soit vers un atome accepteur qui a déjà cédé son électron).

III. 3. 3. 3. Condition pour une transition radiative

Si l'énergie d'un photon incident E_{ph} est supérieure à E_g alors la loi de conservation d'énergie permet une transition directe bande à bande. Comme le moment cinétique d'un photon est négligeable par rapport à celui d'un électron, le moment k de l'électron ne change pas dans une transition directe. En conséquence, seulement les transitions verticales (dans la même quantité de mouvement) sont donc possibles. Il en est de même pour l'émission spontanée, où un électron est relaxé de la bande de conduction vers la bande de valence et un photon est émis. On peut donc facilement entrevoir que la transition bande à bande sera plus difficile pour un semi-conducteur ayant une BI indirecte du fait que le minimum de la bande de conduction ne correspond pas au maximum de la bande de valence. Pour permettre cette transition, un photon ayant une énergie plus élevée sera donc nécessaire.

III. 3. 3. 4. Transition phonon

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, une transition radiative permet seulement les transitions verticales. Cependant, la présence d'un phonon peut permettre une transition oblique. En effet, alors qu'un photon a un faible moment, le phonon a un fort moment (proche de celui des électrons). Il est tout d'abord nécessaire d'avoir une transition verticale qui excite un électron au-delà du niveau de conduction. Le surplus d'énergie par rapport au bas de la bande de conduction est ensuite cédé sous forme de phonons par l'électron qui se thermalise (Figure 10).

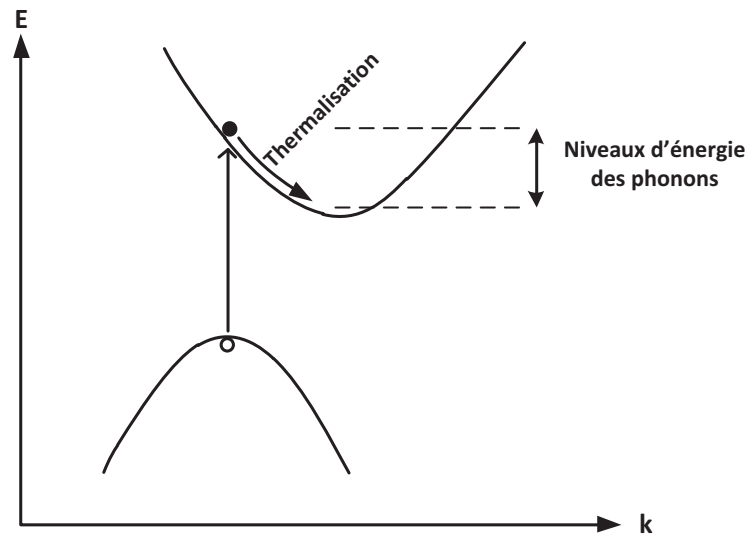


Figure 10 : Transition faisant intervenir un phonon

III. 3. 4. Définition du coefficient d'absorption [19]

Soit $R(E)$ le coefficient de réflexion du semi-conducteur pour un rayonnement d'énergie E , $\Phi_0(E)$ le flux de photons incidents d'énergie E et $\Phi_T(E)$ le flux de photons transmis dans le semi-conducteur. $\Phi_T(E)$ peut s'écrire sous la forme :

$$\Phi_T(E) = (1 - R(E))\Phi_0(E)$$

Les photons qui sont transmis à l'intérieur du matériau sont absorbés au cours de la propagation. On peut définir le coefficient d'absorption α qui dépend de l'énergie du photon. Dans notre cas, nous considérerons que nos échantillons sont homogènes en surface et que α est le même dans tout l'échantillon. Si la densité de rayonnement varie de $d\Phi$ sur une longueur dx , α s'écrit alors :

$$\alpha(E, x) = \frac{1}{\Phi(E, x)} \frac{d\Phi(E, x)}{dx}$$

Comme α est constant dans le matériau, $\alpha(E, x) = \alpha(E)$. L'équation précédente devient alors :

$$\alpha(E)dx = \frac{d\Phi(E, x)}{\Phi(E, x)}$$

Après calcul, on obtient :

$$\Phi(E, x) = \Phi_T(E)e^{-\alpha(E)x}$$

Si $\alpha(E)$ est nul, le rayonnement d'énergie E traverse le matériau sans atténuation, le matériau est dit « transparent ». C'est le cas des semi-conducteurs intrinsèques lorsque $E < E_g$.

Si $\alpha(E)$ est non nul, le matériau absorbe le rayonnement qui s'atténue de façon exponentielle au cours de la propagation. Il y a alors création de paires électron / trou à chaque absorption d'un photon.

Si $\alpha(E)$ est petit, le rayonnement est peu absorbé et pénètre profondément dans le matériau.

Si $\alpha(E)$ est grand, le rayonnement est très absorbé et crée des paires électron / trou en surface.

De manière générale, $R(E)$ varie peu avec l'énergie d'un rayonnement si cette dernière est proche d'énergie de la bande interdite, donc :

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 = \left(\frac{\sqrt{\epsilon_r} - 1}{\sqrt{\epsilon_r} + 1} \right)^2$$

Pour les semi-conducteurs étudiés dans ce chapitre, n varie entre 3 et 5 et donc, R entre 0.25 et 0.45. On a alors, dans nos conditions (onde incidente perpendiculaire au matériau), approximativement 30% de l'onde qui est réfléchie.

Nous considérons jusqu'ici que le coefficient d'absorption était constant dans tout le matériau. Cependant, il faut noter la présence d'un grand nombre d'impuretés ou défauts dans le semi-conducteur qui sont liés au processus de fabrication. Ces impuretés ou défauts sont présents en volume dans le semi-conducteur mais aussi en surface. Ces impuretés ou défauts en surface proviennent principalement du processus de polissage de l'échantillon. Une discontinuité importante est alors introduite à la surface du cristal, introduisant ainsi des niveaux d'énergie dans la bande interdite.

De plus, la présence de ces impuretés contribue à la modification du coefficient d'absorption du fait qu'il est alors possible que les photons incidents interagissent avec les impuretés présentes dans la bande interdite. Il y a alors la présence de transitions bande / impuretés. Comme le nombre d'impuretés est plus grand en surface et si les photons incidents sont sensibles à ces impuretés, le coefficient d'absorption sera donc différent et potentiellement plus grand que le coefficient d'absorption à l'intérieur du semi-conducteur.

III. 3. 5. Variation temporelle de la densité de porteurs

III. 3. 5. 1. Définition des taux de génération et de recombinaison

Si l'on considère un semi-conducteur à l'équilibre thermodynamique (sans perturbation extérieure), de part l'agitation thermique, des électrons sont par exemple continuellement éjectés vers la bande de conduction avec un taux de génération G_{th} qui correspond au nombre de porteurs générés par unité de volume et par unité de temps. Etant à l'équilibre thermique pour lequel n_0 est constant pour une température T donnée, il faut que dans un même temps un certain nombre d'électrons se recombinent avec un taux R_{th} qui lui correspond au nombre de porteurs se recombinant (avec des trous ou pièges) par unité de temps et par unité de volume. Pour conserver n_0 constant au cours du temps (semi-conducteur à l'équilibre), on doit avoir $G_{th} = R_{th}$.

Si maintenant on rompt l'équilibre thermodynamique en appliquant une excitation lumineuse par exemple, on peut générer un nombre constant G de porteurs (électrons et / ou trous). Les concentrations de porteurs n et p augmentant, les électrons et les trous ont inversement de plus grandes probabilités de se rencontrer et donc de se recombiner. Physiquement, on peut admettre que le taux de recombinaison R supplémentaire (par rapport à l'équilibre thermique) des électrons sera d'autant plus élevé que l'écart $n - n_0$ de la concentration n atteinte à la concentration de l'équilibre n_0 sera important. On peut alors écrire :

$$R = \frac{\Delta n}{\Delta t} = \frac{n - n_0}{\tau}$$

où τ est appelé temps de relaxation

III. 3. 5. 2. Variation de la concentration des porteurs [19]

- *Etablissement de l'équilibre après application du taux G de génération*

Pendant un intervalle de temps dt , on peut écrire que la loi de variation de la concentration électrique est donnée par :

$$\frac{d(n - n_0)}{dt} n_0 = (G + G_{th}) - (R + R_{th}) = G - R = G - \frac{n - n_0}{\tau}$$

Soit:

$$\frac{d(n - n_0)}{dt} + \frac{n - n_0}{\tau} = G \quad (19)$$

Après résolution de l'équation différentielle, on obtient la solution de l'équation sans second membre :

$$n - n_0 = Ae^{-t/\tau}$$

La méthode de la variation de la constante permet de déterminer la constante A :

$$A = \tau Ge^{t/\tau} + K$$

La constante d'intégration K peut être obtenue par les conditions initiales en considérant que le taux de génération $G = \text{constante}$ est appliqué à partir de l'instant $t = 0$. On a $A = 0$ pour $t = 0$, soit :

$$K = -\tau G \text{ et } A = \tau G(e^{\frac{t}{\tau}} - 1)$$

On obtient alors :

$$n - n_0 = \tau G(1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$$

Lorsque t tend vers l'infini, $(n - n_0)$ tend vers τG (Figure 11)

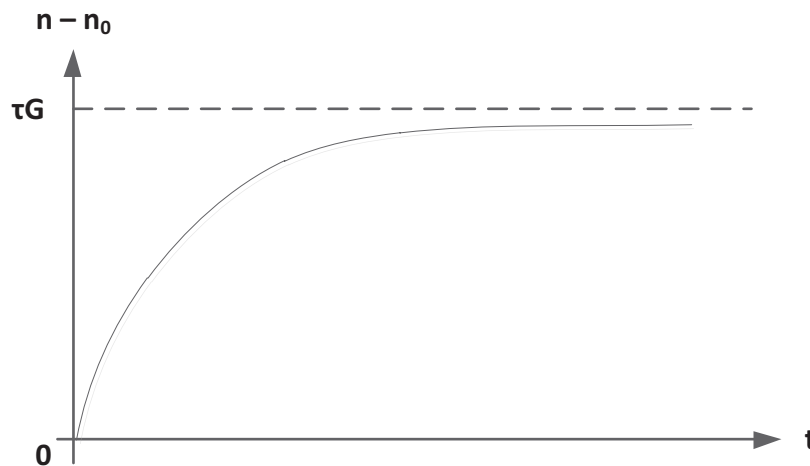


Figure 11 : Evolution de la concentration des donneurs en fonction du temps après application d'un taux de génération G

- *Retour à l'équilibre après extinction de la lumière*

Pour étudier le retour à l'équilibre, supposons que le taux de génération a été atteint. On suppose donc qu'à $t' = 0$, on a $(n - n_0) = \tau G$.

L'excitation étant coupée, l'équation différentielle (19) devient :

$$\frac{d(n - n_0)}{dt'} = -\frac{n - n_0}{\tau} \quad (20)$$

Avec pour condition aux limites $(n - n_0) = \tau G$ pour $t' = 0$, (20) devient :

$$(n - n_0) = \tau G e^{(-\frac{t'}{\tau})}$$

Si maintenant on résume sur un même schéma à double échelle de temps les résultats précédents, on obtient l'évolution de la réponse en terme de concentration électronique après une excitation avec un taux de génération G :

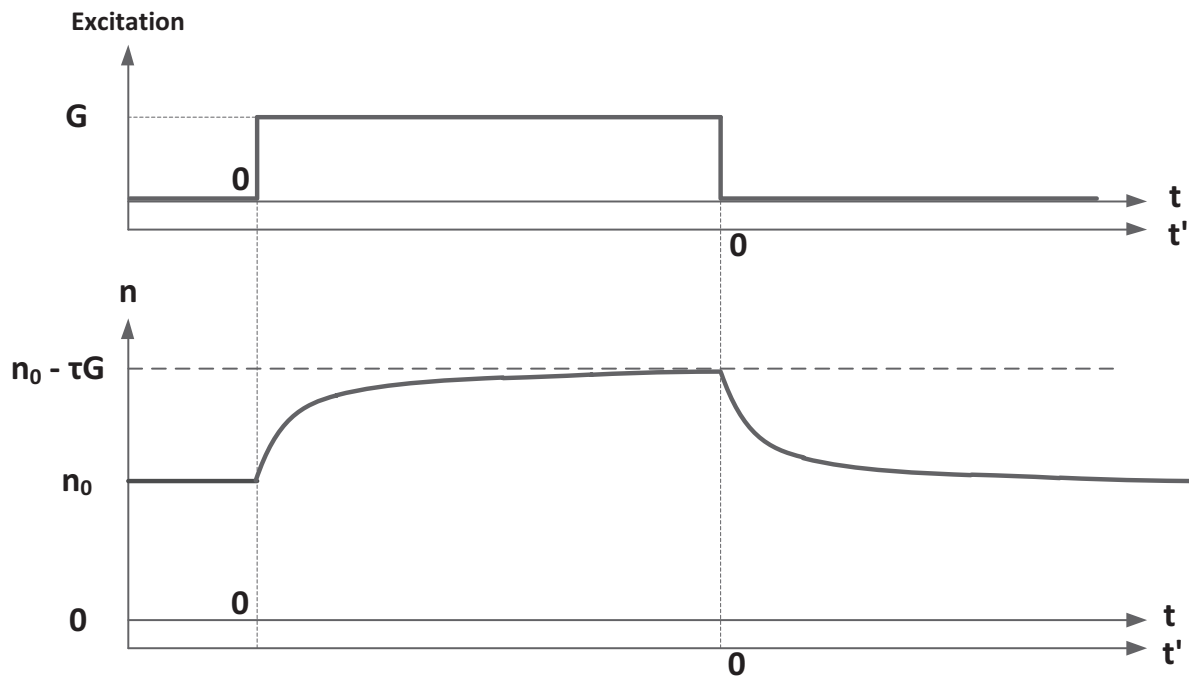


Figure 12 : Evolution de la concentration n en fonction du temps et en fonction de l'état de l'excitation

Dans ce cas, nous considérons qu'un seul type de porteurs change d'état sous l'effet de l'excitation et qu'il n'y a pas de persistance de courant dans le semi-conducteur après extinction. Dans le cas où il y aurait présence de courants persistants, le retour à l'équilibre ne se ferait pas à n_0 .

III. 3. 6. Variation de la conduction

Lorsque le semi-conducteur est éclairé et si une des transitions décrite précédemment est permise, la création de porteurs (modification ou excès du nombre de porteurs $\Delta n = \Delta p$) augmente sa conductivité électrique.

Dans l'obscurité, la conductivité peut s'écrire comme :

$$\sigma_0 = n \times e \times \mu_n + p \times e \times \mu_p$$

Sous l'effet de la lumière, la conductivité devient :

$$\sigma = \sigma_0 + \Delta\sigma$$

$$\text{avec } \Delta\sigma = e(\mu_n \times \Delta n + \mu_p \times \Delta p)$$

où Δn représente la variation de concentration des donneurs

Δp représente la variation de concentration des accepteurs

Dans le cas où la mobilité des électrons est bien supérieure à celle des trous, l'excès de conductivité devient :

$$\Delta\sigma = e \times \mu_n \times \Delta n$$

III. 3. 7. Méthodes classiques de caractérisation des semi-conducteurs

Les semi-conducteurs peuvent être caractérisés par leur indice de réfraction, leur coefficient d'absorption et leur coefficient de transmission. Dans cette thèse, nous ne nous intéressons seulement qu'au coefficient d'absorption.

Depuis de nombreuses années, un très grand nombre de publications a été rédigé afin de présenter les propriétés des semi-conducteurs avec tout type d'impuretés, montrant ainsi les propriétés d'absorption présentées dans la partie précédente (transition directe bande à bande, transition bande / impuretés).

Différentes méthodes existent afin de caractériser le coefficient d'absorption des semi-conducteurs. Les plus classiques sont :

- les méthodes électroniques telles que la technique de photoconductivité stationnaire [20] ou la technique de temps de vol [21]
- les méthodes optiques telles que la spectroscopie de déflexion photothermique [22], la technique de photoconductivité à double faisceaux [23] ou la méthode de photocourant constant [24-26]

Une méthode proche de celle présentée dans cette thèse, méthode optique utilisant la spectroscopie (Figure 13), est basée sur l'utilisation d'un substrat semi-conducteur placé sur un support qui peut être du saphir [15]. Sur le substrat semi-conducteur sont insérés deux plots en indium afin de pouvoir réaliser la mesure de la conductivité du semi-conducteur entre ces deux points. Enfin, généralement des fils d'or permettent de connecter l'échantillon à un système de mesure. Pour les expériences visant à refroidir les semi-conducteurs, les échantillons sont placés dans une chambre vide et refroidis à l'aide d'un cryogénérateur. Des appareils de mesure permettent ensuite de réaliser une spectroscopie des échantillons sous test. Ces appareils permettent d'injecter vers le semi-conducteur une lumière monochromatique dont il est possible de faire varier la longueur

d'onde. Pour chaque longueur d'onde envoyée, une mesure du courant dans le semi-conducteur permet de remonter à la conductivité du matériau. Cette méthode permet d'évaluer le coefficient d'absorption du semi-conducteur sous test. La Figure 13 représente une vue simplifiée de la méthode de caractérisation des semi-conducteurs.

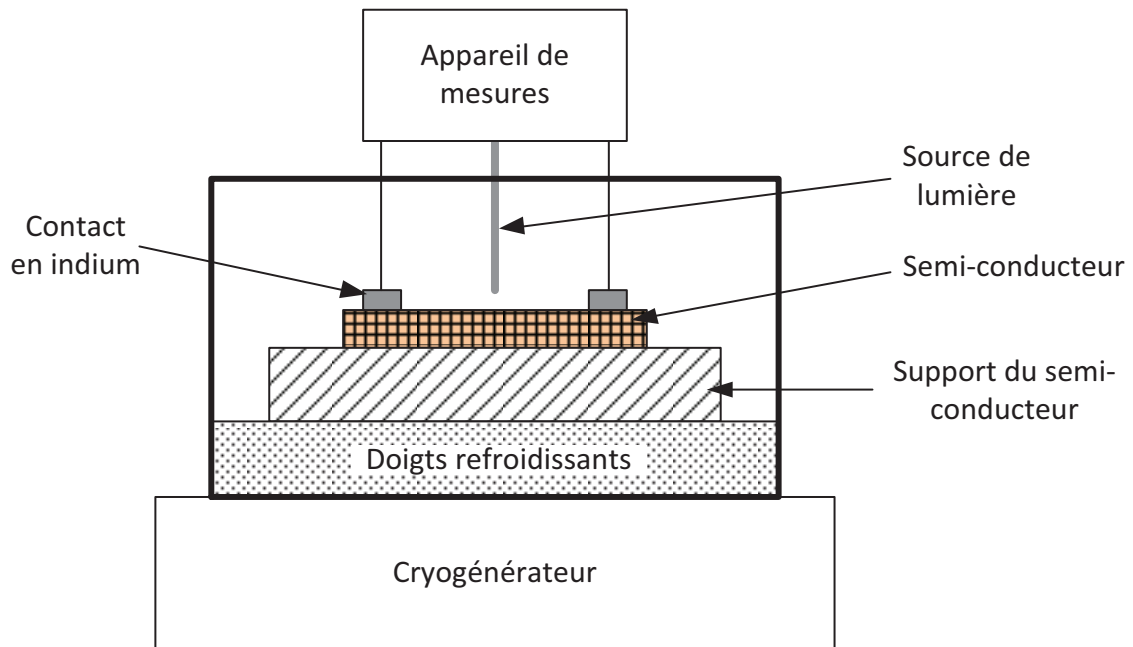


Figure 13 : Exemple de banc de mesure classique pour la caractérisation des semi-conducteurs

La mesure du coefficient d'absorption d'un grand nombre de semi-conducteurs a été réalisée. C'est par exemple le cas du GaP [27], GaAs [28], SiC [33-35], GaN [29-30], AlGaN [30-32], etc. Dans chacune de ces publications, les auteurs mettent en cause le rôle des impuretés ou dopants dans le processus de modification de la conductivité.

Dans la suite de ce chapitre, nous proposons une nouvelle méthode de caractérisation du coefficient d'absorption des semi-conducteurs, basée sur l'utilisation des modes de galerie, en mesurant l'évolution des propriétés microondes de ces semi-conducteurs au travers de la mesure de la fréquence (relatif à un changement de la permittivité du matériau) ainsi qu'au travers de la mesure du facteur de qualité (relatif à un changement de la conduction du matériau). Nous ne nous sommes pas intéressés à déterminer les types d'impuretés mises en cause lors de l'expérience (principalement par la méconnaissance de ces dernières dans nos semi-conducteurs). Nous avons tout de même essayé d'interpréter nos résultats en les comparant avec des phénomènes physiques expliqués théoriquement dans cette première partie.

IV. Dispositif expérimental

IV. 1. Le banc de mesure

L'échantillon à caractériser, placé dans une cavité métallique, est soutenu par des supports pouvant être en métal ou en diélectrique. Comme il a été mentionné précédemment, l'utilisation de tels supports au centre du RD est possible grâce à l'utilisation des modes de galerie. Cependant, il faut tout de même faire attention lors du choix des supports, en particulier par rapport au coefficient d'expansion des matériaux. En effet, dans le cas où le support s'insère parfaitement dans l'échantillon, son coefficient d'expansion doit être supérieur à celui de l'échantillon. Si ce n'est pas le cas, lors du refroidissement, l'échantillon pourrait se rétracter plus vite que le support et la pression qui exercerait sur le support pourrait le faire exploser. Par exemple, le cuivre a un coefficient d'expansion linéaire égale à $16.6 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [36] et le saphir un coefficient de $8.4 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [37]. Un support métallique est préféré au dispositif diélectrique car il permet une meilleure conduction thermique pour le refroidissement de l'échantillon. Dans le but d'améliorer le contact entre les supports, la cavité et l'échantillon, une fine couche d'indium est placée entre le support inférieur et la cavité et un ressort placé sur le support supérieur permet de maintenir un meilleur contact thermique (Figure 14). Afin de réduire les pertes métalliques, nous utilisons des cavités ayant des murs platinés en argent. Les couplages électromagnétiques sont réglés de façon à pouvoir obtenir des couplages entrée / sortie faibles afin d'obtenir directement la contribution du semi-conducteur.

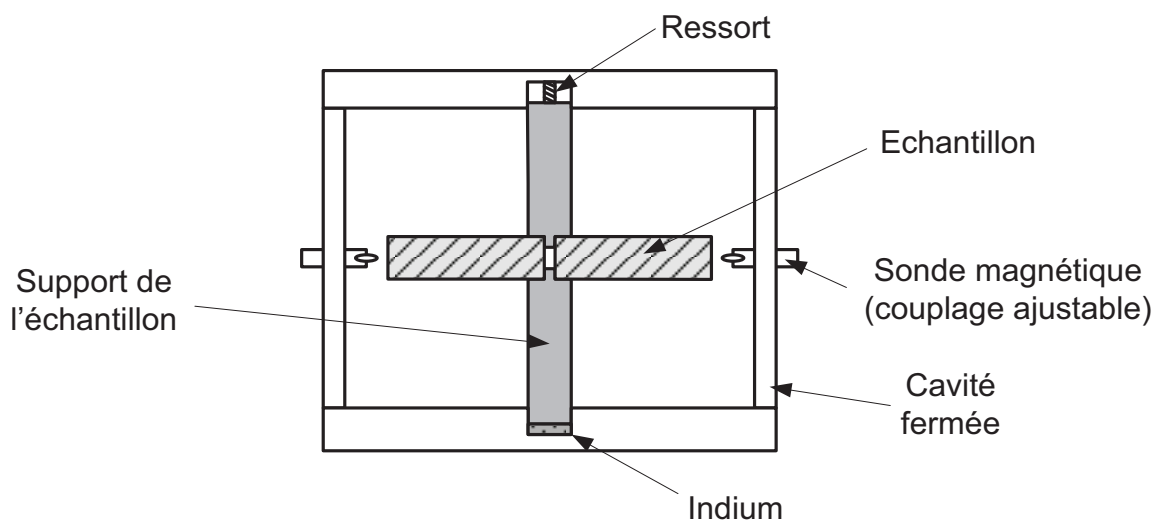


Figure 14: Echantillon sous test placé dans sa cavité

Pour permettre le refroidissement, le dispositif est placé dans une chambre à vide (Figure 15), celui-ci étant réalisé à l'aide d'une pompe à vide permettant d'obtenir un vide inférieur à 10^{-3} Torr. La structure est vissée sur une plaque en cuivre directement connectée aux doigts refroidissants du cryogénérateur. Les parties métalliques sont réalisées en cuivre afin d'améliorer la conduction thermique entre le résonateur et les doigts refroidissants. Deux sondes de température connectées au contrôleur de température Lakeshore® 340 permettent de mesurer la température du résonateur, l'une étant une sonde carbone / verre étalonnée, l'autre étant une sonde en platine. L'utilisation de deux sondes permet la vérification de la température en cas de défaillance de l'une ou l'autre de ces sondes. La sonde platine est utilisée en tant que référence pour le contrôle. Une résistance de puissance de 50W placée au plus près des sondes est aussi connectée au contrôleur de température. Elle permet de contrôler et de stabiliser la température du résonateur. Cette résistance permet une variation en température d'environ 80K. Le contrôleur de température est muni d'un asservissement en température PID automatique qui permet de stabiliser la température. Enfin, afin de réduire considérablement les variations de température du résonateur, dues aux radiations ambiantes de la salle de mesures, un bouclier thermique est placé autour du résonateur. Il est connecté directement aux doigts refroidissants (masse thermique). Ainsi le gradient en température entre la partie haute et inférieure du résonateur est très faible, inférieur à 100mK (valeur obtenue par mesure).

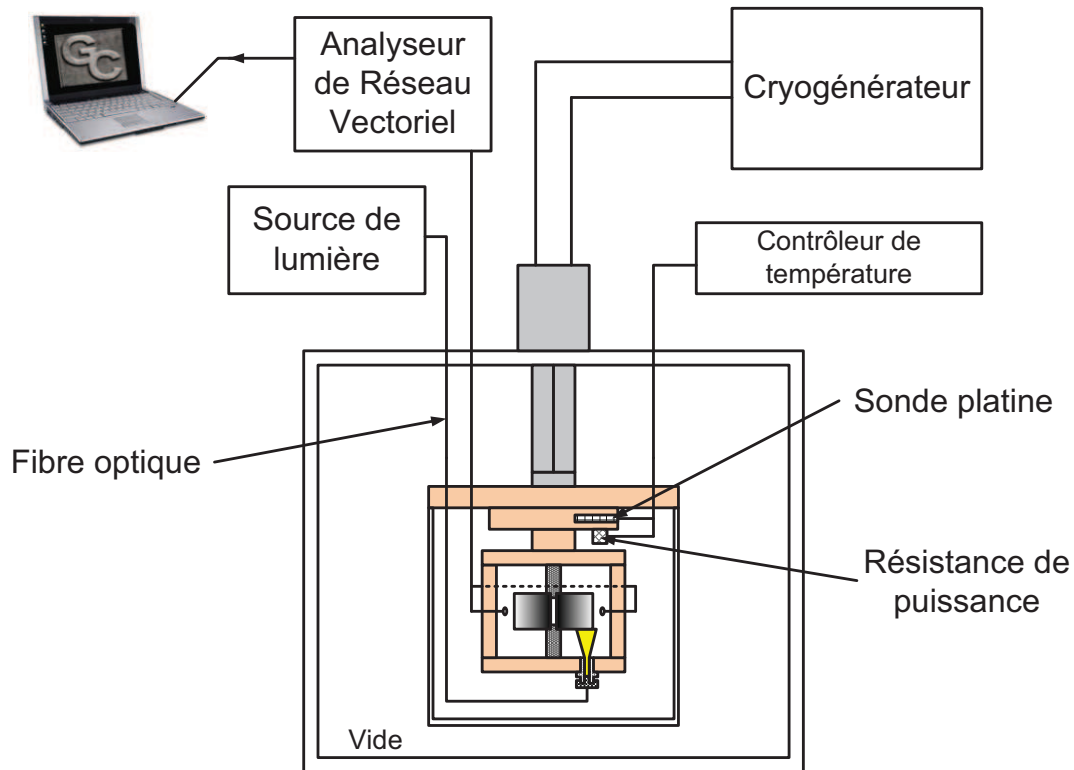


Figure 15 : Banc de mesure intégrant la fibre optique

Enfin, afin d'injecter la lumière vers l'échantillon, une fibre optique multimode a été intégrée. Une nouvelle fonction a été implémentée à notre logiciel d'acquisition de données (Global Control) afin de suivre et d'enregistrer la fréquence et le facteur de qualité en charge du mode de résonance considéré.

IV. 2. Présentation des échantillons

Les échantillons présentés dans ce chapitre sont des semi-conducteurs de grande pureté. Cependant, lors du processus de fabrication, des impuretés (atomes donneurs et/ou accepteurs) sont accidentellement injectées dans le matériau.

IV. 2. 1. Le phosphure de gallium (GaP)

L'échantillon de phosphure de gallium ou GaP est un cylindre de 5mm de hauteur pour un diamètre de 48.1mm. Il est placé dans une cavité (Figure 16) en laiton platinée argent ayant une hauteur de 43mm et un diamètre de 60mm. Les supports inférieur et supérieur sont en cuivre et un ressort permet de maintenir un bon contact thermique entre les supports, la cavité et l'échantillon. Le GaP présente une permittivité de 10.99 et une tangente de pertes de 6×10^{-6} à 50K entre 10 et 40GHz. A 300K, sa permittivité est de 11.23 et sa tangente de pertes de 2×10^{-4} [38] entre 10 et 40GHz. Notre échantillon de phosphure de gallium a une couleur grisâtre alors qu'un échantillon extrêmement pur à

une couleur tendant vers orange pâle. Cela signifie que des impuretés sont présentes dans, et / ou en surface de notre échantillon.

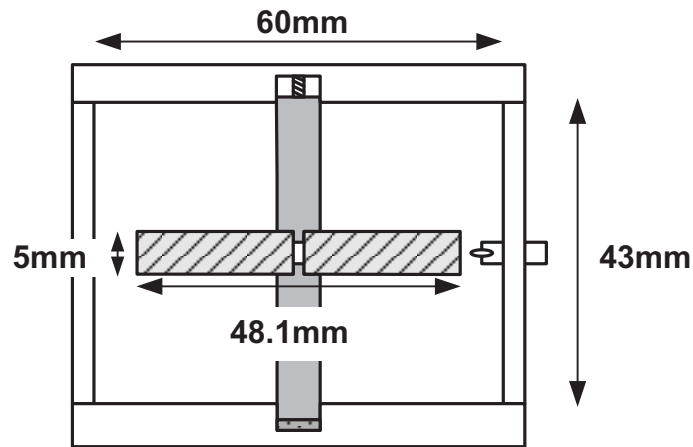


Figure 16 : Echantillon de GaP placé dans sa cavité

Le phosphure de gallium (GaP) est un semi-conducteur avec une BI indirecte ayant son énergie E_g égale à 2.26 eV à température ambiante. La Figure 17 montre la structure en bande d'énergie du GaP.

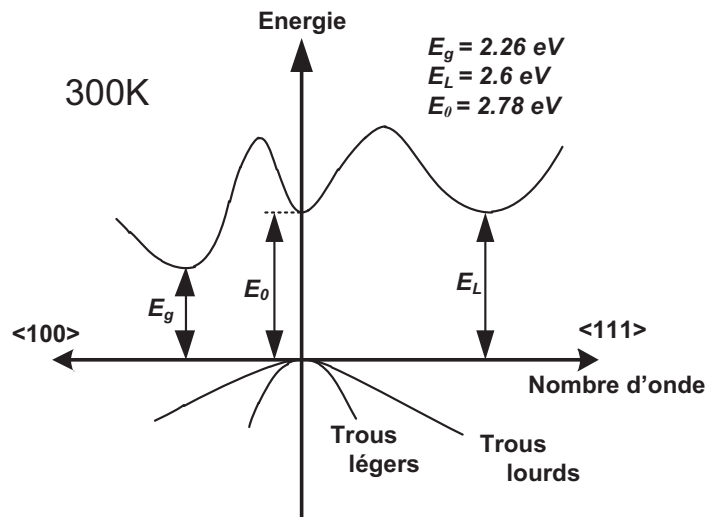


Figure 17 : Structure en bande d'énergie du GaP

L'énergie de la BI E_g varie en fonction de la température [39] et est donnée par l'expression (21) tracée sur la Figure 18.

$$E_g = 2.34 - 6 \times 10^{-4} \left[\frac{T^2}{T + 460} \right] \quad (21)$$

avec $0 < T(K) < 1200$

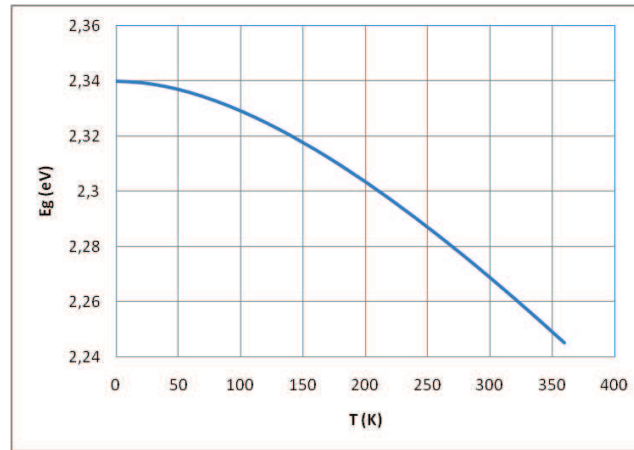


Figure 18 : Energie de la BI du GaP en fonction de la température

La densité effective d'états de la bande de conduction est :

$$N_c \approx 3.4 \times 10^{15} \times T^{3/2} (cm^{-3})$$

La densité effective d'états de la bande de valence est :

$$N_v \approx 3.6 \times 10^{15} \times T^{3/2} (cm^{-3})$$

La mobilité des porteurs à température ambiante du GaP est :

$$\mu_n = 300 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

$$\mu_p = 150 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

Propriétés optiques du GaP

- *Evolution de l'indice de réfraction à température ambiante*

La figure suivante montre l'évolution de l'indice de réfraction du GaP à température ambiante en fonction de l'énergie du photon incident [40]. Cette figure montre que, pour les photons qui nous intéressent (1.96eV (rouge), 2.33eV (vert) et 3.06 (bleu)), l'indice de réfraction varie entre 3 et 4.

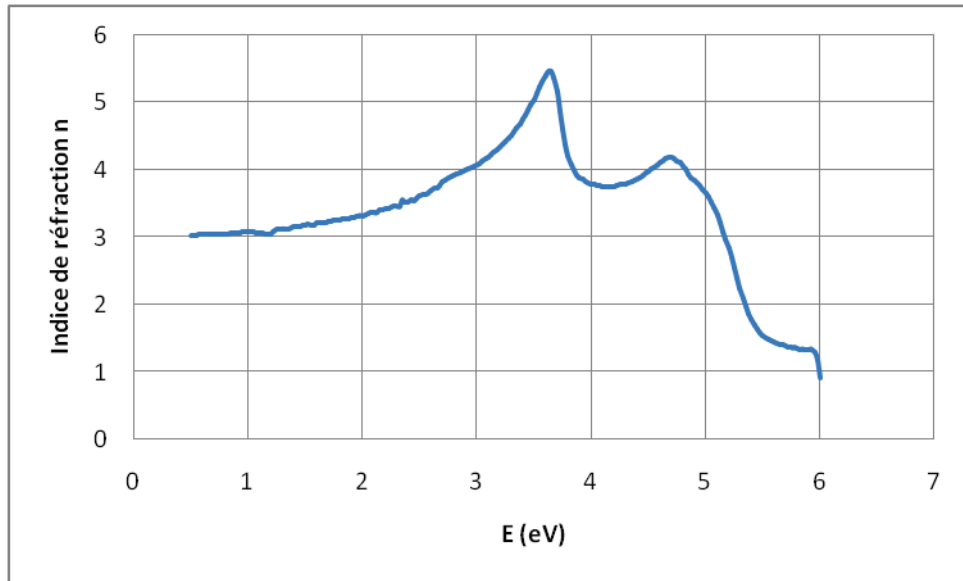


Figure 19 : Evolution de l'indice de réfraction du GaP à température ambiante en fonction de l'énergie du photon incident

- Evolution du coefficient d'absorption en fonction de la température

La figure suivante montre l'évolution du coefficient d'absorption d'un échantillon de GaP d'extrême pureté en fonction de l'énergie d'un photon et pour différentes températures [41]. On note que le coefficient d'absorption augmente fortement dès lors que l'énergie du photon incident devient supérieure à l'énergie de la bande interdite E_g . On constate également que la courbe se décale vers des énergies légèrement plus importantes lorsque la température diminue. Ceci est dû au fait que l'énergie de bande interdite E_g augmente lorsque la température diminue.

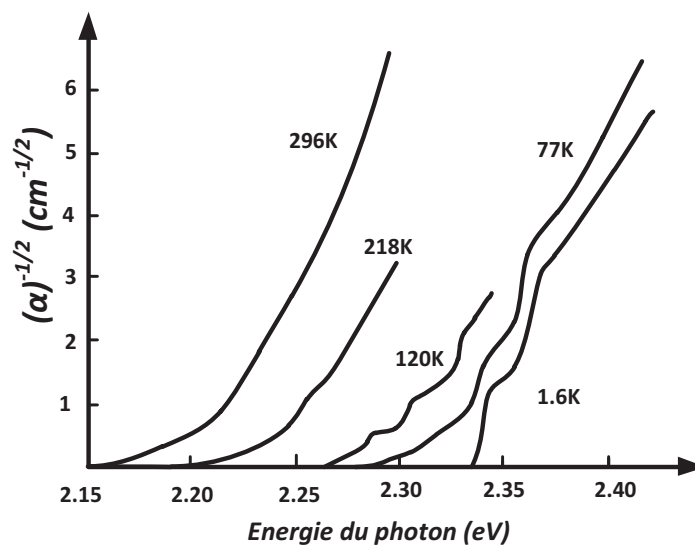


Figure 20 : Evolution du coefficient d'absorption du GaP en fonction de l'énergie du photon incident et pour différentes températures

IV. 2. 2. L'arséniure de gallium (GaAs)

L'échantillon d'arséniure de gallium ou GaAs est un cylindre de 6.30mm de hauteur pour un diamètre de 25.45mm. Il est placé dans une cavité (Figure 21) en cuivre ayant une hauteur de 25.8mm et un diamètre de 35mm. Les supports inférieur et supérieur sont en cuivre et un ressort permet de maintenir un bon contact thermique entre les supports, la cavité et l'échantillon. Le GaAs présente une permittivité relative de 12.52 et une tangente de pertes de 2×10^{-6} à 50K pour des fréquences comprise entre 10 et 40GHz. A 300K, sa permittivité est de 12.9 et sa tangente de pertes de 2×10^{-4} [38] pour des fréquences comprises entre 10 et 40GHz.

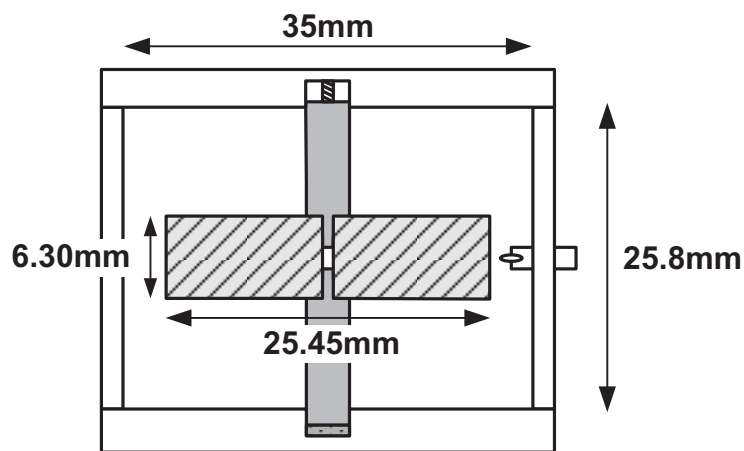


Figure 21 : Echantillon de GaAs placé dans sa cavité métallique

L'arséniure de gallium est un semi-conducteur avec une BI directe ayant une énergie de la BI E_g égale à 1.42eV à température ambiante. La Figure 22 montre la structure de bande du GaAs.

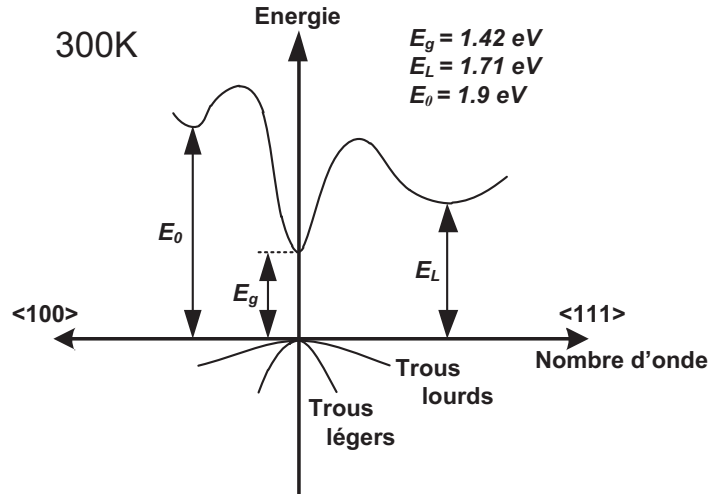


Figure 22 : Structure en bande d'énergie du GaAs

L'énergie de la BI E_g varie en fonction de la température [39] et est donnée par l'expression (22) tracée sur la Figure 23.

$$E_g = 1.519 - 5.4 \times 10^{-4} \left[\frac{T^2}{T + 204} \right] \quad (22)$$

avec $0 < T(K) < 1200$

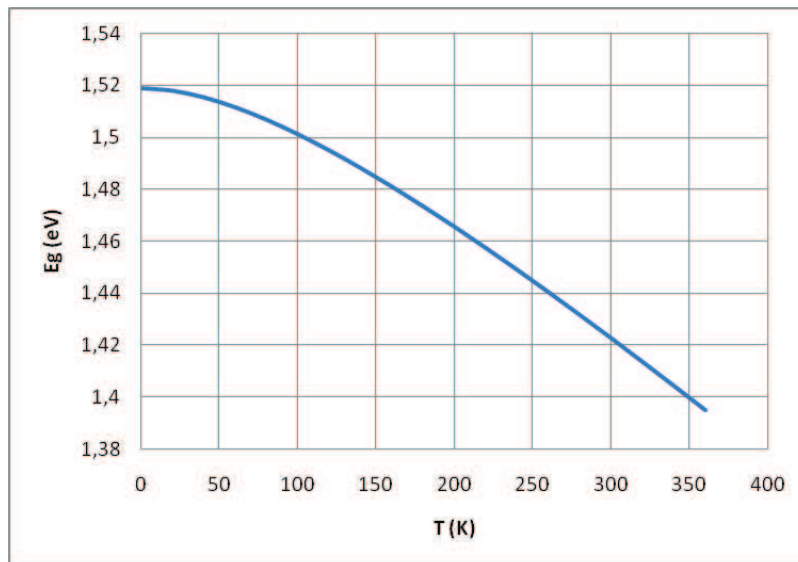


Figure 23 : Energie de la BI du GaAs en fonction de la température

La densité effective d'états de la bande de conduction est :

$$N_c \approx 8.63 \times 10^{13} \times T^{3/2} (cm^{-3})$$

La densité effective d'états de la bande de valence est :

$$N_v \approx 1.83 \times 10^{15} \times T^{3/2} (\text{cm}^{-3})$$

La mobilité des porteurs à température ambiante du GaAs est :

$$\mu_n = 8000 \text{ cm}^{-2} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

$$\mu_p = 300 \text{ cm}^{-2} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

· Propriétés optiques du GaAs

- *Evolution de l'indice de réfraction à température ambiante*

La figure suivante montre l'évolution de l'indice de réfraction du GaAs à température ambiante en fonction de l'énergie du photon incident [42]. Cette figure montre que, pour les photons qui nous intéressent (1.96eV (rouge), 2.33eV (vert) et 3.06 (bleu)), l'indice de réfraction varie entre 3 et 4,5.

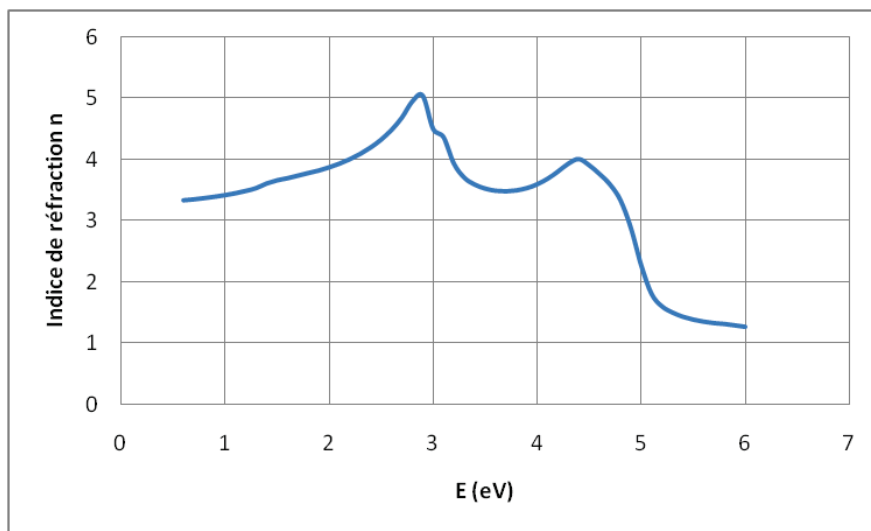


Figure 24 : Evolution de l'indice de réfraction du GaAs en fonction de la longueur d'onde

- *Evolution du coefficient d'absorption en fonction de la température*

La figure suivante montre l'évolution du coefficient d'absorption d'un échantillon de GaAs haute résistivité (faible concentration d'impuretés) en fonction de l'énergie du photon incident et pour différentes températures [43]. On note que le coefficient d'absorption augmente fortement dès lors que l'énergie du photon incident devient supérieure à l'énergie de la bande interdite E_g . On constate aussi que la courbe se décale vers des énergies légèrement plus importantes lorsque la température diminue. De même que précédemment, ceci est dû au fait que l'énergie de bande interdite E_g augmente lorsque la température diminue.

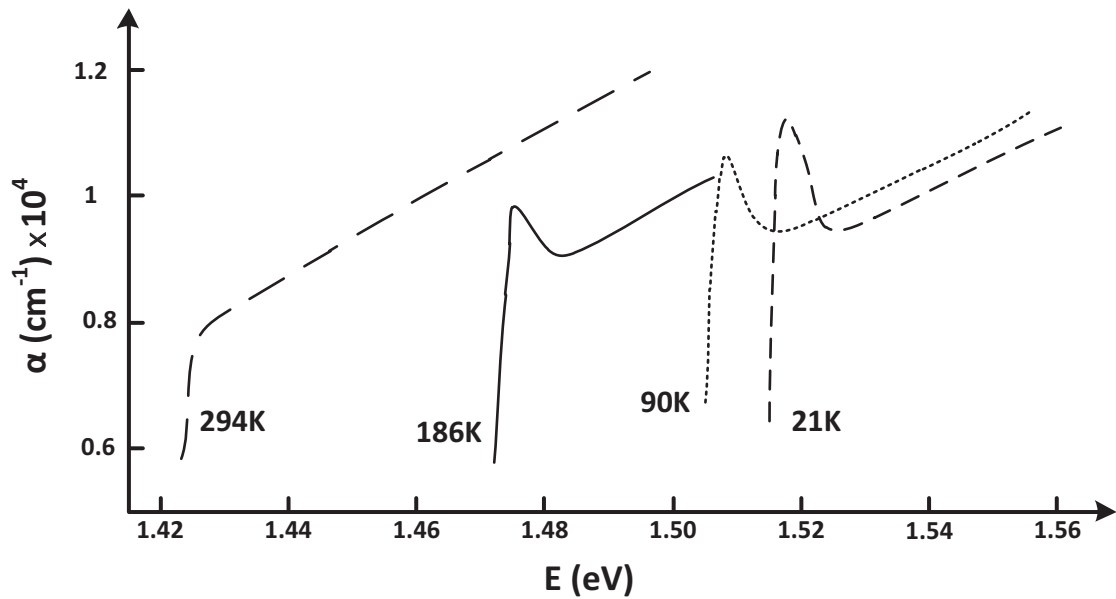


Figure 25 : Evolution du coefficient d'absorption d'un échantillon de GaAs présentant un certain dopage à 100K (1), 297K (2) et 443K (3)

Il faut noter que, dans [44], l'auteur montre que le coefficient d'absorption peut varier de façon importante en fonction du type d'impuretés et de leur concentration présente dans la bande interdite.

IV. 2. 3. Le carbure de silicium 4H (SiC - 4H)

L'échantillon utilisé ici a été fabriqué à l'aide d'un wafer de 5cm de diamètre et 375.23 μm d'épaisseur. Sept disques de 11mm de diamètre ont été découpés sur ce wafer et un trou de 2mm de diamètre a été percé au centre de chaque disque afin de les superposer sur un support en téflon et de former un cristal épais. Un ressort (Figure 26) placé sur la partie supérieure de la cavité permet de maintenir en position l'échantillon ainsi créé mais il permet aussi d'améliorer le contact entre chaque disque et de réduire la fine couche d'air entre chacun de ces derniers. Malgré la grande précision de découpe, chaque disque de SiC a des dimensions légèrement différentes, formant un contour non régulier comme des « marches d'escalier » à la périphérie de l'échantillon. La différence entre le diamètre du plus petit et du plus grand disque est d'environ 0.1mm. De plus, la fine couche d'air entre chaque disque modifie la permittivité relative de l'échantillon rendant la mesure des modes WGH difficile. La composante du champ électrique suivant l'axe z n'étant pas nulle, la composante axiale E_z va être perturbée par la présence d'un gap d'air et par la géométrie des couches. Cela va donc introduire des modifications sur la fréquence de résonance. C'est pour cette raison que nous avons préféré utiliser les modes transverses électriques de type TE et WGE. Le SiC-4H présente une permittivité

relative de 9.75 et une tangente de pertes de 9×10^{-7} à 50K et entre 10 et 40GHz. A 300K, sa permittivité est de 9.79 et sa tangente de pertes de 4×10^{-5} [45] et entre 10 et 40GHz.

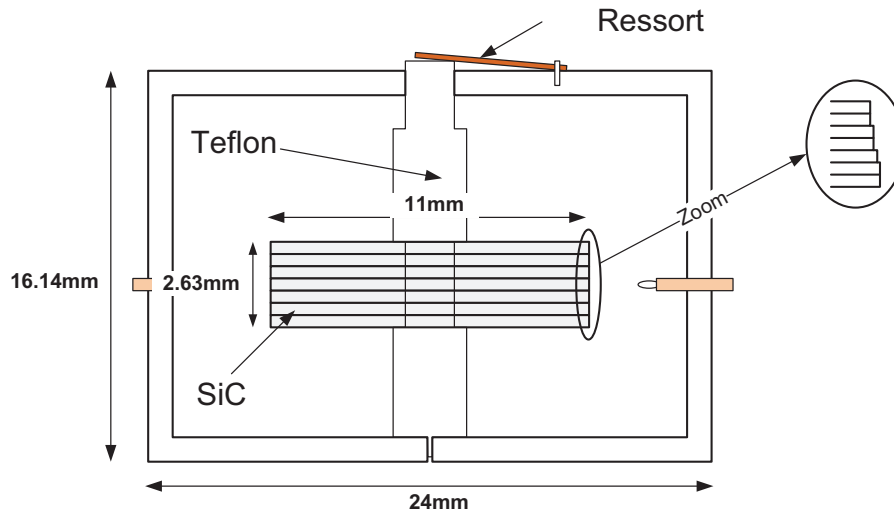


Figure 26 : Echantillon de SiC placé dans sa cavité

Le carbure de silicium 4H (SiC-4H) est un semi-conducteur avec une BI indirecte ayant son énergie E_g égale à 3.23eV à température ambiante. La Figure 27 montre la structure de bande du SiC-4H [46].

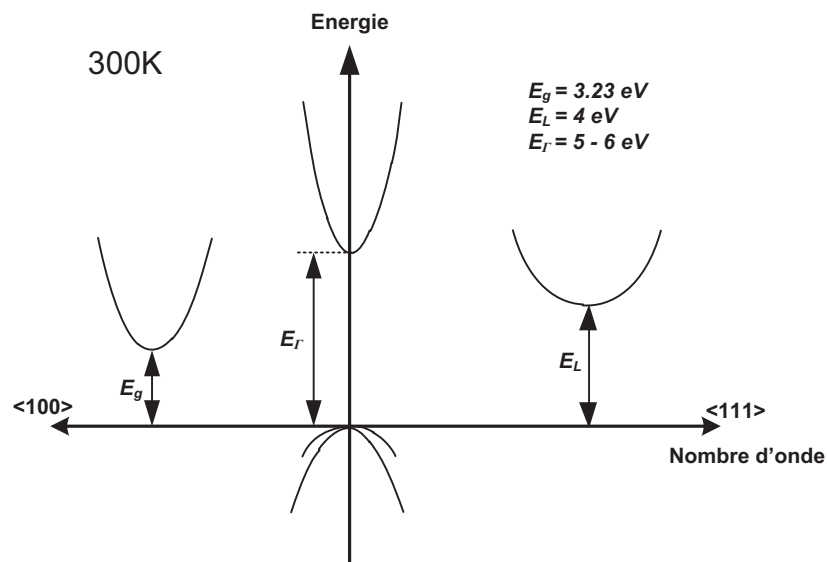


Figure 27 : Structure en bande d'énergie du SiC-4H

L'énergie de la BI E_g varie en fonction de la température [47] et est donnée par l'expression (23) tracée sur la Figure 28.

$$E_g = 3.26 - 6.5 \times 10^{-4} \left[\frac{T^2}{T + 1300} \right] \quad (23)$$

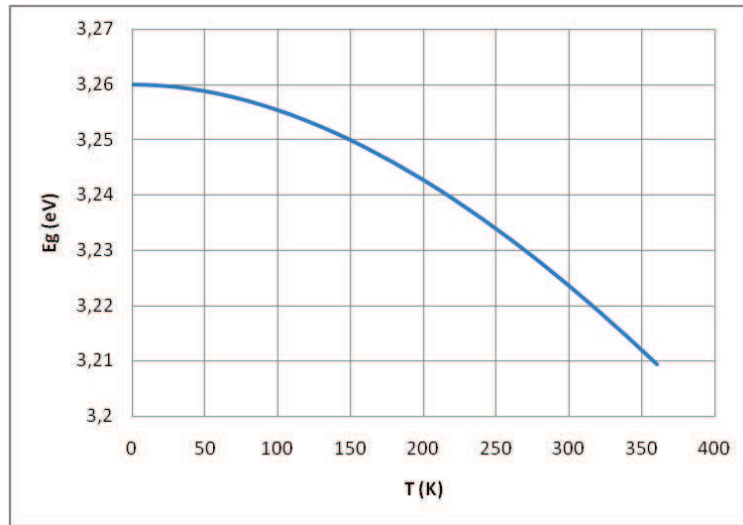


Figure 28 : Energie de la BI du SiC-4H en fonction de la température

La densité effective d'états de la bande de conduction est :

$$N_c \approx 3.25 \times 10^{15} \times T^{3/2} (cm^{-3})$$

La densité effective d'états de la bande de valence est :

$$N_v \approx 4.8 \times 10^{15} \times T^{3/2} (cm^{-3})$$

La mobilité des porteurs à température ambiante du SiC-4H est :

$$\mu_n = 950 \text{ cm}^{-2} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

$$\mu_p = 125 \text{ cm}^{-2} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

- Propriétés optiques du SiC 4H

• *Evolution de l'indice de réfraction à température ambiante*

La figure suivante montre l'évolution de l'indice de réfraction du SiC-4H à température ambiante en fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente [48]. Cette figure montre que, pour les longueurs d'onde qui nous intéressent (633nm (rouge), 532nm (vert) et 405nm (bleu)), l'indice de réfraction varie très peu (entre 2.65 et 2.9).

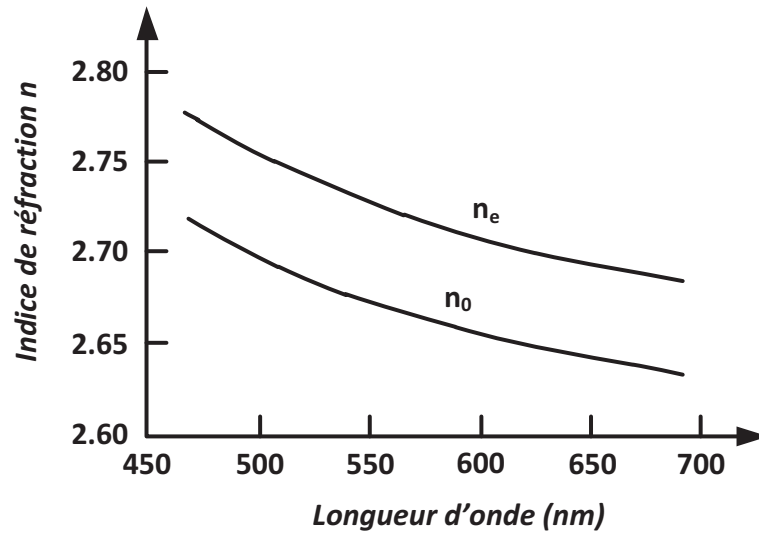


Figure 29 : Evolution de l'indice de réfraction ordinaire n_0 et extraordinaire n_e du SiC-4H en fonction de la longueur d'onde à température ambiante

- Evolution du coefficient d'absorption en fonction de l'énergie du photon

La figure suivante montre l'évolution du coefficient d'absorption d'un échantillon de SiC-4H pour deux types de dopants p et n [49] en fonction de l'énergie du photon incident. On note que, pour une énergie de photon donnée, le coefficient d'absorption peut être très différent lorsque l'on mesure un échantillon de type n ou un échantillon de type p.

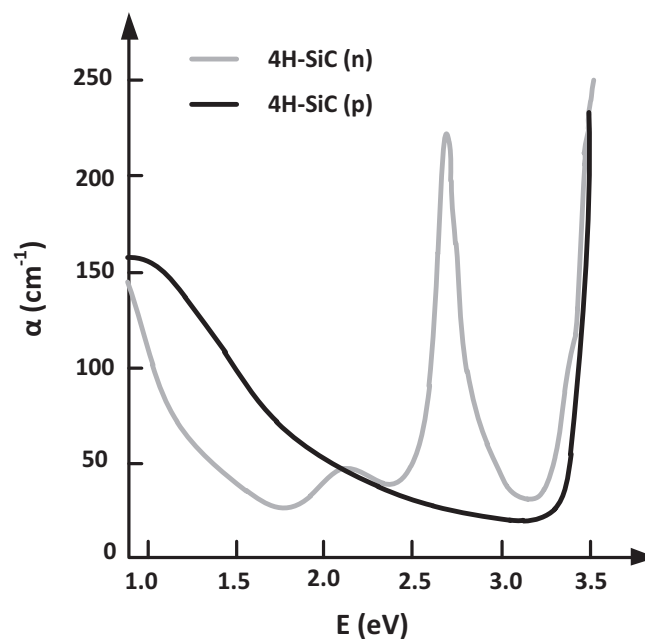


Figure 30 : Coefficient d'absorption du SiC-4H en fonction de l'énergie du photon à température ambiante

IV. 2. 4. La fibre optique

La fibre optique que nous utilisons est une fibre optique multimode ayant un diamètre de cœur de $600\mu\text{m}$. La puissance lumineuse à la sortie de la fibre a été mesurée à température ambiante et température cryogénique pour différentes longueurs d'onde à l'aide d'un puissance mètre. Les pertes dans la fibre dans les deux cas sont quasiment égales ce qui nous permet de considérer que la puissance mesurée à la sortie de la fibre à température ambiante est égale à la puissance de sortie la fibre lorsqu'elle est refroidie.

IV. 2. 5. Les sources de lumière

Dans le but de caractériser l'effet de la lumière sur nos matériaux semi-conducteurs, nous avons utilisé différentes sources de lumière de longueurs d'ondes différentes: une source halogène générant une lumière polychromatique blanche et trois pointeurs lasers monochromatiques (rouge, vert et bleu).

IV. 2. 5. 1. La source de lumière blanche

La source de lumière blanche à puissance variable (OSL1-EC Thorlab®) utilise une lampe de 100 W de puissance et couvre tout le spectre de longueurs d'onde du visible. Un adaptateur a été réalisé afin de connecter cette source (diamètre de la fibre optique de sortie 10mm) à la fibre optique (Figure 31) sans système de collimation étant donné que le niveau de puissance en sortie est suffisant pour voir l'effet photoélectrique.

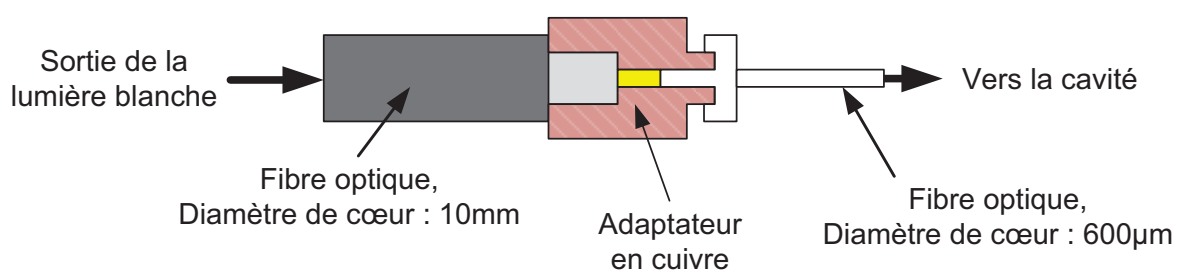


Figure 31 : Adaptateur de fibre optique

La puissance maximale à la sortie de la fibre optique est d'environ 10mW. Les pertes dues à l'adaptateur sont conséquentes mais une puissance de sortie de la fibre de 10mW est suffisamment élevée pour notre expérience. Un potentiomètre permet d'ajuster la puissance de sortie. Le Tableau 1 montre la variation de la puissance de sortie en fonction de la position dans laquelle l'on place le potentiomètre.

Tableau 1 : Variation de la puissance de sortie en fonction de la position du potentiomètre

Position	Puissance de sortie (mW)
P3	0.7
P4	3.4
P6	5.7
P10	10

La Figure 32 montre l'intensité spectrale de la source lumineuse blanche. On constate que la source génère principalement des longueurs d'onde autour du vert ($\lambda = 532\text{nm}$) et du rouge ($\lambda = 633\text{nm}$).

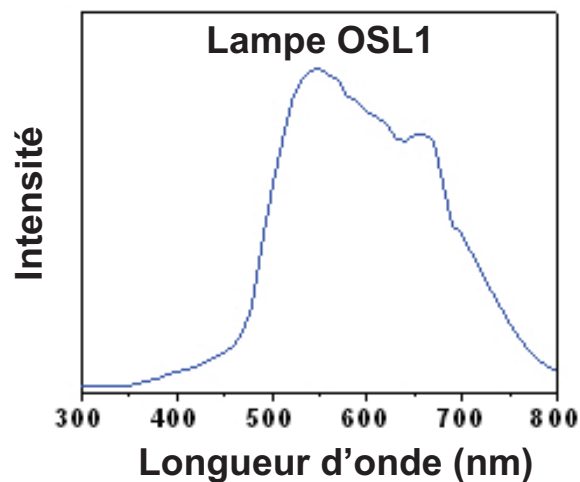


Figure 32 : Intensité de la source blanche en fonction de la longueur d'onde

Afin d'obtenir une puissance lumineuse constante, il est nécessaire d'allumer la source dix minutes avant d'injecter la lumière dans la fibre optique. Cela laisse le temps à la lampe halogène de chauffer.

IV. 2. 5. 2. Les lasers

Trois différents pointeurs lasers ont été utilisés pour notre expérience :

- un laser rouge d'une longueur d'onde de 633nm et d'une puissance de 10mW
- un laser vert d'une longueur d'onde de 532nm et d'une puissance de 20mW
- un laser bleu d'une longueur d'onde de 405nm et d'une puissance de 30mW

Ces trois lasers nous permettent de caractériser l'effet de la lumière sur nos échantillons sur une large échelle de longueurs d'ondes. La lumière est envoyée vers un collimateur qui concentre la lumière afin de l'envoyer vers la fibre optique et une alimentation

externe est utilisée afin d'alimenter les lasers et d'obtenir une puissance lumineuse constante de 1.4mW à la sortie de la fibre optique (Figure 33).

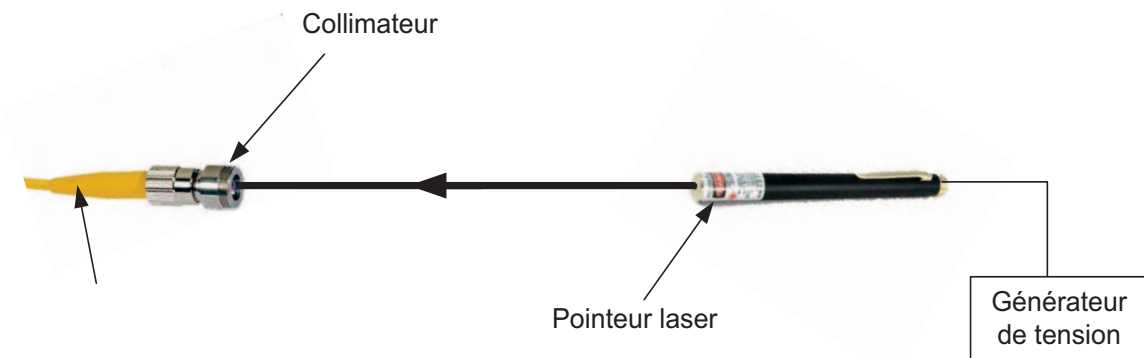


Figure 33 : Système permettant d'envoyer la lumière vers la fibre optique

IV. 2. 6. Système d'acquisition de données

Afin d'enregistrer au court du temps l'évolution de la fréquence et le facteur de qualité en charge du mode de l'échantillon éclairé, une nouvelle fonction a été implémentée dans Global Control (GC, système d'acquisition de données développé au sein du laboratoire FSM). Un ordinateur utilisant Global Control est connecté à un analyseur de réseau vectoriel via un port GPIB et paramétré pour mesurer le paramètre [S] en transmission S_{21} (mesure en transmission, Figure 34).

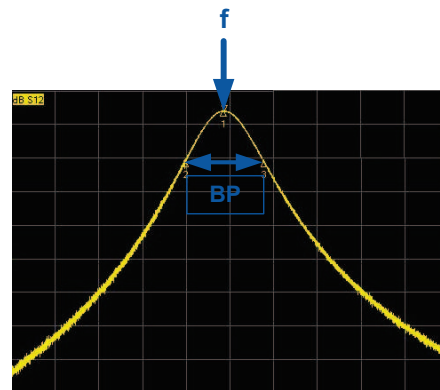


Figure 34 : Ecran de l'ARV mesurant le paramètre S_{21}

Un découplage des cavités permet d'obtenir une mesure du facteur de qualité en charge proche du facteur de qualité à vide ($\beta \Rightarrow 0$ alors $Q_L \approx Q_0$).

V. Mesures sur les semi-conducteurs

La lumière est envoyée vers les échantillons, la fréquence et le coefficient de qualité du mode considéré sont enregistrés. On observe à températures cryogéniques un décalage de

la fréquence, une augmentation des pertes et une diminution du facteur de qualité. A température ambiante, aucun effet n'est visible.

Le décalage en fréquence est équivalent à une modification de la permittivité électrique du matériau due au changement d'état des porteurs libres dans le semi-conducteur. Ce décalage en fréquence est donné par la formule suivante :

$$\frac{\Delta f}{f} = -\frac{1}{2} p_e \frac{\Delta \epsilon_r}{\epsilon_r} \quad (24)$$

avec $\Delta f = f - f_0$ où f_0 est la fréquence initiale du mode de résonance

p_e : facteur de remplissage électrique pour le mode considéré

ϵ_r : permittivité initiale du matériau

La diminution du facteur de qualité est liée à une variation de la conductivité du matériau où :

$$\epsilon = \epsilon_0 (\epsilon'_r - j\epsilon''_r - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0 \epsilon_r}) = \epsilon_0 \epsilon_r (1 - j \times \tan \delta) \quad (25)$$

et

$$\tan \delta = \tan \delta_d + \frac{\sigma_0}{\omega \epsilon_0 \epsilon_r} + \frac{\Delta \sigma}{\omega \epsilon_0 \epsilon_r} \quad (26)$$

avec $\tan \delta_d$: tangente de pertes associée à un mécanisme de pures pertes diélectriques

σ_0 : conductivité électrique du semi-conducteur dans l'obscurité

$\Delta \sigma$: conductivité électrique en excès associée aux porteurs libres se déplaçant lors de l'allumage

Après l'extinction de la source lumineuse, il demeure des courants persistants dans l'échantillon qui ne permettent pas de revenir à l'état initial de l'échantillon (avant l'allumage de la source de lumière). Il est ainsi nécessaire de réchauffer jusqu'à température ambiante pour réinitialiser le matériau.

V. 1. Mesures sur l'échantillon de phosphure de gallium (GaP)

L'échantillon de GaP a été étudié à différentes températures, sous l'effet de différentes sources de lumière de longueurs d'ondes différentes, à différentes fréquences de résonance et pour deux positions d'injection du faisceau lumineux.

Les modes $WGE_{11,0,0}$ et $WGE_{20,0,0}$ ont été mesurés. Le mode $WGE_{11,0,0}$ (Figure 35.a) a une fréquence de résonance autour de 10.9GHz à 50K et un facteur de remplissage électrique p_e de 0.972. Le mode $WGE_{20,0,0}$ (Figure 35.b) a une fréquence de résonance autour de 16.5GHz à 50K et un facteur de remplissage électrique p_e de 0.988.

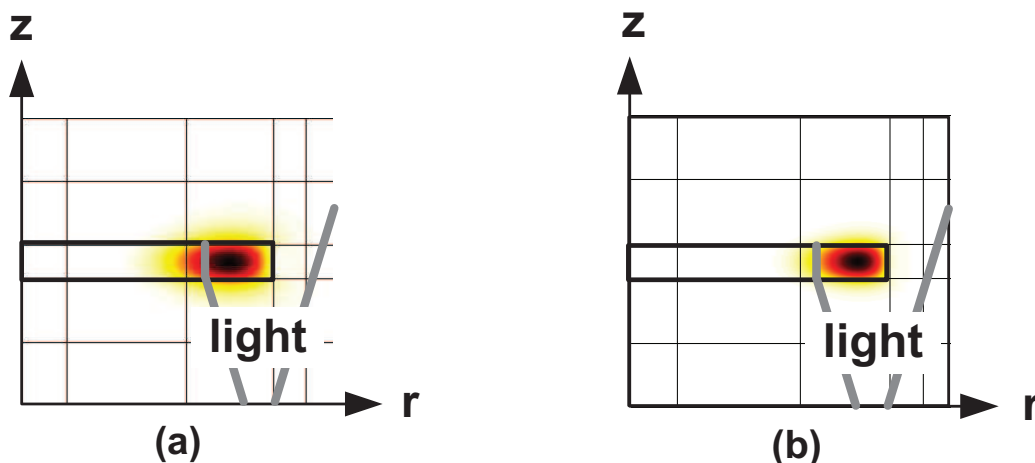


Figure 35 : Densité du champ E_0 (module) sur une moitié de structure des modes (a) $WGE_{11,0,0}$ et (b) $WGE_{20,0,0}$ du GaP à 50K

V. 1. 1. Effet d'une variation de puissance de la source de lumière blanche

Cette première expérience a pour but d'étudier l'effet de la lumière blanche sur l'échantillon de GaP et d'observer la dépendance des propriétés microondes du GaP en fonction de la puissance lumineuse à 50K. La source de lumière blanche est tout d'abord allumée 10 minutes puis connectée à la fibre optique provoquant ainsi l'éclairage de l'échantillon. Pendant ce temps, le logiciel GC enregistre le temps, la fréquence et le facteur de qualité en charge du mode considéré (une mesure par seconde).

V. 1. 1. 1. Evolution de la permittivité

L'évolution de la permittivité déterminée à partir de l'équation (24) est représentée Figure 36 pour différentes puissances de lumière.

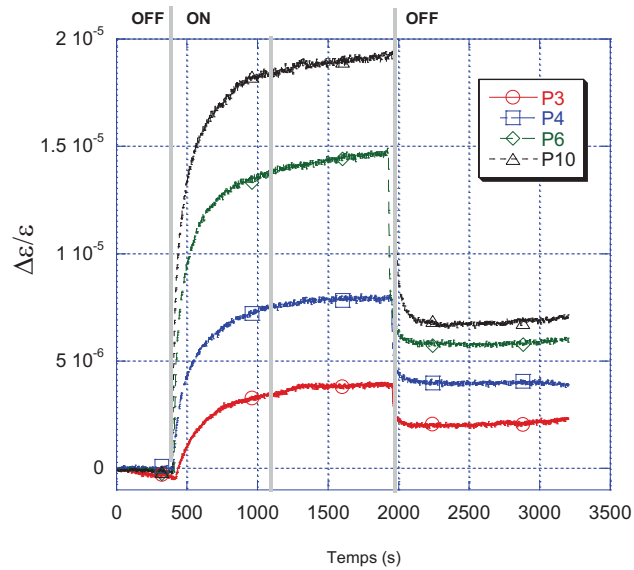


Figure 36 : Evolution de la permittivité en fonction du temps et pour différents niveaux de puissance

On observe sur la figure précédente que, lorsque la lumière est allumée, la permittivité augmente dans un premier temps puis, si on laisse la lumière allumée, elle se stabilise et devient constante. Ensuite, si l'on éteint la lumière, la permittivité a tendance à revenir à sa valeur initiale mais, à cause des courants persistants dans le semi-conducteur présentés en introduction, elle se stabilise à une valeur supérieure. Il est nécessaire de réchauffer l'échantillon à température ambiante afin d'éliminer ces courants persistants.

V. 1. 1. 2. Evolution du facteur de qualité en charge

Le facteur de qualité en charge a aussi été enregistré et son évolution en fonction du temps pour différentes puissances lumineuses est représentée Figure 37. Ici, nous nous intéressons à l'évolution du rapport $1/Q$ qui est peu différent de $\tan \delta$ (cf Equation 33) car les facteurs de remplissage des modes de résonance considérés sont très proches de 1 ($1/Q = p_e \tan \delta$).

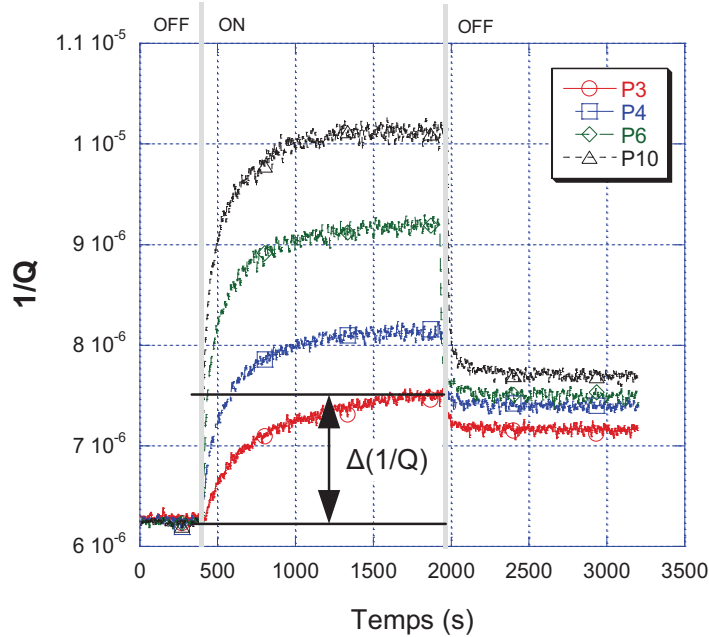


Figure 37 : Evolution des pertes diélectriques en fonction du temps pour différents niveaux de puissance

Dans le Tableau 2 est listée la variation de pertes microondes représentées par $\Delta(1/Q)$ lorsque la lumière est allumée puis éteinte. Comme nous pouvons le voir sur ce tableau ainsi que sur la figure précédente, les pertes microondes augmentent lorsque la puissance lumineuse augmente. On constate aussi que les courants persistants dans l'échantillon sont plus importants lorsque la puissance lumineuse est plus forte. Lorsque l'on augmente la puissance lumineuse, le nombre de photons injectés vers l'échantillon est plus grand entraînant ainsi une augmentation du nombre de porteurs libre se déplaçant dans le semi-conducteur.

Tableau 2 : Fraction $\Delta(1/Q)$ lorsque la lumière est allumée et éteinte pour différents niveaux de puissance

Puissance (mW)	$\Delta(1/Q) (\times 10^6)$	
	Lumière allumée	Lumière éteinte
0	0	0
0.69 (P3)	1.28	0.93
3.39 (P4)	1.93	1.18
5.7 (P6)	2.93	1.28
10 (P10)	3.93	1.48

- Conclusion

Cette première expérience (pour différents niveaux de puissance lumineuse blanche) nous conduit à différentes conclusions. Premièrement, une persistance de photoconductivité est observée dans l'échantillon après extinction de la lumière. Nous avons aussi observé que plus la puissance lumineuse est élevée, plus la modification des propriétés microondes du matériau était importante, cela étant lié à une augmentation du nombre de photons injectés dans le semi-conducteur et donc une création plus importante de paires électron / trou. Tout cela étant aussi lié à une pénétration plus profonde de la lumière dans le matériau.

V. 1. 2. Effet de la lumière blanche sur le GaP pour différentes températures

Dans cette partie, nous nous intéressons à l'effet de la lumière blanche sur l'échantillon de GaP pour différentes températures dans le but de caractériser l'effet de l'ionisation des impuretés en fonction de la température. Les mesures ont été réalisées à puissance lumineuse blanche maximale (10mW) et utilisant le mode $WGE_{11,0,0}$.

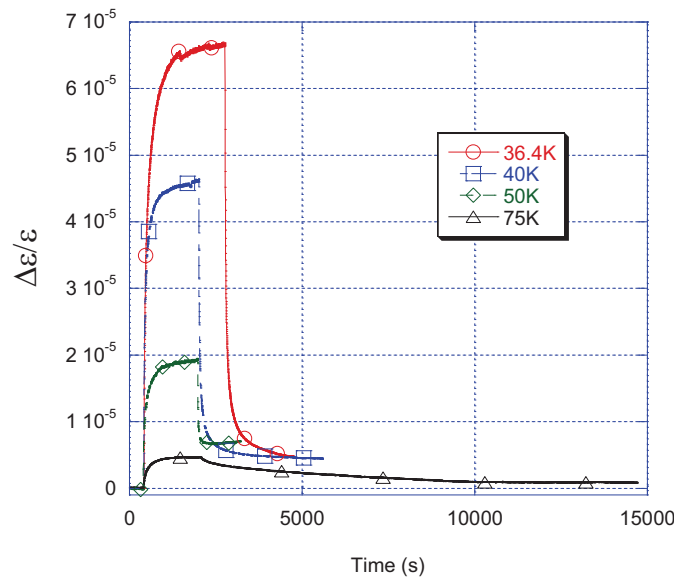


Figure 38 : Evolution de la permittivité en fonction du temps et pour différentes températures lorsque la lumière est allumée puis éteinte

La Figure 38 montre l'évolution de la permittivité relative lorsque la lumière est allumée puis éteinte pour différentes températures. Un effet plus fort de la lumière est observé lorsque la température diminue. A partir de 100K, le changement de la permittivité n'est plus visible.

Le même phénomène est observé sur la Figure 39, montrant l'évolution des pertes microondes lorsque la lumière est allumée puis éteinte. Pour une meilleure lisibilité, les courbes ont été placées à une même valeur. Une fois de plus, les pertes dues à un éclairage sont plus fortes à basses températures et pour des températures supérieures à 75K, l'effet n'est presque plus visible.

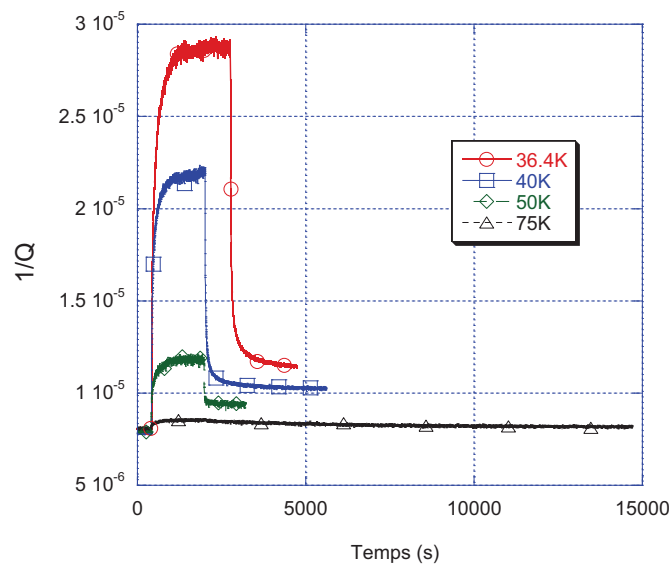


Figure 39 : Evolution des pertes en fonction du temps et pour différentes températures lorsque la lumière est allumée puis éteinte

La modification de la permittivité et des pertes peut être estimée pour chaque température une fois arrivé dans un état d'équilibre après allumage et extinction de la lumière. Le Tableau 3 montre les valeurs de ces changements.

Tableau 3 : Décalage de $\Delta\epsilon/\epsilon$ et $\Delta(1/Q)$ pour différentes températures lorsque la lumière est allumée puis éteinte

T	Lumière allumée	Lumière éteinte	Lumière allumée	Lumière éteinte
	$\Delta\epsilon/\epsilon (\times 10^{-6})$		$\Delta(1/Q) (\times 10^{-6})$	
36.4	66	5	20.84	3.54
40	47	5	13.84	2.34
50	14.8	4.6	3.94	1.52
75	4.7	0.9	0.61	0.24
100	0	0	0	0

Les valeurs du décalage de la permittivité $\Delta\epsilon/\epsilon$ et l'évolution des pertes $\Delta(1/Q)$ (lumière allumée) en fonction de la température sont représentées respectivement Figure 40 et

Figure 41. Sur ces figures sont représentés, en bleu les points de mesures, et en rouge une régression exponentielle permettant de mieux observer l'évolution de nos deux paramètres.

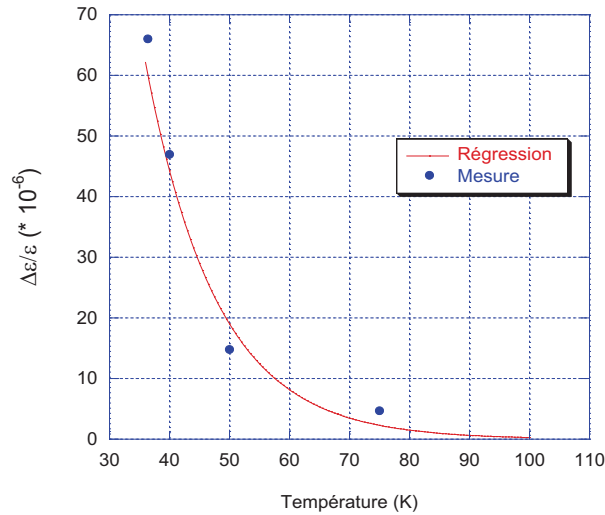


Figure 40 : Régression exponentielle de $\Delta\epsilon/\epsilon$ en fonction de la température lorsque la lumière est allumée

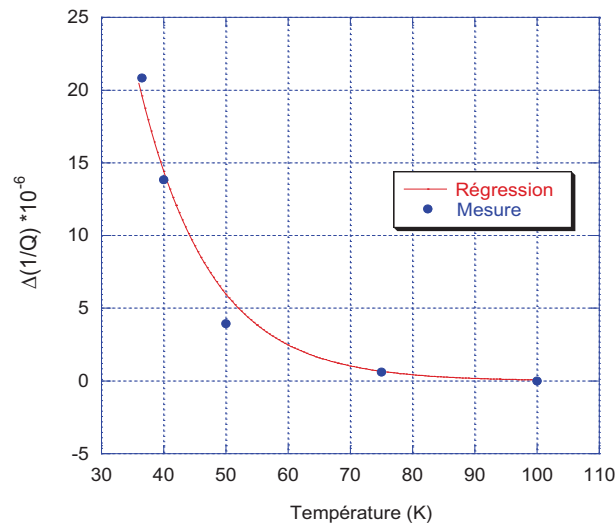


Figure 41 : Régression exponentielle de $\Delta(1/Q)$ en fonction de la température lorsque la lumière est allumée

Les deux figures précédentes montrent bien qu'une diminution de la température entraîne une augmentation du changement de la permittivité et de la tangente de pertes du GaP (pour une même puissance lumineuse). Ces courbes semblent prendre la même évolution

que celle présentée sur la Figure 6 présentant l'évolution du pourcentage d'impuretés ionisées en fonction de la température. Si nous pouvions descendre à des températures bien plus basses (proche de 0K), on pourrait s'attendre à observer un plateau lorsque la température devient proche de 0 et que donc 100% des impuretés sont non-ionisées.

- Conclusion

Cette expérience montre que pour des températures supérieures à 100K, nous n'observons aucune modification des propriétés du GaP sous l'effet de la lumière. Cela laisse penser que la modification de la permittivité et des pertes microondes du matériau peut être liée à des processus de combinaison et recombinaison faisant intervenir les impuretés situées dans la bande interdite. Le pourcentage d'impuretés thermiquement ionisées est trop élevé pour pouvoir observer un changement lorsque la température est supérieure à 100K.

V. 1. 3. Effet de différentes longueurs d'onde sur le GaP à 50K

L'échantillon de GaP a été étudié sous l'effet de différentes couleurs de lasers afin d'obtenir une meilleure caractérisation de cet effet précédemment observé. L'échantillon a été éclairé par une lumière rouge ($\lambda = 633\text{nm}$), verte ($\lambda = 532\text{nm}$) et bleue ($\lambda = 402\text{nm}$) d'une puissance de 1.4mW. Les figures 42 et 43 montrent respectivement l'évolution de la permittivité et les pertes microondes sous l'effet de longueurs d'ondes différentes à chaque refroidissement. Rappelons qu'à température ambiante, aucun effet de la lumière n'est observé sur le semi-conducteur.

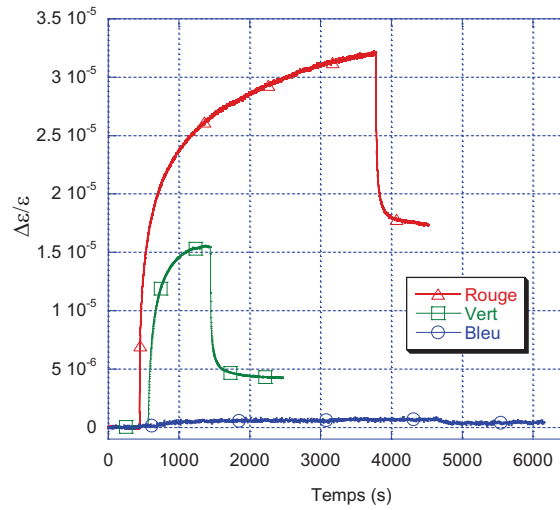


Figure 42 : Evolution de la permittivité en fonction du temps sous l'effet d'une lumière rouge, verte et bleue

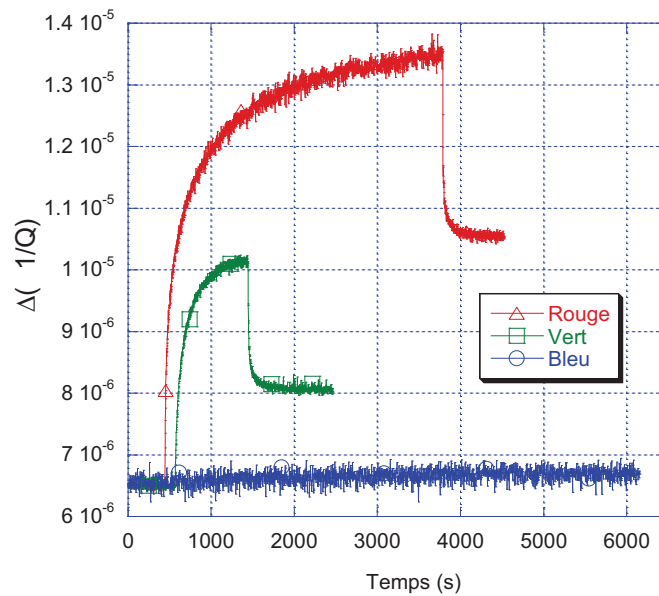


Figure 43 : Evolution des pertes microondes en fonction du temps sous l'effet d'une lumière rouge, verte et bleue

Comme nous pouvons le voir, la lumière rouge a l'effet le plus important et la lumière bleue le plus faible sur la modification des propriétés du GaP. On rappelle que toutes les mesures ont été réalisées avec une même puissance laser. La Figure 44 donne une indication sur l'énergie des photons en fonction de la longueur d'onde du laser.

Rappelons que le GaP est un semi-conducteur avec une BI indirecte. Si la modification des propriétés du semi-conducteur était la conséquence d'une transition directe bande à bande, on pourrait supposer que la lumière bleue ait l'effet le plus important car l'énergie d'un photon « bleu » est légèrement supérieure à celle de l'énergie E_0 de l'état fondamental du GaP (voir IV.1.1, Figure 17). De plus, l'échantillon devrait aussi être affecté à température ambiante. En effet, E_0 est égale à 2.78eV à température ambiante et si l'on considère que sa dépendance en fonction de la température est la même que E_g (Equation 21), sa valeur devrait être égale à environ 2.86eV à 50K. L'énergie du photon « bleu » (environ 3.10eV) devrait permettre la transition directe bande à bande.

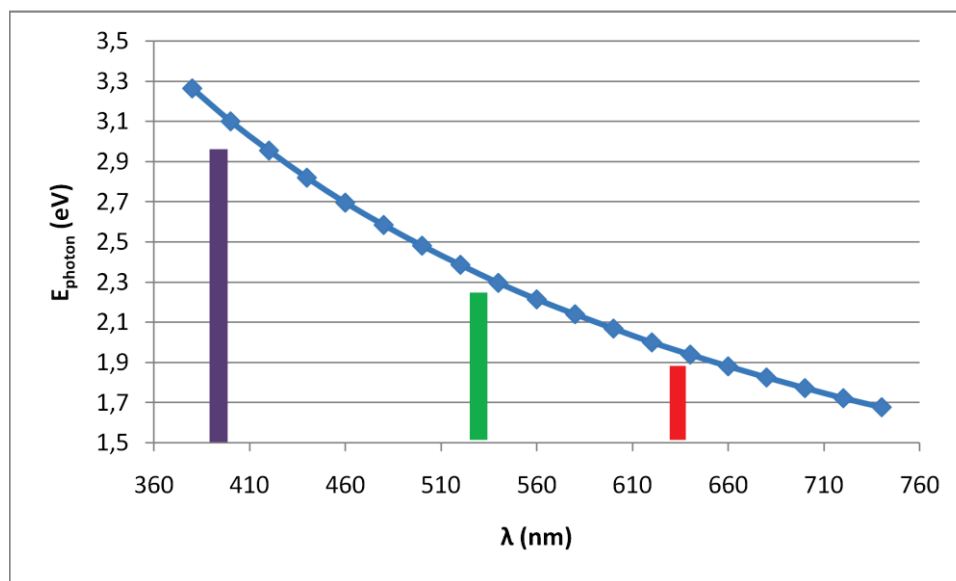


Figure 44 : Energie du photon en fonction de la longueur d'onde

Pour conclure, cette expérience montre que la transition directe bande à bande n'est pas responsable du changement des propriétés du semi-conducteur.

Comme l'énergie des photons provenant des lasers rouge et vert est inférieure à l'énergie E_0 du niveau fondamental du GaP, la transition directe bande à bande n'est pas permise. Cela nous permet de conclure que les modifications de propriétés microondes de l'échantillon sous l'effet de la lumière doivent être liées aux impuretés (donneurs et / ou accepteurs) présentes dans la BI du semi-conducteur.

V. 1. 4. Etude thermique du phénomène

Cette étude a pour but d'étudier de façon expérimentale l'effet thermique de la source de lumière sur l'échantillon. A 50K, la variation de fréquence pour l'échantillon de GaP est :

$$\frac{\Delta f}{\Delta T} \approx 240 \text{ kHz/K}$$

A cette même température, la puissance DC dans la résistance chauffante du contrôle de température pour une augmentation de température de 1K est d'environ 0.89W soit :

$$\frac{\Delta P}{\Delta T} \approx 0.89 \text{ W/K}$$

On obtient ainsi une variation de fréquence de :

$$\frac{\Delta f}{\Delta P} \approx 270 \text{ kHz/W} = 270 \text{ Hz / mW}$$

La stabilité en fréquence de notre banc de mesure étant d'environ $\pm 400\text{Hz}$, toute variation de fréquence de cet ordre de grandeur pourra être considérée comme négligeable.

Exemple : Cas du GaP sous l'effet d'une lumière rouge :

Lorsque l'échantillon de GaP est éclairé d'une lumière rouge ($P = 1.4\text{mW}$), la fréquence est décalée de 170kHz et le coefficient de qualité passe de 154 000 à 74 000.

Dans le cas où un échauffement thermique serait la conséquence de tels changements, la puissance DC équivalente nécessaire serait de :

- $\sim 0,63 \text{ W}$ pour la fréquence (équivalent à un changement en température de $\Delta T = 0.7\text{K}$)
- $\sim 31 \text{ W}$ pour le coefficient de qualité ($Q_0 \approx 75000$ à 85K soit $\Delta T = 35\text{K}$)

Si l'on résonne dans le cas inverse, une puissance DC de 1.4mW générerait un décalage fréquentiel d'environ 400Hz. L'effet du réchauffement thermique dû à la lumière est donc très faible par rapport aux modifications observées. Dans le cas où la lumière aurait un effet de réchauffement thermique sur l'échantillon, cet effet serait situé dans le bruit de notre banc de mesure. Aussi, le contrôleur de température « verrait » ce changement de température et essaierait automatiquement de le compenser.

De plus, comme nous avons pu le voir, après extinction de la lumière, les propriétés microondes de l'échantillon restent différentes de celles initialement mesurées. Comme expliqué précédemment, cela est dû à une persistance de courants due au déplacement des porteurs libres dans le semi-conducteur.

Conclusion :

L'équivalence en température due aux changements de la fréquence et du coefficient de qualité n'étant pas du même ordre de grandeur ($\Delta T = 0.7\text{K}$ pour la fréquence et $\Delta T = 35\text{K}$ pour le coefficient de qualité), le changement des propriétés des semi-conducteurs ne peut

être lié à un simple effet d'échauffement thermique dû à la source lumineuse. En effet, l'estimation de l'effet de ce dernier est très faible par rapport à l'effet observé.

V. 1. 5. Modélisation du phénomène physique

Comme nous l'avons montré dans III. 3. 5, la variation de la concentration d'un type de porteurs varie de façon exponentielle croissante ou décroissante en fonction de l'état de l'excitation. On peut facilement imaginer que si l'excitation est polychromatique ou si plusieurs types de porteurs sont sensibles à la même excitation, on peut avoir une évolution globale de concentrations des porteurs dans le semi-conducteur qui évolue en une somme d'exponentielles en fonction du temps pour une excitation donnée.

On peut alors modéliser en fonction du temps t à partir d'un certain temps t_0 le changement de la permittivité, provenant d'un changement d'état des porteurs libres dans le semi-conducteur, dû à la capture (piège) ou libération des porteurs libres, par :

$$\frac{\Delta \varepsilon_r}{\varepsilon_r} = a_\infty + \sum_{i=1}^n b_i \left(\exp \left[\frac{(t - t_0)}{\tau_i} \right] - 1 \right)^{-1} \quad (27)$$

avec a_∞ : valeur limite de l'état stabilisé du changement de la permittivité après une longue période où la lumière est allumée ou éteinte.

n : nombre entier positif relatif à chaque processus de piège

b_i : paramètres libres afin d'obtenir la meilleure interpolation possible, paramètres qui sont liés au taux de génération G (lorsque b_i est positif, ce terme correspond au processus de libération des porteurs libres ; lorsqu'il est négatif, il correspond au processus de capture des porteurs libres)

τ_i : temps de montée qui est relié à b_i et t_0 qui permet d'obtenir la meilleure interpolation

De même, le changement des pertes microondes, provenant du changement de la conductivité du semi-conducteur, dû à la capture (piège) ou libération des porteurs libres, peut être modélisé en fonction du temps t à partir d'un certain temps t_0 par :

$$\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0} = l_\infty + \sum_{i=1}^n c_i \{ \exp[(t - t_0)/\tau_i] - 1 \}^{-1} \quad (28)$$

avec l_∞ : valeur limite de l'état stabilisé du changement des pertes microondes après une longue période de temps lorsque la lumière est allumée ou éteinte.

c_i : paramètres libres afin d'obtenir la meilleure interpolation possible, paramètres qui sont liés au taux de génération G (comme précédemment, lorsque c_i est positif, ce terme correspond au processus de libération des porteurs libres ; lorsqu'il est négatif, il correspond au processus de capture des porteurs libres)

Lorsque les équations (27) et (28) sont utilisées pour interpoler les résultats de la Figure 38 et de la Figure 39, il est possible d'établir une relation entre les deux courbes :

$$\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0} = \frac{\alpha_\lambda \Delta \varepsilon_r}{2 \varepsilon_r} \quad (29)$$

avec α_λ est un coefficient dépendant de la longueur d'onde de la lumière incidente.

Ainsi, les équations (27) et (28) sont valables pour une température et une puissance lumineuse données. Notre modèle (Equation (27)) a été appliqué aux longueurs d'onde rouge et verte sur la mesure de la permittivité du GaP à 50K (Figure 42). La meilleure interpolation de ces courbes (avec un résidu statistique $R > 0.999$) implique la présence de deux processus de libération (un rapide et un lent) sous l'effet d'une lumière rouge et un seul processus de libération sous l'effet d'une lumière verte. La lumière bleue ne génère aucun effet. Les différentes constantes de temps sont présentées dans le Tableau 4.

Tableau 4 : Constantes pour l'échantillon de GaP sous l'effet d'une lumière rouge et verte d'une puissance de 1.4mW à 50K

	Lumière allumée				Lumière éteinte			
	b_1	τ_1	b_2	τ_2	b_1	τ_1	b_2	τ_2
Rouge	+ 121.5	23.93	+ 4.88e-7	4231.2	- 1.48e-4	18.08	- 1.02e-7	366.6
Vert			+ 7.24e-7	454.9	- 2.35e-4	15.49	- 2.56e-7	177.9

En utilisant les mêmes coefficients b_i , nous pouvons déterminer les coefficients α_λ pour chaque longueur d'onde permettant d'obtenir les coefficients c_i . On a :

$$c_1 = \frac{\alpha_{\lambda(R)}}{2} b_1 ; c_2 = \frac{\alpha_{\lambda(R)}}{2} b_2 ; c_3 = \frac{\alpha_{\lambda(V)}}{2} b_3$$

Ces termes correspondent aux trois processus de libération de l'équation (29). Ainsi, on obtient que $\alpha_{\lambda(R)} = 0.48$ pour la lumière rouge et $\alpha_{\lambda(V)} = 0.36$ pour la lumière verte.

Les b_i étant liés au taux de génération des porteurs, il semble donc qu'un bien plus grand nombre de porteurs est créé lorsque la lumière rouge éclaire l'échantillon ou bien que certains porteurs ont un poids plus important que d'autres.

Lorsque la lumière rouge est injectée vers le semi-conducteur, nous supposons que deux types d'impuretés permettent la génération de paires électron / trou. Des électrons des atomes impuretés se libèrent pour permettre les différentes transitions détaillées dans la partie théorique. Lorsque l'on éteint la lumière, les données du tableau précédent laissent supposer que seul 0.01% des porteurs liés à b_1 reviennent à leur état initial. Par contre, environ 20% des porteurs liés à b_2 reviennent à leur état initial. Cela montre que le poids des porteurs sur la modification des propriétés du GaP liés au paramètre b_2 est plus fort que ceux liés au paramètre b_1 . Dans le cas de l'effet de la lumière verte sur le semi-conducteur, l'interpolation donne un seul processus de libération lorsque la lumière est allumée mais deux processus de capture lorsqu'elle est éteinte. Compte tenu de la très bonne qualité de l'interpolation ($R > 0.999$), il est possible qu'en réalité, deux processus de libération soient présents mais que celui lié à b_1 soit masqué par celui lié à b_2 . Comme dans le cas de la lumière rouge, il semble que les porteurs liés au paramètre b_2 aient un poids plus important que ceux liés au paramètre b_1 . 35% des porteurs liés au paramètre b_2 reviennent à leur état initial.

Comparons maintenant la différence de variation entre la permittivité de l'échantillon sous l'effet d'une lumière rouge et verte. Lorsque la lumière rouge est envoyée vers le semi-conducteur, on observe une variation de la permittivité $\Delta\epsilon_{\text{rouge}}$ d'environ 3.5×10^{-5} . Dans ce cas, le coefficient $b_{1 \text{ rouge}}$ est égal à 121.5. Lorsque la lumière verte est envoyée vers le semi-conducteur, on observe une variation de la permittivité $\Delta\epsilon_{\text{vert}}$ d'environ 1×10^{-5} . Dans ce cas, le coefficient $b_{1 \text{ vert}}$ est égal à 7.24×10^{-7} . Ainsi, alors que le rapport $\Delta\epsilon_{\text{rouge}} / \Delta\epsilon_{\text{vert}}$ n'est que de 3.5, le rapport $b_{1 \text{ rouge}} / b_{1 \text{ vert}}$ est bien supérieur (environ 1.7×10^8). Cela montre que les changements d'état des impuretés sensibles à la lumière verte ont un impact plus grand sur les propriétés du semi-conducteur. Cela nous conduit à penser que la lumière verte a une influence sur des impuretés qui ont un poids plus fort que celles mise en cause lorsque la lumière rouge est envoyée.

- Dépendance en température

La dépendance de l'effet de la lumière en fonction de la température laisse supposer qu'un plus grand nombre de porteurs sont piégés lorsque la température diminue. De ce

fait, nous observons une diminution de pertes micro-ondes liée à une diminution de la conductivité intrinsèque du semi-conducteur. Dans l'obscurité, la tangente de pertes du GaP diminue avec la température. Lorsque la lumière est allumée, les photons incidents génèrent un changement d'état des porteurs faisant intervenir les impuretés présentes dans la BI. A température ambiante, nous n'observons aucun effet car l'énergie thermique de l'environnement est probablement assez forte pour ioniser ces impuretés.

Nous avons utilisé le même modèle que précédemment afin de déterminer les constantes de temps lors du processus de libération pour l'échantillon de GaP à 50K sous l'effet d'une lumière blanche. En considérant que la lumière blanche est composée principalement de vert et de rouge (Figure 32) et pour faciliter l'interpolation des courbes, nous avons utilisé les constantes de temps obtenues lorsque le GaP est sous l'effet d'une lumière rouge et verte. Ainsi, ces constantes de temps sont $\tau_1 = 23.9s$, $\tau_2 = 454.9s$ et $\tau_3 = 4231.2s$. A partir de cela, nous pouvons alors interpoler les courbes de la Figure 38 et on obtient les coefficients b_i listés dans le tableau ci-dessous :

Tableau 5 : Constantes pour l'échantillon de GaP sous l'effet d'une lumière blanche d'une puissance de 10mW à différentes températures

Temp	Lumière allumée						Lumière éteinte	
	b_1	τ_1	b_2	τ_2	b_3	τ_3	b_1	τ_1
36.4	+ 9.3e-2	23.9	+ 2.2e-5	454.9	+ 4,00e-08	4231	- 4.1e-6	554.2
50	+ 2.8e-3	23.9	+ 3.7e-6	454.9	+ 4,00e-08	4231	- 4.2e-7	128.2
75	+ 2.1e-5	23.9	+ 8.1e-7	454.9	+ 4,00e-08	4231		

Du fait que la source est polychromatique, à partir de ce tableau, il est difficile de donner des conclusions sur le type de porteurs mis en cause.

Il est possible que certains processus de libération et / ou de capture soient masqués par d'autres (on a toujours un résidu statique R d'interpolation > 0.999). Cependant, il est clair que plus la température est faible, plus de taux de génération G de porteurs est grand ($b_1 = 9.3 \times 10^{-2}$ à 36.4K et $b_1 = 2.1 \times 10^{-5}$ à 75K).

V. 1. 6. Effet de la lumière blanche sur le GaP pour différentes zones éclairées

Dans cette expérience, nous étudions l'influence de la zone éclairée sur les modifications des propriétés de l'échantillon. Pour cela, la lumière blanche est envoyée à deux endroits différents (par l'intermédiaire des trous n°1 et 2) afin d'éclairer des zones ayant un confinement du champ électrique différent (Figure 45). L'évolution des modes $WGE_{11,0,0}$ et $WGE_{20,0,0}$ a été enregistrée sous l'effet d'une lumière blanche de 10mW de puissance.

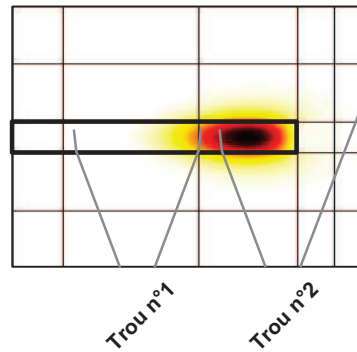


Figure 45 : Position des trous n°1 et 2

V. 1. 6. 1. Mesures pour $m = 11$ et pour les trous n°1 et 2

Ici, le mode $WGE_{11,0,0}$ (fréquence du mode égale à 10.9GHz) a été mesuré pendant que la lumière était envoyée au travers des trous n°1 et n°2 (2 mesures indépendantes ont été réalisées). On appelle « surface 1 » la surface éclairée par le trou n°1 et « surface 2 », celle éclairée par le trou n°2. La Figure 46 montre la position approximative des surfaces éclairées. Il est clair que la lumière éclairant la surface 2 éclaire une zone dans laquelle le champ électrique est plus confiné. A partir de l'annexe 1, nous pouvons calculer les surfaces en contact « direct » avec la lumière :

- Surface 1 = 88.3mm²
- Surface 2 = 58.6mm²

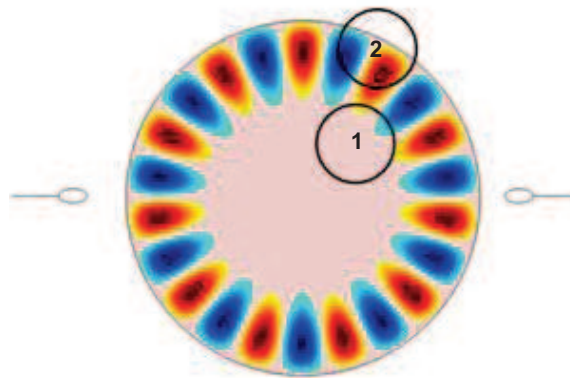


Figure 46 : Répartition du champ électrique à mi-hauteur de l'échantillon du mode $WGE_{11,0,0}$ et position des zones éclairées n°1 et 2

La Figure 47 et la Figure 48 montrent respectivement l'évolution de la permittivité et des pertes microondes en fonction du temps pour le mode $WGE_{11,0,0}$ et pour deux surfaces éclairées différentes.

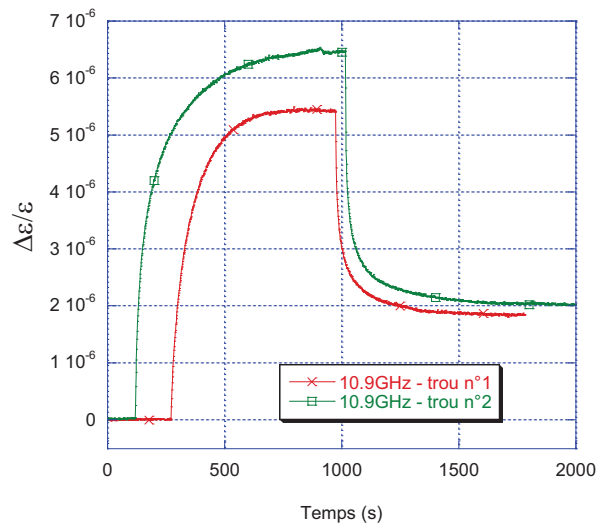


Figure 47 : Evolution de la permittivité en fonction du temps sous l'effet d'une lumière blanche pour le mode $WGE_{11,0,0}$ pour différentes positions de zone éclairée

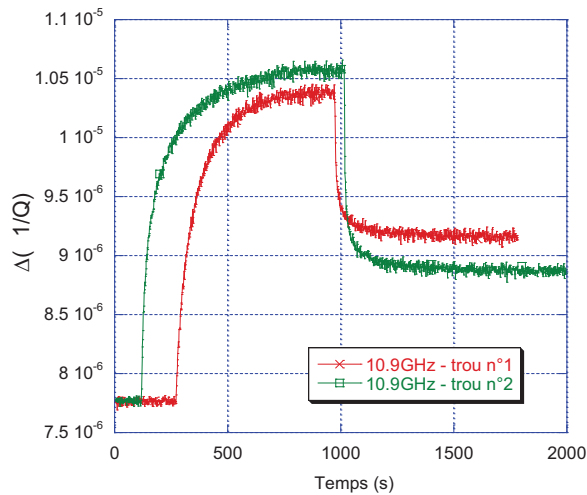


Figure 48 : Evolution des pertes en fonction du temps sous l'effet d'une lumière blanche pour le mode $WGE_{11,0,0}$ pour différentes positions de zone éclairée

Les deux figures précédentes montrent que l'effet de la lumière sur le semi-conducteur sur la surface 2 est légèrement plus important. Cela laisse supposer que la lumière affecte l'échantillon où le champ électrique est confiné. Cependant, le changement généré par un éclairage de la surface 2 n'est guère supérieur à celui généré par un éclairage de la surface 1. Cela laisse penser que les réflexions intérieures de la cavité jouent un rôle important et seraient donc à considérer.

V. 1. 6. 2. Mesures pour $m = 20$ et pour les trous n°1 et 2

La même expérience a été menée sur le mode $WGE_{20,0,0}$. La Figure 49 montre la position approximative des zones éclairées. Une fois de plus, il est clair que le facteur de remplissage du champ électrique dans la zone 2 est plus important que dans la zone 1.

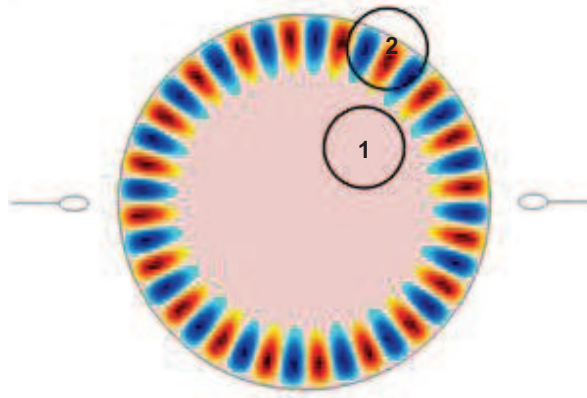


Figure 49 : Répartition du champ électrique à mi-hauteur de l'échantillon du mode $WGE_{20,0,0}$ et position des zones éclairées n°1 et 2

La Figure 50 et la Figure 51 montrent respectivement l'évolution de la permittivité et des pertes microondes en fonction du temps pour le mode $WGE_{20,0,0}$ et sur deux surfaces éclairées différentes.

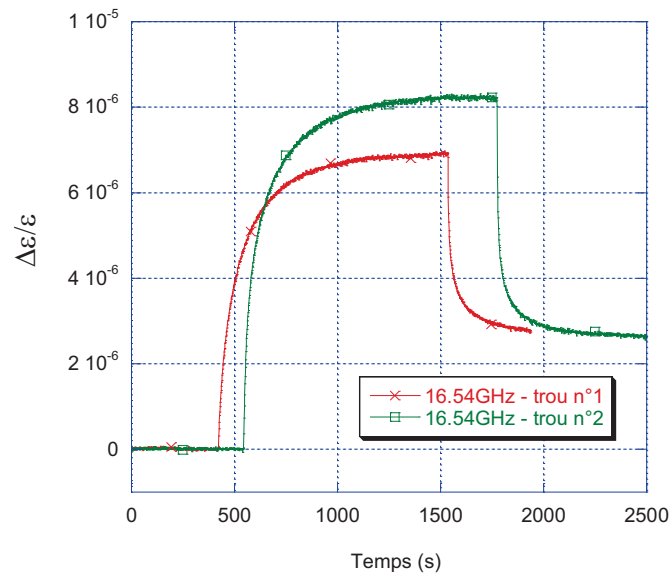


Figure 50 : Evolution de la permittivité en fonction du temps sous l'effet d'une lumière blanche pour le mode $WGE_{20,0,0}$ pour différentes positions de zone éclairée

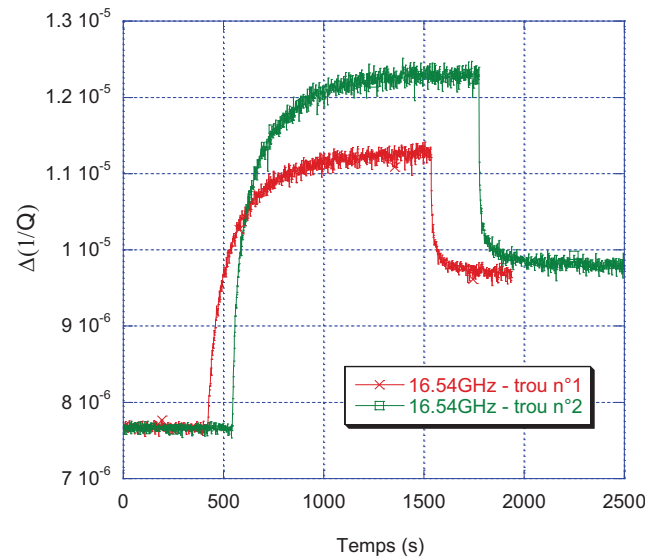


Figure 51 : Evolution des pertes en fonction du temps sous l'effet d'une lumière blanche pour le mode $WGE_{20,0,0}$ pour différentes positions de zone éclairée

Cette expérience nous amène aux mêmes conclusions que précédemment. L'effet de la lumière sur le semi-conducteur est plus important lorsqu'une zone où le facteur de remplissage du champ électrique est en contact direct avec la lumière. Cette fois-ci, la différence entre une injection de la lumière dans le trou n°1 et une injection dans le trou n°2 est plus importante. Cependant, si on se rapporte à la Figure 49, l'effet de la lumière n'est pas lié à une illumination directe (pas ou très peu de champ électrique dans cette zone) mais à des réflexions internes dans la cavité.

Il est donc très difficile de déterminer le nombre de photons entrant en contact sur la surface de l'échantillon cylindrique. Pour résoudre ce problème, il faudrait recouvrir (ou peindre) les murs de la cavité d'un élément qui absorberait la lumière évitant donc les réflexions secondaires.

V. 1. 7. Conclusion

Toutes les expériences sur l'échantillon de phosphure de gallium nous permettent de donner quelques observations sur l'effet de la lumière sur les semi-conducteurs.

La méthode permet bien de caractériser l'effet de la lumière sur les semi-conducteurs. On observe une variation de la conductivité du semi-conducteur lorsque la lumière est injectée. L'évolution de la permittivité relative et la tangente de pertes est conforme à la

génération de porteurs due à une excitation lumineuse. La même évolution a été observée dans le passé à l'aide de méthodes plus classiques de caractérisation [1-16].

Les mesures ont montré que la température a une influence importante sur la sensibilité du GaP sous l'effet de la lumière. Lorsque la température est supérieure à 100K, nous n'observons aucun effet de la lumière sur l'échantillon. On peut donc conclure que l'ionisation des impuretés a un rôle primordial dans l'effet observé permettant un changement d'état des porteurs libres. De plus, nous avons remarqué que lorsque la température diminue, un plus grand nombre de paires électron / trou est créé.

L'intensité de la puissance lumineuse a aussi un impact sur les propriétés du semi-conducteur. Lorsque la puissance augmente, le nombre de photons injectés vers le semi-conducteur devient plus important ce qui génère ainsi un plus grand nombre de changements d'état des porteurs libres et donc une pénétration de la lumière dans l'échantillon.

Enfin, on a montré que l'effet observé est principalement lié aux impuretés (donneurs et / ou accepteurs) présents dans la bande interdite du semi-conducteur. L'expérience avec les lasers montre ainsi que les transitions faisant intervenir les impuretés sont prédominantes dans le changement d'état des porteurs libres et que certaines impuretés ont un poids plus fort que d'autres sur les modifications des propriétés du semi-conducteur. Dans le cas du GaP, il semble qu'il y est plus d'impuretés sensibles à la lumière rouge que d'impuretés sensible à la lumière verte. Nous n'observons pas d'effet de la lumière bleue sur le semi-conducteur. Cela laisse penser que des impuretés présentes en surface du GaP absorbent très fortement les photons incidents empêchant ainsi la lumière de pénétrer dans l'échantillon et de générer des transitions bande à bande ou bande / impuretés. Ces impuretés ou défauts ont probablement une forte énergie qui fait que même à température ambiante, ces impuretés ne sont pas ionisées.

La connaissance de la concentration des différentes impuretés dans l'échantillon de GaP pourrait nous permettre de valider nos conclusions (pourcentage d'impuretés ionisées à telle température, types d'impuretés, niveaux d'énergie de ces impuretés, etc) et donc valider notre méthode de caractérisation. Malheureusement, la société qui nous a fourni cet échantillon n'a pas ces informations. Une analyse classique (spectroscopie) du matériau pourrait nous donner ces informations.

V. 2. Mesures sur l'échantillon d'arséniure de gallium

Nous nous intéressons maintenant à l'échantillon du GaAs. Cet échantillon a été étudié sous l'effet de différentes longueurs d'ondes. Le mode enregistré est un mode $WGH_{7,0,0}$ (Figure 52) ayant une fréquence de résonance de 12.53GHz et un facteur de remplissage électrique de 0.982 à 50K. Aucun effet de la lumière n'est observé à température ambiante.

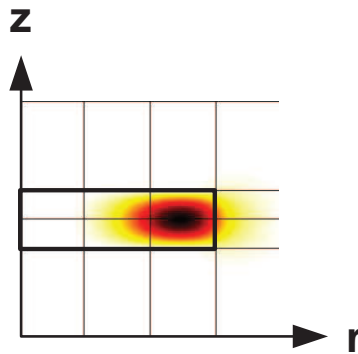


Figure 52 : Densité du champ E_z (module) sur une moitié de structure du mode $WGH_{7,0,0}$ du GaAs

V. 2. 1. Effet de la lumière sur le GaAs à 50K

Nous avons utilisé les mêmes lasers (rouge, vert et bleu) que dans la partie précédente afin de soumettre l'échantillon de GaAs à la lumière. La fréquence de résonance et le facteur de qualité du mode $WGH_{7,0,0}$ ont été enregistrés. L'arséniure de gallium est un semi-conducteur avec une BI directe avec une énergie E_g égale à 1.51eV à 50K. Dans le cas de ce semi-conducteur, l'énergie des photons « rouges », « verts » et « bleus » est supérieure à celle de l'énergie E_g . Leurs énergies sont donc assez élevées pour permettre une transition directe bande à bande. Comme nous allons le voir par la suite, les lumières rouges, vertes et bleues modifient les propriétés du semi-conducteur. Cependant, aucun effet étant observé à température ambiante. Les impuretés présentes dans la BI semblent donc être responsables de l'effet observé.

L'échantillon de GaAs montre une forte sensibilité à la lumière verte ce qui nous empêche d'enregistrer le mode avec notre banc de mesure décrit précédemment. Notre système d'acquisition est limité par le temps de balayage (1s) de la fenêtre sur l'ARV. Lorsque la lumière verte est envoyée, le mode disparaît aussitôt dans le bruit de l'analyseur. Les mesures de l'effet de la lumière verte seront donc détaillées dans la partie suivante.

La Figure 53 et la Figure 54 montrent respectivement l'évolution de la permittivité et des pertes microondes en fonction du temps pour l'échantillon de GaAs soumis à une lumière rouge et une lumière bleue.

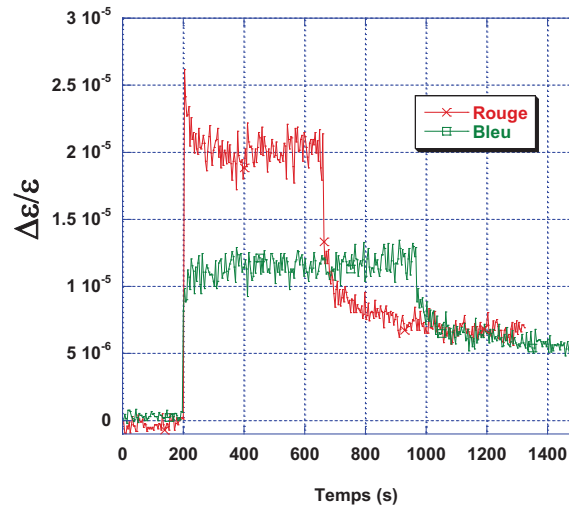


Figure 53 : Evolution de la permittivité du GaAs en fonction du temps sous l'effet d'une lumière rouge et bleue

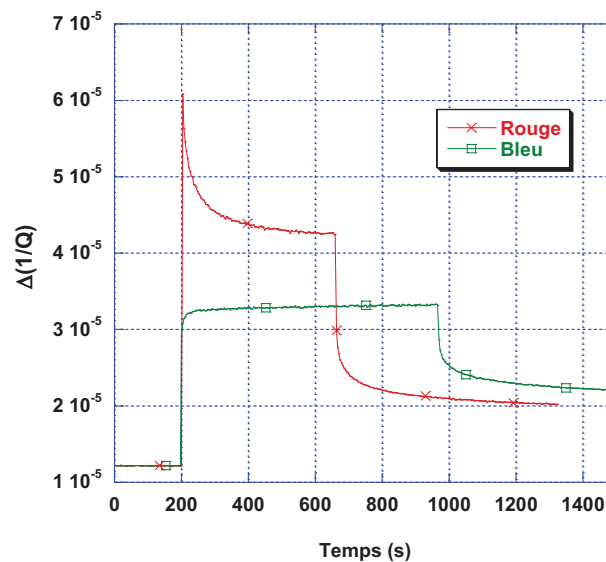


Figure 54 : Evolution des pertes en fonction du temps sous l'effet d'une lumière rouge et bleue

La lumière bleue a un effet similaire aux cas précédents avec un changement progressif de la permittivité et des pertes en fonction du temps jusqu'à stabilisation. Cependant, la

lumière rouge a elle un effet différent de celui observé précédemment. Lors du premier éclairage, un saut de la permittivité et des pertes suivi d'une décroissance lente jusqu'à stabilisation est observé (toujours lumière allumée). Ensuite, lorsque l'on éteint la lumière, on observe une décroissance de la permittivité et des pertes jusqu'à stabilisation.

A l'aide du modèle précédemment utilisé pour l'échantillon de GaP, nous pouvons déterminer les différentes constantes lorsque l'échantillon de GaAs est soumis à une lumière rouge et bleu. Pour pouvoir déterminer une très bonne interpolation de ces courbes (Figure 53 et Figure 54), il nous a fallu utiliser des coefficients b_i positifs (liés à un processus de libération) et des coefficients b_i négatifs (liés à un processus de capture). Sans cela, les interpolations obtenues étaient très mauvaises. Ces coefficients sont listés dans le Tableau 6.

Tableau 6 : Constantes pour l'échantillon de GaAs sous l'effet d'une lumière rouge puis bleue d'une puissance de 1.4mW à 50K

	Lumière allumée				Lumière éteinte			
	b_1	τ_1	b_2	τ_2	b_1	τ_1	b_2	τ_2
Rouge	+ 1.46e-5	21.67	- 1.4e-6	300.6	- 3.38e3	2.07	- 1.45e-6	221
Bleu	+ 2.82e9	1.88	+ 6.3e-8	1683.8	- 7.35e3	3.16	- 2.31e-7	1539.3

Sous l'effet de la lumière rouge, notre modèle nous permettrait de supposer que, lorsque l'on allume la lumière, il y a la présence de deux processus : un processus très rapide de libération suivi d'un processus de capture plus lent. Ensuite, lorsque l'on éteint la lumière, deux processus de capture sont observés, un rapide et un plus lent. Cependant, si l'on se réfère à la Figure 11, on voit bien que lorsque la lumière est allumée, seuls des processus de libération sont générés. Cette figure et les équations liées à cette dernière étaient valables dans le cas de transitions simples bande à bande ou bande / impureté. Dans le cas où la lumière rouge est envoyée vers le semi-conducteur, on suppose que des électrons provenant d'atomes impurétés donneurs sont libérés pour être propulsés dans la bande de conduction et que des phonons (vibrations thermiques) rentrent en jeu dans le processus de libération et de capture. Les électrons provenant des impuretés de la bande interdite peuvent alors changer de moment et donc glisser sur la partie droite (dans le sens de $\langle 111 \rangle$ du moment quantique où le niveau de l'énergie de la bande interdite est égale à E_T) de la Figure 22. Ces électrons se retrouvent alors piégés dans ce nouvel état. Nous suggérons que ce sont les phonons qui génèrent ce pic lors de l'allumage de la lumière dû à la thermalisation des électrons. La lente décroissance observée ensuite (lumière toujours allumée) représente un processus de libération des électrons excités thermiquement.

Ensuite, lorsque l'on éteint la lumière, on observe, comme dans le cas du GaP, des processus de capture.

Le modèle présenté doit alors être légèrement modifié lorsqu'il y a l'apparition de phonons lors du processus d'excitation. Dans le cas de la lumière rouge sur le GaAs, le coefficient b_2 ne serait alors pas lié à un quelconque processus de capture ou libération mais à un processus faisant intervenir des phonons.

Nous pensons que c'est le même phénomène qui est la raison du changement fort et rapide des propriétés du GaAs lorsque l'on allume la lumière verte. Ce changement est plus important que dans le cas de la lumière rouge car la concentration des impuretés sensibles à la lumière verte est probablement bien plus grande que la concentration des impuretés sensibles à la lumière rouge.

En revanche, le phénomène lié à la lumière bleue reste le même que celui observé sur le GaP. Dans ce cas, on observe deux processus de libération suivis de deux processus de capture. Lorsque l'on envoie la lumière bleue vers l'échantillon, des électrons présents à la périphérie des atomes impuretés donneurs et / ou accepteurs présents dans la bande interdite permettent les transitions présentées dans la partie théorique de ce chapitre.

V. 2. 2. Mesures du GaAs sous l'effet d'une lumière verte

Du fait de la grande sensibilité du GaAs sous l'effet de la lumière verte, il a été nécessaire d'utiliser un banc de mesures différent (Figure 55) afin de pouvoir enregistrer l'évolution du mode. Ces mesures ont pour but de nous donner une idée sur la valeur des constantes de temps liées aux processus de capture et de libération des porteurs. Comme nous allons le voir, cette technique ne permet pas de mesurer l'évolution de la permittivité et la tangente de pertes du GaAs.

V. 2. 2. 1. Banc de mesure

Pour cette expérience, un laser vert générant une longueur d'onde de 532nm et possédant une entrée de modulation a été utilisé. La puissance de sortie du laser peut être modulée à l'aide d'un générateur basse fréquence (GBF). Un collimateur permet d'injecter la lumière dans la fibre optique. Un synthétiseur de fréquences microondes est connecté à l'entrée de la cavité et sa fréquence est réglée pour être égale à la fréquence du mode $WGH_{7,0,0}$ dans l'obscurité. Un détecteur microonde connecté à la sortie de la cavité permet de convertir la puissance microonde reçue en tension. Ce détecteur est ensuite

relié à un oscilloscope numérique (Figure 55) par l'intermédiaire d'un amplificateur faible bruit (SRS).

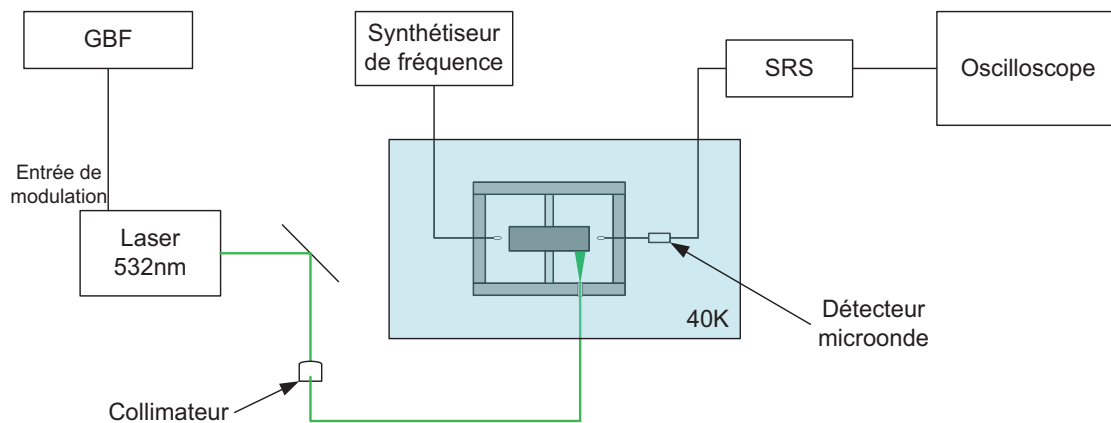


Figure 55 : Banc de mesure permettant de mesurer l'évolution des pertes microondes dans l'échantillon de GaAs sous l'effet de la lumière verte

La tension appliquée sur l'entrée de modulation peut varier de 0 à 1V. Lorsqu'elle est nulle, la puissance optique en sortie de la fibre est de $200\mu\text{W}$ et lorsqu'elle est de 1V, la puissance mesurée est de 10mW.

Lorsque la lumière est envoyée vers l'échantillon, la fréquence change et les pertes microondes augmentent (Figure 56). Le synthétiseur de fréquence étant réglé sur la fréquence centrale du mode dans l'obscurité, le détecteur ne mesure plus la puissance du mode de résonance. Cette méthode est utilisée pour étudier les temps de réponse du GaAs sous l'effet de la lumière verte modulée.

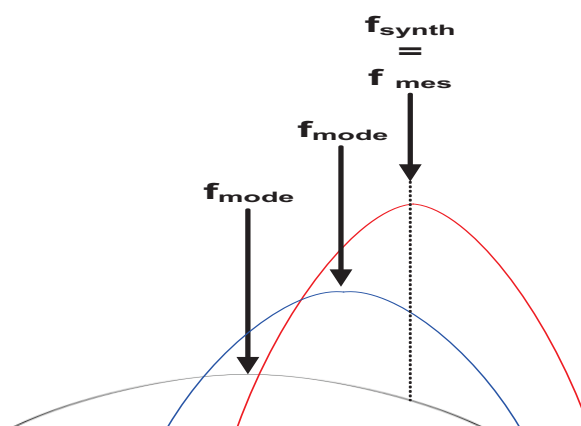


Figure 56 : Evolution d'un mode de résonance sous l'effet de la lumière

V. 2. 2. 2. Mesures

Le laser vert a été modulé avec un GBF générant des signaux périodiques carrés et sinusoïdaux avec des tensions variant entre 0V et 1V.

V. 2. 2. 2. 1. Modulation par un signal carré

L'échantillon de GaAs qui est refroidi à 40K a été éclairé par une lumière verte modulée par un signal carré à différentes fréquences dans le but d'observer la réponse microonde de ce semi-conducteur.

La Figure 57 montre la réponse du GaAs modulé avec un signal carré de 10mHz. Nous estimons la constante de temps lorsque la lumière est allumée à environ 800ms. Lorsque l'on allume la lumière, le mode disparaît rapidement dans le bruit et lorsque l'on éteint la lumière, on observe deux constantes de temps, une rapide et une longue. La constante de temps rapide est estimée à 2.5s. De plus, même après une attente de 50s, les modifications dues au changement d'état des porteurs libres ne sont pas stabilisées. Cela nous montre que les temps d'excitation et de relaxation des porteurs sont très différents.

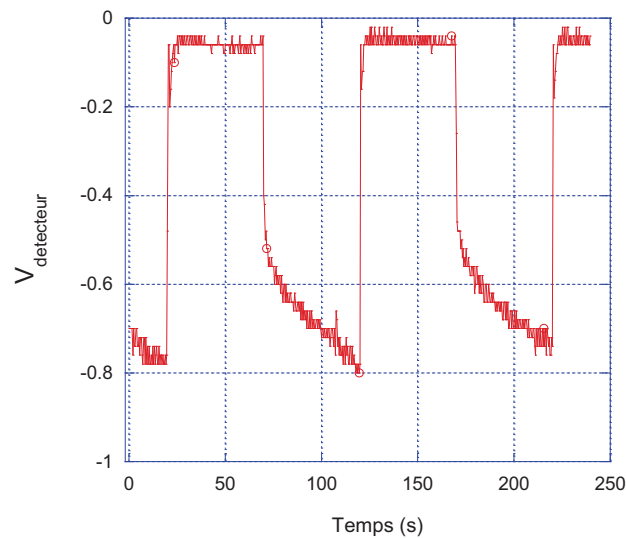


Figure 57 : Réponse du GaAs sous l'effet d'une lumière verte modulée par un signal carré de 10mHz à 40K

Les figures 58 et 59 montrent la réponse du GaAs sous l'effet d'une lumière verte modulée par, respectivement, un signal carré de 1Hz et 10Hz. Dans les deux cas, les porteurs libres n'ont pas le temps d'atteindre un état d'équilibre lorsque la lumière est allumée ou éteinte. On constate que sous l'effet d'un signal de modulation périodique, la réponse mesurée est aussi périodique. La tension crête à crête devient plus faible lorsque la fréquence de modulation augmente.

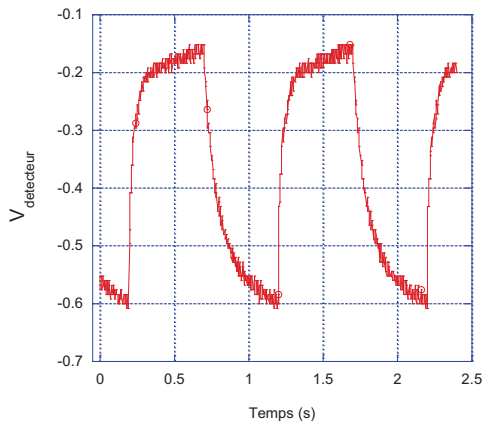


Figure 58 : Réponse du GaAs sous l'effet d'une lumière verte modulée par un signal carré de fréquence 1Hz à 40K

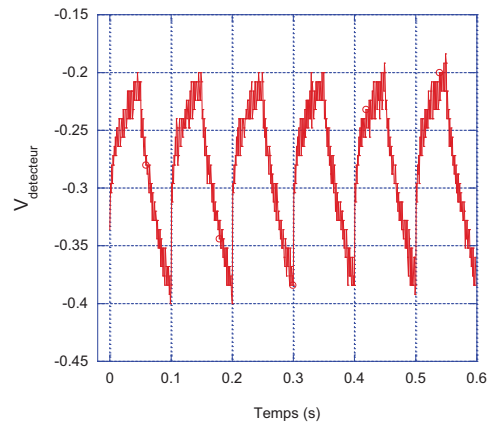


Figure 59 : Réponse du GaAs sous l'effet d'une lumière verte modulée par un signal carré de fréquence 10Hz à 40K

A cause du manque de résolution de l'oscilloscope (1mV) et d'un temps de réponse du GaAs trop grand, il est difficile de mesurer la réponse de l'échantillon pour une fréquence de modulation supérieure à 1kHz, la tension crête à crête étant de l'ordre de quelques millivolts.

V. 2. 2. 2. 2. Modulation par un signal sinusoïdal

L'échantillon de GaAs est cette fois-ci éclairé par une lumière verte modulée par un signal sinusoïdale de différentes fréquences (Figure 60). Afin d'augmenter la sensibilité de l'échantillon, ces mesures ont été réalisées à 36.5K, température minimale que nous pouvons atteindre avec notre cryogénérateur. Le coefficient de qualité est plus grand et on augmente ainsi la dynamique de mesure du système.

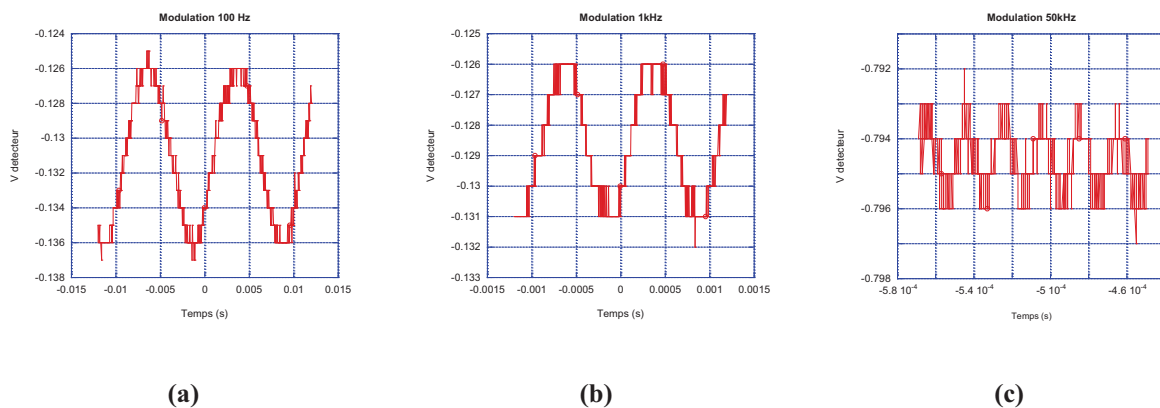


Figure 60 : Réponse du GaAs sous l'effet d'une lumière verte modulée par des signaux sinusoïdaux de (a) 100Hz, (b) 1KHz) et (c) 50KHz

A cette température, il est possible d'observer à l'oscilloscope une réponse du GaAs sous l'effet d'une lumière verte modulée de 100Hz à 50KHz. Une fois de plus, la limitation est liée au manque de résolution de l'oscilloscope.

La Figure 61 montre l'évolution de la tension crête à crête du détecteur (sans amplification) en fonction de la température. Les mesures ont été réalisées pour une fréquence de modulation sinusoïdale de 100Hz. On observe une forte augmentation de la sensibilité du GaAs lorsque la température diminue. Cela vient du fait que le coefficient de qualité du GaAs augmente lorsque la température diminue. Ainsi la sensibilité du GaAs est plus grande lorsque la température diminue.

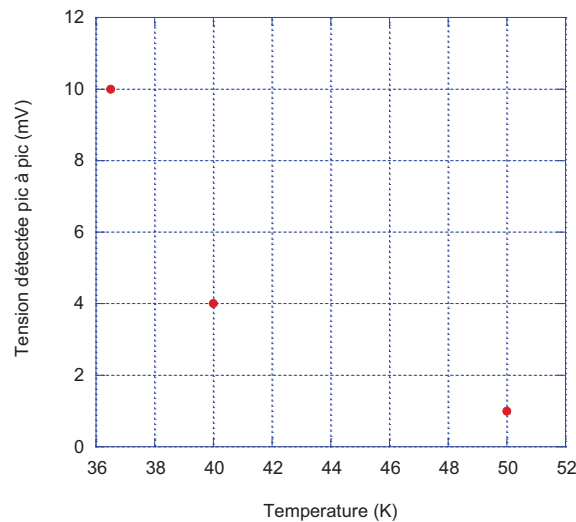


Figure 61 : Tension crête à crête du détecteur en fonction de la température pour l'échantillon de GaAs sous l'effet de la lumière verte modulée par un signal sinusoïdale de fréquence 100Hz

V. 2. 3. Conclusion

Dans cette partie, nous avons décrit l'effet de la lumière rouge, verte et bleue sur l'échantillon de GaAs. Ces expériences montrent tout d'abord que les temps de réponse du GaAs sont plus petits que ceux observés sur le GaP. Si l'on compare la mobilité des porteurs dans ces deux échantillons (cf. IV. 2. 1 et IV. 2. 2), on constate que la mobilité des donneurs (μ_n) du GaAs ($8000 \text{ cm}^{-2} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$) est très supérieure à celle des donneurs dans le GaP ($300 \text{ cm}^{-2} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$). Cela peut expliquer la réaction plus importante de l'échantillon de GaAs sous l'effet de la lumière.

Ces expériences ont aussi montré la grande sensibilité de l'échantillon de GaAs sous l'effet de la lumière verte et un phénomène étrange sous l'effet de la lumière rouge. Dans

tous les cas, les impuretés présentes dans l'échantillon sont responsables de l'effet observé. Les explications exactes du phénomène physique dans le GaP sous l'effet de la lumière restent encore difficiles à expliquer. Notre méthode de caractérisation a permis de mesurer les différentes valeurs du coefficient d'absorption du GaAs aux longueurs d'onde mesurées.

V. 3. Mesures sur l'échantillon de carbure de silicium (SiC)

L'échantillon de carbure de silicium a été testé sous l'effet de lumières rouge, verte et bleue à 50K pour différentes fréquences. Les modes $TE_{0,1,\delta}$ et $WGE_{8,0,0}$ ont été mesurés. Le mode $TE_{0,1,\delta}$ (Figure 62) a une fréquence de résonance de 10.9GHz à 50K et un facteur de remplissage électrique de 0.834. Le mode $WGE_{8,0,0}$ a une fréquence de résonance de 36.5GHz à 50K et un facteur de remplissage électrique de 0.958. Nous avons choisi d'étudier le mode TE dans le cas du SiC car la forme des modes de galerie pour des nombres de variations azimutales différents de 8 n'était pas exploitable.

Rappelons que le carbure de silicium est un semi-conducteur avec une BI indirecte (cf IV. 2. 3). L'énergie nécessaire pour réaliser une transition directe bande à bande E_r est comprise entre 5 et 6eV. Aucune des énergies des photons provenant de nos lasers (2eV (rouge), 2.3eV (vert) et 3.2eV (bleu)) ne sera donc suffisante pour réaliser les transitions bande à bande décrites dans la partie III. 3. 3. 2. Nous rappelons aussi qu'aucun effet n'est observé à température ambiante.

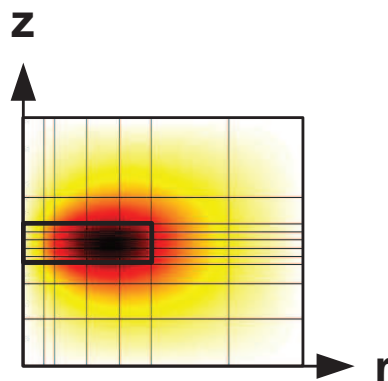


Figure 62 : Densité du champ E_θ (module) sur une moitié de structure du mode $TE_{0,1,\delta}$

V. 3. 1. Effet de la lumière sur le SiC à 50K

Le mode $TE_{0,1,\delta}$ a été mesuré sous l'effet de lasers rouge ($\lambda=633\text{nm}$), vert ($\lambda=532\text{nm}$) et bleu ($\lambda=402\text{nm}$) ayant chacun une puissance optique à la sortie de la fibre optique de

1.4mW. La Figure 63 montre l'évolution de la permittivité du SiC en fonction du temps sous l'effet de ces trois lasers. Suite à un problème d'acquisition, les facteurs de qualité n'ont pas été enregistrés. Néanmoins, nous pouvons supposer que, d'après les mesures réalisées sur les autres semi-conducteurs et celles qui seront présentées dans la partie V. 3. 2, l'évolution des pertes microondes est la même que celle de la permittivité.

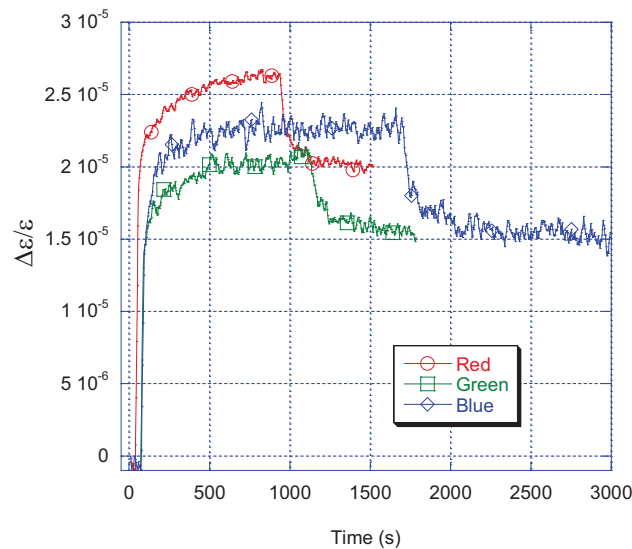


Figure 63 : Evolution de la permittivité en fonction du temps pour l'échantillon de SiC sous l'effet des lumières rouge, verte et bleue à 50K

Cette figure montre que les trois lumières semblent avoir un effet quasi identique sur le SiC. Nous avons utilisé le modèle précédent afin de déterminer les différentes constantes. Dans le tableau suivant sont listées ces différentes constantes. Les interpolations sont dans ce cas moins bonnes que celles réalisées dans le cas du GaP et GaAs du fait que le bruit de mesure de la fréquence est relativement important. On obtient un résidu statique R de l'ordre de 0.96.

Tableau 7 : Constantes pour l'échantillon de SiC-4H sous l'effet des lumières rouge, verte et bleue d'une puissance de 1.4mW à 50K

	Lumière allumée				Lumière éteinte			
	b_1	τ_1	b_2	τ_2	b_1	τ_1	b_2	τ_2
Rouge	- 1.03e-5	147	+ 4.99e-6	341.4	- 1.58e-6	176.3	x	x
Vert	- 9.85e-6	147.7	+ 4.85e-6	330.3	- 7,00e-6	127	x	x
Bleu	+ 1.14e-5	78.3	+ 4.57e-6	216.9	- 5.04e-3	36.2	- 9.93e-7	1026.2

Comme nous l'avons vu précédemment, l'énergie des photons n'est pas suffisante pour permettre la transition bande à bande. Dans ce cas, les modifications de propriétés du SiC

ne peuvent être générées que par des transitions bande / impuretés. Les constantes du tableau précédent montrent la présence de deux coefficients b_i négatifs lors de l'allumage des lumières rouge et verte. Cela nous amène donc à dire qu'il y a la création de phonons lors de l'allumage des deux lumières. Ces phonons sont probablement responsables du changement initial rapide lors de l'allumage de la lumière. Le nombre de phonons générés dans les deux cas est probablement bien inférieur au nombre de phonons générés dans le GaAs sous l'effet des lumière verte et rouge car, ici le processus de thermalisation n'est pas observé, masqué par un processus de libération plus classiquement observé sur le GaP dû à d'autres impuretés.

La lumière bleue a elle un effet similaire à celui observé sur le GaP avec la présence de deux processus de libération et deux processus de capture. De même, les changements observés sont dus à un changement d'état des électrons des atomes impuretés présents dans la bande interdite.

V. 3. 2. Effet de la lumière bleue sur différents modes

Dans cette expérience, la lumière bleue est envoyée sur le SiC afin d'observer son effet sur les modes $TE_{0,1,1}$ et $WGE_{8,0,0}$ à 50K. La position approximative de la lumière sur l'échantillon est montrée Figure 64. Dans le cas du mode TE, la lumière éclaire une zone dans laquelle environ 20% du champ est confiné. Dans le cas du mode WGE, la lumière éclaire une zone dans laquelle environ 16% du champ est confiné. L'échantillon de SiC-4H a une apparence transparente, ce qui laisse supposer que le nombre d'impuretés est faible. De plus, contrairement au GaP et au GaAs, l'échantillon de SiC laisse passer la lumière. Cela signifie que principalement tout l'échantillon dans son volume est potentiellement soumis à l'effet de la lumière, dû aux réflexions internes dans la cavité.

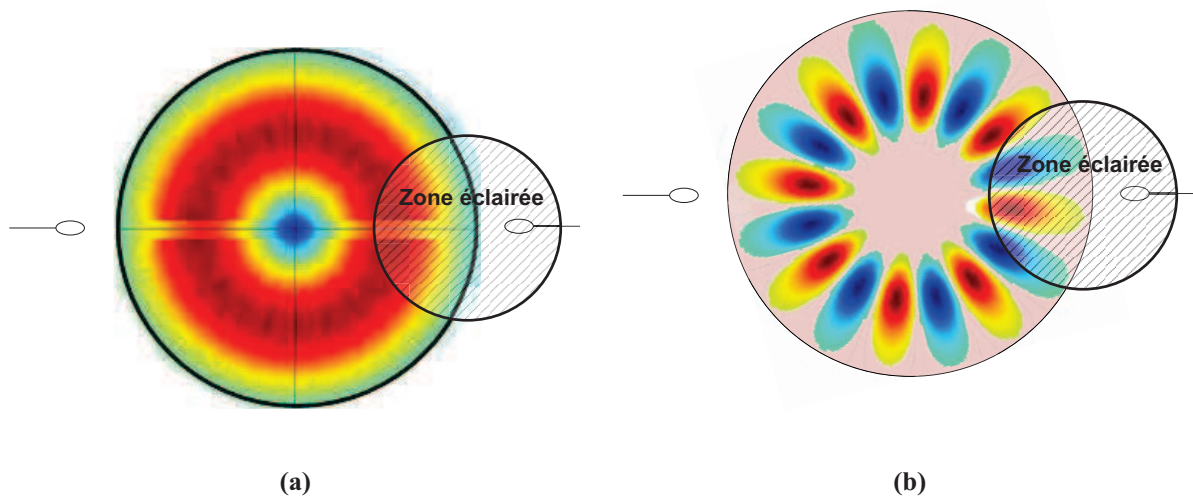


Figure 64 : Répartition du champ électrique à mi hauteur de l'échantillon pour les modes (a) $TE_{0,1,\delta}$ et (b) $WGE_{8,0,0}$

Les figures 65 et 66 montrent l'évolution de la permittivité et des pertes microondes du SiC sous l'effet d'une lumière bleue à 50K pour les modes $TE_{0,1,\delta}$ et $WGE_{8,0,0}$.

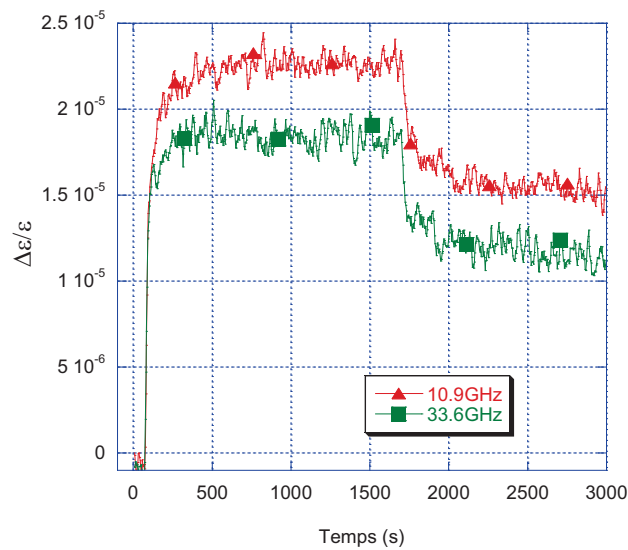


Figure 65 : Evolution de la permittivité en fonction du temps sous l'effet d'une lumière bleue pour les modes $TE_{0,1,1}$ et $WGE_{8,0,0}$ à 50K

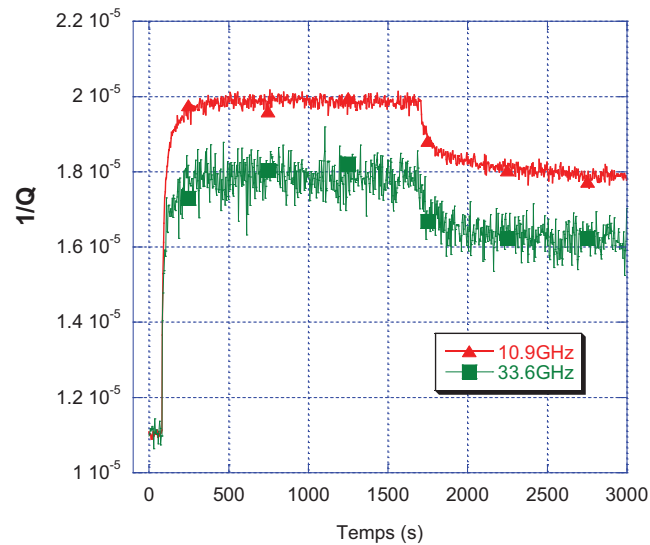


Figure 66 : Evolution des pertes microondes en fonction du temps sous l'effet d'une lumière bleue pour les modes TE_{0,1,1} et WGE_{8,0,0} à 50K

Ces figures montrent que la lumière a un effet légèrement plus important sur l'évolution des propriétés microondes du SiC dans le cas du mode TE. En effet, la lumière en éclairage direct éclaire 4% de champ électrique de plus pour le mode TE que pour le mode WGE.

Ceci nous amène à conclure une fois de plus que la lumière affecte l'échantillon sous test si une partie du champ est situé dans la zone éclairée.

V. 3. 3. Conclusion

Les expériences sur l'échantillon de carbure de silicium ont permis d'évaluer le coefficient d'absorption du SiC-4H aux trois longueurs d'onde mesurées.

Ces expériences montrent que la lumière incidente génère un décalage en fréquence et une augmentation des pertes du mode mesuré que si une partie du champ de ce mode est située dans la zone éclairée.

Les expériences ont montré l'existence de différents processus permettant la création de paires électron / trou du semi-conducteur. Ces créations de paires électron / trou sont dues à la présence d'impuretés dans la bande interdite. Dans le cas de ce semi-conducteur, on observe deux processus différents lors de l'allumage de la lumière. Nous pensons que les processus liés à l'injection des lumières verte et rouge permettent de faire intervenir des phonons. La lumière bleue génère seulement des transitions bandes / impuretés.

Une fois de plus, la connaissance des impuretés dans la bande interdite pourrait nous permettre de valider nos observations.

VI. Synthèse des résultats

A partir des mesures réalisées sur nos échantillons de GaP, GaAs et SiC-4H, il est possible de déduire, selon une unité arbitraire, la tendance de l'évolution du coefficient d'absorption de ces derniers en fonction des trois longueurs d'onde utilisées.

Tout d'abord le GaP. Nous avons constaté que c'est la lumière rouge qui avait l'effet le plus important sur les changements des propriétés du GaP. La lumière verte a un effet légèrement inférieur. Les changements sous l'effet d'une lumière bleue sont inexistantes. Par exemple, à 50K, les changements de la permittivité dus à la lumière sont :

- $\Delta\varepsilon = 3.5 \times 10^{-5}$ sous l'effet d'une lumière rouge
- $\Delta\varepsilon = 1.5 \times 10^{-5}$ sous l'effet d'une lumière verte
- $\Delta\varepsilon = 0$ sous l'effet d'une lumière bleue

Ensuite sur le GaAs, c'est la lumière verte qui montrait l'effet le plus important, non mesurable à l'aide de notre banc de mesures ($\Delta\varepsilon$ très grand). Les lumières rouge et bleue ont généré des changements respectivement égaux à 2×10^{-5} et 1.2×10^{-5} .

Enfin, pour le SiC-4H, les lumières rouge, verte et bleue ont eu un effet assez proche sur cette échantillon avec des $\Delta\varepsilon$ respectivement égaux à 2.6×10^{-5} , 2×10^{-5} et 2.25×10^{-5} .

On peut alors en déduire la tendance de l'évolution du coefficient d'absorption de ces semi-conducteurs (Figure 67). Sur cette figure, on note « X » une valeur aléatoire grande devant le nombre 4. « X » correspond au coefficient d'absorption du GaAs sous l'effet d'une lumière verte, valeur que nous n'avons pas pu estimer. Toujours sur cette figure, les ronds correspondent aux points de mesure du coefficient d'absorption du GaAs, les carrés pour le GaP et les triangles pour le SiC-4H. Les droites passant par chaque point représentent une évolution possible du coefficient d'absorption de chaque semi-conducteur. N'ayant pas de source monochromatique variable, nous n'avons pu réaliser les mesures entre chaque point. La variation entre chacun de nos points de mesure est assujettie aux types d'impuretés dans les semi-conducteurs et donc à leur sensibilité des différentes longueurs d'onde.

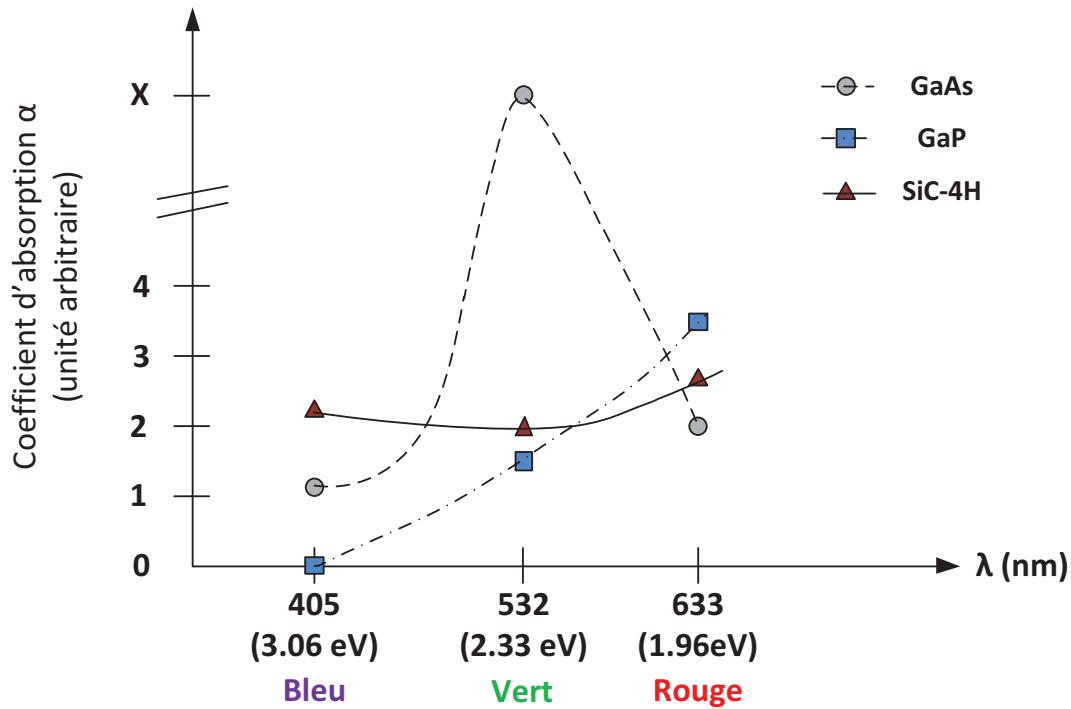


Figure 67 : Tendance de l'évolution du coefficient d'absorption des échantillons de GaP, GaAs et SiC-4H en fonction de la longueur d'onde et à 50K

Comme nous l'avons expliqué précédemment (et montré par Spitzer dans [38]), le coefficient d'absorption d'un semi-conducteur dépend d'une part de l'énergie de la bande interdite mais aussi fortement du type d'impuretés (ou dopants) présentes dans la bande interdite et de leurs concentrations. Il est donc difficile de comparer les résultats avec des expériences précédentes.

Si on compare l'évolution d'absorption de notre échantillon de SiC avec la Figure 30 [49], on note que la tendance que l'on a mesurée est très proche de celle présentée sur cette figure dans le cas où on considère un échantillon de type p. Cependant, dans notre cas, les mesures ont été réalisées à 50K alors que celles présentées dans [49] ont été effectuées à température ambiante.

Les expériences menées à très basses températures nous ont permis de mesurer des temps de montée et de descente avant et après éclairage de quelques secondes à plusieurs dizaines de secondes, soit du même ordre de grandeur que ceux mesurés sur d'autres semi-conducteurs tels que le GaP [50] à 930°C, le C60 [16] à 300K, le AlGaN [15-51] à 300K, le GaN [29] à 10K, le Si [33] à 300K, etc. Le tableau suivant résume différentes expériences.

Tableau 8 : Constantes de temps pour différents semi-conducteurs

Type de semi-conducteurs	Référence de la publication	Température de l'expérience	Ordre de grandeur de la constante de temps mesurée
GaP	[50]	930°C	Dizaines de secondes
C ₆₀	[16]	300K	Dizaines de secondes
AlGaN / GaN	[15] [51]	300K	Dizaines de secondes
GaN	[29]	10K	Dizaines de secondes
Si	[33]	300K	Quelques secondes à quelques dizaines de secondes

VII. Perspectives et applications possibles

VII. 1. Perspectives

Afin de valider notre méthode de caractérisation des semi-conducteurs à l'aide des modes de galerie, il serait nécessaire de connaître avec précision les types d'impuretés présentes dans nos semi-conducteurs ainsi que leur concentration. Pour cela, il faudrait réaliser par exemple une spectroscopie de notre échantillon entre 300 et 800nm.

Afin de réaliser une mesure plus précise, il pourrait être intéressant d'effectuer la mesure sur un échantillon semi-conducteur très fin (tel qu'un wafer par exemple) placé dans une cavité métallique. Ainsi on pourrait s'affranchir des impuretés en surface qui pourraient empêcher à la lumière de pénétrer dans le matériau. De plus et afin de supprimer les réflexions internes dans la cavité, il serait nécessaire de placer des absorbants sur les murs de celle-ci.

Une autre mesure intéressante peut être de réaliser les mesures présentées dans cette thèse jusqu'à une température proche de 0K. Ainsi, on pourrait observer complètement le phénomène d'ionisation des impuretés dans le semi-conducteur présenté dans II. 6.

VII. 2. Applications possibles

L'utilisation de la lumière pour contrôler des systèmes microondes existent depuis plusieurs années [52-60]. Ce type de système permet par exemple de réaliser des

déphaseurs [53-55]. Ces systèmes sont principalement réalisés sur des technologies micro-ruban où un semi-conducteur dopé ou non est incorporé dans le substrat dans une zone restée à nu. Un laser vient éclairer le semi-conducteur afin de modifier ses propriétés. Il est alors possible de modifier les caractéristiques des différents systèmes.

Pour des applications de métrologie, nous pourrions imaginer le contrôle d'un oscillateur à l'aide de la lumière. Le résonateur pourrait être constitué de deux cylindres en saphir entre lesquels pourrait être inséré une fine couche de matériau semi-conducteur [61-62]. Les deux saphirs permettraient d'obtenir un fort coefficient de qualité et le semi-conducteur, de réaliser le contrôle fin et rapide de la fréquence. En injectant de la lumière sur le résonateur, nous augmenterions légèrement les pertes et décalerions la fréquence. Ce système fonctionnerait à températures cryogéniques et l'utilisation de l'arséniure de gallium semble être pour le moment la meilleure option du fait de sa grande sensibilité au vert. De plus, le saphir étant très transparent, la lumière peut se propager jusqu'au semi-conducteur. On pourrait espérer obtenir un décalage en fréquence de quelques dizaines voir centaines d'Hertz, ce qui serait suffisant pour réaliser la correction de fréquence. La Figure 68 montre le système permettant de contrôler l'oscillateur à l'aide de la lumière.

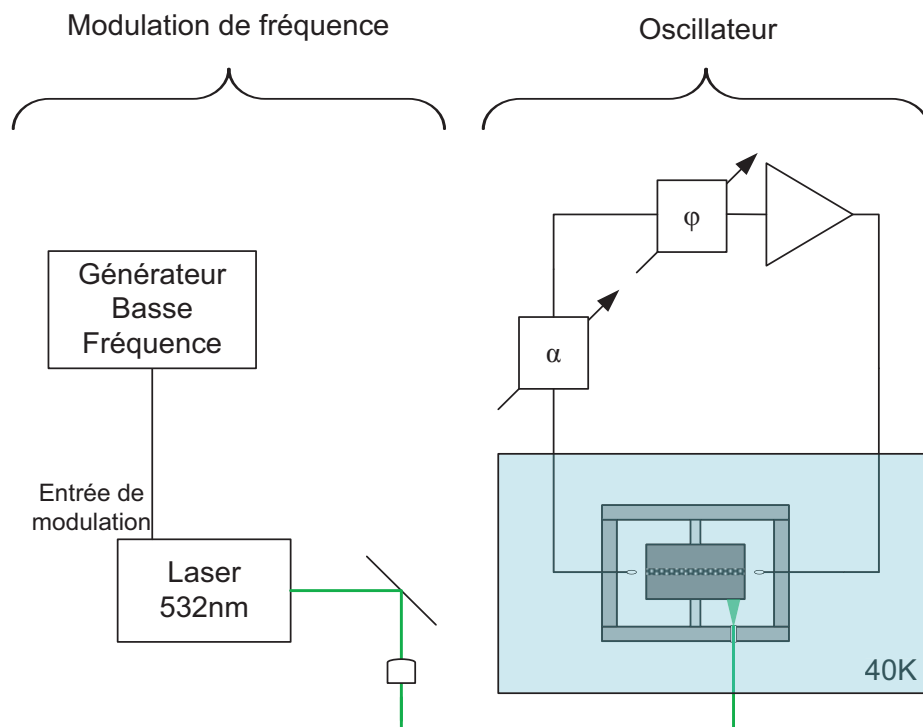


Figure 68 : Système de modulation de fréquence utilisant la lumière

Comme cela a été montré précédemment, le GaAs devient plus sensible à la lumière lorsque la température diminue. De plus, la permittivité du GaAs ($\epsilon_r = 12.5$ à 50K) est

proche de celle du saphir ($\epsilon_{r\perp} = 9.27$, $\epsilon_{r\parallel} = 11.35$ à 50K), la forme du mode de résonance ne serait alors pas trop déformée. Notre système devrait donc fonctionner à des températures inférieures à 40K.

VIII. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une nouvelle méthode de caractérisation des semi-conducteurs sous l'effet de la lumière. Cette méthode est basée sur l'utilisation d'un résonateur microonde dans lequel on excite des modes de galerie. Ce résonateur peut aussi bien être placé à température ambiante ou à température cryogénique. De la lumière est envoyé vers l'échantillon semi-conducteur placé dans la cavité métallique fermée. Une mesure de la fréquence et du coefficient de qualité permet de voir l'évolution des propriétés du semi-conducteur sous l'effet de la lumière. La mesure de la fréquence permet de remonter à la permittivité du matériau (ou l'indice effectif). La mesure du coefficient de qualité permet de remonter à la conductivité. Ainsi, nous pouvons évaluer le coefficient d'absorption du semi-conducteur sous test.

Les mesures que nous avons réalisées sur des semi-conducteurs de phosphure de gallium, arséniure de gallium et carbure de silicium 4H montrent une modification de la permittivité et une augmentation des pertes micro-ondes lorsque l'échantillon semi-conducteur est éclairé. Ces changements sont dus au déplacement des porteurs libres dans le semi-conducteur par l'intermédiaire des impuretés présentes dans la bande interdite.

Les mesures réalisées à l'aide de cette méthode et à différentes températures montrent bien l'effet de l'ionisation sur les impuretés. A température ambiante, principalement toutes les impuretés sont ionisées (grâce à l'énergie thermique ambiante) et nous n'observons aucune modification lorsque de la lumière est envoyée vers le semi-conducteur. Puis en dessous de 100K, on commence à observer la déionisation des atomes impuretés et une modification des propriétés du semi-conducteur sous l'effet de la lumière. C'est à partir de 100K que les impuretés présentent dans le semi-conducteur peuvent entrer en jeu dans la génération de porteurs libres.

Les mesures aux différentes longueurs d'onde ont montré l'importance des impuretés de la bande interdite. En effet, nous avons observé une modification des propriétés des semi-conducteurs même si l'énergie du photon incident était inférieure à l'énergie de la bande interdite.

Le modèle que nous avons proposé, basé sur une somme de fonctions exponentielles laisse penser qu'il peut y avoir deux différents processus de génération de porteurs lors de l'allumage de la source de lumière. Un processus simple de génération impureté / bande et un processus plus complexe mettant en cause des phonons. Les constantes déterminées à l'aide de ce modèle doivent permettre de remonter à la concentration des impuretés dans la BI.

Pour valider notre méthode de caractérisation, il nous faudrait avoir une connaissance complète de nos échantillons c'est-à-dire une connaissance du type d'impuretés et de leurs concentrations. Ensuite, nous pourrions réitérer nos mesures pour, par exemple, des longueurs comprises entre 400 et 700nm avec un pas de mesure plus fin. Ainsi, nous pourrions déterminer, à l'aide de notre méthode, les niveaux d'énergie des impuretés présentes dans le semi-conducteur mais aussi leurs concentrations.

L'avantage des modes de galerie est que le champ électrique est très confiné dans l'échantillon. De plus et suivant le type de semi-conducteur, on peut avoir de très forts coefficients de qualité. On peut alors mesurer de très faibles changements lorsque de la lumière est envoyée vers l'échantillon. Ainsi, cette méthode est susceptible de donner une meilleure précision (type d'impuretés et leur concentration) ou des niveaux de concentration plus faible que les méthodes de mesure traditionnelles. Pour vérifier cela, il nous faudra mesurer l'un de nos échantillons à l'aide de méthodes traditionnelles et comparer les résultats. Cependant, avant cela, on devra déterminer l'évolution de nos deux paramètres (fréquence et tangente de pertes) sur toute une bande de longueurs d'onde, à l'aide par exemple d'une source monochromatique réglable et faire le lien entre les changements observés et le pourcentage d'impuretés.

Notre nouvelle méthode de caractérisation est donc partiellement validée :

- 1- Nous avons mesuré des coefficients d'absorption différents aux trois longueurs d'onde (rouge, verte et bleue) sur nos échantillons de GaP, GaAs et 4H-SiC.
- 2- Nous avons observé différentes constantes de temps lors de l'allumage ou l'extinction de la lumière, de l'ordre de quelques secondes à plusieurs dizaines de secondes.
- 3- Nous avons mesuré une persistance de courant dans les semi-conducteurs à des températures inférieures à 100K.

- 4- Nous avons proposé un modèle qui doit permettre de déterminer les concentrations des différentes impuretés dans la bande interdite.

Il nous reste donc à analyser nos échantillons à l'aide d'une méthode traditionnelle pour valider complètement notre méthode de caractérisation utilisant les modes de galerie.

IX. Références

- [01] A. Y. Polyakov et al. : “Electrical, photoelectrical, and luminescent properties of doped *p*-type GaN superlattices”. *J. Vac. Sci. Technol. B* **25**, 69, 2007.
- [02] V. M. Botnaryuk and S. D. Raevski : “Photoelectric properties of GaN/GaP heterostructures”. *Semiconductors*, Vol.32, n°10, pp.1077-1079, October 1998.
- [03] W.J. Brown, J.S. Blakemore : “Transport and Photoelectrical Properties of Gallium Arsenide Containing Deep Acceptors”. *Journal of Applied Physics*, Vol.43, n°5, pp. 2242–2246, May 1972.
- [04] I.S. Zakharov et al. : “Electric and photoelectric properties of the heterojunctions produced by germanium epitaxy on gallium arsenide substrates”. *Soviet Physics Journal*, Volume 12, Issue 3, pp.359-362.
- [05] A.N. Pikhtin and V.A. Popov : “Anomalous photoelectric effect on bound excitons in gallium phosphide”. *JETP Lett.*, Vol.31, n°12, pp.682-686, May 1980.
- [06] C.Y. Zhao et al. : “Effects of SiC buffer on the structural and photoelectrical properties of ZnO thin films grown on Si(111) by PLD”. *Physica. E, low-dimensional systems and nanostructures*, vol. 41, n°3, pp. 479-482, 2009.
- [07] Shigeru Yagita and Seiji Suzuki : “Effects of Mg doping on photoelectrical properties of hydrogenated GaN films grown at 380°C”. *Applied physics letters*, Vol.78, n°15, pp. 2166-2168, April 2001.
- [08] J.F. Federici and D.M. Bubb : “The role of defects in Persistent photoconductivity in YBa₂Cu₃O_{6+x}”. *Journal of superconductivity: Incorporating novel magnetism*, Vol.14, No.2, 2001.
- [09] D. M. Bubb and J. F. Federici, S. C. Tidrow, W. Wilber, J. Kim and A. Pique : “Wavelength and photon dose dependence of infrared quenched persistent photoconductivity in YBa₂Cu₃O_{6+x}”. *Phys. Review* Vol.60, 1999.
- [10] J.Y. Lin, A. Dissanayake and H.X. Jiang : “Electric-field-enhanced persistent photoconductivity in a Zn_{0.02}Cd_{0.98}Te semiconductor alloy”. *Physical Review B*, Vol.46, pp.3810-3816, 1992.

- [11] A.Dissanayake , J.Y. Lin and H.X. Jiang : “Persistent photoconductivity in Zn_{0.02}Cd_{0.98}Te semiconductor thin films”. Phys. Review B, Vol.48, 1993.
- [12] P.Jeanjean, J.Sicart, J.L.Robert, F.Mollot and R.Planel : “Persistent photoconductivity in uniformly and selectively silicodoped AlAs / GaAs short period superlattices”. J.Phys.III A, pp.503-510, 1991.
- [13] D. V. Lang and R. A. Logan : “Large-Lattice-Relaxation Model for Persistent Photoconductivity in Compound Semiconductors”. Phys. Rev. Lett., Vol.39, pp.635–639, 1977.
- [14] A.Brunthaler and K.Köhler : “Temperature dependence of persistent photoconductivity due to DX centers in Al_xGa_{1-x}As:Si”. Appl.Phys.A, Vol.50, pp.515-517, 1990.
- [15] X. Z. Dang, C. D. Wang and E. T. Yu, K. S. Boutros and J. M. Redwing : “Persistent photoconductivity and defect levels in n-type AlGa_N/Ga_N Heterostructures”. Appl. Phys. Letters, Vol.72, pp.2745-2747, 1998.
- [16] A.Hamed, Rasmussen and P.H.Hor : “Existence of persistent photoconductivity at high temperature in C₆₀”. Phys. Review B, Vol.48, Number 19, 1993.
- [17] Donald A. Neamen, « *Semiconductor : Physics and Devices – 3rd edition* », McGraw-Hill companies, New York, 2003.
- [18] Olivier Bonnaud, « *Composants à semi-conducteurs - Supélec* », Ellipses Edition, Paris, 2006.
- [19] André Moliton, « *Électronique et photo-électronique des matériaux et composants. 2 - Photo-électronique et composants* », Hermès Science : Lavoisier, Paris, 2009.
- [20] C. Main, S. Reynolds and R. Bruggemann : “Decay from steady-state photocurrent in amorphous semiconductors,”. Phys. Stat. Sol.C, Vol.1, n°5, pp.1194-1207, 2004.
- [21] V. Cech and J. Stuchlik : “Determination of density of localized states in a-Si :H from the time relaxation of space-charge-limited conductivity”. Phys. Stat. Sol. A, Vol.187, n°2, pp.487-491, 2001.
- [22] W.B. Jackson, N.M. Amer, A.C. Boccara and D. Fournier : “Photothermal deflection spectroscopy and detection”. Applied Optics, Vol.10, n°8, pp.1333-1344, 1981.
- [23] J.J.G. Van den Heuvel, M. Zeman and J.W. Metselaar : “Study of the defect distribution in a-Si:H during degradation”. Proceedings of the SAFE/IEEE workshop, 53, 2000.

- [24] M. Vanecek, J. Kocka, A. Poruba and A. Fejfar : “Direct measurement of the deep defect density in thin amorphous silicon films with the “absolute” constant photocurrent method”. *Appl. Phys.*, Vol.78, 6203, 1995.
- [25] V. Karoutsos, K. Pomoni, A. Vomvas and J. Sotiropoulos : “Determination of the Density of States Distribution in the Energy Gap of a-Si:H”. *Phys. Stat. Sol. B*, Vol.199, n°127, pp.127-134, 1997.
- [26] T. Tibermacine and A. Merazga : “Caractérisation optique et électronique des semi-conducteurs amorphes par la technique de photocourant constant et régime continu (DC-CPM)”. *Courrier du Savoir*, n°10, pp.65-72, 2010
- [27] Walter Scott : “Infrared photoconductivity of shallow impurities in GaP”. *J. Appl. Phys.*, Vol.50, n°1, pp.472-482, January 1979.
- [28] S. Nojima : “Slow-relaxation phenomena in photoconductivity for semi-insulating GaAs”. *J. Appl. Phys.*, Vol.58, n°9, pp.3485-3493, November 1985.
- [29] C. Fang et al. : “Persistent photoconductivity in n-type undoped high-resistivity GaN”. 8th International Conference on Solid-State and Integrated Circuit Technology, pp. 902-904, 2006.
- [30] O. P. Seifert et al. : “Interface effects on the persistent photoconductivity in thin GaN and AlGaN films”. *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* 4S1, G5.5, 1999.
- [31] X. Z. Dang et al. : “Persistent photoconductivity and defect levels in n-type AlGaN/GaN heterostructures”. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 72, n°21, pp. 2745-2747, May 1998.
- [32] Engin Arslan : “The persistent photoconductivity effect in AlGaN/GaN heterostructures grown on sapphire and SiC substrates”, *J. Appl. Phys.*, Vol.103, 103701, 2008.
- [33] J. Bertomeu et al. : “Persistent photoconductivity in undoped a-Si:H/a-SiC:H multilayers”. *Thin Solid Films*, Vol.228, pp.165-168, 1993.
- [34] A. O. Evwaraye, S. R. Smith and W. C. Mitchel : “Shallow and deep levels in n-type 4H-SiC”. *J. Appl. Phys.* 79, Vol.10, pp. 7726-7730, May 1996.
- [35] A. O. Evwaraye, S R Smith, and W C Mitchel : “Persistent photoconductance in n-type 6H-SiC”. *J. Appl. Phys.*, Vol.77, n°9, pp. 4477-4481, May 1995.
- [36] http://www.engineeringtoolbox.com/linear-expansion-coefficients-d_95.html
- [37] <http://www.optical-components.com/optical-materials.html#Sapphire>

- [38] J. Krupka, D. Mouneyrac, J.G. Hartnett, M.E. Tobar : “Use of Whispering-Gallery Modes and Quasi-TE_{0np} Modes for Broadband Characterization of Bulk Gallium Arsenide and Gallium Phosphide Samples”. IEEE Trans. on Microwave Theory Tech., MTT-56, 5, 1201–1206, 2008.
- [39] Panish H. B. and H. C. Casey : “Temperature dependence of the energy gap in GaAs and GaP”. J. Appl. Phys., Vol.40, pp.163-167, 1969.
- [40] <http://www.filmetrics.com/refractive-index-database/GaP/Gallium-Phosphide>
- [41] P.J. Dean and D. G. Thomas : “Intrinsic absorption-edge spectrum of Gallium Phosphide”. Phys. Rev., vol.150, n°2, pp.690-703, 1966.
- [42] <http://www.filmetrics.com/refractive-index-database/GaAs/Gallium-Arsenide>
- [43] M.D. Sturck : “Optical absorption of Gallium Arsenide between 0.6 and 2.75eV”, Physical review, Vol.127, n°3, pp.768-773, 1962.
- [44] W.G. Spitzer and J.M. Whelan : “Infrared absorption and electron effective mass in n-type Gallium Arsenide”. Physical review, Vol.114, n°1, pp.59-63, 1959.
- [45] J.G. Hartnett et al. : “Microwave Properties of Semi-Insulating Silicon Carbide between 10 and 40 GHz and at Cryogenic Temperatures”. Journal of Applied Physics, Vol.109, n°6, 064107, March 2011.
- [46] M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev and M.S. Shur. : “Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, SiC, BN, SiC, SiGe”. New York: John Wiley & Sons, Inc, 2001.
- [47] C. Persson and U. Lindefelt : “Dependence of energy gaps and effective masses on atomic positions in hexagonal SiC”. J. Appl. Phys., Vol.86, pp.5036-5039, 1997.
- [48] P.T.B. Shaffer : “Refractive Index, Dispersion, and Birefringence of Silicon Carbide Polytypes”. Applied Optics, Vol. 10, Issue 5, pp. 1034-1036, 1971.
- [49] R. Weingartner et al. : “Determination of charge carrier concentration in n- and p-doped SiC based on optical absorption measurements”. Applied Physics letters, Vol. 80, n°1, 70-72, January 2002.
- [50] N. N. Pribylov, S. I. Rembeza, A. I. Spirin, V. A. Buslov and S. A. Sushkov : "Photoconductivity of copper-compensated gallium phosphide". Electronic and optical properties of semiconductors, Vol.32, n°10, pp.1165-1169, oct.1998.

- [51] E. Arslan et al. : "The persistent photoconductivity effect in AlGaN/GaN heterostructures grown on sapphire and SiC substrates". *Journal of applied physics*, Vol.103, 103701, 2008.
- [53] M. El Khaldi, F.Podevin, J.D. Arnould and A. Vilcot : "Conception et modélisation d'un déphaseur micrurban à base d'un coupleur résonateur directionnel à deux gaps commandé par un signal optique continu". Colloque Telecom 2003 et 3^{èmes} Journées Franco-Maghrébines des Micro-ondes et leurs Applications (JFMMA), Marrakech (Maroc), octobre 2003.
- [54] P. Cheung, D. P. Neikirk, and T. Itoh : "Optically controlled coplanar waveguide phase shifters". *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 38, pp. 586–594, May 1990.
- [55] B. Cabon, S. Chouteau, S. Wlioczysiak, A. Vilcot : "Optically controlled waveguide phase shifter on silicon". *Microwave Opt Techno Lett* 18, pp. 56-58, 1998.
- [56] J.-D. Arnould, A. Vilcot, G. Meunier : "Simulation of an Optically Controlled Stub". *Microwaves and Optics Interaction Workshop (MOIW)*, Budapest (Hongrie), mars 2001.
- [57] A. Merrar et al. : "Optically controlled microstrip gaps for microwave signal switching and modulation". 5th optical fibre measurement conference, OFMC 99, Nantes, pp. 213-216, September 1999.
- [58] M. Tamburrini, M. Parent, L. Goldberg and D. Stillweel : "Optical feed for phased array antenna". *Electron. Lett.*, Vol.23, n°13, pp.680-681, June 1987.
- [59] B. Boyer, J. Haidar, A. Vilcot and M. Bouthinon : "Tunable microwave load based on biased photoinduced plasma in silicon". *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.45, n°8, pp.1362-1367, August 1997.
- [60] H. Shimasaki and M. Tsutsumi, "Reflection characteristics of optically controlled microwave through an open-ended microstrip line," *EICE Trans. Electron.*, vol. E76-C, no. 2, pp. 301–304, Feb. 1993.
- [61] J. Krupka, "Split post dielectric resonators for measurements of the complex permittivity of laminar dielectric materials at microwave frequencies", http://www.ips.gov.au/IPSHosted/NCRS/wars/wars2002/proceedings/comm-a/print/krupka_e-abs.pdf
- [62] J-M. Le Floch, F. Houndonougbo, V. Madrangeas, D. Cros, M. Guilloux-Viry, W. Peng, "Thin film materials characterization using TE modes cavity," *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, JEMWA, Vol.23, n°4, pp-549-559, 2009.

[63] R. Olsson : "Impurity absorption in GaP doped with Zinc and Oxygen". J. Phys. Chem. Solids, Vol.33, 1972, pp.549-560.

**REALISATION D'UN OSCILLATEUR
ULTRA FAIBLE BRUIT DE PHASE A 77K**

I. Introduction

A travers l'histoire, les standards de fréquence et de temps (« horloges ») ont joué un rôle significatif dans la navigation, la métrologie et les communications. La demande pour des standards de fréquence microonde de très grande stabilité augmente pour les expériences de physique fondamentale. De tels standards ont récemment été appliqués à des tests spéciaux de la relativité [1-2].

Le laboratoire FSM a une expérience très pointue dans le développement d'oscillateurs microonde ultra stables basés sur l'utilisation d'un résonateur saphir refroidi à température cryogénique (« horloge saphir ») mais aussi dans le développement d'oscillateurs ultra faible bruit de phase. Le laboratoire détient le record de la source microonde de fréquence classique la plus stable, basée sur l'utilisation d'un résonateur saphir refroidi à température de l'hélium liquide [3-4]. Il est aussi le pionnier dans l'utilisation d'un processus interférométrique de signal (ISP) pour la détection de variations faible bruit de phase. Le bruit de phase de cette dernière génération d'oscillateurs forte puissance utilisant un ISP est environ 20dB supérieur à l'état de l'art commercial.

De telles performances sont donc obtenues par l'utilisation des résonateurs saphir ayant des facteurs de qualité en charge incroyablement élevés à température ambiante et aux températures cryogéniques. La tangente de pertes du saphir peut être exploitée en sélectionnant un mode de résonance d'ordre élevé avec un fort confinement du champ électrique.

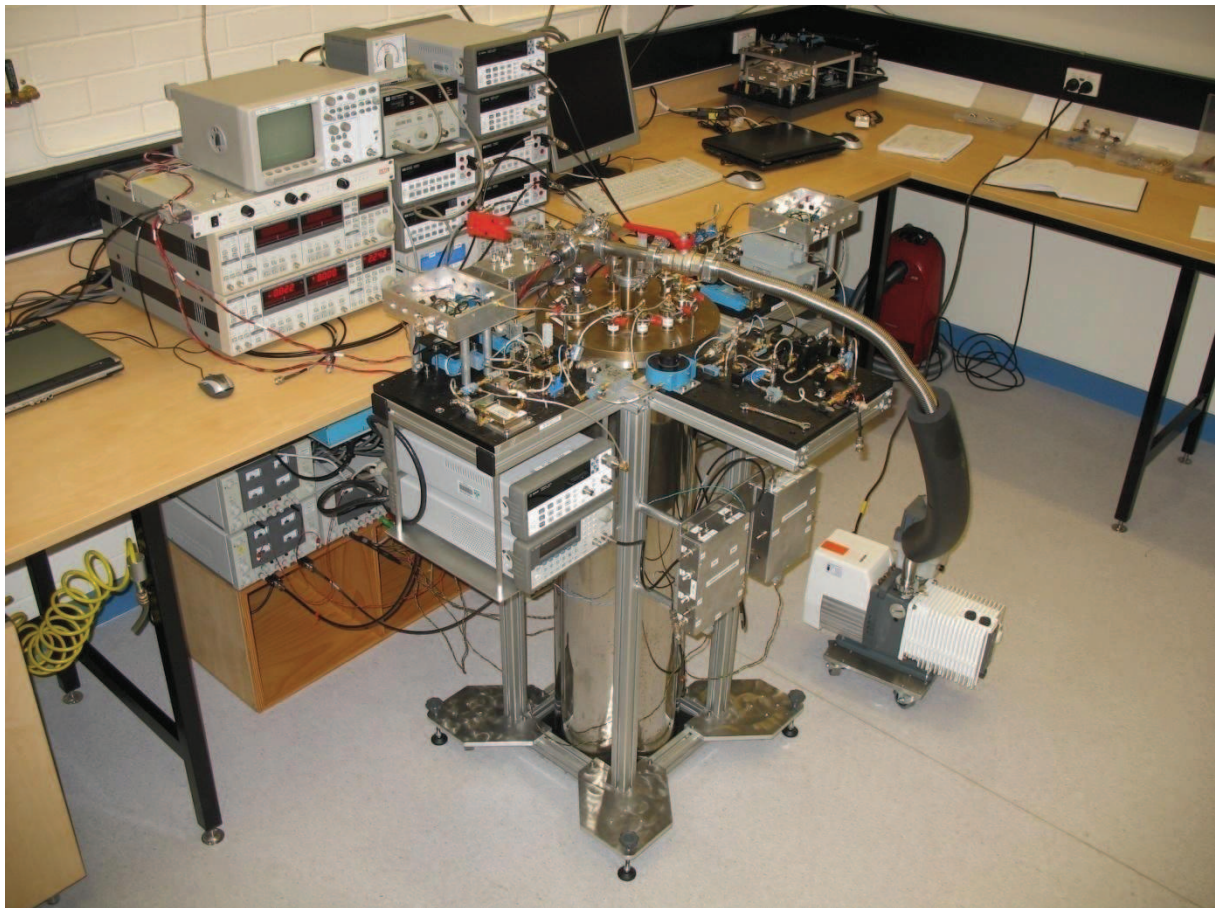
Les oscillateurs de grande performance sont supposés jouer un rôle crucial pour la précision des expériences de physique visant la radioastronomie (VLBI) [5], de particules d'ultra faible énergie telles que les paraphotons [6-7] et le test de physique fondamentale sur l'invariance de Lorentz [8].

Dans ce chapitre, nous proposons de réaliser un oscillateur ultra faible bruit de phase basé sur l'utilisation d'un résonateur saphir refroidi à l'azote liquide (77K) et utilisant un mode de galerie à une fréquence de résonance de 11GHz.

Afin de mesurer les performances des oscillateurs ultra faible bruit de phase, il est nécessaire de construire deux oscillateurs identiques. Un oscillateur sera verrouillé sur le second pour mesurer le battement de fréquences et ainsi obtenir les caractéristiques de bruit de phase. Dans notre cas, les deux résonateurs de nos oscillateurs seront placés dans le même cryostat, l'un en

dessous de l'autre, séparés par un matériau relativement isolant afin de pouvoir contrôler les deux oscillateurs de façon quasi-indépendante.

Dans ce chapitre, nous donnerons tout d'abord une description rapide des principales caractéristiques des éléments d'une boucle oscillante. Des techniques de mesure de bruit de phase seront ensuite décrites. La conception de notre oscillateur ultra faible bruit de phase à 77K et les différentes techniques de contrôle fréquentiel seront alors décrites. Les premières mesures de bruit de phase sur l'oscillateur et des suggestions sur le développement et l'amélioration de cet oscillateur seront finalement exposées.



II. Description du fonctionnement d'un oscillateur

Cette première partie décrit succinctement la mise en place d'une boucle oscillante afin de pouvoir construire un oscillateur.

II. 1. Modulation d'amplitude et de phase

Deux techniques sont utilisées pour contrôler la stabilité en fréquence d'un oscillateur : la modulation d'amplitude et la modulation de fréquence.

II. 1. 1. Modulation d'amplitude

Un atténuateur contrôlé en tension (ACT) est un dispositif qui introduit des pertes qui sont fonction de la tension appliquée. Dans la mesure où les changements de tension sont faibles, nous pouvons considérer que l'atténuation est linéaire par rapport à la tension.

Considérons un signal microonde périodique ayant une seule fréquence de porteuse, le signal peut s'écrire sous la forme :

$$V = V_0 e^{j2\pi f_{porteuse} t + \Phi} \quad 1$$

Cette équation contient des informations sur l'amplitude (partie réelle) et la phase (partie imaginaire) du signal. Si le signal est injecté au travers d'un ACT, il est possible de le moduler en amplitude en appliquant un signal périodique :

$$V = V_0 (1 + \delta \cos(2\pi f_{mod} t)) e^{j2\pi f_{porteuse} t + \Phi} \quad 2$$

Cette équation peut s'écrire sous la forme suivante pour montrer les deux bandes latérales :

$$V = V_0 \left(1 + \frac{\delta}{2} e^{j2\pi f_{mod} t} + \frac{\delta}{2} e^{-j2\pi f_{mod} t} \right) e^{j2\pi f_{porteuse} t + \Phi} \quad 3$$

Les bandes latérales sont en opposition de phase l'une par rapport à l'autre. Ainsi, elles affectent l'amplitude et non la phase du signal.

II. 1. 2. Modulation de phase

De même que précédemment, un déphaseur contrôlé en tension (DCT) change la phase du signal incident en fonction du niveau de tension appliqué à celui-ci. Il est possible de le moduler le signal en appliquant une tension périodique. Le signal peut alors s'écrire comme :

$$V = V_0 e^{j(2\pi f_{porteuse} t + \delta \sin(2\pi f_{mod} t) + \Phi)} \quad 4$$

Dans le cas où $\delta \ll 1$, on peut écrire :

$$V = V_0 (1 + j\delta \sin(2\pi f_{mod} t)) e^{j2\pi f_{porteuse} t + \Phi} \quad 5$$

Si on utilise une approximation du premier ordre, l'équation précédente devient alors :

$$V = V_0 \left(1 + \frac{\delta}{2} e^{j2\pi f_{mod} t} - \frac{\delta}{2} e^{-j2\pi f_{mod} t}\right) e^{j2\pi f_{porteuse} t + \Phi} \quad 6$$

Il y a des bandes latérales d'ordre plus élevés avec une intensité plus faible dues à l'expression complète du facteur de l'exponentiel dans l'équation 4.

Idéalement, le DCT devrait avoir des pertes d'insertion indépendantes de la tension appliquée. Ce n'est malheureusement pas le cas, les pertes d'insertion variant légèrement en fonction de la tension appliquée. Il en résulte donc une modulation résiduelle d'amplitude de fréquence f_{mod} . Il faut absolument la minimiser car cela entraîne des instabilités à court terme et à long terme. Les instabilités à court terme sont principalement liées aux sources de bruit provenant des composants du circuit. Les instabilités à long terme sont principalement liées à l'environnement extérieur.

II. 2. Conception du système de contrôle

Quatre systèmes de contrôle différents sont nécessaires pour maintenir la grande stabilité de la fréquence des « horloges saphir ». Ils permettent :

- (1) le verrouillage de la fréquence de l'oscillateur à celle de la cavité chargée par un résonateur en saphir,
- (2) le contrôle en température du résonateur,
- (3) la stabilisation en puissance microonde incidente dans le résonateur,
- (4) la suppression de modulations d'amplitude intempestives qui se superposent à une modulation de phase utile au signal d'interrogation du résonateur.

Une boucle oscillante à faible bruit de phase classique (Figure) se compose d'un résonateur à fort coefficient de qualité, d'un amplificateur microonde et d'un déphaseur. L'entretien des oscillations à la fréquence du résonateur commence lorsque le gain petit signal de l'amplificateur microonde est supérieur aux pertes dans la boucle et que la phase totale de la

boucle est égale à un multiple de 2π . Dans le cas d'un résonateur possédant plusieurs modes de résonance, tel que les cavités chargées d'un résonateur diélectrique, un filtre passe-bande (FPB) additionnel doit être introduit dans la boucle pour forcer les oscillations à la fréquence du mode de résonance choisie. Des isolateurs en ferrite [9-10], éléments passifs non réciproques, sont insérés dans la boucle proche du résonateur pour éviter que la fréquence choisie soit perturbée par des interférences avec d'autres modes de résonance dans les lignes de transmission.

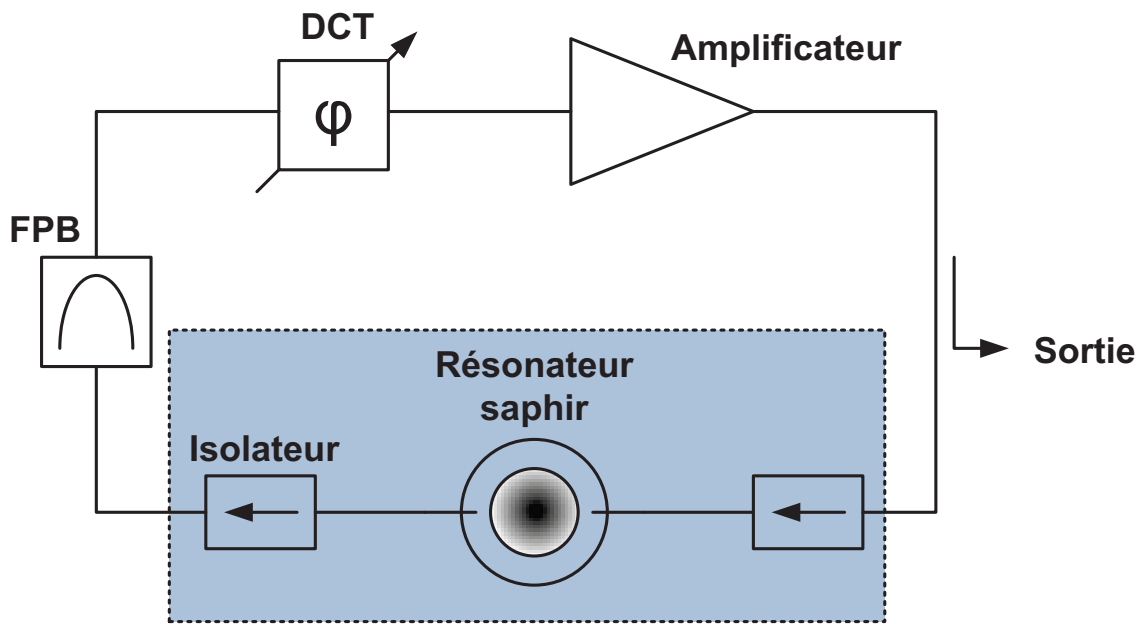


Figure 1 : Diagramme d'un oscillateur classique

La fréquence du mode d'opération dans le résonateur n'est pas immunisée contre des décalages en fréquence causés par un changement du niveau de la puissance incidente et / ou de la variation de température du résonateur. Pour cela, un contrôle de phase (servo) doit être ajouté pour surveiller et contrôler la phase dans la boucle. Le saphir réagit comme un élément dispersif dans le discriminateur de fréquence de Pound (DFP) en réflexion [11] (Figure 2).

Le discriminateur de Pound élimine les variations de phase dans le circuit oscillant via des techniques de modulation de phase. La modulation de phase dans le discriminateur de fréquence est réalisée à l'aide d'un déphaseur contrôlé en tension (DCT). Un circulateur est inséré dans la boucle afin de pouvoir mesurer et suivre à l'aide d'un détecteur les fluctuations de puissance du signal réfléchi provenant du résonateur.

Une démodulation synchrone du signal provenant du détecteur est réalisée grâce à un amplificateur à détection synchrone qui génère une tension d'erreur. Cette tension d'erreur est

proportionnelle à la différence des fréquences de l'oscillateur et du résonateur. Cette tension d'erreur, après un filtrage approprié, est appliquée à un déphaseur électronique dans la boucle pour obtenir la fréquence de la boucle égale à celle du résonateur.

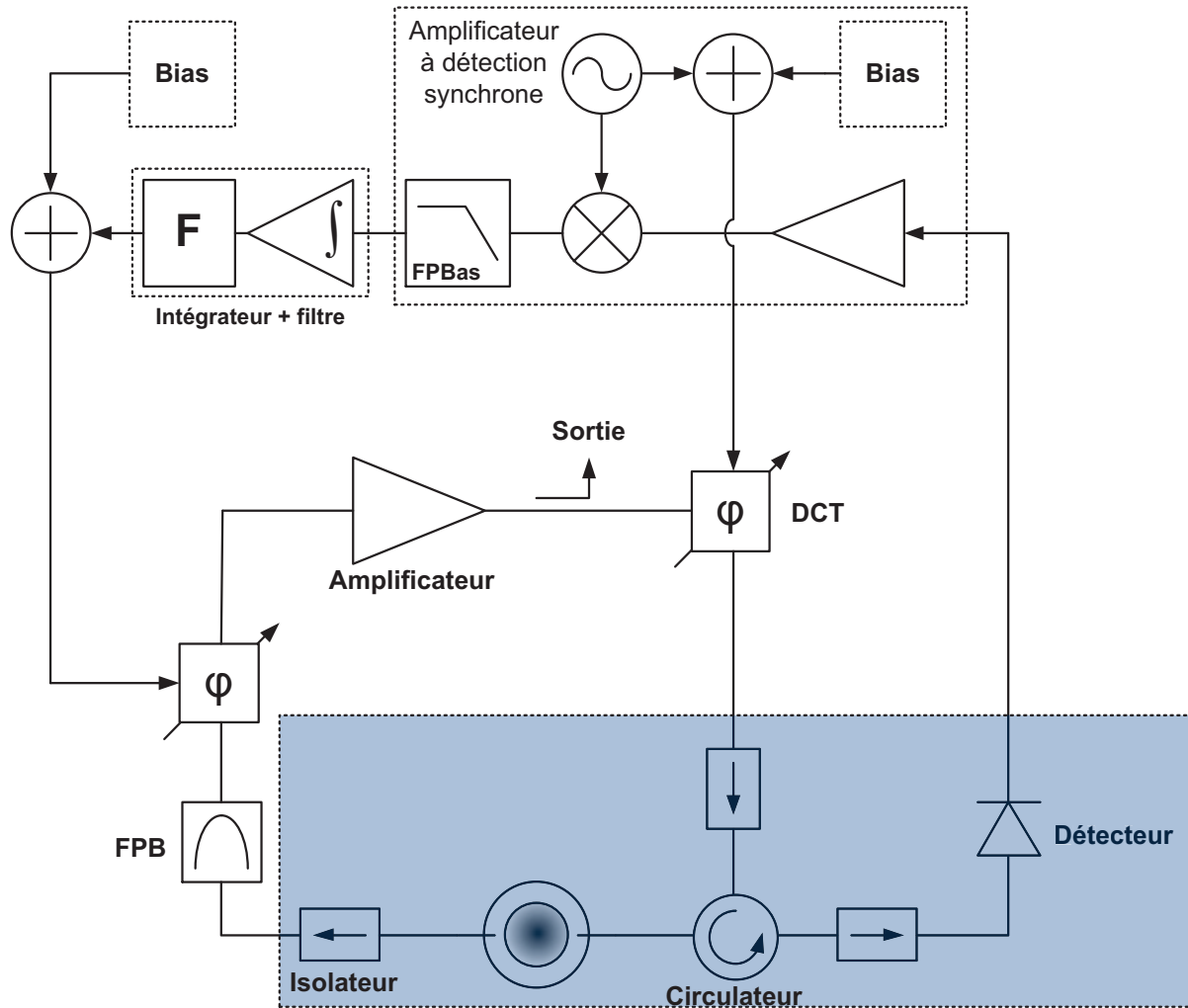


Figure 2 : Diagramme d'un oscillateur intégrant un discriminateur de fréquence de Pound

De plus, un système de contrôle peut être ajouté pour supprimer les variations lentes (basse fréquence) de puissance. Ces variations de puissance sont principalement dues aux changements d'atténuation des câbles de transmission liés à la diminution du niveau d'azote liquide. Un diviseur de puissance et un détecteur de puissance placés dans l'environnement cryogénique permettent de réguler la puissance microonde incidente du résonateur. Une tension de référence permet le verrouillage de la boucle lorsque la détection synchrone n'est pas enclenchée. La différence entre la tension de sortie du détecteur et la tension de référence génère un signal d'erreur pour la rétroaction. L'erreur est ensuite filtrée puis amplifiée pour contrôler un atténuateur contrôlé en tension (ACT) placé dans la boucle à température ambiante.

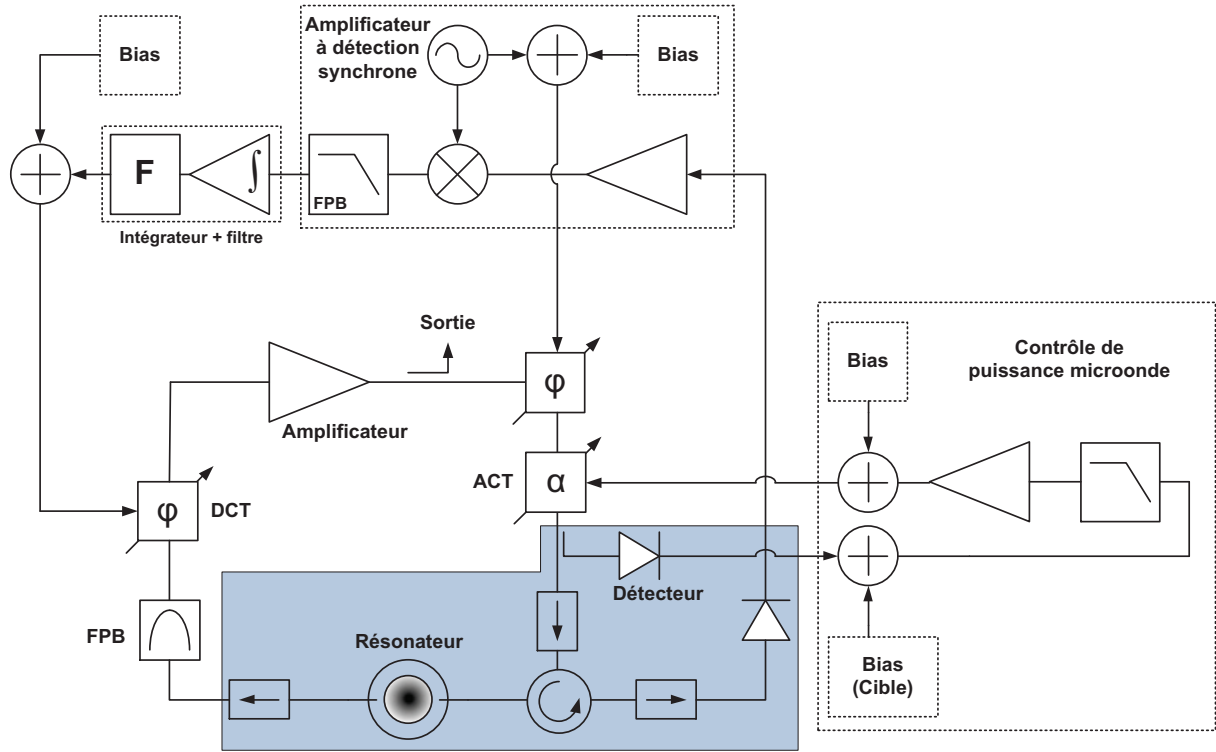


Figure 3 : Diagramme d'un oscillateur intégrant un discriminateur de fréquence de Pound et un contrôle de la puissance microonde

III. Analyse du bruit d'un oscillateur

III. 1. Différentes sources de bruit

Afin d'étudier le bruit dans l'oscillateur, la densité spectrale de puissance (DSP) doit être utilisée. Cette DSP sert à traiter des signaux aléatoires et à quantifier les différents bruits existants dans le système étudié. On ne peut alors pas calculer la transformée de Fourier (TF) d'un signal qui n'est pas totalement connu. Cette densité est la somme de différents bruits indépendants les uns des autres. Un bruit indépendant entraîne qu'à un instant donné $t = t_0$, la valeur du bruit est absolument décorrélée de la valeur du bruit quelque soit l'instant t différent de t_0 . Ainsi, cette somme peut s'écrire de façon générale :

$$S_y(f) = \sum_{\alpha=-n}^n h_{\alpha} f^{\alpha} \quad 7$$

où $2n+1$ représente le nombre total des différents bruits du système.

La Figure 4 illustre les cinq différents bruits qui sont présents classiquement dans un oscillateur [12].

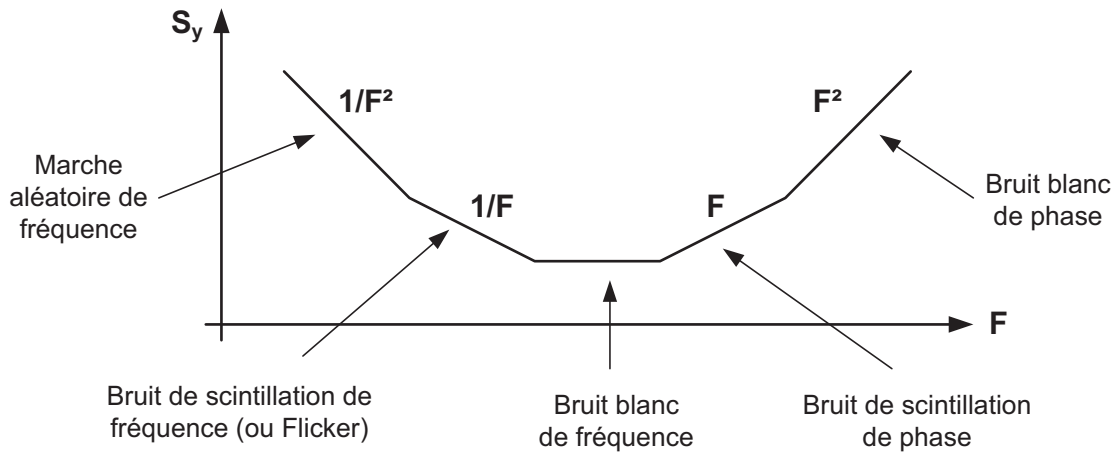


Figure 4 : Densité spectrale de puissance des différents types de bruit

1/ Le bruit de marche aléatoire de modulation de fréquence (*FM random walk*) ($S_y(f) = h_{-2}f_{-2}$) est le plus difficile à mesurer car il est très proche de la porteuse. Il est généralement lié à l'environnement physique de l'oscillateur. Si la modulation de fréquence de marche aléatoire est une caractéristique prépondérante de la densité spectrale alors des effets de choc mécanique, de vibration, de changement de température ou autres peuvent causer des décalages « aléatoires » de la fréquence de la porteuse.

2/ Le bruit de scintillation de modulation de fréquence (*FM Flicker*) ($S_y(f) = h_{-1}f_{-1}$) est un bruit dont les raisons physiques ne sont pas totalement connues mais peuvent être généralement liées à un mécanisme de résonance physique de la partie active de l'oscillateur (divers composants électroniques) ou des propriétés de l'environnement. Il est communément observé dans des oscillateurs de grande qualité (fort coefficient de qualité, bonne stabilité) mais peut être masqué par du bruit blanc de modulation de fréquence ou du bruit de Flicker de modulation de phase dans les oscillateurs de moins bonne qualité.

3/ Le bruit blanc de modulation de fréquence ($S_y(f) = h_0$) est un bruit généralement observé dans des résonateurs passifs pour les standards. Ceux-ci intègrent un oscillateur esclave (souvent un quartz) qui est verrouillé à une caractéristique de résonance d'un autre système qui se comporte comme filtre à fort coefficient de qualité.

4/ Le bruit Flicker de modulation de phase (*PM Flicker*) ($S_y(f) = h_1f_1$) peut être relié à un mécanisme de résonance physique dans l'oscillateur mais il est généralement ajouté au bruit de l'électronique. Ce type de bruit est classique, même dans les oscillateurs les plus performants, car des amplificateurs sont utilisés dans la boucle. Le bruit Flicker PM peut être

introduit pour ces étages d'amplification. Ce bruit peut être réduit en utilisant de bons amplificateurs faible bruit.

5/ Le bruit blanc de modulation de phase (PM) ($S_y(f) = h_2 f^2$) est un bruit de phase large bande. Il est peu lié au mécanisme de résonance. Il est probablement produit par des phénomènes similaires au bruit Flicker PM. Les étages d'amplification sont généralement responsables du bruit blanc PM. Son niveau peut rester très faible si l'on utilise de bons amplificateurs, en ajoutant des filtres bande étroite en sortie ou en diminuant la puissance microonde.

III. 2. Variance d'Allan

Pour mesurer les planchers de bruit, nous introduisons le concept de variance d'Allan [13] qui est traditionnellement utilisé pour la caractérisation des fluctuations de la fréquence de l'oscillateur dans le domaine temporel. On considère un oscillateur de fréquence f_0 en sortie :

$$V(t) = V_0 \sin(2\pi f_0 t + \Phi(t)) \quad 8$$

où $\Phi(t)$ est le terme du bruit de phase. L'argument de la fonction sinus représente la phase totale de l'oscillateur à un temps t . La fréquence instantanée est définie comme la dérivée de la phase :

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} (2\pi f_0 t + \Phi(t)) = f_0 + \frac{1}{2\pi} \frac{d\Phi}{dt} \quad 9$$

La dérivée de la fréquence instantanée par rapport à f_0 devient alors :

$$y(t) = \frac{f(t) - f_0}{f_0} = \frac{1}{2\pi f_0} \frac{d\Phi}{dt} \quad 10$$

Un compteur de fréquences n'est pas capable de mesurer la fréquence instantanée. Ainsi, il produit un nombre de passages à zéro pendant une période d'acquisition τ donnée par :

$$\overline{y_k}(\tau) = \frac{1}{2} \langle (\overline{y_{k+1}} - \overline{y_k})^2 \rangle \approx \frac{1}{2(N-1)} \sum_{k=1}^N (\overline{y_{k+1}} - \overline{y_k})^2 \quad 11$$

où les parenthèses $\langle \rangle$ indiquent un moyennage sur un temps infini. En utilisant un nombre fini N d'échantillons, l'équation 11 peut être définie par un nombre fini de moyennage. Des

programmes permettent de compiler la racine carrée de la variance d'Allan (SRAV) à partir d'une liste de données.

III. 3. Equation caractéristique du verrouillage de la fréquence d'un oscillateur

La fréquence verrouillée de l'oscillateur peut s'écrire sous la forme :

$$f_{osc} = f_{osc}^{f/run} + S_y \times K_F(p) \times u_{DF}(f_{osc} - f_{res}) \quad 12$$

Où : $f_{osc}^{f/run}$ est la fréquence en oscillation libre de l'oscillateur

S_y est le coefficient d'accordabilité de la fréquence de l'oscillateur

$K_F(p)$ est la fonction de transfert du filtre

$u_{DF}(f_{osc} - f_{res})$ est la réponse en tension du discriminateur de fréquence

Les fluctuations de fréquence de l'oscillateur en oscillation libre sont données par :

$$f_{osc}^{f/run} = \overline{f_{osc}^{f/run}} + \delta f_{osc}^{f/run} \quad 13$$

où $\delta f_{osc}^{f/run}$ représente les fluctuations de fréquence de l'oscillateur en oscillation libre.

Il en résulte les fluctuations en fréquence de l'oscillateur verrouillé :

$$f_{osc} = \overline{f_{osc}} + \delta f_{osc} \quad 14$$

où δf_{osc} représente les fluctuations de fréquence de l'oscillateur verrouillé.

III. 3. 1. Linéarisation de l'équation caractéristique

Pour des petites variations de fréquence, la réponse en tension du discriminateur de fréquence (rapport de conversion tension - fréquence) est donnée par :

$$\delta u_{DF} = S_{DF} \times \delta f_{osc} + \delta n \quad 15$$

où δn est la tension de bruit intrinsèque du discriminateur de fréquence (fluctuation de l'électronique du DF).

III. 3. 2. Equation différentielle linéaire des fluctuations de fréquence

Les fluctuations de fréquence proches de la porteuse peuvent s'écrire :

$$\delta f_{osc} = \delta f_{osc}^{f/run} + S_y \times K_F(p) \times \{S_{DF} \times \delta f_{osc} + \delta n\} \quad 16$$

La Figure 5 montre le modèle petit signal de l'oscillateur verrouillé en fréquence.

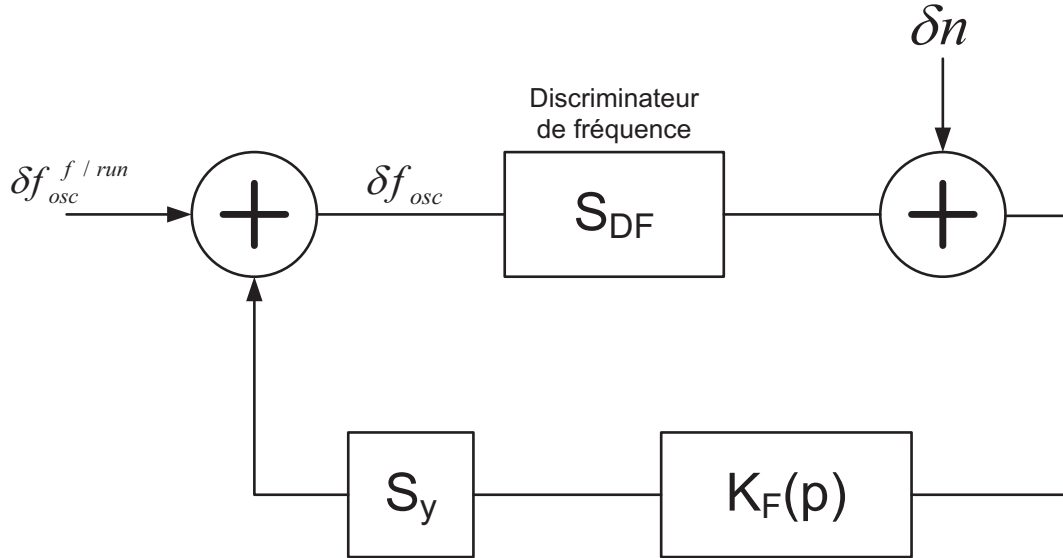


Figure 5 : Modèle petit signal d'un oscillateur verrouillé en fréquence

III. 3. 3. Plancher de bruit de l'oscillateur verrouillé en fréquence

Le plancher de bruit dû aux fluctuations de fréquence de l'oscillateur en oscillation libre est donné par :

$$\delta f_{osc} = \frac{\delta f_{osc}^{f/run}}{1 + \gamma} \quad 17$$

où γ est le gain en boucle ouverte égal à $S_{DF} \times S_y \times K_F(p)$.

Le plancher de bruit dû aux fluctuations intrinsèques du discriminateur de fréquence est donné par :

$$\delta f_{osc} = \frac{\gamma}{1 + \gamma} \times \frac{\delta n}{S_{DF}} \quad 18$$

et le plancher de bruit en fréquence du discriminateur de fréquence par :

$$\delta f_{DF} = \frac{\delta n}{S_{DF}} \quad 19$$

Le bruit total de l'oscillateur verrouillé en fréquence peut donc s'écrire :

$$\delta f_{osc} = \frac{1}{1+\gamma} \delta f_{osc}^{f/run} + \frac{\gamma}{1+\gamma} \delta f_{DF} \quad 20$$

où $\frac{1}{1+\gamma} \delta f_{osc}^{f/run}$ représente les fluctuations externes au système de contrôle de fréquence

et $\frac{\gamma}{1+\gamma} \delta f_{DF}$ représente les fluctuations internes au système de contrôle de fréquence.

La Figure 6 montre le module des fluctuations intrinsèques et extrinsèques du système de contrôle en fréquence (SCF). On constate qu'aux basses fréquences, les fluctuations internes sont responsables des fluctuations de fréquence. Aux hautes fréquences, ce sont les fluctuations externes qui sont responsables des fluctuations de fréquence.

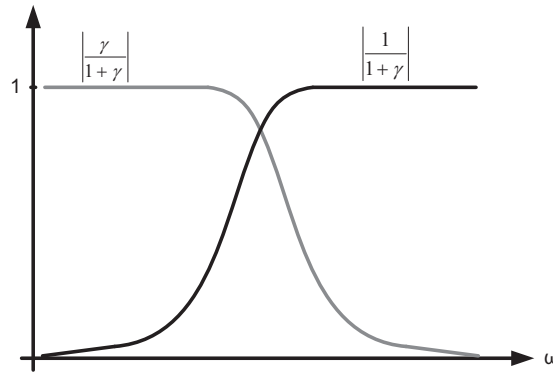


Figure 6 : Module des fluctuations intrinsèques et extrinsèques du SCF

La Figure 7 montre le spectre des fluctuations de phase de l'oscillateur verrouillé en fréquence pour une bande passante du système de contrôle en fréquence optimale. La Figure 8 est relative à une bande étroite et la Figure 9 à une bande trop large.

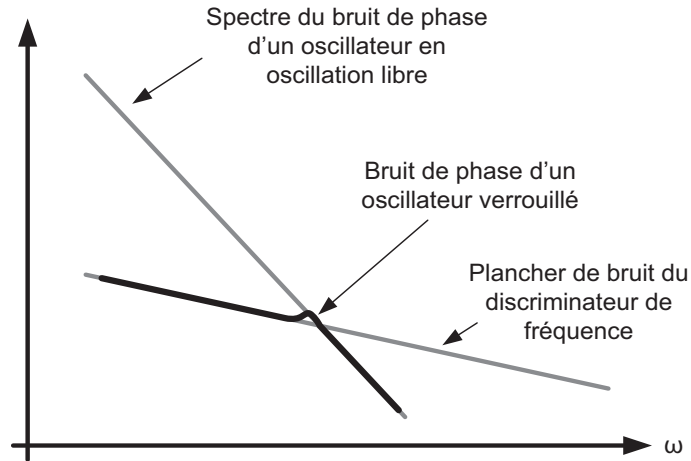


Figure 7 : Spectre des fluctuations de phase d'un oscillateur verrouillé en fréquence avec une bande passante du SCF optimum

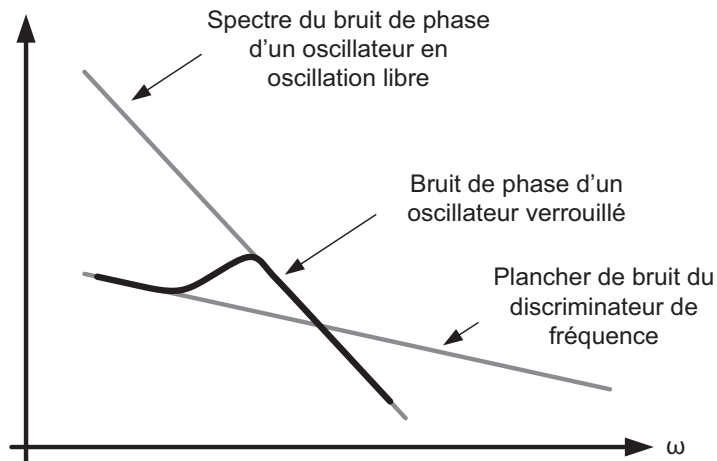


Figure 8 : Spectre des fluctuations de phase d'un oscillateur verrouillé en fréquence avec une bande passante du SCF étroite

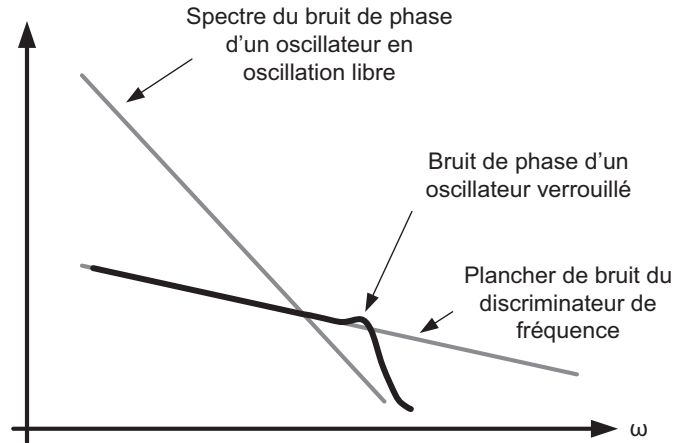


Figure 9 : Spectre des fluctuations de phase d'un oscillateur verrouillé en fréquence avec une bande passante large du SCF

III. 3. 4. Propriétés d'un oscillateur faible bruit de phase

La Figure 10 montre différents ports d'un oscillateur microonde avec un discriminateur de fréquence basé sur un détecteur de phase où nous allons calculer le bruit de phase.

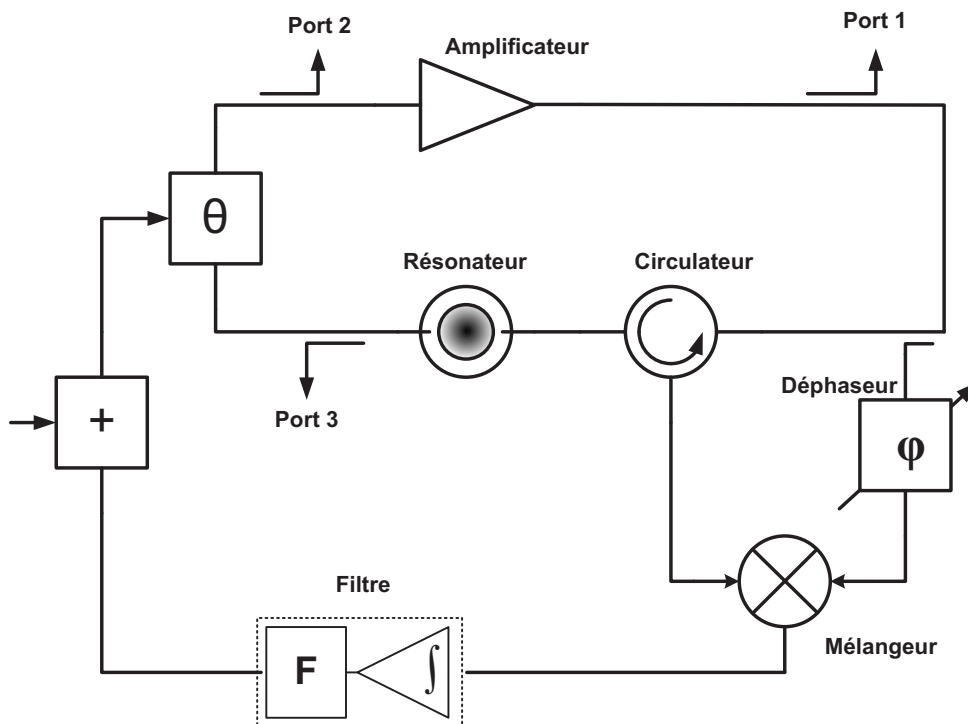


Figure 10 : Oscillateur faible bruit avec un DF utilisant un détecteur de phase

La densité spectrale du bruit de phase aux différentes sorties de l'oscillateur est donnée par les équations suivantes (pour plus de détails, cf Annexe 2) :

- Densité spectrale de bruit de phase au port 1

$$S_{\varphi}^{(1)} = \frac{1}{|1 + \gamma|^2} S_{\varphi}^{amp} \left(1 + \left(\frac{\Delta\omega}{\Omega} \right)^2 \right) + \left| \frac{\gamma}{1 + \gamma} \right|^2 S_{\varphi}^{DF}$$

où γ est le gain en boucle ouverte du contrôle de la boucle

$\Delta\omega$ est la bande passante de l'oscillateur

S_{φ}^{DF} est la densité spectrale de bruit du DF

- Densité spectrale de bruit de phase au port 2

$$S_{\varphi}^{(2)} = \left| \frac{\gamma}{1 + \gamma} \right|^2 S_{\varphi}^{f/run} + \left| \frac{\gamma}{1 + \gamma} \right|^2 S_{\varphi}^{DF} \approx S_{\varphi}^{amp}$$

où $S_{\varphi}^{f/run}$ est la densité spectral de bruit de l'oscillateur en oscillation libre

S_{φ}^{amp} est la densité spectral de bruit de l'amplificateur

- Densité spectrale de bruit de phase au port 3

$$S_{\varphi}^{(3)} = \frac{1}{|1 + \gamma|^2} S_{\varphi}^{amp} \left(\frac{\Delta\omega}{\Omega} \right)^2 + \left| \frac{\gamma}{1 + \gamma} \right|^2 \frac{S_{\varphi}^{DF}}{1 + \left(\frac{\Omega}{\Delta\omega} \right)^2}$$

Les spectres de bruit de phase aux différents ports de l'oscillateur sont représentés sur la Figure 11.

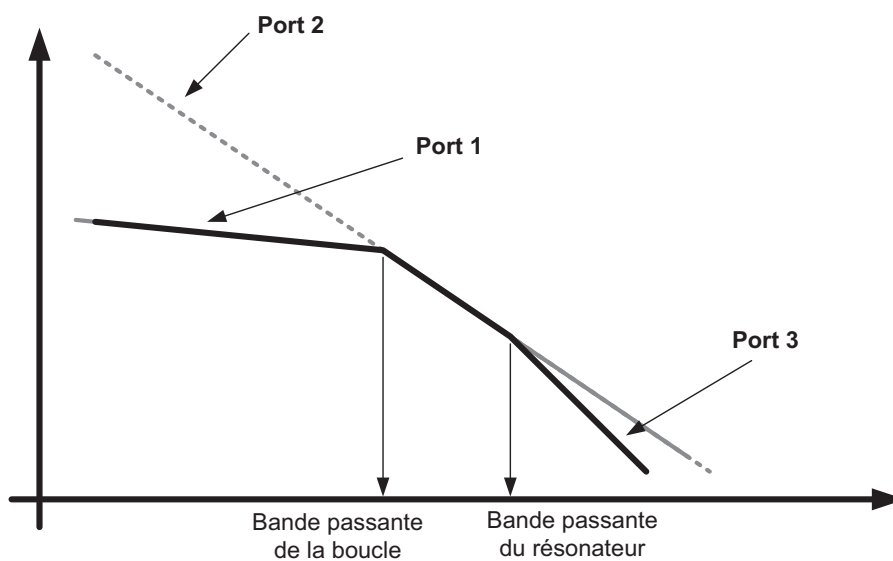


Figure 11 : Spectre de bruit de phase aux différentes sorties de l'oscillateur

III. 3. 5. Mesure de la densité spectrale du bruit de phase

Afin de mesurer la densité spectrale de bruit de phase d'un oscillateur faible bruit de phase, deux oscillateurs doivent être utilisés (Figure 12). L'oscillateur de référence doit avoir un bruit de phase inférieur à celui que l'on veut caractériser. Le battement de fréquences des deux oscillateurs est mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre FFT. Un système de contrôle permet de verrouiller le premier oscillateur à la fréquence du second.

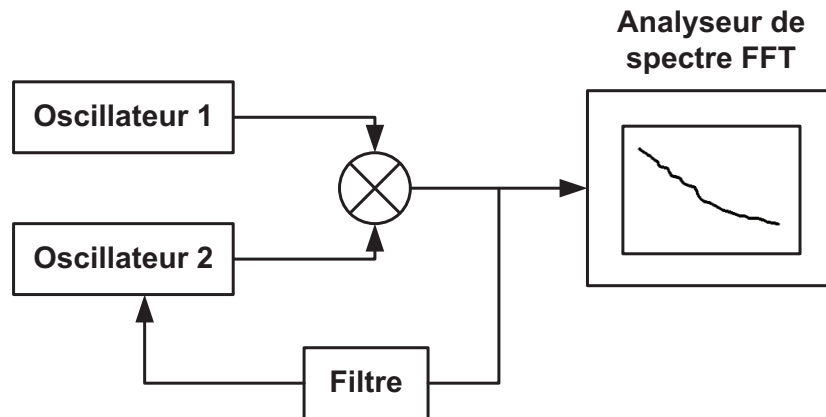


Figure 12 : Banc de mesure de la densité de bruit de phase d'un oscillateur

IV. Principes de stabilisation d'un oscillateur

Principalement deux systèmes sont utilisés pour contrôler la stabilité de la phase de l'oscillateur : un discriminateur de fréquence (DF) utilisant un détecteur de phase et un discriminateur de fréquence de Pound.

IV. 1. Discriminateur de fréquence de Pound

Les fluctuations de phase peuvent être contrôlées en utilisant un discriminateur de fréquence de Pound [11]. Le discriminateur compare la phase de l'oscillateur à celle du résonateur et génère une tension proportionnelle à la différence des deux phases. La tension d'erreur est alors utilisée pour contrôler la phase de l'oscillateur (qui doit être égale à un multiple de 2π) à l'aide d'un déphaseur. La Figure 13 montre le principe du discriminateur de fréquence de Pound.

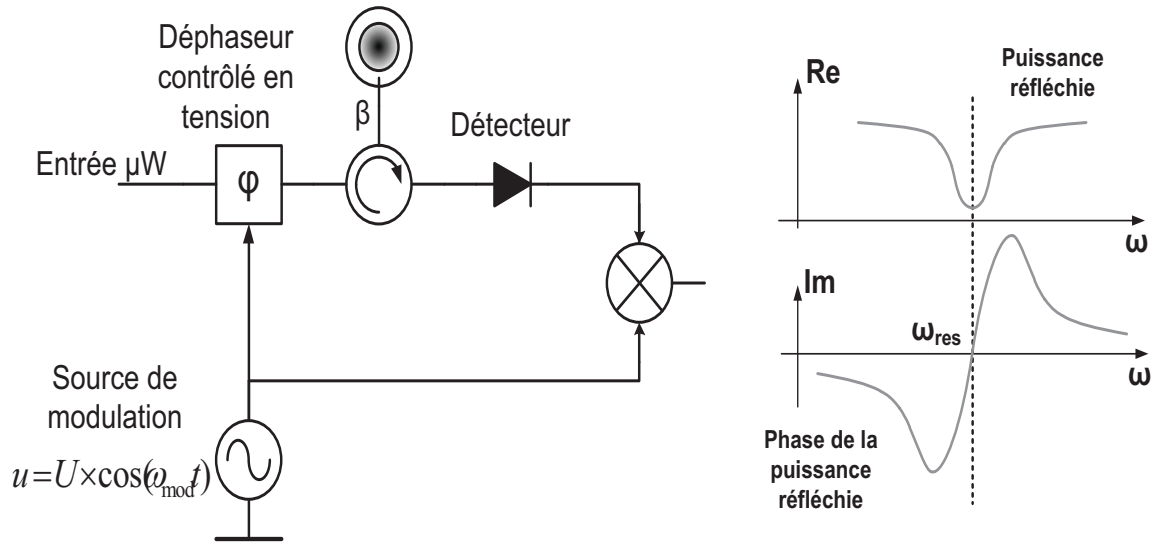


Figure 13 : Discriminateur de fréquence de Pound

La Figure 14 montre l'amplitude du signal alternatif (AC) à la sortie du détecteur et le signal à la sortie du discriminateur de fréquence.

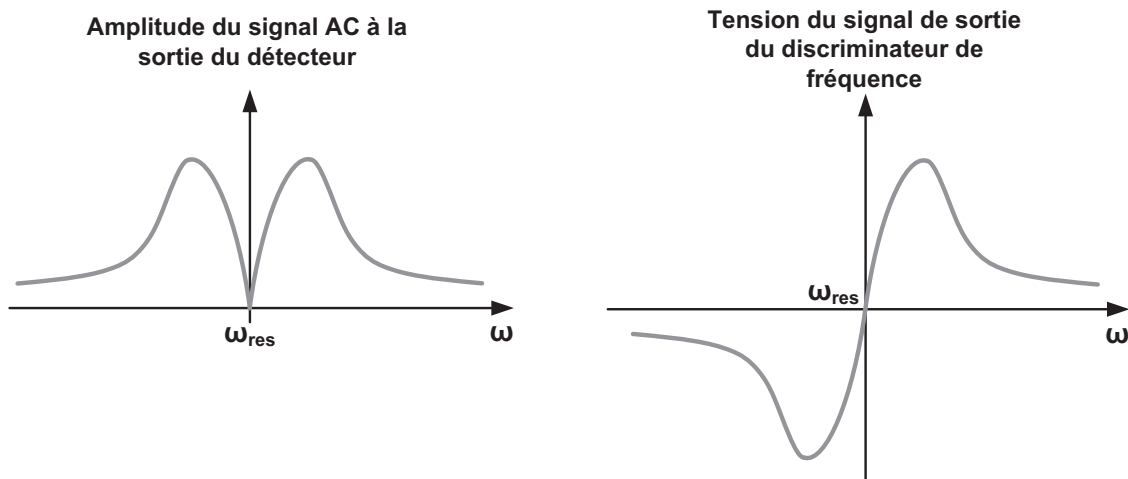


Figure 14 : Amplitudes des signaux alternatifs à la sortie du détecteur et à la sortie du discriminateur de fréquence

IV. 1. 1. Propriétés du discriminateur de fréquence de Pound

La conversion fréquence/tension du discriminateur de fréquence de Pound peut s'écrire :

$$S_{DF} = \chi\gamma \times 2 \times \sqrt{P_{inc}} \times \frac{2\beta}{(1+\beta)^2} \times \frac{\delta\varphi_m}{\Delta\omega_{0.5}} \times \frac{1}{\left\{1 + j \frac{\Omega}{(1+\beta)\Delta\omega_{0.5}}\right\}} \quad 21$$

où χ est le rapport de conversion du mélangeur

γ est le coefficient de conversion puissance / tension du détecteur

$\delta\varphi_m$ est l'indice de modulation de phase

β est le coefficient de couplage d'entrée du résonateur

Le choix de la fréquence de modulation est définie par :

- $\omega_m \gg \Delta\omega_{0,5}$
- $\omega_m > \Omega_F$

On peut noter que la réponse du discriminateur de Pound n'est pas sensible aux variations de longueur électrique des lignes de transmission car $\omega_m \ll \omega_{res}$. La caractéristique du système de contrôle de fréquence est représentée sur la Figure 15.

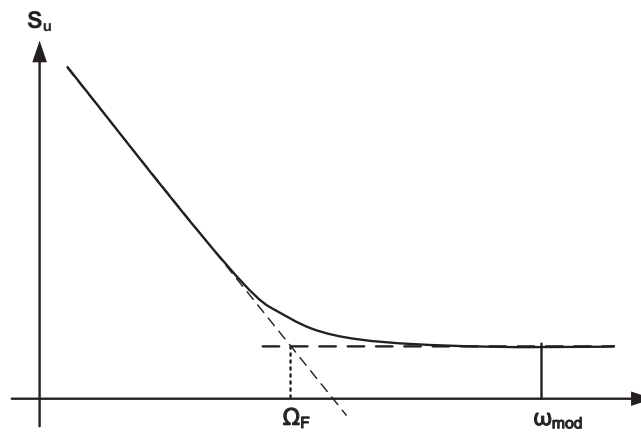


Figure 15 : Spectre du discriminateur de fréquence de Pound

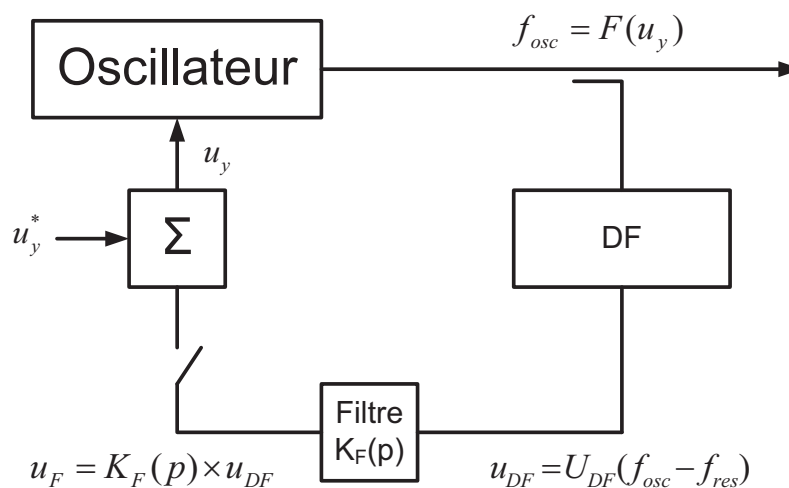


Figure 16 : Système de contrôle de fréquence

Les valeurs de la Figure 16 peuvent être définies comme ci-dessous :

$$f_{osc} = F(u_y) \quad 22$$

$$u_y = u_y^* + u_F \quad 23$$

$$u_F = K_F(p) \times u_{DF} \quad 24$$

$$u_{DF} = U_{DF}(f_{osc} - f_{res}) \quad 25$$

Les équations 22 à 25 donnent :

$$f_{osc} = F[u_y^* + K_F(p) \times U_{DF} \times (f_{osc} - f_{res})] \quad 26$$

L'équation 26 permet :

- de déterminer la fréquence de l'oscillateur verrouillé en régime stationnaire,
- d'étudier la stabilité en régime stationnaire,
- d'évaluer la bande de verrouillage de l'oscillateur,
- d'analyser les performances de bruit de l'oscillateur verrouillé en fréquence.

Si on considère une relation linéaire entre f_{osc} et u_y , on obtient :

$$f_{osc} = f_0 + S_y \times u_y \quad 27$$

où f_0 est la fréquence de résonance de la cavité.

Il en résulte que :

$$f_{osc} = f_{osc}^{f/run} + S_y \times K_F(p) \times u_{DF} \times (f_{osc} - f_{res}) \quad 28$$

où $f_{osc}^{f/run} = S_y \times u_y^* + f_0$ est la fréquence de l'oscillateur en oscillation libre.

Si on introduit :

$$\Delta f_{osc} = f_{osc} - f_{res} \quad 29$$

$$\Delta f_{osc}^{f/run} = f_{osc}^{f/run} - f_{res} \quad 30$$

Les équations 29 et 30 nous amènent à :

$$\Delta f_{osc} = \Delta f_{osc}^{f/run} + S_y \times K_F(p) \times u_{DF}(\Delta f_{osc}) \quad 31$$

La fréquence de l'oscillateur verrouillé en régime stationnaire est obtenue à partir de l'équation 31 quand $K_F(p) = K_F(0)$:

$$\Delta f_{osc} = \Delta f_{osc}^{f/run} + S_y \times K_F(0) \times u_{DF}(\Delta f_{osc}) \quad 32$$

On peut aussi déterminer les zones de verrouillage et de tenue de l'oscillateur (Figure 17).

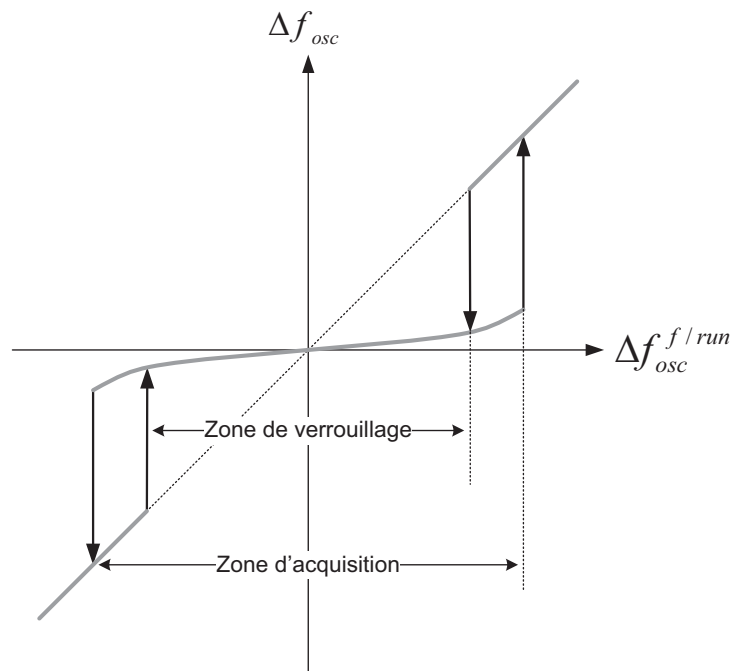


Figure 17 : Effet du SCF sur la fréquence de l'oscillateur

IV. 2. Propriétés d'un discriminateur de fréquence avec détection de phase

Le discriminateur de fréquence utilisant un détecteur de phase utilise le signal réfléchi provenant du résonateur (Figure 18).

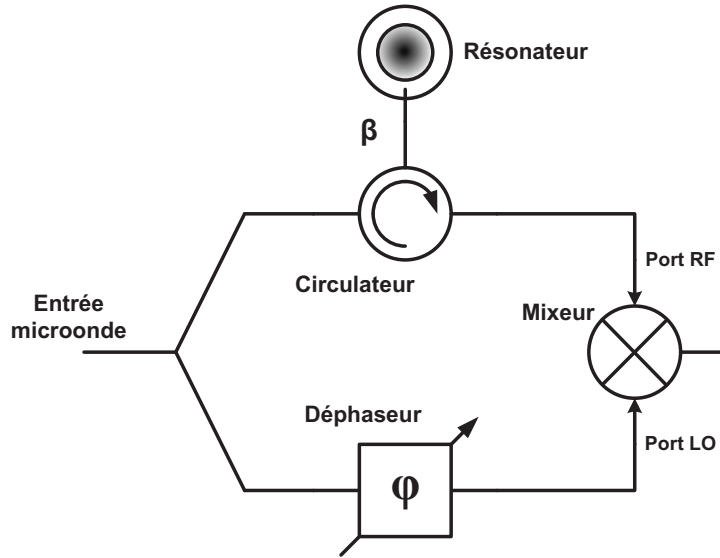


Figure 18 : Discriminateur de fréquence utilisant une détection de phase

Le signal à la sortie du discriminateur de fréquence peut s'écrire :

$$u_{DF} = \chi \sqrt{P_{RF}} \cos(\Phi_{RF} - \Phi_{LO}) \quad 33$$

où P_{RF} est la puissance au port RF

$\Phi_{RF} - \Phi_{LO}$ est la différence de phase entre les signaux RF et LO

χ est le rapport de conversion tension / fréquence

L'amplitude complexe du signal au port RF du mélangeur est donnée par :

$$\overline{U_{RF}} = \overline{U_{inc}} \times \overline{\Gamma} \quad 34$$

où $\overline{U_{inc}}$ est l'amplitude complexe du signal incident du résonateur

$\overline{\Gamma}$ est le coefficient de réflexion du résonateur

$\Phi_{RF} = \Phi_{\Gamma}$ - phase du coefficient de réflexion

et l'amplitude complexe du signal sur le port LO par :

$$\overline{U_{LO}} = k \times \overline{U_{inc}} \times e^{-j\theta} \quad 35$$

où k est le facteur d'échelle

et $\theta = \Phi_{LO}$

La puissance du signal réfléchi est donnée par :

$$P_{RF} = P_{inc} |\bar{\Gamma}|^2 \quad 36$$

La substitution des équations 34 à 36 dans l'équation 33 donne :

$$u_{DF} = \chi \sqrt{P_{inc}} \times \{Re(\bar{\Gamma}) \times \cos \theta + Im(\bar{\Gamma}) \sin \theta\} \quad 37$$

Ainsi, on peut tracer les variations de $Re(\bar{\Gamma})$ et $Im(\bar{\Gamma})$ (Figure 19).

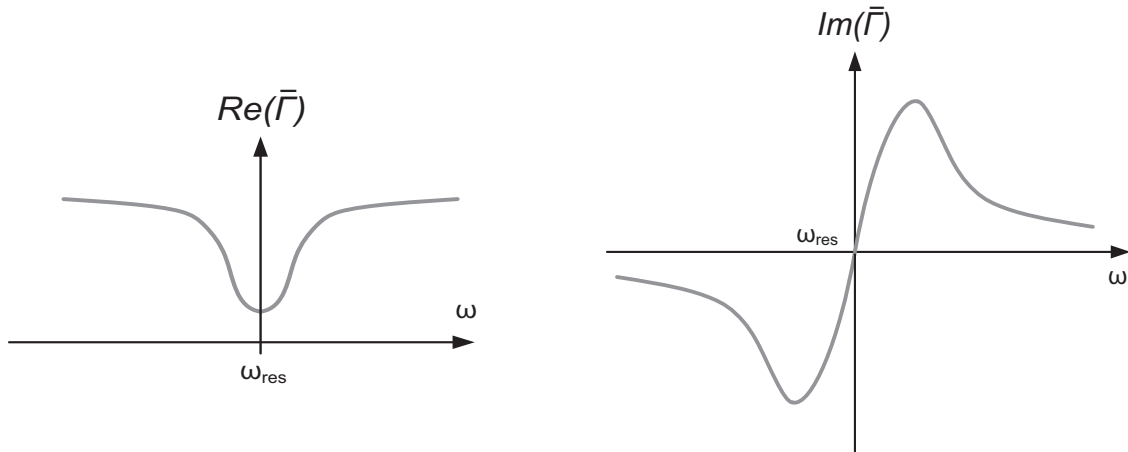


Figure 19 : Partie réelle et imaginaire de Γ

La sensibilité maximale de variations de fréquence $du_{DF}/d\omega \rightarrow max$ est obtenue pour $\omega = \omega_{res}$ et $\theta = \frac{\pi}{2}$.

Le coefficient de réflexion du résonateur est donné par :

$$\bar{\Gamma} = \frac{\beta - 1 - j\xi}{\beta + 1 + j\xi} \quad 38$$

où β est le coefficient de couplage

$\xi = \frac{\omega - \omega_{res}}{\Delta\omega_{0.5}}$ est le coefficient de désaccord par rapport à la fréquence de résonance

$\Delta\omega_{0.5}$ est la bande passante du résonateur à -3dB = $\omega_{res}/2\pi Q_{charge}$

Pour un déphasage optimal $\theta = \frac{\pi}{2}$, la réponse du discriminateur de fréquence est :

$$u_{DF} = \chi \sqrt{P_{inc}} \times \text{Im}(\bar{\Gamma}) \quad 39$$

Pour un accordage optimal $\omega = \omega_{res}$ et $\theta = \frac{\pi}{2}$, le rapport de conversion fréquence / tension du discriminateur de fréquence peut s'écrire :

$$S_{DF} = \frac{du_{DF}}{d\omega} = \chi \sqrt{P_{inc}} \times \frac{2\beta}{(1 + \beta)^2} \times \frac{1}{\Delta\omega_{0,5}} \quad 40$$

A partir de l'équation 40, on peut déduire que pour augmenter la sensibilité du discriminateur de fréquence il est possible :

- d'augmenter la puissance d'entrée,
- d'optimiser les coefficients de couplage du résonateur $\beta=1$,
- d'utiliser un fort coefficient de qualité.

La conversion fréquence / tension du discriminateur de fréquence est une fonction complexe de la fréquence de modulation donnée par :

$$S_{DF} = \chi \sqrt{P_{inc}} \times \frac{2\beta}{(1 + \beta)^2} \times \frac{1}{\Delta\omega_{0,5}} \times \frac{1}{\left\{1 + j \frac{\Omega}{(1+\beta)\Delta\omega_{0,5}}\right\}} \quad 41$$

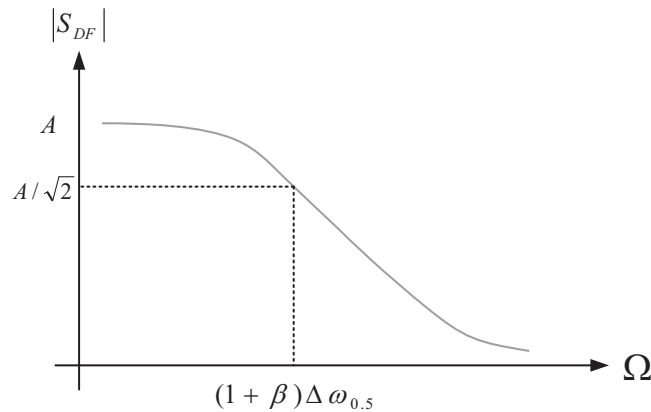


Figure 20 : Rapport de conversion tension – fréquence du DF en fonction de la fréquence de modulation

V. L'état de l'art des oscillateurs ultra faible bruit de phase

Les principes des systèmes interférométriques microondes sont la clé de la construction des oscillateurs microondes à extrêmement faible niveau de modulation de phase. La densité

spectrale des fluctuations de phase générée par de tels oscillateurs s'approche de la limite fondamentale standard de bruit thermique aux fréquences de Fourier au-dessus de 10Hz [14-15].

La clé des oscillateurs ultra faible bruit de phase dans [14-15] est l'ultra sensibilité du discriminateur de fréquence. Il consiste en un résonateur à fort coefficient de qualité placé dans l'interféromètre microonde et en un système de sortie sensible à la phase qui met en évidence le faible bruit de l'amplificateur microonde (Figure 21). Pour équilibrer l'interféromètre (à une fréquence proche de la fréquence de résonance de la cavité), on annule le signal de la porteuse au port « sombre » de l'interféromètre donnant un bruit résiduel causé par les fluctuations de fréquence de l'oscillateur. L'appellation « sombre » vient du fait que la tension en sortie de ce port est très faible.

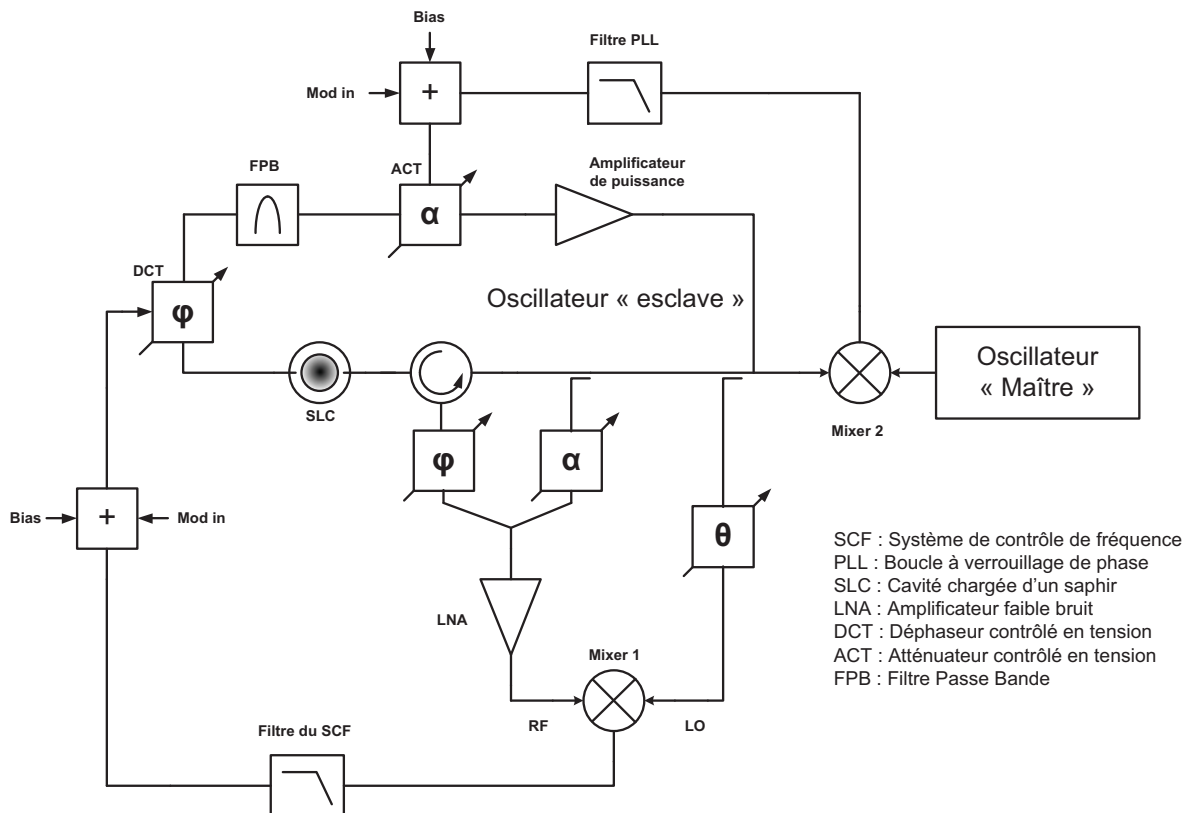


Figure 21 : Système de mesure de bruit de phase à deux oscillateurs

Les solutions pour améliorer la sensibilité du discriminateur de fréquence au moyen de la suppression de la porteuse datent des années 50 [16]. A partir de ce principe, un résonateur microonde avec un coefficient de couplage égal à 1 pour la réflexion a été utilisé comme un élément dispersif pour le discriminateur de fréquence [17]. En 1992, J.Dick a réalisé un discriminateur de fréquence dans la bande X basé sur l'utilisation d'un résonateur saphir

refroidi à température de l'azote liquide [18-19]. Grâce aux très forts coefficients de qualité du résonateur saphir à température cryogénique ($Q \approx 10^7$), le plancher de bruit de la bande latérale unique (BLU) du discriminateur de fréquence a été mesuré proche de -160dBc/Hz à 1kHz de la porteuse. Cependant, ce plancher de bruit était supérieur au plancher de bruit fondamental lié aux fluctuations thermiques. L'incapacité à atteindre le vrai potentiel d'un discriminateur de fréquence cryogénique était liée à la saturation des amplificateurs faible bruit dans la branche du circuit du signal réfléchi due à une mauvaise suppression de porteuse.

Les inconvénients d'un discriminateur de fréquence basé sur le couplage critique ($\beta=1$) des résonateurs furent surmontés par des systèmes interférométriques développés à l'université d'Australie occidentale (UWA) dans le milieu des années 90 [15]. Une forte suppression de porteuse, dans l'amplificateur faible bruit et fort gain des fluctuations résiduelles provenant du port « sombre » de l'interféromètre, garantit un fonctionnement du discriminateur de fréquence avec des températures de bruit effectif proches de leurs températures physiques. Ceci a montré le chemin pour le développement d'une nouvelle génération d'oscillateurs microondes ultra faible bruit de phase dans la bande X avec un bruit de phase de bande latérale unique de -160dBc/Hz à 1kHz de la porteuse [14]. De telles performances sont obtenues à température ambiante et elles représentent plus de 25dB d'amélioration relative par rapport à l'état de l'art précédent à température ambiante.

Le succès initial de l'application de traitement du signal de l'interféromètre à la stabilisation de la fréquence de l'oscillateur fut suivi par de lents progrès dus aux limitations fondamentales imposées sur la résolution des mesures de fréquences par les fluctuations thermiques. Pendant ce temps, les efforts de recherche se sont dirigés vers l'amélioration de la stabilité à court terme des oscillateurs faible bruit de phase et vers le développement de systèmes électroniques pour l'accordabilité en fréquence [20-21]. L'arrivée dans les microondes d'amplificateurs à semi-conducteurs de forte puissance a offert l'opportunité de réduire les limites de bruit thermique en augmentant le niveau de puissance dissipée dans le résonateur à fort coefficient de qualité [22].

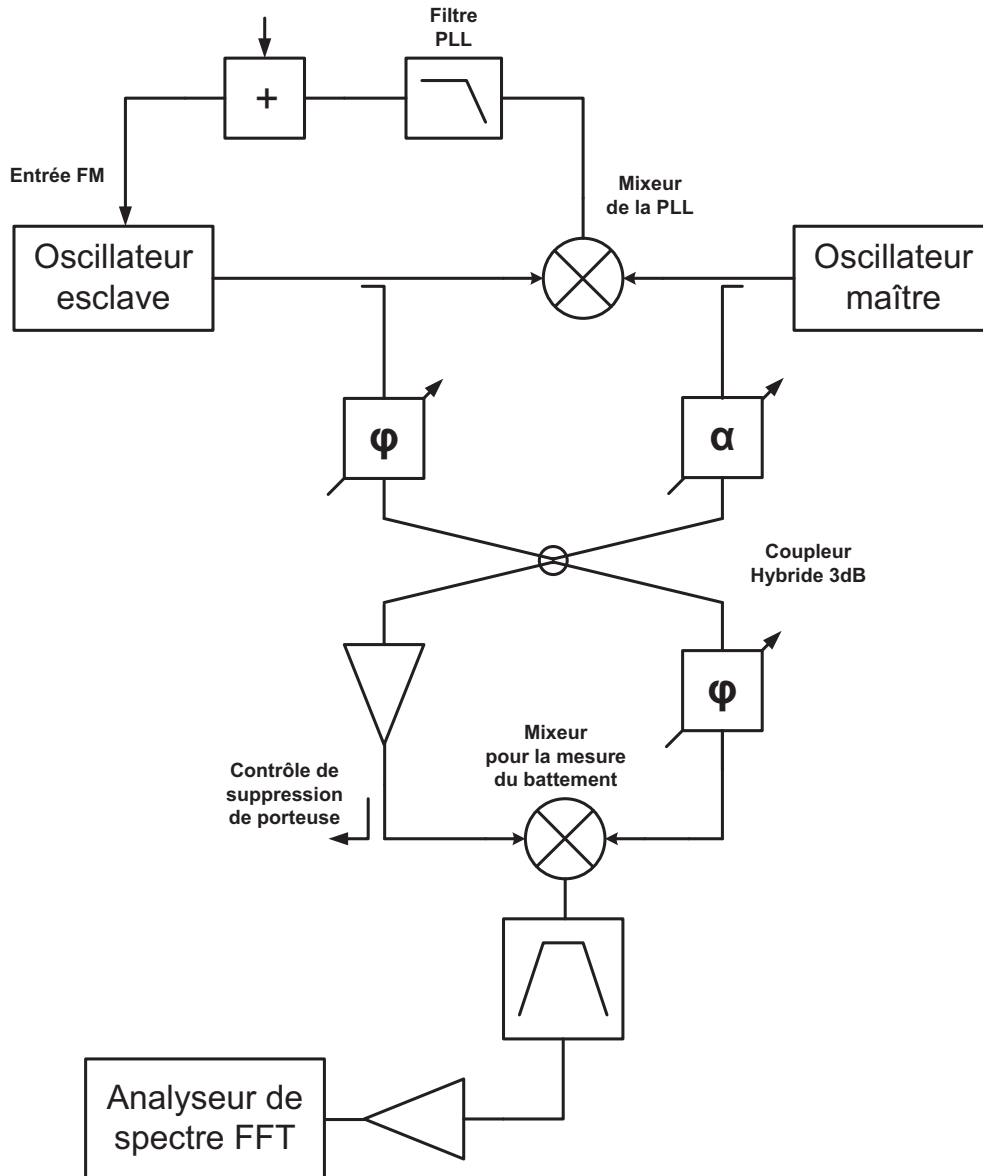


Figure 22 : Détecteur de phase interférométrique

Il a été démontré que des oscillateurs microondes avec de très faibles fluctuations de phase basés sur le principe d'interféromètres microondes peuvent être construits (Figure 22) [23]. De tels oscillateurs utilisent un résonateur saphir à température ambiante, stabilisé en température et opérant à des niveaux de puissance microonde plus élevés. Ils représentent actuellement les sources générant les plus faibles signaux de bruit de phase aux fréquences microondes. La densité spectrale BLU de bruit de phase d'un oscillateur opérant à 9GHz a été mesurée à -157dBc/Hz à 1kHz (Figure 23).

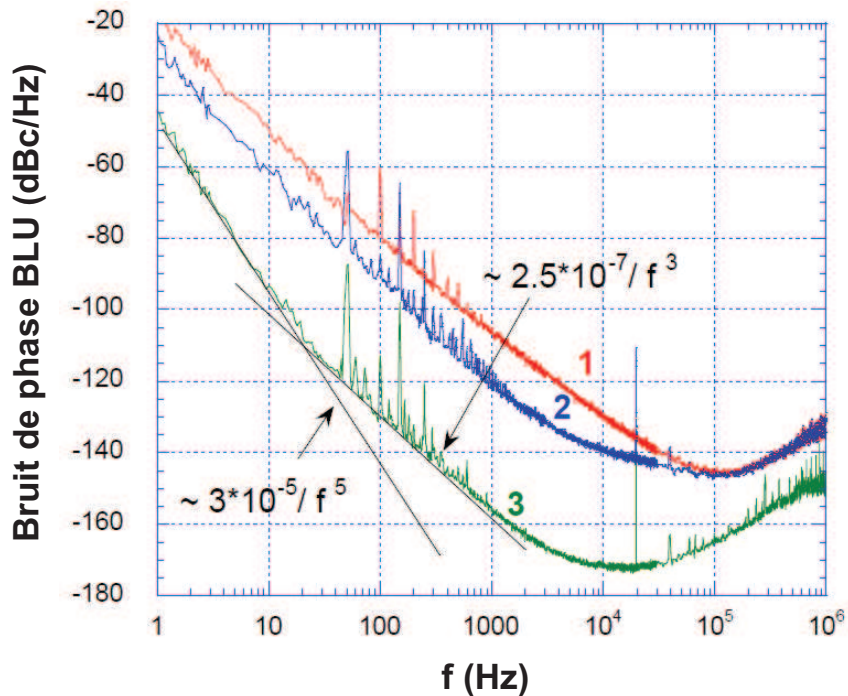


Figure 23 : Spectre du bruit de phase pour une forte puissance microonde de l'oscillateur pour différents modes de fonctionnement : (1) oscillateur en oscillation libre, (2) oscillateur en oscillation libre avec un système de contrôle de phase complémentaire (3) oscillateur stabilisé en fréquence [23]

Pour le futur développement dans la génération de signaux ultra faible bruit de phase, l'une des approches qui semble prometteuse est liée à l'utilisation de résonateurs saphir refroidis à température cryogénique (azote liquide).

VI. Oscillateur ultra faible bruit de phase à 77K

Dans cette partie, il est décrit l'oscillateur ultra faible bruit de phase à 77K ainsi que tous les systèmes de mesures permettant de caractériser ses performance. Deux oscillateurs identiques sont construits afin de pouvoir mesurer les bruits de phase de cet oscillateur.

VI. 1. Système expérimental

Les résonateurs de chaque oscillateur sont placés dans un même insert (Figure 24), l'un au dessus de l'autre. L'idée de mettre les deux résonateurs dans le même insert, l'un à proximité de l'autre, vient du fait que nous espérons que chaque résonateur subisse par exemple les mêmes variations en température pour ainsi avoir une cohérence de la variation des fréquences des deux résonateurs. L'insert est situé dans un cryostat de 50L et rempli d'azote liquide. Les deux résonateurs sont placés dans une chambre sous vide hermétiquement scellée

par un joint en Mylar. Afin de garder un niveau d'azote liquide suffisamment haut pour garder la chambre à vide à la bonne température (insert totalement immergé), un transfert d'azote liquide est nécessaire tous les 3 – 4 jours. Des sondes en platine permettent la mesure de la température des résonateurs et deux patchs chauffants permettent le contrôle de celle-ci.

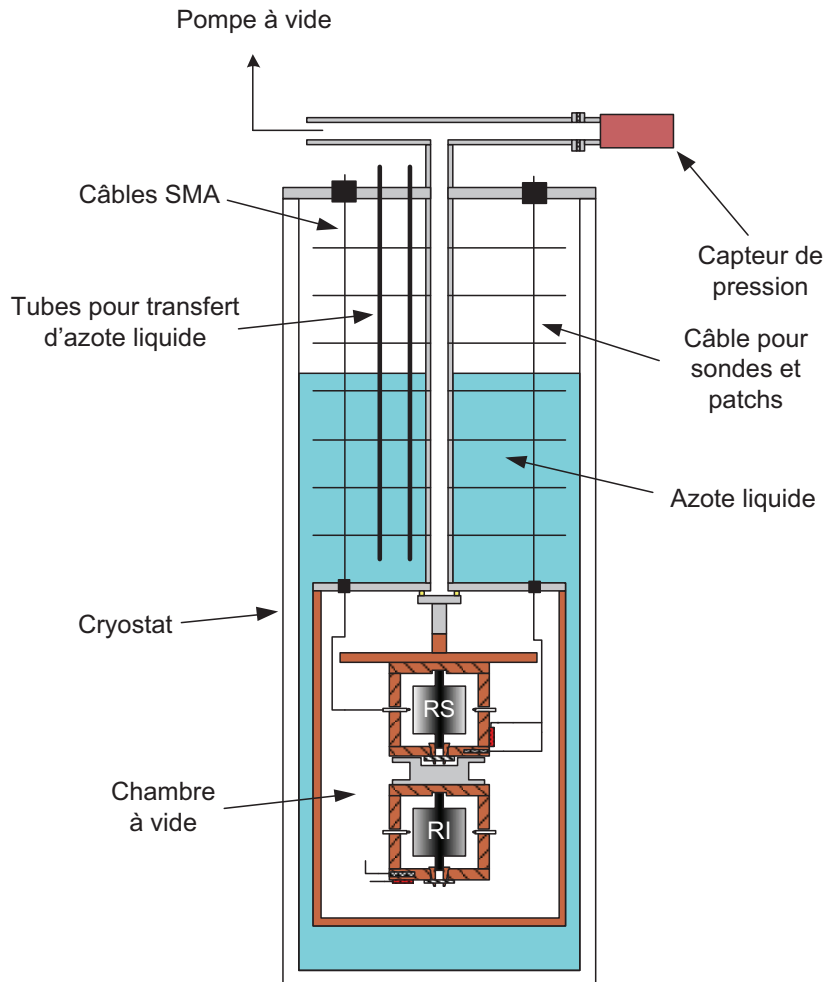


Figure 24 : Cryostat et insert utilisés pour notre oscillateur ultra faible bruit de phase

VI. 1. 1. Les résonateurs

Les résonateurs sont composés d'un cylindre de saphir enfermé dans une cavité métallique en cuivre platinée en argent. Les deux résonateurs sont séparés à l'aide d'un cylindre d'acier inoxydable afin de réaliser une isolation thermique entre eux. Ainsi, leurs températures peuvent être réglées de façon quasi-indépendante.

VI. 1. 1. 1. Propriétés du saphir

Le saphir est un matériau diélectrique anisotrope ayant une des plus faibles tangentes de pertes aux températures cryogéniques en bande X. Les figures 25 et 26 montrent l'évolution

de la permittivité et des tangentes de pertes parallèle et perpendiculaire en fonction de la température.

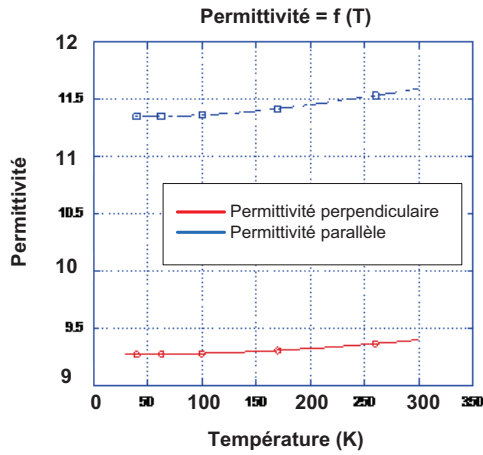


Figure 25 : Evolution de la permittivité relative diélectrique du saphir en fonction de la température

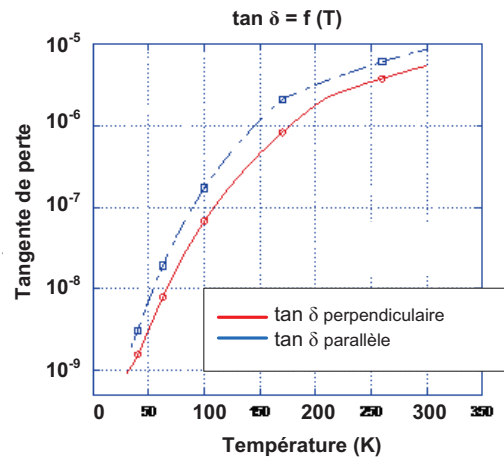


Figure 26 : Evolution des tangentes de pertes du saphir en fonction de la température

A des températures proches de 77K, la variation de fréquence par rapport à la variation de température de nos échantillons de saphir est d'environ 100kHz/K.

VI. 1. 1. 2. Caractérisation des saphirs

Les échantillons que nous utilisons ont une hauteur de 30 mm pour un diamètre de 30mm. Ils sont placés dans une cavité fermée platinée en argent de 60mm de diamètre pour 50mm de hauteur (Figure 27). Afin de garder les échantillons en position, un manchon en cuivre est ajouté sur la partie inférieure de chaque cavité. Cela permet également d'obtenir un bon contact thermique entre l'échantillon et la cavité.

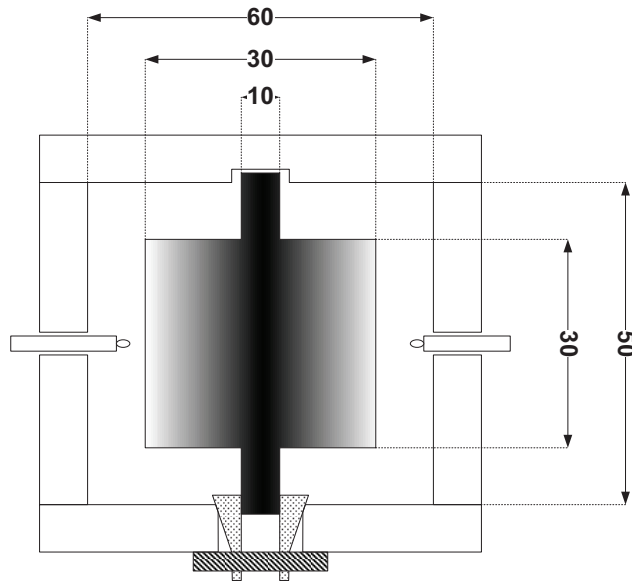


Figure 27 : Résonateur saphir excité par deux sondes magnétiques

Les cavités ont été refroidies à 77K et les modes de galerie ont été mesurés afin de vérifier les propriétés des résonateurs. Le tableau suivant montre les différents modes de résonance WGE et WGH présents dans les deux cavités pour une température de 77K.

Tableau 9 : Modes de résonance des deux résonateurs saphir à 77K

R1	f (GHz)	Qo (*10 ⁶)	R2	f (GHz)	Qo (*10 ⁶)
WGE _{6,0,0}	7.9494	1.14	WGE _{6,0,0}	7.9495	0.47
WGE _{6,0,1}	8.441	1.866	WGE _{6,0,1}	8.4414	1.358
WGH _{6,0,0}	9.753	0.212	WGH _{6,0,0}	9.7542	2.609
WGH _{6,0,1}	10.1487	4.412	WGH _{6,0,1}	10.1558	1.533
WGE _{7,0,0}	8.9775	4.48	WGE _{7,0,0}	8.9777	3.96
WGE _{7,0,1}	9.419	4.651	WGE _{7,0,1}	9.4193	1.414
WGH _{7,0,0}	x	x	WGH _{7,0,0}	x	x
WGH _{7,0,1}	11.247	4.462	WGH _{7,0,1}	11.247	11.405
WGE _{8,0,0}	9.996	5.32	WGE _{8,0,0}	9.9962	15.55
WGE _{8,0,1}	10.396	22.226	WGE _{8,0,1}	10.3967	2.96
WGH _{8,0,0}	12.037	10.782	WGH _{8,0,0}	12.0378	6.951
WGH _{8,0,1}	12.3349	1.043	WGH _{8,0,1}	12.3349	4.718

WGE _{9,0,0}	11.0062	10.27	WGE _{9,0,0}	11.006	16.75
WGE _{9,0,1}	11.3725	4.768	WGE _{9,0,1}	11.3727	12
WGH _{9,0,0}	13.1467	1.3018	WGH _{9,0,0}	13.1469	4.648
WGH _{9,0,1}	13.4145	12.392	WGH _{9,0,1}	13.4144	4.93
WGE _{10,0,0}	12.0094	11.916	WGE _{10,0,0}	12.009	18.96
WGE _{10,0,1}	12.346	28.264	WGE _{10,0,1}	12.3471	2.388
WGH _{10,0,0}	14.2529	1.419	WGH _{10,0,0}	14.2531	7.765
WGH _{10,0,1}	14.493	11.856	WGH _{10,0,1}	14.493	12.229

Nous avons choisi les modes WGE_{9,0,0} pour différentes raisons. Premièrement, pour les deux résonateurs, le facteur de qualité à vide est fort et il n'y a pas de mode interférant avec ceux-ci. Comme nous pouvons le remarquer dans le Tableau 9, pour certains modes, le facteur de qualité à vide est assez faible. Cela est dû à d'autres modes (TE, TM, etc) proches du mode mesuré qui interagissent avec celui-ci et déforment le mode, dégradant ainsi le facteur de qualité. De plus, pour m=9, le champ électrique est principalement confiné dans le saphir. Deuxièmement, la différence relative des fréquences de résonance des cavités est proche de 200kHz.

La Figure 28 montre l'évolution de la fréquence en fonction de la température. Comme nous pouvons le voir, la fréquence diminue lorsque la température augmente. Etant donné que nous allons réchauffer la cavité inférieure afin de rapprocher sa fréquence de résonance de celle de la cavité supérieure, la cavité inférieure doit avoir la fréquence de résonance la plus grande.

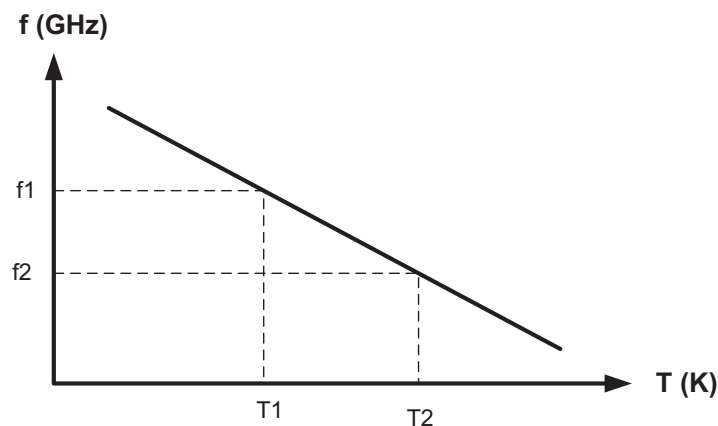


Figure 28 : Tendence de l'évolution de la fréquence de résonance en fonction de la température autour de 77K

En utilisant un logiciel de simulation électromagnétique rigoureux basé sur la méthode des lignes [24], il est possible d'estimer la fréquence de résonance, le facteur de qualité ainsi que le facteur de remplissage électrique du mode considéré. La Figure 29 montre la répartition du champ dans la cavité. Comme nous utilisons un mode WGE, ses principales composantes électromagnétiques sont E_θ , E_r , H_z .

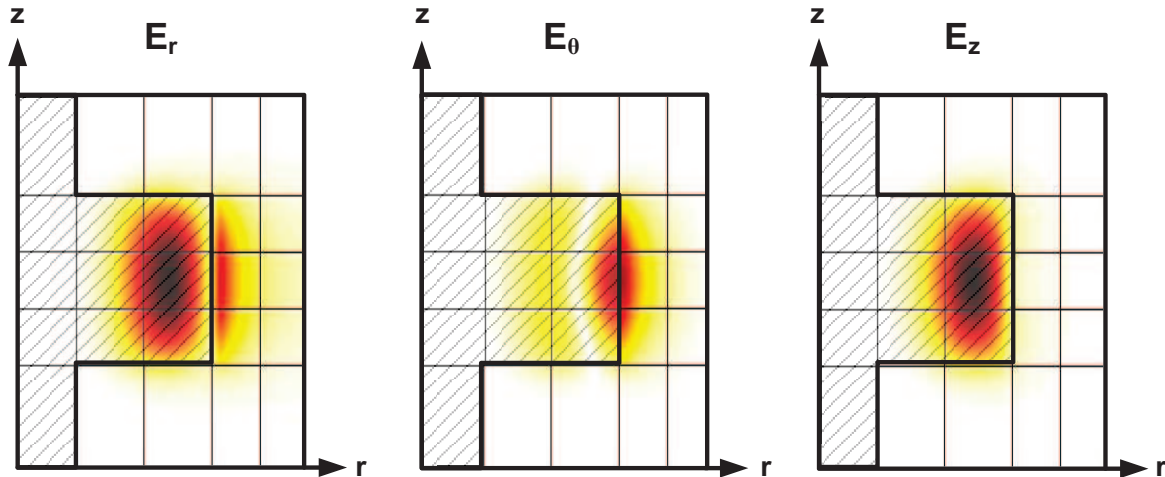


Figure 29 : Répartition du champ EM sur une moitié de structure pour le mode $WGE_{9,0,0}$

VI. 1. 1. 3. Réglage des couplages

Dans certains cas, il est important de régler le couplage proche du couplage critique ($\beta=1$). Ainsi, la puissance du signal réfléchi est minimisée. Un tel exemple s'applique à un discriminateur de Pound [11]. Régler le couplage proche du couplage critique améliore la résolution spectrale du discriminateur de Pound et réduit la sensibilité du signal d'interrogation due à des modulations d'amplitude aléatoires.

Chaque résonateur est excité à l'aide de sondes magnétiques excitant les modes WGE (cf. chapitre 1). Dans un oscillateur stabilisé en fréquence, le résonateur à fort coefficient de qualité est utilisé comme un filtre passe-bande étroit de la boucle de l'oscillateur et comme un élément dispersif pour le discriminateur de fréquence. Le couplage sur le port primaire du résonateur est réglé pour être proche du couplage critique. Le couplage du port secondaire est réglé pour être relativement faible afin de préserver le facteur de qualité en charge du résonateur. Il doit cependant être suffisamment élevé pour éviter d'utiliser un amplificateur fort gain dans la boucle (s'il est trop faible, le paramètre en transmission S_{21} présente de fortes pertes). Un couplage égal à 0.1 est généralement utilisé.

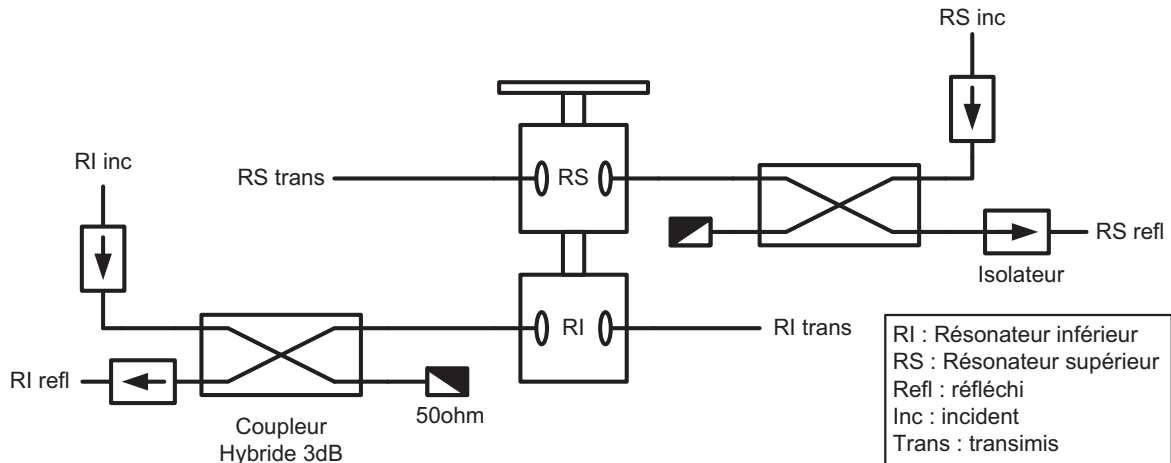


Figure 30 : Mesure des paramètres S des résonateurs supérieur et inférieur

Avant de refroidir les résonateurs, les saphirs sont soigneusement nettoyés à l'aide d'acide nitrique dilué à 70% dans un bac ultra-son et les cavités avec du méthanol. Les paramètres S ont été mesurés une fois que la température est stabilisée. La Figure 31 montre les paramètres S des résonateurs des cavités supérieure et inférieure à 77K.

Les réglages finaux des deux résonateurs sont listés ci-dessous :

- Résonateur supérieur :
 - Fréquence centrale : 11,00624 GHz
 - Coefficient de couplage du port d'entrée : 0,87
 - Coefficient de couplage du port de sortie : 0,09
 - Facteur de qualité à vide : $14,4 \times 10^6$
- Résonateur inférieur :
 - Fréquence centrale : 11,00646 GHz
 - Coefficient de couplage du port d'entrée : 0,78
 - Coefficient de couplage du port de sortie : 0,12
 - Facteur de qualité à vide : $11,8 \times 10^6$

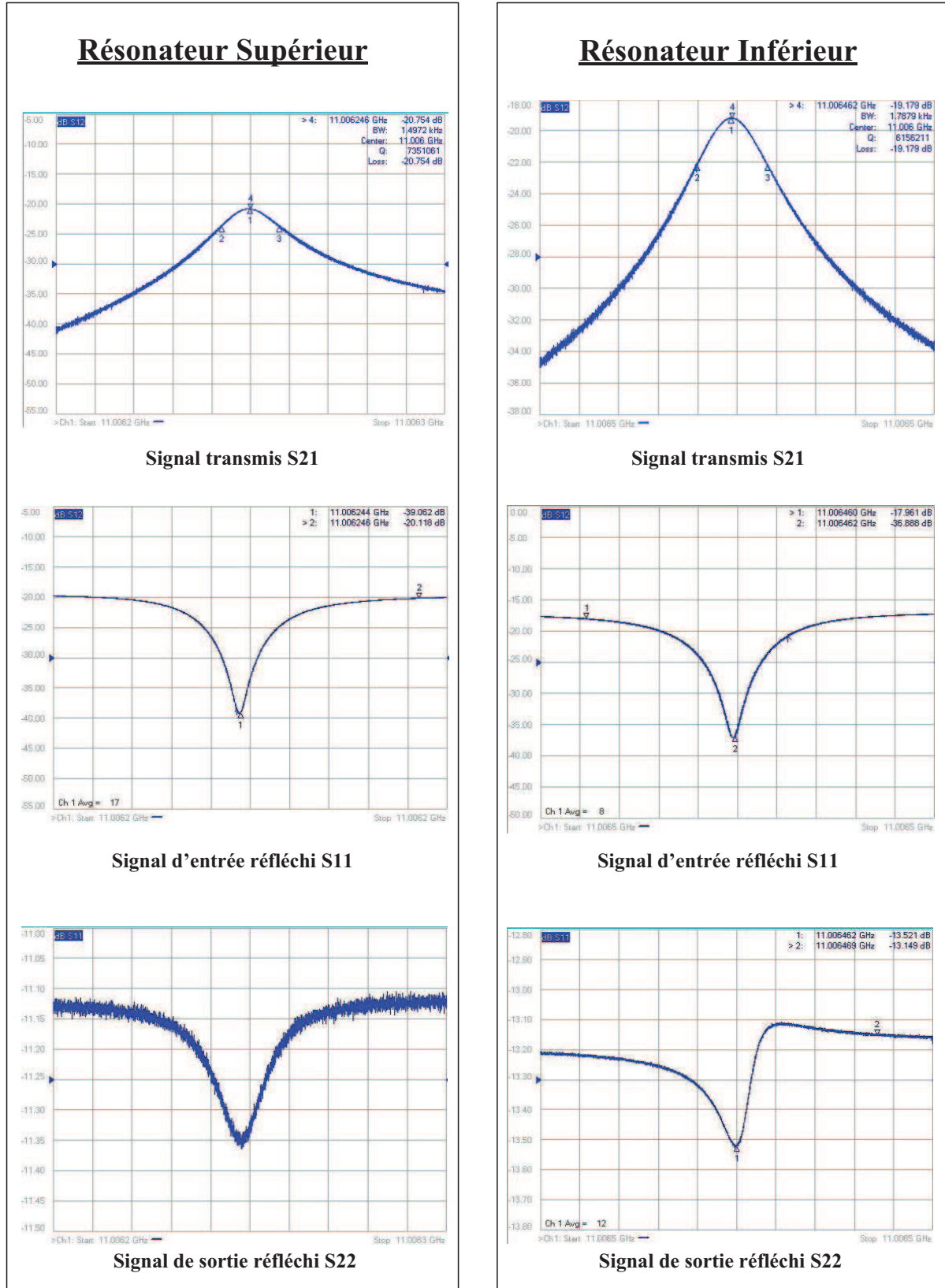


Figure 31 : Paramètre S des résonateurs

Chaque mode de galerie possède un doublet [25]. Ce doublet peut générer des problèmes lorsque l'oscillateur est verrouillé. En effet, si les doublets ont des amplitudes proches, ils peuvent rentrer en compétition et il peut en résulter des sauts de fréquence dans la boucle oscillante. La Figure 32 montre le paramètre S21 des deux résonateurs sur une bande de fréquence plus large pour permettre de visualiser les doublets.

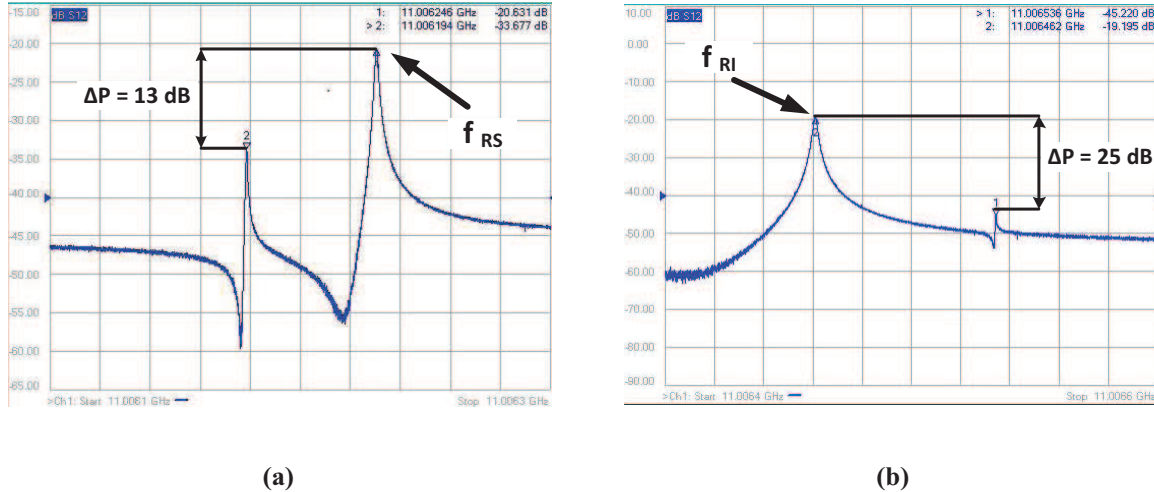


Figure 32 : Paramètre en transmission S21 des résonateurs (a) supérieur et (b) inférieur sur une bande de fréquence plus large

La différence d'amplitude entre les deux pics de résonance est d'environ 13dB pour le résonateur supérieur et de 25dB pour le résonateur inférieur ce qui laisse une marge assez large pour ne pas exciter le second doublet dans les oscillateurs.

VI. 2. Stabilisation de la température

Dans l'oscillateur, le discriminateur de fréquence de Pound corrige les changements de phase à l'intérieur du circuit oscillant. Ces changements de phase sont principalement dus à des phénomènes extérieurs (changements de température, etc.) qui modifient la permittivité du saphir et la longueur physique du circuit. Ces deux processus changent la longueur effective du chemin de la boucle oscillante.

L'efficacité du discriminateur de Pound à corriger le bruit de phase est limitée par sa bande passante relativement étroite. De plus, la vitesse à laquelle le discriminateur est capable d'ajuster la fréquence est limitée par les temps de retard de l'amplificateur à détection synchrone numérique (~25ms).

La stabilisation de la température est donc le premier but à atteindre pour construire un oscillateur. Si on veut verrouiller un oscillateur à l'autre, la différence de leurs fréquences doit

être de l'ordre de quelques Hz. Si cette différence est trop grande, la PLL ne sera pas capable de verrouiller les deux oscillateurs entre eux.

VI. 2. 1. Utilisation d'un contrôleur de température

Le moyen le plus utilisé pour stabiliser la température est d'utiliser un contrôleur de température et, suivant la température, une sonde platine, carbone / verre, etc. Pour notre expérience à 77K, utiliser une sonde platine est la meilleure option (meilleure sensibilité à 77K) pour réaliser une stabilisation de la fréquence de nos oscillateurs.

VI. 2. 1. 1. Système expérimental

La température des résonateurs saphir est contrôlée à l'aide d'un contrôleur de température Lakeshore® 340. Une sonde platine et un patch chauffant, utilisés pour le contrôle de la température, sont localisés sur la cavité en cuivre, le plus près possible du cristal (Figure 33) pour obtenir un contrôle le meilleur possible et réduire le gradient de température entre le résonateur et la sonde de température. Un système utilisant un filtre Proportionnel, Intégral, Dérivé (PID) (manuel ou automatique) intégré au contrôleur gère le contrôle de la température.

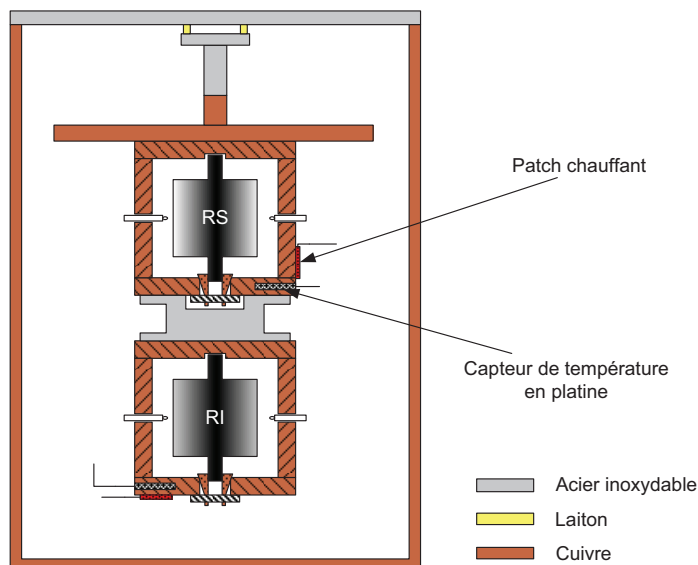


Figure 33 : Chambre interne montrant les résonateurs supérieur et inférieur ainsi que la position des capteurs de température et patchs chauffants

Afin de mesurer les variations de fréquence de chaque oscillateur, nous mesurons le battement de fréquences entre chaque oscillateur et un synthétiseur de fréquence (Figure 34). Le battement de fréquences est obtenu en envoyant chaque signal sur un mélangeur microonde. La fréquence du synthétiseur est réglée pour être inférieure aux fréquences des résonateurs et

afin d'obtenir un battement de l'ordre de quelques centaines de kHz. Un compteur de fréquences est branché à la sortie du mélangeur et permet la mesure de la fréquence de battement. Les oscillateurs sont verrouillés en utilisant le discriminateur de fréquence de Pound.

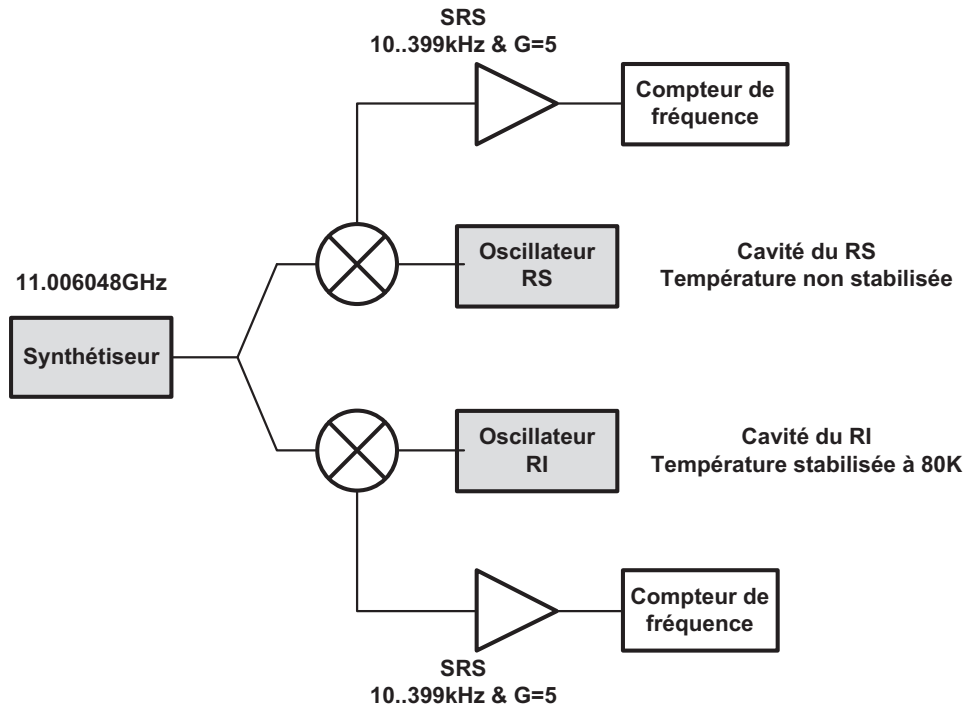


Figure 34 : Banc de mesure de la fréquence de stabilité des deux oscillateurs cryogéniques

Les battements de fréquence entre les oscillateurs inférieur et supérieur et le synthétiseur sont mesurés en fonction du temps sur une période supérieure à un jour (Figure 35). Une mesure sur une longue période permet de laisser suffisamment de temps au système pour rentrer dans son cycle périodique de stabilisation de température. Le contrôleur de température est mis en mode PID automatique.

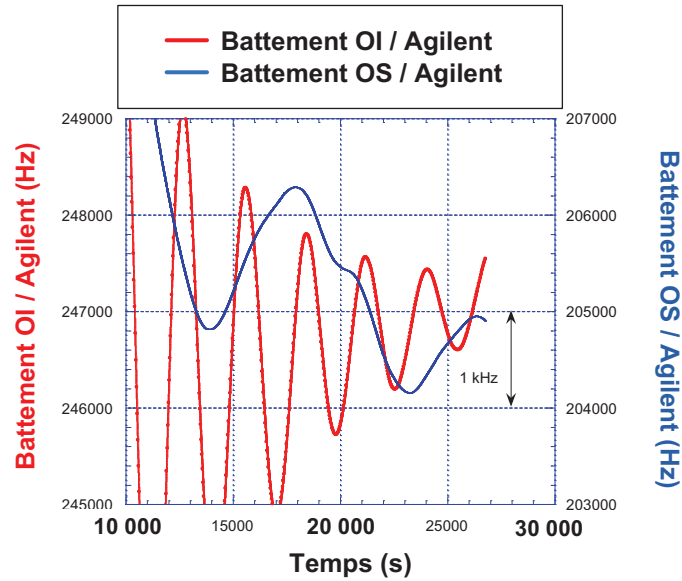


Figure 35 : Battement de fréquences entre les résonateurs supérieur et inférieur et le synthétiseur de fréquence

Les oscillations sur les battements de fréquence sont causées par un processus transitoire d'atténuation lente dans le système de contrôle de température. La lente décroissance des oscillations de fréquence est liée à un ajustement non optimal du système de contrôle (PID automatique) en température de la cavité.

VI. 2. 1. 2. Estimation des constantes de temps

VI. 2. 1. 2. 1. Constante de temps à partir d'un changement de la puissance du patch chauffant

A $t = 0$, la puissance DC est augmentée de 3mW (Figure 36). On obtient alors :

$$\frac{\Delta f}{\Delta P_{Patch}} \approx 6 \text{ kHz/mW}$$

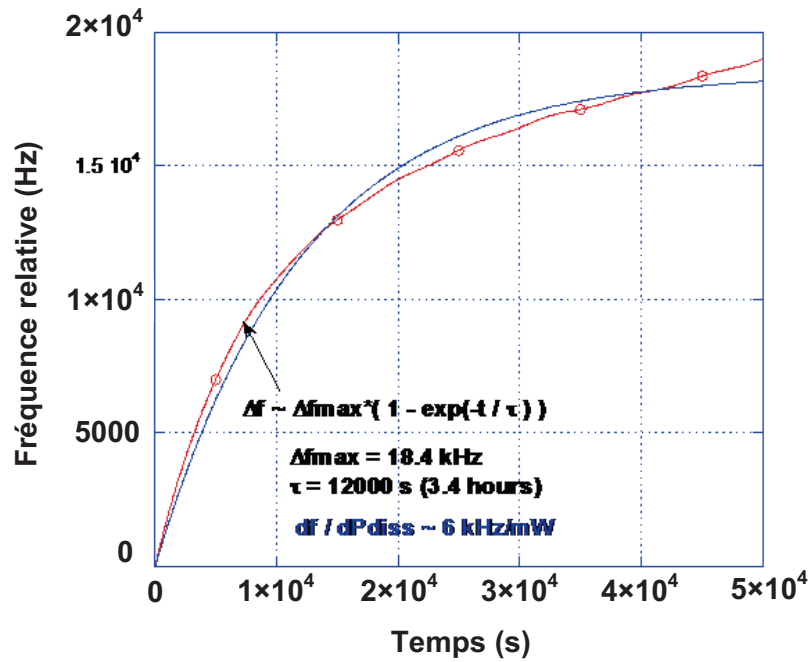


Figure 36 : Réponse à un changement de puissance de 3mW pour l'oscillateur inférieur

VI. 2. 1. 2. 2. Constante de temps pour un changement de la puissance microonde

Pour mesurer la conversion puissance / fréquence du résonateur cryogénique, le banc de mesure de la Figure 37 a été utilisé. L'oscillateur sous test est verrouillé à un synthétiseur de fréquence pour mesurer les fluctuations en tension à la sortie du filtre de la PLL. Ces fluctuations sont directement proportionnelles aux fluctuations de fréquence du résonateur induites pour une tension de bruit appliquée à l'ACT. La proportionnalité directe entre ces deux types de fluctuations existe seulement pour des modulations de fréquence, qui sont présentes dans la bande passante la plus petite des deux systèmes de contrôle (PLL ou Pound servo). Cette manipulation nous donne directement la fonction de transfert caractérisant l'accordabilité en fréquence de l'oscillateur (Figure 38).

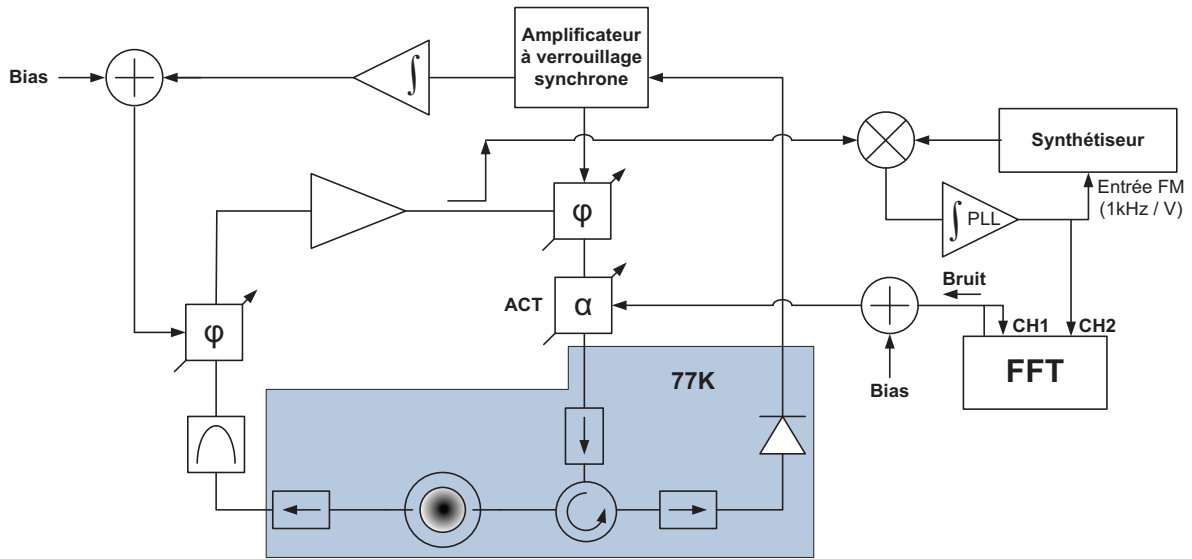


Figure 37 : Banc de mesure pour obtenir la conversion puissance microonde / fréquence dans les résonateurs cryogéniques

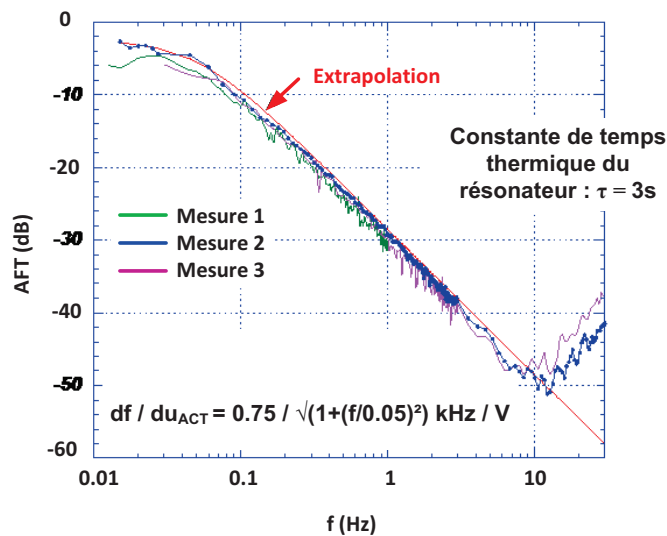


Figure 38 : Fonction de transfert caractérisant l'accordabilité en fréquence de l'oscillateur par changement de la tension de l'ACT

La partie croissante sur la fonction de transfert est due à des fluctuations de fréquence intempêtes dans l'oscillateur associées à l'imperfection de l'ACT qui agit comme un déphaseur. En augmentant le gain du système de contrôle de fréquence, il est possible de supprimer ces fluctuations de fréquence aléatoires.

- Coefficient de conversion fréquence / température du résonateur
à $T = 77K$, $df / dT \sim 100 \text{ kHz/K}$
- Coefficient d'accordabilité fréquence / puissance du résonateur
à $T = 77K$, $df / dP \sim 5 \text{ Hz/mW}$

Pour notre ACT, la puissance incidente peut varier de 20 à 40mW ce qui correspond à une accordabilité en fréquence de 100Hz.

VI. 2. 1. 3. Modèle thermique du résonateur et résultats de simulations

Afin d'optimiser les performances du contrôle en température des résonateurs, il est nécessaire de connaître le modèle thermique de notre système. Un schéma simplifié du modèle thermique est représenté Figure 39.

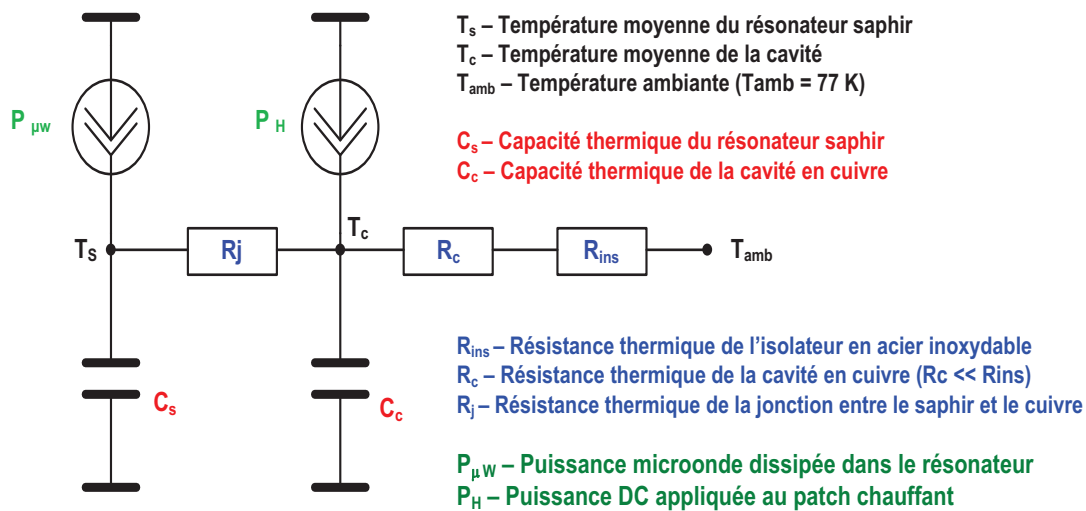


Figure 39 : Modèle thermique de l'oscillateur inférieur

- Détermination de R_{ins}

R_{ins} représente la résistance thermique de l'isolateur en acier inoxydable placé entre les deux cavités. Une augmentation ΔP_H de 20mW de la puissance du patch chauffant génère une augmentation de la température de la cavité de $\Delta T_C \approx 1.2K$. La valeur de R_{ins} peut donc être estimée par :

$$R_{ins} = \Delta T_C / \Delta P_H = 60 \text{ K/W}$$

- Détermination de R_j

R_j représente la résistance thermique de la jonction entre le saphir et la cavité. Sa valeur est calculée à partir de la constante thermique τ et la capacitance thermique C_s du saphir :

$$R_j = \tau / C_s$$

La constante de temps thermique τ a été mesurée en faisant varier la puissance microonde dissipée dans le résonateur :

$$\tau = 3s \rightarrow R_j = 1K/W$$

- Détermination de C_s

C_s représente la capacité thermique du résonateur saphir. Sa valeur peut être calculée par rapport aux dimensions de l'échantillon (diamètre = 3cm, hauteur = 3cm) et sa densité (4).

$$C_s = 2.9 J/K$$

- Détermination de C_c

C_c représente la capacité thermique de la cavité en cuivre. Sa valeur est calculée à partir de la constante de temps thermique de la cavité substituant la valeur de la résistance thermique R_{ins} de l'isolateur en acier.

$$\tau_{ins} = C_c(R_c + R_{inc}) \approx C_c R_{inc} \approx 12400s \approx 3.5heures \rightarrow C_c \approx 200 J/K$$

VI. 2. 1. 4. Modèle petit signal du contrôleur de température

Le système de contrôle de la température peut être modélisé de la façon suivante :

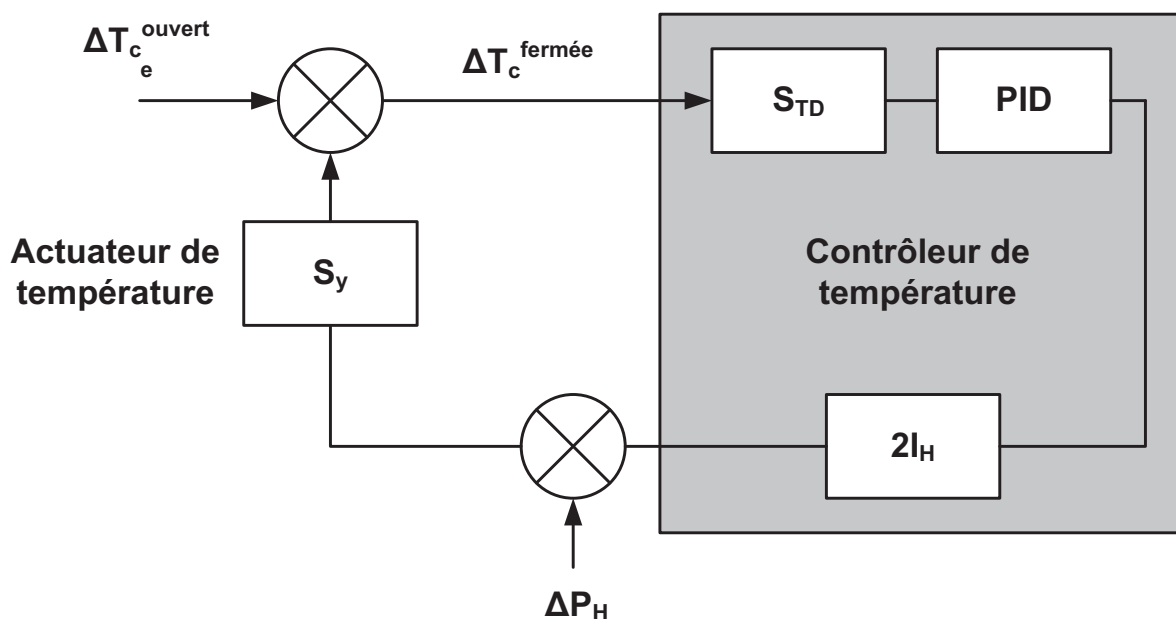


Figure 40 : Modèle petit signal du système de stabilisation de la température

$\Delta T_C^{\text{ouverte}}$ représente la dérive en température de la cavité par rapport à la température cible avec le contrôle en boucle ouverte.

$\Delta T_C^{\text{fermée}}$ représente la dérive en température de la cavité par rapport à la température cible avec le contrôle en boucle fermée.

S_{TD} représente l'efficacité de conversion du discriminateur de fréquence, supposée égale à 0.1V/K.

Dans le cas général où il y a un mauvais contact entre la cavité et le capteur de température, le paramètre S_{TD} est une fonction de Fourier complexe :

$$S_{TD} = \frac{\overline{S_{TD}}}{(1+j\omega \tau_{\text{capteur}})}$$

où τ_{capteur} est la constante de temps du capteur de température.

I_H est la valeur moyenne du courant appliqué au patch chauffant en boucle fermée.

ΔP_H représente une variation externe appliquée au patch chauffant.

S_y représente le paramètre caractérisant la conversion de la puissance DC appliquée au patch en fonction de la température moyenne de la cavité :

$$S_y \approx \frac{R_{ins}}{1+j\omega \tau_{ins}}$$

$$\text{où } \tau_{ins} = R_{ins} C_c$$

Les paramètres suivants restent inchangés lors des simulations :

$$\overline{S_{TD}} = 0.1 \text{ V/K}$$

$$R_{ins} = 62 \text{ K/W}$$

$$I_{\text{heater}} = 10 \text{ mA}$$

$$t_{ins} = 12\,400 \text{ s}$$

$$\text{Constante de temps différentiel } t_{diff} = 0$$

Des simulations ont été réalisées pour différentes valeurs de gain (P) et de temps d'intégration (I). La Figure 41 montre la réponse en boucle fermée de la température due à un changement de 1K du point cible de la température.

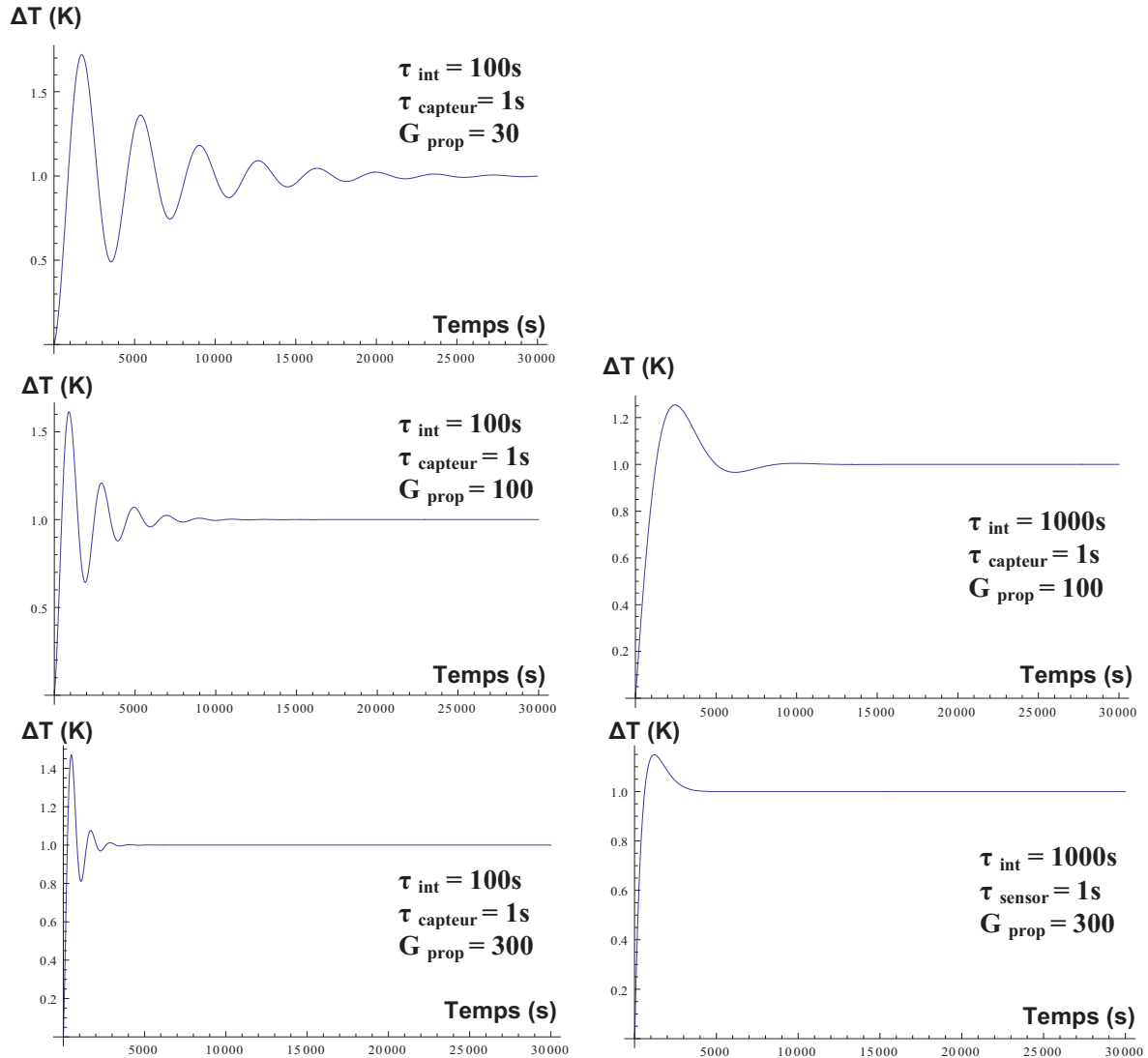


Figure 41 : Réponse en boucle fermée due à un changement de 1K du point cible de la température pour différentes valeurs de Gain et temps d'Intégration

Comme nous pouvons le voir, pour un gain faible ou un temps d'intégration petit, le système de contrôle de température crée des oscillations pendant le régime transitoire. Il est possible d'éliminer ces oscillations et de réduire le temps de régime stationnaire en utilisant un grand gain et un long temps d'intégration.

La Figure 42 montre les mesures pour un gain $G = 500$ et un temps d'intégration relativement grand (500s). En utilisant ces valeurs, environ 5000 secondes sont nécessaires pour stabiliser la température du résonateur.

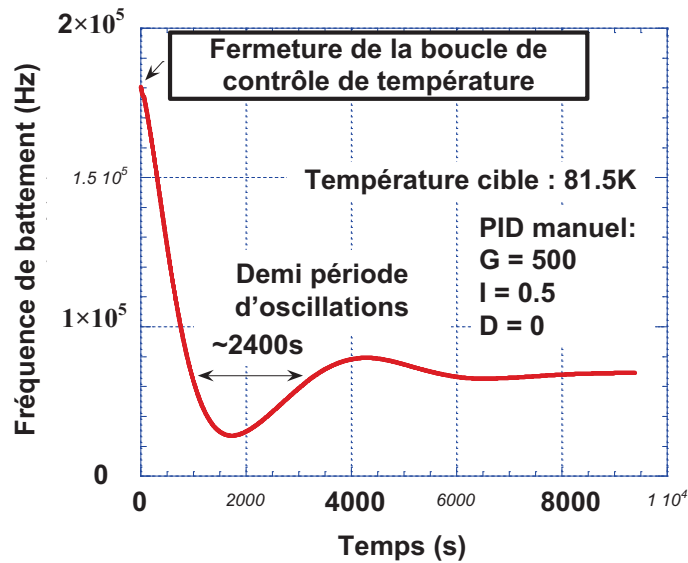


Figure 42 : Fréquence de battement entre l'oscillateur inférieur et le synthétiseur de fréquence

La figure qui suit montre la stabilité à long terme de la fréquence en utilisant le contrôleur de température avec les paramètres optimaux. Comme nous pouvons le remarquer, même après une longue période, la fréquence du résonateur n'est pas très bien stabilisée. Avec ce type de contrôle de température, il n'est pas possible de stabiliser la fréquence de notre système à plus ou moins de 250Hz près. Si l'on veut verrouiller nos oscillateurs l'un à l'autre, nous avons besoin que la différence de leurs fréquences soit de quelques hertz.

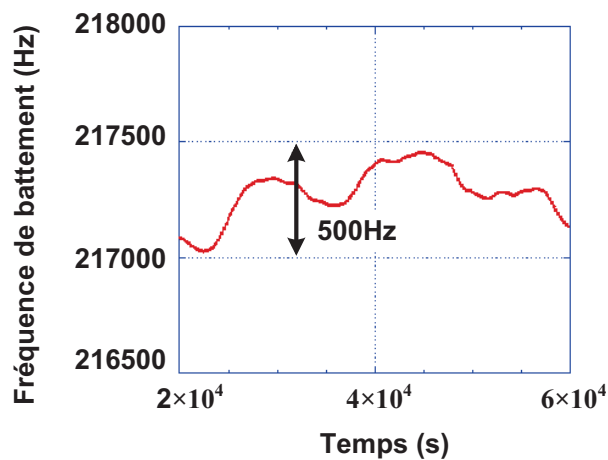


Figure 43 : Stabilité à long terme de la fréquence d'oscillation utilisant un contrôleur de température Lakeshore®

VI. 2. 1. 5. Conclusion

Les tentatives de stabilisation de la fréquence des oscillateurs à 77K à quelques Hertz en utilisant une méthode traditionnelle de contrôle de température se sont avérées insuffisantes pour le design de notre insert. Les plus petites variations de fréquence de nos oscillateurs sont de l'ordre de 500Hz. Le manque de stabilisation de la fréquence est cohérent avec la résolution de la sonde platine (seulement $0.4 \Omega/K$) et le coefficient de conversion fréquence / température des résonateurs saphirs. Nous espérons, compte-tenu de la proximité des résonateurs, que les fréquences varieraient de façon synchronisées. A l'inverse, les fréquences des deux oscillateurs sont complètement décorréélées.

Une solution pour contrôler plus précisément la température est d'utiliser directement le résonateur en tant que sonde de température avec une précision plus importante (0.1Hz).

VI. 2. 2. Utilisation d'un discriminateur de fréquence numérique

L'élément clé du nouveau système de stabilisation de la fréquence est un discriminateur de fréquence numérique (DFN) utilisant un compteur de fréquences et une alimentation programmable DC, ces derniers étant connectés à une version modifiée du logiciel « Global Control » (GC) conçu par FSM pour le pilotage d'appareils de mesure par port GPIB. En utilisant GC, nous pouvons modifier différents paramètres du discriminateur de fréquence incluant la fréquence cible et l'efficacité de conversion. Le signal d'erreur provenant de l'alimentation DC est filtré au travers d'un circuit PI analogique qui contrôle le patch chauffant. L'efficacité de conversion fréquence / tension du DFN peut être changée « à la volée » sans interruption du système de contrôle de fréquence.

VI. 2. 2. 1. Système expérimental

Le nouveau système de contrôle de fréquence (Figure 44) utilise la fréquence de l'oscillateur mesurée à l'aide d'un compteur de fréquence. Ce dernier est connecté à un ordinateur par port GPIB et les informations sont stockées dans un fichier texte tabulé. Un générateur de fonction (GF) est contrôlé par GC qui génère la tension aux bornes du patch chauffant avec une résolution de 0.1mV. Une tension continue est appliquée au patch pour permettre à la fréquence de l'oscillateur d'être proche de la fréquence cible. Le DFN peut alors être mis en marche pour contrôler la fréquence de façon plus précise.

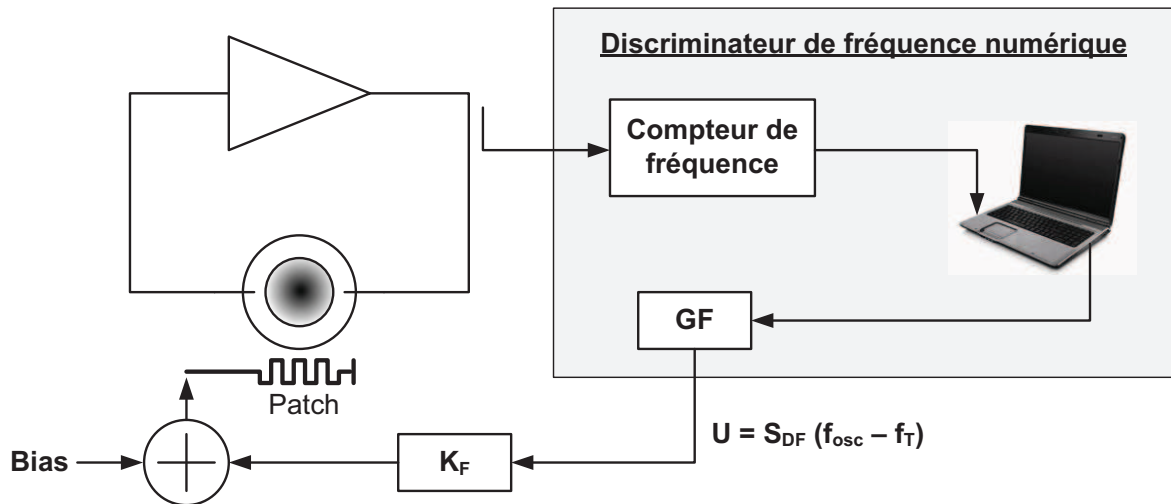


Figure 44 : Banc de mesure pour contrôler la température utilisant la fréquence du résonateur

VI. 2. 2. 2. Mesures

VI. 2. 2. 2. 1. Stabilité fréquentielle

Le même banc de mesure que précédemment (Figure 45) est utilisé pour mesurer la stabilité du nouveau système de contrôle. La fréquence de battement entre l'oscillateur et un synthétiseur est mesurée à l'aide d'un compteur de fréquences.

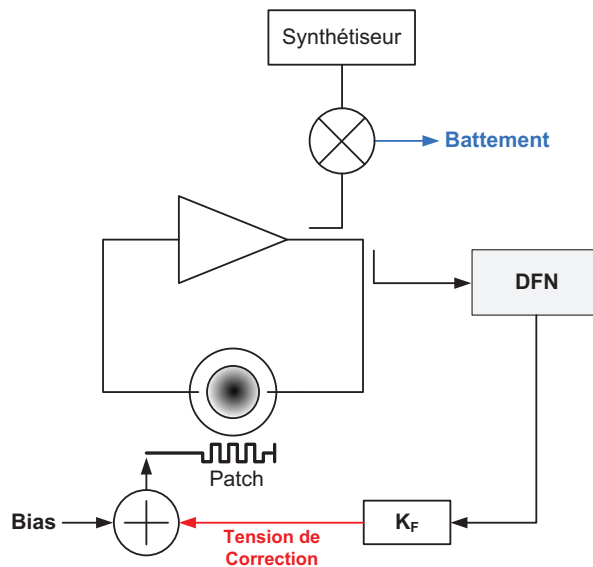


Figure 45 : Banc de mesure de la fréquence de battement entre le résonateur et le synthétiseur

Comme nous pouvons le voir sur la Figure 46, la fréquence de l'oscillateur atteint son équilibre en moins de trente minutes une fois que la boucle de contrôle est fermée. L'utilisation du DFN a considérablement amélioré la stabilité en fréquence de notre

oscillateur. La fréquence de l'oscillateur est stabilisée à plus ou moins 0.1Hz de la fréquence cible. Cela équivaut à une stabilisation en température du résonateur d'une fraction de microkelvin.

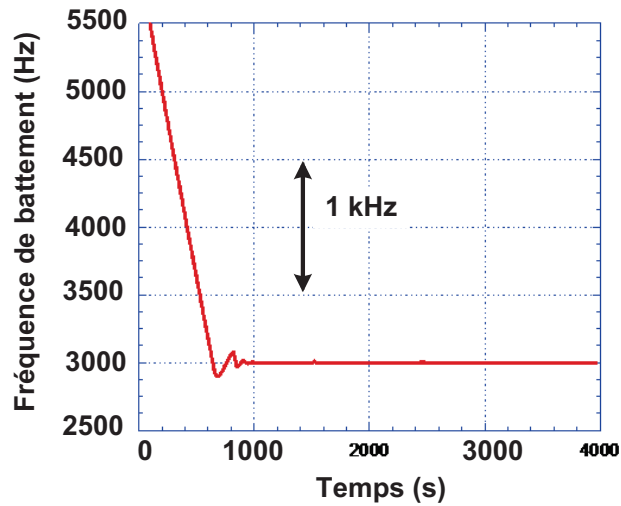


Figure 46 : Fréquence de battement entre le résonateur supérieur et le synthétiseur utilisant un système de contrôle de fréquence numérique

Sur la Figure 47 est tracée l'évolution de la tension aux bornes du patch chauffant ainsi que l'évolution de la fréquence en fonction du temps une fois que le système est stabilisé. On observe une dérive lente de la tension aux bornes du patch et de la fréquence à plus ou moins 0.1Hz de la fréquence recherchée.

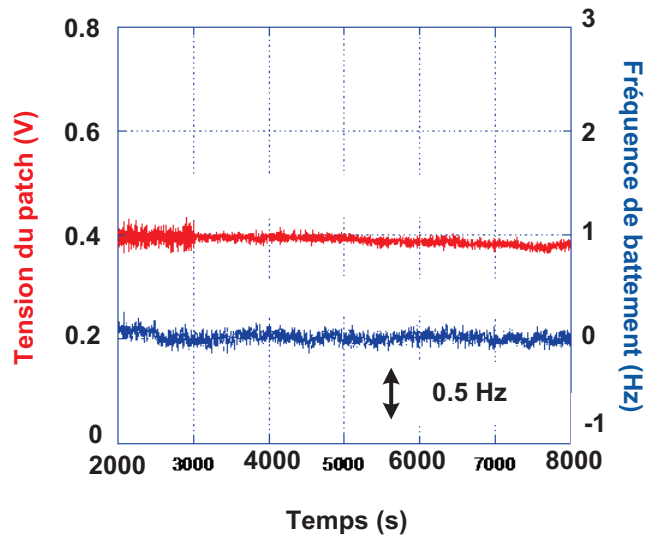


Figure 47 : Fréquence de battement entre l'oscillateur supérieur et le synthétiseur et tension de correction en fonction du temps

VI. 2. 2. 2. Facteur de suppression de bruit du SCF basé sur un DFN

Afin de calculer la densité spectrale de puissance de l'oscillateur complet, il est nécessaire d'évaluer le facteur de suppression de bruit du système de contrôle de fréquence (SCF) utilisant un DFN (Figure 48). Du bruit est injecté sur le patch chauffant et on mesure l'effet de ce bruit à basse fréquence à l'aide d'un multimètre numérique. La qualité du système de contrôle est caractérisée par son facteur de suppression de bruit. Ce dernier est une DSP qui est mesurée à l'aide d'un analyseur de spectre FFT. Dans le cas du système de contrôle en température du résonateur saphir, l'analyseur injecte une tension de bruit dans la boucle de contrôle en température et mesure sa suppression directement après son point d'injection (Figure 48).

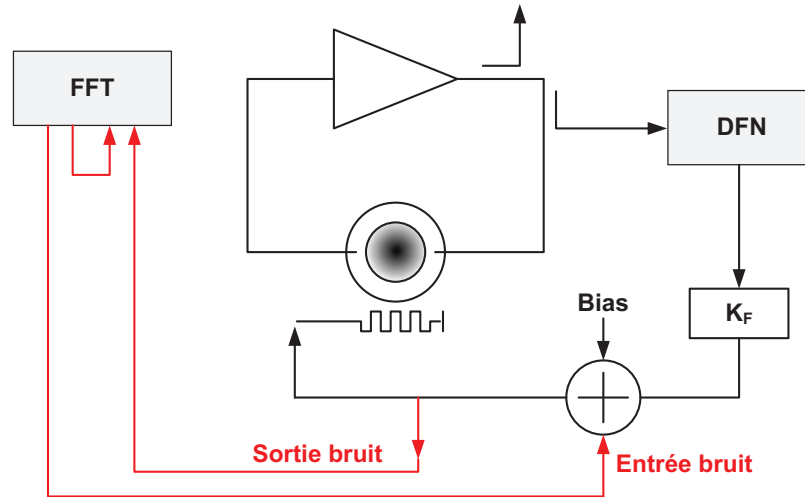


Figure 48 : Banc de mesure du facteur de suppression de bruit du SCF basé sur un DFN

La figure suivante montre le facteur de suppression de bruit du système de contrôle de fréquence avec le DFN utilisant un compteur de fréquences pour des temps d'acquisition de signaux sur le fréquencemètre du DFN de 0.13s, 1s et 3s. Comme nous pouvons le voir, lorsque le temps d'acquisition devient trop long, du bruit est ajouté au système. Le temps d'acquisition de 0.1s semble être la valeur optimale pour contrôler le système sans ajouter trop de bruit.

Une courbure commence à apparaître sur la dépendance du facteur de suppression de bruit lorsque le temps d'acquisition du compteur de fréquences passe au-delà de 1s. Cela signifie qu'il y a une augmentation du bruit aux fréquences proches de la bande passante du système de contrôle. On a donc tendance à travailler avec un temps d'acquisition de 0.1s pour éviter un excès de bruit. Un temps d'acquisition inférieur à 0.1s n'a pas généré d'amélioration notable dans les performances du système de contrôle à cause notamment d'une troncature du nombre de digits sur le compteur.

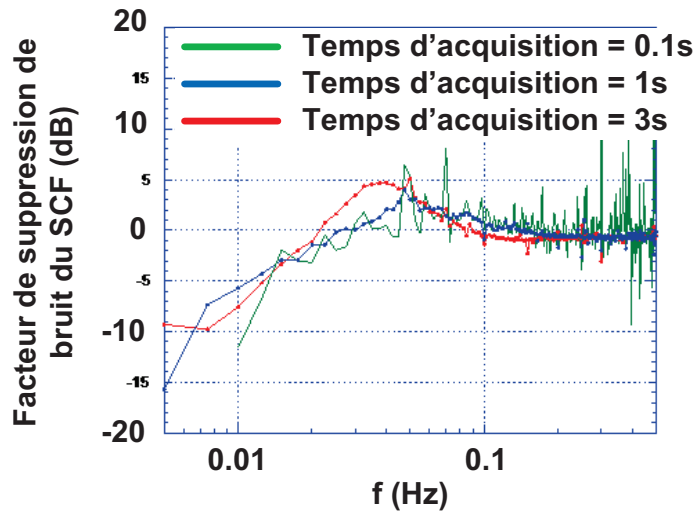


Figure 49 : Facteur de bruit du SCF basé sur un DFN pour des temps d'acquisition du compteur de fréquences de 0.1s, 1s et 3s

VI. 2. 2. 2. 3. Evolution de la phase de l'oscillateur cryogénique

Si l'on veut verrouiller un oscillateur à l'autre et mesurer le bruit de phase, il est nécessaire de connaître le changement de la phase en fonction du temps pour nos oscillateurs. La Figure 50 montre l'évolution de la fréquence contrôlée à l'aide du DFN ainsi que les variations de phase obtenues en dérivant la fréquence. On constate que la variation de phase est de l'ordre de quelques centaines de radians ce qui est bien trop grand si l'on veut réaliser des mesures de bruit de phase. En effet, pour mesurer le bruit de phase de l'oscillateur, il est nécessaire d'avoir des variations de phase relativement faibles afin de pouvoir permettre le verrouillage de deux oscillateurs à l'aide d'un système de contrôle. Un second système de contrôle plus rapide doit être implémenté pour permettre une meilleure stabilisation de la fréquence et ainsi obtenir de plus faibles variations de phase.

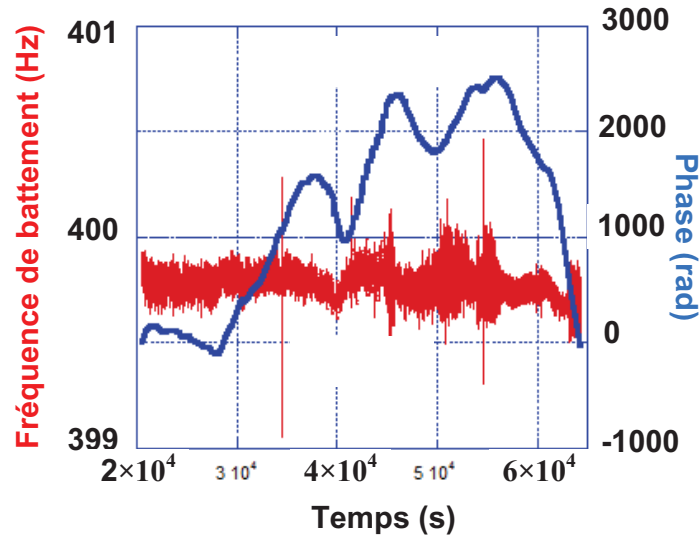


Figure 50 : Fréquence de battement et différence de phase entre l'oscillateur cryogénique et le synthétiseur en fonction du temps

VI. 2. 2. 2. 4. Verrouillage de l'oscillateur cryogénique au synthétiseur de fréquence

La façon la plus rapide pour contrôler la fréquence de l'oscillateur est de jouer sur la puissance microonde incidente du résonateur. Pour verrouiller l'oscillateur au synthétiseur de fréquence, un système de retour est implémenté (Figure 51). L'erreur de fréquence est envoyée à une PLL connectée à un ACT qui va modifier la puissance incidente. Comme nous l'avons vu précédemment, la constante de temps due à un changement de la puissance microonde est de l'ordre de quelques secondes ($\sim 3s$).

Le temps de réponse de la fréquence de l'oscillateur dû à un changement de la puissance microonde incidente du résonateur saphir permet le verrouillage de phase de l'oscillateur cryogénique à la source du signal de référence.

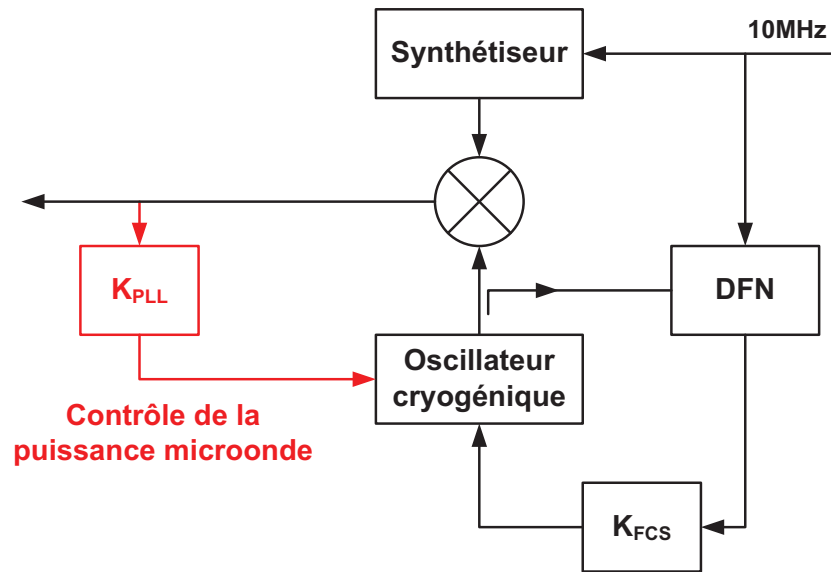


Figure 51 : Banc de mesure pour verrouiller l'oscillateur cryogénique au synthétiseur de fréquence

La Figure 52 montre la tension de correction des ACT (signal de correction du système de contrôle de fréquence) et la tension aux bornes du patch (Signal de correction de la PLL) résultant d'une variation du synthétiseur de 1Hz. Comme on peut le voir, les oscillateurs restent verrouillés et la correction opère doucement.

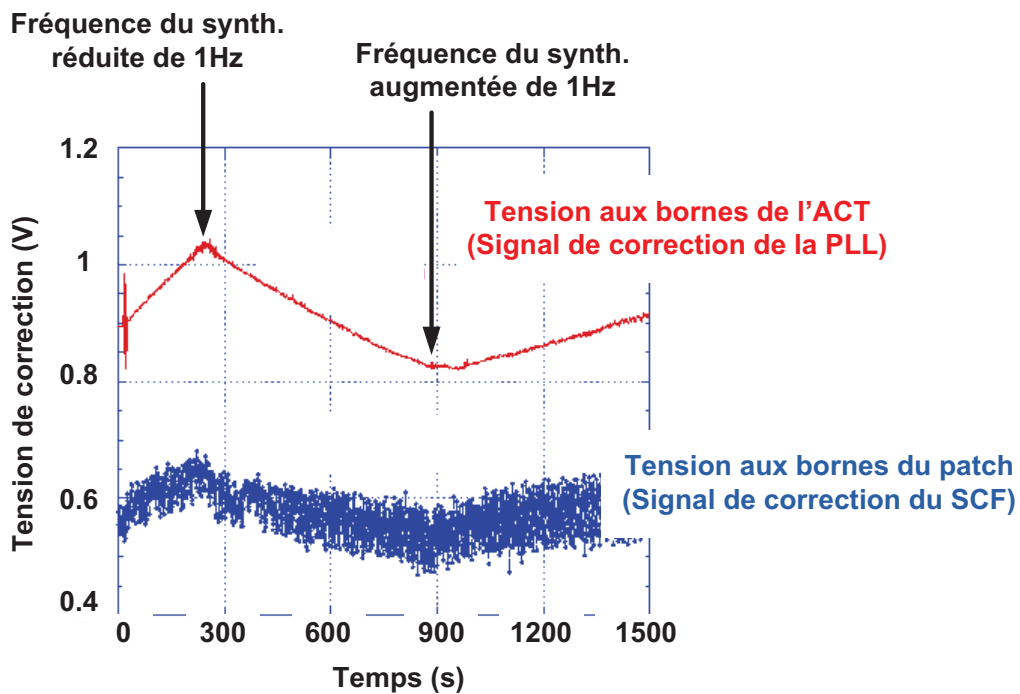


Figure 52 : Tension de correction appliquée à l'ACT et tension du patch chauffant

La Figure 53 montre une simulation de la dépendance de l'erreur de phase entre les deux oscillateurs en fonction du temps pour un changement de fréquence de 1Hz de l'un des oscillateurs. L'erreur de phase est confinée seulement si le gain du système de contrôle de fréquence est en dessous d'une certaine valeur. En nous basant sur les résultats de ces simulations, nous avons enlevé l'intégrateur du DFN et obtenu le fonctionnement de synchronisation de phase de l'oscillateur cryogénique.

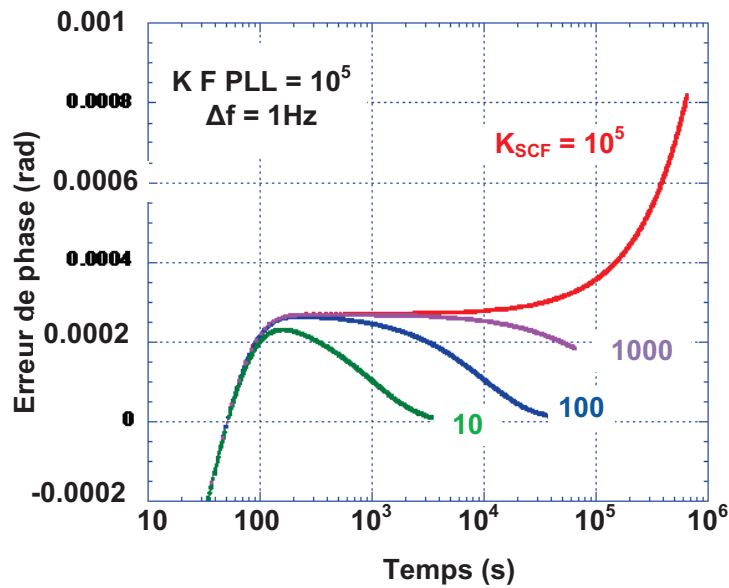


Figure 53 : Erreur de phase en fonction du temps pour différents gains du SCF

La figure suivante montre les tensions de correction de la PLL et du SCF en fonction du temps. Une fois que le système de contrôle de la puissance microonde est mis en marche, le DFN arrête de fonctionner et le SCF utilisant la puissance microonde prend place et maintient seul le verrouillage. La tension de correction de la PLL commence alors à varier. Sa plage de fonctionnement est de +/- 10V. Si la tension de la PLL atteint un extremum, le verrouillage est perdu et le DFN essaie de reprendre le contrôle.

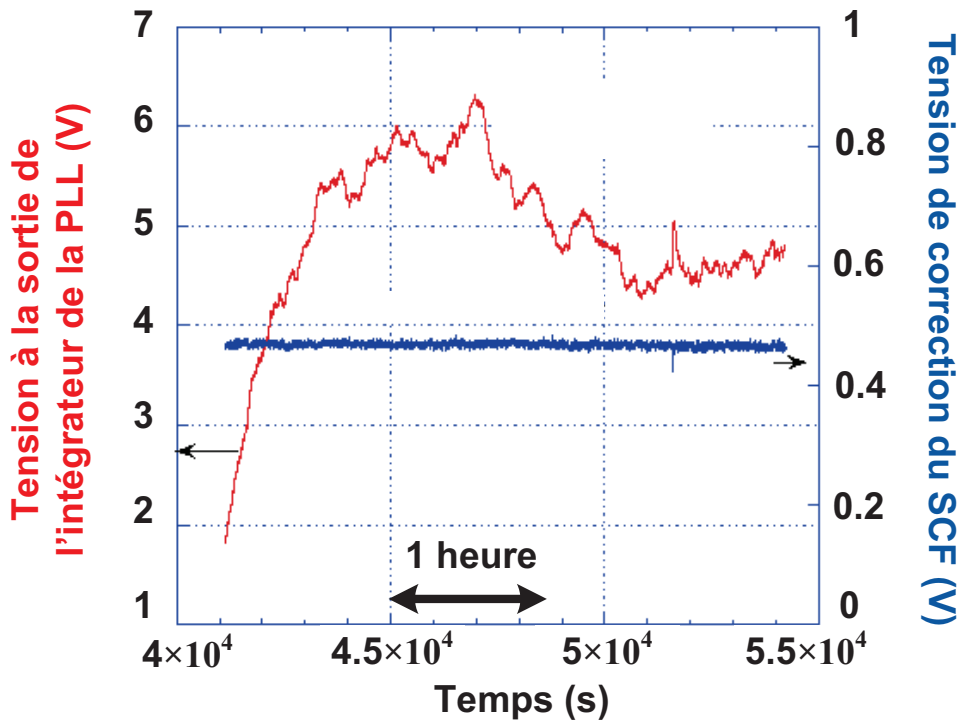


Figure 54 : Tension à la sortie de la PLL et tension de correction du SCF

En utilisant ces deux systèmes de contrôle de fréquence, il est possible de verrouiller un oscillateur sur l'autre. Il est alors possible de réaliser les mesures de bruit.

VI. 3. Première mesure de bruit sur l'oscillateur

Afin de réaliser les mesures de bruit de phase de notre oscillateur, il est tout d'abord nécessaire de verrouiller l'oscillateur « esclave » sur l'oscillateur « maître » (Figure 55). Pour cela, on règle tout d'abord les deux oscillateurs à la même fréquence en utilisant le DFN. Cette manipulation peut prendre un certain temps car, malgré le fait que les résonateurs sont isolés à l'aide d'une pièce en acier, il y a une fuite de chaleur par conduction. L'effet du réchauffement du résonateur supérieur sur le résonateur inférieur n'est pas négligeable (~30% sur le réchauffement du résonateur inférieur) et vice versa. Une fois que la fréquence des deux oscillateurs est assez proche (quelques Hz), on peut engager le système de contrôle de la puissance incidente qui va verrouiller l'oscillateur esclave à l'oscillateur maître. Une fois que les oscillateurs sont verrouillés, le DFN de l'oscillateur inférieur cesse de fonctionner.

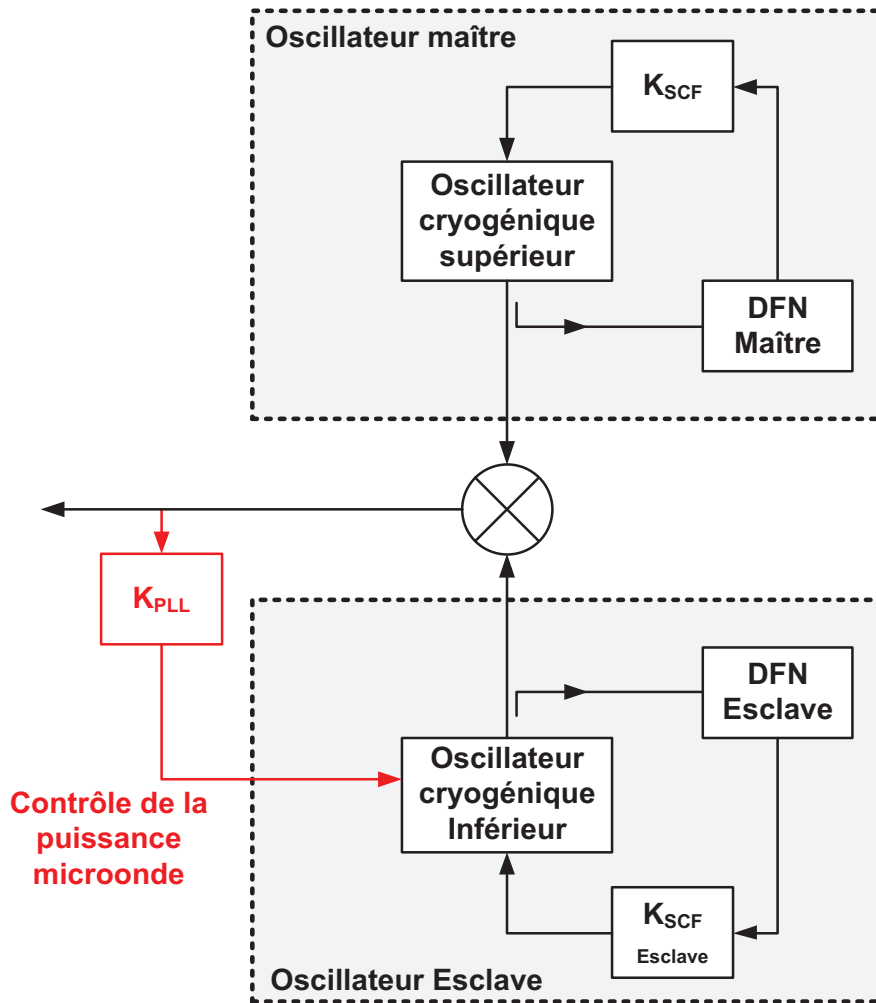


Figure 55 : Banc de mesure du bruit de phase de l'oscillateur ultra faible bruit de phase

Nous nous sommes intéressés aux mesures de bruit basses fréquences de notre oscillateur. La Figure 56 montre les premières mesures de bruit de phase de notre oscillateur microonde à 11GHz, utilisant des résonateurs saphir refroidis à température de l'azote liquide, et stabilisés à l'aide d'un discriminateur de fréquence de Pound. Pour des fréquences supérieures à 1Hz, on observe du bruit en excès dû à un mauvais contrôle de fréquence de notre système et aussi du bruit en excès provenant de l'amplificateur dans la boucle. Quelques solutions sont proposées dans la partie VII.

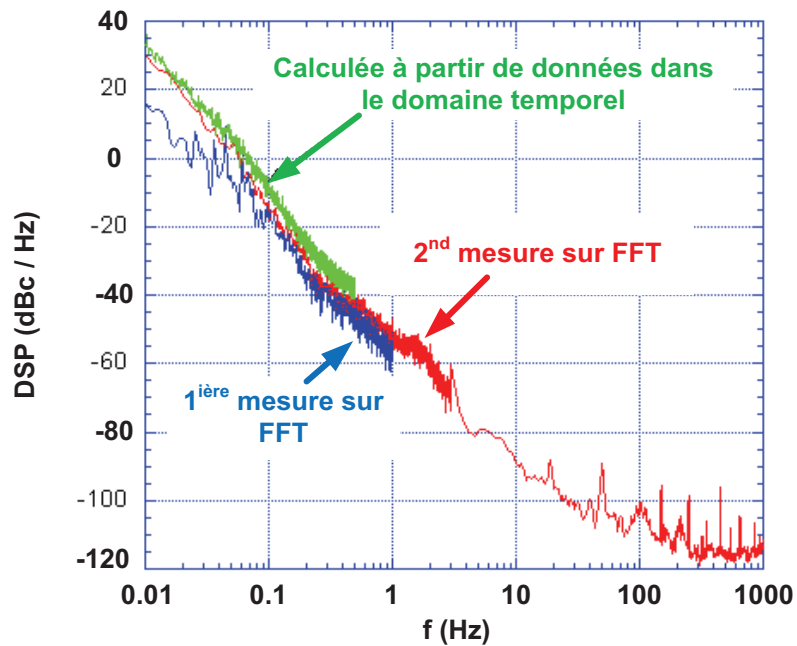


Figure 56 : Mesure du bruit de phase de l'oscillateur stabilisé à l'aide d'un DF de Pound refroidi à la température de l'azote liquide

Nous pouvons maintenant comparer (Figure 57) notre oscillateur (1) à l'état de l'art actuel [3], oscillateur stabilisé à température ambiante (2) et à un oscillateur stabilisé à 77K [26] (3). Cette figure montre que nous sommes encore loin d'obtenir des résultats similaires aux deux oscillateurs précédents. Nous observons un bruit supérieur de 40dB à 1kHz de la porteuse.

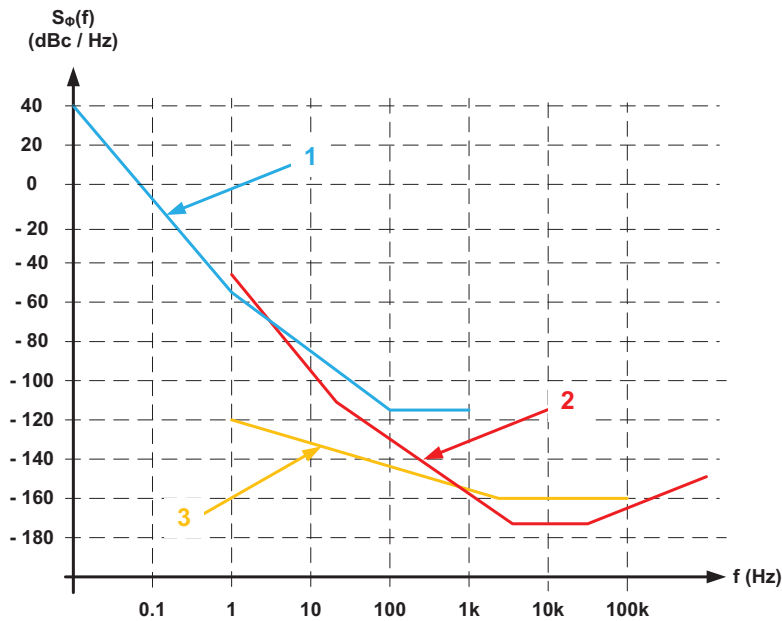


Figure 57 : Bruit de phase de l'oscillateur (1) comparé à l'actuel état de l'art (2) et à un autre oscillateur fonctionnant à 77K (3)

Dans la partie suivante, nous présentons quelques résultats de mesures sur différents types de systèmes interférométriques de détection de bruit. Cet interféromètre sera inséré dans la boucle oscillante.

VI. 4. Mesures de bruit de phase sur un discriminateur de fréquence interférométrique

Une façon d'augmenter la sensibilité des mesures de bruit de phase est de remplacer le discriminateur de fréquence de Pound par un interféromètre qui agit comme un discriminateur de fréquence ultra sensible. Un discriminateur de fréquence interférométrique permet une augmentation considérable de la sensibilité aux fluctuations de fréquences relatives au discriminateur de Pound. Nous avons testé différents types d'interféromètres afin de pouvoir mesurer un bruit de phase le plus faible possible.

VI. 4. 1. Interféromètre contrôlé en tension

Nous avons tout d'abord mesuré la densité spectrale de puissance des fluctuations de phase de l'interféromètre utilisant des composants contrôlés en tension (Figure 58) et refroidis à 77K.

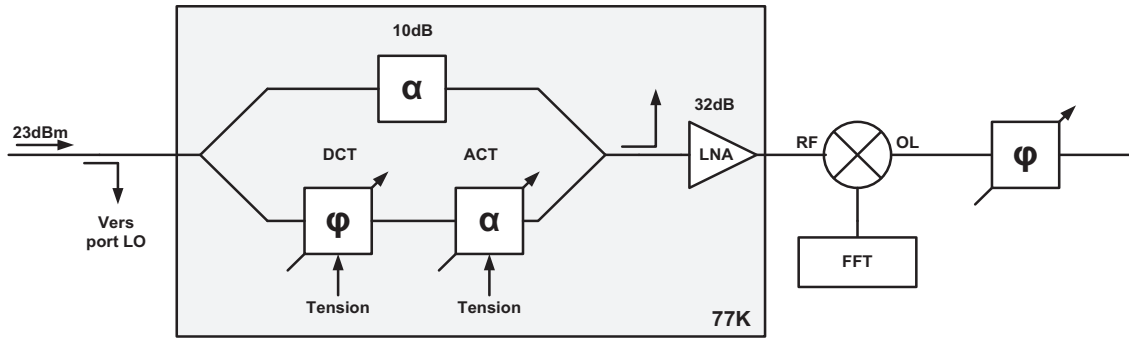


Figure 58 : Banc de mesure des fluctuations intrinsèques de l'interféromètre microonde cryogénique

Grace au banc de mesure ci-dessus, nous mesurons le bruit de phase BLU de l'interféromètre utilisant des composants contrôlés en tension (Figure 59) et à température ambiante et à 77K (utilisant un cryogénérateur puis de l'azote liquide) à 11GHz. Afin d'éliminer tout excès de bruit (vibrations dues au compresseur), le cryogénérateur était éteint pendant la mesure. Sur cette figure est aussi tracé le bruit de phase BLU d'un interféromètre utilisant des composants passifs à température ambiante.

Interféromètre utilisant des éléments contrôlés en tension à température ambiante
 Interféromètre utilisant des éléments contrôlés en tension à 77K (compresseur OFF)
 Interféromètre utilisant des éléments contrôlés en tension à 77K (dans azote liquide)
 Interféromètre mécanique à température ambiante

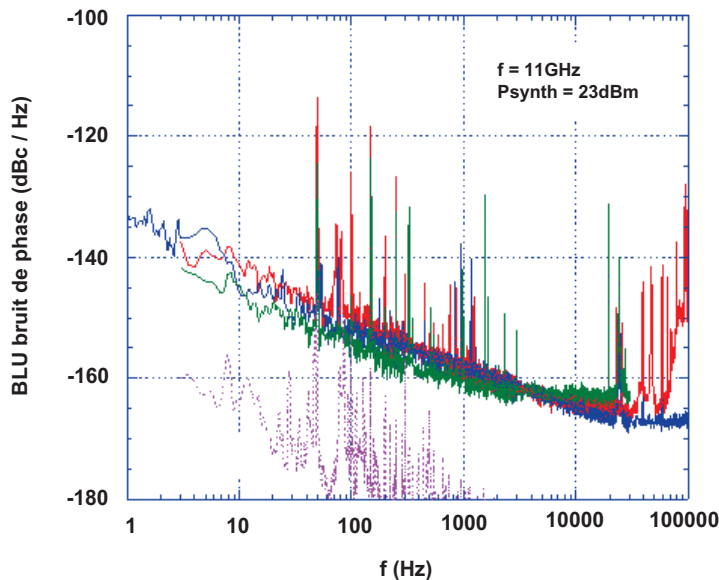


Figure 59 : Spectre de bruit des fluctuations de phase de différents interféromètres

Comme nous pouvons le voir sur cette figure, il n'y a pas d'amélioration en utilisant des composants contrôlés en tension à 77K. De plus, le bruit généré par les interféromètres à 77K

est supérieur à celui généré par l'interféromètre à température ambiante utilisant des éléments passifs.

Nous notons aussi que la densité spectrale des fluctuations de phase de l'interféromètre contrôlé en tension n'est pas affectée par la température. Elle reste la même à 77K et à température ambiante.

VI. 4. 2. Interféromètre mécanique basé sur un déphaseur diélectrique (DD)

La densité spectrale des fluctuations de phase de l'interféromètre mécanique est bien plus faible que les interféromètres contrôlés en tension (plus de 20dB à 1KHz de la porteuse).

L'utilisation de moteurs pas à pas pour contrôler les composants mécaniques de l'interféromètre à 77K semble être une solution à considérer.

Des moteurs pas à pas ont donc été utilisés afin de réaliser un interféromètre mécanique à 77K (Figure 61). Pour cela, on utilise un atténuateur et un déphaseur que l'on contrôle à l'aide de ces moteurs pas à pas à 77K (Figure 60). Dans le cas du déphaseur, un morceau de Teflon®, qui est un matériau diélectrique à faibles pertes, est utilisé. Dans le cas de l'atténuateur, on utilise un matériau à fortes pertes. Dans les deux cas, le diélectrique se déplace plus ou moins près de la ligne micro-ruban. Ainsi, les pertes ou la phase en transmission sont modifiées. Un ressort permet de maintenir le diélectrique et de limiter les vibrations.

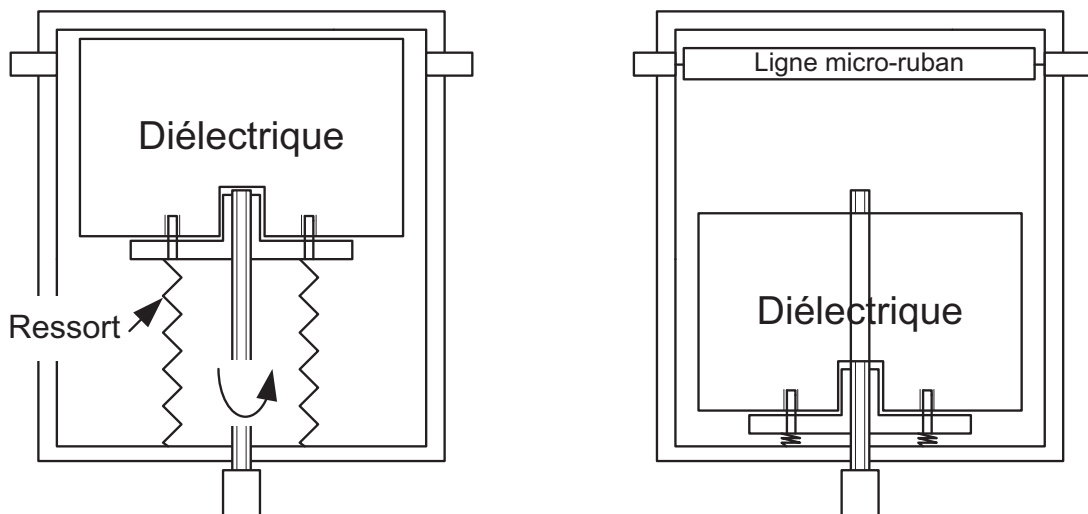


Figure 60 : Composants mécaniques montrant les positions extrêmes des diélectriques

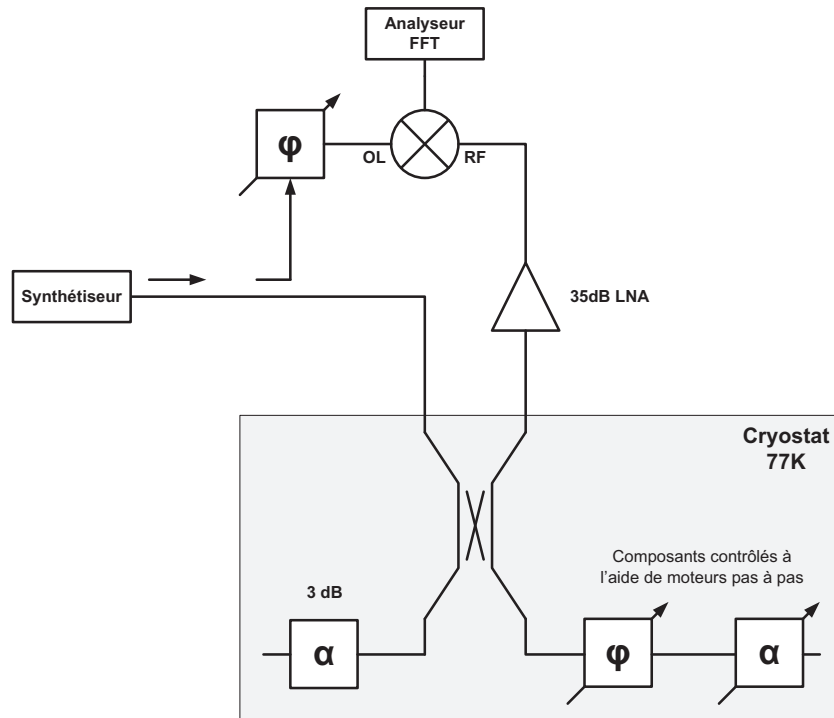


Figure 61 : Banc de mesure des fluctuations intrinsèques de l'interféromètre

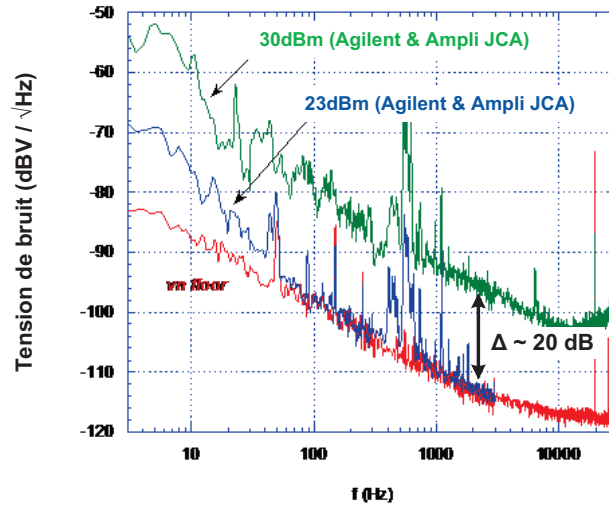


Figure 62 : Tension de bruit de l'interféromètre à 77K pour une puissance incidente de 23 et 30dBm

La tension de bruit a été mesurée pour différentes puissances du synthétiseur (Figure 62). La figure montre qu'une augmentation de 7dB de la puissance du signal cause une augmentation de 20dB de la densité spectrale de la tension de bruit alors qu'elle devrait être de 7dB. Cela peut être dû à une dépendance du bruit de phase du synthétiseur en fonction de la puissance.

Le bruit de phase dû à la saturation de l'amplificateur de puissance peut aussi être supérieur au bruit de phase du synthétiseur.

Sur la figure suivante, on compare la tension de bruit induite par l'interféromètre à température ambiante et 77K. On constate un excès de bruit fort pour des fréquences inférieures à 100Hz qui peut être lié à des vibrations liées au « bouillonnement » de l'azote liquide.

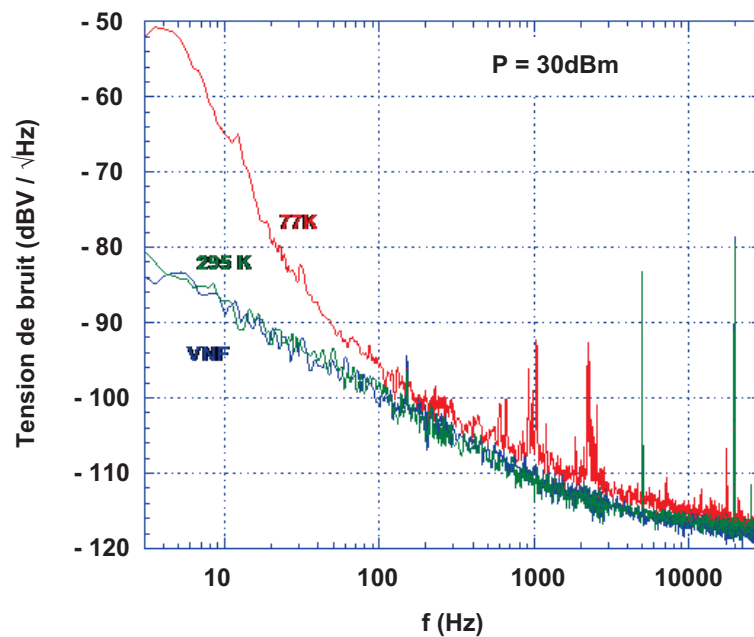


Figure 63 : Tension de bruit de l'interféromètre à 77K et température ambiante pour une puissance incidente de 30dBm

Afin de vérifier l'origine de cet excès de bruit, nous avons solidifié l'azote liquide, faisant ainsi des mesures à 52K. En pompant l'azote, son état passe du liquide au solide après environ une heure. Cela peut s'expliquer en utilisant la loi des gaz parfaits. Ensuite nous attendons que la température du système se stabilise. La Figure 64 montre la tension de bruit de l'oscillateur à 52 et 77K. On peut remarquer une forte diminution du bruit de l'interféromètre mécanique lorsque l'azote est solidifié. L'excès de bruit que nous avons vu précédemment est donc dû à des vibrations du morceau de Teflon provoquées par le « bouillonnement » de l'azote liquide. Cet infime déplacement de Teflon induit un changement de phase.

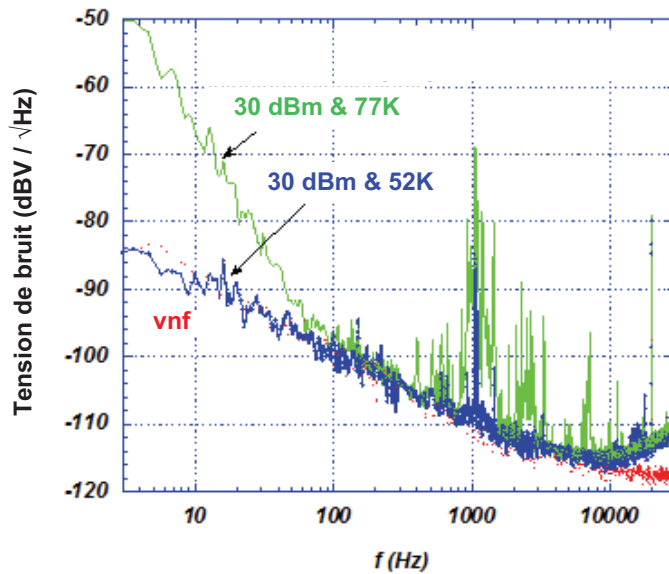


Figure 64 : Tension de bruit de l'interféromètre à 52K et 77K pour une puissance incidente de 30dBm

La Figure 65 montre une vue de côté du déphaseur lorsque celui-ci est affecté par des vibrations. Cela illustre une différence de position du Teflon lorsqu'il est soumis à des vibrations.

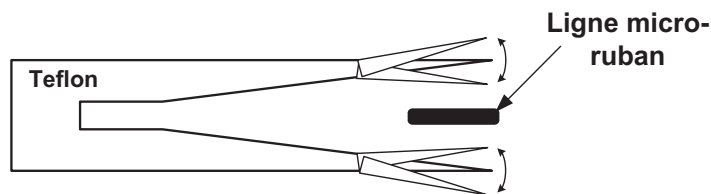


Figure 65 : Vue de côté du déphaseur mécanique

L'utilisation de cet interféromètre mécanique améliore tout de même considérablement les performances en terme de bruit de phase par rapport aux performances obtenues pour l'interféromètre contrôlé en tension (Figure 66). A 77K, on obtient une amélioration d'environ 30dB à 1kHz sur la densité spectrale de bruit de phase.

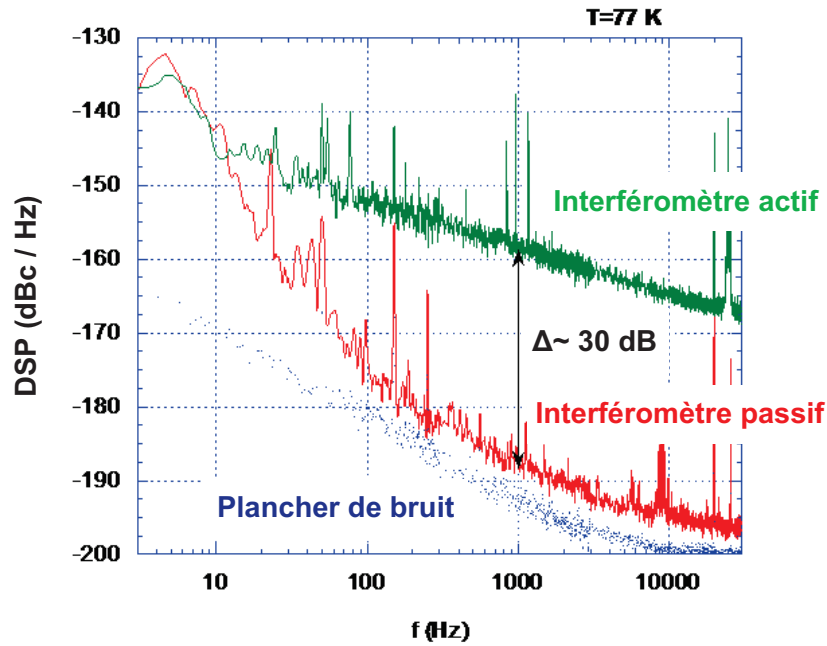


Figure 66 : DSP de l'interféromètre actif et passif à 77K

- Conclusion

La densité spectrale des fluctuations de phase de l'interféromètre mécanique est environ 30dB plus faible que celle de l'interféromètre contrôlé en tension. On observe tout de même un excès de bruit dû au « bouillonnement » de l'azote liquide.

VI. 4. 2. 1. Interféromètre basé sur l'utilisation d'un déphaseur de type trombone (TT)

Les mesures précédentes montrent une grande sensibilité du déphaseur aux vibrations. Pour remédier à cela, un second type de déphaseur est utilisé dans l'interféromètre. La Figure 67 montre une vue de dessus d'un déphaseur de type trombone (TT). En bougeant le tube, on modifie la longueur électrique de la ligne microonde et on génère ainsi un déphasage. Ce déphaseur a donc été inséré dans l'interféromètre à la place de celui en Teflon, toujours contrôlé à l'aide d'un moteur pas à pas à 77K.

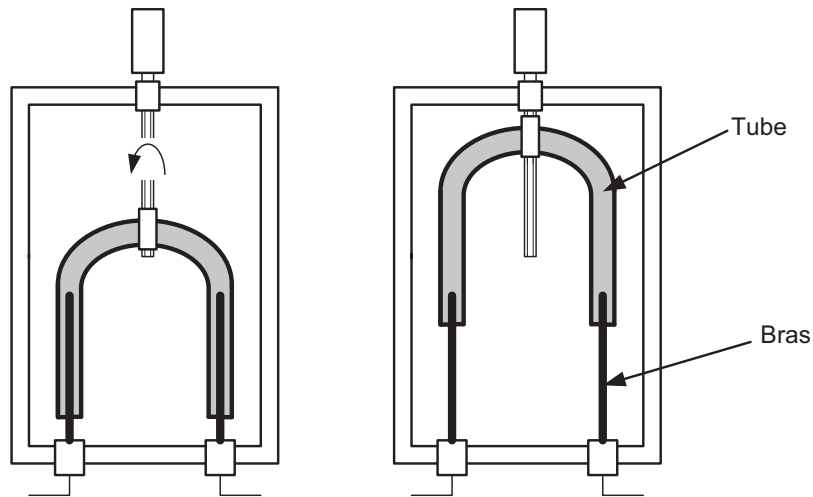


Figure 67 : Déphaseur de type trombone

La Figure 67 montre la tension de bruit des interféromètres inférieur et supérieur. On observe toujours du bruit en excès pour des fréquences inférieures à 100Hz. De plus, l'interféromètre supérieur montre une sensibilité plus grande aux vibrations. Cet excès de bruit était dû à un mauvais contact entre le bras et le tube du déphaseur type trombone. Ce problème a été résolu en améliorant ce contact.

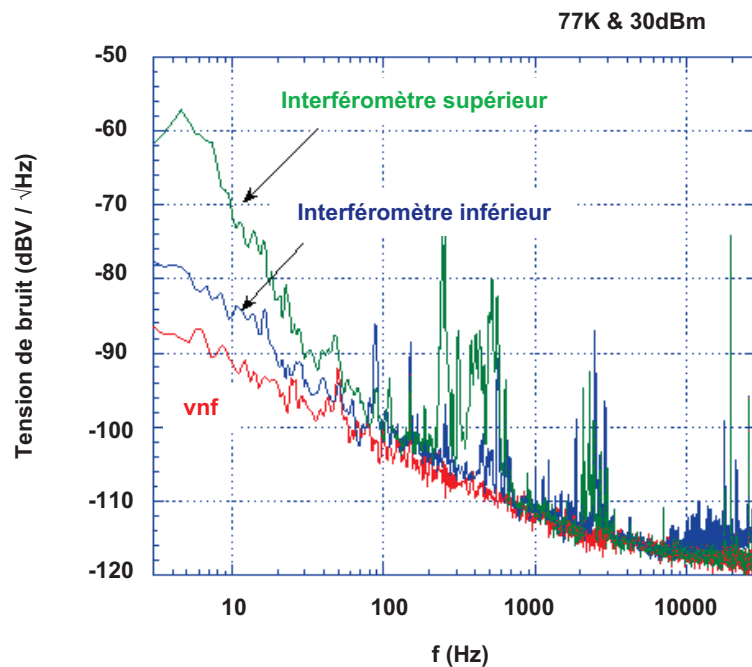


Figure 68 : Tensions de bruit de l'interféromètre supérieur et inférieur basées sur l'utilisation d'un déphaseur de type trombone pour une puissance incidente de 30dBm

La Figure 69 montre la tension de bruit de l'interféromètre microonde basé sur l'utilisation d'un déphaseur de type trombone (TT) et d'un déphaseur de type diélectrique (DD). En utilisant le déphaseur de type trombone, on constate une diminution du bruit aux fréquences basses dans l'interféromètre. On observe toujours un excès de bruit dû au bouillonnement de l'azote liquide. On a aussi considérablement amélioré l'immunité aux vibrations de l'interféromètre à l'aide d'un déphaseur de type trombone.

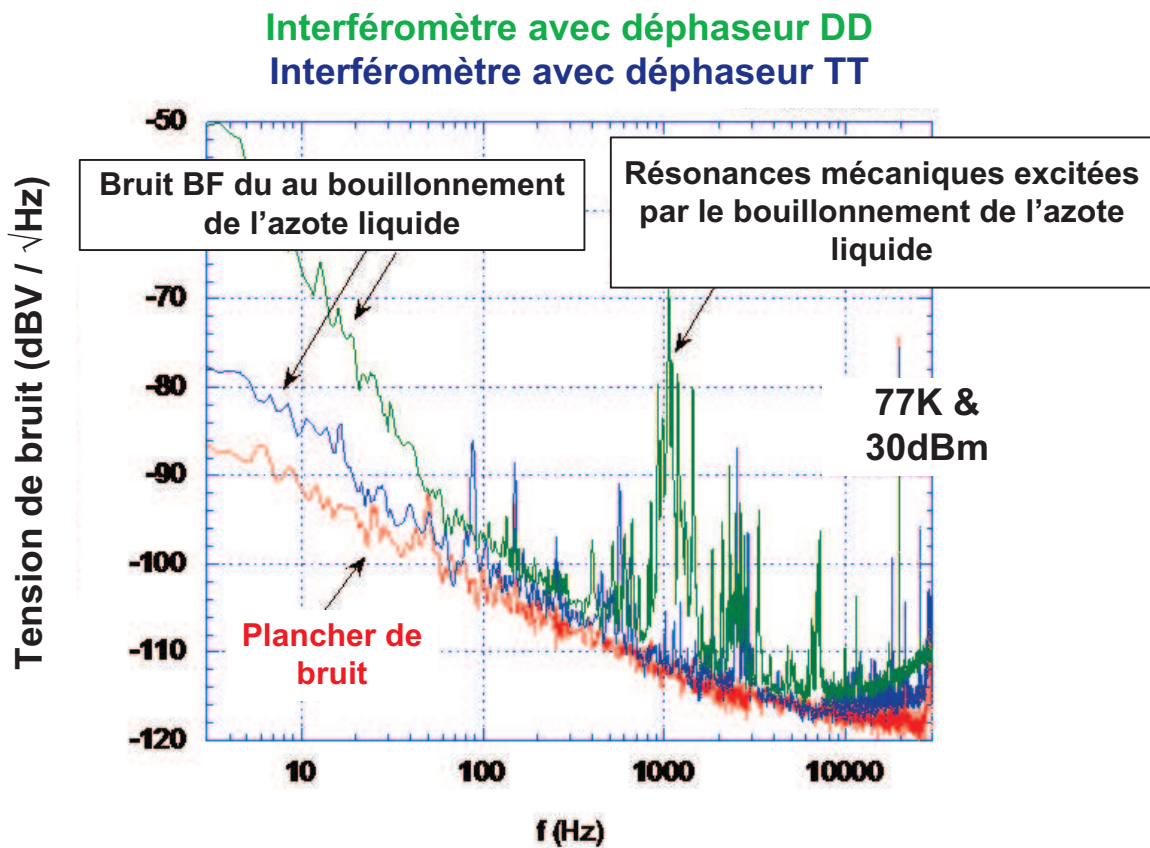


Figure 69 : Tensions de bruit des interféromètres basés sur l'utilisation de déphaseurs de type trombone et diélectrique à 77K

Sur la figure suivante, on compare la tension de bruit de l'interféromètre à température ambiante et à 77K. Pour des fréquences inférieures à 30Hz, on observe toujours un excès de bruit dû au « bouillonnement » de l'azote liquide (Figure 71). Une fois de plus, il est possible de réduire ce bruit en éliminant les vibrations en solidifiant l'azote. Au delà de 30Hz, nous sommes principalement limités par le bruit électronique du système.

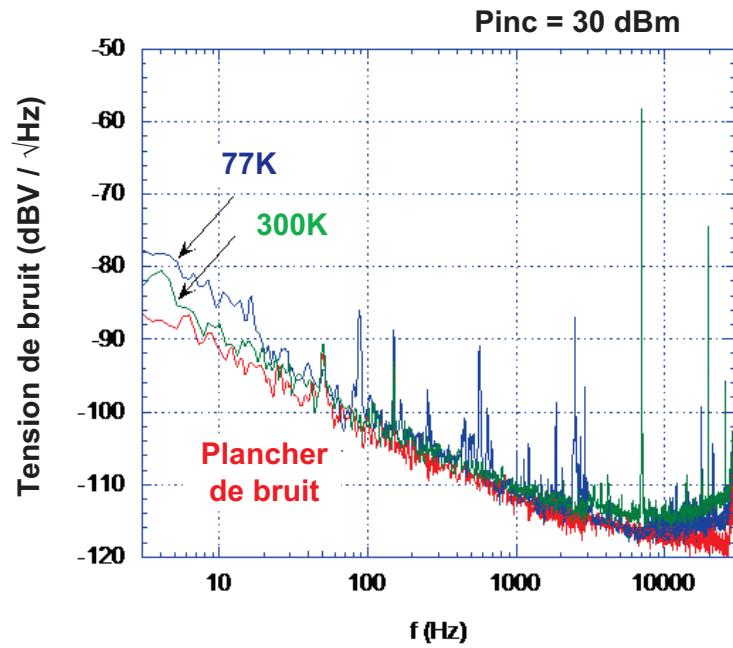


Figure 70 : Tension de bruit de l'interféromètre inférieur à 77K et température ambiante pour une puissance de 30dBm

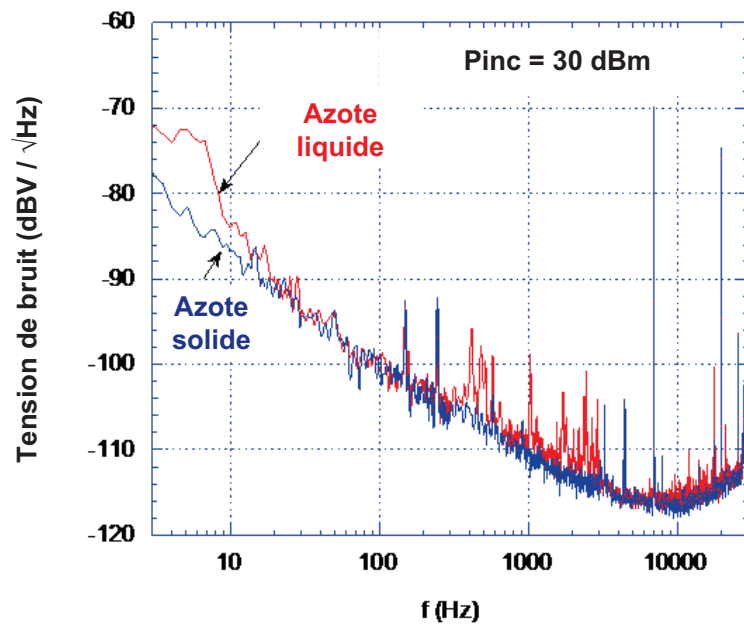


Figure 71 : Tensions de bruit de l'interféromètre à 52K et 77K

Afin d'observer l'effet des vibrations, l'interféromètre mécanique a été placé dans le cryogénérateur et refroidi à 77K. Pour des fréquences inférieures à 30Hz (Figure 72), il n'y a pas d'excès de bruit lié au cryogénérateur. Néanmoins, pour des fréquences supérieures à 80Hz, on observe une sensibilité extrême aux vibrations.

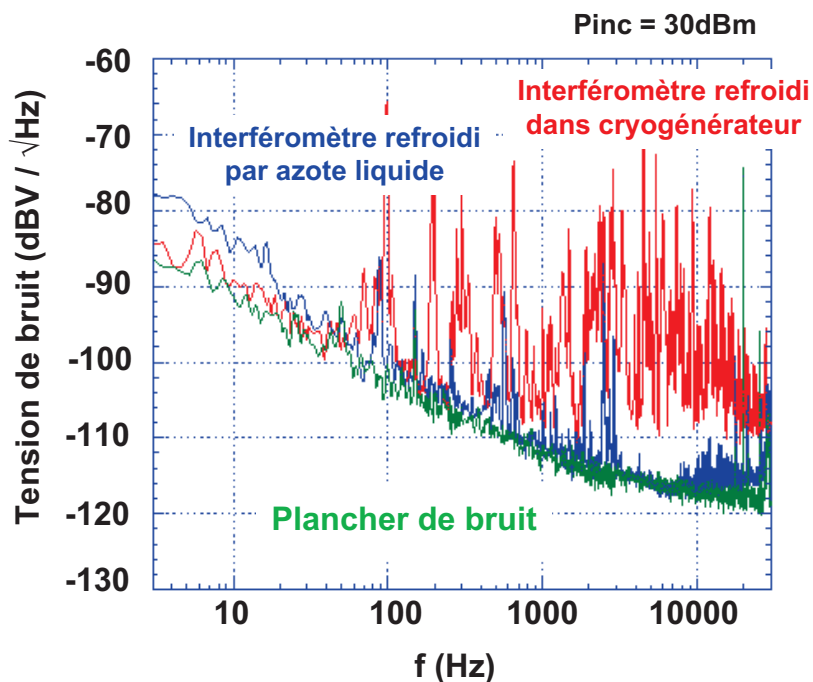


Figure 72 : Tensions de bruit de l'interféromètre refroidi dans l'azote liquide et le cryogénérateur

VII. Perspectives

Comme nous l'avons vu précédemment, l'actuel design de notre oscillateur ultra faible bruit de phase ne nous permet pas d'obtenir des résultats meilleurs que ceux présentés dans [3] (actuel état de l'art des oscillateurs ultra faible bruit de phase) et [26] (oscillateur ultra faible bruit de phase à 77K). Cette partie donne donc des solutions qui pourraient améliorer considérablement les performances de l'oscillateur.

Les expériences décrites dans ce chapitre avaient pour objectif de :

- développer une technique de synchronisation de phase permettant une grande résolution de mesure pour de faibles fluctuations de phase excepté pour la

future génération d'oscillateurs microondes cryogéniques avec traitement interférométrique du signal.

- mesurer les fluctuations intrinsèques de fréquence des résonateurs saphir cryogéniques induites par des fluctuations de la température ambiante.
- étudier les fluctuations de phase dans différents types d'interféromètre microonde.

Tous ces objectifs ont été accomplis. Nous allons donc maintenant discuter des implémentations possibles pour la réalisation d'un oscillateur ultra faible bruit de phase intégrant une détection interférométrique de bruit.

VII. 1. Utilisation d'un interféromètre de détection de bruit à la place du système de Pound

La Figure 73 montre le schéma d'un oscillateur intégrant un traitement interférométrique du signal. L'élément clé est un discriminateur de fréquence ultra-sensible, qui consiste en un résonateur à fort coefficient de qualité placé à l'intérieur d'un interféromètre. En équilibrant l'interféromètre (à une fréquence proche de la fréquence de résonance de la cavité), on obtient une suppression du signal de la porteuse au port « sombre » de l'interféromètre tout en préservant le bruit résiduel dû aux fluctuations de fréquence de l'oscillateur. Le bruit est amplifié et démodulé au DC dans un étage de mélangeur qui produit une tension d'erreur qui varie de façon synchrone avec la fréquence de l'oscillateur. La tension d'erreur filtrée est envoyée vers le système de contrôle de l'oscillateur qui ramène sa fréquence vers celle de la cavité. En supposant un gain du système de contrôle de fréquence suffisamment grand, la qualité de la stabilisation de la fréquence est entièrement déterminée par les propriétés de bruit du discriminateur de fréquence. Dans le même exemple ci-dessus, les performances limites du bruit thermique du discriminateur de fréquence sont obtenues pour un fort gain, un amplificateur faible bruit du signal à porteuse supprimée provenant de la sortie de l'interféromètre avant la démodulation DC.

En prenant en compte une valeur typique du facteur de qualité d'un résonateur saphir à 77K (10^7) et en assumant que la température effective de bruit du discriminateur de fréquence est de $T_{\text{eff}} = 100\text{K}$, on peut s'attendre à ce que la densité spectrale de bruit d'un tel oscillateur soit de $S_{\phi}^f(1\text{kHz}) = -190\text{dBc} / \text{Hz}$ avec une puissance incidente de 30dBm [27].

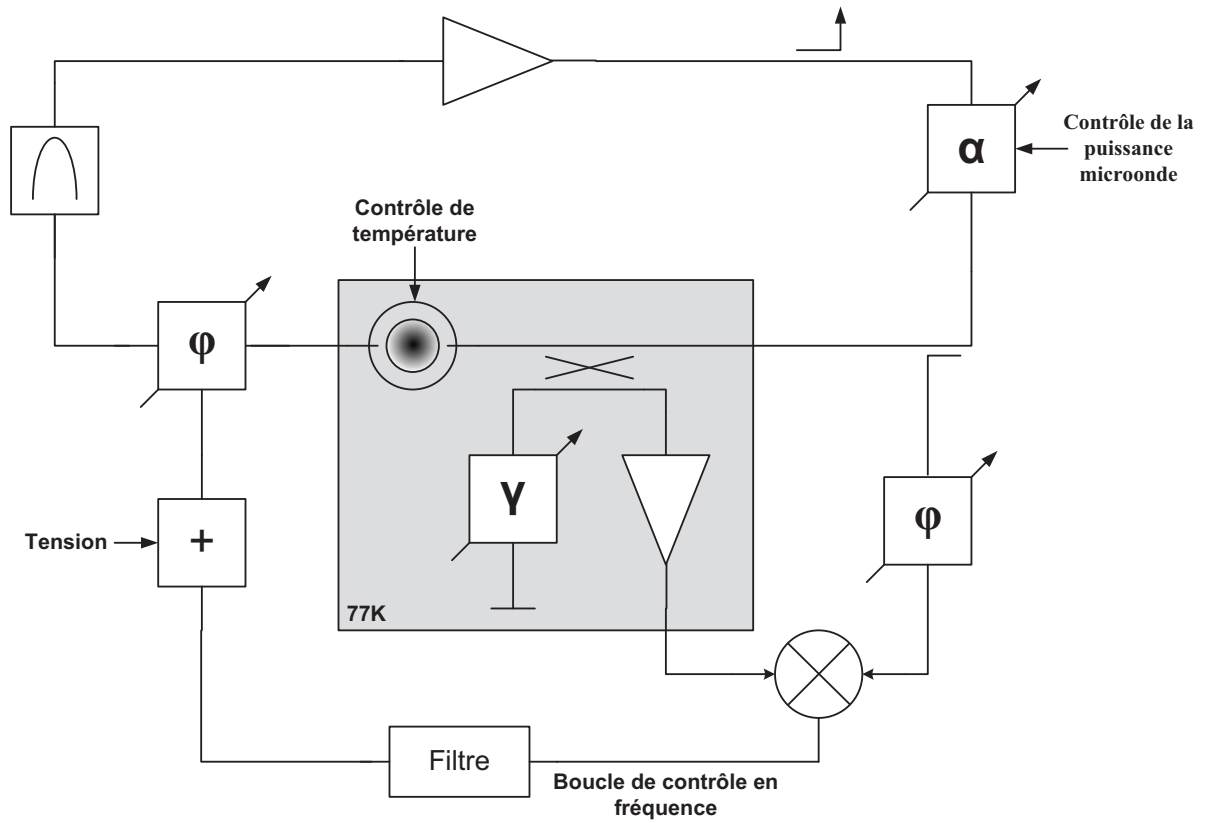


Figure 73 : Oscillateur faible bruit de phase basé sur l'utilisation d'un système interférométrique à détection de bruit

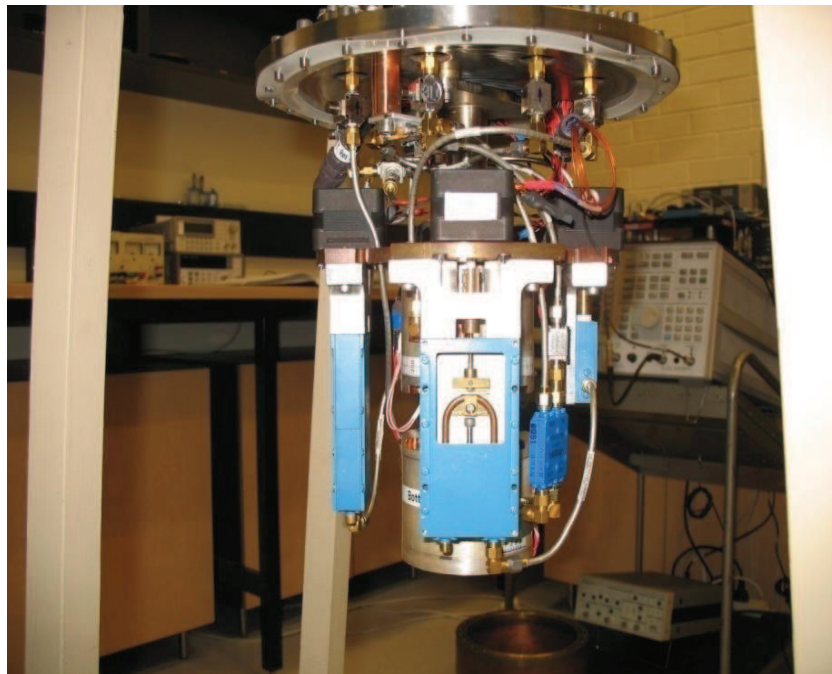


Figure 74 : Système interférométrique à détection de bruit basé sur l'utilisation de déphaseurs de type trombone contrôlés à l'aide de moteurs pas à pas

VII. 2. Réduction du bruit lié à l'amplificateur

Une seconde solution serait de réduire le bruit de l'amplificateur lui-même. Le bruit de phase peut être réduit à l'aide d'une boucle à contre-réaction basé sur un détecteur de phase interférométrique DPI (Figure 75). Le plancher de bruit de phase du DPI est proche de la limite du bruit thermique standard.

En supposant que l'oscillateur fonctionne exactement à la même fréquence que le résonateur, le DPI est intrinsèquement insensible aux fluctuations d'amplitude de l'oscillateur car les amplitudes des deux signaux aux entrées du DPI (entrées du coupleur) varient de façon synchrone ce qui préserve un équilibre de l'amplitude de l'interféromètre.

- Avantages :

- Seul le résonateur doit être refroidi.
- Le système d'annulation de la phase est intrinsèquement insensible au bruit d'amplitude de l'oscillateur.

- Inconvénients :

- Mauvaise stabilité fréquentielle à court terme (forte densité spectrale de bruit de phase proche de la porteuse) due aux fluctuations de phase induites par le changement de température des câbles microondes. Un système de verrouillage de Pound doit être utilisé.

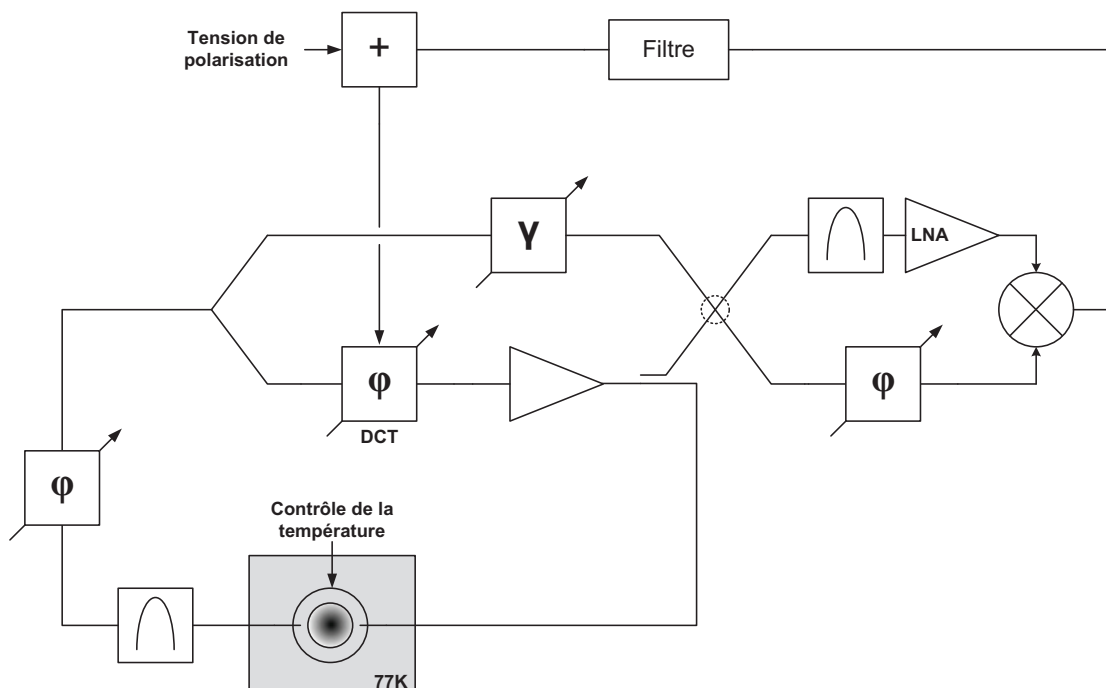


Figure 75 : Oscillateur faible bruit de phase utilisant un interféromètre à détection de bruit pour réduire le bruit de l'amplificateur

VII. 3. Utilisation d'un filtre passe-bas de premier ordre accordable avec la température

La dernière solution proposée est de combiner la solution précédente à un filtre passe-bas de premier ordre accordable avec la température qui agirait comme un déphaseur (Figure 76). Ce filtre pourrait être placé à température ambiante et réchauffé à l'aide d'un patch chauffant ou d'un Peltier. La tension du patch serait alors contrôlée par un système de contrôle de fréquence de Pound. L'avantage du déphaseur passif est qu'il n'ajouterait pas de bruit dans le système. De plus, comme nous pouvons le voir sur la Figure 77, le bruit attendu de cet oscillateur ne dépendrait pas beaucoup des réglages des couplages de la cavité.

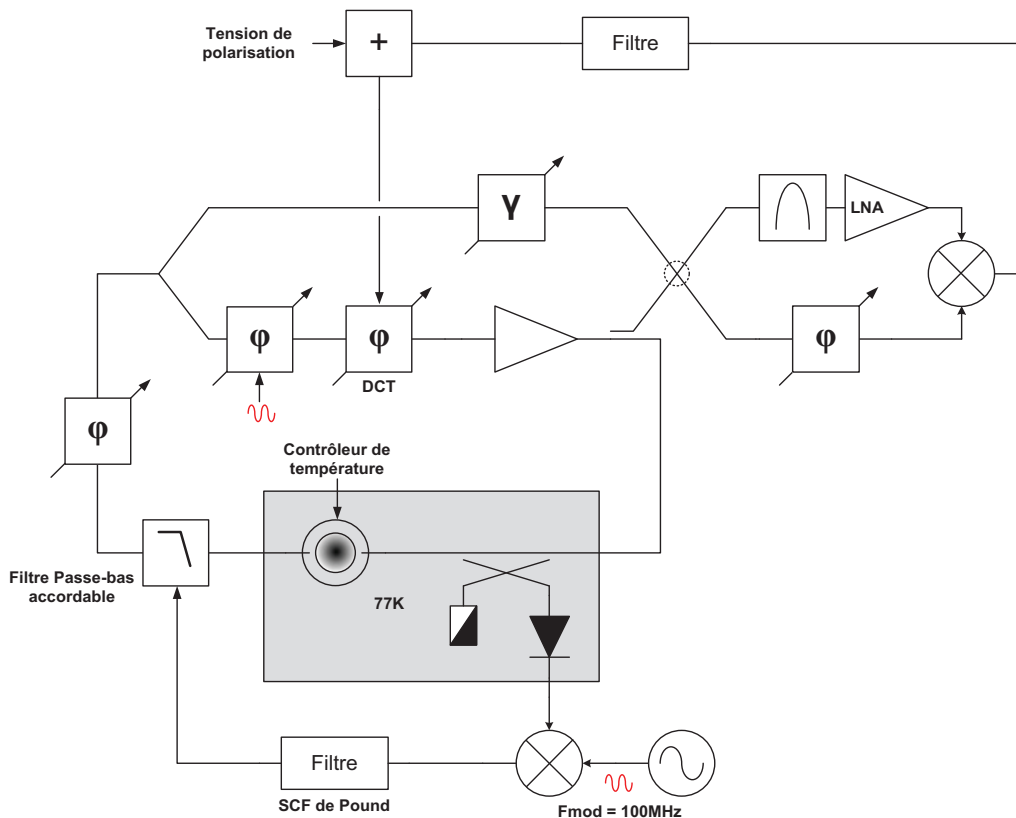


Figure 76 : Oscillateur faible bruit de phase utilisant un interféromètre à détection de bruit pour réduire le bruit de l'amplificateur et un filtre accordable en fréquence à l'aide de la température

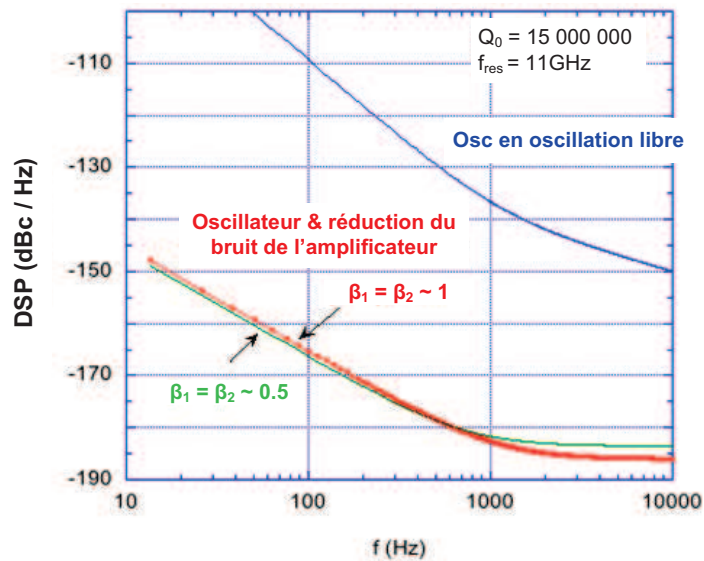


Figure 77 : DSP attendue de l'oscillateur basé sur l'utilisation d'un saphir chargé dans une cavité à 77K (sans prendre en compte les fluctuations de fréquence induite par la température ambiante)

VIII. Conclusion

Ce chapitre était consacré à l'étude d'un nouveau type d'oscillateur ultra faible bruit de phase composé de deux résonateurs saphir placés l'un au-dessus de l'autre dans un même cryostat et refroidi à température de l'azote liquide (77K).

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord décrit les principes généraux de la génération d'un signal faible bruit de phase aux fréquences microondes ainsi que l'état de l'art actuel des oscillateurs ultra faible bruit de phase.

Nous avons aussi étudié différentes méthodes de contrôle de température et réalisé des mesures précises sur la variation en fréquence due à aux fluctuations de température de notre oscillateur à résonateur saphir. Nous avons mesuré les réponses en fréquence des résonateurs dues à un changement de la température des résonateurs et à un changement de la puissance microonde incidente.

Une technique précise de synchronisation de phase a été développée pour des oscillateurs microondes basés sur l'utilisation de résonateurs saphir refroidis à température de l'azote liquide. Ceci a été réalisé en :

- verrouillant la fréquence de la boucle oscillante à la fréquence de résonance du résonateur via un contrôle électronique du retard de la boucle de phase,
- stabilisant la température des résonateurs cryogéniques avec une précision de quelques microkelvins à l'aide d'un contrôle rétroactif basé sur l'utilisation d'un discriminateur de fréquence numérique,
- contrôlant la phase des oscillateurs en faisant varier la puissance microonde dissipée dans le résonateur.

Cette qualité d'attente de synchronisation de phase est de l'ordre de quelques milliradians, ce qui est suffisant pour permettre des mesures précises de très faibles fluctuations de phase prévues pour être la prochaine génération d'oscillateurs microondes ultra faible bruit de phase. Cependant, les premières mesures réalisées sur notre oscillateur n'ont pas montré les performances attendues. En effet, ses performances sont pour le moment inférieures de plus de 40dB aux performances d'oscillateurs présentés dans [3] et [26].

Nous avons aussi construit deux types d'interféromètres microondes cryogéniques, équilibrés à l'aide d'éléments contrôlés en tension ou à l'aide de composants mécaniques contrôlés à l'aide de moteurs pas à pas à 77K, et mesuré leurs propriétés de bruit. Les interféromètres mécaniques montrent de bien meilleures performances que les interféromètres actifs même s'ils sont plus sensibles aux vibrations mécaniques.

Enfin, dans une dernière partie et afin d'améliorer les performances de notre oscillateur, nous avons discuté d'un nouveau type d'oscillateur faible bruit de phase basé sur l'utilisation d'un résonateur saphir refroidi à températures cryogéniques et d'amplificateurs de boucle à température ambiante avec une suppression interférométrique de bruit de phase.

IX. Références

- [1] M.E. Tobar, J.D. Anstie, J.G. Hartnett : "Proposal for a new Michelson-Morley experiment using a single mode whispering spherical mode resonator". *Physics Letters*, Vol. 300, no. 1, July 2002, pp.33-39.
- [2] P. Wolf, S. Bize, A. Clairon, A. Luiten, G. Santarelli, M.E. Tobar : "Tests of Relativity using a microwave resonator". *Phys. Rev. Letters*, Vol.90, no. 6, Feb. 2003, 060402.
- [3] E.N. Ivanov and M.E. Tobar, "Low Phase-noise sapphire crystal microwave oscillators: current status". *IEEE Trans. UFFC*, Vol. 56, n°2, Feb. 2009, pp.263-269.
- [4] C.R. Locke, E.N. Ivanov, J.G. Hartnett, P.L. Stanwix and M.E. Tobar : "Design techniques and noise properties of ultrastable cryogenically cooled sapphire-dielectric resonator oscillators". *Rev. Sc. Instr.*, Vol.79, n°5, May 2008, 051301.
- [5] J.G. Hartnett, N.R. Nand, C. Wang, J-M. Le Floch, "Cryogenic sapphire oscillator using a low-vibration design pulse-tube cryocooler: first results," *IEEE Trans. on UFFC*, Vol.57, n°5, 2010, pp.1034-1038.
- [6] R.G. Povey, J.G. Hartnett and M.E. Tobar : "Microwave cavity light shining through a wall optimization and experiment". *Phys. Rev. D*, Vol.82, n°5, 2010, 052003.
- [7] J. Jaeckel, J. Redondo and A. Ringwald : "Signatures of a hidden cosmic microwave background". *Phys. Rev. Lett.*, vol.101, n°13, 2008, 131801.
- [8] P. Stanwix, M.E. Tobar, P. Wolf et al. : "Test of Lorentz invariance in electrodynamics using rotating cryogenic sapphire microwave oscillators". *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 95, n°4, 2005, 040404.
- [9] E.Rubiola, Y.Gruson et V.Giordano : "On the flicker noise of ferrite circulators for ultrastable oscillators". *IEEE Trans. on UFFC*, vol.51, n°8, 2004, pp 957-963.
- [10] E.N.Ivanov, M.E.Tobar et R.A.Woode : "A study of noise phenomena in microwave components using an advanced measurement system". *IEEE Trans. on UFFC*, vol. 44, n°1, 1997, pp.161-163.
- [11] R.V. Pound : "Electronic frequency stabilization of microwave oscillators". *Rev. Sci. Instrum.*, Vol.17, June 1946, pp.490-505.
- [12] <http://tf.nist.gov/phase/Properties/twelve.html>

- [13] D.W. Allan, "Statistics of atomic frequency standards". Proceeding of the IEEE, Vol.52, n°2, Feb. 1966, pp.221-230.
- [14] E.N. Ivanov, M.E. Tobar and R.A. Woode : "Applications of interferometric signal processing to phase noise reduction in microwave oscillators". IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. 46, no. 10, Oct. 1998, pp. 1537–1545.
- [15] E.N. Ivanov, M.E. Tobar and R.A. Woode : "Microwave interferometry: Application to precision measurements and noise reduction techniques". IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control, vol. 45, no. 6, Nov. 1998, pp. 1526–1537.
- [16] W.P.N. Court : "A tunable filter for use in the measurement of excess noise from local oscillators". Electron. Eng., 1958, pp.208.
- [17] J. Ondira : "A microwave system for measurements of AM and FM noise spectra". IEEE Trans. Microw. Theory Tech., Vol. 16, no. 9, 1968, pp.767–781.
- [18] D.G. Santiago and G. J. Dick : "Microwave frequency discriminator with a cooled sapphire resonator for ultra-low phase noise". IEEE Frequency Control Symp., June 1992, pp. 176–182.
- [19] D.G. Santiago and G.J. Dick : "Closed loop tests of the NASA sapphire phase stabiliser". IEEE Frequency Control Symp., June 1993, pp. 774–778.
- [20] M.E. Tobar, E.N. Ivanov, C.R. Locke and J.G. Hartnett : "Difference frequency technique to achieve frequency-temperature compensation in whispering-gallery sapphire resonator-oscillator," Electron. Lett., Vol. 38, no. 17, Aug. 2002, pp. 948–950.
- [21] M.E. Tobar, G.L. Hamilton, E.N. Ivanov and 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 Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control, vol. 50, no. 3, Mar. 2003, pp. 214–219.
- [22] E. Rubiola, V. Giordano and Y. Gruson : "On the flicker noise of ferrite circulators for ultra-stable oscillators". IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control, vol. 51, no. 8, Aug. 2004, pp. 957–963.
- [23] E.N. Ivanov, M.E. Tobar : "Low phase-noise sapphire crystal microwave oscillators: Current status". IEEE Trans. UFFC, vol.56, no. 2, Feb. 2009, pp. 263-269.

[24] J.-M. Le Floch : « Modélisation de nouveaux résonateurs diélectriques à forts coefficients de qualité pour des applications de métrologie ». Thèse du doctorat de l'université de Limoges soutenue en février 2007.

[25] D.S. Weiss et al. : “Splitting of high-Q Mie modes induced by light backscattering in silica microspheres”. *Opt.Lett.*, Vol.20, n°18, Sept. 1995, pp.1835-1837.

[26] R. Boudot, N. Bazin, S. Grop, Y. Kersale, V. Giordano : “Simple architecture low phase noise microwave cryogenic sapphire oscillators”. *Elect. Letters*, Vol.43, no.3, Feb. 2007, pp.168-169.

[27] E.N. Ivanov, D. Mouneyrac, J.-M. Le Floch, M.E. Tobar and D. Cros : “Precise phase synchronization of a cryogenic microwave oscillator”. *Rev. of Sc. Instr.*, vol. 81, no. 1, 2010, pp.1-5.

CONCLUSION GENERALE

Les travaux réalisés au sein du laboratoire XLIM à Limoges et du laboratoire FSM à Perth en Australie occidentale, présentés dans ce mémoire, reposent sur l'utilisation de résonateurs diélectriques à modes de galerie. Ils concernent une nouvelle méthode de caractérisation des matériaux semi-conducteurs sur l'effet de la lumière et la réalisation d'un oscillateur ultra faible bruit de phase à 77K. Ces travaux sont basés sur l'utilisation de résonateurs diélectriques utilisant les modes de galerie.

Dans le premier chapitre, nous avons tout d'abord introduit les modes de galerie. L'avantage des modes de galerie est que, lorsque l'on utilise un mode d'ordre élevé, le champ électrique est principalement confiné dans le diélectrique. Ainsi, on obtient une caractérisation précise du matériau sous test. L'utilisation de ces modes permet aussi d'obtenir des coefficients de qualité extrêmement élevés lorsque l'on utilise par exemple des résonateurs chargés de matériaux en saphir. Ce premier chapitre nous a donc permis d'introduire ce qui est la base des projets présentés dans les chapitres 2 et 3.

Le second chapitre présentait une nouvelle méthode de caractérisation des semi-conducteurs sous l'effet de la lumière basée sur l'utilisation de résonateurs diélectriques à modes de galerie. Cette méthode de caractérisation permet de mesurer le coefficient d'absorption du semi-conducteur sous test à température ambiante ou à température cryogénique. La méthode de mesure présentée pour étudier ce paramètre est effectuée aux fréquences microondes ce qui représente une toute nouvelle approche pour caractériser la photoconductivité des matériaux. Dans les cas de nos expériences, la lumière génère, aux températures cryogéniques, un décalage de la fréquence du mode de résonance et une augmentation des pertes diélectriques. Ce phénomène ne peut être observé qu'à des températures inférieures à 100K. Dans ce chapitre, nous avons étudié le comportement de trois semi-conducteurs (phosphure de gallium, arséniure de gallium et carbure de silicium 4H), sous l'effet de lumières blanche, rouge ($\lambda=633\text{nm}$), verte ($\lambda=532\text{nm}$) et bleue ($\lambda=405\text{nm}$).

Nous avons observé les mêmes phénomènes observés qu'à l'aide de méthodes traditionnelles présentées dans ce chapitre. Le changement des propriétés microondes (permittivité et tangente de pertes) des échantillons sous test est dû à un changement d'état des porteurs libres provenant des impuretés présentes dans la bande interdite du semi-conducteur. Nous avons aussi observé que seuls les porteurs libres présents dans la zone éclairée changent d'état.

Le modèle que nous avons proposé est basé sur une somme de fonctions exponentielles résultant de la génération de différents types de porteurs libres. Ce modèle permet de

déterminer le nombre de processus de génération qui rentrent en jeu lors de l'excitation et la désexcitation. Ce modèle devrait aussi permettre de déterminer la concentration des impuretés ou dopants dans le semi-conducteur. Pour valider complètement ce modèle, il nous faudrait connaître de façon précise la concentration des impuretés dans nos semi-conducteurs et les confronter à une analyse classique entre 400 et 800nm par exemple. Il serait aussi intéressant de réaliser nos expériences à l'aide d'une source monochromatique à longueurs d'onde variables.

La méthode présentée dans ce chapitre est donc partiellement validée. Nous avons mesuré différentes valeurs de coefficients d'absorption sur nos trois échantillons pour des longueurs d'onde rouge, verte et bleue. Nous avons aussi observé des constantes différentes en fonction de la longueur d'onde. Nous avons observé une persistance de courant dans les semi-conducteurs après extinction de l'excitation. Tous ces effets ont été précédemment observés à l'aide des méthodes traditionnelles. Ainsi, pour donner suite à ce projet, il sera nécessaire d'étudier plus en détail les matériaux semi-conducteurs eux-mêmes. La connaissance des différentes impuretés ainsi que les concentrations de celles-ci est donc indispensable pour la validation de notre modèle.

Le troisième et dernier chapitre de cette thèse portait sur la réalisation d'un oscillateur ultra faible bruit de phase à 77K fonctionnant à 11GHz. Nous avons tout d'abord présenté les principes de base des oscillateurs ainsi que l'état de l'art des oscillateurs ultra faible bruit de phase. La conception de notre oscillateur a été ensuite proposée. L'oscillateur est basé sur l'utilisation de deux résonateurs saphir à très fort coefficient de qualité à 77K placés l'un au dessus de l'autre ce qui permet de réaliser de deux sources ultra faible bruit de phase quasi-identiques. En mesurant le battement de fréquence de ces deux sources ultra faible bruit de phase et verrouillées l'une à l'autre, il est alors possible de mesurer leur bruit de phase. Avant cela, il est tout d'abord nécessaire de réaliser une stabilisation thermique des oscillateurs. Différents types de techniques de stabilisation ont été proposés. La stabilisation par l'utilisation de la fréquence s'est révélée la plus efficace (stabilisation à 0.1Hz). Les premières mesures de bruit de notre oscillateur ont alors pu être réalisées. Nous avons mesuré un bruit de phase égale à -115dBc/Hz à 1kHz de la porteuse. Ces résultats sont encore loin de nos espérances (-180dBc/Hz) et bien en dessous de l'actuel état de l'art (-157dBc/Hz). L'excès de bruit observé dans notre oscillateur est dû à un excès de bruit dans l'amplificateur de la boucle. Pour réduire cet excès de bruit, des solutions ont été proposées comme par exemple l'utilisation d'un système à contre-réaction autour de l'amplificateur en utilisant un détecteur

Conclusion générale

de phase interférométrique. On espère que les solutions présentées dans cette partie nous permettront d'atteindre les performances souhaitées de -180dBc/Hz à 1kHz .

Un interféromètre utilisant des éléments passifs a aussi été caractérisé. L'interféromètre utilisant des composants mécaniques contrôlés à l'aide de moteurs pas à pas à 77K s'est révélé avoir le plus faible bruit. Cet interféromètre remplacera le discriminateur de fréquence de Pound dans la boucle oscillante.

Malgré un relativement fort niveau de bruit mesuré lors des premières tentatives de mesure de bruit de phase, les espérances portées par ce projet sont grandes car l'utilisation de la cryogénie semble être le seul moyen pour atteindre le niveau emblématique de -180dBc/Hz à 1kHz . Un tel niveau de bruit de phase devrait alors permettre de réaliser de nouvelles expériences pour des tests de physique fondamentale. Ce projet a montré les difficultés à réaliser des oscillateurs faible bruit de phase de très grandes performances. L'utilisation de la cryogénie est indispensable pour atteindre ce but. Néanmoins, le fait de travailler à de tels températures ralentit d'une façon importante l'avancé du projet. Les temps de refroidissement et réchauffement du système étant relativement longs, cela constitue un frein au développement rapide de ce projet.

ANNEXES

Annexe 1 : Estimation de la surface éclairée

La surface éclairée de l'échantillon peut être estimée si l'on considère différents paramètres comme la distance h_l entre la partie inférieure de la cavité et l'échantillon ainsi que l'angle d'incidence θ_l de la lumière (Figure 78).

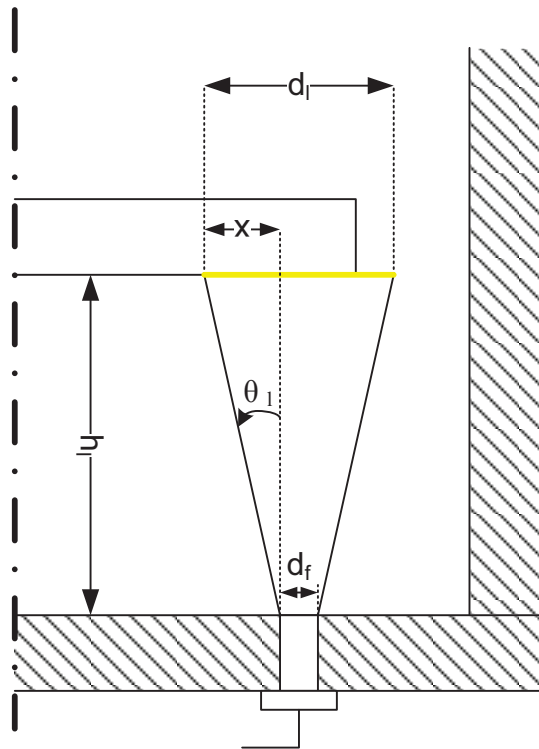


Figure 78 : Vue de coupe de la cavité connectée à la fibre optique

L'angle θ_l peut être déterminé si l'on connaît la valeur de la hauteur h_l et le diamètre de la tache lumineuse d_l . Les valeurs de h_l et d_l sont déterminées de façon expérimentale.

$$\tan \theta_l = \frac{x}{h_l} \quad (30)$$

$$d_l = 2 \times x + d_f \quad (31)$$

$d_f = 3\text{mm}$ (diamètre du connecteur de la fibre optique).

A partir de (30) et (31) on obtient :

$$\theta_l = \tan^{-1} \left[\frac{d_l - d_f}{2 \times h} \right] = 11.03^\circ$$

- Equation de cercle dans un repère polaire

L'équation de cercle dans un repère polaire (Figure 79) est donnée par :

$$\rho^2 - 2 \times \rho \times \rho_0 \times \cos(\theta - \theta_0) + \rho_0^2 = r_0^2 \quad (32)$$

On obtient :

$$\rho = \rho_0 \times \cos(\theta - \theta_0) \pm \sqrt{r_0^2 - \rho_0^2 \times \sin^2(\theta - \theta_0)} \quad (33)$$

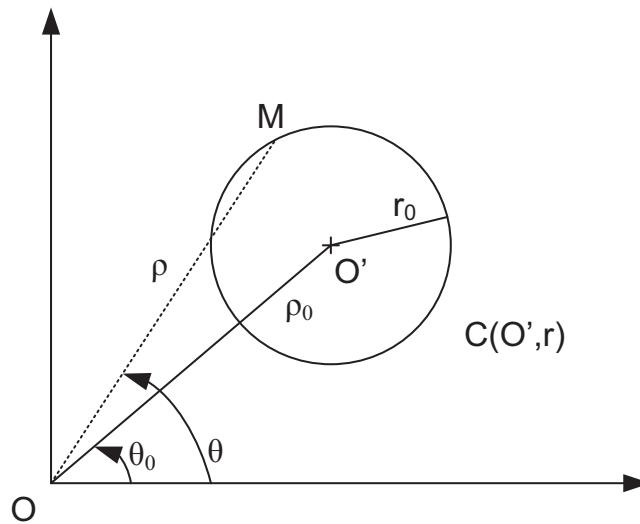


Figure 79 : Coordonnées dans un repère polaire

- Estimation de la surface éclairée

La Figure 80 montre la surface commune entre l'échantillon et la lumière provenant de la source lumineuse dans l'hypothèse où l'échantillon absorbe toute la lumière et qu'il n'y a pas de réflexion. Il nous est nécessaire de calculer cette surface.

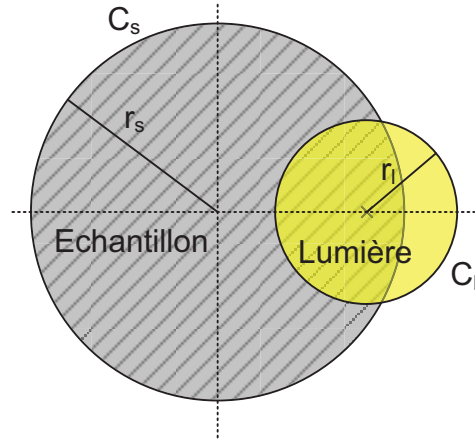


Figure 80 : Surface commune entre l'échantillon et la lumière

- Points d'intersection entre les cercles C_l et C_s

Il est possible de déterminer les coordonnées des points d'intersection des deux cercles en résolvant le système d'équations (34).

$$\begin{cases} \rho^2 - 2 \times \rho \times \rho_0 \times \cos(\theta - \theta_0) + \rho_0^2 = r_l^2 \\ \rho = r_s \end{cases} \quad (34)$$

Les solutions de ce système sont :

$$\begin{cases} \theta_l = \pm \cos^{-1} \left(\frac{\rho_0^2 - r_l^2 + r_s^2}{2 \times \rho_0 \times r_s} \right) \\ \rho = r_s \end{cases} \quad (35)$$

- Surface commune entre l'échantillon et la lumière

La surface commune S_c peut maintenant être calculée à partir de l'intégrale suivante (36).

$$S_c = 2 \times \int_0^{\theta_l} \int_{r_s}^{\rho_0 \times \cos(\theta - \theta_0) \pm \sqrt{r_0^2 - \rho_0^2 \times \sin^2(\theta - \theta_0)}} r \times \delta r \times \delta \theta \quad (36)$$

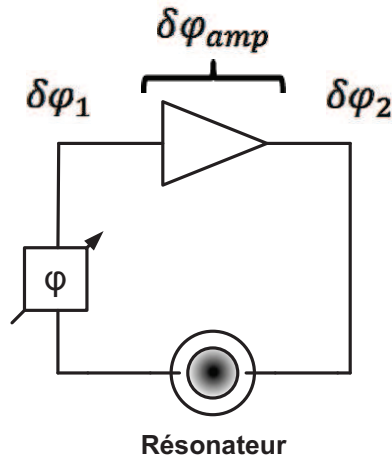
Annexe 2 :**I Fluctuations de phase dans un oscillateur en oscillation libre**

Figure 81 : Oscillateur en oscillation libre

La relation entre les fluctuations de phase à l'entrée et la sortie de l'amplificateur de l'oscillateur (Figure 81) est donnée par :

$$\delta\varphi_2 = \delta\varphi_1 - \delta\varphi_{amp} \quad 42$$

où $\delta\varphi_{amp}$ est le bruit de phase de l'oscillateur

En considérant que l'amplificateur est la seule source de fluctuations de phase de la boucle, les fluctuations de fréquence de l'oscillateur sont déterminées par le modèle de Leeson :

$$\delta\omega_1 = \delta\varphi_{amp}\Delta\omega \quad 43$$

où $\Delta\omega$ est la bande passante de l'oscillateur.

La relation entre la transformée de Fourier et les fluctuations de phase donne :

$$\delta\varphi_1 = \frac{\delta\omega_1}{j\Omega} \quad 44$$

En combinant (42) à (44), on obtient les fluctuations de phase de l'oscillateur à l'entrée et la sortie de l'amplificateur :

$$\delta\varphi_1 = \delta\varphi_{amp} \frac{\Delta\omega}{j\Omega} \quad 45$$

$$\delta\varphi_2 = \delta\varphi_{amp} \left(1 + \frac{\Delta\omega}{j\Omega} \right) \quad 46$$

En introduisant la densité spectrale de puissance des fluctuations de phase de l'amplificateur comme la fonction de Fourier $S_{\phi}^{amp}(\Omega)$, les DSP des fluctuations de phase de l'oscillateur $\delta\varphi_1$ et $\delta\varphi_2$ peuvent s'écrire :

$$S_{\phi_1}(\Omega) = S_{\phi}^{amp}(\Omega) \left(\frac{\Delta\omega}{\Omega} \right)^2 \quad 47$$

$$S_{\phi_2}(\Omega) = S_{\phi}^{amp}(\Omega) \left[1 + \left(\frac{\Delta\omega}{\Omega} \right)^2 \right] \quad 48$$

II Fluctuations de phase de l'oscillateur contrôlé en fréquence :

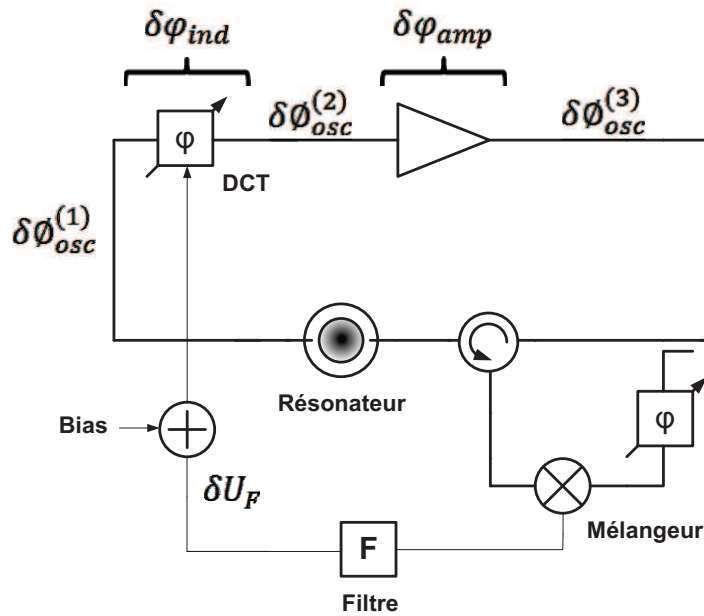


Figure 82 : Oscillateur contrôlé en fréquence

La Figure 82 montre un oscillateur contrôlé en fréquence. Il comprend un discriminateur de fréquence (DF), un filtre de boucle et un contrôleur de fréquence basé sur l'utilisation d'un déphaseur contrôlé en tension (DCT).

En théorie, la tension de bruit à la sortie du filtre de boucle est donnée par :

$$\delta U_F = -\frac{\gamma}{1 + \gamma} \left(\frac{\delta\omega_{osc}^{f/run} + \delta\omega_{DF}}{S_v} \right) \quad 49$$

où γ est le gain en boucle ouverte du contrôle de la boucle, $\delta\omega_{osc}^{f/run}$ représente les fluctuations de phase de l'oscillateur en oscillation libre, $\delta\omega_{DF}$ est la résolution (plancher de bruit) du discriminateur de fréquence (déterminée par la température de bruit du mélangeur) et S_v est le coefficient d'accordabilité en fréquence de l'oscillateur. Ce dernier est donné par :

$$S_v = \dot{\phi}_u(\Delta\omega + j\Omega) \quad 50$$

où $\dot{\phi}_u$ est le rendement de conversion tension / phase du DCT.

Les fluctuations de fréquence $\delta\omega_{osc}^{f/run}$ du signal incident au résonateur avec le contrôle en boucle ouverte sont obtenues à partir de l'équation 46.

$$\delta\omega_{osc}^{f/run} = \delta\varphi_{amp}(\Delta\omega + j\Omega) \quad 51$$

En utilisant les équations (49) à (51), on peut obtenir les fluctuations de phase $\delta\varphi_{ind}$ induites par la tension de correction δU_F appliquée au DCT. La somme de $\delta\varphi_{ind}$ et $\delta\varphi_{amp}$ donne le bruit de phase de l'amplificateur « composite » $\delta\varphi_{comp} = \delta\varphi_{ind} + \delta\varphi_{amp}$. Connaissant $\delta\varphi_{comp}$, on peut déterminer les fluctuations de phase des différentes parties de l'oscillateur à partir des équations (45) et (46) en remplaçant $\delta\varphi_{amp}$ par $\delta\varphi_{comp}$.

Premièrement, on obtient les fluctuations de phase induites par le système de contrôle :

$$\delta\varphi_{ind} = \dot{\phi}_u \delta U_F \quad 52$$

Les équations (49) à (52) donnent :

$$\delta\varphi_{ind} = -\frac{\gamma}{1+\gamma} \left\{ \delta\varphi_{amp} + \frac{\delta\omega_{DF}}{\Delta\omega + j\Omega} \right\} \quad 53$$

On obtient ainsi le bruit de phase de l'amplificateur « composite » :

$$\delta\varphi_{comp} = \frac{1}{1+\gamma} \delta\varphi_{amp} - \frac{\gamma}{1+\gamma} \times \frac{\delta\omega_{DF}}{\Delta\omega + j\Omega} \quad 54$$

En substituant $\delta\varphi_{comp}$ de l'équation (54) dans l'équation (45) par $\delta\varphi_{amp}$, on obtient l'expression analytique des fluctuations de phase de l'oscillateur à l'entrée du DCT $\delta\varphi_{osc}^{(1)}$. Cela correspond aux fluctuations de phase du signal transmis au travers du résonateur. En faisant de même dans l'équation (46), on peut ainsi déterminer les fluctuations de phase de l'oscillateur à la sortie de l'amplificateur $\delta\varphi_{osc}^{(3)}$.

Ensuite, en introduisant le plancher de bruit de phase dans DF :

$$\delta\varphi_{DF} = \frac{\delta\omega_{DF}}{j\Omega} \quad 55$$

et en l'intégrant aux équations ci-dessous :

$$\delta\varphi_{osc}^{(1)} = \frac{1}{1+\gamma} \delta\varphi_{amp} \frac{\Delta\omega}{j\Omega} - \frac{\gamma}{1+\gamma} \times \frac{\delta\varphi_{DF}}{1+j\Omega/\Delta\omega} \quad 56$$

$$\delta\varphi_{osc}^{(3)} = \frac{1}{1+\gamma} \delta\varphi_{amp} \left(1 + \frac{\Delta\omega}{j\Omega}\right) - \frac{\gamma}{1+\gamma} \delta\varphi_{DF} \quad 57$$

les expressions correspondantes à la densité spectrale de puissance des fluctuations de phase sont :

$$S_{\varphi}^{(1)}(\Omega) = \frac{1}{|1+\gamma|^2} S_{\varphi}^{amp}(\Omega) \left(\frac{\Delta\omega}{\Omega}\right)^2 + \left|\frac{\gamma}{1+\gamma}\right|^2 \frac{S_{\varphi}^{DF}(\Omega)}{1+(\Omega/\Delta\omega)^2} \quad 58$$

$$S_{\varphi}^{(3)}(\Omega) = \frac{1}{|1+\gamma|^2} S_{\varphi}^{amp}(\Omega) \left(1 + \left(\frac{\Delta\omega}{\Omega}\right)^2\right) + \left|\frac{\gamma}{1+\gamma}\right|^2 S_{\varphi}^{DF}(\Omega) \quad 59$$

Pour des fréquences à l'intérieur de la bande passante du résonateur ($\Omega \ll \Delta\omega$), les équations précédentes sont simplifiées donnant le même résultat :

$$S_{\varphi}^{(1)} \approx S_{\varphi}^{(3)}(\Omega) = \frac{1}{|1+\gamma|^2} S_{\varphi}^{amp}(\Omega) \left(\frac{\Delta\omega}{\Omega}\right)^2 + \left|\frac{\gamma}{1+\gamma}\right|^2 S_{\varphi}^{DF}(\Omega) \quad 60$$

Dans les mêmes conditions, les densités spectrales de puissance des fluctuations de phase d'un oscillateur en oscillation libre données par les équations (47) et (48) se réduisent à :

$$S_{\varphi}^{f/run}(\Omega) \approx S_{\varphi}^{amp}(\Omega) \left(\frac{\Delta\omega}{\Omega}\right)^2 \quad 61$$

En combinant (60) et (61), on peut exprimer la DSP de l'oscillateur contrôlé en fréquence à partir de la DSP de l'oscillateur en oscillation libre et du plancher de bruit du DF :

$$S_{\varphi}^{lock}(\Omega) = \frac{1}{|1+\gamma|^2} S_{\varphi}^{f/run}(\Omega) + \left|\frac{\gamma}{1+\gamma}\right|^2 S_{\varphi}^{DF}(\Omega) \quad 62$$

Pour un fort gain du système de contrôle de fréquence ($\gamma \gg 1$), l'expression précédente donne :

$$S_{\varphi}^{lock}(\Omega) \approx S_{\varphi}^{DF}(\Omega) \quad 63$$

Enfin, les fluctuations de phase à l'entrée de l'amplificateur de l'oscillateur contrôlé en fréquence peuvent être déterminées à partir de :

$$\delta\varphi_{osc}^{(2)} = \delta\varphi_{osc}^{(3)} - \delta\varphi_{amp} \quad 64$$

En utilisant l'équation (57) dans (64), on obtient :

$$\delta\varphi_{osc}^{(2)} = \delta\varphi_{amp} \left(\frac{1}{1+\gamma} \frac{\Delta\omega}{j\Omega} - \frac{\gamma}{1+\gamma}\right) - \frac{\gamma}{1+\gamma} \delta\varphi_{DF} \quad 65$$

L'expression correspondant à la DSP de bruit de phase est :

$$S_{\varphi}^{(2)}(\Omega) = \frac{1}{|1+\gamma|^2} S_{\varphi}^{amp}(\Omega) \left(|\gamma|^2 + \left(\frac{\Delta\omega}{\Omega}\right)^2\right) + \left|\frac{\gamma}{1+\gamma}\right|^2 S_{\varphi}^{DF}(\Omega) \quad 66$$

Pour un fort gain du système de contrôle de fréquence ($|\gamma| \gg \frac{\Delta\omega}{\Omega}$), l'équation précédente devient :

$$S_{\emptyset}^{(2)}(\Omega) = \left| \frac{\gamma}{1 + \gamma} \right|^2 [S_{\emptyset}^{amp}(\Omega) + S_{\emptyset}^{DF}(\Omega)] \quad 67$$

Comme $S_{\emptyset}^{DF}(\Omega) \ll S_{\emptyset}^{amp}(\Omega)$, l'expression précédente peut se simplifier :

$$S_{\emptyset}^{(2)}(\Omega) = \left| \frac{\gamma}{1 + \gamma} \right|^2 S_{\emptyset}^{amp}(\Omega) \quad 68$$

Pour $\gamma \gg 1$, $S_{\emptyset}^{(2)}(\Omega) = S_{\emptyset}^{amp}(\Omega)$

TRAVAUX PUBLIÉS

REVUES

“Electromagnetic properties of polycrystalline diamond from 35K to room temperature and microwave to terahertz frequencies,” J-M. LE FLOCH, R. BARA, J.G. HARTNETT, M.E. TOBAR, D. MOUNEYRAC, D. PASSERIEUX, D. CROS, J. KRUPKA, P. GOY, S. CAROOPEN, *Journal of Applied Physics, JAP*, 109, 9, 094103, May, 2011

“Microwave properties of semi-insulating silicon carbide between 10 and 40 GHz and at cryogenic temperatures,” J.G. HARTNETT, D. MOUNEYRAC, J. KRUPKA, J-M. LE FLOCH, M.E. TOBAR, D. CROS, *Journal of Applied Physics, JAP*, 109, 6, 064107, March, 2011

“Hollow-core resonator based on out-of-plane two-dimensional photonic band-gap crystal cladding at microwave frequencies,” G. HUMBERT, J-M. LE FLOCH, D. MOUNEYRAC, D. FERACHOU, M. AUBOURG, M.E. TOBAR, D. CROS, J-M. BLONDY, *Applied Physics Letters, APL*, 96, 051108, February, 2010

“Precise phase synchronization of a cryogenic microwave oscillator,” E.N. IVANOV, D. MOUNEYRAC, J-M. LE FLOCH, M.E. TOBAR, D. CROS, *Review Scientific Instruments, RSI*, 81, 064702, June, 2010, **2008**

“Modified permittivity observed in bulk Gallium Arsenide and Gallium Phosphide samples at 50K using the Whispering Gallery mode method,” J.G. HARNETT, D. MOUNEYRAC, J-M. LE FLOCH, J. KRUPKA, M.E. TOBAR, D. CROS, *Applied Physics Letters, APL*, 93, 6, 062105, August, 2008

“Observation of persistent photoconductivity in bulk gallium arsenide and gallium phosphide samples at cryogenic temperatures using the whispering gallery mode method,” J.G. HARNETT, D. MOUNEYRAC, J-M. LE FLOCH, J. KRUPKA, M.E. TOBAR, D. CROS, *Journal of Applied Physics, JAP*, 104, 113714, December, 2008

“Discovery of Bragg confined hybrid modes with high Q-factor in a hollow dielectric resonator,” J-M. LE FLOCH, M.E. TOBAR, D. MOUNEYRAC, D. CROS, J. KRUPKA, *Applied Physics Letters, APL*, 91, 14, 142907, October, 2007

COMMUNICATIONS DANS DES CONGRÈS

“From micro to millimetre waves low phase noise and filtering devices design,” J-M. LE FLOCH, G. HUMBERT, D. MOUNEYRAC, D. FERACHOU, M. AUBOURG, M.E. TOBAR, J.G. HARTNETT, D. CROS, J-M. BLONDY, J. KRUPKA, *Workshop on Applications of Radio Science, WARS, 11-12 February, 2010, - Invited paper - Canberra, Australian Capital Territory (ACT), Australia*

“Modification of the intrinsic properties of Gallium Arsenide, Gallium Phosphide and Silicon Carbide samples under light at cryogenic,” D. MOUNEYRAC, J.G. HARTNETT, J-M. LE FLOCH, J. KRUPKA, *European Frequency and Time Forum, EFTF, 12-16 April, 2010, Noordwijk, The Netherlands*

“Effect of impurities on microwave properties of GaP, GaAs and SiC semiconductors at cryogenic temperatures,” D. MOUNEYRAC, J.G. HARTNETT, J-M. LE FLOCH, J. KRUPKA, M.E. TOBAR, D. CROS, *IEEE International Frequency Control Symposium, IFCS, 2-4 June, 2010, Newport Beach, California (CA), USA*

“Résonateur à cœur creux fondé sur un cristal 2D hors plan à bandes interdites photoniques,” G. HUMBERT, J-M. LE FLOCH, D. MOUNEYRAC, D. FERACHOU, M.E. TOBAR, D. CROS, J-M. BLONDY, *Journées Nationales Microondes, France, 27-29 May, 2009, Grenoble, France*

“Modification de la permittivité de l’Arséniure de Gallium et du Phosphure de Gallium sous l’effet de la lumière à 50K,” D. MOUNEYRAC, J.G. HARTNETT, J-M. LE FLOCH, J. KRUPKA, M.E. TOBAR, D. CROS, *Journées Nationales Microondes, France, 27-29 May, 2009, Poster - Grenoble, France*

“Hollow-core resonator based on out-of-plan 2D photonic band-gap crystal cladding,” G. HUMBERT, J-M. LE FLOCH, D. MOUNEYRAC, D. FERACHOU, M.E. TOBAR, D. CROS, J-M. BLONDY, *Joint Conference - European Frequency and Time Forum, International Frequency Control Symposium, EFTF - IFCS, 20-24 April, 2009, Besançon, France*

“Observation of persistent photoconductivity and modified permittivity in bulk Gallium Arsenide and Gallium Phosphide samples at cryogenic temperatures,” D. MOUNEYRAC, J.G. HARTNETT, J-M. LE FLOCH, J. KRUPKA, M.E. TOBAR, D. CROS,

Joint Conference - European Frequency and Time Forum, International Frequency Control Symposium, France, 20-24 April, 2009, Poster - Besancon, France

“Hollow core photonic crystal fibers, applications from visible to microwave frequencies,” G. HUMBERT, J-M. LE FLOCH, F. GEROME, J-L. AUGUSTE, D. MOUNEYRAC, D. FERACHOU, R. JAMIER, J-M. BLONDY, M.E. TOBAR, D. CROS, *International Symposium on Microwave and Optical Technology, ISMOT, 16-19 December, 2009, - Invited paper - New Delhi, India*

“Microwave properties of semi-insulating Gallium Arsenide and Gallium Phosphide between 30K and 300K,” J.G. HARNETT, D. MOUNEYRAC, J-M. LE FLOCH, J. KRUPKA, M.E. TOBAR, D. CROS, *International conference Conference on Microwave Materials and their Applications, MMA, 1-4 November, 2008, Hangzhou, China*

“Effects of light on crystals at cryogenic temperature using the whispering gallery mode,” D. MOUNEYRAC, J.G. HARNETT, J-M. LE FLOCH, J. KRUPKA, M.E. TOBAR, D. CROS, *Australian Institute of Physics Postgraduate Research Conference, AIP / PGRC, 24-26 September, 2008, Jarrahdale, Western Australia, Australia*

“Characterization of materials and mode structure for high-Q resonators using Bragg confined modes,” J-M. LE FLOCH, M.E. TOBAR, D. MOUNEYRAC, D. CROS, J. KRUPKA, *International Council for Science (ICSU), URSI, 07-16 August, 2008, Chicago, Illinois, USA*

“High confined Bragg modes for very low phase noise oscillator and narrow band filtering applications,” J-M. LE FLOCH, D. MOUNEYRAC, M.E. TOBAR, D. CROS, J. KRUPKA, *Conference on Precision Electromagnetic Measurements, CPEM, 8-13 June, 2008, - Invited paper - Broomfield, Colorado, USA*

“Room temperature filters and oscillators with Bragg effect dielectric resonators,” J-M. LE FLOCH, D. MOUNEYRAC, M.E. TOBAR, D. CROS, J. KRUPKA, *Workshop on Applications of Radio Science, WARS, 10-12 February, 2008, Poster - Broadbeach, Queensland, Australia*

Utilisation des modes de galerie pour la caractérisation des semi-conducteurs et la réalisation d'un oscillateur ultra-faible bruit de phase

Ces travaux de recherche s'inscrivent dans le cadre de l'utilisation des résonateurs diélectriques à fort coefficient de qualité et notamment l'utilisation des modes de galerie pour la caractérisation de semi-conducteurs et la réalisation d'un oscillateur ultra-faible bruit de phase à 77 Kelvin. Le premier chapitre présente les modes de galerie qui sont au cœur des deux projets présentés dans ce manuscrit. Le second chapitre est consacré à la présentation d'une méthode originale qui permet la caractérisation des semi-conducteurs à l'aide de l'utilisation de résonateurs diélectriques utilisant les modes de galerie. Des mesures de caractérisation sont des échantillons semi-conducteurs de phosphure de gallium, arséniure de gallium et carbure de silicium 4H. Sous l'effet de la lumière et à températures cryogéniques, on observe un changement des propriétés microondes des semi-conducteurs dus à des effets de photoconductivité. Le troisième et dernier chapitre décrit la réalisation d'un oscillateur ultra-faible bruit de phase fonctionnant à 11GHz et refroidi à 77 Kelvin. On propose un oscillateur ultra-faible bruit de phase basé sur l'utilisation de deux résonateurs saphir placés l'un au dessus de l'autre et refroidis à température de l'azote liquide. L'excitation des modes de galerie dans ces résonateurs est le cœur de ce résonateur. La mesure de phase montre des performances de -115dBc / Hz à 1 kHz de la porteuse.

Mots clefs : Résonateur diélectrique, mode de galerie, matériaux semi-conducteur, température cryogénique, oscillateur ultra-faible bruit de phase, microondes

The use of whispering gallery modes applied to the characterization of semi-insulating materials and to built an ultra-low phase noise oscillator

This research work was done in order to use high-Q dielectric resonators for the characterization of semi-insulating materials and to build an ultra-low phase noise oscillator cooled at 77 Kelvin. The first chapter introduces the whispering gallery modes which are the heart of the work presented in this thesis. The second chapter presents a new method for the characterization of semi-insulating materials by using the whispering gallery modes. Measurements were made on gallium phosphide, gallium arsenide and silicon carbide 4H. Under light and at cryogenic temperatures, microwave properties of the samples change because of photoelectric effect. In the last and third chapter, we describe an ultra-low phase noise oscillator at 11GHz and cooled at 77 Kelvin. The ultra-low phase noise oscillator is based on a double sapphire resonator. The whispering gallery modes are in the key element of this project. Phase noise measurement gives -115dBc/Hz at 1 kHz of the carrier.

Key words: Dielectric resonator, whispering gallery modes, semi-conductor material, cryogenic temperature, ultra low phase noise oscillator, microwave