



HAL
open science

Contribution à l'étude d'un oscillateur opto-électronique micro-ondes : applications fondées sur une variation de sa fréquence

Lâm Duy Nguyen

► **To cite this version:**

Lâm Duy Nguyen. Contribution à l'étude d'un oscillateur opto-électronique micro-ondes : applications fondées sur une variation de sa fréquence. Electronique. École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan, 2010. Français. NNT : 2010DENS0015 . tel-00763289

HAL Id: tel-00763289

<https://theses.hal.science/tel-00763289>

Submitted on 10 Dec 2012

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

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

**THÈSE DE DOCTORAT
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE DE CACHAN**

présentée par

NGUYÊN Lâm Duy

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR en SCIENCES
de l'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE de CACHAN**

domaine

Électronique, Électrotechnique, Automatique

Sujet de la thèse

**Contribution à l'étude d'un oscillateur opto-électronique micro-ondes
Applications fondées sur une variation de sa fréquence**

Soutenue à Cachan le 17 juin 2010 devant le jury composé de

Béatrice CABON	Professeur - INP Grenoble	Président
Paul CROZAT	Professeur - Université Paris Sud Orsay	Rapporteur
Emmanuel BIGLER	Professeur - ENSMM Besançon	Rapporteur
Isabelle LEDOUX-RAK	Professeur- ENS Cachan	Examineur
Pascal LARZABAL	Professeur - ENS Cachan	Directeur
Bernard JOURNET	Maître de Conférences - ENS Cachan	Co-directeur
XIAO Liantuan	Professeur - Université du Shanxi (Chine)	Invité
VU Van Yem	Professeur - Institut Polytechnique de Hà Nội (Viêt Nam)	Invité

Liste des domaines

HYPERFREQUENCES

OPTO-MICROONDES

INSTRUMENTATION

ELECTRONIQUE-ELECTROTECHNIQUE-AUTOMATIQUE

Remerciements

Ce mémoire de thèse résume des activités de recherche scientifique que j'ai effectuées au sein du Laboratoire Système et Applications des Technologies de l'Information et de l'Energie (SATIE), UMR 8029, de l'ENS de Cachan. Ici, je tiens à remercier l'ensemble des personnes sans qui ce travail ne serait pas déroulé dans de bonnes conditions matérielles et humaines comme il l'a été.

Je voudrais tout d'abord remercier le professeur Sylvain Allano, ancien directeur de SATIE, le professeur Joseph Zyss, directeur de l'institut d'Alembert, et le professeur Isabelle Ledoux-Rak, directrice du laboratoire LPQM, qui m'ont chaleureusement accueillis au sein du laboratoire SATIE et de l'Institut d'Alembert.

J'aimerais remercier vivement Pascal Larzabal, actuel directeur de SATIE et mon directeur de thèse, pour sa sympathie et son soutien constant malgré le nombre limité de nos discussions et collaborations directes. Dans le même temps, mes remerciements vont à Bernard Journet, mon co-directeur de thèse. Je le remercie du fond du cœur pour sa disponibilité, son ouverture d'esprit, ses compétences et connaissances scientifiques qu'il m'a transmises, pour son soutien pendant la rédaction des articles et de cette thèse, et pour tout simplement la confiance qu'il m'a accordée.

Je souhaite remercier chaleureusement les membres du jury, qui ont gentiment accepté de lire et d'évaluer ce travail.

Je veux remercier Nguyễn Chi Thành (du LPQM) pour sa gentillesse, son soutien matériel précieux, ses conseils et pour de fructueuses discussions. Ma gratitude va aussi à Keitaro Nakatani, directeur du PPSM, pour son aide sur les mesures des indices de réfraction de différents solvants. Dans le même temps, ma sympathie va spécialement à Vu Van Luc, ancien directeur du laboratoire SEMLAS à VAST (Vietnamese Academy of Science and Technology) pour son encouragement et pour des collaborations étroites entre les deux laboratoires.

Je tiens également à remercier Jean-Pierre Madrange, le meilleur mécanicien de tout le temps (à mes yeux), dont le talent et la générosité ne sont plus à prouver. Même

Remerciements.

remarque pour les techniciens du département EEA de l'ENS Cachan, Guillaume Hérault, Christophe Salle, et particulièrement David Kim-Pha Du pour leur amitié et leur aide indispensable dans de nombreux montages électroniques et les moments de bricolage dans l'atelier de David.

Un grand merci à l'ensemble des personnels, des doctorants du laboratoire, et les collègues, François Duport, Dinh Xuan Quyen, Luong Vu Hai Nam, Bui Dang Thanh, pour la bonne humeur, la convivialité et diverses festivités.

Un succulent merci à Brigitte Vidal pour des discussions (un peu de tout) superbes agréables, sa gentillesse, et tout ce qu'elle fait pour nous (les étudiants de l'école). Je remercie également le professeur Mireille Tadjeddine pour sa sympathie et son encouragement qu'elle m'a réservé depuis mon premier jour à Cachan.

Je veux également remercier la Fondation EADS pour leur soutien à nos activités de recherche scientifique pour le projet « Photonic devices based on electro-optic polymer materials » de l'Institut d'Alembert, qui m'a permis de travailler dans de bonnes conditions.

Gros bisous à mes amis de toujours et pour toujours, à Thê Duy pour son enthousiasme et son aide précieuse pour 1000 articles et revues qu'il m'a transmis, à Chi Trâm et Bô Me, les “parrains” du chœur Quê Huong.

Merci mille fois à toute la famille.

Merci encore à toutes et à tous pour mes années en France pleine de beaux souvenirs.

Liste des publications

1. **Lâm Duy Nguyễn**, Bernard Journet, Joseph Zyss, “Opto-electronic oscillator, moving towards solutions based on polymer materials,” *Proceedings of the SPIE Integrated Optics: Devices, Materials, and Technology XII*, OPTO-2008, Vol. 6896, Paper no. 54, pp. 68961I-1-8, San Jose, CA, USA, Jan. 19-24, 2008.
2. **Nguyễn Lâm Duy**, Luong Vu Hai Nam, Bernard Journet, Vu Van Luc, Vu Doan Mien, “Opto-electronic oscillator, moving towards tunable and compact solutions,” *Proceedings of the Eleventh Vietnamese German Seminar on Physics and Engineering*, Nha Trang, Việt Nam, March 31 - April 05, 2008.
3. **Nguyễn Lam Duy**, Bernard Journet, Luong Vu Hai Nam, Vu Van Luc, Isabelle Ledoux-Rak, Joseph Zyss, “Opto-electronic Oscillator: Applications to Sensors,” *Proceedings of the IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics*, MWP2008, pp. 131-134, Gold Coast, Australia, Oct. 01-03, 2008.
4. **Lam Duy Nguyễn**, Bernard Journet, Hai Nam Luong Vu, Doan Mien Vu, Van Luc Vu, “A New Approach for Tuning the Frequency of an Opto-Electronic Oscillator by using a SOA,” *Proceedings of the IEEE International Conference on Advanced Technologies for Communication*, ATC2008, pp. 371-374, Hà Nội, Việt Nam, Oct. 06-09, 2008.
5. Dang Thanh Bui, **Lam Duy Nguyễn**, Bernard Journet, “Improving the Behavior of an Electro-Optic Modulator by Controlling its Temperature,” *Proceedings of the IEEE International Conference on Advanced Technologies for Communication*, ATC2009, Hai Phong, Việt Nam, Oct. 12-14, 2009.
6. Luong Vu Hai Nam, **Nguyễn Lam Duy**, Bernard Journet, Vu Thi Nghiem, Vu Van Luc, Vu Doan Mien, “Optical microresonator for application to an electronic oscillator,” *5th Asian Symposium on Intense Laser Science*, Hà Nội, Việt Nam, Dec. 02-05, 2009.

7. Yu-Mei Wu, Laurent Vivien, Eric Cassan, Luong Vu Hai Nam, **Lam Duy Nguyễn**, Bernard Journet, “Optical micro-resonator based on silicon technology for applications to an optoelectronic oscillator,” *Proceedings of the SPIE Photonics West Optical Components and Materials VII*, OPTO-2010, vol. 7598, Paper n°13, San Francisco, CA, USA, Jan. 23-28, 2010.

8. Dang Thanh Bui, **Lâm Duy Nguyễn**, Isabelle Ledoux-Rak, Bernard Journet, “Time evolution of an electro-optic modulator by detection of its nonlinear behavior,” *Proceedings of the SPIE Photonics West Optical Components and Materials VII*, OPTO-2010, vol. 7598, Paper n°25, San Francisco, CA, USA, Jan. 23-28, 2010.

9. **Lâm Duy Nguyễn**, Keitaro Nakatani, Bernard Journet, “Refractive index measurement by using an opto-electronic oscillator,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. °22, no. °12, pp. °857-859, Jun.°2010.

Table des matières

Introduction générale	13
Table des figures	9
Liste des tableaux	12
Chapitre 1 Oscillateur optoélectronique.....	17
1.1 Oscillateurs harmoniques en électronique.	18
1.1.1 Structure de base et conditions d'oscillation.	18
1.1.2 Différentes topologies d'oscillateurs.	19
1.1.2.1 Oscillateurs avec circuit résonant de rétroaction.	19
1.1.2.2 Oscillateurs à ligne à retard.	22
1.1.3 Bruit de phase dans les oscillateurs.	23
1.2 Etude théorique d'un oscillateur optoélectronique.	28
1.2.1 Seuil d'oscillation.	28
1.2.2 Fréquence et amplitude d'oscillation.	30
1.2.3 Stabilité en fréquence d'un OEO	35
1.2.4 Bruit de phase.	38
1.3 Mises en œuvre expérimentales.	40
1.3.1 Oscillations à 2 GHz.	42
1.3.2 Oscillations à 8 GHz.	45
1.4 Discussion et remarques.	48
Chapitre 2 Influence d'une variation de la longueur sur la fréquence de l'OEO . 49	
2.1 Oscillateur optoélectronique accordable en fréquence.	50
2.1.1 Section de propagation libre.	50
2.1.2 Analyse théorique.	51
2.1.3 Expériences et résultats.	53
2.1.3.1 Description du montage.	53

2.1.3.2 Résultats expérimentaux.	54
2.2 Mesure de la valeur absolue de l'indice de réfraction d'un liquide.	56
2.2.1 Calculs théoriques.	56
2.2.2 Erreurs systématiques et tolérances de mesure.	58
2.2.2.1 Erreurs systématiques.....	58
2.2.2.2 Tolérances de mesure.....	59
2.2.3 Montage réalisé et résultats.	61
2.3 Conclusions.....	63
Chapitre 3 Accordabilité en fréquence par un déphaseur à amplificateur optique à semi-conducteur (SOA).....	65
3.1 Description du système et principes de base.....	66
3.1.1 Déphaseur électrique contrôlé par la technique photonique	66
3.1.2 Principe d'un OEO accordable grâce au déphaseur électrique	69
3.2 Accordabilité en fréquence grâce à un déphaseur à SOA.....	69
3.2.1 Calculs analytiques.....	69
3.2.2 Montage expérimental.....	73
3.3 Modulation de fréquence.....	75
3.4 Conclusion.....	81
Chapitre 4 Accordabilité en fréquence grâce à un interféromètre à fibre optique	83
4.1 Configuration de l'interféromètre à fibre optique.....	84
4.2 Compensation thermique pour l'interféromètre.....	87
4.3 Montage expérimental.....	96
4.4 Mesure du taux d'absorption d'un liquide à 1535 nm.	99
4.5 Conclusions et perspectives.	103
Conclusion	105
Annexe A	109
Annexe B	117
Bibliographie	119

Table des figures

Figure 1.1 – Modèle de base d’un oscillateur où $\varepsilon(p)$ désigne le signal d’erreur. ...	18
Figure 1.2 – Pont de Wien et sa réponse en fréquence.	20
Figure 1.3 – Filtre « double T » (a), et sa réponse en fréquence (b).	21
Figure 1.4 – Configuration de l’oscillateur Colpitts.	21
Figure 1.5 – Modes possibles d’un oscillateur à ligne à retard.	23
Figure 1.6 – Illustration d’un spectre idéal (a), et réel (b).	24
Figure 1.7 – Modèle d’un oscillateur pour étudier le bruit de phase.	25
Figure 1.8 – Illustration de l’effet Leeson pour (a) $f_L > f_c$, et (b) $f_L < f_c$	26
Figure 1.9 – Spectre de bruit de phase $S_{\phi}(f)$	27
Figure 1.10 – Schéma d’un oscillateur optoélectronique.	29
Figure 1.11 – Photographies du montage de l’oscillateur optoélectronique (a, b). .	41
Figure 1.12 – Spectre de l’OEO à 2,1 GHz en utilisant (a ₁ , a ₂) 500 m, et (b ₁ , b ₂) 1000 m de fibre.	43
Figure 1.13 – Bruit de phase à 2 GHz dans le cas de 500 m (a ₁ ,a ₂), et de 1000 m (b ₁ ,b ₂).	44
Figure 1.14 – Valeur sans lissage du bruit de phase à 2 GHz, courbe bleue, pour..	45
Figure 1.15 – Spectre de l’OEO à 8,004 GHz dans le cas de 500 m (a ₁ , a ₂), et 1000 m de fibre (b ₁ , b ₂).	46
Figure 1.16 – Bruit de phase à 8 GHz dans le cas de 500 m (a ₁ , a ₂), et 1000 m (b ₁ , b ₂) de fibre optique.	47
Figure 1.17 – Valeur sans lissage du bruit de phase à 8 GHz, courbe bleue, dans le cas de 500 m (a), et 1000 m (b) de fibre.	48
Figure 2.1 – Photo du dispositif proposé (a), et sa représentation schématique (b). 50	50
Figure 2.2 – Retards optiques composés par la fibre optique et la partie variable. .	51
Figure 2.3 – Intégration de la partie variable à la structure de base d’un OEO.	53
Figure 2.4 – Relation entre $\Delta\nu_{osc}$ et Δl_2 à 2,13 GHz.	54
Figure 2.5 – Relation entre $\Delta\nu_{osc}$ et Δl_2 à 8,004 GHz.	55

Figure 2.6 – Photographie du dispositif (a); et représentations schématiques (b, et c).....	56
Figure 2.7 – Montage de mesure de l’indice de réfraction d’un liquide.	61
Figure 2.8 – Indice de réfraction mesurée de 4 solvants choisis.....	62
Figure 3.1 – Somme de 2 signaux de même fréquence (a), Représentation vectorielle (b).	67
Figure 3.2 – Principe d’un déphaseur électrique contrôlé par technique photonique.	68
Figure 3.3 – Schéma de l’OEO accordable à SOA (a), Montage expérimental (b).	70
Figure 3.4 – Calcul numérique de la fonction G vu de différents angles (a, b).....	72
Figure 3.5 – Schéma de mesure φ et U_1/U_2 en fonction de I_{SOA}	73
Figure 3.6 – Courbe expérimentale de U_1/U_2 en fonction du courant I_{SOA}	74
Figure 3.7 – Variations de Δv_k en fonction de I_{SOA} : Points expérimentaux en bleu, et la courbe rouge est obtenue par l’approche théorique.....	75
Figure 3.8 – Fonctions de Bessel de première espèce pour $n = 0, 1, 2, 3, 4,$ et 5	76
Figure 3.9 – Schéma électrique de la source de courant.	77
Figure 3.10 – Linéarisation de $\Delta v_k(I_{SOA})$ aux alentours de 60 mA (droite rouge) (a),	78
Figure 3.11 – Spectre expérimental et théorique pour différents niveaux	81
Figure 4.1 – Architecture de l’interféromètre à fibre optique (a) ; Photographie du système (b).	84
Figure 4.2 – Intensité de la frange d’interférence en fonction du déphasage Φ	86
Figure 4.3 – Schéma simplifié du système mécanique de l’interféromètre.	87
Figure 4.4 – Evolution libre de l’intensité de la frange interférométrique.....	88
Figure 4.5 – Circuit schématique de la linéarisation de tension-température (a); Signaux mesurés à quelques endroits du circuit (b); Photo de la carte électronique réalisée (c).	90
Figure 4.6 – Intensité de la frange d’interféromètre en fonction de la tension appliquée à l’actionneur. La courbe rouge est le «fit» par la formule (3.25).....	92
Figure 4.7 – Schéma des étages d’amplification et de filtrage (a), Sa photographie (b).	93
Figure 4.8 – Intensité de la frange interférométrique quand le circuit de compensation est activé.....	95

Figure 4.9 – L'OEO accordable à un interféromètre à fibre optique.....	96
Figure 4.10 – Variation de la fréquence d'oscillation en fonction de la tension appliquée à l'actionneur : points bleus avec les barres d'erreur représentent le résultat expérimental, et courbe rouge est issue de (4.28).....	98
Figure 4.11 – Dispositif pour insérer la cuve en quartz dans l'interféromètre.	101
Figure 4.12 – Valeurs de fréquence utilisées dans la mesure de l'absorption.	102
Figure A1 – Filtre passe-bande à lignes quart d'onde.	109
Figure A2 – Circuit réalisé avec le logiciel ADS.	112
Figure A3 – Circuit réalisé avec le logiciel ADS pour la procédure de « fit ».	113
Figure A4 – Réponse électrique simulée du filtre en termes de S_{11} et S_{21}	114
Figure A5 – Photographie du filtre réalisé.....	114
Figure A6 – Réponse électrique simulée (en rouge) et mesurée (en bleu).	115
Figure A7 – Paramètres-S simulés (en rouge) issus du nouvel dimensionnement.	115
Figure B1 – Montage de mesure du comportement du filtre.....	117
Figure B2 – Mesure de la perte d'insertion du filtre (a, b).	117

Liste des tableaux

Tableau 1.1 – Différentes catégories de bruit de phase.....	27
Tableau 3.1 – Indices de modulation calculés pour différentes amplitudes du signal modulant.....	79

Introduction générale

L'oscillateur optoélectronique (OEO : Opto-Electronic Oscillator), proposé par S. Yao et L. Maleki en 1994 [1, 2], est le premier oscillateur micro-ondes qui utilise une longue fibre optique comme élément permettant d'emmagasiner de l'énergie pour enfin obtenir une très haute qualité spectrale. Un tel oscillateur à haute qualité spectrale se trouve dans plusieurs applications. C'est la partie primordiale dans les systèmes de navigation spatiale car la mesure de temps est à la base de tels systèmes. Il se trouve aussi dans le domaine des télécommunications pour générer des fréquences porteuses ou pour la synchronisation entre différents dispositifs du système. Le radar à haute sensibilité est une autre application dans laquelle le bruit de phase de l'onde électromagnétique émise joue un rôle important vis-à-vis des performances du système. En physique, l'oscillateur est également utilisé pour tester l'invariante de Lorentz ou mesurer la variation des constantes fondamentales [3-5].

Depuis, plusieurs chercheurs ont consacré leurs efforts pour arriver à un bruit de phase de plus en plus faible. Le meilleur résultat est annoncé à -163 dBc/Hz à 10 kHz d'une porteuse à 10 GHz [6]. Selon la littérature, les travaux de Lute Maleki et Steve Yao ont pu atteindre une valeur de -143 dBc/Hz à 10 kHz de même fréquence de porteuse [7, 8]. En plus, pour avoir une stabilité fréquentielle optimale et un faible bruit de phase, plusieurs solutions ont été proposées comme l'utilisation d'une transition hyperfine atomique [9, 10], ou un étalon Fabry-Pérot dans une structure OEO couplée (coupled OEO, en anglais) [11].

Il y a parallèlement des investigations théoriques sur la stabilité en court terme de l'OEO [12-15]. L'importance de la stabilisation de la température des composants sensibles dans le système (le filtre passe-bande, et la bobine de fibre notamment) [16], ou la disposition optimale de la fibre optique pour une sensibilité minimale vis-à-vis de l'accélération [17] sont également abordées.

En même temps, la configuration d'un OEO multi-boucles et ses dérivées ont été

proposées pour mieux supprimer les modes secondaires dans l'oscillateur tout en conservant une bonne qualité spectrale [18-21]. Pour réduire la taille de l'oscillateur et obtenir une bonne stabilité, l'utilisation de la technique photonique [22, 23] ou de micro-résonateurs optiques à modes de galerie [24-37] dans la partie photonique afin de substituer la fibre optique sont des voies prometteuses.

Le problème d'accorder la fréquence d'un OEO est aussi un autre domaine de recherche. L'intérêt de l'accordabilité se trouve dans de nombreuses applications pratiques comme générateurs de fréquence, les télécommunications, et aussi pour stabiliser la fréquence d'oscillation vis-à-vis les influences de l'environnement. Shouhua Huang *et al.* ont utilisé un déphaseur RF contrôlé en tension pour arriver à 110 kHz de variation continue de la fréquence d'oscillateur à 10 GHz [38]. Pour obtenir une plage de variation plus importante, Danny Eliyahu and Lute Maleki ont proposé l'utilisation d'un filtre RF à base de grenat fer-yttrium (YIG) dans la boucle d'oscillateur pour arriver à un OEO dont la fréquence s'étend de 6 GHz jusqu'à 12 GHz [39]. Une autre technique que proposent H. E. Kotb *et al.* pour faire changer la fréquence d'un OEO s'appuie sur la modulation directe d'une diode laser et sur un filtre RF à fibre optique [40]. Il est à noter que cette méthode ne nous permet pas d'obtenir un réglage fin de la fréquence d'oscillateur.

Comme l'oscillateur optoélectronique possède des entrées/sorties optiques et/ou électriques via des coupleurs correspondants, son champ d'applications est très vaste. On peut l'utiliser comme un oscillateur commandé en tension (VCO), un mélangeur de signaux en photonique (photonic microwave mixing), un distributeur de fréquence porteuse, un multiplicateur de fréquence, un générateur d'impulsion, ou pour récupérer le signal d'horloge [2, 41-44]. En 2005, Matsko *et al.* ont développé un magnétomètre basé sur la structure d'un OEO dont la sensibilité est de $2 \cdot 10^{-7}$ G [45].

Dans ce travail de thèse, nous présentons 2 méthodes faisant varier la fréquence de l'OEO et, plus important encore, les applications correspondantes dans la mesure de certaines grandeurs physiques d'un liquide comme l'indice de réfraction ou l'absorption d'un liquide à la longueur d'onde du laser.

Le premier chapitre est tout d'abord consacré à rappeler les conditions de base de

fonctionnement d'un oscillateur en général, et les notions essentielles sur la qualité spectrale. Divers topologies d'oscillateurs en électronique sont présentées pour ensuite arriver à comprendre les caractéristiques d'un OEO. Un oscillateur optoélectronique dans la gamme de 2 GHz et de 8 GHz a été réalisé pour vérifier des prédictions théoriques en les comparant avec les résultats expérimentaux.

Le second chapitre est voué à décrire la première méthode permettant d'accorder un OEO grâce à un dispositif qui peut faire changer la longueur du retard optique dans la boucle d'oscillateur. La structure de cette section particulière est clairement détaillée et les fondements théoriques sont aussi analysés. Un montage expérimental sert à tester la méthode ainsi proposée. La propriété « ouverte » de ce dispositif nous donne enfin une bonne sensibilité vis-à-vis du chemin optique tel qu'il peut être utilisé pour mesurer la valeur absolue de l'indice de réfraction d'un liquide contenu dans une cuve à quartz. Les mesures sont ensuite notées pour 4 solvants : l'acétone, l'acétonitrile, le chloroforme, et le dioxane.

Le troisième chapitre décrit la deuxième façon pour rendre un OEO accordable. Cette méthode utilise un déphaseur électrique contrôlé par la technique photonique. Le premier paragraphe est réservé à la description du déphaseur électrique et du système d'oscillateur intégré de ce dispositif. Etant un composant qui détermine la valeur de phase du déphaseur, un amplificateur optique à semi-conducteur (SOA) joue un rôle essentiel dans la capacité de faire varier la fréquence. Une application directe de cette structure nous amène à une modulation de fréquence dans laquelle le signal modulant est injecté directement à l'oscillateur. Les analyses théoriques et les vérifications expérimentales sont abordées en détail.

Enfin, dans le quatrième chapitre, le remplacement du SOA par un interféromètre à fibre optique nous conduit à des résultats similaires. La configuration réelle de l'interféromètre nous demande une méthode simple et efficace pour diminuer l'effet de la variation de la température sur l'intensité de la frange d'interférence. Un actionneur piézo-électrique du système mécanique qui supporte l'interféromètre est utilisé dans ce cas pour maintenir le déphasage de la frange résultante. Un circuit électrique dédié à ce but est aussi conçu et réalisé. Grâce à la stabilisation fréquentielle ainsi obtenue, nous pouvons tester l'idée proposée et comparer la théorie avec l'expérience. Nous

proposons une méthode pour mesurer l'absorption d'un liquide à 1535 nm et effectuons en suite des mesures préliminaires pour le dioxane (à cause du manque de la connaissance des valeurs précises pour certains paramètres et de l'instabilité de la fréquence). Toutefois, quand la stabilisation fréquentielle est atteinte, cette configuration de l'oscillateur nous présente la possibilité de mesurer la variation de l'indice de réfraction d'un liquide à 10^{-5} de précision près dans le meilleur cas.

Chapitre 1

Oscillateur optoélectronique

Ce premier chapitre présente quelques rappels et notions importantes sur les oscillateurs harmoniques en électronique. Il décrit d'abord la structure de base des oscillateurs et les conditions pour obtenir une oscillation. Un bref résumé de la caractérisation des instabilités de fréquence dans le domaine fréquentiel est ensuite abordé sous la notion du bruit de phase.

Nous décrivons ensuite la structure de base d'un oscillateur optoélectronique (OEO), qui peut générer une oscillation très stable à une fréquence élevée (notamment utilisé en bande X des micro-ondes, 8-10 GHz), ainsi que les équations fondamentales pour le bon fonctionnement de ce type d'oscillateur. Pour avoir une bonne performance spectrale, tous les composants actifs de la boucle sont nécessairement de faible bruit de phase. Plus particulièrement, la stabilité en température de la fibre optique et du filtre passe-bande est une condition importante pour assurer un faible niveau de la dérive de fréquence et/ou la bonne stabilité à moyen terme.

Enfin, nous réalisons un oscillateur optoélectronique en utilisant deux filtres passe-bandes différents, à 2,1 GHz et à 8 GHz et deux bobines de fibre optique de longueur 500 m ou 1000 m. Le but de ces expériences est de vérifier et comparer les calculs théoriques avec les résultats expérimentaux en termes de l'écart modal et de la relation entre la longueur de fibre, donc le retard, avec le bruit de phase.

1.1 Oscillateurs harmoniques en électronique.

1.1.1 Structure de base et conditions d'oscillation.

Un modèle généralement accepté pour modéliser un oscillateur consiste en un système de contre réaction positive qui réinjecte une partie du signal de sortie à l'entrée comme l'illustre la Figure 1.1. En d'autres termes, l'amplificateur, qui constitue la chaîne directe, est rebouclé entre l'entrée et la sortie par un quadripôle dépendant de la fréquence, constituant la chaîne de retour. Nous utiliserons désormais la transformée de Laplace, avec la variable complexe $p = \sigma + j\omega$, pour les fonctions de transfert des composants linéaires dans le système. Dans le cas nécessaire, on peut retrouver le résultat en transformée de Fourier tout en simplement remplaçant la variable p par $j\omega$.

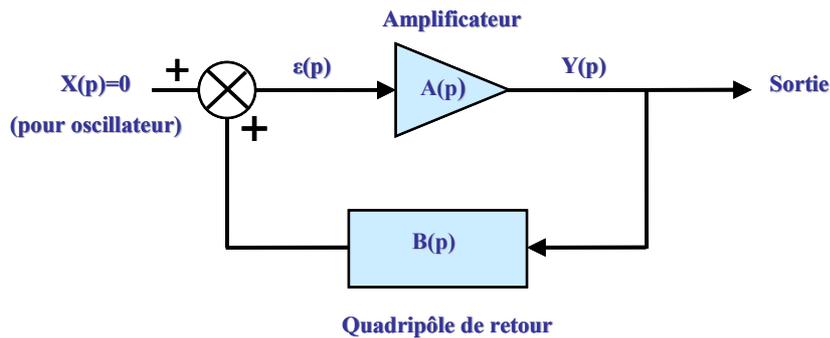


Figure 1.1 – Modèle de base d'un oscillateur où $\varepsilon(p)$ désigne le signal d'erreur.

La fonction de transfert en boucle ouverte (FTBO), notée $T_{BO}(p)$, est définie par

$$T_{BO}(p) = \frac{R(p)}{X(p)} = A(p).B(p), \quad (1.1)$$

où $A(p)$ est la fonction de transfert de l'amplificateur, et $B(p)$ étant celle du quadripôle de retour.

La fonction de transfert en boucle fermée (FTBF), notée $T_{BF}(p)$, est ensuite donnée par la relation

$$T_{BF}(p) = \frac{Y(p)}{X(p)} = \frac{A(p)}{1 - A(p).B(p)} \quad (1.2)$$

L'oscillateur se développe à partir du signal $X(p)$ qui est à l'origine des signaux transitoires et/ou du bruit électronique à spectre large. A la sortie de l'amplificateur, une partie du signal est prélevée pour injecter dans le résonateur (constituant le quadripôle de retour) qui ensuite le filtrera et le déphasera. Dans ce cas, l'amplificateur permet de compenser les pertes dans la boucle. Le régime stable d'un oscillateur exige que les deux conditions, dites de Barkhausen, soient simultanément satisfaites :

$$A(j\omega_0).B(j\omega_0)=1 \Leftrightarrow \begin{cases} |A(j\omega_0).B(j\omega_0)|=1 \\ Arg[A(j\omega_0).B(j\omega_0)]=2n\pi \end{cases} \quad (1.3)$$

où n est un entier.

En général, la condition de phase nous permet de déterminer la valeur de fréquence de l'oscillateur tandis que l'équation relative au module impose une condition sur le gain de l'amplificateur. Au démarrage, le gain de la boucle doit être supérieur à 1 pour que l'amplitude de la fréquence d'oscillation puisse augmenter jusqu'à un niveau souhaité. Un état d'équilibre s'établit ensuite en raison des limitations imposées par les non-linéarités des composants actifs dans la boucle, l'amplificateur par exemple, qui fait diminuer le gain du système pour que celui-ci soit égal à 1 exactement.

1.1.2 Différentes topologies d'oscillateurs.

Bien que le modèle représenté par la Figure 1.1 et les conditions mathématiques associées restent inchangées pour toute sorte d'oscillateurs, nous pouvons néanmoins les classer ici en catégories dues au mode de sélection de fréquence. Dans cette section, nous présenterons 2 catégories d'oscillateurs principaux selon la propriété de la chaîne de rétroaction : oscillateurs avec circuit résonant et oscillateurs à ligne à retard.

1.1.2.1 Oscillateurs avec circuit résonant de rétroaction.

Le point commun de ces oscillateurs est que son réseau de rétroaction possède une fréquence particulière, dite de résonance, pour laquelle le déphasage est nul et le gain en tension est extremum. On utilise souvent le facteur de surtension Q , appelé aussi facteur de qualité, pour caractériser la sélectivité du filtre, étant définie comme

$$Q = \frac{\nu_0}{\Delta\nu}, \quad (1.4)$$

où ν_0 est la fréquence centrale, et $\Delta\nu$ est la bande passante du filtre à -3 dB.

Citons par exemple un oscillateur à pont de Wien [46,47] dont la partie fondamentale est un circuit avance-retard comme le montre la Figure 1.2. En gros, il se comporte comme un circuit résonant. A la fréquence de résonance, le taux de réaction B passe par sa valeur maximale 1/3 et le déphasage est nul. L'étage d'amplificateur doit donc présenter un gain de 3 au minimum pour que l'oscillation puisse s'établir. La valeur de cette fréquence particulière est donnée par

$$\nu_r = \frac{1}{2\pi RC}. \quad (1.5)$$

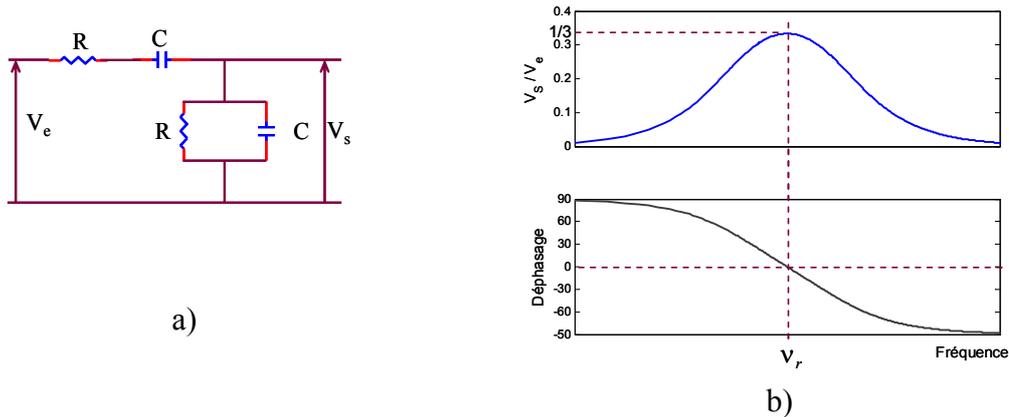


Figure 1.2 – Pont de Wien et sa réponse en fréquence.

Un autre filtre RC également utilisé dans les oscillateurs est celui à « double T » comme l'illustre la Figure 1.3. Ce circuit se compose de deux filtres RC de type T en parallèle dont l'un possède une réponse passe-bas et l'autre possède une caractéristique de passe-haut. Cette combinaison donne une réponse coupe-bande où la fréquence centrale est donnée par la même expression de (1.5) [48].

L'utilisation de ce filtre dans les oscillateurs nécessite une rétroaction négative. A la fréquence ν_r , l'effet de réaction est négligeable, et le gain de l'amplificateur permet au circuit d'osciller une fois qu'il apporte une compensation nécessaire aux pertes existant dans la boucle.

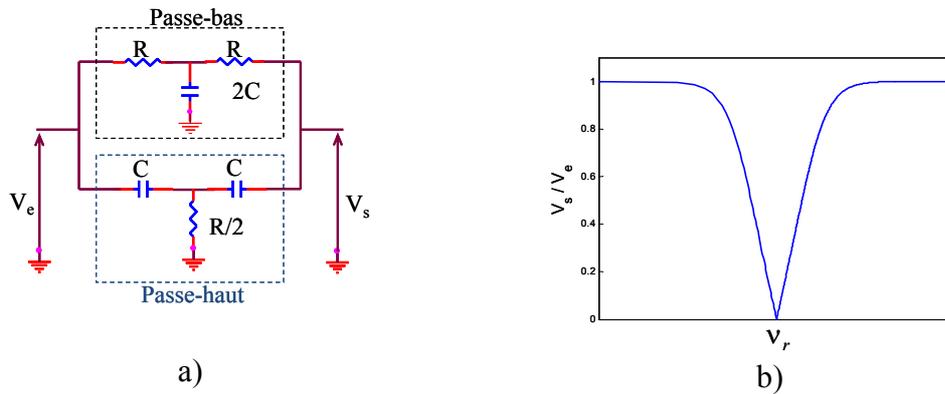


Figure 1.3 – Filtre « double T » (a), et sa réponse en fréquence (b).

Dans le cas où une fréquence plus élevée est visée, au dessus de quelques MHz, des éléments de rétroaction LC seront utilisés dans la structure de l'oscillateur. Ce type d'oscillateurs délivre une oscillation beaucoup plus stable que ceux à circuit RC à cause de son facteur de surtension élevé. Les oscillateurs Colpitts, Clapp, Hartley, ou Armstrong sont quelques représentants les plus connus de cette catégorie. Considérons maintenant l'exemple de l'oscillateur Colpitts, voir Figure 1.4. Le circuit LC fournit un déphasage nécessaire et ne laisse passer que la fréquence d'oscillation souhaitée. La valeur approchée de la fréquence de résonance peut s'écrire comme [46, 49]

$$v_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC_T}}, \quad (1.6)$$

où C_T est la capacitance totale et déterminée par

$$C_T = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}, \quad (1.7)$$

comme les condensateurs C_1 et C_2 se connectent en série.

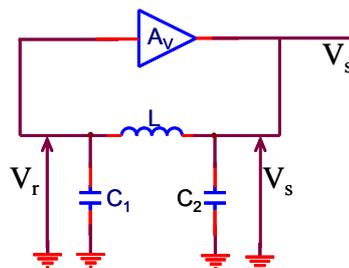


Figure 1.4 – Configuration de l'oscillateur Colpitts.

Pour que l'oscillation puisse démarrer, le gain en tension de l'amplificateur (A_V) doit être plus élevé que le rapport C_1/C_2 des deux capacitances : $A_V \geq C_1/C_2$.

Notons enfin que l'impédance d'entrée de l'amplificateur joue le rôle de la charge du circuit résonant et donc diminue le facteur de qualité Q du circuit. Dans ce cas, la fréquence d'oscillation est donnée par :

$$\nu_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC_T}} \sqrt{\frac{Q^2}{Q^2 + 1}}. \quad (1.8)$$

Lorsque $Q > 10$, l'expression (1.8) se simplifie et devient la relation (1.6) qui nous permet à déterminer la fréquence idéale de l'oscillateur.

1.1.2.2 Oscillateurs à ligne à retard.

Le circuit de résonance dans ce type d'oscillateurs est simplement une ligne de retard τ . Un tel retard a pour transformée de Laplace $e^{-p\tau}$. La fonction de transfert de la boucle prend donc la forme

$$T_{BF}(p) = \frac{A(p)}{1 - A(p).e^{-p\tau}}. \quad (1.9)$$

Une étude plus approfondie [50, 51] montre que, dans le cas où le gain de l'ampli est constant, l'oscillation peut prendre toute valeur de fréquence ν_m qui est multiple de $1/\tau$, comme l'illustre la Figure 1.5. On a alors

$$\nu_m = \frac{m}{\tau}, \quad (1.10)$$

où m est un entier, représentant le numéro de mode considéré.

Pour sélectionner une fréquence souhaitée ν_m , on doit utiliser un filtre de sélection modale qui atténue l'amplitude de tous les modes possibles sauf celui de ν_m . La condition de Barkhausen sur l'amplitude est donc satisfaite seulement pour cette fréquence. Par conséquent, ce type d'oscillateur nous permet d'accorder la fréquence en utilisant différents filtres dont la bande-passante se situe sur un mode souhaité. Le pas de l'accordabilité est évidemment l'écart entre deux modes consécutifs $\Delta\nu = 1/\tau$.

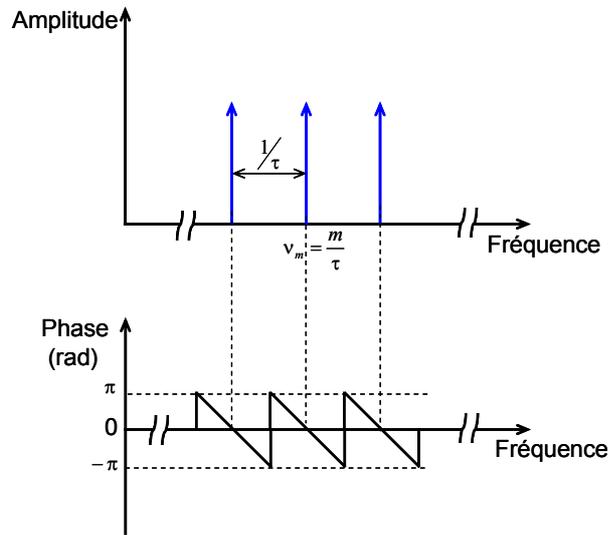


Figure 1.5 – Modes possibles d'un oscillateur à ligne à retard.

Dans la pratique, on utilise un résonateur comme filtre de mode à cause de sa simplicité et de la possibilité d'accordabilité par rapport aux autres types de filtrage. Le coefficient de surtension Q de l'oscillateur est proportionnel au temps de retard τ [51]. Donc, plus la ligne à retard est longue, et meilleure sera la qualité spectrale de l'oscillateur. D'ailleurs, pour obtenir un bon fonctionnement, la stabilité de l'oscillateur est assurée notamment par la ligne de retard, tandis que le filtre ne joue qu'un rôle de sélectionneur de mode.

1.1.3 Bruit de phase dans les oscillateurs.

Ayant introduit les conditions d'oscillation, nous nous intéressons maintenant à la stabilité elle-même de l'oscillateur, c'est-à-dire celle de la fréquence générée. Le spectre idéal du signal de sortie d'un oscillateur d'amplitude A et de phase initiale φ ,

$$u(t) = A \cdot \cos(2\pi\nu_0 t + \varphi), \quad (1.11)$$

est théoriquement un seul pic de Dirac situé à la fréquence ν_0 . La réalité nous donne une allure différente: Le spectre réel est une raie de largeur finie comme l'illustre la Figure 1.6. La raie principale est donc élargie latéralement par des fluctuations de fréquence (formant le bruit de phase), mais aussi verticalement par des fluctuations

d'amplitude (formant le bruit d'amplitude). Dans la majorité des cas, le bruit d'amplitude est considéré nettement inférieur au bruit de phase et donc souvent négligé.

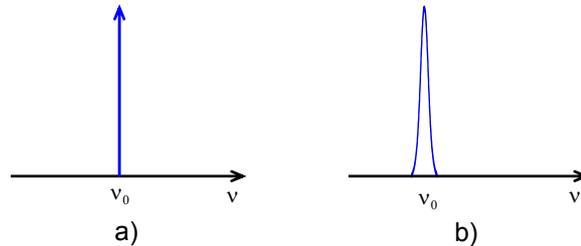


Figure 1.6 – Illustration d'un spectre idéal (a), et réel (b).

Considérons maintenant une oscillation réelle, quasi-sinusoïdale, s'exprimant sous la forme [51]

$$u(t) = A[1 + \varepsilon(t)] \cos(2\pi\nu_0 t + \varphi(t)), \quad (1.12)$$

où ν_0 est la fréquence d'oscillation,

$\varepsilon(t)$ est le bruit d'amplitude fractionné,

$\varphi(t)$ est la variation aléatoire de phase instantanée.

On peut alors considérer son spectre comme celui d'une porteuse modulée en phase et en amplitude. Les bruits s'ajoutent au signal d'oscillation via 2 mécanismes : une simple addition ou une modulation de la porteuse par les sources de bruit en basse fréquence. Cette modulation est permise grâce au comportement non linéaire de l'oscillateur [52].

Pour caractériser le bruit de phase des oscillateurs dans le domaine fréquentiel, on utilise la densité spectrale du bruit de phase $S_\varphi(f)$, exprimée en rad^2/Hz , ou en dBrad^2/Hz pour $10 \log_{10}(S_\varphi(f))$. Récemment, le standard 1139 IEEE [53] prend pour la définition du bruit de phase comme

$$\mathcal{L}(f) = \frac{1}{2} S_\varphi(f), \quad (1.13)$$

exprimé toujours en dBc/Hz . Donc, en échelle logarithmique, nous avons

$$\mathcal{L}(f) \text{ (dBc/Hz)} = 10 \log_{10} \left(\frac{1}{2} S_{\varphi}(f) \right) = 10 \log_{10} [S_{\varphi}(f)] - 3 \text{dB}. \quad (1.14)$$

La dimension dBc/Hz correspond au « décibel en-dessous de la porteuse dans une bande de 1 Hz ». Cette signification est due à la définition initiale et obsolète du bruit de phase :

$$\mathcal{L}(f) = \frac{\text{Puissance de bruit dans une bande de 1 Hz à } f \text{ Hz de la fréquence centrale}}{\text{Puissance de la porteuse}}. \quad (1.15)$$

Reprenons ici le modèle, présenté dans le travail de Rubiola [51], pour étudier l'effet d'une variation de phase en un point quelconque de la boucle $\Psi(t)$ sur la phase du signal de sortie. Comme le montre la Figure 1.7, toutes les fluctuations de phase causées par l'amplificateur et/ou par les composants électriques du circuit sont regroupées en une seule valeur de la phase aléatoire $\Psi(t)$, appliquée sur l'entrée de l'ampli.

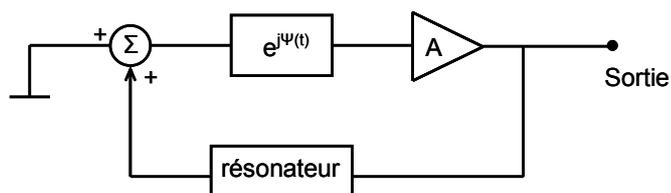


Figure 1.7 – Modèle d'un oscillateur pour étudier le bruit de phase.

Considérons un résonateur caractérisé par sa fréquence de résonance ν_0 et son facteur de surtension en charge Q_L . Une variation de phase Ψ en un point quelconque dans la boucle d'oscillateur va entraîner une variation de la fréquence d'oscillation comme une conséquence des critères de Barkhausen :

$$\frac{\Delta \nu}{\nu_0} = \frac{\Psi}{2Q_L}. \quad (1.16)$$

La formule de Leeson [54] nous donne enfin une relation entre des fluctuations de phase de l'oscillation de sortie $S_{\varphi}(f)$ et celles de phase interne $S_{\Psi}(f)$, causées principalement par l'étage d'amplificateur :

$$S_{\varphi}(f) = \left[1 + \frac{v_0^2}{4Q_L^2} \cdot \frac{1}{f^2} \right] \cdot S_{\Psi}(f). \quad (1.17)$$

Cette relation peut s'écrire sous la forme

$$S_{\varphi}(f) = \left[1 + \frac{f_L^2}{f^2} \right] \cdot S_{\Psi}(f), \quad (1.18)$$

avec $f_L \equiv \frac{v_0}{2Q_L}$, appelée fréquence de Leeson.

Dans la pratique, la formule de Leeson transforme le bruit de phase de l'ampli en celui du signal d'oscillation en multipliant une somme de f^{-2} au spectre de ce premier pour toutes les fréquence d'offset inférieures à la fréquence de Leeson f_L . Afin d'obtenir un faible niveau de bruit de phase, il faut donc augmenter le coefficient de qualité Q_L selon la formule (1.17). La Figure 1.8 présente un exemple de cet effet pour un oscillateur hyperfréquence typique dans lequel l'amplificateur génère du bruit de phase blanc et flicker $1/f$ dont le changement de pente est à la fréquence de coin f_c , dépendant de la technologie de l'amplificateur.

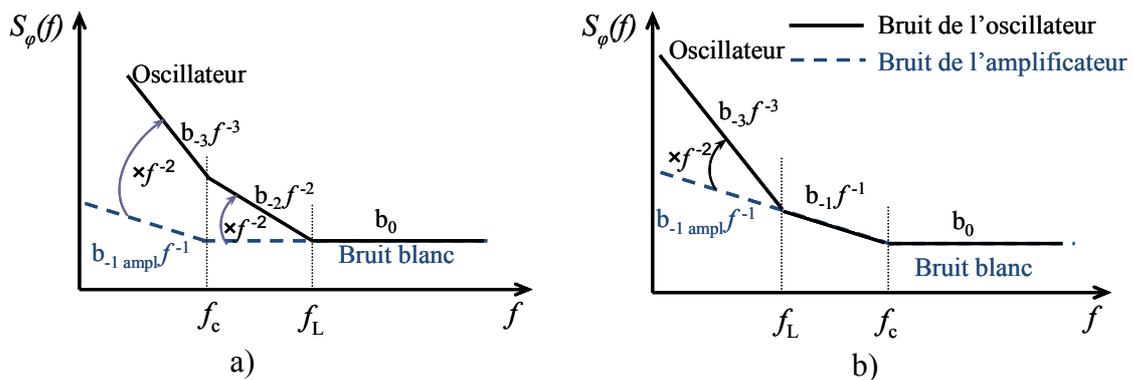


Figure 1.8 – Illustration de l'effet Leeson pour (a) $f_L > f_c$, et (b) $f_L < f_c$.

Le modèle mathématique largement utilisé pour décrire le bruit de phase $S_{\varphi}(f)$, dite modèle de la loi en puissance, est donné par [51, 55, 56]

$$S_{\varphi}(f) = \sum_{i=-4}^0 b_i f^i. \quad (1.19)$$

Les catégories du bruit de phase les plus rencontrées dans le domaine de télécommunications sont résumées dans le Tableau 1.1 et représentées graphiquement par la Figure 1.9.

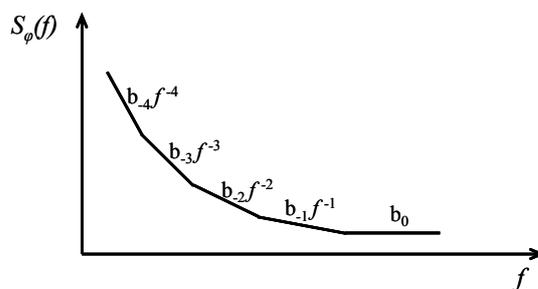


Figure 1.9 – Spectre de bruit de phase $S_\varphi(f)$.

Nom	$S_\varphi(f)$	Pente	Dimension de b_i
Bruit blanc de phase (white φ)	b_{00}	0	rad^2/Hz
Bruit flicker de phase (flicker φ)	$b_{-1}f^{-1}$	-1	rad^2
Bruit blanc de fréquence (white f)	$b_{-2}f^{-2}$	-2	$\text{rad}^2.\text{Hz}$
Bruit flicker de fréquence (flicker f)	$b_{-3}f^{-3}$	-3	$\text{rad}^2.\text{Hz}^2$
Marche aléatoire de fréquence (random walk f)	$b_{-4}f^{-4}$	-4	$\text{rad}^2.\text{Hz}^3$

Tableau 1.1 – Différentes catégories de bruit de phase.

Notons enfin que le bruit de phase peut être aussi étudié dans le domaine temporel. Plus précisément, on utilise la variance d'Allan ou la variance d'Allan modifiée pour caractériser la stabilité relative de fréquence de l'oscillateur. La description détaillée de ces concepts peut être trouvée dans de nombreuses articles scientifiques [51, 57-60] et ne sera pas abordée dans cet ouvrage.

1.2 Etude théorique d'un oscillateur optoélectronique.

Si une bonne qualité spectrale est demandée, les oscillateurs micro-ondes doivent être construits avec un filtre ayant une valeur du facteur de surtension Q_L suffisamment élevée afin de diminuer le bruit de phase comme le montrent les équations (1.16) et (1.17). Les composants électroniques hyperfréquences possèdent toutefois un facteur Q_L borné par des limitations de puissance et/ou de taille. Citons par exemple la valeur typique de ce facteur pour un résonateur saphir à modes de galerie à la température ambiante est de l'ordre de 200.000 [61], tandis qu'un oscillateur opto-électronique (OEO) contenant une fibre optique de quelques kilomètres de longueur peut présenter un facteur de qualité Q supérieur à 10^9 [62], donc un bruit de phase beaucoup plus faible.

Dans ce paragraphe, nous rappelons les caractéristiques et les formules importantes concernant un OEO, ce qui s'appuie essentiellement sur les travaux de X.S.Yao et L.Maleki [2, 63] dans lesquels ils ont utilisé un modèle quasi-linéaire pour étudier la dynamique et le bruit de phase de ce type d'oscillateur.

1.2.1 Seuil d'oscillation.

La Figure 1.10 présente le schéma de base d'un OEO. La lumière du laser est modulée en intensité par un modulateur électro-optique (de type Mach-Zehnder par exemple) et ensuite injectée dans une fibre optique jouant le rôle d'une ligne à retard. Le signal micro-ondes étant détecté par la photodiode est amplifié, filtré, et puis réinjecté dans le modulateur, ce qui forme une boucle de réaction complète. Le coupleur micro-ondes a pour but d'extraire une partie de puissance du signal d'oscillation généré par l'oscillateur pour une mesure ou transmission. En outre, une sortie optique sera possible grâce à un coupleur optique placé après le modulateur Mach-Zehnder.

Le rôle de la ligne à retard dans l'OEO est de stocker l'énergie micro-onde, ce qui est équivalent à une cavité dans les oscillateurs génériques. Compte tenu de la très faible perte dans la fibre, on peut utiliser une fibre optique très longue (de quelques kilomètres) et obtenir ainsi un facteur de qualité Q très élevé.

Pour établir la condition en amplitude de l'oscillation, considérons le cas où un modulateur optoélectronique de type Mach-Zehnder est utilisé dans la boucle [63]. La puissance optique $P(t)$ à sa sortie est liée à la tension appliquée $V_{in}(t)$ par

$$P(t) = \frac{\alpha P_0}{2} \left\{ 1 - \eta \sin \pi \left[\frac{V_{in}(t)}{V_\pi} + \frac{V_B}{V_\pi} \right] \right\}, \quad (1.20)$$

où α est la perte d'insertion du modulateur,

V_π est la tension demi-onde,

V_B est la tension de polarisation,

P_0 est l'intensité optique à l'entrée, et

η étant le facteur de visibilité ; d'où le taux d'extinction sera $(1+\eta)/(1-\eta)$.

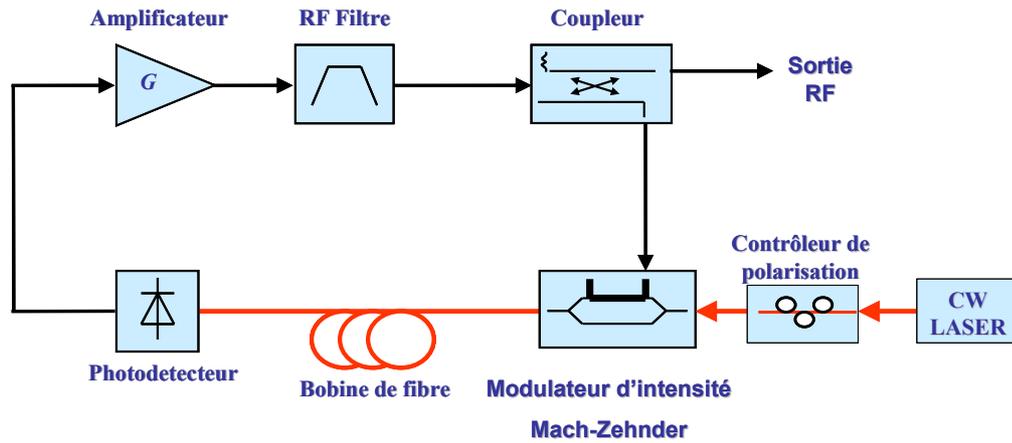


Figure 1.10 – Schéma d'un oscillateur optoélectronique.

Le photodétecteur convertit ensuite le signal optique $P(t)$ en signal électrique. À la sortie de l'amplificateur, la tension du signal vaut

$$V_{out}(t) = \mathcal{R}_p \cdot P(t) \cdot R \cdot G_A \equiv V_{ph} \left\{ 1 - \eta \sin \pi \left[\frac{V_{in}(t)}{V_\pi} + \frac{V_B}{V_\pi} \right] \right\}, \quad (1.21)$$

où \mathcal{R}_p est la sensibilité du photodétecteur,

R est l'impédance de la charge du photodétecteur,

G_A est le gain en tension de l'amplificateur, et

V_{ph} est la photo-tension qui est définie comme :

$$V_{ph} = \left(\frac{\alpha P_0 \mathcal{R}_p}{2} \right) R \cdot G_A \equiv I_{ph} \cdot R \cdot G_A, \quad (1.22)$$

avec $I_{ph} \equiv \frac{\alpha P_0 \mathcal{R}_p}{2}$, dite le photo-courant.

L'oscillateur se forme en injectant le signal de l'équation (1.21) à l'entrée du modulateur. On définit alors le gain petits signaux en circuit ouvert de l'OEO, G_S , comme :

$$G_S \equiv \left. \frac{dV_{out}}{dV_{in}} \right|_{V_{in}=0} = - \frac{\eta \pi V_{ph}}{V_\pi} \cos \frac{\pi V_B}{V_\pi}. \quad (1.23)$$

Nous voyons que la valeur absolue du gain atteint le maximum quand $V_B = 0$ ou V_π , et que G_S peut être positif ou négatif selon la valeur de V_B .

Pour que l'oscillation se forme, le module de G_S doit être supérieur à l'unité. Nous obtenons finalement la condition de seuil :

$$V_{ph} = \frac{V_\pi}{\pi \eta \left| \cos \left(\frac{\pi V_B}{V_\pi} \right) \right|}. \quad (1.24)$$

Il est à noter, d'après (1.22) et (1.24), que l'amplificateur dans le circuit n'est pas forcément nécessaire pour assurer le fonctionnement de l'oscillateur. Dans le cas où

$I_{ph} \cdot R \geq \frac{V_\pi}{\pi \eta \left| \cos \left(\frac{\pi V_B}{V_\pi} \right) \right|}$, l'amplificateur peut être éliminé ($G_A = 1$).

1.2.2 Fréquence et amplitude d'oscillation.

L'oscillateur optoélectronique (voir Figure 1.10) est un oscillateur à ligne à retard. Il possède donc toutes les caractéristiques citées dans le paragraphe 1.1.2.2. Examinons maintenant en détail le lien entre la fréquence d'oscillation et les autres grandeurs optiques et électriques, dans la boucle.

Supposons que le signal d'entrée $V_{in}(t)$ du modulateur soit sinusoïdal, de fréquence

angulaire ω , d'amplitude V_0 et de phase initiale φ ,

$$V_{in}(t) = V_0 \sin(\omega t + \varphi), \quad (1.25)$$

le signal à la sortie de l'amplificateur, $V_{out}(t)$, est déterminé en appliquant l'équation (1.25) dans (1.21) et développant ensuite celle-ci en fonctions de Bessel :

$$V_{out}(t) = V_{ph} \left\{ 1 - \eta \sin\left(\frac{\pi V_B}{V_\pi}\right) \left[J_0\left(\frac{\pi V_0}{V_\pi}\right) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} J_{2m}\left(\frac{\pi V_0}{V_\pi}\right) \cos(2m\omega t + 2m\varphi) \right] - 2\eta \cos\left(\frac{\pi V_B}{V_\pi}\right) \sum_{m=0}^{\infty} J_{2m+1}\left(\frac{\pi V_0}{V_\pi}\right) \sin[(2m+1)\omega t + (2m+1)\varphi] \right\}, \quad (1.26)$$

où J_0 , J_{2m} , et J_{2m+1} sont les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre 0, 2m, et 2m+1 respectivement.

Si nous appliquons le signal $V_{out}(t)$ à un filtre RF sélectif tel que toutes les harmoniques soient bloquées, l'expression linéarisée du signal à la sortie vaut :

$$V_{out}(t) = G(V_0) V_{in}(t), \quad (1.27)$$

où $G(V_0)$ est le coefficient du gain en tension et défini comme

$$G(V_0) \equiv G_S \cdot \frac{2V_\pi}{\pi V_0} \cdot J_1\left(\frac{\pi V_0}{V_\pi}\right). \quad (1.28)$$

En développant $J_1\left(\frac{\pi V_0}{V_\pi}\right)$ en séries de Taylor, la valeur approchée de $G(V_0)$ s'exprime par

$$G(V_0) = G_S \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\pi V_0}{2V_\pi} \right)^2 + \frac{1}{12} \left(\frac{\pi V_0}{2V_\pi} \right)^4 \right]. \quad (1.29)$$

Introduisons ensuite $\underline{F}(\omega)$ comme la fonction de transfert complexe du filtre pour représenter l'effet total de tous les composants dépendants de la fréquence dans le circuit tandis que $G(V_0)$ peut être considéré indépendant de la fréquence,

$$\underline{F}(\omega) = F(\omega) e^{i\Phi(\omega)} \quad (1.30)$$

où $\Phi(\omega)$ est la phase, et $F(\omega)$ est le module de la fonction de transfert, nous pouvons maintenant récrire l'équation (1.27) sous la forme complexe

$$\underline{V}_{out}(t) = \underline{F}(\omega) \cdot G(V_0) \cdot \underline{V}_{in}(\omega, t), \quad (1.31)$$

où $\underline{V}_{in}(\omega, t)$ et $\underline{V}_{out}(t)$ sont les tensions complexes à l'entrée et à la sortie.

Comme pour tous les oscillateurs, l'oscillation d'un OEO se développe à partir du bruit. Dans ce cas, on peut utiliser le principe de superposition grâce à la linéarité du système, l'équation (1.31).

Examinons d'abord l'influence d'un signal de bruit à une fréquence choisie ω dans l'ensemble de son spectre et qui prend comme l'expression

$$\underline{V}_{in}(\omega, t) = \underline{V}_{in}(\omega) \cdot e^{i\omega t}, \quad (1.32)$$

où $\underline{V}_{in}(\omega)$ est l'amplitude complexe du signal de bruit.

Une fois que le signal (1.32) est dans l'oscillateur, il circule dans la boucle, et la relation de récurrence de celui-ci est déterminée par :

$$\underline{V}_n(\omega, t) = \underline{F}(\omega) \cdot G(V_0) \cdot \underline{V}_{n-1}(\omega, t - \tau'), \quad (1.33)$$

avec τ' est le retard due à la longueur physique de la boucle de rétroaction,

n est le nombre de fois que circule le signal dans la boucle de l'oscillateur.

Alors, on a $\underline{V}_{n=0}(\omega, t) = \underline{V}_{in}(\omega, t)$.

Le signal total à chaque instant est la somme de tous les signaux circulants. Avec le bruit de l'équation (1.32) injecté dans le système, le signal à l'entrée du modulateur dans le cas où le gain en circuit-ouvert est légèrement inférieur à l'unité peut s'exprimer par

$$\begin{aligned} \underline{V}(\omega, t) &= G_A \cdot \underline{V}_{in}(\omega) \sum_{n=0}^{\infty} [\underline{F}(\omega) \cdot G(V_0)]^n e^{i\omega(t-n\tau')} \\ &= \frac{G_A \cdot \underline{V}_{in}(\omega) e^{i\omega t}}{1 - \underline{F}(\omega) \cdot G(V_0) \cdot e^{-i\omega\tau'}} \end{aligned} \quad (1.34)$$

La puissance RF du bruit à la fréquence ω est donc

$$P(\omega) = \frac{|V(\omega, t)|^2}{2R} = \frac{G_A^2 |V_{in}(\omega, t)|^2 / 2R}{1 + |F(\omega)G(V_0)|^2 - 2F(\omega)|G(V_0)| \cdot \cos[\omega\tau' + \Phi(\omega) + \Phi_0]}, \quad (1.35)$$

avec $\Phi_0 = 0$ quand $G(V_0) > 0$,

$\Phi_0 = \pi$ quand $G(V_0) < 0$.

Pour une amplitude $V_{in}(\omega)$ constante, la réponse fréquentielle de l'OEO possède des pics également séparés, et qui sont situés aux fréquences déterminées par

$$\begin{aligned} \cos[\omega_k \tau' + \Phi(\omega_k) + \Phi_0] &= 0 \\ \Leftrightarrow \omega_k \tau' + \Phi(\omega_k) + \Phi_0 &= 2k\pi, \end{aligned} \quad (1.36)$$

k étant un entier.

Finalement, la fréquence d'oscillation correspondante, $\nu_{osc} \equiv \nu_k = \frac{\omega_k}{2\pi}$, vaut

$$\nu_{osc} \equiv \nu_k = \frac{k + 1/2}{\tau} \quad \text{pour } G(V_0) < 0, \quad (1.37)$$

$$\nu_{osc} \equiv \nu_k = \frac{k}{\tau} \quad \text{pour } G(V_0) > 0. \quad (1.38)$$

où τ est le retard total de la boucle en incluant le retard causé par la longueur physique de la fibre, τ' , et le retard de tous autres composants électroniques :

$$\tau = \tau' + \left. \frac{d\Phi(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_{osc}} \quad (1.39)$$

*** Remarques:**

- En général, $J_1\left(\frac{\pi V_{osc}}{V_\pi}\right) \geq 0$ ou $\frac{V_{osc}}{V_\pi} \leq 1,21$, le signe de $G(V_0)$ est donc celui de G_S .

- Les équations (1.37) et (1.38) nous montrent que la fréquence d'oscillation dépend de la polarité du modulateur : Pour $G(V_0) < 0$, la fréquence fondamentale (minimale) est égale à $\frac{1}{2\tau}$ tandis que pour $G(V_0) > 0$, cette fréquence est doublée à $\frac{1}{\tau}$.

- L'écart fréquentiel entre deux modes consécutifs de l'oscillateur, appelé parfois l'intervalle spectral libre et noté FSR_{osc} (Free Spectral Range en anglais), est calculé approximativement par

$$FSR_{osc} \equiv \nu_{k+1} - \nu_k = \frac{1}{\tau} \approx \frac{c}{nL}, \quad (1.40)$$

où c : la vitesse de la lumière dans le vide,
 n : l'indice de réfraction effective de la fibre, et
 L : la longueur de la fibre.

- Y. K. Chembo *et al.* [64] ont montré que la hauteur du n -ième mode à partir de la fréquence centrale par rapport au plancher du bruit est calculée par

$$\Delta h_{dB} = 10 \log \left[\frac{\nu_{osc} \cdot \tau}{Q_f \cdot n} \right]^4, \quad (1.41)$$

où Q_f est le coefficient de surtension du filtre électrique,

et que la largeur de mi-hauteur ($FWHM$) de ce pic a ensuite pour l'expression

$$FWHM_n = \frac{2 n^2 \cdot Q_f^2}{\pi \nu_{osc}^2 \tau^3}. \quad (1.42)$$

Prenons par exemple le cas où $n=1$, $\nu_{osc} = 8.10^9$ Hz, $Q_f = 320$, $\tau = 5.10^{-6}$ s (équivalent à 1 km de fibre optique). On en déduit que $\Delta h_{dB} \cong 84$ dB, et $FWHM_1 = 8,15$ Hz. Une conséquence directe de cette petite valeur de $FWHM$ est que si la résolution de l'analyseur de spectre, utilisé pour mesurer le spectre et le bruit de phase de l'OEO, n'est pas suffisamment adéquate, la hauteur du mode adjacent apparue sur l'écran de l'appareil sera erronée. L'expression (1.41) nous montre que plus le filtre passe-bande est sélectif, plus la hauteur du pic secondaire sera moins élevé. En gros, on peut diminuer sa hauteur de 40 dB si le facteur de qualité du filtre augmente 10 fois.

Grâce au filtre RF dans la boucle, le gain d'un seul mode peut être supérieur à l'unité, ce qui sert à sélectionner le mode oscillant. Si le filtre présente une atténuation dans la bande-passante, celle-ci doit être compensée par le gain de l'amplificateur. Quand le pic maximum de la fonction de transfert du filtre se situe à la fréquence ω_{osc} ,

donc $F(\omega_{osc})=1$, l'amplitude de l'oscillation V_{osc} peut s'obtenir en posant le gain $G(V_0)$ dans l'équation (1.28) ou (1.29) égal à l'unité. A partir de (1.28) par exemple, on en déduit

$$\left| J_1 \left(\frac{\pi V_{osc}}{V_\pi} \right) \right| = \frac{1}{2|G_S|} \frac{\pi V_{osc}}{V_\pi}. \quad (1.43)$$

Notons ici que l'amplificateur RF dans la boucle est supposé linéaire pour que la puissance d'oscillation soit limitée par la non-linéarité du modulateur. On peut ensuite calculer l'amplitude de l'oscillation en résolvant graphiquement l'équation ci-dessus.

D'une autre façon, nous pouvons obtenir les solutions approximatives de l'amplitude en utilisant l'équation (1.29).

$$V_{osc} = \frac{2\sqrt{2}V_\pi}{\pi} \sqrt{1 - \frac{1}{|G_S|}}, \quad \text{, en ne conservant que les 2 premiers termes,} \quad (1.44)$$

$$V_{osc} = \frac{2\sqrt{3}}{\pi} V_\pi \left(1 - \frac{1}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{4}{|G_S|} - 1} \right)^{1/2}, \quad \text{, en utilisant tous les termes.} \quad (1.45)$$

1.2.3 Stabilité en fréquence d'un OEO

Pour que l'OEO soit utilisable, il doit présenter une bonne stabilité de fréquence à long terme, caractérisée par la dérive, et à court terme, caractérisée par le bruit de phase. Dans ce paragraphe, nous nous insistons sur 2 paramètres extérieurs importants, la température T et la longueur d'onde λ , et sur leur impact à l'instabilité fréquentielle de l'oscillateur.

Comme nous avons vu au paragraphe précédent, la fibre optique joue un rôle important dans la stabilité fréquentielle. En supposant que la variation de la phase de tous les composants électroniques soit beaucoup plus faible par rapport à celle due à la fibre optique, à partir de l'équation (1.36), nous avons

$$\Delta(\omega_k \tau') = 0,$$

D'où :

$$\Delta v_k \tau' + \Delta \tau' v_k = 0$$

$$\Leftrightarrow \frac{\Delta v_k}{v_k} = -\frac{\Delta \tau'}{\tau'}. \quad (1.46)$$

L'influence de la température sur la fibre se traduit par un changement de la longueur physique, dite expansion thermique, et aussi par une variation de l'indice de réfraction du cœur de la fibre. Pour une fibre optique de longueur initiale L , et d'indice initial n à la température initiale T , une variation ΔT de la température va entraîner une variation relative du temps de propagation telle que

$$\frac{\Delta \tau'}{\tau'} = \frac{\Delta T}{L} \frac{\partial L}{\partial T} + \frac{\Delta T}{n} \frac{\partial n}{\partial T}, \quad (1.47)$$

Donc

$$\frac{\Delta v_k}{v_k} = -\Delta T \frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial T} - \Delta T \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T}. \quad (1.48)$$

Pour une fibre monomode, les valeurs sont typiquement de $\frac{\partial n}{\partial T} \cong 1,2 \cdot 10^{-5} / ^\circ\text{C}$, donc $\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} \cong 8,3 \cdot 10^{-6}$ [16], et $\frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial T} \cong 0,5 \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C}$ [65]. En bref, la dépendance de l'indice de réfraction à la température est le paramètre le plus important sur la variation de fréquence vis-à-vis de l'effet de la température.

Un autre paramètre doit être abordé quand nous étudions la stabilité de fréquence de l'oscillateur optoélectronique, c'est la longueur d'onde du laser. Son effet se manifeste via la dispersion chromatique de la fibre optique, c'est-à-dire chaque longueur d'onde ne se propage pas à la même vitesse. Donc, dans le cas où le laser acquiert une variation $\Delta \lambda$ de la longueur d'onde, et qui se propage dans une fibre de l'indice de réfraction n et du paramètre de dispersion chromatique D , la fréquence de l'oscillateur subit une variation [66] telle que :

$$\frac{\Delta v_k}{v_k} = -\frac{LD}{\tau} \Delta \lambda = -\frac{c}{n} D \Delta \lambda. \quad (1.49)$$

En appliquant la valeur de $n = 1,46$ à 1550 nm et $D = 17 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ [67], nous avons

$$\frac{c}{n} D \approx 3,53 \cdot 10^{-6} \text{ nm}^{-1}. \quad (1.50)$$

Dans la pratique, le laser émet une longueur d'onde très stable, par exemple à moins de 0,2 nm après 20 ans d'utilisation selon la notice de Fujitsu pour le laser FLD55-F6CX, qui est utilisé dans ces travaux. Nous pouvons donc a priori négliger son effet.

Pour résumé, l'expression du changement (ou de la dérive) de la fréquence de l'oscillateur est régit par

$$\frac{\Delta v_k}{v_k} = -\Delta T \frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial T} - \Delta T \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} - \frac{c}{n} D\Delta\lambda. \quad (1.51)$$

Approximativement, en tenant compte le facteur le plus important, nous arrivons à la formule

$$\frac{\Delta v_k}{v_k} = -\Delta T \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T}, \quad (1.52)$$

qui nous donne une dérive de -8 ppm/°C.

Prenons comme exemple un oscillateur à 8 GHz dont la fibre optique n'est pas stabilisée en température. Si la température ambiante monte de 5°C (de 20°C à 25°C par exemple), la fréquence d'oscillation se déplacera 320 kHz par rapport à la fréquence initiale.

La dernière attention est attribuée à la sensibilité du filtre RF dans la boucle à la variation de la température. Une étude de Danny Eliyahu [16] montre que, pour un filtre passe-bande à cavité, la fréquence centrale de la bande passante présente une dérive de -25 ppm/°C, et une variation correspondante de la phase de -0,3 ppm/°C sur la fréquence de l'oscillateur. Les autres composants électriques ne contribuent pas beaucoup sur la stabilité de la fréquence.

En conclusion, la stabilité thermique est une condition primordiale pour un bon fonctionnement de l'OEO. Une amélioration de celle-ci assurera la stabilité fréquentielle à long terme et également à court terme, ce qui rend possible et fiable les mesures sur le bruit de phase et de l'accordabilité et donc des applications présentées dans les chapitres suivants.

1.2.4 Bruit de phase.

Nous rappelons ici quelques caractéristiques et équations importantes du bruit de phase. Les bruits fondamentaux dans un OEO sont le bruit thermique, le bruit de scintillement, et le bruit de l'intensité du laser (Relative Intensity Noise, RIN, en anglais). Il existe 2 mécanismes pour que le bruit existe dans la boucle d'oscillateur. Le premier est le bruit additif dont l'origine est la fluctuation interne ou environnementale indépendante de l'existence (ou pas) du signal oscillant. Le deuxième est appelé bruit multiplicatif causé par la fluctuation du gain de la boucle dont le spectre est souvent varié parce qu'il est la sommation de différents composants (du photodétecteur, de l'amplificateur,...).

Pour faciliter l'analyse du problème, nous supposons que les bruits des différents composants de l'oscillateur soient tous ramenés au niveau du photodétecteur. Posons $\rho_N(\omega)$ comme la densité de puissance du bruit à la fréquence ω , nous avons

$$\rho_N(\omega) \cdot \Delta\nu = \frac{|V_{in}(\omega)|^2}{2R}, \quad (1.53)$$

où $\Delta\nu$ est l'intervalle fréquentielle du bruit aux alentours de ω .

Substituons cette expression en (1.35) et supposons que $F(\omega_{osc}) = 1$, la densité spectrale de puissance du mode d'oscillation s'écrit sous la forme

$$S_{RF}(f) = \frac{P(f)}{\Delta\nu \cdot P_{osc}} = \frac{\rho_N \cdot G_A^2 / P_{osc}}{1 + |F(f) \cdot G(V_{osc})|^2 - 2F(f) \cdot |G(V_{osc})| \cdot \cos(2\pi f\tau)}, \quad (1.54)$$

avec $f \equiv \nu - \nu_{osc}$, appelée la fréquence « offset » ou fréquence de Fourier.

Supposons maintenant que la largeur spectrale du mode d'oscillation soit très petite par rapport à l'écart entre deux modes consécutifs, $1/\tau$. A partir de la condition de normalisation

$$\int_{-\infty}^{+\infty} S_{RF}(f) df \approx \int_{-1/2\tau}^{1/2\tau} S_{RF}(f) df = 1, \quad (1.55)$$

nous obtenons

$$1 - |G(V_{osc})|^2 \approx 2[1 - |G(V_{osc})|] = \frac{\rho_N G_A^2}{\tau P_{osc}}. \quad (1.56)$$

En substituant cette formule dans (1.52), nous arrivons à l'expression de la densité spectrale de bruit

$$S_{RF}(f) = \frac{\delta}{\left(2 - \frac{\delta}{\tau}\right) - 2\sqrt{1 - \frac{\delta}{\tau}} \cos(2\pi f\tau)}, \quad (1.57)$$

où $\delta \equiv \frac{\rho_N \cdot G_A^2}{P_{osc}}$ est le rapport bruit sur signal. (1.58)

Dans le cas où $2\pi f\tau \ll 1$, nous avons l'expression simplifiée :

$$S_{RF}(f) = \frac{\delta}{\left(\frac{\delta}{2\tau}\right)^2 - (2\pi)^2 (f\tau)^2}. \quad (1.59)$$

Comme $S_{RF}(f)$ prend la forme d'une fonction lorentzienne, la largeur spectrale à mi-hauteur Δf_{FWHM} s'écrit

$$\Delta f_{FWHM} = \frac{1}{2\pi} \frac{\delta}{\tau^2} = \frac{1}{2\pi} \frac{G_A^2 \cdot \rho_N}{\tau^2 P_{osc}}. \quad (1.60)$$

Le facteur de qualité de l'oscillateur Q est aussi défini par

$$Q = \frac{\nu_{osc}}{\Delta f_{FWHM}} = Q_D \frac{\tau}{\delta}. \quad (1.61)$$

avec $Q_D = 2\pi\nu_{osc}\tau$, le facteur de qualité attribué à la ligne à retard. (1.62)

A partir de (1.59) et (1.60), nous trouverons les résultats suivants :

$$S_{RF}(f) = \frac{4\tau^2}{\delta} \quad \text{pour } |f| \ll \frac{\Delta f_{FWHM}}{2}, \quad (1.63)$$

et $S_{RF}(f) = \frac{\delta}{(2\pi)^2 (\tau f)^2} \quad \text{pour } |f| \gg \frac{\Delta f_{FWHM}}{2}. \quad (1.64)$

*** Remarques:**

- Le bruit de phase d'un OEO diminue comme le carré de la fréquence « offset » par rapport à la porteuse. Sur la courbe de bruit de phase, nous trouverons donc une pente de -20 dB/décade pour une plage importante de fréquence de Fourier.

- A une valeur fixée de f , le bruit de phase à cette fréquence diminue quadratiquement au carré du temps de retard τ , donc de la longueur de la fibre optique. En d'autres termes, si l'on double la longueur de fibre, le bruit de phase est atténué de 6 dB.

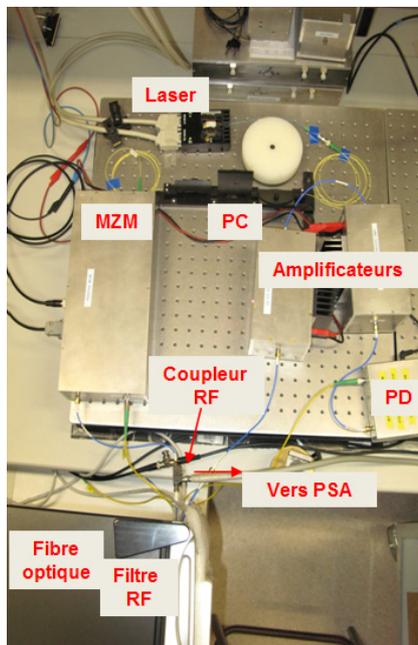
- En pratique, le bruit d'intensité de laser (RIN : Relative Intensity Noise) ne contribue pas beaucoup sur le bruit de phase de l'oscillateur car il est divisé par $2Q_f$, avec Q_f le coefficient de surtension du filtre passe-bande électrique, qui est souvent très élevé [68].

- Dans la plupart des cas, le bruit de phase près de la porteuse (à moins de 2 kHz offset) est causé par la fluctuation de la fréquence optique du laser combinée avec la dispersion chromatique de la fibre optique tandis que le niveau du bruit blanc et du plancher de bruit dépend étroitement du gain de l'amplificateur électrique. Il y a donc l'intérêt de le diminuer ou de le supprimer (si possible) pour la meilleure qualité spectrale. Pour diminuer le bruit de phase près de la porteuse, on peut envisager à diminuer la puissance du bruit flicker ($1/f$), à utiliser une fibre plus longue (au risque d'avoir des modes secondaires de hauteur importante), et/ou à augmenter la sélectivité de filtre passe-bande électrique [68].

1.3 Mises en œuvre expérimentales.

Afin d'étudier les caractéristiques présentées ci-dessus expérimentalement, nous avons construit un oscillateur optoélectronique (voir Figure 1.11). Nous y trouvons comme composants photoniques une diode laser à 1535 nm de la série FLD5F6CX fabriquée par la compagnie Fujitsu dont la largeur spectrale à mi-hauteur est de 0,1 nm, un contrôleur de polarisation (PC), un modulateur d'intensité de type Mach-Zehnder (MZM) à niobate de lithium qui présente une bande passante électrique de 12 GHz et un

niveau de perte d'insertion optique de 3,5 dB (voir la référence MX-LN-10 de Photline), et un photodétecteur (PD) associé à un préamplificateur qui peut fonctionner jusqu'à 12,5 Gbps (réf. DAL-15-OI de la compagnie DA-Lightcom). Pour les composants électriques en micro-ondes, deux amplis ont été utilisés dont les références sont DR-GA-10 de Photline (26,5 dB de gain à 2 GHz, et 15 GHz de bande-passante) et AWB2018-23-22 de ALC Microwave (32,1 dB de gain à 2 GHz, et 18 GHz de bande passante à -3 dB). Deux filtres passe-bandes sont consécutivement utilisés dans cette expérience dont le premier présente 95 MHz de bande passante à mi-hauteur à la fréquence de 2,12 GHz. La procédure de la fabrication de celui-ci sera présentée en Annexe A. Le deuxième possède une bande passante de 25 MHz à la fréquence centrale de 8 GHz (réf. BP8000-25/T-5TE01 de la société BL MICROWAVE). Le signal d'oscillation est finalement observé à la sortie d'un coupleur RF de -10 dB grâce à un analyseur de spectre électronique (PSA-E4446A). Nous avons utilisé 2 coupleurs différents pour les manips à 2,1 GHz et à 8 GHz : l'un de série C114-10 pour la gamme de 2,0 à 4,0 GHz, et l'autre de série C116-10 pour la gamme de 7,0 à 12,4 GHz, fabriqués par la société ATM.



a)



b)

Figure 1.11 – Photographies du montage de l'oscillateur optoélectronique (a, b).

1.3.1 Oscillations à 2 GHz.

Dans cette expérience, le filtre passe-bande à 2,12 GHz a été mis dans la boucle. Pour avoir la meilleure performance possible pour la modulation en amplitude, le modulateur Mach-Zehnder est polarisé sous une tension continue telle qu'il se trouve au point statique le plus linéaire de sa réponse caractéristique. Comme l'écart modal (noté FSR_{osc}) et le bruit de phase sont les deux paramètres qui nous intéressent, 2 oscillateurs sont réalisés et mesurés en utilisant 2 boucles de fibres optiques de longueur différente ; l'une est de 500 m et l'autre de 1000 m. D'après les investigations théoriques étudiées dans 1.2.3, la fibre optique et le filtre passe-bande doivent être stabilisés en température. Ils sont donc placés dans une boîte en bois et le tout est mis dans une enceinte thermostatée afin de diminuer l'influence de la variation de la température sur la fréquence d'oscillation. Grâce à ce dispositif, nous pouvons atteindre une très faible variation de la température de la bobine de fibre et du filtre, ce qui ne varie que de 0,7°C pendant 24 heures. Evidemment, cette performance est moins impressionnante que celle obtenue par DANNY Eliyahu [16] mais elle est suffisante pour que des mesures puissent être réalisées dans de bonnes conditions.

Selon la formule (1.40), l'écart fréquentiel entre 2 modes consécutifs sera

$$FSR_{osc1} \cong \frac{c}{nL_1} = \frac{3 \cdot 10^8}{1,444 \cdot 500} = 416 \text{ kHz pour } 500 \text{ m de fibre,} \quad (1.65)$$

et

$$FSR_{osc2} \cong \frac{c}{nL_2} = \frac{3 \cdot 10^8}{1,444 \cdot 1000} = 208 \text{ kHz pour } 1000 \text{ m de fibre.} \quad (1.66)$$

La Figure 1.12 nous montre les résultats expérimentaux. On y trouve 397,5 kHz pour le FSR_{osc} dans le cas de 500 m et 202,4 kHz dans le cas de 1000 m. Ces deux valeurs sont toutes inférieures à celles données par (1.65) et (1.66) ; ce qui signifie que la longueur équivalente réelle de la boucle est plus importante que prévu. Cette différence est compréhensible parce que l'on ne tient pas compte de la longueur physique de tous autres composants dans l'oscillateur, en particulier les portions de fibres dans le modulateur et le détecteur, aussi que dû retard du aux composants électriques (malgré leur faible contribution à la longueur totale).

Déterminons maintenant le retard équivalent de tous les composants autres que la

boucle de la fibre optique. Prenons d'abord la valeur de 202,4 kHz de l'écart modal, la formule (1.40) nous conduit à une longueur totale de l'oscillateur :

$$L_{totale} \approx \frac{c}{n.FSR_{osc}} = \frac{3.10^8}{1,444.202,4.10^3} = 1026 \text{ m.} \quad (1.67)$$

Supposons que la fibre ait exactement 1000 m de longueur, la longueur effective des autres composants sera donc de 26 m. En rajoutant ensuite cette valeur à la longueur d'une bobine de 500 m, l'écart modal de l'oscillateur est égal à

$$FSR_{cal} \cong \frac{3.10^8}{1,444.(500 + 26)} = 395 \text{ kHz,} \quad (1.68)$$

ce qui est en cohérence avec la valeur de 397,5 kHz mesurée.

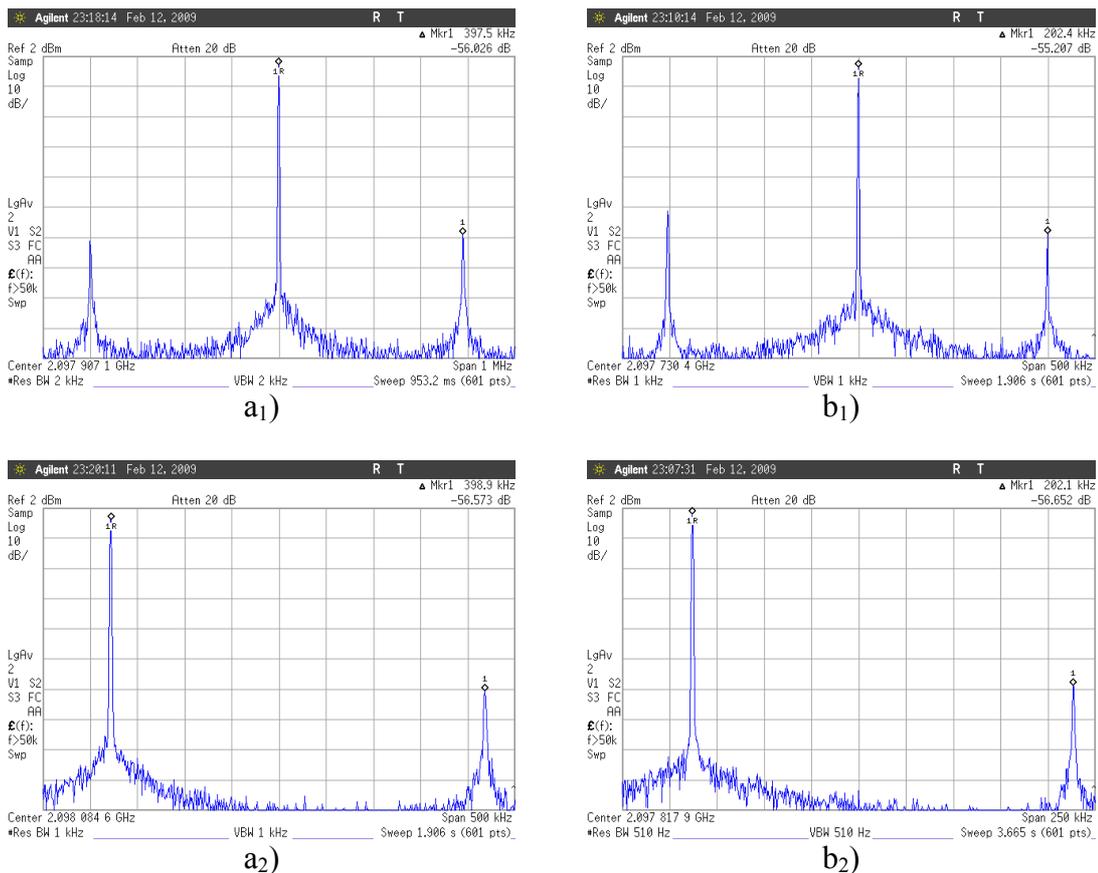


Figure 1.12 – Spectre de l'OEO à 2,1 GHz en utilisant (a₁, a₂) 500 m, et (b₁, b₂) 1000 m de fibre.

Étudions ici la qualité spectrale de l'oscillation générée. Une propriété importante de l'OEO se trouve dans la relation étroite entre la longueur de la fibre et le niveau du bruit de phase : plus la longueur augmente, plus le bruit de phase diminue. Particulièrement, quand la longueur est doublée, une diminution de 6 dB serait visible sur la courbe de $\mathcal{L}(f)$. Dans la Figure 1.13, nous pouvons remarquer que, à 2 kHz de la fréquence de Fourier, il y a une diminution de 5,25 dB du bruit quand la longueur de la fibre est doublée de 500 m à 1000 m. Ce résultat diffère très peu de la prévision théorique. Par contre, à 10 kHz de la porteuse, cette diminution n'est que 2,92 dB. Une explication possible est que le bruit de phase à cette fréquence offset est très proche du plancher de bruit du système d'oscillateur, ce qui impose la valeur minimale du bruit de phase du signal d'oscillation.

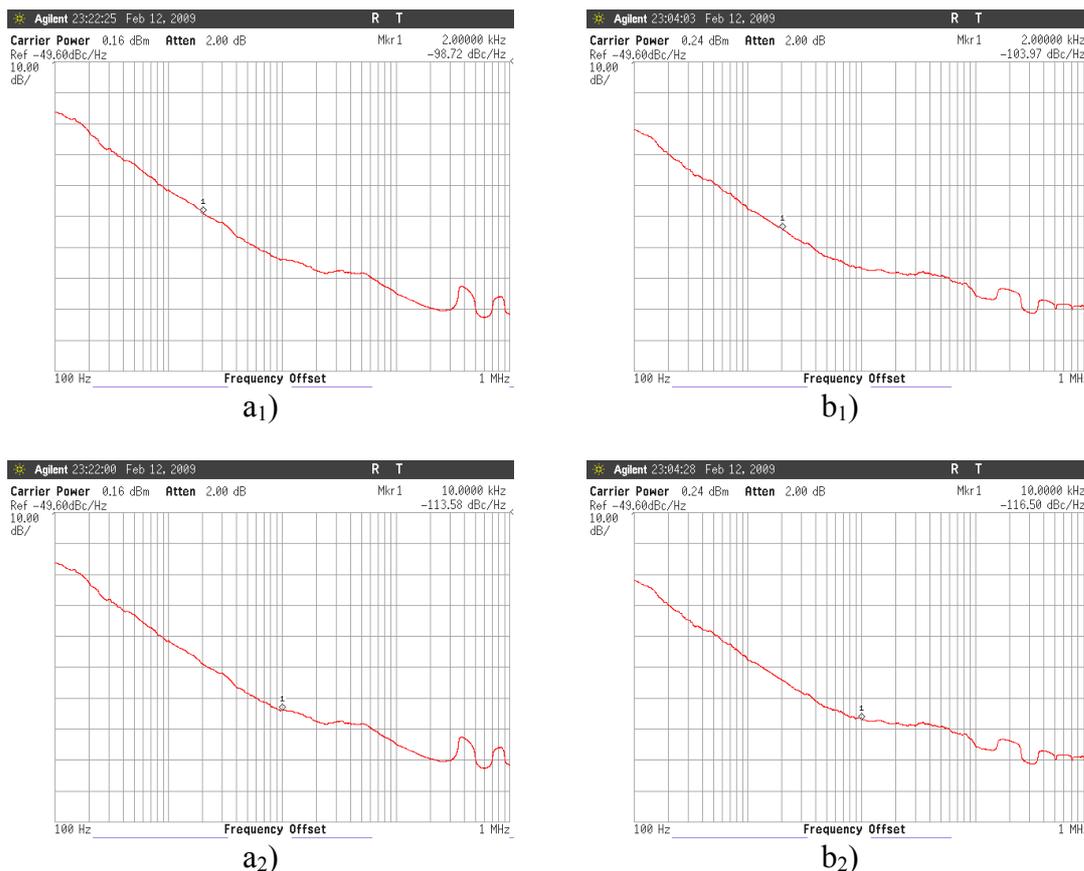


Figure 1.13 – Bruit de phase à 2 GHz dans le cas de 500 m (a₁,a₂), et de 1000 m (b₁,b₂).

Quant à la hauteur du premier mode adjacent de la fréquence d'oscillation, pour le cas de 500 m de fibre utilisé, une application directe de la formule (1.41) nous donne

que

$$\Delta h_{500} = 10 \log \left[\frac{v_{osc} \cdot \tau_{500}}{Q_f \cdot n} \right]^4 \cong 95 \text{ dB}, \quad (1.69a)$$

où $v_{osc} = 2,1 \cdot 10^9 \text{ Hz}$; $\tau_{500} = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$; $Q_f = \frac{2120}{95} = 22,3$; et $n = 1$.

Par analogie, pour 1000 m de fibre, nous avons

$$\Delta h_{1000} \cong 107 \text{ dB}. \quad (1.69b)$$

avec $\tau_{1000} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$.

La hauteur mesurée de ces modes (voir Figure 1.14) n'est pas aussi élevée que celle obtenue par calcul. Une raison possible de cette différence se trouve dans la résolution insuffisante de l'appareil de mesure. Toutefois, on peut observer que la hauteur de ce pic, pour 1000 m de fibre, est plus importante que dans le cas de 500m. Ce fait est en cohérence avec la prédiction théorique (1.69a, b) malgré la faible valeur de la différence des hauteurs mesurées.

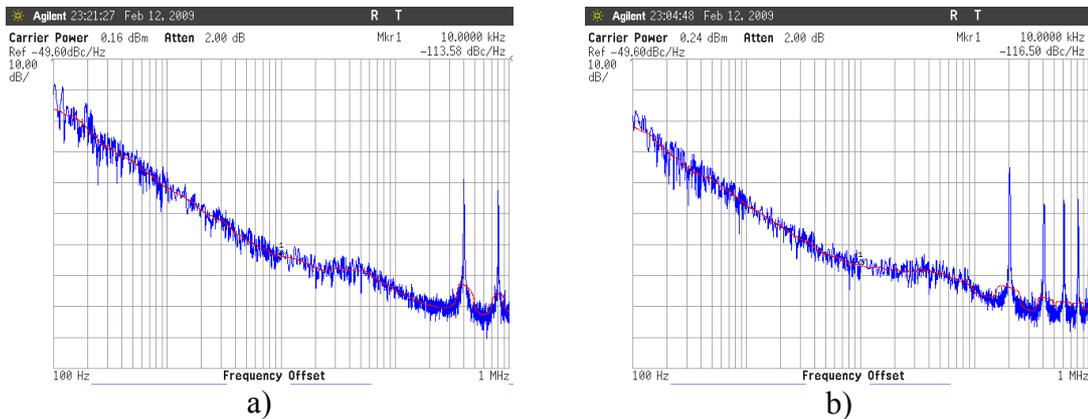


Figure 1.14 – Valeur sans lissage du bruit de phase à 2 GHz, courbe bleue, pour 500 m (a), et 1000 m de fibre optique (b).

1.3.2 Oscillations à 8 GHz.

Dans ce cas, quelques modifications ont été effectuées. D'abord, le filtre passe-bande à 2 GHz a été remplacé par un autre à 8 GHz qui possède une perte d'insertion de

4 dB, et une bande passante à mi-hauteur de 25 MHz. En plus, un autre amplificateur micro-ondes a été rajouté dans la boucle pour compenser la chute de gain des amplis et du photodétecteur à la fréquence élevée. Une oscillation à 8,004 GHz est enregistrée et présentée dans la Figure 1.15. Nous y trouvons les résultats semblables à ceux du cas de 2,1 GHz vis-à-vis de l'écart modal : 201 kHz et 392,2 kHz pour 1000 m et 500 m de fibre optique respectivement.

La Figure 1.16 nous présente la performance spectrale de l'oscillateur en terme de bruit de phase. Des diminutions respectivement de 5,05 dB à 10 kHz offset et de 6,1 dB à 2 kHz offset sont visible quand la longueur de la fibre optique change de 500 m à 1000 m. La valeur de -6,1 dB est inférieure par rapport à la théorie mais elle reste encore dans la tolérance de mesure, et donc acceptable.

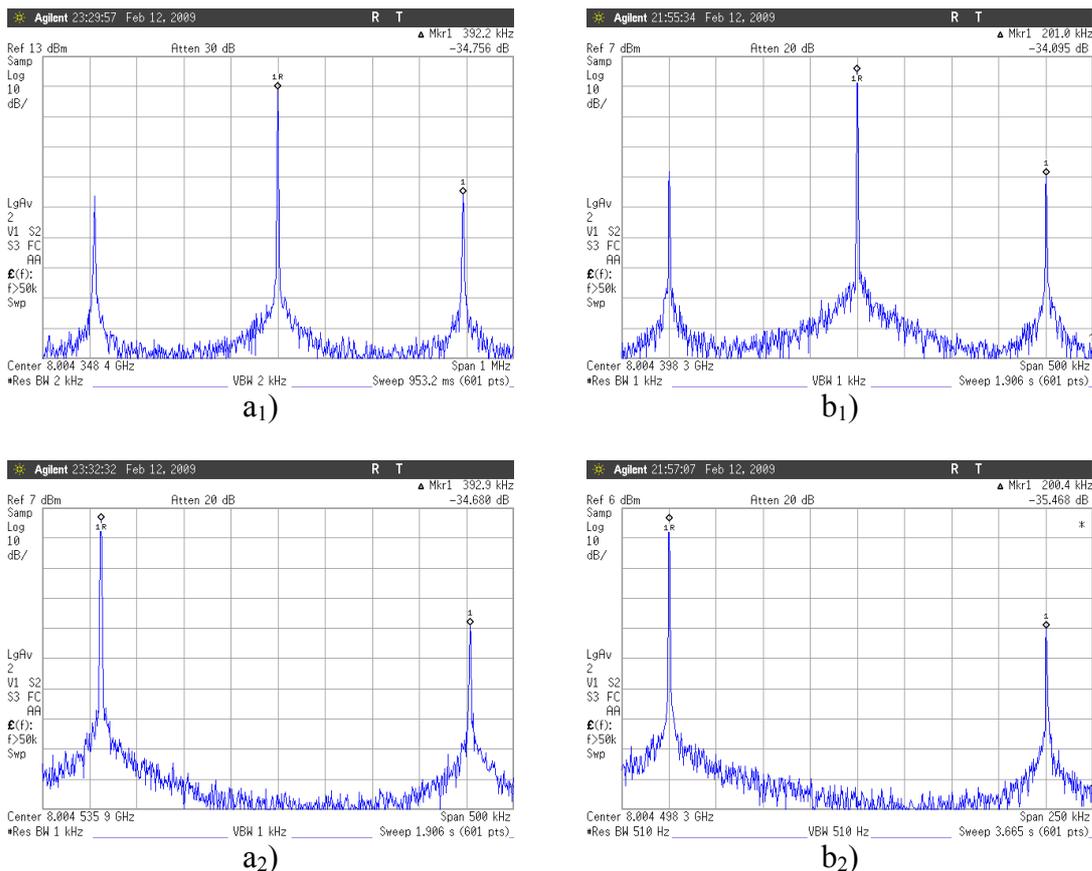


Figure 1.15 – Spectre de l'OEO à 8,004 GHz dans le cas de 500 m (a₁, a₂), et 1000 m de fibre (b₁, b₂).

En comparaison avec la qualité spectrale pour 2 GHz, le bruit de phase dans ce cas

est nettement plus élevé. Ce phénomène pourrait provenir de différents facteurs. Tout d'abord, nous avons un amplificateur en plus et il peut faire augmenter le plancher de bruit. Ensuite, nous devons tenir compte des caractéristiques du filtre passe-bande utilisé. Celui-ci possède un comportement très plat dans la bande-passante (voir Annexe B), ce qui n'est malheureusement pas un bon choix pour la performance spectrale de l'OEO [50, 51]. Une autre conséquence d'une bande-passante plate est la difficulté pour maintenir le mode oscillant. Enfin, la différence de hauteur entre la fréquence principale et le mode adjacent n'est que 35 dB comme le montre la Figure 1.15 (a₁, b₁) tandis que cette valeur vaut 56 dB dans le cas du filtre à 2 GHz utilisé.

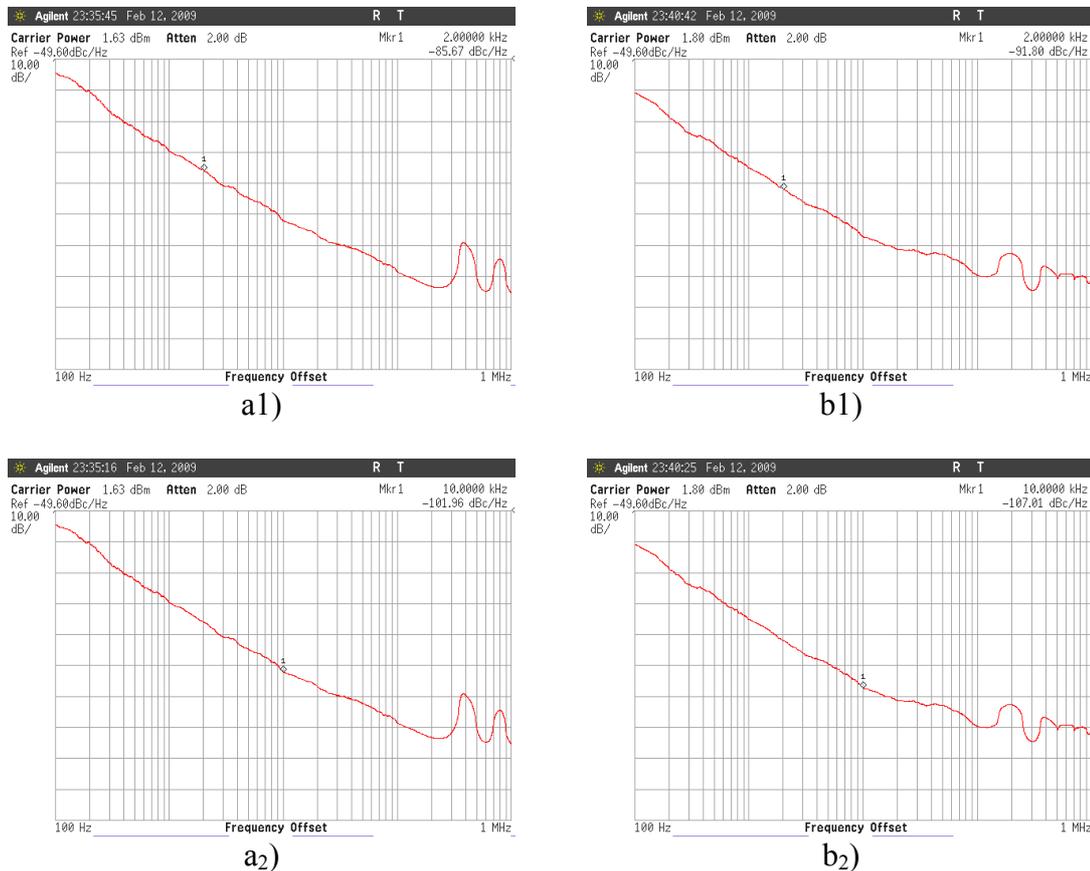


Figure 1.16 – Bruit de phase à 8 GHz dans le cas de 500 m (a₁, a₂), et 1000 m (b₁, b₂) de fibre optique.

A propos de la hauteur du mode adjacent, nous avons $\Delta h_{500} = 72$ dB, et $\Delta h_{1000} = 84$ dB, avec $Q_f = 8000/25 = 320$ et $\nu_{osc} = 8,004 \cdot 10^9$ Hz. Dans ce cas (voir Figure 1.17), nous pouvons également retrouver une légère différence de hauteur de ce

mode qui est en faveur du cas de 1000 m. La précision de mesure ne nous permet pas à pousser plus loin la vérification.

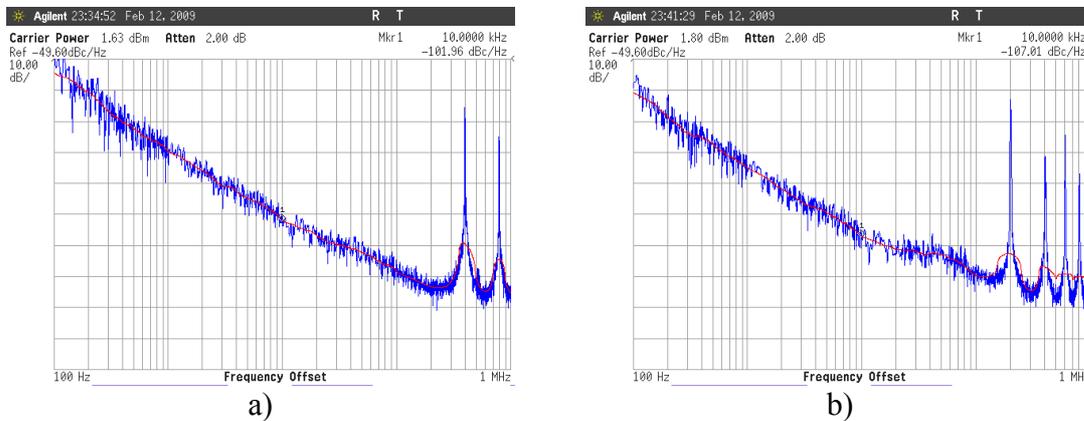


Figure 1.17 – Valeur sans lissage du bruit de phase à 8 GHz, courbe bleue, dans le cas de 500 m (a), et 1000 m (b) de fibre.

1.4 Discussion et remarques.

Nous avons obtenu des oscillations dont le bruit de phase est de $-116,5$ dBc/Hz à 10 kHz d'une porteuse de 2,1 GHz, et de $-107,01$ dBc/Hz à 10 kHz d'une porteuse de 8,004 GHz. Rappelons qu'en utilisant une fibre optique de longueur importante (quelques kilomètres), il a été possible d'atteindre un bruit de phase très faible de -163 dBc/Hz à 6 kHz d'offset pour une oscillation à 10 GHz [69].

La stabilité à court terme est une propriété primordiale pour plusieurs applications mais la stabilité à long terme est aussi importante. La température des composants sensibles, particulièrement la fibre optique et le filtre passe-bande, doit être maintenue à 10^{-3} K près (valeur typique de systèmes commerciaux de contrôle de la température). En plus, pour un meilleur résultat, des attentions devraient être portées sur la configuration du système et le choix de composants faible bruit.

Enfin, grâce à la relation étroite entre la fréquence d'oscillation et le temps de retard, causé essentiellement par la partie optique, nous proposerons une méthode simple pour accorder la fréquence de l'oscillateur, qui nous amène finalement à une application à la mesure de l'indice de réfraction des liquides. Ce point sera abordé dans le chapitre suivant.

Chapitre 2

Influence d'une variation de la longueur sur la fréquence de l'OEO

Ce chapitre présente d'abord une méthode permettant de rendre un OEO accordable. Elle s'appuie sur un système mécanique qui nous permet de faire varier la longueur de la partie optique, donc le retard de la boucle. Une description détaillée de cette partie mécanique est présentée et les analyses théoriques sont aussi développées. Deux expériences à 2 GHz et à 8 GHz sont réalisées dans le but de vérifier les calculs effectués.

En utilisant cette structure mécanique et grâce au lien étroit entre sa longueur et la fréquence d'oscillation, nous avons proposé et testé une nouvelle méthode pour mesurer l'indice de réfraction d'un liquide à 1535 nm. Nous avons choisi 4 solvants couramment utilisés pour effectuer des mesures. Les résultats sont résumés et ensuite comparés avec des données déjà publiées.

2.1 Oscillateur optoélectronique accordable en fréquence.

Pour accorder la fréquence d'un OEO, nous pouvons choisir de travailler avec un des paramètres intervenant dans la relation (1.36). Nous avons choisi ici de faire varier le temps de retard τ de la boucle d'oscillateur. La solution proposée dans ce paragraphe consiste à introduire une section de longueur variable à la fibre optique déjà existante.

2.1.1 Section de propagation libre.

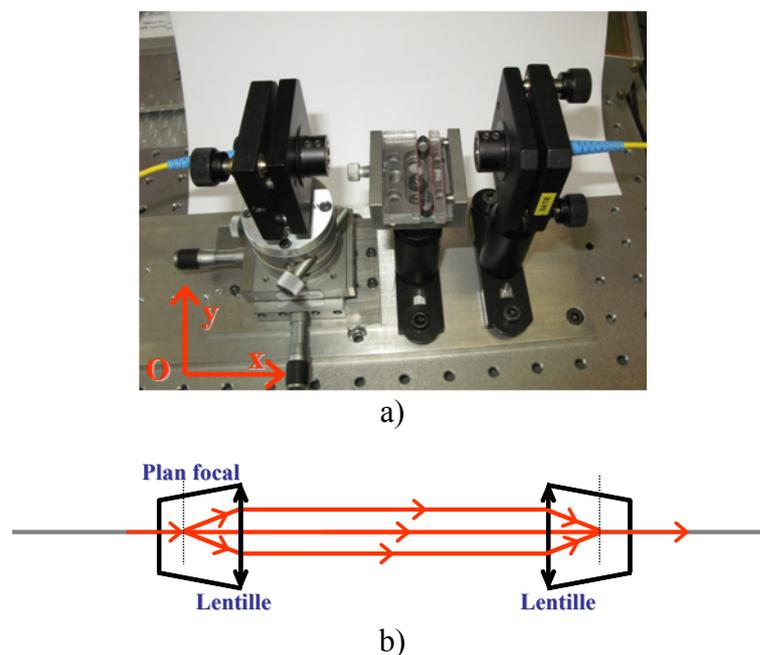


Figure 2.1 – Photo du dispositif proposé (a), et sa représentation schématique (b).

Dans le but de faire varier la longueur de la partie optique, nous avons inséré un tronçon de propagation dans l'air comme le montre la Figure 2.1. Chaque connecteur FC-PC est terminé par un collimateur. Comme le bout de la fibre optique se trouve au plan focal de la lentille du collimateur, on obtient un faisceau parallèle du laser pour le côté de sortie, et c'est aussi le principe utilisé pour injecter le faisceau dans la fibre de l'autre côté du dispositif. En utilisant ces composants, nous obtenons une façon simple et directe pour faire changer le retard optique de l'oscillateur malgré les pertes optiques assez importantes que présente ce dispositif.

Dans la pratique, la platine de translation sur l'axe Oy et les vis sur le support mécanique servent à aligner les 2 collimateurs. La perte optique causée par ce dispositif peut être réduite à seulement 3 dB avec un bon alignement. La partie de translation dans l'axe Ox est utilisée principalement pour faire changer la distance entre 2 collimateurs. Cette méthode nous donne enfin une possibilité d'obtenir un changement du chemin optique de l'oscillateur. Nous avons noté une très faible variation de la perte optique (5% au maximum) pour un changement important de longueur, jusqu'à 8 mm de variation.

2.1.2 Analyse théorique.

Analysons maintenant le retard optique créé par la fibre optique de longueur l_1 et du tronçon de propagation libre de longueur l_2 (voir Figure 2.2). Le retard total de la boucle de l'oscillateur τ_g est donc la somme du retard électrique τ_e et ceux de deux parties l_1 et l_2 , ce qui s'exprime par

$$\tau_g = \tau_e + \frac{n_1 l_1}{c} + \frac{n_2 l_2}{c}, \quad (2.1)$$

où n_1 et n_2 sont l'indice de réfraction de la fibre optique et de l'air respectivement, c est la célérité de la lumière dans le vide ou l'air.

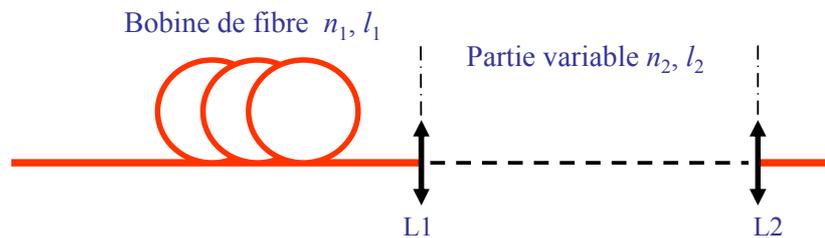


Figure 2.2 – Retards optiques composés par la fibre optique et la partie variable.

Comme les valeurs de τ_e et l_1 sont fixées, nous pouvons les associer en une seule quantité L qui représente la longueur équivalente de ces deux tronçons :

$$L \equiv l_1 + \frac{\tau_e c}{n_1}. \quad (2.2)$$

L'équation (2.1) devient donc

$$\tau_g = \frac{Ln_1}{c} + \frac{n_2 l_2}{c}. \quad (2.3)$$

A partir des équations (1.36), (1.46), et (2.3), la fréquence d'oscillation ν_0 subit une variation $\Delta\nu$ correspondant à un changement du chemin optique de la partie variable (l_2, n_2) telle que

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = -\frac{\Delta\tau_g}{\tau_g} = -\frac{\Delta(n_2 l_2)}{Ln_1 + n_2 l_2}, \quad (2.4)$$

d'où

$$\Delta\nu = -\nu_0 \cdot FSR_{osc} \cdot \frac{\Delta(n_2 l_2)}{c}. \quad (2.5)$$

L'équation (2.5) nous donne une relation étroite entre le changement du chemin optique $l_2 n_2$ et la variation de la fréquence d'oscillation. Cette variation pourrait être induite par un changement de l'indice de réfraction n_2 et/ou de la longueur l_2 .

Considérons le cas où l'on utiliserait un modulateur électro-optique de phase, à LiNbO₃ par exemple, à la place de la section à l'air libre, pour faire changer le retard optique. Supposons que la longueur du cristal du modulateur soit approximativement de $l_2 = 10^{-1}$ m, et la variation typique de son indice de réfraction $\Delta n_2 \approx 10^{-4}$ correspondant à un champ électrique statique de l'ordre $E = 10^6$ V/m, dans ce cas, on aura $\Delta(l_2 n_2) = l_2 \Delta n_2 = 10^{-5}$, ce qui est égale à un centième de ce qu'il devrait être pour 1 mm de déplacement de la section à l'air libre. Cette méthode n'est donc pas un bon choix quand on veut obtenir une variation importante de la fréquence de l'oscillateur.

Dans l'expérience suivante, nous ferons changer la distance l_2 entre deux lentilles via la platine de translation dans l'axe Ox. L'application de la formule (2.5), pour ce cas, nous permet d'obtenir le lien entre la variation de la fréquence d'oscillation et celle de la distance entre collimateurs :

$$\Delta\nu = -\nu_0 \cdot FSR_{osc} \cdot n_2 \cdot \frac{\Delta l_2}{c}, \quad (2.6)$$

ce qui est visiblement une relation linéaire de $\Delta\nu$ en fonction de Δl_2 dont la pente est

définie comme

$$\alpha \equiv -v_0 \cdot FSR_{osc} \cdot \frac{n_2}{c}. \quad (2.7)$$

Il est à noter que, à partir de la formule (2.7), pour avoir une pente plus importante, nous devons travailler à une fréquence d'oscillation élevée. La deuxième possibilité est d'utiliser une fibre optique plus courte afin d'augmenter le FSR_{osc} , en contrepartie à une qualité spectrale dégradée.

2.1.3 Expériences et résultats.

2.1.3.1 Description du montage.

Intégrons maintenant le groupe de 2 retards optiques, illustré par la Figure 2.2, dans la structure de l'OEO ce qui nous donne enfin un système schématisé par la Figure 2.3. A priori, c'est la configuration de base d'un OEO, que l'on a analysé au chapitre précédent, à l'exception de ce que le retard optique est maintenant ajustable par l'intermédiaire de la section (l_2, n_2) .

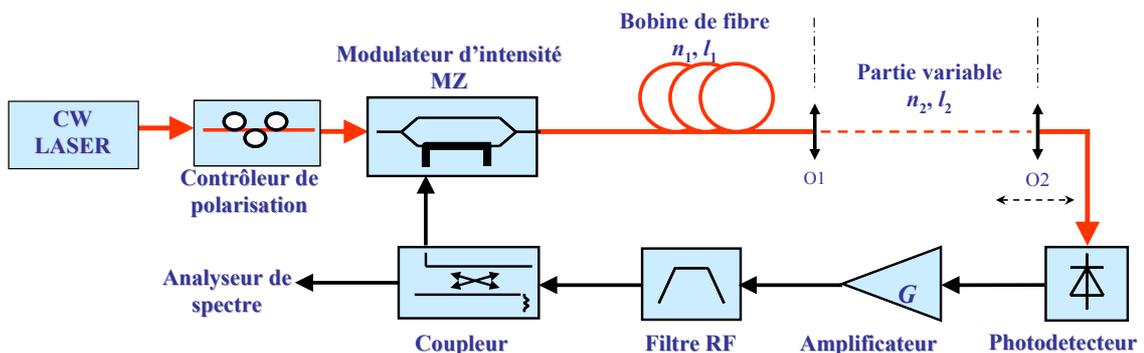


Figure 2.3 – Intégration de la partie variable à la structure de base d'un OEO.

La distance entre les 2 lentilles (**O1** et **O2**) est mesurée à 12 cm et le pas minimum de la platine de translation a pour la valeur de 10 μm . Le système est ajusté minutieusement pour obtenir une variation le plus faible possible de la perte optique (moins de 5%) sur une longueur de 8 mm de déplacement.

2.1.3.2 Résultats expérimentaux.

L'expérience est d'abord effectuée en utilisant le filtre passe-bande à 2,1 GHz. La puissance optique du laser est, dans ce montage, le seul moyen de régler le gain nécessaire pour un bon fonctionnement de l'oscillateur. Afin d'obtenir une variation importante de la fréquence, nous avons choisi une fibre très courte de 5 m. La fréquence d'oscillation est notée pour chaque longueur l_2 pour en déduire ensuite sa variation par rapport à la position initiale. Les résultats sont résumés dans la Figure 2.4. Dans cette figure, les mesures expérimentales sont indiquées par les points rouges avec les barres d'erreur alors que la droite en bleu est le résultat de calcul théorique. La fréquence d'oscillation initiale se trouve à 2,13 GHz et l'écart de mode (FSR_{osc}) est de 10,58 MHz. Comme le faisceau du laser se propage dans l'air pour cette section, donc $n_2 \equiv 1$. Grâce à l'équation (2.7), la pente théorique de la droite est donnée par

$$\alpha \equiv -2,13 \cdot 10^9 \cdot 10,58 \cdot 10^6 \cdot \frac{1}{3 \cdot 10^8} = -75,1 \text{ kHz/mm}.$$

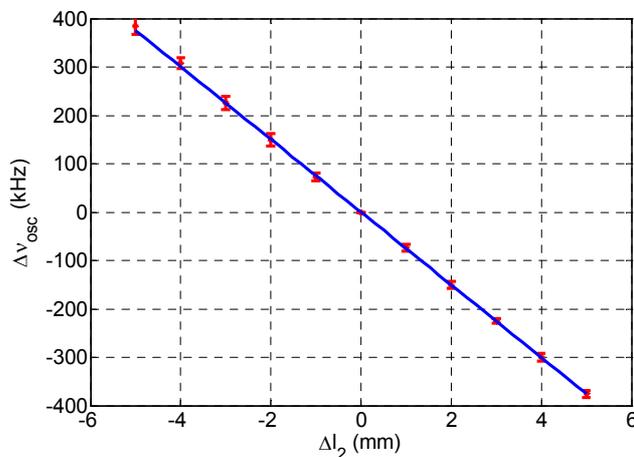


Figure 2.4 – Relation entre $\Delta\nu_{osc}$ et Δl_2 à 2,13 GHz.

La pente expérimentale est de $-75,74 \pm 0,97$ kHz/mm. Il est à noter que, pour les variations de moins de 3 mm aux alentours de la position initiale, les valeurs expérimentales s'écartent très peu de la droite théorique. donc elles suivent parfaitement la loi définie par (2.6). Dans la pratique, les pièces constituant le système de déplacement mécanique ne sont pas parfaitement alignées. Ce défaut pourrait être l'origine de l'incertitude importante pour les valeurs de Δl_2 inférieures à -4 mm.

Une autre expérience a été réalisée pour vérifier la relation (2.6). Dans ce montage, le filtre passe-bande à 2 GHz a été remplacé par un autre à 8 GHz. Le laser émet maintenant une puissance optique plus élevée que dans le cas précédent afin de compenser la perte d'insertion supplémentaire due à ce filtre et la chute de gain des étages d'amplificateurs pour une fréquence plus élevée.

Avec la fréquence d'oscillation de 8,004 GHz et l'écart modal de 8,367 MHz, nous pouvons en déduire la pente théorique, selon la formule (2.7), qui prend finalement une valeur de

$$\alpha \equiv -8,004 \cdot 10^9 \cdot 8,367 \cdot 10^6 \cdot \frac{1}{3 \cdot 10^8} = -223,25 \text{ kHz/mm}.$$

Les résultats sont présentés par la Figure 2.5 avec les points expérimentaux en rouge et la droite théorique en verte dont la pente est calculée ci-dessus.

En comparant avec la pente expérimentale de $-226,62 \pm 2,53 \text{ kHz/mm}$, nous avons encore une fois une très bonne cohérence avec la théorie. Le fait que l'on utilise une fibre optique de faible longueur et le système de déplacement mécanique rend l'oscillateur vulnérable à la température ambiante et aux vibrations mécaniques. Pour la meilleure précision de la mesure, il est nécessaire de placer le système sur une table anti-vibration pour augmenter la stabilité de la fréquence d'oscillation, et surtout de revoir le système mécanique de positionnement des lentilles.

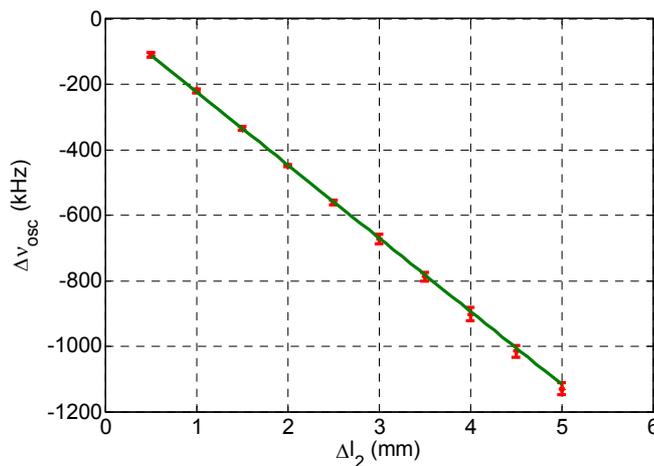


Figure 2.5 – Relation entre Δv_{osc} et Δl_2 à 8,004 GHz.

2.2 Mesure de la valeur absolue de l'indice de réfraction d'un liquide.

Grâce à la formule (2.5), nous voyons que la fréquence d'oscillation peut être modifiée par une variation du chemin optique $\Delta(n_2 l_2)$. Les expériences dans le paragraphe 2.1.3 ont concerné l'influence de la longueur de la section variable l_2 tout en fixant la valeur de n_2 . Etudions maintenant l'effet d'un changement de l'indice de réfraction n_2 (alors que l_2 est fixée) sur la fréquence d'oscillateur. Cela nous conduit finalement à une nouvelle méthode pour déterminer l'indice de réfraction d'un liquide ou d'un gaz dans le domaine infrarouge.

2.2.1 Calculs théoriques.

Intercalons ici une cuve en quartz, qui absorbe très peu le faisceau infrarouge du laser, entre deux collimateurs comme le montre la Figure 2.6. La cuve est maintenue et fixée grâce à un support mécanique qui nous permet de la faire pivoter et de la placer perpendiculaire au faisceau laser.

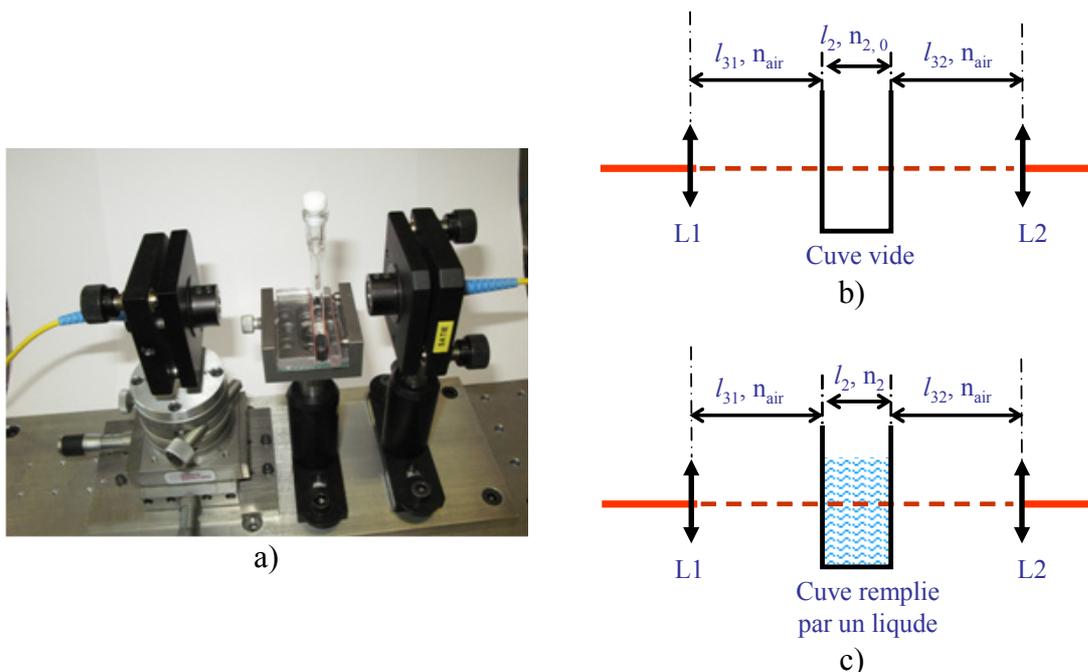


Figure 2.6 – Photographie du dispositif (a); et représentations schématiques (b, et c).

Développons les calculs pour cette application dans laquelle la longueur parcourue par le faisceau de laser dans l'air, d'indice n_{air} , est notée $l_3 \equiv l_{31} + l_{32}$. Ici, n_2 est l'indice de réfraction du liquide remplissant la cuve de longueur intérieure l_2 . Le retard total de la boucle sera donc calculé par

$$\tau_g = \tau_e + \frac{n_1 l_1}{c} + \frac{n_{air} l_3}{c} + \frac{n_2 l_2}{c}. \quad (2.8)$$

Comme τ_e , l_1 , et l_3 sont fixés, nous pouvons grouper les trois premiers termes de (2.8) en un seul retard fixe, τ_f , qui s'exprime par

$$\tau_f \equiv \tau_e + \frac{n_1 l_1}{c} + \frac{n_{air} l_3}{c}. \quad (2.9)$$

L'équation (2.8) peut ainsi s'écrire sous la forme

$$\tau_g = \tau_f + \frac{n_2 l_2}{c}. \quad (2.10)$$

Dans le cas où nous pouvons faire varier la valeur de n_2 , la fréquence d'oscillation changera à une nouvelle valeur dont la variation est donnée par la relation suivante

$$\frac{\Delta v_0}{v_0} = -\frac{\Delta \tau_g}{\tau_g} = -\frac{\Delta \left(\frac{n_2 l_2}{c} \right)}{\tau_g}, \quad (2.11)$$

D'où

$$\Delta v_0 = -v_0 \cdot FSR_{osc} \cdot \frac{l_2}{c} \cdot \Delta n_2. \quad (2.12)$$

Supposons que la cuve ne contient pas de liquide au début, la valeur de l'indice de réfraction sera $n_{2,0} \approx 1$ à cause de l'air qu'elle contient. Ensuite, on la remplit par un liquide d'indice n_2 qui induit donc une variation telle que

$$\Delta n_2 = n_2 - n_{2,0}. \quad (2.13)$$

De (2.12) et (2.13), nous obtenons la valeur de l'indice de réfraction du liquide qui est donnée par

$$n_2 = n_{2,0} + \Delta n_2 = n_{2,0} - \Delta v_0 \cdot \frac{c}{v_0 \cdot FSR_{osc} \cdot l_2}. \quad (2.14)$$

En notant la fréquence d'oscillation avant et près le remplissage du liquide, donc la variation de fréquence $\Delta\nu$, nous pouvons finalement déterminer son indice de réfraction grâce à la relation (2.14).

2.2.2 Erreurs systématiques et tolérances de mesure.

2.2.2.1 Erreurs systématiques

Récrivons maintenant l'équation (2.12) sous la forme

$$\Delta n_2 = -\frac{\Delta\nu_0 \cdot c}{\nu_0 \cdot FSR_{osc} \cdot l_2}. \quad (2.15)$$

Il est clair qu'une incertitude dans la détermination d'une de ces quantités va conduire à une erreur sur Δn_2 . Parmi les quantités dans la relation ci-dessus, la vitesse de la lumière dans le vide c et l'écart modal (FSR_{osc}) ne varient pratiquement pas pendant la mesure. Par contre, une dérive de fréquence d'oscillation est toujours présente à cause de la dérive de température de la fibre optique notamment. En plus, une incertitude sur la valeur exacte de l_2 est de l'ordre de 10^{-2} mm, assurée par le fabricant. Pour calculer l'erreur systématique de mesure, nous supposons que l'incertitude de Δn_2 soit causée par une erreur dans la détermination de la fréquence initiale ν_0 et de l_2 tandis que $\Delta\nu_0$ soit égale à la valeur qu'elle devrait être. Nous obtenons enfin la formule qui détermine l'erreur systématique sur Δn_2 dans le cas général :

$$\frac{\delta(\Delta n_2)}{\Delta n_2} = \left| \frac{\delta\nu_0}{\nu_0} \right| + \left| \frac{\delta l_2}{l_2} \right|. \quad (2.16)$$

En supposant que le premier terme dans la relation (1.48) est négligeable, nous avons donc

$$\left| \frac{\delta\nu_0}{\nu_0} \right| \approx \left| \frac{1}{n} \frac{\Delta n}{\Delta T} \delta T \right|. \quad (2.17)$$

Considérons le cas où les dimensions géométriques de la cuve sont $l_2 = 2$ mm et

$\delta l_2 = 10^{-2}$ mm, données par le fabricant. L'indice de réfraction de la fibre optique standard SMF-28 $n = 1,444$ à 1535 nm [70] dont la sensibilité à la température est de $\frac{\Delta n}{\Delta T} = 1,2 \cdot 10^{-5} / ^\circ\text{C}$. Nous supposons une dérive de température de $\delta T = 0,01^\circ\text{C}$ pendant le temps de l'expérience. Nous avons finalement une estimation théorique de l'erreur systématique de la mesure :

$$\frac{\delta(\Delta n_2)}{\Delta n_2} = \left| \frac{1}{1,444} \cdot 1,2 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{-2} \right| + \left| \frac{10^{-2}}{2} \right| \cong 0,005, \quad (2.18)$$

ce qui prouve la nécessité d'une connaissance de la valeur exacte de l_2 . Pour les mesures réelles, cette erreur sera plus importante que celle calculée car les relations (2.16) et (2.17) qui ne sont qu'une considération un peu simplificatrice. Pour avoir un résultat plus précis, il faut tenir compte de la stabilité thermique de tous les composants dans la boucle d'oscillateur, et surtout de l'influence de la vibration mécanique sur le système de déplacement, donc sur la fréquence d'oscillation.

2.2.2.2 Tolérances de mesure

Supposons que la tolérance de mesure soit causée par une fluctuation de la distance entre collimateurs, δl_3 , à cause des vibrations mécaniques, et par une fluctuation de l'indice de réfraction de l'air, δn_2 , à cause d'un courant d'air par exemple. En ne considérant que l'influence des fluctuations rapides, on peut négliger celle de la température de la cave.

A partir de l'équation (2.8), nous pouvons écrire la fluctuation du retard $\delta \tau_g$ sous la forme

$$\delta \tau_g = \frac{n_{air}}{c} \delta l_3 + \frac{l_3}{c} \delta n_{air}. \quad (2.19)$$

Grâce à (2.11), la fluctuation de la fréquence d'oscillation est calculée par

$$\frac{\delta \nu}{\nu_0} = -\frac{\delta \tau_g}{\tau_g}, \quad (2.20)$$

d'où
$$|\delta v| = v_0 \frac{\delta \tau_g}{\tau_g},$$

ou
$$|\delta v| = v_0 \cdot \frac{FSR_{osc}}{c} \cdot n_{air} \cdot \delta l_3 + v_0 \frac{FSR_{osc}}{c} \cdot l_3 \cdot \delta n_{air}. \quad (2.21)$$

Pour y arriver, nous avons utilisé la relation $FSR_{osc} = \tau_g^{-1}$. Combinons maintenant les équations (2.12) et (2.21), la tolérance de mesure s'écrit finalement

$$\left| \frac{\delta v}{\Delta v_0} \right| = \frac{n_{air} \cdot \delta l_3}{l_2 \Delta n_2} + \frac{l_3 \delta n_{air}}{l_2 \Delta n_2}. \quad (2.22)$$

Ce résultat nous conduit enfin aux remarques suivantes :

- La tolérance de mesure ne dépend pas de la gamme de fréquence d'oscillation choisie pour effectuer la mesure. Plus la fréquence d'oscillation est importante, plus la variation de fréquence Δv_0 sera élevée mais la fluctuation de fréquence sera aussi plus grande. Ainsi, le rapport $\delta v / \Delta v_0$ ne change pas. Il n'existe donc pas de fréquence privilégiée pour obtenir une précision optimale.

- Dans le cas où l'influence des vibrations mécaniques serait minimale, nous pouvons augmenter la précision de mesure en diminuant la distance l_3 entre collimateurs ou en utilisant une cuve de largeur interne l_2 plus importante comme le montre la relation (2.22).

Application numérique :

Supposons que $l_2 = 2 \text{ mm} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ m}$, $\Delta n_2 \approx 0,4$ pour la plupart des solvants ou liquides, $l_3 = 10 \text{ cm} = 10^{-1} \text{ m}$, $\delta l_3 = 10 \text{ } \mu\text{m} = 10^{-5} \text{ m}$, $n_{air} \approx 1$, et $\delta n_{air} \approx 10^{-6}$, l'équation (2.22) nous donne

$$\frac{\delta(\Delta n_2)}{\Delta n_2} = \left| \frac{\delta v}{\Delta v_k} \right| = \frac{10^{-5}}{2 \cdot 10^{-3} \cdot 0,4} + \frac{10^{-1} \cdot 10^{-6}}{2 \cdot 10^{-3} \cdot 0,4} = 1,25 \cdot 10^{-2} + 1,25 \cdot 10^{-4} \approx 1,25 \text{ } \%$$

Cette valeur de 1,25% sur $\delta(\Delta n_2) / \Delta n_2$ entraîne une limite de la précision sur l'indice n mesuré qui n'est pas meilleure que 10^{-3} dans ce cas.

2.2.3 Montage réalisé et résultats.

Pour mesurer l'indice de réfraction des liquides, nous avons réalisé un montage expérimental comme l'illustre la Figure 2.7. Nous avons choisi 4 solvants suivants pour effectuer la mesure : acétone, acétonitrile, chloroforme et dioxane. Ce sont les solvants couramment utilisés en chimie, et plus important encore, ils absorbent très peu le faisceau de laser à 1535 nm, ce qui est un critère primordial pour ce type d'application.

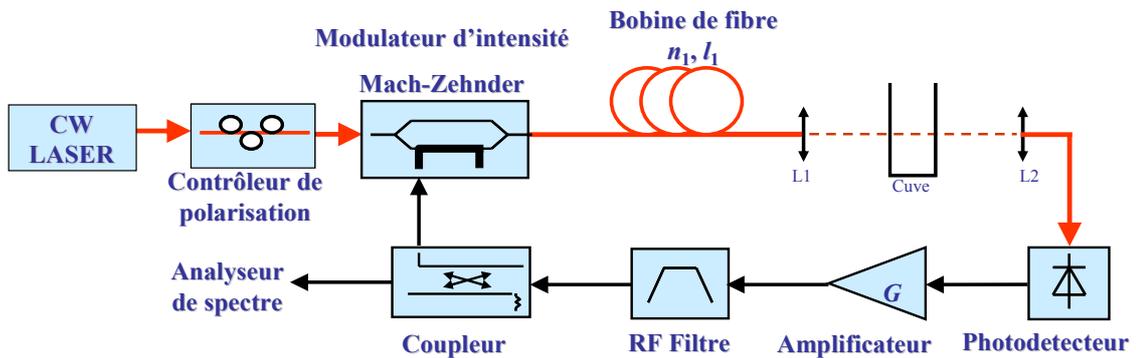


Figure 2.7 – Montage de mesure de l'indice de réfraction d'un liquide.

De façon analogue aux expériences présentées précédemment, nous avons travaillé avec deux longueurs différentes de fibre optique : 5 m et 500 m. Comme nous le savons, la variation de la fréquence enregistrée sera plus importante pour la fibre la plus courte. En revanche, la fréquence de l'oscillateur dans ce cas sera moins stable, donc l'incertitude sur les mesures sera plus grande.

Les expériences suivantes ont été effectuées à la fréquence d'oscillation de 8 GHz. La procédure pour chaque mesure est de noter la valeur de la fréquence d'oscillation, correspondante à un unique numéro de mode k , avant et après le remplissage de la cuve par le solvant. Une variation de fréquence sera donc obtenue et la valeur de l'indice de réfraction est calculée grâce à la formule (2.14). Pour chaque solvant et chaque longueur de la fibre optique, nous avons effectué 3 séries de mesure dont les résultats sont représentés graphiquement par la Figure 2.8. La température des solvants est d'environ 25°C. Les trois premiers points sont mesurés avec 500 m de fibre optique et les trois suivants sont obtenus avec 5 m de fibre.

En analysant cette figure, nous apercevons des fluctuations importantes obtenues

dans le cas de 5 m de fibre utilisée, ce qui nous oblige à utiliser, dans la pratique, une fibre optique de longueur importante pour une bonne précision de mesure. Si nous choisissons de ne prendre en compte que les valeurs obtenues avec 500 m comme résultats de mesure, l'indice de réfraction de chaque solvant à 1535 nm sera donc

$$n_{\text{acétone}} = 1,357 \pm 0,013 ,$$

$$n_{\text{acétonitrile}} = 1,281 \pm 0,003 ,$$

$$n_{\text{chloroforme}} = 1,499 \pm 0,025 , \text{ et}$$

$$n_{\text{dioxane}} = 1,383 \pm 0,004 .$$

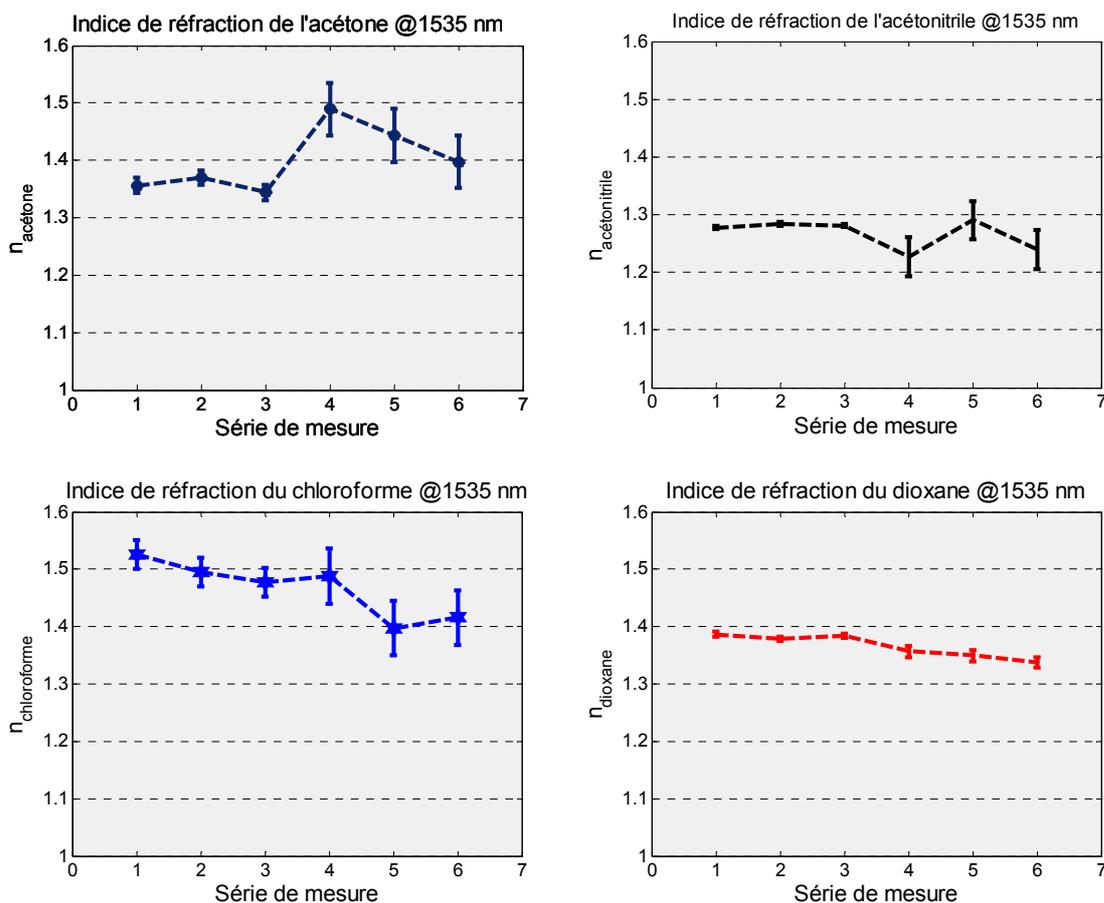


Figure 2.8 – Indice de réfraction mesurée de 4 solvants choisis.

Ces résultats devraient être comparés avec les valeurs publiées officiellement dans de mêmes conditions de la longueur d'onde de laser et de la température. La majorité

des résultats est néanmoins donnée pour des longueurs d'onde dans le domaine visible. Prenons, par exemple, les indices de réfractions de ces solvants à 20°C et à 589 nm (la raie D du sodium) [71] sont de 1,3588 ; 1,34423 ; 1,4459 ; et 1,4224 pour l'acétone, l'acétonitrile, le chloroforme, et le dioxane respectivement. Une autre étude de J. Rheimst et *al.* [72] nous donne une valeur de 1,3540 comme l'indice de l'acétone à 20°C et à 830 nm dans laquelle ils utilisaient un réfractomètre d'Abbe pour l'appareil de mesure. Le résultat pour l'acétone est aussi compatible avec la valeur publiée dans le travail de Chang-Bong Kim [73].

En 2003, A. Samoc [74] a publié une recherche dans laquelle nous pouvons extrapoler l'indice de chloroforme à 20°C est de 1,43372 pour la longueur d'onde de 1535 nm grâce à la formule de Cauchy. En comparant avec cette valeur, notre mesure est nettement plus élevée, ce qui est contraire à l'évolution d'indices pour une longueur d'onde croissante. Toutefois, c'est difficile à tirer une bonne comparaison car le solvant dans notre cas est à 25°C approximativement. En plus, il faut tenir compte du phénomène de dégradation du chloroforme en présence de l'oxygène et de la lumière, ce qui produit des impuretés dans le chloroforme, donc un changement de la valeur de l'indice de réfraction.

2.3 Conclusions

Nous avons mis en œuvre un dispositif assez simple pour modifier la fréquence de l'oscillateur. La relation linéaire entre la fréquence et la longueur de la section est un avantage majeur de cette méthode. Néanmoins, l'ouverture du système le rend particulièrement sensible aux vibrations mécaniques s'exerçant sur le support des collimateurs. Une meilleure performance sur l'isolation de vibration mécanique, surtout pour les très basses fréquences (moins de 10 Hz), est nécessaire pour une bonne stabilité de fréquence.

Le phénomène de saut de mode, le bon positionnement de la cuve dans la section ouverte, la stabilité de la fréquence vis-à-vis à la variation de la température, le maintien de la bonne température du liquide figurent parmi les difficultés rencontrées dans la mesure d'indices de réfraction. Dans ce travail, nous avons présenté une

expérience de faisabilité, mais la précision de mesure reste à améliorer car l'incertitude sur l'indice de réfraction mesuré peut être réduite à 10^{-3} comme le suggèrent les formules (2.18) et (2.22).

Dans ce travail, nous avons utilisé un analyseur de spectre électrique pour mesurer la fréquence d'oscillation. Nous pouvons l'obtenir en utilisant la technique de battement entre celle-ci avec un oscillateur de référence. Cette solution sera moins coûteuse et faciliterait la mise en œuvre de ce type d'application. Un autre avantage de la structure est de pouvoir placer l'essentiel de l'oscillateur dans un endroit sécurisé et d'amener grâce à la fibre le signal dans la zone où l'on doit effectuer la mesure.

Avec un laser accordable, cette méthode est capable de nous donner l'indice de réfraction d'un liquide pour différentes longueurs d'onde. Pour le faire, le système devrait être normalisé pour tenir compte de l'effet de la dispersion chromatique de la fibre optique sur la fréquence d'oscillation.

Chapitre 3

Accordabilité en fréquence par un déphaseur à amplificateur optique à semi-conducteur (SOA)

Le calcul conduit au Chapitre 2 (paragraphe 2.1.2) concernant l'utilisation d'un modulateur de phase a montré que celui-ci n'est pas efficace pour régler la fréquence de l'OEO. Cela reste vrai ici où nous nous intéressons à la possibilité de commander la fréquence par une tension. Il faut donc trouver une autre technique.

Dans ce chapitre, nous introduisons donc une nouvelle méthode pour obtenir un OEO accordable. Le composant essentiel du système est un déphaseur électrique contrôlé par technique photonique, grâce auquel nous pouvons faire changer le déphasage statique de la boucle d'oscillateur, d'où la fréquence d'oscillation.

En utilisant un amplificateur optique à semi-conducteur comme un élément de contrôle de la phase statique de l'oscillateur, nous arrivons à vérifier les calculs théoriques expérimentalement. De plus, nous avons ici, pour la première fois, une façon directe de faire moduler la fréquence de l'oscillateur via la même structure du système.

3.1 Description du système et principes de base.

La méthode se fonde sur le fait que l'on peut accorder la fréquence du mode oscillant en changeant la phase statique $\Phi(\omega_k)$, intervenant dans la relation (1.36). Pour le faire, nous introduisons dans la boucle de l'oscillateur un déphaseur électrique contrôlé par technique photonique qui a été présenté dans le travail de F. Coppinger et *al.* [75]. En intégrant ce dispositif dans la structure de base d'un OEO, nous pouvons faire varier la fréquence de l'oscillateur.

3.1.1 Déphaseur électrique contrôlé par la technique photonique

Commençons en première étape par rappeler quelques propriétés d'une somme de 2 signaux de même fréquence ν qui possèdent un déphasage φ comme l'illustre la Figure 3.1, dans laquelle $u_1(t)$ et $u_2(t)$ ont pour l'expression

$$u_1(t) = A_1 \cdot \cos(2\pi\nu t + \varphi), \quad (3.1)$$

et
$$u_2(t) = A_2 \cdot \cos(2\pi\nu t). \quad (3.2)$$

Le signal résultant prend donc la forme

$$u(t) = A_s \cdot \cos(2\pi\nu t + \Phi), \quad (3.3)$$

où
$$A_s = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi)}, \quad (3.4)$$

et
$$\Phi = \arctan\left(\frac{A_1 \sin(\varphi)}{A_2 + A_1 \cos(\varphi)}\right) = \arctan\left(\frac{\frac{A_1}{A_2} \sin(\varphi)}{1 + \frac{A_1}{A_2} \cos(\varphi)}\right). \quad (3.5)$$

Ces résultats s'obtiennent en utilisant des règles fondamentales de la trigonométrie ou par un calcul géométrique grâce à la représentation vectorielle, sous la forme des vecteurs de Fresnel. La formule (3.5) nous donne une propriété importante sur la phase du vecteur somme qui est en relation avec le rapport A_1/A_2 de deux amplitudes composantes et le déphasage φ . Considérons le cas où la valeur de φ est fixée, une variation de A_1/A_2 induira un changement de la phase Φ . En d'autres termes, si l'on

peut faire changer A_1 tout en fixant les valeurs de A_2 et φ , cette méthode nous donne une possibilité de faire changer la phase du vecteur résultant. En le faisant, l'amplitude de ce dernier varie également comme le montre la formule (3.4).

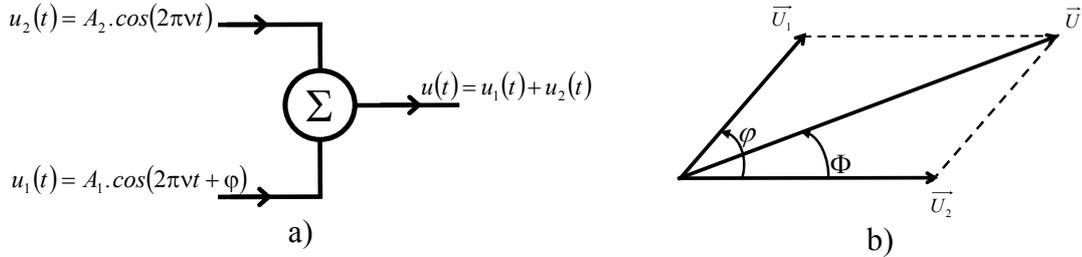


Figure 3.1 – Sommation de 2 signaux de même fréquence (a), Représentation vectorielle (b).

Appliquons ce résultat pour le montage de la Figure 3.2. Le faisceau optique est divisé en 2 parties grâce à un coupleur. Les deux signaux optiques sont ensuite convertis en électrique par 2 photodétecteurs (PD1 et PD2). La différence de temps de propagation entre les 2 voies est regroupée et représentée par un tronçon de fibre optique de faible longueur l correspondant à un temps de retard τ . Un amplificateur de gain variable G représente ici un système permettant de faire changer l'amplitude A_1 , donc A_1/A_2 . Un répartiteur de puissance (power splitter) RF est utilisé pour combiner les signaux $u_1(t)$ et $u_2(t)$ des deux voies.

Supposons maintenant que le signal optique est modulé en intensité par un signal modulant sinusoïdal qui finalement prend la forme

$$P(t) = P_0 \cdot [1 + a \cdot \cos(2\pi\nu t)], \quad (3.6)$$

où P_0 est l'intensité moyenne du faisceau optique,
 a représente l'indice de modulation ($a < 1$), et
 ν est la fréquence du signal modulant.

Les deux signaux électriques avant le répartiteur de puissance RF s'écrivent donc

$$u_1(t) = G \cdot U_{01} \cdot \cos(2\pi\nu t + \varphi), \quad (3.7)$$

$$u_2(t) = U_{02} \cdot \cos(2\pi\nu t), \quad (3.8)$$

avec $\varphi = 2\pi\nu\tau$, (3.9)

U_{01} , U_{02} sont les amplitudes des deux signaux juste après les photodétecteurs.

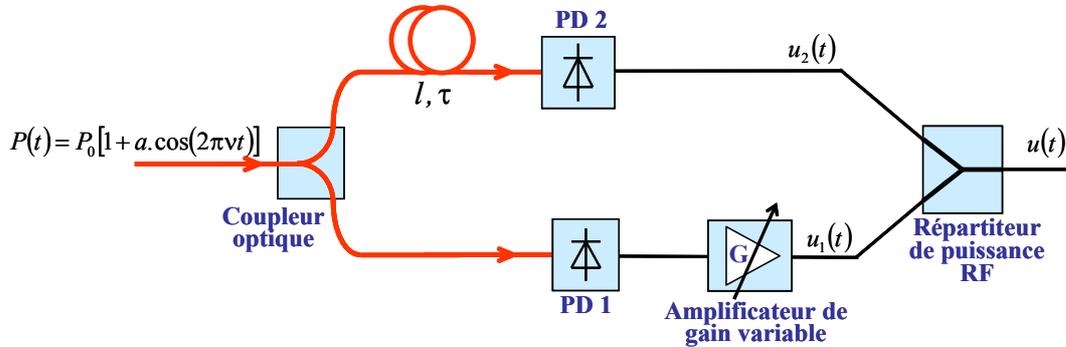


Figure 3.2 – Principe d'un déphaseur électrique contrôlé par technique photonique.

La phase du signal résultant a donc pour l'expression

$$\Phi = \arctan \left(\frac{G \frac{U_{01}}{U_{02}} \sin(\varphi)}{1 + G \frac{U_{01}}{U_{02}} \cos(\varphi)} \right). \quad (3.10)$$

En modifiant le gain G , nous pouvons obtenir le déphasage Φ qui peut varier entre $[0; \varphi)$ quand $G \in [0; +\infty)$. En principe, la relation ci-dessus est fortement non-linéaire en fonction du rapport U_{01}/U_{02} . Toutefois, la linéarisation peut se réaliser pour un cas très particulier dans lequel les deux vecteurs \vec{U}_1 et \vec{U}_2 sont orthogonaux, $\varphi = \pi/2$, et pour les petites valeurs de $G \frac{U_{01}}{U_{02}}$. La relation (3.10) devient donc

$$\Phi = \arctan \left(G \frac{U_{01}}{U_{02}} \right) \approx G \frac{U_{01}}{U_{02}}. \quad (3.11)$$

Dans la pratique, quand $GU_{01}/U_{02} < 1/2$, cette approximation est acceptable.

Notons ici que l'amplitude du signal résultant augmente quand le gain G augmente. Particulièrement, d'après (3.4), cette amplitude est approximativement égale à U_{02} quand $U_{01} \approx -2U_{02} \cdot \cos(\varphi)$. Il y a ainsi un compromis entre la linéarité de variation de la phase Φ et la constance de l'amplitude du signal résultant quand on fait changer l'amplitude GU_{01} .

3.1.2 Principe d'un OEO accordable grâce au déphaseur électrique

Reprenons ici la formule (1.36) qui détermine la fréquence d'oscillation

$$\omega_k \tau' + \Phi(\omega_k) + \Phi_0 = 2k\pi. \quad (3.12)$$

Dans le cas où la phase $\Phi(\omega_k)$ acquiert une petite variation $\Delta\Phi(\omega_k)$, la fréquence doit subir un changement correspondant $\Delta\omega_k$ pour satisfaire la condition de Barkhausen relative à la phase, telle que

$$\Delta\omega_k \tau' + \Delta\Phi(\omega_k) = 0,$$

donc
$$\Delta\omega_k = -\frac{\Delta\Phi(\omega_k)}{\tau'}, \quad (3.13)$$

ou
$$\Delta\nu_k = -\frac{1}{2\pi\tau'} \Delta\Phi(\nu_k) \cong -\frac{FSR_{osc}}{2\pi} \Delta\Phi(\nu_k). \quad (3.14)$$

En bref, une variation de l'amplitude sur une branche du déphaseur, ici par le moyen du gain G de l'ampli inséré dans la voie 1 par exemple, entraînera une variation de la fréquence de l'oscillateur comme l'indique la formule (3.14). En pratique, pour éviter toute variation supplémentaire de la contribution sur la phase par les composants électroniques micro-ondes (l'ampli RF, par exemple), ce sont des composants photoniques qui sont utilisés pour faire varier le gain G .

3.2 Accordabilité en fréquence grâce à un déphaseur à SOA.

3.2.1 Calculs analytiques.

Combinons maintenant la structure du déphaseur électrique, illustrée par la Figure 3.2, et celle de l'OEO dans la Figure 1.10 pour former une configuration complète d'un OEO accordable comme le montre la Figure 3.3a. On y trouve un amplificateur optique à semi-conducteur (SOA) dans la branche 1, qui joue le rôle de l'ampli à gain variable, dont le gain est réglable par l'intermédiaire du courant de commande I_{SOA} . Ce choix est porté sur un SOA à cause de la facilité de commande par un signal électrique. Ce SOA a été obtenu dans le cadre de la coopération avec le

VAST, Hanoi : la puce achetée à l'Institut Heinrich-Hertz de Berlin est montée, couplée avec des fibres optiques et mise en boîte (packaging) au laboratoire SEMLAS de l'Institut des Sciences des Matériaux (IMS).

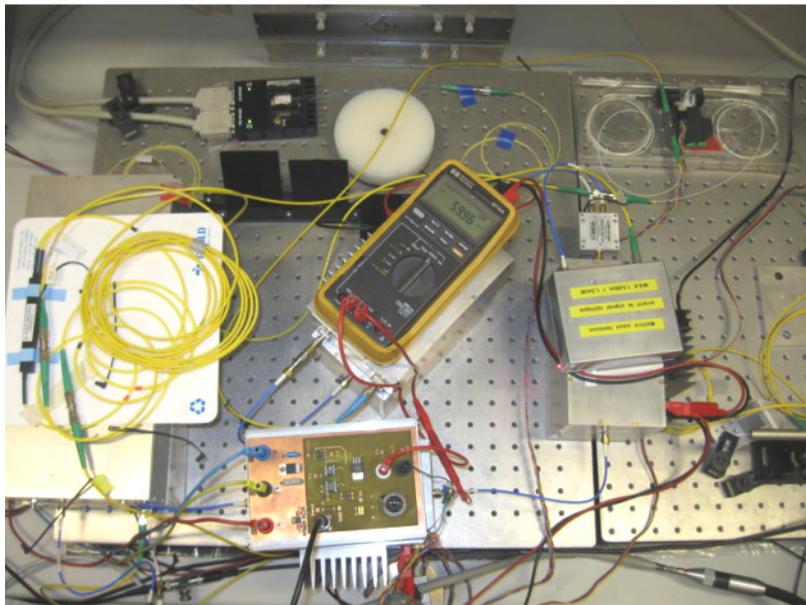
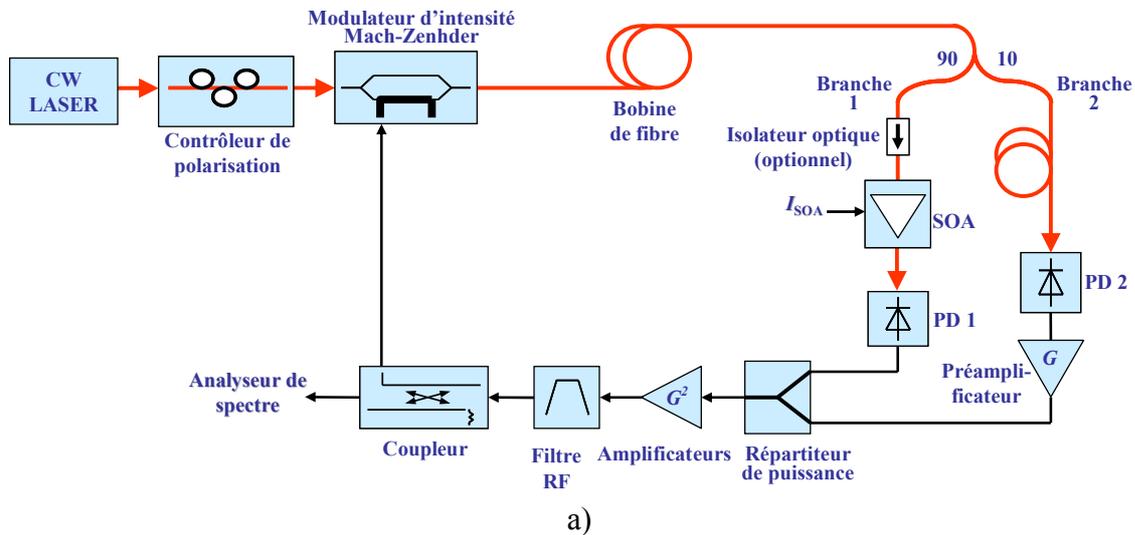


Figure 3.3 – Schéma de l'OEO accordable à SOA (a), Montage expérimental (b).

La longueur physique du déphaseur doit être très petite par rapport à la bobine de fibre optique de sorte que ce premier ne perturbe pas beaucoup les caractéristiques spectrales de l'oscillateur, comme sur l'écart de mode naturel de l'oscillateur par exemple.

Dans l'expérience ci-dessous, un tronçon de 5 m de fibre optique a été ajouté dans la branche 2 pour « équilibrer » les longueurs de 2 branches du déphaseur. L'intérêt de ce fait se manifeste via la relation (3.9). Supposons que la valeur de la phase φ_1 est déterminée et considérée comme la référence correspondant à la fréquence initiale ν_1 . Quand la fréquence acquiert une variation à la valeur ν_2 , la phase φ_1 subit un changement tel que

$$\Delta\varphi_1 = 2\pi\tau(\nu_2 - \nu_1). \quad (3.15)$$

Cette expression nous montre que plus la différence de retard τ est faible, plus l'erreur commise sur la phase statique φ_1 pour une même variation de la fréquence sera moins importante. En d'autres termes, nous pouvons utiliser la même valeur de φ_1 pour la fréquence ν_2 avec une erreur négligeable.

L'expression théorique qui nous donne la valeur de la variation fréquentielle est obtenue grâce à (3.10) et (3.14), et prend donc la forme

$$\Delta\nu_k = -\frac{FSR_{osc}}{2\pi} \Delta \left\{ \arctan \left(\frac{G \frac{U_{01}}{U_{02}} \sin(\varphi)}{1 + G \frac{U_{01}}{U_{02}} \cos(\varphi)} \right) \right\}. \quad (3.16)$$

Nous utilisons le courant I_{SOA} traversant l'ampli optique pour contrôler son gain G . Choisissons la condition initiale de rapport d'amplitudes $\left. \frac{U_1}{U_2} \right|_{ini} = 0$, la formule précédente s'écrit finalement comme

$$\Delta\nu_k = -\frac{FSR_{osc}}{2\pi} \arctan \left(\frac{\frac{U_1(I_{SOA})}{U_2} \sin(\varphi)}{1 + \frac{U_1(I_{SOA})}{U_2} \cos(\varphi)} \right), \quad (3.17)$$

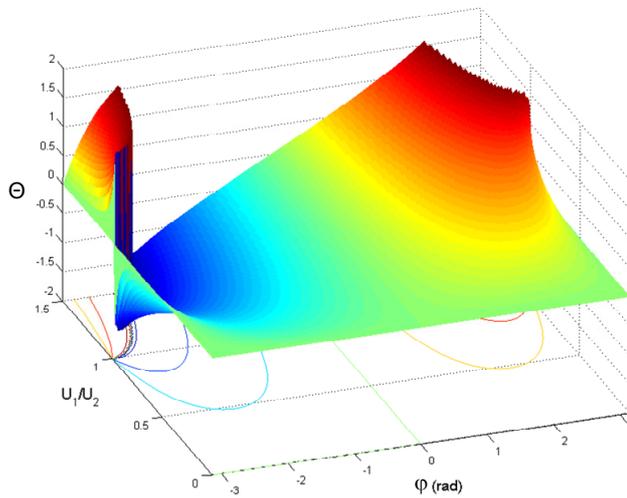
où $U_1/U_2 \equiv G.U_{01}/U_{02}$.

Il est important de noter que, pour la même valeur de FSR_{osc} et φ , cette variation reste identique quelque soit la gamme de fréquence initiale.

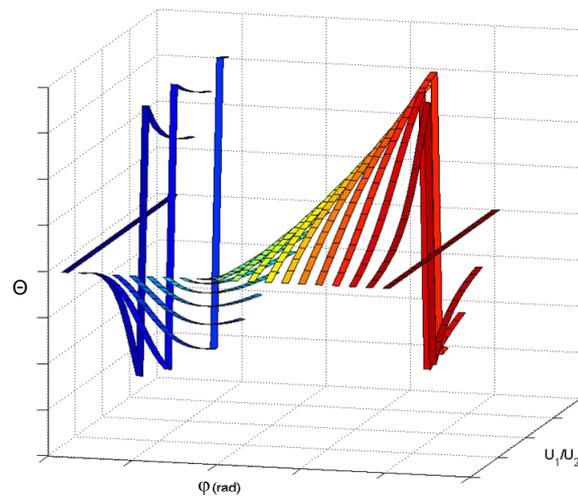
La Figure 3.4 nous donne l'allure de la fonction

$$\Theta\left(\frac{U_1}{U_2}, \varphi\right) \equiv \arctan\left(\frac{\frac{U_1(I_{SOA})}{U_2} \sin(\varphi)}{1 + \frac{U_1(I_{SOA})}{U_2} \cos(\varphi)}\right).$$

On y voit que plus le déphasage φ est grand, plus la variation de la fréquence est importante. Toutefois, la linéarisation de cette formule ne se fait qu'avec une petite valeur de φ .



a)



b)

Figure 3.4 – Calcul numérique de la fonction G vu de différents angles (a, b).

3.2.2 Montage expérimental.

Dans cette expérience, les 1500 m de fibre ont été obtenus grâce à 2 bobines de 500 m et 1000 m qui sont toutes maintenues à 17°C. D'ailleurs, l'isolateur optique n'est pas utilisé à cause de l'égalité des longueurs de 2 branches du déphaseur, ce qui néanmoins ne perturbe pas le fonctionnement de la diode laser et donc de l'oscillateur. Un écart modal est noté pour 134,7 kHz. Comme le filtre passe-bande à 8 GHz est inséré dans la boucle, la fréquence d'oscillation se trouve aux alentours de 8,004 GHz. Ici, 3 amplificateurs électriques ont été utilisés comme le présente la Figure 3.3. On a donc besoin d'un faisceau de laser d'une intensité modérée du laser (3,1 mW) pour assurer une oscillation initiale avec la branche 2 seule.

Afin de vérifier la validité de la relation (3.17), nous devons connaître expérimentalement le déphasage φ entre deux branches du déphaseur à 8,004 GHz et la variation de U_1/U_2 en fonction du courant I_{SOA} . Nous avons réalisé un montage de mesure dont la configuration est montrée par la Figure 3.5.

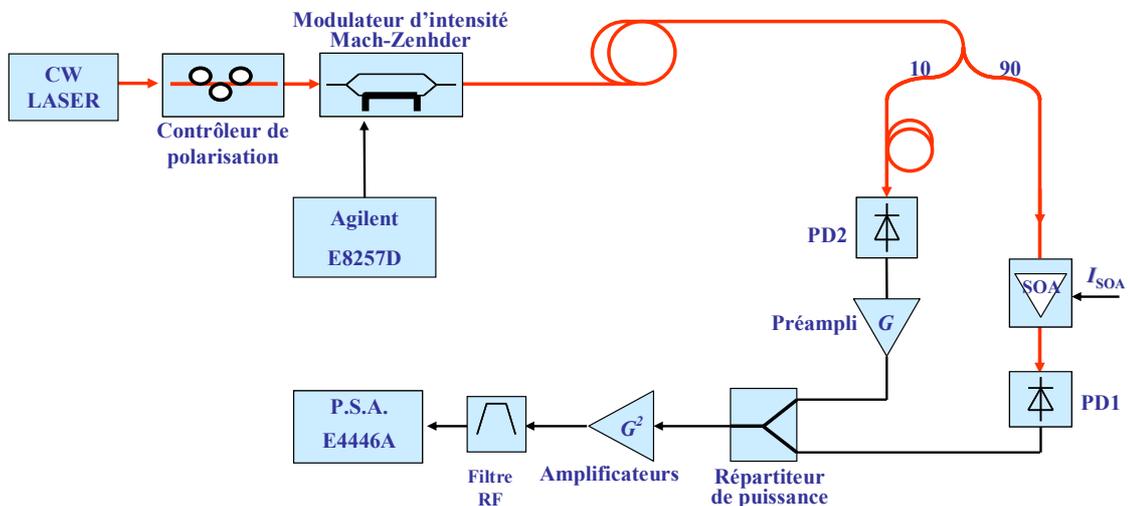


Figure 3.5 – Schéma de mesure φ et U_1/U_2 en fonction de I_{SOA} .

Le générateur de signaux E8257D délivre un signal sinusoïdal à 8,004 GHz et à 0 dBm. Tous les composants de la boucle restent identiques à ceux utilisés dans les expériences de ce chapitre. Le signal optique est d'abord permis sur la branche 2 seule, ensuite sur la branche 1 seule, et finalement sur les deux à la fois. La première étape

nous donne la valeur de U_2 qui est constante durant l'expérience. La deuxième nous permet à déterminer la relation U_1/U_2 en fonction du courant traversant le SOA. Et la troisième, plus importante encore, sert à déduire la valeur expérimentale de $\cos(\varphi)$ en utilisant la relation (3.4).

Nous pouvons donc obtenir la valeur de $\cos(\varphi) = 0,17 \pm 0,03$. Nous rencontrons dans cette étape une incertitude assez importante sur cette valeur. Celle-ci pourrait provenir de la partie électronique du déphaseur et notamment du comportement non-idéal du répartiteur de puissance utilisé comme un combineur dans ce cas. L'allure de U_1/U_2 en fonction du courant I_{SOA} est présentée par la Figure 3.6.

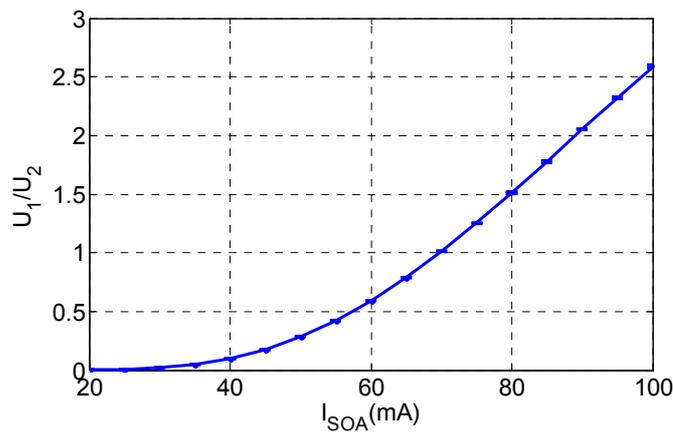


Figure 3.6 – Courbe expérimentale de U_1/U_2 en fonction du courant I_{SOA} .

Remarquons ici que le comportement non linéaire de U_1/U_2 vis-à-vis du courant de commande I_{SOA} est dû à la non-linéarité du SOA lui-même car la puissance du signal électrique reste encore dans la plage linéaire des composants microondes (détecteurs, répartiteur de puissance, amplis,...).

Avec toutes les mesures ainsi décrites, nous sommes maintenant capables de vérifier la cohérence entre des calculs théoriques avec l'expérience. La Figure 3.7 présente les mesures expérimentales (points bleues avec les barres d'erreur). La courbe rouge est obtenue grâce à la formule (3.17) dans laquelle on a utilisé $FSR_{osc} = 134,7$ kHz, $\cos(\varphi) = 0,145$, donc $\sin(\varphi) \cong 0,99$, et l'évolution de $U_1(I_{SOA})/U_2$ obtenue ci-dessus.

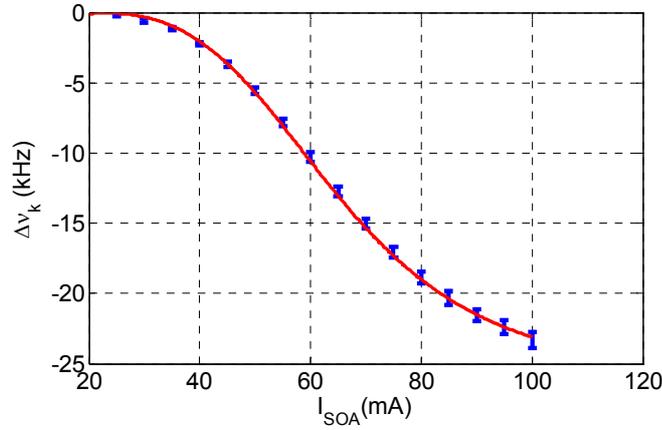


Figure 3.7 – Variations de Δv_k en fonction de I_{SOA} : Points expérimentaux en bleu, et la courbe rouge est obtenue par l’approche théorique.

On y voit qu’à l’exception des extrémités de la courbe rouge où se trouve un certain écart, la prédiction s’accorde parfaitement avec l’expérience. D’après l’expression (3.17), nous pouvons augmenter la gamme de variation fréquentielle en utilisant une fibre optique plus courte, donc l’écart modal FSR_{osc} plus important. Toutefois, cette solution entraînera une dégradation de la qualité spectrale et/ou la stabilité de la fréquence d’oscillation comme le prouve le Chapitre 1.

3.3 Modulation de fréquence.

Dans ce paragraphe, en utilisant la configuration de l’OEO accordable introduite ci-dessus, nous présentons une méthode simple et directe pour obtenir une modulation de fréquence. Supposons que le signal modulant est un sinusoïdal de fréquence ν_m et d’amplitude A_m , qui peut s’écrire sous la forme

$$u_m(t) = A_m \cdot \cos(2\pi\nu_m t). \quad (3.18)$$

A partir d’une porteuse $c(t) = A_c \cdot \cos(2\pi\nu_c t)$ où A_c est son amplitude et ν_c est la fréquence de la porteuse, la fréquence instantanée du signal modulé a donc pour l’expression

$$v(t) = v_c + k_f \cdot A_m \cdot \cos(2\pi v_m t). \quad (3.19)$$

avec k_f une constante dépendant des caractéristiques du processus de la modulation.

Nous pouvons alors exprimer le signal modulé, $u(t)$, comme

$$\begin{aligned} u(t) &= A_c \cdot \cos \left[2\pi v_c t + 2\pi \int_{-\infty}^t k_f \cdot A_m \cdot \cos(2\pi v_m \tau) d\tau \right] \\ &= A_c \cdot \cos \left[2\pi v_c t + \frac{k_f \cdot A_m}{v_m} \cdot \sin(2\pi v_m t) \right] \end{aligned} \quad (3.20)$$

Posons $\beta_f \equiv \frac{k_f \cdot A_m}{v_m}$ comme l'indice de modulation, l'expression ci-dessus devient

$$u(t) = A_c \cdot \cos[2\pi v_c t + \beta_f \cdot \sin(2\pi v_m t)]. \quad (3.21)$$

Dans le domaine fréquentiel, ce signal possède un spectre constituant un pic situé à la fréquence porteuse, et une série de raies également espacées d'une somme égale à la fréquence modulante et répartie symétriquement par rapport à la fréquence porteuse. L'expression mathématique de ce spectre est donnée par :

$$U(v) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[\frac{A_c J_n(\beta_f)}{2} \delta[v - (v_c + n v_m)] + \frac{A_c J_n(\beta_f)}{2} \delta[v + (v_c + n v_m)] \right], \quad (3.22)$$

où $J_n(\beta_f)$ sont les fonctions de Bessel de première espèce et d'ordre n dont les présentations graphiques sont données par la Figure 3.8.

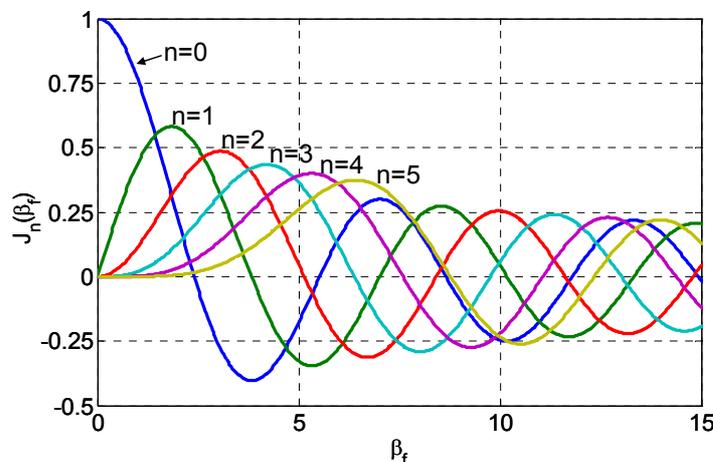


Figure 3.8 – Fonctions de Bessel de première espèce pour $n = 0, 1, 2, 3, 4,$ et 5 .

Le circuit de la source de courant comme l'illustre la Figure 3.9, qui alimente le SOA, accepte une tension modulant $u_m(t)$ pour finalement délivrer un courant de sortie tel que

$$i_{SOA}(t) = I_p - \frac{u_m(t)}{R}, \quad (3.23)$$

où I_p est le courant de polarisation, correspondant à la tension de polarisation V_p ,

R est la résistance d'émetteur du transistor. Ici, $R = 100 / 3 = 33 \Omega$.

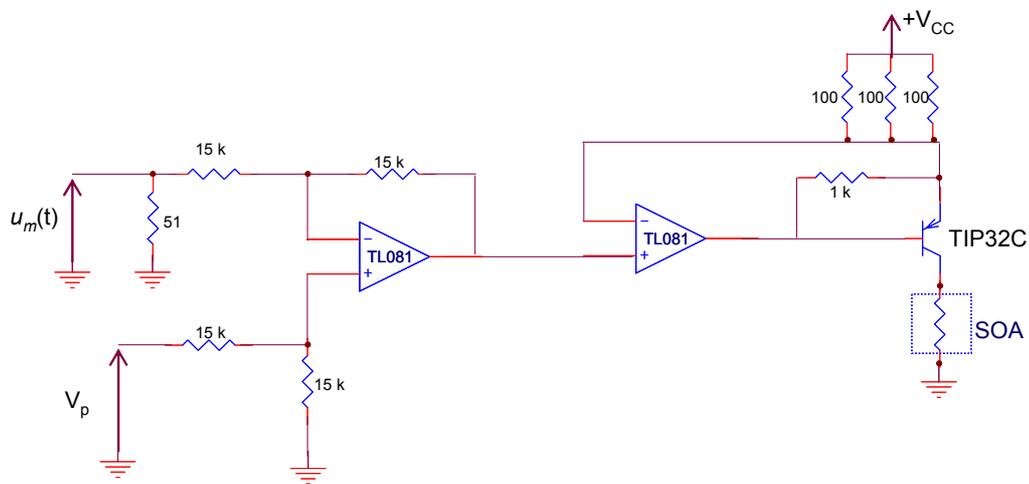


Figure 3.9 – Schéma électrique de la source de courant.

Nous reprenons ici la Figure 3.7 pour faire apparaître la zone de linéarité : La courbe bleue dans la Figure 3.10a possède une plage aux alentours de 60 mA où la variation de la fréquence d'oscillation présente un comportement linéaire en fonction du courant comme l'indique la Figure 3.10b. La droite rouge est obtenue par la linéarisation de la bleue autour de 60 mA et qui a pour l'expression

$$\Delta v_{lin} \cong -0,48.I_{SOA} + 18,31, \quad (3.24)$$

qui s'exprime en kHz.

Nous voyons que cette approximation peut conserver sa validité quand le courant I_{SOA} se situe dans l'intervalle [50 mA ; 70 mA]. Comme nous avons fixé le courant de polarisation à 60 mA, donc $I_0 = 60$ mA, la relation (3.23) nous donne une estimation sur l'amplitude maximale du signal modulant à laquelle le modèle d'approximation reste

encore utilisable :

$$A_{max} = (70 - 60).33 = 330 \text{ mV}. \quad (3.25)$$

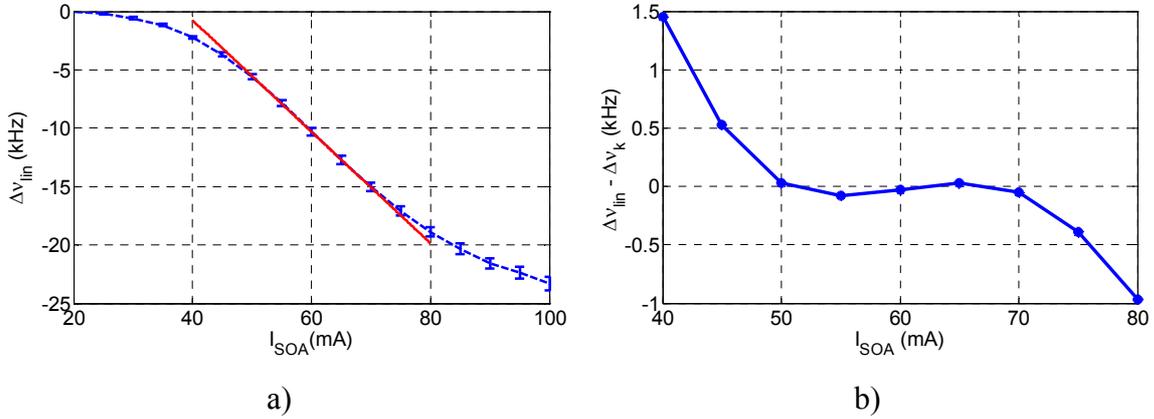


Figure 3.10 – Linéarisation de $\Delta v_k(I_{SOA})$ aux alentours de 60 mA (droite rouge) (a), Ecart entre la linéarisation et les valeurs expérimentales (b).

Pour établir les caractéristiques théoriques de la modulation, nous introduisons ici une approche qui s'appuie sur la partie la plus linéaire de Δv_k en fonction de I_{SOA} . En utilisant la relation (3.23) de la source de courant, on déterminera la valeur de l'indice de modulation β_f , donc le spectre du signal modulé.

En choisissant la fréquence « naturelle » de l'oscillateur ν_0 , correspondant à $I_{SOA} = 0 \text{ mA}$, comme la valeur initiale, et le signal modulant sous la forme de (3.18). A partir de (3.23), et (3.24), nous arrivons à l'expression de la fréquence instantanée qui s'écrit

$$\begin{aligned} \nu(i_{SOA}, t) &= \nu_0 + \Delta v_{lin}(i_{SOA}, t) \\ &= \nu_0 - 0,48 \left(I_p - \frac{A_m \cdot \cos(2\pi \nu_m t)}{R} \right) + 18,31 \\ &= \nu_0 - 0,48 I_p + 18,31 + 0,48 \cdot \frac{A_m}{R} \cdot \cos(2\pi \nu_m t) \\ &= (\nu_0 - 0,48 I_p + 18,31) + 0,48 \cdot \frac{A_m}{33} \cdot \cos(2\pi \nu_m t), \end{aligned}$$

d'où
$$\nu(t) = \nu_c + 0,48 \cdot \frac{A_m}{33} \cdot \cos(2\pi \nu_m t), \quad (3.26)$$

où $\nu_c \equiv \nu_0 - 10,49$ est la fréquence de l'oscillateur quand $I_p = 60$ mA.

En comparant (3.26) avec (3.19), nous obtenons enfin l'indice de modulation :

$$\beta_f = \frac{0,48.A_m}{33.\nu_m},$$

où ν_m s'exprime en kHz et A_m en mV.

La vérification du calcul a été réalisée en appliquant un signal sinusoïdal à $\nu_m = 1$ kHz avec différents niveaux d'amplitude. Les valeurs de β_f pour chaque cas sont résumées dans le tableau ci-dessous.

Amplitude (mV)	Indice de modulation
50	0,73
100	1,455
162	2,36
260	3,78
360	5,24

Tableau 3.1 – Indices de modulation calculés pour différentes amplitudes du signal modulant.

Pour retrouver la répartition de puissance du raie principal et de ses harmoniques, à partir de la formule (3.22), on ne s'intéresse qu'à la valeur de $J_n(\beta_f)$, qui est à l'origine de la différence de puissances des raies. Avec chaque indice de modulation calculé, nous pouvons déterminer l'amplitude de toutes les composantes du spectre, et ensuite les mettre en l'échelle logarithmique. Les résultats sont finalement dressés dans la colonne à droite de la Figure 3.11 pour mieux comparer avec l'expérience

Remarquons que les spectres théoriques prennent la même forme que ceux expérimentaux pour une amplitude jusqu'à 260 mV. Au-delà, il y a un écart notable par rapport à l'expérience. Le cas de 360 mV d'amplitude en est un exemple. Une étude plus approfondie, pour ce cas, nous donne une valeur de l'indice de modulation $\beta = 5,45$ dont le spectre est de même allure que l'expérience. Cette limitation peut s'expliquer par la non linéarité de $\Delta\nu$ versus le courant du SOA pour des valeurs éloignées de 60 mA.

Chapitre 3 Accordabilité en fréquence par un déphaseur à SOA

Amp. (mV)	Spectre expérimental	Spectre théorique
50		
100		
162		
260		

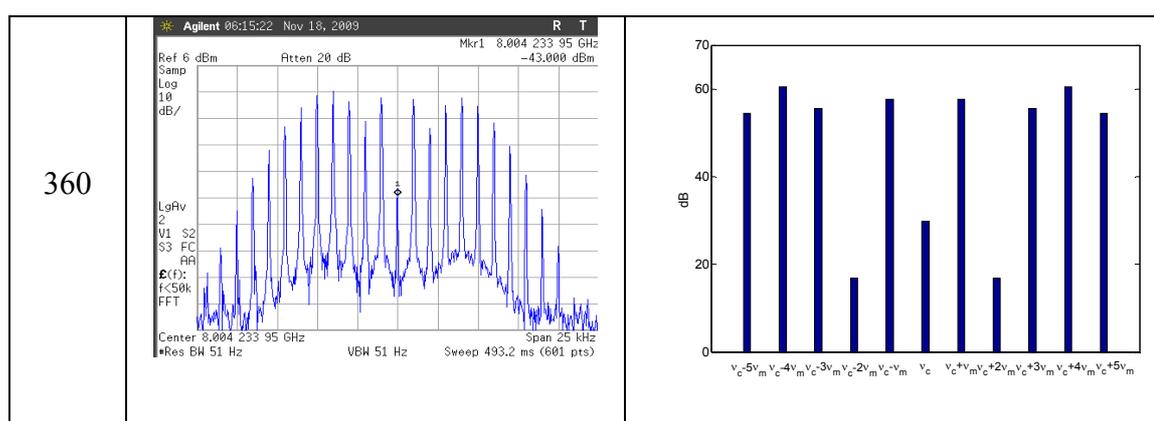


Figure 3.11 – Spectre expérimental et théorique pour différents niveaux d’amplitude du signal modulant.

Une autre remarque sur les spectres de la Figure 3.11 concerne les amplitudes des raies. En particulier, on constate que les atténuations d’une raie à l’autre sont plus faibles dans le cas expérimental que dans le cas théorique. Nous n’avons pas suffisamment de connaissances sur le comportement du bruit de l’ampli optique et de l’oscillateur pour donner une explication adéquate. Une étude supplémentaire sur la simulation optique-microonde de ce type d’oscillateur pourrait nous amener à une réponse éventuelle.

3.4 Conclusion

En insérant un déphaseur électrique contrôlé par technique photonique dans la configuration de base d’un OEO, nous obtenons une nouvelle méthode pour le rendre accordable. Nous obtenons donc un OEO contrôlé en tension (VC-OEO : Voltage Controlled Opto-Electronic Oscillator). L’avantage de cette méthode par rapport à la précédente est qu’il n’y a pas de partie de propagation libre en optique. L’oscillateur est donc moins sensible aux perturbations mécaniques extérieures. Toutefois, le bruit de phase de cette configuration sera plus important que celui de la structure de base de l’OEO pour une même longueur de la fibre optique. Cela est dû au bruit apporté par l’émission spontanée du SOA une fois transformée en signal électrique par le photodétecteur.

Mais ce qui est important c’est que, grâce à cette structure, nous avons une méthode

simple pour réaliser une modulation en fréquence directe sur l'oscillateur dont l'indice de modulation peut s'élever à 5,45. Une application de ce résultat dans la radio sur fibre est fortement envisageable. Dans ces travaux, nous avons réalisé une expérience de principe pour un signal modulant sinusoïdal de 1 kHz à cause de la bande passante limitée de la source de courant. Il est donc nécessaire d'effectuer des investigations plus approfondies sur la qualité spectrale de l'oscillateur en présence du déphaseur à SOA, ou sur la fréquence modulante maximale qu'accepte le système d'oscillateur. Cette dernière devrait dépendre de la fréquence de coupure de la source de courant, et du temps minimum pour que s'établisse une oscillation stable dans la boucle.

Chapitre 4

Accordabilité en fréquence grâce à un interféromètre à fibre optique

Cette méthode se base sur la même configuration que pour le déphaseur électrique contrôlé par technique photonique, décrite dans la partie 3.2. La différence se trouve dans le composant qui va faire varier l'intensité du signal d'une des voies du déphaseur. Dans ce chapitre, nous présentons une nouvelle structure du déphaseur électrique dans laquelle un interféromètre optique est l'élément permettant de fixer une valeur de la phase statique de l'oscillateur.

Une application sur la mesure de l'absorption d'un liquide à 1535 nm a été ainsi proposée et expérimentée pour le dioxane.

La structure ouverte de l'interféromètre peut nous permettre de détecter et mesurer un changement du chemin optique de la branche où se propage dans l'air le faisceau de laser. Nous proposons enfin une autre application sur la détermination de la variation de l'indice de réfraction d'un liquide à 10^{-4} de précision près, qui est le cas pour un changement de la température et/ou de la concentration d'une solution.

4.1 Configuration de l'interféromètre à fibre optique.

Une interférence optique se produit quand il y a une superposition au moins de 2 ondes optiques cohérentes (même polarisation, même fréquence, et un déphasage constant). Un interféromètre Mach-Zehnder en est un exemple mis en œuvre dans un modulateur électro-optique. Dans cette expérience, nous avons choisi un interféromètre Mach-Zehnder à fibre optique [76] comme l'illustre la Figure 4.1. Un avantage majeur de cette configuration est que l'interféromètre n'est pas influencé par des perturbations extérieures sur la polarisation des faisceaux lumineux, et donc permet d'éviter d'avoir à utiliser des techniques complexes pour la contrôler [77-82]

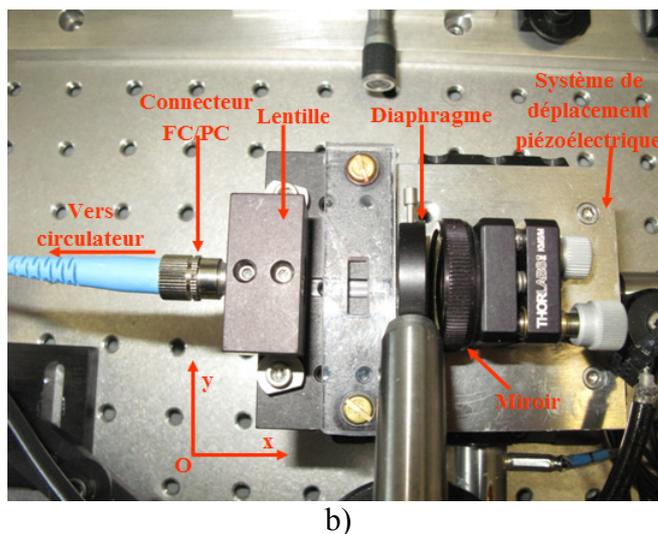
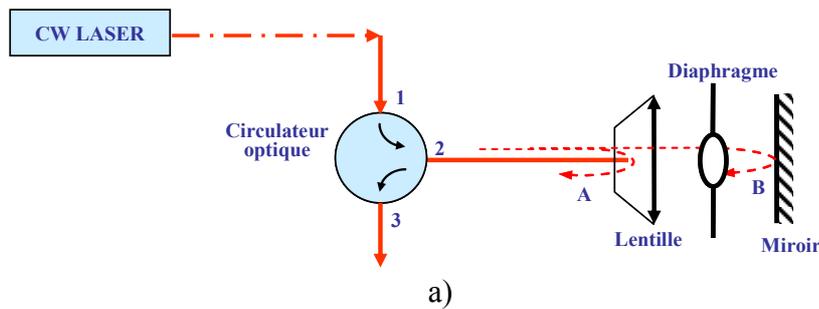


Figure 4.1 – Architecture de l'interféromètre à fibre optique (a) ; Photographie du système (b).

Un faisceau incident, initialement injecté au port 1, est transféré au port 2 du circulateur optique. La lumière qui arrive au bout de fibre optique, à connecteur de type FC-PC, est partiellement réfléchi (environ 4% de puissance) à cause de la discontinuité de l'indice de réfraction à l'interface fibre-air, constituant le faisceau de référence A. Au bout du connecteur FC-PC, positionné au plan focal d'un collimateur, nous avons un faisceau de sortie parallèle B (gaussien, plus exactement), appelé faisceau de mesure, qui est renvoyé vers le collimateur par un miroir, et ensuite couplé dans la fibre. Dans le sens de retour, il y a donc une superposition des 2 ondes optiques cohérentes (A et B) dans la fibre optique formant le signal de l'interféromètre. Le circulateur a pour but de faire sortir celui-ci au port 3. Un diaphragme est inséré afin d'ajuster l'intensité du faisceau B. Comme on le sait, le contraste de la frange d'interférence atteint le maximum si les deux faisceaux ont de même amplitude, donc de même puissance optique.

Considérons 2 ondes lumineuses, monochromatiques de fréquence ν_l . En notation complexe, elles s'écrivent comme

$$\underline{E}_1 = \underline{\Psi}_1 \exp(-i2\pi\nu_l t) \vec{e}_1, \quad (4.1)$$

$$\underline{E}_2 = \underline{\Psi}_2 \exp(-i2\pi\nu_l t) \vec{e}_2, \quad (4.2)$$

où $\underline{\Psi}_1 = A_1 \cdot \exp(i\Phi_1)$, et $\underline{\Psi}_2 = A_2 \cdot \exp(i\Phi_2)$: amplitudes complexes de ces ondes,
 Φ_1, Φ_2 : les phases des vibrations, et
 \vec{e}_1, \vec{e}_2 : ses vecteurs de la polarisation.

Le champ résultant \underline{E} de la superposition de ces deux ondes est la somme de \underline{E}_1 et \underline{E}_2 , à cause de la linéarité des équations de Maxwell auxquelles ils sont satisfaits

$$\underline{E} = \underline{E}_1 + \underline{E}_2 = (\underline{\Psi}_1 \vec{e}_1 + \underline{\Psi}_2 \vec{e}_2) \exp(-i2\pi\nu_l t). \quad (4.3)$$

L'intensité de l'onde résultante vaut donc

$$I = (\underline{\Psi}_1 \vec{e}_1 + \underline{\Psi}_2 \vec{e}_2) (\underline{\Psi}_1^* \vec{e}_1 + \underline{\Psi}_2^* \vec{e}_2) = \underline{\Psi}_1 \underline{\Psi}_1^* + \underline{\Psi}_2 \underline{\Psi}_2^* + \vec{e}_1 \vec{e}_2 (\underline{\Psi}_1 \underline{\Psi}_2^* + \underline{\Psi}_2 \underline{\Psi}_1^*), \quad (4.4)$$

soit, en introduisant $I_1 \equiv \underline{\Psi}_1 \underline{\Psi}_1^*$ et $I_2 \equiv \underline{\Psi}_2 \underline{\Psi}_2^*$ comme l'intensité de chaque onde,

$$I = I_1 + I_2 + 2(\vec{e}_1 \vec{e}_2) \operatorname{Re}\{\underline{\Psi}_1^* \underline{\Psi}_2\} = I_1 + I_2 + 2(\vec{e}_1 \vec{e}_2) (I_1 I_2)^{1/2} \cos \Phi \quad (4.5)$$

avec $\Phi \equiv |\Phi_2 - \Phi_1|$ la différence de phase entre deux ondes.

Quand les champs se superposent parallèlement, ce que nous supposons dorénavant $\vec{e}_1 \vec{e}_2 = 1$, et de même amplitude, donc $I_1 = I_2 \equiv I_0$, l'intensité I a pour l'expression

$$I = 2I_0[1 + \cos \Phi] \quad (4.6)$$

En générale, l'intensité de la frange oscille entre les deux extrêmes I_{\min} et I_{\max} , comme l'illustre la Figure 4.2, avec

$$I_{\max} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2 \text{ et } I_{\min} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2.$$

On caractérise expérimentalement le contraste de la frange d'interférence par le facteur de visibilité

$$\mathcal{V} \equiv \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2},$$

dont la valeur varie entre $[0 ; 1]$.

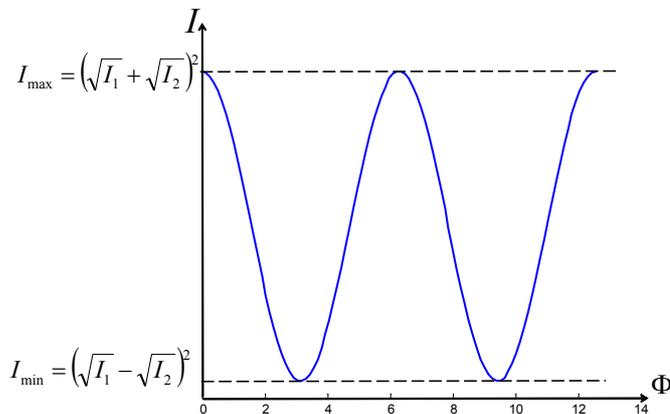


Figure 4.2 – Intensité de la frange d'interférence en fonction du déphasage Φ .

Il est à noter que cette configuration à fibre optique fonctionne pour tout état de polarisation de la lumière entrante. Compte tenu d'un aller-retour du faisceau B, la frange d'interférence changera d'une période quand la distance collimateur-miroir varie d'une demi longueur d'onde.

4.2 Compensation thermique pour l'interféromètre.

Dans ce paragraphe, nous étudions l'influence de la variation de la température ambiante sur la stabilité de la frange d'interférence et proposons ensuite une méthode pour compenser ce phénomène.

Comme l'illustre la Figure 4.1(b), la fibre et le collimateur sont placés sur la partie fixe d'un système de déplacement piézo-électrique (MDT631, Thorlabs) tandis que le miroir est posé sur le plateau mobile. Nous pouvons schématiser le système mécanique comme le montre la Figure 4.3. Considérons le cas où la tension appliquée à l'actionneur de l'axe Ox est constante et la température ambiante varie aléatoirement.

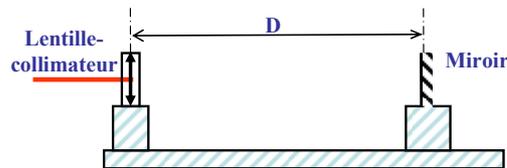


Figure 4.3 – Schéma simplifié du système mécanique de l'interféromètre.

Supposons que le coefficient de dilatation thermique du système est égal à celui de l'aluminium, $\alpha = 23,8 \cdot 10^{-6} / \text{K}$, et la distance collimateur-miroir vaut $D = 10^5 \mu\text{m}$. Une augmentation $\Delta T = 1 \text{ K}$ de la température ambiante entraînera une dilatation de

$$\begin{aligned} \Delta D &= \alpha \cdot D \cdot \Delta T \\ &= 23,8 \cdot 10^{-6} \cdot 10^5 \cdot 1 \\ &= 2,38 \mu\text{m} \end{aligned} \quad (4.7)$$

ce qui vaut 1,5 fois de la longueur d'onde du laser à 1535 nm. En d'autres termes, la frange d'interférence reçoit un changement de plus de 3 périodes pour 1°C de variation de la température. La Figure 4.4 nous donne un exemple de l'évolution de l'intensité de la frange d'interférence au cours du temps, détectée par une photodiode, avec une tension constante de l'actionneur. Le sens de la variation dépend de celui de la température, ce qui augmente dans cette mesure. Pour assurer la stabilité de l'intensité de la frange d'interférence, donc son intensité une fois détectée par une photodiode, il nous faut un moyen pour compenser cette influence.

Une solution est proposée et testée un profitant la capacité de faire changer la distance collimateur-miroir par le système de déplacement piézo-électrique. L'idée de base est d'augmenter ou de diminuer la tension appliquée à l'actionneur de l'axe Ox selon que la température augmente ou baisse pour que la distance miroir-collimateur reste constante. Donc, il en sera de même pour le déphasage entre les faisceaux A et B.

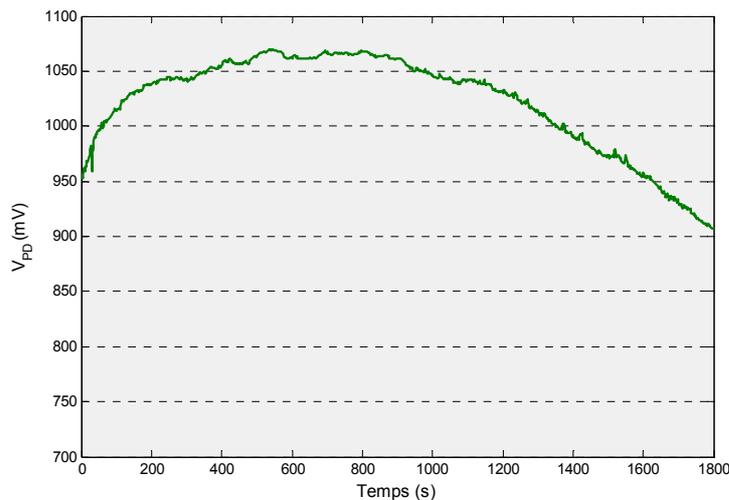
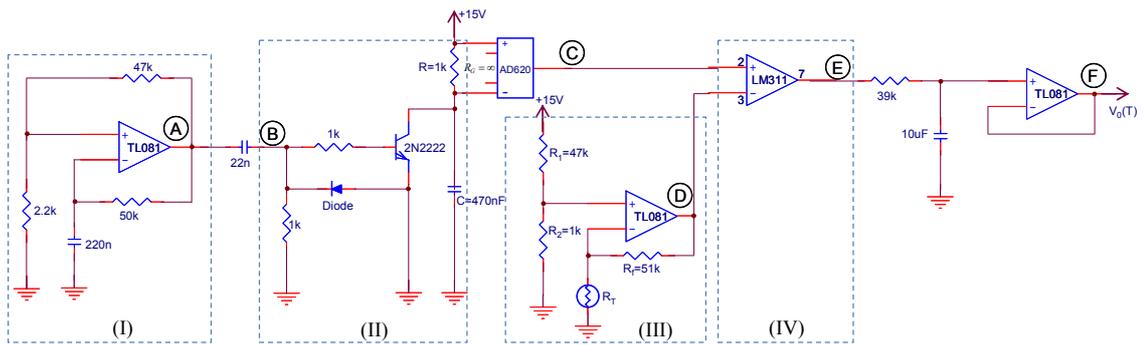


Figure 4.4 – Evolution libre de l'intensité de la frange interférométrique.

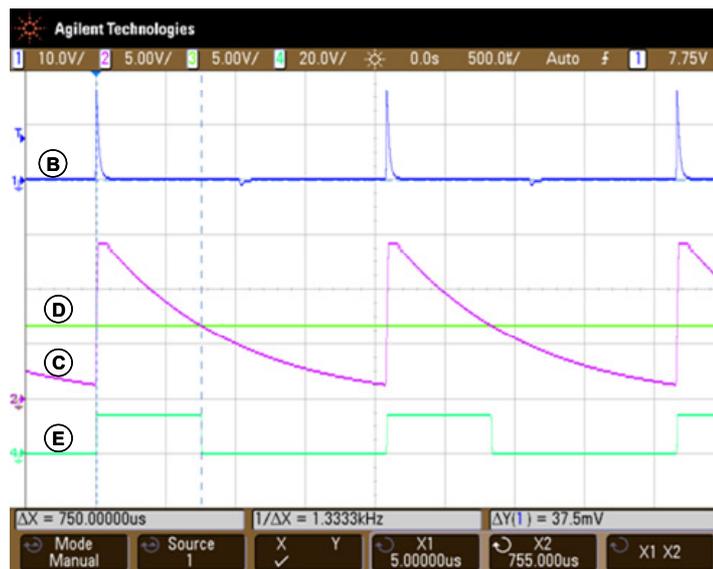
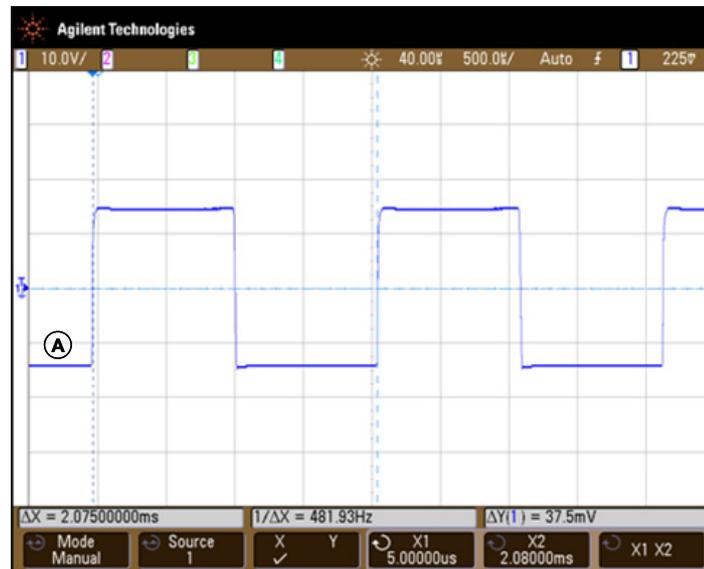
Le schéma électrique du circuit de compensation est donné par la Figure 4.5. La partie (I) est un oscillateur astable qui génère un signal en créneaux (A). Le transistor et les composants de (II) ont pour but de décharger le circuit RC, cadencé par les impulsions (B) d'origine du créneau via une capacité de 22 nF. L'amplificateur d'instrumentation AD620 nous donne l'image du courant (C) dans le circuit RC. La partie (III) est un circuit d'amplificateur dont le gain dépend de la résistance réelle de la thermistance (D). Le circuit intégré LM311 est un comparateur (E) dont le signal de sortie sera filtré pour délivrer une valeur moyenne (F).

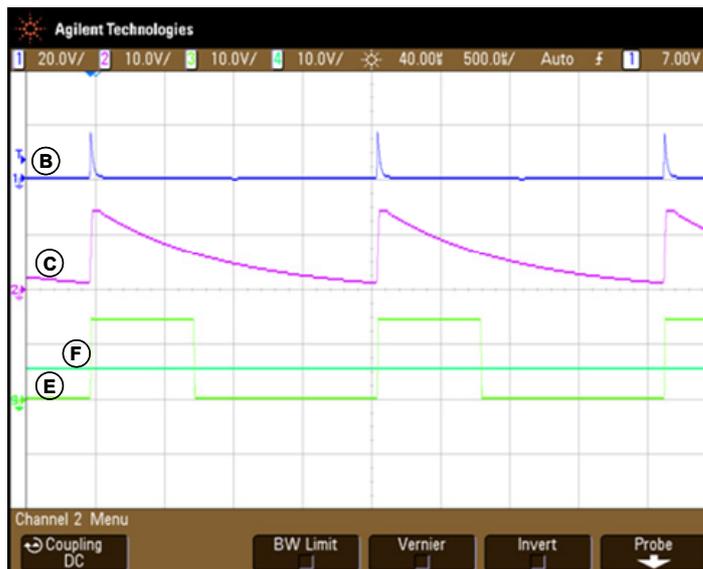
Le principe de fonctionnement de ce circuit s'inspire du travail de ANWAR A. KHAN [83, 84]. En bref, la tension de sortie $V_0(T)$ varie linéairement avec la température de la thermistance, qui sert à mesurer la température du système de déplacement piézo-électrique.

4.2 Compensation thermique pour l'interféromètre.

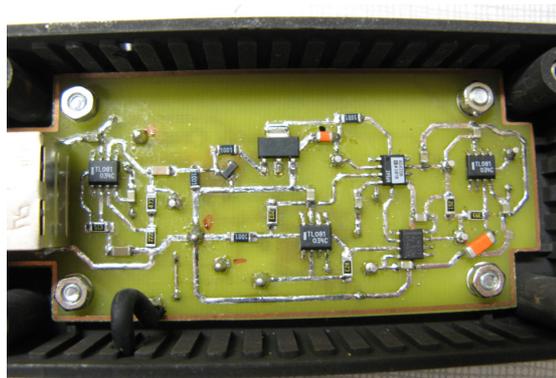


a)





b)



c)

Figure 4.5 – Circuit schématique de la linéarisation de tension-température (a); Signaux mesurés à quelques endroits du circuit (b); Photo de la carte électronique réalisée (c).

Dans notre circuit, nous avons utilisé le LM311 pour le comparateur, qui délivre une tension entre 0 et 15V. L'expression de $V_0(T)$ s'écrit finalement

$$V_0(T) = 15 \cdot f \cdot R \cdot C \ln \left(\frac{mR_f}{R_f + R_T} \right), \quad (4.8)$$

où: $m = (R_1 + R_2)/R_2 = 48$,

$f = 482$ Hz, la fréquence du créneau,

$R = 1$ k Ω ,

$$C = 0,47 \mu\text{F},$$

R_T est la résistance de la thermistance à la température T , qui suit la loi

$$R_T = R_{T_0} \cdot \exp\left\{\beta\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right\}, \quad (4.9)$$

avec $R_{T_0} = 10 \text{ k}\Omega$ à $T_0 = 298 \text{ K}$, et $\beta = 3900$.

$$R_f = R_{T_0} \left(\frac{\beta - 2T_0}{2T_0}\right) = 10 \cdot \left(\frac{3900 - 2 \cdot 298}{2 \cdot 298}\right) \cong 55 \text{ k}\Omega,$$

nous avons ainsi choisi une résistance de $R_f = 51 \text{ k}\Omega$ pour le circuit électrique.

Après avoir été linéarisée, l'expression (4.8) devient

$$V_0(T) = 15fRC \cdot \ln\left(\frac{2mT_0}{\beta}\right) - 15fRC \cdot \left(\frac{\beta - 2T_0}{T_0^2}\right)(T - T_0). \quad (4.10)$$

La pente de cette droite vaut

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial V_0(T)}{\partial T}\right]_{T_0} &= -15fRC \cdot \left(\frac{\beta - 2T_0}{T_0^2}\right) \\ &= -15 \cdot 482 \cdot 10^3 \cdot 0,47 \cdot 10^{-6} \cdot \left(\frac{3900 - 2 \cdot 298}{298^2}\right) \approx -0,126 \text{ V/K} \end{aligned} \quad (4.11)$$

La mesure préliminaire du coefficient piézo-électrique est effectuée en faisant varier la tension appliquée à l'actionneur Ox. Nous avons injecté un faisceau laser d'une puissance constante au port 1 du circulateur et terminé le port 3 par un photodétecteur. Le résultat est noté et tracé par la Figure 4.6.

Posons D la distance collimateur-miroir et $\Phi_1 \equiv 0$ (la phase de l'onde A comme référence). Puisque le faisceau B effectue un parcours aller-retour, sa distance parcourue vaut donc $2D$. Le déphasage Φ prend donc l'expression

$$\Phi = 2\pi \frac{2D}{\lambda} + \Phi_e = 4\pi \frac{D}{\lambda} + \Phi_e, \quad (4.12)$$

où Φ_e est le déphasage éventuellement causé par la réflexion à l'interface de deux milieux différents, et λ est la longueur d'onde du laser.

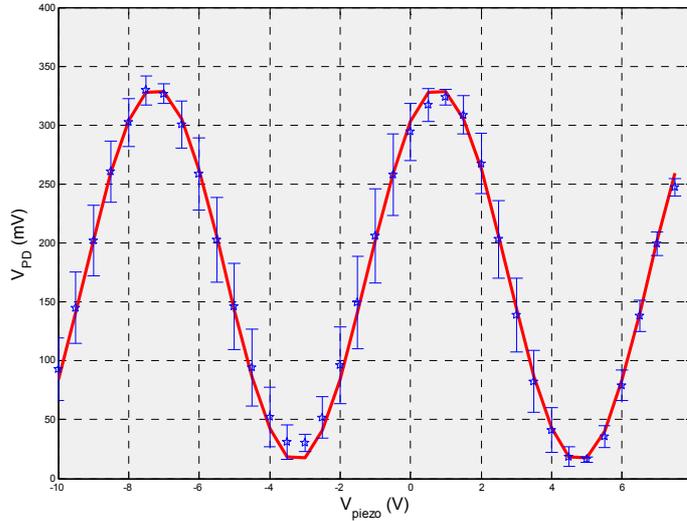


Figure 4.6 – Intensité de la frange d’interféromètre en fonction de la tension appliquée à l’actionneur. La courbe rouge est le «fit» par la formule (3.25)

La courbe rouge dans la Figure 4.6 a pour l’expression

$$V_{PD} = 158 \cdot [1 + \cos(0,785 \cdot V_{piezo} - 0,6)] + 15. \quad (4.13)$$

Nous avons choisi ce type de «fit» parce que notre détecteur possède une petite tension offset continue, tout en réservant l’équilibre des amplitudes de 2 voies de l’interféromètre.

Appelons k le coefficient piézo-électrique de l’actionneur, et D_0 la distance initiale correspondant à $V_{piezo} \equiv 0$. Récrivons la relation (4.12) sous la forme

$$\Phi(V_{piezo}) = 4\pi \frac{D_0 + k \cdot V_{piezo}}{\lambda} = 4\pi \frac{k}{\lambda} V_{piezo} + 4\pi \frac{D_0}{\lambda}. \quad (4.14)$$

A partir de la formule (4.6), nous avons

$$I(V_{piezo}) = 2I_0 \cdot \left[1 + \cos \left(4\pi \frac{k}{\lambda} V_{piezo} + 4\pi \frac{D_0}{\lambda} \right) \right]. \quad (4.15)$$

En fittant (4.15) avec le premier terme de (4.13), nous obtenons

$$4\pi \frac{k}{\lambda} = 0,785. \quad (4.16)$$

D'où :

$$k = \frac{0,785\lambda}{4\pi} = \frac{0,785 \cdot 1,535 \cdot 10^{-6}}{4\pi} = 0,96 \cdot 10^{-7} \text{ m/V}, \quad (4.17)$$

avec $\lambda = 1,535 \mu\text{m}$.

En résumé, à partir de (4.7), (4.11), et, (4.17), il nous faut amplifier la tension de sortie $V_0(T)$ quelques centaines de fois si l'on veut compenser la dilatation thermique par le moyen de la tension appliquée à l'actionneur. Compte tenu de la partie constante de (4.10) qui est supérieure à 6 V, et de la tension d'alimentation maximale de 15 V, pour éviter la saturation des circuits, nous avons proposé un circuit dont le schéma est montré dans la Figure 4.7.

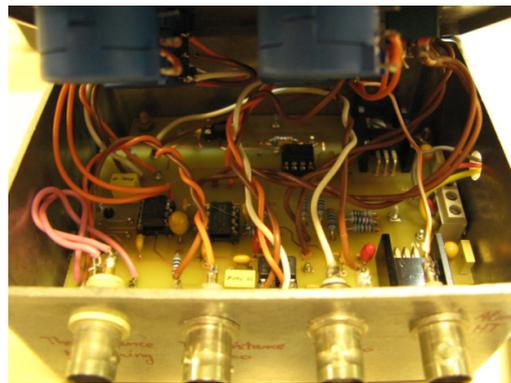
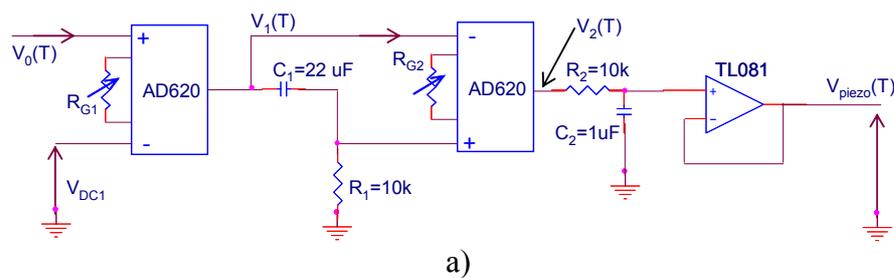


Figure 4.7 – Schéma des étages d'amplification et de filtrage (a), Sa photographie (b).

Le circuit intégré AD620 est un amplificateur d'instrumentation qui est souvent utilisé pour travailler avec de petits signaux. Son gain est réglable, grâce à un potentiomètre R_G , et il est donné par la relation suivante

$$G = 1 + \frac{49,4 \text{ k}\Omega}{R_G}. \quad (4.18)$$

Ce circuit sert d'abord à ramener la tension $V_0(T)$ vers 0, grâce à une tension V_{DC1} en continu appliquée à l'entrée "-" du premier ampli AD620, avant de l'amplifier par un fort coefficient de gain avec une inversion de signe. Ceci est issu du fait que l'on doit augmenter la tension appliquée à l'actionneur pour raccourcir la distance collimateur-lentille quand la température augmente, et vice versa.

L'expression $V_1(T)$ s'exprime par

$$V_1(T) = G_1 \cdot [V_0(T) - V_{DC1}], \quad (4.19)$$

avec $G_1 = 1 + \frac{49,4 \text{ k}\Omega}{R_{G_1}}$.

Le filtre R_1C_1 nous donne la composante alternative, AC, de $V_1(T)$. Le deuxième ampli AD620 permet d'extraire et d'amplifier la composante continue de $V_1(T)$. Le suiveur permet d'isoler la sortie $V_2(T)$ de la charge. Nous récrivons ici le signal $V_0(T)$ sous la forme

$$V_0(T) = -\gamma_1(T - T_0) + \gamma_2 + u_{AC}(f), \quad (4.20)$$

avec $\gamma_1 \equiv \frac{\partial V_0(T)}{\partial T} = -15 fRC \cdot \left(\frac{\beta - 2T_0}{T_0^2} \right)$,

$$\gamma_2 \equiv 15 fRC \cdot \ln \left(\frac{2mT_0}{\beta} \right), \text{ et}$$

$u_{AC}(f)$: la partie alternative résidue.

Nous arrivons finalement à la relation suivante

$$V_{piezo}(T) \approx V_2(T) = G_2 \cdot [G_1 \cdot u_{AC}(f) - V_1(T)],$$

$$\begin{aligned} \text{d'où } V_{piezo}(T) &\cong G_2 \cdot G_1 \cdot u_{AC}(f) - G_2 \{ G_1 \cdot [-\gamma_1(T - T_0) + \gamma_2 + u_{AC}(f) - V_{DC1}] \} \\ &= G_2 \cdot G_1 \cdot \gamma_1 \cdot (T - T_0) + G_2 \cdot G_1 \cdot (V_{DC1} - \gamma_2) \\ &= G_2 \cdot G_1 \cdot \gamma_1 \cdot T + G_2 \cdot G_1 \cdot (V_{DC1} - \gamma_2 - \gamma_1 T_0). \end{aligned} \quad (4.21)$$

On ajuste avec un potentiomètre la tension V_{DC1} pour compenser le terme constant $\gamma_2 + \gamma_1 \cdot T_0$. En plus, on règle les gains G_1 et G_2 , grâce aux potentiomètres R_{G1} et R_{G2} respectivement, pour obtenir la même valeur des pentes de dilatation thermique et de compensation électrique tout en restant dans la plage de fonctionnement linéaire des composants électroniques. L'emplacement de la thermistance doit être bien choisi pour qu'elle puisse manifester fidèlement la variation de la température ambiante. Grâce à cette solution, nous pouvons supprimer une grande partie des signaux parasites et observer une bonne stabilité de l'intensité de la frange d'interférence comme le montre la Figure 4.8.

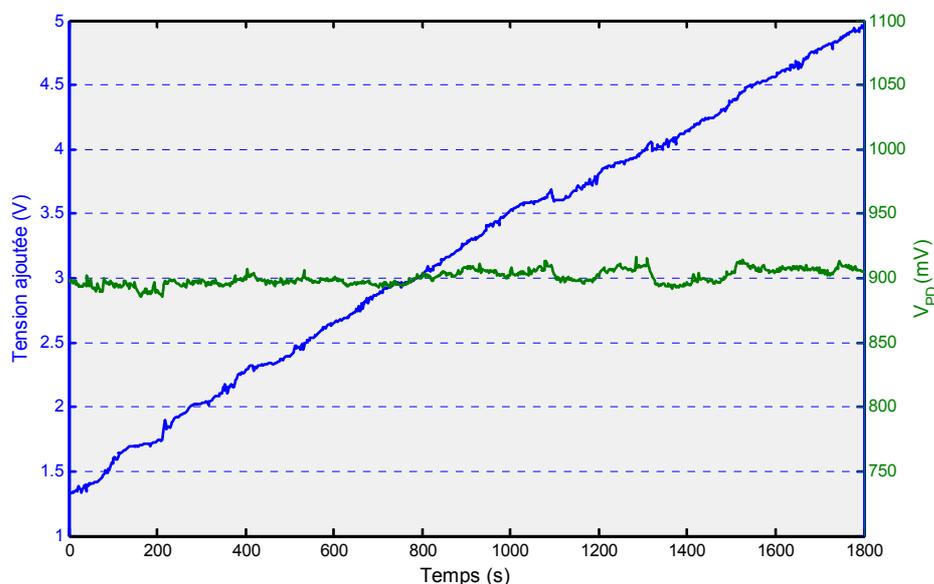


Figure 4.8 – Intensité de la frange interférométrique quand le circuit de compensation est activé.

Dans cette investigation, la frange est fixée à mi-hauteur de son intensité maximale où elle est le plus sensible à la variation de la température. En comparant ce résultat avec la situation de la Figure 4.4, nous pouvons maintenir l'intensité de la frange d'interférence à une valeur constante pendant plusieurs minutes ce qui est suffisamment long pour effectuer une expérience ou une mesure.

4.3 Montage expérimental.

Dans cette expérience, remplaçons l'amplificateur optique à semi-conducteur (SOA) dans la Figure 3.4(a) par un interféromètre à fibre optique, ce qui nous donne finalement une autre configuration d'un OEO accordable comme le montre la Figure 4.9. Ici, 7 m de fibre optique ont été ajoutés dans la branche 2 pour égaliser le plus possible les temps de propagation entre deux voies du déphaseur. Le gain des amplis suivi du répartiteur de puissance et de la photodiode PD1 est choisi tel que l'oscillateur fonctionne avec la voie 2 seule et que le rapport de deux signaux U_1/U_2 n'excède pas 1 dans tous les cas.

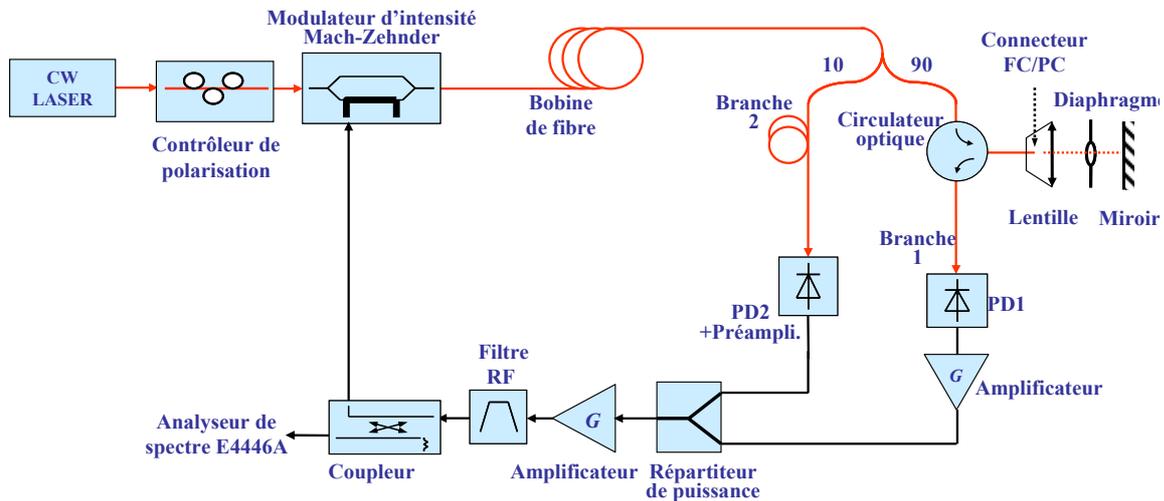


Figure 4.9 – L'OEO accordable à un interféromètre à fibre optique.

La variation de la fréquence d'oscillation est régie par l'équation de (3.17) que nous rappelons ici

$$\Delta\nu_{osc} = -\frac{FSR_{osc}}{2\pi} \arctan \left(\frac{\frac{U_1}{U_2} \sin \varphi}{1 + \frac{U_1}{U_2} \cos \varphi} \right). \quad (4.22)$$

Supposons que l'intensité lumineuse, arrivant à la photodiode PD1 dont la sensibilité est \mathcal{K} (V/W), est notée I . L'effet de l'amplification et de l'indice de modulation du modulateur Mach-Zehnder est regroupé par une constante G . A condition que le

système soit linéaire, l'amplitude de la fréquence d'oscillation dans la branche 1 avant le répartiteur de puissance vaut donc

$$U_1 = I \mathcal{K} G. \quad (4.23)$$

En tenant compte du fait que l'intensité minimale de la frange d'interférence est petite (très proche de 0), notée ε , à partir de (4.15) et (4.23), nous avons

$$U_1 = \mathcal{K} G. \left\{ 2I_0 \left[1 + \cos \left(4\pi \frac{k}{\lambda} V_{piezo} + 4\pi \frac{D_0}{\lambda} \right) \right] + \varepsilon \right\}. \quad (4.24)$$

Substituons maintenant cette relation dans (4.22), nous obtenons

$$\Delta v_{osc} = -\frac{FSR_{osc}}{2\pi} \cdot \arctan \left[\frac{\sin \varphi \cdot \frac{\mathcal{K} G}{U_2} \left\{ 2I_0 \left[1 + \cos \left(4\pi \frac{k}{\lambda} \Delta V_{piezo} + \frac{4\pi}{\lambda} (D_0 + kV_0) \right) \right] + \varepsilon \right\}}{1 + \cos \varphi \cdot \frac{\mathcal{K} G}{U_2} \left\{ 2I_0 \left[1 + \cos \left(4\pi \frac{k}{\lambda} \Delta V_{piezo} + \frac{4\pi}{\lambda} (D_0 + kV_0) \right) \right] + \varepsilon \right\}} \right], \quad (4.25)$$

avec $V_{piezo} \equiv V_0 + \Delta V_{piezo}$, et

V_0 : la tension initiale appliquée à l'actionneur.

En posant $a_1 \equiv \frac{\mathcal{K} G \cdot 2I_0}{U_2}$, $a_2 \equiv \frac{4\pi}{\lambda} (D_0 + kV_0)$, et $a_3 \equiv \frac{\mathcal{K} G \cdot \varepsilon}{U_2}$, l'équation (4.25) devient

$$\Delta v_{osc} = -\frac{FSR_{osc}}{2\pi} \cdot \arctan \left[\frac{\sin \varphi \cdot \left\{ a_1 \left[1 + \cos \left(4\pi \frac{k}{\lambda} \Delta V_{piezo} + a_2 \right) \right] + a_3 \right\}}{1 + \cos \varphi \cdot \left\{ a_1 \left[1 + \cos \left(4\pi \frac{k}{\lambda} \Delta V_{piezo} + a_2 \right) \right] + a_3 \right\}} \right]. \quad (4.26)$$

Notons que, dans ce chapitre, l'expérience est faite avec $\cos(a_2) \approx -1$ quand $\Delta V_{piezo} = 0$.

Pour un bon ajustement, le terme a_3 est petit et donc négligeable. Nous pouvons simplifier encore la formule ci-dessus dans le cas où $\frac{2\pi \Delta v_k}{FSR_{osc}} \ll 1$, et $\sin \varphi \gg \cos \varphi$.

L'équation (4.26) peut donc s'écrire comme

$$\Delta v_{osc} \approx -\frac{FSR_{osc} \cdot \sin \varphi}{2\pi} \left\{ a_1 \left[1 + \cos \left(4\pi \frac{k}{\lambda} \Delta V_{piezo} + a_2 \right) \right] + a_3 \right\}. \quad (4.27)$$

L'expérience est faite pour le filtre RF à 8 GHz et la bobine de 500 m de fibre optique qui nous amènent à une oscillation à 8,0025 GHz. La valeur préliminairement mesurée de $\cos(\varphi)$ est comprise entre 0,5 et 0,6 à cette fréquence. Il nous faut donc utiliser la formule (4.26) quand on veut faire le « fitting » car les conditions ne sont pas bien remplies pour utiliser la relation (4.27). L'écart de mode, FSR_{osc} , est égal à 384,9 kHz. La tension initiale V_0 et l'ouverture du diaphragme sont choisies pour qu'il y ait un minimum de lumière (correspondant à une frange destructive) dans la branche 1 du déphaseur. La fréquence d'oscillation correspondant à différentes tensions appliquées à l'actionneur piézo-électrique est présentée dans la Figure 4.10. En utilisant (3.42) et en fittant (4.26) avec le résultat expérimental, nous trouvons la loi expérimentale :

$$\Delta v_{osc} = -\frac{384,9}{2\pi} \cdot \arctg \left[\frac{0,854 \cdot \{0,57[1 + \cos(0,785 \cdot \Delta V_{piezo} + \pi - 0,455)] + 0,018\}}{1 + 0,52 \cdot \{0,57[1 + \cos(0,785 \cdot \Delta V_{piezo} + \pi - 0,455)] + 0,018\}} \right] \text{ (kHz)}, \quad (4.28)$$

qui est ensuite tracée en courbe rouge dans la même figure.

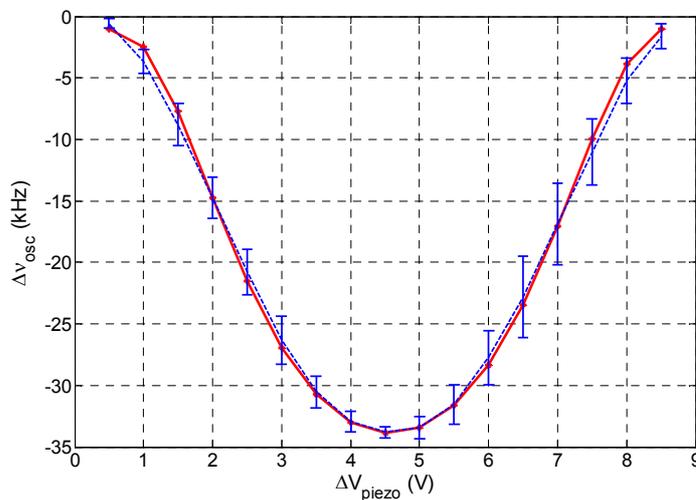


Figure 4.10 – Variation de la fréquence d'oscillation en fonction de la tension appliquée à l'actionneur : points bleus avec les barres d'erreur représentent le résultat expérimental, et courbe rouge est issue de (4.28).

En bref, la relation (4.26) nous permet de comprendre des caractéristiques de cet OEO accordable. Une fois que l'on connaît tous les paramètres expérimentaux avec précision, nous l'utiliserons donc pour prédire et/ou expliquer le résultat expérimental.

4.4 Mesure du taux d'absorption d'un liquide à 1535 nm.

Cette partie décrit une application de cet oscillateur accordable pour déterminer l'absorption d'un liquide grâce à la structure « ouverte » de l'interféromètre. On y introduit une cuve à quartz, placée perpendiculaire au faisceau du laser comme l'illustre la Figure 4.11.

A part de la cuve à quartz qui est l'élément nouveau dans ce dispositif, la configuration du système de mesure est celle de la Figure 4.9. Pour comprendre le principe de la mesure, considérons le cas où la cuve est d'abord remplie d'air (cuve vide) et le diamètre du diaphragme est ajusté pour que le contraste soit maximum, ce que nous supposons $I_A = I_{0B}$, avec I_A et I_{0B} les intensités des ondes A et B respectivement, figurées dans la Figure 4.1a. L'intensité optique de la frange d'interférence est déterminée par

$$I = I_A + I_{0B} + 2\sqrt{I_A I_{0B}} \cdot \cos \Phi, \quad (4.29)$$

où Φ est le déphasage entre deux ondes.

La valeur maximale, I_{0max} , quand $\cos(\Phi) = 1$, vaut

$$I_{0max} = (\sqrt{I_A} + \sqrt{I_{0B}})^2 = (2\sqrt{I_A})^2 = (2\sqrt{I_{0B}})^2. \quad (4.30)$$

Quand la cuve est remplie par un liquide, l'intensité lumineuse de l'onde A reste inchangeable alors que celle du faisceau B, notée I_B , est diminuée à cause de l'absorption du liquide, d'où $I_B < I_{0B}$. Grâce à la relation (4.29), nous arrivons à calculer l'intensité maximale de la frange d'interférence dans ce cas, qui est égale à

$$I_{max} = (\sqrt{I_A} + \sqrt{I_B})^2. \quad (4.31)$$

A partir de (4.30) et (4.31), après quelques transformations, nous avons

$$\frac{I_B}{I_{0B}} = \left[2\sqrt{\frac{I_{max}}{I_{0max}}} - 1 \right]^2. \quad (4.32)$$

D'où la diminution relative de l'intensité donnée par

$$\frac{I_{0B} - I_B}{I_{0B}} = 1 - \left[2 \sqrt{\frac{I_{max}}{I_{0max}}} - 1 \right]^2. \quad (4.33)$$

Supposons que la diminution de l'intensité de la branche B est due à l'absorption du liquide seulement, la formule (4.33) nous donne une relation pour calculer le taux d'absorption relatif d'un liquide à la longueur d'onde de 1535 nm :

$$\frac{1}{2l} \frac{I_{0B} - I_B}{I_{0B}} = \frac{1}{2l} \left[1 - \left(2 \sqrt{\frac{I_{max}}{I_{0max}}} - 1 \right)^2 \right], \quad (4.34)$$

que l'on peut exprimer en %/mm.

Ici, l (mm) est l'épaisseur interne de la cuve. Le facteur 2 au dénominateur est dû au fait que le faisceau B traverse la cuve en 2 fois, un aller-retour.

Reprenons le cas particulier de la relation (4.27), qui s'écrit ici sous la forme

$$\Delta\nu_{osc} \cong - \frac{FSR_{osc}}{2\pi} \frac{\mathcal{K}G \cdot \sin \varphi}{U_2} I, \quad (4.35)$$

où I est l'intensité lumineuse de la frange d'interférence.

En supposant que la variation maximale de la fréquence d'oscillation reste petite par rapport à l'écart de mode FSR_{osc} et $|\sin(\varphi)| \gg |\cos(\varphi)|$, la relation (4.35) est donc valable, qui nous amène à

$$\frac{I_{max}}{I_{0max}} = \frac{(\Delta\nu_{osc})_{max}}{(\Delta\nu_{osc})_{0max}}, \quad (4.36)$$

où $(\Delta\nu_k)_{0max}$ et $(\Delta\nu_k)_{max}$ sont les valeurs maximales de la variation de fréquence d'oscillation correspondant à I_{0max} et I_{max} respectivement.

Une application directe de (4.34) nous donne :

$$\frac{1}{2l} \frac{I_{0B} - I_B}{I_{0B}} = \frac{1}{2l} \left[1 - \left(2 \sqrt{\frac{(\Delta\nu_{osc})_{max}}{(\Delta\nu_{osc})_{0max}}} - 1 \right)^2 \right]. \quad (4.37)$$

Il est important à noter que l'exploitation de ce résultat ne se fait pas sans précaution parce que, pour arriver à la relation (4.37), nous avons utilisé certaines conditions d'approximation. Cette méthode commettra le moins d'erreur quand $|\varphi| \cong \frac{\pi}{2}$ et le remplissage du liquide dans la cuve ne modifie pas la trajectoire du faisceau de laser ce qui a du mal à être obtenu dans la pratique.

Dans le cas général, on devrait prendre la formule (4.22) pour le calcul théorique. En supposant que

$$\frac{U_1}{U_2} \propto I, \quad (4.38)$$

nous arriverons finalement à

$$\frac{I_{\max}}{I_{0\max}} = \frac{\tan\left(\frac{2\pi(\Delta\nu_{osc})_{\max}}{FSR_{osc}}\right) \sin(\varphi) + \tan\left(\frac{2\pi(\Delta\nu_{osc})_{0\max}}{FSR_{osc}}\right) \cos(\varphi)}{\tan\left(\frac{2\pi(\Delta\nu_{osc})_{0\max}}{FSR_{osc}}\right) \sin(\varphi) + \tan\left(\frac{2\pi(\Delta\nu_{osc})_{\max}}{FSR_{osc}}\right) \cos(\varphi)}, \quad (4.39)$$

Pour calculer le taux d'absorption, nous pouvons utiliser la relation (4.34) comme dans la présentation ci-dessus.

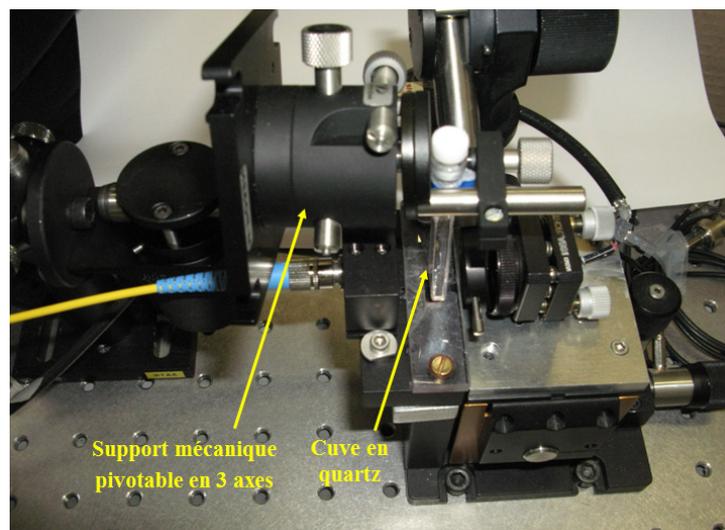


Figure 4.11 – Dispositif pour insérer la cuve en quartz dans l'interféromètre.

A titre d'expérience préliminaire, nous avons choisi le dioxane comme liquide de teste. Les valeurs de $\nu_{osc} = 8,0033 \text{ GHz}$, $FSR_{osc} = 383,7 \text{ kHz}$, et $\cos(\varphi) = -0,35 \pm 0,1$ sont obtenues expérimentalement. Dans la Figure 4.12, la courbe bleue est la fréquence de l'oscillateur quand la voie 2, avec la cuve vide, est à l'interférence destructive, la rouge correspond à l'interférence constructive. La verte est la fréquence correspondant à l'interférence constructive de la voie 2 avec la cuve remplie du dioxane. Nous avons utilisé la cuve de $l_2 = 2 \text{ mm}$ et enregistré les variations maximales de la fréquence d'oscillation $(\Delta\nu_{osc})_{max} = -25,4 \pm 1,3 \text{ kHz}$, et $(\Delta\nu_{osc})_{0max} = -17,9 \pm 2,8 \text{ kHz}$. Appliquons la relation (4.33) ou (4.39) pour calculer I_0/I_{0max} avec $\cos(\varphi) = -0,4$, et utilisons ensuite la formule (4.37), nous obtenons finalement l'absorption du dioxane est de $13,1 \pm 5\%/mm$ si l'on utilise la relation (4.33), ou de $15,1 \pm 5\%/mm$ si l'on utilise la formule (4.39).

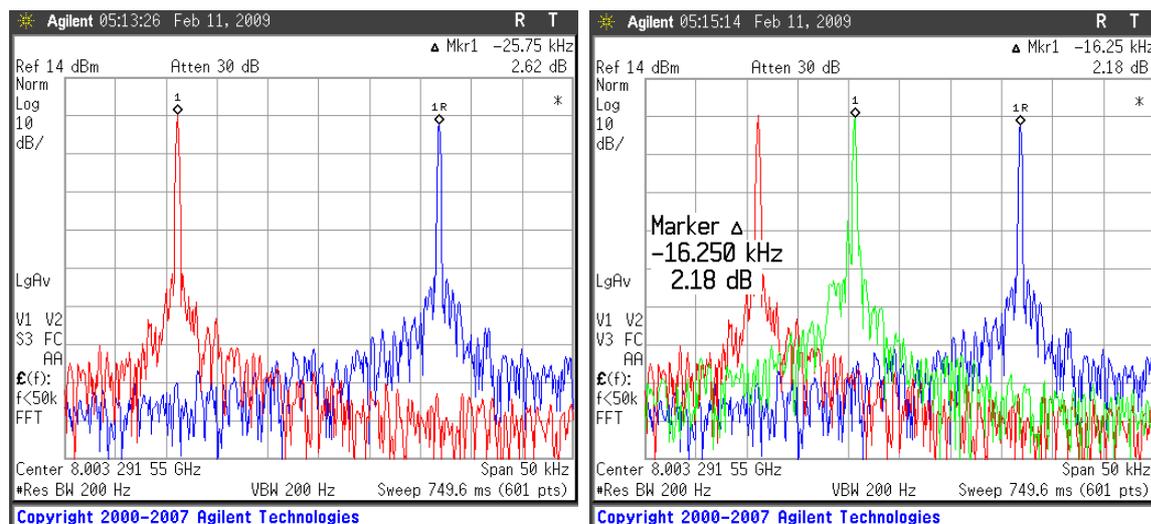


Figure 4.12 – Valeurs de fréquence utilisées dans la mesure de l'absorption.

La différence mineure des résultats entre deux cas est compréhensible car la valeur de condition de $\cos(\varphi) \ll \sin(\varphi)$ n'est pas totalement satisfaite. En plus, pour que la précision de mesure soit élevée, il nous faut une valeur précise de φ et une position de la cuve bien perpendiculaire au faisceau laser.

4.5 Conclusions et perspectives.

En insérant un interféromètre à fibre optique au déphaseur électrique contrôlé par la technique photonique, à partir de la configuration de base d'un OEO, nous arrivons à obtenir une nouvelle méthode pour le rendre accordable.

N'ayant pas eu une stabilisation suffisante sur la fréquence de l'oscillateur, nous n'avons pas obtenu une très bonne précision sur le résultat mesuré. Les améliorations sur le système mécanique du positionnement de la cuve et de l'interféromètre sont donc à envisager pour des résultats plus précis.

A part cette application pour mesurer l'absorption d'un liquide ainsi décrite, la configuration avec interféromètre nous donne une autre méthode pour mesurer de très faibles variations de l'indice de réfraction d'un liquide, causée par un changement de la température et/ou de la concentration voire une évolution chimique (type cis-trans) ou encore une réaction chimique. L'idée se base sur le fait qu'une variation de l'indice Δn va entraîner un changement du déphasage de l'interféromètre tel que

$$\Delta\Phi = 2\pi \cdot \frac{2l \cdot \Delta n}{\lambda}, \quad (4.40)$$

où $2l$ est la distance traversée par le faisceau dans le liquide.

Expérimentalement, une variation de π pour le déphasage est équivalent à une excursion du minimum au maximum (ou vice versa) de la fréquence d'oscillation ν_{osc} . Pour une longueur d'onde du laser à 1535 nm et une variation π rad de Φ , et une distance interne de la cuve de 2 mm, nous pouvons détecter une variation de l'indice telle que

$$\Delta n = \frac{\lambda \cdot \Delta\Phi}{2\pi \cdot 2l} = \frac{1,535 \cdot 10^{-6} \cdot \pi}{4\pi \cdot 2 \cdot 10^{-3}},$$

d'où
$$\Delta n = 0,19 \cdot 10^{-3}. \quad (4.41)$$

Ce résultat nous donne une estimation sur la valeur minimale que l'on peut détecter. Si nous arrivons à obtenir une bonne stabilité de la fréquence d'oscillation, donc une bonne résolution de la relation entre $\Delta\nu_{osc}$ et le déphasage, alors nous pourrions mesurer

une variation de l'indice beaucoup plus faible que celle donnée par (4.38). Pour des variations plus importantes de l'indice, il faudra compter le nombre de franges parcourues pendant le processus et ensuite le multiplier par la valeur de Δn correspondant à 1 frange.

Notons enfin que cette méthode peut aussi être utilisée pour étudier l'absorption d'un liquide en fonction de la longueur d'onde dans le domaine infrarouge autour de 1500 nm.

Conclusion

Ce travail de thèse avait pour but d'étudier de nouvelles configurations pour rendre un oscillateur optoélectronique accordable et de développer son champ d'applications éventuelles. Ce manuscrit présente principalement deux méthodes qui jouent sur déphasage statique dans la boucle de l'oscillateur et donc en application de la condition d'oscillation il est possible de modifier la fréquence d'oscillation.

Il décrit les principes de base et les fondements théoriques pour chaque proposition, permettant ensuite la construction d'un montage expérimental de vérification.

La première méthode proposée consiste à modifier le chemin optique, donc le retard optique et donc le déphasage correspondant. Dans un premier temps nous avons agi mécaniquement sur la longueur de la boucle optique pour montrer le principe et la sensibilité du système mais dans un deuxième temps il a été possible de jouer sur l'indice optique d'une partie de la boucle conduisant à une application de mesure d'indice de réfraction pour des liquides, à la longueur d'onde de 1535 nm.

La mesure a porté sur des solvants usuels en chimie et une précision légèrement inférieure à 1% a été obtenue. En améliorant la stabilité en fréquence il est tout à fait envisageable d'atteindre une précision de 10^{-3} . Pour cela il faudra diminuer l'influence des vibrations mécaniques (amélioration du montage optique), contrôler plus efficacement la température de l'ensemble des composants et effectuer un suivi précis de la température du liquide étudié. En tenant compte de la dispersion chromatique dans les différentes sections de fibres il est tout à fait possible de conduire la mesure dans une certaine gamme de longueurs d'onde grâce à une source laser accordable.

La deuxième méthode proposée pour agir sur la fréquence de l'oscillateur consiste à modifier le déphasage global par l'intermédiaire d'une combinaison de deux signaux électriques eux-mêmes résultants d'une propagation dans des chemins optiques différents. Ainsi en jouant sur l'amplitude d'un des deux signaux la recombinaison des

vecteurs de Fresnel correspondants contient un terme de phase variable. Il ya donc une division de la boucle optique en deux voies différentes avec action sur une de ces deux voies. Deux techniques ont alors été mises en œuvre.

La première technique s'appuie sur l'utilisation d'un SOA permettant de modifier l'intensité du signal optique le traversant et donc l'amplitude du signal électrique correspondant. Grâce à cela il a été possible de réaliser un VC-OEO (voltage controlled optoelectronic oscillator) illustré par une application à la modulation de fréquence directe. Cette expérience ouvre la voie aux applications de la radio sur fibre et il est permis d'imaginer un oscillateur du futur dans la bande des 60 GHz, modulable en fréquence à des taux de modulation assez élevés. Bien évidemment une profonde évolution de la structure de l'OEO sera nécessaire, allant vers une intégration maximale des fonctions le constituant.

La deuxième technique consiste à introduire un interféromètre à fibre optique connecté à une des deux voies du système par un circulateur optique. En tant qu'interféromètre le système réalisé permet d'observer de très faibles variations d'un paramètre optique, coefficient absorption ou indice de réfraction par exemple. Un champ d'applications assez vaste est ouvert tel que le suivi de processus chimiques ou biochimiques et qui viennent compléter la possibilité de mesurer directement un indice de réfraction déjà présentée. Il est tout à fait possible de détecter des variations de l'indice de réfraction à 10^{-4} de précision. Nous avons commencé à effectuer des mesures préliminaires. Là aussi la qualité de l'instrumentation doit être très poussée pour minimiser les dérives thermiques ou mécaniques à court et moyen termes.

Là encore l'intégration de fonctions jouera un rôle essentiel dans l'amélioration de la qualité des mesures réalisées.

A côté des applications envisagées et dont la faisabilité a été démontrée dans ces travaux de thèse il est possible d'évoquer d'autres applications dans le domaine des télécommunications ou des radars par exemple. On peut envisager la création de peignes de fréquence grâce à la structure de modes inhérente à l'OEO (et à la ligne à retard), ou bien la commande de la fréquence d'oscillation suivant des schémas particuliers. Dans tout les cas il faudra passer du stade actuel de l'OEO en éléments

séparés au stade de la puce optoélectronique.

Un autre développement possible de l'OEO concerne l'utilisation de micro-résonateurs optiques en lieu et place de la boucle de fibre. D'oscillateur à boucle à retard il devient oscillateur à résonateur ce qui peut permettre une plus grande miniaturisation et peut déboucher sur d'autres types d'applications où le micro-résonateur lui-même est l'élément sensible (dont l'intervalle spectral libre devient alors variable sous une action extérieure). Pour cela il faut réaliser des résonateurs de très fort coefficient de qualité mais des valeurs de plusieurs centaines de milliers sont tout à fait envisageables.

Comme on le voit le champ applicatif de l'OEO est potentiellement très vaste bien que peu encore exploré. C'est un système doublement communicant (dans le monde des microondes et dans le monde de l'optique) pouvant trouver sa place en télécommunication, radars capteurs ; il reste juste à améliorer sa stabilité pour lui ouvrir grand la porte des applications. Espérons que ces travaux aideront un peu à convaincre des possibilités de l'OEO.

Annexe A

Filtre passe-bande à lignes couplées.

Le filtre à réaliser présente les caractéristiques suivantes: un filtre planaire à lignes couplées quart d'onde, d'ordre 3 (voir Figure A1), de fréquence centrale $f_0 = 2$ GHz et ayant une bande passante relative à -3 dB de 4%, soit 80 MHz. Pour avoir une meilleure sélectivité, nous avons choisi le filtre de Tchebychev. Celui-ci doit être fabriqué sur un substrat de faibles pertes diélectriques comme le Duroid 6010, par exemple.

La procédure de synthèse régissant ce type de filtre, que nous rappelons ici brièvement, a été développée par Matthaei [85]. Les valeurs des différents éléments du filtre sont calculées en fonction des impédances de modes pairs et impairs pour chaque paire de lignes couplées. Les notions d'impédances paires et impaires s'appliquent à des systèmes à deux lignes couplées symétriques.

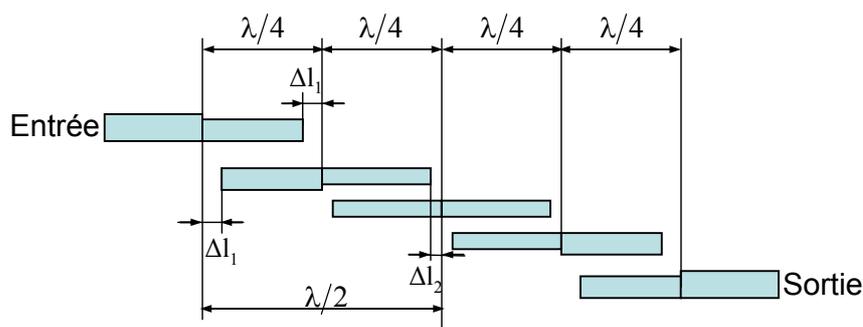


Figure A1 – Filtre passe-bande à lignes quart d'onde.

Soit f_0 , ω , Z_0 , et g_j ($j=0, 1, \dots, n+1$) la fréquence centrale, la bande passante relative, l'impédance caractéristique du filtre et les coefficients de Tchebychev normalisés du prototype passe-bas respectivement.

La première étape passe par la détermination des niveaux d'impédances et de

couplages nécessaires à la réalisation de la fonction de filtrage. Ces niveaux d'impédances sont déterminés en calculant les inverseurs d'admittance $J_{j,j+1}$:

$$\frac{J_{01}}{Y_0} = \sqrt{\frac{\pi\omega}{2g_0g_1}}, \quad (\text{A1})$$

$$\frac{J_{j,j+1}}{Y_0} = \frac{\pi\omega}{2} \frac{1}{\sqrt{g_jg_{j+1}}}, \quad (\text{A2})$$

$$\frac{J_{n,n+1}}{Y_0} = \sqrt{\frac{\pi\omega}{2g_n g_{n+1}}}, \quad (\text{A3})$$

avec $Y_0 = 1/Z_0$ l'admittance caractéristique des lignes aux deux extrémités, et
 $j = 1, 2, \dots, n-1$.

Les impédances de modes pairs et impairs de chacune de couple de lignes sont ensuite calculées par

$$(Z_{oe})_{j,j+1} = \frac{1}{Y_0} \left[1 + \frac{J_{j,j+1}}{Y_0} + \left(\frac{J_{j,j+1}}{Y_0} \right)^2 \right], \quad (\text{A4})$$

$$(Z_{oo})_{j,j+1} = \frac{1}{Y_0} \left[1 - \frac{J_{j,j+1}}{Y_0} + \left(\frac{J_{j,j+1}}{Y_0} \right)^2 \right], \quad (\text{A5})$$

où $j = 0, 1, 2, \dots, n$.

Avec ces impédances, la largeur w de ligne et l'écart s entre deux lignes couplées peuvent être déterminés grâce aux formules de Wadell [86]. Ici, on utilise le module LineCalc du logiciel ADS (d'Agilent) pour déterminer ces valeurs.

En fait, la longueur réelle de chaque couple de lignes est légèrement inférieure par rapport au quart d'onde réel, d'une somme de Δl , qui est calculé grâce aux équations suivantes [86, 87] :

$$\frac{\Delta l}{h} = \frac{Q_1 \cdot Q_3 \cdot Q_5}{Q_4} \quad (\text{A6})$$

$$\text{avec } Q_1 = 0,434907 \frac{\varepsilon_{re}^{0,81} + 0,26 (w/h)^{0,8544} + 0,236}{\varepsilon_{re}^{0,81} - 0,189 (w/h)^{0,8544} + 0,87},$$

$$Q_2 = 1 + \frac{(w/h)^{0,371}}{2,358\varepsilon_r + 1},$$

$$Q_3 = 1 + \frac{0,5274}{\varepsilon_{re}^{0,9236}} \times \arctan\left(0,084(w/h)^{\frac{1,9413}{Q_2}}\right),$$

$$Q_4 = 1 + 0,0377 \times (6 - 5 \exp(0,036(1 - \varepsilon_r))) \times \arctan(0,067(w/h)^{1,456}), \text{ et}$$

$$Q_5 = 1 - 0,218 \times \exp(-7,5w/h),$$

où h : l'épaisseur du substrat,

ε_{re} : la constante diélectrique relative effective,

ε_r : la constante diélectrique relative du substrat.

Nous obtenons donc un premier dimensionnement global du filtre auquel il faudra appliquer des corrections afin de respecter le gabarit préalablement défini. Ces différences sont dues au fait que les constantes diélectriques associées aux modes pairs et impairs ne sont pas les mêmes.

Nous utilisons ici le logiciel ADS pour dessiner, simuler et optimiser les caractéristiques du filtre. Celui-ci est fabriqué sur un substrat de faibles pertes diélectriques : le Duroid 6010, qui possède une valeur de l'angle de perte donnée par $\tan\delta = 3,5 \cdot 10^{-3}$, et la permittivité relative $\varepsilon_r = 10,06$ à 2 GHz suite à une série de mesure d'une ligne 50 Ω faite sur le même substrat.

Pour obtenir une meilleure adaptation au système hyperfréquence de 50 Ω , nous avons ajouté 2 stubs à chaque côté du filtre, ce qui nous donne enfin un schéma de simulation comme le montre la Figure A2. Les capacitances et les selfs (C1, L1, C2, et L2) sont rajoutés pour des raisons de la discontinuité de champ électromagnétique entre la ligne microruban-connecteur SMA, et de l'effet du parasite.

Les dimensions du filtre sont également montrées dans la Figure A2. La Figure A4 donne les résultats électriques simulés et la photographie du filtre réalisé est présentée par la Figure A5.

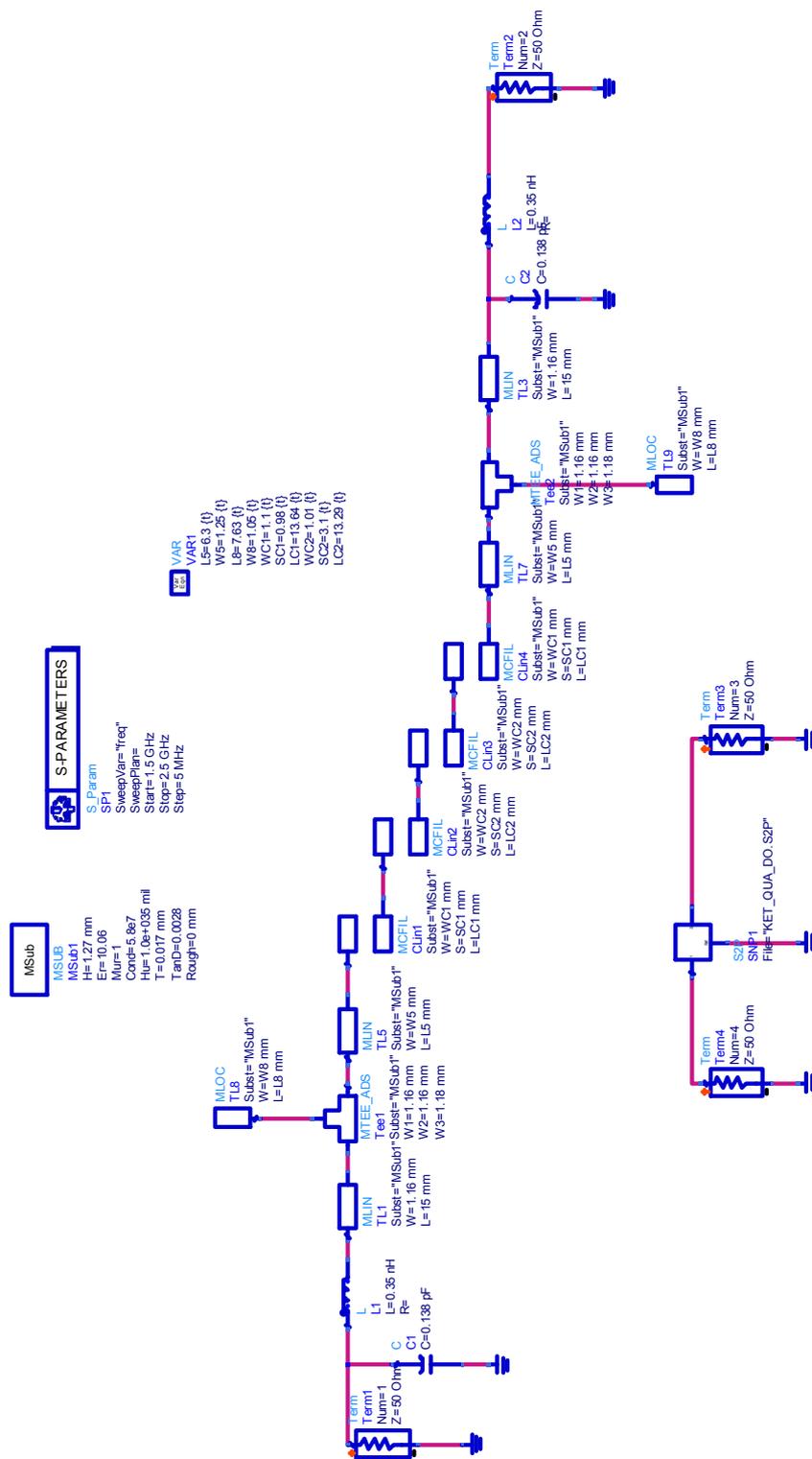


Figure A3 – Circuit réalisé avec le logiciel ADS pour la procédure de « fit ».

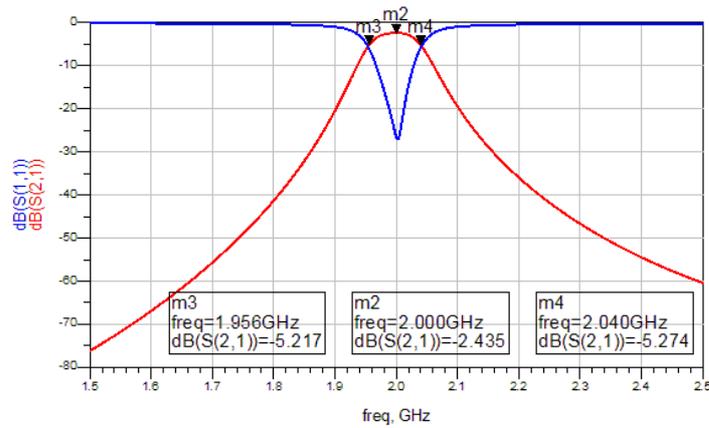


Figure A4 – Réponse électrique simulée du filtre en termes de S_{11} et S_{21} .

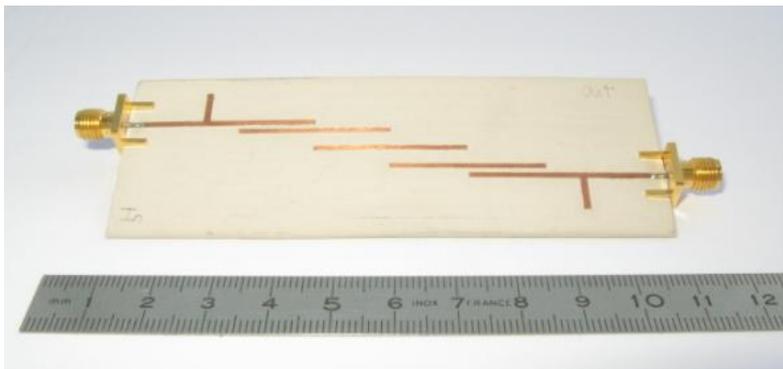


Figure A5 – Photographie du filtre réalisé.

La Figure A6 montre un décalage de fréquence entre les réponses simulée et mesurée. Cela pourrait provenir de l'erreur commise sur les dimensions des lignes pendant la fabrication. Nous avons ensuite utilisé le simulateur ADS pour déduire les dimensions du filtre dont les réponses sont identiques à la mesure, voir Figure A7. Les résultats sont résumés dans la dernière colonne de Tableau A1.

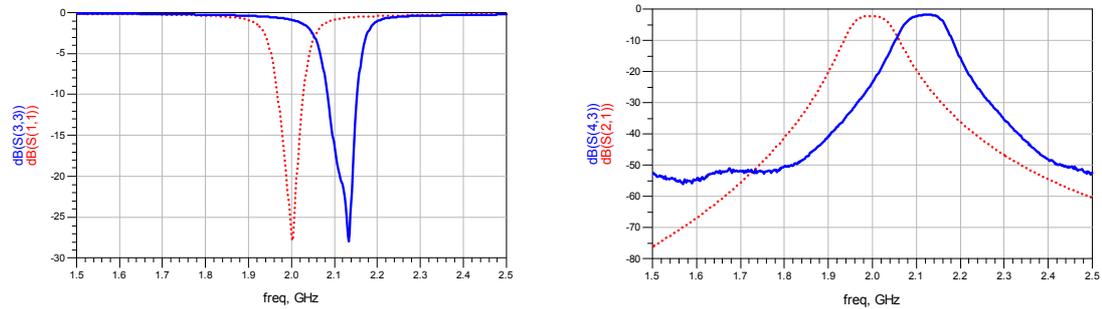


Figure A6 – Réponse électrique simulée (en rouge) et mesurée (en bleu).

Éléments		Dimensions (mm)	
		Simulées	« fitted » à la mesure
TL1≡TL3	W	1,16	1,16
	L	15	15
TL5≡TL7	W	1,16	1,12
	L	6	6,3
TL8≡TL9	W	1,18	1,05
	L	6,68	7,63
CLin1≡CLin4	W	1,05	1,1
	S	0,93	0,98
	L	14,29	13,64
CLin2≡CLin3	W	0,96	1,01
	S	3,1	3,1
	L	14,16	13,29

Tableau A1 : Dimensionnement du filtre passe-bande à 2 GHz.

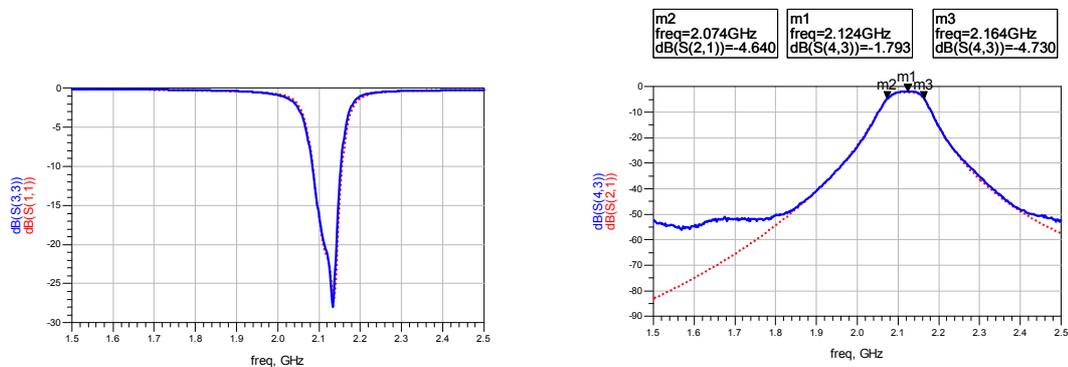


Figure A7 – Paramètres-S simulés (en rouge) issus du nouvel dimensionnement.

En bref, nous obtenons enfin un filtre passe-bande dont la bande passante relative est de 4% à la fréquence centrale de 2.12 GHz, au lieu de 2 GHz comme prévu, où le niveau de la perte est que 1.8 dB Il est important à noter que ce décalage n'a néanmoins pas de conséquence pour le fonctionnement de l'oscillateur opto-électronique.

Annexe B

Comportement du filtre passe-bande à 8 GHz.

Ce filtre (réf. BP8000-25/T-5TE01, de BL MICROWAVE) est de type passe-bande à cavités dont la bande passante est de 25 MHz pour une fréquence centrale de 8 GHz où la perte d'insertion est de 3,2 dB, ce qui est fourni par le fabricant. Ne disposant pas d'un analyseur de réseau sophistiqué fonctionnant au-delà de 3 GHz, nous avons utilisé le montage de la Figure B1 pour étudier ses caractéristiques en amplitude réelles.

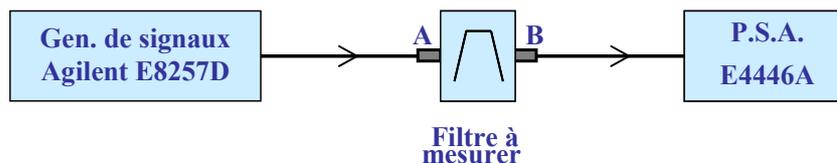


Figure B1 – Montage de mesure du comportement du filtre.

D'abord, le générateur de signaux (E8257D) et l'analyseur de spectre électrique (E4446A) se sont connectés directement. Nous avons fait un balayage de fréquence entre 7,95 à 8,05 GHz pour une puissance de 0 dBm. Cette mesure nous donne ainsi les pertes intrinsèques du système. Le filtre est ensuite inséré entre points A et B pour effectuer les mesures, alors que tous les paramètres du système restent identiques à la mesure précédente.

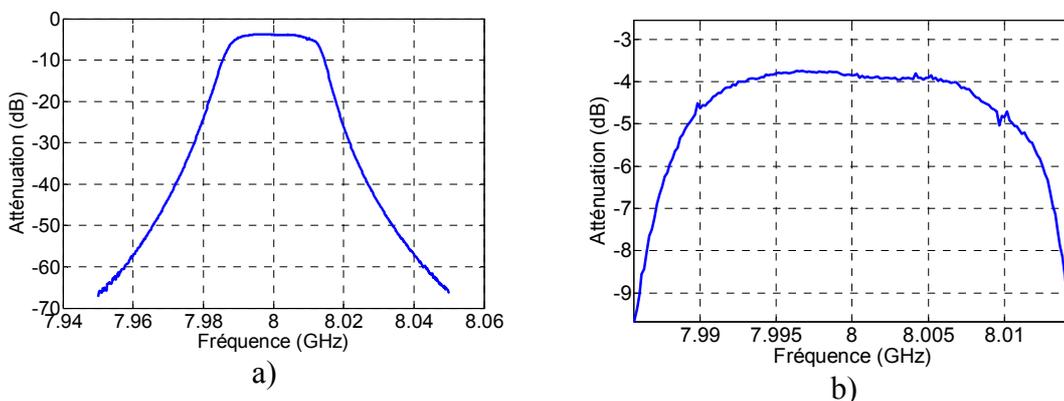


Figure B2 – Mesure de la perte d'insertion du filtre (a, b).

Nous avons obtenue finalement une bande passante à -3 dB de 25 MHz, donc une bande passante relative de 0,3%, et la valeur minimale de la perte d'insertion de 3,7 dB à la fréquence centrale de 8 GHz. Ce filtre est donc beaucoup plus sélectif par rapport à celui de l'annexe A, en contre partie à sa valeur de perte d'insertion plus importante.

On y trouve aussi une bande très plate, moins de 0,2 dB de variation, surtout à la plage de 7 MHz aux alentours de la fréquence centrale. En comparaison avec l'écart de modes de l'oscillateur (~400 kHz pour le cas de 500 m de fibre optique utilisée), il y aura donc une vingtaine de modes susceptibles dans cet intervalle fréquentiel. Cela pourra conduire à quelques conséquences pour la stabilité de l'oscillateur comme le phénomène du saut de mode sous l'influence des perturbations extérieures.

Bibliographie

- [1] X. S. YAO and L. MALEKI, "High frequency optical subcarrier generator," *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 18, pp. 1525-1526, 1994.
- [2] X. S. YAO and L. MALEKI, "Optoelectronic oscillator for photonic systems," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 32, no. 7, pp. 1141-1149, 1996.
- [3] MICHELSON and E.W. MORLEY, "On the relative motion of the earth and the luminiferous ether," *SPIE*, vol. 28, . 450-458, 1991.
- [4] WOLF PETER, BIZE SÉBASTIEN, CLAIRON ANDRÉ, et al., "Tests of Lorentz invariance using a microwave resonator," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 90, no. 6, pp. 060402.1-060402.4, 2003.
- [5] TOBAR MICHAEL EDMUND, WOLF PETER, BIZE SÉBASTIEN, et al., "Testing local Lorentz and position invariance and variation of fundamental constants by searching the derivative of the comparison frequency between a cryogenic sapphire oscillator and hydrogen maser," *Phys. Rev. D*, vol. 81, no. 2, [022003.1-022003.10], 2010.
- [6] <http://www.oewaves.com/index.php?p=products>
- [7] DANNY ELIYAHU, KOUROS SARIRI, JOSEPH TAYLOR, and LUTE MALEKI, "Opto-electronic oscillator with improved phase noise and frequency stability," *SPIE Photonics West 2003*, vol. 4998, pp. 139-147, 2003.
- [8] X. S. YAO, L. MALEKI, et al., "Recent results with coupled opto-electronic oscillator," *Photonics and radio frequency. Conference N°2*, San Diego CA, ETATS-UNIS (21/07/1998), vol. 3463, pp. 237-245, 1998.
- [9] DMITRY STREKALOV, DAVID AVELINE, NAN YU, et al., "Stabilizing an optoelectronic microwave oscillator with photonic filters," *J. Lightwave Technol.*, vol. 21, no. 12, pp. 3052-3061, 2003.
- [10] DMITRY STREKALOV, DAVID AVELINE, et al., "Opto-Electronic Oscillator Stabilized By A Hyperfine Atomic transition," *Proc. of the 35th annual precise time and time interval (PTTI) Meeting*, pp. 479-488, 2003.
- [11] FRANKLYN QUINLAN, CHARLE WILLIAMS, SARPEN OZHARAR , et al., "Self-Stabilization of the Optical Frequencies and the Pulse Repetition Rate in a Coupled Optoelectronic Oscillator," *J. Lightwave Technol.*, vol. 26, no. 13-16, pp. 2571-2577, 2008.

- [12] Y. CHEMBO KOUOMOU, LAURENT LARGER, HERVÉ TAVERNIER, et al., “Dynamic instabilities of microwaves generated with optoelectronic oscillators,” *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 17, pp. 2571-2573, 2007.
- [13] Y. CHEMBO KOUOMOU, PERE COLET, LAURENT LARGER, and NICOLAS GAUSTAUD, “Chaotic breathers in delayed electro-optical systems,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, no. 20, pp. 203903.1-203903.4, 2005.
- [14] EVGENY SHUMAKHER and GADI EISENSTEIN, “On the noise properties of injection-locked oscillators,” *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, vol. 52, no. 5, pp. 1523-1537, 2004.
- [15] HENG-CHIA CHANG, “Phase noise in self-injection-locked oscillators: Theory and experiment,” *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, vol. 51, no. 9, pp. 1994-1999, 2003.
- [16] DANNY ELIYAHU; KOUROS SARIRI; JOSEPH TAYLOR, and LUTE MALEKI, “Opto-electronic oscillator with improved phase noise and frequency stability,” *SPIE Photonics West 2003*, vol. 4998, pp. 139-147, 2003.
- [17] S. HUANG, M. TU, S. YAO and L. MALEKI, “A 'Turnkey' optoelectronic oscillator with low acceleration sensitivity,” *Proc. of 2000 IEEE/EIA. Intl. Freq. Symp. And Exhib.*, pp. 269-279, 2000.
- [18] X. STEVE YAO, and LUTE MALEKI, “Multiloop optoelectronic oscillator,” *J. Quantum Electron.*, vol. 36, no. 1, pp. 79-84, 2000.
- [19] TAMÁS BÁNKY, BÁLINT HORVÁTH, and TIBOR BERCELLI, “Optimum configuration of multiloop optoelectronic oscillators,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 23, no. 7, pp. 1371-1380, 2006.
- [20] WEIMIN ZHOU and GREGORY BLASCHE, “Injection-locked dual opto-electronic oscillator with ultra-low phase noise and ultra-low spurious level,” *IEEE Trans. on microwave theory and techniques*, vol. 53, no. 3, pp. 929-933, 2005.
- [21] X. S. YAO and L. MALEKI, “Ultralow phase noise dual-loop optoelectronic microwave oscillator,” *OFC'98 Technical Digest*, pp. 353-354, 1998.
- [22] DMITRY STREKALOV, DAVID AVELINE, ANDREY MATSKO, et al., “Opto-electronic oscillator stabilized by hyperfine atomic transition”, *Proc. of the 35th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Meeting*, pp. 479-488, 2003.
- [23] DMITRY STREKALOV, DAVID AVELINE, NAN YU, ROBERT THOMPSON, ANDREY B. MATSKO, and LUTE MALEKI, “Stabilizing an Optoelectronic Microwave Oscillator With Photonic Filters,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 21, no. 12, pp. 3052-3061, 2003.

-
- [24] VLADIMIR S. ILCHENKO, X. S. YAO, and LUTE MALEKI, "High-Q microsphere cavity for laser stabilization and optoelectronic microwave oscillator," *Proc. SPIE*, vol. 3611, pp. 190-198, 1999.
- [25] N. KLEIN; M. SCHUSTER, S. VITUSEVICH, M. WINTER, and H. R. YI, "Novel dielectric resonator structures for future microwave communication systems," *J. of the European Ceramic Society*, vol. 21, no. 15, pp. 2687-2691, 2001.
- [26] A. B. MATSKO, A. A. SAVCHENKOV, D. STREKALOV, V. S. ILCHENKO, and L. MALEKI, "Review of application of whispering-gallery mode resonators in photonics and nonlinear optics," *IPN Progress Report 42-162*, August 2005.
- [27] IVAN S. GRUDININ, ANDREY B. MATSKO, et al., "Ultra high Q crystalline microcavities," *Opt. Comm.*, vol. 265, no. 1, pp. 33-38, 2006.
- [28] ANATOLIY A. SAVCHENKOV, ANDREY B. MATSKO, et al., "Photorefractive damage in whispering gallery resonators," *Opt. Comm.*, vol. 272, no. 1, pp. 257-262, 2007.
- [29] ANATOLIY A. SAVCHENKOV, ANDREY B. MATSKO, VLADIMIR S. ILCHENKO, and LUTE MALEKI, "Optical resonators with ten million finesse," *Opt. Express*, vol. 15, no. 11, pp. 6768-6773, 2007.
- [30] HERVÉ TAVERNIER, NGAN NGUYEN THI KIM, et al. , "Optical disk resonators with micro-wave free spectral range for optoelectronic oscillator," *Proc. Of the 22nd European Time and Frequency Forum*, Toulouse, France (2008).
- [31] N. KLEIN, M. SCHUSTER, et al., "Novel dielectric resonator structures for future microwave communication systems," *Journal of the European Ceramic Society*, vol. 21, no. 15, pp. 2687-2691, 2001.
- [32] VLADIMIR S. ILCHENKO, X. STEVE YAO, and LUTE MALEKI, "High-Q microsphere cavity for laser stabilization and optoelectronic microwave oscillator," *Proc. SPIE*, vol. 3611, pp. 190-198, 1999.
- [33] B. MATSKO, A. A. SAVCHENKOV, D. STREKALOV, V. S. ILCHENKO, and L. MALEKI, "Review of Applications of Whispering-Gallery Mode Resonators in Photonics and Nonlinear Optics," *IPN Progress Report 42-162*, August 15, 2005.
- [34] SHAOZHONG DENG, WEI CAI, and VASILY ASTRATOV, "Numerical study of light propagation via whispering gallery modes in microcylinder coupled resonator optical waveguides," *Optics Express*, vol. 12, no. 26, pp. 6468-6480, 2004.

- [35] J. C. KNIGHT, N. DUBREUIL, V. SANDOGHDAR, J. HARE, V. LEFÈVRE-SEGUIN, J. M. RAIMOND, and S. HAROCHE, "Characterizing whispering-gallery modes in microspheres by direct observation of the optical standing-wave pattern in the near field," *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 10, pp. 698-700, 1996.
- [36] VLADIMIR S. ILCHENKO, ANATOLIY A. SAVCHENKOV, ANDREY B. MATSKO, and LUTE MALEKI, "Dispersion compensation in whispering gallery modes," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 20, no. 1, pp. 157-162, 2003.
- [37] A. MAZZEI, S. GÖTZINGER, L. DE S. MENEZES, et al., "Optimization of prism coupling to high-Q modes in a microsphere resonator using a near-field probe," *Opt. Comm.*, vol. 250, no. 4-6, pp. 428-433, 2005.
- [38] SHOUHUA HUANG, LUTE MALEKI, and THANH LE, "A 10 GHz optoelectronic oscillator with continuous frequency tunability and low phase noise," *Proc. Of the 2001 IEEE International Frequency Control Symposium and PDA Exhibition*, Seattle, USA, pp. 720-727, 2001.
- [39] DANNY ELIYAHU and LUTE MALEKI, "Tunable, ultra-low phase noise YIG based opto-electronic oscillator," *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, vol. 3, pp. 2185-2187, 2003.
- [40] H. E. KOTB, A. E. SAFWAT, H. BOGHDADY, and D. KHALIL, "Tuning of an RF Optoelectronic Oscillator," *MWP, 2006 International Topical Meeting on Microwave Photonics*, pp. 1-4, 2006.
- [41] W. SHIEH, S. X. YAO, G. LUTES, and L. MALEKI, "Microwave Signal Mixing by Using a Fiber-Based Optoelectronic Oscillator for Wavelength Division Multiplexed (WDM) Systems," *TDA Progress Report 42-129*, pp. 1-5, May 1997.
- [42] J. LASRI, P. DEVGAN, R. TANG, and P. KUMAR, "Ultralow timing jitter 40Gb/s clock recovery using self-starting optoelectronic oscillator," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 1, pp. 263-265, 2004.
- [43] HIDEMI TSUCHIDA and MAOKI SUZUKI, "40-Gb/s optical clock recovery using an injection-locked optoelectronic oscillator," *Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 1, pp. 211-213, 2005.
- [44] ZHAOXIN WANG, TONG WANG, CAIYUN LOU, LI HUO, and YIZHI GAO, "A novel approach for clock recovery without pattern effect from degraded signal," *Opt. Comm.*, vol. 219, no. 1-6, pp. 301-306, 2003.
- [45] ANDREY B. MATSKO, DMITRY STREKALOV, and LUTE MALEKI, "Magnetometer based on the opto-electronic microwave oscillator," *Opt. Comm.*, vol. 247, no. 1-3, pp. 141-148, 2005.

-
- [46] JEAN-MARIE BREBEC, JEAN-NOËL BRIFFAUT, et al. *Electronique I*, 2^{de} année PSI-PSI*, Chapitre 8. *Hachette*, 1997.
- [47] THOMAS L. FLOYD. *Électronique-Composants et systèmes d'applications*. 5^e édition, Chapitre 17, *Les éditions Raynald Goulet inc*, 2004.
- [48] <http://pdesurmont.free.fr/cybertronic/p/montage040.htm>
- [49] THIERRY GERVAIS. *Electronique-Cours et Exercices-2^{ème} année*. Chapitre 3. 2^{ème} Edition. *Vuibert*, 2005.
- [50] ENRICO RUBIOLA, The Leeson Effect – Phase noise in quasilinear oscillators, Feb. 23, 2005. also http://arxiv.org/PS_cache/physics/pdf/0502/0502143v1.pdf
- [51] ENRICO RUBIOLA. *Phase Noise and Frequency Stability in Oscillators*. *Cambridge University Press Series*, pp. 82, 2009.
- [52] RODOLPHE BOUDOT. *Oscillateurs micro-ondes à haute pureté spectrale*. *Thèse de l'Université de Franche-Comté*, France, 2006.
- [53] J. R. VIG (chair), “IEEE standard definitions of physical quantities for fundamental frequency and time metrology - random instabilities,” *IEEE Std 1139-1999*.
- [54] D. B. LEESON, “A simple model of feedback oscillator noise spectrum,” *Proc. IEEE*, pp. 329–330, Feb. 1966.
- [55] D.W. ALLAN, H. HELLWIG, P. KARTASCHOFF, J. VANIER, J. VIG, G.M.R. WINKLER, and N.F. YANNONI, “Standard Terminology for Fundamental Frequency and Time Metrology,” *Proc. of the 42nd Annual Frequency Control Symposium, Baltimore, MD*, June 1-4, pp. 419-425, 1988.
- [56] D. A. HOWE, D. W. ALLAN, and J. A. BARNES, “Properties of Signal Sources and Measurement Methods,” *Proc. of the 35th Annual Symposium on Frequency Control*, pp. 669-716, 1981.
- [57] A.BARNES, Andrew R. Chi, Leonard S. Cutler, et al., “Characterization of Frequency Stability,” *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. IM-20, no. 2, pp. 105-120, May 1971.
- [58] D.W. ALLAN, “Time and Frequency (Time-Domain) Characterization, Estimation, and Prediction of Precision Clocks and Oscillators,” *IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, UFFC-34, pp. 647-654, 1987.
- [59] D.W. ALLAN and J.A. BARNES, “A Modified "Allan Variance" with Increased Oscillator Characterization Ability”, *Proc. of the 35th Annual Frequency Control Symposium*, pp. 470-475, 1981.

- [60] PAUL LESAGE and THÉPHANE AYI, “Characterization of Frequency Stability: Analysis of the Modified Allan Variance and Properties of Its Estimate,” *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. IM-33, no. 4, pp. 332-336, December 1984.
- [61] V. GIORDANO, P. Y BOURGEOIS, Y. GRUSON, N. BOUBEKEUR, *et al.*, “New advances in ultra-stable microwave oscillators,” *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, vol. 32, no. 2, pp. 133-141, 2005.
- [62] WEIMIN ZHOU and GREGORY BLASCHE, “Injection-locked dual optoelectronic oscillator with ultra-low phase noise and ultra-low spurious level,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 53, no. 3, pp. 929-933, 2005.
- [63] X. S. YAO and L. MALEKI, “A light induced microwave oscillator,” *TDA Progress Report 42-123*, pp. 47-68, Nov. 1995.
- [64] YANNE KOUOMOU CHEMBO, KIRILL VOLYANSKIY, *et al.*, “Determination of Phase Noise Spectra in Optoelectronic Microwave Oscillators : A Langevin Approach,” *J. Quantum Electron.*, vol. 45, no. 2, pp. 178-186, 2009.
- [65] <http://www accuratus.com/fused.html>
- [66] STÉPHANE POINSOT, HENRI PORTE, JEAN-PIERRE GOEDGEBUER, *et al.*, “Continuous radio-frequency tuning of an optoelectronic oscillator with dispersive feedback,” *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 15, pp. 1300-1302, 2002.
- [67] M. R. SALEHI and S. KHOSROABADI, “Effect of Chromatic Dispersion on Optical Generation of Tunable Millimeter-Wave Signals,” *World Academy of Science, Engineering and Technology*, vol. 48, pp. 232-235, 2008.
- [68] KIRILL VOLYANSKIY. Etudes spectrales du bruit de phase dans les oscillateurs opto-électroniques micro-ondes à ligne à retard. *Thèse de l'Université de Franche-Comté, France*, Mars 2009
- [69] DANNY ELIYAHU, DAVID SEIDEL, *et al.*, “Phase Noise of a High Performance OEO and an Ultra Low Noise Floor Cross-Correlation Microwave Photonic Homodyne System,” *Proc. of Frequency Control Symposium, 2008 IEEE International, Honolulu, HI.*, pp. 811-814, 19-21 May 2008.
- [70] C.Z. TAN and J. ARNDT, “Refractive index, optical dispersion, and group velocity of infrared waves in silica glass,” *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 62, pp. 1087-1092, 2001.
- [71] DAVID R. LIDE. Handbook of Chemistry and Physics, 74th Edition 1993-1994. *CRC Press, Inc.*, 1993.
- [72] J. RHEIMST, J. KÖSER, T. WRIEDT, “Refractive-index measurements in the near-IR using an Abbe refractometer”, *Measurement science & technology*, vol. 8, no. 6, pp. 601-605, 1997.

-
- [73] CHANG-BONG KIM and CHIN B SU, "Measurement of the refractive index of liquids at 1.3 and 1.5 micron using a fibre optic Fresnel ratio meter," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 15, no. 9, pp. 1683–1686, 2004.
- [74] A. SAMOC, "Dispersion of refractive properties of solvents: Chloroform, toluene, benzene and carbon disulfide in ultraviolet, visible and near-infrared", *J. Appl. Phys.*, vol. 94, no. 9, pp. 6167-6174, 2003.
- [75] F. COPPINGER, S. YEGNANARAYANAN, P. D. TRINH, and B. JALALI, "Continuously Tunable Photonic Radio-Frequency Notch Filter," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, no. 3, pp. 339-341, March 1997.
- [76] PIERRE FERDINAND. Capteur à fibres optiques et réseaux associés. *Paris Technique et Documentations, Lavoisier*, pp. 52, 1992.
- [77] D.W. STOWE, D. R. MOORE, and R. G. PRIEST, "Polarization Fading in Fiber Interferometric Sensors," *J. Quantum Electron.*, vol. QE-18, no. 10, pp. 1644-1646, Oct. 1982.
- [78] N. J. FRIGO, A. DANDRIDGE, and A. B. TVETEN, "Technique for elimination of polarisation fading in fibre interferometers," *Electron. Lett.*, vol. 20, no. 8, pp. 319-320, 1984.
- [79] A. D. KERSEY, M. J. MARRONE, and M. A. DAVIS, "Polarisation-insensitive fibre optic Michelson interferometer," *Electron. Lett.*, vol. 27, no. 6, pp. 518-520, 1991.
- [80] A. D. KERSEY, M. J. MARRONE, A. DANDRIDGE, and A. B. TVETEN, "Optimization and stabilization of visibility in interferometric fiber-optic sensors using input-polarization control," *J. Lightwave Technol.*, vol. 6, no. 10, pp. 1599-1609, 1988.
- [81] J. COMELLAS, J. PRAT, A. RAFEL and G. JUNYENT, "Stabilization of interferometric response using a polarization scrambler," *Opt. Comm.*, vol. 190, no. 1-6, pp. 147-152, 2001.
- [82] NI MING, YANG HUA-YONG, XIONG SHUI-DONG, and HU YONG-MING, "Investigation of polarization-induced fading in fiber-optic interferometers with polarizer-based polarization diversity receivers," *Appl. Opt.*, vol. 45, no. 11, pp. 2387-2390, 2006.
- [83] ANWAR A. KHAN and R. SENGUPTA, "A linear temperature/voltage converter using thermistor in logarithmic network," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 33, no. 1, pp. 2-4, 1984.
- [84] ANWAR A. KHAN, "An improved linear temperature/voltage converter using thermistor in logarithmic network," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 34, no. 4, pp. 635-638, 1985.

- [85] G.MATTHAEI, L.YOUNG, E.M.T.JONES. Microwave filters, impedance-matching networks, and coupling structures, *Artech House*, pp. 473, 1980.
- [86] BRIAN C.WADELL. Transmission line design handbook, *Artech House*, pp. 199, 1991.
- [87] M. KIRSCHNING, R. H. JANSEN, and N. H. L. KOSTER, “Accurate Model for open end effect of microstrip lines,” *Electron. Lett.*, vol. 17, no. 3, pp. 123–125, Feb. 1981.

Résumé

L'oscillateur optoélectronique (OEO) introduit en 1994 par S. Yao et L. Maleki fut le premier oscillateur microondes incorporant une fibre optique très longue afin d'obtenir une très haute qualité spectrale. Dans cette thèse, nous nous sommes concentrés sur des applications de l'OEO, un domaine encore peu exploré. L'idée directrice est d'étudier des variations contrôlées de la fréquence d'oscillation et de montrer la faisabilité d'applications correspondantes. Deux possibilités sont abordées ici pour modifier la phase du signal et donc la fréquence d'oscillation.

La première consiste à modifier le chemin optique global du système. Après avoir montré la sensibilité du système à une modification de la longueur de boucle, nous avons appliqué ce principe à la mesure de l'indice de réfraction de diverses solutions chimiques avec une précision estimée à cinq millièmes environ. Des améliorations sont possibles et doivent permettre de gagner un ordre de grandeur.

Dans la deuxième méthode le signal optique en sortie de la fibre est divisé en deux voies a priori équivalentes. En imposant une variation de l'amplitude du signal dans un des chemins il est possible lors de la recombinaison électronique de modifier la phase globale. Une technique utilisant un amplificateur optique à semi-conducteur conduit à la réalisation d'un OEO contrôlé en tension ; une modulation de fréquence permettant de travailler jusqu'à un indice de modulation d'environ 5,4 est alors mise en œuvre. Une deuxième technique fondée sur un circulateur optique terminé par un interféromètre à fibre permet, grâce à une compensation des effets thermiques, de mesurer par exemple le coefficient d'absorption d'un liquide.

Abstract

The optoelectronic oscillator (OEO) proposed for the first time in 1994 by S. Yao and L. Maleki was the first microwave oscillator including a very long optical fiber and leading to a very high spectral quality. In this thesis we have focused our work on the possible applications of the OEO, a domain which is still not widely explored. The main idea is to study controlled variations of the oscillation frequency and to show the feasibility of corresponding applications. Two possibilities will be developed in order to act on the signal phase shift and hence on the oscillation frequency.

The first one is based on a change of the global optical path of the system. After showing the sensitivity of the system to a variation of the loop length, we have applied this principle for measuring of the refractive index of some chemical solutions leading to an estimated accuracy of five to one thousand. Improving this first realization could lead to gain one magnitude order.

For the second method, the optical signal at the output of the fiber is divided into two equivalent parts. By setting a variation of the signal amplitude in one of these two paths it is possible to change the global phase shift after the electronic combining. The first technique is based on a semi-conductor optical amplifier leading to the realization of a voltage controlled OEO whose properties are underlined by implementing a frequency modulation with a modulation index up to 5.4. The second technique is based on using a circulator terminated by an optical fiber interferometer. With a compensation of the thermal effects it is possible to measure for example the absorption coefficient of some liquids.