



HAL
open science

Réalisation d'un oscillateur paramétrique optique stabilisé en fréquence et accordable continument sur 500GHz pour la spectroscopie infrarouge

Emeline Andrieux

► **To cite this version:**

Emeline Andrieux. Réalisation d'un oscillateur paramétrique optique stabilisé en fréquence et accordable continument sur 500GHz pour la spectroscopie infrarouge. Optique [physics.optics]. Conservatoire national des arts et metiers - CNAM, 2011. Français. NNT: . tel-00705965v1

HAL Id: tel-00705965

<https://theses.hal.science/tel-00705965v1>

Submitted on 26 May 2012 (v1), last revised 8 Jun 2012 (v2)

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.

le **cnam**

CONSERVATOIRE NATIONAL DES ARTS ET MÉTIERS

le **cnam**

École Doctorale Cnam ED 415
LABORATOIRE COMMUN DE METROLOGIE (LCM)

THÈSE présentée par :

Emeline ANDRIEUX

soutenue le : 16 Décembre 2011

pour obtenir le grade de : Docteur du Conservatoire National des Arts et Métiers

Discipline/ Spécialité : Lasers, Métrologie, Communications

**RÉALISATION D'UN OSCILLATEUR
PARAMÉTRIQUE OPTIQUE STABILISÉ EN
FRÉQUENCE ET ACCORDABLE CONTINÛMENT
SUR 500 GHz POUR LA SPECTROSCOPIE
INFRAROUGE**

Thèse dirigée par :

ZONDY Jean-Jacques

Ingénieur de Recherche LNE

Rapporteurs :

BRETENAKER Fabien

Directeur de Recherche CNRS, Laboratoire
Aimé Cotton, Université Paris Sud-11

SEGONDS Patricia

P.U. Institut Néel - Dept. MCMF, Université
Joseph Fourier

Jury :

GUELLATI-KHELIFA Saida

P.U. du CNAM, Laboratoire Kastler Brossel
Chercheur ONERA

RAYBAUT Myriam

LUCAS-LECLIN Gaëlle

MCF, Laboratoire Charles Fabry de l'Insti-
tut d'Optique

CADORET Malo

MCF, CNAM (Membre Invité)

Remerciements

Les travaux réalisés lors de cette thèse ont été effectués au laboratoire commun de métrologie, à Saint-Denis. Je tiens à remercier son directeur, Marc Himbert de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire.

Je tiens ensuite à remercier les rapporteurs, Patricia Segonds et Fabien Bretenaker, pour toutes leurs corrections. Je remercie également tous les membres du Jury, Saïda Guellati-Khelifa, Myriam Raybaut et Gaëlle Lucas-Leclin.

J'adresse toute ma reconnaissance à mon directeur de thèse, Jean-Jacques Zondy, pour sa disponibilité, ses conseils, son savoir et son soutien. Il est pour beaucoup dans l'aboutissement de ma thèse. Jean-Jacques, un grand merci à toi!

Mes sincères remerciements à Malo Cadoret pour toute l'aide qu'il m'a apporté et pour sa patience. Mes remerciements s'adressent également à Thomas Zanon-Willette pour son soutien et sa gentillesse.

Je tiens à remercier mes camarades thésards du laboratoire, plus particulièrement Abdallah Rihan pour son travail et sa bonne humeur.

Je remercie tout le personnel du LCM, et surtout, merci à Stephane Aubert pour son aide en électronique, merci à Daniel Truong pour ses cours de dessin industriel et un grand merci à Arnaud Richard pour ma belle boîte et pour nos discussions.

Un grand merci à l'ensemble de ma famille, en particulier à mes parents, merci d'avoir toujours été là pour me soutenir...

Je remercie également ma soeur Mélane et mon frère Cox pour leur soutien, leurs encouragements et toutes nos merveilleuses soirées.

Je tiens également à remercier ici tous ceux qui m'ont permis de me souvenir qu'il y a une vie à côté de la thèse : Jay, Pims, Momo, Cyril, Anne, FX, Cécile, Greg, Ahmed, Lotfi, Cécé, Rémi, Damien, Magnum, Flo, Cecilia, Rafik, Gilles, Nadia, Blacky, Julia, Kara, Juju, Yann, Matt Le roi des grenouilles, Alex, Pascal...

Enfin, merci à Eric pour sa compréhension et son soutien inconditionnel...

J'espère n'avoir oublier personne mais si c'est le cas : mille excuses.

REMERCIEMENTS

Résumé

Nous avons développé un oscillateur paramétrique optique simplement résonant (SRO) basé sur un cristal non linéaire de niobate de lithium dopé 5%-MgO et périodiquement polarisé (ppMgCLN). Il est pompé à 1064 nm par une diode laser en cavité étendue balayable continûment de 1050 à 1070 nm injectant un amplificateur Yb-fibré de puissance 10 W. Il génère une onde idler comprise entre 3 et 4 μm et une onde signal entre 1450 et 1650 nm. Son seuil varie entre 2 et 3 W. La puissance idler maximale obtenue est de 1.8 W à 3 μm pour une puissance de pompe de 9 W. Le balayage en fréquence continu de l'onde idler s'effectue en balayant la longueur d'onde pompe. Du fait des propriétés de dispersion du matériau ppMgCLN pompé à une longueur d'onde proche de 1064 nm, le désaccord de phase ne varie pas significativement durant le balayage en fréquence de la pompe permettant une excursion en fréquence sans saut de mode de l'onde idler importante. Sans asservissement, un balayage continu de l'onde idler sur 175 GHz a été obtenu, limité principalement par les fluctuations acoustiques basses fréquences de longueur de la cavité SRO induisant un ou plusieurs sauts de mode durant le balayage. Pour réduire ces fluctuations et augmenter la plage de balayage sans saut de mode, la cavité SRO est asservie sur le pic de transmission d'une cavité Fabry-Perot de grande finesse. Nous avons alors pu démontrer un balayage mono-fréquence sans saut de mode de l'onde idler sur 500 GHz. Cette large accordabilité continue pourrait être utilisée pour la spectroscopie haute résolution multi-espèces dans le moyen infrarouge. Par ailleurs, nous avons revisité la théorie ondes planes du SRO, dont les solutions analytiques ont été données pour la première fois en 1969 par Kreuzer sous la forme d'une équation transcendante, en utilisant une méthode perturbative très puissante qui tient compte de la déplétion de la pompe. Nous avons pu ainsi déterminer les relations d'entrée-sortie du SRO sous la forme de relations explicites très simples, montrant que les puissances de sortie sont proportionnelles à la racine cubique de la puissance pompe.

Mots clés : Oscillateur paramétrique optique, Moyen infrarouge, accordabilité continue, asservissement en fréquence, théorie des OPOs continus.

RÉSUMÉ

Abstract

We developed a singly-resonant optical parametric oscillator (SRO) based on a nonlinear crystal of 5%-ppMgCLN congruent lithium niobate chip and pumped at 1064 nm by an extended cavity diode laser widely tuneable from 1050 to 1070 nm injecting a 10 W Yb-fiber amplifier. It generates an idler wave between 3 and 4 μm and a signal wave between 1450 and 1650 nm. The threshold varies between 2 and 3 W. The maximum idler output power of 1.8 W is obtained at 3 μm for a pump power of 9 W. The idler tuning is achieved by pump tuning. Owing to the dispersion properties of the ppMgCLN pumped near 1064 nm, the phase mismatch does not vary significantly during the the pump tuning allowing in principle an extended idler tuning when the pump frequency is varied. Without stabilization, a continuous mode-hop-free idler excursion of 175 GHz was obtained, limited by small cavity length fluctuations. To reduce these fluctuations and extend the mode-hop-free idler excursion, the SRO cavity is stabilized to the top of a Fabry-Perot transmission fringe. We then demonstrated a mode-hop-free idler tuning range of 500 GHz. This broad continuous tunability could be used for multi-species high resolution spectroscopy in the mid-infrared. Moreover, we have revisited the plane waves SRO theory, whose analytical solutions were given for the first time in 1969 by Kreuzer in the form of a transcendental equation, using a very powerful perturbative method which takes into account the depletion of the pump. We were able to determine the input-output relations of SRO in the form of very simple explicit relationships, showing that the output powers are proportional to the cubic root of the pump power.

Keywords : Optical parametric oscillator, mid-infrared, mode-hop-free tuning, quasi-phase-matching, laser frequency stabilization.

ABSTRACT

Table des matières

Introduction	25
1 Introduction à l'optique non linéaire : généralités	27
1.1 Généralités	27
1.2 Polarisation macroscopique et susceptibilité non linéaire	28
1.3 Equations de propagation dans un milieu non linéaire	30
1.4 Accord de phase	32
1.4.1 Condition d'accord de phase et accord de phase par biréfringence (BPM)	32
1.4.2 Quasi-accord de phase (QPM)	34
2 Théorie de l'oscillateur paramétrique optique simplement résonnant	39
2.1 Principe de l'oscillateur paramétrique optique	39
2.2 Expression du gain paramétrique	41
2.3 Equations de propagation réduites	43
2.4 Conditions aux limites dans le cas du SRO	45
2.5 Solutions exactes par la méthode numérique	46
2.6 Solutions dans l'approximation du champ moyen	46
2.7 Solutions analytiques (méthode perturbative)	51
2.7.1 Développement perturbatif à l'ordre 2	52
2.7.2 Développement perturbatif à l'ordre 4	54
2.7.3 Dénormalisation des champs	59
2.8 Conclusions	61
3 Conception d'un oscillateur paramétrique optique simplement résonnant largement accordable dans le moyen infrarouge	63
3.1 Introduction : état de l'art des sources continues MIR	63
3.2 Le cristal de niobate de lithium en quasi-accord de phase (ppMgCLN)	69

TABLE DES MATIÈRES

3.2.1	Propriétés optiques et thermiques du PPLN	69
3.2.2	Quasi-accord de phase non critique et gain paramétrique	73
3.3	Dispositif expérimental	77
3.4	Conception du résonateur	82
3.4.1	Fonction de focalisation de Boyd-Kleinman : choix du paramètre confocal	83
3.4.2	Evaluation des pertes par diffraction sur les faces d'entrée et de sortie du cristal	85
3.4.3	Choix de compromis pour le paramètre de focalisation	87
3.4.4	Positionnement du waist de pompe à vide par rapport au cristal	87
3.5	Dimensionnement de la cavité en anneau	88
3.5.1	Calcul de la matrice ABCD de la cavité SRO	88
3.5.2	Zone de stabilité	89
3.5.3	Calcul du waist de l'onde signal au centre du cristal	90
3.6	Procédure d'alignement de la cavité SRO	93
3.6.1	Positionnement des miroirs	93
3.6.2	Insertion du cristal	94
3.6.3	Pré-alignement fin de la cavité SRO sur le vert	95
3.6.4	Insertion de l'étalon intracavité	97
4	Résultats expérimentaux : caractérisation de l'émission du SRO	99
4.1	Caractérisation des propriétés de quasi-accord de phase des réseaux du ppMgCLN	99
4.2	Seuil d'oscillation et puissances signal et idler	100
4.3	Bistabilité thermique à $\lambda_i \sim 3.3$ microns	103
4.4	Emission spectrale IR du SRO	105
4.5	Accord en longueur d'onde par sauts de mode	106
4.6	Balayage continu de l'onde idler du SRO libre par balayage de la longueur d'onde pompe	108
4.6.1	Diode laser ECDL accordable continûment entre 1050nm et 1070nm	109
4.6.2	Transfert de l'accordabilité en longueur d'onde de la diode ECDL vers l'onde idler	112
4.7	Balayage continu de la fréquence idler par balayage de la céramique PZT du laser ECDL	113
4.8	Conclusion	114

TABLE DES MATIÈRES

5	Stabilisation en fréquence de la cavité	117
5.1	Principes généraux de l'asservissement en fréquence	118
5.2	Asservissement par modulation-démodulation synchrone	121
5.2.1	Choix de la méthode d'asservissement	121
5.2.2	Réalisation expérimentale et obtention du signal d'erreur . . .	123
5.3	Filtres correcteurs et stabilité de la boucle de rétroaction électronique	128
5.4	Analyse des performances de la stabilisation en fréquence	133
5.4.1	Bruit sur le signal d'erreur et densité spectrale de puissance .	133
5.4.2	Densité spectrale de puissance de bruit de fréquence $S_\nu(f)$ et variance des fluctuations	134
5.4.3	Résultats expérimentaux	135
5.5	Balayage en fréquence continu de l'onde idler sur 500 GHz	136
	Conclusion	141
	Annexes	151
A	Programme Labview	151
A.1	Spectroscopie (sub-)Doppler	151
A.2	Spectroscopie large bande	152
B	Publications et communications	155
B.1	Publications	155
B.2	Communications	155
	Index	158

TABLE DES MATIÈRES

Liste des tableaux

3.1	Coefficients de Sellmeier du 5% MgO :CLN	72
-----	--	----

LISTE DES TABLEAUX

Table des figures

1.1	Repère des axes diélectriques (X,Y,Z) et repère des coordonnées de laboratoire (x,y,z) : z est la direction de propagation des ondes déterminée par le vecteur d'onde \mathbf{k} (repéré par les angles (θ, ϕ) par rapport au repère (X,Y,Z)).	29
1.2	A gauche, conservation de l'impulsion : schéma général d'un accord de phase non colinéaire. A droite, conservation de l'énergie : un photon pompe à $\hbar\omega_3$ est annihilé pour créer deux photons à $\hbar\omega_1$ et $\hbar\omega_2$	33
1.3	Schéma d'un cristal périodiquement polarisé. La fabrication des domaines d'inversion de la polarisation par application d'un champ électrique statique intense (de l'ordre de 20 kV/mm pour le LiNbO ₃) se fait à l'aide d'électrodes métalliques imprimées sur la face $(Z)=(c^+)$ à partir d'un masque photolithographique répliquant la période du réseau Λ . La face opposée (c^-) est totalement recouverte d'un film métallique.	35
1.4	Conservation de l'impulsion dans le cas du quasi-accord de phase d'ordre 1 pour une génération paramétrique (amplification ou oscillation) à partir d'une onde pompe ω_p . Le vecteur de réseau $G_m = 2\pi/\Lambda$ compense le désaccord de phase $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$ dû à la dispersion normale de l'indice $n_Z(\lambda)$	36
1.5	Génération paramétrique en fonction de la longueur L : (a) sans accord de phase $\Delta k \neq 0$, (b) avec accord de phase parfait par biréfringence $\Delta k = 0$, (c) quasi-accord de phase $\Delta k_Q = 0$	37
2.1	A gauche, principe de l'oscillateur paramétrique simplement résonnant : en traversant le cristal non linéaire, l'onde pompe à ω_3 crée les ondes à ω_1 et ω_2 par génération paramétrique. En plaçant le cristal dans une cavité résonnante pour l'onde signal à ω_2 , celle-ci est amplifiée jusqu'à l'oscillation du système. A droite, rappel de la conservation de l'énergie : un photon pompe à $\hbar\omega_3$ est annihilé pour créer deux photons à $\hbar\omega_1$ et $\hbar\omega_2$	40
2.2	Gain paramétrique normalisé en fonction de $\Delta kL/2$ [1].	42

TABLE DES FIGURES

2.3	Schéma de principe de la cavité en anneau d'un SRO idéal (seule l'onde signal résonne).	44
2.4	Intensité du signal en fonction x : (a) dans l'approximation du champ moyen (branches $k = 0, 1$), Eq.(2.19); (b) à partir du calcul numérique pour différentes conditions initiales pour l'itération temporelle (voir texte pour plus de détail); les symboles "cercles" superposés à la branche $k=0$ sont les solutions heuristiques (voir plus loin Eq.(2.42)); (c) solution perturbative d'ordre le plus bas, proportionnelle à $\sqrt{x}-1$, Eq.(2.22).	49
2.5	Intensité du signal, de l'idler et de la pompe dans le cristal, dans l'approximation du champ moyen, pour $x = I_{in}/I_{th} = 2.5$ et $\kappa_s = 0.01$. 51	51
2.6	Intensité du signal intracavité en fonction de x : (tirets) à partir du modèle numérique; (triangle) approche heuristique (Eq. 2.42) confondue avec les résultats obtenus dans l'approximation du champ moyen, Eq.(2.19); (ligne continue) approche perturbative d'ordre $n=4$ avec utilisation de Manley-Rowe ,Eq.(2.39).; (pointillés) approche perturbative d'ordre $n=4$ sans appel à Manley-Rowe, Eq.(2.35).	58
2.7	Dépletion de la pompe en fonction du paramètre de pompe x : (tiret) à partir du modèle numérique; (cercle vide) Γ_p champ moyen (Eq.(2.20) et Eq.(2.19)); (triangle) Γ_p champ-moyen (2.20)et I_s (2.42); (cercle noir) Γ_p selon l'approche perturbative (Eq.(2.41)) et I_s heuristique (Eq.(2.42)); (ligne continue) Γ_p perturbative (Eq.(2.41)) combinée à I_s solution cubique (2.39); (pointillés) Γ_p perturbative (Eq.(2.41)) et I_s solution perturbative d'ordre $n=4$ (Eq.(2.35)).	59
2.8	Distribution de l'intensité pompe au sein du cristal pour $x = I_{in}/I_{th}$ compris entre 2 et 6. Les solutions numériques sont représentées en pointillés et les symboles représentent les résultats obtenus avec les équations (2.39) et (2.37)	60
3.1	Laser Cr :ZnSe commercialisé par IPG (http://www.ipgphotonics.com/). 64	64
3.2	Schéma du dispositif expérimental de la différence de fréquence en simple passage par Maddaloni [2].	65
3.3	Schéma du dispositif expérimental de la différence de fréquence en cavité résonante par Witinski [3].	66
3.4	Schéma du dispositif expérimental de la différence de fréquence en cavité résonante par Galli [4].	67
3.5	Schéma de la diode laser à cascade quantique en cavité étendue [5]. . 67	67
3.6	Structure cristallographique du niobate de lithium.	70

TABLE DES FIGURES

3.7	Domaine de transparence du niobate de lithium. Le pic d'absorption au voisinage de 3.3 microns est dû à la présence d'impuretés (radicaux) OH^- dans la maille cristalline. Cette absorption résiduelle vue par l'onde idler dans un SRO peut être responsable d'effets de bistabilité thermique gênants [6].	71
3.8	Schéma de cristaux périodiquement polarisés. A gauche, un cristal avec un seul réseau uniforme " <i>Uniform grating</i> ", à droite un cristal présentant plusieurs réseaux " <i>multiple grating</i> ".	73
3.9	Courbes de quasi-accord de phase d'un cristal ppMgCLN (dopé 5%-MgO) pour une longueur d'onde de pompe de $\lambda_p = 1064$ nm. Une ligne horizontale passant par le point de dégénérescence du processus paramétrique ($\lambda_s = \lambda_i = 2\lambda_p = 2.128\mu\text{m}$) sépare les branches signal des branches idler.	74
3.10	Acceptance en température de l'interaction paramétrique de notre PPLN ($L = 5$ cm) à une longueur d'onde pompe $\lambda_p = 1064$ nm, utilisant le réseau de période $\Lambda_0 = 30.5 \mu\text{m}$. La longueur d'onde signal a été fixée à $\lambda_s = 1545$ nm. Le quasi-accord de phase (QPM) est "critique" au sens où c'est la dérivée première $\partial\Delta k/\partial T$ non nulle dans le développement en série de l'équation $\Delta k(T) = 0$ (identiquement à l'Eq.3.6) qui détermine la largeur de la courbe.	75
3.11	Courbe de gain paramétrique à $T = 40^\circ\text{C}$ et $\Lambda_0 = 30.5 \mu\text{m}$ pour une longueur d'onde de pompe proche de $\lambda_p = 1050$ nm. Pour tracer cette courbe nous avons fixé la longueur d'onde signal à $\lambda_s = 1554$ nm, tout en respectant la conservation de l'énergie (équation (3.5)).	76
3.12	Variation du désaccord de phase Δk_Q en fonction de la longueur de la pompe λ_p à $T = 100^\circ\text{C}$ et $\Lambda_0 = 30.5 \mu\text{m}$ pour $\lambda_s = 1545$ nm.	77
3.13	Courbe de gain paramétrique à $T = 40^\circ\text{C}$ et $\Lambda_0 = 30.5 \mu\text{m}$ pour une longueur d'onde de pompe proche de $\lambda_p = 1066$ nm avec $\lambda_s = 1545$ nm et $\lambda_i = 3418$ nm.	78
3.14	Dispositif expérimental. FI : isolateur optique (Faraday isolator) ; F-P : résonateur Fabry-Perot confocal ; DCLE : diode laser maître en cavité étendue ; PZT : céramique-tube piézo-électrique de type "stack".	78
3.15	Photographie de la cavité SRO. Le trajet du faisceau est représenté par les lignes rouges.	79
3.16	Photographie de la diode laser maître en cavité étendue (New Focus Velocity model TLB-6321-H) et de son contrôleur.	79
3.17	Spectre d'émission de la diode laser maître en cavité étendue (New Focus Velocity model TLB-6321-H). Le piédestal représente l'émission spontanée amplifiée (ASE) de la fibre.	79

TABLE DES FIGURES

3.18	Courbes de transmission des miroirs de la cavité OPO (LaserOptik GmbH, Planeg, GER). La bande signal HR se situe entre $\lambda_s = 1450-1650$ nm, restreignant la longueur d'onde idler entre $\lambda_i = 2995$ nm et 3997 nm, pour $\lambda_p = 1064$ nm.	82
3.19	Fonction de focalisation en fonction du paramètre de désaccord de phase normalisé σ dans le cas faible focalisation ($\xi = 5.10^{-2}$, courbe bleue notée h_p) et dans le cas de forte focalisation ($\xi = 1.5$, courbe noire notée h_g), pour $\zeta = 0.6$	84
3.20	Maximum de la fonction de focalisation en fonction du paramètre ξ pour $\zeta = 0.6$. L'optimum est obtenu pour $\xi = 2$	85
3.21	Intensité transmise dans un réseau de section $l \times l$	86
3.22	Déplacement longitudinal du waist de pompe dû à la réfraction dans le cristal. Ce déplacement dû à la réfraction n'agit que pour une onde non résonnante. Pour l'onde signal résonnante, la position du waist w_s est déterminée par la cavité (au centre du cristal lorsque celui-ci est symétriquement situé par rapport aux miroirs sphériques.	88
3.23	Schéma de la cavité avec les dimensions.	89
3.24	Courbe de stabilité de la cavité SRO pour $L_2=390$ mm, $R=100$ mm, $\lambda_s=1550$ nm et $L=50$ mm.	90
3.25	Evolution du waist du signal au centre du cristal en fonction de la longueur L_1 de la cavité pour $L_2 = 390$ mm, $R = 100$ mm, $\lambda_s = 1550$ nm et $L = 50$ mm.	91
3.26	Evolution du waist du signal entre les deux miroirs plans en fonction de la longueur L_1 de la cavité pour $L_2 = 390$ mm, $R = 100$ mm, $\lambda_s = 1550$ nm et $L = 50$ mm.	93
3.27	Procédure d'alignement de la cavité.	94
3.28	Insertion du cristal dans la cavité.	95
3.29	Pré-alignement fin de la cavité SRO sur le vert.	96
3.30	Franges d'Airy du faisceau vert à 532 nm issu de la SHG hors accord de phase de la pompe, lorsque la cavité SRO préalignée est balayée en longueur en appliquant une rampe de tension triangulaire sur la cale PZT.	96
3.31	De haut en bas : Courbe de l'étalon ; peigne de modes longitudinaux de la cavité ($ISL = 500$ MHz) ; Courbe de gain combinant le gain de l'OPO et la courbe sélective de l'étalon. L'étalon sélectionne l'un des modes subissant le moins de pertes et expérimentant le gain le plus élevé (en rouge). En tiltant l'étalon, on peut passer consécutivement d'un mode de cavité à l'autre (accordabilité du SRO par saut de mode), même si un saut aléatoire sur un mode distant de plus de 20 ISL peut arriver.	98

TABLE DES FIGURES

4.1	Courbes de quasi-accord de phase : longueur d'onde du signal (1450-1650 nm) et de l'idler (3-4 μm) en fonction de la température pour des réseaux du PPLN de 29 à 31 μm . Les points représentent les données expérimentales et les lignes continues représentent les courbes théoriques.	100
4.2	Puissance idler de sortie en fonction de la puissance de pompe pour $\lambda_i=3; 3.3; 3.6$ et 4 μm	101
4.3	Puissance idler à $\lambda_i = 3.3 \mu\text{m}$ en fonction du paramètre de pompe $x = P_{in}/P_{th}$. La ligne continue représente l'ajustement proportionnel à $\frac{x^{1/3}-1}{x^{1/3}}$	101
4.4	Puissance signal de sortie en fonction de la puissance de pompe pour $\lambda_s = 1460; 1510; 1571; 1647 \text{ nm}$	102
4.5	Déplétion de la pompe.	103
4.6	Puissance idler en fonction de la puissance de pompe, d'après la référence [6]. Dans cette référence, le SRO est résonant sur l'onde idler vers 3.3 microns, d'où le seuil d'oscillation élevé.	104
4.7	Puissance idler de sortie en fonction de la longueur d'onde idler obtenue avec les 5 réseaux $\Lambda_0=29; 29.5; 30; 30.5; 31; 31.5 \mu\text{m}$ et des températures comprises entre 30 et 200 $^\circ\text{C}$	105
4.8	Puissance signal de sortie en fonction de la longueur d'onde signal obtenue avec les 5 réseaux $\Lambda_0=29; 29.5; 30; 30.5; 31; 31.5 \mu\text{m}$ et des températures comprises entre 30 et 200 $^\circ\text{C}$	106
4.9	Courbe de l'étalon en suprasil de 0.5 mm d'épaisseur : balayage en fréquence de l'onde signal par saut de mode.	107
4.10	Courbe de l'étalon YAG de 0.4 mm d'épaisseur ($ISL = 205 \text{ GHz}$) : balayage en fréquence de l'onde signal par sauts de mode consécutifs. Pour chaque point de la courbe de balayage, le mode signal est en coïncidence avec le sommet de la frange de l'étalon qui défile. Vers $\lambda_s = 1547.2 \text{ nm}$ où la puissance idler est maximum, la position de l'étalon est quasi-normale à l'axe du résonateur SRO. Pour les points extrêmes, l'étalon est relativement incliné, causant des pertes additionnelles intra-cavité qui font baisser la puissance idler. La forme en "cloche" de la courbe de balayage par sauts de mode reflète l'acceptance spectrale signal de l'accord de phase QPM, à longueur d'onde de pompe constant.	108

TABLE DES FIGURES

4.11	Schéma de notre diode laser en cavité étendue (DLCE) en configuration Littman-Metcalf. Parmi le continuum de longueurs d'onde dispersées dans l'ordre -1 du réseau, le miroir de renvoi fermant la cavité (l'autre miroir étant constitué par la face arrière traité HR du semi-conducteur) sélectionne une longueur d'onde qui réinjecte le composant semi-conducteur. L'accord en longueur d'onde de l'ECDL se fait en tournant le miroir de renvoi autour d'un point pivot tel que défini sur la figure par l'intersection des plans du miroir et du réseau avec la face arrière du composant semi-conducteur. Lorsque la rotation du miroir se fait exactement suivant un axe centré sur ce point pivot, on montre que le passage d'une longueur d'onde à une autre se fait en conservant le nombre d'onde (ventres) dans la cavité, c'est-à-dire sans saut de mode. Le système Velocity de New Focus est basé sur ce principe simple mais dont la difficulté technologique (brevetée) consiste à maintenir le point pivot fixe à moins de ± 20 micromètres près au cours de la rotation du miroir pilotée par un moteur linéaire.	110
4.12	Représentation schématique de la courbe de gain de la diode laser, des modes de la cavité et de la courbe instrumentale du réseau de diffraction.	111
4.13	Elongation de la cavité avec maintien du nombre d'onde constant dans la cavité.	111
4.14	Balayage de l'idler sans asservissement de la cavité.	113
4.15	Franges de transmission de l'étalon Ge pendant le balayage de la pompe en mode "scan" de l'ECDL.	114
4.16	Courbe de transmission de l'étalon Ge pendant le balayage de la pompe en mode " <i>fine tuning</i> " de l'ECDL (par balayage de la céramique PZT du miroir de renvoi de l'ECDL). L'excursion de la PZT n'étant pas tout à fait linéaire, la période des franges n'est pas constante.	115
5.1	Schéma de principe d'un asservissement.	118
5.2	Diagrammes de Bode.	120
5.3	Schéma de coupe du Fabry-Perot monobloc en acier inoxydable.	124
5.4	Transmission de la cavité Fabry-Perot. La finesse expérimentale est $F = 200$, et l' $ISL = 1.5$ GHz, donnant une largeur de frange à mi-hauteur de $\Delta\nu = 7.5$ MHz.	125
5.5	Signal d'erreur issu de la démodulation par l'amplificateur à détection synchrone (DS). La pente du signal dispersif autour du zéro est $p = \Delta V / \Delta\nu$, où ΔV est l'amplitude crête-crête du signal d'erreur en Volt. Expérimentalement, nous avons une pente $p = 2.92 \cdot 10^{-5}$ V/Hz ($1/p = 3.42$ MHz/V).	125

TABLE DES FIGURES

5.6	Dispositif expérimental du SRO stabilisé en fréquence. Le F-P confocal de référence est modulé à 55 kHz, et le signal transmis détecté par une photodiode InGaAs est démodulé par un amplificateur à détection synchrone (DS ou <i>Lock-in</i>). Le signal d'erreur dispersif en sortie de la DS est alors traité par un filtre correcteur comprenant deux intégrateurs purs en cascade, puis envoyé à l'entrée modulation de l'ampli haute-tension (HT ou <i>HV</i>) pilotant la céramique PZT contrôlant la longueur optique du résonateur SRO. Une partie du signal d'erreur en boucle fermée est analysée spectralement par un analyseur FFT afin de visualiser le spectre des fluctuations résiduelles de la cavité SRO. FC : filtre correcteur.	127
5.7	Montage transimpédance de la photodiode InGaAs.	129
5.8	Schéma électronique de l'intégrateur.	129
5.9	Diagrammes de Bode en phase et en amplitude en boucle ouverte (a) et en boucle fermée (b) de l'intégrateur.	130
5.10	Schéma électronique du filtre correcteur avec deux intégrateurs en cascade.	131
5.11	Diagrammes de Bode en phase et en amplitude en boucle ouverte (a) et en boucle fermée (b) du filtre correcteur, pour $R_1 = 2\text{ k}\Omega$ et $R_2 = 24\text{ k}\Omega$	132
5.12	Schéma du circuit déphaseur.	132
5.13	Diagrammes de Bode en phase et en amplitude en boucle ouverte du filtre déphaseur.	133
5.14	Densité spectrale de puissance de bruit de fréquence de l'onde signal : quand le SRO est en fonctionnement libre (a), quand le SRO est stabilisé en fréquence sur la cavité Fabry-Perot avec un (b) et deux intégrateurs (c) et la ligne de base correspondant au bruit électronique (d).	135
5.15	Balayage continu sans saut de mode de l'onde idler sur $\Delta\nu_i = 500\text{ GHz}$	137
A.1	Représentation schématique du programme Labview <i>spectroscopy.vi</i> permettant de contrôler la fréquence du laser de pompe. La fréquence de l'onde pompe peut être balayée pour une spectroscopie large bande (<i>broad-band tuning.vi</i>) ou bien une spectroscopie (sub-)Doppler (<i>fine tuning.vi</i>).	153

TABLE DES FIGURES

Introduction

Dans le secteur médical, la détection précoce des maladies est primordiale voire vitale. En effet, à un stade précoce, beaucoup de maladies induisent peu ou pas de souffrances du tout, et les perspectives de guérison sont bien meilleures.

L'analyse du souffle humain est l'un des tests cliniques pouvant être utilisé pour la détection de maladie à un stade précoce et a l'avantage d'être non invasive. Le développement des techniques de spectroscopie laser d'absorption (LAS), en particulier la CRDS (*Cavity Ring Down Spectroscopy*) et la TDLAS (*Tuneable Diode Laser Absorption Spectroscopy*), permettent le développement de dispositifs compacts et ne nécessitant pas d'étalonnage, capables d'exécuter ces tests en ligne rapidement. Ces dispositifs doivent bien sûr avoir un niveau élevé de précision, de robustesse et de fiabilité en regard des concentrations extrêmement faibles des composés organiques volatils présents à l'état de trace dans la respiration humaine.

Dans le cadre du programme européen de recherche en métrologie (*European Metrology Research Programme* ou EMRP), le projet "*breath analysis*" a été lancé afin de développer davantage l'instrumentation et les méthodes d'analyse. Le but est d'améliorer la fiabilité de l'identification des espèces présentes dans l'air expiré, en particulier pour un ensemble choisi de biomarqueurs, et de réduire l'incertitude de mesure sur la quantité de matière de 10% (valeur typique actuelle) à 1 – 2%.

La première étape de ce projet concerne le développement de l'instrumentation. Une source laser continue largement accordable dans le moyen infrarouge (MIR) (2 – 20 μm) est nécessaire pour effectuer la spectroscopie de molécules sur leurs raies ro-vibrationnelles fondamentales. Parmi le peu de sources lasers largement accordables disponibles dans cette gamme spectrale, un oscillateur paramétrique optique simplement résonant (SRO) est un choix judicieux pour la spectroscopie. En raison de l'élargissement homogène du gain paramétrique, un SRO oscille en principe de façon monofréquence, ne nécessitant pas l'utilisation de diode optique (le fonctionnement unidirectionnel est garanti par la condition vectorielle d'accord de phase), ou d'éléments intracavités complexes sélectifs en fréquence, comme dans le cas des lasers solides monofréquences et accordables. Par ailleurs, l'onde idler d'un SRO peut être balayée en fréquence continûment en balayant le laser de pompe (si celui-ci est également largement accordable) sur de très larges plages de fréquence, ce qui permet, en spectroscopie laser, d'enregistrer en un seul balayage l'intégralité d'une bande de vibration-rotation, ou de mesurer des paramètres moléculaires de bandes d'absorption non résolues et très larges de molécules à structure complexe comme certains hydrocarbures.

Nous avons développé un oscillateur paramétrique optique simplement résonant (SRO) basé sur un cristal non linéaire de niobate de lithium dopé 5%-MgO et périodiquement polarisé (ppMgCLN). Il est pompé à 1064 nm par une diode laser en cavité étendue balayable continûment de 1050 à 1070 nm injectant un amplificateur Yb-fibré de puissance 10 W.

Dans le premier chapitre, nous introduisons les principes fondamentaux de la conver-

sion paramétrique (mélange non-linéaire) à trois ondes. Après quelques généralités, nous définirons la polarisation et la susceptibilité non linéaire. Nous présenterons ensuite les relations fondamentales qui existent entre les trois ondes interagissant dans un cristal non linéaire. Puis, nous développerons la notion d'accord de phase et de quasi-accord de phase.

Dans le deuxième chapitre, nous allons revoir les relations d'entrée-sortie d'un SRO pour l'onde de fréquence intermédiaire signal. Nous présenterons tout d'abord la théorie analytique du SRO dans l'approximation du champ moyen (*meanfield limit*) dont les solutions ne peuvent être obtenues que numériquement. Nous allons ensuite dériver des solutions analytiques approximatives mais explicites du SRO en utilisant une méthode perturbative. Nos calculs analytiques seront confrontés aux résultats numériques exacts du SRO obtenus par résolution des équations de propagation couplées par un algorithme de Runge-Kutta, couplée aux conditions aux limites du résonateur.

Dans le troisième chapitre, après avoir présenté le cristal non linéaire et quelques particularités du quasi-accord de phase pour une onde pompe à 1064 nm et une onde signal autour de 1540 nm, nous présenterons et décrirons le dispositif expérimental du SRO. Nous décrirons ensuite les étapes de conception du résonateur OPO et la procédure d'alignement de la cavité et du cristal ppMgCLN.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus avec notre SRO en fonctionnement libre. Nous présenterons les propriétés de quasi-accord de phase de notre ppMgCLN, nous verrons ensuite les performances en puissance de notre SRO, puis nous présenterons le balayage sans saut de mode de l'onde idler obtenu grâce au balayage continu de l'ECDL.

Le dernier chapitre est dédié à la stabilisation en fréquence de notre SRO. Nous présenterons les principes généraux de l'asservissement en fréquence, puis nous verrons plus en détail l'asservissement par modulation-démodulation synchrone. Après avoir décrit les filtres utilisés pour cet asservissement, nous analyserons les performances de la stabilisation en fréquence et enfin, nous présenterons le balayage en fréquence continu de l'onde idler sur 500 GHz.

Chapitre 1

Introduction à l'optique non linéaire : généralités

Ce premier chapitre va nous permettre d'introduire les principes fondamentaux de la conversion paramétrique (mélange non-linéaire) à trois ondes. Après quelques généralités, nous définirons la polarisation et la susceptibilité non linéaires. Nous présenterons ensuite les relations fondamentales qui existent entre les trois ondes interagissant dans un cristal non linéaire. Enfin, nous développerons la notion d'accord de phase et plus particulièrement le quasi-accord de phase (*quasi-phase-matching* ou QPM).

1.1 Généralités

En présence de lumière intense, les propriétés optiques d'un système en interaction avec elle peuvent être modifiées. L'optique non linéaire est l'étude des phénomènes induits par la réponse non linéaire du milieu matériel aux champs électromagnétiques modifiant les propriétés électroniques du matériau. Ce n'est qu'à partir de 1960, quelques mois après la première conception du laser à rubis par Maiman [7], que ces phénomènes ont pu être observés grâce aux propriétés de cohérence, de directionnalité et aux fortes puissances optiques de l'émission laser. La première expérience non linéaire fut menée par Franken, il réalisa la première démonstration de la génération de seconde harmonique [8].

1.2 Polarisation macroscopique et susceptibilité non linéaire

En optique linéaire, la polarisation \mathbf{P} est proportionnelle au champ électrique total des ondes de toutes les fréquences monochromatiques ω_n \mathbf{E} [9, 10] :

$$\mathbf{P}(\omega_n) = \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\omega_n) : \mathbf{E}(\omega_n) \quad (1.1)$$

où ε_0 est la permittivité diélectrique du vide et $\chi^{(1)}(\omega_n)$ est le tenseur de susceptibilité linéaire. L'apparition de cette polarisation induite est due au déplacement des électrons peu liés dans le milieu sous l'action du champ électrique. Lorsque l'onde lumineuse devient très intense, la relation entre \mathbf{P} et \mathbf{E} n'est plus linéaire. \mathbf{P} est la somme d'un terme linéaire \mathbf{P}_L et d'un terme non linéaire \mathbf{P}_{NL} qui peut se développer selon les puissances croissantes du champ électrique :

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL} = \varepsilon_0 [\chi^{(1)} : \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}^2 + \chi^{(3)} : \mathbf{E}^3 + \dots + \chi^{(n)} : \mathbf{E}^n] \quad (1.2)$$

avec $\mathbf{P}_L = \varepsilon_0 \chi^{(1)} : \mathbf{E}$ la polarisation linéaire, et \mathbf{P}_{NL} la polarisation non linéaire faisant intervenir les susceptibilités non linéaires $\chi^{(n)}$ d'ordre n (tenseurs de rang $n+1$) dont les magnitudes décroissent avec l'ordre n du mélange. Les phénomènes non linéaires les plus courants sont par conséquent ceux du second ordre, nous nous intéresserons donc à la polarisation et la susceptibilité non linéaire du second ordre $\chi^{(2)}$. La susceptibilité non linéaire du second ordre est un tenseur de rang 3 (à $3^3 = 27$ composantes) que l'on note $\chi_{ijk}^{(2)}$ avec $i, j, k = X, Y, Z$ les coordonnées cartésiennes dans le repère orthogonal des axes diélectriques principaux (X, Y, Z) du matériau non linéaire et dont les composantes sont indépendantes de la fréquence dans la zone de transparence du milieu. La composante i ($i = X, Y$ ou Z) de la polarisation non linéaire du second ordre a pour expression scalaire :

$$P_i^{(2)} = \varepsilon_0 \sum_{j,k} \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k \quad (1.3)$$

Dans cette expression, E_j et E_k peuvent être permutés sans modifier $P_i^{(2)}$, on a une symétrie de permutation intrinsèque sur les deux derniers éléments du tenseur $\chi^{(2)}$ (symétrie de Kleinman) :

$$\chi_{ijk}^{(2)} = \chi_{ikj}^{(2)} \quad (1.4)$$

ce qui permet de définir un tenseur de susceptibilité contracté ne comprenant que 18 éléments $\chi_{il}^{(2)}$. En introduisant les coefficients non linéaires $d_{ijk}^{(2)} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)}$ et en les transposant en coefficients à 2 indices $d_{il}^{(2)}$ tels que si $i = 1, 2, 3$ pour X, Y, Z alors l'indice contracté l vaut $l = 1, 2, 3$ pour XX, YY, ZZ et $l = 4, 5, 6$ pour YZ, ZX, XY , l'expression du tenseur de susceptibilité non linéaire réduit devient :

1.2. POLARISATION MACROSCOPIQUE ET SUSCEPTIBILITÉ NON LINÉAIRE

$$d_{il} = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix}$$

Cette matrice est définie dans le repère des axes diélectriques (X,Y,Z) et non dans le repère des coordonnées de laboratoire (x,y,z) où z est la direction de propagation des ondes. Le développement de l'expression (1.3) devient alors :

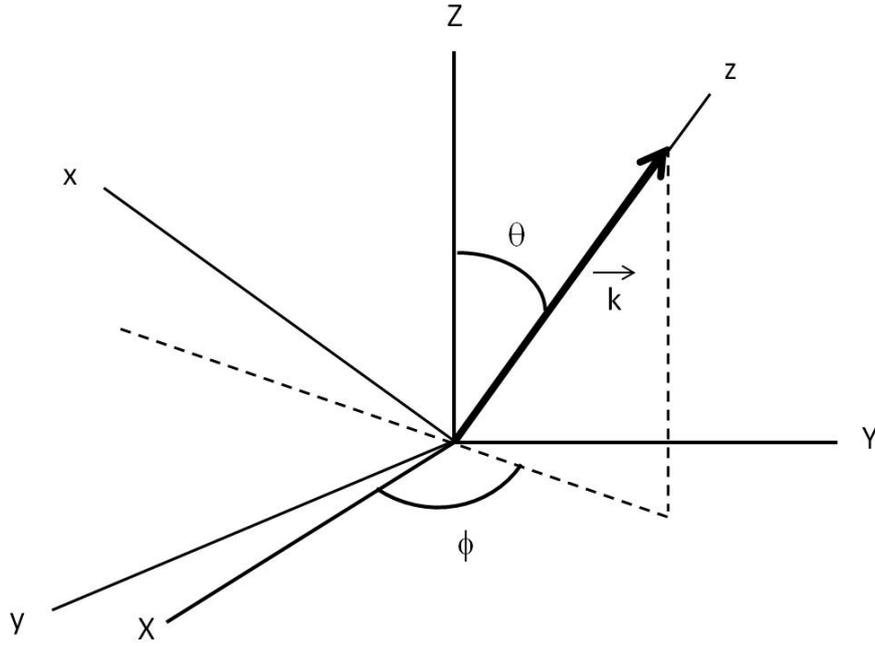


FIGURE 1.1 – Repère des axes diélectriques (X,Y,Z) et repère des coordonnées de laboratoire (x,y,z) : z est la direction de propagation des ondes déterminée par le vecteur d'onde \mathbf{k} (repéré par les angles (θ, ϕ) par rapport au repère (X,Y,Z)).

$$\begin{pmatrix} P_X^{(2)}(\omega_3) \\ P_Y^{(2)}(\omega_3) \\ P_Z^{(2)}(\omega_3) \end{pmatrix} = 2\varepsilon_0 \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_X(\omega_1)E_X(\omega_2) \\ E_Y(\omega_1)E_Y(\omega_2) \\ E_Z(\omega_1)E_Z(\omega_2) \\ E_Y(\omega_1)E_Z(\omega_2) + E_Y(\omega_2)E_Z(\omega_1) \\ E_X(\omega_1)E_Z(\omega_2) + E_X(\omega_2)E_Z(\omega_1) \\ E_X(\omega_1)E_Y(\omega_2) + E_X(\omega_2)E_Y(\omega_1) \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

Kleinman a montré que tout les d_{ijk} correspondant à une permutation circulaire des indices sont égaux (conditions de symétrie dites de Kleinman [9, 10]). Selon les propriétés de symétrie du cristal, certains coefficients du tenseur $d_{il}^{(2)}$ sont égaux et d'autres sont nuls. Par exemple, pour les ferroélectriques comme le LiNbO_3 qui

1.3. EQUATIONS DE PROPAGATION DANS UN MILIEU NON LINÉAIRE

possèdent une symétrie $3m$, la matrice réduite de susceptibilité $\mathbf{d}_{il}^{(2)}$ s'écrit :

$$d_{il}^{(2)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{15} & d_{15} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

On a alors :

$$\begin{pmatrix} P_X^{(2)}(\omega_3) \\ P_Y^{(2)}(\omega_3) \\ P_Z^{(2)}(\omega_3) \end{pmatrix} = 2\varepsilon_0 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{15} & d_{15} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_X(\omega_1)E_X(\omega_2) \\ E_Y(\omega_1)E_Y(\omega_2) \\ E_Z(\omega_1)E_Z(\omega_2) \\ E_Y(\omega_1)E_Z(\omega_2) + E_Y(\omega_2)E_Z(\omega_1) \\ E_X(\omega_1)E_Z(\omega_2) + E_X(\omega_2)E_Z(\omega_1) \\ E_X(\omega_1)E_Y(\omega_2) + E_X(\omega_2)E_Y(\omega_1) \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

Pour une propagation colinéaire le long de l'axe diélectrique principal X , et pour $E(\omega_1)$ et $E(\omega_2)$ polarisés suivant (Z) , on obtient :

$$\begin{pmatrix} P_X^{(2)}(\omega_3) \\ P_Y^{(2)}(\omega_3) \\ P_Z^{(2)}(\omega_3) \end{pmatrix} = 2\varepsilon_0 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ d_{33}E_Z(\omega_1)E_Z(\omega_2) \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

$P(\omega_3)$ est forcément polarisé suivant (Z) avec un coefficient de couplage d_{33} . Nous constatons que pour coupler le coefficient polaire d_{33} , qui est souvent celui qui possède la magnitude la plus élevée dans un matériau non linéaire ferro-électrique comme le niobate de lithium, les trois ondes doivent être polarisées suivant l'axe principal Z . Cette configuration n'est possible que dans un matériau à quasi-accord de phase (*quasi-phase-matching* ou QPM), dont nous détaillerons le concept dans la section 1.4. Dans un accord de phase par biréfringence (accord de phase BPM) où au moins l'une des ondes est polarisée orthogonalement aux deux autres, il est impossible de coupler ce coefficient d_{33} .

1.3 Equations de propagation dans un milieu non linéaire

Pour un milieu diélectrique non magnétique, électriquement neutre, non conducteur et d'indice $n(\omega_j)$, dont on néglige l'absorption, l'équation de propagation du champ électrique total dérivée des équations de Maxwell s'écrit :

$$\Delta \mathbf{E} - \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (1.8)$$

1.3. EQUATIONS DE PROPAGATION DANS UN MILIEU NON LINÉAIRE

où $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ est l'opérateur laplacien, μ_0 la perméabilité magnétique du vide et $\varepsilon = n^2\varepsilon_0$ la constante diélectrique du milieu. Dans le cas d'ondes planes monochromatiques ($\partial_x^2 \mathbf{E} + \partial_y^2 \mathbf{E} = 0$) se propageant suivant l'axe du laboratoire Oz (différent en général de l'axe diélectrique (Z)), l'équation de propagation se réduit à :

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} - \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (1.9)$$

Dans l'équation (1.9), le membre de gauche décrit la propagation d'une onde plane dans un milieu d'indice n et le membre de droite est le terme source non linéaire.

La composante du champ électrique complexe qui oscille à la pulsation ω_j s'écrit dans le repère de laboratoire (x,y,z) :

$$\mathcal{E}_j(z, t) = \frac{1}{2} E_j(z) e^{-i(\omega_j t - k_j z)} + cc \quad (1.10)$$

La composante de la polarisation non linéaire qui oscille à la pulsation ω_i s'écrit :

$$\mathcal{P}_{NLi}^{(2)}(z, t) = \frac{1}{2} P_{NLi}^{(2)}(z) e^{-i(\omega_i t - k_i z)} + cc \quad (1.11)$$

où $k_j = n_j \omega_j / c$ est le module du vecteur d'onde, n_j est l'indice de réfraction correspondant à l'onde de pulsation ω_j et cc le complexe conjugué. On développe \mathbf{E} et \mathbf{P}_{NL} selon leurs différentes composantes de Fourier, en supposant que $E_j(z)$ est une fonction lentement variable par rapport à la longueur d'onde, c'est à dire en appliquant l'approximation de l'enveloppe lentement variable :

$$|d^2 E_j(z)/dz^2| \ll k_j |dE_j(z)/dz|,$$

puis en identifiant les termes oscillant à ω_j , on obtient :

$$\frac{dE_j(z)}{dz} = \frac{i\omega_j}{2n_j \varepsilon_0 c} P_{NLj}^{(2)}(z) \quad (1.12)$$

Dans le cas de trois ondes de pulsations $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ (telles que : $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$) interagissant par un processus non linéaire du second ordre, la composante de la polarisation non linéaire $P_{NL1}(z)$ oscillant à ω_1 est donnée par :

$$P_{NL1}^{(2)}(z) = 2\varepsilon_0 d E_3(z) E_2^*(z) e^{i(k_3 - k_2 - k_1)z} \quad (1.13)$$

où d est la valeur effective du coefficient non linéaire du second ordre (c'est en général une combinaison des d_{im} pondérée par les facteurs de projection rotationnelle liant les coordonnées des champs \mathbf{E}_j dans le repère de laboratoire (x,y,z) au repère diélectrique (X,Y,Z)). En écrivant de la même façon les composantes $P_{NL2}^{(2)}(z)$ et $P_{NL3}^{(2)}(z)$ oscillant respectivement à ω_2 et ω_3 , on obtient le système d'équations couplées :

$$\frac{dE_1(z)}{dz} = i \frac{\omega_1}{n_1 c} d E_3(z) E_2^*(z) e^{i\Delta k z} \quad (1.14a)$$

$$\frac{dE_2(z)}{dz} = i \frac{\omega_2}{n_2 c} dE_3(z) E_1^*(z) e^{i\Delta k z} \quad (1.14b)$$

$$\frac{dE_3(z)}{dz} = i \frac{\omega_3}{n_3 c} dE_1(z) E_2(z) e^{-i\Delta k z} \quad (1.14c)$$

où $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$ est le désaccord de phase entre les ondes interagissant dans le cristal.

Selon la nature des ondes initialement appliquées à l'entrée du cristal, on peut décrire par ces équations les processus non linéaires $\chi^{(2)}$ suivants :

- somme de fréquence : une onde de pulsation ω_1 et une onde de pulsation ω_2 génèrent une onde de pulsation $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$
- doublage de fréquence : une onde de pulsation ω génère une onde de pulsation 2ω
- différence de fréquence : une onde de pulsation ω_3 (onde pompe) et une onde de pulsation ω_1 (onde signal) génèrent une onde de pulsation ω_2 (onde *idler* ou "complémentaire" en français) telle que : $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$

Dans le cas simple d'une somme de fréquence (SFG) et dans l'approximation de l'onde pompe non dépeuplée ($\frac{dE_1(z)}{dz} = \frac{dE_2(z)}{dz} = 0$ donc $E_1(z) = E_1(0)$ et $E_2(z) = E_2(0)$), le système (1.14) se réduit à l'équation suivante :

$$\frac{dE_3(z)}{dz} = i \frac{\omega_3}{n_3 c} dE_1(0) E_2(0) e^{i\Delta k z} \quad (1.15)$$

En intégrant cette relation sur la longueur du cristal L , on obtient :

$$E_3(L) = i \frac{\omega_3 dL}{n_3 c} E_1(0) E_2(0) e^{-i\Delta k L/2} \frac{\sin(\Delta k L/2)}{\Delta k L/2} \quad (1.16)$$

L'intensité de l'onde générée est donc :

$$I_3(L) = \left(\frac{\omega_3 dL}{n_3 c} \right)^2 I_1(0) I_2(0) \left(\frac{\sin(\Delta k L/2)}{\Delta k L/2} \right)^2 \quad (1.17)$$

1.4 Accord de phase

1.4.1 Condition d'accord de phase et accord de phase par biréfringence (BPM)

Lors d'un processus de conversion non linéaire, la conservation d'énergie est respectée ($\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$), mais pour que le processus soit efficace, d'après (1.17), il faut que la condition d'accord de phase soit satisfaite, c'est à dire que :

$$\Delta k = 0 \quad (1.18)$$

1.4. ACCORD DE PHASE

En terme de vecteurs d'onde, pour un processus paramétrique, la condition d'accord de phase s'écrit :

$$\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1 = \mathbf{0} \quad (1.19)$$

Cette relation s'interprète comme la conservation de l'impulsion totale des photons.

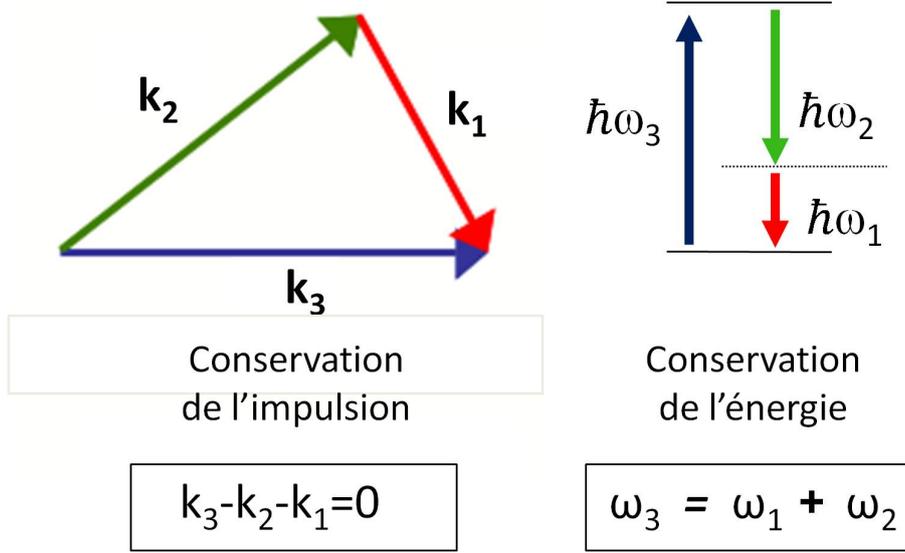


FIGURE 1.2 – À gauche, conservation de l'impulsion : schéma général d'un accord de phase non colinéaire. À droite, conservation de l'énergie : un photon pompe à $\hbar\omega_3$ est annihilé pour créer deux photons à $\hbar\omega_1$ et $\hbar\omega_2$.

La Figure 1.2 montre le cas général d'un accord de phase non colinéaire. L'accord de phase signifie que la vitesse de phase c/n_3 de l'onde générée et celle de la polarisation qui lui a donné naissance doivent être identiques au cours de la propagation dans le milieu. Dans un processus de mélange colinéaire, l'équation (1.19) s'écrit :

$$n_3(\theta, \phi, \lambda_3, T)\omega_3 - n_2(\theta, \phi, \lambda_2, T)\omega_2 - n_1(\theta, \phi, \lambda_1, T)\omega_1 = 0 \quad (1.20)$$

où l'on a explicité la dépendance des indices de réfraction, non seulement par rapport à l'orientation du cristal, mais aussi par rapport à la longueur d'onde (dispersion du matériau) et à la température T . Si ce n'est pas le cas, le déphasage entre l'onde générée et la polarisation source donne lieu à des interférences alternativement constructives et destructives. Le processus n'est alors efficace que sur une longueur du cristal L_c , appelée longueur de cohérence, telle que $L_c = \pi/\Delta k$ et au-delà de laquelle le sens du flux d'énergie est inversé (reconversion de ω_3 vers $\omega_{1,2}$). Le meilleur rendement est obtenu lorsque la longueur de cohérence est infinie donc lorsque $\Delta k = 0$, auquel cas, d'après (1.16), l'amplitude du champ généré croît comme L (et son intensité comme L^2).

La condition d'accord de phase (1.20) semble difficile à réaliser dans un matériau non linéaire isotrope car les trois ondes doivent respecter la conservation de l'énergie

$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ alors que la dispersion normale dans un matériau isotrope fait que $n_1 < n_2 < n_3$, lorsque $\omega_1 < \omega_2 < \omega_3$. En réalité, elle n'est réalisable que dans les milieux biréfringents possédant plusieurs nappes d'indices en fonction de la direction de polarisation des ondes (nappes dites "ordinaires" notée $n_o(\lambda)$ et "extraordinaires" $n_e(\lambda)$). Ce qui implique qu'au moins une des trois ondes soit polarisée orthogonalement aux deux autres (condition dite d'accord de phase par biréfringence ou BPM). Dans le cas, par exemple, d'un accord de phase BPM où les deux ondes de plus basse fréquence ($\omega_1 < \omega_2 < \omega_3$) sont polarisées "ordinaires", les indices $n_o(\lambda)$ ne dépendent pas des angles (θ, ϕ) car leurs champs électriques sont parallèles à l'un des axes principaux X,Y ou Z. Il s'ensuit alors que la troisième onde extraordinaire, dont la polarisation est orthogonale à l'onde ordinaire, est polarisée dans un des plans principaux XZ ou XY et voit un indice de propagation $n_e(\theta, \phi)$ qui est une combinaison respectivement des indices n_X et n_Z ou n_X et n_Y . Par contre, dans les milieux isotropes non linéaires où l'accord de phase BPM ne peut être réalisé, un autre type d'accord de phase est possible quelle que soit la polarisation des ondes, en compensant le désaccord de phase $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1 \neq 0$ dû à la dispersion normale par un vecteur d'onde dit de réseau G_m obtenu par modulation longitudinale du coefficient non linéaire effectif $d(z)$ apparaissant dans les équations (1.19). Cette technique du quasi accord de phase (QPM) a été proposée dès 1961 par Pershan et al [11], mais elle n'a pu être réalisée pratiquement qu'au milieu des années 1990 avec l'apparition de la technique d'inversion de domaine de polarisation dans les matériaux ferro-électriques par application d'un champ électrique périodiquement alterné [12].

1.4.2 Quasi-accord de phase (QPM)

La technique du quasi-accord de phase [11, 12] consiste à utiliser un matériau ferroélectrique dans lequel le signe de la non linéarité d est inversé à chaque longueur de cohérence L_c , ce qui est équivalent à introduire un déphasage de $\phi_3 - \phi_2 - \phi_1 = -\pi$ à la polarisation non linéaire à chaque longueur de cohérence (QPM d'ordre $m=1$). Ainsi, en introduisant un déphasage de $-\pi$ à la frontière de chaque domaine, le déphasage $\Delta k L_c = \pi$ dû à la propagation est exactement compensé, maintenant le sens du flux d'énergie des ondes $\omega_{1,2}$ vers l'onde générée ω_3 . On a alors un cristal constitué d'un réseau périodique de domaines de polarisation de période $\Lambda = 2L_c$ (dans le cas d'un quasi-accord de phase du premier ordre $m = 1$).

Le coefficient non linéaire dans (1.13) peut s'écrire sous la forme suivante :

$$d(z) = d_{33} \times f(z) \tag{1.21}$$

où d_{33} est le coefficient non linéaire polaire (le plus important en terme de magnitude

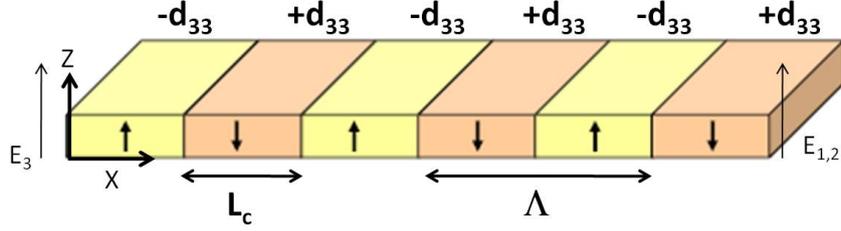


FIGURE 1.3 – Schéma d'un cristal périodiquement polarisé. La fabrication des domaines d'inversion de la polarisation par application d'un champ électrique statique intense (de l'ordre de 20 kV/mm pour le LiNbO₃) se fait à l'aide d'électrodes métalliques imprimées sur la face (Z)=(c⁺) à partir d'un masque photolithographique répliquant la période du réseau Λ . La face opposée (c⁻) est totalement recouverte d'un film métallique.

et incouplable par accord de phase BPM) et où la fonction périodique $f(z)$ vaut :

$$f(z) = \begin{cases} 1 & \text{pour } p\Lambda < z < (p + \frac{1}{2})\Lambda, \\ -1 & \text{pour } (p + \frac{1}{2})\Lambda < z < (p + 1)\Lambda \end{cases}$$

où $p \in \mathbb{Z}$.

La fonction $f(z)$ étant une fonction périodique, on peut la décomposer en série de Fourier [12] :

$$f(z) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} f_m e^{-iG_m z} \quad (1.22)$$

où $G_m = 2\pi m/\Lambda$ est le vecteur d'onde de la m -ième composante spatiale de la série de Fourier et f_m sont les coefficients de Fourier tels que :

$$f_m = \frac{1}{\Lambda} \int_0^{\Lambda} f(z) e^{iG_m z} dz \quad (1.23)$$

En général, les coefficients f_m décroissent rapidement avec l'ordre m de QPM. Dans le cas particulier de notre fonction créneau $f(z)$, le calcul de f_m donne :

$$f_m = -\frac{i}{m\pi} ((-1)^m - 1). \quad (1.24)$$

On s'aperçoit aussi que pour la fonction créneau choisie (Fig. 1.3), seul un QPM d'ordre impair ($m=1,3,5,\dots$) donne lieu à un couplage non nul. En tenant compte du fait que seule la composante $m = 1$, donnant lieu à un coefficient effectif $|d_Q| = (2/\pi)d_{33}$ (avec $d_{33}=24$ pm/V pour LiNbO₃ [13]), contribue de façon significative à l'interaction paramétrique, les équations couplées (1.14) deviennent après insertion de (1.22) :

$$\begin{cases} \frac{dE_1}{dz} = i \frac{\omega_1}{n_1 c} d_Q E_3(z) E_2^*(z) e^{i\Delta k_Q z} \\ \frac{dE_2}{dz} = i \frac{\omega_2}{n_2 c} d_Q E_3(z) E_1^*(z) e^{i\Delta k_Q z} \\ \frac{dE_3}{dz} = i \frac{\omega_3}{n_3 c} d_Q E_1(z) E_2(z) e^{-i\Delta k_Q z} \end{cases} \quad (1.25)$$

avec $d_Q = d \times |f_m|$ et $\Delta k_Q = k_3 - k_2 - k_1 - G_m$.

Le désaccord de phase correspondant s'écrit :

$$\Delta k_Q = k_3 - k_2 - k_1 - \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (1.26)$$

La figure 1.4 schématise un QPM d'ordre $m = 1$ et illustre comment le vecteur

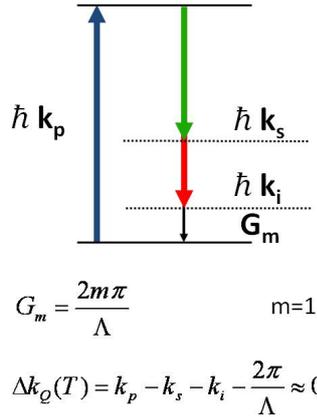


FIGURE 1.4 – Conservation de l'impulsion dans le cas du quasi-accord de phase d'ordre 1 pour une génération paramétrique (amplification ou oscillation) à partir d'une onde pompe ω_p . Le vecteur de réseau $G_m = 2\pi/\Lambda$ compense le désaccord de phase $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$ dû à la dispersion normale de l'indice $n_Z(\lambda)$.

de réseau G_m compense le désaccord par biréfringence $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$. Par ingénierie de la périodicité Λ du réseau d'inversion de domaine de polarisation (la fabrication par application d'un champ électrique statique externe est décrite dans la référence [12]), il s'avère donc possible de réaliser n'importe quel accord de phase impliquant les trois ondes en interaction, pourvu que ces dernières se situent dans la zone de transparence du matériau, d'où la supériorité de la technique QPM par rapport au hasard d'un accord de phase par biréfringence. Un autre avantage non négligeable d'un accord QPM est qu'on s'affranchit aussi du phénomène de double-réfraction (*walkoff*) apparaissant souvent dans un accord de phase BPM lorsque la direction de propagation (et donc de phase-matching) ne coïncide pas avec l'un des axes diélectriques principaux X, Y ou Z : dans un cristal QPM, les vecteurs de

1.4. ACCORD DE PHASE

Poynting des trois ondes (donnant la direction de propagation de l'énergie donc des rayons lumineux) sont colinéaires tout au long de la longueur du cristal, maximisant donc la longueur d'interaction du processus. Cependant, le choix d'un QPM d'ordre $m = 1$ a ses limites, notamment lorsque l'onde ω_3 d'énergie la plus élevée se situe dans la partie bleue du spectre où l'indice n varie beaucoup en fonction de λ . En effet, la longueur de cohérence $L_c = \pi/\Delta k$ peut alors avoisiner le micron ou devenir sub-micrométrique, empêchant alors la réalisation pratique d'un réseau de domaine de polarisation aux parois bien définies (effets de bord lors du *poling* par application d'un champ électrique de plusieurs kV).

La figure 1.5 compare les intensités des ondes générées lors du processus paramétrique généré par un cristal accordé en phase par QPM (c) comparé à un cristal accordé en phase par BPM (b) ou un cristal sans accord de phase (a), pour la même valeur du coefficient non linéaire effectif d .

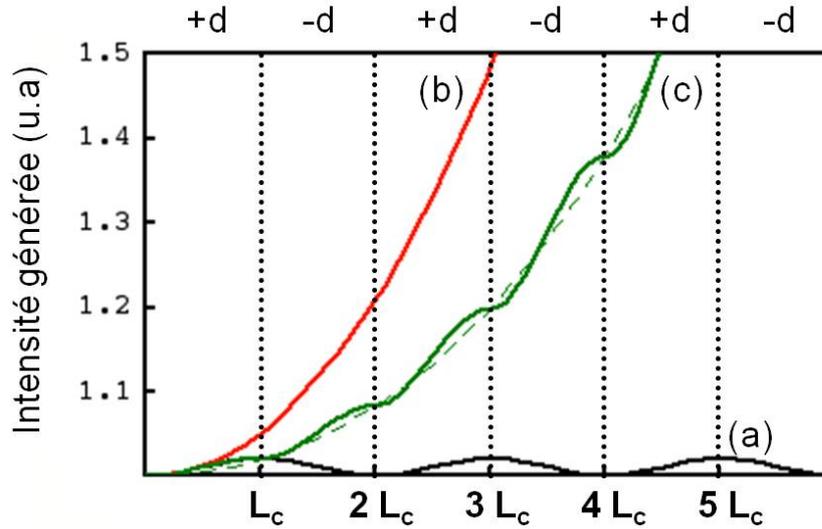


FIGURE 1.5 – Génération paramétrique en fonction de la longueur L : (a) sans accord de phase $\Delta k \neq 0$, (b) avec accord de phase parfait par biréfringence $\Delta k = 0$, (c) quasi-accord de phase $\Delta k_Q = 0$.

Sans accord de phase (courbe (a), $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1 \neq 0$), l'efficacité de conversion oscille avec une périodicité égale à $2L_c$: le sens du flux de l'énergie oscille en permanence des ondes générées vers la pompe à chaque longueur de cohérence L_c dû au déphasage de π à la traversée de chaque domaine de polarisation, d'où une efficacité de conversion nette négligeable en sortie de cristal de longueur totale L . Dans le cas d'un accord de phase par biréfringence (courbe (b), avec $\Delta k = 0$, i.e. une longueur de cohérence infinie), l'intensité de l'onde générée croît de façon quadratique avec la distance de propagation selon l'équation (1.17). Pour un quasi-accord de phase

d'ordre 1 (courbe (c), $\Delta k_{QPM} = 0$), le déphasage $\Delta\phi = \phi_3 - \phi_2 - \phi_1 - \Delta k L_c / 2$ de l'interaction change d'une quantité π toutes les longueurs de cohérence, l'efficacité de conversion augmente aussi quadratiquement mais elle est réduite d'un facteur $(2/\pi)^2 \simeq 40\%$ par rapport à la courbe (b).

La technique de quasi-accord de phase présente de nombreux avantages. Le principal intérêt est qu'en ajustant la périodicité du pas $\Lambda(T)$ du réseau d'inversion de domaine de polarisation (qui dépend de la température à travers le coefficient de dilatation thermique du matériau), il permet de réaliser artificiellement un (quasi) accord de phase à la carte pour n'importe quel triplet de longueurs d'onde $(\lambda_3, \lambda_2, \lambda_1)$, situé dans le domaine de transparence du matériau et vérifiant la conservation d'énergie $\lambda_3^{-1} = \lambda_2^{-1} + \lambda_1^{-1}$. Ceci n'est pas toujours possible pour un accord de phase BPM qui dépend de la dispersion des nappes d'indices ordinaires et extraordinaires du matériau uniquement. Et lorsque qu'une direction de propagation correspondant à la condition d'accord de phase (1.16) existe pour un accord BPM, elle est affectée généralement par le phénomène de la double-réfraction (*walkoff*) des vecteurs de Poynting lorsque les angles (θ, ϕ) solutions de (1.20) ne correspondent pas à une direction parallèle à l'un des trois axes diélectriques (X,Y,Z). Dans un accord QPM, on peut s'affranchir du phénomène de *walkoff* des ondes extraordinaires en choisissant la direction de polarisation des trois ondes parallèles à l'un des axes principaux. Un autre avantage est que, n'ayant pas de contrainte sur les directions de polarisation de $\mathbf{E}_{1,2,3}$, on peut choisir celles-ci de façon à ce que le couplage se fasse via l'élément le plus grand du tenseur $\chi_{ijk}^{(2)}$. Dans le cas d'un matériau ferroélectrique de symétrie $3m$ par exemple, une direction de polarisation commune suivant l'axe diélectrique (Z) couple le coefficient non linéaire polaire d_{33} le plus élevé, comme on l'a vu en fin de section 1.2 (Polarisation et susceptibilité non linéaire).

Chapitre 2

Théorie de l'oscillateur paramétrique optique simplement résonnant

Nous allons revoir dans ce chapitre les relations d'entrée-sortie d'un oscillateur paramétrique optique (OPO) simplement résonnant pour l'onde de fréquence intermédiaire signal (SRO). La théorie analytique du SRO a été abordée pour la première fois par Kreuzer dans l'approximation du champ moyen (*meanfield limit*)[14]. Les solutions *meanfield* liant l'intensité des ondes signal-idler à l'intensité de pompe à l'entrée du SRO sont données par une équation transcendante (implicite) qui ne peut être calculée que numériquement. Dans ce chapitre, nous allons dériver des solutions analytiques approximatives mais explicites du SRO en utilisant une méthode perturbative basée sur la résolution des équations de propagation non linéaire (1.14) utilisant le développement en série de Taylor-Mac Laurin des divers champs électriques $E_j(z)$. Cette méthode, qui converge vers les résultats *meanfield* de Kreuzer, permet en outre d'obtenir la distribution spatiale (longitudinale) des intensités stationnaires $I_j(z)$ dans le milieu non linéaire. Nos calculs analytiques seront confrontés avec succès aux résultats numériques exacts du SRO obtenus par résolution des équations de propagation couplées par un algorithme de Runge-Kutta, couplée aux conditions aux limites du résonateur.

2.1 Principe de l'oscillateur paramétrique optique

Comme dit précédemment, un cristal non linéaire soumis à un champ électromagnétique intense de pulsation ω_3 (onde dite de pompe) est susceptible d'émettre de façon spontanée deux ondes dites signal et *idler* (complémentaire en français) de pulsations ω_1 et ω_2 telles que $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ et $\omega_3 > \omega_2 > \omega_1$. Ce processus est nommé "fluorescence paramétrique" ou génération paramétrique (OPG, *Optical Parametric Generation*), au cours duquel un photon de pulsation ω_3 se scinde en un photon de pulsation ω_1 et un photon de pulsation ω_2 . Cette fluorescence paramétrique est

2.1. PRINCIPE DE L'OSCILLATEUR PARAMÉTRIQUE OPTIQUE

d'autant plus exaltée que la condition d'accord de phase est satisfaite, auquel cas la fluorescence est émise dans un cône centré sur le vecteur d'onde \mathbf{k}_3 (accord de phase vectoriel). Si on envoie dans le cristal, en plus de l'onde pompe intense, une onde de pulsation ω_1 ou ω_2 , le cristal devient alors un amplificateur pour ces deux ondes, c'est le phénomène d'"amplification paramétrique optique" (OPA ou *Optical parametric Amplification*). Si le cristal est placé dans un résonateur optique résonant pour l'onde signal et/ou l'onde idler, la fluorescence paramétrique est amplifiée le long de l'axe du résonateur jusqu'à ce que le gain paramétrique excède les pertes par aller retour dans le résonateur. L'amplificateur paramétrique optique (OPA) atteint alors le seuil de l'oscillation paramétrique et le dispositif devient un oscillateur (OPO). Dans ce chapitre, l'onde de pulsation ω_3 est appelée l'onde pompe, l'onde de pulsation ω_2 est appelée signal et l'onde de pulsation ω_1 est appelée complémentaire (ou *idler* en anglais).

Plusieurs configurations de résonance sont possibles pour un OPO : par exemple, lorsque la cavité est doublement résonnante sur l'onde signal et sur l'onde complémentaire, on parle d'un OPO doublement résonant (DRO). A l'inverse lorsque seule l'une des deux ondes générées, par exemple l'onde signal ω_1 , résonne, comme sur la figure 2.1, on parle d'un oscillateur simplement résonnant (SRO). Bien que le seuil d'oscillation des cavités DRO soit plus bas [15, 9], les cavités SRO ont de nombreux avantages, par exemple, une plus grande stabilité en fréquence (absence d'instabilités liées aux effets de *cluster* de paires de modes signal-idler [15]) et une puissance de sortie plus élevée. Pour ces raisons, un OPO configuré en SRO s'avère donc plus approprié pour la spectroscopie moléculaire, d'autant que l'onde idler dans l'infrarouge peut être balayée en longueur d'onde sans saut de mode par simple balayage en fréquence du laser de pompe. Par la suite, seules les cavités simplement résonnantes seront étudiées.

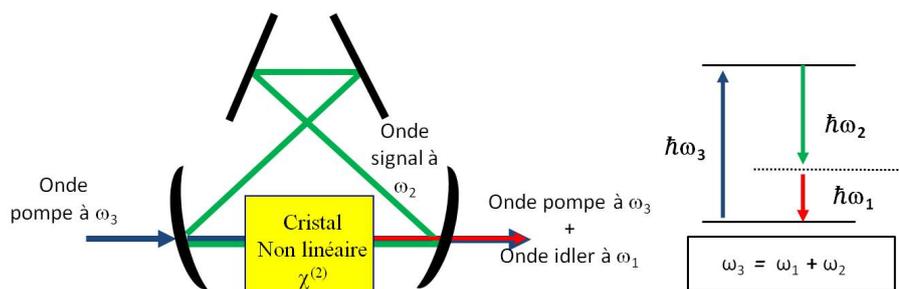


FIGURE 2.1 – A gauche, principe de l'oscillateur paramétrique simplement résonnant : en traversant le cristal non linéaire, l'onde pompe à ω_3 crée les ondes à ω_1 et ω_2 par génération paramétrique. En plaçant le cristal dans une cavité résonnante pour l'onde signal à ω_2 , celle-ci est amplifiée jusqu'à l'oscillation du système. A droite, rappel de la conservation de l'énergie : un photon pompe à $\hbar\omega_3$ est annihilé pour créer deux photons à $\hbar\omega_1$ et $\hbar\omega_2$.

2.2 Expression du gain paramétrique

Comme pour un milieu laser à inversion de population, on peut définir un profil de gain pour l'amplification paramétrique en fonction de l'intensité de pompe à partir des équations couplées réduites (1.20) [1]. Nous allons voir qu'en régime continu, ce gain paramétrique est de plusieurs ordres de grandeur plus faible que le gain de la plupart des lasers, et que par conséquent pour qu'une oscillation puisse s'établir, les pertes intra-cavité sur un aller-retour de l'onde signal dans la cavité doivent être restreintes à un niveau très faible, de l'ordre de 1-2% pour une puissance laser de l'ordre de quelques Watt. Ignorons pour le moment la cavité et ne considérons que le cristal soumis à l'illumination d'un laser pompe intense de pulsation $\omega_p = \omega_3$ et donnant lieu à une fluorescence paramétrique au voisinage des fréquences signal ($\omega_s = \omega_2$) et idler ($\omega_i = \omega_1$). En utilisant l'approximation de la pompe non dépeuplée ($|E_{i,s}| \ll |E_p|$), les équations couplées (1.14a)-(1.14b) peuvent être linéarisées et intégrées pour donner [1] :

$$E_s(L) = E_s(0)e^{-i\frac{\Delta k L}{2}}[\cosh(sL) + i\frac{\Delta k}{2s}\sinh(sL)] - i\frac{\kappa_s}{s}E_i^*(0)e^{-i\frac{\Delta k L}{2}}[\sinh(sL)] \quad (2.1)$$

$$E_i(L) = E_i(0)e^{-i\frac{\Delta k L}{2}}[\cosh(sL) + i\frac{\Delta k}{2s}\sinh(sL)] - i\frac{\kappa_i}{s}E_s^*(0)e^{-i\frac{\Delta k L}{2}}[\sinh(sL)] \quad (2.2)$$

avec $\kappa_j = \frac{\omega_j d E_p}{n_j c}$, $s = (\Gamma^2 - \Delta k^2/4)^{1/2}$ et $\Gamma^2 = \omega_s \omega_i d^2 |E_p(0)|^2 / n_s n_i c^2$ (dans le cas du quasi-accord de phase $d = d_Q$). Même dans le cas où seul un champ signal est présent en $z = 0$ ($E_i(0) = 0$), le champ signal et le champ idler sont amplifiés d'après (2.1)-(2.2). On peut alors définir le gain paramétrique par $G = |E_s(L)/E_s(0)|^2 - 1$, conduisant à :

$$G = \Gamma^2 L^2 \frac{\sinh^2(\Gamma^2 - \frac{\Delta k^2}{2})^{1/2} L}{(\Gamma^2 - \frac{\Delta k^2}{4}) L^2} \quad (2.3)$$

L'inspection de l'expression (2.3) montre que le profil spectral du gain paramétrique dépend de la longueur d'onde de pompe (ou pulsation ω_p) à travers la dépendance en $\Delta k L/2$. Le gain est maximal pour $\Delta k = 0$: dans un OPO, l'oscillation démarre sur une paire de mode signal-idler située au voisinage du sommet de la courbe de gain. Une autre information fournie par l'équation (2.3) est que le gain paramétrique, à l'instar d'un gain laser conventionnel, est sujet à un élargissement en puissance à travers la dépendance en fonction de $\Gamma^2 \propto I_p$ où $I_p = |E_p(0)|^2$ est l'intensité de pompe. La figure 2.2 illustre ce phénomène.

Comme dans un milieu laser conventionnel, le gain paramétrique sature cependant à la valeur des pertes intra-cavité au dessus du seuil d'oscillation : un OPO se comporte comme un milieu laser à gain homogène, autrement dit si l'on néglige toute perturbation extérieure de la cavité (acoustique, thermique etc...), un seul mode signal peut osciller dans un SRO car il prive de gain tout mode compétitif

2.2. EXPRESSION DU GAIN PARAMÉTRIQUE

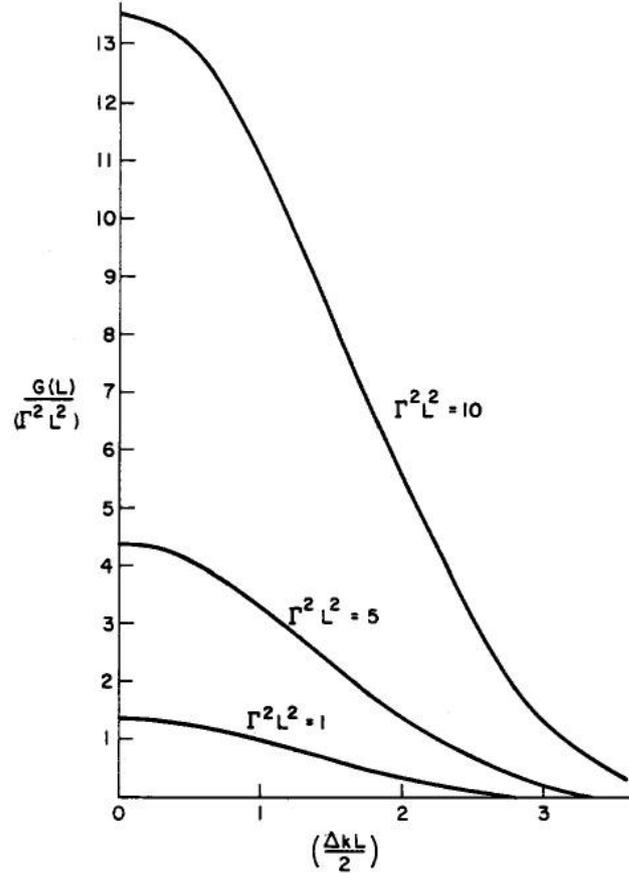


FIGURE 2.2 – Gain paramétrique normalisé en fonction de $\Delta k L / 2$ [1].

adjacent. Pour $(\Delta k L / 2)^2 \gg (\Gamma L)^2$ et $\Gamma L \ll 1$ (ce qui est toujours le cas en régime continu), on peut écrire :

$$G_{\text{faiblesignal}} = \Gamma^2 L^2 \frac{\sin^2(\frac{\Delta k L}{2})}{(\frac{\Delta k L}{2})^2} \quad (2.4)$$

On retrouve alors un profil de gain indépendant de la puissance de pompe et égal au sinus cardinal au carré du désaccord de phase (comparable avec la solution de la SFG déterminée au chapitre précédent).

Les effets dus à l'extension transverse finie des faisceaux gaussiens ($E_j(r, z) \propto e^{(-r^2/w_j^2)}$) peuvent être inclus de façon phénoménologique en introduisant des intégrales de recouvrement aux équations de propagation couplées (1.12) [1]. L'expression en ondes gaussiennes du facteur de gain $(\Gamma L)^2$ apparaissant dans (2.3) devient alors :

$$\Gamma^2 L^2 = \frac{2\omega_s \omega_i |d|^2 P_p}{\varepsilon_0 c^3 n_p n_i n_s A} L^2 \quad (2.5)$$

2.3. EQUATIONS DE PROPAGATION RÉDUITES

où A est l'aire transverse moyenne des faisceaux interagissant dans le cristal ($A \propto \pi w^2$). A désaccord de phase nul, l'évaluation numérique du gain en intensité gaussienne $G = \Gamma^2 L^2$ - en prenant $d = 15$ pm/V, $\lambda_p = 1064$ nm, $\lambda_s = 1550$ nm et $n_j = 2.2$ (ppLN), $P_p/A = 3.18$ kW/cm² pour $P_p = 1$ W et $w = 100$ μm - donne $G = 0.009$ (1%). Etant donné que les pertes passives par aller-retour dans une cavité sont typiquement de l'ordre de $\epsilon_s = 2$ à 3%, nous pouvons estimer le seuil d'oscillation d'un SRO-PPLN à quelques Watts, c'est à dire deux ordres de grandeur plus élevés que pour un DRO. En régime impulsionnel nanoseconde, le gain non saturé $\Gamma^2 L^2$ peut atteindre plusieurs dizaines de % car la puissance crête de pompe peut valoir plusieurs kW, ce qui explique pourquoi le coupleur de sortie d'un OPO nanoseconde peut atteindre $T_s > 30\%$.

Nous allons maintenant détailler la théorie ondes-planes du SRO, en commençant par rappeler brièvement le traitement champ-moyen de Kreuzer, puis en développant notre méthode analytique perturbative.

2.3 Equations de propagation réduites

Pour simplifier l'étude théorique du SRO, nous considérons une cavité en anneau unidirectionnelle de longueur totale L_T contenant un cristal non linéaire $\chi^{(2)}$ transparent et traité anti-reflet de longueur L (figure 2.3). L'onde pompe est injectée à travers un miroir d'entrée M_1 dont les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude, que nous supposons réels, sont notés r_j et t_j ($r_j^2 + t_j^2 = 1$ avec $T_j = t_j^2$ et $R_j = r_j^2$ sont les coefficients de transmission et de réflexion en puissance pour $j = p, s, i$). M_1 est également un coupleur de sortie pour l'onde pompe et l'onde idler (on considère que M_1 transmet alors totalement la pompe et l'idler car nous étudions un SRO pur) et ne transmet qu'une faible fraction du signal ($t_s \ll 1$). Les miroirs M_2 et M_3 sont totalement réfléchissants pour toutes les ondes. Notons que les pertes linéaires intra-cavité sur un aller-retour vues par l'onde résonnante signal (dues à la faible absorption résiduelle du cristal, à ses traitements anti-reflet et à la diffusion sur les miroirs) peuvent être incluses dans le coefficient en transmission en amplitude t_s . Pour ce faire, il est pratique de définir un coefficient de transmission κ_j tel que

$$r_j = 1 - \kappa_j \quad (2.6)$$

tel que $T_j = t_j^2 = 1 - r_j^2 \simeq 2\kappa_j$ pour $\kappa_j \ll 1$.

Les équations couplées de propagation des champs (1.14) peuvent être réécrites plus simplement en procédant à certains changements de variables [16] :

- $Z = z/L$ est la distance de propagation normalisée dans le cristal ($0 \leq Z \leq 1$).
- $A_j = gLN_j$ est l'amplitude complexe normalisée du champ j .

2.3. EQUATIONS DE PROPAGATION RÉDUITES

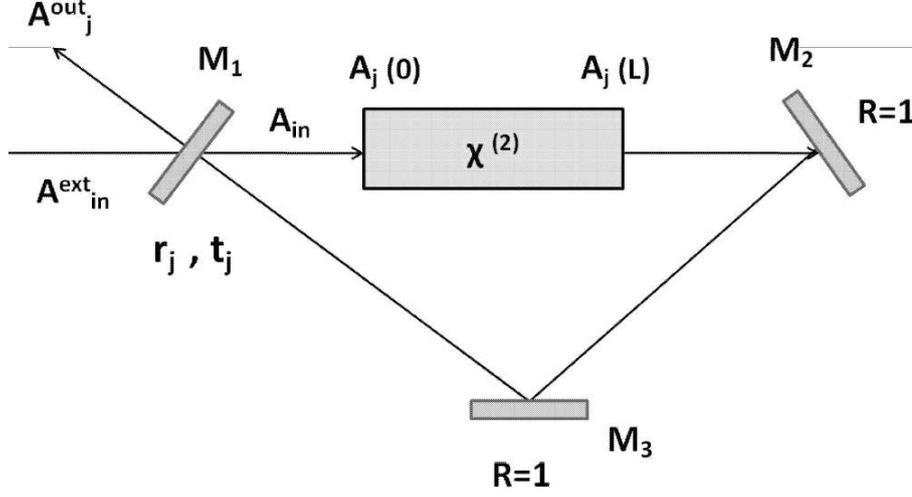


FIGURE 2.3 – Schéma de principe de la cavité en anneau d'un SRO idéal (seule l'onde signal résonne).

- $g = \frac{d}{c} \sqrt{\frac{2\hbar\omega_i\omega_s\omega_p}{\varepsilon_0 V n_i n_s n_p}}$ est le coefficient de gain paramétrique (en amplitude) à faible signal ($gL \ll 1$) et V est le volume moyen occupé par les modes dans le résonateur.
- $N_j = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 n_j V}{2\hbar\omega_j}} E_j$, $|N_j^2|$ représente le nombre de photons dans le mode j dans un plan Z de la cavité.

Ainsi, en supposant que l'accord de phase est réalisé ($\Delta k = 0$), les équations décrivant l'interaction entre les trois ondes deviennent :

$$\frac{dA_p(t, Z)}{dZ} = iA_s(t, Z)A_i(t, Z) \quad (2.7a)$$

$$\frac{dA_s(t, Z)}{dZ} = iA_p(t, Z)A_i^*(t, Z) \quad (2.7b)$$

$$\frac{dA_i(t, Z)}{dZ} = iA_p(t, Z)A_s^*(t, Z) \quad (2.7c)$$

Nous avons formellement inclus la dépendance temporelle des amplitudes dans les membres de droite, le temps t étant ici compté en unité de temps d'aller-retour τ de la cavité. Notons que la normalisation (2.7) est universelle, au sens où toutes les variables physiques sont maintenant absentes. Les résultats ne dépendront alors que des r_j, t_j caractérisant le coupleur d'entrée/sortie M_1 une fois les conditions aux limites de la cavité précisées. A partir de ces équations, les relations de Manley-Rowe (constantes du mouvement) [17], traduisant la conservation du nombre de photon,

peuvent facilement être dérivées :

$$|A_p(t, Z)|^2 + |A_s(t, Z)|^2 = |A_p(t, 0)|^2 + |A_s(t, 0)|^2 \quad (2.8a)$$

$$|A_p(t, Z)|^2 + |A_i(t, Z)|^2 = |A_p(t, 0)|^2 + |A_i(t, 0)|^2 \quad (2.8b)$$

$$|A_s(t, Z)|^2 - |A_i(t, Z)|^2 = |A_s(t, 0)|^2 - |A_i(t, 0)|^2 \quad (2.8c)$$

Ces relations sont en particulier valables à la sortie du cristal ($Z = 1$). Nous introduirons par la suite les intensités normalisées intra-cavité des ondes comme $I_j = |A_j|^2$.

2.4 Conditions aux limites dans le cas du SRO

Pour obtenir les relations d'entrée-sortie du SRO à partir des équations (2.7), celles-ci doivent être complétées par les conditions aux limites du résonateur. Pour décrire ces conditions, on introduit le temps d'un aller-retour dans la cavité : $\tau = L_T/c$. Après un aller-retour, à l'entrée du cristal, le champ $A_j(t + \tau, 0)$ est obtenu en faisant subir au champ $A_j(t, 1)$ en sortie du cristal une propagation libre dans la cavité. Dans le cas d'ondes planes et en supposant que l'onde signal oscille avec un désaccord de cavité Δ_s (désaccord entre la fréquence signal et la fréquence du mode propre de cavité la plus proche) tel que $\Delta_j = k_j L_T(\omega_j) - 2m_j\pi$ (m_j est un entier), la condition aux limites s'écrit de façon générale :

$$A_j(t + \tau, 0) = r_j e^{i\Delta_j} A_j(t, 1) + A_{j,in} \quad (2.9)$$

où $A_{p,in} \equiv A_{in} = t_p A_{in}^{ext}$ est le champ pompe incident intracavité et $A_{s,in} = A_{i,in} = 0$. Nous supposons que le désaccord de cavité (en radian) Δ_s est petit par rapport à l'intervalle spectral libre exprimé en radian (2π), i.e. $\Delta_s \ll 1$ et que la finesse signal ($F_s = 2\pi/2\kappa_s$) est suffisamment élevée, ce qui est compatible avec notre hypothèse $\kappa_s \ll 1$. Pour un SRO, l'onde idler et l'onde pompe ne résonnent pas, nous avons : $t_p = t_i = 1$ et $r_p = r_i = 0$, les conditions aux limites s'écrivent alors :

$$A_p(t + \tau, 0) = A_{in} \quad (2.10a)$$

$$A_s(t + \tau, 0) = r_s e^{i\Delta_s} A_s(t, 1) \quad (2.10b)$$

$$A_i(t + \tau, 0) = 0 \quad (2.10c)$$

Les solutions des équations de propagation (2.7) en $Z = 1$, avec les conditions aux limites (2.10), permettent alors de calculer les solutions stationnaires du SRO en imposant la condition de self-consistance (ou de stationnarité) $A_s(t + \tau, 0) = A_s(t, 0)$.

2.5 Solutions exactes par la méthode numérique

L'évolution temporelle des amplitudes des champs est obtenue en itérant les conditions aux limites (2.10) et en résolvant à chaque aller-retour les équations de propagation (2.7), jusqu'à ce qu'éventuellement les intensités $I_s(t, 0)$ convergent vers une valeur stationnaire. Les valeurs numériques des $A_j(t, 1)$ sont résolues exactement à partir des équations de propagations réduites (2.7). Pour cela, on utilise un algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4 (RK4) pour résoudre les équations de propagation avec un pas $\Delta Z = 0.01$. L'itération numérique des équations réduites commence sur le premier aller-retour avec un bruit très faible, $A_{s,i}(0, 0) \approx 10^{-7}$, afin d'imiter la fluorescence paramétrique. Le critère de convergence suivant est appliqué à l'onde résonante :

$$\frac{\Delta I_s}{I_s} = \frac{|I_s(t + N\tau) - I_s(\tau)|}{I_s(\tau)} \leq \epsilon \quad (2.11)$$

avec $\epsilon = 10^{-8}$ et $N = 50$.

Bien que $N = 1$ eût formellement suffi pour établir le critère de convergence des itérations, prendre $N = 50$ garantit que le système dynamique n'est pas sous un régime de ralentissement critique intrinsèque (caractérisée par une convergence très lente des solutions, comme par exemple très proche du seuil d'oscillation). Une dernière astuce pour diminuer le temps de convergence vers le régime stationnaire consiste à appliquer le "suivi adiabatique" des solutions stationnaires pour établir les courbes $I_s = f(I_p)$ caractérisant la fonction d'entrée-sortie de l'OPO. Le suivi adiabatique (*adiabatic following*) consiste, une fois la solution stationnaire $I_s = f(I_p)$ déterminée, à utiliser celle-ci comme condition initiale pour calculer les solutions correspondants à $I_p + \delta I_p$. Ce faisant le nombre d'itérations temporelles requises (de l'ordre de 1000 à 5000, en fonction de la valeur de κ_s) est drastiquement réduit à quelques centaines, voire dizaines. Nous tracerons les courbes d'intensités $I_j = f(x)$ en fonction de la variable x où $x = I_{in}/I_{th}$ désigne le nombre de fois que le SRO est pompé au dessus du seuil d'oscillation, I_{in} et I_{th} étant l'intensité incidente et l'intensité seuil déterminée analytiquement.

Le modèle numérique donne les solutions exactes des équations du SRO, au sens où les équations de propagation sont résolues de manière exacte. Cependant, nous verrons que le modèle analytique, basé sur des solutions tronquées pour les amplitudes de champ $A_s(t, Z = 1)$, donne une bonne approximation des solutions. Le modèle numérique permet donc de vérifier la validité des expressions trouvées par le modèle analytique que nous développerons plus loin.

2.6 Solutions dans l'approximation du champ moyen

Avant de développer notre traitement perturbatif, il est intéressant de rappeler les solutions du SRO dans l'approximation du champ moyen dérivées pour la première

fois par Kreuzer [14]. Dans l'approximation du champ moyen, on considère que pour une onde résonnant dans une cavité de suffisamment haute finesse ($T_s \ll 1$) et contenant un milieu non-linéaire dont le gain paramétrique est faible ($gL \ll 1$), l'intensité (donc l'amplitude) stationnaire est indépendante de la distance de propagation z dans la cavité (mathématiquement, ces conditions reviennent à écrire que $gL/T_s \rightarrow \text{constante}$) [18, 19]. Physiquement, l'approximation du champ moyen traduit le fait que comme le temps de vie des photons dans la cavité devient infini, l'interaction avec le milieu non-linéaire reste efficace malgré le faible couplage non linéaire. On considère donc qu'à l'état stationnaire ($t \rightarrow \infty$) le champ du signal est uniforme en tout point de la cavité : $A_s(t, Z) = A_s(t, 0)$. Nous aurons l'occasion plus loin de vérifier la validité de l'approximation *meanfield* avec la méthode numérique qui permet d'accéder à la distribution spatiale de l'intensité $I_s(z)$ à l'intérieur du cristal. Cette approximation permet de linéariser les équations (2.7) qui deviennent alors :

$$\begin{cases} \frac{dA_p(Z)}{dZ} = iA_s(0)A_i(Z) \\ \frac{dA_i(Z)}{dZ} = iA_p(Z)A_s^*(0) \end{cases} \quad (2.12)$$

Ces équations permettent d'obtenir l'équation différentielle suivante :

$$\frac{d^2 A_p(Z)}{dZ^2} + |A_s(0)|^2 A_p(Z) = 0 \quad (2.13)$$

La solution de cette équation différentielle est du type :

$$A_p(z) = A \cos(|A_s(0)|z) + B \sin(|A_s(0)|z)$$

Les coefficients A et B sont déterminés à partir des conditions initiales, soit :

$$A_p(0) = A_{in} \equiv A$$

Par ailleurs en injectant $A_i(0) = 0$ dans (2.12), nous obtenons une deuxième condition sur le champ A_p :

$$\frac{dA_p(0)}{dZ} = 0 \equiv B$$

Pour l'intensité de l'onde pompe, on obtient alors :

$$I_p(Z) = |A_p(Z)|^2 = I_{in} \cos^2(|A_s(0)|Z) \quad (2.14)$$

Selon l'équation (2.12), on a :

$$\frac{dA_i(Z)}{dZ} = iA_s^*(0)A_{in} \cos(|A_s(0)|Z)$$

d'où :

$$A_i(Z) = i \frac{A_s^*(0)}{|A_s(0)|} A_{in} \sin(|A_s(0)|Z) + C$$

où C est une constante d'intégration qui est déterminée à partir des conditions ini-

tiales. On sait que $A_i(0) = 0$ ce qui implique que $C = 0$, d'où l'intensité de l'onde idler :

$$I_i(Z) = |A_i(Z)|^2 = I_{in} \sin^2(|A_s(0)|Z) \quad (2.15)$$

En sortie du cristal, on a les relations :

$$I_p(L) = I_{in} \cos^2(\sqrt{I_s(0)}) \quad (2.16a)$$

$$I_i(L) = I_{in} \sin^2(\sqrt{I_s(0)}) \quad (2.16b)$$

En appliquant la condition dite de "self-consistence", il vient : $A_s(0) = r_s A_s(L)$ et en utilisant la relation de Manley-Rowe (2.8a), on a :

$$\begin{aligned} |A_s(0)|^2 &= r_s^2 |A_s(L)|^2 \\ |A_p(L)|^2 + |A_s(L)|^2 &= |A_p(0)|^2 + |A_s(0)|^2 \end{aligned}$$

On obtient alors une équation transcendante permettant de déterminer I_s en fonction de I_{in} :

$$(1 - r_s^2) = I_{in} \frac{\sin^2(\sqrt{I_s})}{I_s} \quad (2.17)$$

où nous avons omis par simplicité la dépendance spatiale de I_s conformément à l'approximation champ-moyen. En résolvant cette équation pour $I_s = 0$, on obtient l'expression du seuil d'oscillation :

$$I_{th} = 1 - r_s^2 \simeq 2\kappa_s \quad (2.18)$$

On a alors la solution implicite de Kreuzer [14] :

$$I_s = x \sin^2(\sqrt{I_s}) \quad (2.19)$$

où $x = I_{in}/I_{th}$ est le paramètre de pompe normalisé au seuil. L'efficacité de déplétion de la pompe et l'efficacité de conversion de l'idler s'expriment de la façon suivante :

$$\Gamma_p = I_p(L)/I_{in} = \cos^2(\sqrt{I_s}) \quad (2.20)$$

$$\Gamma_i = 1 - \Gamma_p = \sin^2(\sqrt{I_s}) \quad (2.21)$$

La fonction $\sin(x)$ dans l'équation (2.19) étant définie modulo $2k\pi$, plusieurs branches de solutions pour I_s existent mathématiquement [20]. Une solution unique existe pour $x < (\frac{3\pi}{2})^2 = 22.2$ tandis que pour $[(2k+1)\frac{\pi}{2}]^2 < x < [(2k+3)\frac{\pi}{2}]^2$ ($k \geq 1$), il y a $2k+1$ branches de solutions. La figure 2.4 représente, en trait plein et en trait discontinu, les 3 branches de solutions stationnaires correspondant à $k=0$ (une seule branche positive partant de $x=1$) et $k=1$ (deux branches positives séparées par un point de bifurcation "noeud-col" (*saddle-node bifurcation*) à l'abscisse $x \sim 22.2$).

Nous avons délibérément pris une valeur relativement grande pour $\kappa_s (= 0.05)$ pour laquelle l'approximation *meanfield*, bien que toujours valide, s'écarte légèrement des solutions numériques exactes par rapport, par exemple, à $\kappa_s = 0.005$.

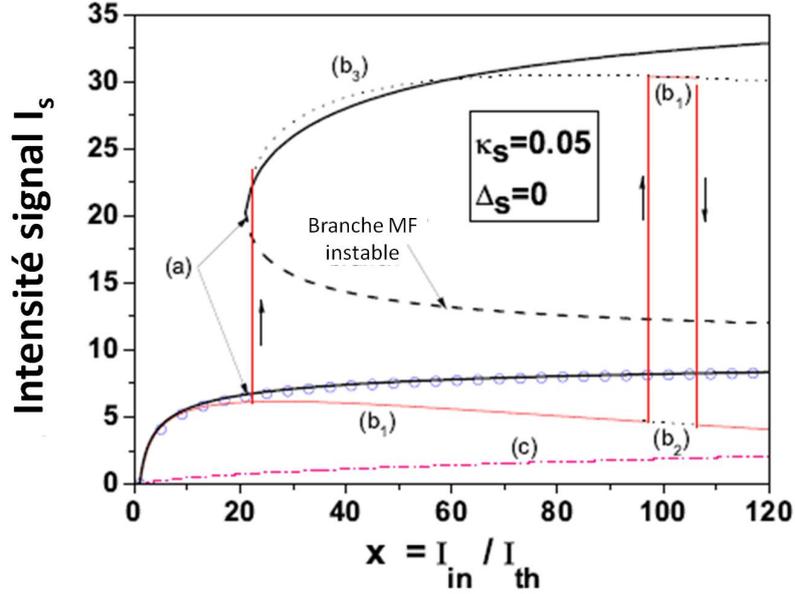


FIGURE 2.4 – Intensité du signal en fonction x : (a) dans l'approximation du champ moyen (branches $k = 0, 1$), Eq.(2.19); (b) à partir du calcul numérique pour différentes conditions initiales pour l'itération temporelle (voir texte pour plus de détail); les symboles "cercles" superposés à la branche $k=0$ sont les solutions heuristiques (voir plus loin Eq.(2.42)); (c) solution perturbative d'ordre le plus bas, proportionnelle à $\sqrt{x} - 1$, Eq.(2.22).

A partir de $x > 22.2$ (abscisse du point de bifurcation noeud-col), les deux branches correspondant à $k = 1$ émergent. Une étude de stabilité linéaire de ces deux branches montre que la branche basse est toujours instable, d'où les pointillés la matérialisant, alors que la branche supérieure en trait plein est toujours stable (comme la branche $k = 0$ de même courbure)[21, 22]. Le modèle numérique confirme bien les prédictions de l'analyse de stabilité linéaire, de même qu'il confirme le caractère multi-stable des solutions du SRO à l'inverse des autres configurations de résonance lorsque $\Delta_s = 0$ (DRO ou TRO). Numériquement cependant, l'accrochage de la branche supérieure stable ($k = 1$) dépend de façon critique des conditions initiales choisies pour démarrer les itérations de cavité. Il arrive même que sur la branche stable $k = 0$ l'algorithme numérique basé sur le suivi adiabatique des solutions stationnaires puisse brusquement sauter sur la branche supérieure stable $k = 1$, comme le montre la courbe numérique (b_1) au voisinage de $x = 100$, avant de retomber sur la branche $k = 0$. Ce passage brusque de $k = 0$ à $k = 1$ ne traduit pas une

instabilité dynamique réelle du système, puisque lorsqu'on donne comme condition initiale pour $A_s(t = 0)$ une valeur proche de $\sqrt{8}$ (valeur *meanfield* pour $x \sim 100$), l'algorithme numérique accroche bien la portion manquante (b_2) de la courbe $k = 0$. De même, sur la figure 2.4, lorsqu'on démarre le calcul numérique avec suivi adiabatique à partir de $x = 1$ mais en imposant comme condition initiale une valeurs de $A_s(t = 0)$ proche de $\sqrt{30}$ (valeur moyenne de la branche *meanfield* $k = 1$), on parcourt d'abord une portion de la branche $k = 0$ jusqu'à $x \simeq 22.2$ (c'est l'unique solution pour $x < 22.2$) avant de sauter directement sur la branche stable $k = 1$ au voisinage du point de bifurcation noeud-col, et de parcourir entièrement cette branche jusqu'à $x = 120$. Pour résumer, la branche $k = 0$ et la branche supérieure $k = 1$ sont numériquement stables, même si en fonction des conditions initiales, les solutions numériques peuvent basculer d'une branche à l'autre de façon aléatoire étant donné l'existence de plusieurs bassins d'attraction stables (multi-stabilité des solutions). Il est à noter que la branche stable $k = 1$ n'a jamais été expérimentalement observée étant donné qu'il faut pomper le SRO au moins à $x = 22$ fois son seuil d'oscillation pour l'observer, avec tous les effets thermiques qui apparaissent bien avant ce niveau de pompe. Il est également à souligner que le phénomène de bistabilité d'origine thermique observé récemment par Lin et al [6] pour un pompage faible ($x < 2$) n'a rien à voir avec le caractère intrinsèque multi-stable du SRO.

L'inspection de la figure 2.4 montre également une légère différence entre les solutions *meanfield* et les solutions numériques exactes : alors qu'un maximum pour I_s existe en fonction de x (vers $x = 20$ par exemple pour la branche $k = 0$ et $x = 70$ pour $k = 1$), les solutions *meanfield* représentées par l'équation implicite (2.19) présentent une saturation vers une valeur asymptotique lorsque $x \rightarrow \infty$. Cependant pour $\kappa_s \rightarrow 0$, la position des maxima numériques est repoussée de plus en plus loin ($x > 400 - 1000$). Et l'accord entre les solutions *meanfield* et les solutions numériques devient alors de plus en plus excellent.

Nous terminons ce sous-chapitre par une vérification de la validité de l'approximation *meanfield* par la méthode numérique, en traçant le profil longitudinal de l'intensité signal $I_s(z)$ à l'intérieur du cristal tel que fourni par la résolution numérique des équations de propagation en fin d'itération (figure 2.5). Nous avons choisi une valeur de $\kappa_s = 0.01$ afin d'être bien dans la limite de validité de l'approximation ($\kappa_s \ll 1$). Il en ressort que $I_s(z)$ est bien quasiment constant dans le cristal, alors que $I_p(z)/I_{th}$ est totalement dépeuplée en sortie de cristal pour la valeur du paramètre de pompe $x = 2.5$ (nous confirmerons ce résultat avec le traitement perturbatif). Cette déplétion totale à $x = 2.5$ est aussi confirmée par l'expression (2.16a) réécrite comme $I_p(L)/I_{th} = x \cos^2(\sqrt{I_s(0)}) \simeq 2.10^{-4}$. Sur la Figure 2.5 nous avons également tracé le profil de l'onde idler $I_i(z)$: sa valeur numérique (triangle) est comparée avec l'expression (2.16b) réécrite comme $I_i(L) = x I_{th} \sin^2(\sqrt{I_s(0)}) = 5.10^{-2}$ représentée par la ligne horizontale continue. Bien que l'approximation *meanfield* donne des solutions analytiques du SRO satisfaisantes pour $\kappa_s < 0.05$ ($T_s < 10\%$),

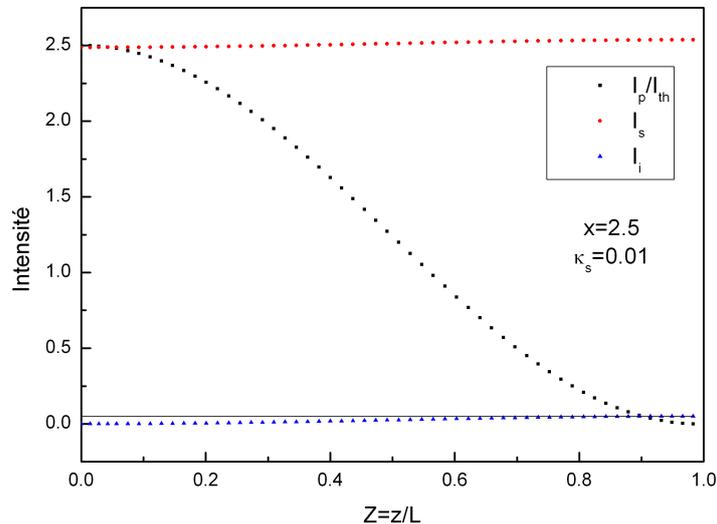


FIGURE 2.5 – Intensité du signal, de l'idler et de la pompe dans le cristal, dans l'approximation du champ moyen, pour $x = I_{in}/I_{th} = 2.5$ et $\kappa_s = 0.01$.

le principal inconvénient de cette méthode est que l'équation (2.19) permettant de déterminer I_s est implicite, elle requiert une méthode numérique pour être résolue. Dans la suite, nous tenterons de déterminer des solutions analytiques explicites directement utilisables par notre méthode perturbative.

Notons que Fabre et al [23] ont proposé une solution de la forme :

$$I_s = \frac{8\kappa_s}{r_s}[\sqrt{x} - 1] \quad (2.22)$$

mais la dépendance en \sqrt{x} , valide pour les configurations de cavité DRO et TRO, est loin d'être satisfaisante, comme on peut le constater sur la figure 2.4 (courbe (c)) : elle sous-estime largement les résultats de la méthode numérique.

2.7 Solutions analytiques (méthode perturbative)

Bien que les équations (2.7) possèdent des solutions analytiques exactes sous la forme de fonctions elliptiques de Jacobi [11], qui peuvent être combinées aux relations de Manley-Rowe (2.8) pour dériver les solutions du SRO [24, 25], les relations obtenues restent implicites de par la nature même de la définition des fonctions elliptiques. Nous allons utiliser une méthode perturbative pour les résoudre, afin d'obtenir des expressions plus simples mais tout aussi proches des solutions numériques exactes. De plus, notre méthode perturbative non seulement tient compte

2.7. SOLUTIONS ANALYTIQUES (MÉTHODE PERTURBATIVE)

du dépeuplement de la pompe mais permet également d'accéder à la distribution spatiale des intensités stationnaires $I_j(z)$ dans le milieu non linéaire. Une autre différence avec la méthode meanfield est qu'elle ne nécessite pas *a priori* de faire appel aux relations de Manley-Rowe pour trouver des solutions non triviales (i.e. $\neq 0$)

Pour cela, les amplitudes des champs A_j sont développées en série de Mac Laurin :

$$A_j(t, Z) = A_j(t, 0) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{Z^n}{n!} \left(\frac{\partial^{(n)} A_j(t, Z)}{\partial Z^n} \right)_{Z=0} \quad (2.23)$$

La méthode perturbative de résolution des équations de propagation (2.7) consiste à remplacer les champs A_j dans les membres de droite de (2.7) par (2.23), en tronquant le développement en série de Mac Laurin à un ordre compatible avec l'existence de solutions stationnaires non triviales pour l'onde résonnante, puis d'intégrer simplement ces équations. Une telle méthode a déjà été utilisée pour le traitement analytique des OPOs diviseurs de fréquence par 3 auto-verrouillés en phase par cascade de deux processus non linéaires intra-cavité [16, 26, 27]. Sachant que $gL \ll 1$, généralement la série converge rapidement dès le premier ou deuxième terme du développement dans le cas des OPOs triplement et doublement résonnants [28] car le module des amplitudes de champ vérifient $|A_j| < 1$. Dans le cas du SRO cependant, le calcul numérique (voir 2.4) montre que l'amplitude vérifie alors $|A_s| > 1$, et le développement en série converge plus lentement, nécessitant de tronquer (2.23) à un ordre plus élevé. Dans le développement (2.23), les dérivées successives d'ordre n en $z = 0$ peuvent être évaluées à partir des équations génériques (2.7).

2.7.1 Développement perturbatif à l'ordre 2

Dans le cas du SRO, seul le signal est résonant dans la cavité, les conditions initiales en $Z = 0$ sont : $A_p(t, 0) = A_{in}$ et $A_i(t, 0) = 0$. En développant (2.23) jusqu'à l'ordre 2, compte tenu des équations réduites et des conditions initiales, on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial A_p(t, Z)}{\partial Z} \right)_{Z=0} = 0 \\ \left(\frac{\partial A_s(t, Z)}{\partial Z} \right)_{Z=0} = 0 \\ \left(\frac{\partial A_i(t, Z)}{\partial Z} \right)_{Z=0} = i A_p(t, 0) A_s^*(t, 0) \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial^{(2)} A_p(t, Z)}{\partial Z^2} \right)_{Z=0} = -A_p(t, 0) |A_s(t, 0)|^2 \\ \left(\frac{\partial^{(2)} A_s(t, Z)}{\partial Z^2} \right)_{Z=0} = A_s(t, 0) |A_p(t, 0)|^2 \\ \left(\frac{\partial^{(2)} A_i(t, Z)}{\partial Z^2} \right)_{Z=0} = 0 \end{array} \right. \quad (2.24)$$

Ainsi, le développement de l'amplitude des champs s'écrit :

2.7. SOLUTIONS ANALYTIQUES (MÉTHODE PERTURBATIVE)

$$A_p(t, Z) = A_p - \frac{1}{2}A_p|A_s|^2Z^2 \quad (2.25a)$$

$$A_s(t, Z) = A_s + \frac{1}{2}A_s|A_p|^2Z^2 \quad (2.25b)$$

$$A_i(t, Z) = iA_p(t, 0)A_s^*Z \quad (2.25c)$$

Pour alléger les notations, dans le second membre de chaque relation les amplitudes $A_j(t, 0)$ sont notées A_j . Notons que l'inclusion de la dérivée seconde dans le développement en série se traduit par l'apparition de termes cubiques non linéaires dans le produit des champs dans (2.25a)-(2.25b). Ces termes cubiques ont une signification physique, ils traduisent des processus $\chi^{(2)}$ en cascade (*multi-step cascaded processes*). Par exemple, le terme $(1/2)A_s|A_p|^2 = (1/2)A_sA_pA_p^*$ dans (2.25b) correspond à la production d'un photon signal suivant la cascade non linéaire $\chi^{(2)}(-\omega_p; \omega_s, \omega_i) : \chi^{(2)}(-\omega_s; \omega_p, -\omega_i)$ au cours de laquelle un photon signal et un photon idler se somment pour produire un photon pompe lequel se désintègre immédiatement par différence de fréquence avec un photon idler pour redonner un photon signal. Il est en effet établi que la cascade de deux processus $\chi^{(2)}$ est équivalente à une non linéarité cubique $\chi^{(3)}$ [29].

En utilisant les conditions aux limites (2.10) et la relation de "self-consistence" à partir de (2.25), on obtient l'équation suivante :

$$[\kappa_s - i\Delta_s - \frac{1}{2}r_s(1 + i\Delta_s)|A_p|^2]A_s = 0 \quad (2.26)$$

Pour obtenir (2.26) l'approximation $e^{i\Delta_s} \simeq 1 + i\Delta_s$ a été utilisée, de même qu'on a négligé des termes petits d'ordre supérieur tels que $\Delta_s\kappa_s$ devant κ_s ou Δ_s . Cependant, cette équation ne donne que la solution triviale $A_s = 0$.

Il est donc nécessaire de pousser le développement des amplitudes à un ordre supérieur pour dériver une solution non triviale. Ceci traduit le fait que, comme l'intensité du signal à l'intérieur de la cavité est grande ($|A_s| > 1$), le développement de Mac Laurin converge lentement.

Il est cependant possible de trouver des solutions non triviales à partir de (2.25), en combinant les conditions aux limites (2.10) et les relations de Manley-Rowe (2.8). On obtient alors, pour l'intensité du signal $I_s = |A_s|^2$, l'expression :

$$I_s = 4(x - 1)/x \quad (2.27)$$

où $x = I_{in}/I_{th}$ et l'intensité seuil est donnée par

$$I_{th} = 2\kappa_s/r_s \quad (2.28)$$

L'intensité de la pompe en sortie du cristal s'obtient à partir de (2.25) et s'écrit :

$$I_p(L) = \frac{2\kappa_s}{r_s} x \left(1 - \frac{I_s}{2}\right)^2 \quad (2.29)$$

Mais lorsqu'on compare les valeurs de I_s déterminées à partir de l'expression (2.27) aux valeurs déterminées par la méthode numérique, on constate que cette expression n'est valable qu'au voisinage du seuil d'oscillation jusqu'à $x \simeq 1.1$. De plus, à partir de l'équation (2.29), on estime que le maximum de déplétion de la pompe ($dI_p(1)/dx = 0$) est obtenu pour $x = 2$, ce qui ne correspond pas à la valeur trouvée par l'approximation du champ moyen ($x \simeq 2.5$). Pour tenter d'obtenir des expressions plus précises, on utilise donc le développement de Mac Laurin à l'ordre 4 car les dérivées d'ordre 3 en $Z = 0$ dans la série de MacLaurin sont nulles pour A_p et A_s à cause des conditions initiales du SRO ($A_i(t, 0) = 0$).

2.7.2 Développement perturbatif à l'ordre 4

Cette fois, on limite le développement des amplitudes des champs aux dérivées d'ordre 4 (c'est à dire jusqu'aux puissances quintiques des amplitudes), les expressions des dérivées d'ordre 3 et d'ordre 4 sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial^{(3)} A_p(t, Z)}{\partial Z^3} \right)_{Z=0} = 0 \\ \left(\frac{\partial^{(3)} A_s(t, Z)}{\partial Z^3} \right)_{Z=0} = 0 \\ \left(\frac{\partial^{(3)} A_i(t, Z)}{\partial Z^3} \right)_{Z=0} = i[-A_p |A_s|^2 A_s^* \\ \quad + A_p |A_p|^2 A_s] \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial^{(4)} A_p(t, Z)}{\partial Z^4} \right)_{Z=0} = A_p[-3|A_p|^2 |A_s|^2 + \\ \quad |A_s|^4 - |A_p|^2 A_s^2] \\ \left(\frac{\partial^{(4)} A_s(t, Z)}{\partial Z^4} \right)_{Z=0} = -4|A_p|^2 |A_s|^2 A_s + \\ \quad |A_p|^4 A_s^* \\ \left(\frac{\partial^{(4)} A_i(t, Z)}{\partial Z^4} \right)_{Z=0} = 0 \end{array} \right. \quad (2.30)$$

Ainsi, la distribution spatiale des champs à l'intérieur du cristal fait apparaître des termes d'ordres supérieurs (quintique) dans le produit des champs, dont l'interprétation physique peut également être attribuée à des processus en cascade comprenant plusieurs étapes et équivalents à une non linéarité quintique.

$$A_p(t, Z) = A_p - \frac{1}{2} A_p |A_s|^2 Z^2 - \frac{1}{8} A_p |A_p|^2 |A_s|^2 Z^4 + \frac{1}{24} A_p [|A_s|^4 - |A_p|^2 A_s^2] Z^4 \quad (2.31a)$$

2.7. SOLUTIONS ANALYTIQUES (MÉTHODE PERTURBATIVE)

$$A_s(t, Z) = A_s + \frac{1}{2}A_s|A_p|^2Z^2 - \frac{1}{6}A_s|A_p|^2|A_s|^2Z^4 + \frac{1}{24}|A_p|^4A_s^*Z^4 \quad (2.31b)$$

$$A_i(t, Z) = iA_p(t, 0)A_s^*Z + i\frac{1}{6}A_p[|A_p|^2A_s - |A_s|^2A_s^*]Z^4 \quad (2.31c)$$

En appliquant la condition de "self-consistence" $A_s(t, 0) = A_s(t + \tau, 0) \equiv A_s$ où $A_s(t + \tau, 0)$ est donné par la relation (2.10b) et en utilisant les relations (2.31) avec $Z = 1$, on obtient l'équation stationnaire suivante :

$$\{1 - r_s e^{i\Delta_s} [1 + I_p (\frac{1}{2} - \frac{I_s}{6})]\} A_s = \frac{r_s e^{i\Delta_s}}{24} I_p^2 A_s^* \quad (2.32)$$

avec $I_p = I_{in} = |A_p|^2$ et $I_s = |A_s|^2$. En séparant la partie imaginaire et la partie réelle de cette équation, on obtient la condition suivante sur le désaccord de cavité Δ_s : $a^2 + b^2 \Delta_s^2 = 0$ où a et b sont des termes non nuls qu'il n'est pas nécessaire d'expliciter. Cette condition impose que $\Delta_s = 0$ pour qu'une solution stationnaire puisse exister, ce qui est compatible avec le fait que le SRO sélectionne spontanément une longueur d'onde signal la plus proche du sommet du mode de cavité ($\Delta_s = 0$) se trouvant au voisinage du gain maximum, afin de minimiser le seuil d'oscillation. Pour déterminer I_s , l'équation (2.32) est multipliée par A_s^* , et en prenant le module au carré de chaque terme, il vient :

$$-r_s \frac{I_{in}}{6} I_s + r_s (\frac{I_{in}}{2} - \frac{I_{in}^2}{24}) - \kappa_s = 0 \quad (2.33)$$

L'intensité seuil I_{th} est déterminée à partir de cette équation en posant $I_s = 0$. On retrouve bien le seuil dérivé lors du développement d'ordre 2 (2.28),

$$I_{th} = 2\kappa_s / r_s \quad (2.34)$$

En introduisant la variable $x = I_{in}/I_{th}$, l'équation (2.33) nous donne l'expression de l'intensité du signal :

$$I_s = 3 \frac{x(1 - \frac{\kappa_s}{6r_s}x) - 1}{x} \quad (2.35)$$

Comme pour la solution d'ordre 2 (2.27), il se trouve que cette solution n'est valable que lorsqu'on se trouve près du seuil, elle diffère de la solution numérique à partir de $x > 1.5$ au lieu de $x > 1.1$ pour la solution d'ordre 2 (2.27). Mis à part le terme correctif $-\frac{\kappa_s}{6r_s}x$, cette solution est identique à celle trouvée par Rosencher et al (Eq.(20a) de [25]) qui utilisent les solutions exactes des équations de propagation en terme de fonctions elliptiques. En effet, en appliquant l'identité : $x - 1 = (\sqrt{x} - 1)(\sqrt{x} + 1) \simeq 2(\sqrt{x} - 1)$, on retrouve aussi l'expression asymptotique $I_s = 6(\sqrt{x} - 1)$ (Eq.(20b) de [25]). Notons que la solution (2.35) a été dérivée sans

2.7. SOLUTIONS ANALYTIQUES (MÉTHODE PERTURBATIVE)

l'aide des relations de Manley-Rowe.

A partir de l'intensité du signal, l'intensité de l'idler peut être déterminée. En considérant que $I_p = I_{in}$ est de l'ordre de l'intensité seuil $I_{th} = 2\kappa_s/r_s \ll 1$ et que $I_s \geq 1$, en ne retenant que le terme dominant du développement de $|A_i(t, 1)|^2$ (équation (2.31c)), l'intensité idler a pour expression :

$$I_i(L) \simeq \frac{2\kappa_s}{r_s} x \left(I_s - \frac{1}{3} I_s^{3/2} + \frac{1}{36} I_s^3 \right) \quad (2.36)$$

et l'intensité de la pompe le long du cristal est :

$$I_p(Z) \simeq \frac{2\kappa_s}{r_s} x \left(I_s - \frac{1}{2} I_s Z^2 + \frac{1}{24} I_s^2 Z^4 \right) \quad (2.37)$$

A partir de l'équation (2.37), on détermine que le maximum de déplétion de la pompe est obtenu pour $x = 6.45$, cependant cette valeur se trouve hors du domaine de validité de nos expressions ($x \approx 1$) et est bien éloignée de la valeur trouvée avec l'approximation du champ moyen $x = (\pi/2)^2 = 2.47$. Pour élargir le domaine de validité des solutions analytiques, il faudrait pousser le développement des champs à des ordres supérieurs du développement de Mac Laurin, mais le calcul deviendrait alors rapidement insoluble, requérant l'évaluation de dérivées d'ordre $n > 5$.

Pour trouver des solutions plus précises, on peut injecter les equations (2.31) dans les relations de Manley-Rowe (2.8a) tout en utilisant le fait que $A_s(t + \tau, 0) = r_s A_s(t, L)$. On obtient ainsi une équation cubique pour I_s au lieu de l'équation du premier ordre (2.33) :

$$\frac{1}{24^2} I_s^3 - \frac{\alpha}{24} I_s^2 + \frac{\alpha^2 + \frac{1}{3} I_s}{4} I_s - \frac{r_s^2 - 1}{I_{in}} - \alpha = 0 \quad (2.38)$$

où $\alpha = 1 + I_{in}/6$. Considérant que I_{in} est de l'ordre de l'intensité seuil $2\kappa_s/r_s \ll 1$ donc que $\alpha \simeq 1$, l'intensité du signal (racine cubique réelle de (2.38)) s'exprime de la façon suivante :

$$I_s = 4 \frac{2x^{1/3} - (9 - x)^{1/3}}{x^{1/3}}. \quad (2.39)$$

On vérifie bien que pour $x = 1$, on a $I_s = 0$. Par contre la solution cubique (2.39) présente une singularité à $x = 9$ (dérivée indéfinie due à la racine cubique), singularité qui n'est pas physique et limitant la validité de cette solution à $x < 6$ (Figure 2.6). L'intensité de l'idler est obtenue en utilisant la 3ème relation de Manley-Rowe (2.8c) :

$$I_i(L) = \frac{2\kappa_s}{r_s^2} I_s \simeq \frac{2\kappa_s}{1 - 2\kappa_s^2} I_s \quad (2.40)$$

2.7. SOLUTIONS ANALYTIQUES (MÉTHODE PERTURBATIVE)

et l'efficacité de déplétion de la pompe $\Gamma_p = I_p(Z = 1)/I_{in}$ est :

$$\Gamma_p = \left(1 - \frac{1}{2}I_s + \frac{1}{24}I_s^2\right)^2. \quad (2.41)$$

Le maximum de déplétion est obtenu pour $x = 2.53$, ce qui se rapproche de la valeur trouvée avec l'approximation du champ moyen ($x = 2.5$). De plus, les intensités du signal et de l'idler sont en très bon accord avec les valeurs trouvées par la méthode numérique jusqu'à six fois le seuil (Figure 2.6). La présence de la singularité à $x = 9$ vient du fait que le développement des champs a été limité à l'ordre 4. Pour supprimer cette singularité, il faudrait sans doute pousser le développement de Mac Laurin à des ordres supérieurs ($n = 5, 6$). Mais, dans ce cas, on obtiendrait des équations quartiques ou quintiques qui seraient difficiles à résoudre analytiquement. On choisit plutôt d'adopter une approche heuristique pour trouver une forme plus fonctionnelle pour I_s . Pour cela, on s'inspire de la forme de l'expression (2.39) quand $x \rightarrow 1$: $I_s = 8(x^{1/3} - 1)/x^{1/3}$. On choisit donc une fonction de la forme :

$$I_s = A(r_s) \frac{x^{1/3} - 1}{x^{1/3}} \quad (2.42)$$

où $A(r_s)$ est une constante ne dépendant que de r_s . En procédant à un ajustement de la fonction (2.42) sur les solutions de I_s déterminées numériquement pour des valeurs de r_s comprise entre 0.9 et 1 ($0.81 \leq R_s \leq 1$), on obtient :

$$A(r_s) = -4.085r_s^2 + 0.857r_s + 13.488 \quad (2.43)$$

Il s'avère que, pour $r_s \geq 0.99$, l'expression (2.42) est en parfait accord tant avec le calcul numérique qu'avec la solution issue de l'approximation du champ moyen (représentée par les cercles vides sur la figure 2.4) jusqu'à $x \geq 50$. Pour $r_s = 0.95$, comme on peut le constater sur la figure 2.4, l'accord entre ces trois solutions reste valable jusqu'à $x \leq 20$, et l'expression (2.42) reste en accord avec l'approximation du champ moyen bien plus loin. La solution explicite *heuristique* (2.42) est donc une bonne alternative à la solution "champ moyen" donnée par l'équation (2.19).

La figure 2.7 montre l'efficacité de déplétion de la pompe en fonction du paramètre de pompe normalisé x . La courbe en tirets représente la solution obtenue par le modèle numérique, celle-ci est confondue avec les résultats de l'approximation du champ moyen ((2.20) et (2.19) symbolisés par les cercles vides). Les triangles noirs montrent la déplétion "champ-moyen" $\Gamma_p = \cos^2 \sqrt{I_s}$ (Eq.(2.20)) avec I_s donnée par la solution heuristique explicite (2.42). Les cercles noirs combinent l'expression de la déplétion Γ_p issue de la méthode perturbative (2.41) et la solution cubique heuristique (2.42). La ligne continue présentant la singularité en $x = 9$ combine l'expression de Γ_p (2.41) issue de la méthode perturbative (2.41) et l'expression (2.39) pour I_s . Finalement, la ligne en pointillés montre la déplétion de la pompe dans le cas de l'approche perturbative d'ordre $n = 2$ ((2.41) et (2.35)). En conclusion

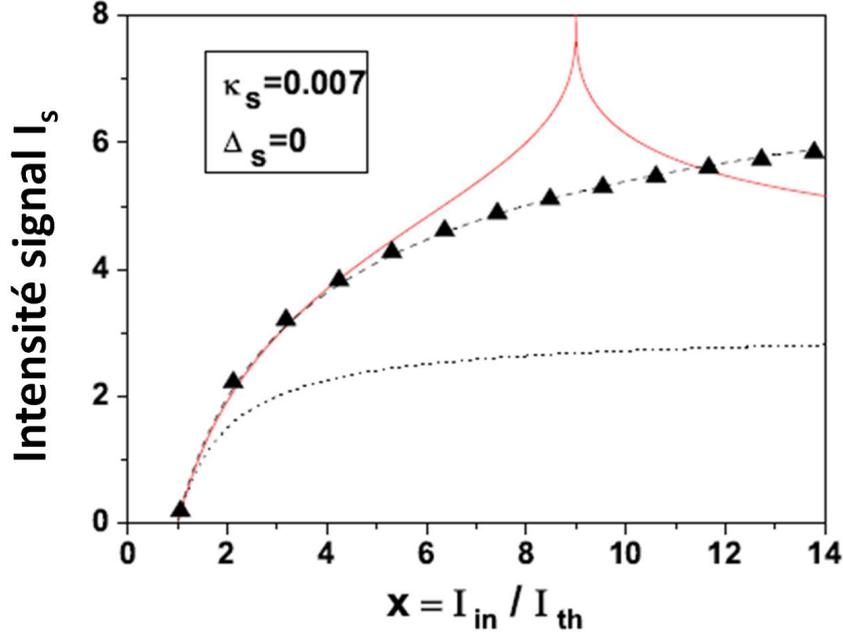


FIGURE 2.6 – Intensité du signal intracavité en fonction de x : (tirets) à partir du modèle numérique ; (triangle) approche heuristique (Eq. 2.42) confondue avec les résultats obtenus dans l’approximation du champ moyen, Eq.(2.19) ; (ligne continue) approche perturbative d’ordre $n=4$ avec utilisation de Manley-Rowe ,Eq.(2.39).; (pointillés) approche perturbative d’ordre $n=4$ sans appel à Manley-Rowe, Eq.(2.35).

l’efficacité de déplétion pompe du SRO est maximum pour $x = 2.5$ pour des valeurs de κ_s suffisamment faibles. En outre, la figure 2.7 montre que la solution heuristique explicite (2.42) prédit de façon précise la déplétion de la pompe lorsqu’elle est associée à la formule *meanfield* de Γ_p représentée par l’équation (2.20).

La figure 2.8 représente avec des symboles la distribution spatiale de l’intensité pompe (2.37) dans le cristal pour différents paramètres de pompe, en utilisant l’expression de I_s donnée par la formule perturbative (2.39) valable jusqu’à $x = 6$. Les lignes tiretées donnent le résultat du calcul numérique. On remarque que le calcul numérique prédit que l’intensité de la pompe dans un SRO se clampe à sa valeur seuil I_{th} en $Z_{th} \simeq 0.53$ quelle que soit l’intensité de la pompe incidente. Les solutions cubiques (2.39) représentées par les symboles ne se croisent cependant pas en un point fixe Z_{th} , à cause de la troncature de ces solutions : pour $x = 2.5$; 4.5; 6.5 on trouve que $I_p/I_{th} = 1$ pour respectivement $Z_{th} = 0.56$; 0.54; 0.52. Cependant, il y a un bon accord entre les solutions numériques (lignes discontinues) et la distribution spatiale (2.41) associée à la solution cubique (2.39) valide pour $x \leq 6$.

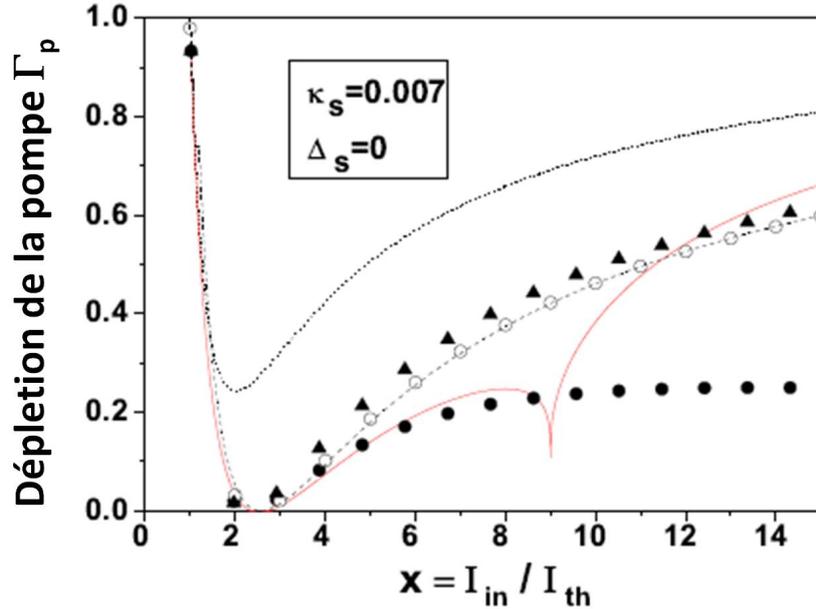


FIGURE 2.7 – Dépletion de la pompe en fonction du paramètre de pompe x : (tiret) à partir du modèle numérique ; (cercle vide) Γ_p champ moyen (Eq.(2.20) et Eq.(2.19)) ; (triangle) Γ_p champ-moyen (2.20) et I_s (2.42) ; (cercle noir) Γ_p selon l'approche perturbative (Eq.(2.41)) et I_s heuristique (Eq.(2.42)) ; (ligne continue) Γ_p perturbative (Eq.(2.41)) combinée à I_s solution cubique (2.39) ; (pointillés) Γ_p perturbative (Eq.(2.41)) et I_s solution perturbative d'ordre $n=4$ (Eq.(2.35)).

2.7.3 Dénormalisation des champs

Dans cette section, nous allons dénormaliser l'expression des champs électriques afin d'obtenir l'expression de la puissance de seuil et des puissances de sortie en unités physiques. De la définition des amplitudes normalisées, $A_j = gLN_j$, on obtient les amplitudes de champ électrique (en unité de V/m) :

$$|E_j| = \frac{c}{dL} \sqrt{\frac{\omega_j n_i n_s n_p}{\omega_i \omega_s \omega_p n_j}} |A_j| \quad (2.44)$$

L'intensité physique \tilde{I}_j (en W/cm^2) s'exprime de la façon suivante ($j = p, s, i$) :

$$\tilde{I}_j = \frac{c\varepsilon_0 n_j}{2} |E_j|^2 = \frac{\varepsilon_0 c^3}{d^2 L^2} \frac{\omega_j n_i n_s n_p}{\omega_i \omega_s \omega_p} I_j \quad (2.45)$$

La puissance (en Watt) est : $P_j = \frac{\pi w_0^2}{2} \tilde{I}_j$ où w_0 est le *waist* effectif de l'interaction tenant compte des intégrales de recouvrement transverse des trois faisceaux tel que

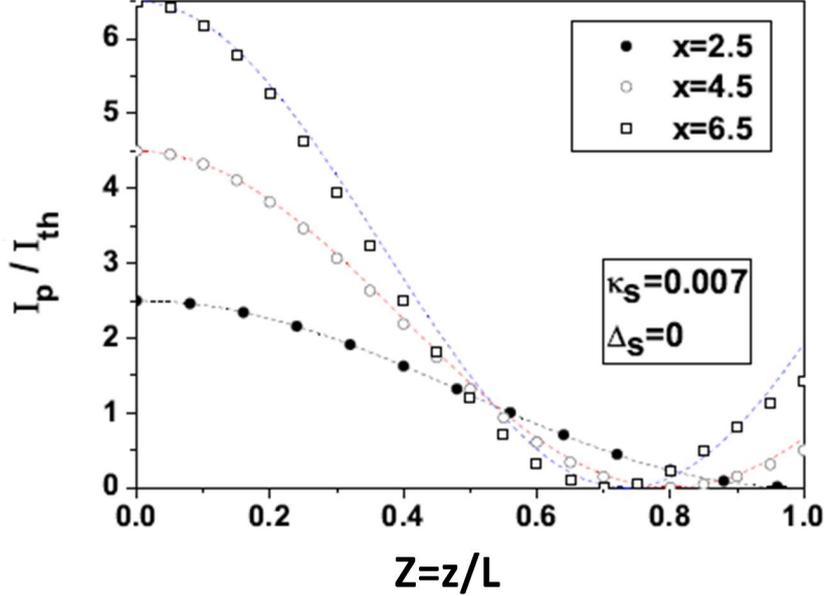


FIGURE 2.8 – Distribution de l'intensité pompe au sein du cristal pour $x = I_{in}/I_{th}$ compris entre 2 et 6. Les solutions numériques sont représentées en pointillés et les symboles représentent les résultats obtenus avec les équations (2.39) et (2.37) .

définies par Harris [1], $\frac{1}{w_0^2} = M^2$ où $M^2 = \left(\frac{w_i w_s w_p}{w_i^2 w_s^2 + w_i^2 w_p^2 + w_s^2 w_p^2}\right)^2$ (w_i , w_s , w_p sont les *waists* des faisceaux idler, signal et pompe). Ainsi, on a :

$$P_j = \frac{\varepsilon_0 \pi w_0^2 c^3}{4d^2 L^2} \frac{\omega_j n_i n_s n_p}{\omega_i \omega_s \omega_p} I_j \quad (2.46)$$

et pour la puissance de pompe au seuil d'oscillation, on a :

$$P_{th} = \frac{\varepsilon_0 \pi w_0^2 c^3}{4d^2 L^2} \frac{n_i n_s n_p}{\omega_i \omega_s} I_{th} = K^{-1} (L/w_0)^{-2} I_{th} \quad (2.47)$$

où $K = \frac{4d^2 \omega_i \omega_s}{\pi \varepsilon_0 c^3 n_i n_s n_p}$ est une constante (en W^{-1}).

L'équation (2.47) est obtenue dans l'approximation onde plane. Pour passer à une expression valable en onde gaussienne et tenir compte des effets de diffraction, notons que $(L/w_0)^2 = Lk_0 \xi$, avec $\xi = L/2z_R$ le paramètre de focalisation et $z_r = (1/2)k_0 w_0^2$ la longueur de Rayleigh. k_0 est le vecteur d'onde effectif et vaut $k_0 = (1/k_s - 1/k_p)^{-1}$. La conversion paramétrique optimale en présence d'effets de focalisation (i.e. lorsqu'on tient compte de la diffraction représentée par le Laplacien transverse dans l'équation de Maxwell (1.8)) est obtenue pour $\xi \sim 1$ [30, 31, 32]. L'effet de la focalisation dans l'expression de la puissance seuil, peut être pris en compte en substituant ξ dans l'expression $(L/w_0)^2 = Lk_0 \xi$ par la fonction de focalisation de

2.8. CONCLUSIONS

Boyd-Kleinman $h \equiv (\xi_p, \xi_s, \xi_i, \mu = k_s/k_p)$ définie par une double intégrale [33, 31, 32]. Ainsi l'expression de la puissance au seuil d'oscillation devient :

$$P_{th} = (KLk_0h)^{-1}I_{th} \quad (2.48)$$

La puissance idler est déduite de la relation (2.46) et de la définition de la puissance seuil donnée par la relation (2.48) :

$$P_i = \frac{\omega_i}{\omega_p} P_{th} \frac{I_i(x)}{I_{th}} \quad (2.49)$$

Dans le cas d'un SRO, en utilisant les relations (2.28),(2.40) et (2.42), on obtient :

$$P_i = \frac{\omega_i}{\omega_p} (KLk_0h)^{-1} \frac{T_s}{1 - T_s} A(r_s) \frac{x^{1/3} - 1}{x^{1/3}} \quad (2.50)$$

2.8 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons revu en détail la théorie ondes planes de l'oscillateur paramétrique optique simplement résonant, jusqu'à présent basée sur les solutions implicites champ-moyen de Kreuzer. Afin de dériver des solutions analytiques explicites simples, nous avons développé un traitement analytique du SRO basé sur une méthode perturbative très efficace tenant compte de la déplétion de la pompe et des désaccords de cavité, dont la validité a été vérifiée par un traitement numérique itératif exact des équations de cavité, sans faire l'hypothèse du champ moyen. Ainsi nous avons pu caractériser les profils longitudinaux d'intensité dans le cristal à l'état stationnaire et démontrer que dans un SRO, identiquement à un DRO [28], le champ pompe est clampé à sa valeur seuil au voisinage du milieu du cristal quel que soit le paramètre de pompe. D'autre part, la méthode perturbative permet d'établir que l'oscillation paramétrique en régime continu correspond à un désaccord de cavité nul une fois l'état stationnaire atteint. L'expression de l'intensité signal d'un SRO varie comme la racine cubique de l'intensité pompe, à l'inverse des autres configurations de cavité OPO pour lesquelles les intensités signal et idler varient comme la racine carrée de l'intensité pompe [28]. Nous avons pu également vérifier par la méthode numérique qu'un SRO présente des solutions multi-stables à des valeurs élevées du paramètre de pompe, telles que prédites par les solutions *meanfield*. L'origine de cette multi-stabilité peut se comprendre par les effets importants des processus non linéaires d'ordres supérieurs (cubiques, quartiques...) issus de cascades non linéaires $\chi^{(2)} : \chi^{(2)}$, comme le démontre le traitement perturbatif d'ordre élevé ($n = 4$) qu'il a fallu mettre en oeuvre pour trouver les solutions analytiques explicites pour le SRO, à l'inverse des autres configurations de résonance [28]. Il est par exemple établi qu'une non-linéarité cubique (effet Kerr) peut être responsable de phénomènes de bistabilité dans beaucoup de systèmes optiques. Physiquement, il n'est pas étonnant

2.8. CONCLUSIONS

de constater que les effets de ces cascades non linéaires soient plus prononcés dans un SRO à cause de la très grande intensité de l'onde signal intracavité dans un OPO simplement résonnant (typiquement 100 fois plus que dans un OPO doublement résonant).

Chapitre 3

Conception d'un oscillateur paramétrique optique simplement résonant largement accordable dans le moyen infrarouge

3.1 Introduction : état de l'art des sources continues MIR

Dans notre cas, nous avons besoin d'une source laser continue dans le moyen infrarouge ($2 - 20 \mu\text{m}$) pour effectuer la spectroscopie de molécules sur leur raie ro-vibrationnelle fondamentale. Cependant il existe peu de laser largement accordable dans ce domaine spectral. Dans cette introduction, nous allons brièvement évoquer l'état de l'art des sources laser disponibles et possédant les caractéristiques qui nous intéressent pour la spectroscopie : a) émission laser en régime continu, donc à faible largeur de raie ; b) très large accordabilité en longueur d'onde dans le moyen-IR ($\lambda > 2 \mu\text{m}$) ; c) possibilité d'accordabilité mono-fréquence (sans saut de mode).

Les sources continues disponibles dans le MIR :

1) Parmi les lasers conventionnels (basés sur un milieu de gain atomique), il existe le laser Cr :ZnSe développé au début des années 2000 [34] et commercialisé par IPG (fig. 3.1). Le laser Cr :ZnSe, basé sur une transition d'un ion métallique de transition, possédant un spectre de gain très large entre 2 et 3 microns [35, 36], peut être considéré comme le pendant moyen-IR du laser $\text{Ti}^{3+} : \text{Al}_2\text{O}_3$ (titane-saphir) qui est largement accordable dans le proche-IR (700 - 900 nm). La première démonstration d'une émission mono-fréquence (monomode longitudinale à 2470 nm) de ce laser a été rapporté en 2005 par une équipe de Coherent Technologies Inc, en utilisant une

3.1. INTRODUCTION : ÉTAT DE L'ART DES SOURCES CONTINUES MIR

cavité longitudinale comprenant deux étalons solides et comme coupleur de sortie un réseau de diffraction [37]. Lors de cette première démonstration où le laser était pompé par un laser Tm :YALO de 2W , une puissance monofréquence modeste de 10 mW avec une largeur de raie inférieure à 20 MHz a été obtenue à $2.47 \mu\text{m}$. Ce n'est que très récemment qu'une version commerciale du laser Cr :ZnSe (fig. 3.1) continue et mono-fréquence, accordable entre $2.3 - 2.7 \mu\text{m}$, a été mise sur le marché par IPG Photonics. Il peut être accordé continûment sur 100 GHz et délivrer jusqu'à 15 W de puissance.



FIGURE 3.1 – Laser Cr :ZnSe commercialisé par IPG (<http://www.ipgphotonics.com/>).

2) Pour pallier à la rareté des sources lasers conventionnels dans le moyen-infrarouge (MIR), on a souvent recours à des processus d'optique non linéaire de conversion de fréquence pour réaliser des sources cohérentes accordables dans le MIR. Les systèmes laser basés sur la génération de différence de fréquence (DFG : Difference Frequency Generation) peuvent être des sources laser alternatives pour le MIR surtout pour des longueurs d'onde supérieures à $5 \mu\text{m}$, où aucun oscillateur paramétrique optique(OPO) continu n'a encore jamais été démontré à cause de l'indisponibilité de matériaux non linéaires à très faible absorption pour l'infrarouge (des chalcogénures ternaires ou quaternaires pour l'essentiel), résultant en des seuils d'oscillation OPO prohibitivement élevés et accompagnés d'effets thermiques délétères [38]. Cependant, cette méthode DFG nécessite deux laser de pompe dont un accordable et présente une efficacité de conversion faible en simple passage. Dans la littérature, les puissances DFG les plus fortes dans le MIR sont présentées par Maddaloni (en simple passage [2]) et Witinski (en cavité [3]). Dans ces deux références, le cristal non linéaire utilisé pour générer la radiation à 3 microns est du PPLN ou du ppmgCLN, et l'un des laser de pompe puissant est un laser Nd :YAG amplifié à 5 ou 10 W.

Dans les travaux de Maddaloni et al. [2], le faisceau signal provient d'un laser à fibre dopée à l'erbium émettant une longueur d'onde entre 1545 et 1605 nm et

3.1. INTRODUCTION : ÉTAT DE L'ART DES SOURCES CONTINUES MIR

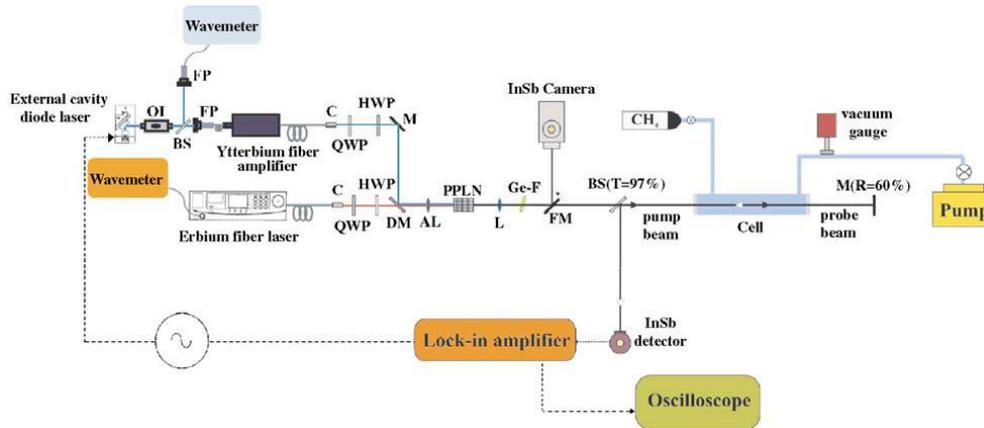


FIGURE 3.2 – Schéma du dispositif expérimental de la différence de fréquence en simple passage par Maddaloni [2].

délivrant jusqu'à 5W de puissance optique (fig. 3.2). Le faisceau pompe est généré par une diode laser en cavité étendue accordable de 1030 à 1070 nm amplifiée par un amplificateur Yb-fibré à deux étages de puissance 700 mW. Les deux faisceaux sont mélangés dans un cristal de niobate de lithium à polarisation ferroélectrique périodiquement inversée constitué de neuf réseaux dont le pas varie de 29,6 à 30,6 μm . En ajustant la température du cristal entre 50 et 68°C, l'idler générée a une longueur d'onde comprise entre 2,9 et 3,5 μm . Ainsi la puissance maximum obtenue est de 3,5 mW à 3,3 μm .

Pour pallier la faiblesse du rendement en simple passage, Witinski et al. proposent une méthode de DFG en cavité résonante pour l'un des laser [3]. Dans leur cas, le faisceau pompe a une longueur d'onde de 1064 nm et une puissance maximum de 700 mW et le faisceau signal a une longueur d'onde de 1576 nm et une puissance maximum de 1 W. Une cavité résonante pour l'onde pompe est réalisée autour d'un cristal de niobate de lithium à polarisation ferroélectrique périodiquement inversée constitué de neuf réseaux dont le pas varie de 29,5 à 31,75 μm . La longueur de la cavité est stabilisée sur la fréquence de l'onde pompe par une technique de Pound-Drever-Hall. Ainsi, ils obtiennent jusqu'à 10 mW de puissance à 3,3 μm .

Très récemment, cette puissance DFG a été multipliée par trois (à 30 mW) à une longueur d'onde infrarouge proche de 4,5 microns par Galli et al [4]. Pour obtenir cette performance dans une DFG simplement résonnante (1064 nm - 860 nm \Rightarrow 4.5 μm , voir Fig. 3.4), le cristal de PPLN a été placé à l'intérieur de la cavité d'un amplificateur titane-saphir en anneau pompé par un laser vert puissant (Verdi 5 W) et injecté par une diode laser à cavité étendue (ECDL) mono-fréquence à 860 nm. Contrairement à l'expérience de Witinski, cette expérience utilise donc une cavité résonnante active (et non passive) pour amplifier l'onde signal à 860 nm. Cependant, comme le montre la figure 3.4, le dispositif expérimental employé est d'une complexité encore supérieure à celui d'un OPO simplement résonnant comme

3.1. INTRODUCTION : ÉTAT DE L'ART DES SOURCES CONTINUES MIR

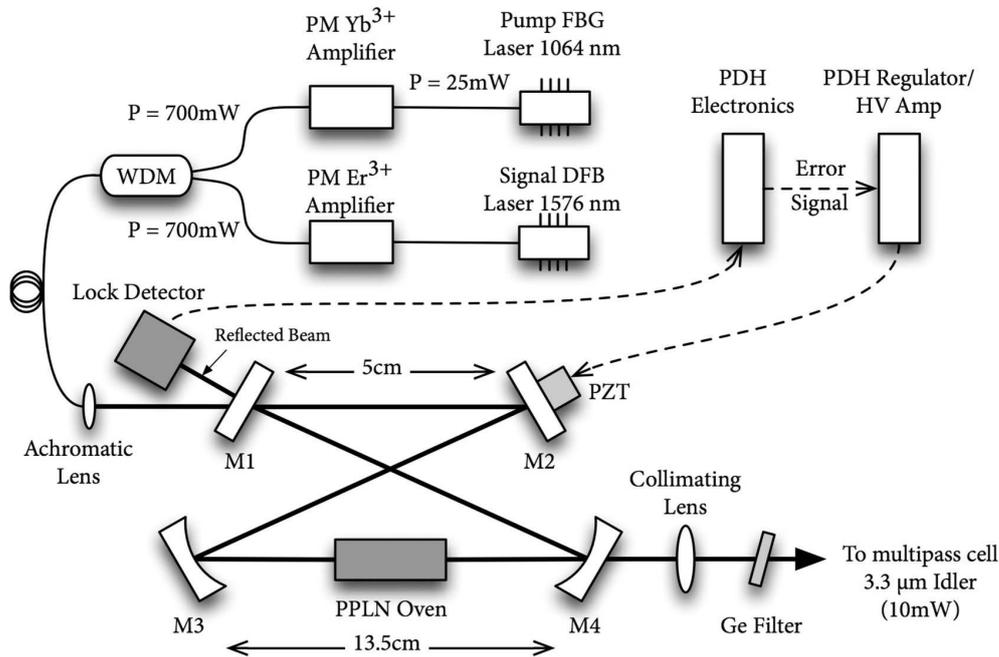


FIGURE 3.3 – Schéma du dispositif expérimental de la différence de fréquence en cavité résonante par Witinski [3].

celui qui fait l'objet de cette thèse.

3) Un autre type de source capable de générer une radiation mono-fréquence et de largeur spectrale < 10 MHz dans le MIR est la diode laser à cascade quantique en cavité étendue (EC-QCL) [5, 39, 40, 41]. La figure 3.5 montre un exemple de laser EC-QCL tiré de la référence [5]. Alors que la largeur de raie typique d'une diode QCL libre avoisine plusieurs dizaines de MHz, une fois montée en cavité étendue, celle-ci est réduite à moins de 100 kHz [42]. Le laser à cascade quantique est un laser à semi-conducteur, pouvant émettre de l'infrarouge moyen à l'infrarouge lointain. Contrairement aux autres lasers à semi-conducteur, de type diode laser dont la radiation électromagnétique provient d'une recombinaison paire électron-trou à travers le gap (transition inter-bandes), les QCLs sont unipolaires et l'émission laser est obtenue par transition inter-sous-bande d'un puits quantique. Malheureusement, on ne sait fabriquer que des QCLs émettant à partir de $3.5 \mu\text{m}$ (jusqu'à $24 \mu\text{m}$). De plus ces sources sont onéreuses et peu accordables de façon continue ($3-4 \text{ cm}^{-1}$) [39].

Pour venir sonder des molécules comme le méthane (CH_4) ou le formaldéhyde (CH_2O) dans une gamme de longueur d'onde comprise entre $2 - 4 \mu\text{m}$, nous avons choisi de développer un oscillateur paramétrique optique (OPO). Celui-ci a l'avantage de fonctionner de façon monofréquence grâce à l'élargissement homogène du gain paramétrique et ne nécessite qu'un seul laser de pompe. Il permet d'obtenir un rendement 10 à 100 fois plus élevé qu'une DFG et une grande accordabilité.

Le premier oscillateur paramétrique optique a été proposé par Kroll en 1962 [43]

3.1. INTRODUCTION : ÉTAT DE L'ART DES SOURCES CONTINUES MIR

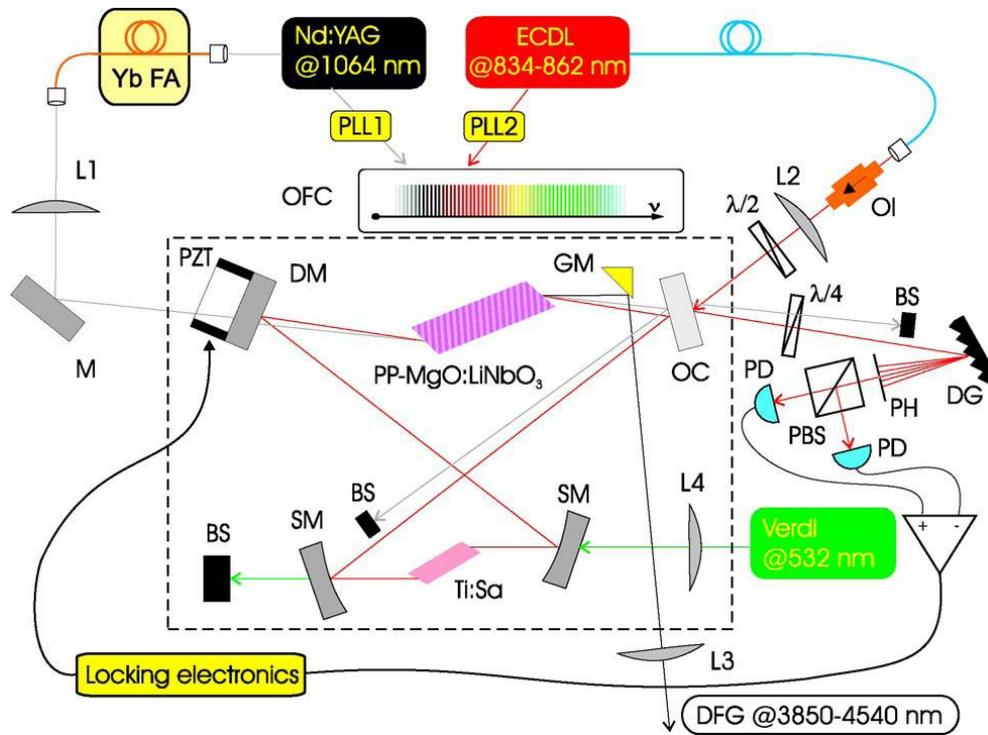


FIGURE 3.4 – Schéma du dispositif expérimental de la différence de fréquence en cavité résonante par Galli [4].

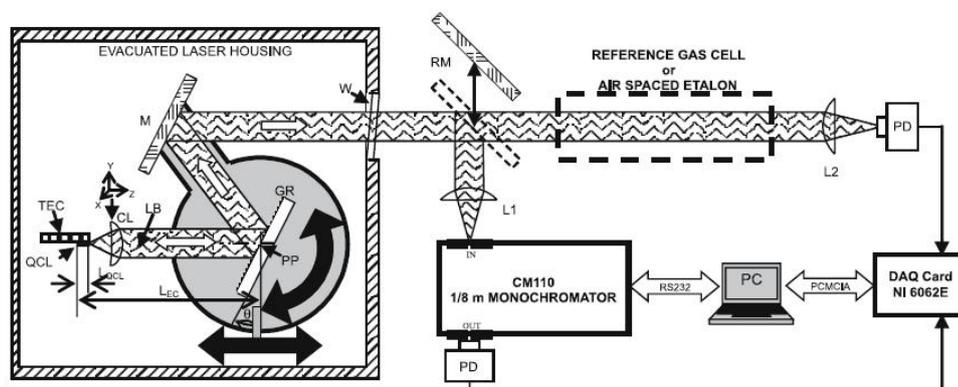


FIGURE 3.5 – Schéma de la diode laser à cascade quantique en cavité étendue [5].

3.1. INTRODUCTION : ÉTAT DE L'ART DES SOURCES CONTINUES MIR

et réalisé par Giordmaine et Miller en 1965 [44]. La très grande accordabilité de ces sources cohérentes a été rapidement constatée permettant ainsi d'élargir les gammes spectrales accessibles [1, 45, 46]. Cependant, beaucoup de difficultés techniques ralentissaient le développement de ces sources non-linéaires :

- le seuil d'oscillation était souvent proche du seuil de dommage des cristaux et des optiques disponibles ;
- les matériaux biréfringents, de dimension suffisante et ayant le domaine de transparence requis étaient rares ;
- l'efficacité de conversion dépend des caractéristiques spectrales et spatiales de la pompe et il était difficile de trouver des sources ayant des performances satisfaisantes. Etant donné ces difficultés, les sources paramétriques ont été délaissées pendant une vingtaine d'années. Cependant, l'intérêt pour ces sources a été ravivé grâce à certaines avancées technologiques :
- l'apparition de nouveaux cristaux synthétiques et de la technique du quasi-accord de phase (ppLN, ppSLT) ;
- le développement de lasers de pompe tout solide ayant de grandes cohérences spectrales et spatiales et délivrant des puissances élevées, comme les lasers fibre ;
- les progrès réalisés dans l'élaboration de couches minces (traitements diélectriques des optiques).

Grâce à ces progrès technologiques, les OPOs sont maintenant de plus en plus utilisés comme sources laser, surtout dans le domaine IR. Ils sont maintenant très utilisés et reconnus comme des systèmes fiables pour concevoir de nouvelles sources. Un récent article de revue sur les OPOs en régime continu dresse l'état de l'art des progrès technologiques achevés ces dix dernières années [47]. En particulier, les OPOs continus restent des sources laser de choix pour le moyen infrarouge, avec des puissances de sortie de plusieurs Watt pour un SRO, lorsque ce dernier est pompé par des laser à fibre de 20 à 30 W. La puissance intracavité dans un SRO peut être tellement élevée que des processus d'émission Raman ont été observés, provoquant l'oscillation de bandes latérales signal séparées par l'énergie du phonon Raman du cristal. Un des résultats majeurs que nous démontrerons ici est qu'une fois activement stabilisé en fréquence comme un laser conventionnel, un SRO peut être balayé sans saut de mode sur des intervalles spectraux de l'ordre du THz.

Le premier oscillateur paramétrique optique simplement résonant (SRO) continu a été réalisé en 1993 avec un cristal de KTP [48]. Peu après sont apparus des OPOs utilisant des cristaux fonctionnant en quasi-accord de phase, en régime impulsionnel d'abord [12], puis en régime continu [49]. En continu, l'émission est stable, très accordable et l'efficacité de conversion est très élevée pouvant conduire à une déplétion de la pompe de 93% à 2.5 fois le seuil de pompage [49]. Par ailleurs, les premiers SROs émettant une onde idler mono-fréquence et spectralement fine, pompés par des sources laser également mono-fréquence, ont été démontrés pour des applications en métrologie des fréquences [50]. D'autres cristaux ferro-électriques périodiquement polarisés ont fait leur apparition : le ppKTP [51], le ppRTA [52] et le ppSLT [53], ce

3.2. LE CRISTAL DE NIOBATE DE LITHIUM EN QUASI-ACCORD DE PHASE (PPMGCLN)

qui permet de disposer de différents matériaux, avec différentes propriétés optiques plus ou moins adaptées aux applications voulues (transparence, indices).

Dans notre cas, nous avons choisi de développer un oscillateur paramétrique optique simplement résonant (SRO) basé sur un cristal non linéaire de niobate de lithium dopé 5%-MgO et périodiquement polarisé (5%-ppMgCLN).

La puissance seuil typique d'un SRO pompé à 1064 nm étant de 2-3W pour un ppMgCLN de longueur $L = 50$ mm, nous avons fait le choix d'un laser de puissance fibré à 1064 nm (10W) pour couvrir cette gamme spectrale idler, correspondant à une gamme spectrale pour l'onde signal située entre 1450 nm et 1650 nm où se trouvent également des bandes d'absorption vibrationnelles harmoniques ou des bandes de combinaison de nombreuses molécules.

Dans ce chapitre, après avoir présenté le cristal non linéaire et quelques particularités du quasi-accord de phase pour une onde pompe à 1064 nm et une onde signal autour de 1540 nm (section 3.2), nous présenterons et décrirons le dispositif expérimental de l'OPO, en mettant l'accent sur le dispositif du laser de pompe constitué d'une diode laser maître largement accordable sans saut de mode (sur $\Delta\lambda_p = \pm 10$ nm autour de 1064 nm) injectant un amplificateur Yb-fibre de puissance (section 3.3). Nous décrirons ensuite les étapes de conception du résonateur OPO : choix du waist de l'onde signal qui maximise le gain paramétrique et dimensionnement de la cavité en anneau du SRO par la méthode des matrices ABCD (section 3.4). Nous terminerons en détaillant la procédure délicate d'alignement du cristal ppMgCLN afin de minimiser le seuil d'oscillation ainsi que la procédure d'alignement du résonateur afin d'obtenir une oscillation paramétrique (section 3.5).

3.2 Le cristal de niobate de lithium en quasi-accord de phase (ppMgCLN)

Le cristal de niobate de lithium (LiNbO_3) est l'un des premiers cristaux à avoir été utilisé en optique non linéaire. Le premier OPO a été réalisé avec ce cristal par Giormaine et al [44]. Maintenant que la technique d'inversion de domaine ferroélectrique est bien maîtrisée, il fait partie des cristaux en quasi-accord de phase les plus employés. Il est utilisé dans des processus d'optique non-linéaire permettant de générer aussi bien des radiations dans le visible [54, 55, 56], que dans l'infrarouge jusqu'à 5 microns [12, 57] ou encore dans le domaine THz [58, 59].

3.2.1 Propriétés optiques et thermiques du PPLN

Le niobate de lithium appartient à la classe de symétrie 3m. Il cristallise sous la forme trigonale, sa structure cristallographique est visible sur la figure 3.6.

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, sa matrice réduite de suscep-

3.2. LE CRISTAL DE NIOBATE DE LITHIUM EN QUASI-ACCORD DE PHASE (PPMGCLN)

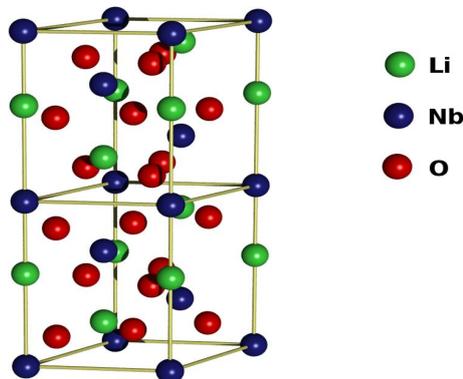


FIGURE 3.6 – Structure cristallographique du niobate de lithium.

tibilité $\mathbf{d}_{il}^{(2)}$ s'écrit :

$$d_{il}^{(2)}(\text{LiNbO}_3) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{15} & d_{15} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

On distingue deux types de niobate de lithium, en fonction des concentrations molaires relatives de niobate et de lithium : le congruent (avec un rapport molaire $[\text{Li}]/[\text{Nb}]$ de 0,946) et le stœchiométrique (avec un rapport molaire de 1). Ces deux types de cristaux auront des indices de réfraction ainsi que des coefficients non-linéaires légèrement différents. Pour le niobate de lithium congruent (CLN) les coefficients non linéaires valent [60, 61, 62] :

$$\begin{aligned} d_{22}(1064 \text{ nm}) &= 2.10 \text{ pm/V} \\ d_{15}(1064 \text{ nm}) &= -4.35 \text{ pm/V} \\ d_{33}(1064 \text{ nm}) &= -27.2 \text{ pm/V} \end{aligned}$$

Ce cristal est particulièrement intéressant car son coefficient non linéaire polaire (pour des ondes polarisées suivant l'axe Z) d_{33} est très élevé, c'est donc préférentiellement suivant cet axe que sont orientés les cristaux de PPLN. De plus, comme on peut le constater sur la figure 3.7, il possède une large plage de transparence, celle-ci s'étend de $0.33 \mu\text{m}$ à $5.5 \mu\text{m}$ [63].

Cependant, le principal inconvénient du PPLN est sa tendance à subir des dommages optiques causés par des effets photoréfractifs. L'effet photoréfractif consiste en une modification locale de l'indice de réfraction d'un milieu par l'onde lumineuse incidente (surtout dans le domaine visible) qui l'éclaire et qui induit des déplacements de charges locaux. En conséquence, le faisceau lumineux modifie les conditions de sa propagation et en général, le fonctionnement de l'OPO est moins efficace, voire interrompu. En général, cet effet peut être réduit en chauffant le cristal au delà de 150°C . Une autre possibilité pour diminuer cet effet est de doper le cristal avec de l'oxyde de magnésium (MgO). En général un dopage de 5% est suffisant pour opérer

3.2. LE CRISTAL DE NIOBATE DE LITHIUM EN QUASI-ACCORD DE PHASE (PPMGCLN)

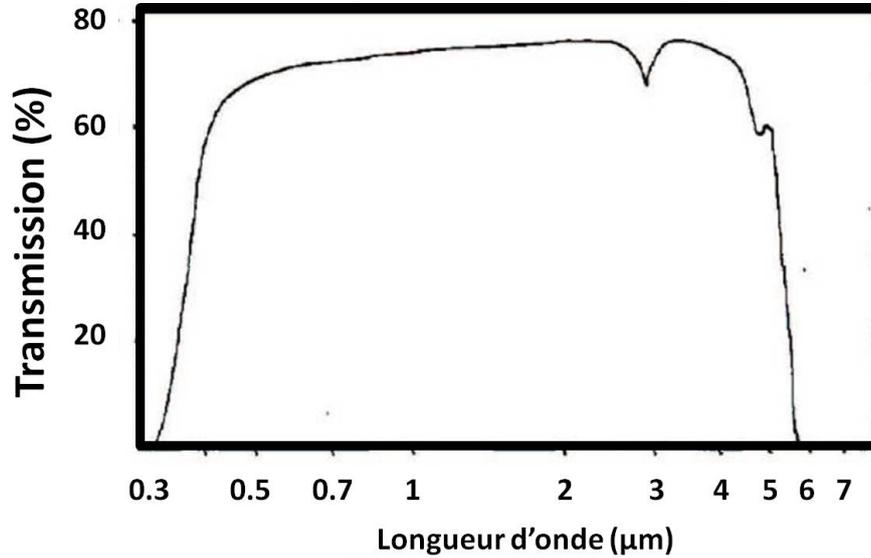


FIGURE 3.7 – Domaine de transparence du niobate de lithium. Le pic d'absorption au voisinage de 3.3 microns est dû à la présence d'impuretés (radicaux) OH^- dans la maille cristalline. Cette absorption résiduelle vue par l'onde idler dans un SRO peut être responsable d'effets de bistabilité thermique gênants [6].

à température ambiante. C'est ce type de cristal que nous utiliserons, pour ne pas avoir de contrainte sur la température de fonctionnement.

3.2.1.1 Indices de réfraction du 5% MgO :CLN

La génération paramétrique dans un cristal périodiquement polarisé est généralement une interaction de type (*eee*), où *e* correspond à une onde polarisée extraordinairement (polarisée suivant l'axe optique polaire Z (*c*) du cristal). On ne donnera donc que la dispersion en longueur d'onde de l'indice extraordinaire. L'équation de Sellmeier nous donne la variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde λ (en μm) et de la température T (en degrés Celsius) [64, 65] :

$$n_e^2(\lambda, T) = a_1 + b_1 f + \frac{a_2 + b_2 f}{\lambda^2 - a_3^2} + \frac{a_4 + b_3 f}{\lambda^2 - a_5^2} - a_6 \lambda^2 \quad (3.1)$$

où $f = (T - 24.5)(T + 570.82)$ et les coefficients de Sellmeier a_i et b_i sont données dans le tableau 3.1 [64, 65].

Ainsi pour une longueur d'onde de 1064 nm et une température de 40°C par exemple, le niobate de lithium a un indice de réfraction de 2.15.

3.2. LE CRISTAL DE NIOBATE DE LITHIUM EN QUASI-ACCORD DE PHASE (PPMGCLN)

paramètre	valeur
a_1	5.319725
a_2	0.09147285
a_3	0.3165008
a_4	100.2028
a_5	11.37
a_6	$1.497046 \cdot 10^{-2}$
b_1	$4.753469 \cdot 10^{-7}$
b_2	$3.310965 \cdot 10^{-8}$
b_3	$2.760513 \cdot 10^{-5}$

TABLE 3.1 – Coefficients de Sellmeier du 5% MgO :CLN

3.2.1.2 Coefficient de dilatation thermique du 5% MgO :CLN

Comme la technique de quasi-accord de phase consiste à remettre en phase les trois ondes lorsqu'elles se sont propagées sur une distance égale à la longueur de cohérence, il est important de prendre en compte la dilatation thermique du cristal. Pour une propagation suivant l'axe X, la période du réseau QPM $\Lambda(T)$ suit la loi de dilatation suivante [64] :

$$\Lambda(T) = \Lambda_0[1 + \alpha(T - 19) + \beta(T - 19)^2] \quad (3.2)$$

où Λ_0 est la période du réseau définie lors du processus de polarisation à 19°C. Comme les propriétés thermiques dépendent principalement du cristal hôte, les coefficients thermiques du CLN non dopé peuvent être utilisés : $\alpha = 1, 53 \cdot 10^{-5} K^{-1}$ et $\beta = 5, 3 \cdot 10^{-9} K^{-2}$ [64].

3.2.1.3 Choix du cristal utilisé expérimentalement

Nous utilisons un cristal de 5% MgO :ppCLN approvisionné auprès de la société HC Photonics (HCP, Taiwan)(voir figure 3.8). Sa dimension est de $L \times W \times T = 50 \times 16.32 \times 1 \text{ mm}^3$ et il comporte 13 réseaux dont le pas Λ_0 varie de 25.5 à 31.5 μm par pas de 0.5 μm . Chaque réseau d'inversion de domaine de polarisation a une section de $1 \times 1 \text{ mm}^2$, et chaque réseau (canal) est séparé du suivant par un espacement non polarisé de 0.25 mm. Ce cristal est traité anti-reflet : $R < 0.5\%$ à 1064 nm, $R < 1\%$ entre 1400 et 1700 nm et $R < 5\%$ de 2000 à 4300nm (par face). Il est placé dans un four commercial de chez HCP, la température pouvant être variée de $T = 30$ à 200°C avec une stabilité de $\pm 0.1^\circ\text{C}$.

3.2. LE CRISTAL DE NIOBATE DE LITHIUM EN QUASI-ACCORD DE PHASE (PPMGCLN)

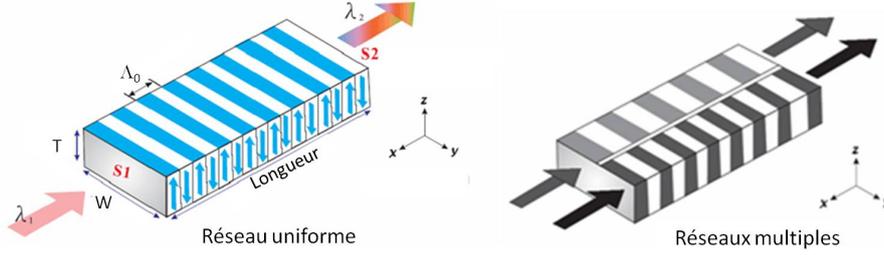


FIGURE 3.8 – Schéma de cristaux périodiquement polarisés. À gauche, un cristal avec un seul réseau uniforme "Uniform grating", à droite un cristal présentant plusieurs réseaux "multiple grating".

3.2.2 Quasi-accord de phase non critique et gain paramétrique

3.2.2.1 Courbes de quasi-accord de phase

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, le désaccord de phase s'écrit :

$$\Delta k_Q = k_3 - k_2 - k_1 - \frac{2\pi}{\Lambda(T)} \quad (3.3)$$

Lorqu'on se trouve à l'accord de phase, cette relation peut également s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{n_e(\lambda_p, T)}{\lambda_p} - \frac{n_e(\lambda_s, T)}{\lambda_s} - \frac{n_e(\lambda_i, T)}{\lambda_i} - \frac{1}{\Lambda(T)} = 0 \quad (3.4)$$

où λ_p , λ_s et λ_i sont les longueurs d'onde des faisceaux pompe, signal et idler, elles sont reliées par la conservation d'énergie :

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i}, \quad (3.5)$$

$n_e(\lambda_p, T)$, $n_e(\lambda_s, T)$ et $n_e(\lambda_i, T)$ sont les indices de réfraction extraordinaires ($n_e \equiv n_z$) des ondes pompe, signal et idler, ils sont déterminés par l'équation de Sellmeier (3.1) et $\Lambda(T)$ est le pas du réseau déterminé par l'équation (3.2).

A partir des équations (3.4) et (3.5) et en utilisant la formule de Sellmeier (3.1) ainsi que la formule de dilatation (3.2), on peut tracer les courbes de quasi-accord de phase théoriques pour notre cristal (figure 3.9).

On peut atteindre la longueur d'onde IR voulue en sélectionnant un réseau et en changeant la température du cristal. Sur la figure 3.9, on constate qu'avec notre cristal on peut générer des longueurs d'onde signal comprises entre 1.34 et 1.75 μm et des longueurs d'onde idler comprises entre 2.7 et 5 μm , avec une pompe à 1064 nm.

3.2. LE CRISTAL DE NIOBATE DE LITHIUM EN QUASI-ACCORD DE PHASE (PPMGCLN)

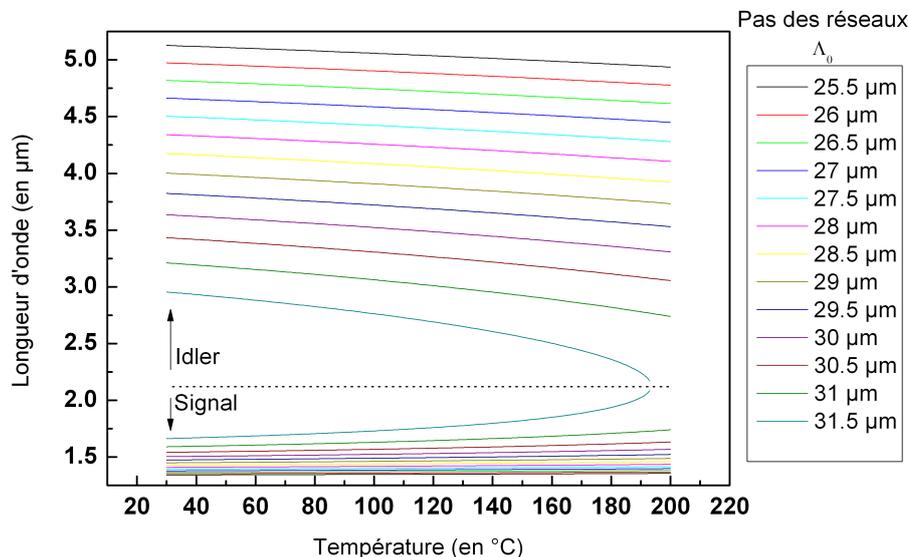


FIGURE 3.9 – Courbes de quasi-accord de phase d’un cristal ppMgCLN (dopé 5%-MgO) pour une longueur d’onde de pompe de $\lambda_p = 1064$ nm. Une ligne horizontale passant par le point de dégénérescence du processus paramétrique ($\lambda_s = \lambda_i = 2\lambda_p = 2.128\mu\text{m}$) sépare les branches signal des branches idler.

3.2.2.2 Acceptance en température

L’acceptance en température ΔT est définie comme l’écart en température par rapport à la température de quasi-accord de phase T_Q , telle que $\Delta k_Q L/2 = \pm\pi$. Cette définition correspond à une largeur totale (FW) de la courbe d’acceptance mesurée à $4/\pi^2 \sim 0.4$ du maximum (et non à mi-hauteur).

Sur la figure 3.10, la quantité $\text{sinc}^2(\Delta k_Q L/2)$, proportionnelle au gain paramétrique à faible signal (Eq. (2.4)) abordé au chapitre 2, est tracée en fonction de la température. L’acceptance en température est de $\Delta T = 5^\circ\text{C}$. L’asservissement de la température de notre four au dixième de degré près est donc suffisant pour stabiliser la condition d’accord de phase, ce qui revient à éliminer toute fluctuation de température pouvant induire une fluctuation du gain paramétrique responsable de sauts de mode.

3.2.2.3 Quasi-accord de phase non critique en λ_p

Comme on l’a vu précédemment, pour un réseau donné, la longueur d’onde idler peut être choisie en faisant varier la température du cristal. Une autre façon de changer la longueur d’onde idler est de balayer la longueur d’onde de la pompe λ_p . Il est donc important de savoir comment évolue également le gain paramétrique

3.2. LE CRISTAL DE NIOBATE DE LITHIUM EN QUASI-ACCORD DE PHASE (PPMGCLN)

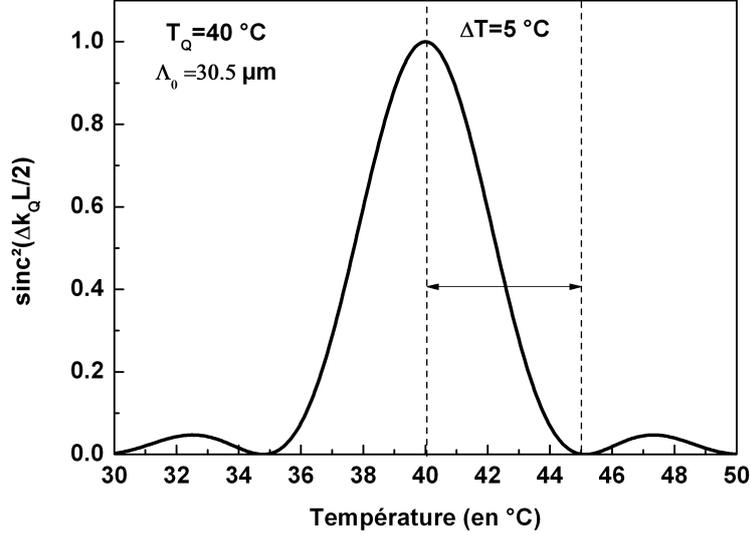


FIGURE 3.10 – Acceptance en température de l'interaction paramétrique de notre PPLN ($L = 5 \text{ cm}$) à une longueur d'onde pompe $\lambda_p = 1064 \text{ nm}$, utilisant le réseau de période $\Lambda_0 = 30.5 \text{ } \mu\text{m}$. La longueur d'onde signal a été fixée à $\lambda_s = 1545 \text{ nm}$. Le quasi-accord de phase (QPM) est "critique" au sens où c'est la dérivée première $\partial\Delta k/\partial T$ non nulle dans le développement en série de l'équation $\Delta k(T) = 0$ (identiquement à l'Eq.3.6) qui détermine la largeur de la courbe.

lorsque λ_p varie. Le désaccord de phase peut être développé autour de la longueur d'onde centrale de la pompe λ_{p0} comme [66] :

$$\Delta k = [\Delta k]_{\lambda=\lambda_{p0}} + \left[\frac{\partial(\Delta k)}{\partial \lambda} \right]_{\lambda=\lambda_{p0}} \Delta \lambda + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2(\Delta k)}{\partial \lambda^2} \right]_{\lambda=\lambda_{p0}} (\Delta \lambda)^2 + \dots \quad (3.6)$$

où $\Delta \lambda = \lambda_p - \lambda_{p0}$. Le premier terme $[\Delta k]_{\lambda=\lambda_{p0}}$ peut être annulé en choisissant le bon réseau et la bonne température pour atteindre le quasi-accord de phase à λ_{p0} . Dans ce cas, l'acceptance spectrale $\Delta \lambda_p$, correspondant à l'excursion en fréquence de la pompe telle que $\Delta k(\Delta \lambda_p) = \pm \pi$, est limitée par le second terme $[\frac{\partial(\Delta k)}{\partial \lambda}]_{\lambda=\lambda_{p0}} \Delta \lambda$, appelé désaccord de vitesse de groupe ou GVM (*group-velocity mismatch*). Lorsque ce deuxième terme est nul, c'est alors le troisième terme qui détermine l'acceptance spectrale.

Par exemple, sur la figure 3.11, on représente l'évolution du gain paramétrique $\text{sinc}^2(\Delta k_Q L/2)$ pour le réseau $\Lambda_0 = 30.5 \text{ } \mu\text{m}$ à $T = 40 \text{ °C}$ en fonction de λ_p pour une longueur d'onde de la pompe proche de 1050 nm. L'acceptance spectrale $\Delta \lambda_p$ est d'environ 2 nm (FWHM, à mi-hauteur).

3.2. LE CRISTAL DE NIOBATE DE LITHIUM EN QUASI-ACCORD DE PHASE (PPMGCLN)

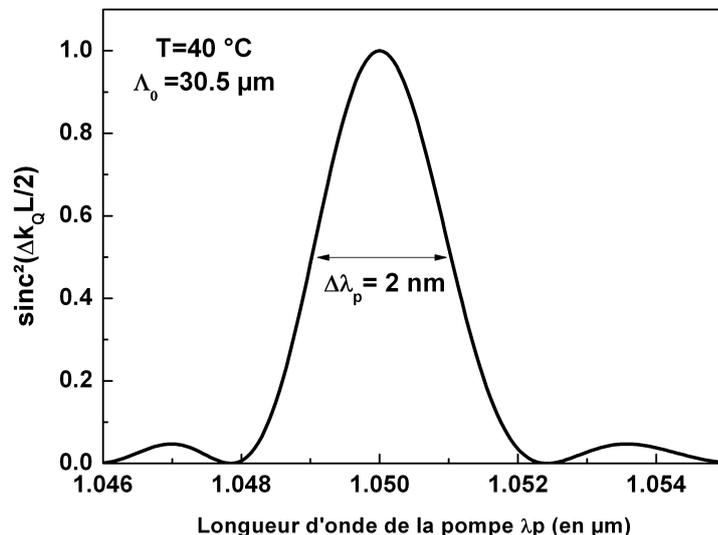


FIGURE 3.11 – Courbe de gain paramétrique à $T = 40^\circ\text{C}$ et $\Lambda_0 = 30.5 \mu\text{m}$ pour une longueur d’onde de pompe proche de $\lambda_p = 1050 \text{ nm}$. Pour tracer cette courbe nous avons fixé la longueur d’onde signal à $\lambda_s = 1554 \text{ nm}$, tout en respectant la conservation de l’énergie (équation (3.5)).

Néanmoins, dans certains cristaux, en raison des propriétés de dispersion du matériau, le terme GVM disparaît dans certaines régions spectrales. Dans ce cas, l’acceptance spectrale $\Delta\lambda_p$ (FWHM) est déterminée par le troisième terme de l’équation (3.6) (bien plus petit que les précédents termes) et peut s’écrire [66] :

$$\Delta\lambda_p = 2\sqrt{\frac{5.57}{L}} \left[\left[\frac{\partial^2(\Delta k)}{\partial \lambda^2} \right]_{\lambda=\lambda_{p0}} \right]^{-1/2} \quad (3.7)$$

Pour notre cristal, il est possible de déterminer une longueur d’onde de pompe telle que le terme GVM s’annule à $T = 40^\circ\text{C}$ et $\Lambda_0 = 30.5 \mu\text{m}$. La figure 3.12 représente la variation du désaccord de phase Δk_Q en fonction de λ_p , calculée à partir de l’équation (3.4) pour $\lambda_s = 1545 \text{ nm}$ et $\lambda_i = 3418 \text{ nm}$.

Au voisinage de $\lambda_p = \lambda_{p0} = 1066 \text{ nm}$ (donc proche de 1064 nm), la variation de Δk_Q avec λ_p est négligeable. Sur la figure 3.13, on trace la courbe de gain paramétrique centrée sur $\lambda_{p0} = 1066 \text{ nm}$ à partir de l’équation (3.4). On constate que la condition de quasi-accord de phase est spectralement non critique (NCPM pour *NonCritical Phase-Matching*). La courbe de gain est élargie et $\Delta\lambda_p \simeq 12 \text{ nm}$. Cette valeur est confirmée par l’équation (3.7) avec laquelle on trouve $\Delta\lambda_p = 12.1 \text{ nm}$. Le haut de la courbe reste plat sur environ 5 nm (1.32 THz). Nous voyons immédiate-

3.3. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

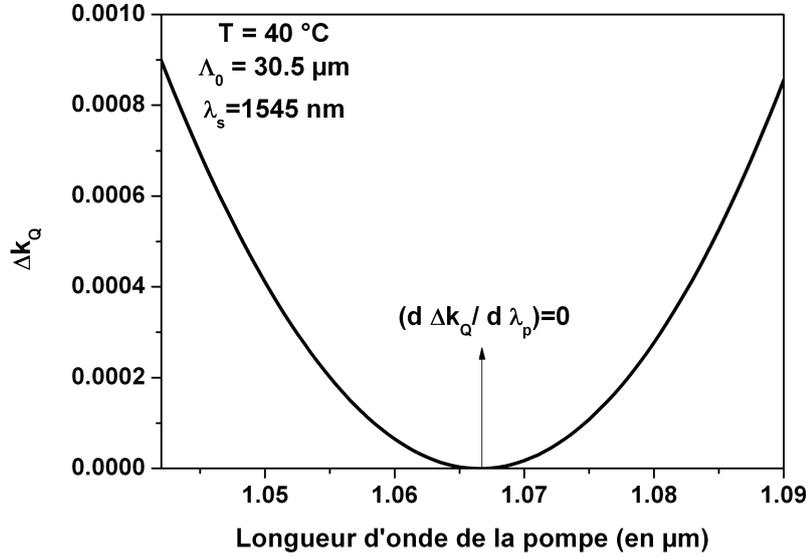


FIGURE 3.12 – Variation du désaccord de phase Δk_Q en fonction de la longueur de la pompe λ_p à $T = 100^\circ\text{C}$ et $\Lambda_0 = 30.5 \mu\text{m}$ pour $\lambda_s = 1545 \text{ nm}$.

ment l'intérêt d'un accord de phase spectralement non critique lorsque le cristal est pompé au voisinage de $\lambda_p = 1064 \text{ nm}$, avec une onde signal oscillant dans la cavité fixée à $\lambda_s = 1545 \text{ nm}$ et par conséquent une onde idler vers $\lambda_i = 3.4 \text{ microns}$. La platitude du gain paramétrique sur environ 1.3 THz peut en effet permettre en principe de balayer la fréquence idler du SRO sans saut de mode (absence de fluctuation du gain) sur une grosse portion de cette plage fréquentielle.

3.3 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental du SRO libre (*free-running*) est représenté sur la figure 3.14. Le SRO est pompé par un dispositif laser maître-esclave (MOPA, *Master-Oscillator Power-Amplifier*) dans lequel une diode laser maître en cavité étendue (ECDL, *Extended-Cavity Diode Laser*) injecte un amplificateur Yb-fibre de puissance pompé par diode. L'amplificateur est réalisé à partir d'une fibre à maintien de polarisation (Keopsys SA). La diode semi-conductrice ECDL (New Focus Velocity modèle TLB-6321-H, voir figure 3.16 et 3.17) est montée en cavité étendue de type Littman-Metcalf. Elle délivre 20 mW de puissance monofréquence, balayable sans saut de mode entre 1050 nm et 1070 nm grâce à un montage Littman astucieux et breveté par le fabricant que nous décrirons plus loin. Sa largeur d'émission spécifiée par le constructeur est $\Delta\nu_p < 300 \text{ kHz}$ sur un temps d'échantillonnage de 1s. La diode laser Velocity est amplifiée par un amplificateur Yb-fibré de puissance

3.3. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

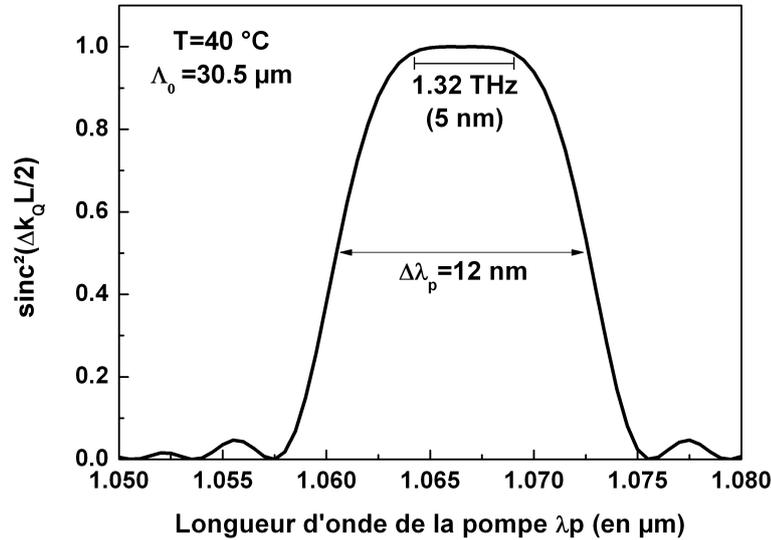


FIGURE 3.13 – Courbe de gain paramétrique à $T = 40^\circ\text{C}$ et $\Lambda_0 = 30.5 \mu\text{m}$ pour une longueur d'onde de pompe proche de $\lambda_p = 1066 \text{ nm}$ avec $\lambda_s = 1545 \text{ nm}$ et $\lambda_i = 3418 \text{ nm}$.

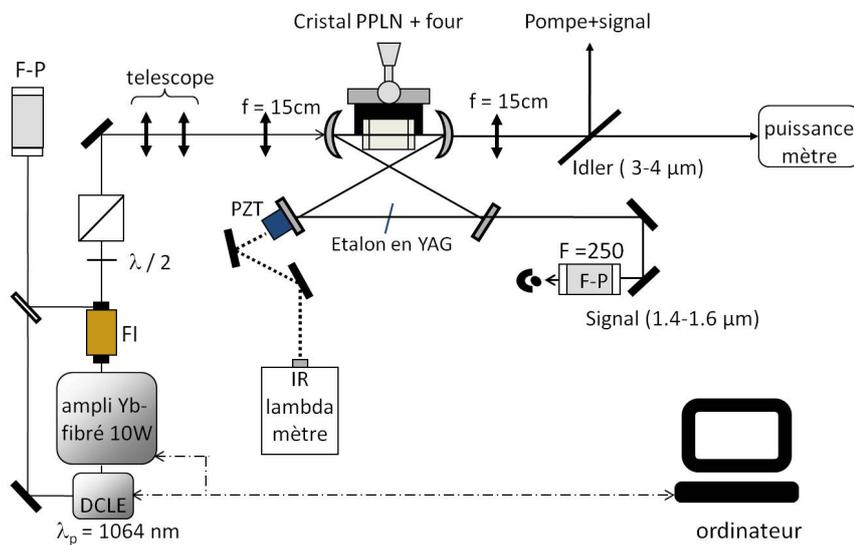


FIGURE 3.14 – Dispositif expérimental. FI : isolateur optique (Faraday isolator) ; F-P : résonateur Fabry-Pérot confocal ; DCLE : diode laser maître en cavité étendue ; PZT : céramique-tube piézo-électrique de type "stack".

10 W constitué de quatre étages d'amplification successifs, séparés par des isolateurs internes (Keopsys Model KPS-CUS-BT-YFA-40-SLM-PM-111-FA-CO). Envi-

3.3. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

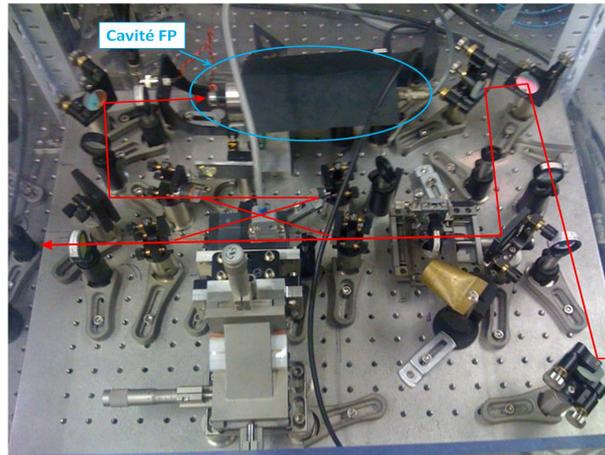


FIGURE 3.15 – Photographie de la cavité SRO. Le trajet du faisceau est représenté par les lignes rouges.

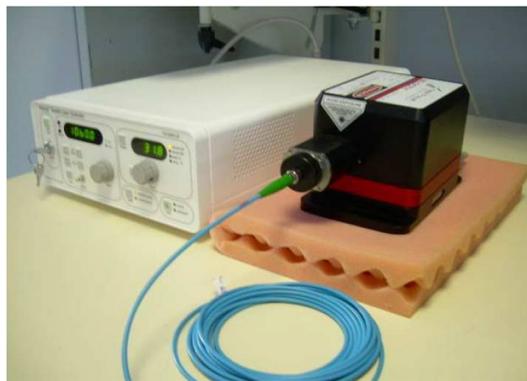


FIGURE 3.16 – Photographie de la diode laser maître en cavité étendue (New Focus Velocity model TLB-6321-H) et de son contrôleur.

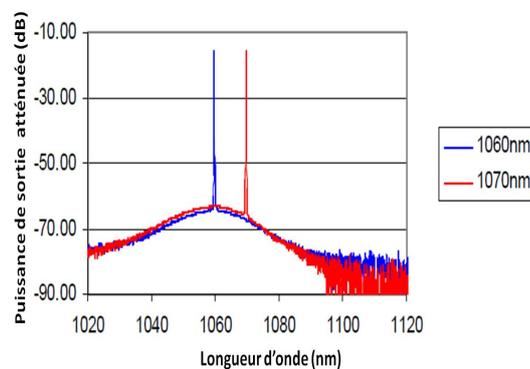


FIGURE 3.17 – Spectre d'émission de la diode laser maître en cavité étendue (New Focus Velocity model TLB-6321-H). Le piédestal représente l'émission spontanée amplifiée (ASE) de la fibre.

3.3. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

ron seulement 1mW de puissance injectée suffit pour sortir les 10 W de puissance. Cet amplificateur fibré s'est révélé d'un fonctionnement très fragile durant la durée de l'expérimentation (ponctuée par deux pannes ayant nécessité une réparation et une immobilisation totale de l'expérience de 7 mois), malgré la présence d'un isolateur de sortie intégré doublé par un isolateur externe en propagation libre (model OFR-IO-5-1064-VHP, taux d'isolation de -40dB, symbolisé par "FI" sur la figure 3.14). Un atténuateur composé d'un cube séparateur de polarisation et d'une lame demi-onde permet de varier la puissance de pompe incidente sur la cavité SRO.

Afin de contrôler en permanence la qualité de l'injection et le caractère monofréquence de notre dispositif de pompe, une fraction de l'émission du laser maître et de l'émission de l'amplificateur est analysée spectralement par un résonateur Fabry-Perot confocal commercial ($ISL = 1.5$ GHz, Thorlabs model SA200-9A) dont la longueur est balayée en tension. En occultant la voie esclave (sortie latérale de l'isolateur FI), on peut observer le système des franges d'Airy du laser maître. En débloquent la voie esclave, le système de franges de l'amplificateur injecté est bien superposé à celui du maître (bon fonctionnement de l'injection). Le faisceau pompe en sortie d'atténuateur subit ensuite une adaptation de mode au mode pompe TEM_{00} w_p déterminé par le dimensionnement de la cavité SRO grâce à un système de deux lentilles minces $f_1 = 100$ mm et $f_2 = 30$ mm formant un quasi-télescope (la deuxième lentille étant montée sur un déplacement suivant l'axe de propagation longitudinal Z) suivi d'une troisième lentille ($f = 15$ cm), également sur une translation Z, formant le waist voulu w_p au centre du cristal de ppMgCLN, après traversée du premier miroir sphérique de la cavité SRO. Un point important à noter est que la position de ce waist de pompe sans le cristal (waist à vide) doit se situer en amont du centre du cristal ppMgCLN positionné symétriquement entre les deux miroirs sphériques (rayon de courbure $R = -10$ cm), de façon à ce que la réfraction sur sa face d'entrée déplace ce waist exactement au centre du cristal (Figure 3.22). Dans la construction d'un SRO, il est important de tenir compte de ce déplacement du waist de la pompe *non résonnante* par réfraction (à l'inverse d'une configuration résonnante sur la pompe où la position du waist de pompe est figée exactement à mi-distance des deux miroirs sphériques, avec ou sans cristal) : pour l'avoir initialement ignoré - en confondant la position à vide et avec cristal du waist de pompe imagée par la lentille f - nous avons détruit le traitement anti-reflet de la face arrière du cristal car le waist $w_p \simeq 50 \mu\text{m}$ s'est retrouvé déplacé sur cette face arrière.

La cavité SRO a une configuration en anneau de type "papillon", avec quatre miroirs en CaF_2 dont deux sphériques. Le substrat des miroirs sphériques sont des ménisques (*zero-lens*) possédant la même courbure sur les deux faces, afin de ne pas modifier le waist de pompe à leur traversée. Le choix d'une configuration en anneau (à ondes progressives unidirectionnelles) plutôt qu'une cavité linéaire (à ondes stationnaires) a plusieurs justifications : a) une seule sortie idler par le deuxième miroir sphérique ; b) minimisation du seuil d'oscillation car l'onde signal intra-cavité ne passe qu'une seule fois dans le cristal sur un aller-retour, minimisant ainsi les

3.3. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

perles passives résiduelles dues au traitement anti-reflet ; c) la réflexion spéculaire de l'onde pompe par le premier miroir sphérique ne se fait pas dans la direction de l'amplificateur puisque le miroir est légèrement incliné du fait de l'angle de pliage du résonateur ($\simeq 21^\circ$).

Le dimensionnement de la cavité est optimisé par un calcul de matrice ABCD (voir section 3.4). La longueur totale de la cavité est $L_T = 540$ mm, l'intervalle spectral libre (ISL) est donc $ISL = \frac{c}{L_T + L(n-1)} = 500$ MHz. Les deux miroirs sphériques ($R = -100$ mm) sont espacés de $L_1 = 150$ mm et la longueur du bras en "X" vaut $L_2 = L_T - L_1 = 390$ mm d'après le dimensionnement final. Ces paramètres géométriques donnent un waist $w_s \simeq 60$ μm pour l'onde signal au centre du cristal et un gros waist $W_s = 230$ μm entre les deux miroirs plans, où sera placé un étalon YAG pour stabiliser le fonctionnement passif sans saut de mode de l'OPO. Les miroirs sont traités de façon à avoir une réflectivité supérieure à $R_s = 99,95\%$ pour l'onde signal (sur 1450-1650 nm, traitements réalisés par LaserOptik GmbH). Afin d'éviter la configuration doublement résonnante, source d'instabilités de paires de mode [15], la transmission de la pompe et de l'idler est supérieure à 90% (voir figure 3.18). La face avant de tous les miroirs est traitée anti-reflet aux trois longueurs d'onde.

Le cristal de ppMgCLN est logé dans un four rectangulaire régulé en température à $\pm 0.1^\circ\text{C}$ entre $T = 30^\circ\text{C}$ et $T = 200^\circ\text{C}$, avec l'axe principal Z aligné horizontalement dans la direction de polarisation de l'onde pompe. Le boîtier du four est monté sur un système mécanique permettant de tilter horizontalement et verticalement le cristal (les déplacements angulaires $\theta - \varphi$ étant assurés par un "4-axis tilt positioner" de New Focus, model NFO-9071M) et de translater le cristal horizontalement (pour faire sortir le cristal de l'axe de la cavité) ou verticalement (pour explorer les réseaux d'inversion de domaine). A cause de l'encombrement du four, l'angle de pliage minimum de la cavité en anneau est de 21° . Aucune correction du léger astigmatisme dû à l'inclinaison des miroirs sphériques n'a été apportée. Nous verrons plus loin (section 3.5) que le positionnement du cristal lors du pré-alignement de la cavité est cruciale pour obtenir l'oscillation paramétrique.

Pour diagnostiquer le fonctionnement monomode (monofréquence) de l'onde signal (et monitorer les éventuels sauts de mode), un Fabry-Perot confocal ($ISL = 1.5$ GHz, finesse $F = 250$), fait d'un espaceur en Inox analyse spectralement une faible fraction de la puissance signal intra-cavité qui fuit par l'un des miroirs plans (Figure 3.14). Ce résonateur F-P construit par nos soins, très stable, sera par la suite utilisé comme référence de fréquence pour stabiliser la fréquence signal du SRO (chapitre 5). Le résidu des trois ondes (pompe, signal, idler) fuyant par l'autre miroir plan muni d'une céramique piézo-électrique (PZT) est envoyé sur un lambdamètre IR (Bristol Instruments, model 621B-MIR) de type Michelson afin de déterminer précisément (à 10^{-6} près) les longueurs d'onde de pompe, signal et idler, après un filtrage approprié par des filtres d'absorption. En sortie d'OPO, l'onde idler générée est séparée de la pompe et du faible signal transmis par l'un des substrats plans identique aux miroirs plans de la cavité SRO, transmettant 95% en moyenne dans l'IR (Figure 3.14).

3.4. CONCEPTION DU RÉSONATEUR

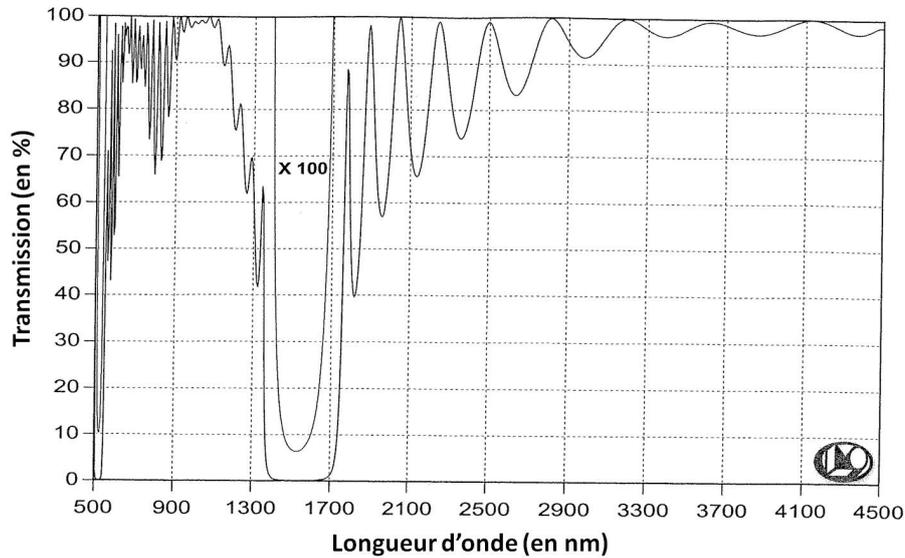


FIGURE 3.18 – Courbes de transmission des miroirs de la cavité OPO (LaserOptik GmbH, Planeg, GER). La bande signal HR se situe entre $\lambda_s = 1450 - 1650$ nm, restreignant la longueur d'onde idler entre $\lambda_i = 2995$ nm et 3997 nm, pour $\lambda_p = 1064$ nm.

3.4 Conception du résonateur

Nous allons maintenant déterminer par le calcul les paramètres géométriques importants du résonateur afin de minimiser le seuil d'oscillation compte tenu de certaines contraintes :

- le waist w_s du mode TEM_{00} de la cavité ainsi que le waist de pompe w_p doivent correspondre à l'optimum de focalisation donné par la fonction de focalisation pour une génération paramétrique $h(\xi_p, \xi_s, \sigma = \Delta k z_R)$ introduit dans l'équation (2.48) du chapitre 2 (la puissance seuil est inversement proportionnel à h).
- le waist de pompe et le waist signal doivent s'approcher de leur optimum théorique compte tenu de l'encombrement du four et des rayons de courbure disponibles des miroirs sphériques.
- le waist signal w_s du mode TEM_{00} doit également obéir à une contrainte liée à la faible section de 1×1 mm² des réseaux d'inversion de domaine du ppMgCLN. S'il est trop petit, l'onde signal qui se propage du centre du cristal vers ses bords distants de $\pm L/2$ risque d'être diffractée sur les bords du cristal suite à la loi de propagation des ondes gaussiennes $w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_R)^2}$, introduisant alors des pertes par diffraction pouvant augmenter rapidement le seuil d'oscillation.

3.4.1 Fonction de focalisation de Boyd-Kleinman : choix du paramètre confocal

Pour optimiser l'interaction paramétrique entre les ondes pompe, signal et idler, ces trois ondes doivent se recouvrir de façon optimale sur toute la longueur du cristal (l'angle de divergence en champ lointain d'une onde fondamentale gaussienne étant $\delta = \frac{\lambda}{\pi n w_0}$, ces trois ondes ne diffractent pas de la même façon sur les bords du cristal). Bien que dans un matériau QPM de type (*eee*), les ondes ne subissent pas de *walkoff*, la diffraction pure affecte l'évaluation de la fonction de focalisation h pour un processus de génération paramétrique ou de différence de fréquence [30, 33, 31, 32, 67]. Pour prendre en compte ce recouvrement, nous introduisons la fonction de focalisation h de Boyd-Kleinman (généralisée par Schiller et al [33]) dont nous avons parlé au chapitre précédent et qui a été établie dans le cas où l'onde pompe et l'onde signal possèdent des paramètres de focalisation égaux ($\xi_p = \xi_s$ avec $\xi = L/(2z_R)$), ce que nous adopterons car cette condition minimise le seuil :

$$h(\sigma, \xi, \zeta) = \frac{1}{4\xi} \int_{-\xi}^{\xi} \int_{-\xi}^{\xi} \frac{\exp[i\sigma(\tau - \tau')]}{(1 - i\tau)(1 + i\tau') - \zeta^2(1 + i\tau)(1 - i\tau')} d\tau d\tau' \quad (3.8)$$

où ξ est le paramètre confocal défini par $\xi = L/2z_R$, $\sigma = \Delta k z_R$ est le désaccord de phase normalisé (Δk et z_R étant le désaccord de phase et la longueur de Rayleigh) et $\zeta = k_s/k_p$ où $k = n\omega/c$. Le paramètre $\zeta < 1$ est le paramètre de dégénérescence du processus de génération paramétrique (par rapport au point de dégénérescence $2\lambda_p$ où $\lambda_s = \lambda_i$). Ce paramètre est aussi parfois noté μ dans les fonctions de focalisation DFG [67]. Pour de faibles focalisations ($z_R \gg L$), l'expression de h tend vers la limite ondes planes ($\xi\sigma \equiv \Delta k L/2$) :

$$h(\xi, \zeta) = \xi \frac{\text{sinc}^2(\xi\sigma)}{1 - \zeta^2} \quad (3.9)$$

Cette fonction est représentée sur la figure 3.19 en fonction du paramètre de désaccord de phase normalisé σ (courbe bleue notée h_p) pour un paramètre confocal $\xi = 5.10^{-2}$ (régime ondes planes). On constate que cette fonction est maximum pour $\sigma_{max} = 0$, ce qui correspond à un accord de phase parfait. Par contre, la valeur de son maximum est assez faible ($h_{max} = \frac{\xi}{1 - \zeta^2} = 7.8.10^{-2}$ pour $\zeta = 0.6$). Sur cette figure, nous avons également représenté la fonction h dans le cas d'une plus forte focalisation $\xi = 1.5$ (courbe noire notée h_g). Dans ce cas, le maximum est obtenu pour $\sigma_{max} \neq 0$ ($\sigma_{max} = -0.6$), cela est dû au fait que, pour de fortes focalisations, les vecteurs d'onde des ondes pompe, signal et idler \vec{k}_p , \vec{k}_s et \vec{k}_i ont une composante transverse par rapport à l'axe du résonateur, ce qui induit un décalage de σ_{max} , le maximum n'étant donc plus obtenu à l'accord de phase optimal en ondes planes $\Delta k = 0$. On remarque aussi que les effets de focalisation élargissent la courbe et la

3.4. CONCEPTION DU RÉSONATEUR

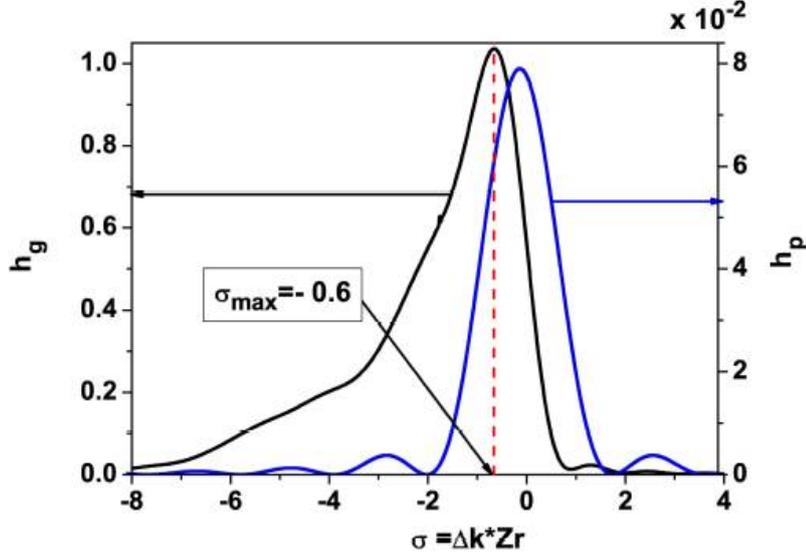


FIGURE 3.19 – Fonction de focalisation en fonction du paramètre de désaccord de phase normalisé σ dans le cas faible focalisation ($\xi = 5.10^{-2}$, courbe bleue notée h_p) et dans le cas de forte focalisation ($\xi = 1.5$, courbe noire notée h_g), pour $\zeta = 0.6$.

rendent dissymétrique. En revanche, le maximum h_{max} est bien plus grand que dans le cas d'une faible focalisation. Il est proche de l'unité à l'optimum de focalisation.

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, le seuil d'oscillation est inversement proportionnel à la valeur de h . Pour minimiser le seuil, il est donc important d'avoir une valeur de h la plus élevée possible. Sur la figure 3.20, nous représentons le maximum de la fonction de focalisation $h_{max} = \langle h(\sigma, \xi) \rangle_{\sigma}$ (où la notation $\langle \rangle$ implique une optimisation de h par rapport à σ) en fonction du paramètre confocal ξ . Le maximum $h_{max} = 1.06$ est obtenu pour $\xi_{max} \sim 2$, soit pour $w_s^{max} = 54 \mu\text{m}$ et $w_p^{max} = 44 \mu\text{m}$. Cependant, la courbe étant assez plate dans cette région, en prenant une valeur voisine de $\xi_{max} \sim 2$, on ne perd pas beaucoup sur la valeur de h . En pratique, nous prendrons un paramètre de focalisation $\xi_{p,s} \simeq 1.5$, sans affecter la valeur optimale de h .

Nous pouvons faire une estimation théorique du seuil d'oscillation du SRO à partir de l'équation (2.48). En prenant $d = (2/\pi)d_{33} = 17 \text{ pm/V}$, $\lambda_s = 1.55 \mu\text{m}$, $\lambda_i = 3.393 \mu\text{m}$ ($\lambda_p = 1.064 \mu\text{m}$), un indice moyen $n_{p,s,i} = 2.2$, la constante K vaut $K = 9.77.10^{-8} \text{ W}^{-1}$. Il s'ensuit que $k_0 = (1/k_s - 1/k_p)^{-1} = 2.84.10^7 \text{ m}^{-1}$ et en prenant $T_s = 2\kappa_s \simeq 0.02$ pour tenir compte des pertes passives additionnelles, il vient $P_{th} \sim 0.135 \text{ W}$. Cette valeur théorique est typiquement un facteur 10 fois plus faible que les seuils expérimentalement observés. En réalité, l'absorption résiduelle des ondes par le cristal qui n'est pas prise en compte par la théorie, ainsi que la valeur surestimée du coefficient non linéaire d (les domaines d'inversion réels du ppMgCLN

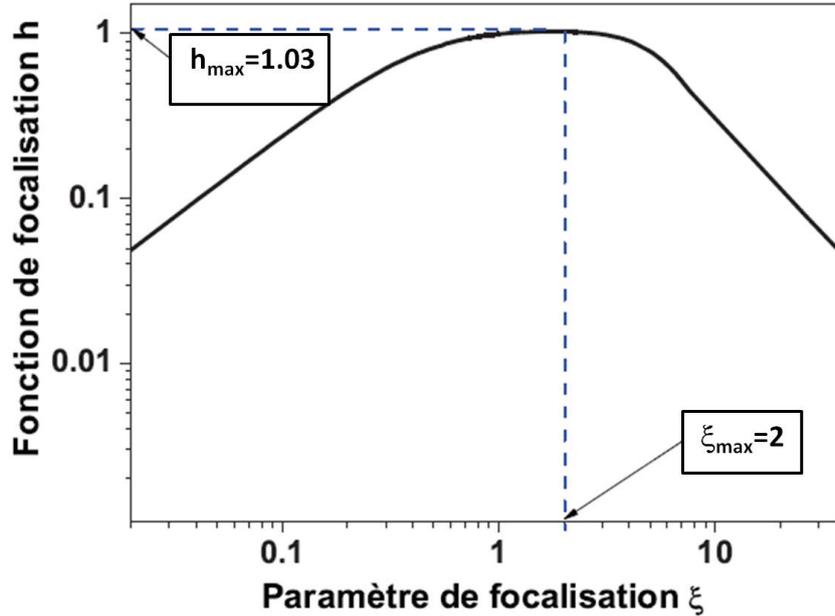


FIGURE 3.20 – Maximum de la fonction de focalisation en fonction du paramètre ξ pour $\zeta = 0.6$. L'optimum est obtenu pour $\xi = 2$.

ne sont pas rigoureusement périodiques, le rapport cyclique n'est généralement pas de 50% et dans un canal, il y a toujours des zones non polarisés appelés *dead zone*) peuvent expliquer cette différence, d'autant qu'il existe une incertitude sur la valeur expérimentale de la fonction de focalisation h .

3.4.2 Evaluation des pertes par diffraction sur les faces d'entrée et de sortie du cristal

Il faut focaliser suffisamment sur le ppMgCLN pour baisser le seuil d'oscillation, mais il faut également faire attention à ce que le faisceau signal au cours de sa propagation du centre vers les faces du cristal ne subisse pas de pertes par diffraction sur les bords. Il nous faut donc déterminer une limite supérieure du waist sur les faces du cristal en évaluant les pertes par diffraction.

Pour un faisceau gaussien la distribution d'intensité $I(x, y, z)$ s'exprime de la façon suivante :

$$I(x, y, z) = I_0 \frac{w_0^2}{w(z)^2} e^{-2 \frac{x^2 + y^2}{w(z)^2}} \quad (3.10)$$

où I_0 est l'intensité du champ électrique au centre du faisceau à l'origine et $w(z)$ est le waist à $1/e^2$ à une distance z du waist minimum w_0 situé au milieu du cristal.

3.4. CONCEPTION DU RÉSONATEUR

On peut montrer que $w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}$, où $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ est appelé paramètre de Rayleigh. On peut calculer la puissance totale P_{tot} transportée par ce faisceau :

$$P_{tot} = I_0 \frac{w_0^2}{w(z)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2\frac{x^2}{w(z)^2}} dx \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2\frac{y^2}{w(z)^2}} dy. \quad (3.11)$$

En utilisant le résultat usuel : $\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-at^2} dt = \sqrt{\frac{\pi}{a}}$, on obtient :

$$P_{tot} = \frac{\pi}{2} I_0 w_0^2 \quad (3.12)$$

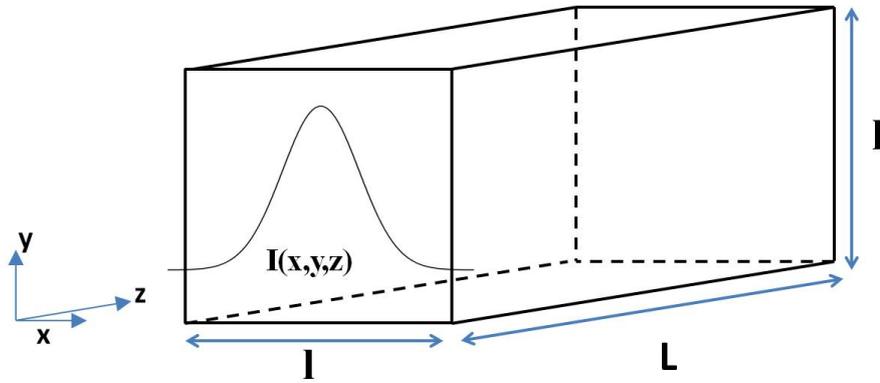


FIGURE 3.21 – Intensité transmise dans un réseau de section $l \times l$.

Calculons maintenant la puissance $P(l)$ transmise dans un réseau de section $l \times l$ au niveau de la face d'entrée ($z = -L/2$ et $w(-L/2) = w(L/2)$) :

$$P(l) = I_0 \frac{w_0^2}{w(L/2)^2} \int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} e^{-2\frac{x^2}{w(L/2)^2}} dx \int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} e^{-2\frac{y^2}{w(L/2)^2}} dy. \quad (3.13)$$

on a alors :

$$P(l) = \frac{2P_{tot}}{\pi w(L/2)^2} \left(\int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} e^{-2\frac{x^2}{w(L/2)^2}} dx \right)^2 \quad (3.14)$$

que l'on peut réécrire :

$$\frac{P(l)}{P_{tot}} = \frac{8}{\pi w(L/2)^2} \left(\int_0^{+\frac{l}{2}} e^{-2\frac{x^2}{w(L/2)^2}} dx \right)^2 \quad (3.15)$$

En procédant au changement de variable $t \mapsto \frac{\sqrt{2}x}{w(L/2)}$, cette équation devient :

$$\frac{P(l)}{P_{tot}} = \frac{8}{\pi w(L/2)^2} \frac{\pi}{4} \left(\int_0^{+\frac{l}{2}} \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-t^2} \frac{w(L/2)}{\sqrt{2}} dt \right)^2 \quad (3.16)$$

3.4. CONCEPTION DU RÉSONATEUR

En remarquant que $\int_0^z \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-t^2} dt = \text{erf}(z)$, l'expression finale s'écrit alors :

$$\frac{P(l)}{P_{tot}} = \text{erf}^2 \left(\frac{l}{\sqrt{2} \times w(L/2)} \right). \quad (3.17)$$

Si le waist $w(L/2)$ du faisceau au niveau de la face d'entrée est 4 fois plus petit que l'épaisseur du cristal (c'est à dire $4w(L/2) = l$), $\frac{P(l)}{P_{tot}} = \text{erf}^2(2\sqrt{2}) = 0.999873$. Il y aura donc $1.2 \cdot 10^{-2}\%$ de perte de puissance initiale, ce qui est négligeable. On choisit donc de focaliser la pompe de façon à ce qu'au niveau de la face d'entrée du cristal, $4w(L/2)$ soit inférieur à l'épaisseur l du cristal afin de minimiser les pertes par diffraction.

3.4.3 Choix de compromis pour le paramètre de focalisation

Pour minimiser le seuil d'oscillation, on a choisi un paramètre de focalisation $\xi = L/b_{p,s} = 1.4$ au centre du cristal ($b_j = k_j w_j^2$, $j = p, s$). Cela permet de maximiser le gain paramétrique (on reste près de $\xi = 2$). Cette valeur de ξ conduit à des tailles de waist permettant un dimensionnement de la cavité réalisable (voir section 3.5). En choisissant de focaliser la pompe sur $w_p \simeq 50 \mu\text{m}$ au centre du cristal, on a $w_p(L/2) \approx 176 \mu\text{m}$, la largeur de notre cristal étant $l = 1 \text{ mm}$, on ne subit quasiment aucune perte ($\frac{P(l)}{P_{tot}} = \text{erf}^2\left(\frac{1}{\sqrt{2} \times 176 \cdot 10^{-3}}\right) \approx 0.999882$ ce qui correspond à $1.1 \cdot 10^{-2}\%$ de pertes). Le diamètre initial du faisceau en sortie de l'amplificateur étant 1.2 mm , nous devrions utiliser une lentille dont la focale vaut environ 40 mm . Cependant, les dimensions de notre cavité ne nous permettent pas d'utiliser une telle lentille, à 4 cm du centre du cristal, la lentille se situerait à l'intérieur de la cavité. Nous avons donc choisi d'accroître d'abord le diamètre du faisceau à l'aide d'un télescope de grandissement $\gamma = f_2/f_1 = 100 \text{ mm}/30 \text{ mm} = 3.33$ avant d'imager le waist voulu avec une lentille de focale $f = 150 \text{ mm}$, donnant une valeur du waist de pompe limitée par la diffraction de :

$$w_p = \frac{1.27\lambda f}{d} \approx 50 \mu\text{m} \quad (3.18)$$

Cette valeur du waist a été confirmée par une mesure directe avec un analyseur de faisceau basé sur la transmission d'une fente motorisée (*beamscope*).

3.4.4 Positionnement du waist de pompe à vide par rapport au cristal

Cependant, il ne faut pas oublier que lorsque le cristal sera inséré dans la cavité, le phénomène de réfraction déplacera la position du waist de pompe à l'intérieur du cristal comme illustré sur la figure 3.22. En effet, l'onde pompe n'étant pas résonnante dans la cavité, la réfraction par la face d'entrée déplacera le waist (sans

3.5. DIMENSIONNEMENT DE LA CAVITÉ EN ANNEAU

changer sa taille) vers l'arrière du cristal. Un simple calcul d'optique géométrique montre que si x est la distance entre la position du waist dans l'air et le bord d'entrée du cristal, l'insertion du cristal déplacera ce waist vers l'arrière de telle sorte que sa nouvelle position mesurée par rapport au bord d'entrée est nx , $n = 2.2$ étant l'indice de réfraction du ppMgCLN. Pour que le waist se retrouve bien au centre du cristal comme sur la figure 3.22, il faut donc que $x = 0.23L = 0.23 \times 50 \text{ mm} = 11.5 \text{ mm}$. Lors du montage de notre premier cristal, nous avons négligé cette précaution importante en prenant $x = 25 \text{ mm}$, ce qui a résulté en une focalisation de la pompe proche de la face de sortie. Bien évidemment, cette position n'étant pas optimale pour minimiser le seuil d'oscillation, même en augmentant la puissance de l'amplificateur jusqu'à 10W, aucune oscillation paramétrique n'a été observée en explorant tous les réseaux d'inversion. Par contre, nous nous sommes hélas aperçus en retirant le cristal que la face arrière traitée anti-reflet était piquetée de plusieurs points blancs causés par la forte densité de puissance pompe sur les couches diélectriques.

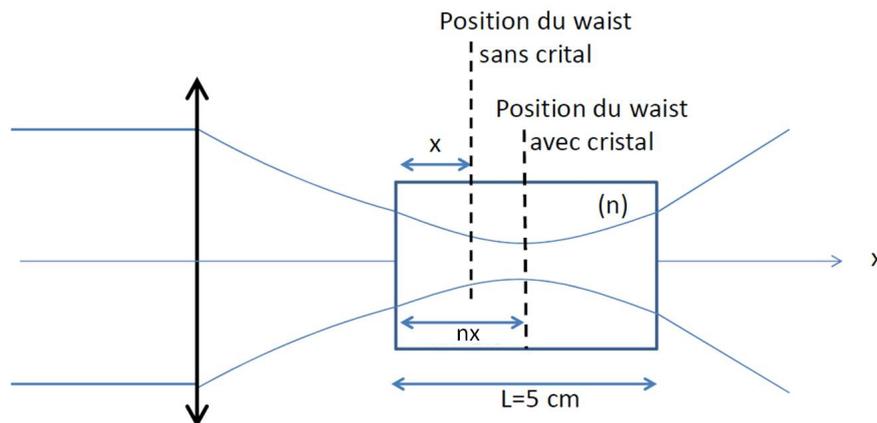


FIGURE 3.22 – Déplacement longitudinal du waist de pompe dû à la réfraction dans le cristal. Ce déplacement dû à la réfraction n'agit que pour une onde non résonnante. Pour l'onde signal résonnante, la position du waist w_s est déterminée par la cavité (au centre du cristal lorsque celui-ci est symétriquement situé par rapport aux miroirs sphériques).

3.5 Dimensionnement de la cavité en anneau

3.5.1 Calcul de la matrice ABCD de la cavité SRO

Considérons une cavité en anneau (fig. 3.23) formée par deux miroirs plans (M_1 et M_2) et deux miroirs sphériques (M_3 et M_4) de rayon de courbure R . La distance (M_3M_4) entre les deux miroirs sphériques est notée L_1 et la longueur du reste de la

3.5. DIMENSIONNEMENT DE LA CAVITÉ EN ANNEAU

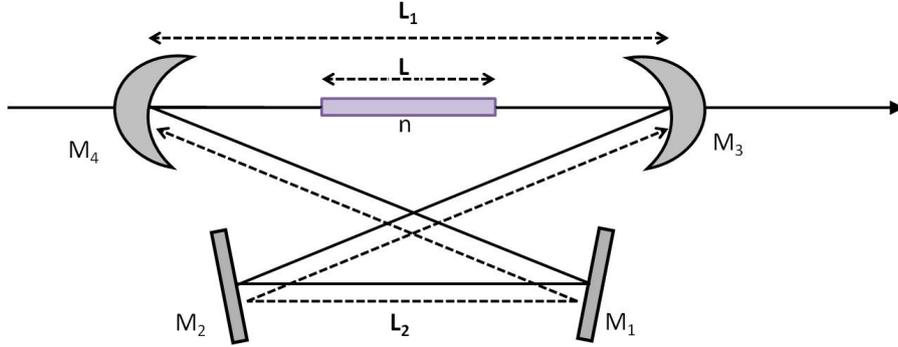


FIGURE 3.23 – Schéma de la cavité avec les dimensions.

cavité ($M_3M_2M_1M_4$) est noté L_2 . Un cristal de longueur L et d'indice de réfraction n est inséré dans la cavité au centre du bras M_3M_4 . En partant du centre du cristal, la matrice ABCD correspondant à un aller-retour dans la cavité est donnée par :

$$\begin{aligned}
 M &= \begin{pmatrix} 1 & \frac{L}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{n} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{L_1-L}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{L_1-L}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{L}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

avec :

$$A = \frac{-2L(n-1)(L_2-R) + n(2L_1(L_2-R) + R(-2L_2+R))}{nR^2}$$

$$B = \frac{(L(n-1) + n(-L_1+R))(L(n-1)(L_2-R) + n(L_2R + L_1(-L_2+R)))}{nR^2}$$

$$C = \frac{4(L_2-R)}{nR^2}$$

$$D = \frac{-2L(n-1)(L_2-R) + n(2L_1(L_2-R) + R(-2L_2+R))}{nR^2}$$

Nous remarquons que $A=D$ pour cette cavité symétrique.

3.5.2 Zone de stabilité

Pour qu'une cavité soit stable, il faut que le critère suivant soit respecté [68] :

$$\frac{|A+D|}{2} \leq 1$$

Afin de déterminer le domaine de stabilité de la cavité, l'évolution de $\frac{|A+D|}{2}$ en fonction de L_1 est tracée sur la figure 3.24 (pour $L_2 = 390$ mm, $R = 100$ mm, $\lambda_s = 1550$ nm et $L = 50$ mm). On constate que la cavité reste stable ($\frac{|A+D|}{2} \leq 1$) pour $127 \text{ mm} \leq L_1 \leq 162 \text{ mm}$. Cette plage est relativement grande à cause de l'indice élevé ($n = 2.2$) du niobate de lithium. En fait en présence du ppMgCLN, la longueur physique effective (dans le vide) du bras $M3 - M4$ se retrouve raccourcie car la longueur effective de l'espace occupé par le cristal dans une cavité équivalente vide est de L/n .

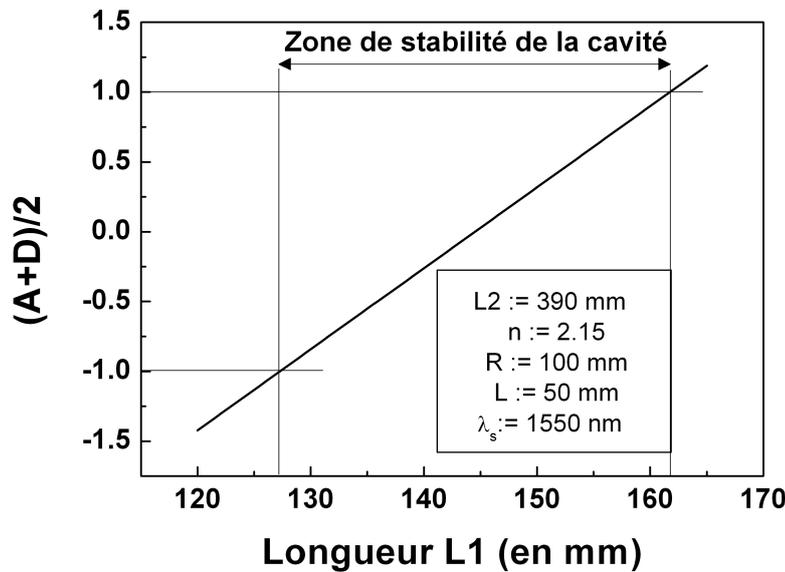


FIGURE 3.24 – Courbe de stabilité de la cavité SRO pour $L_2=390$ mm, $R=100$ mm, $\lambda_s=1550$ nm et $L=50$ mm.

3.5.3 Calcul du waist de l'onde signal au centre du cristal

Au centre du cristal, le rayon de courbure complexe $q_s = iz_{Rs}$ de l'onde signal est déterminé en appliquant la condition de "self-consistence" du résonateur, c'est-à-dire en utilisant le fait que le rayon de courbure et le waist de l'onde résonante restent les mêmes après un aller-retour dans la cavité. On a donc :

$$q_s = \frac{Aq_s + B}{Cq_s + D},$$

3.5. DIMENSIONNEMENT DE LA CAVITÉ EN ANNEAU

ce qui équivaut à :

$$Cq_s^2 + (D - A)q_s - B = 0.$$

Comme $A=D$, le rayon de courbure complexe vaut :

$$q_s = i\sqrt{-\frac{B}{C}}$$

or $q_s = i\frac{\pi n w_s^2}{\lambda_s}$, d'où l'expression du waist de l'onde signal au centre du cristal :

$$w_{0s} = \sqrt{\frac{\lambda_s}{n\pi} \sqrt{-\frac{B}{C}}}$$

Sur la figure 3.25, on représente l'évolution de la taille de ce waist lorsque la longueur L_1 varie (toujours pour $L_2 = 390$ mm, $R = 100$ mm, $\lambda_s = 1550$ nm et $L = 50$ mm). Pour avoir un waist d'environ $60 \mu\text{m}$, la longueur L_1 choisie est de 150 mm. Ainsi, on obtient une longueur de Rayleigh $z_{Rs} = \frac{\pi n w_{0s}^2}{\lambda_s}$ de 17 mm et un paramètre de focalisation $\xi_s = \frac{L}{2z_{Rs}}$ de 1.4 pour l'onde signal.

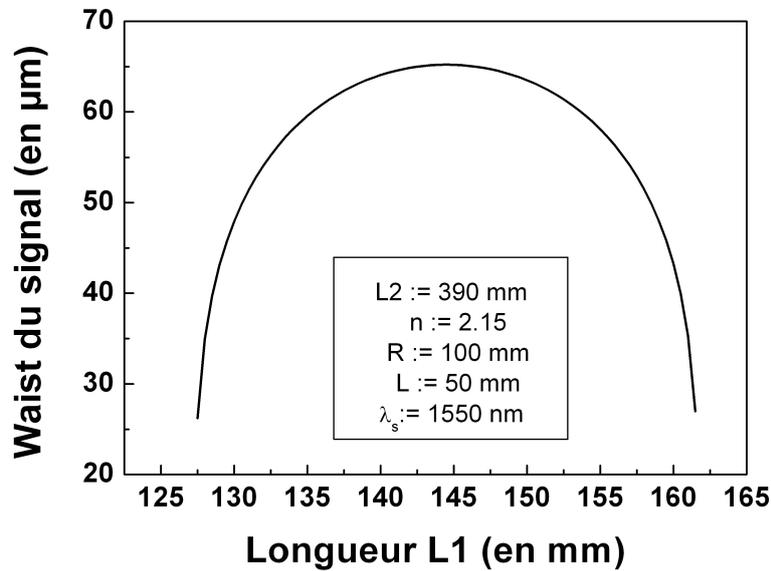


FIGURE 3.25 – Evolution du waist du signal au centre du cristal en fonction de la longueur L_1 de la cavité pour $L_2 = 390$ mm, $R = 100$ mm, $\lambda_s = 1550$ nm et $L = 50$ mm.

Il nous reste à déterminer la taille du gros waist W_s entre les miroirs plans M_1 et M_2 ainsi que son paramètre confocal $2Z_{Rs}$.

3.5. DIMENSIONNEMENT DE LA CAVITÉ EN ANNEAU

La taille de ce waist s'obtient à partir du waist au centre du cristal avec la matrice de propagation suivante :

$$M = \begin{pmatrix} 1 & \frac{L}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{n} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{L_1-L}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{L_2}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$$

avec :

$$A = 1 - \frac{L_2}{R}$$

$$B = \frac{L(n-1)(L_2 - R) + n(L_2R + L_1(-L_2 + R))}{2R}$$

$$C = -\frac{2}{R}$$

$$D = \frac{L(n-1) + n(-L_1 + R)}{R}$$

Le rayon de courbure complexe $Q_s = iz_{Rs}$ de l'onde signal vaut :

$$Q_s = \frac{Aq_s + B}{Cq_s + D}.$$

Comme $q_s = iz_{Rs}$, on a alors :

$$-Cz_{Rs}Z_{Rs} + iz_{Rs}D = iAz_{Rs} + B$$

De la partie imaginaire de cette expression, on obtient la relation entre le waist du signal au centre du cristal et le waist au milieu de miroirs plans :

$$W_s = \sqrt{\frac{nA}{D}}w_s.$$

On représente sur la figure 3.26, l'évolution de ce waist en fonction de la longueur L_1 . Il est important de connaître la taille de ce waist car on doit placer ensuite l'étalon à cet endroit. Plus ce waist sera gros, meilleur sera le contraste de l'étalon (minimisation des pertes par diffraction lors des interférences multiples entre les deux faces de l'étalon solide). Pour les dimensions de cavité que nous avons choisies ($L_1 = 15$ cm), ce waist vaut $W_s = 220 \mu\text{m}$.

Nous avons vérifié que ces paramètres géométriques peuvent être expérimentalement appliqués au résonateur, compte tenu des contraintes dues à l'encombrement du parallélépipède du four (dimension $L \times W \times T = 70 \times 60 \times 38 \text{ mm}^3$) qui impose une valeur inférieure limite $\theta = 21^\circ$ pour l'angle de pliage de l'anneau (Fig. 3.23). Avec la valeur de L_2 , la distance entre les deux miroirs plans M_1 et M_2 vaut alors $M_1M_2 = 110$ mm. Dans la pratique, il est cependant difficile de positionner les 4 miroirs en ayant une précision meilleure que $\pm 1 - 2$ mm pour tous les segments de l'anneau. Il est donc difficile de savoir où exactement sur la courbe de stabilité (figure 3.25) le résonateur opère, pourvu que ce point se situe à peu près au voisinage du centre de la plage de stabilité.

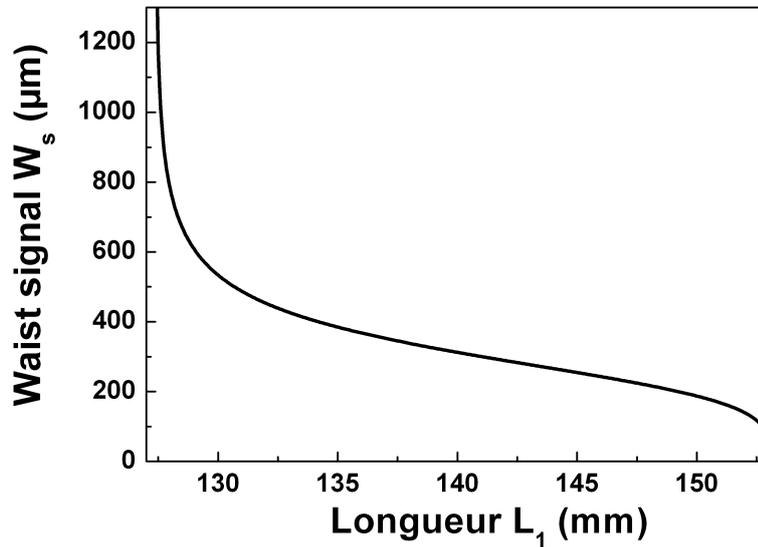


FIGURE 3.26 – Evolution du waist du signal entre les deux miroirs plans en fonction de la longueur L_1 de la cavité pour $L_2 = 390$ mm, $R = 100$ mm, $\lambda_s = 1550$ nm et $L = 50$ mm.

3.6 Procédure d'alignement de la cavité SRO

3.6.1 Positionnement des miroirs

Le faisceau pompe étant à 1064 nm et les miroirs réfléchissant très peu à cette longueur d'onde ($R_p < 10\%$), il faut procéder de façon minutieuse pour aligner la cavité. La figure suivante 3.27 détaille la procédure que nous avons suivie. La première étape (figure 3.27a) consiste à réfléchir le faisceau pompe, injecté par un des miroirs sphériques (M_4) de la figure 3.23, sur lui-même (auto-collimation) avec un miroir plan, puis à régler l'orientation du miroir M_4 de façon à ce que le faisceau soit réfléchi avec l'angle de pliage minimum compte tenu de l'encombrement du four à ppMgCLN ($\theta \simeq 21^\circ$). Comme le montre la figure 3.27b, on place ensuite le miroir plan M_1 de la cavité à la distance nécessaire et de façon à ce qu'il réfléchisse le faisceau pompe parallèlement au faisceau incident. On place alors un iris à ouverture variable centré sur le trajet du faisceau.

Puis (figure 3.27c) on positionne le deuxième miroir plan M_2 de façon à ce qu'il renvoie le faisceau vers le miroir d'auto-collimation : ce faisceau doit intersecter le faisceau incident rétro-réfléchi à la bonne distance $L_1 = 15$ cm du miroir M_4 . On repère exactement ce point d'intersection, on place un deuxième iris centré sur le faisceau réfléchi par M_2 , et on finit par positionner le dernier miroir sphérique M_3 au point d'intersection précédent en veillant à ce que la pompe incidente qu'il réfléchit

3.6. PROCÉDURE D'ALIGNEMENT DE LA CAVITÉ SRO

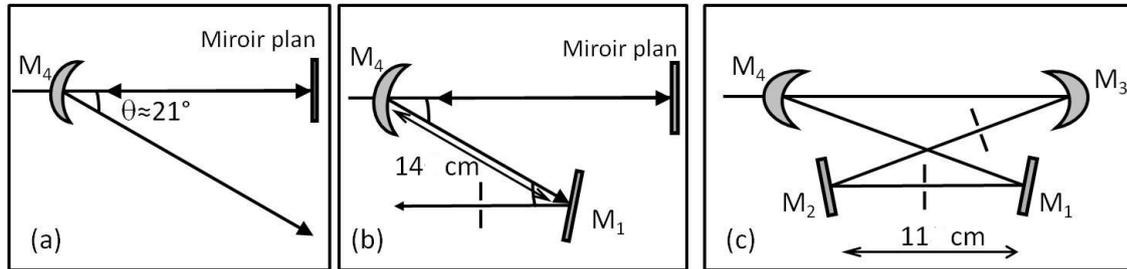


FIGURE 3.27 – Procédure d'alignement de la cavité.

vers M_2 repasse dans le deuxième iris.

Ainsi la cavité SRO est pré-alignée et l'axe de la cavité définie par les deux iris intra-cavité. On peut alors enlever le miroir d'autocollimation. On vérifie que toutes les dimensions sont respectées et on peut dès lors passer à l'alignement du ppMgCLN.

3.6.2 Insertion du cristal

Une fois les miroirs positionnés, on peut insérer le cristal. Pour cela, un troisième iris est placé suffisamment loin ($D \simeq 1.5$ à 2 m) derrière le deuxième miroir sphérique M_3 de la cavité et est centré sur le faisceau pompe transmis par M_3 (il est aisé et plus précis d'effectuer le centrage au viseur infrarouge). En insérant le cristal dans la cavité, le faisceau pompe incident est en principe dévié de son centrage initial sur le troisième iris externe d'alignement, signifiant que la face d'entrée du cristal n'est pas parfaitement perpendiculaire au faisceau pompe incident (figure 3.28). L'exacte normalité du cristal par rapport à la pompe incidente est cruciale pour adresser toute la longueur ($L = 50$ mm) de chaque réseau d'inversion de section 1×1 mm². Une telle précaution n'est pas nécessaire lorsqu'on utilise un cristal biréfringent possédant une grande ouverture. A l'aide de faibles ajustements angulaires du *Four-Axis-tilt positionner* supportant le four, on rétablit alors l'exacte perpendicularité du cristal en recentrant le faisceau pompe transmis par le cristal sur le troisième iris externe d'alignement. A l'aide du *Four-Axis-tilt positionner*, on oriente alors le cristal angulairement de façon à recentrer le faisceau pompe transmis par le cristal sur l'iris lointain, réglage qui se fait à l'aide du viseur infra-rouge. A ce stade, en explorant successivement les treize réseaux d'inversion de domaine par translation verticale du four tout en inspectant au viseur la tache centrée sur l'iris, on vérifie que la tache reste centrée. A l'interface d'une zone polarisée et d'une zone non polarisée la tache autour de l'iris subit alors un bref "éclatement" suite à un phénomène de diffraction dû au faible gradient d'indice entre les deux zones, avant de redevenir circulaire une fois que le faisceau se trouve de nouveau centré sur le réseau suivant. On peut également être certain que le faisceau pompe se trouve sur un réseau en inspectant une faible radiation verte (532 nm) générée par la SHG hors accord de

3.6. PROCÉDURE D'ALIGNEMENT DE LA CAVITÉ SRO

phase (ou correspondant à un QPM d'ordre élevé) de l'onde pompe. Ce faisceau traceur vert visible à l'oeil nu sera d'une grande utilité pour parfaire l'alignement du résonateur avant de tenter d'observer l'oscillation paramétrique en rampant la puissance de pompe.

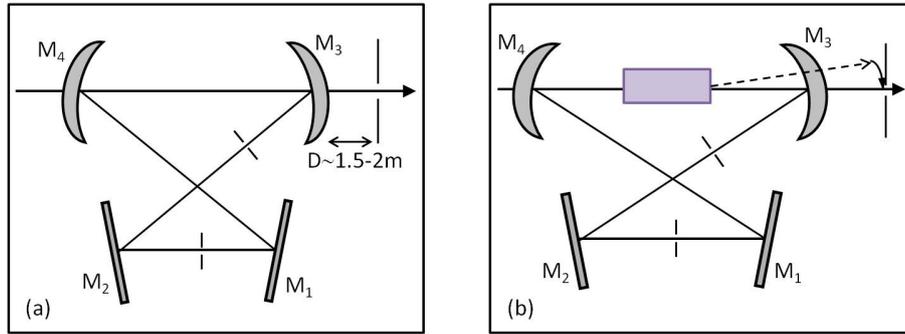


FIGURE 3.28 – Insertion du cristal dans la cavité.

3.6.3 Pré-alignement fin de la cavité SRO sur le vert

Le cristal inséré dans la cavité permet de générer du vert (non accordé en phase ou quasi-phase-matché à un ordre élevé) à 532 nm par génération de second harmonique de l'onde pompe. Ce faisceau vert, de l'ordre de quelques micro-Watt pour une pompe incidente de 2-4 W, est d'une aide capitale pour obtenir une oscillation rapide du SRO. Ce vert est utilisé afin d'aligner plus finement la cavité. En effet, les miroirs de la cavité ont un coefficient de réflexion suffisamment élevé ($R_{532} \sim 90\%$) à cette longueur d'onde pour pouvoir suivre ce faisceau sur plusieurs tours dans la cavité. On repositionne l'iris N° 2 initialement entre M_2 et M_3 entre M_4 et la face d'entrée du cristal, comme indiqué sur la figure 3.29, en veillant à bien le centrer sur le faisceau pompe. Ainsi la distance entre les deux iris intra-cavité est suffisante pour suivre les différents aller-retour du vert qu'il faut essayer de reboucler sur l'axe défini par les deux iris. Pour cela des tilts successifs des deux miroirs M_3 et M_2 (bras ne contenant pas d'iris) sont utilisés pour que le vert reboucle sur au moins deux aller-retour, en fermant plus ou moins chaque iris. Une fois le trajet du faisceau traceur vert (colinéaire avec la pompe) rebouclé sur deux aller-retour, le résonateur est presque aligné. Une photodiode Si placée derrière l'un des miroirs plans (Fig. 3.29) et munie d'un filtre Schott (KG5) bloquant le résidu de pompe proche-IR, permet alors de détecter des franges d'Airy à 532 nm en balayant la cavité à l'aide de la céramique PZT supportant l'un des miroirs plans (voir figure 3.30). Après avoir maximisé les franges du vert en retouchant légèrement les tilts des miroirs M_2 et M_3 , on arrête le balayage de la cavité et on retourne sur un des réseaux susceptible de laser compte tenu de la bande signal étroite du traitement HR des miroirs (Fig.3.18). En augmentant la puissance de pompe au delà de $P_p = 6 - 7$

3.6. PROCÉDURE D'ALIGNEMENT DE LA CAVITÉ SRO

W, l'oscillation paramétrique démarre alors quasi-instantanément, se manifestant par l'apparition d'un faisceau rouge relativement intense provenant du doublement de fréquence de l'intense onde signal intra-cavité. On place alors le filtre bloquant la pompe non déplétée et une partie de l'onde signal fuyant la cavité en sortie du miroir sphérique M_3 pour détecter la puissance idler avec un mesureur de puissance de type calorimètre (GENTEC model UP19KH) et on optimise finalement finement les réglages du résonateur pour maximiser la puissance idler.

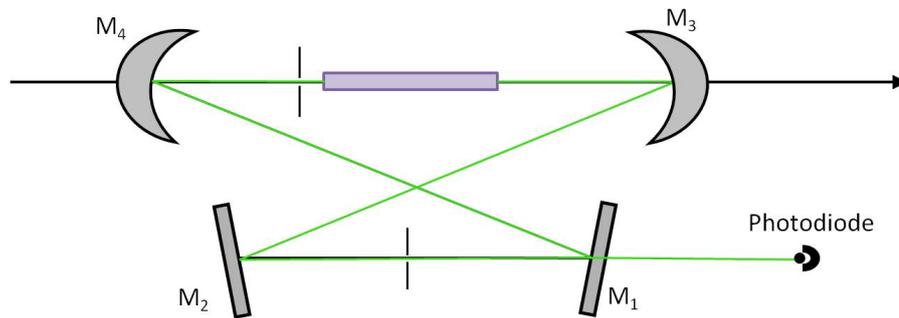


FIGURE 3.29 – Pré-alignement fin de la cavité SRO sur le vert.

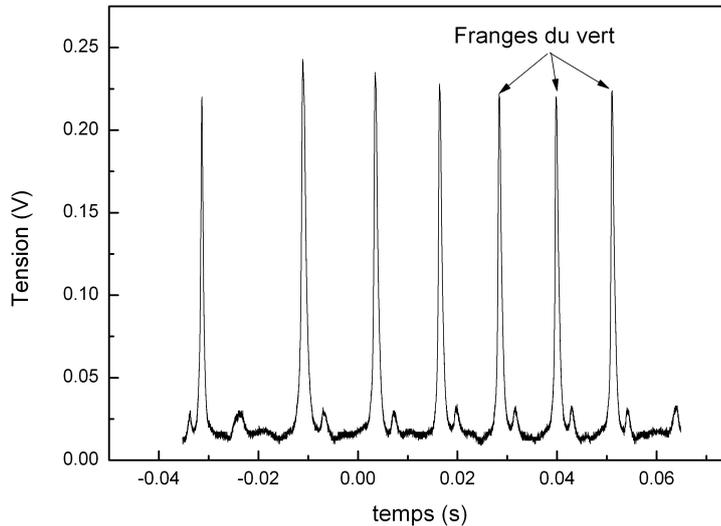


FIGURE 3.30 – Franges d'Airy du faisceau vert à 532 nm issu de la SHG hors accord de phase de la pompe, lorsque la cavité SRO préalignée est balayée en longueur en appliquant une rampe de tension triangulaire sur la cale PZT.

3.6.4 Insertion de l'étalon intracavité

Afin de limiter les sauts de mode, un étalon en YAG non traité ($n = 1.83$) de $400 \mu\text{m}$ d'épaisseur est inséré entre les deux miroirs plans. Nous avons également essayé plusieurs étalons mince en silice fondue ($n = 1.5$) d'épaisseur variable, mais à cause de leur contraste (sélectivité) plus faible (la réflectivité des faces est donnée par $R = (n - 1)^2 / (n + 1)^2$), l'étalon YAG a été finalement adopté, étant le seul à stabiliser convenablement le fonctionnement monomode du SRO (temps typique en deux sauts de mode 1-2 min) alors que sans étalon le SRO non asservi en fréquence a tendance à sauter de mode toutes les 10 à 15 secondes.

En fonction de l'étendue spectrale de la courbe de gain paramétrique, seul le mode de la cavité subissant le moins de pertes au voisinage du gain maximum oscillera, les autres modes étant en principe supprimés suite au phénomène de saturation du gain dans un milieu à élargissement homogène. Cependant, il se peut que certains modes proches subissent des pertes comparables, il peut alors y avoir une compétition entre plusieurs modes et le signal peut sauter de façon aléatoire d'un mode à l'autre. Comme on peut le voir sur la figure 3.31, l'insertion d'un étalon intracavité permet d'introduire des pertes sur certains modes afin de moduler le gain et de privilégier un mode [69]. Il permet ainsi de stabiliser l'OPO, mais aussi d'effectuer un balayage en fréquence par sauts de mode en le tiltant manuellement, ce qui translate horizontalement sa courbe sinusoïdale.

3.6. PROCÉDURE D'ALIGNEMENT DE LA CAVITÉ SRO

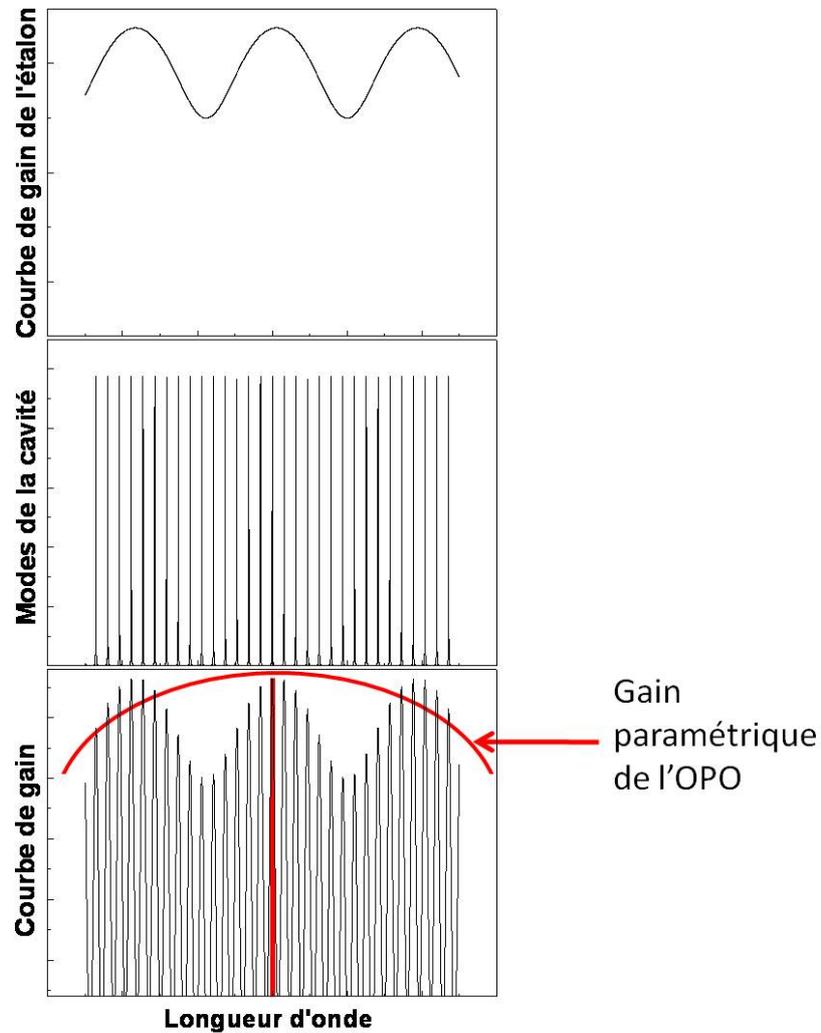


FIGURE 3.31 – De haut en bas : Courbe de l'étalon ; peigne de modes longitudinaux de la cavité ($ISL = 500$ MHz) ; Courbe de gain combinant le gain de l'OPO et la courbe sélective de l'étalon. L'étalon sélectionne l'un des modes subissant le moins de pertes et expérimentant le gain le plus élevé (en rouge). En tiltant l'étalon, on peut passer consécutivement d'un mode de cavité à l'autre (accordabilité du SRO par saut de mode), même si un saut aléatoire sur un mode distant de plus de 20 ISL peut arriver.

Chapitre 4

Résultats expérimentaux : caractérisation de l'émission du SRO

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus avec notre SRO en fonctionnement libre. Nous commencerons par présenter les propriétés de quasi-accord de phase de notre ppMgCLN, nous verrons ensuite les performances en puissance de notre SRO, puis nous présenterons le balayage sans saut de mode de l'onde idler obtenu grâce au balayage continu de l'ECDL.

4.1 Caractérisation des propriétés de quasi-accord de phase des réseaux du ppMgCLN

La figure 4.1 montre les courbes de quasi-accord de phase en fonction de la température obtenues expérimentalement. Les longueurs d'onde signal accessibles sont limitées par la bande du traitement HR des miroirs. Sur les 13 réseaux de notre cristal, seulement cinq réseaux peuvent générer des longueurs d'onde donnant lieu à des oscillations dans la cavité. On est capable d'atteindre des longueurs d'onde signal entre 1.45 et 1.65 μm (conformément à la figure 3.18), ce qui correspond à des longueurs d'onde idler comprises entre 3 et 4 μm . Les courbes en traits pleins sur la figure 4.1 ont été calculées à partir de la condition de quasi-accord de phase (Eq.(3.4)) en utilisant les relations de dispersion du ppMgCLN de Gayer et al [65]. Un parfait accord avec les prédictions théoriques est obtenu. L'espacement de la période des réseaux de 0.5 μm est suffisamment faible pour que l'OPO puisse en fait émettre à une longueur d'onde idler donnée (par exemple $\lambda_i = 3.3 \mu\text{m}$) en fonctionnant sur deux réseaux consécutifs ($\Lambda_0 = 30.5 \mu\text{m}$, vers $T = 110^\circ\text{C}$ et $\Lambda_0 = 30 \mu\text{m}$, vers $T = 190^\circ\text{C}$).

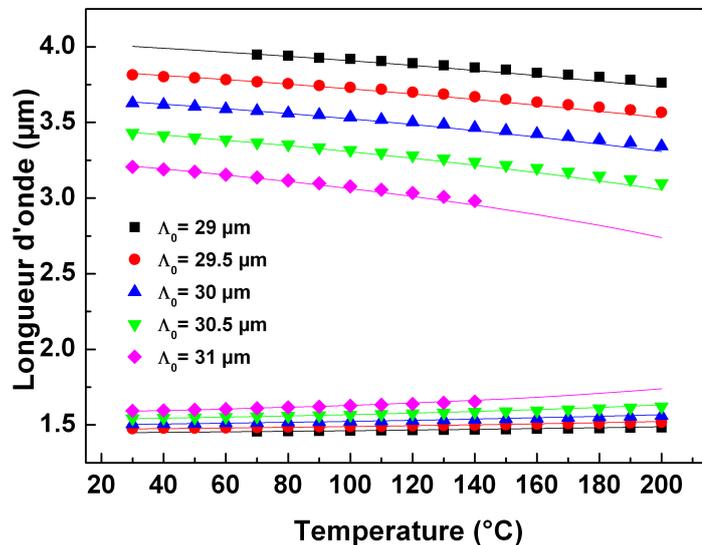


FIGURE 4.1 – Courbes de quasi-accord de phase : longueur d'onde du signal (1450-1650 nm) et de l'idler (3-4 μm) en fonction de la température pour des réseaux du PPLN de 29 à 31 μm . Les points représentent les données expérimentales et les lignes continues représentent les courbes théoriques.

4.2 Seuil d'oscillation et puissances signal et idler

Sur la figure 4.2, nous avons représenté la puissance idler en fonction de la puissance de pompe pour différentes longueurs d'onde idler. Le seuil d'oscillation typique est entre 2 et 3 W mais ce seuil peut évoluer au cours du temps en fonction du vieillissement du cristal et également en fonction du réalignement de la cavité SRO (par exemple lors des deux pannes de l'amplificateur ayant nécessité un arrêt de 3,5 mois chacune). La durée de vie moyenne de nos cristaux a été de l'ordre de 15 mois au cours desquels la puissance idler s'est dégradée jusqu'à ~ 500 mW ou moins pour un seuil d'oscillation remonté à ~ 5 W. Nous suspectons un vieillissement dû à des effets photo-réfractifs résiduels dus à l'exposition permanente aux quelques mW de rouge non accordé en phase issu du doublage intra-cavité de l'onde signal (une puissance intracavité signal de 50 à 70 W a été déduite en fonction des ~ 50 mW de puissance signal fuyant chaque miroirs de cavité), et ce malgré le dopage au MgO du niobate de lithium.

Sur la figure 4.2, le seuil à 3 et 4 μm est un peu plus élevé car on se situe aux limites de la courbe de réflectivité des miroirs. Le maximum de puissance de 1.8 W est atteint à 3 μm pour une puissance de pompe de 9W. A 4 μm , la puissance de sortie est plus faible car l'absorption du PPLN devient plus forte à partir de 3.8 μm (figure 3.7).

4.2. SEUIL D'OSCILLATION ET PUISSANCES SIGNAL ET IDLER

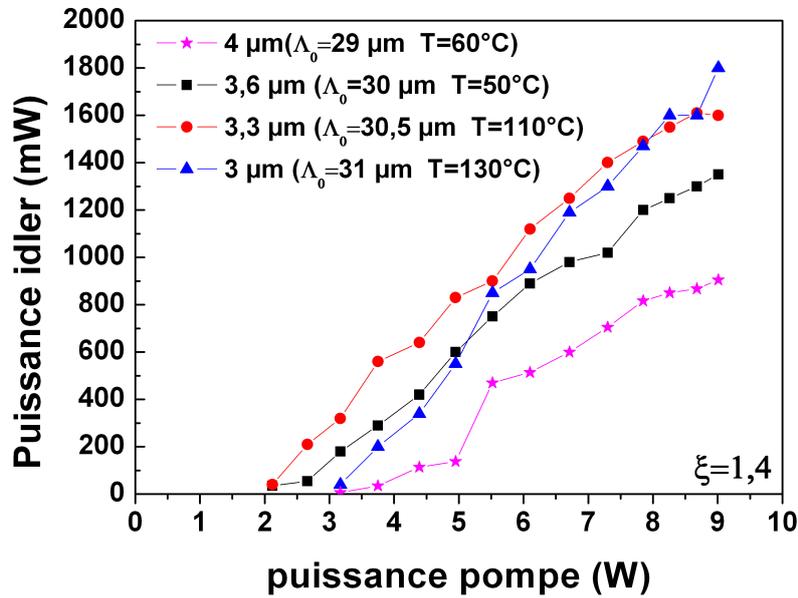


FIGURE 4.2 – Puissance idler de sortie en fonction de la puissance de pompe pour $\lambda_i=3 ; 3.3 ; 3.6$ et $4 \mu\text{m}$.

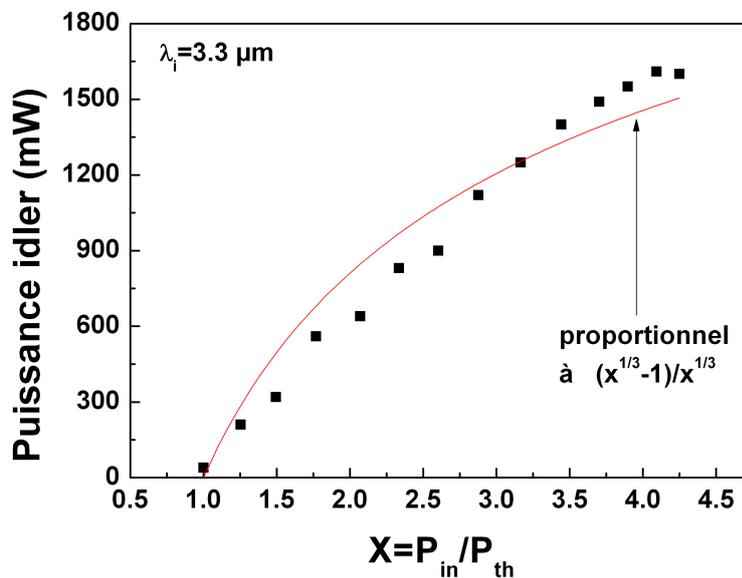


FIGURE 4.3 – Puissance idler à $\lambda_i = 3.3 \mu\text{m}$ en fonction du paramètre de pompe $x = P_{in}/P_{th}$. La ligne continue représente l'ajustement proportionnel à $\frac{x^{1/3}-1}{x^{1/3}}$.

Dans le chapitre 2, on a vu que la théorie prédit que la puissance de sortie de l'onde idler est proportionnelle à $\frac{x^{1/3}-1}{x^{1/3}}$ (Eq.(2.40) et Eq.(2.42)). Sur la figure 4.3, on

4.2. SEUIL D'OSCILLATION ET PUISSANCES SIGNAL ET IDLER

a représenté la courbe de puissance de sortie de l'onde idler en fonction du paramètre de pompe $x = P_{in}/P_{th}$, pour $\lambda_i = 3.3 \mu\text{m}$. La ligne continue est un ajustement de type moindres carrés des données au terme $\frac{x^{1/3}-1}{x^{1/3}}$. Le caractère imparfait de l'accord est dû à la dispersion des données expérimentales, l'incertitude sur les mesures de puissances pouvant aller jusqu'à $\pm 20\%$. Cette fluctuation des puissances idler ou signal mesurées au mesureur de puissance GENTEC est essentiellement due aux sauts de mode permanents caractérisant le fonctionnement libre de notre OPO pendant les mesures. Pour obtenir un fonctionnement sans saut de mode sur des temps relativement longs - de plusieurs minutes - en fonctionnement libre, une cavité de type monolithique, creusée dans un bloc massif en Dural supportant les quatre montures de miroirs, aurait été indiquée. Dans notre cas, les montures de miroirs sont clampées sur un "breadboard" laissant les vibrations acoustiques ambiantes influencer indépendamment sur chaque monture. De plus, les données de ces figures ont été prises à un stade initial de l'expérience pour lequel toute la cavité SRO n'avait pas encore été protégée des fluctuations de longueur optique dues à l'air brassé par la climatisation.

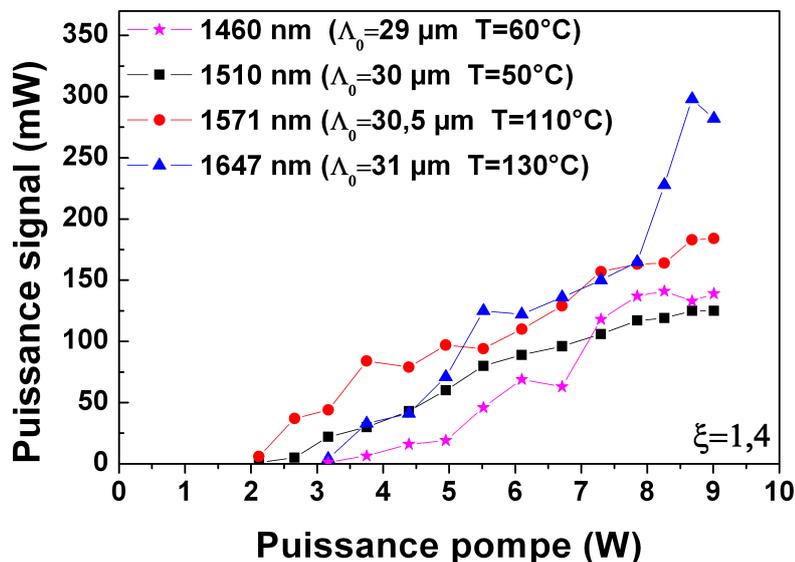


FIGURE 4.4 – Puissance signal de sortie en fonction de la puissance de pompe pour $\lambda_s = 1460; 1510; 1571; 1647 \text{ nm}$.

Sur la figure 4.4, nous avons de façon similaire représenté la puissance signal fuyant à travers l'un des miroirs plans de la cavité en fonction de la puissance de pompe pour différentes longueurs d'onde signal. La puissance maximum signal sortant de chaque miroir de la cavité s'élève à $P_s \sim 200 \text{ mW}$. Ainsi le SRO délivre non seulement une puissance idler accordable entre 3 et 4 microns, mais aussi une puissance suffisante pour faire de la spectroscopie dans la bande C des télécommu-

4.3. BISTABILITÉ THERMIQUE À $\lambda_I \sim 3.3$ MICRONS

nications. On voit ici l'avantage d'une source OPO par rapport à une source laser conventionnelle : en plus de sa large accordabilité spectrale, il peut émettre dans deux bandes de longueur d'onde (signal et idler), ce qui est un avantage pour une utilisation spectroscopique.

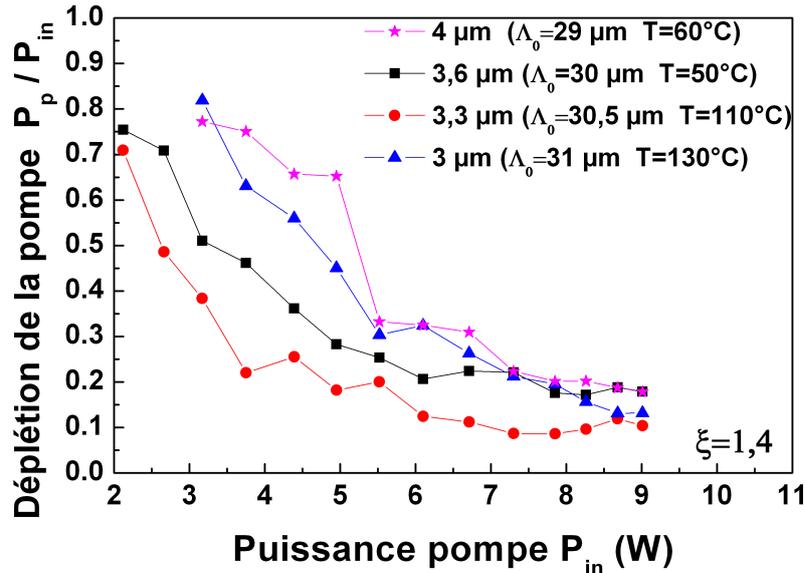


FIGURE 4.5 – Déplétion de la pompe.

La figure 4.5 représente la déplétion de la pompe. Nous avons mesuré la puissance de l'onde pompe en entrée de cavité P_{in} et la puissance P_p en sortie du SRO. On a tracé P_p/P_{in} en fonction de P_{in} . Plus la puissance incidente augmente, plus la déplétion de l'onde pompe est importante. La tendance générale de ces courbes est identique à la figure théorique de la déplétion dans un SRO (Fig. 2.7, symboles triangles ou cercles), compte tenu que le paramètre de pompe normalisé correspondant à l'expérience est $x \sim 3$ (avec un seuil à $\sim 2 - 3$ W et une puissance maximum à l'entrée du SRO de $7 - 9$ W). La déplétion théorique totale à $x_m = 2.5$ devrait correspondre à une puissance incidente de ~ 6 W. Sur la courbe correspondant à $\lambda_i = 3.3 \mu\text{m}$ à laquelle est associée le seuil le plus faible, on peut s'apercevoir que la saturation du gain paramétrique est observée pour P_{in} située entre 6 et 8 W.

4.3 Bistabilité thermique à $\lambda_i \sim 3.3$ microns

Nous avons pu assister à un phénomène intéressant mais très gênant lorsque l'OPO émet une onde idler au voisinage de $3.3 \mu\text{m}$. Il s'agit manifestement d'un effet de bistabilité thermique qui a déjà été observé par d'autres équipes [6, 70, 71]. Cet effet est dû au pic d'absorption du PPLN vers $3.3 \mu\text{m}$ (voir figure 3.7). Dans les

4.3. BISTABILITÉ THERMIQUE À $\lambda_I \sim 3.3$ MICRONS

références [6, 70], cette bistabilité thermique a été observée dans un SRO résonant sur l'onde idler et pompé bien plus fortement que dans notre cas. La figure 4.6 extraite de la référence [6] montre le comportement typique de la boucle d'hystérésis thermique avec une branche basse notée *a* et une branche haute notée *b*. Dans notre

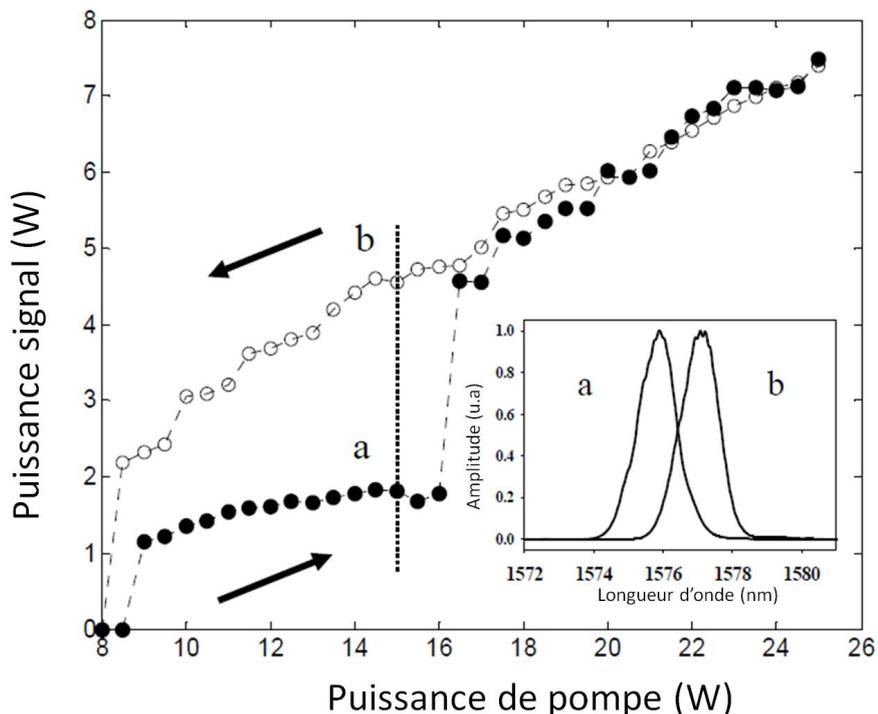


FIGURE 4.6 – Puissance idler en fonction de la puissance de pompe, d'après la référence [6]. Dans cette référence, le SRO est résonant sur l'onde idler vers 3.3 microns, d'où le seuil d'oscillation élevé.

cas, ainsi que dans la référence [71] cependant, le SRO résonne sur le signal à ~ 1550 nm où le LiNbO_3 ne présente pas d'absorption, ce qui signifie que c'est l'absorption de l'idler non résonnant qui cause ce comportement bistable, en chauffant le cristal. Le basculement entre la branche *a* et la branche *b* survient suite à une perturbation thermique comme le fait de couper pendant un court instant le faisceau pompe. La boucle d'hystérésis est associée à une bistabilité optique induite thermiquement et non à la multi-stabilité intrinsèque de la dynamique du SRO telle que décrite au chapitre 2 (figure 2.4) qui nécessite un pompage à $x \sim 22$ fois le seuil d'oscillation. Dans le cas d'un idler résonnant, les auteurs de la référence [6] supposent qu'au delà d'une certaine puissance de pompe, un guidage opto-thermique est induit dans le cristal suite à la modification locale des indices de réfraction par l'effet thermo-optique [6, 70]. Avec le guidage opto-thermique, le recouvrement entre la pompe et le signal est amélioré dans le cristal, ainsi la stabilité de l'oscillation paramétrique et l'efficacité de conversion sont accrues. Dans notre cas, une fois sur la branche

haute, une atténuation adiabatique de la puissance pompe maintient l'oscillation sur la même branche, même si une perturbation peut faire basculer l'oscillation sur la branche basse, ce qui peut parfois s'avérer gênant.

4.4 Emission spectrale IR du SRO

La figure 4.7 montre la puissance idler de sortie en fonction de la longueur d'onde idler pour une puissance de pompe $P_p = 7.3$ W, tous réseaux confondus. Aux extrémités de la bande idler (à 3 et 4 μm), la puissance chute à cause du traitement diélectrique HR des miroirs de cavité. De plus, au-delà de 3.8 - 4 microns la fenêtre de transparence du niobate de lithium s'achève. Le fait que la puissance idler décroisse en fonction de λ_i est intrinsèque au processus paramétrique : plus la longueur d'onde du photon idler augmente moins le processus de génération paramétrique est efficace. Ce comportement est dû à la dépendance en $\lambda_p/(\lambda_i - \lambda_p)$ du processus de conversion paramétrique (dépendance en ω_i/ω_p dans l'expression de la puissance idler, Eq.(2.50)). La ligne continue est un ajustement aux moindres carrés de cette dépendance en λ_i .

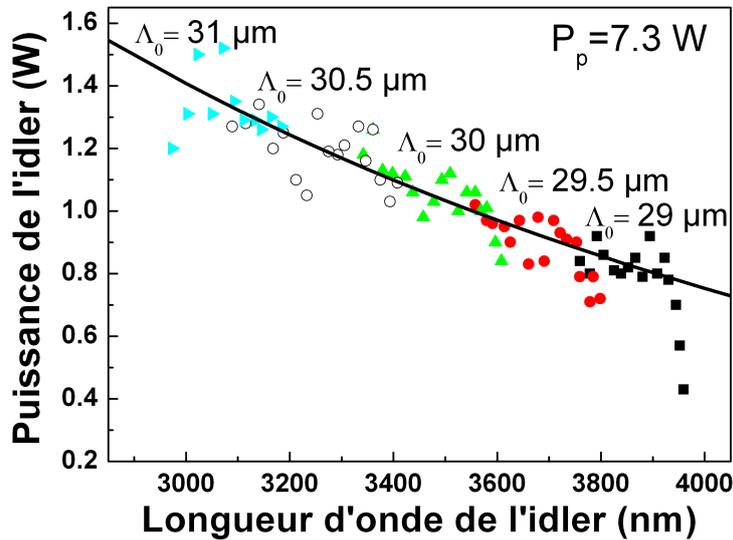


FIGURE 4.7 – Puissance idler de sortie en fonction de la longueur d'onde idler obtenue avec les 5 réseaux $\Lambda_0=29$; 29.5 ; 30 ; 30.5 ; 31 ; 31.5 μm et des températures comprises entre 30 et 200 $^{\circ}\text{C}$.

Sur la figure 4.8, nous avons représenté de la même façon la puissance signal de sortie en fonction de la longueur d'onde signal pour une puissance de pompe $P_p=7.3$ W. La puissance moyenne dans la bande signal est typiquement de 50 mW. Aux

extrémités (vers 1450 et 1650 nm), la puissance signal est plus élevée car le coefficient de transmission T_s des miroirs augmente, avant que l'oscillation ne repasse en dessous du seuil pour la puissance incidente considérée. Étant donné que la même puissance sort par les 4 miroirs, la puissance totale signal délivrée par l'OPO est d'environ 200 mW.

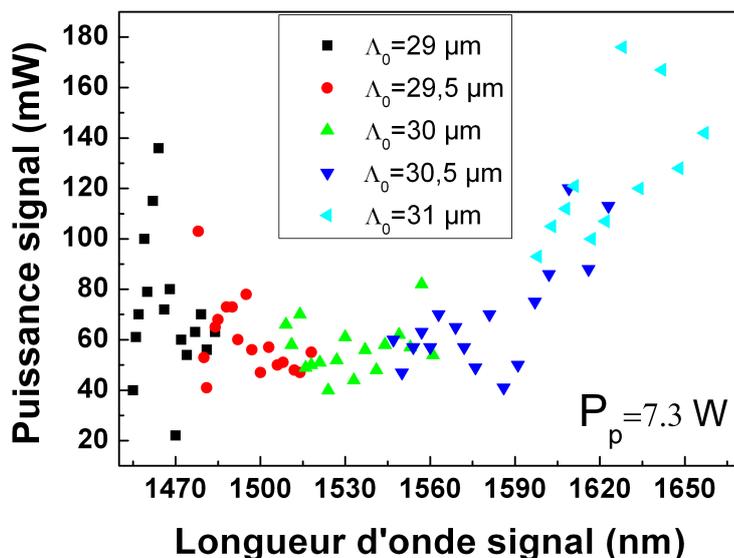


FIGURE 4.8 – Puissance signal de sortie en fonction de la longueur d'onde signal obtenue avec les 5 réseaux $\Lambda_0 = 29; 29.5; 30; 30.5; 31; 31.5 \mu\text{m}$ et des températures comprises entre 30 et 200 °C.

4.5 Accord en longueur d'onde par sauts de mode

Comme nous l'avons évoqué au chapitre précédent, un étalon est inséré dans la cavité afin de stabiliser l'OPO et d'effectuer un balayage en fréquence par sauts de mode. Nous avons essayé différents types d'étalons. La figure 4.9 représente la courbe de transmission d'un des étalons en suprasil que nous avons testé, son épaisseur est de $e = 500 \mu\text{m}$, ce qui correspond à un intervalle spectral libre de $ISL = c/(2ne) \sim 207 \text{ GHz}$ (de l'ordre de la largeur signal du gain paramétrique de l'OPO $\sim 200 \text{ GHz}$). Cet étalon ne nous a permis de balayer en fréquence l'onde signal que sur une plage de 91 GHz. L'indice de réfraction du suprasil étant de 1.45, la réflectivité par face vaut $R = ((n - 1)/(n + 1))^2 = 3.37 \%$. Il en résulte une sélectivité en fréquence moins bonne qu'avec un matériau d'indice de réfraction plus élevé. Lorsqu'on tilte angulairement cet étalon, un accord par saut de mode longitudinal successif de l'OPO (séparé de l'ISL de $\sim 500 \text{ MHz}$) a lieu à l'intérieur d'une frange sinusoïdale d'ordre

4.5. ACCORD EN LONGUEUR D'ONDE PAR SAUTS DE MODE

n de l'étalon donnant lieu à une excursion en fréquence de l'onde signal sur 91 GHz (Figure 4.9), soit sur environ la moitié de l'ISL de l'étalon, avant que la fréquence signal ne retourne à sa valeur initiale sélectionnée cette fois par l'ordre $n + 1$ de l'étalon suite à la faiblesse du contraste. Nous avons alors essayé un étalon en YAG dont l'indice de réfraction vaut $n = 1.83$ ($R = 8.6\%$) et d'épaisseur $e = 400 \mu\text{m}$, correspondant à un $ISL = 205 \text{ GHz}$ similaire à celui de l'étalon en suprasil. Le contraste plus prononcé de cet étalon YAG permet alors de poursuivre l'accord par saut de mode sur pratiquement toute l'étendue de l'ISL de l'étalon, soit $\Delta\nu_s = 200 \text{ GHz}$ (soit 1.6 nm à 1457 nm , Figure 4.10). En conclusion l'utilisation d'un étalon en suprasil nécessiterait un traitement partiellement réflecteur de l'ordre de $R \sim 10\%$ sur ses deux faces. Nous nous sommes contentés de l'étalon YAG non traité qui s'est avéré utile pour maintenir passivement l'oscillation sur un mode de cavité donné, même si le choix d'un mode particulier est aléatoire à \pm quelques ISL de cavité près. La présence d'un tel étalon dans la cavité SRO, permettant un accord fréquentiel fin par saut de mode, rend plus aisé par exemple le pointé d'une raie d'absorption moléculaire alors qu'il serait illusoire de compter sur un accord fin par variation infinitésimale de la température du ppMgCLN.

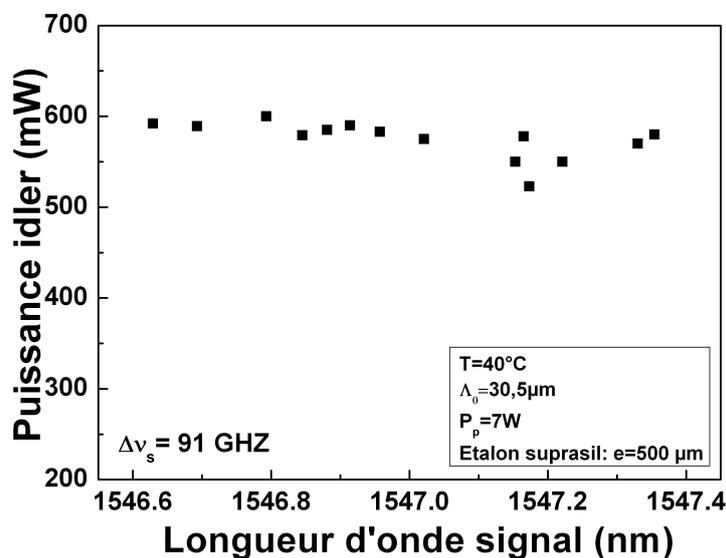


FIGURE 4.9 – Courbe de l'étalon en suprasil de 0.5 mm d'épaisseur : balayage en fréquence de l'onde signal par saut de mode.

4.6. BALAYAGE CONTINU DE L'ONDE IDLER DU SRO LIBRE PAR BALAYAGE DE LA LONGUEUR D'ONDE POMPE

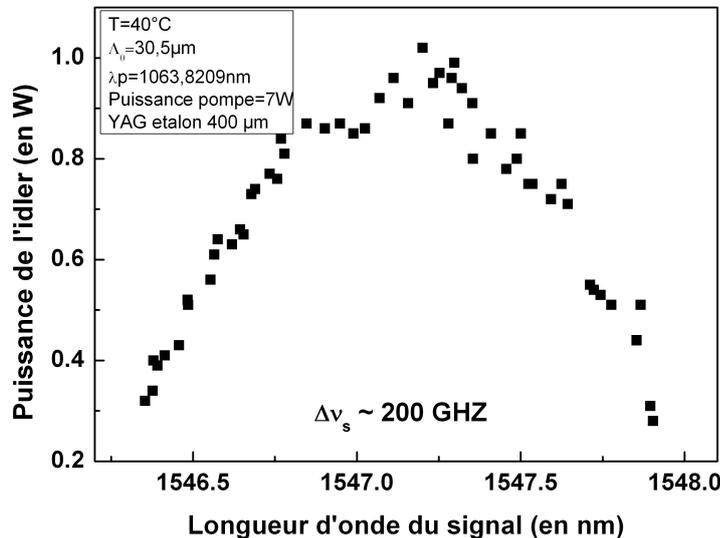


FIGURE 4.10 – Courbe de l'étalon YAG de 0.4 mm d'épaisseur ($ISL = 205$ GHz) : balayage en fréquence de l'onde signal par sauts de mode consécutifs. Pour chaque point de la courbe de balayage, le mode signal est en coïncidence avec le sommet de la frange de l'étalon qui défile. Vers $\lambda_s = 1547.2$ nm où la puissance idler est maximum, la position de l'étalon est quasi-normale à l'axe du résonateur SRO. Pour les points extrêmes, l'étalon est relativement incliné, causant des pertes additionnelles intracavité qui font baisser la puissance idler. La forme en "cloche" de la courbe de balayage par sauts de mode reflète l'acceptance spectrale signal de l'accord de phase QPM, à longueur d'onde de pompe constant.

4.6 Balayage continu de l'onde idler du SRO libre par balayage de la longueur d'onde pompe

Le balayage en fréquence continu de l'onde idler s'effectue en balayant la longueur d'onde pompe, d'où l'intérêt de disposer d'un laser de pompe mono-fréquence et accordable continûment sur une grande plage de longueur d'onde. L'onde signal étant résonnante dans la cavité, sa longueur d'onde reste stable puisque la longueur optique du résonateur reste inchangée. Le mode signal oscillant n'a donc aucune raison de changer sa fréquence même lorsque celle de la pompe est balayée, sauf si un saut de mode intempestif (dû par exemple à une perturbation acoustique de la longueur optique de la cavité) survient, ou sauf si l'excursion de la longueur d'onde pompe atteint une valeur telle qu'elle modifie notablement la condition d'accord de phase (Eq.3.4), pour une fréquence signal fixée. Il s'agit alors d'une perturbation (fluctuation) du gain paramétrique qui peut induire un saut de mode.

4.6. BALAYAGE CONTINU DE L'ONDE IDLER DU SRO LIBRE PAR BALAYAGE DE LA LONGUEUR D'ONDE POMPE

L'oscillation du mode signal étant fixée à une fréquence donnée par la cavité (de longueur optique inchangée), un balayage sans saut de mode de l'onde idler par balayage de la fréquence pompe permet donc un transfert total de l'excursion spectrale de la pompe vers l'onde idler, d'où l'avantage de la configuration SRO par rapport à toutes les autres configurations possibles d'OPO. Dans un premier temps, nous détaillerons dans la sous-section suivante, le principe de fonctionnement de notre diode laser maître permettant le balayage continu de l'onde pompe sur plusieurs nanomètres, puis nous verrons ensuite comment cette accordabilité se transfère vers l'onde idler.

4.6.1 Diode laser ECDL accordable continûment entre 1050nm et 1070nm

Les lasers à semi-conducteurs, appelés couramment « diodes laser », se démarquent des autres sources accordables par leur petite taille, leur faible coût et leur simplicité d'opération. Lorsqu'une diode laser est utilisée en cavité étendue avec un réseau de diffraction en guise de coupleur externe, le faisceau laser produit possède un spectre étroit pouvant être accordé sur une grande étendue spectrale. Notre diode laser en cavité étendue (New Focus Velocity model TLB-6321-H) a une configuration Littman-Metcalf, son schéma de principe est représenté sur la figure 4.11. La cavité est formée d'un côté par le traitement haute réflexion (HR) de la face arrière de la diode laser et du miroir hautement réfléchissant de balayage. En sortant de la diode, le faisceau traverse une lentille de collimation puis frappe un réseau de diffraction en incidence rasante. Le faisceau est diffracté (ordre -1) vers le miroir qui réfléchit la lumière sur elle-même. Une partie de la lumière de la diode est réfléchi dans l'ordre zéro par le réseau et constitue le faisceau de sortie. Le réseau fonctionne comme un filtre spectral étroit (Fig. 4.12). Sa bande passante est seulement de quelques gigahertz de large. Le filtre spectral constitué par le réseau de diffraction est suffisamment étroit pour forcer le laser à fonctionner sur un seul mode longitudinal de cavité. Les différentes longueurs d'onde sont diffractées par le réseau à des angles différents. Cependant, une seule longueur d'onde quitte le réseau dans une direction qui est exactement perpendiculaire à la surface du miroir. Pour pouvoir balayer en longueur d'onde sur une large plage à l'intérieur de la courbe de gain de la diode, la courbe instrumentale du réseau et les modes de la cavité doivent se déplacer de façon synchrone de sorte que le mode laser reste en permanence au sommet de la fonction de réseau. La courbe du réseau est décalée par rotation linéaire du miroir autour d'un axe passant par le point pivot tandis que les modes de la cavité suivent la courbe du réseau par modification de la longueur de la cavité suite à la rotation du miroir. Afin de maintenir la résonance sur le même mode quand nous balayons le laser, le nombre d'onde dans la cavité doit être maintenu constant (même si la longueur d'onde de la lumière dans la cavité change, voir figure 4.13). Le nombre d'onde dans la cavité est maintenu constant en faisant subir au miroir une

4.6. BALAYAGE CONTINU DE L'ONDE IDLER DU SRO LIBRE PAR BALAYAGE DE LA LONGUEUR D'ONDE POMPE

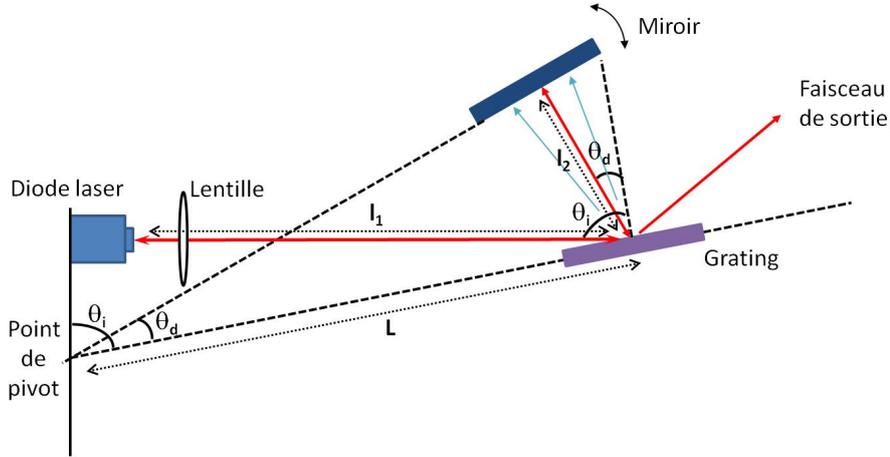


FIGURE 4.11 – Schéma de notre diode laser en cavité étendue (DLCE) en configuration Littman-Metcalf. Parmi le continuum de longueurs d'onde dispersées dans l'ordre -1 du réseau, le miroir de renvoi fermant la cavité (l'autre miroir étant constitué par la face arrière traité HR du semi-conducteur) sélectionne une longueur d'onde qui réinjecte le composant semi-conducteur. L'accord en longueur d'onde de l'ECDL se fait en tournant le miroir de renvoi autour d'un point pivot tel que défini sur la figure par l'intersection des plans du miroir et du réseau avec la face arrière du composant semi-conducteur. Lorsque la rotation du miroir se fait exactement suivant un axe centré sur ce point pivot, on montre que le passage d'une longueur d'onde à une autre se fait en conservant le nombre d'onde (ventres) dans la cavité, c'est-à-dire sans saut de mode. Le système Velocity de New Focus est basé sur ce principe simple mais dont la difficulté technologique (brevetée) consiste à maintenir le point pivot fixe à moins de ± 20 micromètres près au cours de la rotation du miroir pilotée par un moteur linéaire.

rotation autour d'un point de pivot spécifique. Ce point de pivot crée une relation entre la longueur de la cavité et la longueur d'onde du laser. La longueur d'onde laser est fixée par la loi de diffraction de la lumière sur un réseau :

$$\lambda = \Lambda(\sin \theta_i + \sin \theta_d) \quad (4.1)$$

où Λ est le pas du réseau de diffraction, θ_i et θ_d sont les angles d'incidence et de diffraction du faisceau laser par rapport à la normale à la surface du grating (figure 4.11). La longueur D de la cavité peut être divisée en deux parties l_1 et l_2 . En notant L la distance entre le point de pivot et le point d'incidence du faisceau sur le réseau, on peut voir sur la figure que :

$$l_1 = L \sin \theta_i \text{ et } l_2 = L \sin \theta_d, \quad (4.2)$$

d'où la longueur totale de la cavité :

$$D = L(\sin \theta_i + \sin \theta_d). \quad (4.3)$$

4.6. BALAYAGE CONTINU DE L'ONDE IDLER DU SRO LIBRE PAR BALAYAGE DE LA LONGUEUR D'ONDE POMPE

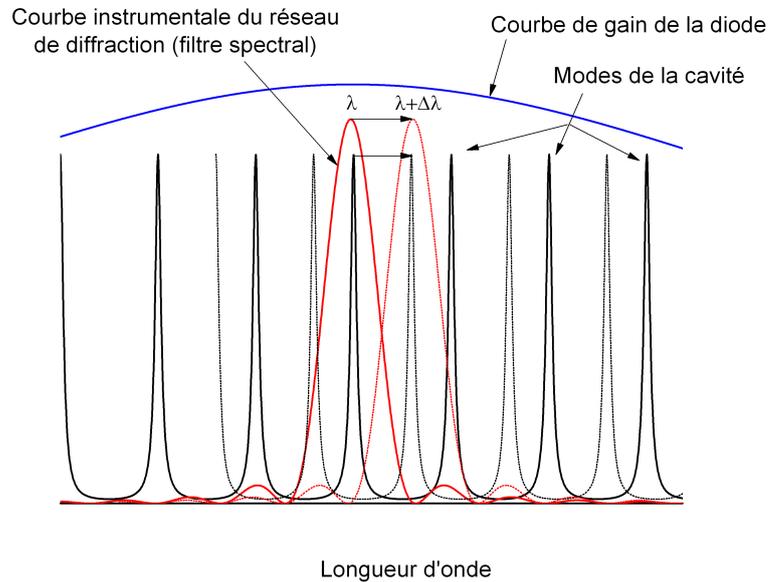


FIGURE 4.12 – Représentation schématique de la courbe de gain de la diode laser, des modes de la cavité et de la courbe instrumentale du réseau de diffraction.

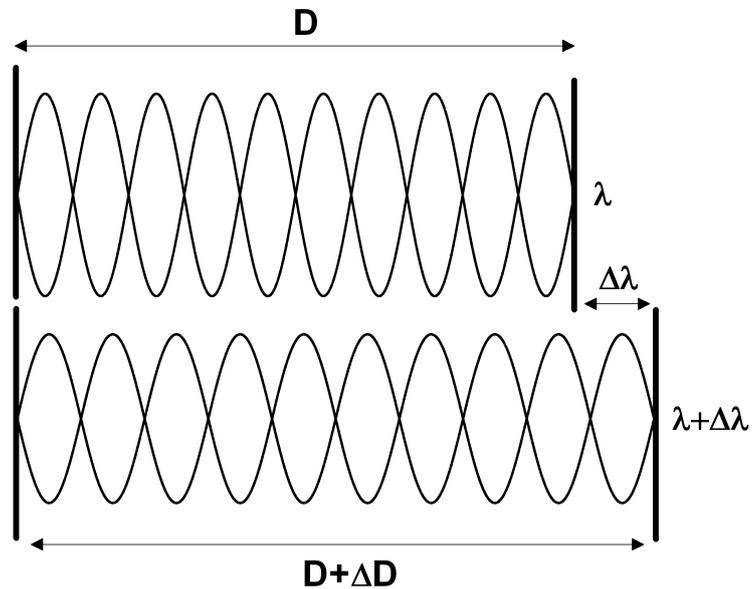


FIGURE 4.13 – Elongation de la cavité avec maintien du nombre d'onde constant dans la cavité.

En divisant celle-ci par la longueur d'onde, on obtient le nombre d'onde dans la cavité L/Λ qui est une valeur constante (la difficulté pratique consiste à maintenir

4.6. BALAYAGE CONTINU DE L'ONDE IDLER DU SRO LIBRE PAR BALAYAGE DE LA LONGUEUR D'ONDE POMPE

L constante à mieux que typiquement 10 à 20 micromètres près au cours de la rotation du miroir). En concevant un système mécanique permettant de maintenir cette condition, la cavité peut être balayée sans saut de mode sur une large plage d'accordabilité (20 nm) ce qui le prédestine à des utilisations spectroscopiques.

Dans le cas de notre diode laser, le miroir de réglage est monté sur un bras raide. Un capteur d'angle au niveau du point de pivotement du bras permet la lecture de la longueur d'onde. L'autre extrémité du bras est déplacée par une vis entraînée par un moteur DC et un transducteur piézoélectrique (PZT). Un moteur à courant continu est utilisé pour changer la longueur d'onde de façon grossière, on utilise alors le mode "*scan*" du laser (voir section 4.6.2). Tandis que la PZT est utilisée pour des changements de longueur optique à l'échelle du micron, ce qui correspond à un réglage fin de la longueur d'onde, on utilise alors le mode "*frequency modulation*" (voir section 4.7). Dans le modèle Velocity de New Focus, ces deux procédures de balayage sont entièrement automatisées : l'utilisateur peut en outre choisir la vitesse de balayage, limitée par valeur inférieure à 0.01nm/seconde pour le mode "*scan*" mais pouvant aller jusqu'à plusieurs nanomètres par seconde, d'où l'appellation "Velocity" attribué par New Focus à son laser.

4.6.2 Transfert de l'accordabilité en longueur d'onde de la diode ECDL vers l'onde idler

Pour balayer l'onde pompe et transférer son accordabilité vers l'onde signal, nous avons utilisé le mode "*scan*" de notre diode laser. Le balayage est réalisé par contrôle GPIB du laser de pompe, qui peut être balayé à une vitesse comprise entre 0.01 nm/s et 20 nm/s. Afin de récupérer des données et de mesurer la longueur d'onde laser, le balayage doit être arrêté périodiquement à une fréquence contrôlée par l'horloge interne de l'ordinateur. La résolution est limitée par le pas du laser pour 0.01 nm (2.8 GHz). Le programme Labview permettant d'effectuer ce balayage est détaillé dans l'annexe (programme "*broadband tuning*"). Ce mode permet d'enregistrer des spectres moléculaires sur de très grandes plages de fréquence, par exemple toute une bande de vibration-rotation ou des clusters de raies élargies par pression non résolus s'étendant sur plus de 100 GHz.

La figure 4.14 montre l'excursion en fréquence de l'idler et du signal par rapport à leurs fréquences moyennes ν_{i0} et ν_{s0} . Le balayage de la pompe se fait à une vitesse de 0.01 nm/s en mode *scan* et est interrompu par pas de 0.02 nm afin de mesurer les longueurs d'onde pompe, idler et signal avec le lambdamètre. Celui-ci a besoin d'environ 1 s pour effectuer une mesure et à chaque mesure, on doit changer les filtres pour sélectionner la longueur d'onde à relever. Comme attendu, la longueur d'onde du signal (représentée par les symboles "cercles" sur la figure 4.14) reste stable quand la pompe est balayée. Cependant, quelques perturbations acoustiques entraînent des sauts de mode durant la procédure de balayage. Avant le premier

4.7. BALAYAGE CONTINU DE LA FRÉQUENCE IDLER PAR BALAYAGE DE LA CÉRAMIQUE PZT DU LASER ECDL

saut de mode, on obtient un balayage continu de l'idler sur 100 GHz. Après un second saut de mode d'environ 20 ISL, on obtient une excursion stable de l'idler sur $\Delta\nu_i = 175$ GHz, ce qui correspond à l'excursion en fréquence la plus grande jamais obtenue avec un SRO en fonctionnement libre. Jusqu'à présent, la plage maximale d'un balayage sans saut de mode pour un OPO non asservi était de 150 GHz [72, 73].

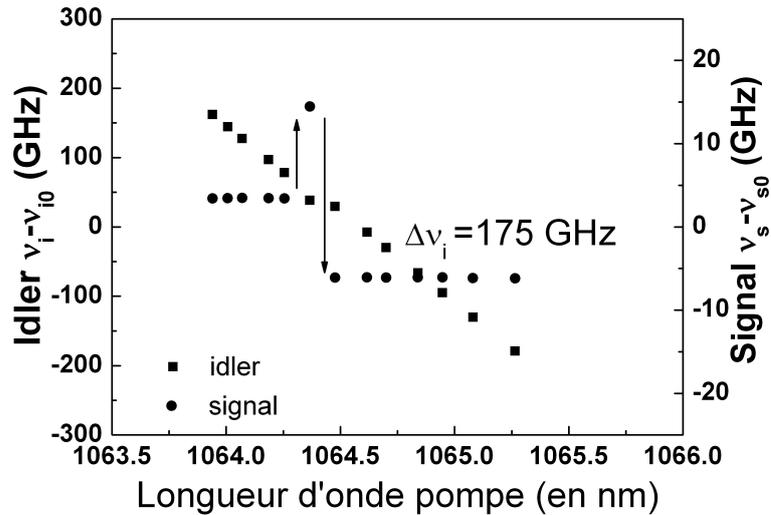


FIGURE 4.14 – Balayage de l'idler sans asservissement de la cavité.

Afin de caractériser l'aspect continu du balayage en fréquence de l'idler, nous avons placé un étalon épais en Germanium (Ge) sur le trajet de l'onde idler, et détecté ses franges de transmission par une photodiode InAs. La figure 4.15 représente les franges de transmission de l'étalon Ge pendant un balayage continu de la pompe. Sachant que l'ISL de notre étalon est de 1.5 GHz, on peut ainsi calibrer l'excursion en fréquence de l'onde idler. Les franges étant continues, on peut conclure que le balayage s'est fait sans saut de mode sur $25 \times 1.5 = 37.5$ GHz. On observe une modulation de la puissance due à un effet d'étalon résiduel causé par le traitement anti-reflet imparfait du composant de notre diode laser.

4.7 Balayage continu de la fréquence idler par balayage de la céramique PZT du laser ECDL

L'autre mode de balayage possible avec notre diode laser est le mode "*frequency modulation*". En envoyant une tension analogique appropriée sur l'entrée "*input modulation*" du laser, on agit sur la céramique PZT de l'ECDL, ce qui permet de contrôler finement la fréquence de l'onde pompe sans agir sur la rotation du miroir de

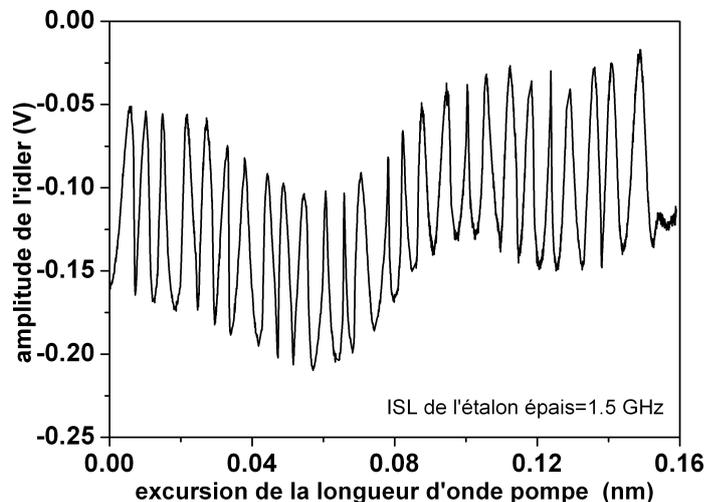


FIGURE 4.15 – Franges de transmission de l'étalon Ge pendant le balayage de la pompe en mode "scan" de l'ECDL.

renvoi. L'excursion totale possible est de 54 GHz pour une tension d'entrée allant de -3 à $+3$ V. Ce réglage permet d'effectuer des pas de 9 MHz/mVolts. Ainsi, on peut utiliser ce mode pour n'enregistrer qu'une faible portion d'un spectre moléculaire ou bien pour prendre un profil de raie Doppler ou sub-Doppler. Le programme Labview permettant d'effectuer ce type de balayage est détaillé dans l'annexe (programme "*fine tuning*").

La figure 4.16 représente la courbe de transmission de l'étalon Ge suite au balayage de la PZT de l'ECDL. L'onde idler est balayée sur 12 GHz.

4.8 Conclusion

Nous avons développé un OPO-ppMgCLN simplement résonant entre 1450 et 1650 nm, pompé à 1064 nm par une diode laser en cavité étendue amplifiée par un amplificateur Yb-fibré. Ce SRO est capable de générer des longueurs d'onde idler comprises entre 3 et 4 μm et de délivrer jusqu'à 1.8 W de puissance monofréquence vers 3 μm . De plus le SRO émet également dans la bande signal 1450 - 1650 nm avec plus de 50 mW de puissance moyenne. On a été capable d'obtenir un balayage sans saut de mode de l'idler sur $\Delta\nu_i = 175$ GHz, ce qui constitue l'excursion en fréquence la plus importante jamais obtenue avec un SRO en fonctionnement libre. Pour obtenir une plus large plage de balayage de l'onde idler, une stabilisation de la cavité est nécessaire, le chapitre suivant est dédié à la stabilisation en fréquence de notre SRO.

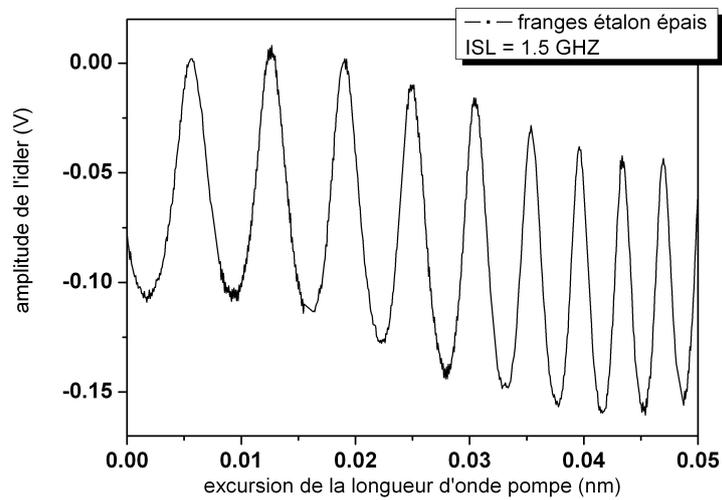


FIGURE 4.16 – Courbe de transmission de l'étalon Ge pendant le balayage de la pompe en mode "fine tuning" de l'ECDL (par balayage de la céramique PZT du miroir de renvoi de l'ECDL). L'excursion de la PZT n'étant pas tout à fait linéaire, la période des franges n'est pas constante.

4.8. CONCLUSION

Chapitre 5

Stabilisation en fréquence de la cavité

Pour tenter d'obtenir une plage de balayage en fréquence monomode de l'onde idler supérieure à 175 GHz, il est nécessaire de réduire le bruit acoustique basse fréquence responsable des fluctuations de longueur de la cavité OPO, d'autant que sa structure non monolithique composée de quatre miroirs non solidaires l'expose plus aux perturbations acoustiques environnantes. L'intérêt de pouvoir balayer l'onde idler sans saut de mode sur de très larges plages de fréquences est justifié en spectroscopie laser, lorsqu'il s'agit d'enregistrer en un seul balayage l'intégralité d'une bande de vibration-rotation, ou lorsqu'il s'agit de mesurer des paramètres moléculaires de bandes d'absorption non résolues et très larges de molécules à structure complexe comme certains hydrocarbures. Un exemple concret concerne la molécule de formaldéhyde (CH_2O) qui possède des bandes d'absorption Doppler ou Voigt non résolues entre 3 et 3.3 microns, pour laquelle les positions de chaque raie ne sont pas documentées avec suffisamment de précision dans les bases de données spectroscopiques comme HITRAN [74]. Seul un spectre d'absorption saturée sur de très grandes plages spectrales peut permettre de déterminer la position de chaque raie, ou de déterminer la force de raie de bandes Doppler ou Voigt élargies par pression sur plusieurs centaines de GHz.

Pour ce faire, nous avons réalisé un asservissement de la cavité OPO, en stabilisant la fréquence de l'onde signal résonante dans la cavité, sur une référence de fréquence optique constituée d'un Fabry-Perot stable de grande finesse. Cette référence relative peut ensuite être stabilisée de façon absolue sur une raie moléculaire de référence. En comparant la fréquence de l'onde signal à la fréquence de référence, il est ainsi possible de construire un signal d'erreur électrique proportionnel à l'écart algébrique de fréquence et qui, via une boucle de rétroaction électronique, vient contre-réagir sur la longueur de la cavité au moyen d'une cale piézo-électrique montée sur l'un des miroirs de la cavité.

Alors que de nombreux lasers conventionnels ont été asservis en fréquence dès les

années 80 pour des applications relatives à la métrologie des fréquences optiques, le contrôle en fréquence d'OPO continus a été très peu abordé dans la littérature jusqu'à très récemment [75, 76, 77]. Dans ce chapitre, après quelques rappels généraux sur les principes des asservissements (section 5.1), nous présentons la technique d'asservissement en modulation-démodulation synchrone que nous avons utilisée (section 5.2) ainsi que le détail de sa réalisation expérimentale. Une étude de la stabilité des différentes boucles de rétroaction électroniques que nous avons testées expérimentalement est présentée (section 5.3). Dans la section 5.4, les performances et l'analyse de la stabilisation en fréquence de l'onde signal sont estimées à partir d'une mesure du bruit résiduel du signal d'erreur en boucle fermée. Enfin, dans la dernière section 5.5, nous démontrons expérimentalement comment, grâce à une réduction du bruit acoustique basse fréquence de plus de 25 dB, nous avons pu obtenir une plage de balayage de l'onde idler sans précédent de 500 GHz, sans saut de mode, relativement aux 175 GHz obtenus en fonctionnement libre [78].

5.1 Principes généraux de l'asservissement en fréquence

Nous décrivons ci-après, au travers d'un cadre général, le schéma fonctionnel de l'asservissement en fréquence que nous allons mettre en place. Nous rappelons brièvement les principes généraux des asservissements en boucle fermée et leur critère de stabilité essentiel à la mise en oeuvre d'un asservissement robuste et efficace.

La figure 5.1 représente de façon générale le diagramme fonctionnel d'un asservissement de fréquence. Le but d'un asservissement est de maintenir une grandeur

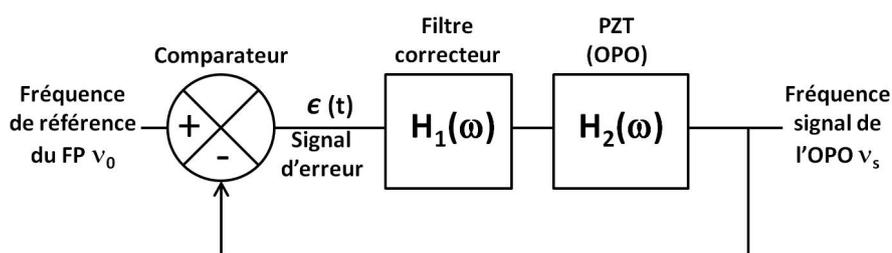


FIGURE 5.1 – Schéma de principe d'un asservissement.

$S(\omega)$ identique à une grandeur de référence $E(\omega)$. Dans notre cas, il s'agit de comparer la fréquence de l'onde signal à une fréquence de référence stable fournie par une frange de résonance d'un Fabry-Perot confocal monolithique dont la longueur de cavité est définie par un espaceur (*spacer*) en acier inoxydable. Sur la figure 5.1, le comparateur de fréquence est fourni par la dérivée de la frange d'Airy issu de la démodulation du signal d'erreur, et sa pente au voisinage du zéro (sommet de la frange) fournit la sensibilité du discriminateur de fréquence. Plus précisément,

5.1. PRINCIPES GÉNÉRAUX DE L'ASSERVISSEMENT EN FRÉQUENCE

la fréquence bruitée de l'onde signal $\nu_s(t)$ est comparée à la fréquence de référence $\nu_{\text{ref}} = \nu_0$ et produit un signal d'erreur électrique $\epsilon(t) = \nu_s(t) - \nu_0(t)$ correspondant à l'écart de fréquence. Ce signal d'erreur est ensuite traité par un filtre correcteur électronique et le signal de correction est alors envoyé sur l'entrée de l'alimentation en tension d'une cale piézo-électrique qui contrôle la longueur de la cavité, et donc la fréquence de l'onde signal. On réalise ainsi une boucle de rétroaction électronique. Cette boucle de rétroaction électronique (qui ne réagit pas instantanément) est caractérisée par une certaine fonction de transfert (réponse en fréquence) en boucle fermée donnée par [79] :

$$H_{BF} = \frac{S(\omega)}{E(\omega)} = \frac{\nu_s(\omega)}{\nu_0(\omega)} = \frac{H_{BO}}{1 + H_{BO}} \quad (5.1)$$

où $H_{BO} = H_1(\omega)H_2(\omega)$ est la fonction de transfert en boucle ouverte de l'ensemble des éléments constitutifs de la boucle (elle s'obtient en multipliant les fonctions de transfert de chaque élément de la boucle) et ω désigne les composantes de Fourier du bruit temporel. En représentation de Fourier, l'erreur dynamique résiduelle en boucle fermée obéit à l'équation : $\epsilon_{BF}(\omega) = \frac{1}{1+H_{BO}}$.

D'après l'équation (5.1), la seule connaissance de la fonction de transfert en boucle ouverte permet donc d'en déduire le comportement en boucle fermée. On comprend également que pour satisfaire (5.1) ($S/E \rightarrow 1$), on a intérêt à avoir un gain en boucle ouverte le plus grand possible afin de minimiser l'erreur dynamique par rapport à la référence. Une des limitations à l'obtention d'un gain élevé tient par exemple au caractère non-instantané de la réponse de la boucle (présence de délai temporel entre la détection de l'écart $\epsilon(t)$ et sa correction, délai lié par exemple aux composants électroniques utilisés pour le filtre correcteur ou simplement à la propagation du signal de correction à travers les câbles). Une autre limitation peut survenir par la présence d'une résonance piézo-électrique du transducteur PZT chargé de la correction dans la bande passante du gain. Dans ces deux cas, la boucle aura tendance à osciller électroniquement, la cause de cette oscillation en cas de délai important étant associée à une "marge de phase" insuffisante de la boucle de rétroaction. Un circuit électronique d'avance de phase peut supprimer une oscillation liée à une marge de phase insuffisante. Par contre, dans le cas d'une oscillation due à l'excitation d'une résonance PZT (typiquement quelques kHz pour une céramique de type composite ou "stack" comme celui équipant notre SRO), la seule façon d'augmenter le gain basse fréquence est de concevoir un filtre correcteur dont le gain est sélectif en fréquence de Fourier ω .

L'un des critères de stabilité les plus couramment utilisés pour caractériser la stabilité d'une boucle d'asservissement est le critère de Nyquist. Un asservissement devient instable lorsque à la fréquence de Fourier ω_0 où son gain vaut 1 ($G = |H_{BF}(\omega_0)| = 1$) sa phase donnée par $\varphi_0 = \text{arg}(H_{BF}(\omega_0))$ vaut $\varphi_0 < -\pi$. Autrement dit, un système asservi devient instable lorsque dans la bande passante du gain défini par ω_0 , la phase du gain a le temps de tourner au delà de $-\pi$. Lorsque

5.1. PRINCIPES GÉNÉRAUX DE L'ASSERVISSEMENT EN FRÉQUENCE

c'est le cas, cela signifie physiquement que la correction appliquée aux fréquences $\omega < \omega_0$ est en opposition de phase avec les perturbations qu'il faut corriger. On parle alors d'une rétroaction "positive", par opposition à une rétroaction "négative" (stable). Pour étudier le gain et la phase d'une fonction de transfert, on utilise la représentation de Bode : le gain $G = |H(\omega)|$ est représenté en échelle logarithmique comme $20 \log_{10}(|H|)$ en fonction des fréquences de Fourier et la phase $\arg(H(\omega))$ en échelle linéaire. La figure 5.2 donne une illustration de diagrammes de Bode dans le cas d'une fonction de transfert de premier ordre :

$$H(j\omega) = K \frac{1}{1 + \frac{j\omega}{\omega_c}} \quad (5.2)$$

représentant un filtre proportionnel-intégral (P-I) de fréquence de coupure à -3dB

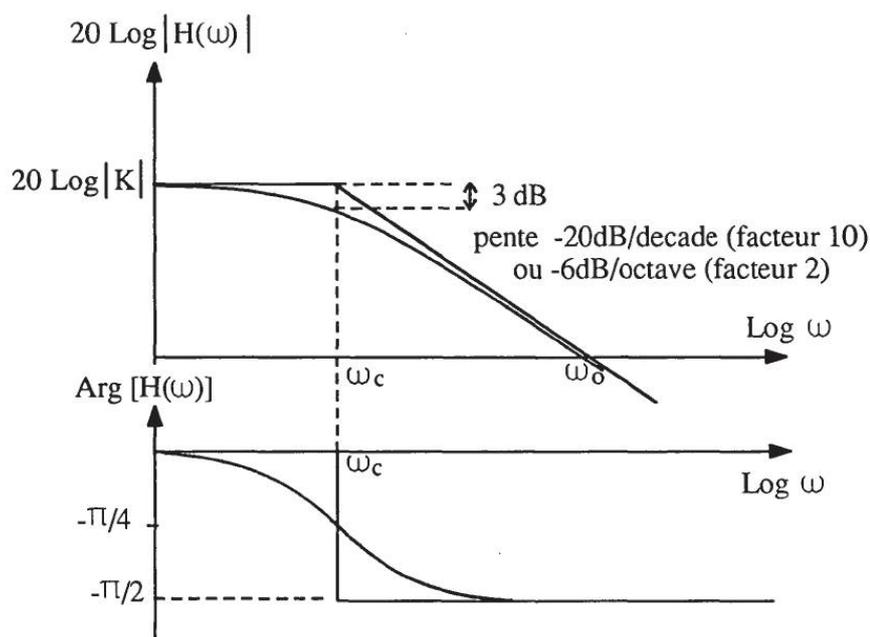


FIGURE 5.2 – Diagrammes de Bode.

égale à ω_c . En appliquant le critère de Nyquist, on peut dire que le système est stable puisque dans toute la zone $0 < \omega < \omega_0$ où le gain $|H(\omega)| > 1$, la phase est comprise entre 0 et $-\pi/2$. L'étude de la stabilité de notre asservissement est effectuée dans la section (5.4), où le calcul des diagrammes de Bode en gain et en phase nous permettent de voir si le critère de Nyquist est respecté pour les différentes boucles de rétroaction que nous avons testées au cours de cette thèse. Cependant, nous n'entrerons pas dans les détails pointus des performances de l'asservissement car notre but n'est pas de verrouiller la fréquence signal très précisément au sommet de la frange de référence comme cela pourrait être le cas en métrologie des fréquences. En effet, il s'agit dans notre cas de stabiliser la longueur de la cavité à mieux que la

demi-longueur d'onde pour éliminer les sauts de mode dus au bruit acoustique lors du balayage en fréquence de l'onde pompe.

5.2 Asservissement par modulation-démodulation synchrone

5.2.1 Choix de la méthode d'asservissement

Nous décrivons maintenant la technique d'asservissement que nous avons choisie de mettre en oeuvre pour asservir la cavité OPO en stabilisant la fréquence de l'onde signal sur une référence de fréquence.

De façon générale, lorsque l'on ne recherche pas une stabilité sur le long terme de l'asservissement (ce qui est notre cas), il est inutile de choisir une référence de fréquence absolue (raie atomique ou moléculaire). Dans ce cas, une cavité optique de type Fabry-Perot de grande finesse est suffisante. Notre choix de référence de fréquence s'est donc porté tout naturellement vers un interféromètre de Fabry-Perot de grande finesse que nous décrirons plus en détail ultérieurement.

Il existe différentes techniques d'asservissement basées sur l'utilisation de cavités optiques.

- Une première méthode que nous avons envisagé est l'asservissement sur le flanc d'une résonance en transmission de la cavité Fabry-Perot (FP) comme celui qui a été adopté par Mhibik et al pour asservir leur SRO, résultant en une stabilité relative de fréquence de ~ 2 kHz par rapport à la référence [76]. Dans ce cas, on utilise directement l'une des résonances de la cavité comme signal d'erreur après lui avoir soustrait un niveau continu de référence (tension d'"*offset*" très stable) de façon à obtenir un point de verrouillage (le "zéro" du signal d'erreur) situé à mi-hauteur de la frange. Cette méthode présente un certain nombre d'avantages comme sa rapidité de mise en oeuvre ainsi que le fait d'être une technique entièrement passive. De plus la bande passante de l'asservissement n'est limitée que par le temps de réponse de la cavité. Cependant, cette méthode nous a paru présenter un certain nombre d'inconvénients comme le fait que le point de verrouillage soit sensible aux fluctuations d'intensité laser. En effet, cela signifie que les fluctuations d'intensité de la source peuvent être interprétées comme du bruit de fréquence. Ceci aurait donc pour effet de coder du bruit d'intensité en bruit de fréquence sur le signal d'erreur, et donc, en réalité de rajouter du bruit sur le signal d'erreur ce que nous ne voulons pas.

- Une deuxième méthode d'asservissement qui a l'avantage d'être insensible aux fluctuations d'intensité est la méthode dite de Pound-Drever-Hall (PDH) [80]. La méthode PDH consiste à moduler en phase à une fréquence ν_{RF} supérieure à la largeur de frange de la cavité de référence l'onde signal à l'entrée de cette dernière,

5.2. ASSERVISSEMENT PAR MODULATION-DÉMODULATION SYNCHRONE

de façon à créer deux bandes latérales à $\nu_s \pm \nu_{RF}$ de part et d'autre de la porteuse optique. Le signal réfléchi par la cavité de référence et détecté par un photodétecteur rapide, contient un signal de battement optique entre la porteuse ayant transité dans la cavité (et donc subi sa dispersion) et ses bandes latérales directement réfléchies. Ce battement s'annule exactement lorsque la porteuse est en résonance avec la frange, ce qui fournit après démodulation et filtrage DC un signal d'erreur dispersif avec un passage à zéro à la résonance. Cet asservissement est très robuste vis-à-vis des perturbations acoustiques de grande amplitude tendant à imprimer une excursion de fréquence aussi grande que $\pm \nu_{RF}$. Cependant sa mise en oeuvre est complexe et onéreuse car elle nécessite un modulateur de phase électro-optique.

Nous avons donc choisi une troisième méthode très répandue en spectroscopie alliant l'absence d'influence des fluctuations d'intensité optique, simplicité et coût de la mise en oeuvre : l'asservissement par "modulation-démodulation" FM-AM en transmission sur une résonance optique d'une cavité Fabry-Perot (*FM-AM modulation spectroscopy*). Le principe de cette méthode d'asservissement repose sur le simple constat mathématique que pour obtenir un signal d'erreur dispersif à partir d'une fonction en forme de pic Lorentzien, il faut prendre sa dérivée. Pour une fonction $f(\omega)$ dont on module faiblement la variable à la fréquence Ω on peut écrire rigoureusement :

$$f(\omega + A \sin(\Omega t)) \simeq f(\omega) + A \sin(\Omega t) f'(\omega) \quad (5.3)$$

où la fonction f représente la résonance Lorentzienne de la cavité, f' sa dérivée première, $\omega = \nu_s - \nu_0$ la différence de fréquence entre l'onde signal que l'on souhaite stabiliser et la référence, et Ω la fréquence de modulation sinusoïdale d'amplitude $A \ll \omega$. Dans la pratique, on module la longueur du Fabry-Perot de référence via sa céramique PZT plutôt que de moduler la fréquence de l'onde signal. La fréquence de modulation Ω est en général choisie par rapport à la bande passante de l'asservissement souhaitée. Si on veut corriger les fluctuations de fréquence ν_s dans une bande passante de $BW = 1$ kHz (dominée par les bruits acoustiques de grande amplitude), on choisit en général $\Omega > 10 BW$ de façon à ce que lors de la démodulation par filtrage DC le signal d'erreur ne contienne pas un résidu de la fréquence de modulation. L'amplitude de modulation A autour du sommet du pic d'Airy vaut en général une très faible fraction de la largeur de raie de la référence. Le signal transmis par la référence en présence de modulation est alors détecté par une photodiode qui transforme la modulation en fréquence en modulation d'amplitude grâce à la discrimination de la frange d'Airy. Ce signal électrique, qui contient les informations sur les fluctuations basses fréquences (< 10 kHz) imprimées par le bruit acoustique environnant sur la stabilité de la cavité SRO (fluctuations qui sont encodées de part et d'autre de la porteuse électronique Ω), est ensuite démodulé vers les basses fréquences (DC - BW). Cette démodulation s'effectue en multipliant le signal de la photodiode proportionnel à (5.3) par une partie du signal de modulation $\propto \sin(\Omega t + \Phi)$ où Φ est un déphasage ajusté de façon à obtenir la quadrature de

5.2. ASSERVISSEMENT PAR MODULATION-DÉMODULATION SYNCHRONE

phase appropriée permettant de générer un signal proportionnel à la dérivée $f'(\omega)$. Cette démodulation est en réalité réalisée par un amplificateur à détection synchrone (*lock-in amplifier*). En démodulant à l'aide du même signal de modulation à Ω on obtient mathématiquement :

$$S(\omega) = \frac{A^2}{2} f'(\omega) \cos(\Phi) + A \sin(\Omega t + \Phi) f(\omega) + \frac{A^2}{2} f'(\omega) \cos(2\Omega t + \Phi) \quad (5.4)$$

où dans cette équation il y a un terme constant proportionnel à la dérivée de la résonance optique et contenant le facteur de phase permettant d'accéder à la quadrature choisie, et deux termes oscillant aux fréquences Ω et 2Ω respectivement. L'amplificateur à détection synchrone filtre alors les composantes fondamentales et harmoniques dépendantes du temps pour ne donner en sortie que le terme constant (composante continue) qui contient l'information sur les fluctuations acoustiques basses fréquences de la cavité SRO. Notre amplificateur à détection synchrone sera décrit ultérieurement (section 5.2.2).

Un avantage principalement expérimental de cette technique, dans sa mise en oeuvre, est l'utilisation et la manipulation de fréquences de modulation de l'ordre de la dizaine de kilohertz, domaine de fréquence plus simple à manipuler techniquement que le domaine des plus hautes fréquences (au delà du MHz) nécessaires pour un asservissement de type Pound-Drever-Hall par exemple. De plus en choisissant de moduler le Fabry-Perot de référence et non la fréquence de l'onde signal (par exemple en appliquant la modulation Ω à la cale PZT du SRO) pour générer le signal d'erreur démodulé, la fréquence signal une fois asservie ne contient pas la trace de la modulation FM.

Nous détaillons maintenant les différents éléments nécessaires à la réalisation de la technique de stabilisation.

5.2.2 Réalisation expérimentale et obtention du signal d'erreur

Un certain nombre d'éléments sont nécessaires pour réaliser l'asservissement en fréquence de l'onde signal. Nous allons tout d'abord décrire ces éléments successivement, puis nous présenterons le montage que nous avons réalisé et qui nous a permis d'obtenir le signal d'erreur nécessaire à l'asservissement.

5.2.2.1 Cavité Fabry-Perot

Le premier élément que nous allons décrire est la cavité Fabry-Perot confocale (F-P) qui sert de référence de fréquence optique. Nous avons construit nous même la mécanique de ce F-P qui nous sert également à analyser (en mode de balayage) le caractère monofréquence de l'émission idler (fig. 3.14). La figure 5.3 montre un

5.2. ASSERVISSEMENT PAR MODULATION-DÉMODULATION SYNCHRONES

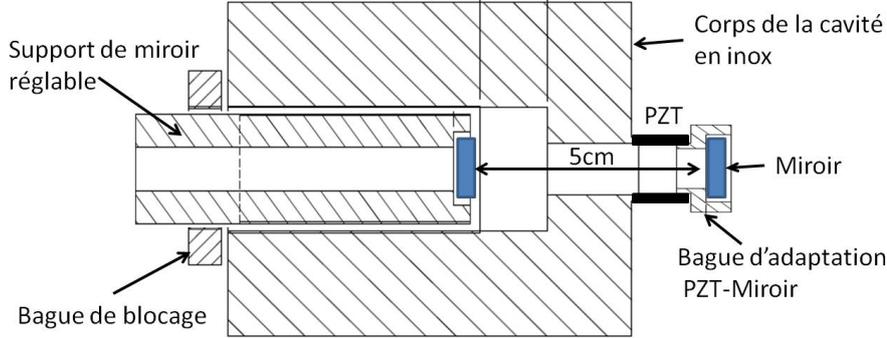


FIGURE 5.3 – Schéma de coupe du Fabry-Perot monobloc en acier inoxydable.

schéma de coupe de ce Fabry-Perot monobloc en acier inoxydable, composé d'un espaceur cylindrique (afin de garantir une stabilité meilleure que celle du SRO) dans lequel se visse un embout fileté supportant l'un des miroirs partiellement réflecteur (PR) ($R = 99.5\%$ dans toute la bande signal du SRO). L'autre miroir est solidaire d'une cale PZT logé dans une gorge du corps. Le contrôle de la confocalité du résonateur (distance entre miroirs D égale au rayon de courbure $ROC = -50$ mm) se fait en vissant l'embout fileté tout en observant l'allure des franges de transmission de l'onde signal sur un oscilloscope. Proche de la confocalité, une forêt de pics correspondant à des modes transitoires transverses apparaît jusqu'à leur coalescence (dégénérescence de tous les modes transverses avec les modes TEM_{00}) signalée par une division par deux de l'intervalle spectral libre. Une fois le point de confocalité atteint ($D = ROC \pm 0.5$ mm), l'embout fileté est verrouillé sur le corps du F-P.

Nous rappelons ci-dessous l'expression de la fonction de transfert en transmission d'une cavité FP. On note $r = \sqrt{R}$ le coefficient de réflexion en amplitude des miroirs et L la distance entre miroir. Suite à une illumination d'une onde incidente monochromatique de pulsation ω et d'intensité I_0 , l'intensité transmise est donnée par :

$$\frac{I_T}{I_0} = \frac{1}{1 + \frac{4r^2}{(1-r^2)^2} \sin^2(\omega L/c)} \quad (5.5)$$

Le déphasage sur un trajet aller $\Phi = \omega L/c$ peut également s'exprimer comme $\Phi = 2\pi\nu L/c$. Il en résulte qu'une onde de fréquence ν ne peut résonner et être transmise que si $\nu = mc/2L = mISL$ où m est un entier. Les modes propres de la cavité F-P sont constitués d'un peigne de fréquences espacées de l'ISL (figure 5.4). Un de ces modes de résonance propres nous servira de référence de fréquence ν_0 . La largeur à mi-hauteur d'une frange d'Airy est donnée par :

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}} \quad (5.6)$$

5.2. ASSERVISSEMENT PAR MODULATION-DÉMODULATION SYNCHRONE

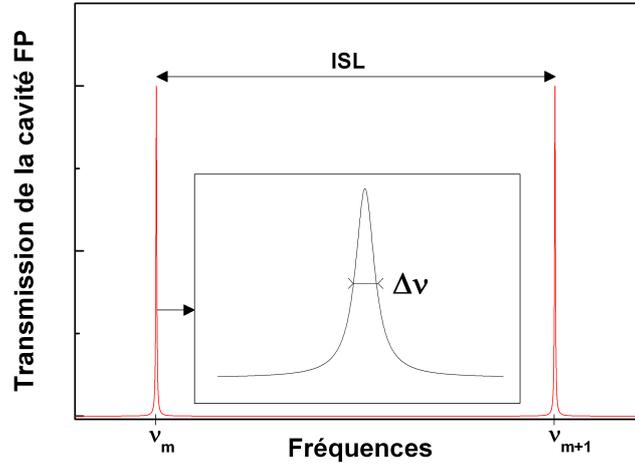


FIGURE 5.4 – Transmission de la cavité Fabry-Pérot. La finesse expérimentale est $F = 200$, et l' $ISL = 1.5$ GHz, donnant une largeur de frange à mi-hauteur de $\Delta\nu = 7.5$ MHz.

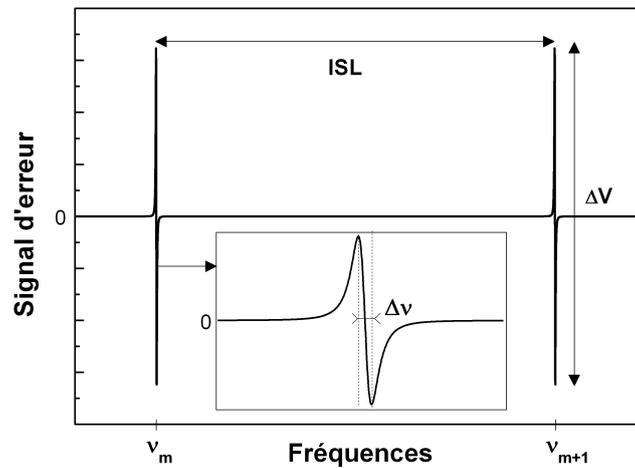


FIGURE 5.5 – Signal d'erreur issu de la démodulation par l'amplificateur à détection synchrone (DS). La pente du signal dispersif autour du zéro est $p = \Delta V / \Delta\nu$, où ΔV est l'amplitude crête-crête du signal d'erreur en Volt. Expérimentalement, nous avons une pente $p = 2.92 \cdot 10^{-5}$ V/Hz ($1/p = 3.42$ MHz/V).

et la finesse est définie par :

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (5.7)$$

5.2. ASSERVISSEMENT PAR MODULATION-DÉMODULATION SYNCHRONE

Notons que pour un résonateur confocal, l'onde résonnante fait deux aller-retour entre les miroirs avant de reboucler sur elle-même, de sorte que l'expression de l'ISL devient $ISL = c/(4L)$, avec $L = ROC$. De même l'expression de la finesse devient $F = \pi R/(1 - R^2)$.

En faisant un développement limité de (5.5) au voisinage de la fréquence propre ν_0 d'un des modes propres de cavité, la fonction de transfert (5.5) du F-P peut en fait se mettre sous la forme simplifiée d'une Lorentzienne :

$$T = \frac{I_T}{I_0} = \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Gamma}\right)^2} \quad (5.8)$$

où $\Gamma = \Delta\nu/2$ est la demi-largeur à mi-hauteur de la frange d'Airy. La fonction de forme du discriminateur de fréquence $f(\omega)$ précédemment définie pour expliquer le principe de la détection synchrone est simplement donnée par (5.8) avec $\omega \equiv (\nu - \nu_0)/\Gamma$. Le signal d'erreur dispersif démodulé en sortie de la DS, représenté par le terme constant dans Eq.(5.4), est alors proportionnel à la dérivée de la Lorentzienne. La figure 5.5 représente le signal d'erreur lorsque la longueur de la référence F-P est balayée. Pour détecter la frange de transmission, nous avons utilisé une photodiode InGaAs munie d'un amplificateur transimpédance.

5.2.2.2 Génération expérimentale du signal d'erreur

Nous allons maintenant aborder dans la pratique l'élaboration du signal d'erreur expérimental ayant conduit au dispositif final du SRO asservi en fréquence, représenté sur la figure 5.6. Nous avons choisi une fréquence de modulation $\Omega/2\pi = 55$ kHz (générée de façon interne par la DS) pour moduler la longueur de la cavité de référence F-P et ainsi profiter de la présence d'une faible résonance piézo-électrique de la cale PZT du F-P. Cette faible résonance nous a permis d'avoir un indice de modulation A suffisamment grand pour moduler la frange d'Airy sur environ 1/20 de sa largeur à mi-hauteur et de sortir ainsi du bruit un signal d'erreur dispersif de l'ordre de ~ 200 mV crête-crête. Le réglage de la phase Φ de la DS se fait directement en observant le signal d'erreur en mode de balayage du F-P sur un oscilloscope, tout en ajustant la phase de démodulation de façon à obtenir un signal dispersif parfaitement symétrique, avec un passage par zéro centré sur le sommet du pic de transmission. Une faible tension de biais doit éventuellement être rajoutée à la ligne de base pour annuler l'offset électronique dû à la démodulation, de façon à obtenir un point de verrouillage exactement au sommet de la frange. Le signal d'erreur est d'autant plus propre (moins bruité) que la constante de temps d'intégration du filtre passe-bas de la DS, définissant la bande passante d'asservissement BW , est longue (pour $\tau = 300 \mu s$, soit $BW \sim 3$ kHz, obtenu avec un filtrage de pente -60 dB/octave, tous les termes résiduels oscillant à 55 kHz disparaissent). Cependant, par la suite, nous nous sommes aperçus qu'un tel signal dispersif "propre" faisait osciller la boucle d'asservissement au-delà d'un gain très modique du fait du dé-

5.2. ASSERVISSEMENT PAR MODULATION-DÉMODULATION SYNCHRONES

lai temporel occasionné par les filtres passe-bas d'ordre élevé conduisant à la pente de -60 dB/decade, limitant drastiquement la bande passante de l'asservissement à ~ 50 Hz (verrouillage "mou"). En fait un filtrage passe-bas de la DS d'ordre 1 (un simple circuit RC) s'est avéré adéquat pour augmenter la marge de phase de la boucle, même si le résidu à 55 kHz n'est pas totalement filtré sur le signal d'erreur. Ce résidu haute-fréquence n'est en rien gênant pour la stabilité du verrouillage, car la bande passante de l'ampli haute-tension (HT) pilotant la PZT du SRO, de bande passante 10 kHz, ne répond pas à cette fréquence. La constante de temps optimale de la DS a été fixée dès lors à $\tau = 30 \mu\text{s}$, correspondant à un filtrage passe-bas de la DS de pente -6 dB/octave.

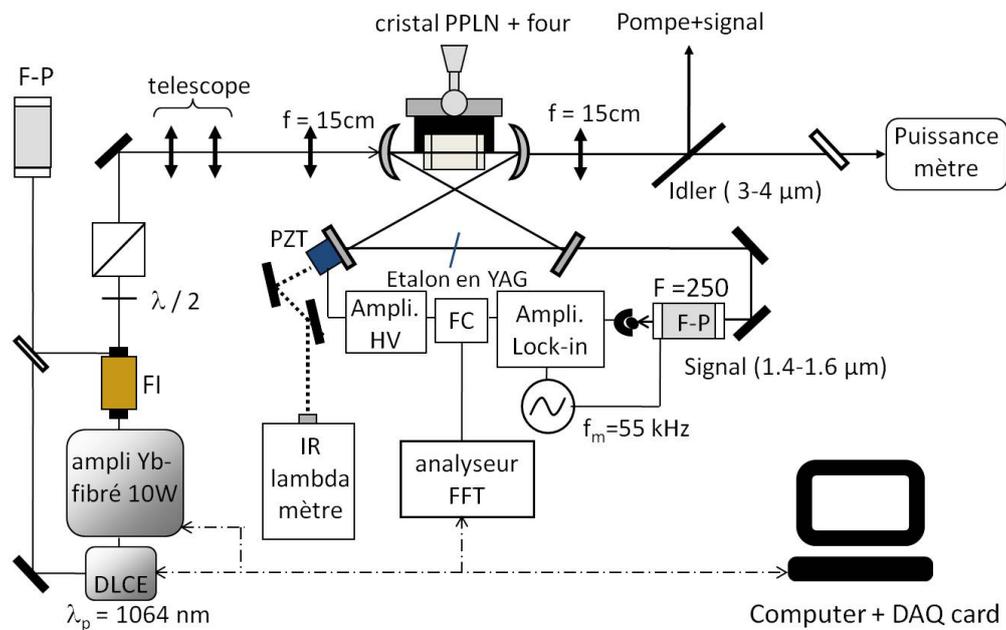


FIGURE 5.6 – Dispositif expérimental du SRO stabilisé en fréquence. Le F-P confocal de référence est modulé à 55 kHz, et le signal transmis détecté par une photodiode InGaAs est démodulé par un amplificateur à détection synchrone (DS ou *Lock-in*). Le signal d'erreur dispersif en sortie de la DS est alors traité par un filtre correcteur comprenant deux intégrateurs purs en cascade, puis envoyé à l'entrée modulation de l'ampli haute-tension (HT ou HV) pilotant la céramique PZT contrôlant la longueur optique du résonateur SRO. Une partie du signal d'erreur en boucle fermée est analysée spectralement par un analyseur FFT afin de visualiser le spectre des fluctuations résiduelles de la cavité SRO. FC : filtre correcteur.

5.2.2.3 La Photodiode InGaAs de détection du signal transmis par le F-P

L'intensité transmise en sortie du Fabry-Perot est détectée par une photodiode en InGaAs d'un millimètre de diamètre (InGaAs PIN Photodiode G8371-01 HAMAMATSU). Elle permet de détecter des longueurs d'onde comprises entre 0.9 et 1.9 μm . Elle a une sensibilité $S = 1 \text{ A/W}$, une capacité $C_J = 80 \text{ pF}$ et une fréquence de coupure de 40 MHz. Cette photodiode est suivie d'un montage transimpédance comme le montre la figure 5.7. La tension de sortie vaut :

$$V_s = R.i = R.S.P \quad (5.9)$$

où R est la valeur de la résistance du montage transimpédance et P la puissance incidente du faisceau. Pour détecter des puissances inférieures au mW sans atteindre la saturation (15 V), une résistance $R = 10 \text{ k}\Omega$ est suffisante. La bande passante du système étant déterminé par $1/(2\pi RC)$, pour que celle-ci soit la plus grande possible, il faut que la capacité C du montage transimpédance (qui prévient l'AOP d'osciller) soit la plus petite possible. Cependant pour une meilleure stabilité, il est recommandé de choisir une capacité , telle que :

$$\sqrt{\frac{GBP}{2\pi R(C + C_J + C_A)}} > \frac{1}{2\pi RC} \quad (5.10)$$

où GBP et C_A sont le produit gain-bande passante et la capacité d'entrée de l'amplificateur opérationnel. Comme nous utilisons un amplificateur opérationnel OP27G pour lequel $GBP = 8 \text{ MHz}$ et $C_A = 8 \text{ pF}$, C doit valoir au minimum 13 pF. Nous avons mis une capacité de 20 pF correspondant à une bande passante d'environ 1 MHz (suffisante pour détecter la modulation à 55 kHz).

5.3 Filtres correcteurs et stabilité de la boucle de rétroaction électronique

Le premier filtre correcteur que nous avons utilisé est un montage intégrateur pur (I), plutôt qu'un filtre de type proportionnel-intégral (P-I) comprenant un étage de gain proportionnel en parallèle avec l'intégrateur. En effet, un gain proportionnel, qui permet en principe d'accrocher la boucle par un verrouillage préliminaire "mou" sur le pic de référence avant d'enclencher le gain intégral pour annuler l'erreur dynamique $\epsilon(t) = \nu_s(t) - \nu_0$, s'est avéré inefficace pour accrocher la boucle à cause de l'excitation de la première résonance piézo-électrique de la cale PZT se trouvant à $f_r \simeq 3.3 \text{ kHz}$. Nous l'avons vérifié simplement en injectant directement le signal d'erreur (avec un signe adéquat (+ ou -) choisi en tournant de 180° la phase Φ de la démodulation synchrone) issu de la DS dans l'entrée "modulation" de l'amplificateur HV pilotant

5.3. FILTRES CORRECTEURS ET STABILITÉ DE LA BOUCLE DE RÉTROACTION ÉLECTRONIQUE

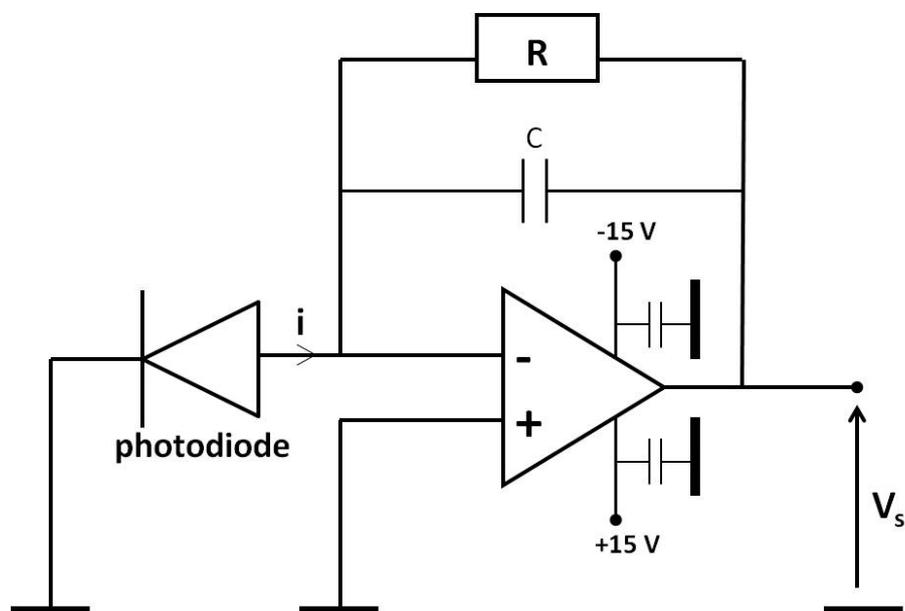


FIGURE 5.7 – Montage transimpédance de la photodiode InGaAs.

la céramique PZT du SRO. Lorsque le bon signe est choisi (rétroaction négative) la boucle oscille à 3.3 kHz dès qu'on augmente le gain de l'entrée "modulation" de l'ampli HV. Ceci indique clairement que la bande passante du filtre correcteur doit être bornée à une valeur inférieure à f_r . Nous avons donc dans un premier temps

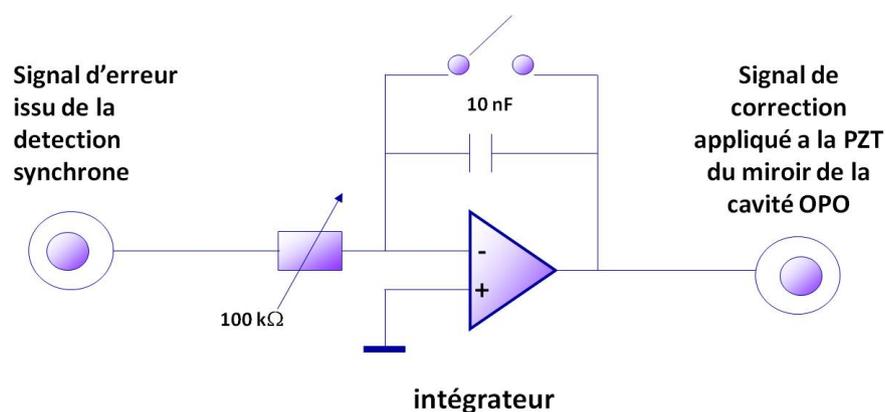


FIGURE 5.8 – Schéma électronique de l'intégrateur.

câblé un simple montage électronique d'intégrateur pur (Figure 5.8), possédant un gain de pente -20 dB/decade, de bande passante à -3 dB de $BW = 1$ kHz et dont la fonction de transfert en représentation de Bode est donnée figure (5.9(a)). La boucle de rétroaction est alors plus robuste et maintient la longueur optique du résonateur SRO en résonance avec le pic de transmission du F-P. Cependant quand

5.3. FILTRES CORRECTEURS ET STABILITÉ DE LA BOUCLE DE RÉTROACTION ÉLECTRONIQUE

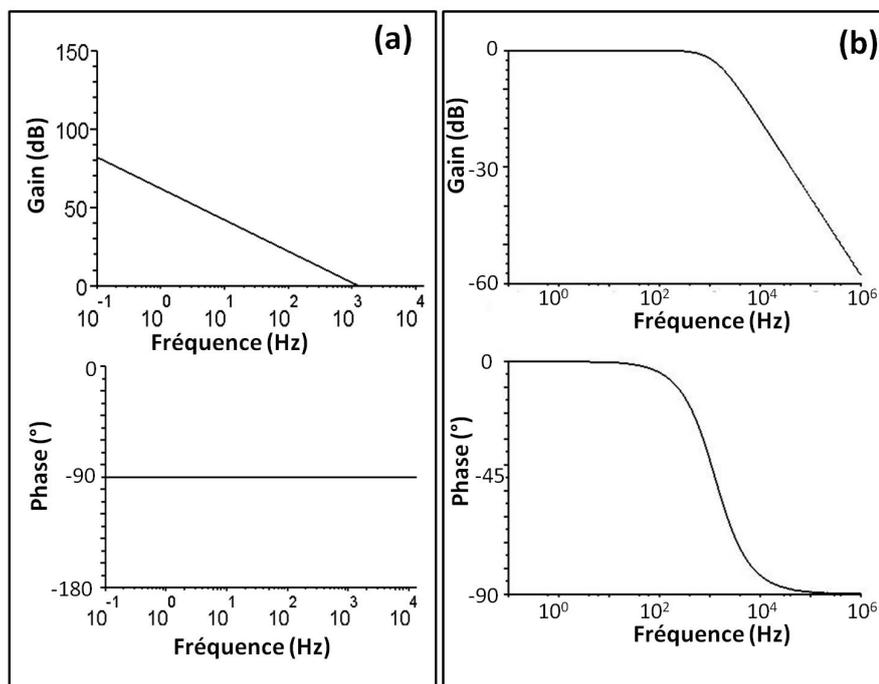


FIGURE 5.9 – Diagrammes de Bode en phase et en amplitude en boucle ouverte (a) et en boucle fermée (b) de l'intégrateur.

on augmente le gain de l'intégrateur en variant le potentiomètre résistif (Fig. 5.8), la boucle se met à osciller de nouveau à $f_r = 3.3$ kHz. Avec le gain maximum juste avant l'oscillation, le verrouillage ne tient pas longtemps car le gain de l'intégrateur à fréquence nulle est limité. Il est également à noter que lors des tentatives successives de verrouillage sur un mode de cavité F-P, le gain de l'intégrateur doit être réajusté en fonction du mode signal verrouillé. En effet, les fluctuations d'intensité des modes signal entraînent une fluctuation d'amplitude de la frange d'Airy en sortie de cavité F-P modifiant la pente p du discriminateur de fréquence. Avec un étage d'intégration pur, l'asservissement ne tient qu'une minute en moyenne avant qu'un saut de mode n'intervienne. Il est donc nécessaire d'augmenter le gain basse-fréquence (BF) du filtre correcteur tout en évitant d'exciter la résonance très basse-fréquence de la PZT.

Pour ce faire, nous avons conçu et réalisé le filtre correcteur de la figure 5.10. Le signal de sortie du premier intégrateur est réintégré de nouveau après avoir subi une inversion de signe pour des raisons de marge de phase (sans l'inverseur, on aboutit à une rétroaction positive du deuxième intégrateur lorsque celui-ci est sommé avec le premier). Cette inversion permet en fait de restaurer le signe original du signal d'erreur. Les sorties des deux intégrateurs sont sommées pour donner un signal de correction dont la fonction de transfert présente un gain de -40dB/decade vers les basses fréquences de la bande passante, limitée par la résonance PZT. Si l'on

5.3. FILTRES CORRECTEURS ET STABILITÉ DE LA BOUCLE DE RÉTROACTION ÉLECTRONIQUE

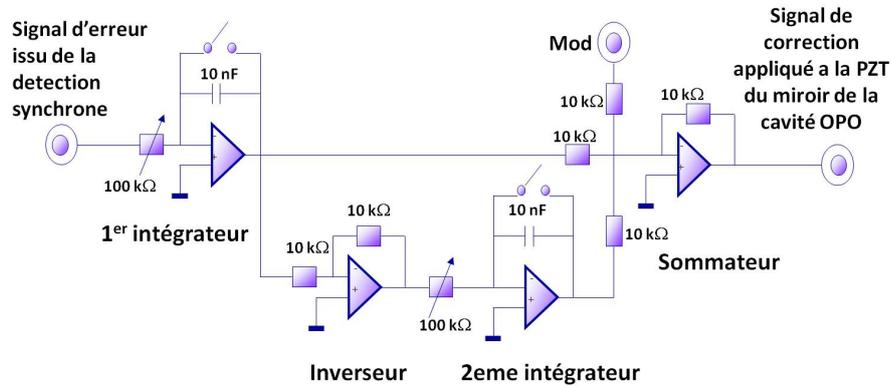


FIGURE 5.10 – Schéma électronique du filtre correcteur avec deux intégrateurs en cascade.

considère que la fonction de transfert H_2 de la cale PZT (Figure 5.1) est unitaire, la fonction de transfert en boucle ouverte de ce filtre est :

$$H_{BO}(j\omega) = \frac{1}{j\frac{\omega}{\omega_1}} \left(1 + \frac{1}{j\frac{\omega}{\omega_2}} \right) \quad (5.11)$$

avec $\omega_1 = \frac{1}{R_1 C}$ et $\omega_2 = \frac{1}{R_2 C}$, où R_1 et R_2 sont les valeurs des résistances du premier et du deuxième intégrateur, ajustables grâce aux deux potentiomètres sur la figure 5.10. Les diagrammes de Bode en phase et en amplitude, en boucle ouverte, sont donnés sur la figure (5.11). Comme on a pu le voir précédemment, d'après le critère de Nyquist, le système est stable car la phase est supérieure à -180° au gain unité. La fonction de transfert en boucle fermée s'écrit :

$$H_{BF}(j\omega) = \frac{H_{BO}(j\omega)}{1 + H_{BO}(j\omega)} \quad (5.12)$$

Les diagrammes de Bode en amplitude et en phase, en boucle fermée, sont également représentés sur la figure (5.11).

Comme on peut le voir sur la figure (5.11.a), à basses fréquences ($f < 100$ Hz), on a une pente de -40 dB/decade, pour les plus hautes fréquences (jusqu'à 1 kHz), la pente est de -20 dB/decade. Les deux intégrateurs en cascade permettent d'avoir un gain basse-fréquence plus élevé qu'avec un simple intégrateur sans exciter la première résonance de la PZT qui se situe vers 3 kHz. Le signal correcteur issu de ce filtre est envoyé sur la PZT du miroir de la cavité OPO via un amplificateur haute tension et le signal d'erreur est envoyé dans un analyseur de spectre (*FFT analyser* HP-3561A) afin d'optimiser les gains des deux intégrateurs. Dans la pratique, une fois la résonance accrochée en variant la tension de biais de l'amplificateur HV du Fabry-Perot, on enclenche d'abord le premier intégrateur et on ajuste le gain du premier étage jusqu'à ce que la boucle commence à osciller. On diminue alors légèrement le

5.3. FILTRES CORRECTEURS ET STABILITÉ DE LA BOUCLE DE RÉTROACTION ÉLECTRONIQUE

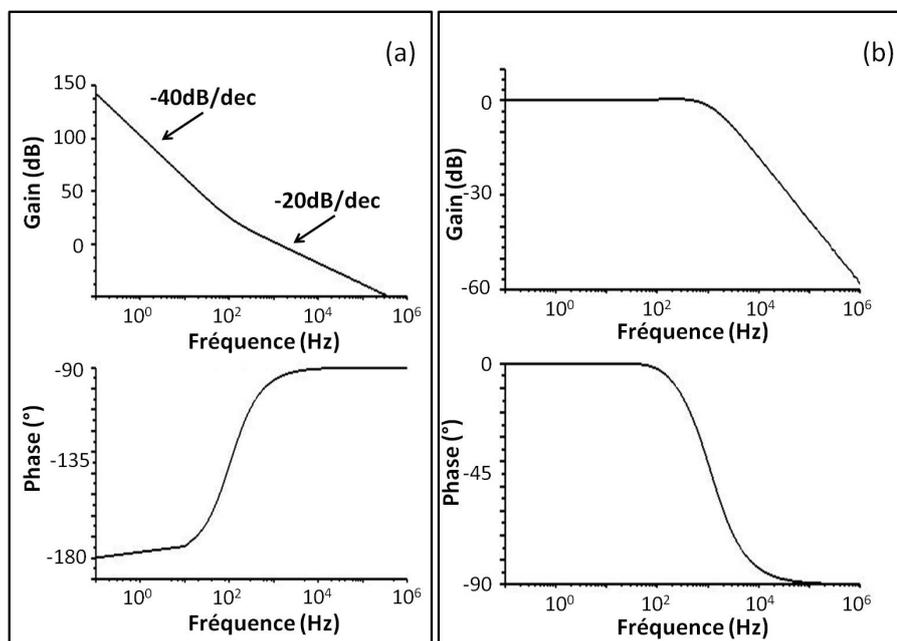


FIGURE 5.11 – Diagrammes de Bode en phase et en amplitude en boucle ouverte (a) et en boucle fermée (b) du filtre correcteur, pour $R_1 = 2 \text{ k}\Omega$ et $R_2 = 24 \text{ k}\Omega$.

gain de façon à être en deçà du seuil d'oscillation, puis on enclenche le deuxième étage d'intégration et on règle son gain de la même façon en optimisant le spectre du signal d'erreur sur l'analyseur FFT. Le gain maximum dans le cas de ce filtre correcteur est limité non pas par la résonance PZT mais par une oscillation intrinsèque de la boucle vers 800 Hz, probablement due à un déficit de marge de phase de celle-ci car nous n'avons pas tenu compte des délais temporels dans la boucle. Nous avons pu effectivement éliminer cette oscillation à 800 Hz en insérant dans la boucle un circuit d'avance de phase, représenté sur la figure 5.12 avec sa fonction de transfert en boucle ouverte, figure 5.13. Avec ce filtre correcteur, le verrouillage de la fréquence

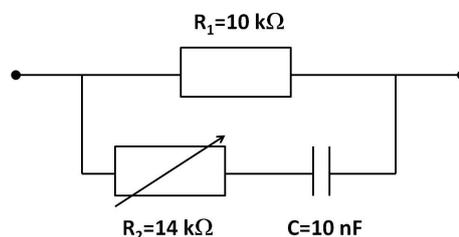


FIGURE 5.12 – Schéma du circuit déphaseur.

signal sur le pic de transmission du F-P de référence est sensiblement amélioré par rapport au filtre précédent (un seul intégrateur). On constate que quand le SRO est verrouillé en fréquence, son fonctionnement monomode (observé sur la trace du

5.4. ANALYSE DES PERFORMANCES DE LA STABILISATION EN FRÉQUENCE

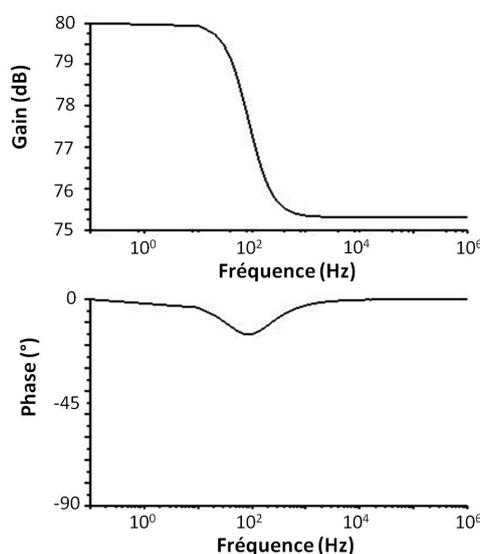


FIGURE 5.13 – Diagrammes de Bode en phase et en amplitude en boucle ouverte du filtre déphaseur.

signal transmis par le F-P) peut durer jusqu'à 15 mn. Lors du re-verrouillage suite à une rupture de la boucle, il arrive cependant que le SRO se verrouille sur un mode signal différent du précédent. Il faut alors ouvrir la boucle et recommencer le verrouillage jusqu'à capturer le mode voulu, en s'aidant de la lecture de la longueur d'onde au lambdamètre.

5.4 Analyse des performances de la stabilisation en fréquence

Le but de cette partie est de mesurer les performances de l'asservissement en fréquence que nous avons réalisé. Dans notre expérience, la quantité physique à laquelle nous avons accès pour caractériser notre asservissement est le signal d'erreur $\epsilon(t) = \nu_s(t) - \nu_0(t)$ en boucle fermée, c'est donc à partir d'une analyse du bruit en tension sur le signal d'erreur que nous déterminerons les performances de notre asservissement.

5.4.1 Bruit sur le signal d'erreur et densité spectrale de puissance

La densité spectrale de puissance de bruit de tension $S_\epsilon(f)$ du signal d'erreur est définie par le théorème de Wiener-Kintchine comme la transformée de Fourier de la

5.4. ANALYSE DES PERFORMANCES DE LA STABILISATION EN FRÉQUENCE

fonction d'autocorrélation $C_\epsilon(\tau)$ du signal d'erreur $\epsilon(t)$.

$$S_\epsilon(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} C_\epsilon(\tau) e^{-2i\pi f\tau} d\tau = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} |TF_{2T}[\epsilon(t)]|^2 \quad (5.13)$$

où TF_{2T} désigne la transformée de Fourier prise sur un temps $2T$, f la fréquence de Fourier et $C(\tau)$ est la fonction d'autocorrélation du signal d'erreur $\epsilon(t)$ donnée par :

$$C_\epsilon(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} \epsilon^*(t) \epsilon(t + \tau) dt \quad (5.14)$$

où $\epsilon(t)$ est réel.

Nous avons choisi d'effectuer une analyse spectrale du signal d'erreur à partir d'un analyseur de spectre basse fréquence (HP3651A). L'analyseur de spectre nous donne immédiatement la densité spectrale de puissance de bruit de tension $S_\epsilon(f)$ en V^2/Hz du signal d'erreur.

5.4.2 Densité spectrale de puissance de bruit de fréquence $S_\nu(f)$ et variance des fluctuations

Dans cette partie, nous faisons l'hypothèse que le bruit sur le signal d'erreur est dominé par le bruit de fréquence. Dans ces conditions, il est possible de relier la densité spectrale de puissance de bruit de tension $S_\epsilon(f)$ mesurée par l'analyseur de spectre, à la densité spectrale de puissance de bruit de fréquence $S_\nu(f)$ de l'onde signal asservie sur la cavité FP. La densité spectrale de puissance de bruit de fréquence s'écrit :

$$S_\nu(f) = \frac{1}{p^2} S_\epsilon(f) \quad (5.15)$$

où p est la pente du discriminateur de fréquence mesurée expérimentalement (en Hz/Volts) (voir section 5.2.2.1).

Il est alors possible de relier la densité spectrale de puissance de bruit de tension $S_\epsilon(f)$ à la variance des fluctuations de fréquence σ_ν^2 :

$$\sigma_\nu^2 = \int_{1/T}^{BW} S_\nu(f) df \quad (5.16)$$

où T est le temps d'intégration de l'analyseur de spectre et où BW est la bande passante d'intégration.

L'écart-type des fluctuations de fréquence est donné par :

$$\sigma_\nu = \sqrt{\int_{1/T}^{BW} S_\nu(f) df} \quad (\text{en Hz}) \quad (5.17)$$

5.4.3 Résultats expérimentaux

La figure 5.14 représente la densité spectrale de puissance de bruit résiduel des fluctuations de fréquence de l'onde signal dans plusieurs conditions expérimentales. La courbe (a) représente le spectre des fluctuations libres du SRO, obtenu en biaisant manuellement la tension de l'amplificateur HV du F-P au voisinage du pic de résonance (sans asservissement). Le spectre (b) est le résultat de l'asservissement par un filtre correcteur composé d'un seul intégrateur (section 5.3), montrant une réduction du bruit basse fréquence de plus de deux ordres de grandeur par rapport à la courbe (a). Rappelons que le gain de cette boucle à un intégrateur était limité par la résonance de la cale PZT. Le spectre (c) est obtenu avec le filtre correcteur à 2 intégrateurs (figure 5.10) suivi du circuit d'avance de phase pour redonner une marge de phase à la boucle de rétroaction. Nous constatons un gain de près d'un ordre de grandeur de réduction du bruit de fréquence par rapport à l'utilisation d'un simple intégrateur dans la bande passante $BW \simeq 200$ Hz de l'asservissement. Malgré cette bande passante limitée, la plupart des perturbations acoustiques am-

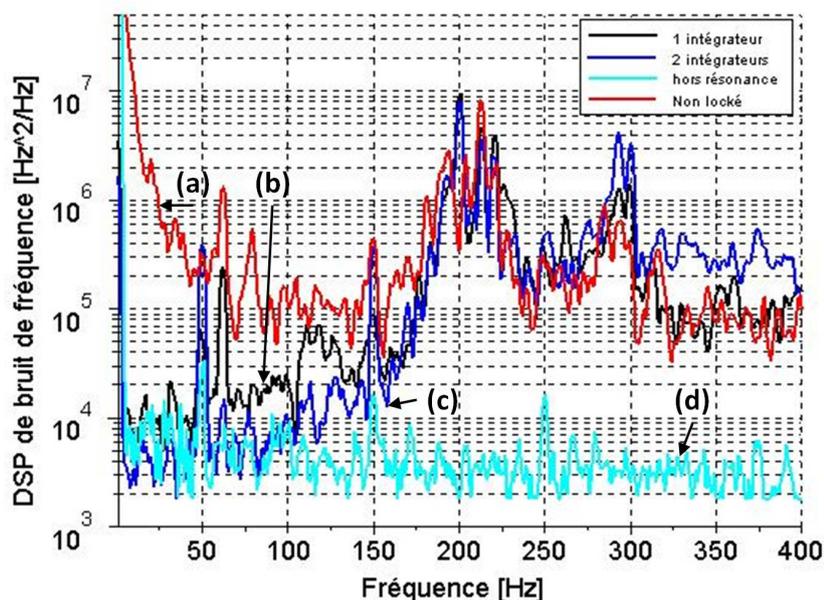


FIGURE 5.14 – Densité spectrale de puissance de bruit de fréquence de l'onde signal : quand le SRO est en fonctionnement libre (a), quand le SRO est stabilisé en fréquence sur la cavité Fabry-Perot avec un (b) et deux intégrateurs (c) et la ligne de base correspondant au bruit électronique (d).

biantes peuvent être efficacement réduites tout en évitant d'exciter la résonance de la PZT. En faisant l'hypothèse d'un bruit blanc de fréquence sur la bande passante de l'asservissement, l'écart type des fluctuations de fréquence $\delta\nu_s$ de l'onde signal

relativement à la cavité Fabry-Perot peut être estimé d'après la formule suivante [81] :

$$\delta\nu_s = \sqrt{\pi \int_{1/T}^{BW} S_\nu(f) df} \approx 4 \text{ kHz} \quad (5.18)$$

où $S_\nu(f)$ est la densité spectrale de puissance de bruit de fréquence de l'onde signal asservie sur le Fabry-Perot et T est la durée de l'acquisition. Cette valeur ne doit pas être interprétée comme la largeur de raie absolue résiduelle de l'onde signal, car le FP de référence est également soumis à ses propres instabilités de fréquence et ses dérivés. Toutefois, la largeur de raie résiduelle de l'onde signal stabilisée devrait être beaucoup plus étroite que sa largeur de raie en fonctionnement libre (quelques MHz sur 1 s).

5.5 Balayage en fréquence continu de l'onde idler sur 500 GHz

La figure 5.15 montre le balayage sans saut de mode de l'onde idler lorsque la cavité SRO est asservie. Une excursion de $\Delta\nu_i=500$ GHz (soit $\Delta\sigma_i=17 \text{ cm}^{-1}$ à $3.3 \mu\text{m}$) est obtenue, ceci grâce à la réduction des bruits acoustiques combinée au quasi-accord de phase non critique (section 3.2.2). Ceci est la plus grande plage de balayage sans saut de mode jamais obtenue avec un oscillateur paramétrique optique [78]. L'excursion de l'onde pompe de 1.9 nm est totalement transférée vers l'onde idler.

5.5. BALAYAGE EN FRÉQUENCE CONTINU DE L'ONDE IDLER SUR 500 GHz

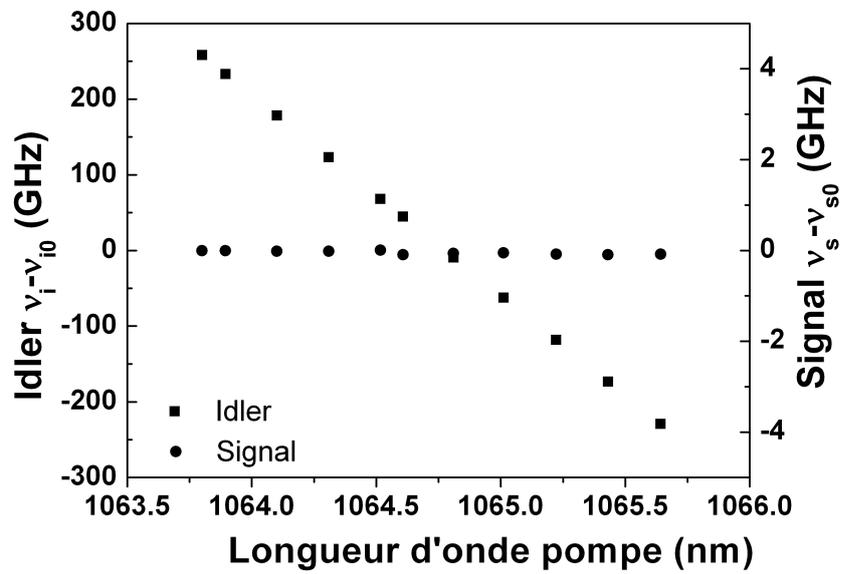


FIGURE 5.15 – Balayage continu sans saut de mode de l'onde idler sur $\Delta\nu_i = 500$ GHz.

5.5. BALAYAGE EN FRÉQUENCE CONTINU DE L'ONDE IDLER SUR 500 GHZ

Conclusions et perspectives

CONCLUSION

Nous avons développé un oscillateur paramétrique optique simplement résonant (SRO) utilisant un cristal de ppMgCLN simplement résonant entre 1450 et 1650 nm, pompé à 1064 nm par une diode laser en cavité étendue amplifiée par un amplificateur Yb-fibré. Ce SRO est capable de générer des longueurs d'onde idler comprises entre 3 et 4 μm et de délivrer jusqu'à 1.8 W de puissance mono-fréquence vers 3 μm . L'onde signal du SRO, a été ensuite activement asservie en fréquence sur un résonateur Fabry-Perot de haute finesse afin d'éliminer les sauts de mode lors du balayage de la fréquence pompe. Une accordabilité continue de l'onde idler (3.3 μm) sur une plage exceptionnelle de 500 GHz a été obtenue par balayage de la source de pompe. Cette accordabilité continue pourrait être étendue en élargissant la bande passante de l'asservissement ou en stabilisant le Fabry-Perot de référence sur une transition moléculaire par exemple. Cependant, même avec la bande passante actuelle de l'asservissement, il devrait être possible d'étendre le balayage sur plus d'un THz en augmentant la vitesse de balayage de la pompe. Les résultats présentés dans cette thèse ont été obtenus avec la plus faible vitesse de balayage (0.01 nm/s) afin de pouvoir acquérir les données. En utilisant une vitesse de balayage plus grande, la probabilité qu'un saut de mode se produise sera plus faible. Le SRO stabilisé en fréquence et accordable sans saut de mode sur plusieurs centaines de GHz devrait être une source laser performante pour des applications spectroscopiques dans l'IR moyen.

Nous avons également mis en évidence un comportement bi-stable en puissance du SRO lorsque celui-ci émet une onde idler au voisinage de 3.3 μm . La puissance idler émise est alors caractérisée par deux niveaux : une branche "basse", de puissance typiquement inférieure à 100 mW, et une branche "haute", de puissance 400-500 mW et ce pour la même puissance pompe à l'entrée du SRO. Le passage d'une branche à l'autre peut se faire par une interruption momentanée du faisceau pompe. Ce comportement a été attribué à un phénomène de bistabilité thermique induit par l'absorption de l'onde idler par le cristal de niobate de lithium au voisinage de 3 microns. Une telle bistabilité thermique a été observée par d'autres auteurs récemment, mais avec des SROs résonant directement sur l'onde idler où ces effets thermiques sont exacerbés.

Finalement, sur un plan conceptuel nous avons aussi, dans le cadre de cette thèse, revisité la théorie ondes planes de l'oscillateur paramétrique optique résonnant sur l'onde signal en utilisant un formalisme perturbatif basé sur le développement en série de Mac Laurin des amplitudes des champs électriques des trois ondes en interaction. Par rapport au traitement champ moyen du SRO initialement proposé par Kreuzer, basé sur la résolution numérique d'une solution transcendante, cette méthode perturbative nous a permis d'obtenir des relations d'entrée-sortie du SRO sous une forme analytique explicite montrant une variation de la puissance de sortie des ondes signal et idler en racine cubique de la puissance d'entrée, contrairement à la dépendance en racine carrée des autres configurations de résonance OPO. De plus, le traitement perturbatif tenant compte de la déplétion de la pompe permet d'accéder

CONCLUSION

à la distribution longitudinale des intensités stationnaires à l'intérieur du cristal non linéaire. Le traitement analytique perturbatif nous a également permis de mettre en évidence le rôle important des cascades de processus non linéaires d'ordre 2 dans la configuration SRO où l'onde signal intra-cavité atteint des intensités de plusieurs ordres de grandeur plus élevées que dans les autres configurations de résonance. Ces cascades de processus non linéaires $\chi^{(2)}$, équivalentes à des non linéarités d'ordres supérieurs (cubiques, quartiques, etc...) peuvent notamment induire un comportement multi-stable en puissance du SRO lorsque celui-ci est pompé au delà de 22 fois son seuil d'oscillation.

Bibliographie

- [1] S.E. Harris. Tunable optical parametric oscillators. *Proc. IEEE*, 57 :2096, 1969.
- [2] P. Maddaloni, G. Gagliardi, P. Malara, and P. De Natale. A 3.5-mw continuous-wave difference-frequency source around 3 μm for sub-doppler molecular spectroscopy. *Appl. Phys. B*, 80 :141–145, 2005.
- [3] M. F. Witinski, J. B. Paul, and J. G. Anderson. Pump-enhanced difference-frequency generation at 3.3 μm . *Applied Optics*, 48 :2600–2606, 2009.
- [4] I. Galli, S. Bartalini, S. Borri, P. Cancio, G. Giusfredi, D. Mazzotti, and P. De Natale. Ti :sapphire laser intracavity difference-frequency generation of 30mw cw radiation around 4,5 μm . *Opt. Lett.*, 35 :3616–3619, 2010.
- [5] G. Wysocki, R.F. Curl, F.K. Tittel, R. Maulini, J.M. Bulliard, and J. Faist. Widely tunable mode-hop free external cavity quantum cascade laser for high resolution spectroscopic applications. *Appl. Phys. B*, 81 :769–777, 2005.
- [6] S.T. Lin, Y.Y Lin, Y.C.Huang, A.C. Chiang, and J.T. Shy. Observation of thermally-induced optical guiding and bistability in a mid-IR continuous-wave, singly resonant optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, 33 :2338, 2008.
- [7] T. Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, 187 :493, 1960.
- [8] P. Franken, A. E. Hill, C. Peters, and G. Weinreich. Generation of optical harmonics. *Phys. Rev. Lett.*, 7 :118, 1961.
- [9] Amnon Yariv. *Quantum Electronics*. John Wiley and sons.
- [10] R.L. Sutherland, Daniel Garth McLean, and Sean Kirkpatrick. *Handbook of Nonlinear Optics*. Marcel Dekker, 2003.
- [11] J.A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P.S. Pershan. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric. *Phys. Rev.*, 127 :1918, 1962.
- [12] L.E. Myers, R.C. Eckardt, M.M. Fejer, R.L. Byer, W.R. Bosenberg, and J.W. Pierce. Quasi phase matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO₃. *J. Opt. Soc. Am. B*, 12 :2102–2116, 1995.
- [13] V.G. Dmitriev and D.N. Nikogosyanb. Effective nonlinearity coefficients for three-wave interactions in biaxial crystal of mm2 point group symmetry. *Optics Communications*, 95 :173–182, 1993.

- [14] L.B. Kreuzer. Single and multi-mode oscillation of the singly resonant optical parametric oscillator. *Proceedings of the Joint Conference on Lasers and Optoelectronics (Proc. IRE)*, page 52, 1968.
- [15] R.C. Eckardt, C.D. Nabors, W.J. Kozlovsky, and R.L. Byer. Optical parametric oscillator frequency tuning and control. *J. Opt. Soc. Am. B*, 8 :646, 1991.
- [16] J.-J. Zondy, A. Douillet, A. Tallet, E. Ressayre, and M. Leberre. Theory of self-phase-locked optical parametric oscillators. *Phys. Rev. A*, 63 :023814, 2001.
- [17] J.M. Manley and H.E. Rowe. General energy relations in nonlinear reactances. *Proc IRE*, 47 :2115, 1959.
- [18] L.A. Lugiato. Theory of optical bistability. *Prog Opt.*, 21 :69–216, 1984.
- [19] N.B. Abraham, P. Mandel, and L.M. Narducci. Dynamical instabilities and pulsation in lasers. *Prog Opt.*, 25 :1–190, 1984.
- [20] W. Brunner and H. Paul. Theory of optical amplification and oscillation. *Prog Opt.*, 15 :1, 1977.
- [21] G.P. Dzhotyan and Yu.E. D’Yakov. *Sov. J. Quantum Electron.*, 7 :1337, 1977.
- [22] W. Brunner, R. Fischer, and H. Paul. *Ann. Physik*, 30 :299, 1973.
- [23] C. Fabre, P.F. Cohadon, and C. Schwob. Cw optical parametric oscillators : single mode operation and frequency tuning properties. *Quantum Semiclass. Opt.*, 9 :165, 1997.
- [24] P.P. Bey and C.L. Tang. Plane wave theory of parametric oscillator and coupled oscillator-upconverter. *IEEE J. Quantum Electron.*, 8 :361, 1972.
- [25] E. Rosencher and C. Fabre. Oscillation characteristics of continuous-wave optical parametric oscillators : beyond the mean-field approximation. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19 :1107, 2002.
- [26] J.-J. Zondy. Stability of the pump-enhanced self-phase-locked singly resonant parametric oscillator. *Phys. Rev. A*, 67 :035801, 2003.
- [27] J.-J. Zondy, D. Kolker, and F.N.C. Wong. Dynamical signatures of self-phase-locking in a triply resonant optical parametric oscillator. *Phys. Rev. Lett.*, 93 :043902, 2004.
- [28] A. Rihan, T. Zanon-Willette, E. Andrieux, M. Cadoret, and J.-J. Zondy. Perturbative theory for continuous-wave optical parametric oscillators. *soumis à Phys. Rev. A.*, juin 2011.
- [29] R. DeSalvo, D. J. Hagan, M. Sheik-Bahae, G. Stegeman, E. W. Van Stryland, and H. Vanherzeele. Self-focusing and self-defocusing by cascaded second-order effects in KTP. *Opt. Lett.*, 17 :28–30, 1992.
- [30] G.D. Boyd and D.A. Kleinman. Parametric interaction of focused gaussian light beams. *J. Appl. Phys.*, 39 :3597–3639, 1968.
- [31] S. Guha, F.-J. Wu, and J. Falk. The effects of focusing on parametric oscillation. *IEEE J. Quantum Electron.*, 8 :907, 1982.

BIBLIOGRAPHIE

- [32] J.-J. Zondy. Comparative theory of walkoff-limited type II versus type I second harmonic generation with gaussian beam. *Opt. Commun.*, 149 :181, 1998.
- [33] S. Schiller, K. Schneider, and J. Mlynek. Theory of an optical parametric oscillator with resonant pump and signal. *J. Opt. Soc. Am. B*, 16 :1512, 1999.
- [34] I. T. Sorokina, E. Sorokin, A. Di Lieto, M. Tonelli, R. H. Page, and K. I. Schaffers. Efficient broadly tunable continuous-wave Cr^{2+} :zns laser. *JOSA B*, 18 :926, 2001.
- [35] L. D. DeLoach, R. H. Page, G. D. Wilke, S. A. Payne, and W. F. Krupke. Transition metal-doped zinc chalcogenides : Spectroscopy and laser demonstration of a new class of gain media. *IEEE J. Quantum Electron.*, 32 :885, 1996.
- [36] G. J. Wagner, T. J. Carrig, R. H. Jarman, R. H. Page, K. I. Schaffers, J. Ndap, X. Ma, and A. Burger. High-efficiency, broadly tunable continuous-wave Cr^{2+} :zns laser. *Advanced Solid State Lasers*, 1999.
- [37] G. J. Wagner, B. G. Tiemann, W. J. Alford, and T. J. Carrig. Single-frequency Cr^{2+} :zns laser. *Advanced Solid-State Photonics (ASSP)- OSA Trends in Optics and Photonics*, page paper : 371, 2004.
- [38] A. Douillet and J.-J. Zondy. Low-threshold, self-frequency-stabilized AgGaS_2 continuous-wave subharmonic optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, 23 :1259–1261, 1998.
- [39] A. Kosterev, G. Wysocki, Y. Bakhirkin, S. So, R. Lewicki, M. Fraser, F. Tittel, and R.F. Curl. Application of quantum cascade lasers to trace gas analysis. *Appl. Phys. B*, 90 :165–176, 2008.
- [40] A. Hugi, R. Terazzi, Y. Bonetti, A. Wittmann, M. Fischer, M. Beck, J. Faist, and E. Gini. External cavity quantum cascade laser tunable from 7.6 to 11.4 μm . *APPLIED PHYSICS LETTERS*, 95 :061103, 2009.
- [41] A. Hugi, R. Maulini, and J. Faist. External cavity cascade quantum laser. *Semic. Sci. Technol.*, 25 :083001, 2010.
- [42] V. L. Kasyutich and P. A. Martin. Measurements of the linewidth of a continuous-wave distributed feedback quantum cascade laser. *Optics Communications*, 284 :5723–5729, 2011.
- [43] N.M. Kroll. Parametric amplification in spatially extended media and application to the design of tuneable oscillators at optical frequencies. *Phys. Rev.*, 127 :1207–1211, 1962.
- [44] J.A. Giordmaine and R.C. Miller. Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO_3 at optical frequencies. *Phys. Rev. Lett.*, 14 :973–976, 1965.
- [45] J.E. Geusic, H.J. Levinstein, S. Singh, R.G. Smith, and L.G. Van Uitert. Continuous 0.532- μm solid-state source using $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ (barium-sodium niobate) as nonlinear solid state source for secondary harmonic generation of green laser output from YAG/Nd laser IR radiation. *Applied Physics Letters*, 12 :306–308, 1968.

- [46] R.L. Byer, M.K. Oshman, J.F. Young, and S.E. Harris. Visible cw parametric oscillator. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 16 :603–604, 1969.
- [47] I. Breunig, D. Haertle, and K. Buse. Continuous-wave optical parametric oscillators : recent developments and prospects. *Appl. Phys. B*, 105 :99–111, 2011.
- [48] S.T. Yang, R.C. Eckardt, and R.L. Byer. Continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator pumped by a single-frequency resonantly doubled Nd : YAG laser. *Optics Letters*, 18 :971–973, 1993.
- [49] W.R. Bosenberg, A. Drobshoff, J.I. Alexander, L.E. Myers, and R.L. Byer. 93 pump depletion, 3.5-w continuous-wave, singly resonant optical parametric oscillator. *Optics Letters*, 21 :1336–1338, 1996.
- [50] K. Schneider, P. Kramper, S. Schiller, and J. Mlynek. Toward an optical synthesizer : a single-frequency parametric oscillator using periodically poled LiNbO₃. *Optics Letters*, 22 :1293–1295, 1997.
- [51] T. Edwards, G. Turnbull, M. Dunn, and M. Ebrahimzadeh. Continuous-wave, singly-resonant, optical parametric oscillator based on periodically poled KTiOPO₄. *Optics Express*, 6 :58–63, 2000.
- [52] T.J. Edwards, G.A. Turnbull, M.H. Dunn, M. Ebrahimzadeh, H. Karlsson, G. Arvidsson, and F. Laurell. Continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator based on periodically poled RbTiOAsO₄. *Opt. Lett*, 23 :837–839, 1998.
- [53] M.E. Klein, D.H. Lee, J.P. Meyn, B. Beier, K.J. Boller, and R. Wallenstein. Diode-pumped continuous-wave widely tunable optical parametric oscillator based on periodically poled lithium tantalate. *Optics letters*, 23 :831–833, 1998.
- [54] U. Baeder, J.P. Meyn, J. Bartschke, T. Weber, A. Borsutzky, R. Wallenstein, R.G. Batchko, M.M. Fejer, and R.L. Byer. Nanosecond periodically poled lithium niobate optical parametric generator pumped at 532 nm by a single-frequency passively Q-switched Nd :YAG laser. *Optics letters*, 24 :1608, 1999.
- [55] D.C. Gerstenberger, G.E. Tye, and R.W. Wallace. Efficient second-harmonic conversion of cw single-frequency Nd :YAG laser light by frequency locking to a monolithic ring frequency doubler. *Optics Letters*, 16 :992, 1991.
- [56] U. Strossner, J.Meyn, R.Wallenstein, P. Urenski, A. Arie, G. Rosenman, J. Mlynek, S. Schiller, and A. Peters. Singlefrequency continuous-wave optical parametric oscillator system with an ultrawide tuning range of 550 to 2830 nm. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19 :1419, 2002.
- [57] C.D. Nabors, R.C. Eckardt, W.J. Kozlovsky, and R.L. Byer. Efficient, single-axial-mode operation of a monolithic MgO :LiNbO₃ optical parametric oscillator. *Optics Letters*, 14 :1134–1136, 1989.
- [58] C. Weiss, G. Torosyan, J.-P. Meyn, R. Wallenstein, and R. Beigang. Tuning characteristics of narrowband thz radiation generated via optical rectification in periodically poled lithium niobate. *Opt. Express*, 8 :497, 2001.

BIBLIOGRAPHIE

- [59] H. Minamide, T. Ikari, and H. Ito. Frequency-agile terahertz-wave parametric oscillator in a ring-cavity configuration. *Rev. Sci. Instrum.*, 90 :123104, 2009.
- [60] R.C. Miller, W.A. Nordland, and P.M. Bridenbaugh. Dependence of second-harmonic-generation coefficients of LiNbO_3 on melt composition. *J. Appl. Phys.*, 42 :4145–4147, 1971.
- [61] D.A. Roberts. Simplified characterization of uniaxial and biaxial nonlinear optical crystals : a plea for standardization of nomenclature and conventions. *IEEE J. Quant. Electr.*, 28 :2057–2074, 1992.
- [62] D. Nikogosyan. *Nonlinear optical crystals : A complete survey*. Springer Science Business Media, ISBN 0-387-22022-4, 2005.
- [63] M. Lawrence. Lithium niobate integrated optics. *Rep. Prop. Phys.*, pages 363–429, 1993.
- [64] O. Paul, A. Quosig, T. Bauer, M. Nittmann, J. Bartschke, G. Anstett, and J.A. L’Huillier. Temperature-dependent sellmeier equation in the MIR for the extraordinary refractive index of 5 percent mgo doped congruent LiNbO_3 . *Appl. Phys. B*, 86 :111–115, 2007.
- [65] O. Gayer, Z. Sacks, E. Galun, and A. Arie. Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric LiNbO_3 . *Appl. Phys. B*, 91 :343–348, 2008.
- [66] R. Das, S.C. Kumar, G.K. Samantha, and M Ebrahim-Zadeh. Broadband, high-power, continuous-wave, mid-infrared source using extended phase-matching bandwidth in MgO :PPLN. *Opt. Lett.*, 34 :3836–3838, 2009.
- [67] J.-J. Zondy. The effect of focusing in type-I and type-II difference-frequency generations. *Opt. Commun.*, 149 :181–206, 1998.
- [68] H. Kogelnik and T. Li. Laser beams and resonators. *Applied Optics*, 5 :1550–1567, 1966.
- [69] M.M.J.W. Van Herpen. *Continuous-wave optical parametric oscillator for trace gas detection in life sciences*. PhD thesis, Katholieke Universiteit Nijmegen, 2004.
- [70] S.T. Lin, Y.Y. Lin, T.D. Wang, and Y.C. Huang. Thermal waveguide OPO. *Opt. Express*, 18 :1323–1329, 2010.
- [71] A. Godard, M. Raybaut, T. Schmid, M. Lefebvre, A.-M. Michel, and M. Péalat. Management of thermal effects in high-repetition-rate pulsed optical parametric oscillators. *Opt. Lett.*, 21 :3667–3669, 2010.
- [72] M.M.J.W. Van Herpen, S.E. Bisson, A.K.Y. Ngai, and F.J.M. Harren. Combined wide pump tuning and high power of a continuous-wave, singly resonant optical parametric oscillator. *Appl. Phys. B*, 78 :281, 2004.
- [73] A. Henderson and R. Stattford. Low threshold, singly-resonant CW OPO pumped by an all-fiber pump source. *Opt. Express*, 14 :767, 2006.

- [74] L.S. Rothman, I.E.Gordon, A.Barbe, D.ChrisBenner, P.F.Bernath, M.Birk, V.Boudon, L.R. Brown, A.Campargue, J.-P.Champion, K.Chance, L.H.Coudert, V.Danaj, V.M.Devi, S. Fally, J.-M.Flaud, R.R.Gamache, A.Goldmanm, D.Jacquemart, I.Kleiner, N. Lacome, W.J.Lafferty, J.-Y.Mandin, S.T.Massie, S.N.Mikhailenko, C.E.Miller, N. Moazzen-Ahmadi, O.V.Naumenko, A.V.Nikitin, J.Orphal, V.I.Perevalov, A.Perrin, A.Predoi-Cross, C.P.Rinsland, M.Simeckova M.Rotger b, f, M.A.H.Smith, K.Sung, S.A.Tashkun, J.Tennyson, R.A.Toth, A.C.Vandaele, and J.VanderAuwera. The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 110 :533–572, 2009.
- [75] Al-Tahtamouni, K. Bencheikh, R. Storz, K. Schneider, M. Lang, J. Mlynek, and S. Schiller. Long-term stable operation and absolute frequency stabilization of a doubly resonant parametric oscillator. *Appl. Phys. B*, 66 :533, 1998.
- [76] O. Mhibik, T.-H. My, D. Paboeuf, F. Bretenaker, and C. Drag. Frequency stabilization at the kilohertz level of a continuous intracavity frequency-doubled singly resonant optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, 35 :2364, 2010.
- [77] O. Mhibik, D. Paboeuf, C. Drag, and F. Bretenaker. Sub-khz-level relative stabilization of an intracavity doubled continuous wave optical parametric oscillator using pound-drever-hall scheme. *Opt. Express*, 19 :18049, 2011.
- [78] E. Andrieux, T. Zanon, M. Cadoret, A. Rihan, and J.-J. Zondy. 500 GHz mode-hop-free idler tuning range with a frequency-stabilized singly resonant optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, 36 :1212, 2011.
- [79] Nathalie VANSTEENKISTE. *Réalisation D'un Laser LNA Monomde Et Asservi Sur La Transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P$ De L'Hélium 4 (1083 nm) : Utilisation Pour Quelques Expériences De Refroidissement Radiatif D'atomes D'Hélium 4 Métastable*. PhD thesis, Département De Physique De L'École Normale Supérieure, 1989.
- [80] R. W. P. Drever, J. L. Hall, and F. V. Kowalski. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Appl. Phys. B*, 31 :97–105, 1983.
- [81] J. Hough, D. Hils, M. D. Rayman, L.-S. Ma, L. Hollberg, and J. L. Hall. *Appl. Phys. B*, 33 :179, 1984.

Annexes

Annexe A

Programme Labview

La figure A.1 est une représentation schématique du programme Labview (*spectroscopy.vi*) qui a été élaboré durant ma thèse pour balayer la fréquence de l'onde pompe (New Focus Velocity model TLB-6321-H) dans deux configurations expérimentales distinctes : la spectroscopie (sub-)Doppler et la spectroscopie large bande. Nous décrivons ci-après les programmes associés. L'utilisateur a le choix entre ces deux programmes.

A.1 Spectroscopie (sub-)Doppler

Pour la spectroscopie (sub-)Doppler nous avons développé le programme "*fine tuning.vi*". Ce programme génère une tension analogique comprise entre -3V et +3 Volts qui est envoyée sur l'entrée modulation de la diode ("*input modulation*"). La tension générée agit directement sur la cale piézo-électrique de l'ECDL, ce qui permet de contrôler finement la fréquence du laser de pompe. L'excursion en fréquence possible avec cette technique est de 54 GHz avec une résolution en fréquence donnée par le facteur d'échelle du convertisseur (9 MHz/mVolts). Le programme commence en fixant la longueur d'onde de départ ainsi que l'incrément de tension analogique envoyé sur l'entrée modulation. Cet incrément donne la résolution en fréquence. Une boucle "for" permet de fixer le nombre de points sur la courbe d'absorption. Cette boucle débute avec l'envoi du premier incrément de tension analogique sur l'entrée modulation. Pour permettre à la fréquence laser de se stabiliser entre chaque incrément de tension, on ajoute une temporisation d'une seconde gérée par l'horloge interne de l'ordinateur. La longueur d'onde est ensuite relevée en tenant compte du temps de cycle du lambdamètre (temporisation de 1,5 s). Les données sont enregistrées et triées dans un tableau. L'absorbance est calculée point par point. La boucle "for" recommence ensuite jusqu'à atteindre la longueur d'onde finale. Lorsque la boucle est terminée, le programme affiche la courbe expérimentale.

A.2 Spectroscopie large bande

Pour la spectroscopie large bande, nous avons développé le programme Labview "*broad-band tuning.vi*". C'est ce programme qu'il faut utiliser lorsque l'on veut tester la plage de balayage mono-fréquence maximale que peut effectuer l'onde idler. Dans ce programme, la fréquence de l'onde pompe est contrôlée par GPIB (*General Purpose Interface Bus*). Le programme débute par une initialisation des paramètres d'entrée, à savoir : longueur d'onde de départ, vitesse de balayage (entre 0.01 nm/s et 20 nm/s), et longueur d'onde d'arrêt. Une boucle "for" permet de fixer le nombre de points sur la courbe et de démarrer le balayage en fréquence. Une temporisation contrôlée par l'horloge interne de l'ordinateur détermine le temps pendant lequel le laser est balayé (déterminant ainsi le pas du balayage en longueur d'onde, le pas minimum étant de 0.01 nm soit 2.8 GHz). Le balayage est ensuite arrêté afin de mesurer la longueur d'onde et de récupérer les données nécessaires pour tracer la courbe d'absorption. La boucle "for" reprend ensuite le balayage, et ainsi de suite jusqu'à atteindre la longueur d'onde d'arrêt. Lorsque la boucle est terminée, le programme affiche la courbe expérimentale.

A.2. SPECTROSCOPIE LARGE BANDE

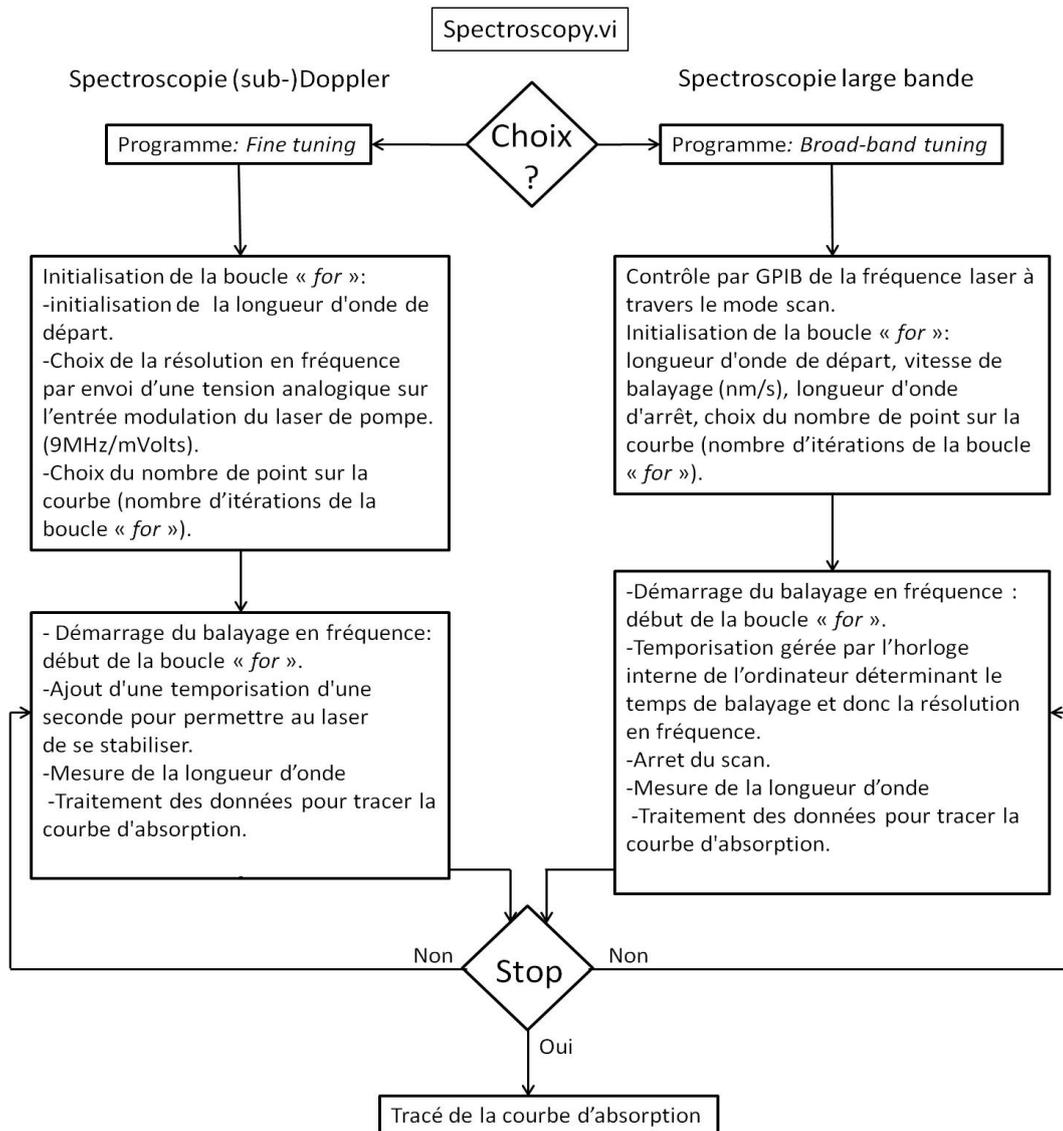


FIGURE A.1 – Représentation schématique du programme Labview *spectroscopy.vi* permettant de contrôler la fréquence du laser de pompe. La fréquence de l'onde pompe peut être balayée pour une spectroscopie large bande (*broad-band tuning.vi*) ou bien une spectroscopie (sub-)Doppler (*fine tuning.vi*).

Annexe B

Publications et communications

B.1 Publications

- A. Rihan, E. Andrieux, T. Zanon-Willette, S. Briaudeau, M. Himbert and J.J. Zondy. *A pump-resonant signal-resonant optical parametric oscillator for spectroscopic breath analysis*. Journal Applied Physics B : Lasers and Optics. DOI : 10.1007/s00340-010-3996-8O.

- E. Andrieux, T. Zanon-Willette, M. Cadoret, A. Rihan, and J.J. Zondy. *500-GHz mode-hop-free idler tuning range with a frequency-stabilized singly-resonant optical parametric oscillator*. Optics Letters 36(7) 1212-1214 (2011).

Cet article a été sélectionné par les éditeurs de l'OSA (Optical Society of America) pour être publié dans le *Virtual Journal of Biomedical Optics* 6(5), Juin 2011, Catégorie : *Novel Light Sources, Optics, and Detectors*.

- A. Rihan, T. Zanon-Willette, E. Andrieux, M. Cadoret and J.-J. Zondy. *Perturbative theory for continuous-wave optical parametric oscillators*. Soumis à Phys. Rev. A. (Juin 2011).

B.2 Communications

- E. Andrieux, A. Rihan, T. Zanon-Willette, P. Kumar, M. Cadoret and J.-J. Zondy, "A frequency-stabilized signal-resonant optical parametric oscillator for spectroscopic breath analysis", Présentation orale (TOM 6 [3332]) à EOSAM 2010, Paris.

- E. Andrieux, A. Rihan, T. Zanon, M. Cadoret, and J. Zondy, "Enhanced Mode-hop-free Idler Tuning Range with Frequency Stabilization of a Signal Resonant Optical Parametric Oscillator," in Advanced Solid-State Photonics, OSA Technical Digest

B.2. COMMUNICATIONS

(CD) (Optical Society of America, 2011), paper AMB4.

- E. Andrieux, A 500-GHz mode-hop-free tunable OPO : application to CRDS of CH₄, Workshop Breath Analysis, Delft, 6 April, 2011.

- E. Andrieux, A. Rihan, T. Zanon-Willette, M. Cadoret and J.-J. Zondy, "500-GHz Mode-Hop-Free Idler Tuning range with a Frequency-Stabilized Singly-Resonant Parametric Oscillator," in CLEO :2011 - Laser Applications to Photonic Applications, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper CTuK6.

- E. Andrieux, A. Rihan, M. Cadoret et J.-J. Zondy, "Développement d'un oscillateur paramétrique optique simplement résonant et accordable sur 500 GHz dans le MIR pour la détection de trace par spectroscopie CRDS", dans COLOQ'12 : 12e Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique (2011).

B.2. COMMUNICATIONS

Résumé : Nous avons développé un oscillateur paramétrique optique simplement résonant (SRO) basé sur un cristal non linéaire de niobate de lithium dopé 5%-MgO et périodiquement polarisé (ppMgCLN). Il est pompé à 1064 nm par une diode laser en cavité étendue balayable continûment de 1050 à 1070 nm injectant un amplificateur Yb-fibré de puissance 10 W. Il génère une onde idler comprise entre 3 et 4 μm et une onde signal entre 1450 et 1650 nm. La cavité SRO est asservie sur le pic de transmission d'une cavité Fabry-Perot de grande finesse. Nous avons alors pu démontrer un balayage mono-fréquence sans saut de mode de l'onde idler sur 500 GHz. Cette large accordabilité continue pourrait être utilisée pour la spectroscopie haute résolution multi-espèces dans le moyen infrarouge. Par ailleurs, nous avons revisité la théorie ondes planes du SRO, dont les solutions analytiques ont été données pour la première fois en 1969 par Kreuzer sous la forme d'une équation transcendante, en utilisant une méthode perturbative très puissante qui tient compte de la déplétion de la pompe. Nous avons pu ainsi déterminer les relations d'entrée-sortie du SRO sous la forme de relations explicites très simples, montrant que les puissances de sortie sont proportionnelles à la racine cubique de la puissance pompe.

Mots clés : Oscillateur paramétrique optique, Moyen infrarouge, accordabilité continue, asservissement en fréquence, théorie des OPOs continus.

Abstract : We developed a singly-resonant optical parametric oscillator (SRO) based on a nonlinear crystal of 5%-ppMgCLN congruent lithium niobate chip and pumped at 1064 nm by an extended cavity diode laser widely tuneable from 1050 to 1070 nm injecting a 10 W Yb-fiber amplifier. It generates an idler wave between 3 and 4 μm and a signal wave between 1450 and 1650 nm. The SRO cavity is stabilized to the top of a Fabry-Perot transmission fringe. We then demonstrated a mode-hop-free idler tuning range of 500 GHz. This broad continuous tunability could be used for multi-species high resolution spectroscopy in the mid-infrared. Moreover, we have revisited the plane waves SRO theory, whose analytical solutions were given for the first time in 1969 by Kreuzer in the form of a transcendental equation, using a very powerful perturbative method which takes into account the depletion of the pump. We were able to determine the input-output relations of SRO in the form of very simple explicit relationships, showing that the output powers are proportional to the cubic root of the pump power.

Keywords : Optical parametric oscillator, mid-infrared, mode-hop-free tuning, quasi-phase-matching, laser frequency stabilization.