

N° d'ordre : 4114

---

Ecole Doctorale Sciences Pour l'Ingénieur  
ULP – ENSAIS – ENGEES - URS

---

**Optimisation d'un dispositif interférométrique de mesure de distance absolue utilisant une diode laser à cavité externe continûment syntonisable dans les bandes S et C**

**THÈSE**

présentée et soutenue publiquement le 25 octobre 2002

pour obtenir le grade de

**Docteur de l'Université Louis Pasteur – Strasbourg I**  
**Discipline : Sciences Pour l'Ingénieur**  
**(spécialité : Optronique et systèmes)**

par

**Bertrand PÉCHEUX**

**Composition du jury**

<i>Directeur de thèse :</i>	Patrick MEYRUEIS, professeur – Université Louis Pasteur, Strasbourg
<i>Co-Directeur de thèse :</i>	Pierre PFEIFFER, maître de conférences – Université Louis Pasteur, Strasbourg
<i>Rapporteur interne :</i>	Alfred GOLTZENÉ, professeur – Université Louis Pasteur, Strasbourg
<i>Rapporteurs externes :</i>	Yasser ALAYLI, professeur – Université de Versailles-Saint-Quentin
	Henri GAGNAIRE, professeur – Université Jean Monnet, Saint-Etienne



## Remerciements

Je remercie premièrement Patrick Meyrueis le directeur du Laboratoire des Systèmes Photoniques et mon directeur de thèse dont j'ai apprécié les encouragements et les critiques constructives.

Je tiens à remercier très chaleureusement Pierre Pfeiffer qui fut mon codirecteur au cours des premières années. Il a assuré la direction scientifique et technique de ce travail, y consacrant un temps et une énergie proche du dévouement.

Mes remerciements s'adressent ensuite naturellement à Rabah Mokdad dont le sujet de thèse, intimement lié au mien, en a fait mon collaborateur privilégié. C'est de son idée d'appliquer une méthode autorégressive et de notre travail en commun que sont nés l'ensemble de nos conférences et publications.

J'exprime ma reconnaissance à Yasser Alayli, Henri Gagnaire et Alfred Goltzené, qui m'ont fait l'honneur d'être les rapporteurs de mon jury de thèse.

Je tiens aussi à remercier Dalibor Vukičević pour sa disponibilité à la discussion et sa contribution dans la réalisation de dépôts d'or sur fibres optiques. Je remercie Ayoub Chakari pour ses conseils éclairés concernant les questions relatives aux fibres optiques. Je remercie Yoshitake Takakura pour l'intérêt particulier qu'il a porté à mon travail, ses conseils, et surtout ses questions, parfois décalées ou déstabilisantes, mais enrichissantes et surtout indispensables pour prendre le recul nécessaire et vérifier la consistance du travail accompli. Merci encore à l'ensemble des membres de ce laboratoire, qui, chacun à sa mesure, en consacrant son temps, contribue à l'encadrement et à la formation des jeunes chercheurs et impulse une dynamique au laboratoire.

J'adresse un dernier remerciement à André Bilger pour sa contribution à la réalisation des pièces mécaniques du laser à cavité externe.

---

# Table des matières

Remerciements .....	3
Liste des figures .....	7
Liste des tableaux .....	10
Introduction générale.....	11
1 Les lasers à semi-conducteur continûment syntonisables.....	13
1.1. Rappels sur les lasers à semi-conducteur .....	13
1.1.1. Diodes laser à structure Fabry-Pérot .....	13
1.1.2. Modes transverses .....	14
1.1.3. Condition de gain et modes longitudinaux .....	14
1.1.4. Suppression des modes latéraux.....	15
1.2. Principe de l'accordabilité continue.....	17
1.2.1. Accord par le gain seul.....	17
1.2.2. Accord par les modes longitudinaux .....	19
1.2.3. Syntonisation du maximum de gain et des modes longitudinaux.....	19
1.3. Technologies des lasers à semi-conducteur continûment accordables en longueur d'onde.....	20
1.3.1. Les lasers accordables monolithiques à semi-conducteur .....	20
1.3.2. Diode laser accordable à cavité externe .....	22
1.3.3. Synthèse des résultats concernant les différents dispositifs laser examinés.....	23
1.4. Les lasers à cavité externe .....	23
1.4.1. Modes de sélection de la longueur d'onde d'émission et condition d'accord continu .....	24
1.4.2. Sélectivités spectrales des cavités externes.....	26
1.4.3. Configuration Littrow .....	30
1.4.4. Configuration Littman-Metcalf ou Shoshan.....	36
1.4.5. Influence de la configuration sur la stabilité .....	38
1.5. Synthèse.....	44
1.6. Conclusion.....	45
2 Réalisation d'une diode laser à cavité externe pour la mesure de distances par modulation continue de fréquence optique.....	47
2.1. Etude des tolérances de positionnement sur les optiques de la cavité externe.....	47
2.1.1. Modèle et hypothèses théoriques .....	48
2.1.2. Expression de la condition d'accord à partir des paramètres géométriques .....	49
2.1.3. Tolérances requises pour une plage infinie de balayage continu en longueur d'onde.....	50
2.1.4. Tolérances requises pour une plage finie de balayage continu en fréquence optique .....	51
2.1.5. Tolérances requises pour une plage finie de balayage continu en fréquence optique par analyse numérique .....	54
2.2. Sélection des composants optiques et dimensionnement.....	58
2.2.1. Longueur d'onde.....	58
2.2.2. Diode laser .....	58
2.2.3. Collimation.....	59
2.2.4. Dimensionnement mécanique .....	59
2.2.5. Système de rotation du miroir de renvoi .....	59
2.2.6. Réseau de diffraction.....	60
2.2.7. lame demi-onde.....	60
2.2.8. Conclusion.....	61
2.3. Mesure de la plage d'accord continu et des tolérances de positionnement.....	62

2.3.1. Revue des méthodes .....	62
2.3.2. Dispositifs expérimentaux .....	64
2.3.3. Méthode d'analyse .....	66
2.3.4. Mesures des tolérances .....	67
2.3.5. Estimation de la longueur de cohérence .....	69
2.4. Conclusion .....	69
3 Mesure de distances absolues par modulation continue de fréquence optique .....	71
3.1. Principe de la méthode .....	72
3.1.1. Rappels d'interférométrie .....	72
3.1.2. Visibilité de la figure d'interférence .....	73
3.1.3. Principe de l'interférométrie par modulation continue de fréquence optique .....	75
3.1.4. Calibrage .....	76
3.1.5. Influence de largeur spectrale de la source .....	78
3.1.6. Influence de l'étendue de l'accord en fréquence optique .....	78
3.1.7. Effet des non linéarités .....	79
3.1.8. Conclusion .....	80
3.2. Extraction de la mesure des signaux interférométriques .....	80
3.2.1. Comptage de franges .....	81
3.2.2. Extraction de la fréquence de battement .....	81
3.2.3. Traitement du signal par la technique de transformée de Fourier (TTF) .....	81
3.2.4. Traitement par une méthode statistique, modélisation autorégressive (AR) .....	85
3.3. Conclusion .....	87
4 Réalisation d'un dispositif de mesure de distances absolues par modulation continue de fréquence optique et validation expérimentale .....	89
4.1. Dispositif expérimental .....	89
4.1.1. Description générale .....	89
4.1.2. Laser accordable .....	90
4.1.3. Interféromètre objet .....	91
4.1.4. Interféromètre de référence .....	93
4.2. Implémentation du traitement du signal .....	106
4.2.1. Analyse de Fourier .....	106
4.2.2. Comptage de franges .....	107
4.2.3. Modélisation autorégressive .....	107
4.3. Calibrage .....	107
4.4. Mesurages sans linéarisation .....	108
4.5. Mesures avec linéarisation par l'interféromètre de référence .....	110
4.5.1. Dispositif expérimental .....	110
4.5.2. Mesures .....	110
4.6. Conclusion .....	116
Conclusion générale .....	117
Bibliographie .....	118
Liste des symboles .....	123
Liste des acronymes .....	127

# Liste des figures

Figure 1.1 Accord en longueur d'onde par décalage du maximum de gain de longueur d'onde $\lambda_g$ . Le gain net par aller retour dans la cavité $g_{c0}$ à la longueur d'onde initiale $\lambda_{g0}$ est représenté en trait plein. Après un décalage de $\Delta\lambda_g$ , le gain par aller retour dans la cavité $g_c$ à $\lambda_g$ est représenté en pointillé.....	18
Figure 1.2 (a) Longueur d'onde d'émission laser en fonction du décalage en longueur d'onde du maximum de gain. (b) Position sur l'axe des longueurs d'onde du mode principal pour les valeurs (1), (2), (3) et (4) de $\Delta\lambda_g$ données sur (a).....	18
Figure 1.3 Longueur d'onde du mode principal en fonction du décalage du spectre des modes longitudinaux. (b) Position du spectre d'émission laser pour les valeurs (1), (2), (3) et (4) de $\Delta\lambda_p$ données sur (a).....	19
Figure 1.4 Longueur d'onde du mode principal d'émission laser en fonction de la variation des longueurs d'onde du maximum de gain et des modes longitudinaux.....	20
Figure 1.5 Laser à cavité externe en configuration Littrow .....	23
Figure 1.6 Schéma de principe de la cavité externe en configuration Shoshan pour le calcul de la sélectivité spectrale, (D) diode laser, (L) lentille collimatrice, (R) réseau de diffraction, (M) miroir mobile.....	27
Figure 1.7 Diode laser à cavité externe en configuration Littrow.....	31
Figure 1.8 Cavité externe en configuration Littrow, continûment accordable par simple rotation. ....	32
Figure 1.9 Tolérance selon $x$ normalisée par la longueur d'onde synthétique en fonction du rapport de la longueur d'onde sur la taille du pas du réseau.....	36
Figure 1.10 Tolérance selon $x_l$ normalisées par la longueur d'onde synthétique en fonction du rapport de la longueur d'onde sur la taille du pas du réseau. Le réseau de courbes est paramétré par le facteur d'amplification des vibrations.....	36
Figure 1.11 Configuration de laser à colorant accordable en longueur d'onde introduite par I. Shoshan.....	37
Figure 1.12 Représentation schématique de la source accordable constituée d'une diode laser à cavité externe en configuration Shoshan. ....	37
Figure 1.13 Modèle de cavité externe pour l'étude de la stabilité en fonction de son dimensionnement .....	39
Figure 1.14 Rapport de l'intervalle intermodal sur celui de la bande passante de la cavité externe en fonction de la longueur optique minimum de la cavité laser. Le réseau de courbe est paramétré par l'angle d'incidence du faisceau sur le réseau de diffraction... ..	41
Figure 1.15 Rapport de l'intervalle intermodal sur celui de la bande passante de la cavité externe en fonction du pas du réseau de diffraction. Le réseau de courbe est paramétré par l'angle d'incidence du faisceau sur ce dernier. ....	42
Figure 1.16 <i>SMSR</i> en fonction de l'angle d'incidence $\theta_i$ pour différents courants d'injection $I$ . ....	44
Figure 2.1 Schéma géométrique de la source accordable (diode laser à cavité externe en configuration Littman-Metcalf).....	48
Figure 2.2 Exemple de positionnement des optiques permettant un accord continu infini. ...	51

Figure 2.3 Tolérances de positionnement sur $x$ ( $\oplus$ ) et $x_t$ ( $\ominus$ ), en fonction de la plage d'accord continu pour la condition d'accord de premier ordre. ....	52
Figure 2.4 Tolérance de positionnement sur $x_t$ , la distance entre le point pivot et le réseau, en fonction de la plage d'accord continu pour le second ordre de la condition d'accord.....	53
Figure 2.5 Taille de l'accord continu en GHz en fonction des réglages $x_t$ et $x = x_l + x_m$ dans le repère ( $x_1, x_2$ ). ....	55
Figure 2.6 Taille de l'accord continu en fonction des réglages $x_t$ et $x = x_l + x_m$ pour un désaccord maximum d'un quart d'intervalle spectral libre. ....	56
Figure 2.7 Taille de l'accord continu en fonction des réglages $x_t$ et $x = x_l + x_m$ pour un désaccord maximum d'un quart d'intervalle spectral libre dans une zone éloignée de 30 $\mu\text{m}$ selon la direction $x_t$ de l'axe de désaccord nul à l'ordre 1. ....	57
Figure 2.8 Efficacité de diffraction absolue dans l'ordre $-1$ du réseau utilisé en fonction de l'angle d'incidence. Les carrés représentent l'efficacité de diffraction pour une polarisation du champ électrique perpendiculaire aux stries, les triangles celle pour une polarisation parallèle aux stries. ....	60
Figure 2.9 Schéma générale de la diode laser à cavité externe continûment syntonisable. TP transducteur piézoélectrique, P pivot de rotation, DL diode laser, AR traitement antireflet, L lentille de collimation, $\lambda/2$ lame demi-onde, M miroir externe mobile, R réseau de diffraction, IO isolateur optique, C <sub>o</sub> F collimateur fibré et FO fibre optique de sortie. ....	61
Figure 2.10 Photographie du prototype de la diode laser à cavité externe continûment syntonisable. ....	62
Figure 2.11 Dispositif expérimental pour le réglage de la cavité et la mesure de la plage d'accord continu. L collimateur, SLA source laser accordable, CF coupleur fibré, RR1 et RR2 rétroreflecteurs, PD <sub>obj</sub> et PD <sub>po</sub> détecteurs à photodiode, $D_{obj}$ différence de longueur entre les deux bras de l'interféromètre de Michelson. ....	65
Figure 2.12 Variations typiques de la puissance optique (a) et du signal interférométrique (b) lorsque le mouvement du miroir externe de la SLA introduit un saut de mode. Sur (a), la position du saut de mode est pointée par la flèche.....	65
Figure 2.13 Enregistrement d'un interférogramme obtenu pour un balayage continu de longueur d'onde sur une plage de 8,8 nm. ....	66
Figure 2.14 Taille de l'accord continu en fonction de la distance entre le point pivot et le réseau selon la direction perpendiculaire à l'axe optique de la diode laser, + étendues d'accord mesurées, - valeurs théoriques. ....	67
Figure 2.15 Taille de l'accord continu en fonction de la variation de la distance $x_t$ , + étendues d'accord mesurées, - valeurs théoriques. ....	68
Figure 2.16 Taille de l'accord continu en GHz en fonction des réglages $x_t$ et $x_l$ , prévue par le modèle théorique (a) et mesurée (b). ....	68
Figure 3.1 Principe classique de l'interféromètre de Michelson. ....	72
Figure 3.2 (a) Variation de la fréquence optique en fonction du temps, (b) variation de la fréquence du signal interférométrique en fonction du temps, (c) amplitude du signal interférométrique en fonction du temps ....	74
Figure 3.3 Architecture du dispositif de mesure. ....	80
Figure 3.4 Principe d'extraction de la phase par la technique de transformée de Fourier (TTF). ....	83
Figure 4.1 Configuration du dispositif utilisé pour la mesure de distance absolue par modulation continue de fréquence. L collimateur, SLA source laser accordable, CF coupleur fibré, RR1 et RR2 rétroreflecteurs, PD <sub>obj</sub> et PD <sub>ref</sub> détecteurs à photodiode, $D_{obj}$ distance à mesurer, ISO isolateur optique.....	90



Figure 4.2 Enregistrement d'un interférogramme obtenu pour un balayage continu de longueur d'onde sur une plage de 126 nm (a), (b) détail de (a).....	90
Figure 4.3 Configuration de l'interféromètre objet. $PD_{obj}$ : détecteur à photodiode, FO : fibre optique, L collimateur, Ex : extrémité de fibre inclinée à $8^\circ$ , RR1 et RR2 rétroreflecteurs, $D_{obj}$ distance à mesurer et CS : cube séparateur.....	91
Figure 4.4 Densité spectrale de puissance d'un signal interférométrique linéarisé simulé.....	93
Figure 4.5 Modèle d'une extrémité de fibre optique.....	94
Figure 4.6 Rapport de la puissance $P_r$ réfléchie guidée à l'infini sur celle incidente $P_i$ à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ à l'extrémité d'une fibre CORNING <sup>®</sup> SMF 28 ( $\Delta n = 3,6 \cdot 10^{-3}$ , $n_c = 1,46$ , $2a = 8,3 \mu\text{m}$ ).....	95
Figure 4.7 Configuration du dispositif fibré. $PD_{réf}$ : détecteur à photodiode, C : connexion (comportant deux connecteurs FC-APC), GIA : gel d'indice adapté, CF : coupleur fibré et E : épissure.....	96
Figure 4.8 Variation relative de la différence de chemin optique estimée en fonction de la température. Les croix représentent les moyennes sur 20 mesures expérimentales, les barres d'incertitude représentent les écarts types.....	99
Figure 4.9 Variation maximale de température de l'interféromètre fibré en fonction de la plage d'accord continu normalisée $\frac{\delta\lambda}{\lambda}$ compatible avec une résolution relative de $10^{-6}$ .....	100
Figure 4.10 Dispersion chromatique de la fibre optique monomode CORNING <sup>®</sup> SMF 28.	101
Figure 4.11 Variation de l'indice de groupe (+) et de l'indice de réfraction (*) de la fibre optique monomode de type CORNING <sup>®</sup> SMF 28 avec la longueur d'onde. ....	103
Figure 4.12 Erreurs relatives sur la différence de chemin optique estimée dues : $\ominus$ à une variation de la longueur d'onde initiale et $\otimes$ à une variation de l'étendue de l'accord continu. Dans les deux cas, en l'absence de variation, la longueur d'onde initiale est de 1522 nm et l'accord continu est de 3,2 nm.....	104
Figure 4.13 Variation de l'indice de groupe ( $\ominus$ ) et de l'indice de réfraction ( $\otimes$ ) de l'air avec la longueur d'onde à 760 Torr, $20^\circ\text{C}$ et pour une humidité relative nulle. ....	105
Figure 4.14 Variation relative de la différence de chemin optique estimée en fonction de la longueur d'onde. La courbe continue représente le modèle théorique. Les croix représentent les moyennes sur 20 mesures expérimentales, les barres d'incertitude représentent les écarts types. ....	106
Figure 4.15 Densité spectrale de puissance d'un signal interférométrique non linéarisé. ....	108
Figure 4.16 Différences des estimations avec la droite la mieux ajustée obtenues par analyse autorégressive (a) et par comptage (b). ....	109
Figure 4.17 Les o représentent les différences des estimations avec la droite la mieux ajustée obtenues par analyse autorégressive, les * celles obtenues par comptage, les barres d'incertitude représentent les valeurs minimales et maximales pour chacune des positions de référence. ....	109
Figure 4.18 Densité spectrale de puissance d'un signal interférométrique linéarisé. ....	111
Figure 4.19 Différences des estimations avec la droite la mieux ajustée obtenues par analyse de Fourier (a) et par comptage (b).....	111
Figure 4.20 Les o représentent les différences des estimations avec la droite la mieux ajustée obtenues par comptage, les * celles obtenues par analyse de Fourier, les barres d'incertitude représentent les valeurs minimales et maximales pour chacune des positions de mesure.....	112
Figure 4.21 Mesures obtenues par analyse de Fourier et acquisition à intervalles réguliers de fréquence optique en quatre positions différentes. ....	113

Figure 4.22 Différences des estimations avec la droite la mieux ajustée obtenues par analyse autorégressive et acquisition à intervalles réguliers de fréquence optique. ....	114
Figure 4.23 Les o représentent les différences des estimations avec la droite la mieux ajustée obtenues par analyse autorégressive, les * celles obtenues par comptage, les barres d'incertitude représentent les valeurs minimales et maximales pour chacune des positions de mesure. ....	115
Figure 4.24 Reproductibilité des mesures obtenues par analyse autorégressive. Les + représentent les différences des estimations avec la droite la mieux ajustée. ....	115

## Liste des tableaux

Tableau 1.1 Comparaison des caractéristiques des différentes configurations des lasers accordables à semi-conducteur.....	24
Tableau 1.2 Plages d'accord continu obtenues et prévues par deux estimateurs issus de modèles différents pour 4 pivots de rotation particuliers. ....	34
Tableau 3.1 Performances de quelques dispositifs de mesure de distance par modulation continue de fréquence optique.....	71
Tableau 4.1 Synthèse des principaux paramètres limitant la répétabilité et la linéarité des résultats expérimentaux.....	112
Tableau 4.2 Synthèse des résultats expérimentaux .....	116

# Introduction générale

Le travail doctoral que nous présentons porte sur l'optimisation d'un dispositif de mesure de distance absolue utilisant un laser continûment syntonisable dans les bandes S et C<sup>1</sup>.

Les méthodes optiques de mesure de distance peuvent être classées en trois catégories : interférométrie, temps de vol et triangulation [1]. Ces différentes approches sont en développement constant, le choix de la technique utilisée dépend principalement de l'application, ainsi que des limitations propres à chacune des méthodes. Une limitation importante de la méthode de mesure utilisant le temps de vol d'une impulsion lumineuse est liée à la nécessité de disposer d'un détecteur de très large bande passante pour les courtes distances. La méthode par triangulation est, quant à elle, sensible à l'effet d'ombrage.

Contrairement aux interféromètres conventionnels utilisés pour mesurer une variation de distance, un dispositif de mesure de distance fondée sur une modulation continue de fréquence (MCF et en anglais : frequency modulated continuous wave (FMCW)) est capable de déterminer une distance absolue à partir d'une fréquence dépendant du temps de vol. Cette différence confère des avantages essentiels à l'interférométrie avec MCF, en particulier, elle supporte une interruption du faisceau ou encore une mise hors tension après calibrage et le problème de l'ambiguïté de la mesure modulo une demi longueur d'onde ne se pose pas. Ainsi, la mesure de distance par MCF est parfois qualifiée d'interférométrie de distance absolue car cette technique est affranchie de mesures continues de déplacement entre deux points. Alors que l'interférométrie conventionnelle mesure le déplacement d'un réflecteur mobile, l'interféromètre absolu mesure directement la distance au réflecteur. Un intérêt particulier de l'interférométrie absolue réside dans la mesure de pièces de grandes dimensions (tel que dans l'industrie aéronautique) et en général dans les applications où il est difficile de réaliser un déplacement continu du réflecteur.

La mesure de distance par MCF est apparentée, du fait de son caractère absolu et de l'utilisation d'une source accordable, à des techniques telles que l'interférométrie par balayage continu de longueur d'onde (wavelength sweeping interferometry [2]) ou par décalage de longueur d'onde (wavelength shifting method [3]). On trouve un exemple de l'utilisation d'une telle technique dès 1983 [4]. Mais, la mesure de distance par MCF optique, n'a été étudiée de façon approfondie que récemment alors que les diodes laser accordables remplaçaient les encombrants lasers à colorants employés jusqu'alors comme source de lumière [5-7]. Un intérêt tout particulier a d'ailleurs été porté sur les diodes laser à cavité externe largement accordables appliquées à l'interférométrie de distance absolue [2,8,9].

Le travail de thèse que nous présentons fait suite, en particulier, au travail de doctorat de A. Hafidi [10] réalisé au sein du Laboratoire des Systèmes Photoniques (LSP). Au cours de ce précédent travail, un dispositif expérimental constitué essentiellement d'une source continûment accordable en longueur d'onde, d'un interféromètre de mesure et d'un interféromètre de référence servant au calibrage a été mis en œuvre. Les signaux obtenus ont été traités par la Technique de la Transformée de Fourier (TTF) [11]. Ainsi, des mesures sur des distances de 1 à 3 m avec des précisions relatives de  $10^{-4}$  ont été obtenues [10].

---

<sup>1</sup> Les bandes S et C couvrent les domaines de longueur d'onde allant de 1460 à 1530 nm et 1530 à 1565 nm, respectivement.

Un certain nombre de limitations ont été identifiées au cours des travaux doctoraux de A. Hafidi. Premièrement, le faible accord continu<sup>2</sup> du laser utilisé rend les mesures particulièrement sensibles aux vibrations de la cible et aux variations de chemin optique durant la mesure. Deuxièmement, la disposition d'un interféromètre de référence ayant une différence de chemin optique comparable à la distance à mesurer est souhaitable pour optimiser le couple : dynamique de mesure et résolution ; ceci tout en conservant, pour des considérations pratiques évidentes, un faible encombrement et une bonne stabilité. Troisièmement, il a été démontré théoriquement que pour obtenir une précision élevée, l'utilisation de la TTF oblige à traiter un très grand nombre de données, ce qui est incompatible avec un temps de mesure acceptable dans des conditions d'exploitation standard.

Afin de dépasser les limitations imposées par ces trois considérations, nous nous sommes efforcés de prendre en compte les trois objectifs suivants. Le premier consiste à élaborer une source laser plus largement accordable. Le second est de mettre en œuvre une implémentation plus compacte du dispositif. Enfin, le troisième est d'exploiter un traitement du signal qui donne une meilleure résolution avec un nombre de données plus faible. L'étude théorique du traitement du signal constitue l'objet du travail doctoral de R. Mokdad au sein de notre équipe de recherche, et n'est donc pas approfondie dans cette thèse.

Dans le premier chapitre, après avoir présenté l'état de l'art des sources à semi-conducteur largement accordables, nous examinons les lasers à cavité externe continûment accordables en longueur d'onde. En raison de leur grande cohérence temporelle, ils constituent une catégorie de source laser bien adaptée à la télémétrie. Nous considérons particulièrement l'optimisation de la configuration du laser à cavité externe en vue d'améliorer sa stabilité. Le second chapitre détaille l'élaboration d'un laser accordable à cavité externe, ces caractéristiques ainsi que celles des éléments qui la constituent. Le troisième chapitre traite du principe et de la théorie de la mesure de distance absolue utilisant la modulation continue de fréquence. Enfin le dernier chapitre est consacré à l'implémentation matérielle du dispositif de mesure complet. Nous présentons et discutons les expériences réalisées et les résultats obtenus.

---

<sup>2</sup> La continuité de l'accord s'entend ici au sens interférométrique. Ceci implique en particulier qu'un accord continu de fréquence optique doit permettre l'observation d'un défilement de franges sans saut de phase à la sortie d'un interféromètre de différence de chemin optique fixe.

# Chapitre 1.

## Les lasers à semi-conducteur continûment syntonisables

La lumière laser, notamment grâce à sa forte directivité et à sa cohérence, constitue un outil efficace pour la mesure de distance. Pour les dispositifs interférométriques, la longueur de cohérence accrue d'un faisceau laser par rapport aux sources thermiques permet d'accroître considérablement l'étendue de mesure. Parmi les différentes catégories de laser, les lasers à semi-conducteur se distinguent par leur rendement élevé, leur faible coût et leur encombrement réduit.

Ce chapitre présente une synthèse de l'état de l'art des différents lasers à semi-conducteur continûment accordables en longueur d'onde de façon à identifier le dispositif le plus adapté à nos besoins. Après avoir introduit quelques rappels sur les lasers à semi-conducteur, nous développons le principe de l'accordabilité continue en fréquence optique. Parmi les réalisations technologiques de ce principe nous faisons la distinction entre les dispositifs monolithiques et les lasers à cavité externe. Nous détaillons les principales configurations de cavité externe que sont les configurations dite de Littrow et de Littman. Nous introduisons des critères de comparaison de leur stabilité afin de déterminer la configuration la plus adaptée en fonction des caractéristiques spectrales souhaitées et des composants disponibles.

### 1.1. Rappels sur les lasers à semi-conducteur

Les diodes laser sont des composants complexes, intégrant le plus souvent un ou plusieurs puits quantiques, une double hétérostructure et des structures sélectives en longueur d'onde de type DBR (distributed Bragg reflectors) ou DFB (distributed feedback). Afin de simplifier la description des principaux phénomènes régissant le fonctionnement d'une diode laser, nous commençons par présenter cette dernière dans sa version primitive. Elle se résume alors à une jonction p-n associée à un résonateur optique. Les porteurs sont injectés puis recombinés au niveau de la jonction p-n donnant ainsi naissance à l'émission de photons. Lorsque la densité de porteurs dépasse une certaine valeur, l'effet laser s'établit.

#### 1.1.1. Diodes laser à structure Fabry-Pérot

Les premières diodes laser avaient une structure dite à homojonction simple. Lorsque cette dernière est polarisée dans le sens direct, les trous de la région dopée p diffusent vers la région dopée n, alors que les électrons diffusent de la région dopée n vers la région dopée p. Autour de cette jonction, la recombinaison des paires électron-trou en excès donne naissance à des photons. Comme dans le cas des lasers classiques, l'amplification de la lumière par émission stimulée ne se produit que si la jonction est en état d'inversion de population. Le courant de polarisation maintient cet état. Les photons émis se propagent dans la direction de la jonction et perpendiculairement aux deux faces qui constituent une cavité résonante de type Fabry-Pérot. Comme l'indice de réfraction est élevé, de l'ordre de 3,5, les interfaces air semi-conducteur présentent une réflectivité proche de 0,3. Ainsi un simple clivage des faces du

semi-conducteur permet d'obtenir un résonateur dont les pertes sont suffisamment faibles pour permettre l'effet laser.

Mais ces diodes laser à homo-jonction ont un courant de seuil particulièrement élevé à cause de la diffusion des charges de part et d'autre de la jonction. Un meilleur confinement transverse des porteurs a été obtenu par la réalisation des structures dite à double hétéro-jonction. Son principe consiste à entourer la couche active par un matériau dont la largeur de gap est plus grande. Ceci a aussi pour effet d'améliorer le confinement du champ optique. Les progrès apportés par l'introduction des diodes laser à hétéro-jonction sont tels que cette structure est communément incorporée dans les diodes laser modernes. Les diodes laser constituées d'un matériau semi-conducteur quaternaire III-V en InGaAsP sur un substrat binaire d'InP permettent de couvrir la bande spectrale allant 1,3  $\mu\text{m}$  à 1,67  $\mu\text{m}$ . Ainsi, elles sont parfaitement adaptées aux dispositifs à fibres optiques classiques qui sont essentiellement constituées de silice et ont donc un minimum de dispersion chromatique à 1,3  $\mu\text{m}$  et un minimum d'absorption à 1,5  $\mu\text{m}$ .

### 1.1.2. Modes transverses

Les semi-conducteurs à double hétérojonction constituent des guides diélectriques d'onde transverses avec un ou plusieurs modes transverses guidés. Un mode dont le champ électrique est contenu dans la couche active est appelé mode transverse électrique (TE). De façon complémentaire, un mode dont le champ électrique est perpendiculaire à la couche active est appelé mode transverse magnétique (TM). En pratique, les modes TE sont principalement excités dans les lasers à semi-conducteur car ils sont guidés de façon beaucoup plus forte dans le guide d'onde diélectrique et disposent ainsi d'un gain modal plus important. D'autant plus qu'à ordre égal, la réflectivité des facettes est plus grande pour les modes TE que pour les modes TM.

Les modes transverses définissent la répartition spatiale de l'intensité selon les directions perpendiculaires à la direction de propagation. Au niveau des facettes de la diode laser, le guide d'onde diélectrique cesse d'exister et l'intensité optique est diffractée dans l'espace libre. Dans la direction perpendiculaire à la couche active, la largeur complète à mi-hauteur (FWHM : full-width half-maximum) de la répartition spatiale de l'intensité varie typiquement de 0,5 à 3  $\mu\text{m}$ , ce qui donne en champ lointain un angle de diffraction de FWHM de 10 à 60°.

### 1.1.3. Condition de gain et modes longitudinaux

Le taux moyen de recombinaison  $R(N)$  de paires électron-trou dans le milieu actif en fonction de la densité de porteurs libres  $N$  s'écrit :

$$R(N) = \frac{N}{\tau_s} + BN^2 + CN^3 \quad (1.1)$$

où  $\tau_s$ ,  $B$  et  $C$  représentent la recombinaison thermique non radiative, la recombinaison directe bande à bande donnant lieu à l'émission spontanée et la recombinaison non radiative Auger respectivement.

Le facteur de confinement  $\Gamma$  mesure la puissance du mode confinée dans la couche active relativement à la puissance totale du mode. Dans le cas où l'indice de la couche guidante est faiblement différent de celui des couches voisines, le gain effectif  $g_{eff}$  est le produit du gain optique du milieu actif par ce facteur de confinement. Pour des densités de porteurs libres  $N$  proches de la densité de transparence  $N_{tr}$ , le pic de gain optique dans le semi-conducteur peut être raisonnablement approché par une fonction linéaire de  $N$ . Le gain effectif peut donc s'écrire :

$$g_{eff} = \frac{a}{\Gamma} (N - N_{tr}) \quad (1.2)$$

où  $a$  est appelé le gain différentiel. Le gain aller et retour de cavité  $g_c$  est défini comme le gain effectif déduit des pertes internes  $\alpha_i$  (pertes par diffusion, absorption ...) et des pertes sur les miroirs :

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (1.3)$$

avec  $L$  la longueur du milieu actif et  $R_1$  et  $R_2$  les réflectivités en intensité des facettes. Soit :

$$g_c = g_{eff} - \alpha_{tot} \quad (1.4)$$

où  $\alpha_{tot}$  est la somme des pertes internes et des pertes aux interfaces.

Les modes longitudinaux oscillent le long de la jonction. Quand la condition d'émission laser est réalisée, une onde stationnaire s'établit dans la cavité. Ce qui signifie que l'onde lumineuse qui se propage aura la même phase et la même amplitude après avoir fait un aller et retour complet entre les deux facettes clivées. On en déduit directement que, d'une part, le gain de cavité  $g_c$  est nul, soit :

$$g_{eff}(\lambda) = \alpha_{int} + \frac{1}{2L} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (1.5)$$

D'autre part, la condition sur la phase impose :

$$\lambda_p = \frac{2nL}{p} \quad (1.6)$$

où  $\lambda_p$ ,  $n$  et  $p$  représentent respectivement, la longueur d'onde du mode  $p$ , l'indice de réfraction de la cavité et le numéro de mode (entier).

En se plaçant dans le cas général où la longueur d'onde est beaucoup plus petite que la longueur optique de la cavité, on peut écrire l'espacement intermodal, aussi appelé intervalle spectral libre (ISL), sous la forme :

$$\delta\lambda_p = \frac{\lambda^2}{2nL \left( \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} - 1 \right)} \quad (1.7)$$

où  $\frac{dn}{d\lambda}$  est la dispersion chromatique.

#### 1.1.4. Suppression des modes latéraux

Pour les applications télémétriques par MCF, l'étendue de mesure est directement dépendante de la longueur de cohérence de la diode laser. Ainsi, un fonctionnement de la diode laser en régime monomode est essentiel.

##### 1.1.4.1. Rapport de suppression des modes latéraux

Le rapport de suppression de modes latéraux (*SMSR* : Side Mode Suppression Ratio) est défini comme le rapport de la puissance optique dans le mode dominant  $p$  sur celle du second mode le plus puissant, appelons le  $p + 1$  [12] :

$$SMSR = \frac{P_p}{P_{p+1}} \quad (1.8)$$

Cependant, pour son évaluation en fonction des paramètres de la diode, nous l'exprimons comme le rapport des densités moyennes de photons dans chacun des modes :

$$SMSR = \frac{S_p}{S_{p+1}}. \quad (1.9)$$

Il peut être calculé à partir des équations d'évolution [13]. L'évolution de la densité moyenne de photons dans le mode  $i$  s'écrit :

$$\frac{dS_i}{dt} = R_{sp}(\lambda_i) + S_i v_g g_c(\lambda_i) \quad (1.10)$$

où  $R_{sp}(\lambda_i)$  désigne le taux d'émission spontanée et  $v_g$  la vitesse de groupe. La largeur du spectre d'émission spontanée étant beaucoup plus grande que l'espacement intermodal, pour les modes adjacents  $p$  et  $p+1$ , la dépendance en longueur d'onde de  $R_{sp}(\lambda_i)$  est négligeable, d'où :

$$R_{sp}(\lambda) = R_{sp}(\lambda_i). \quad (1.11)$$

A l'état stationnaire, les deux relations précédentes nous donnent donc, pour le mode  $p+1$  :

$$S_{p+1} = -\frac{R_{sp}}{v_g g_c(\lambda_{p+1})} \quad (1.12)$$

On note  $\delta g_c$  la différence de gain entre les deux modes  $p$  et  $p+1$ , d'où :

$$\delta g_c = g_c(\lambda_p) - g_c(\lambda_{p+1}) \quad (1.13)$$

Si la différence d'écart des deux modes par rapport au maximum de la courbe de gain est assez grande,  $g_c(\lambda_p)$  peut être négligé devant  $\delta g_c$  et  $S_{p+1}$  peut être approchée par :

$$S_{p+1} = \frac{R_{sp}}{v_g \delta g_c}. \quad (1.14)$$

Pour calculer la densité moyenne de photons dans le mode principal, on part de l'équation d'évolution de la densité de porteurs libres  $N$  :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{eV_a} - v_g g_{eff} S - R(N) \quad (1.15)$$

où  $V_a$  est le volume du milieu actif,  $e$  la charge d'un électron,  $I$  le courant d'injection,  $S$  la densité moyenne totale de photons et  $R(N)$  le taux moyen de recombinaison donné par la relation (1.1). Lorsque la densité de porteurs libres dépasse celle du seuil d'émission laser, la recombinaison des nouveaux porteurs injectés se fait très majoritairement de façon radiative. Au delà du seuil, on assimile donc la densité de porteurs à celle du seuil  $N_s$ . On tire de l'équation d'évolution de la densité de porteurs à l'état stationnaire, l'expression de la densité moyenne de photons au delà du seuil :

$$S = \frac{I - eV_a R(N_s)}{eV_a v_g g_{eff}}. \quad (1.16)$$

Lorsque le mode principal est beaucoup plus puissant que le mode adjacent, l'expression précédente donne la densité de photons du mode principal  $S_p$ . D'après la relation (1.5), au delà du seuil, le gain effectif égale les pertes totales. Ainsi, en notant que le courant au seuil s'écrit

$$I_s = eV_a R(N_s), \quad (1.17)$$

l'expression de la densité de photons du mode principal est donnée par :

$$S_p = \frac{I - I_s}{eV_a v_g \alpha_{tot}}. \quad (1.18)$$

Le  $SMSR$  s'exprimant comme le rapport de  $S_p$  sur  $S_{p+1}$ , on a finalement :

$$SMSR = \frac{(I - I_s) \delta g_c}{eV_a R_{sp} \alpha_{tot}}. \quad (1.19)$$

Le  $SMSR$  peut donc être amélioré par l'un des procédés suivants :



- la réduction du taux d'émission spontanée par mode  $R_{sp}$ ,
- l'augmentation du courant d'injection,
- la réduction des pertes qui aura pour effet direct de réduire  $\alpha_{tot}$ , et abaisse le courant de seuil,
- l'augmentation de la différence de gain  $\delta g_c$  par exemple par l'ajout d'un élément sélectif en longueur d'onde comme c'est le cas pour les diodes laser DFB (DFB : distributed feed back), DBR (DBR : distributed Bragg reflector) ou à cavité externe.

Dans notre développement pour aboutir à l'expression du SMSR, nous avons supposé la densité de porteurs homogène. Cette expression ne permet donc pas de tirer de conclusion concernant les semi-conducteurs dont le confinement latéral est faible en particulier, et où de manière générale, la mobilité des porteurs est assez faible pour permettre l'existence de modes transverses spatialement séparés.

#### 1.1.4.2. Lasers DFB et DBR

Dans les lasers Fabry-Pérot la différence de gain  $\delta g_c$  ne dépend que de la courbure du pic de gain du milieu actif. Cette courbure assure au mieux un SMSR de l'ordre de 20 dB. Cette faible pureté spectrale peut être insuffisante pour certaines applications. Elle limite en particulier l'étendue de mesure par MCF. On voit dans la relation (1.5), que la différence de gain  $\delta g_c$  peut être augmentée en rendant les coefficients de réflexions  $R_1$  et  $R_2$  fortement dépendant de la longueur d'onde. C'est ce qui est fait en intégrant une structure périodique, tel qu'un réseau de diffraction, à une ou deux extrémités de la structure laser. Ce principe est celui des lasers à réflecteur de Bragg réparti (DBR). Dans les diodes laser à contre-réaction répartie (DFB), cette structure est intégrée verticalement avec la couche active.

### 1.2. Principe de l'accordabilité continue

Nous avons vu dans la partie précédente que la longueur d'onde émise par un laser à semi-conducteur doit satisfaire à deux conditions, d'une part que le gain au seuil doit évaluer les pertes et d'autre part que la phase après un aller-retour doit être un multiple de  $2\pi$ , cette condition sur la phase définit ainsi les modes longitudinaux. L'accord peut donc se faire par l'ajustement du maximum de la courbe de gain, par l'ajustement de la phase ou encore une combinaison des deux principes précédents.

#### 1.2.1. Accord par le gain seul

L'accord en longueur d'onde d'un laser peut être réalisé par un décalage spectral de la courbe de gain net de la cavité, sachant que le gain aller-retour de la cavité s'écrit :

$$g_c(\lambda) = g_{eff}(\lambda) - \alpha_{int} - \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad (1.20)$$

L'accord de la caractéristique de  $g_c(\lambda)$  signifie que l'on décale la longueur d'onde du maximum de gain  $\lambda_g$  soit en variant le gain effectif  $g_{eff}(\lambda)$ , soit en utilisant des miroirs sélectifs en longueur d'onde,  $R_1$  ou  $R_2$ , réglables. Dans les deux cas, une variation de  $\lambda_g$  peut être décrite par :

$$\lambda_g = \lambda_{g0} + \Delta\lambda_g \quad (1.21)$$

où  $\lambda_{g0}$  est la longueur d'onde initiale du maximum de gain et  $\Delta\lambda_g$  représente le décalage de la caractéristique de  $g_c(\lambda)$ . Durant l'accord, la caractéristique  $g_c(\lambda)$  peut varier légèrement en amplitude, car le phénomène de saturation du gain maintient le gain net du mode principal, dont la longueur d'onde est en général différente de  $\lambda_g$ , proche de zéro.

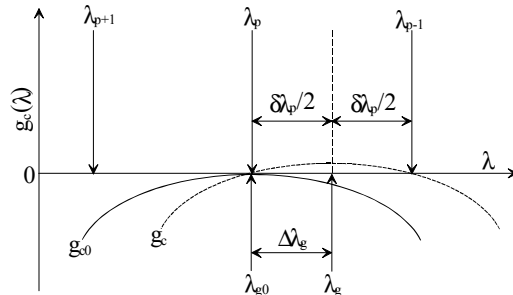


Figure 1.1 Accord en longueur d'onde par décalage du maximum de gain de longueur d'onde  $\lambda_g$ . Le gain net par aller retour dans la cavité  $g_{c0}$  à la longueur d'onde initiale  $\lambda_{g0}$  est représenté en trait plein. Après un décalage de  $\Delta\lambda_g$ , le gain par aller retour dans la cavité  $g_c$  à  $\lambda_g$  est représenté en pointillé.

Comme on peut le voir sur la figure 1.1, la longueur d'onde laser reste à  $\lambda_p$  tant que

$$|\lambda_g - \lambda_p| < \frac{\delta\lambda_p}{2} \tag{1.22}$$

puisque le mode  $p$  a le gain le plus important. Au passage de  $\lambda_g$  à la valeur  $\lambda_p + \frac{\delta\lambda_p}{2}$ , le mode dominant cesse d'être le mode  $p$  et devient le mode  $p - 1$ . Ainsi la longueur d'onde laser saute de  $\lambda_p$  à  $\lambda_{p-1}$ . Puis, la longueur d'onde laser demeure inchangée jusqu'à ce que  $\lambda_g$  ait varié de  $\delta\lambda_p$ . Au passage de  $\lambda_{p-1} + \frac{\delta\lambda_p}{2}$ , un nouveau saut de mode fait passer la longueur d'onde laser du mode  $p - 1$  au mode  $p - 2$ . L'augmentation de  $\Delta\lambda_g$  s'accompagne de saut d'amplitude  $\delta\lambda_p$  de la longueur d'onde laser à intervalles réguliers de  $\delta\lambda_p$  de variation de  $\Delta\lambda_g$ . Ce comportement est illustré sur la figure 1.2.

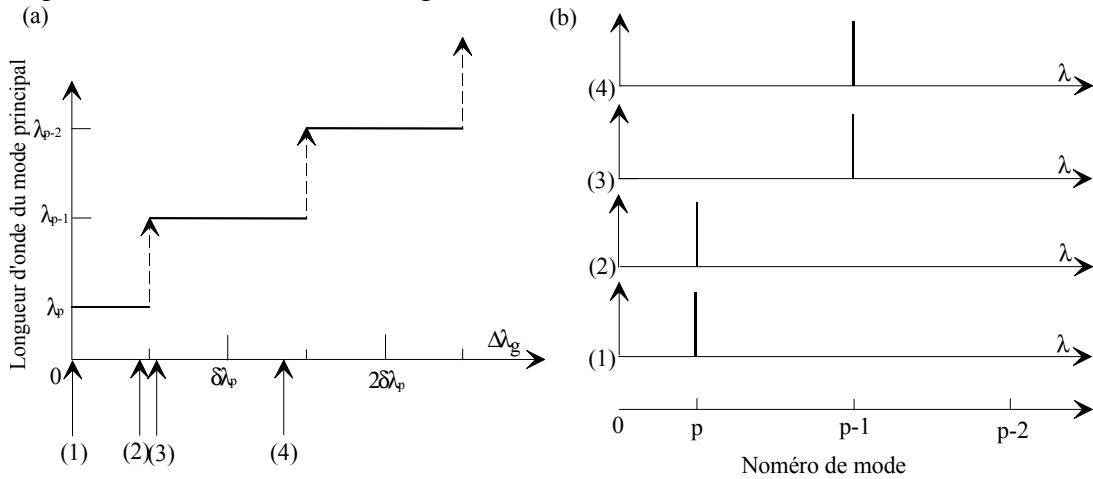


Figure 1.2 (a) Longueur d'onde d'émission laser en fonction du décalage en longueur d'onde du maximum de gain. (b) Position sur l'axe des longueurs d'onde du mode principal pour les valeurs (1), (2), (3) et (4) de  $\Delta\lambda_g$  données sur (a).

Il est clair qu'ainsi la longueur d'onde laser est accordée de façon extrêmement discontinue, bien que  $\lambda_g$  varie de façon continue.

### 1.2.2. Accord par les modes longitudinaux

Un comportement d'accord complètement différent est obtenu en gardant constant  $\lambda_g$  et en décalant le spectre des modes longitudinaux. Ce décalage peut être obtenu, comme le montre la relation (1.6), par une variation de longueur optique de la cavité telle que cela est fait dans les lasers à cavité externe par exemple [14]. Un décalage du spectre des modes longitudinaux  $\lambda_p$  peut être décrit par :

$$\lambda_p = \lambda_{p0} + \Delta\lambda_p \tag{1.23}$$

où  $\lambda_{p0}$  est la position initiale du spectre de modes et  $\Delta\lambda_p$  représente le décalage de ce spectre. Là encore, la longueur d'onde laser est celle du mode  $p$  tant que :

$$|\lambda_g - \lambda_p| < \frac{\delta\lambda_p}{2}, \tag{1.24}$$

définissant ainsi des intervalles de longueur d'onde de largeur  $\delta\lambda_p$  où le mode lasant ne change pas. Mais contrairement à l'accord par le décalage de la courbe de gain, la longueur d'onde du mode principal varie linéairement à l'intérieur de chaque période en fonction de  $\Delta\lambda_p$  de telle sorte qu'un accord en dents de scie est obtenu. A chaque fois que l'écart entre  $\lambda_g$  et  $\lambda_p$  atteint  $\frac{\delta\lambda_p}{2}$ , un saut de mode se produit sur le mode longitudinal adjacent d'ordre supérieur accompagné d'un saut vers une longueur d'onde inférieure de  $\delta\lambda_p$ . Ce comportement de l'accord en longueur d'onde est illustré sur la figure 1.3, qui montre que l'on obtient ainsi un accord continu de largeur  $\delta\lambda_p$  autour de la longueur d'onde du maximum de gain  $\lambda_g$ .

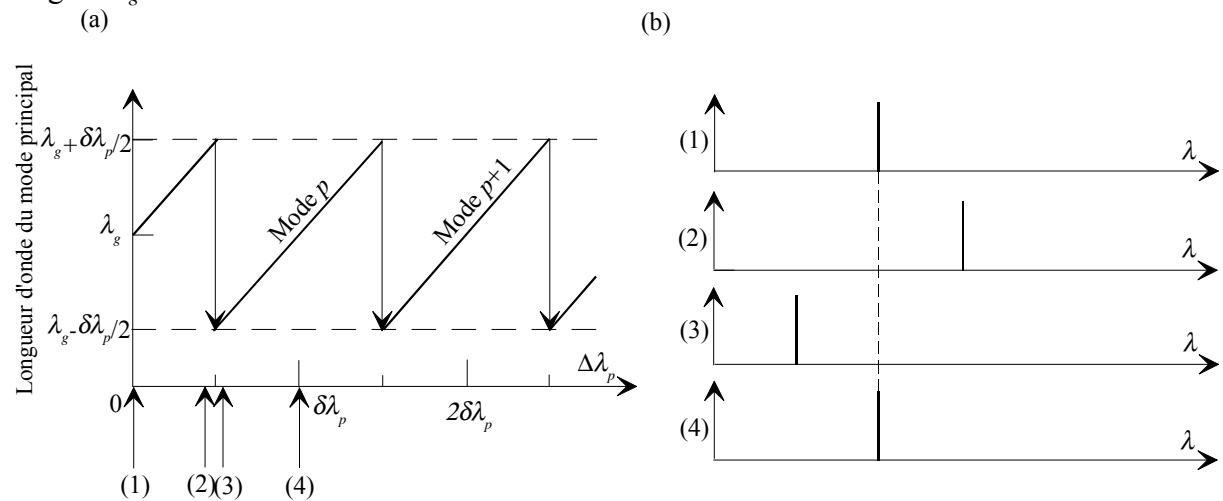


Figure 1.3 Longueur d'onde du mode principal en fonction du décalage du spectre des modes longitudinaux. (b) Position du spectre d'émission laser pour les valeurs (1), (2), (3) et (4) de  $\Delta\lambda_p$  données sur (a).

### 1.2.3. Syntonisation du maximum de gain et des modes longitudinaux

Jusqu'à présent, le comportement de l'accord a été étudié par la variation de  $\Delta\lambda_g$  seule ou  $\Delta\lambda_p$  seule. L'étendue de la plage d'accord continu peut être considérablement augmentée par la synchronisation des deux décalages de  $\Delta\lambda_g$  et  $\Delta\lambda_p$ . Dans le cas idéal où  $\Delta\lambda_g = \Delta\lambda_p = \Delta\lambda$ , l'évolution de la longueur d'onde du mode principal varie de façon continue avec le décalage  $\Delta\lambda$  comme l'illustre la figure 1.4.

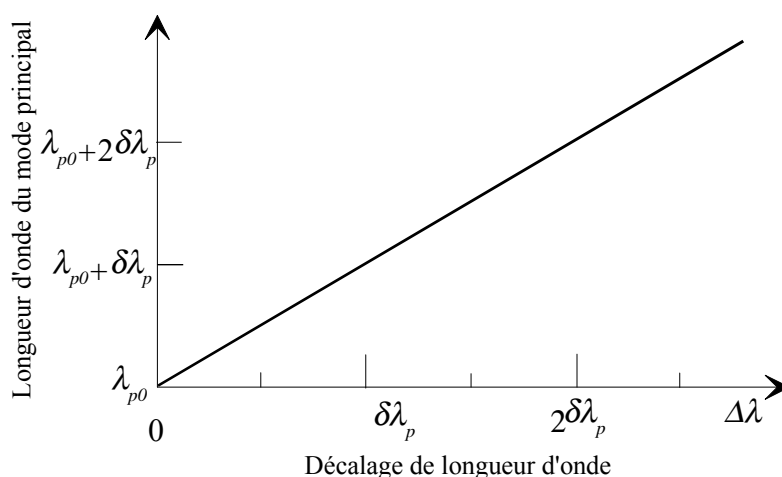


Figure 1.4 Longueur d'onde du mode principal d'émission laser en fonction de la variation des longueurs d'onde du maximum de gain et des modes longitudinaux.

Mais expérimentalement, la synchronisation de  $\Delta\lambda_g$  et  $\Delta\lambda_p$  n'est pas parfaite, et l'étendue de la plage d'accord continu est limitée à la plus petite valeur de  $\Delta\lambda_g$  ou  $\Delta\lambda_p$  pour laquelle on a un écart d'un ISL entre  $\Delta\lambda_g$  et  $\Delta\lambda_p$ .

Dans la partie suivante nous présentons les effets physiques et les principales technologies qui permettent le réglage de ces paramètres.

### 1.3. Technologies des lasers à semi-conducteur continûment accordables en longueur d'onde

Dans le paragraphe précédent, nous avons montré que l'accord en longueur d'onde sur une plage supérieure à un ISL nécessitait le réglage synchrone de la longueur d'onde de gain maximum et du spectre des longueurs d'onde résonantes. D'un point de vue pratique, d'après la relation (1.6), la variation des modes longitudinaux peut se faire soit en agissant sur l'indice de réfraction  $n$ , soit en agissant sur la longueur  $L$  de la cavité laser. La relation (1.5) quant à elle, nous renseigne sur les différents paramètres que l'on peut faire varier pour ajuster la longueur d'onde du maximum de la courbe de gain. Pour la réalisation de sources accordables monolithiques, seules les pertes internes, le maximum de gain effectif et l'indice de réfraction peuvent être commandés. L'ajout d'une cavité externe va permettre de faire varier la longueur du laser ainsi que la réflectivité des extrémités  $R_1$  et / ou  $R_2$  en fonction de la longueur d'onde.

#### 1.3.1. Les lasers accordables monolithiques à semi-conducteur

L'accord en longueur d'onde des lasers monolithiques à semi-conducteur dépend des effets physiques qui offrent un contrôle de l'indice de réfraction. Ces effets sont obtenus soit par l'injection de porteurs, l'application d'un champ électrique ou le contrôle de la température.

##### 1.3.1.1. Effets physiques

Une caractéristique importante des diodes laser est que l'indice de réfraction du milieu actif est dépendant de la densité de porteurs libres. Cet effet est le mécanisme physique le plus fréquemment utilisé et a permis de réaliser les accords continus les plus importants en optique intégrée à semi-conducteurs.

Dans les diodes lasers à puits quantiques multiples, l'effet électro-optique est suffisamment important pour être exploité. L'accord par effet Stark présente l'avantage de ne nécessiter qu'un faible courant et ne génère donc que peu de chaleur. Mais la modulation d'indice par l'application d'un champ électrique reste relativement faible. De plus le confinement optique est insuffisant et une partie importante du champ est distribuée à l'extérieur de la couche où l'indice est modifié. Ceci a pour conséquence que les étendues accordables sont beaucoup plus faibles que par modulation de la densité de porteurs libres.

La longueur d'onde  $\lambda_g$  du maximum de la courbe de gain du milieu actif ainsi que l'indice de réfraction dépendent de la température. En pratique pour les diodes laser émettant à 1,55  $\mu\text{m}$ , l'effet d'une variation de la température sur l'indice de réfraction introduit une variation de la longueur d'onde de l'ordre de 0,1 nm/K alors que le maximum de la courbe de gain varie d'environ 0,5 nm/K. Cependant, dans de nombreux cas un chauffage excessif est inacceptable car il conduit soit à une surélévation du courant de seuil soit à une réduction de la puissance optique.

### 1.3.1.2. Composants intégrés

Nous avons vu précédemment que la modulation de la densité de porteurs libres permettait de faire varier de façon continue l'indice de réfraction et donc la longueur optique de la cavité. On obtient ainsi un contrôle direct des longueurs d'onde résonantes. Dans un laser de type Fabry-Pérot, la plage d'accord continu est alors inférieure à un ISL. Pour une diode laser émettant à la longueur d'onde de 830 nm, une excursion en courant de 30 mA permet d'atteindre une déviation en fréquence optique de 100 GHz sans saut de mode [15].

Dans les structures contenant un réseau de Bragg telles que les lasers DFB ou DBR, la modulation de l'indice permet aussi de faire varier la longueur d'onde sélectionnée par le réseau. La recherche de l'intégration de ces deux fonctions dans des composants monolithiques pour réaliser des diodes laser continûment accordables peut en principe être faite dans n'importe quelle direction de l'espace. En pratique cette intégration se fait soit longitudinalement, soit verticalement. Les dispositifs intégrés longitudinalement ressemblent plutôt aux structures DBR. La section non gravée permet un contrôle de la phase, tandis que l'autre section est utilisée pour le contrôle de la courbe de gain.

Le plus grand accord continu fondé sur ce principe s'étend sur 7,2 nm avec une largeur spectrale de l'ordre de 1 MHz. Il a été obtenu avec un laser accordable DFB à trois sections en utilisant l'effet thermique additionnel [16]. L'inconvénient de ces dispositifs reste que le contrôle simultané des différents courants s'avère difficile et complexe [17]. Appliquée à la mesure de distance par MCF, une diode laser DBR à trois sections (une pour le milieu actif, une pour la phase, une pour le réseau gravé) permet d'obtenir un accord continu de 375 GHz avec une longueur de cohérence de l'ordre de 1 m [18].

Les dispositifs intégrés verticalement conduisent à des structures du type DFB. Dans ce cas un accord continu peut être obtenu de façon intrinsèque par le contrôle d'un seul courant. En effet, le réglage de l'indice de réfraction qui contrôle la longueur d'onde sélectionnée par le réseau de Bragg ajuste de façon identique la longueur optique de la cavité. Le laser DFB à guide jumelé ajustable (TTG : tunable twin-guide), développé en 1989 par Amann *et al.* [19], constitue une réalisation pratique de ce principe d'intégration verticale. D'un point de vue électronique, le laser TTG DFB est une hétérostructure pnp avec deux hétérojonctions pn découplées qui sont polarisées par deux courants indépendants. La région n-InP alimente la région active et la région de réglage dont l'énergie de gap est plus élevée afin d'éliminer la possibilité d'émission stimulée dans cette région. Par contre, d'un point de vue optique, les deux régions sont fortement couplées. Ainsi l'indice de réfraction contrôlé par le courant dans la région de réglage a une forte influence sur le mode optique. Les lasers TTG DFB

permettent d'obtenir un accord continu maximum de 1400 GHz [20]. Cependant, typiquement l'accord continu est plutôt de l'ordre de 600 GHz, avec une longueur de cohérence limitée à environ 60 cm [21].

Dans les lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL : vertical cavity surface-emitting laser), les réflecteurs sont constitués d'une structure périodique dont l'unité élémentaire associe deux couches, l'une d'indice faible, l'autre d'indice fort. Ces réflecteurs, aussi appelés miroirs de Bragg distribués comportent de 20 à 30 paires de couches. Du fait de la faible longueur de la cavité, l'espacement entre les modes est de l'ordre de grandeur de la bande de gain. Les VCSEL sont donc intrinsèquement monomodes longitudinal, mais un fonctionnement multimode transverse reste possible. La variation d'indice obtenue par chauffage permet de régler à la fois la longueur d'onde du maximum de réflectivité des miroirs de Bragg et la longueur d'onde de gain maximum du milieu actif. Un accord continu de 10,1 nm a été réalisé par l'emploi de films chauffants [22]. Actuellement le producteur Avalon photonics [23] fournit un VCSEL monomode à 760 nm avec une largeur spectrale de 30 MHz lorsque la puissance optique reste inférieure à 0,3 mW. Sa longueur de cohérence atteint 10 m. Un accord continu peut être obtenu sur 1,5 nm soit par modulation du courant avec un taux de 0,4 nm/mA, soit par la température avec un taux de 0,03 nm/°C.

### 1.3.2. Diode laser accordable à cavité externe

L'étendue de l'accord continu qui peut être obtenue avec des structures à semi-conducteur monolithiques est physiquement limitée par les maxima tolérables de température et de densité de courant. Pour une diode laser constituée de InGaAsP émettant à une longueur d'onde autour de 1,5  $\mu\text{m}$ , le taux d'accordabilité semble être limité à 1 % [24]. Cette limitation peut être dépassée par l'utilisation de cavités externes.

#### 1.3.2.1. VCSEL avec miroir déformable

Des VCSEL à cavité externe intégrant une structure micro-électro-mécanique (MEMs : micro electro mechanical system ) ont été développés. Un accord continu de 23 nm [25] a été obtenu avec un miroir externe sur une membrane attirée par une force électrostatique. Avec un miroir constitué par l'extrémité d'un levier, un accord continu de 19,6 nm a été atteint [26].

Malgré l'intérêt que peuvent susciter ces lasers, leurs propriétés spectrales ne sont pas suffisamment établies pour permettre une utilisation sûre dans le domaine de la mesure de distance par une méthode interférométrique.

#### 1.3.2.2. Cavité externe à réseau

Une configuration simple des diodes laser à cavité externe, représentée sur la figure 1.5, est la configuration dite de Littrow. La simple rotation du réseau de diffraction permet de régler la longueur d'onde pour laquelle les pertes sont minimum d'une part et d'ajuster la longueur de la cavité laser d'autre part. Dans ces structures, le traitement antireflet (AR) de la facette donnant sur la cavité est indispensable pour empêcher le laser de fonctionner sur un mode uniquement déterminé par les facettes de la diode laser et forcer l'oscillation sur un mode de cavité externe. La face traitée AR est située au foyer du collimateur qui transforme en onde plane le faisceau très divergent issu de la diode de façon à assurer la sélectivité spectrale maximale du réseau diffractif. La longueur d'onde  $\lambda_r$  sélectionnée par le réseau de pas  $d$  est donnée par la relation :

$$\lambda_r = 2d \sin \theta_i \quad (1.25)$$

où  $\theta_i$  est l'angle que forme la normale au réseau avec l'axe optique.

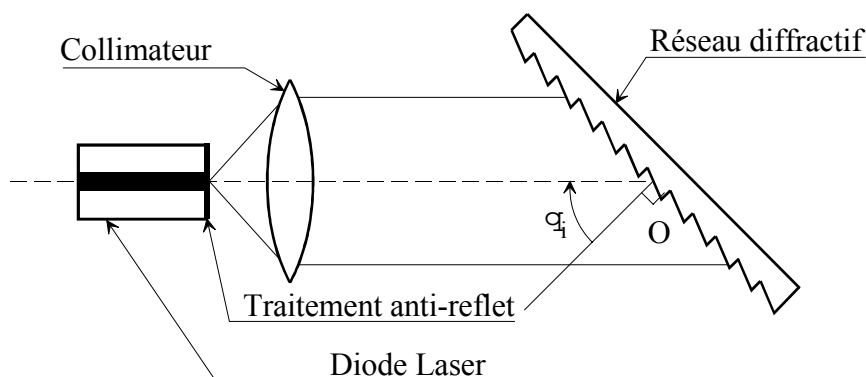


Figure 1.5 Laser à cavité externe en configuration Littrow

Un avantage spécifique des diodes laser à cavité externe sur celles qui sont monolithiques est lié à leurs propriétés spectrales. La largeur spectrale des lasers à semi-conducteur est proportionnelle au taux d'émission spontanée, et est inversement proportionnelle au nombre de photons dans la cavité laser [27]. Le taux d'émission spontanée étant le nombre de photons émis dans le mode principal par unité de temps. Dans un cas pratique où la taille de la cavité externe  $L_{ext}$  est grande devant celle du milieu actif, le taux d'émission spontanée varie en  $1/L_{ext}$  car l'espacement intermodal varie en  $1/L_{ext}$  (cf. § 1.4.5.3). De plus, le nombre de photons est lui proportionnel à la taille de la cavité. Nous en déduisons que la largeur spectrale d'une diode laser à cavité externe est proportionnelle à l'inverse du carré de la longueur  $L_{ext}$ . Ainsi, des largeurs spectrales de l'ordre du kHz peuvent être obtenues avec des cavités externes de seulement quelques centimètres.

Avec ces dispositifs, la plage d'accordabilité est seulement limitée par la courbe de gain du milieu actif [28, 29]. Mais la plage d'accord continu est souvent beaucoup plus réduite à cause notamment de la sensibilité des configurations à cavité externe aux fluctuations mécaniques et thermiques. En effet, pour éviter les sauts de mode, la longueur de la cavité externe doit être maîtrisée à une fraction de longueur d'onde près. Actuellement des lasers accordables commerciaux fondés sur ce principe permettent d'atteindre une plage d'accord continu de 120 nm autour 1,52  $\mu\text{m}$ , par exemple, avec une largeur spectrale inférieure à 100 kHz [30].

### 1.3.3. Synthèse des résultats concernant les différents dispositifs laser examinés

Le Tableau 1.1 présente une synthèse comparative de différentes structures de lasers à semi-conducteur introduites jusqu'à présent. Le principal inconvénient des diodes laser à cavité externe par rapport aux lasers accordables monolithiques et intégrés est leur plus grande instabilité mécanique. Cependant, les diodes laser à cavité externe présentent des caractéristiques spectrales beaucoup plus intéressantes pour les applications télémétriques tant par leur large accordabilité continue que par leur importante longueur de cohérence. Ainsi, pour la réalisation de notre dispositif télémétrique, notre choix s'oriente vers ce type source. La partie suivante détaille donc de façon plus approfondie le fonctionnement des diodes laser à cavité externe.

## 1.4. Les lasers à cavité externe

Dans la partie précédente, nous avons mis en évidence que les diodes laser à cavité externe (ECDL : external cavity diode laser) permettent d'obtenir des plages d'accord continu très importantes avec une faible largeur spectrale. Grâce à ces deux caractéristiques, les diodes laser à cavité externe trouvent un nombre croissant d'applications dans le domaine des télécommunications par fibre optique, la spectroscopie haute résolution [31] et en particulier

la télémétrie [8]. En effet, nous le verrons par la suite, une large accordabilité et une grande longueur de cohérence constituent des atouts nécessaires pour les applications télémétriques.

Tableau 1.1 Comparaison des caractéristiques des différentes configurations des lasers accordables à semi-conducteur

Type de source accordable	Longueur de cohérence (m)	Taux d'accordabilité typique (%)	Inconvénients	Avantages
Modulation du courant d'injection	6	0,03	Forte modulation d'amplitude	Simplicité, compacité
Diode laser Multisection	1	0,2	Electronique complexe, instabilité des caractéristiques à long terme	Compacité
TTG	0,6	0,3	Longueur de cohérence limitée à 60 cm	Simplicité de la commande par deux courants, compacité
Laser à cavité externe	> 1 km	5	Utilise un dispositif mécanique	Très large plage d'accord, faible largeur spectrale

Nous avons montré au paragraphe 1.2.3 que de larges plages d'accord continu ne peuvent être obtenues que par synchronisation de la variation de la longueur d'onde de gain maximum et de celle du spectre des longueurs d'onde résonantes. Après avoir rappelé comment la longueur d'émission est sélectionnée, nous expliciterons la condition de synchronisation pour les ECDL. Nous avons précédemment remarqué que la stabilité mécanique constitue un point critique des ECDL, les paragraphes suivants lui sont donc consacrés. Ils nous permettront de choisir la configuration de ECDL la plus stable et de déterminer les tolérances à respecter.

#### 1.4.1. Modes de sélection de la longueur d'onde d'émission et condition d'accord continu

Lorsque le traitement antireflet de la diode laser donnant sur la cavité est d'une qualité suffisante, une description simple et phénoménologique du mode de sélection de la longueur d'onde d'émission des lasers à cavité externe peut être faite en considérant essentiellement deux facteurs, d'une part la sélection longitudinale des modes par la cavité Fabry-Pérot équivalente du résonateur et d'autre part la sélectivité due à la diffraction par le réseau.

##### 1.4.1.1. Sélection par le réseau

Les directions  $\theta_m$  des maxima d'intensité d'ordre  $m$  d'un faisceau incident selon l'angle  $\theta_i$  diffracté par un réseau de pas  $d$  à la longueur d'onde  $\lambda_r$  sont données par la relation de Bragg<sup>3</sup> :

$$\sin(\theta_m) = \sin(\theta_i) + m \frac{\lambda_r}{d} \quad (1.26)$$

<sup>3</sup> L'angle d'incidence est mesuré à partir de la normale au plan moyen du réseau et est compté positif. On compte positifs les angles des ordres opposés au faisceau incident symétriquement à la normale au réseau. Ainsi, sur la figure 1.6, l'angle  $\theta_{-1}$  est négatif et l'angle d'incidence  $\theta_i$  est positif.



Afin d'optimiser l'efficacité de diffraction, le pas du réseau est généralement choisi de telle sorte qu'il n'y ait qu'un seul ordre diffracté. On s'intéresse donc plus particulièrement au cas où  $m = -1$ . La longueur d'onde sélectionnée par le réseau s'écrit donc :

$$\lambda_r = d(\sin(\theta_i) - \sin(\theta_{-1})) \quad (1.27)$$

#### 1.4.1.2. Sélection par le résonateur

Si on se limite aux modes longitudinaux, les longueurs d'onde qui correspondent à chacun de ces modes sont données par la relation (1.6), où  $L_{opt}$  représente la longueur optique totale de la cavité comprenant la diode laser et la cavité externe.

#### 1.4.1.3. Condition d'accord continu

Le mode longitudinal qui a le gain le plus important détermine la longueur d'onde centrale du spectre d'émission du laser et est appelé mode principal. Dans un laser à cavité externe, l'espacement intermodal est très petit devant la largeur de la bande de gain du semi-conducteur utilisé comme milieu actif. Ainsi la variation de gain net entre deux modes longitudinaux adjacents due au milieu actif lui-même est négligeable devant la modulation des pertes causée par le réseau. Le mode longitudinal principal est donc celui dont la longueur d'onde est la plus proche de celle à laquelle le réseau cause les pertes minimales. Pour accorder ce laser en longueur d'onde de façon continue, il faut donc que le mode  $p$  le plus proche de la longueur d'onde sélectionnée par le réseau soit toujours le même. Autrement dit, d'après la relation (1.6), lorsque la longueur d'onde sélectionnée par le réseau varie il faut que la longueur de chemin optique varie de telle sorte que le nombre de demi ondes  $p$  contenues dans la cavité ou de façon équivalente le numéro de mode  $p$  reste constant. Si les sélections par le réseau et le résonateur n'évoluent pas de façon synchrone, le gain du mode le plus proche du maximum d'efficacité du réseau diminuera à mesure que celui du mode adjacent croîtra. Les gains respectifs de ces deux modes deviennent égaux lorsque  $\lambda_r$  et  $\lambda_p$  sont espacés d'un demi ISL. L'écart ne peut plus croître davantage, puisque le mode adjacent aurait alors un gain supérieur au mode lasant. Ainsi, la désynchronisation des modes de sélection donne lieu à un saut de mode, car le mode adjacent devient lui-même le mode principal. Ceci se traduit par des discontinuités dans l'évolution du spectre d'émission de la source laser. En tenant compte uniquement des deux phénomènes que nous venons d'exposer, la condition d'accord continu peut être exprimée en disant que **la différence entre les longueurs d'onde sélectionnées par le réseau d'une part, et la cavité Fabry-Pérot équivalente d'autre part, doit être inférieure à un demi intervalle spectral libre de la cavité**. Cette condition est formalisée par l'inégalité suivante :

$$|\lambda_r(\theta_i) - \lambda_p(L_{opt})| < \delta\lambda_{seuil} \quad (1.28)$$

où  $\delta\lambda_{seuil} = \frac{\delta\lambda_p}{2}$  (un demi ISL)

Ce résultat est identique à celui donné par la relation (1.22), à la différence près que nous avons fait l'hypothèse implicite que le maximum de la courbe de gain  $\lambda_g$  ne dépend que du maximum de la caractéristique de sélectivité du réseau  $\lambda_r$ .

## 1.4.2. Sélectivités spectrales des cavité externes

### 1.4.2.1. Sélectivité du Fabry-Pérot équivalent

En pratique la sélectivité spectrale du résonateur est très faible. Parmi les causes principales, on trouve le faible taux de couplage de l'onde retournant dans le semi-conducteur, la faible réflectivité d'une des extrémités du résonateur (c'est par exemple le cas lorsque le miroir qui ferme la cavité du côté de la face arrière de la diode laser est réalisé par simple clivage de cette dernière) et une efficacité de diffraction insuffisante du réseau. Nous prendrons donc comme sélectivité du résonateur simplement l'écart intermodal ou ISL donné par la relation (1.7) qui, en négligeant l'effet de la dispersion chromatique, peut s'écrire :

$$\delta\lambda_p = \frac{\lambda_0^2}{2L_{opt}} \quad (1.29)$$

où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde d'émission laser.

### 1.4.2.2. Sélectivité spectrale de la cavité externe en Littman

La sélectivité spectrale de la cavité est obtenue à partir de l'efficacité de couplage entre le mode propre guidé dans la diode laser et le faisceau réfléchi en fonction de la longueur d'onde. La géométrie des éléments de la cavité externe est représentée sur la figure 1.6<sup>4</sup>. Par soucis de simplicité, on considère que la diode laser émet sur sa face de sortie un faisceau dont les champs ont la forme d'ondes planes avec un vecteur d'onde parallèle à la direction d'émission. Le faisceau émis sur la face de sortie est supposé gaussien et ses composantes selon  $x$  et  $y$  peuvent être découplées. La dispersion spectrale ayant lieu selon la direction  $x$ , on ne s'intéresse donc qu'à la distribution du champ électrique  $E_0$  dans cette direction. L'origine des  $x$  est défini au centre de cette distribution. Elle est de rayon  $r_0$  et est décrite par :

$$E_0(x) = e^{-\left(\frac{x}{r_0}\right)^2} \quad (1.30)$$

Sur le collimateur situé à une distance  $d_{dl}$ , à cause de la diffraction, le faisceau gaussien atteint un rayon  $\rho_0$ . Puisque le faisceau de sortie doit être collimaté, la distance  $d_{dl}$  est très proche de la distance focale  $f$  de la lentille, et en prenant en compte le fait que  $\lambda f$  est très supérieur au carré de  $r_0$ , on a :

$$\rho_0 = \frac{2f}{kr_0} \text{ avec le nombre d'onde } k = n_a \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.31)$$

où  $n_a$  et  $\lambda$  sont l'indice de réfraction de l'air et la longueur d'onde dans le vide, respectivement. Cette distribution se propage en direction du réseau selon la direction des  $z$  dans le sens négatif. On appellera cette direction l'axe optique. Cet axe forme un angle  $\theta_i$  avec la normale au réseau. Le faisceau diffracté dans l'ordre -1 forme quant à lui un angle  $\theta_{-1}(\lambda)$  avec cette normale. Entre ces deux angles, nous avons la relation de Bragg :

$$\frac{\lambda}{n_a d} = \sin(\theta_i) - \sin(\theta_{-1}(\lambda)) \quad (1.32)$$

où  $d$  désigne le pas du réseau. Après réflexion sur le miroir, le faisceau forme un angle  $\theta_{-1b}(\lambda)$  avec la normale au réseau.

<sup>4</sup> Une représentation fonctionnelle de ce type de cavité externe est montrée par la figure 1.12.

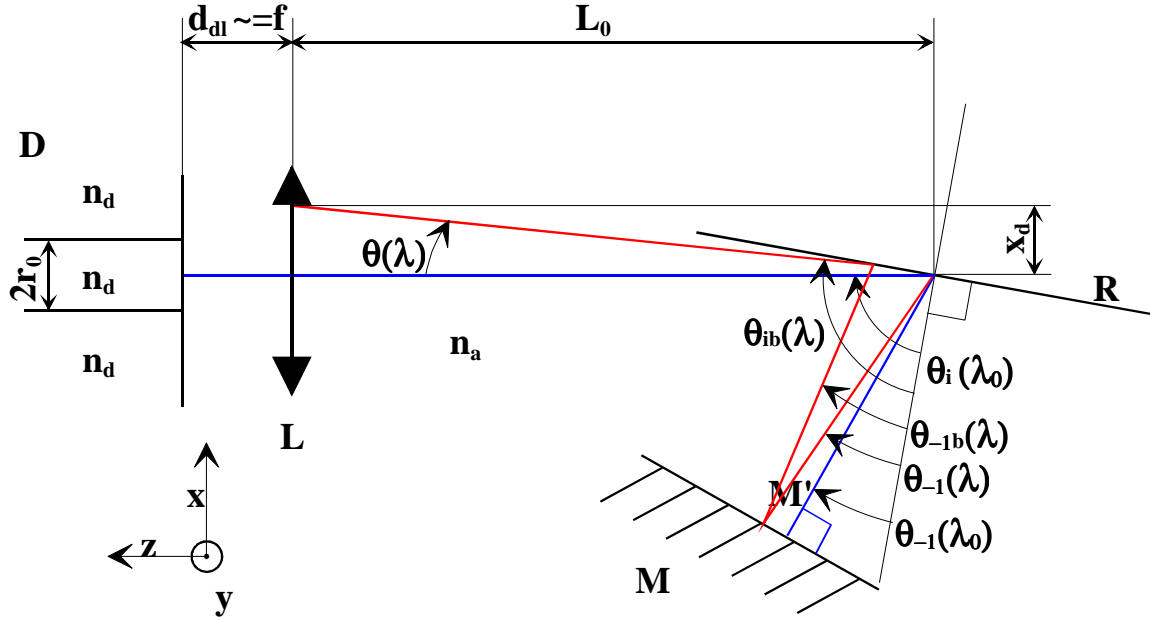


Figure 1.6 Schéma de principe de la cavité externe en configuration Shoshan pour le calcul de la sélectivité spectrale, (D) diode laser, (L) lentille collimatrice, (R) réseau de diffraction, (M) miroir mobile.

En notant  $\lambda_0$  la longueur d'onde pour laquelle l'ordre -1 de diffraction est perpendiculaire au miroir, nous disposons de la relation :

$$\theta_{-1b}(\lambda) = 2\theta_{-1}(\lambda_0) - \theta_{-1}(\lambda) \quad (1.33)$$

La nouvelle diffraction sur le réseau donne un faisceau, dirigé vers le collimateur, qui forme un angle  $\theta_{ib}(\lambda)$  avec la normale au réseau tel que :

$$\frac{\lambda}{n_a d} = \sin(\theta_{ib}(\lambda)) - \sin(\theta_{-1b}(\lambda)) \quad (1.34)$$

Grâce aux deux relations précédentes, on peut résumer l'effet de la cavité externe sur le faisceau retour incident sur la lentille par deux caractéristiques qui sont fonctions de la longueur d'onde. On a d'une part un décalage d'une distance  $x_d(\lambda)$  par rapport à l'axe optique et d'autre part une inclinaison d'un angle  $\theta(\lambda)$  dans le plan  $xOz$  perpendiculaire aux stries du réseau. Autour de la longueur d'onde  $\lambda_0$ , au premier ordre et en négligeant

$\frac{\tan(\theta_{-1}(\lambda_0))}{\tan(\theta_i)} \frac{\cos(\theta_i)}{\cos(\theta_{-1}(\lambda_0))}$  devant 1,  $x_d(\lambda)$  et  $\theta(\lambda)$  s'écrivent :

$$x_d(\lambda) = 2L_0 \frac{\lambda - \lambda_0}{n_a d \cos(\theta_i)} \quad \text{et} \quad \theta(\lambda) = 2 \frac{\lambda - \lambda_0}{n_a d \cos(\theta_i)} \quad (1.35)$$

où  $L_0$  désigne la distance du collimateur au réseau. Le champ électrique à l'entrée de la lentille est donc de la forme :

$$E_i(x) = e^{-\frac{(x+x_d(\lambda)+z\theta(\lambda))^2}{\rho^2}} e^{ik(z+x\theta(\lambda))} \quad (1.36)$$

où  $\rho$  est le nouveau rayon de mode. La définition des variables d'espace  $x$  et  $z$  est illustrée dans la figure 1.6. Dans l'approximation paraxiale, la fonction de transmission d'une lentille mince d'épaisseur optique  $d_0$  est représentée par :

$$t(x) = e^{i\frac{k}{n_a}d_0} e^{-i\frac{k}{2f}(x^2)} \quad (1.37)$$

La distribution du champ électrique  $E_t(\xi)$  à l'entrée de la diode laser est donnée par le calcul de la diffraction de Fresnel de  $t(x)E_i(x)$  au foyer de la lentille. L'utilisation de la relation usuelle [32] donne :

$$E_t(\xi) = -\frac{i}{\lambda} \frac{e^{ikf}}{f} e^{i\frac{k}{n_a}d_0} e^{i\frac{k}{2f}\xi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\frac{k}{f}x\xi} E_i(x) dx \quad (1.38)$$

où la variable d'espace dans la direction des  $x$  est notée  $\xi$  dans le plan de focalisation de la lentille. Après calcul, en négligeant les facteurs de phase constants et en reprenant la variable  $x$ , on obtient :

$$E_t(x) = \frac{\rho}{\chi} e^{-\frac{(x+f\theta)^2}{\chi^2}} e^{2i\frac{f\theta+x_d}{\rho} \frac{x+f\theta}{\chi}} e^{i\frac{k}{2f}x^2} \quad (1.39)$$

où  $\chi$ , le rayon de la gaussienne incidente à l'interface entre l'air et la diode laser, s'écrit :

$$\chi = \frac{2f}{k\rho} \quad (1.40)$$

Le calcul du taux de couplage  $\eta_c$  de l'intensité du champ incident dans le mode propre guidé à l'infini de la diode laser selon la direction  $x$  est donnée par :

$$\eta_c = \cos^2 \theta \frac{\left| \int_{-\infty}^{+\infty} E_t(x) E_0(x) dx \right|^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} E_0^2(x) dx \int_{-\infty}^{+\infty} |E_t(x)|^2 dx} \quad (1.41)$$

où  $\cos^2 \theta$  est dû au couplage des polarisations. Puisque nous nous sommes placés dans l'approximation paraxiale, ce facteur est négligé par la suite. Après calcul, on obtient :

$$\eta_c = Q e^{-\frac{\theta}{2} \left\{ (\theta f)^2 \left( \frac{1}{r_0^2} + \frac{1}{\chi^2} + \frac{1}{\rho^2} \right) + \left( x_d \frac{r_0}{\rho} \right)^2 \left( \frac{1}{r_0^2} + \frac{1}{\chi^2} + \frac{2}{x_d r_0^2} \right) \right\}} \text{ avec } Q = \frac{(2r_0\chi)^2}{(r_0^2 + \chi^2)^2 + \left( r_0^2 \frac{\chi}{\rho} \right)^2} \quad (1.42)$$

Cette dernière expression peut être simplifiée en utilisant les développements au premier ordre de  $x_d(\lambda)$  et  $\theta(\lambda)$  donnés par (1.35) et en prenant les deux hypothèses qui suivent. D'une part le rayon de mode  $\rho$  incident sur la lentille est beaucoup plus grand que le rayon de mode guidé  $r_0$  et que le rayon de mode  $\chi$  incident sur l'entrée de la diode laser. D'autre part, la distance du réseau au collimateur  $L_0$  est prise grande devant la distance focale  $f$ . On obtient ainsi une expression du taux de couplage en fonction de la variation de longueur d'onde  $(\lambda - \lambda_0)$  de la forme :

$$\eta_c(\lambda - \lambda_0) = \left( \frac{2r_0\chi}{r_0^2 + \chi^2} \right)^2 e^{-8 \left( \frac{\lambda - \lambda_0}{n_a d \cos(\theta_i)} \right)^2 f^2 + \left( \frac{L_0 r_0}{\rho} \right)^2 \frac{1}{r_0^2 + \chi^2}} \quad (1.43)$$

Grâce à cette formulation, on peut remarquer que pour une longueur d'onde donnée, le taux de couplage est maximisé lorsque le rayon de mode guidé  $r_0$  est égal au rayon de mode incident  $\chi$ . Dans ce cas, la comparaison des relations (1.40) et (1.31) donne immédiatement l'égalité des rayons de mode aller et retour  $\rho$  et  $\rho_0$  sur la lentille. Dans la pratique, le respect de cette égalité impose l'ajustement précis de la distance qui sépare le collimateur de la diode laser. On déduit de la relation précédente la bande passante spectrale complète à mi-hauteur  $\Delta\lambda_{FWHM}$  :

$$\Delta\lambda_{FWHM} = n_a d \cos(\theta_i) \sqrt{\frac{\ln 2}{2}} \sqrt{\frac{r_0^2 + \chi^2}{f^2 + \left(\frac{L_0 r_0}{\rho}\right)^2}} \quad (1.44)$$

Nous remarquons que la condition d'équilibre les contributions de  $r_0$  et  $\chi$  à l'élargissement de la bande passante est la même que celle de maximisation du couplage  $\eta_c$  c'est-à-dire que les deux conditions sont simultanément réalisées lorsque le rayon de mode guidé  $r_0$  est égal au rayon de mode  $\chi$  incident. Après une simple mise en forme, on réécrit  $\Delta\lambda_{FWHM}$  :

$$\Delta\lambda_{FWHM} = n_a d \cos(\theta_i) \sqrt{\frac{\ln 2}{2}} \sqrt{\frac{\left(\frac{r_0}{f}\right)^2 + \left(\frac{\lambda}{\pi\rho}\right)^2}{1 + \left(\frac{L_0 r_0}{f\rho}\right)^2}} \quad (1.45)$$

A l'exclusion du terme fonction de la distance  $L_0$ , ce résultat est identique à celui obtenu par Kononenko *et al.* [33] (qui donne la valeur de la bande passante à  $e^{-1}$ ). Mais l'influence de la distance  $L_0$  est relativement faible. En effet, si l'on souhaite ajuster la distance  $L_0$  pour réduire la bande passante, on voit immédiatement que cela conduit à chercher à maximiser le

dénominateur  $1 + \left(\frac{L_0 r_0}{f\rho}\right)^2$  et donc  $L_0$  elle-même. Or, on montre que le chemin optique maximal entre une lentille et la position du pincement du faisceau gaussien (beam waist en

anglais) est donnée par la distance de Rayleigh  $\frac{\rho^2}{2} \frac{n_a \pi}{\lambda}$ . Puisque l'on souhaite que le rayon

de mode du faisceau retour incident sur la lentille soit identique à celui qui en émerge, c'est au niveau du pincement qu'il faut placer le miroir de renvoi. Dans notre cas, on majore l'effet de  $L_0$  en négligeant la diffraction entre le réseau et le miroir et donc la distance du miroir au réseau devant  $L_0$ . On en déduit que la valeur maximale  $L_{0max}$  que peut prendre  $L_0$  est donnée

par  $L_{0max} = \frac{\rho^2}{2} \frac{n_a \pi}{\lambda_0}$ . En tenant compte de l'égalité de  $r_0$  et  $\chi$ , on obtient  $\left(\frac{L_0 r_0}{f\rho}\right)_{max}^2 = \frac{1}{4}$  qui

reste donc toujours petit devant 1. On peut conclure que l'ajustement de  $L_0$  ne peut en aucun cas permettre de réduire de façon significative la bande passante de la cavité externe.

En tenant compte de la condition d'équilibre les contributions de  $r_0$  et  $\chi$  et du fait que la contribution de  $L_0$  est négligeable, l'expression de la bande passante spectrale (1.45) peut être approchée par :

$$\Delta\lambda_{FWHM} = n_a d \cos(\theta_i) \sqrt{\ln 2} \frac{r_0}{f} \quad (1.46)$$

On remarque que l'on dispose donc de trois paramètres pour réduire la bande passante spectrale de la cavité externe. Premièrement, il est possible de diminuer la taille du pas du

réseau, avec comme limite fondamentale  $d > \frac{\lambda_0}{n_a (1 + \sin(\theta_i))}$  et comme limitation pratique le

fait que l'ordre -1 de diffraction doit être renvoyé par un miroir vers le réseau. Deuxièmement, on peut augmenter l'angle  $\theta_i$ . Mais cela peut conduire à l'utilisation d'un réseau de grande dimension, ce qui pose des problèmes d'encombrement et de coût. Et surtout, l'inconvénient majeur de ce procédé est que l'efficacité de diffraction des réseaux (a fortiori, les réseaux disponibles sur le marché) diminue de façon très importante aux

incidences rasantes (cf. par exemple la caractéristique du réseau utilisé illustrée figure 2.8). Troisièmement, on peut choisir d'augmenter la distance focale  $f$ . Cette méthode n'est limitée que par la taille des optiques disponibles (réseau, lentille, miroir). Mais il faut garder à l'esprit que l'intérêt premier de la bande passante spectrale étroite est la sélection d'un mode longitudinal unique. Or, toute augmentation de la distance focale s'accompagne nécessairement d'un allongement de la cavité externe (cf. relation (1.62) au § 1.4.5.2 où la distance focale apparaît sous la forme du rapport du rayon de mode sur l'ouverture numérique) et donc d'une réduction de l'espacement entre les modes longitudinaux (1.29). L'utilisation d'une lentille collimatrice de grande focale ne contribue donc pas nécessairement à l'amélioration de la stabilité de l'accordabilité d'un laser à cavité externe.

### 1.4.2.3. Sélectivité spectrale de la cavité externe en Littrow

Pour calculer la bande passante spectrale d'une cavité externe en configuration Littrow, on peut reprendre la démarche présentée plus en détails pour la configuration Shoshan (cf. § 1.4.2.2). Celle-ci conduit à remplacer les développements au premier ordre de  $x_d(\lambda)$  et  $\theta(\lambda)$  donnés par (1.35) par :

$$x_d(\lambda) = L_0 \frac{\lambda - \lambda_0}{n_a d \cos(\theta_i)} \text{ et } \theta(\lambda) = \frac{\lambda - \lambda_0}{n_a d \cos(\theta_i)} \quad (1.47)$$

Avec les mêmes hypothèses, on aboutit à :

$$\Delta\lambda_{FWHM} = n_a d \cos(\theta_i) 2\sqrt{\ln 2} \frac{r_0}{f} \quad (1.48)$$

### 1.4.2.4. Conclusion

En comparant les expressions de la largeur spectrale, « toutes choses égales par ailleurs », une cavité en configuration Shoshan possède une bande passante spectrale deux fois plus étroite qu'une cavité en configuration Littrow. Cette remarque nous conduit à donner une expression générale de la bande passante spectrale en fonction du nombre de passages  $n$  sur le réseau :

$$\Delta\lambda_{FWHM} = n_a d \cos(\theta_i) \frac{2}{n} \sqrt{\ln 2} \frac{r_0}{f} \quad (1.49)$$

Schématiquement, on peut expliquer cette caractéristique par le fait que dans la configuration Shoshan le faisceau passe deux fois sur le réseau, alors qu'il n'y passe qu'une seule fois dans la configuration Littrow.

## 1.4.3. Configuration Littrow

Très tôt, des cavités externes avec un réseau en configuration Littrow ont été associées aux diodes laser pour améliorer leur accordabilité et leur finesse spectrale. Dès 1973, avec une cavité externe en configuration Littrow schématiquement semblable à celle de la figure 1.5, J. A. Rossi *et al.* [34] obtiennent une émission laser pulsée de 15 GHz de largeur spectrale par une diode au GaAs à température ambiante. Par rotation du réseau de diffraction, ils parviennent à accorder la longueur d'onde d'émission sur une plage de 10 nm autour de 890 nm. Plus tard, R. Wyatt [35] obtient une émission continue accordable sur 55 nm avec une diode laser à base de InGaAsP à 1,5  $\mu\text{m}$  traitée antireflet dans une cavité externe en configuration Littrow. La largeur spectrale minimum mesurée est de 10 kHz.

Mais l'obtention d'un accord continu ne peut se faire que par la synchronisation des mécanismes de sélectivité. Celle-ci, peut être réalisée, comme nous le montrons dans les deux

paragraphes suivants, soit par la coordination de mouvements mécaniques, une translation et une rotation du réseau, soit par une unique rotation de ce dernier.

### 1.4.3.1. Synchronisation de la translation et de la rotation

Dans les cavités externes en configuration Littrow, pour éviter les sauts entre les modes longitudinaux de la cavité pendant l'accord en longueur d'onde, il est nécessaire de changer l'angle  $\theta_i$  du réseau et la longueur optique  $L_{opt}$  de la cavité simultanément de telle sorte que la longueur d'onde du mode longitudinal de cavité s'accorde avec la longueur d'onde rétro-réfléchi par le réseau. En première approximation, on dira que l'on a accord continu sur un mode  $p$ , tant que la condition (1.28) est respectée. En développant cette relation avec les expressions (1.7) (1.25) et (1.6), avec l'hypothèse initiale que  $\lambda_{r0} = \lambda_p$ , on obtient l'inégalité :

$$\left| 2d \sin(\theta_i) - 2 \frac{L_{opt}}{p} \right| < \frac{d \sin(\theta_i)}{p} \quad (1.50)$$

Il s'ensuit que la condition d'accord continu est satisfaite si  $\frac{L_{opt}}{\sin(\theta_i)}$  ne s'écarte pas de sa valeur initiale de plus d'un demi-pas du réseau sur l'étendue complète d'accord.

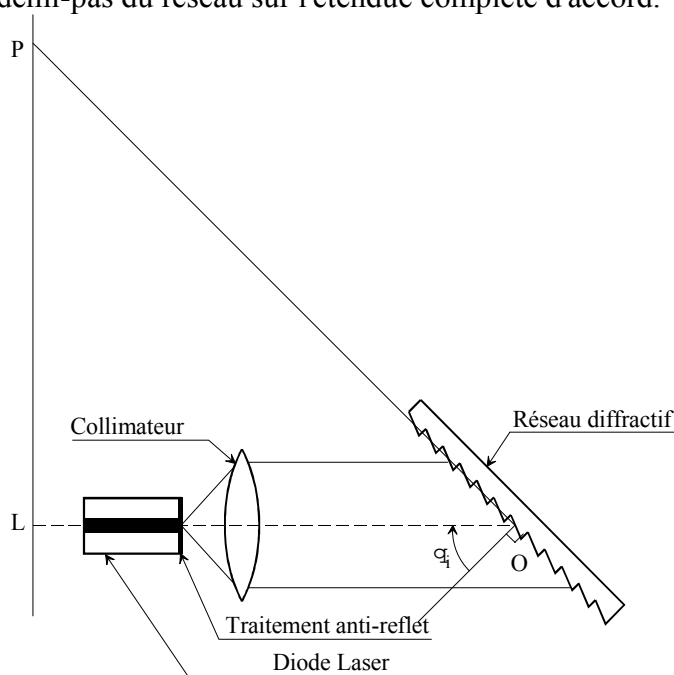


Figure 1.7 Diode laser à cavité externe en configuration Littrow

Sur la figure 1.7 où le chemin optique le long de l'axe optique  $L_{opt}$  du réseau à la facette

arrière de la diode laser est égal à la distance  $LO$ , on constate que  $\frac{L_{opt}}{\sin(\theta_i)} = PO$ . Les points  $P$

et  $O$  sont définis comme l'intersection de la droite confondue avec le plan du réseau avec la perpendiculaire à l'axe optique passant par  $L$  et l'intersection de l'axe optique avec le plan du réseau respectivement. L'interprétation mécanique directe de cette observation conduit à maintenir la distance  $PO$  constante en laissant le réseau libre de tourner autour de l'axe  $O$  et en translatant l'ensemble suivant l'axe optique ( $LO$ ) tout en maintenant le point de contact  $P$  d'une pièce solidaire du réseau sur la droite ( $LP$ ) perpendiculaire à ( $LO$ ). L'indice de réfraction de la diode laser étant dépendant de la longueur d'onde,  $L_{opt}$  varie avec la longueur d'onde.

Ceci est partiellement corrigé en faisant circuler le point de contact  $P$  sur une droite ( $LP$ ) qui n'est pas exactement normale à ( $LO$ ). En 1986, F. Favre *et al.* [36] ont réalisé un laser à semi-conducteur et cavité externe doté de ce mécanisme de rotation-translation du réseau diffractif en configuration Littrow. Ils ont ainsi obtenu 15 nm d'accord continu autour de la longueur d'onde centrale 1,26  $\mu\text{m}$ , avec une largeur spectrale inférieure à 20 kHz. Puis en 1991, ils améliorent le dispositif et obtiennent 82 nm d'accord continu autour de 1,54  $\mu\text{m}$ , avec une largeur spectrale inférieure à 100 kHz. Ces caractéristiques sont essentiellement limitées par les aberrations chromatiques du collimateur et l'étendue de la plage de gain.

### 1.4.3.2. Synchronisation par rotation simple

Les résultats présentés précédemment, bien qu'excellents, ont été obtenus avec un dispositif mécanique complexe. Aussi des recherches ont été menées pour réaliser un accord continu par une simple rotation [14, 37-39].

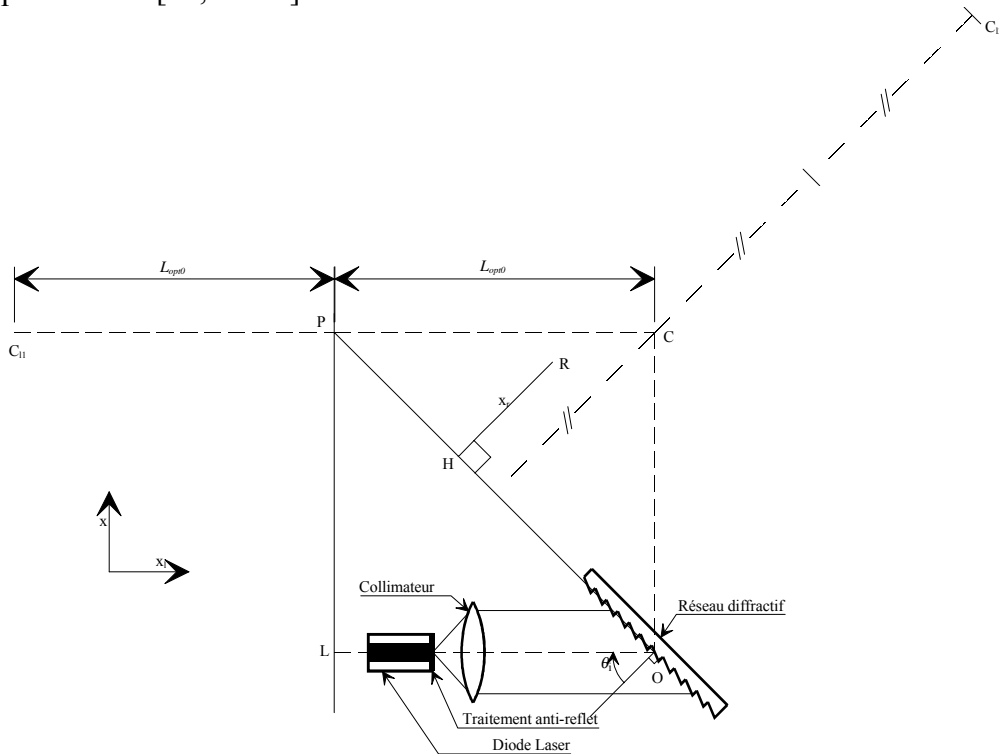


Figure 1.8 Cavité externe en configuration Littrow, continûment accordable par simple rotation.

Le problème consiste donc à trouver un pivot de rotation, tel que le désaccord  $\Delta\lambda$  entre  $\lambda_r$  et  $\lambda_p$  reste nul. Sur la figure 1.8, ce pivot  $R$  est défini dans le repère ( $L, x, x_1$ ) et est situé à une distance  $x_r$  du plan moyen du réseau. La longueur du chemin optique le long du rayon central du faisceau s'écrit :

$$L_{opt} = x \tan(\theta_i) + x_l - x_r (\cos(\theta_i) + \tan(\theta_i) \sin(\theta_i)) \quad (1.51)$$

En utilisant la relation (1.6), le désaccord  $\Delta\lambda$  entre  $\lambda_r$  et  $\lambda_p$ , s'exprime :

$$\Delta\lambda = \lambda_r - 2 \frac{L_{opt}}{p} \quad (1.52)$$

En combinant la relation précédente avec les relations (1.51) et (1.25), il est possible d'exprimer le désaccord  $\Delta\lambda$  en fonction de la seule variable d'accord  $\lambda_r$ , longueur d'onde du



minimum de pertes du réseau. Le développement limité de  $\Delta\lambda$  pour une petite variation de  $\delta\lambda$  autour de  $\lambda_{r0}$ , s'annule au premier ordre pour :

$$x \cos(\theta_{i0}) - x_l \sin(\theta_{i0}) = pd \cos(2\theta_{i0}) \quad (1.53)$$

où  $\theta_{i0}$  représente la valeur initiale de  $\theta_i$ . Lorsque l'on fait l'hypothèse classique (cf. § 1.2.3) selon laquelle on tolère un désaccord maximum  $\Delta\lambda_{max}$  de plus ou moins un demi espace intermodal, l'ordre 2 du développement limité de  $\Delta\lambda$  permet d'estimer la plage totale d'accord continu par l'expression :

$$\delta\lambda = \sqrt{\frac{\lambda_{r0}^3}{3HO \sin(\theta_{i0}) \tan(\theta_{i0})} \cos(\theta_{i0})} \quad (1.54)$$

où  $L_{opt0}$  représente la valeur initiale de  $L_{opt}$ . Sur la figure 1.8, le pivot  $C$  de coordonnées

$x = \frac{L_{opt0}}{\tan(\theta_{i0})}$  et  $x_l = L_{opt0}$  vérifie la relation (1.53). Ce pivot a été testé expérimentalement par

F. Favre *et al.* [36], ils ont obtenu 2 nm d'accord continu autour de 1,26  $\mu\text{m}$  alors que à partir

de l'expression (1.54), ils prévoient  $\delta\lambda = \sqrt{\frac{\lambda_{r0}^3}{3L_{opt0} \tan(\theta_{i0})}} = 2,4 \text{ nm}$ .

Lorsque l'on exprime la relation (1.53) en fonction de  $L_{opt0}$ ,  $\theta_{i0}$  et la distance au centre du réseau  $HO$ , on obtient la relation :

$$HO = \frac{\cos(\theta_{i0}) L_{opt0}}{\tan(\theta_{i0})} \quad (1.55)$$

L'interprétation graphique de cette relation est que les points pivots qui annulent au premier ordre le désaccord  $\Delta\lambda$  sont situés le long de la droite ( $CC_{12}$ ).

A. T. Shremer et C. L. Tang [40] proposent un point pivot situé sur cette droite et obtiennent une plage d'accord continu de 2,3 nm autour de 830 nm.

Le test du point  $C_{12}$  [37], pourtant aussi situé sur la droite ( $CC_{12}$ ) ne donne qu'un accord continu de 0,1 nm autour de 1,5  $\mu\text{m}$ , ce qui est assez éloigné des 2,3 nm prévus par (1.54). Ce résultat contraste d'ailleurs avec l'accord continu obtenu de 1 nm par le même auteur avec le point pivot  $C$  toujours autour de 1,5  $\mu\text{m}$ . La rotation du réseau autour de  $C_{11}$  [37] a permis d'obtenir un accord continu de 5,5 nm autour de 1,3  $\mu\text{m}$ .

Mais la conception des lasers continûment accordables par simple rotation du réseau en configuration Littrow dont nous avons discuté jusqu'à présent est fondée sur des considérations théoriques incomplètes. En particulier, ce **premier modèle** ne permet pas de prévoir que le réseau peut être translaté perpendiculairement à l'axe optique, c'est-à-dire parallèlement aux fronts d'ondes stationnaires, sans perturber la structure d'ondes stationnaires et donc sans introduire de saut de mode. A partir de cette observation, O. Nilsson et E. Goobar [38] réalisent un laser à cavité externe dont le pivot de rotation de réseau est situé en  $P$  sur la figure 1.8. Ils obtiennent un accord continu de 25 nm autour de 1,55  $\mu\text{m}$  avec une largeur spectrale typique inférieure à 100 kHz. Dans cette expérience, l'étendue de la plage d'accord continu est limitée par la dispersion d'indice et les déformations mécaniques accidentelles durant l'accord.

Enfin, en 1993 Trutna et Stokes [39] justifient théoriquement le fait que le réseau peut être translaté perpendiculairement à l'axe optique sans provoquer de saut de mode. Ils montrent ainsi que le point pivot proposé par O. Nilsson permet de maintenir nul le désaccord donné par la relation (1.52) pendant que le réseau est tourné. En faisant une analyse complète de la dispersion chromatique de la cavité laser, ils parviennent à prévoir le décalage nécessaire du point pivot pour compenser cette dispersion.

En tenant compte des observations de Trutna, nous disposons d'un **second modèle**. Nous corrigeons donc les calculs précédents pour prévoir la plage d'accord continu qui peut être obtenue en fonction des erreurs de positionnement du point pivot  $R$  par rapport au pivot idéal  $P$ . La longueur optique de la cavité devient :

$$L_{opt} = HO \tan(\theta_i) + x_l - x_r \cos(\theta_i) \quad (1.56)$$

Un nouveau développement du désaccord (1.52) avec cette nouvelle expression de la longueur optique nous donne, à l'ordre 1, la plage d'accord continu limitée par l'erreur de positionnement  $\delta x/2$  selon la direction  $x$  :

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_{r0} \sqrt{(2d)^2 - \lambda_{r0}^2}}{2(\delta x / 2)} \quad (1.57)$$

La plage d'accord continu est limitée par l'erreur de positionnement selon la direction  $x_l$  seulement à partir de l'ordre 2 :

$$\delta\lambda = \sqrt{2 \frac{\lambda_{r0}}{x_l} ((2d)^2 - \lambda_{r0}^2)} \quad (1.58)$$

Dans le Tableau 1.2, nous avons résumé les plages d'accord continu prévues et estimées par la relation (1.54) du premier modèle d'une part, et par les relations (1.57) et (1.58), issues du second modèle d'autre part pour les différents pivots de rotation étudiés jusqu'à présent.

Tableau 1.2 Plages d'accord continu obtenues et prévues par deux estimateurs issus de modèles différents pour 4 pivots de rotation particuliers.

<i>Position du point pivot</i>	<i>Auteur</i>	<i>Plage d'accord continu expérimentale (nm)</i>	<i>Plage d'accord continu prévue par (1.54) (nm)</i>	<i>Plage d'accord continu prévue par (1.57) et (1.58) (nm) (translation perpendiculaire du réseau sans effet)</i>
$C_{11}$	de Labachelorie	5,5	1,5	7,5
$C_{12}$	de Labachelorie	0,1	2,3	0,06
$C$	de Labachelorie	1	2,3	5,6
$C$	Favre	2	2,4	5,8
$P$	Nilsson	25	0,8	plage de gain
$P$	Trutna	16	1,5	plage de gain

Le second modèle permet de prévoir qualitativement la plage d'accord continu en fonction des erreurs de positionnement du point pivot, alors que le premier modèle échoue. Dans l'application du second modèle nous n'avons pas pris en compte certains paramètres tels que les aberrations chromatiques de la lentille ou la dispersion chromatique. Cette approximation

est peut être la source principale de l'écart quantitatif des prévisions de ce modèle par rapport aux mesures expérimentales.

### 1.4.3.3. Tolérances sur le positionnement du point pivot

Pour la conception d'un laser à cavité externe, il est intéressant de connaître les tolérances à respecter sur le positionnement du point pivot. A partir de la relation (1.58), la tolérance selon la direction  $x_l$  s'écrit:

$$\frac{\delta x_l}{\Lambda} = 4 \left( 4 \left( \frac{d}{\lambda_{r0}} \right)^2 - 1 \right) \frac{\Lambda}{\lambda_{r0}} \quad (1.59)$$

où  $\delta x_l$  représente la largeur du domaine des réglages selon  $x_l$  dans lequel la plage d'accord continu est d'au moins  $\delta\lambda$ .  $\Lambda$  est la longueur d'onde synthétique  $\frac{\lambda_{r0}^2}{\delta\lambda}$ .

De la relation (1.57) on tire l'expression de la largeur du domaine  $\delta x$  des réglages selon  $x$  dans lequel la plage d'accord continu est d'au moins  $\delta\lambda$ . Après normalisation par la longueur d'onde synthétique, elle s'écrit :

$$\frac{\delta x}{\Lambda} = \sqrt{4 \left( \frac{d}{\lambda_{r0}} \right)^2 - 1} \quad (1.60)$$

Nous savons que la mesure de distance par MCF est d'autant plus précise que les vibrations sont faiblement amplifiées par le facteur  $\frac{\Lambda}{\lambda_{r0}}$  (cf. § 3.1.6) et que sa résolution est inversement proportionnelle à la longueur d'onde synthétique. Ainsi, les deux relations précédentes mettent en évidence que les tolérances de positionnement du point pivot sont inversement proportionnelles à la qualité de la mesure de distance absolue. Sur les figures 1.9 et 1.10 nous avons tracé les tolérances normalisées par la longueur d'onde synthétique en fonction du rapport de la longueur d'onde sur la taille du pas du réseau. Nous limitons notre étude à un rapport compris entre 1 et 2 ce qui correspond aux limites du régime de Littrow avec un seul ordre de diffraction. Les tolérances sont fortement réduites lorsque le pas du réseau tend vers le double de la longueur d'onde. Par contre elles deviennent maximales lorsque le pas du réseau tend vers la longueur d'onde.

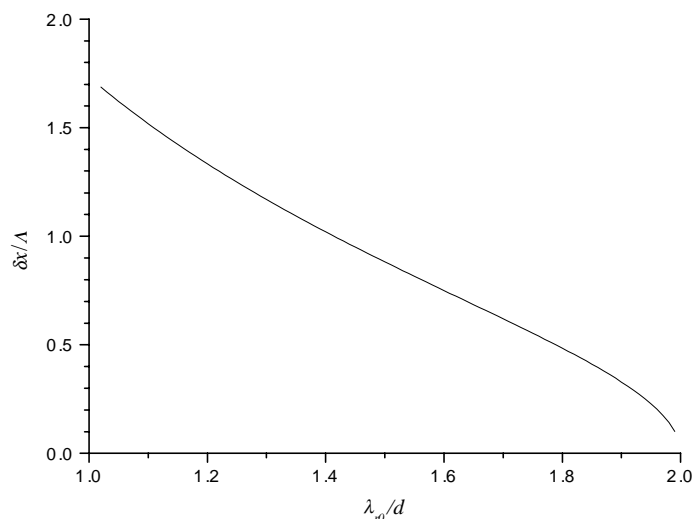


Figure 1.9 Tolérance selon  $x$  normalisée par la longueur d'onde synthétique en fonction du rapport de la longueur d'onde sur la taille du pas du réseau.

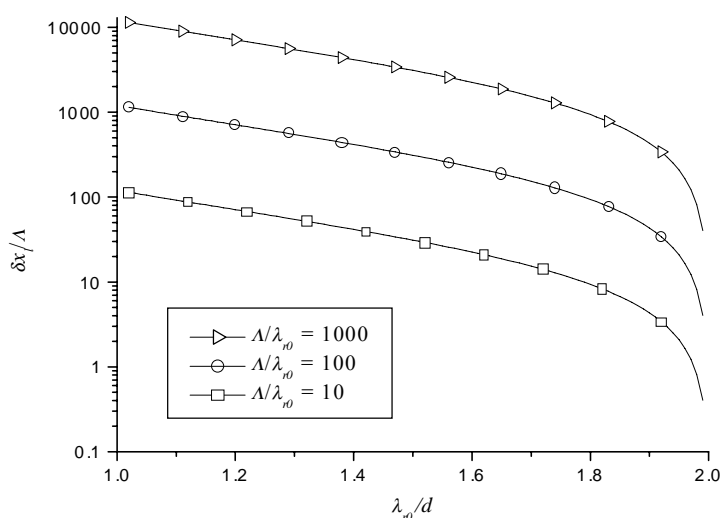


Figure 1.10 Tolérance selon  $x_l$  normalisées par la longueur d'onde synthétique en fonction du rapport de la longueur d'onde sur la taille du pas du réseau. Le réseau de courbes est paramétré par le facteur d'amplification des vibrations.

Selon  $x$  le maximum de tolérance est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde synthétique, alors que selon  $x_l$ , il est multipliée par le facteur d'amplification des vibrations.

#### 1.4.4. Configuration Littman-Metcalf ou Shoshan

En 1977, I. Shoshan *et al.* [41] proposent un montage dans lequel le faisceau issu du milieu actif, du colorant en l'occurrence, arrive avec une incidence rasante sur le réseau et l'ordre moins un est renvoyé par un miroir mobile placé perpendiculairement à la direction de cet

ordre de diffraction. Une rotation de ce miroir permet un accord en longueur d'onde de cette source et l'ordre zéro de diffraction sur le réseau est utilisé comme faisceau de sortie. Cette configuration est illustrée par la figure 1.11.

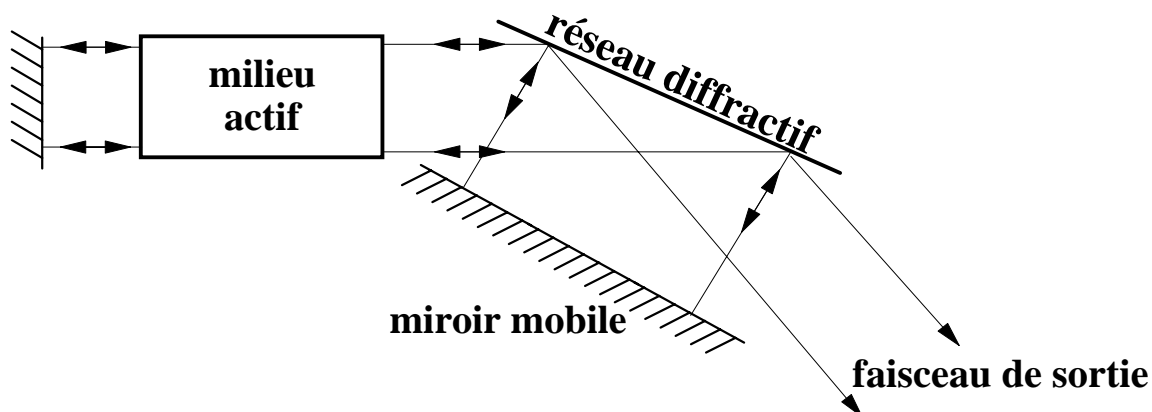


Figure 1.11 Configuration de laser à colorant accordable en longueur d'onde introduite par I. Shoshan

De façon indépendante, en 1978, M. G. Littman et H. J. Metcalf [42] proposent un dispositif semblable qui diffère du précédent essentiellement par le fait que le faisceau de sortie est constitué de l'énergie transmise par le miroir fixe qui ferme la cavité. Ils collectent ainsi davantage de puissance qu'en utilisant l'ordre zéro de diffraction du réseau. Ces montages, contrairement aux lasers à colorant utilisant un réseau en configuration Littrow [43], ne nécessitent pas l'utilisation d'un expanseur de faisceau. En réduisant le nombre d'optiques, ils offrent l'avantage d'être comparativement beaucoup plus faciles à aligner.

La première source accordable à cavité externe en configuration Shoshan utilisant un réseau diffractif comme disperser et une diode laser comme milieu actif a été introduite par Harvey et Myatt [44]. Elle est représentée schématiquement par la figure 1.12.

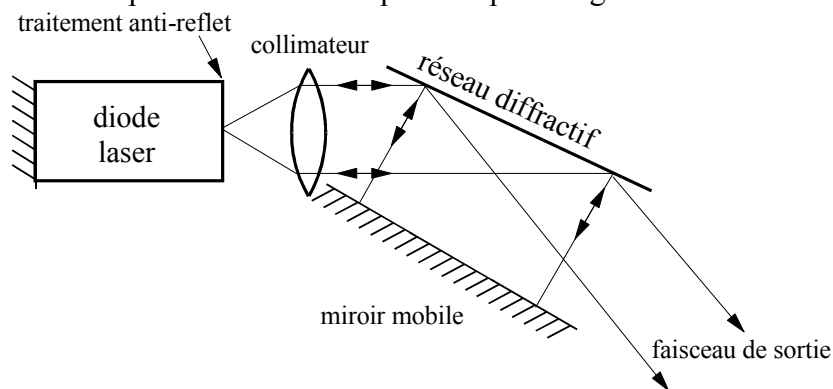


Figure 1.12 Représentation schématique de la source accordable constituée d'une diode laser à cavité externe en configuration Shoshan.

A la différence de la configuration de Shoshan initialement conçue pour les lasers à colorant, une lentille est ajoutée pour collimater le faisceau, le milieu actif est un guide d'onde et le laser est continu.

Dans cette configuration, l'ordre deux de diffraction du réseau peut être exploité pour un contrôle en temps réel de la longueur d'onde [45]. L'insertion d'une lame séparatrice entre la diode laser et le réseau permet de réaliser un contrôle en boucle fermée de la synchronisation de la rotation et de la translation du miroir de renvoi [46].

Une approche alternative est proposée par [47]. Une lame séparatrice est introduite entre le réseau en configuration Littrow et le miroir de renvoi. Elle permet d'injecter la puissance optique issue de la diode laser dans cette cavité externe. Un mécanisme de barre-sinus ajuste automatiquement l'angle du réseau alors que la longueur de la cavité est réglée par la translation du miroir. L'application de ce principe pour une diode laser émettant à la longueur d'onde centrale de 1,5  $\mu\text{m}$  a permis d'obtenir un accord continu de 29 nm.

Une variante de la configuration Shoshan consiste à remplacer le miroir de renvoi par un second réseau monté en Littrow. Cette configuration à deux réseaux fournit une largeur de bande passante passive plus étroite [31]. L'accord continu de 35 nm ainsi obtenu autour de 820 nm donne une longueur d'onde synthétique de 18  $\mu\text{m}$ .

Néanmoins, une longueur d'onde synthétique particulièrement courte, 17  $\mu\text{m}$ , a été obtenue par une configuration proche de celle Harvey et Myatt [48]. Deux différences fondamentales ont rendu possible ce large accord continu en fréquence optique. D'une part un traitement antireflet de réflectivité résiduelle  $2,4 \cdot 10^{-4}$  et d'autre part une rotation simple du miroir de renvoi autour d'un pivot particulier.

#### 1.4.5. Influence de la configuration sur la stabilité

Dans ce qui suit nous comparons les principaux avantages et inconvénients des configurations dites Littrow, Shoshan et Littman-Metcalf. Nous désignons parfois cette dernière simplement par configuration Littman. Après avoir comparé leur sensibilité à la contre réaction optique, nous évaluons l'influence de la sélectivité spectrale de la cavité sur sa stabilité. Finalement nous cherchons à optimiser les paramètres de la cavité satisfaisant les critères de stabilité afin de justifier l'utilisation pertinente de l'une ou l'autre des configurations pour notre application.

##### 1.4.5.1. Sensibilité à la contre-réaction optique

Les systèmes dynamiques actifs tels que les amplificateurs ou les lasers peuvent souvent être stabilisés par l'introduction d'un circuit de contre-réaction. Lorsque celle-ci subit un retard important, on s'attend en général à des instabilités associées à des pulsations chaotiques dans le système. Les diodes lasers sont extrêmement sensibles à la contre-réaction optique à cause de l'association d'un fort gain et d'une faible réflectivité des faces clivées.

D'un point de vue quantitatif, le niveau de contre-réaction,  $\kappa^2$  [49], dans le cas théorique d'une diode laser soumise à la réflexion d'un miroir externe, s'exprime comme le rapport de la puissance réfléchiée par le miroir externe sur la puissance réfléchiée par la face clivée. Dans le cas général, ce rapport est celui de la puissance qui provient de l'extérieur sur celle interne au laser dans la même direction. Un niveau de contre-réaction aussi faible que  $-70$  dB ( $10^{-7}$ ) [49] est susceptible de provoquer des sauts de mode de cavité externe. En pratique, toute contre-réaction optique non désirée ne pourra être évitée qu'en utilisant des isolateurs optiques de bonne qualité.

Pour comparer la sensibilité des différentes configurations de sources accordables à cavité externe vis-à-vis d'une réflexion non désirée, on calcule le facteur de contre-réaction optique  $\kappa^2$  causé par un dioptré réfléchissant totalement la puissance optique émise par le laser. Dans le cas d'une cavité en configuration Littrow ou Littman-Metcalf, ce facteur ne dépend que de la réflectivité  $R_{dl}$  de la face de la diode laser d'où est extraite la puissance optique. Il vaut, en

négligeant les pertes :  $\frac{(1 - R_{dl})^2}{R_{dl}}$ . Dans la configuration Shoshan, où le faisceau de sortie est

constitué de l'ordre zéro de diffraction du réseau, ce facteur de sensibilité est fonction de la réflectivité  $R_m$  du miroir mobile et des efficacités de diffraction dans les ordres 0  $\eta_0$  et -1  $\eta_{-1}$ .

Il s'écrit  $\frac{\eta_0^2}{\eta_{-1}^2 R_m}$ . L'efficacité de diffraction dans l'ordre -1 étant toujours choisie supérieure à la réflectivité  $R_{dl}$ , la configuration Shoshan est beaucoup moins sensible à une contre-réaction parasite que les deux autres. A titre d'exemple, pour des valeurs numériques typiques  $\eta_0 = 30\%$ ,  $\eta_{-1} = 70\%$ ,  $R_m \approx 1$  et  $R_{dl} = 30\%$ , les configurations Littrow et Littman-Metcalf sont environ 10 fois plus sensibles que la configuration Shoshan.

#### 1.4.5.2. Influence des sélectivités sur la stabilité de l'accord

Quelle que soit la configuration de cavité externe choisie, elle doit impérativement permettre une émission laser monomode longitudinale stable. La configuration la plus adaptée est donc celle qui élimine le plus efficacement les modes adjacents. Cette aptitude peut être mesurée par le rapport du taux de couplage du mode adjacent sur celui du mode principal. En supposant le couplage du mode principal maximum, l'utilisation de l'expression générale de la bande passante de la cavité externe (1.49) et de l'intervalle spectral entre deux modes (1.29) nous donne un rapport de taux de couplage de la forme :

$$\frac{\eta_c(\delta\lambda_p)}{\eta_c(0)} = \exp\left(-\ln 2 \left(\frac{2\delta\lambda_p}{\Delta\lambda_{FWHM}}\right)^2\right) \quad (1.61)$$

L'amélioration de la stabilité passe donc soit par l'augmentation de l'espacement intermodal soit par une augmentation de la sélectivité spectrale de la cavité externe. Mais les deux paramètres sont couplés par le dimensionnement de la cavité externe. Ainsi, on ne peut améliorer l'un sans altérer l'autre et inversement. Le problème consiste donc à rechercher le meilleur compromis. Nous proposons de le déterminer par le calcul du rapport de l'espacement intermodal sur la sélectivité spectrale de la cavité externe  $\frac{\delta\lambda_p}{\Delta\lambda_{FWHM}}$  en fonction de la longueur optique de la cavité laser.

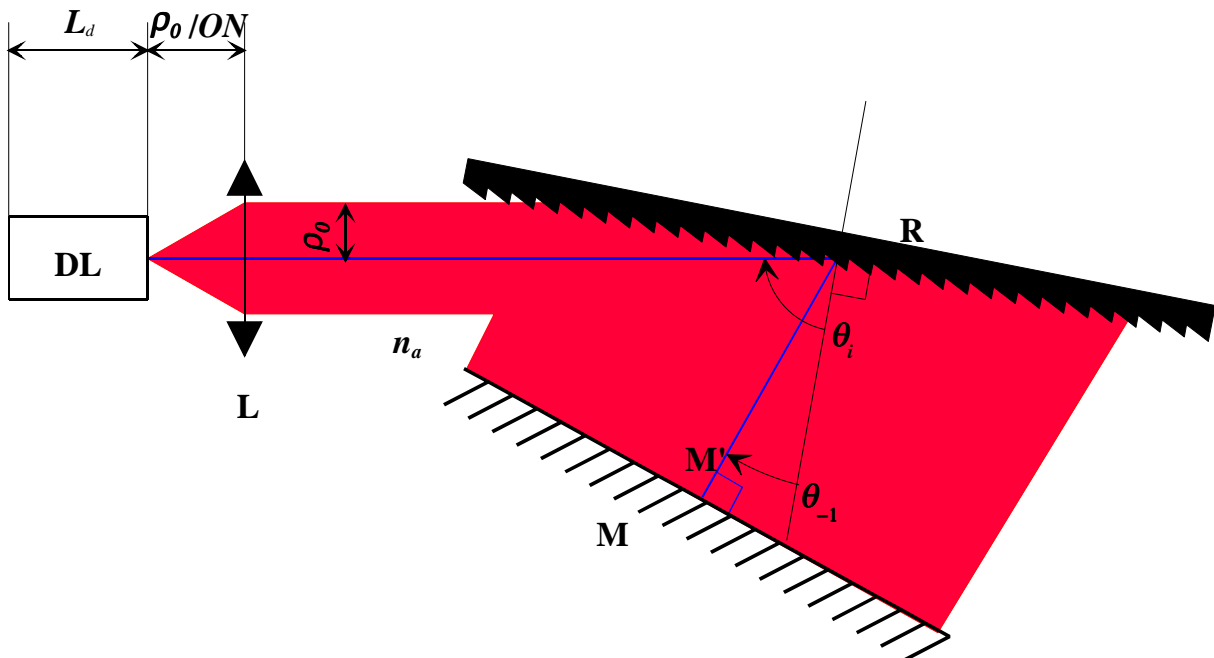


Figure 1.13 Modèle de cavité externe pour l'étude de la stabilité en fonction de son dimensionnement

A cette fin, nous définissons un modèle de cavité (cf. figure 1.13) dans lequel nous faisons apparaître les caractéristiques suivantes :

- L'indice de réfraction de l'air  $n_a$
- L'angle d'incidence sur le réseau  $\theta_i$
- Le pas du réseau  $d$
- L'ouverture numérique du collimateur  $ON$
- Le rayon de mode sur le collimateur  $\rho_0$
- La longueur d'onde centrale d'émission de la diode laser  $\lambda$
- La taille optique de la diode laser  $L_d$

Nous nous intéressons au cas optimal où la taille optique du laser est la plus courte possible pour minimiser l'espacement intermodal sans altérer la bande passante de la cavité externe. Trois contraintes doivent être respectées. Le collimateur ne doit pas couper le faisceau incident sur le miroir. Réciproquement, le miroir de renvoi ne doit pas intercepter le faisceau issu du collimateur. Enfin, le pivot de rotation est positionné idéalement afin d'obtenir un accord continu sur toute la plage de gain. En respectant ces contraintes, on déduit de la figure 1. le chemin optique minimum :

$$L_{opt} = L_d + \frac{\rho_0}{ON} + \frac{\rho_0}{\cos(\theta_i)} \frac{\lambda}{2dn_a} \left( 1 + (n-1) \frac{\cos(\theta_{-1}) + 3\cos(\theta_i)}{\cos(\theta_{-1}) - \cos(\theta_i)} \right) \quad (1.62)$$

sachant que la relation de Bragg (1.26) nous donne :

$$\cos(\theta_{-1}) = \sqrt{1 - \left( \frac{\lambda}{dn_a} - \sin(\theta_i) \right)^2} \quad (1.63)$$

La variable  $n$  représente le nombre de passage sur le réseau, elle vaut 2 dans la configuration de Littman. Dans celle de Littrow, le miroir de renvoi est absent et  $n$  vaut 1.

Lorsque le pas du réseau et les caractéristiques de la diode laser sont fixés, cette expression de la longueur optique minimale nous permet, pour tout couple d'angle d'incidence et de rayon de mode, de calculer l'espacement intermodal via la relation (1.29). Avec l'hypothèse de couplage maximum, le même couple d'angle d'incidence et de rayon de mode permet de calculer la sélectivité de la cavité externe avec la relation (1.49). Ainsi, la caractéristique

$\frac{\delta\lambda_p}{\Delta\lambda_{FWHM}}$  en fonction de la longueur optique minimum du laser peut être calculée et donne

ainsi un élément de comparaison de la stabilité des deux configurations (Littrow et Littman).

Celle-ci est représentée sur la figure 1.14 sous forme d'un réseau de courbes paramétré par l'angle d'incidence du faisceau sur le réseau de diffraction. Pour le tracer, nous avons imposé des contraintes numériques. Les caractéristiques de la diode laser sont fixées, en particulier sa

longueur optique normalisée  $\frac{L_d}{\lambda} = 1000$  et la divergence du faisceau de sortie. De cette

dernière dépend directement l'ouverture numérique minimum du collimateur qui donne le maximum de couplage, d'où  $ON = 0,55$ . Nous réduisons le nombre de dimensions du

problème en fixant le pas du réseau par rapport à la longueur d'onde  $\frac{\lambda}{n_a d} = 1,55$ .



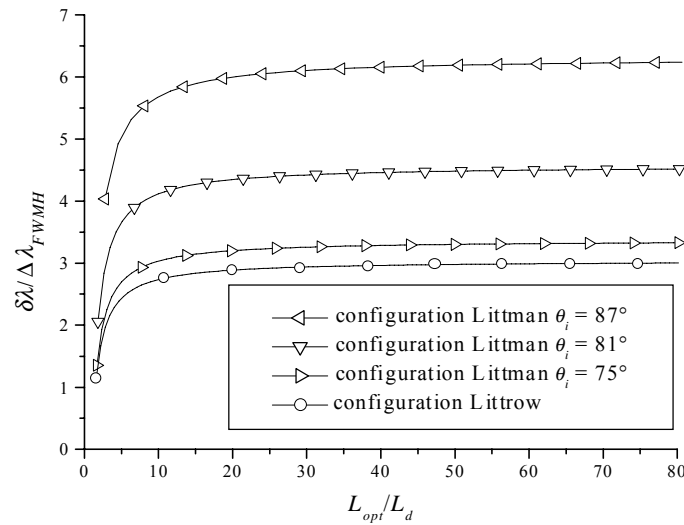


Figure 1.14 Rapport de l'intervalle intermodal sur celui de la bande passante de la cavité externe en fonction de la longueur optique minimum de la cavité laser. Le réseau de courbe est paramétré par l'angle d'incidence du faisceau sur le réseau de diffraction.

La figure 1.14 montre que le rapport de l'intervalle intermodal sur celui de la bande passante de la cavité externe et donc la stabilité est plus élevée pour la configuration Littman que pour la configuration Littrow. L'avantage de la configuration Littman s'accroît à mesure que l'angle d'incidence du faisceau sur le réseau s'accroît. En pratique, nous verrons lors du calcul du rapport de suppression des modes latéraux que la réduction de l'efficacité de diffraction avec l'angle d'incidence limite la valeur maximale de cet angle. Dans les deux

configurations, l'amélioration du rapport  $\frac{\delta\lambda_p}{\Delta\lambda_{FWHM}}$  conduit à augmenter la taille de la cavité

laser. Mais cette caractéristique a un comportement asymptotique. La borne supérieure de  $\frac{\delta\lambda_p}{\Delta\lambda_{FWHM}}$  est atteinte lorsque la contribution de la taille optique de la diode laser devient

négligeable devant celle de la cavité externe. Il est donc vain de tenter d'accroître la stabilité en augmentant la longueur optique du laser au delà de quelques dizaines de fois celle de la diode. D'autant que pour assurer la stabilité mécanique, il est pertinent de conserver des dimensions réduites. En pratique dans les lasers à cavité externe incluant des composants optiques massifs par opposition aux dispositifs intégrés, la taille optique de la diode laser est

effectivement négligeable devant celle de la cavité externe. Le rapport  $\frac{\delta\lambda_p}{\Delta\lambda_{FWHM}}$  dépend alors

faiblement de la longueur optique du laser comme l'illustre la partie droite de la figure 1.2. Ceci nous permet de nous intéresser uniquement aux valeurs asymptotiques du rapport

$$\frac{\delta\lambda_p}{\Delta\lambda_{FWHM}}$$

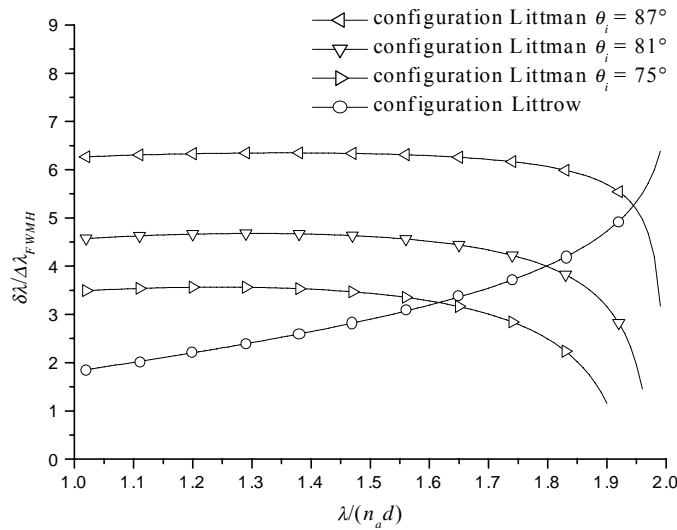


Figure 1.15 Rapport de l'intervalle intermodal sur celui de la bande passante de la cavité externe en fonction du pas du réseau de diffraction. Le réseau de courbe est paramétré par l'angle d'incidence du faisceau sur ce dernier.

La figure 1.15 montre l'évolution du rapport  $\frac{\delta\lambda_p}{\Delta\lambda_{FWHM}}$  en fonction du pas du réseau et pour différents angles d'incidence. Les courbes obtenues pour la configuration Littman présentent un maximum et chutent rapidement à l'approche de l'angle de Littrow. Ce maximum est d'autant plus important que l'angle d'incidence sur le réseau est rasant. Il est clair que la configuration de Littrow devient plus avantageuse à mesure que la dimension du pas du réseau s'approche de la moitié de la longueur d'onde. Le choix de la configuration de la cavité externe dépend ainsi directement du pas du réseau et de l'angle d'incidence choisis. En pratique, la configuration la plus adaptée est imposée par les caractéristiques des composants optiques effectivement disponibles.

### 1.4.5.3. Influence de angle d'incidence sur le SMSR dans la configuration Littman

Dans le paragraphe précédent, nous avons montré que l'augmentation de l'angle d'incidence du faisceau sur le réseau était un moyen de rendre la cavité laser en configuration Littman plus stable. Mais dans cette approche, nous n'avons pas pris en compte l'influence de la variation de l'efficacité de diffraction en fonction de l'angle d'incidence. Afin de caractériser cette influence, nous proposons d'utiliser le rapport de suppression de mode introduit auparavant. Nous avons abouti à une expression de la forme :

$$SMSR = \frac{(I - I_s)\delta g_c}{eV_a R_{sp} \alpha_{tot}} \quad (1.19)$$

où le courant de seuil  $I_s$ , la variation de gain entre le mode principal et le mode adjacent  $\delta g_c$ , les pertes totales  $\alpha_{tot}$  et le taux d'émission spontanée dans le mode principal  $R_{sp}$  dépendent de l'angle d'incidence  $\theta_i$ .

Nous allons montrer comment l'angle d'incidence intervient dans chacun de ces paramètres. Nous rappelons que les pertes totales représentent la somme des pertes internes et des pertes sur les miroirs. Les pertes internes sont a priori indépendantes de  $\theta_i$ . Pour exprimer les pertes sur les miroirs  $\alpha_m$ , nous considérons l'ensemble des pertes dans la cavité externe comme des pertes sur un des miroirs. Elles s'écrivent :

$$\alpha_m = \frac{n_d}{2L_d} \ln \left( \frac{1}{\eta_c (\lambda - \lambda_0) R_m \eta_{-1}^2(\theta_i) R_{dl} T_c^2} \right) \quad (1.64)$$

où  $n_d$ ,  $R_m$ ,  $\eta_{-1}(\theta_i)$ ,  $R_{dl}$  et  $T_c$  représentent respectivement l'indice de réfraction du semi-conducteur, la réflectivité du miroir externe, l'efficacité de diffraction dans l'ordre moins un, la réflectivité de la face arrière du semi-conducteur et la transmission du collimateur respectivement.

La variation de gain de cavité entre le mode principal et le mode adjacent  $\delta g_c$  est donnée par le développement de la relation (1.13) avec l'expression des pertes sur les miroirs (1.64) et le rapport de couplage (1.61). Soit :

$$\delta g_c = \frac{n_d}{L_d} \ln(2) \left( \frac{2\delta\lambda_p}{\Delta\lambda_{FWHM}} \right)^2 \quad (1.65)$$

où le rapport  $\frac{\delta\lambda_p}{\Delta\lambda_{FWHM}}$  peut être explicité en fonction de  $\theta_i$  et pour une taille de cavité minimale de la même manière que dans le paragraphe 1.4.5.2.

Le taux d'émission spontanée dans le mode principal  $R_{sp}$ , correspond au taux d'émission spontanée  $BN^2$  multiplié par un facteur de couplage  $\alpha$  donné par [50] :

$$\alpha = \frac{\Gamma\lambda^4}{4\pi^2 n_d^3 V_a \Delta\lambda_{sp}} \frac{L_d}{L_{opt}} \quad (1.66)$$

où nous avons inclus l'effet de la réduction de l'espacement intermodal induit par la cavité externe [51]. Dans cette relation  $n_d$  représente l'indice de réfraction du milieu actif et  $\Delta\lambda_{sp}$  est la largeur totale à mi-hauteur du profil d'émission spontanée. Au delà du seuil d'émission laser, l'injection de nouveaux porteurs se traduit majoritairement par une émission stimulée. La densité de porteurs reste donc proche de  $N_s$ . Le taux d'émission spontanée dans le mode principal  $R_{sp}$  s'écrit alors :

$$R_{sp}(N) = \alpha BN_s^2 \quad (1.67)$$

Au seuil, le gain de cavité est nul et le gain effectif égale les pertes totales. Ainsi, on déduit de la relation (1.2), la densité de porteurs au seuil :

$$N_s = \frac{\alpha_{tot}}{a\Gamma} + N_{tr} \quad (1.68)$$

Nous avons donc montré comment l'angle d'incidence  $\theta_i$  influence le SMSR que nous sommes en mesure de calculer grâce aux relations (1.66), (1.67), (1.64), (1.68), (1.13) et (1.17). A titre d'illustration, nous avons tracé sur la figure 1.16 le SMSR en fonction de l'angle d'incidence  $\theta_i$  pour différents courants d'injection. Le laser est défini par les paramètres numériques suivants :  $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ ,  $L_d = 1,2 \text{ mm}$ ,  $V_a = 6.10^{-11} \text{ cm}^3$ ,  $r_0 = 0,81 \mu\text{m}$ ,  $R_m = 1$ ,  $R_{dl} = 0,31$ ,  $\alpha_{int} = 1,5 \text{ mm}^{-1}$ ,  $a = 3.10^{-16} \text{ cm}^2$ ,  $\tau_s \Rightarrow \infty$ ,  $B = 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ ,  $C = 3.10^{29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ ,  $N_{tr} = 1,2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $n_d = 3,5$ ,  $\Gamma = 0,2$ ,  $e = 1,6.10^{-19} \text{ C}$ ,  $\Delta\lambda_{sp} = 85 \text{ nm}$ ,  $f = 2 \text{ mm}$ ,  $n_a = 1$  et  $\eta_{-1}(\theta_i)$  correspond aux valeurs expérimentales mesurées au chapitre suivant (cf. figure 2.8).

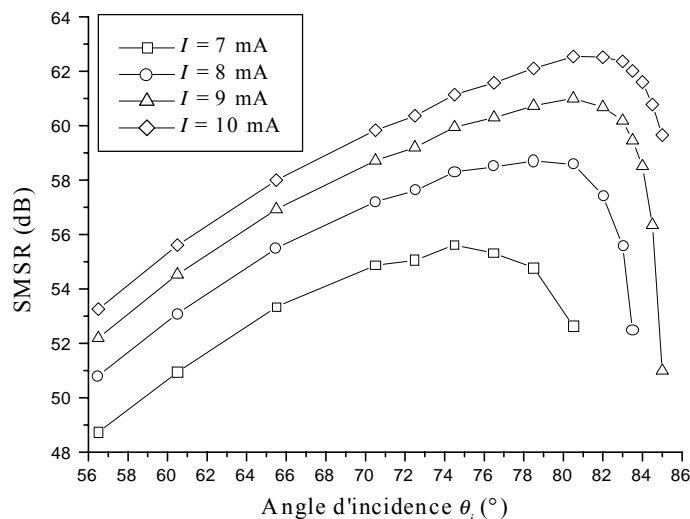


Figure 1.16 SMSR en fonction de l'angle d'incidence  $\theta_i$  pour différents courants d'injection  $I$ .

P. McILROY utilise comme modèle un simple amplificateur linéaire pour calculer le SMSR [51]. Ce modèle est parfaitement adapté pour expliquer les différences de comportement des modes longitudinaux entre les lasers Fabry-Pérot, DBR et les lasers à cavité externe. Mais ce modèle ne peut pas prendre en compte l'effet de la variation de l'efficacité de diffraction du réseau avec l'angle d'incidence (cf. relation (5) dans [51]). Nous avons proposé un modèle qui élimine cet inconvénient. Les courbes de la figure 1.16 montrent qu'il existe un angle d'incidence optimal qui dépend du courant d'injection. Néanmoins ces résultats ont été obtenus pour des valeurs numériques tirées de la littérature [24]. En pratique certaines de ces valeurs sont difficilement accessibles par la mesure, et l'angle optimal devra donc être déterminé expérimentalement.

## 1.5. Synthèse

Les caractéristiques des lasers à semi-conducteur ont données lieu au développement de dispositifs de mesure de distance par MCF [18, 52-54]. Cet engouement peut être expliqué par leur faible encombrement, leur large bande de gain et le fait qu'ils soient aisément accordables par simple modulation du courant d'injection [15, 55-59]. Cependant, les propriétés spectrales intrinsèques de semi-conducteurs limitent sévèrement l'étendue de mesure accessible par MCF (cf. chapitre 3). Cet inconvénient a suscité l'utilisation de lasers à semi-conducteur incluant un ou plusieurs éléments spectralement sélectifs. Ceux-ci sont soit intégrés sur le substrat de la diode elle-même – on trouve dans cette catégorie les diodes laser à contre réaction répartie [60] (distributed feedback : DFB) et à réflecteur de Bragg réparti (distributed Bragg reflector : DBR) – soit à l'extérieur sous forme de cavité externe [2, 61, 62]. Nous montrons au chapitre 2 que l'étendue de mesure maximale d'un dispositif de mesure de distance par MCF optique est limitée par la longueur de cohérence du laser utilisé. La résolution est quant à elle limitée par la plage maximale des fréquences optiques accessibles ou autrement dit, la taille de la longueur d'onde synthétique minimale. Le Tableau 1.1 montre que les diodes laser à cavité externe disposent d'un couple longueur de cohérence, taux d'accordabilité remarquable. Elles sont donc particulièrement adaptées à la mesure de distances absolues par MCF pouvant dépasser le kilomètre avec une haute résolution.

Nous avons limité notre étude aux lasers continûment accordables à semi-conducteur. Cependant tous les types de laser sont a priori envisageables pour réaliser la MD par MCF. Mais l'utilisation d'un laser à colorant [63, 64] aboutit inéluctablement à un dispositif encombrant. Par contre, pour la mesure de distances kilométriques, les lasers à solide sont plus adaptés car leurs largeurs spectrales sont intrinsèquement plus étroites [65-67].

## **1.6. Conclusion**

Au cours de ce chapitre, nous avons souligné l'intérêt des lasers à semi-conducteur pour les mesures ciblées. Nous avons détaillé le principe d'accordabilité continue des lasers et présenté les technologies à base de semi-conducteur qui mettent en œuvre ce principe. L'étude comparée de leurs caractéristiques a mis en évidence la supériorité des lasers à cavité externe en termes de longueur de cohérence et de largeur de plage d'accord. Sachant que le principal défaut de ces structures réside dans leur instabilité mécanique, au cours de leur étude nous avons introduit des outils de détermination et de dimensionnement de la configuration la plus stable. Ce chapitre nous a donc permis de montrer qu'une diode laser à cavité externe en configuration en Shoshan constitue un choix pertinent de source laser pour la mesure de distance par MCF.



## Chapitre 2.

# Réalisation d'une diode laser à cavité externe pour la mesure de distances par modulation continue de fréquence optique

Dans le chapitre précédent nous avons démontré que les diodes laser à cavité externe constituent des sources bien adaptées à la mesure de distances par MCF en raison de leurs remarquables propriétés spectrales. Dans ce chapitre, nous présentons la conception et la réalisation d'un laser accordable à cavité externe pour la mesure de distance par MCF.

Les contraintes matérielles nous ont imposé d'utiliser une diode laser dont une seule face est accessible. Dans la configuration de Littrow, la direction du faisceau de sortie constitué par l'ordre 0 de diffraction sur le réseau présente l'inconvénient d'être variable avec la longueur d'onde. Sa récupération étant difficile, nous implémentons une configuration Shoshan dont la direction du faisceau de sortie est fixe.

Les contraintes de réalisation sont premièrement abordées d'un point de vue mécanique. Leur étude nous conduit à expliciter les contraintes de positionnement des optiques. Nous présentons ensuite les éléments de sélection des différents composants optiques de la cavité. Dans la dernière partie, un laser à cavité externe avec un semi-conducteur émettant autour de  $1,55 \mu\text{m}$  est réalisé. Ses caractéristiques sont mesurées et comparées avec celles prévues par l'étude théorique.

### **2.1. Etude des tolérances de positionnement sur les optiques de la cavité externe**

Afin de concevoir la mécanique d'une source laser qui nous offre une plage d'accord continu en longueur d'onde suffisante pour l'application télémétrique que nous considérons, nous étudions dans cette partie les tolérances de positionnement sur les optiques de la cavité externe du laser accordable dans la configuration dite de Littman illustrée par la figure 1.12.

Nous commençons par présenter le modèle et les hypothèses utilisées qui nous permettent ensuite de donner l'expression de la condition d'accord continu en fonction des tolérances de positionnement des optiques. L'évaluation de ces tolérances est obtenue par étapes successives par lesquelles nous calculons premièrement les tolérances pour un accord infini, c'est-à-dire limité par la courbe de gain seule, puis pour un accord fini et finalement nous analysons numériquement la condition d'accord pour calculer l'étendue de la plage de balayage continu en fonction du positionnement des optiques. Les résultats de ces simulations sont finalement présentés sous forme de cartes.

### 2.1.1. Modèle et hypothèses théoriques

Le modèle que nous proposons est partiellement inspiré des travaux de Liu et Littman [68] qui ont montré qu'il existait dans la configuration Littman un choix adapté de l'axe de rotation tel que le balayage du mode de cavité suit exactement la longueur d'onde sélectionnée par le réseau. Contrairement à Liu [68] nous ne prendrons pas l'hypothèse d'un miroir mobile dont le plan contient l'axe du point pivot, ainsi, comme McNicholl [69], nous montrons qu'il existe un ensemble d'axes de rotation qui permet un accord continu de la source.

La source représentée sur la figure 1.12 est modélisée par le schéma de la figure 2.1. Le miroir marqué de la lettre M est mobile et peut pivoter autour du point P. Il assure ainsi l'accordabilité de la source.

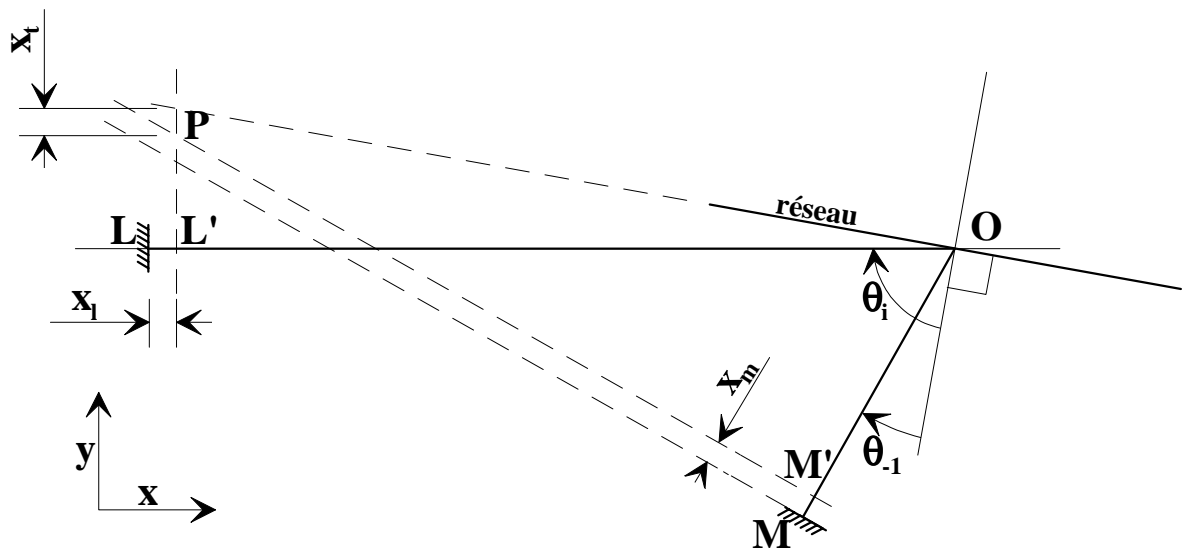


Figure 2.1 Schéma géométrique de la source accordable (diode laser à cavité externe en configuration Littman-Metcalf)

Pour assurer l'accord continu de la cavité, nous rappelons (cf. § 1.4.1, p. 24) qu'il est nécessaire de satisfaire les relations qui déterminent la longueur d'onde d'émission laser. Cette dernière doit satisfaire la condition de stationnarité (1.6), qui peut être décrite par le fait que le chemin optique doit être égal à un nombre entier de demi longueurs d'onde. Elle doit d'autre part satisfaire l'équation des réseaux (1.27) qui définit la longueur d'onde à partir des angles d'incidence et d'émergence du faisceau laser sur le réseau. A partir de ces deux conditions, nous obtenons la condition d'accord continu (1.28) que nous allons développer pour étudier le positionnement des optiques. Il est important de préciser que la validité de la condition d'accord continu donnée par la relation (1.28) est conditionnée par le respect d'un certain nombre d'hypothèses implicites. En particulier, nous ne tenons donc pas compte des modulations éventuelles du gain du milieu actif qui est considéré comme constant, ni d'aucune forme de modulation des pertes de la cavité en fonction de la longueur d'onde autre que celles dues au réseau et à l'effet Fabry-Pérot. De plus, nous n'avons pris en compte que la « compétition » entre les modes longitudinaux, ce qui implique que la qualité de la source doit être telle que tous les autres modes qui pourraient être résonants soient effectivement négligeables.



### 2.1.2. Expression de la condition d'accord à partir des paramètres géométriques

La première étape de ce développement consiste à exprimer le chemin optique du rayon central du laser  $L_{opt}$  en fonction des variables de positionnement des optiques  $x_l$ ,  $x_m$  et  $x_t$  et des autres paramètres géométriques de la cavité.

Les variables de positionnement des optiques  $x_l$ ,  $x_m$  et  $x_t$  sont respectivement les valeurs algébriques des distances (cf. figure 2.1) :

- du plan du miroir de la source à P,
- du plan du miroir de renvoi à P,
- et du plan du réseau à P selon la direction y.

On exprime le chemin optique :  $L_{opt} = LO + OM = LO + OM' - x_m$

On prend la convention  $x_l > 0$ ,  $x_m > 0$  et  $x_t < 0$  si P est derrière le plan de l'optique. On exprime les coordonnées du point P dans le repère (xOy).

$$P \begin{pmatrix} -L'O \\ \frac{L'O}{\tan \theta_i} - x_t \end{pmatrix}$$

$$M' = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \text{ est défini par } \begin{cases} y = \tan(\theta_i + \theta_{-1})x & \text{équation de } (M'O) \\ y = \frac{x}{\tan(-\theta_{-1} - \theta_i)} + \gamma & \text{équation de } (M'P) \end{cases}$$

$$\gamma \text{ est défini par } P \in (M'P) \Leftrightarrow \frac{L'O}{\tan \alpha} - x_t = \frac{L'O}{\tan(\theta_i + \theta_{-1})} + \gamma$$

$$\Leftrightarrow \gamma = L'O \left( \frac{1}{\tan \theta_i} + \frac{1}{\tan(-\theta_{-1} - \theta_i)} \right) - x_t$$

$$\Rightarrow M' = \begin{pmatrix} x = \frac{y}{\tan(\theta_i + \theta_{-1})} \\ y = \gamma \sin^2(-\theta_{-1} - \theta_i) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\sin^2(\theta_i + \theta_{-1})}{\tan(\theta_i + \theta_{-1})} \left\{ L'O \left( \frac{1}{\tan \theta_i} + \frac{1}{\tan(-\theta_{-1} - \theta_i)} \right) - x_t \right\} \\ \sin^2(\theta_i + \theta_{-1}) \left\{ L'O \left( \frac{1}{\tan \theta_i} + \frac{1}{\tan(-\theta_{-1} - \theta_i)} \right) - x_t \right\} \end{pmatrix}$$

$$OM' = \left| \left\{ L'O \left( \frac{1}{\tan \theta_i} + \frac{1}{\tan(-\theta_{-1} - \theta_i)} \right) - x_t \right\} \sin(\theta_i + \theta_{-1}) \right| \quad (2.1)$$

$$L_{opt} = L'O - x_l - x_m + \left| \left\{ L'O \left( \frac{1}{\tan \theta_i} + \frac{1}{\tan(-\theta_{-1} - \theta_i)} \right) - x_t \right\} \sin(\theta_i + \theta_{-1}) \right|$$

Dans notre cas, les valeurs numériques types des différents paramètres sont telles que l'on peut écrire :

$$L_{opt} = L'O - x_l - x_m - \left\{ L'O \left( \frac{1}{\tan \theta_i} + \frac{1}{\tan(-\theta_{-1} - \theta_i)} \right) - x_t \right\} \sin(\theta_i + \theta_{-1}) \quad (2.2)$$

Dans l'équation (2.2), on observe clairement le rôle identique des distances des deux miroirs par rapport au point pivot. D'un point de vue pratique, cette propriété peut être utilisée pour une compensation mutuelle.

Nous explicitons maintenant la condition d'accord (1.28) en fonction des paramètres géométriques de la cavité en remplaçant  $\lambda_r$ ,  $\lambda_p$  et  $L_{opt}$  par leurs expressions données par (1.27), (1.6) et (2.2) respectivement :

$$\left| d(\sin \theta_i - \sin \theta_{-1}) - \frac{2}{p} \left( L'O - x_l - x_m - \left\{ L'O \left( \frac{1}{\tan \theta_i} + \frac{1}{\tan(-\theta_{-1} - \theta_i)} \right) - x_t \right\} \sin(\theta_i + \theta_{-1}) \right) \right| < \frac{L_{opt}}{p^2} \quad (2.3)$$

### 2.1.3. Tolérances requises pour une plage infinie de balayage continu en longueur d'onde

En développant jusqu'à l'ordre 2 la relation (2.3) pour une petite variation autour de  $\theta_{-1}$  l'angle initial du faisceau émergent du réseau (donné par les conditions initiales), la condition d'accord continu infini devient :

- à l'ordre zéro :

$$\left| d(\sin \theta_i - \sin \theta_{-1}) - \frac{2}{p} \left\{ L'O - x_l - x_m - \left( \frac{L'O}{\tan \theta_i} - x_t \right) \sin(\theta_i + \theta_{-1}) + L'O \cos(\theta_i + \theta_{-1}) \right\} \right| < \frac{L_{opt}}{p^2},$$

- à l'ordre un :  $pd \cos \theta_{-1} - 2 \left( \frac{L'O}{\tan \theta_i} - x_t \right) \cos(\theta_i + \theta_{-1}) - 2L'O \sin(\theta_i + \theta_{-1}) = 0$  et

- à l'ordre deux :  $-pd \frac{\sin \theta_{-1}}{2} - \left( \frac{L'O}{\tan \theta_i} - x_t \right) \sin(\theta_i + \theta_{-1}) + L'O \cos(\theta_i + \theta_{-1}) = 0$ .

On remarque que, du fait de la forme des développements limités des fonctions sinus et cosinus, tout triplet solution de ces trois équations est aussi solution de la relation complète (2.3).

En éliminant  $x_t$  des équations obtenues pour les ordres 1 et 2, on trouve aisément :

$$p = \frac{2L'O}{d \sin \theta_i} \text{ avec } p \text{ entier} \quad (2.4)$$

Si nous considérons maintenant un rayon dont le point d'incidence sur le réseau est espacé d'un nombre quelconque de traits du rayon considéré jusqu'à présent, et que nous remplaçons dans la relation (2.4)  $L'O$  par la distance obtenue pour ce nouveau rayon, nous constatons que la nouvelle valeur de  $p$  ainsi obtenue demeure entière. Ce raisonnement reste donc valable quelque soit le rayon considéré.

La première conclusion que l'on peut tirer de ce résultat est que l'obtention d'un accord continu infini, indépendamment des valeurs  $x_l$ ,  $x_m$ ,  $x_t$ , n'est possible que pour un ensemble de valeurs particulières de paramètres constitutifs de la cavité, à savoir, la distance diode réseau  $L'O$ , le pas du réseau  $d$  et l'angle d'incidence  $\theta_i$  du faisceau sur le réseau.

En remplaçant  $p$  par sa valeur donnée par (2.4) dans l'équation d'ordre un, on obtient :

$$x_t = 0 \quad (2.5)$$

En prenant  $x_t$  dans l'équation d'ordre zéro et en remplaçant  $p$  par sa valeur donnée par (2.4) dans la relation d'ordre 0, on obtient :

$$x_l + x_m < L_{opt} / 2p^2 \quad (2.6)$$

Le point pivot du miroir peut donc être positionné n'importe où sur la ligne définie par la surface du réseau, pourvu que les distances de ce point à la droite de surface du miroir et à la droite du miroir non traité AR de la source laser soient égales et de sens opposés [70]. La figure 2.2 montre un exemple de positionnement donnant accès à une plage infinie d'accord continu.

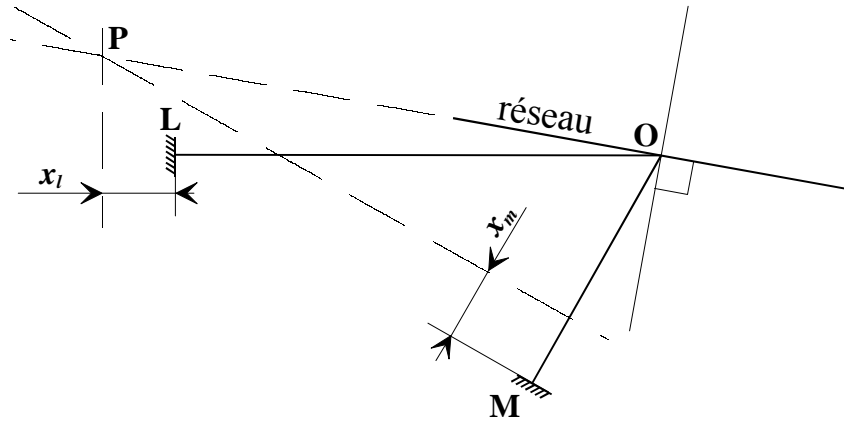


Figure 2.2 Exemple de positionnement des optiques permettant un accord continu infini.

D'un point de vue pratique, les conditions (2.4), (2.5) et (2.6) peuvent être résumées, dans le cadre de ce modèle, par : **un réglage de la cavité donnant une plage d'accord infini peut être obtenu par l'ajustement de trois paramètres :**

- un parmi les trois paramètres  $L'O$ ,  $d$  et  $\theta_i$  (distance source réseau, pas du réseau, angle d'incidence sur le réseau),
- $x_l$  ou  $x_m$  (distance miroir-source point pivot ou distance miroir mobile point pivot),
- $x_r$  (distance réseau point pivot).

La relation (2.6) nous indique que la configuration la plus stable sera obtenue pour  $x_l + x_m = 0$ . Mais des égalités strictes du type des relations (2.4) et (2.5) n'ont qu'un faible intérêt puisqu'elles sont pratiquement inaccessibles. Dans la partie suivante, nous recherchons donc des réglages qui donnent des plages d'accord continu moins importantes mais avec des intervalles de tolérance techniquement accessibles.

#### 2.1.4. Tolérances requises pour une plage finie de balayage continu en fréquence optique

Dans un premier temps, nous cherchons à déterminer analytiquement les tolérances à respecter en fonction de la plage d'accord continu souhaitée. Dans la partie précédente, le développement de la condition d'accord a été fait jusqu'à l'ordre deux. Pour faciliter le développement, nous ne considérons plus les distances  $x_m$  et  $x_l$  séparément mais nous utilisons le fait que leurs rôles sont semblables en associant leur somme à la variable  $x$ . L'écart, noté  $\Delta\lambda$ , entre la longueur d'onde  $\lambda$  sélectionnée par le réseau et celle  $\lambda_p(L_{opt})$  du mode  $p$  de cavité Fabry-Pérot peut, à partir de la relation (1.6), s'écrire :

$$\Delta\lambda = \lambda - \frac{2L_{opt}}{p} \quad (2.7)$$

En réécrivant cette différence explicitement en fonction de la longueur d'onde c'est-à-dire en remplaçant  $L_{opt}$  par son expression dans (2.2) et en éliminant  $\theta_1$  avec l'équation des réseaux (1.27), on obtient :

$$\Delta\lambda = \lambda \left( 1 - \frac{2L'O}{pd \sin \theta_i} \right) + \frac{2}{p} x - \frac{2}{p} x_r \left( \sin \theta_i \sqrt{1 - \left( \frac{\lambda - d \sin \theta_i}{d} \right)^2} - \cos \theta_i \left( \frac{\lambda - d \sin \theta_i}{d} \right) \right) \quad (2.8)$$

Le développement de cette différence à l'ordre 2 en longueur d'onde autour de la longueur d'onde centrale est fourni par le calcul de l'expression :

$$\Delta\lambda = \Delta\lambda_0 + \left. \frac{d\Delta\lambda}{d\lambda} \right|_{\lambda_0} \delta\lambda + \left. \frac{d^2\Delta\lambda}{d\lambda^2} \right|_{\lambda_0} \frac{\delta\lambda^2}{2} \quad (2.9)$$

qui donne :

$$\begin{aligned} \Delta\lambda = \lambda_0 \left( 1 - \frac{2L'O}{pd \sin\theta_i} \right) + \frac{2}{p}x - \frac{2}{p}x_t \sin(\theta_i + \theta_{-1}) \\ + \left( 1 - \frac{2L'O}{pd \sin\theta_i} + 2x_t \frac{\cos(\theta_i + \theta_{-1})}{pd \cos\theta_{-1}} \right) \delta\lambda + x_t \frac{\sin\theta_i}{pd^2 \cos^3\theta_{-1}} \delta\lambda^2 \end{aligned} \quad (2.10)$$

En observant cette expression, nous constatons que, autour d'une longueur d'onde  $\lambda_0$  pour laquelle le désaccord est nul, s'il existe un entier  $p$  tel que l'ordre 0 est nul, alors il existe un entier tel que quelque soit le trait du réseau éclairé l'ordre zéro du développement reste nul.

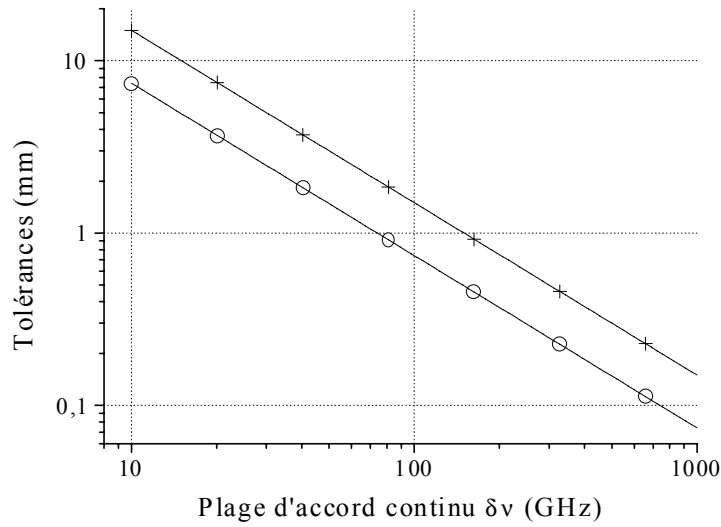


Figure 2.3 Tolérances de positionnement sur  $x$  (+) et  $x_t$  (⊖), en fonction de la plage d'accord continu pour la condition d'accord de premier ordre.

Cette dernière relation peut donc être écrite sans faire l'hypothèse d'un faisceau de dimension nulle. Sachant que la valeur absolue de  $\Delta\lambda$  doit rester inférieure à un demi intervalle spectral libre de la cavité soit  $\lambda_0/2p$  (1.28), pour obtenir un accord continu en fréquence optique de  $\delta\nu = \frac{\delta\lambda c}{\lambda_0^2}$ , les paramètres de réglage doivent vérifier les deux conditions suivantes :

$$\begin{aligned} x_t \sin\theta_i \frac{1 + \cos(\theta_i + \theta_{-1})}{\cos\theta_{-1}} - x < \frac{c}{2\delta\nu} \\ x_t < \frac{1}{\lambda_0} \left( \frac{c}{\delta\nu} \right)^2 \left( \frac{d}{\lambda_0} \right)^2 \frac{\cos^3\theta_{-1}}{\sin\theta_i} \end{aligned} \quad (2.11)$$

respectivement obtenues à partir de l'ordre 1, et de l'ordre 2 du développement (2.10), avec l'hypothèse d'un désaccord nul pour  $\delta\nu = 0$ . Dans la pratique cette hypothèse est justifiée du fait que lorsque les réglages sont loin de la configuration optimale, une rotation provoquera plusieurs sauts de mode. Entre deux sauts, il existe nécessairement une longueur d'onde où le

désaccord est nul que l'on peut associer à  $\lambda_0$ . De plus, la distance spectrale entre ces deux sauts correspond à la définition de la plage d'accord  $\delta\nu$ . Les tolérances de positionnement obtenues avec ces deux relations sont illustrées par les figures 2.3 et 2.4. Dans cet exemple, nous avons pris comme valeurs numériques pour les variables  $d = 1 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_0 = 1,53 \mu\text{m}$  et  $\theta_i = 77^\circ$ .

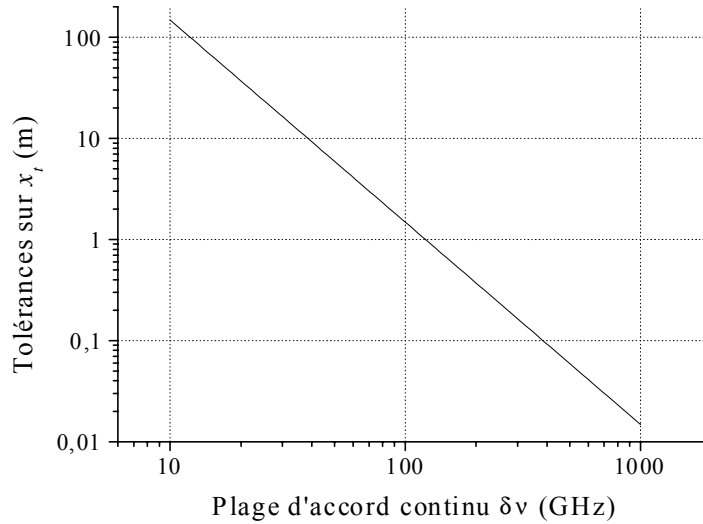


Figure 2.4 Tolérance de positionnement sur  $x_t$ , la distance entre le point pivot et le réseau, en fonction de la plage d'accord continu pour le second ordre de la condition d'accord.

En observant l'ordre zéro, on remarque que les réglages qui donnent un désaccord nul sont définis par un réseau de droites dont la direction est donnée par :

$$x = x_t \sin(\theta_i + \theta_{-1}) \quad (2.12)$$

et qui sont espacées selon la direction  $x$  de :

$$\frac{\lambda_0}{2} \quad (2.13)$$

et réciproquement, selon la direction de  $x_t$  elles sont espacées de :

$$\frac{\lambda_0}{2 \sin(\theta_i + \theta_{-1})} \quad (2.14)$$

De l'ordre 1, nous déduisons que le lieu des réglages qui donnent un accord continu sur une plage d'accord supérieur à  $\delta\nu$  est une bande dont la direction est donnée par la droite :

$$x = x_t \sin \theta_i \frac{1 + \cos(\theta_i + \theta_{-1})}{\cos \theta_{-1}} \quad (2.15)$$

et dont la largeur  $2\delta$  s'écrit :

$$2\delta = \frac{c}{\delta\nu} \cos \left( \arctan \left( \sin \theta_i \frac{1 + \cos(\theta_i + \theta_{-1})}{\cos \theta_{-1}} \right) \right) \quad (2.16)$$

Cette largeur de bande représente le minorant des courses de réglages sur  $x_l$ ,  $x_m$  et  $x_t$  permettant un accord continu dès l'instant où la condition d'ordre deux est respectée.

La relation (2.11), obtenue pour l'ordre 2, indique la valeur maximale de  $x_t$  à ne pas dépasser pour obtenir la plage d'accord continu maximale  $\delta\nu$ .

Du point de vue de la méthode pratique de réglage d'une cavité externe obéissant à cette géométrie, les contraintes sur les premier et second ordres peuvent être respectées avec un seul réglage parmi les trois paramètres  $x_t$ ,  $x_l$  ou  $x_m$ , si la réalisation mécanique initiale de la cavité respecte des tolérances meilleures que la moitié de la contrainte du second ordre

( $x_t < \frac{1}{\lambda_0} \left( \frac{c}{\delta\nu} \right)^2 \left( \frac{d}{\lambda_0} \right)^2 \frac{\cos^3 \theta_{-1}}{\sin \theta_i}$ ). En reprenant l'exemple numérique précédent, pour un

accord continu de 1000 GHz, cette tolérance est supérieure à 10 mm, et est de ce fait techniquement accessible. Dès lors que la contrainte sur l'ordre 2 est a priori respectée, l'utilisation de ce seul réglage permettra de se conformer à la contrainte sur l'ordre 1 pour obtenir l'accord continu désiré autour de la ou des longueurs d'onde pour lesquelles l'ordre 0 (ou le désaccord) est nul. Pour un accord continu de cet ordre de grandeur, l'ajout d'un second paramètre réglable apporte essentiellement la possibilité de corriger les défauts de construction et l'erreur de modélisation.

Concernant les tolérances aux vibrations, l'observation de l'ordre 0 de la relation (2.10) nous montre que tout saut de mode ne pourra être évité qu'avec des variations de chemin optique de la cavité inférieures à  $\lambda/4$  par rapport à la position de désaccord nul. Les amplitudes totales des vibrations des différents éléments de la cavité devront donc être très inférieures à  $\lambda/2$ .

Les facteurs  $\sin(\theta_i)$  et  $\sin(\theta_i)^{-1}$  qui apparaissent dans les conditions (2.11) diffèrent de ceux données par P. McNicholl [69]. Ceci provient de la définition différente de l'écart de positionnement du réseau par rapport au point pivot. Néanmoins, en prenant en compte cette correction, nous retrouvons par notre approche des résultats parfaitement identiques concernant les tolérances de positionnement des optiques. En particulier, nous retrouvons par la relation (2.6) le fait qu'il existe une infinité de points pivots idéaux qui permettent de syntoniser les deux modes de sélection. Bien que cette propriété n'ait pas été présentée par Liu [68], nous avons montré qu'elle pouvait aussi être mise en évidence par l'estimation de la longueur effective de cavité. Elle présente en outre l'avantage de prendre en compte la distance diode réseau et fournit ainsi la condition à respecter sur cette dernière (2.4).

### 2.1.5. Tolérances requises pour une plage finie de balayage continu en fréquence optique par analyse numérique

Reprenant exactement le même modèle et les mêmes hypothèses que celles que nous avons déjà présentées, l'analyse numérique de la condition d'accord va nous permettre de visualiser graphiquement l'accord continu maximal qui peut être obtenu en fonction du réglages des optiques. Avant de présenter des illustrations graphiques de la dépendance de la plage d'accord continu en fonction des réglages sur les optiques, nous exposons brièvement l'algorithme implémenté.

#### 2.1.5.1. Algorithme

Pour chaque point de réglage les étapes suivantes sont effectuées :

1. détermination du mode longitudinal le plus proche de la longueur d'onde du maximum d'efficacité de diffraction du réseau par la condition de stationnarité (1.6) où  $L_{opt}$  est calculé par l'expression (2.2).

2. recherche de la plage d'accord la plus importante dans la plage de gain par la détermination des angles limites pour lesquels le désaccord provoque un saut de mode (ou dépasse une valeur seuil donnée) (2.3).

### 2.1.5.2. Représentations et analyses

Les analyses ont été faites pour une longueur d'onde de 1530 nm. Les plages d'accord sont représentées en fonction de trois réglages particuliers que sont les distances au point pivot P du réseau et des miroirs L et M.

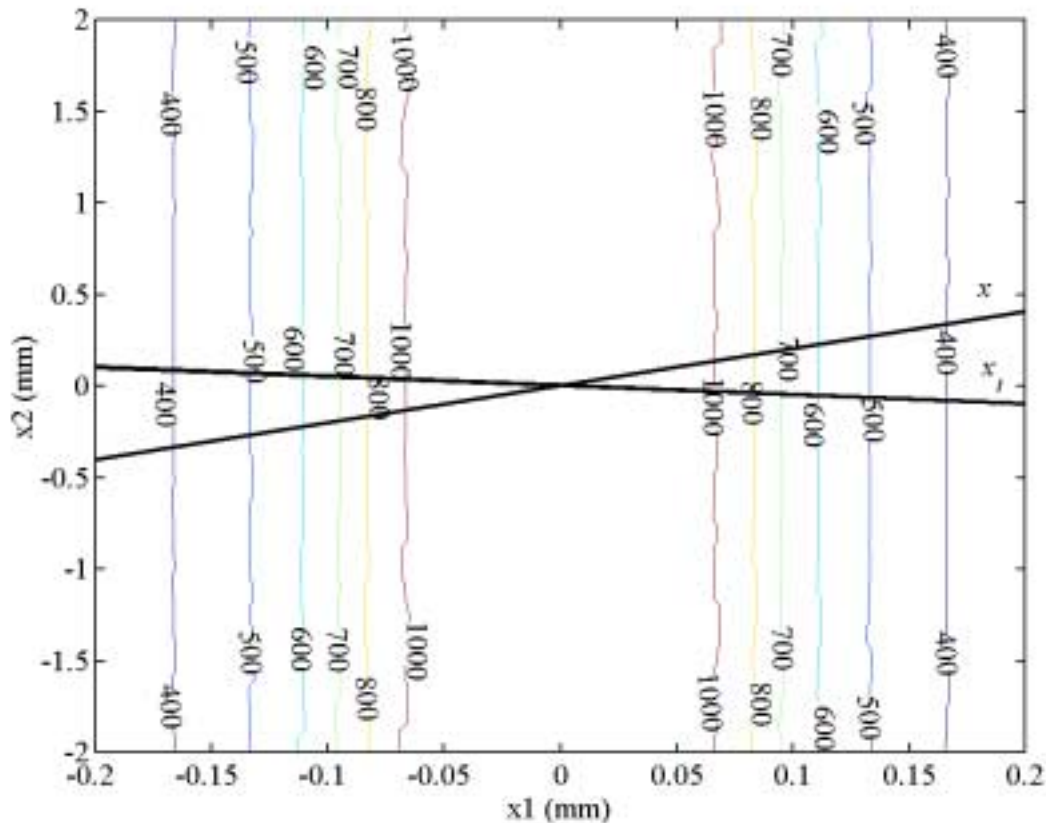


Figure 2.5 Taille de l'accord continu en GHz en fonction des réglages  $x_t$  et  $x = x_t + x_m$  dans le repère  $(x_1, x_2)$ .

Ces trois distances sont désignées par  $x_t$ ,  $x_l$  et  $x_m$  respectivement et sont illustrées sur la figure 2.1, p 48. Ces valeurs sont algébriques et on a vu que  $x_l$  et  $x_m$  peuvent se compenser. Ainsi, les résultats et illustrations obtenus pour  $x_l$  peuvent être appliqués à  $x_m$ , et inversement. Ceci est aussi vrai pour leur somme. Dans les illustrations qui suivent, l'axe des  $x_l$  représente indifféremment la somme  $x_m + x_l$  ou lui-même, à condition de prendre  $x_m$  nul.

La figure 2.5 montre sous forme de courbes de niveau, la taille de l'accord continu en GHz en fonction des réglages  $x_t$  et  $x = x_l + x_m$ . Pour mettre en évidence les axes de symétrie de la carte d'accord, celle-ci n'est pas représentée directement selon les axes de réglages  $x_t$  et  $x_l + x_m$  mais selon ce repère tourné d'un angle tel que l'axe le plus long soit aligné avec l'axe des réglages qui donnent un désaccord nul pour un développement jusqu'à l'ordre un en longueur d'onde de la relation (2.8). Ce nouveau repère est noté  $(x_1, x_2)$  et l'angle de rotation  $\theta_0$  est obtenu à partir de la relation (2.15) et vaut donc :

$$r_o = \arctan\left(\sin\theta_i \frac{1 + \cos(\theta_i + \theta_{-1})}{\cos\theta_{-1}}\right) \quad (2.17)$$

Par souci de clarté, l'échelle des plages d'accord continu est tronquée à 1000 GHz soit environ 7,8 nm. Sur la figure 2.5, nous observons que les réglages qui permettent d'obtenir un accord continu de 700 GHz sont répartis le long d'un axe de plus de 4 mm de long sur une largeur de près de 200  $\mu\text{m}$ . Cette largeur de bande correspond au résultat donné par l'expression 16.

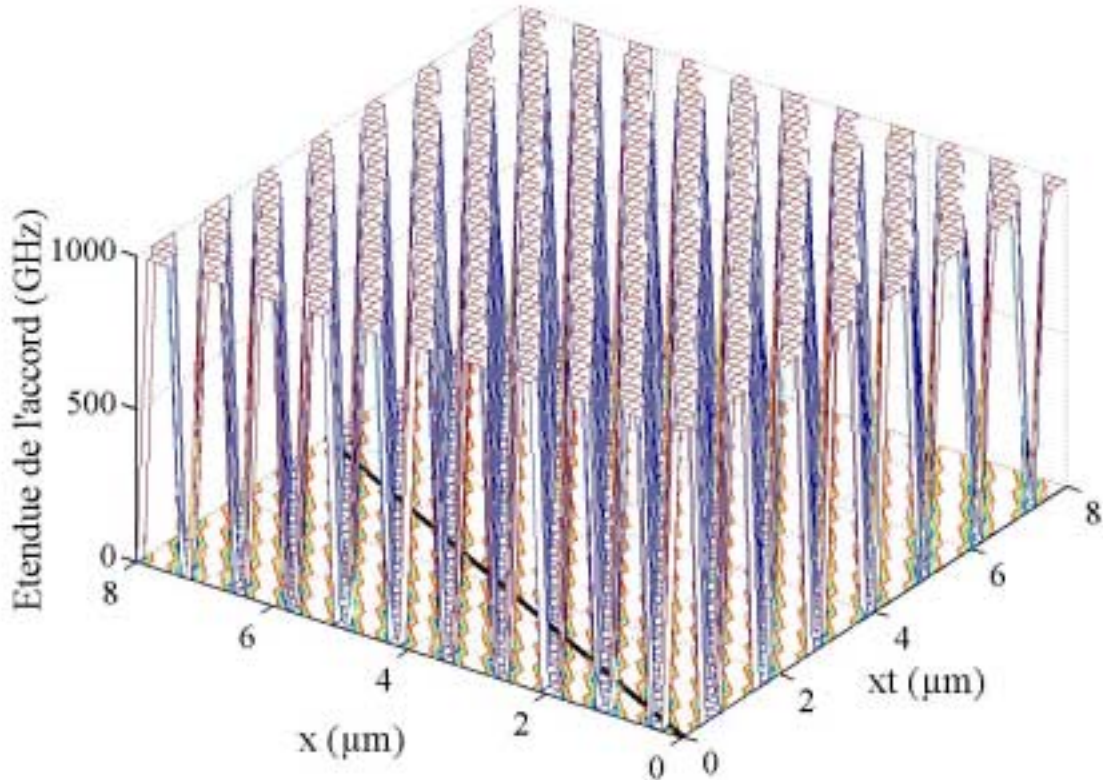


Figure 2.6 Taille de l'accord continu en fonction des réglages  $x_t$  et  $x = x_l + x_m$  pour un désaccord maximum d'un quart d'intervalle spectral libre.

Jusqu'à présent, nous avons supposé que l'on pouvait obtenir un accord continu en longueur d'onde tant que le désaccord entre la longueur d'onde sélectionnée par le réseau et celle correspondant au mode de cavité restait inférieur à un demi intervalle spectral libre. Cette tolérance a la particularité d'autoriser un accord continu, aussi étroit soit-il, quel que soit les réglages  $x_t$ ,  $x_l$  et  $x_m$ . Mais, en présence de vibrations, d'irrégularités du spectre de gain ou de variations des pertes dues aux fonctions de transfert des diverses optiques qui constituent une telle cavité en pratique, cette contrainte doit être beaucoup plus sévère. Pour évaluer l'effet que peuvent avoir de tels défauts, on impose une contrainte de robustesse sur le désaccord telle que ce dernier doit rester inférieur à un quart d'intervalle spectral libre. La figure 2.6 représente la taille de l'accord continu en fonction des réglages  $x_t$  et  $x = x_l + x_m$  lorsqu'on impose cette nouvelle contrainte. Afin de faciliter la représentation, l'étendue maximum de la plage d'accord continu est arbitrairement tronquée à 1000 GHz. Cette figure met en évidence



un système de crêtes parallèles entre elles dont la direction est donnée par la relation (2.12). Chaque crête correspond aux plages d'accord continu obtenues pour un mode de cavité donné. Ainsi, il est clair que de nombreux modes satisfont la condition d'accord continu sur de larges plages. Les vallées représentent l'ensemble de réglages pour lesquels aucun accord continu suffisamment robuste n'existe. Elles sont directement dues à la condition de robustesse. Si un désaccord d'un demi ISL avait été toléré, un plateau continu aurait été observé. La ligne épaisse représente la direction de la structure principale de la figure 2.5 c'est-à-dire l'ensemble des réglages satisfaisant la condition d'accord continu jusqu'à l'ordre 1 qui est défini par la relation (2.15).

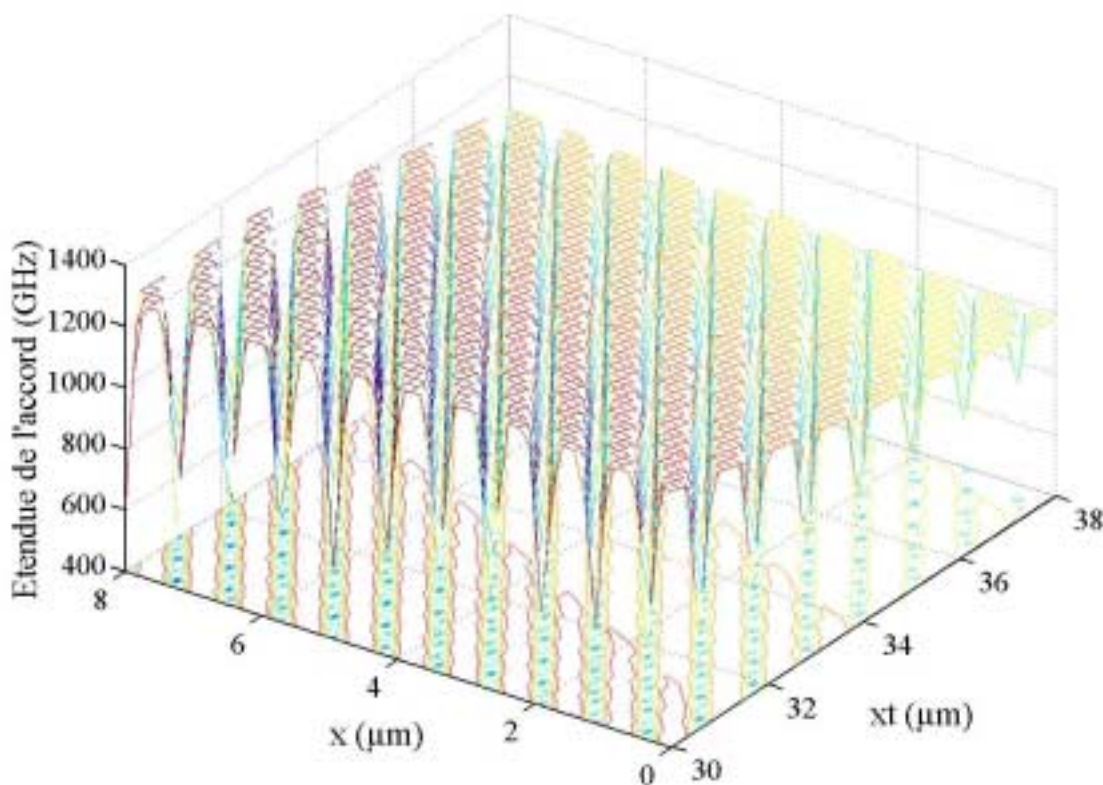


Figure 2.7 Taille de l'accord continu en fonction des réglages  $x_t$  et  $x = x_l + x_m$  pour un désaccord maximum d'un quart d'intervalle spectral libre dans une zone éloignée de  $30 \mu\text{m}$  selon la direction  $x_t$  de l'axe de désaccord nul à l'ordre 1.

Considérons à présent l'effet d'une éventuelle variation des réglages définis par le couple  $(x_t, x_l + x_m)$  dans le temps. Lorsque le réglage initial est très proche de l'axe des réglages qui donnent les plages maximum d'accord continu (cf. figure 2.5), nous observons sur la figure 2.6 qu'un dérèglement de l'ordre d'un quart de longueur d'onde est suffisant pour que la plage d'accord continu passe de maximale à nulle. En outre, les valeurs approchées peuvent être calculées par les relations (2.13) et (2.14). Comme le montre la partie droite de la figure 2.7, à mesure que l'on s'éloigne de l'axe où la fonction d'accord s'annule au premier ordre, la différence de largeur de la plage d'accord continu entre les vallées et les crêtes s'amenuise. En d'autres termes, l'étendue de la plage d'accord continu devient de moins en moins sensible

à une variation de  $x_l$  ou  $x_l + x_m$  de l'ordre de la demi-longueur d'onde. Dans ces simulations, nous avons fixé à 20 nm l'étendue du spectre de gain où le niveau de contre réaction est suffisant pour obtenir une émission laser imposée par la cavité externe. On peut montrer que les vallées disparaissent dans les zones où il se produit nécessairement deux sauts de mode dans cette plage de 20 nm.

Cependant lorsque  $(x_l, x_l + x_m)$  varie perpendiculairement à l'axe des droites d'ordre zéro, un dérèglement de l'ordre d'une demi longueur d'onde provoque nécessairement un changement de mode lasant. Aussi, bien qu'il reste impossible de réaliser un accord continu si les réglages

varient avec une amplitude supérieure à  $\frac{\lambda_0}{2}$  sur  $x$  et  $\frac{\lambda_0}{2 \sin(\theta_i + \theta_{-1})}$  sur  $x_l$  durant le balayage

en fréquence optique, un réglage éloigné de l'axe des maxima d'accord continu permet d'assurer la stabilité de l'étendue de la plage d'accord continu vis-à-vis des variations de  $(x_l, x_l + x_m)$  à long terme. Cependant la longueur d'onde initiale de balayage, constituée par la longueur d'onde à l'instant du premier saut de mode, peut quant à elle varier de façon très importante. Par exemple, dans le cas limite où deux sauts de mode sont espacés exactement de la moitié de la bande de contre réaction optique continu, et avec les mêmes valeurs

numériques que précédemment, une variation de  $\frac{\lambda_0}{2}$  sur  $x$  introduit une variation de la

longueur d'onde initiale de 10 nm.

Grâce à cette étude numérique nous avons pu observer l'influence du positionnement des optiques sur l'étendue et la robustesse de l'accord continu. Dans le paragraphe suivant nous présentons comment les composants optiques ont été sélectionnés et dimensionnés.

## 2.2. Sélection des composants optiques et dimensionnement

### 2.2.1. Longueur d'onde

L'utilisation de longueurs d'onde plus longues offre l'avantage de relâcher les contraintes de qualité des optiques indispensables au maintien d'un front d'onde très cohérent dans la cavité laser. Nous choisissons une diode laser dont le pic d'émission spontanée est autour de 1,55  $\mu\text{m}$ . Ceci nous permet de disposer de composants fibrés utilisés dans le domaine des télécommunications. En outre, comparée au proche infrarouge autour de 0,8  $\mu\text{m}$ , cette longueur d'onde présente un danger oculaire nettement moindre.

### 2.2.2. Diode laser

La couche active de la diode laser doit avoir la bande de gain la plus large et la plus plate possible. De nombreux travaux [28, 29, 33] montrent que l'utilisation de structures à puits quantiques a permis d'optimiser ces deux paramètres pour obtenir des sources accordables sur une très large bande. Afin d'éviter une modulation trop importante du gain par effet Fabry-Pérot, la face intra-cavité du semi-conducteur doit être fortement traitée antireflet. Le traitement antireflet de la diode laser que nous utilisons est meilleur que  $10^{-4}$  à 1 550 nm. Nous savons que les caractéristiques d'une diode laser sont dépendantes du courant et de la température. Ces deux paramètres sont donc asservis par des systèmes de contrôle automatique. Dans notre dispositif, la température est mesurée par une thermistance implantée à proximité du semi-conducteur et est régulée par un composant à effet Peltier.

### 2.2.3. Collimation

Le collimateur doit assurer une qualité de front d'onde la meilleure possible. Le faisceau issu de la diode laser étant très divergent, pour réduire la diffraction par la monture et transmettre le maximum de puissance, la lentille doit avoir une ouverture numérique élevée. En examinant les cas pratiques de la littérature [8, 14, 31, 36, 39, 48], on constate qu'un accord continu sur une plage supérieure à 1 % est obtenu par l'utilisation d'un collimateur d'ouverture numérique supérieure à 0,55. Pour éviter toute contre réaction ou effet Fabry-Pérot parasite, un traitement antireflet est appliqué. De plus, le collimateur doit rester légèrement désaxé [43]. Nous utilisons un collimateur biasphérique, traité antireflet, d'ouverture numérique 0,5.

### 2.2.4. Dimensionnement mécanique

Nous avons montré au paragraphe 1.4.5.2 que la stabilité de la diode laser à cavité externe est améliorée à mesure que les modes longitudinaux sont spectralement espacés. Il importe donc de réaliser une cavité externe dont les dimensions sont les plus réduites possible.

Nous utilisons le modèle du chapitre précédent pour déterminer les dimensions optimales de notre cavité externe. Le modèle est complété par les dimensions des montures, les indices de réfraction des optiques et les marges de tolérance. Le montage est conçu pour permettre une optimisation de l'angle d'incidence du faisceau sur le réseau comme cela est préconisé par le paragraphe 1.4.5.3 traitant du *SMSR*.

### 2.2.5. Système de rotation du miroir de renvoi

L'obtention d'un accord continu nécessite naturellement une variation lisse de la position du miroir de renvoi. Il est clair que le système mécanique qui minimise le niveau de vibration est réalisé par une lame flexible. Nous avons choisi de réaliser l'actionneur par un transducteur piézoélectrique. La commande en tension de ce piézoélectrique est réalisée avec un générateur de fonctions synthétiques (Stanford Research Systems, Model DS 345) et un amplificateur haute-tension.

### 2.2.6. Réseau de diffraction

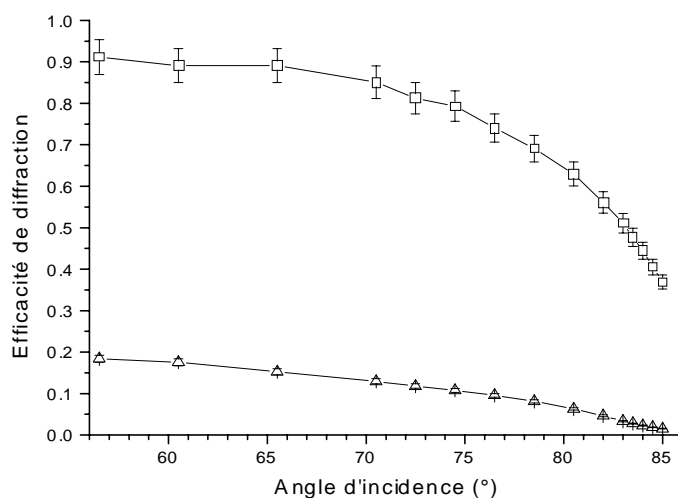


Figure 2.8 Efficacité de diffraction absolue dans l'ordre  $-1$  du réseau utilisé en fonction de l'angle d'incidence. Les carrés représentent l'efficacité de diffraction pour une polarisation du champ électrique perpendiculaire aux stries, les triangles celle pour une polarisation parallèle aux stries.

Nous utilisons un réseau de 1000 traits par millimètre recouvert d'or. Sur la figure 2.8, nous présentons les mesures d'efficacité de diffraction que nous avons effectuées.

### 2.2.7. lame demi-onde

Une diode laser à émission par la tranche diverge en général beaucoup plus (de l'ordre d'un facteur 2) dans la direction perpendiculaire à la couche active que dans la direction parallèle. A partir des relations (1.49) et (1.31) donnant la sélectivité en longueur d'onde de la cavité externe et le rayon du faisceau collimaté respectivement, on montre que la sélectivité en longueur d'onde est d'autant plus importante que la dimension du faisceau collimaté sur le réseau est grande. La recherche d'une grande sélectivité conduit donc naturellement à orienter la couche active parallèlement aux stries. Cependant, la polarisation du champ électrique dans la diode laser est elle aussi parallèle à la couche active. Et, l'expérience montre qu'en incidence rasante, l'efficacité de diffraction dans l'ordre  $-1$  est maximale lorsque le champ électrique est perpendiculaire aux stries (cf. figure 2.8). Ainsi, si l'on veut obtenir une efficacité de diffraction importante tout en maximisant la sélectivité spectrale, on a intérêt à faire basculer la polarisation de  $90^\circ$ . Effet que l'on peut obtenir avec une lame demi-onde dont les axes neutres sont orientés à  $45^\circ$  par rapport à la direction de polarisation du faisceau incident. Bien sûr cette lame n'est totalement demi-onde que pour une seule longueur d'onde de l'accord continue. Il en résulte donc une légère ellipticité du faisceau émergent mais dont l'effet ne compromet pas le gain sur efficacité de diffraction ainsi obtenu. Cet effet est minimisé en utilisant un lame d'ordre 1 c'est-à-dire dont la différence de chemin optique entre les deux polarisations orthogonales vaut un quart de longueur d'onde et non la même chose à

un multiple de longueur d'onde près. De plus après un passage en sens inverse dans la lame, la polarisation de la lumière réinjectée dans la diode laser reste identique à celle émise.

### 2.2.8. Conclusion

La figure 2.9 montre le schéma général de la diode laser à cavité externe continûment syntonisable que nous avons réalisée et dont le prototype est visible sur la figure 2.10. Afin d'alléger la représentation, nous avons omis les alimentations électriques.

L'isolateur optique IO permet d'éviter toute contre-réaction optique introduite par le dispositif aval à la source laser. Le collimateur fibré  $C_{oF}$  assure l'injection de la puissance laser dans FO, la fibre optique de sortie.

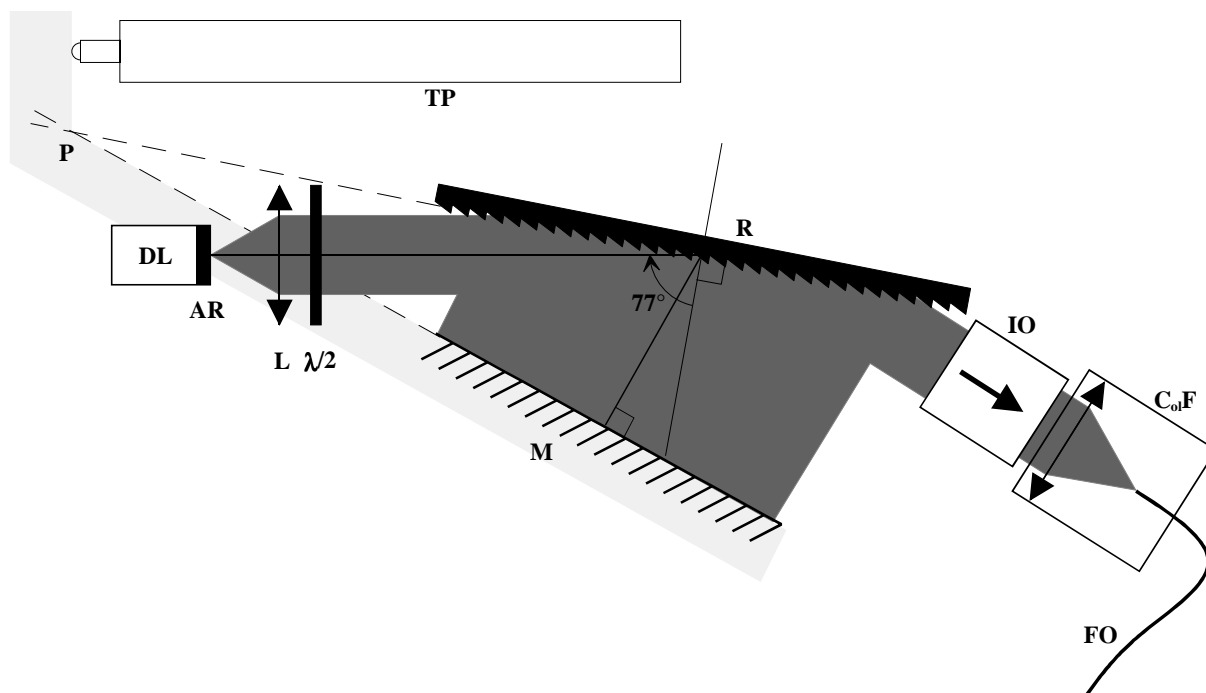


Figure 2.9 Schéma générale de la diode laser à cavité externe continûment syntonisable. TP transducteur piézoélectrique, P pivot de rotation, DL diode laser, AR traitement antireflet, L lentille de collimation,  $\lambda/2$  lame demi-onde, M miroir externe mobile, R réseau de diffraction, IO isolateur optique,  $C_{oF}$  collimateur fibré et FO fibre optique de sortie.

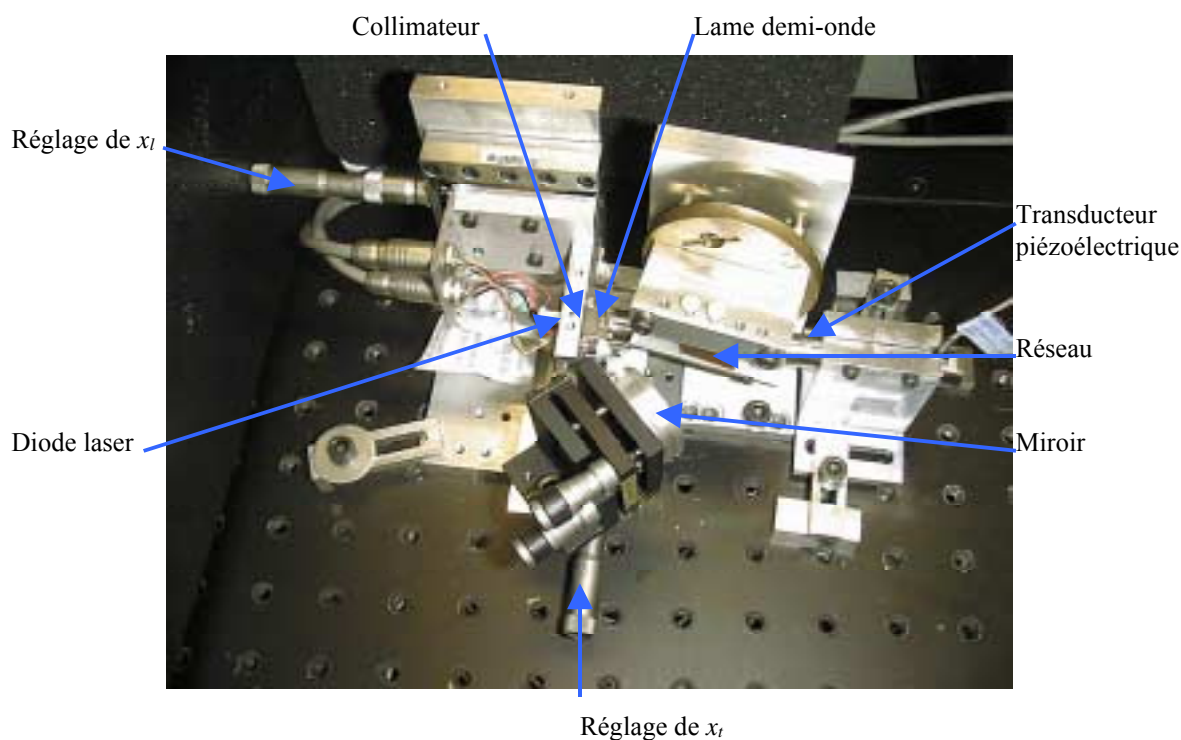


Figure 2.10 Photographie du prototype de la diode laser à cavité externe continûment syntonisable.

## 2.3. Mesure de la plage d'accord continu et des tolérances de positionnement

Une fois assemblée, la diode laser à cavité externe doit être réglée afin d'assurer la plage d'accord continu la plus large possible. Nous présentons dans ce qui suit l'ensemble des méthodes qui peuvent être utilisées pour régler la cavité externe. Parmi ces méthodes, nous sélectionnerons celles que nous mettrons en œuvre pour optimiser notre laser et confronter à l'expérience nos prédictions théoriques concernant les tolérances de positionnement des optiques.

### 2.3.1. Revue des méthodes

#### 2.3.1.1. Battement intermodal

Comme M. Ohtsu [71] l'a montré, les sauts de mode peuvent être mis en évidence par un signal de battement entre deux modes longitudinaux adjacents. L'inconvénient majeur de cette méthode est qu'elle impose de disposer d'un détecteur avec une bande passante supérieure à l'intervalle spectral séparant deux modes longitudinaux. En effet, pour reprendre l'exemple de M. Ohtsu [71], une cavité externe de 7,5 cm pour une longueur d'onde de 1,3  $\mu\text{m}$  rend nécessaire l'utilisation d'une photodiode à avalanche de bande passante supérieure à 2 GHz.

### 2.3.1.2. Saut de phase sur un signal issu d'un interféromètre de Michelson

La détection d'un saut de mode peut aussi être réalisée en observant la continuité de la phase du signal issu d'un interféromètre de Michelson [8]. On obtient en sortie de l'interféromètre de différence de chemin optique  $D_i$  un signal dont la phase  $\varphi$  s'écrit :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} D_i \quad (2.18)$$

S'il se produit un saut de mode de largeur  $\Delta\lambda_s$ , on observe alors un saut de phase  $\Delta\varphi$  de :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi D_i}{\lambda_0^2} \Delta\lambda_s \quad (2.19)$$

On rappelle que la condition de résonance dans la cavité impose que seuls les modes longitudinaux définis par un entier  $p$  dans la relation (1.6) peuvent osciller. De plus, deux modes consécutifs sont espacés d'un intervalle spectral libre. Ainsi les sauts de mode provoquent le passage d'un mode longitudinal de cavité  $p$  à un mode  $p+\Delta p$  ( $\Delta p$  entier) et la largeur  $\Delta\lambda_s$  s'exprime comme  $\Delta p$  fois l'intervalle spectral libre de la cavité externe (1.29). La relation précédente devient donc :

$$\Delta\varphi = \frac{\pi D_i}{L_{opt}} \Delta p \quad (2.20)$$

Un saut de mode sera bien visible pour des sauts de phase de l'ordre de  $\pi$ , par exemple. Ainsi,  $\Delta p$  valant le plus souvent 1 [8], on règle l'interféromètre afin qu'il ait une différence de chemin optique proche de la taille optique de la cavité externe. Cependant, il arrive parfois que la variation du nombre de mode  $\Delta p$  soit supérieur à un et paire. Dans ce cas, si  $D_i = L_{opt}$  les sauts de mode deviennent indétectables, c'est pourquoi, on évitera d'avoir exactement  $D_i = L_{opt}$ .

### 2.3.1.3. Interféromètre de Fabry-Pérot

La méthode de contrôle de la continuité de l'accord d'une diode laser à cavité externe la plus classique est sans doute celle réalisée par l'utilisation d'un Fabry-Pérot [14, 31, 39, 40, 47, 48, 72, 73]. Le rapport de l'intervalle spectral libre du Fabry-Pérot sur celui de la cavité externe varie de 0,75 pour Filimonov [73] à 20 pour A. T. Schremer [40]. En particulier, Fuhrmann [72] présentent l'enregistrement du signal interférométrique détecté par la photodiode du Fabry-Pérot. Un espacement régulier des pics suffit à vérifier la continuité de l'accord. Pour un rapport de l'intervalle spectral libre du Fabry-Pérot sur celui de la cavité externe de 2, un saut de mode est directement traduit par une division par deux ou une augmentation de 50 % de l'espacement entre les pics. Dans le cas d'un accord continu très important comme celui de F. Favre *et al.* [14], il est nécessaire de contrôler la régularité de plus de 1300 pics ce qui rend indispensable l'utilisation d'un procédé automatisé.

### 2.3.1.4. Filtre biréfringent

Il est possible d'utiliser un filtre biréfringent [74], se qui permet d'obtenir un signal sinusoïdal. Bien que cela puisse représenter une solution plus simple que le Michelson ou le Fabry-Pérot, la différence de chemin optique d'un tel dispositif a l'inconvénient d'être fixe, et ne peut donc être adaptée à la taille des sauts de phase.

### 2.3.1.5. Direction du faisceau

Lorsque la variation de la longueur de la cavité n'est pas synchronisée avec la rotation du réseau pour la configuration Littrow ou la rotation du miroir pour la configuration Shoshan, le faisceau interne se propage selon une direction dont l'angle par rapport à l'axe optique de la cavité varie. La mesure de ces variations permet de contrôler le désaccord entre les deux modes de sélection [46]. Ceci peut être réalisé en introduisant une lame séparatrice entre le collimateur et le réseau. La fraction du faisceau ainsi prélevée est alors envoyée vers deux photodiodes placées symétriquement par rapport à l'axe défini par le faisceau en l'absence de désaccord. La différence de puissance mesurée entre les deux photodiodes renseigne alors directement sur le niveau de désaccord. Un saut de mode se manifeste alors comme une brusque variation de cette différence. L'inconvénient majeur de cette méthode provient de l'ajout de la lame séparatrice qui diminue le niveau de contre-réaction optique et allonge la cavité, ce qui a pour effet de réduire sa stabilité.

### 2.3.1.6. Variation de la puissance optique

Les sauts de mode ne produisent pas seulement une variation brusque de la fréquence optique, ils se manifestent aussi par les discontinuités de la puissance optique émise par la diode laser à cavité externe [75]. Tant que la faible amplitude des discontinuités peut être distinguée sans difficulté de la modulation d'amplitude causée par la réflectivité résiduelle de la face de sortie de la diode laser, cette méthode est adaptée au réglage de la cavité externe.

### 2.3.1.7. Conclusion

Les méthodes utilisant un interféromètre présentent l'avantage de permettre de mesurer l'étendue des plages d'accord en fréquence optique à partir de la seule connaissance de leurs dimensions optiques. La méthode fondée sur l'observation de la puissance optique émise durant l'accord, bien que ne fournissant pas d'information sur l'étendue de la plage d'accord, constitue un outil complémentaire pertinent pour l'identification des sauts de mode.

## 2.3.2. Dispositifs expérimentaux

Afin de régler notre source laser syntonisable et de mesurer l'étendue des plages d'accord continu accessibles, nous réalisons le dispositif expérimental représenté sur la figure 2.11.



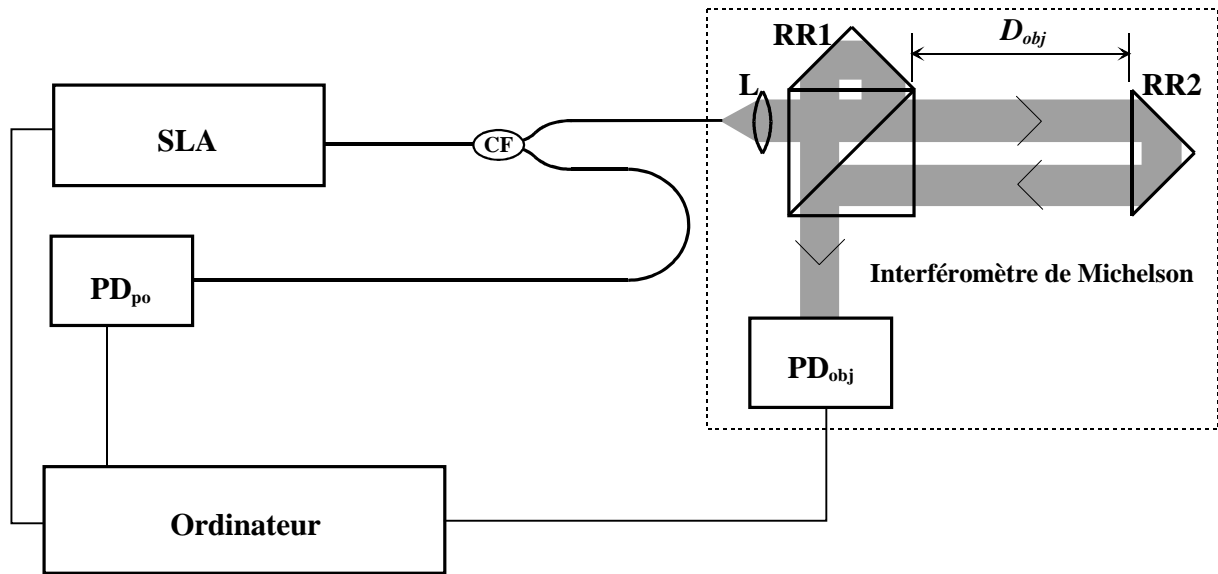


Figure 2.11 Dispositif expérimental pour le réglage de la cavité et la mesure de la plage d'accord continu. L collimateur, SLA source laser accordable, CF coupleur fibré, RR1 et RR2 rétro-rélecteurs,  $PD_{obj}$  et  $PD_{po}$  détecteurs à photodiode,  $D_{obj}$  différence de longueur entre les deux bras de l'interféromètre de Michelson.

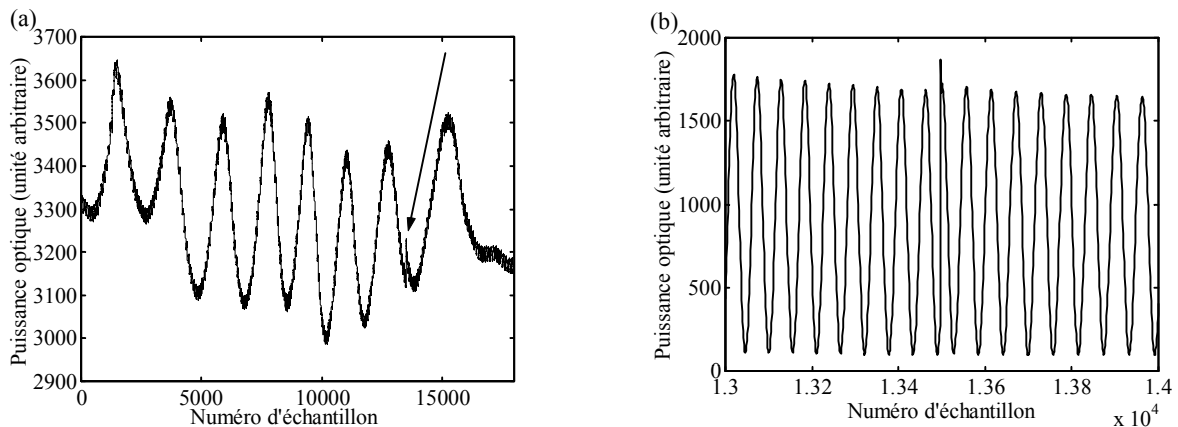


Figure 2.12 Variations typiques de la puissance optique (a) et du signal interférométrique (b) lorsque le mouvement du miroir externe de la SLA introduit un saut de mode. Sur (a), la position du saut de mode est pointée par la flèche.

Le signal délivré par la photodiode  $PD_{po}$  nous permet de détecter les discontinuités de la puissance optique. La photodiode  $PD_{obj}$  convertit le battement des fréquences optiques issu de l'interféromètre de Michelson en un signal électrique sur lequel nous pouvons détecter les sauts de phase. La figure 2.12 montre les variations typiques de la puissance optique et du signal interférométrique lorsque le miroir externe de la SLA (Source Laser Accordable) introduit un saut de mode. La modulation d'amplitude rapide visible sur la figure 2.12(a) est due à la réflectivité résiduelle de la face traitée antireflet de la diode laser. Sa période est de l'ordre de 90 GHz, ce qui correspond à une longueur optique de la diode laser d'environ 1,7 mm.

Le transducteur piezoélectrique est commandé par un signal sinusoïdal afin d'assurer un mouvement lisse et sans à-coup. La tension de ce signal est comprise entre 0 et 95 V. Ainsi, le transducteur piezoélectrique produit une rotation du miroir externe d'environ  $0,7^\circ$ . La température de la diode laser est stabilisée à  $22,6^\circ\text{C}$  et son courant de polarisation est fixée à 25 mA.

### 2.3.3. Méthode d'analyse

Le caractère continu de cet accord est contrôlé grâce à l'interféromètre de Michelson de 68 mm de différence de chemin optique. Le signal interférométrique est échantillonné à 250 kHz. L'interférogramme représenté figure 2.13, produit par un balayage angulaire du miroir externe lorsque les optiques de la cavité externe ont été réglées de façon optimale, compte 252 franges continues. Un nombre de frange si important rend le contrôle manuel de la continuité de la phase de l'interférogramme à partir de son observation particulièrement fastidieux, subjectif et aléatoire. Nous avons donc recours à une automatisation informatique partielle du contrôle. Le principe consiste à vérifier l'absence de variation brusque de l'interfrange d'une interfrange à l'autre. Celle-ci est déterminée à partir de l'écart entre deux franchissements montants d'une valeur fixée du signal. La variation non-linéaire de la fréquence optique due au mouvement sinusoïdal imprimé au miroir externe et la modulation d'amplitude introduisent des variations des interfranges mesurées. Afin que celles-ci ne soient par interprétées comme des sauts de modes, seules les variations supérieures à un certain seuil sont considérées. Chaque variation de l'interfrange supérieure à ce seuil donne lieu à un contrôle visuel de la zone suspecte. Nous avons fixé le seuil de contrôle visuel à 5 %.

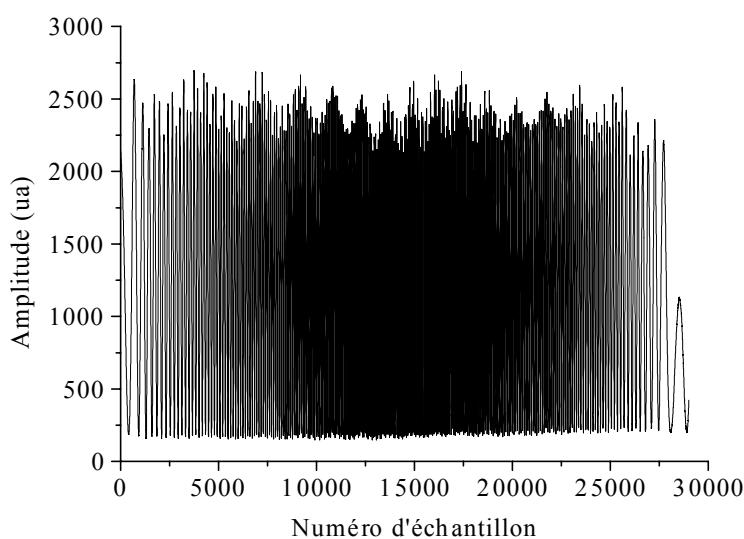


Figure 2.13 Enregistrement d'un interférogramme obtenu pour un balayage continu de longueur d'onde sur une plage de 8,8 nm.

Le contrôle de 4 enregistrements successifs montre que sur 252 franges contiguës les variations de période sont toujours inférieures à 5 %.

D'autre part, à l'aide d'un monochromateur, nous avons mesuré les longueurs d'onde finale et initiale du balayage. Ainsi, cette étude expérimentale nous permet de conclure que le laser que nous avons réalisé est continûment accordable, sans saut de mode, de 1537,2 nm à 1546,0 nm soit sur plus de 8,8 nm (soit 1,1 THz de variation de fréquence optique) en un seul balayage.

La fréquence de mouvement du miroir externe étant fixé à 4 Hz, la vitesse de balayage atteint 130 nm/s dans la partie centrale de la plage d'accord.

### 2.3.4. Mesures des tolérances

Afin de confronter les tolérances de positionnement des optique prévues par le modèle théorique (cf. § 2.1) avec l'expérience, deux translateurs micrométriques sont ajoutés à la structure de la diode laser à cavité externe. L'un permet de déplacer la diode laser le long de son axe optique. L'effet de la tolérance  $x = x_l + x_m$  peut ainsi être mesuré. L'autre translateur permet de mesurer l'effet de  $x_t$ , en assurant le déplacement solidaire du point pivot et du miroir externe dans la direction perpendiculaire à l'axe optique de la diode laser.

La figure 2.14 montre une comparaison entre l'étendue d'accord continu en fonction de la distance  $x_t$  et les mesures expérimentales. Pour les mesures, la variable  $x_t$  correspond à la variation de cette distance et non cette distance elle-même, puisque sa mesure directe n'est pas accessible. La même remarque est valable pour la variable  $x_l$  sur les figures suivantes. Les zéros de ces variables correspondent au centre de la caractéristique théorique. Nous attribuons la forte dispersion des mesures aux instabilités de la structure mécanique. Néanmoins, les valeurs maximales mesurées concordent de façon acceptable avec les prédictions.

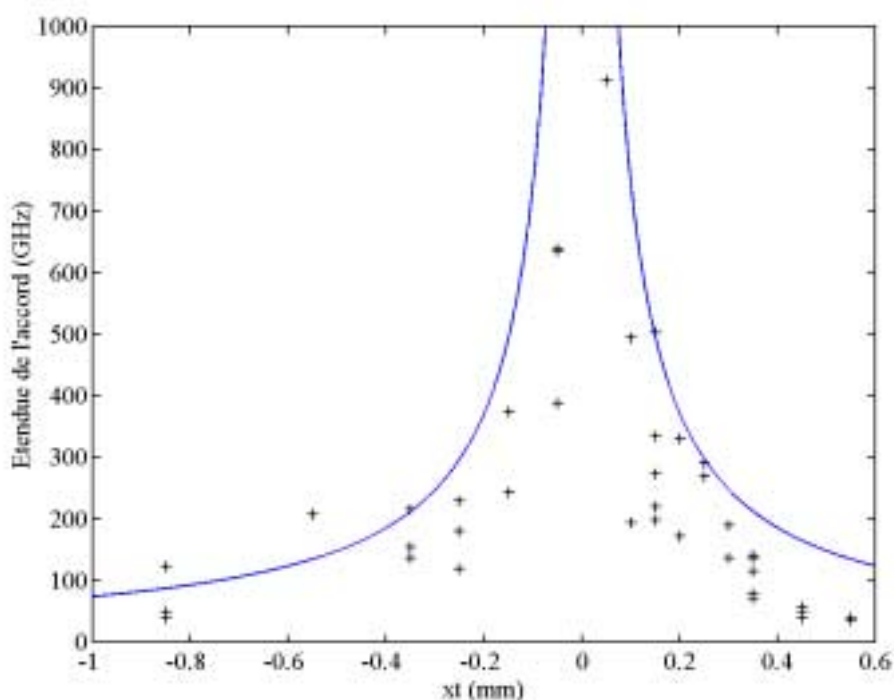


Figure 2.14 Taille de l'accord continu en fonction de la distance entre le point pivot et le réseau selon la direction perpendiculaire à l'axe optique de la diode laser, + étendues d'accord mesurées, - valeurs théoriques.

La figure 2.15 permet la comparaison des mesures avec le modèle en fonction du paramètre  $x_l$ . Les étendues d'accord continu sont ici manifestement beaucoup plus importantes que celles attendues. Cette différence exige une correction du modèle afin de l'adapter à la réalité expérimentale.

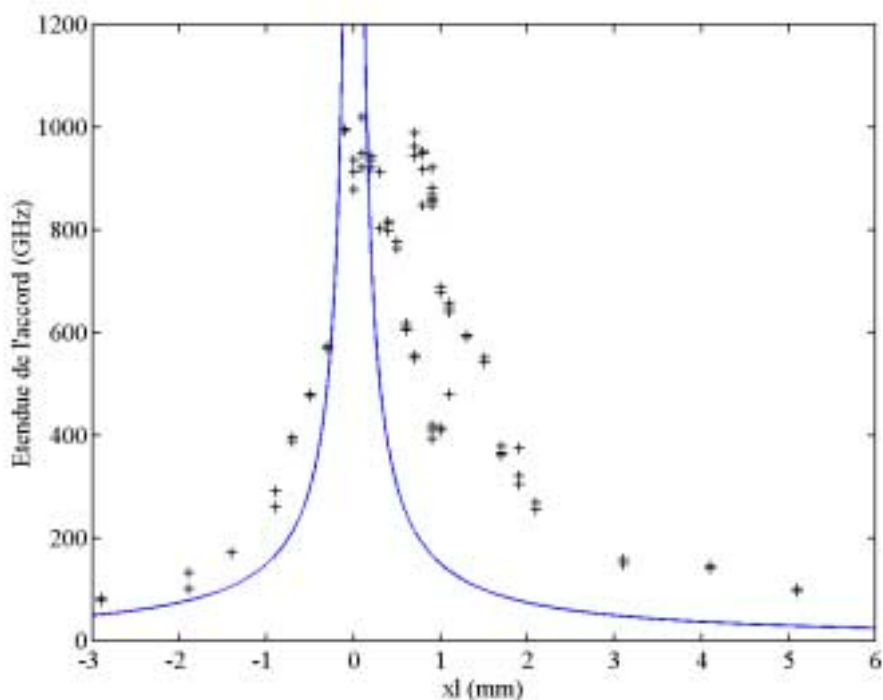


Figure 2.15 Taille de l'accord continu en fonction de la variation de la distance  $x_l$ , + étendues d'accord mesurées, - valeurs théoriques.

Sur la figure 2.16, la taille de l'accord continu en fonction des réglages  $x_t$  et  $x_l$ , est représentée sous forme de courbes de niveau. La dispersion des mesures étant attribuée à une instabilité mécanique du système, nous supposons son effet dépendant de la plage d'accord maximal accessible en un point de réglage donné.

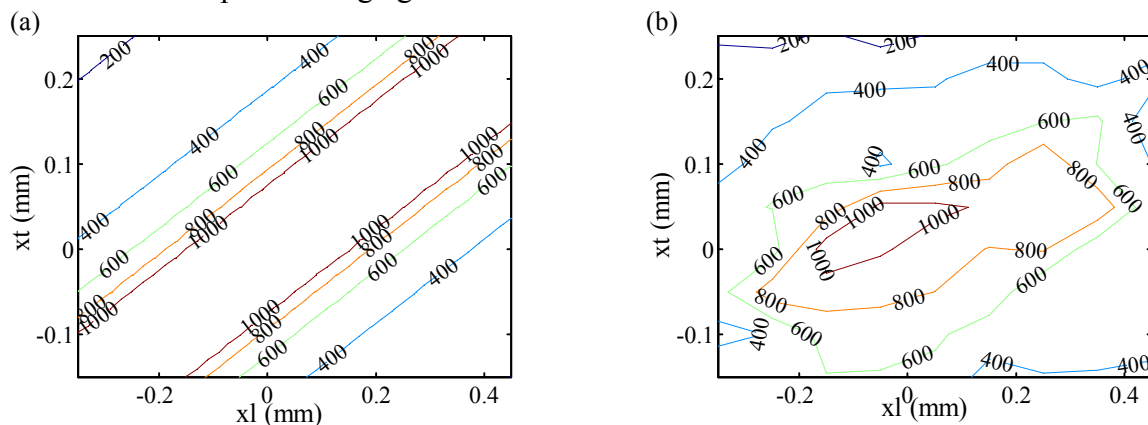


Figure 2.16 Taille de l'accord continu en GHz en fonction des réglages  $x_t$  et  $x_l$ , prévue par le modèle théorique (a) et mesurée (b).

Ceci conduit à penser que les instabilités tendent à majorer par la mesure les faibles plages d'accord et à minorer les plages d'accord les plus larges. Pour tenter de corriger cet effet, les mesures représentées sont calculées à partir des mesures brutes et en fonction de l'étendue moyenne de la plage d'accord en chaque point considéré. Pour les plages d'accord les plus

larges, seules les valeurs maximales mesurées sont retenues. Inversement, pour les plages d'accord les plus étroites, seules les valeurs minimales sont conservées. Pour les plages d'accord d'étendue intermédiaire, la valeur moyenne des mesures est représentée. Dans la configuration mécanique particulière de cette expérience, le point de contact du transducteur piézoélectrique avec le bras supportant le miroir mobile est fixe alors que le point pivot se déplace avec  $x_t$ . Le point de friction mécanique varie donc pour chaque valeur de  $x_t$ . Il en est de même pour le centre de la plage de longueurs d'onde balayées. Ce mécanisme peut expliquer que les variations de  $x_t$  introduisent une chute de la plage d'accord continu plus rapide que celle prévue par le modèle.

Cependant, la relative concordance entre les prédictions théoriques et les mesures expérimentales permet de valider qualitativement le modèle utilisé ainsi que les méthodes de dimensionnement et de réglage du laser à cavité externe réalisé.

### 2.3.5. Estimation de la longueur de cohérence

Afin d'estimer la longueur de cohérence de la lumière émise par notre laser, nous mesurons l'amplitude des franges du signal détecté à la sortie d'un interféromètre de Michelson fibré de 3 km de différence de chemin optique, dont les extrémités sont équipées de rotateurs de Faraday et de miroirs. La vitesse de balayage en longueur d'onde est de l'ordre de 90 nm/s. L'amplitude de ce signal est comparée avec celle obtenue en remplaçant le laser présenté au paragraphe 2.2.8, par une source accordable Agilent 81680A dont la vitesse de balayage est fixée à 40 nm/s et dont la largeur spectrale est garantie inférieure à 100 kHz. En supposant les spectres de puissance des deux sources de forme lorentzienne, ces mesures nous permettent de conclure que la longueur de cohérence<sup>5</sup> de la diode laser à cavité externe que nous avons élaborée et réalisée est supérieure à 300 m.

## 2.4. Conclusion

Nous avons présenté une étude des tolérances de positionnement des optiques par rapport au pivot de rotation du miroir externe adaptée à la configuration Shoshan. Nous avons exposé l'effet de l'instabilité de ces positionnements à l'échelle du temps de balayage et à plus long terme. Nous avons détaillé, des points de vue optique et mécanique, comment nous avons réalisé notre propre diode laser à cavité externe. Nous avons proposé et mis en œuvre une méthode de mesure des plages d'accord continu en fonction du positionnement des optiques. Cette expérimentation nous a permis de valider, qualitativement au moins, la modélisation théorique.

Ainsi, nous avons réalisé une source accordable sur 1,1 THz, de longueur de cohérence supérieure à 300 m et dont la vitesse de balayage atteint plus 130 nm/s. Ces performances peuvent être améliorées en renforçant en particulier la stabilité mécanique du système. Néanmoins, cette source dispose d'ores et déjà d'un fort potentiel pour le développement d'applications télémétriques précises et rapides.

---

<sup>5</sup> La définition de la longueur de cohérence est rappelée au paragraphe 3.1.2



## Chapitre 3.

# Mesure de distances absolues par modulation continue de fréquence optique

La mesure de distance absolue (MDA) par la technique de modulation continue de fréquence (MCF) optique est fondée sur l'interférométrie. La mesure est dite absolue par opposition à l'interférométrie conventionnelle où l'on mesure un déplacement continu entre deux positions d'un rétrorefléteur mobile [2]. Cette technique est parfois identifiée par les termes d'interférométrie à décalage de longueur d'onde [76] ou à balayage de longueur d'onde (wavelength sweeping ou scanning) [77]. Elle a été appliquée dans de nombreux domaines tels que la topométrie de surface sans contact [8], les capteurs à fibres optiques [78], la réflectométrie [79], le positionnement et la tomographie [80]. Cette technique associée à des standards de fréquence permet d'obtenir de très hautes précisions ( $3 \cdot 10^{-10}$  m) [81]. L'intérêt de la technique MCF optique tient à sa grande dynamique de mesure et à sa haute résolution. Le Tableau 3.1 présente quelques exemples de dispositifs de mesure de distance par modulation continue de fréquence optique parmi les plus remarquables.

Tableau 3.1 Performances de quelques dispositifs de mesure de distance par modulation continue de fréquence optique

<i>Résolution</i>	<i>Etendue</i>	<i>Résolution relative maximum</i>	<i>Mesures en 3 dimensions</i>	<i>Cible non coopérative</i>	<i>Immunité aux vibrations</i>	<i>Référence</i>
10 $\mu\text{m}$	6 m	$2 \cdot 10^{-6}$	non	non	oui	[9]
9 mm	18,5 km	$5 \cdot 10^{-7}$	non	non	non	[66]
12 $\mu\text{m}$	6 mm	$2 \cdot 10^{-3}$	oui	oui	non	[8]
3 nm	4 mm	$1 \cdot 10^{-6}$	non	non	non	[61]
0,9 $\mu\text{m}$	5 m	$2 \cdot 10^{-7}$	non	non	non	[2]

Aussi, cette technique fait toujours l'objet d'intenses efforts de recherche [2, 18, 54, 66]. Dans la première partie de ce chapitre, nous décrivons le principe de la méthode. Nous mettons en évidence les principaux facteurs limitant la méthode et rappellerons les solutions, de la littérature, qui permettent de repousser ces limites. Ceci nous amènera à conclure sur nos choix technologiques pour la mise en œuvre d'un dispositif de mesurage de distance. La seconde partie est consacrée aux traitements des signaux interférométriques. Après avoir donné un aperçu des méthodes de la littérature appliquées au problème, nous détaillerons le principe de deux méthodes applicables à nos signaux expérimentaux.

### 3.1. Principe de la méthode

Avant de décrire le principe du mesurage de distance absolue par modulation continue de fréquence optique, nous rappelons les principes de l'interférométrie.

#### 3.1.1. Rappels d'interférométrie

Pour fixer les idées, considérons le cas simple d'un interféromètre de Michelson représenté par la figure 3.1. Il est composé d'une source laser, d'un élément optique séparateur (un cube séparateur sur la figure) et de deux miroirs  $M_1$  et  $M_2$  situés respectivement à des distances  $D_1$  et  $D_2$  de l'élément séparateur.

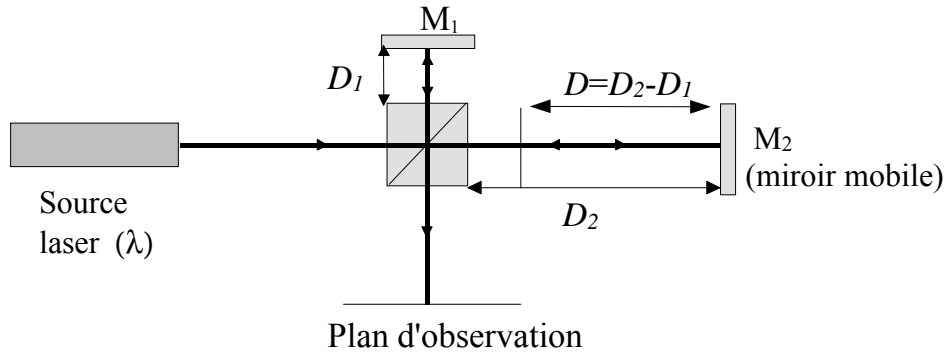


Figure 3.1 Principe classique de l'interféromètre de Michelson.

Le faisceau issu de la source laser est divisé par le cube séparateur en deux faisceaux de directions orthogonales. Pour décrire analytiquement le champ électrique obtenu par la superposition de ces deux faisceaux dans le plan d'observation, nous considérons ces deux faisceaux à l'instant  $t$  et au point de coordonnées  $\vec{r}$ , comme deux ondes planes  $e_1(\vec{r}, t)$  et  $e_2(\vec{r}, t)$  monochromatiques, de polarisation identique et de même fréquence angulaire  $\omega$ , issus respectivement des bras contenant les miroirs  $M_1$  et  $M_2$ . On peut représenter les champs électriques de ces deux ondes par les notations complexes suivantes :

$$\begin{aligned} e_1(\vec{r}, t) &= E_1 e^{i(\vec{k}\vec{r} + 2kD_1 - \omega t)} \\ e_2(\vec{r}, t) &= E_2 e^{i(\vec{k}\vec{r} + 2kD_2 - \omega t)} \end{aligned} \quad (3.1)$$

avec  $k = \frac{2\pi n}{\lambda}$ ,  $n$  l'indice de réfraction du milieu,  $\lambda$  la longueur d'onde dans le vide,  $E_i$

l'amplitude du champ et  $i$  un élément du couple  $\{1, 2\}$ .

Le champ électrique  $e(\vec{r}, t)$  résultant de la superposition de ces deux ondes dans la zone d'observation est égal à la somme des champs de ces deux ondes :

$$e(\vec{r}, t) = e_1(\vec{r}, t) + e_2(\vec{r}, t) \quad (3.2)$$

Les détecteurs utilisables pour accéder à une information sur l'onde lumineuse sont des récepteurs quadratiques, c'est-à-dire qu'ils ne peuvent détecter qu'une grandeur proportionnelle à  $\langle e^2(\vec{r}, t) \rangle$ , la valeur moyenne temporelle du carré du champ électrique



$e(\vec{r}, t)$ . On introduit l'intensité de l'onde  $I(\vec{r}, t) = \langle e^2(\vec{r}, t) \rangle^6$  que l'on peut écrire sous la forme :

$$I(\vec{r}, t) = I_1(\vec{r}, t) + I_2(\vec{r}, t) + 2 \Re \left\{ \langle e_1(\vec{r}, t) e_2^*(\vec{r}, t) \rangle \right\}. \quad (3.3)$$

Après développement on obtient :

$$I(\vec{r}, t) = I_1(\vec{r}, t) + I_2(\vec{r}, t) + 2 \sqrt{I_1(\vec{r}, t) I_2(\vec{r}, t)} \cos(2k(D_2 - D_1)) \quad (3.4)$$

On introduit  $V$  la visibilité des franges que l'on représente par :

$$V(t) = \frac{2\sqrt{I_1(t)I_2(t)}}{I_1(t) + I_2(t)}. \quad (3.5)$$

Avec  $D = D_2 - D_1$  et en mettant en évidence l'influence de la visibilité, on peut réécrire la relation (3.4).

$$I(\vec{r}, t) = (I_1(\vec{r}, t) + I_2(\vec{r}, t))(1 + V(t) \cos(2kD)) \quad (3.6)$$

Une variation de  $D$  produit ainsi une modulation du signal  $I$ . En particulier, si  $D$  varie linéairement dans le temps,  $I$  est un signal sinusoïdal et chacune de ses périodes, communément appelée frange d'interférence ou simplement frange, correspond à une variation de  $\lambda(2n)$  de  $D$ . On comprend ainsi comment à partir d'un tel montage interférométrique, il est possible de mesurer un déplacement.

On remarque que l'amplitude du signal, ou encore la visibilité des franges est proportionnelle au coefficient  $V$  qui justifie ainsi sa dénomination de facteur de visibilité. A cause de son rôle déterminant dans la qualité du signal, nous allons mettre en évidence les principaux paramètres physiques dont elle dépend.

### 3.1.2. Visibilité de la figure d'interférence

La relation (3.5) indique que  $V$  est maximal lorsque les intensités  $I_1$  et  $I_2$  des deux ondes qui se superposent sont égales, c'est-à-dire que les intensités des faisceaux lumineux après avoir parcourus les deux bras de l'interféromètre doivent être identiques. On retrouve donc l'une des qualités que doit posséder l'élément séparateur, à savoir une division de l'intensité du faisceau en deux parties identiques.

Dans le développement précédent, qui nous a amené à l'expression de la visibilité des franges donnée par la relation (3.5), nous avons fait l'hypothèse de deux ondes monochromatiques de même polarisation. Pour prendre en compte le fait que la source laser possède une largeur spectrale non nulle et que les deux ondes  $e_1(\vec{r}, t)$  et  $e_2(\vec{r}, t)$  n'ont pas nécessairement une polarisation identique, il nous faut réécrire la relation (3.5) et incluant le caractère vectoriel des champs et le degré de cohérence mutuel  $|\gamma_{12}|$  :

$$V(t) = \frac{2\sqrt{I_1(t)I_2(t)}}{I_1(t) + I_2(t)} \left( \frac{\vec{e}(t)_1 \cdot \vec{e}_2(t)}{|\vec{e}_1(t)||\vec{e}_2(t)|} \right) |\gamma_{12}(D)| \quad (3.7)$$

Cette nouvelle expression met à présent quantitativement en évidence comment la visibilité des franges est dégradée lorsque les polarisations des deux ondes incidentes diffèrent l'une de l'autre. En particulier, pour deux ondes polarisées linéairement, la visibilité diminue en proportion du cosinus de l'angle entre les deux directions de polarisation. Elle s'annulera donc

<sup>6</sup> L'intensité  $I(\vec{r}, t)$  de l'onde est donc proportionnelle à l'éclairement moyen ou encore l'irradiance (en  $W/m^2$ )

du point de coordonnées  $\vec{r}$  à l'instant  $t$  qui vaut  $\frac{1}{2\mu_0 c} I(\vec{r}, t)$ . Elle ne doit pas être confondue avec l'intensité lumineuse d'une source qui est le flux rayonné par unité d'angle solide (en  $W/stéradian$ ).

pour deux ondes de polarisations orthogonales. Le degré de cohérence mutuel  $|\gamma_{12}|$  dépend lui de la transformée de Fourier de la densité spectrale de puissance optique de l'émission laser. Il est donc fonction de la largeur spectrale de l'émission laser mais aussi de sa forme. Par exemple, pour une raie spectrale de forme Lorentzienne de largeur totale à mi-hauteur  $\Delta\nu_{FWHM}$ , on exprime le degré de cohérence mutuelle  $|\gamma_{12}|$  après une différence de parcours  $D$  par :

$$|\gamma_{12}(D)| = \exp\left(-\frac{2nD}{c} \pi \Delta\nu_{FWHM}\right), \quad (3.8)$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide.

Après un chemin optique  $2nD = \frac{c}{\pi \Delta\nu_{FWHM}}$ , le degré de cohérence mutuelle est réduit à

1/e. Par convention, cette longueur particulière est désignée comme étant la longueur de cohérence de l'émission laser. Concernant l'application télémétrique, la source laser choisie doit donc posséder des propriétés spectrales qui offrent une longueur de cohérence suffisamment grande devant la distance maximale que l'on souhaite mesurer.

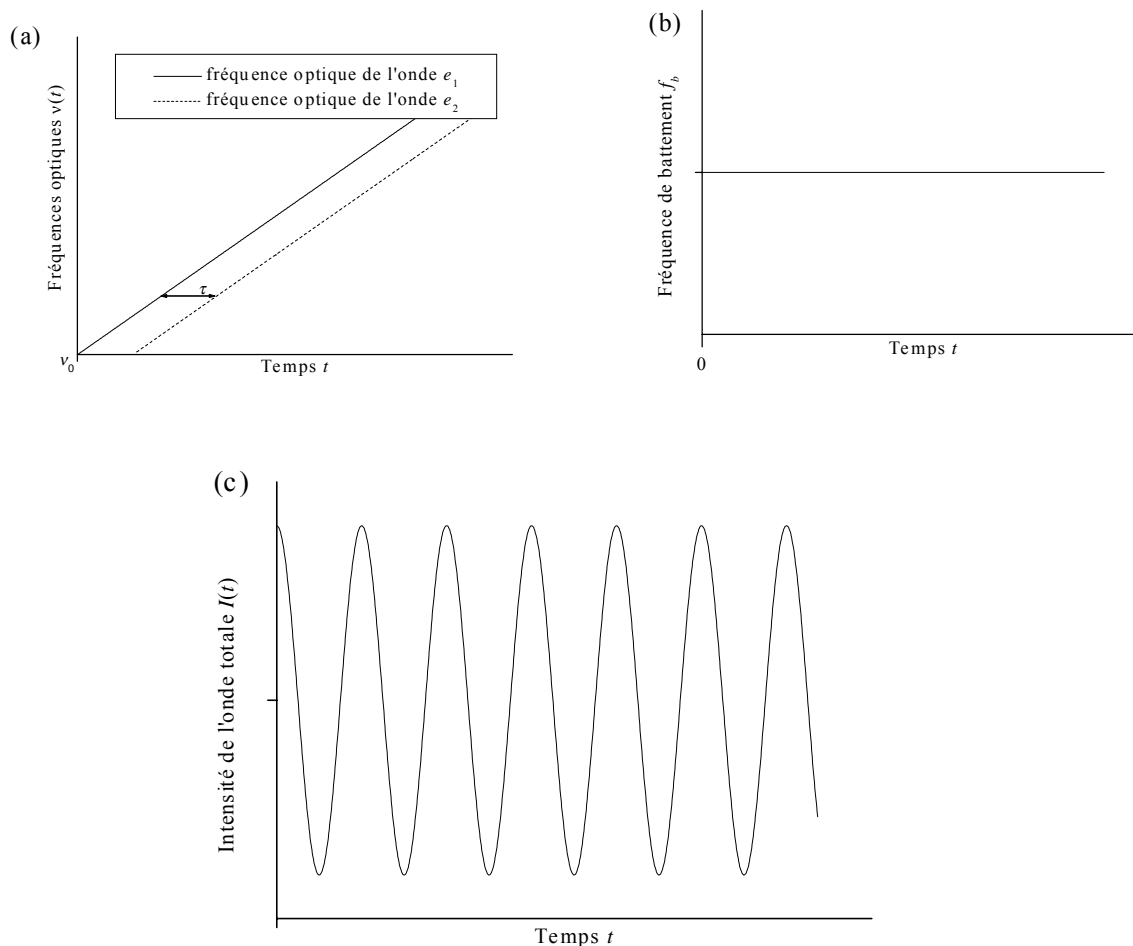


Figure 3.2 (a) Variation de la fréquence optique en fonction du temps, (b) variation de la fréquence du signal interférométrique en fonction du temps, (c) amplitude du signal interférométrique en fonction du temps

### 3.1.3. Principe de l'interférométrie par modulation continue de fréquence optique

Dans la partie précédente, nous avons vu comment un dispositif interférométrique permet de mesurer un déplacement. Néanmoins, le mouvement mécanique d'un des miroirs peut constituer un inconvénient majeur de la méthode. L'interférométrie par modulation continue de fréquence optique est une des techniques qui permet de remédier à ce désavantage en fournissant une mesure absolue de la distance  $D$ . Par opposition à l'interférométrie classique où la fréquence optique est fixe, et la distance à mesurer est variable, l'interférométrie par MCF fonctionne avec une source laser de fréquence variable et mesure une distance fixe.

La figure 3.2 illustre son principe de fonctionnement. Nous supposons pour l'instant que la fréquence optique du laser est modulée linéairement dans le temps. Sur la figure 3.2(a), le trait plein représente la fréquence instantanée de l'onde provenant de  $M_1$  (cf. figure 3.) utilisée comme oscillateur local. Elle varie de façon linéaire. Les pointillés représentent la fréquence instantanée de l'onde provenant de  $M_2$  décalée de  $\tau$  dans le temps à cause du parcours supplémentaire ( $2nD$ ). La différence de fréquence instantanée, ou fréquence de battement, sur la figure 3.2(b), est obtenue par interférence des champs  $e_1(\vec{r}, t)$  et  $e_2(\vec{r}, t)$  sur la surface d'une photodiode (non représentée) placée dans le plan d'observation. Ces illustrations montrent clairement que la fréquence de battement  $f_b$  est dépendante du retard  $\tau$  pour une vitesse de variation de la fréquence optique  $\beta$  donnée. La figure 3.2(c) montre le signal interférométrique obtenu. En réalité, le signal est constitué de deux composantes fréquentielles, une composante basse fréquence  $f_b$ , celle représentée, et une composante haute fréquence. La composante haute fréquence étant de l'ordre de deux fois la fréquence optique, est en dehors de la bande passante du détecteur.

La fréquence optique du faisceau laser en l'absence de modulation est  $\nu_0$ . En présence de la modulation, à un instant quelconque  $t$ , la fréquence optique est  $\nu(t)$ . En prenant l'hypothèse que la fréquence optique varie linéairement avec le temps,  $\nu(t)$  est donnée par :

$$\nu(t) = \nu_0 + \beta t. \quad (3.9)$$

Les champs  $e_1(t)$  et  $e_2(t)$  sur la surface d'une photodiode ont donc une fréquence optique dépendante du chemin optique qu'ils ont parcouru. Leurs phases sont obtenues par intégration de leurs fréquences optiques. Chacune d'elles est retardée du temps de propagation de la phase à travers leurs bras respectifs. Ainsi les champs s'écrivent sous la forme :

$$\begin{aligned} e_1(t) &= E_1 e^{i2\pi \left( \nu_0 \left( t - \frac{2nD_1}{c} \right) + \frac{\beta}{2} \left( t - \frac{2nD_1}{c} \right)^2 \right)} \\ e_2(t) &= E_2 e^{i2\pi \left( \nu_0 \left( t - \frac{2nD_2}{c} \right) + \frac{\beta}{2} \left( t - \frac{2nD_2}{c} \right)^2 \right)} \end{aligned} \quad (3.10)$$

Le signal détecté est proportionnel à la nouvelle expression de l'intensité de l'onde totale donnée par la relation (3.6) :

$$I(t) = (I_1(t) + I_2(t)) \left\{ 1 + V(t) \cos(2\pi f_b t + \phi_0) \right\} \quad (3.11)$$

où

$$\phi_0 = 2k_0 D - \pi\beta \left( \frac{2n}{c} \right)^2 (D_1^2 - D_2^2) \quad (3.12)$$

est un terme indépendant du temps. La fréquence de battement  $f_b$  est donnée par :

$$f_b = \beta \frac{D_i}{c}, \quad (3.13)$$

où  $D_i$  est la différence de chemin optique de l'interféromètre et vaut ( $2nD$ ) dans cet exemple où un interféromètre de Michelson est considéré. Cette dernière expression montre qu'il existe une simple relation de proportionnalité entre la fréquence du signal interférométrique détecté et la distance à mesurer. La précision avec laquelle  $D_i$  peut être déterminée dépend donc

fondamentalement, d'une part, de la précision avec laquelle la fréquence  $f_b$  est extraite du signal interférométrique et d'autre part de la précision du facteur  $\beta$  qui doit être calibré et maintenu constant. La réalisation d'une mesure de distance absolue de haute précision pose donc deux problèmes, premièrement celui du calibrage du dispositif et deuxièmement celui du traitement du signal interférométrique. Ces deux problèmes font l'objet des deux parties suivantes.

### 3.1.4. Calibrage

Il est possible de classer les différentes approches du calibrage de la MDA par MCF en trois catégories. La première approche vise à déterminer le coefficient qui lie la caractéristique du signal interférométrique détecté (la fréquence ou la différence de phase) à la distance recherchée en mesurant cette dernière avec un autre appareil de mesure plus précis. Après calibrage, ce coefficient devra donc être supposé constant. La seconde approche est fondée sur une mesure systématique de l'étendue balayée de fréquences optiques. La troisième approche consiste à contourner la seconde en utilisant un second interféromètre que l'on désignera par la suite indifféremment par les termes d'interféromètre de calibrage ou d'interféromètre de référence.

#### 3.1.4.1. Par un dispositif de mesure de distance plus précis

Une méthode directe de calibrage consiste à réaliser un ajustement linéaire des mesures obtenues sur celle d'un autre dispositif de mesure de distance dont la précision est supérieure ou égale à celle avec laquelle on cherche à calibrer le nouveau dispositif. Cette solution a été adoptée aussi bien pour des dispositifs incluant des laser accordables à colorant [63] que des lasers à semi-conducteur [5]. Mais ce procédé ne fournit des résultats satisfaisants que dans la mesure où il est possible de reproduire fidèlement les conditions expérimentales.

Dans le cas où la modulation de fréquence optique est réalisée par modulation du courant de polarisation d'un laser à semi-conducteur, la température du composant doit être contrôlée puisque sa déviation en fréquence dépend de la température [83]. Kikuta *et al.* [6] ont montré que pour une diode laser Sharp Corp. LT024MD (AlGaAs 781 nm, 20 mW à 72 mA) avec une face externe de réflectivité  $\sim 10\%$  dont l'émission est collimatée par un objectif de microscope (de réflectivité non précisée) l'amplitude du balayage en fréquence optique peut être maintenue avec une précision de  $10^{-4}$  seulement si le courant d'injection, la température de jonction et la distance entre la diode laser et le collimateur sont respectivement stabilisés à 1  $\mu$ A, 0,1 mK et 0,2 nm. De même Sasaki *et al.* [82] ont observé que leurs erreurs de mesures étaient dues à l'instabilité de la température du laser ainsi qu'à celle de son courant de polarisation. En outre, un contrôle rigoureux de la température et du courant de la diode laser sont insuffisants pour assurer un calibrage correct sur le long terme. En effet, une dérive en longueur d'onde causée par le vieillissement du composant est inévitable. Il s'agit donc de connaître avec précision la longueur d'onde, ou de façon duale la fréquence, à chacune des mesures de distance.

#### 3.1.4.2. Mesure de la longueur d'onde ou de la fréquence optique

Une première solution au problème de calibrage consiste à mesurer directement la longueur d'onde à l'aide d'un lambdamètre. Cette solution, appliquée à des dispositifs utilisant un laser à colorant [4] ou une diode laser à cavité externe [61], présente l'inconvénient d'être coûteuse, complexe et encombrante.

Des mesures indirectes de fréquence optique ont aussi été réalisés [81, 83]. La référence en fréquence est réalisée par verrouillage d'un laser sur une raie atomique, une raie du rubidium

en l'occurrence. L'avantage remarquable de la méthode est que le calibrage est directement basée sur une définition internationale du mètre. Le balayage en fréquence du laser accordable est alors déterminé précisément en mesurant la fréquence de battement de ce laser avec le laser de fréquence fixe. L'inconvénient majeur de la méthode est qu'elle requière un détecteur de bande passante supérieure à la moitié de l'étendue du balayage en fréquence ainsi que deux diodes laser rendues spectralement étroites (par contre réaction optique résonante par exemple). Un balayage en fréquence modeste (aussi bien du point de vue de l'accordabilité des diodes laser que de la résolution de mesure en distance atteignable) de l'ordre de 2 GHz par exemple nécessite un détecteur de 1 GHz de bande passante.

### 3.1.4.3. Calibrage par un interféromètre de référence

Les dispositifs de mesure de distance absolue par MCF optique qui utilisent une diode laser étant particulièrement sensibles à la température, Beheim et Fritsch proposent de réaliser un calibrage à l'aide d'un interféromètre Fabry-Pérot ("fixed spacing reference cavity") [84]. Son usage permet de compenser les variations de longueur d'onde dues au vieillissement des diodes laser, et permet de relâcher les contraintes de stabilisation de la diode laser [55]. Dès 1987, Ohba *et al.* réalisent un dispositif mettant en œuvre ce principe [85]. Cependant, pour une précision de mesure meilleure que  $10^{-6}$ , la température d'un Fabry-Pérot constitué d'un barreau de verre doit être stabilisée et l'indice de réfraction de l'air (de l'interféromètre objet) mesurée précisément [86].

Une alternative consiste à utiliser un interféromètre de calibrage constitué du même matériau que l'interféromètre objet. Suivant cette option, une simple lame semi-réfléchissante insérée dans l'interféromètre de mesure fournit un interféromètre de référence [87]. Lorsque l'interféromètre de mesure c'est-à-dire objet est dans l'air, il est intéressant de disposer l'interféromètre de calibrage à proximité afin de bénéficier d'une compensation partielle des fluctuations thermiques, des variations de pression et des turbulences de l'air [54, 62, 88]. L'encombrement d'un interféromètre de calibrage de grande différence de chemin optique peut être limité en le repliant sur lui-même [2, 89]. Dans une moindre mesure, l'encombrement peut aussi être réduit par une intégration sur un circuit optique monolithique [90]. Dans tous les cas, l'interféromètre de référence doit avoir une différence de chemin optique calibrée avec une précision meilleure que celle de la différence de chemin optique que l'on cherche à déterminer. Pour assurer sa stabilité vis-à-vis de la température, il est nécessaire d'utiliser un matériau de faible coefficient de dilatation thermique (type Zérodur).

Dans nos validations expérimentales, nous avons choisi d'utiliser un interféromètre de calibrage fibré [21] car il permet d'obtenir une grande différence de chemin optique pour un faible encombrement. Il offre de plus l'avantage de pouvoir facilement être isolé des perturbations de l'environnement [91].

Si l'on note  $D_{ref}$  la différence de chemin optique de l'interféromètre de référence, la fréquence  $f_{ref}$  du signal d'interférence détecté s'écrit comme :

$$f_{ref} = \beta \frac{D_{ref}}{c}. \quad (3.14)$$

De même si l'on note  $D_{obj}$  la différence de chemin optique de l'interféromètre sur lequel on cherche à mesurer une distance, que l'on désignera par interféromètre objet, la fréquence  $f_{obj}$  du signal détecté est donnée par :

$$f_{obj} = \beta \frac{D_{obj}}{c}. \quad (3.15)$$

De ces deux dernières relations, on exprime facilement  $D_{obj}$  uniquement en fonction des fréquences des signaux interférométriques et de la différence de chemin optique de référence :

$$D_{obj} = D_{ref} \frac{f_{obj}}{f_{ref}}. \quad (3.17)$$

### 3.1.5. Influence de largeur spectrale de la source

La limite fondamentale de l'étendue de mesure est liée à la détection du signal de battement des deux ondes interférant sur la surface du détecteur. Celles-ci doivent donc être suffisamment cohérentes. En particulier, nous avons montré dans la relation (3.8) comment l'amplitude du signal interférométrique dépend de la largeur spectrale de la source laser. L'étendue de mesure dépend donc directement de la nature de la source laser utilisée. Une grande variété de type de lasers a été utilisée pour la mesure de distance absolue par modulation continue de fréquence optique. Parmi les plus compacts, on peut citer, une diode laser à hétéro-structure (Hitachi HL7801) [62], une diode laser à courte cavité étendue (Sharp LT080) [62], une diode laser de type CSP (channel substrat planar) [15], une diode laser de type DFB à cavité étendue [92] dont les longueurs de cohérence sont respectivement de l'ordre de 2 m, 3 m, 10 m et 100 m. Mais une accordabilité maximale de 100 GHz (pour [15]) limite la résolution en distance (cf. § 3.1.6). Le dispositif de mesure de distance de Mourat *et al.* [18] utilise une diode laser DBR à trois électrodes (Yokogawa YL85XTW) dont l'étendue du balayage en fréquence s'élève à 375 GHz mais dont la longueur de cohérence se limite à environ 5 m. Avec une diode laser accordable de type TTG (tunable twin guide) [21], l'étendue du balayage en fréquence atteint 600 GHz avec en contrepartie une distance maximum mesurable limitée par une longueur de cohérence inférieure au mètre. Si l'étendue de mesure est une priorité, un laser à solide constitue une solution adaptée car celui-ci a en général un bruit de phase faible. Utilisant un laser FSF (frequency shift feedback soit en français à contre-réaction décalée) dont du Nd:YVO<sub>4</sub> constitue le milieu actif, Nakamura *et al.* [66] disposent d'une source suffisamment cohérente pour mesurer une fibre optique de 12 km mais dont le balayage en fréquence est réduit à 16 GHz. Le compromis entre largeur spectrale et accordabilité peut être levé en utilisant une diode laser à cavité externe incluant un élément sélectif tel qu'un réseau diffractif. En effet, comme l'illustre le Tableau 1.1, ce type de laser dispose à la fois d'une grande longueur de cohérence et d'une large accordabilité. En raison de leurs qualités exceptionnelles, les diodes laser à cavité externe sont des sources idéales pour la mesure de distance par balayage de fréquence optique [2, 7-9, 61]. Nous choisirons donc une diode laser à cavité externe pour la réalisation de notre propre dispositif de mesure de distance.

### 3.1.6. Influence de l'étendue de l'accord en fréquence optique

Si la distance à mesurer n'est pas fixe au cours de la mesure, la fréquence instantanée de l'interférogramme décrit par la relation (3.11) doit être calculée en différentiant la phase instantanée du signal. La fréquence instantanée s'écrit :

$$f_i = f_b + \frac{v(t)}{c} \frac{dD_i}{dt} \quad (3.17)$$

Dans cette relation, nous n'avons pas pris en compte la contribution négligeable du terme en  $(D_1^2 - D_2^2)$ . Si l'on applique le facteur de proportionnalité  $\frac{c}{\beta}$  à la fréquence  $f_i$  pour évaluer la différence de chemin optique  $D_i$ , celle-ci est estimée par  $D_{est}$  qui s'écrit :

$$D_{est} = D_i + \frac{v(t)}{\beta} \frac{dD_i}{dt}. \quad (3.18)$$

La variation du chemin optique  $dD_i$  conduit donc à une erreur d'estimation correspondant au produit de cette variation par un facteur d'amplification. Ce facteur est le rapport de la fréquence optique  $\nu(t)$  sur l'étendue de balayage en fréquence optique  $\delta\nu = \beta dt$ . Une solution directe pour réduire cette erreur d'estimation consiste à diminuer le facteur d'amplification en augmentant l'étendue de balayage en fréquence optique  $\delta\nu$ . En considérant l'étendue complète de balayage en fréquence optique au cours du mesurage, ce facteur varie néanmoins de quelques dizaines pour les sources les plus largement accordables à typiquement quelques milliers.

Si l'on ne peut pas stabiliser la distance à mesurer, ce phénomène peut être contourné par diverses techniques. La superposition d'un interféromètre de longueur d'onde fixe à l'interféromètre objet permet de détecter toute variation de chemin optique durant le mesurage [93]. Une variante consiste à ajouter à l'interféromètre objet une seconde source laser dont l'accord en fréquence se fait en sens inverse [9]. Lorsque la fréquence de mesurage est suffisamment élevée, une moyenne temporelle des mesures permet de corriger les résultats dans le cas où les variations lentes de la distance sont de faibles amplitudes. Dans le cas où le traitement des interférogrammes est opéré sur la phase, une moyenne temporelle des phases aux extrémités du balayage en fréquence optique permet de s'affranchir du problème [2].

Nous verrons plus loin (cf. § 3.1.6) que la résolution des traitements des signaux interférométriques augmente avec l'étendue de l'accordabilité. Aussi nous choisissons d'utiliser une source laser largement accordable en fréquence optique pour disposer du double avantage de réduction de l'erreur due aux variations de chemin optique, et de l'augmentation de la résolution propre du traitement du signal.

### 3.1.7. Effet des non linéarités

En pratique le balayage en fréquence optique des sources laser utilisées pour la mesure de distance n'est pas parfaitement linéaire. Ces non linéarités produisent un étalement de la fréquence de battement du signal interférométrique (cf. relation (3.13) au cours du temps de mesurage. Si la distance à mesurer est directement déduite de la moyenne de la fréquence du signal interférométrique sur le temps d'observation, la résolution spatiale est sévèrement limitée par la non-linéarité du balayage de la fréquence optique [65].

Cet effet touche particulièrement les dispositifs de mesure de distance où la source laser accordable est une diode laser modulée par son courant d'injection. En effet, la physique des semi-conducteurs nous indique que la relation entre le courant d'injection d'un semi-conducteur et la fréquence optique est non-linéaire [24]. Une correction possible consiste à appliquer un signal de modulation prédistoré [21].

Plutôt que de réaliser une commande en boucle ouverte de la fréquence optique, Iiyama *et al.* [15] réalisent un asservissement fondé sur un interféromètre de référence et un comparateur de phase électrique. La phase du signal de battement issu de l'interféromètre de référence est comparée à celle d'un signal de référence externe de fréquence fixe proche de celle du signal de battement. Le signal d'erreur du comparateur est réinjecté au niveau de la commande en courant du laser modulé en fréquence optique par son courant d'injection. Ils obtiennent ainsi une boucle à verrouillage de phase composée de circuits électrique et optique où la fréquence de battement de l'interférogramme est verrouillée sur une fréquence de référence. Un principe semblable a aussi été utilisé pour linéariser un balayage en fréquence produit par un modulateur électro-optique [65].

Néanmoins, il est possible de contourner le problème de la non-linéarité du balayage en fréquence optique sans linéariser cette dernière. A partir du signal de battement de l'interféromètre de référence, un signal de déclenchement est généré. Il démarre l'échantillonnage du signal de battement de l'interféromètre de référence [94]. Avec un

échantillon par période du signal de référence, le rapport de la différence de chemin optique de l'interféromètre de référence sur la différence de chemin optique maximale de l'interféromètre objet doit correspondre au nombre minimum d'échantillons que l'on souhaite obtenir par période.

Il est aussi possible de corriger l'effet des non-linéarités de balayage uniquement à partir d'un traitement du signal adapté. En effet, l'utilisation conjointe d'un interféromètre de référence et de la TTF (technique de la transformée de Fourier) [87] permet de réduire l'erreur de mesure due aux non-linéarités.

### 3.1.8. Conclusion

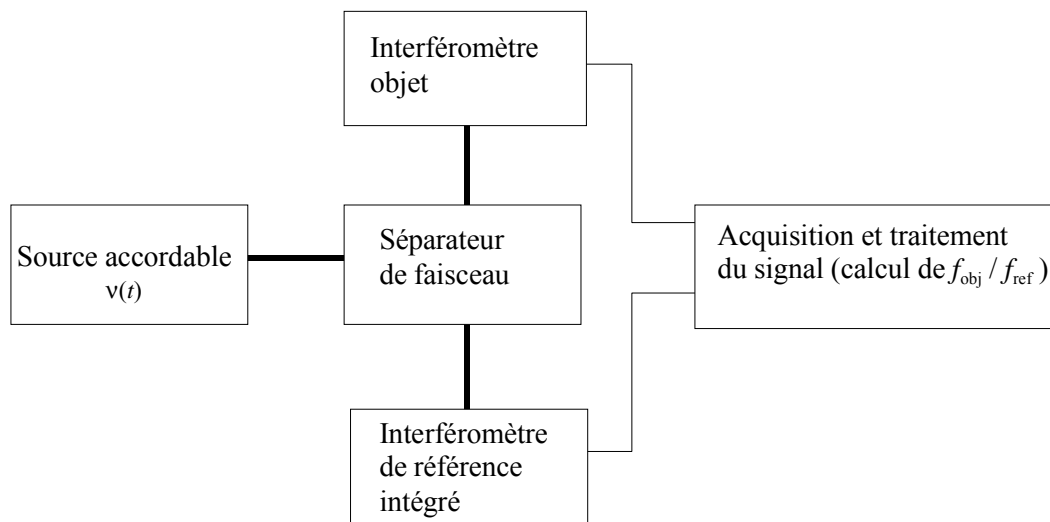


Figure 3.3 Architecture du dispositif de mesure.

Le principe de la méthode de mesure que nous utilisons repose sur l'utilisation d'une source laser accordable en longueur d'onde et d'un système interférométrique composé de deux interféromètres en parallèle (figure 3.3), l'un servant de référence, l'autre constituant l'objet de la mesure. Une chaîne d'acquisition et de traitement du signal leur est associée. La figure 3.3 montre l'architecture du dispositif de mesure.

Nous allons maintenant voir comment calculer le rapport des fréquences  $\frac{f_{obj}}{f_{ref}}$  pour extraire la distance objet en utilisant la relation (3.16). Le traitement du signal interférométrique constitue l'objet du paragraphe suivant.

## 3.2. Extraction de la mesure des signaux interférométriques

L'interprétation directe de la relation (3.13), nous conduit à rechercher une méthode d'extraction de la fréquence de battement du signal interférométrique. Ainsi, on distingue dans la littérature une première classe de méthode fondée sur l'estimation de la fréquence. En reprenant l'expression du signal interférométrique (3.11), on constate qu'il est possible de s'intéresser à la variation de phase elle-même. Aussi, dans un premier temps, nous donnerons un panorama de cette seconde classe de méthodes qui consiste à mesurer la variation totale de la phase du signal interférométrique entre le début et la fin du balayage en fréquence optique.



### 3.2.1. Comptage de franges

Les mesures par comptage de franges sont assez directement inspirées de l'interférométrie classique à une seule longueur d'onde fixe où le déplacement d'un miroir mobile est mesuré. L'implémentation de 4 détecteurs en quadrature sur les interféromètres assure un comptage au quart de frange près [9]. Grâce à un suréchantillonnage, la phase peut être estimée à un instant quelconque d'échantillonnage par une interpolation linéaire entre deux franges [62]. L'application d'une méthode de détection hétérodyne permet de réduire fortement le bruit d'intensité apporté par la source laser. Un moyen de réaliser la modulation de la fréquence du signal de battement est de décaler la fréquence optique de l'onde de l'un ou des deux bras de l'interféromètre par un ou deux modulateurs acousto-optiques respectivement [2, 5, 61].

### 3.2.2. Extraction de la fréquence de battement

La mesure de la fréquence de battement peut être obtenue directement par un compteur de période commercial [84, 95]. De même, l'utilisation d'un analyseur de spectre commercial fournit un spectre dont la fréquence de battement est extraite par identification du pic par exemple [65, 79]. Lorsque la technique est appliquée à la détermination de la position et de la réflectivité de dioptries présents dans un bras de mesure de l'interféromètre objet, la méthode est parfois aussi désignée par réflectométrie optique cohérente par analyse fréquentielle (coherent optical frequency domain reflectometry : C-OFDR). Une fois le signal interférométrique numérisé, la détection du pic d'une transformée de Fourier discrète permet d'extraire la fréquence de battement [58]. La résolution est alors limitée par le nombre d'échantillons du spectre. La précision de détection de la position du pic peut être améliorée, par exemple, par une interpolation entre les points du spectre [54] ou encore par le calcul du barycentre du spectre. Parmi les méthodes d'extraction de la fréquence à partir de l'interférogramme numérisé on peut encore citer le procédé consistant dans un premier temps à extraire la phase du signal puis à estimer la pente de la phase en fonction du temps par ajustement d'une droite par la méthode des moindres carrés [57]. Avec l'hypothèse de linéarité de balayage de la fréquence optique, cette pente correspond à la fréquence de l'interférogramme.

Comme nous l'avons vu au paragraphe 3.1.7, cette hypothèse n'est pas toujours vérifiée, il en résulte un étalement du spectre, et son pic ou son barycentre ne correspondent pas nécessairement à la distance recherchée [88]. Pour cette raison nous consacrons le paragraphe suivant à une méthode de traitement des interférogrammes plus adaptée à un balayage non-linéaire de la fréquence optique.

### 3.2.3. Traitement du signal par la technique de transformée de Fourier (TTF)

#### 3.2.3.1. Intérêt

La méthode de traitement désignée par "technique de la transformée de Fourier" (TTF) a été initialement développée pour la topographie par interférométrie par Takeda *et al.* [11]. Elle a été appliquée à la mesure de distance absolue par balayage continu de longueur d'onde par Suematsu et Takeda [87]. L'intérêt principal de l'utilisation de la TTF est de permettre d'extraire une valeur des fréquences  $f_{obj}(t)$  et  $f_{ref}(t)$  à chaque instant de l'acquisition des signaux interférométriques. On peut donc accéder à la variation temporelle de chacune des fréquences, contrairement aux méthodes fondées sur la détection du pic du spectre du signal interférométrique.

Le fait de connaître la valeur de la fréquence des deux signaux interférométriques à chaque instant, permet de réduire l'effet des non-linéarités de balayage en fréquence optique et de diminuer de façon statistique les incertitudes relatives.

### 3.2.3.2. Algorithme d'extraction de la phase

Soit l'expression d'un signal interférométrique donnée par la relation (3.11) du paragraphe précédent :

$$I(t) = (I_1(t) + I_2(t)) \{1 + V(t) \cos(2\pi f_b t + \phi_0)\} \quad (3.11)(3.11)$$

En notant  $a(t) = I_1(t) + I_2(t)$  et  $b(t) = (I_1(t) + I_2(t))V(t)$  les fluctuations de la moyenne et de l'amplitude du signal respectivement, on peut réécrire cette dernière relation sous la forme condensée :

$$I(t) = a(t) + b(t) \cos(2\pi f_b t + \phi_0). \quad (3.19)$$

Mais dans le cas général, la fréquence n'est pas une fonction du temps parfaitement linéaire. Pour incorporer les non-linéarités dans le modèle, on exprime la fréquence optique par :

$$\nu(t) = \nu_0 + \beta t + \nu_{nl}(t). \quad (3.20)$$

Ainsi la relation (3.19) devient :

$$I(t) = a(t) + b(t) \cos(2\pi f_b t + \varphi(t) + \phi_0) \quad (3.21)$$

où le terme de phase contenant les non-linéarités s'écrit comme :

$$\varphi(t) = 2\pi \int_0^t \nu_{nl} \left( t + \frac{D_i}{c} \right) - \nu_{nl}(t) dt. \quad (3.22)$$

La fréquence instantanée s'écrit donc :

$$f_i(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} (2\pi f_b t + \varphi(t) + \phi_0) = f_b + \nu_{nl} \left( t + \frac{D_i}{c} \right) - \nu_{nl}(t). \quad (3.23)$$

Puisque d'après la relation (3.13),  $f_b$  est proportionnelle à la distance qui nous intéresse, la connaissance de la fréquence instantanée  $f_i(t)$  va nous permettre d'extraire l'information sur la distance à l'erreur introduite par les non-linéarités près. Le problème revient donc à extraire le plus précisément possible cette fréquence instantanée du signal interférométrique total. Dans un premier temps, nous allons éliminer les perturbations apportées par les termes  $a(t)$  et  $b(t)$ . Pour cela nous réécrivons l'expression du signal (3.21) sous la forme complexe suivante :

$$I(t) = a(t) + c(t) \exp(i2\pi f_b t) + c^*(t) \exp(-i2\pi f_b t) \quad (3.24)$$

où  $c^*(t)$  est le complexe conjugué de  $c(t)$ , et  $c(t) = \frac{1}{2} b(t) \exp i(\varphi(t) + \phi_0)$ . Nous calculons alors

la transformée de Fourier du signal  $I(t)$  :

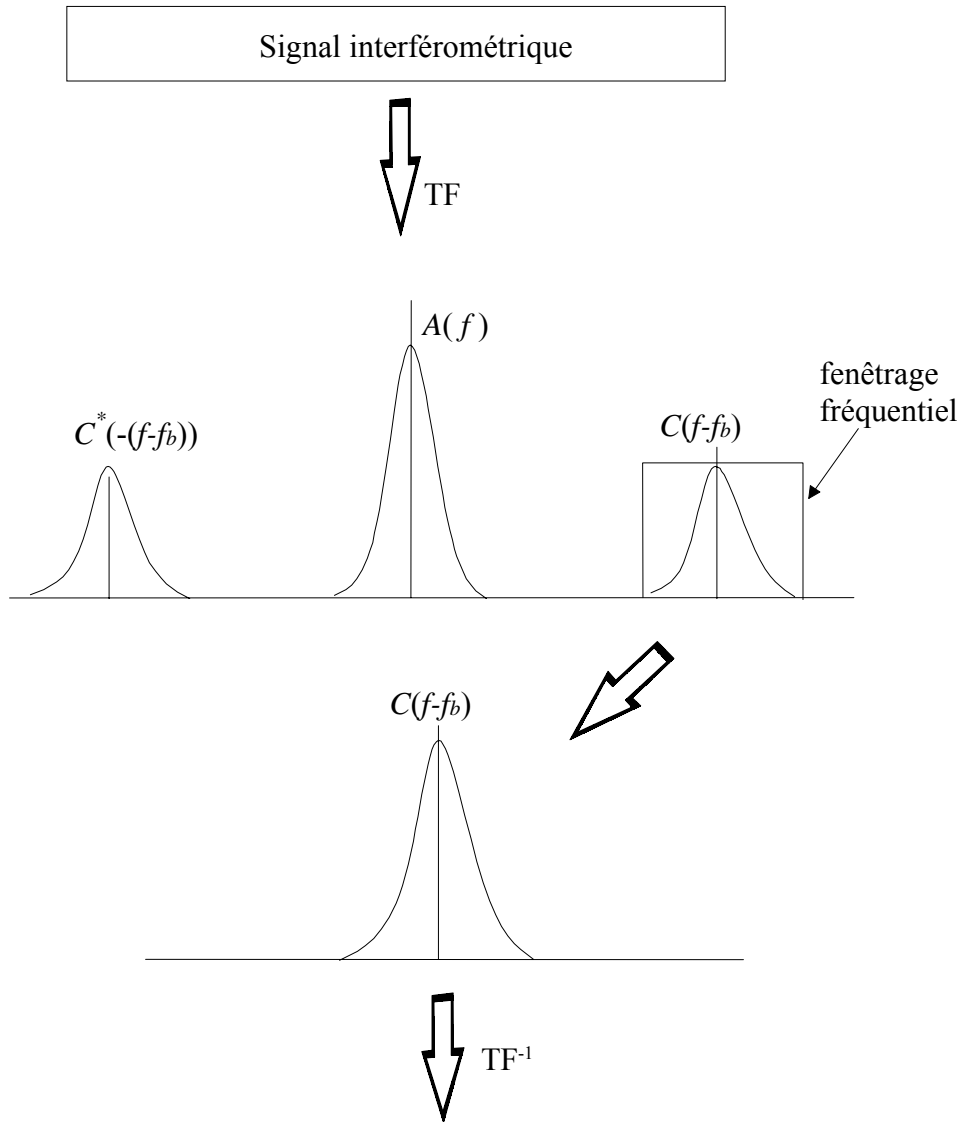
$$TF(I(t)) = A(f) + C(f - f_b) + C^*(-(f + f_b)) \quad (3.25)$$

$A(f)$  et  $C(f)$  sont les transformées de Fourier respectives de  $a(t)$  et  $c(t)$ . Si la différence de chemin optique  $D_i$  est suffisamment grande devant  $c/\beta$  et que les non-linéarités de la fréquence optique sont faibles devant la composante linéaire, alors, la fréquence  $f_b$  est beaucoup plus grande que l'élargissement spectral dû aux variations de  $b(t)$  et de  $\varphi(t)$ , de telle sorte que nous obtenons un spectre composé de trois termes séparés dans le domaine des fréquences comme illustré sur la figure 3.4.

Par principe, la C-OFDR détermine  $f_b$  à partir de la position du pic du spectre  $C(f-f_b)$  et remonte à la distance grâce à la relation (3.13). La résolution spatiale de la C-OFDR est limitée par l'étalement du spectre causé par la modulation d'amplitude  $b(t)$  et la modulation de phase  $\varphi(t)$  due à la non-linéarité de la variation de fréquence optique. En outre, il faut souligner que la position du pic du spectre n'est pas nécessairement associée à la distance

recherchée car la modulation de phase  $\varphi(t)$  peut introduire un étalement asymétrique du spectre. Ces problèmes peuvent être contournés en appliquant la procédure suivante, extraite de la référence [11]. Premièrement, nous sélectionnons le seul spectre  $C(f-f_b)$  par filtrage. Ceci permet d'éliminer les perturbations apportées par  $a(t)$ . Puis nous calculons la transformée de Fourier inverse de  $C(f-f_b)$ . Nous obtenons :

$$c(t) \exp(i2\pi f_b t) = \frac{1}{2} b(t) \exp(i(2\pi f_b t + \varphi(t) + \phi_0)) \quad (3.26)$$



$$c(t) \exp(i2\pi f_b t) = \frac{1}{2} b(t) \exp(i(2\pi f_b t + \varphi(t) + \phi_0))$$

Figure 3.4 Principe d'extraction de la phase par la technique de transformée de Fourier (TTF).

Nous calculons ensuite le logarithme de cette expression :

$$\ln [c(t) \exp(i2\pi f_b t)] = \ln \left( \frac{1}{2} b(t) \right) + i(2\pi f_b t + \varphi(t) + \phi_0) \quad (3.27)$$

Nous avons à présent complètement isolé la phase du signal interférométrique dans la partie imaginaire d'une part de la variation d'amplitude  $b(t)$  contenue dans la partie réelle d'autre part. A ce stade, les valeurs de la phase que l'on a déterminées sont toutes des valeurs

principales connues à  $2\pi$  près. Ceci est corrigé en utilisant un algorithme de dépliage de la phase.

Nous avons rappelé comment la technique de la transformée de Fourier permet d'extraire l'information de phase des signaux interférométriques. Dans le paragraphe suivant, nous expliquons comment la mesure de distance absolue est obtenue à partir des phases des signaux issus des interféromètres objet et de référence.

### 3.2.3.3. Méthode de calcul de la fréquence du signal

Comme nous l'avons vu ci-dessus, la technique de transformée de Fourier permet d'évaluer à tout instant de mesure la phase d'un signal interférométrique. De cette phase, isolée dans la partie imaginaire de la relation (3.27), par dérivation et en divisant par  $2\pi$ , on extrait la fréquence instantanée donnée par l'expression (3.23). Des deux signaux interférométriques dont nous disposons, l'un objet, l'autre de référence, nous sommes donc capables d'extraire les fréquences instantanées :

$$f_{obj}(t) = f_{bobj} + v_{nl} \left( t + \frac{D_{obj}}{c} \right) - v_{nl}(t) \quad (3.28)$$

$$f_{ref}(t) = f_{bref} + v_{nl} \left( t + \frac{D_{ref}}{c} + \tau \right) - v_{nl}(t + \tau) \quad (3.29)$$

où  $\tau$  représente la différence de temps de parcours entre les ondes de référence de chacun des interféromètres depuis la source laser jusqu'à leurs détecteurs respectifs. En utilisant les deux relations précédentes dans lesquelles on développe les fréquences  $f_{bobj}$  et  $f_{bref}$  avec l'expression générale de la fréquence de battement (3.13), on trouve une expression de la différence de chemin optique inconnue  $D_{obj}$  en fonction de la différence de chemin optique de référence  $D_{ref}$  :

$$D_{obj} = \frac{f_{obj}(t) - v_{nl} \left( t + \frac{D_{obj}}{c} \right) + v_{nl}(t)}{f_{ref}(t) - v_{nl} \left( t + \frac{D_{ref}}{c} + \tau \right) + v_{nl}(t + \tau)} D_{ref} \quad (3.30)$$

Même si l'on peut penser que les non-linéarités vont partiellement se compenser, il est clair que l'erreur qu'elles induisent va limiter la précision sur la détermination de  $D_{obj}$ .

### 3.2.3.4. Détermination de la distance objet $D_{obj}$

Puisque les non-linéarités nous sont inconnues, nous n'avons accès en réalité qu'à une estimation du chemin optique recherché :

$$D_{objest}(t) = \frac{f_{obj}(t)}{f_{ref}(t)} D_{ref} \quad (3.31)$$

Le fait de connaître cette valeur à chaque instant permet de réduire les incertitudes statistiques en prenant la moyenne temporelle. En d'autres termes, nous mettons à profit l'ensemble des données pour déterminer la différence de chemin optique plutôt que de la déterminer à partir de valeurs mesurées en un seul instant.

### 3.2.3.5. Conclusion

La technique de la transformée de Fourier permet donc d'éliminer les variations de puissance optique et de compenser, partiellement au moins, les non-linéarités de balayage en fréquence optique.

Cependant la mise en œuvre de cette technique peut s'avérer délicate. En particulier pour limiter l'étalement fréquentiel de la composante d'intérêt dans le spectre obtenu par FFT (Fast Fourier Transform), il est nécessaire de réaliser un fenêtrage temporel pour réduire les discontinuités du signal aux extrémités. De plus, la fenêtre permettant la sélection de  $C(f-f_b)$  dans le domaine des fréquences doit être dimensionnée en réalisant le meilleur compromis entre l'élimination des variations lentes de puissance optique et la distorsion apportée au spectre du signal. Enfin la fenêtre temporelle a pour effet de rendre impossible l'extraction correcte de la phase aux extrémités de l'interférogramme. En conséquence, un critère doit alors être adopté pour connaître les données à éliminer à chaque extrémité. Talamonti *et al.* [96] utilisent un modèle théorique du signal pour optimiser le dimensionnement. Ils fixent des critères pour définir la largeur de la fenêtre spectrale et la proportion de données à tronquer. Leur étude montre que le dimensionnement optimal dépend de l'amplitude et de la nature des bruits présents.

Cette procédure de dimensionnement est donc mal adaptée au cas d'un signal dont le modèle n'est pas a priori connu suffisamment précisément. Nous préférons donc nous tourner vers un traitement dont le dimensionnement nécessite moins de connaissances prérequis sur le modèle du signal.

### 3.2.4. Traitement par une méthode statistique, modélisation autorégressive (AR)

#### 3.2.4.1. Intérêt de la méthode

Pour les applications de mesure de distance absolue par MCF optique, la fréquence des signaux interférométriques était extraite, jusqu'à présent, soit par comptage, soit par analyse de Fourier. La principale difficulté dans la mise en œuvre d'une méthode de comptage de franges appliquée à un signal bruité comme dans notre cas est liée à la nécessité de fixer un seuil. Les techniques basées sur l'analyse de Fourier ont un pouvoir séparateur limité par la résolution de Fourier. En outre, le recours au fenêtrage introduit des distorsions de spectre. Le fenêtrage nécessite de plus une connaissance a priori du signal pour un dimensionnement adapté. Pour contourner ces difficultés, R. Mokdad [97] a proposé d'utiliser une méthode paramétrique, et de modéliser le signal par un processus AR (autorégressif) qui est un cas particulier du modèle ARMA (AutoRegressive Moving Average). Contrairement, aux méthodes basées sur l'analyse de Fourier, cette méthode n'a besoin que de la seule connaissance du signal à traiter [98].

En outre, lorsque l'amplitude de la modulation continue de fréquence est petite, la résolution absolue est limitée par le nombre de franges contenues dans le signal. L'utilisation d'un modèle prédictif présente l'intérêt d'étendre la fenêtre temporelle et ainsi d'augmenter la résolution [99].

#### 3.2.4.2. Modélisation paramétrique

Afin de rappeler le principe de la modélisation des signaux interférométriques par un processus AR, la méthode d'extraction des fréquences et la résolution attendue, nous reprenons la présentation proposée par R. Mokdad [100]. La modélisation paramétrique est une technique qui consiste à supposer qu'un signal observé est produit par un système auquel

on attribue une structure particulière qui est le reflet du système physique étudié. Pour qu'un modèle paramétrique présente un intérêt pratique, il doit être défini par un nombre limité de paramètres [99]. La modélisation autorégressive (AR) est l'une des méthodes les plus utilisées en analyse spectrale paramétrique [101]. Un modèle AR d'ordre  $p$  exprime le signal à l'instant  $n$  comme étant la combinaison linéaire des  $p$  échantillons qui précèdent l'échantillon  $n$ . Du fait qu'on peut prédire linéairement la valeur future d'un signal en se basant sur les observations précédentes, on peut exploiter le signal en dehors de la fenêtre d'observation pour augmenter la résolution [99]. Un signal  $u(n)$  est estimée par un modèle AR d'ordre  $p$  via la relation suivante [102] :

$$u(n) = \sum_{k=1}^p a_k u(n-k) + w(n) \quad (3.32)$$

où les  $\{a_k\}$  sont les paramètres du modèle et  $w(n)$  un bruit blanc centré qui correspond à l'erreur de modélisation. En supposant que le bruit  $w(n)$  peut être négligé, le signal mesuré  $I(n)$  peut être approché par :

$$I(n) = \sum_{k=1}^p a_k I(n-k) \quad (3.33)$$

Le signal  $I(n)$  correspond au filtrage linéaire du bruit blanc  $w(n)$  par un filtre stable de fonction de transfert en  $z$ ,  $H(z)$  :

$$H(z) = \frac{1}{1 - \sum_{k=1}^p a_k z^{-k}} \quad (3.34)$$

Tous les pôles de cette relation sont à l'intérieur du cercle unité. Dans le cas où le signal  $I(n)$  est composé d'une somme de  $K$  sinusoïdes, alors la relation de récurrence est la suivante :

$$I(n) = \sum_{k=1}^K A_k \cos(2\pi f_k n + \phi_k) = \sum_{k=1}^{2K} a_k I(n-k) \quad (3.35)$$

Les pôles  $Z_k = \alpha_k e^{i2\pi f_k}$  de  $H(z)$  sont les racines du polynôme suivant :

$$1 - \sum_{k=1}^{2K} a_k z^{-k} = \prod_{k=1}^K (1 - Z_k z^{-1})(1 - Z_k^* z^{-1}) \quad (3.36)$$

Les pôles  $Z_k = \alpha_k e^{i2\pi f_k}$  et  $Z_k^*$ , le complexe conjugué de  $Z_k$ , contiennent l'information qui permet d'extraire les fréquences. Pour pouvoir déterminer les pôles  $Z_k = \alpha_k e^{i2\pi f_k}$ , l'ordre  $K$  du modèle générateur ainsi que ses paramètres  $a_k$  doivent être connus. Plusieurs méthodes ont été proposées pour l'estimation des paramètres du modèle générateur du signal [101]. Les méthodes fondées sur la minimisation de l'erreur de prédiction donnent des résultats satisfaisants. Nous avons choisi d'utiliser l'algorithme de Burg [103] pour la détermination des coefficients de réflexion. A partir de ces coefficients, la récursion de Levinson-Dubin calcule des coefficients du modèle [101]. La détermination du nombre de coefficients du modèle autorégressif joue un rôle important quant à la fidélité du spectre estimé par rapport au spectre réel. Une sous-estimation de l'ordre du modèle engendre un lissage des composantes spectrales. Par contre, dans le cas d'une surestimation, on constate la présence de composantes spectrales parasites. Mais, l'ordre d'un modèle reste toujours un a priori basé sur la nature du bruit que l'on suppose blanc et Gaussien. Akaike a élaboré un critère, le A. I. C. (Akaike information criterion), pour la détermination de l'ordre [104] :

$$AIC(K) = N_d \ln \left( \hat{\gamma}^2(K) \right) + 2K \quad (3.37)$$

où  $\hat{\gamma}^2(K)$  est l'estimation de la variance de bruit blanc à l'ordre  $K$  et  $N_d$  est le nombre d'échantillons du signal. L'ordre du modèle est la valeur de  $K$  qui minimise l'expression

(3.37). Une fois que l'ordre optimum est déterminé, les coefficients du modèle correspondant sont utilisés pour extraire les fréquences recherchées par identification de la partie imaginaire des pôles dans la relation (3.36).

Afin d'appliquer la méthode proposée aux signaux interférométriques dont nous souhaitons extraire les fréquences, nous les supposons composés d'une seule sinusoïde. Nous choisissons donc logiquement un modèle paramétrique d'ordre 2. Ainsi, le modèle du signal est donné par la relation (3.35) avec  $K = 1$ . Et le développement de la relation (3.33) s'écrit :

$$I(n) = a_1 I(n-1) + a_2 I(n-2) \quad (3.38)$$

La forme explicite des paramètres du modèle  $\{a_k\}$  est :

$$\begin{aligned} a_1 &= -\frac{r_{II}(1)}{r_{II}(0)} \\ a_2 &= -\frac{r_{II}(2) + a_1 r_{II}(1)}{\rho_1} \end{aligned} \quad (3.39)$$

où  $r_{II}$  est la fonction d'autocorrélation du signal et  $\rho_1$  est le coefficient de réflexion donné par

$$\rho_1 = (1 - |a_1|^2) r_{II}(0). \quad (3.40)$$

Après regroupement dans le membre de gauche, la transformée en  $z$  de la relation (3.38) s'écrit :

$$1 - a_1 z^{-1} - a_2 z^{-2} = (1 - Z_1 z^{-1})(1 - Z_1^* z^{-1}) = 0 \quad (3.41)$$

La résolution de ce polynôme du second ordre conduit à deux solutions complexes conjuguées :

$$\begin{aligned} Z_1 &= \alpha_1 e^{i2\pi \hat{f}_1} \\ Z_1^* &= \alpha_1 e^{-i2\pi \hat{f}_1} \end{aligned} \quad (3.42)$$

où  $\hat{f}_1$  est la fréquence estimée. Le terme de phase est isolé dans la partie imaginaire du logarithme Népérien. La fréquence de notre modèle de signal est finalement estimée par :

$$\hat{f}_1 = \frac{\text{Im}(\ln Z_1)}{2\pi}. \quad (3.43)$$

La variance de cette fréquence estimée est limitée par les bornes de Cramér-Rao selon l'équation suivante [101] dans le cas d'un modèle AR d'ordre 2 :

$$\text{var}\left(\hat{f}_1\right) \geq \frac{6\sigma^2}{A_1^2 N_d (N_d - 1) (2\pi)^2} \quad (3.44)$$

où  $\frac{A_1^2}{2\sigma^2}$  est le rapport signal sur bruit.

### 3.3. Conclusion

Nous avons décrit le principe de la mesure de distance par modulation continue de fréquence optique. Nous avons proposé de réaliser le calibrage par l'utilisation d'un second interféromètre. Celui-ci nous permet de nous affranchir des dérives du point de fonctionnement du dispositif. Il constitue de plus un moyen de compenser matériellement les non-linéarités du balayage en fréquence optique qui introduisent un étalement des fréquences des signaux interférométriques. Dans le dispositif expérimental de mesure de distance que nous proposons, l'effet des non-linéarités sera corrigé grâce au déclenchement de l'acquisition de l'interférogramme objet par l'interféromètre de référence. Le phénomène d'amplification

des vibrations sera atténué en utilisant une source laser largement accordable en longueur d'onde.

Nous avons présenté trois approches du traitement des signaux interférométriques pour l'extraction de la mesure de distance. Ainsi nous avons critiqué les avantages et inconvénients, du comptage de franges, de la TTF et de la modélisation par un processus AR. Nous avons mis en évidence les inconvénients pratiques de l'implémentation de la TTF. Nous n'évaluerons donc pas expérimentalement les potentialités de cette méthode. Nous appliquerons néanmoins l'analyse de Fourier aux signaux mesurés mais sous une forme beaucoup plus rudimentaire, éliminant ainsi les difficultés de dimensionnement propre à la TTF. Les résultats de cette méthode seront comparés à ceux obtenus par une méthode de comptage et la méthode AR.



## Chapitre 4.

# Réalisation d'un dispositif de mesure de distances absolues par modulation continue de fréquence optique et validation expérimentale

Au cours du précédent chapitre nous avons présenté le principe de la MDA par MCF. Après avoir discuté les différents concepts de son implémentation présents dans la littérature, nous avons proposé une configuration associée à un traitement du signal novateur.

Dans ce chapitre, nous décrivons le dispositif expérimental que nous avons implémenté. Nous présentons en détail les trois composantes principales du dispositif que sont l'interféromètre objet, l'interféromètre de référence et la source laser accordable. Nous nous attardons sur le contrôle du caractère strictement continu de la syntonisation du laser. En ce qui concerne les interféromètres, nous insisterons particulièrement sur leurs stabilités et sur les bruits apportés par les dioptries non-désirés. Nous justifions les choix technologiques utilisés pour l'intégration du dispositif. Les expériences réalisées pour évaluer les caractéristiques matérielles du dispositif et l'apport de la modélisation autorégressive du signal interférométrique sont finalement présentées et discutées.

### 4.1. Dispositif expérimental

#### 4.1.1. Description générale

Le dispositif que nous avons mis en œuvre pour le mesurage de distances absolues par modulation continue de fréquence est représenté par la figure 4.1. Nous détaillons son fonctionnement dont le principe a déjà été décrit au chapitre précédent. Une coupleur fibré CF connecté à la sortie de la source laser accordable SLA répartit le flux entre l'interféromètre de référence et l'interféromètre objet. Ce dernier est un interféromètre de type Michelson, la différence de longueur de ses deux bras constitue la distance à mesurer  $D_{obj}$ . Lors du balayage en fréquence optique, les signaux interférométriques issus de chacun des interféromètres sont convertis en signaux électriques au niveau des détecteurs à photodiode  $PD_{obj}$  et  $PD_{ref}$ . Ces signaux sont numérisés sur 12 bits par une carte d'acquisition insérée dans l'ordinateur personnel qui enregistre les données et les traite ultérieurement. Les différents paragraphes

qui suivent vont nous permettre de préciser la nature et les limitations des différentes fonctions du dispositif.

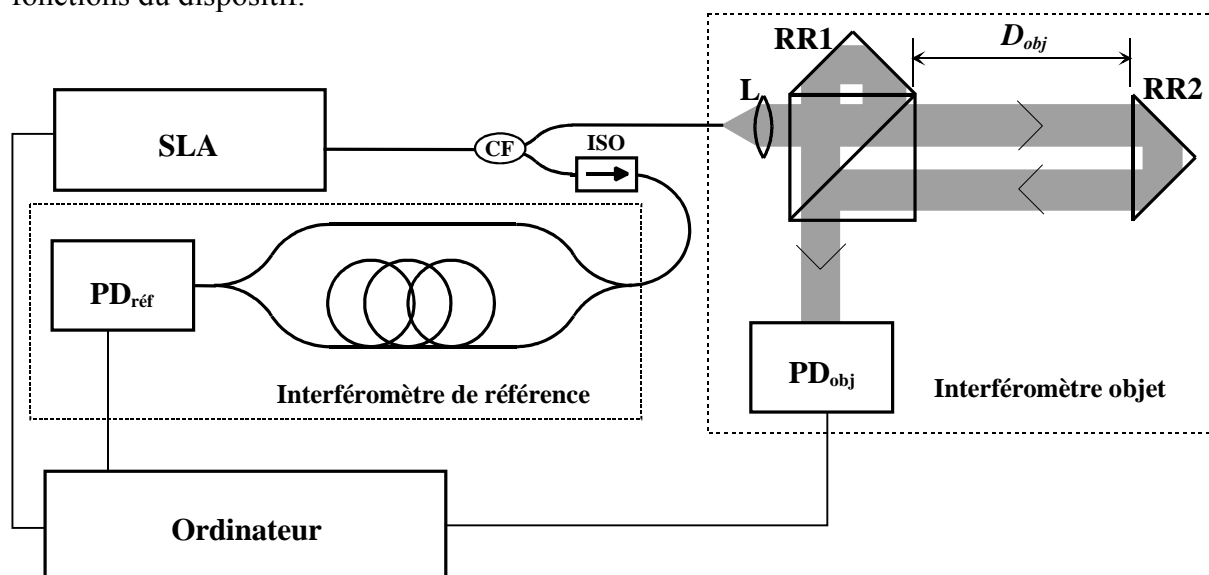


Figure 4.1 Configuration du dispositif utilisé pour la mesure de distance absolue par modulation continue de fréquence. L collimateur, SLA source laser accordable, CF coupleur fibré, RR1 et RR2 rétro réflecteurs, PD<sub>obj</sub> et PD<sub>ref</sub> détecteurs à photodiode, D<sub>obj</sub> distance à mesurer, ISO isolateur optique.

#### 4.1.2. Laser accordable

La diode laser traitée antireflet insérée dans la source laser, que nous avons développée et décrite au Chapitre 2, est demeurée indisponible durant plus d'un an. Ainsi, celle-ci a été achevée trop tardivement pour être intégrée dans le dispositif de mesure de distance présenté dans ce chapitre. La source accordable que nous utilisons, de modèle Agilent 81680A, est constituée par une diode laser à cavité externe. Ce laser est continûment accordable, sans saut de mode, de 1456,656 nm à 1583,344 nm soit sur plus de 126 nm.

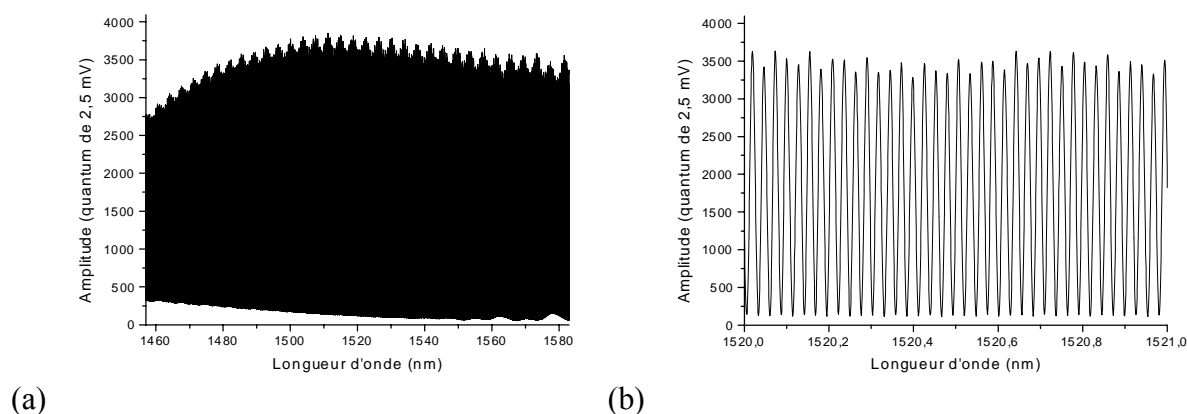


Figure 4.2 Enregistrement d'un interférogramme obtenu pour un balayage continu de longueur d'onde sur une plage de 126 nm (a), (b) détail de (a).

Le caractère continu de cet accord est contrôlé par la même méthode que celle présentée au paragraphe 2.3.3. Dans ce cas, la différence de chemin optique de l'interféromètre de

Michelson mesure 85 mm. La vitesse de balayage est réglée à 40 nm/s. Le signal interférométrique est échantillonné à 60 kHz. L'enregistrement de l'interférogramme, représenté figure 4.2 produit par le balayage en longueur d'onde compte 4669 franges. En pratique, avant d'appliquer la procédure de contrôle automatique nous devons tronquer les zones finale et initiale d'un balayage, qui bien que continue, sont trop irrégulières. Nous attribuons ces irrégularités à l'asservissement mécanique nécessaire au balayage en longueur d'onde. Nous avons fixé le seuil de contrôle visuel à 10 %. Sachant que les 4664 franges contrôlées par cette procédure ont été enregistrées sur ~191 000 échantillons, ce seuil correspond à une variation de la période, ou autrement dit de l'interfrange, de l'ordre de 4 échantillons sur 35 à 45 échantillons par période.

Le contrôle de plusieurs enregistrements montre que sur les 4664 franges le nombre de variations supérieures à 10 % reste inférieur à 16 et qu'elles sont toujours inférieures à 11 %. L'examen visuel de toutes ces variations ne permet pas de conclure à la présence d'un saut de phase. Il est utile de préciser que ces contrôles sont réalisés sur les signaux interférométriques bruts, c'est-à-dire qu'ils n'ont fait l'objet d'aucun traitement en dehors de la troncature des parties finale et initiale. Les variations de période détectées par l'automatisation informatique peuvent en partie être expliquées par la modulation d'amplitude qui n'a pas été filtrée.

Cette étude nous permet de conclure que ce laser est continûment accordable, sans saut de mode sur plus de 126 nm en un seul balayage. Ainsi tout risque d'erreur de mesure de distance due à un saut de mode en particulier ou de phase en général durant le balayage en longueur d'onde est à exclure. Néanmoins, nous avons remarqué que la période du signal interférométrique croît de ~37 à ~44 échantillons entre le début et la fin du balayage. La non-linéarité du balayage de la fréquence optique devra par conséquent être prise en compte lors du choix de la méthode de traitement des interférogrammes pour la mesure de distance.

### 4.1.3. Interféromètre objet

#### 4.1.3.1. Description matérielle

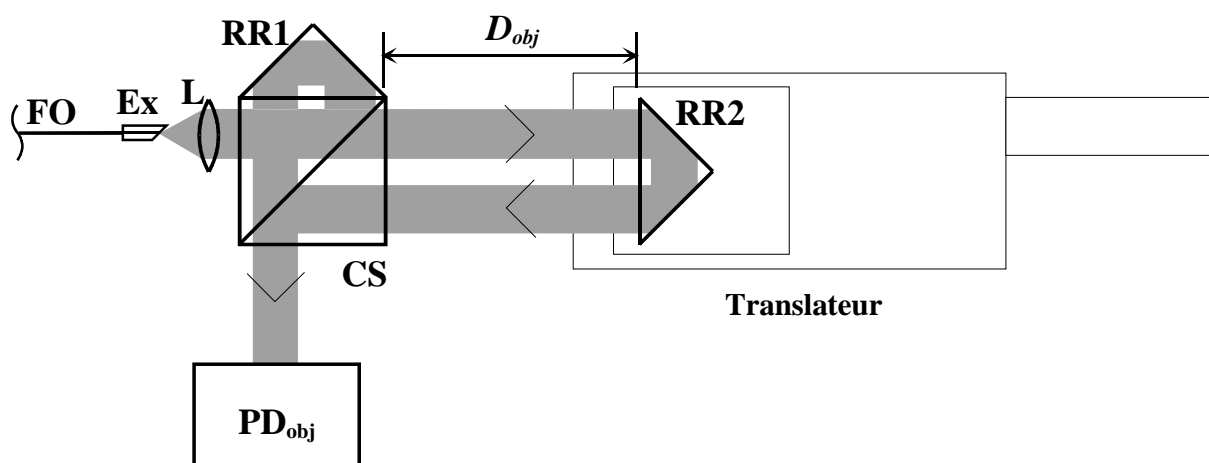


Figure 4.3 Configuration de l'interféromètre objet.  $PD_{obj}$  : détecteur à photodiode, FO : fibre optique, L collimateur, Ex : extrémité de fibre inclinée à  $8^\circ$ , RR1 et RR2 rétro-réflecteurs,  $D_{obj}$  distance à mesurer et CS : cube séparateur.

La figure 4.3 montre la configuration détaillée de l'interféromètre objet. Le faisceau laser issu de la source laser accordable parvient à l'interféromètre objet à travers la fibre optique FO.

L'extrémité de cette fibre Ex est inclinée à  $8^\circ$  et est recouverte d'un traitement antireflet dont le taux de réflectivité est garanti inférieur à 0,25 %. La lentille L, traitée antireflet, collimate le faisceau en direction du cube séparateur CS. Ce cube séparateur, non polarisant et traité antireflet répartit à parts égales le faisceau vers les deux rétroreflecteurs RR1 et RR2. Le rétroreflecteur RR2 est fixé sur un translateur micrométrique permettant de contrôler la variation de la distance  $D_{obj}$ . Les rétroreflecteurs renvoient en direction du cube séparateur un faisceau parallèle à celui incident et écarté d'environ 8 mm, éliminant ainsi toute possibilité de superposition de faisceaux ayant subi une réflexion simple sur un dioptre indésirable. Le faisceau recombinaison après le cube séparateur contient alors le signal interférométrique à analyser.

#### 4.1.3.2. Stabilité

La sensibilité de l'indice de l'air à la température et à la longueur d'onde est très inférieure à celle de la fibre optique utilisée, et comme nous le verrons au paragraphe 4.1.4.2, son effet peut être négligé devant la sensibilité de l'interféromètre de référence.

Les différents éléments de l'interféromètre sont fixés sur une table optique Melles Griot en acier. Le coefficient linéaire d'expansion thermique global, incluant la table et les supports des optiques, est compris entre 11 et  $17 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  [105].

#### 4.1.3.3. Bruits sur le signal interférométrique

S'il existe de multiples dioptres dans l'interféromètre, de nouvelles composantes du champ interfèrent avec toutes les autres composantes incidentes sur le détecteur. Chaque paire de composantes génère alors, en fonction de la différence de chemin optique parcourue par chacun des deux champs, sa propre composante spectrale dans le signal interférométrique. Ce signal contient donc l'information de position et de réflectivité de tous les dioptres de l'interféromètre. Selon le nombre de dioptres et leurs positions, l'extraction des ces informations s'avère complexe voire impossible [106]. Il est donc préférable de mettre en œuvre les conditions qui permettent de n'avoir d'une seule composante fréquentielle.

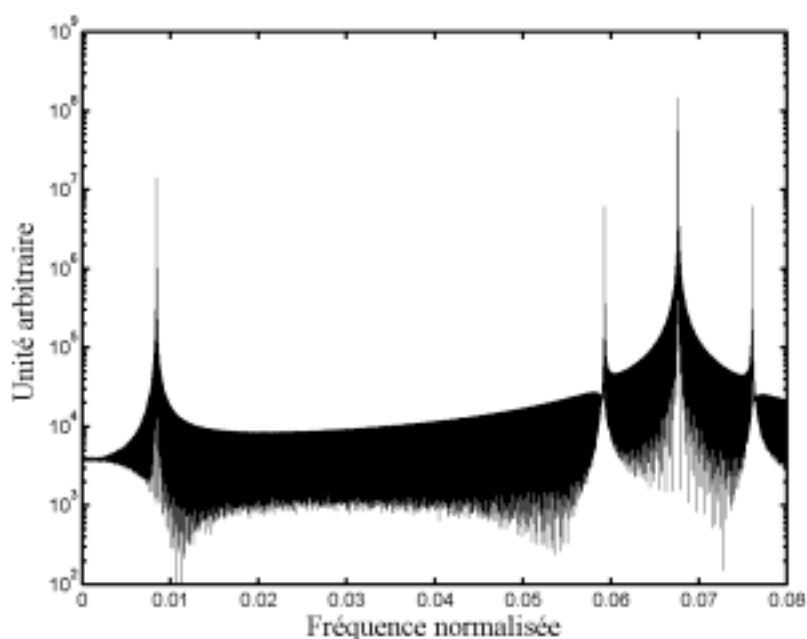


Figure 4.4 Densité spectrale de puissance d'un signal interférométrique linéarisé simulé.

Dans notre interféromètre objet, les rétroreflecteurs pleins ne sont pas traités antireflet. Ils sont constitués de verre BK7 dont l'indice de réfraction à  $1,55 \mu\text{m}$  vaut  $1,5007$  et ont une profondeur de  $20,64 \text{ mm}$ . Par construction de l'interféromètre, les réflexions simples sur ces dioptries n'atteignent pas le détecteur. Mais, les réflexions doubles introduisent des Fabry-Pérot de  $41,28 \text{ mm}$  dont les miroirs ont une réflectivité  $r^2$  de  $4,01 \%$ . La figure 4.4 montre la densité spectrale de puissance d'un signal interférométrique linéarisé simulé. Pour cette simulation,  $D_{obj}$ , la longueur d'onde initiale, l'étendue de balayage en longueur d'onde et le nombre d'échantillons valent  $500 \text{ mm}$ ,  $1522 \text{ nm}$ ,  $32 \text{ nm}$  et  $200\,000$  respectivement. Le rapport de la puissance du signal avec les bandes latérales est de  $14 \text{ dB}$  et de  $11 \text{ dB}$  avec le pic en basse fréquence. Ces résultats sont à comparer avec le spectre mesuré de la figure 4.18. La comparaison avec les données expérimentales montre clairement que les faces non traitées antireflet des rétroreflecteurs apportent les principales composantes spectrales parasites. Le développement futur de ce dispositif de mesurage dans la perspective de l'identification de la position et de la réflectivité de dioptries multiples obligera donc à éliminer ces dioptries parasites. Une solution simple consiste à substituer aux rétroreflecteurs pleins des rétroreflecteurs creux.

#### 4.1.4. Interféromètre de référence

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que des dioptries non désirés pouvaient apporter d'importantes composantes spectrales parasites. Le premier point de notre étude concerne donc la réalisation pratique d'un interféromètre de référence minimisant le nombre et la réflectivité des dioptries non-désirés. Mais la qualité première de cet interféromètre de référence doit résider dans sa stabilité à court terme et à long terme. La seconde partie traite donc de la stabilité de son chemin optique vis-à-vis des perturbations telles que les variations de température, la dispersion chromatique et la dispersion modale de polarisation.

#### 4.1.4.1. Minimisation des dioptries non-désirés

Nous avons choisi de concevoir l'interféromètre de référence à base de fibres optiques, afin d'obtenir une différence de chemin optique importante pour un encombrement réduit. Nous savons que les interfaces air silice apportent un bruit important. Ainsi, nous étudions dans un premier temps la réflectivité des extrémités de la fibre optique utilisée. Les solutions technologiques que nous avons choisies sont ensuite présentées. Après avoir décrit matériellement l'interféromètre finalement réalisé, nous utilisons un modèle de ce dernier permettant de prévoir le bruit total apporté par les dioptries non-désirés.

##### 4.1.4.1.1. Réflectivité d'une extrémité de fibre optique

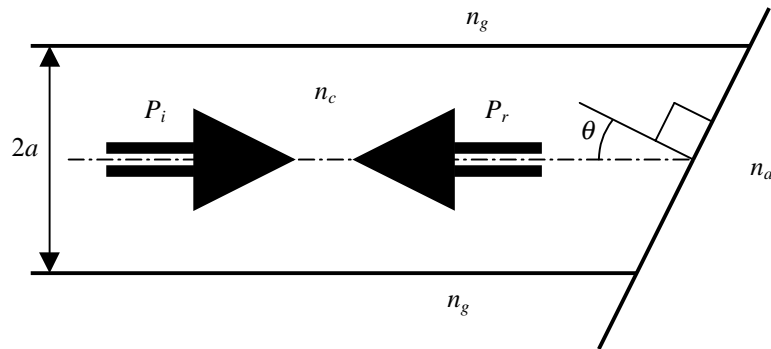


Figure 4.5 Modèle d'une extrémité de fibre optique.

Le coefficient de réflexion en intensité  $R$  d'un mode propre d'une fibre monomode, d'indice de cœur  $n_c$  et d'indice de gaine  $n_g$ , plongée dans un milieu d'indice  $n_a$ , peut être approché par la relation de Fresnel :

$$R = \left( \frac{n_c \cos \theta - \sqrt{n_a^2 - n_c^2 \sin^2 \theta}}{n_c \cos \theta + \sqrt{n_a^2 - n_c^2 \sin^2 \theta}} \right)^2 \quad (4.1)$$

Dans cette relation, nous avons implicitement négligé l'orientation du champ incident, ce qui est justifié si l'angle d'inclinaison  $\theta$  du dioptre est faible par rapport à l'axe optique et dans l'approximation du guidage faible c'est-à-dire  $\Delta n = n_g - n_c \ll 1$ . Mais cette dernière relation ne permet pas de prévoir l'intensité lumineuse effectivement guidée loin de l'extrémité où a lieu la réflexion. A l'infini, seul le flux réfléchi couplé au mode propre reste guidé. Afin de rendre plus aisé le calcul analytique, nous modélisons le mode propre de la fibre optique par une gaussienne. Dans le cadre de cette approximation, Marcuse [107] a calculé les pertes de couplage d'un faisceau gaussien vers le mode propre d'une fibre inclinée d'un angle  $\theta$ . Dans le cas du couplage d'un faisceau incident de puissance  $P_i$  et de rayon  $w$  dans un mode de même rayon, le rapport de la puissance guidée à l'infini  $P_t$  sur celle incidente s'écrit :

$$\frac{P_t}{P_i} = e^{-(\pi w \theta / \lambda)^2} \quad (4.2)$$

avec  $w = a \left( 0,65 + 1,619V^{-\frac{3}{2}} + 2,879V^{-6} \right)$ ,  $V = a \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$  et  $\lambda$  la longueur d'onde. Les autres

paramètres sont représentés sur la figure 4.5.

Si l'on considère maintenant un mode guidé incident de puissance  $P_i$  incliné d'un angle  $\theta$  par rapport au plan de réflexion (cf. figure 4.5), à la surface du dioptre le faisceau réfléchi forme un angle  $2\theta$  par rapport à l'axe du mode propre. Le rapport de la puissance  $P_r$  réfléchie guidée à l'infini sur celle incidente  $P_i$  s'écrit donc :

$$\frac{P_r}{P_i} = \text{Re}^{-\left(\pi n_c w 2\theta / \lambda\right)^2} \quad (4.3)$$

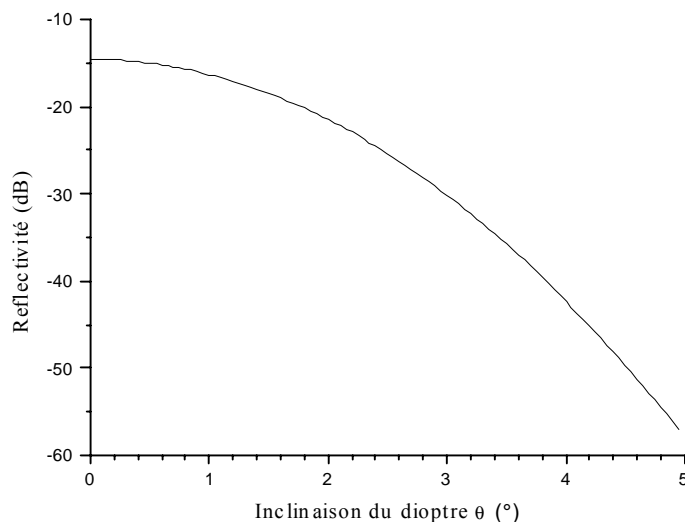


Figure 4.6 Rapport de la puissance  $P_r$  réfléchie guidée à l'infini sur celle incidente  $P_i$  à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  à l'extrémité d'une fibre CORNING<sup>®</sup> SMF 28 ( $\Delta n = 3,6.10^{-3}$ ,  $n_c = 1,46$ ,  $2a = 8,3 \mu\text{m}$ ).

La figure 4.6 illustre la réflectivité  $\frac{P_r}{P_i}$  de l'extrémité d'une fibre CORNING<sup>®</sup> SMF 28

plongée dans l'air en fonction de l'inclinaison  $\theta$  du dioptre de sortie. Dans ce cas précis, on a  $0,8 < 2,405/V < 1,8$  ( $V = \sim 1,72$ ), l'intégrale de recouvrement entre le mode propre et son approximation gaussienne est donc de l'ordre de 96 % [107]. Ce qui permet de justifier l'approximation gaussienne.

La figure 4.6 montre qu'à partir d'une inclinaison de  $4^\circ$  de l'extrémité de la fibre, la fraction de puissance réfléchie est inférieure à  $-40$  dB, elle devient alors négligeable puisque avant d'être traité le signal interférométrique est quantifié sur  $2^{12}$  niveaux. Les réflexions sur les extrémités des fibres peuvent donc être rendues négligeables en utilisant des terminaisons inclinées à plus de  $4^\circ$ . Les terminaisons de notre dispositifs sont équipées de deux types de composant du commerce respectant ce critère. Nous utilisons d'une part des connecteurs FC-APC (Fibre Connector – Angled Physical Contact) et d'autre part des fibres dont l'extrémité est insérée dans un barreau de silice, qui ont tous deux leurs interfaces avec l'air inclinées à  $8^\circ$  par rapport à la normale à l'axe optique. En pratique, la réflectivité d'une connexion FC-APC est typiquement de  $-68$  dB et celle d'une fibre terminée par un connecteur FC-APC dans du gel d'indice adapté a une valeur typique de  $-60$  dB<sup>7</sup>.

<sup>7</sup> Valeur typique donnée par le producteur JDS Uniphase.

#### 4.1.4.1.2. Description matérielle de l'interféromètre fibré

L'ensemble des composants de l'interféromètre a été choisi afin de minimiser l'apparition des dioptries parasites. La figure 4.7 montre l'ensemble du dispositif fibré réalisé incluant l'interféromètre de référence et le coupleur répartissant 90 % de la puissance optique vers l'interféromètre objet et 10 % vers l'interféromètre de référence. Une configuration de type Mach-Zehnder plutôt que Michelson a été adoptée afin d'éviter que les réflexions simples n'apportent une quelconque contribution directe au signal interférométrique.

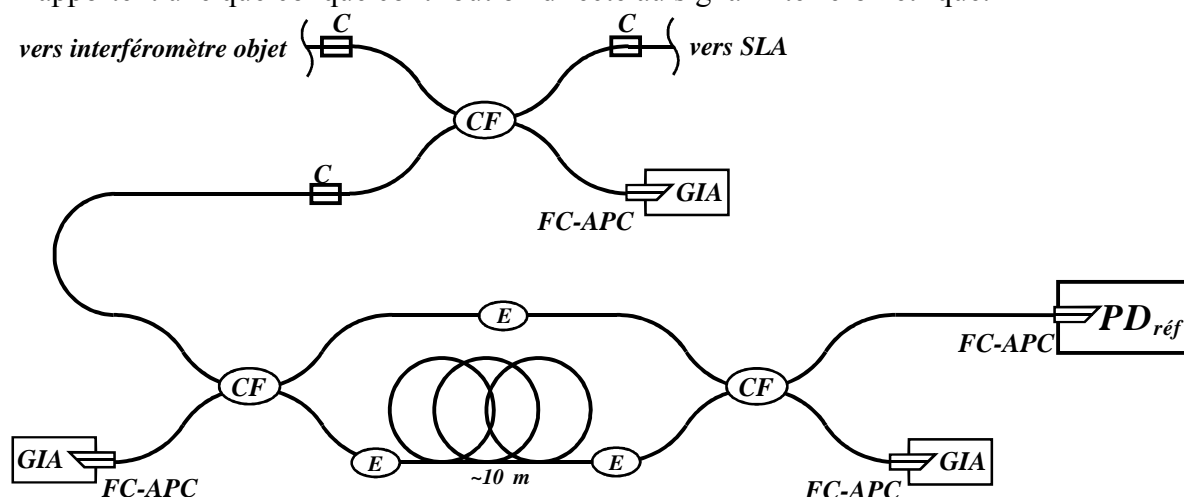


Figure 4.7 Configuration du dispositif fibré.  $PD_{réf}$  : détecteur à photodiode,  $C$  : connexion (comportant deux connecteurs FC-APC),  $GIA$  : gel d'indice adapté,  $CF$  : coupleur fibré et  $E$  : épissure.

Nous avons vu qu'une réflexion double sur des dioptries air silice normaux à l'axe optique apporte une composante dont la puissance représente  $-14$  dB du signal utile. Ces dioptries sont donc, dans la mesure du possible, éliminés en utilisant une épissure à la place d'une connexion mécanique. Ainsi, les coupleurs du Mach-Zehnder et le bras de  $\sim 10$  m de fibre sont soudés entre eux par des épissures  $E$  dont les pertes sont de l'ordre de  $0,02$  dB. Les connexions mécaniques  $C$  sont réalisées par des connecteurs FC-APC. Les brins inutilisés des coupleurs sont terminés par des connecteurs FC-APC plongés dans un gel d'indice adapté  $GIA$ . Le gel utilisé est de la glycérine.

On peut prévoir théoriquement avec un modèle, tenant compte des réflectivités aux extrémités, des taux de couplage et des réflectivités des coupleurs, le rapport entre la composante spectrale principale du signal et la somme des composantes apportées par les réflexions. Dans ce modèle, l'amplitude du champ sortant de chacun des brins d'un coupleur s'exprime comme une combinaison linéaire des champs entrant dans le coupleur. De la même façon, il est possible d'exprimer toutes les relations existant entre les champs propagatifs et contre-propagatifs dans chacune des portions du dispositif. Le problème se résume alors à la résolution d'un système d'équations linéaires.

Selon le cas, les valeurs numériques des coefficients linéaires sont soit mesurées, soit directement extraites des documentations des constructeurs des composants. Ainsi, ce modèle nous permet de prévoir qu'avec des coupleurs et des connecteurs dont la réflectivité est inférieure à  $-68$  dB et des terminaisons dont la réflectivité est inférieure à  $-60$  dB, le niveau de bruit reste inférieur à un quantum du signal numérisé. Ce résultat ne prend pas en compte la rétrodiffusion de Rayleigh dont la valeur est typiquement de  $-70$  dB/m. Il existe de plus



plusieurs limitations pratiques à cette prédiction. Elle suppose en particulier que la réflectivité sur les connecteurs soit stable dans le temps. En outre, il est possible que les réflectivités totales issues des brins connectés vers l'interféromètre objet, la *SLA* et le photodétecteur aient été sous-estimées.

Nous avons finalement intégré l'interféromètre de référence que nous avons réalisé dont la différence de chemin optique est de 15 m dans un volume inférieur à  $8 \times 28 \times 20 \text{ cm}^3$ . Ce volume contient un isolant thermique, le coupleur répartissant la puissance optique entre les deux interféromètres et le détecteur.

#### 4.1.4.2. Stabilité de la différence de chemin optique

L'expérience montre que la longueur d'un chemin optique dépend de la fréquence optique et des paramètres de l'environnement tels que la température ou la pression. Lorsque ces perturbations interviennent de façon identique sur l'interféromètre objet et l'interféromètre de référence, les erreurs introduites sur les signaux détectés se compensent. Cependant, nous avons choisi dans notre implémentation d'utiliser deux interféromètres constitués de matériaux de nature différente : silice pour celui de référence, air pour celui dit objet. Il est donc nécessaire de maîtriser les effets de ces perturbations afin qu'elles ne réduisent ni la résolution<sup>8</sup> ni la justesse [108] du dispositif de mesure. Nous limitons notre étude des grandeurs d'influence à la fréquence optique et à la température.

Au cours du chapitre précédent, nous avons vu qu'une variation du chemin optique à mesurer au cours du mesurage conduit à commettre une erreur d'estimation de cette distance correspondant à cette variation multipliée par un facteur d'amplification. Nous avons montré que ce facteur est le rapport de la fréquence optique sur la variation de fréquence optique au cours de laquelle survient la variation de chemin optique. Ce facteur peut aussi s'écrire comme le rapport de la longueur d'onde initiale de balayage sur l'étendue de balayage en longueur d'onde. Pour une longueur d'onde initiale  $\lambda_i$  et une plage d'accord  $\delta\lambda$ , la différence de chemin optique estimée  $D_{est}$  s'écrit donc :

$$D_{est} = D_i(\lambda_i, T_i) - \frac{\lambda_i}{\delta\lambda} \Delta D_i(\delta\lambda, \lambda_i, \Delta T, T_i) \quad (4.4)$$

où  $\Delta D_i(\delta\lambda, \lambda_i, \Delta T, T_i)$  est la variation de chemin optique au cours du mesurage,  $T_i$  est la température initiale et  $\Delta T$  la variation de température au cours du mesurage. La relation (4.4) indique que la différence de chemin optique estimée  $D_{est}$  dépend d'une part des paramètres initiaux qui causent une erreur que nous appellerons statique sur  $D_{est}$ , et d'autre part des variations de la température et de la longueur d'onde au cours du mesurage, l'erreur résultant sur  $D_{est}$  est alors dite dynamique. L'étude qui suit a donc pour objectif de quantifier les conséquences de ces perturbations sur la résolution de mesure et d'en déduire la stabilité requises à long terme ainsi qu'à l'échelle du temps de mesurage.

##### 4.1.4.2.1. Sensibilité à la température

La température modifie la différence de chemin optique de l'interféromètre fibré à travers deux phénomènes. D'une part l'expansion de la silice avec la température provoque un allongement de la fibre. Et d'autre part, l'indice de réfraction de la silice augmente avec la température. L'allongement d'une longueur de fibre  $L$  avec la température  $T$  est décrit par le coefficient d'expansion linéaire  $\alpha$  qui s'écrit :

<sup>8</sup> Dans ce chapitre, nous entendons par résolution, la plus petite différence de distance mesurable qui peut être distinguée sans ambiguïté.

$$\alpha = \frac{1}{L_0} \frac{dL}{dT} \quad (4.5)$$

et vaut  $4,1 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$  à  $20^\circ\text{C}$  [109]. La variation thermique de l'indice de réfraction  $\frac{dn}{dT}$  s'élève à  $1,1 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$  [109] à la longueur d'onde de  $1,55 \mu\text{m}$ . Tenant compte de ces deux coefficients, la variation relative de la différence de chemin optique  $D_i$  de l'interféromètre avec la température s'écrit :

$$\frac{1}{D_i} \frac{dD_i}{dT} = \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} + \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \quad (4.6)$$

Avec les valeurs numériques précédentes et  $n = 1,444$  [110] à la longueur d'onde  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ , on trouve  $\frac{1}{D_i} \frac{dD_i}{dT} = 8,2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ .

Afin de connaître expérimentalement la sensibilité de notre interféromètre fibré à la température, nous avons réalisé un dispositif semblable à celui décrit au paragraphe 4.1.1. La source laser accordable est constituée d'une diode laser à cavité externe en configuration Littman-Metcalf de modèle Anritsu MG9541A. La différence de longueur des bras de l'interféromètre objet est fixée à 485 mm. L'interféromètre fibré est un Michelson de fibre optique SMF 28 dont les extrémités sont terminées par des rotateurs de Faraday et des miroirs. La différence de chemin optique totale introduite est de 3,165 m. Pendant toute la durée de l'expérience, la température de l'air ambiant dans lequel est plongé l'interféromètre objet est comprise entre  $21,5^\circ\text{C}$  et  $20^\circ\text{C}$  ce qui assure une variation relative de l'indice de groupe inférieure à  $1,4 \cdot 10^{-6}$  [111]. Par contre, cette variation de température, engendre, sous l'effet de la dilatation thermique de la table optique, une variation relative de la longueur physique de l'interféromètre de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-5}$  [105]. Ainsi, nous devons faire subir des variations de température très supérieures à 2 K à l'interféromètre fibré. A cette condition, le chemin optique apparent de l'interféromètre objet est suffisamment stable pour servir de référence et permettre le mesurage de la variation relative de chemin optique de l'interféromètre fibré due à la température. Celui-ci est isolé dans une enceinte thermostatée. Quatre séries de mesurages sont réalisées pour une température de l'enceinte successivement fixée à  $10^\circ\text{C}$ ,  $20^\circ\text{C}$ ,  $30^\circ\text{C}$  et  $40^\circ\text{C}$ . La température de la fibre elle-même est contrôlée par une sonde disposée au plus près à l'intérieur de l'enceinte. Au cours de chacune des séries de mesures la variation totale de la température n'excède pas  $0,17^\circ\text{C}$ . Nous considérerons donc que l'effet dynamique de la variation de température pendant la durée d'acquisition d'un interférogramme est négligeable devant son effet statique. La longueur d'onde initiale de la source laser est fixée à 1530 nm et la vitesse de balayage est d'environ 9 nm/s. Les interférogrammes détectés sur les photodiodes sont enregistrés sur 200 000 échantillons à la fréquence de 180 kHz. Les données sont ensuite traitées par la méthode de comptage décrite au paragraphe 4.2.2. Ni l'étendue de balayage, ni la vitesse de balayage ne sont a priori connues avec une exactitude suffisante pour mesurer, à partir du seul signal issu de l'interféromètre fibré, les variations relatives de sa différence de chemin optique dues à la variation de température. Ainsi, le signal issu de l'interféromètre objet est une référence indispensable. Et comme nous l'avons décrit au chapitre précédent, la mesure de la différence de chemin optique est déduite du rapport des fréquences extraites des deux signaux interférométriques.

Pour chacune des températures, la moyenne des rapports des fréquences des signaux issus des interféromètres fibré et objet ainsi que leurs écarts types sont calculées. Nous en déduisons la

variation relative de la différence de chemin optique estimée en fonction de la température. Celle-ci est représentée sur la figure 4.8.

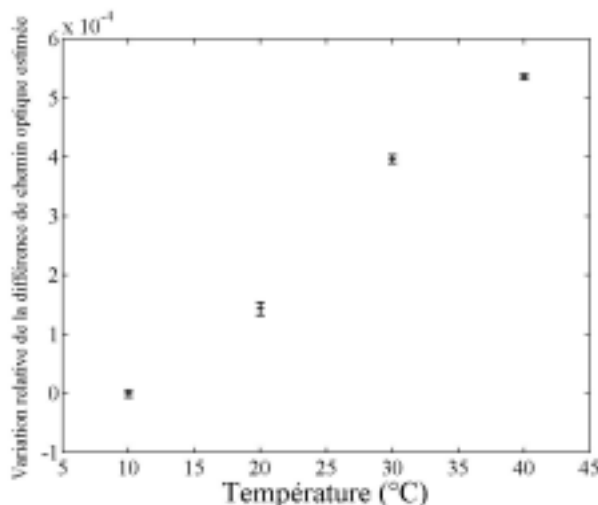


Figure 4.8 Variation relative de la différence de chemin optique estimée en fonction de la température. Les croix représentent les moyennes sur 20 mesures expérimentales, les barres d'incertitude représentent les écarts types.

Un ajustement linéaire sur les valeurs expérimentales, nous permet d'extraire une valeur de  $\frac{1}{D_i} \frac{dD_i}{dT}$  de l'ordre de  $1,9 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ . Si l'on souhaite obtenir une reproductibilité de mesure

telle que l'erreur relative reste, par exemple, inférieure à  $10^{-6}$ , il est nécessaire de contrôler la température de l'interféromètre fibré avec une précision de 50 mK.

Par contre, pour évaluer la stabilité en température requise pour se prémunir des conséquences des variations de température au cours du mesurage, l'effet d'amplification de la variation de chemin optique doit être pris en compte. En considérant seul l'effet de la variation de température dans la relation (4.4), la différence de chemin optique estimée  $D_{est}$  s'écrit :

$$D_{est} = D_i(\lambda_i, T_i) \left( 1 - \frac{\lambda_i}{\delta\lambda} \left( \frac{1}{D_i} \frac{dD_i}{dT} \right) \Delta T \right). \quad (4.7)$$

Grâce à cette relation, il est possible de prévoir numériquement l'effet d'une variation de température au cours du mesurage sur la variation relative de la différence de chemin optique estimée  $D_{est}$ . La simulation nous permet de représenter sur la figure 4.9 la variation maximale de température en fonction de la plage d'accord continu normalisée  $\frac{\delta\lambda}{\lambda}$  compatible avec une stabilité relative de  $10^{-6}$  de la différence de chemin optique estimée  $D_{est}$ .

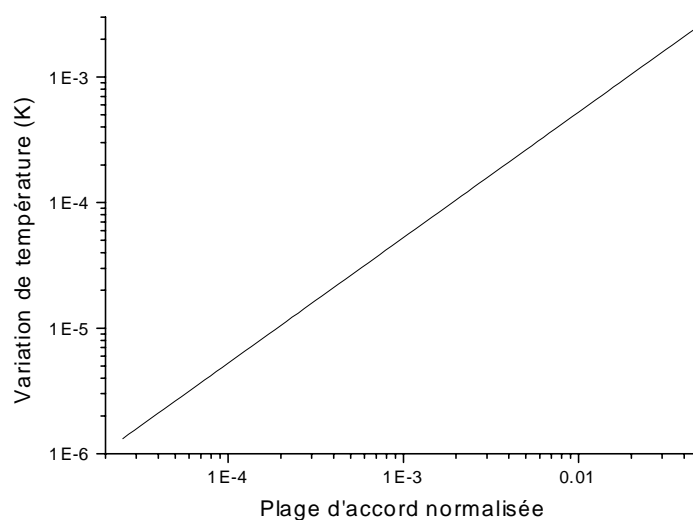


Figure 4.9 Variation maximale de température de l'interféromètre fibré en fonction de la plage d'accord continu normalisée  $\frac{\delta\lambda}{\lambda}$  compatible avec une résolution relative de  $10^{-6}$ .

Afin de fixer les ordres de grandeur, on peut retenir que pour une longueur d'onde initiale  $\lambda_i = 1522$  nm et une étendue de balayage de  $\delta\lambda = 3,2$  nm, une stabilité relative de  $10^{-6}$  de la différence de chemin optique estimée  $D_{est}$  est obtenue pour une stabilisation de la température de l'ordre de 0,1 mK. Cependant, pour une même longueur d'onde initiale et une étendue de balayage de  $\delta\lambda = 31$  nm, une stabilisation de la température à 1 mK près est suffisante.

Dans tous les cas, l'utilisation d'un interféromètre fibré impose donc une grande stabilité thermique. Ceci peut être réalisé de façon passive. Un procédé classique [112] consiste à insérer l'interféromètre dans une enceinte isotherme de grande inertie thermique. Une autre solution, qui peut être complémentaire à la première, est de réaliser l'interféromètre fibré avec des fibres optiques dont la sensibilité thermique est différente pour chacun des bras. Pour une différence de chemin optique fixée, la longueur des bras est alors choisie afin de compenser au mieux les effets thermiques.

#### 4.1.4.2.2. Sensibilité à la dispersion modale de polarisation

La dispersion modale de polarisation, ou PMD (polarisation-mode dispersion) est une propriété fondamentale des fibres monomodes et des composants dans lesquels l'énergie du signal à une longueur d'onde donnée est composée de modes ayant des polarisations orthogonales de vitesse de propagation légèrement différentes. La PMD engendre donc, comme la dispersion chromatique, une variation du chemin optique apparent. Cependant, contrairement à cette dernière, la PMD n'est pas a priori stable dans le temps.

Typiquement, les fibres optiques présentent une certaine biréfringence, c'est-à-dire une différence d'indice de réfraction pour un couple particulier d'état de polarisation orthogonaux. Dans les fibres monomodes, la PMD a pour origine une circularité imparfaite du cœur de la fibre. Un guide d'onde oval est intrinsèquement biréfringent. De plus le champ de contraintes mécaniques créé par cette asymétrie introduit une biréfringence supplémentaire. La biréfringence du guide d'onde domine dans les fibres à faible PMD. Mais le phénomène de couplage de mode rend la différence d'indice de groupe fonction de la longueur d'onde et des

conditions de l'environnement. Nous utilisons de la fibre optique SMF28 dont la PMD est garantie inférieure à  $0,2 \text{ ps/km}^{1/2}$  [110]. La différence de chemin optique de notre interféromètre de référence étant de l'ordre de 15 m, l'incertitude relative sur sa longueur due à la PMD atteint  $5.10^{-7}$ . Dans le cas où les variations de polarisation sont faibles et lentes par rapport aux temps de mesure, cet effet n'est pas un facteur limitant pour obtenir une résolution relative de l'ordre de  $10^{-6}$ . Dans le cas contraire, on peut rechercher à compenser la PMD en utilisant pour l'interféromètre fibré une configuration de type Michelson dont les miroirs de renvoi sont équipés de rotateurs de Faraday. Ainsi sur son trajet retour, le champ optique a une polarisation orthogonale à celle qu'il a sur son trajet aller.

#### 4.1.4.2.3. Sensibilité à la dispersion chromatique

La dispersion chromatique dans les fibres optiques résulte de l'interaction de deux effets, à savoir, la dispersion propre du matériau et la dispersion du guide d'onde. La dispersion du matériau résulte de la dépendance non linéaire entre la longueur d'onde et l'indice de réfraction de la silice dopée.

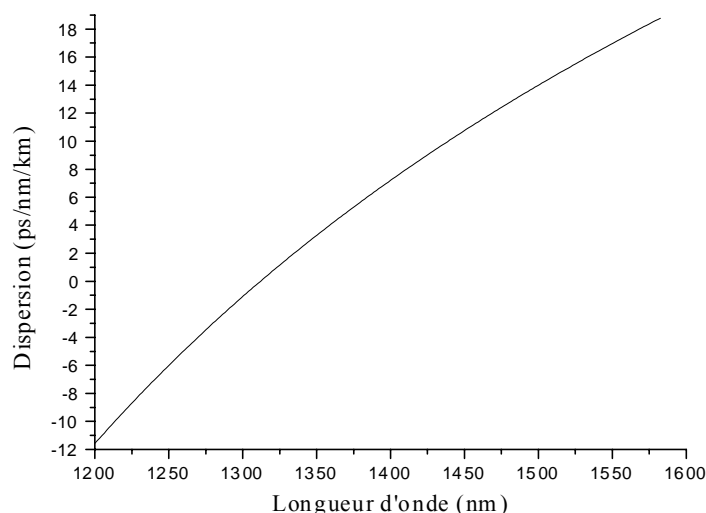


Figure 4.10 Dispersion chromatique de la fibre optique monomode CORNING® SMF 28.

La dispersion du guide d'onde trouve son origine dans le fait que la relation liant l'indice de groupe au diamètre de cœur et à la différence d'indice entre le cœur et la gaine dépend de la longueur d'onde. Une troisième composante appelée PMD de second ordre est introduite par les caractéristiques de la PMD de la fibre et produit un effet identique à la dispersion chromatique.

Le coefficient de dispersion chromatique  $D_\lambda$  est utilisé pour estimer l'élargissement des pulses. Sa valeur à une longueur d'onde particulière est déterminée en différenciant la courbe du retard de groupe relatif par rapport à la longueur d'onde et en divisant par la longueur de fibre parcourue [24]. Elle est exprimée par :

$$D_\lambda = \frac{1}{L} \frac{d\tau_g}{d\lambda}, \quad (4.8)$$

où  $\tau_g$  est le retard de groupe en ps,  $L$  est la longueur de fibre parcourue en km et  $\lambda$  est la longueur d'onde en nm. Une approximation satisfaisante entre 1200 nm et 1600 nm est donnée par :

$$D_\lambda = \frac{S_0}{4} \left( \lambda - \frac{\lambda_0^4}{\lambda^3} \right). \quad (4.9)$$

Dans notre dispositif, nous utilisons de la fibre optique monomode de type CORNING® SMF 28 dont les caractéristiques de dispersion chromatique sont définies par les coefficients  $S_0 = 0,090 \text{ ps.nm}^{-2}.\text{km}^{-1}$  et  $\lambda_0 = 1312 \text{ nm}$  [110]. La valeur du coefficient de dispersion chromatique de cette fibre optique en fonction de la longueur d'onde est présentée sur la figure 4.10.

Comme dans le cas d'une variation de température au cours du mesurage, la variation de chemin optique due à une variation de longueur d'onde au cours du mesurage introduit une amplification de l'erreur de mesurage. Pour une longueur d'onde initiale  $\lambda_i$  et une plage d'accord  $\delta\lambda$ , la différence de chemin optique estimée  $D_{est}$  s'écrit donc :

$$D_{est} = D_i(\lambda_i) - \frac{\lambda_i}{\delta\lambda} \Delta D_i(\delta\lambda, \lambda_i), \quad (4.10)$$

où  $\Delta D_i(\delta\lambda, \lambda_i)$  est la variation de chemin optique au cours du mesurage.

Afin de prévoir l'influence de la dispersion chromatique sur la justesse de la mesure de distance, il nous faut tout d'abord exprimer la différence de chemin optique estimée en fonction des paramètres connus de la fibre à savoir le coefficient de dispersion chromatique  $D_\lambda$ . En exprimant dans la relation (4.10),  $D_i(\lambda)$  comme le produit de l'indice de réfraction  $n(\lambda)$  et de la différence de longueur de fibre  $L$  entre les deux bras de l'interféromètre de type Mach-Zehnder soit :

$$D_i(\lambda) = n(\lambda)L, \quad (4.11)$$

on obtient :

$$D_{est} = L \left( n(\lambda_i) - \frac{\lambda_i}{\Delta\lambda} \Delta n \right), \quad (4.12)$$

où  $\Delta n$  est la différence  $n(\Delta\lambda + \lambda_i) - n(\lambda_i)$ . Lorsque la variation de longueur d'onde  $\Delta\lambda$  est petite,  $\frac{\Delta n}{\Delta\lambda} \approx \frac{dn}{d\lambda}$ . Cette approximation nous permet à présent d'identifier dans la relation précédente l'indice de groupe défini par :

$$n_g(\lambda) = n(\lambda) - \lambda \frac{dn}{d\lambda}. \quad (4.13)$$

Nous aboutissons donc à une relation de proportionnalité entre  $D_{est}$  et l'indice de groupe :

$$D_{est} \approx Ln_g. \quad (4.14)$$

En remarquant que la définition de  $D_\lambda$  (4.8) peut s'écrire :

$$D_\lambda = \frac{1}{c} \frac{dn_g}{d\lambda}, \quad (4.15)$$

l'indice de groupe est obtenu par intégration et s'écrit :

$$n_g(\lambda) = c \frac{S_0}{8} \left( \lambda^2 + \frac{\lambda_0^4}{\lambda^2} - 2\lambda_0^2 \right) + n_g(\lambda_0) \quad (4.16)$$

où  $c$  est la célérité de la lumière. A ce stade, nous avons montré que l'évolution de  $D_{est}$  en fonction de la longueur d'onde peut être déduite simplement des caractéristiques de la fibre données par le constructeur. Néanmoins, pour les larges variations de longueur d'onde et pour une meilleure précision, il est intéressant d'utiliser directement la relation (4.12) pour laquelle

il est nécessaire de déterminer l'indice de réfraction. Il faut alors résoudre la relation (4.13) définissant l'indice de groupe. Sa résolution nous donne l'expression de l'indice de réfraction qui s'écrit :

$$n(\lambda) = c \frac{S_0}{8} \left( -\lambda^2 + \frac{\lambda_0^4}{3\lambda^2} - 2\lambda_0^2 \right) + n_g(\lambda_0), \quad (4.17)$$

et nous permet ainsi de prévoir l'erreur d'estimation de la différence de chemin optique et son évolution en fonction de la longueur d'onde.

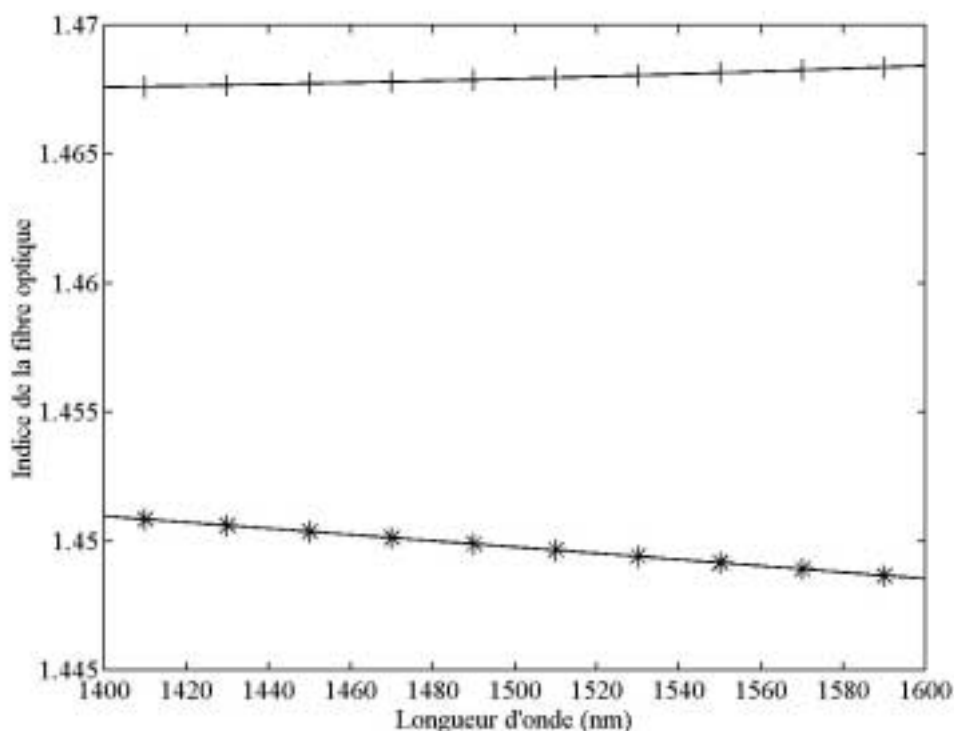


Figure 4.11 Variation de l'indice de groupe (+) et de l'indice de réfraction (\*) de la fibre optique monomode de type CORNING<sup>®</sup> SMF 28 avec la longueur d'onde.

Sur la figure 4.11, nous avons représenté les évolutions en fonction de la longueur d'onde, de l'indice de groupe et de l'indice de réfraction de la fibre optique monomode de type CORNING<sup>®</sup> SMF 28 ( $n_g(\lambda_0) = 1,4675$ ) que nous avons utilisée et dont le coefficient de dispersion chromatique a été présenté figure 4.10. Pour un interféromètre Mach-Zehnder de 14,9 m de différence de chemin optique constitué de cette fibre optique,  $\lambda_i = 1522$  nm, et  $\delta\lambda = 3,2$  nm, la différence entre  $D_{est}$  et  $D_i$  s'élève à 19 cm. Cette écart entre  $D_{est}$  et  $D_i$ , bien que relativement important puisqu'il correspond à une erreur relative de plus de 1 %, peut avoir un impact nettement réduit sur l'exactitude de mesure. En effet, si  $\lambda_i$  et  $\delta\lambda$  sont invariants dans le temps, cette erreur revêt un caractère systématique et peut être compensée par un calibrage sur  $D_{est}$  et non sur  $D_i$ .

Mais la stabilité de  $D_{est}$  impose alors un contrôle de la longueur d'onde initiale de balayage et de son étendue. Le problème consiste alors à évaluer l'effet du niveau de contrôle sur l'erreur d'estimation de la distance à mesurer. A l'aide de l'expression (4.12) de la différence de chemin optique estimée et de l'expression (4.17) de l'indice de réfraction, nous sommes en mesure de calculer l'erreur relative de mesure introduite par la dispersion chromatique en

fonction des variations de la longueur d'onde initiale  $\Delta\lambda_i$  d'une part et des variations de la plage d'accord continu  $\Delta(\delta\lambda)$  d'autre part. La figure 4.12 représente les erreurs relatives sur  $D_{est}$  calculées dans le cas d'un interféromètre constitué de fibre optique SMF 28. On peut retenir de cet exemple que la résolution relative est environ deux fois plus sensible aux variations de la longueur d'onde initiale qu'à celle de la plage d'accord. En particulier, une résolution de  $10^{-6}$  nécessite une stabilité de la longueur d'onde initiale de 300 pm alors qu'elle nécessite une stabilité de 600 pm de la plage d'accord.

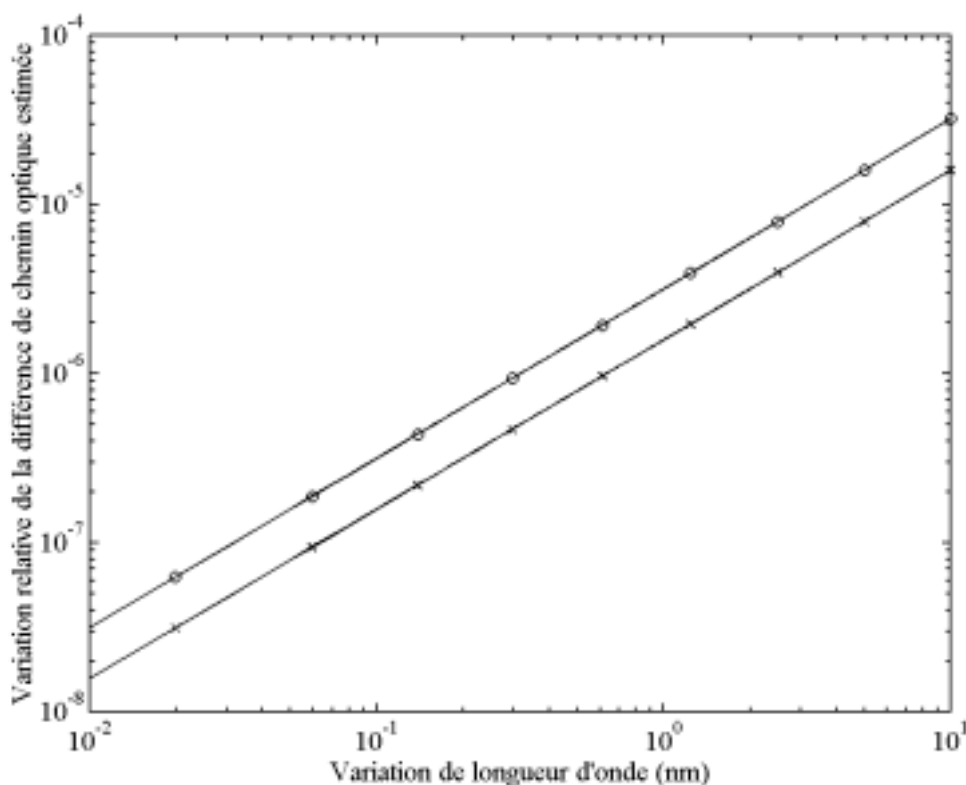


Figure 4.12 Erreurs relatives sur la différence de chemin optique estimée dues :  $\circ$  à une variation de la longueur d'onde initiale et  $\times$  à une variation de l'étendue de l'accord continu. Dans les deux cas, en l'absence de variation, la longueur d'onde initiale est de 1522 nm et l'accord continu est de 3,2 nm.

Afin d'évaluer expérimentalement l'effet de la dispersion chromatique, nous avons utilisé le même dispositif expérimental que celui réalisé pour mesurer la sensibilité à la température (cf. paragraphe 4.1.4.2.1). La différence de longueur des bras de l'interféromètre objet est fixée à 585 mm. Pendant toute la durée de l'expérience, la température de l'air ambiant dans lequel est plongé l'interféromètre objet est de 20°C à un quart de degré près. L'interféromètre de référence est isolé dans une enceinte thermostatée. Sa température est contrôlée par une sonde dont toutes les valeurs indiquées au cours de l'expérience sont comprises entre 20,34°C et 20,31°C. Bien que l'erreur de justesse du thermomètre soit probablement très supérieure aux résolutions indiquées, ces contrôles nous permettent de vérifier la stabilité de la température au cours de l'expérience. Pour quatre longueurs d'onde initiales différentes 1520, 1540, 1560 et 1580 la longueur d'onde de la source laser est balayée à une vitesse d'environ 9 nm/s. Les interférogrammes détectés sur les photodiodes sont enregistrés sur 200 000 échantillons à la fréquence de 180 kHz. Les données sont ensuite traitées par la méthode de comptage décrite



au paragraphe 4.2.2. Comme pour la mesure de la sensibilité à la température, nous utilisons l'interféromètre objet comme référence. Ceci est rendu possible par le fait que les variations de l'indice de groupe de l'air avec la longueur d'onde sont faibles, comme cela est illustré sur la figure 4.13, comparativement à celles de l'indice de groupe de la fibre optique.

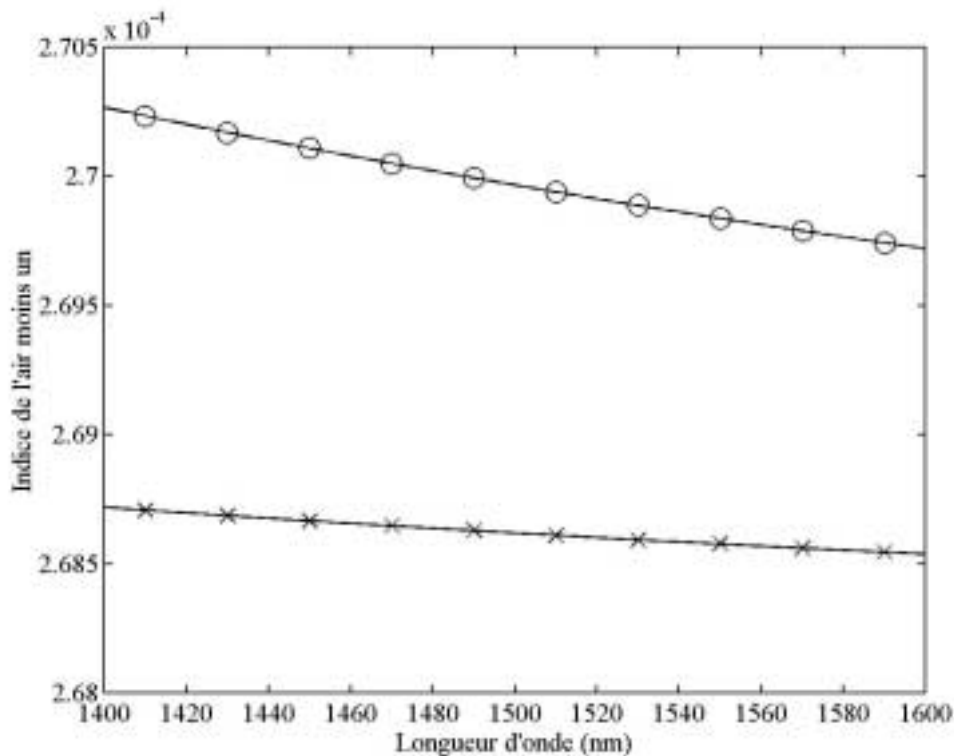


Figure 4.13 Variation de l'indice de groupe (ø) et de l'indice de réfraction (\*) de l'air avec la longueur d'onde à 760 Torr, 20°C et pour une humidité relative nulle.

Pour chacune des longueurs d'onde initiales, la moyenne des rapports des fréquences des signaux issus des interféromètre fibré et objet ainsi que leurs écarts types sont calculés. Nous en déduisons la variation relative de la différence de chemin optique estimée en fonction de la longueur d'onde initiale. Celle-ci est représentée sur la figure 4.14.

On constate expérimentalement que lorsque la longueur d'onde initiale de balayage varie, l'étendue de balayage en longueur d'onde varie aussi. Afin de vérifier le modèle théorique que nous proposons, il est donc nécessaire de prendre en compte cette variation de l'étendue de balayage en longueur d'onde. A cette fin, pour chacune des longueurs d'onde initiales, la moyenne des fréquences de l'interférogramme issu de l'interféromètre objet est calculée. Connaissant la différence de chemin optique de cet interféromètre et le nombre d'échantillons qu'il comporte, nous en déduisons la variation de longueur d'onde survenue lors de l'enregistrement des interférogrammes pour chaque longueur d'onde initiale. Ainsi, à partir de l'expression (4.12) de la différence de chemin optique estimée et de l'expression (4.17) de l'indice de réfraction, nous sommes en mesure de prévoir l'erreur relative de mesure introduite par la dispersion chromatique dans cette expérience. L'évolution prévue est représentée par le tracé continu sur la figure (4.14).

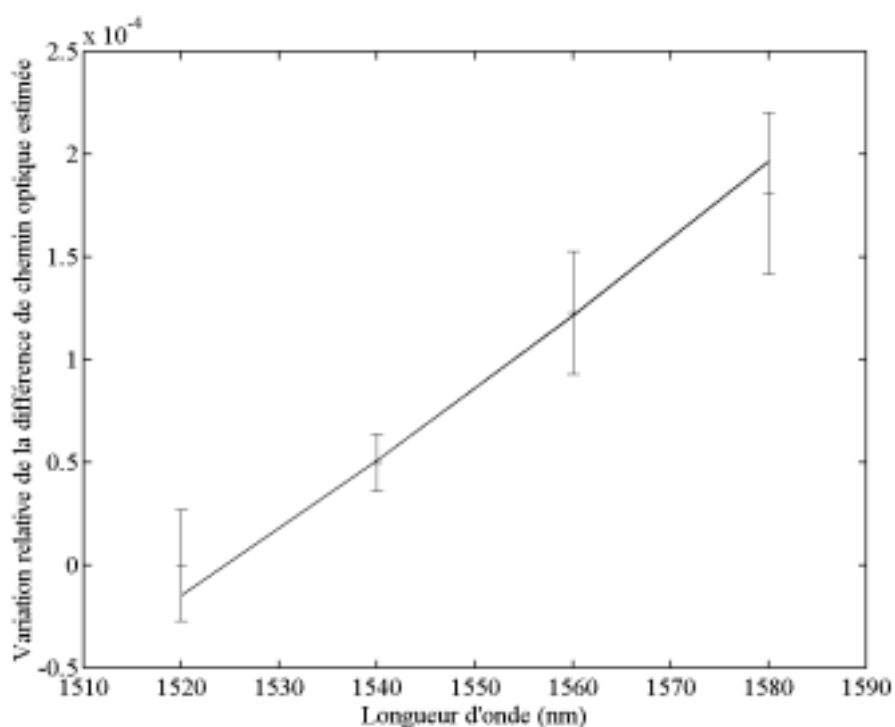


Figure 4.14 Variation relative de la différence de chemin optique estimée en fonction de la longueur d'onde. La courbe continue représente le modèle théorique. Les croix représentent les moyennes sur 20 mesures expérimentales, les barres d'incertitude représentent les écarts types.

La comparaison des données théoriques et expérimentales nous permet de conclure à une fiabilité satisfaisante de nos prévisions. Ainsi, nous pouvons retenir le résultat de simulation qui indique qu'une résolution de  $10^{-6}$  impose une stabilité de la longueur d'onde initiale meilleure que 300 pm et une stabilité de 600 pm de la plage d'accord.

## 4.2. Implémentation du traitement du signal

Le traitement des interférogrammes par modélisation autorégressive est comparé à deux traitements classiques que sont les traitements par analyse en Fourier et le comptage de franges. En pratique, nous avons implémenté sous le logiciel Matlab<sup>®</sup> l'ensemble des traitements utilisés pour analyser les signaux interférométriques que nous avons enregistrés. Une première étape préliminaire commune à tous les traitements est la suppression de la composante continue qui est réalisée par simple soustraction de la moyenne. Les étapes spécifiques à chaque traitement sont exposées ci-après.

### 4.2.1. Analyse de Fourier

Le signal est complété par des zéros afin qu'il ait une taille correspondant à une puissance entière de 2. La fréquence du maximum de la transformée de Fourier rapide de ce vecteur est ensuite détectée. La fréquence du signal est finalement estimée comme le barycentre des 5 échantillons pris symétriquement autour du pic central.

### 4.2.2. Comptage de franges

Les passages à zéros sont premièrement détectés puis comptés. La fréquence est alors estimée comme la moitié du rapport du nombre de zéros moins un par la différence de position entre le dernier et le premier zéro. L'incertitude relative apportée par cette méthode de comptage est alors de plus ou moins un sur le nombre d'échantillons de l'enregistrement.

### 4.2.3. Modélisation autorégressive

Comme nous l'avons vu au paragraphe 4.1.3.3, l'absence de traitement antireflet sur les rétroreflecteurs provoque l'apparition de composantes spectrales supplémentaires. Le spectre de la figure 4.18, obtenu à partir d'un signal expérimental, confirme la présence de 4 composantes distinctes. En conséquence, un processus AR d'ordre 8 semble bien adapté pour modéliser le système physique. L'algorithme de Burg est utilisé pour déterminer le polynôme correspondant au modèle paramétrique choisi. La fréquence dominante du signal est déterminée par la valeur absolue de la partie imaginaire du logarithme népérien des racines de ce polynôme la plus proche de celle obtenu avec un modèle d'ordre 2.

## 4.3. Calibrage

A partir de deux mesures sur les interféromètres objet  $f_{obj1}$ ,  $f_{obj2}$  et référence  $f_{ref1}$ ,  $f_{ref2}$  pour deux distances de mesures différentes dont on connaît la différence  $D_{12} = 10,000(0)$  cm avec une erreur inférieure à  $\Delta D_{12} = 2 \mu\text{m}$  grâce à la platine de translation Micro-Contrôle<sup>9</sup>, il est possible de calculer la différence de chemin optique  $D_{ref}$  de l'interféromètre de référence. Elle est donnée par :

$$D_{ref} = \frac{2D_{12}}{\left( \frac{f_{obj2}}{f_{ref2}} - \frac{f_{obj1}}{f_{ref1}} \right)}. \quad (4.18)$$

Son incertitude relative s'écrit comme :

$$\frac{\Delta D_{ref}}{D_{ref}} = \frac{\Delta D_{12}}{D_{12}} + \frac{D_{ref}}{2D_{12}} \left( \frac{f_{obj2}}{f_{ref2}} \left( \frac{\Delta f_{obj2}}{f_{obj2}} + \frac{\Delta f_{ref2}}{f_{ref2}} \right) + \frac{f_{obj1}}{f_{ref1}} \left( \frac{\Delta f_{obj1}}{f_{obj1}} + \frac{\Delta f_{ref1}}{f_{ref1}} \right) \right). \quad (4.19)$$

Les incertitudes relatives  $\frac{\Delta f}{f}$  sur les fréquences estimées dépendent directement de la qualité du dispositif de mesure de distance absolue et du contrôle des paramètres de l'environnement. Cependant, l'incertitude relative sur  $D_{ref}$  est fondamentalement limitée par le premier terme qui correspond aux caractéristiques du dispositif de translation soit  $2 \cdot 10^{-5}$ . Cette incertitude peut éventuellement être sous-estimée si l'alignement de la direction de translation avec l'axe optique n'est pas suffisamment précis. L'erreur systématique apportée est alors proportionnelle au cosinus de l'angle qui sépare les deux axes. La contribution des incertitudes apportées par l'estimation des fréquences, en supposant qu'elles sont à moyenne centrée, peut être réduite en augmentant le nombre de mesures prises en compte. Par la suite, nous estimons donc la distance de référence et la distance objet initiale à partir de l'ajustement d'une droite sur l'ensemble des mesures par la méthode des moindres carrés [113].

<sup>9</sup> La référence de cette platine est UT 100.100 PP. Elle est motorisée par un entraînement UE 31 PP.

#### 4.4. Mesurages sans linéarisation

Nous réalisons une série de mesurages au cours desquels l'échantillonnage n'est pas déclenché par l'interféromètre de référence. Ainsi par comparaison, il sera possible d'illustrer l'apport de la linéarisation matérielle à l'amélioration de la résolution.

L'architecture générale du dispositif de mesure est semblable à celle décrite au paragraphe 4.1.1. La source laser accordable est la diode laser à cavité externe de modèle Agilent 81680A présentée au paragraphe 4.1.2. La différence de longueur des bras de l'interféromètre dit objet est de 500,4 mm. L'interféromètre de référence est l'interféromètre de type Mach-Zehnder présenté au paragraphe 4.1.4.1.2. La longueur d'onde initiale est fixée à 1522 nm. La vitesse de balayage avoisine 0,5 nm/s. Les signaux interférométriques sont enregistrés sur 200 000 échantillons à la fréquence de 31 kHz pour les côtes allant de 0 à 256  $\mu\text{m}$ , puis de 38 kHz pour les côtes allant de 0,512 à 100 mm. Sur la figure 4.15, nous avons représenté la densité spectrale de puissance typique d'un signal issu de l'interféromètre dit objet. L'échelle des fréquences est normalisée de telle sorte que la fréquence d'échantillonnage vaille 1. On constate que les composantes spectrales visibles sur le spectre de la figure 4.18, pour lequel la fréquence optique est linéarisée, sont ici noyées à cause de la variation non linéaire de la fréquence optique au cours du temps. L'écart relatif entre les deux échantillons les plus éloignés dont la densité spectrale de puissance est supérieure à la moitié de celle de l'échantillon contenant la densité de puissance maximale est de  $3,3 \cdot 10^{-1}$ . Ce résultat et l'allure même du spectre de la figure 4.15 permettent de prévoir, ce qui est confirmé par l'expérience, que le traitement par analyse de Fourier proposé au paragraphe 4.2.1 et le modèle paramétrique d'ordre 8 ne sont pas aptes à apporter une exactitude de mesure élevée. Les signaux interférométriques obtenus en l'absence de linéarisation seront donc uniquement traités par comptage et analyse autorégressive d'ordre 2.

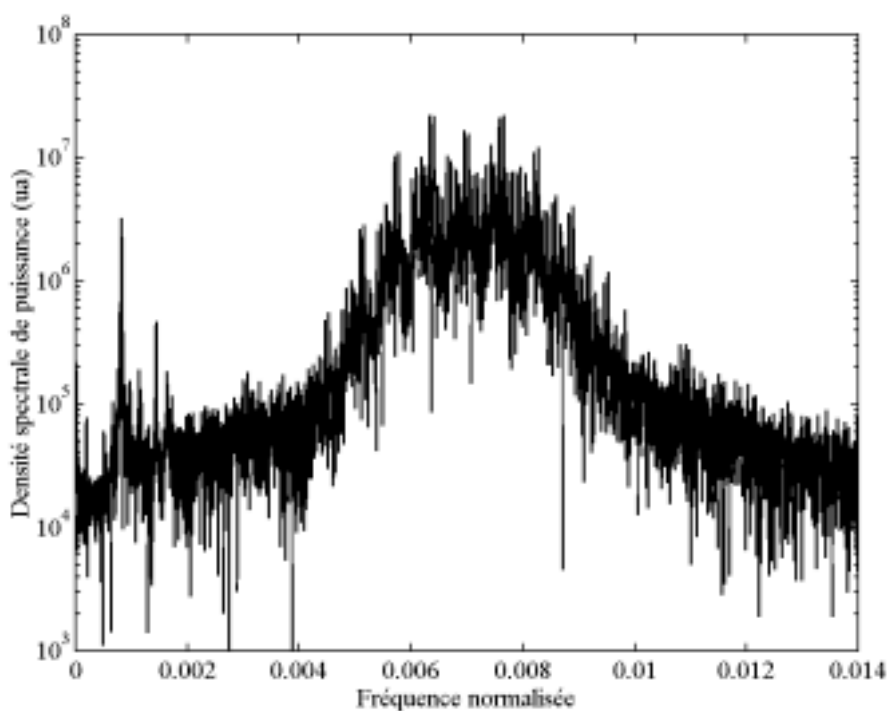


Figure 4.15 Densité spectrale de puissance d'un signal interférométrique non linéarisé.

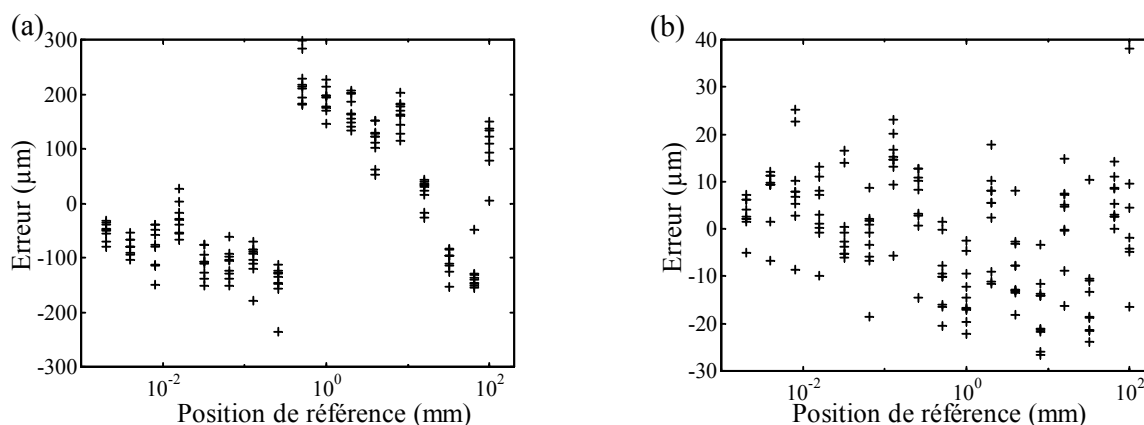


Figure 4.16 Différences des estimations avec la droite la mieux ajustée obtenues par analyse autorégressive (a) et par comptage (b).

La figure 4.16 montre le résultat de la différence des 175 mesures avec la droite la mieux ajustée obtenues par analyse autorégressive et par comptage. Entre les positions de référence 256 µm et 512 µm, les erreurs de mesures obtenues par analyse AR présentent une discontinuité qui coïncide avec le passage de la fréquence d'échantillonnage de 31 kHz à 38 kHz. Les erreurs sur les estimations obtenues par comptage sont au contraire visiblement insensibles à ce changement. L'analyse AR n'est donc pas robuste face à une variation de la fréquence d'échantillonnage.

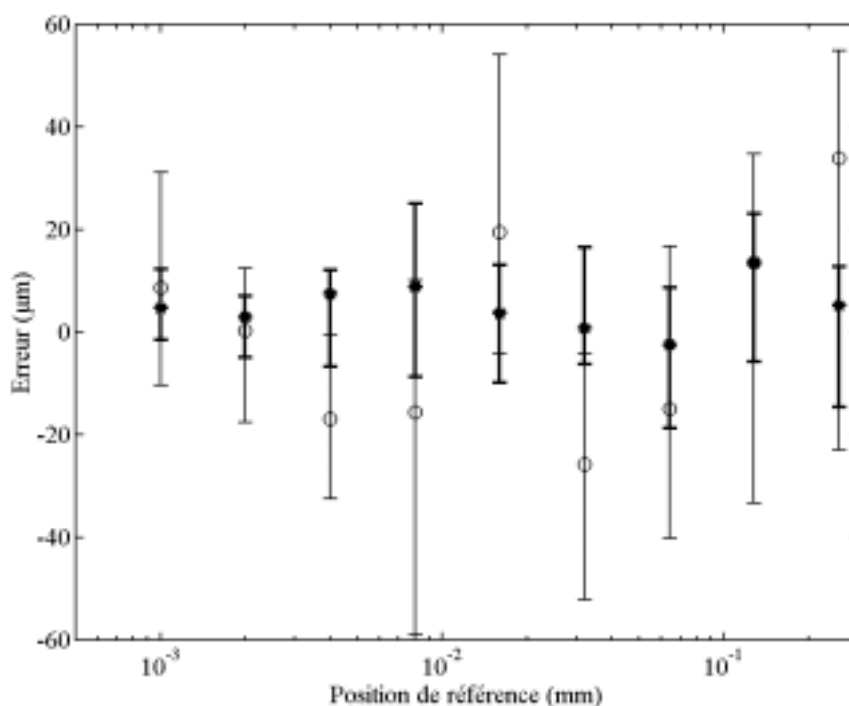


Figure 4.17 Les o représentent les différences des estimations avec la droite la mieux ajustée obtenues par analyse autorégressive, les \* celles obtenues par comptage, les barres d'incertitude représentent les valeurs minimales et maximales pour chacune des positions de référence.

La figure 4.17 représente la différence des moyennes des mesures en chaque position avec la droite la mieux ajustée obtenues par analyse autorégressive et par comptage. Seules les mesures réalisées avec une fréquence d'échantillonnage de 31 kHz ont été représentées. La comparaison des deux traitements met en évidence une meilleure répétabilité, et une meilleure linéarité des mesures obtenues par comptage.

#### 4.5. Mesures avec linéarisation par l'interféromètre de référence

Au cours du chapitre précédent nous avons souligné l'intérêt qu'il y a à rendre la fréquence du signal interférométrique la plus constante possible au cours du balayage dans le but d'améliorer les performances des traitements utilisés pour extraire la mesure de la distance. Les expériences que nous allons présenter ont pour objectif d'étayer ce résultat théorique par des mesures.

##### 4.5.1. Dispositif expérimental

En vue d'évaluer expérimentalement l'apport d'une linéarisation matérielle du signal interférométrique, nous réalisons un montage semblable à celui utilisé au paragraphe précédent. Sa spécificité essentielle est que, contrairement à ce dernier, l'échantillonnage ne se fait pas à fréquence constante mais est déterminé par l'interférogramme issu de l'interféromètre de référence. Le signal interférométrique détecté est converti en un signal électrique. Un montage électronique opère sur celui-ci un filtrage passe-haut puis une détection de zéro et délivre un signal TTL dont le début de chaque impulsion correspond à un zéro sur front montant. Ce signal TTL est finalement utilisé pour déclencher l'acquisition du signal issu de l'interféromètre objet dont les 200 000 échantillons sont ainsi enregistrés à intervalles de fréquence optique constants. La vitesse de balayage en longueur d'onde, la longueur d'onde initiale de balayage et la puissance optique sont fixés à 5 nm/s, 1522 nm et 3,64 mW respectivement.

##### 4.5.2. Mesures

Sur la figure 4.18, nous avons représenté la densité spectrale de puissance typique d'un signal issu de l'interféromètre objet. L'échelle des fréquences est normalisée de telle sorte que la fréquence d'échantillonnage soit égale à 1. Seuls deux échantillons contiennent une densité spectrale de puissance supérieure à la moitié de celle du maximum, ainsi la largeur à mi-hauteur du lobe principal est approchée par  $6 \cdot 10^{-5}$ . Par comparaison avec le spectre de la figure 4.15, on constate que, grâce à la linéarisation, la largeur à mi-hauteur du pic d'intérêt est réduite d'un facteur supérieur à 5000. On remarque de part et d'autre du pic principal ainsi qu'en basse fréquence, trois composantes parasites dues aux surfaces non-traitées antireflet des rétroreflecteurs.

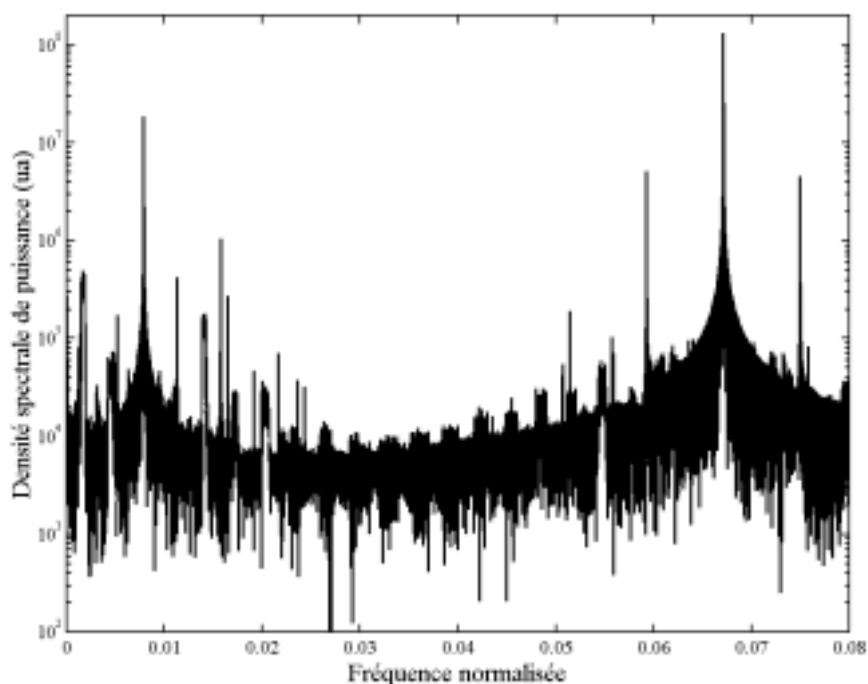


Figure 4.18 Densité spectrale de puissance d'un signal interférométrique linéarisé.

Afin de déterminer d'intérêt du traitement par analyse autorégressive par rapport à l'analyse de Fourier et le comptage, nous avons traité les signaux interférométriques avec ces trois procédés. Les figures 5.19 et 5.22 montrent les résultats obtenus sur 176 enregistrements traités par comptage, analyse de Fourier et analyse autorégressive respectivement.

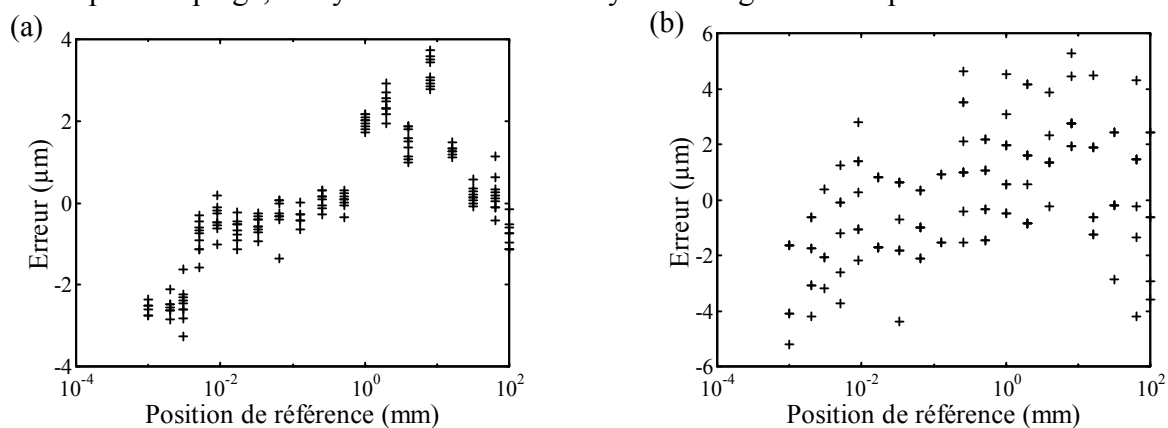


Figure 4.19 Différences des estimations avec la droite la mieux ajustée obtenues par analyse de Fourier (a) et par comptage (b).

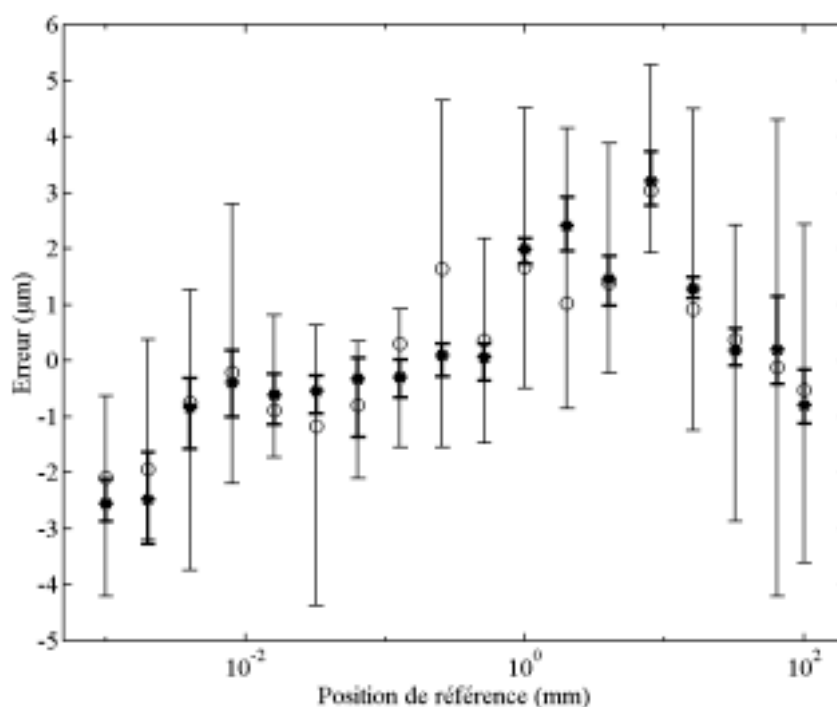


Figure 4.20 Les o représentent les différences des estimations avec la droite la mieux ajustée obtenues par comptage, les \* celles obtenues par analyse de Fourier, les barres d'incertitude représentent les valeurs minimales et maximales pour chacune des positions de mesure.

La figure 4.20 permet de comparer les résultats obtenus par les traitements par comptage et analyse de Fourier. Bien que la dispersion des mesures par comptage soit beaucoup plus importante que celle par analyse de Fourier, les résultats sont cohérents entre eux. La similitude de leurs évolutions laisse penser que la tendance globale de l'erreur peut être due à une dérive des différences de chemin optique des interféromètres objet et de référence.

Tableau 4.1 Synthèse des principaux paramètres limitant la répétabilité et la linéarité des résultats expérimentaux.

<i>Paramètre perturbé</i>	<i>Amplitude de la perturbation limitant la répétabilité</i>	<i>Amplitude de perturbation limitant la linéarité</i>
Température	3,5 mK	0,6 K
Longueur d'onde initiale	1 nm	2,5 nm
Etendue de balayage	2 nm	5 nm
Chemin optique objet	33 nm	6 µm

L'étude de l'effet d'une variation de chemin optique au cours du mesurage et de la stabilité de l'interféromètre de référence (cf. § 4.1.4.2), nous permet de formuler des hypothèses sur l'origine des limitations de la répétabilité et de la linéarité des mesures estimées par l'analyse de Fourier. Nous avons évalué successivement, pour la température, la longueur d'onde



initiale, l'étendue de balayage en longueur d'onde et le chemin optique du bras de mesure de l'interféromètre objet, l'amplitude totale de leurs variations au cours du mesurage qui serait nécessaire pour expliquer à elle seule la dispersion des mesures pour une même position de référence. Ces valeurs sont rassemblées dans la seconde colonne du Tableau 4.. La valeur de la dispersion utilisée pour calculer ces valeurs correspond à la différence maximale entre les valeurs maximale et minimale pour chaque position de référence.

En supposant que la réalisation de la moyenne sur les mesures d'une même position de référence permet de négliger l'effet des perturbations au cours de la mesure, seules les dérives lentes de la température, de la longueur d'onde initiale, de l'étendue de balayage en longueur d'onde ou du chemin optique du bras de mesure de l'interféromètre objet sont à l'origine des écarts des valeurs moyennes avec la droite la mieux ajustée. La troisième colonne du Tableau 4. résume les valeurs des variations nécessaires de ces paramètres qui expliqueraient à elles seules les différences maximale et minimale avec la droite de meilleur ajustement. La durée totale de l'expérience étant d'environ 3 heures, l'hypothèse d'une variation de la température de 0,6 K semble la plus apte à expliquer l'erreur de linéarité. Une vérification rigoureuse de cette hypothèse nécessiterait néanmoins de nouvelles expérimentations avec un contrôle plus précis des conditions expérimentales.

Le calibrage par la procédure décrite au paragraphe 4.3 donne  $D_{obj} = 500,35$  mm,  $D_{ref} = 14,9096$  m et  $D_{obj} = 500,39$  mm,  $D_{ref} = 14,9098$  m pour les traitements par comptage et analyse de Fourier respectivement.

La figure 4.21 illustre la répétabilité ainsi que la résolution du dispositif de mesurage lorsque les signaux acquis à intervalles constants de fréquence optique sont traités par analyse de Fourier. De la première à la seconde série de mesure le rétroreflecteur RR2 a été déplacé de 4  $\mu\text{m}$ , de 4  $\mu\text{m}$  entre la seconde et la troisième et de 8  $\mu\text{m}$  entre la troisième et la dernière.

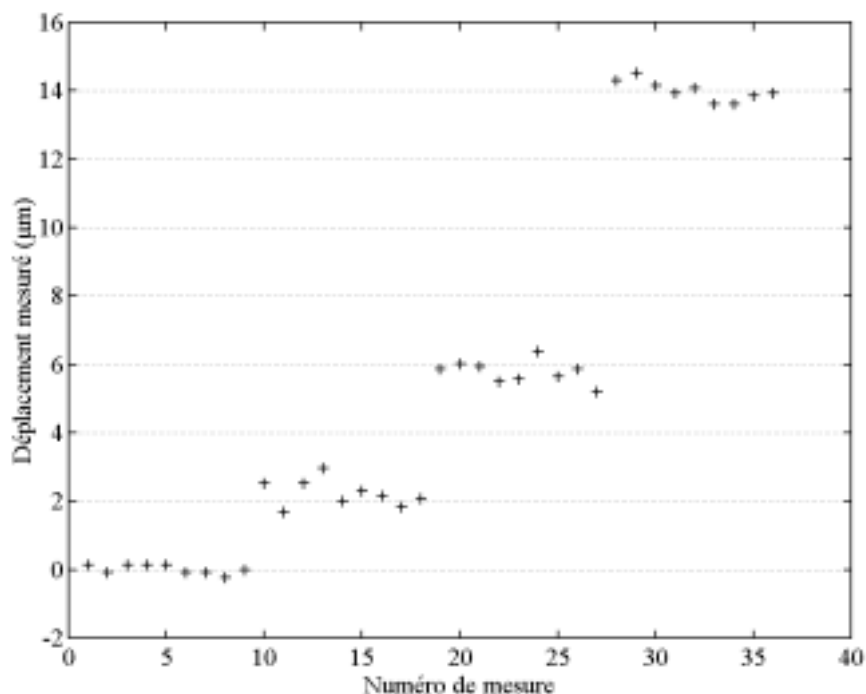


Figure 4.21 Mesures obtenues par analyse de Fourier et acquisition à intervalles réguliers de fréquence optique en quatre positions différentes.

Les résultats présentés mettent en évidence que le dispositif permet d'atteindre une résolution meilleure que  $2\ \mu\text{m}$ , soit une résolution relative de  $4 \cdot 10^{-6}$  à une distance  $D_{obj}$  estimée à 500,4 mm. L'erreur de linéarité reste inférieure à  $4\ \mu\text{m}$ .

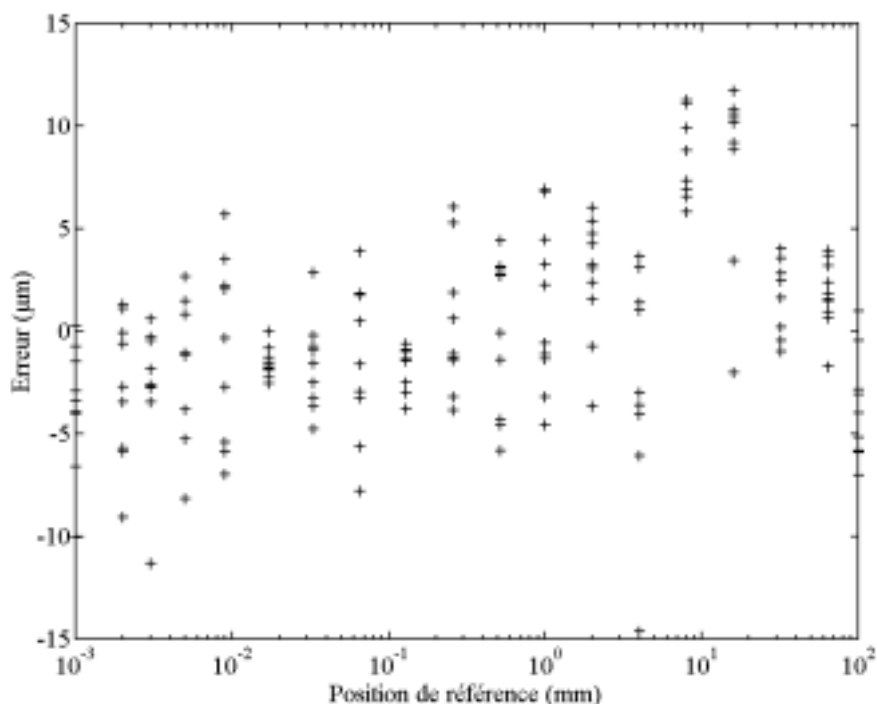


Figure 4.22 Différences des estimations avec la droite la mieux ajustée obtenues par analyse autorégressive et acquisition à intervalles réguliers de fréquence optique.

Afin d'évaluer la dispersion des mesures lorsqu'une analyse autorégressive est appliquée aux interférogrammes, nous avons représenté sur la figure 4.23 les différences des estimations avec la droite la mieux ajustée obtenues par analyse autorégressive et celles obtenues par comptage. La dispersion et l'erreur de linéarité des mesures apparaissent, ici, visiblement supérieures à celles obtenues par comptage.

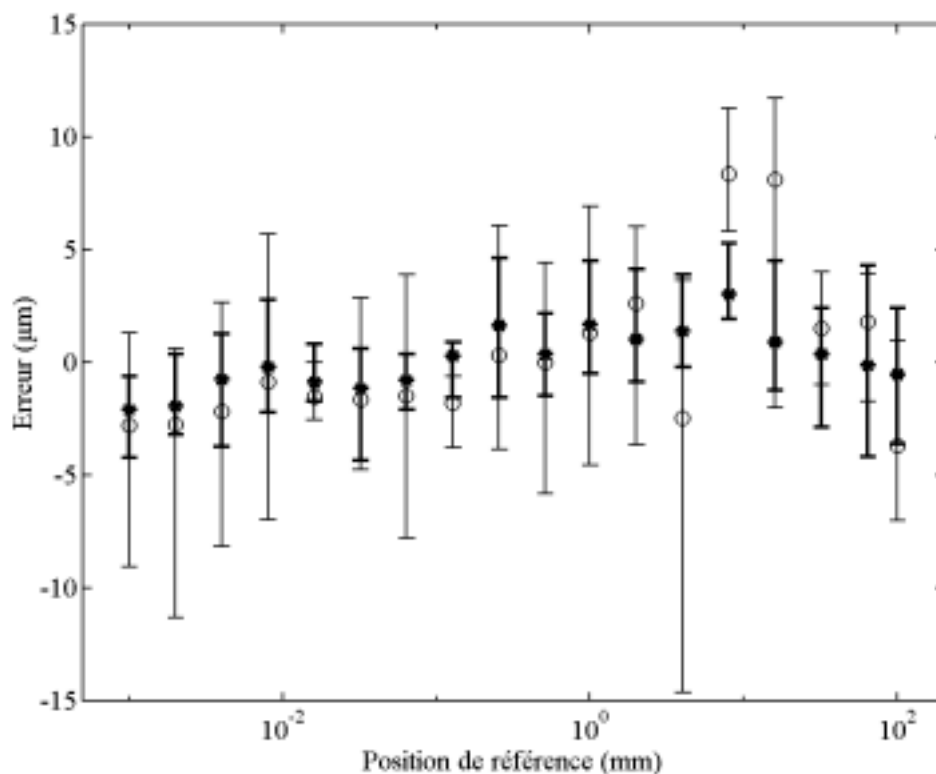


Figure 4.23 Les o représentent les différences des estimations avec la droite la mieux ajustée obtenues par analyse autorégressive, les \* celles obtenues par comptage, les barres d'incertitude représentent les valeurs minimales et maximales pour chacune des positions de mesure.

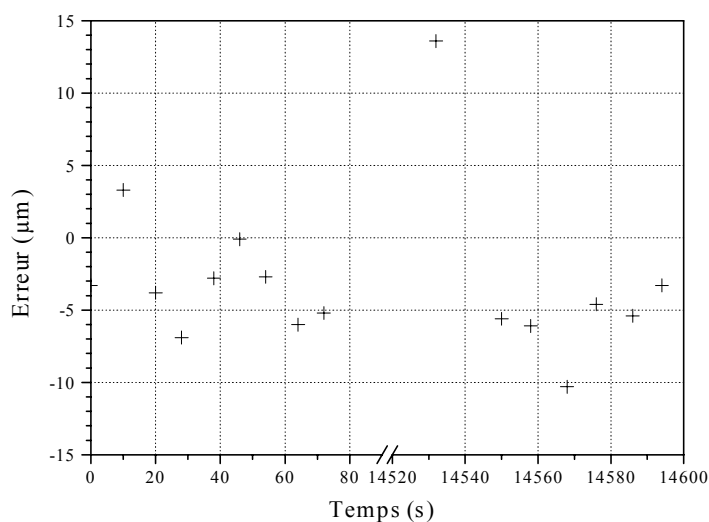


Figure 4.24 Reproductibilité des mesures obtenues par analyse autorégressive. Les + représentent les différences des estimations avec la droite la mieux ajustée.

Sur la figure 4.24, les deux séries de mesures prises à 4 heures d'intervalle et obtenues par analyse autorégressive montrent que la reproductibilité à cette échelle de temps est de l'ordre de grandeur de la répétabilité.

Le Tableau 4.1 présente une synthèse des résultats expérimentaux. Les valeurs de résolution sont ici estimées par le maximum des différences entre les valeurs maximale et minimale pour chaque position de référence. L'erreur de linéarité correspond à la dispersion des mesures à deux écarts types par rapport à la droite la mieux ajustée. La linéarisation par acquisition des échantillons à intervalles réguliers de fréquence optique améliore de façon significative les performances de l'ensemble des traitements.

Sur la figure 4.18, on constate la présence d'autres composantes spectrales en plus des quatre composantes prise en compte par le modèle. Les plus faibles performances du traitement AR par rapport aux autres traitements peuvent ainsi être expliquées par une inadaptation de l'ordre du modèle. Néanmoins, la mise en valeur de la modélisation AR peut être réalisée selon deux directions [114]. La première orientation consiste à considérer un nombre d'échantillons plus réduit, ce qui réduit de temps de traitement et permet d'utiliser une source laser plus faiblement accordable en fréquence optique. La seconde orientation vise à réaliser un prétraitement, par filtrage par exemple, pour sélectionner la composante spectrale d'intérêt. En outre, on peut montrer que l'accroissement de l'ordre du modèle permet d'améliorer la résolution et de réduire l'erreur de linéarité. Mais le nombre d'opérations de calcul devient alors très important et augmente d'autant le temps de traitement.

Tableau 4.1 Synthèse des résultats expérimentaux

Traitement	Sans linéarisation		Avec linéarisation	
	Résolution ( $\mu\text{m}$ )	Erreur de linéarité ( $\mu\text{m}$ )	Résolution ( $\mu\text{m}$ )	Erreur de linéarité ( $\mu\text{m}$ )
AR	150	240	18	9,0
Comptage	55	23	8,5	4,0
Analyse de Fourier	—	—	1,7	3,1

## 4.6. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté comment nous avons élaboré et réalisé un dispositif de mesure de distances absolues par modulation continue de fréquence optique. Nous avons proposé et mis en œuvre des solutions d'intégration à base d'optiques fibrées. Les phénomènes limitant la stabilité du dispositif à long terme et à court terme ont été abordés et quantifiés. Des mesures nous ont permis de montrer que la linéarisation du signal interférométrique améliore d'un facteur 8 la répétabilité des résultats obtenus par modélisation autorégressive et d'un facteur 27 l'erreur de linéarité. Nous avons montré expérimentalement que le dispositif réalisé permet d'atteindre une résolution relative de  $4 \cdot 10^{-6}$ .

## Conclusion générale

Notre étude bibliographique sur les lasers à semi-conducteur nous a permis de rappeler les propriétés spectrales exceptionnelles des DLCE. En effet, ce type de laser dispose simultanément d'une longueur de cohérence élevée qui permet d'augmenter la distance maximale mesurable, et d'une large accordabilité continue en fréquence optique qui offre la possibilité d'atteindre de hautes résolutions. Nous avons ensuite proposé des critères de comparaison des différentes configurations de diodes laser à cavité externe fondés sur la sensibilité à la contre réaction optique et le *SMSR*. Nous avons ainsi identifié la configuration Shoshan comme étant la plus adaptée à notre cas. Nous avons enfin établi les règles de base de son dimensionnement.

Nous avons évalué analytiquement et numériquement les tolérances de réglage du laser que nous proposons. Nous avons réalisé une validation expérimentale de ces prédictions théoriques. Le prototype de diode laser à cavité externe que nous avons conçu et réalisé est continûment accordable en fréquence optique sur 1,1 THz en 125 ms avec une longueur de cohérence supérieure à 300 m.

Nous avons intégré au moyen de composants en optique fibrée les éléments du dispositif de mesure de distance qui pouvaient l'être. Ainsi nous avons mis en œuvre un interféromètre de référence compact de grande différence de chemin optique dont la stabilité de la température est aisément contrôlée. Le dispositif réalisé a permis le mesurage de distance avec une résolution de 1,7  $\mu\text{m}$  et d'atteindre ainsi une résolution relative de  $4 \cdot 10^{-6}$  pour un mesurage unique c'est-à-dire sans opérer de moyenne.

Les perspectives d'évolution du dispositif de mesure se situent à présent essentiellement dans le domaine du développement pré-industriel. Premièrement, il s'agit de qualifier la source laser accordable pour le dispositif de mesure, en particulier au niveau de la répétabilité de la longueur d'onde initiale et de l'étendue de balayage. Deuxièmement le rapport signal à bruit peut être amélioré très sensiblement en substituant aux rétroreflecteurs pleins des rétroreflecteurs creux. Troisièmement, il serait intéressant de réduire de façon passive la sensibilité de l'interféromètre de référence aux variations de longueur d'onde et de température en utilisant des fibres à dispersion chromatique compensée et de différentes sensibilités à la température.

Nos expérimentations ont montrées qu'un traitement par modélisation AR permet d'atteindre une résolution relative de  $3,5 \cdot 10^{-5}$ . Dans le cadre des expériences et des traitements réalisés cette résolution reste plus élevée que celle obtenue par le traitement fondé sur l'analyse de Fourier. Cependant, les travaux R. Mokdad [114] au sein du LSP démontrent que cette tendance peut être inversée lors de l'analyse de signaux comportant un nombre plus restreint d'échantillons.

## Bibliographie

- [1] T. Bosch, "Distance and Displacement Measurements by Laser Technique," *Optical Engineering*, Vol. 40, Issue 1, 2001, p. 8.
- [2] J. A. Stone, A. Stejskal, L. Howard, "Absolute interferometry with a 670-nm external cavity diode laser," *Applied Optics*, Vol. 38, n° 28, 1 Oct. 1999, p. 5981-5994.
- [3] J. A. Stone, L. Howard, A. Stejskal, M. Stephens, C. Oates, L. Hollberg, "Novel methods for length measurement employing diode lasers," National Conference on Standards Laboratories. Preparing Metrology for the Next Millennium. Proceedings of the 1996 Workshop and Symposium. Nat. Conference of Standards Lab, Boulder, CO, USA; 1996; 2 vol. xvi+xii+898 pp., p. 667-676, Vol. 2.
- [4] R. J. Tansey, "An absolute distance interferometer using a dye laser heterodyne interferometer and spatial separation of beams," *Proceedings of the SPIE --The International Society for Optical Engineering*, Vol. 429, 1983, p. 43-54.
- [5] H. Kikuta, K. Iwata and R. Nagata, "Distance measurement by the wavelength shift of laser diode light," *Applied Optics*, Vol. 25, n° 17, 1 Sept. 1986, p. 2976-2980.
- [6] H. Kikuta, K. Iwata and R. Nagata, "Absolute distance measurement by wavelength shift interferometry with a laser diode: some systematic error sources," *Applied Optics*, Vol. 26, n° 9, 1 May 1987, p. 1654-1660.
- [7] J. Thiel, T. Pfeifer, M. Hartmann, "Interferometric measurement of absolute distances of up to 40 m," *Measurement*, Vol. 16, 1995, p.1-6.
- [8] H. J. Tiziani, B. Franze, P. Haible, C. Joenathan, "Surface topometry by multi-wavelength technique and temporal Fourier transformation," *Proceedings of the SPIE --The International Society for Optical Engineering*, Vol. 3407, 1998, p. 96-103.
- [9] Karl-Heinz Bechstein, and Werner Fuchs, "Absolute interferometric distance measurements applying a variable synthetic wavelength," *Journal of Optics*, Vol. 29, n° 3, June 1998, p. 179-182.
- [10] A. Hafidi, "*Etude d'une méthode interférométrique utilisant une source laser à balayage continu de longueur d'onde. Application à la mesure de distance*," Thèse de doctorat, Optronique et Systèmes, 151 pp., Strasbourg, Université Louis Pasteur, 1998.
- [11] M. Takeda, H. Ina, S. Kobayashi, "Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer based topography and interferometry," *Journal of Optical Society of America*, Vol. 72, n° 1, 1982, p. 156-160.
- [12] D. T. Cassidy, F. H. Peters, "Spontaneous emission, scattering, and the spectral properties of semiconductor diode lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 28, n° 4, April 1992, p. 785-791.
- [13] T. L. Koch, U. Koren, "Semiconductor lasers for coherent optical fiber communications," *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 8, Issue 3, 1990, p. 274-293.
- [14] F. Favre, D. Le Guen, "82 nm of continuous tunability for an external cavity semiconductor laser," *Electronics Letters*, Vol. 27, n° 2, 17 Jan. 1991, p.183-184.
- [15] K. Iiyama, Wang Lu-Tang, Hayashi Ken-Ichi, "Linearizing optical frequency-sweep of a laser diode for FMCW reflectometry," *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 14, Issue 2, 1996, p. 173-178.
- [16] P. I. Kuindersma, W. Sheepers, J. M. H. Cnoops, P. J. A. Thijs, G. L. A. Van der Hofstad, T. Van Dongen, and J. J. M. Binsma, "Tunable three-section, strained MQW, PA-DFB's with large single mode tuning range (72 °A) and narrow linewidth (around 1 MHz)," 12th IEEE Semiconductor laser Conference, p. 248-249, Davos, Switzerland, 1990.
- [17] K. Kobayashi, I. Mito, "Single frequency and tunable laser diodes," *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 6, n° 11, 1988, p. 1623-1633.
- [18] G. Mourat, N. Servagent, T. Bosch, "Distance measurement using the self-mixing effect in a three-electrode distributed Bragg reflector laser diode," *Optical Engineering*, Vol. 39, n° 3, March 2000, p. 738-743.
- [19] M. C. Amann, S. Illek, C. Schanen, W. Thulke, "Tunable twin-guide laser: a novel laser diode with improved tuning performance," *Applied Physics Letters*, Vol. 54, n° 25, 19 June 1989, p. 2532-2533.

- [20] T. Wolf, S. Illek, J. Rieger, B. Borchert, M.C. Amann, "Extended continuous tuning range (over 10 nm) of tunable twin-guide lasers," CLEO '94. Summaries of Papers Presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics. Vol. 8. 1994 Technical Digest Series. Conference Edition (Cat. No.94CH3463-7). Opt. Soc. America, Washington, DC, USA; 1994; xvi+448 pp., p.185-186.
- [21] A. Dieckmann, M. C. Amann, "FMCW-LIDAR with tunable twin-guide laser diode," Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering, Vol. 2271, 1994, p. 134-142.
- [22] L. Fan, M. C. Wu, H. C. Lee, P. Grodzinski, "10.1 nm range continuous wavelength tunable vertical-cavity surface emitting lasers," Electronics Letters, Vol. 30, 1994, p. 1409-1410.
- [23] Avalon photonics, <http://www.avalon-photonics.com/avalon.html>.
- [24] M. C. Amann, J. Buus, "Tunable laser diodes," Boston . London, Artech House Publishers, 1998.
- [25] F. Sugihwo, M. C. Larson, J. S. Jr Harris, "Simultaneous optimisation of membrane reflectance and tuning voltage for tunable vertical cavity lasers," Applied Physics Letters, Vol. 72, 1998, p. 10-12.
- [26] Y. M. Li, W. Yuen, G. S. Li, C. J. Chang-Hasnain, "Top-emitting micromechanical VCSEL with a 31.6-nm tuning range," IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 10, n° 1, Jan. 1998, p. 18-20.
- [27] C. H. Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor lasers," IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 18, n° 2, 1982, p. 259-562.
- [28] H. Tabuchi, H. Ishikawa, "External grating tunable MQW laser with wide tuning range of 240 nm," Electronics Letters, Vol. 26, n° 11, 24 May 1990, p.742-743.
- [29] M. Bagley, R. Wyatt, D. J. Elton, H. J. Wickes, P. C. Spurdens, C. P. Seltzer, D. M. Cooper, W. J. Devlin, "242 nm continuous tuning from a GRIN-SC-MQW-BH InGaAsP laser in an extended cavity," Electronics Letters, Vol. 26, n° 4, 15 Feb. 1990, p. 267-269.
- [30] Agilent Technologies, *Agilent 81682A Tunable Lasers Technical Specifications*, 2001.
- [31] D. Wandt, M. Laschek, A. Tunnermann, H. Welling, "Continuously tunable external-cavity diode laser with a double-grating arrangement," Optics Letters, Vol. 22, n° 6, 15 March 1997, p. 390-392.
- [32] W. Goodman, "Introduction à l'optique de Fourier et à l'holographie," Masson, 1972.
- [33] V. K. Kononenko, I. S. Manak, S. V. Nalivko, "Design and characteristics of widely tunable quantum-well laser diodes," Spectrochimica Acta, Part A (Molecular and Biomolecular Spectroscopy), Vol. 55A, n° 10, 1 Sept. 1999, p. 2091-2096.
- [34] J. A. Rossi, S. R. Chinn, H. Heckscher, "High-power narrow-linewidth operation of GaAs diode lasers," Applied Physics Letters, Vol. 23, n° 1, 1 July 1973, p. 25-27.
- [35] R. Wyatt, W. J. Devlin, "10 kHz linewidth 1,5 µm InGaAsP external cavity laser with 55 nm tuning range," Electronics Letters, Vol. 19, n° 3, 1983, p. 110-112.
- [36] F. Favre, D. Le Guen, J. C. Simon, B. Landousies, "External-cavity semiconductor laser with 15 nm continuous tuning range," Electronics Letters, Vol. 22, n° 15, 17 July 1986, p. 795-796.
- [37] M. de Labachellerie, G. Passadat, "Mode-hop suppression of Littrow grating tuned lasers," Applied Optics, Vol. 32, n° 3, 1993, p. 269-274.
- [38] O. Nilsson, E. Googar, "Continuously tunable external-cavity laser," Proc. 16th European Conf. Optical Communication., Amsterdam, Netherlands, 1990, Vol. 1, paper TuP7.
- [39] W. R. Jr. Trutna, L. F. Stokes, "Continuously tuned external cavity semiconductor laser," Journal of Lightwave Technology, Vol. 11, n° 8, Aug. 1993, p. 1279-1286.
- [40] A. T. Schremer, C. L. Tang, "External-cavity semiconductor laser with 1000 GHz continuous piezoelectric tuning range," IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 2, n° 1, Jan. 1990, p. 3-5.
- [41] I. Shoshan, N. N. Danon, and U. P. Oppenheim, "Narrowband operation of a pulsed dye laser without intracavity beam expansion," Journal of Applied Physics, Vol. 48, n° 11, Nov. 1977, p. 4495-4497.
- [42] M. G. Littman, and H. J. Metcalf, "Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander," Applied Optics, Vol. 17, n° 14, 1978, p. 2224-2227.
- [43] T. W. Hänsch, "Repetitively pulsed tunable dye laser for high resolution spectroscopy," Applied Optics, Vol. 11, n° 4, Apr. 1972, p. 895-898.
- [44] K. C. Harvey, C. J. Myatt, "External cavity diode laser using a grazing incidence diffraction grating," Optics Letters, Vol. 16, n° 12, 1991, p. 910-912.
- [45] H. Sun, S. Menhart, A. J. Adams, "Development of tunable, grating external cavity, strong feedback semiconductor laser with real time wavelength monitoring," Optical Engineering, Vol. 34, n° 10, 1995, p. 2993-2998.
- [46] S. Mattori, T. Saitoh, S. Kinugawa, K. Miyagi, "Active mode-hop suppression in external cavity lasers," Technical Digest - Symposium on Optical Fiber Measurements, 1998 (NIST SP-930). NIST, Boulder, CO, USA; 1998; viii+187 pp. p.183-186.
- [47] M. Maeda, A. Kitamura, M. Hamada, "Wide continuous tuning LDs using hybrid resonant optical reflector," Conference Proceedings. 10th Anniversary. IMTC/94. Advanced Technologies in I & M. 1994 IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference (Cat. No.94CH3424-9). IEEE, New York, NY, USA; 1994; 3 vol.+suppl. (1528+23) p. 1503-1504 vol.3.

- [48] D. Wandt, M. Laschek, K. Przyklenk, A. Tunnermann, H. Welling, "External cavity laser diode with 40 nm continuous tuning range around 825 nm," *Optics Communications*, Vol. 130, n° 1-3, 15 Sept. 1996, p. 81-84.
- [49] G. H. M. Van Tartwijk, D. Lenstra, "Semiconductor lasers with optical injection and feedback," *Quantum Semiclass. Opt., Journal of the European Optical Society. Part B*, Vol. 7, n° 2, 1995, p. 87-143.
- [50] K. Petermann, "Calculated spontaneous emission factor for double-heterostructure injection lasers with gain-induced waveguiding," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 15, Issue 7, 1979, p. 566-570.
- [51] P. W. A. McIlroy, "Calculation of the mode suppression ratio in Fabry-Perot, DBR, and external cavity lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 26, Issue 6, 1990, p. 991-997.
- [52] S. Kato, M. Ohtaka, T. Kobayashi, "FM heterodyne measurement of range and velocity using a semiconductor laser," *Memoirs of the Faculty of Engineering, Fukui University*, Vol. 32, Issue 1, 1984, p. 141-148.
- [53] T. Suzuki, K. Kobayashi, O. Sasaki, "Real-time displacement measurement with a two-wavelength sinusoidal phase-modulating laser diode interferometer," *Applied Optics*, Vol. 39, n° 16, 1 June 2000, p. 2646-2652.
- [54] R. Schneider, P. Thurmel, M. Stockmann, "Distance measurement of moving objects by frequency modulated laser radar," *Optical Engineering*, Vol. 40, Issue 1, 2001, p. 33-37.
- [55] G. Beheim, K. Fritsch, "Range finding using frequency-modulated laser diode," *Applied Optics*, Vol. 25, n° 9, 1 May 1986, p. 1439-1442.
- [56] M. C. Amann, "Wavelength tunable laser diodes and their applications," *Trends in Optical Fibre Metrology and Standards. Proceedings of the NATO Advanced Study Institute. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Netherlands; 1995; xxxi+850 pp.* p. 217-240.
- [57] R. Escalona, G. Tribillon, "Détermination de distances absolues par détection cohérente utilisant une diode laser modulée en fréquence," *Jour. Optics*, Vol. 22, n° 1, 1991, p. 11-15.
- [58] U. Minoni, L. Rovati, F. Docchio, "Absolute distance meter based on a frequency-modulated laser diode," *Review of Scientific Instruments*, Vol. 69, n° 11, Nov. 1998, p. 3992-3995.
- [59] D. Uttam, B. Culshaw, "Precision time domain reflectometry in optical fiber systems using a frequency modulated continuous wave ranging technique," *Journal of Lightwave Technology*, Vol. LT-3, n° 5, Oct. 1985, p. 971-977.
- [60] E. C. Burrows, K.-Y. Liou, "High resolution laser LIDAR utilising two-section distributed feedback semiconductor laser as a coherent source," *Electronics Letters*, Vol. 26, Issue 9, 1990, p. 577-579.
- [61] D. Xiaoli, Seta Katuo, "High-accuracy absolute distance measurement by means of wavelength scanning heterodyne interferometry with laser diodes," *Meas. Sci. Technol.*, 9, 1998, p. 1036-1041.
- [62] T. Pfeifer, J. Thiel, and C. Haas, "Absolute interferometric distance measurement with tunable laser diodes," *Laser Metrology for Precision Measurement and Inspection in Industry, IMEKO-Symposium, Heidelberg, 1994; DVI-Ber. 1118, 1994, p. 79-84.*
- [63] N. A. Olsson, C. L. Tang, "Dynamic interferometry techniques for optical path length measurements," *Applied Optics*, Vol. 20, n° 20, 15 Oct. 1981, p. 3503-3507.
- [64] S. Kuwamura, I. Yamaguchi, "Wavelength scanning profilometry for real-time surface shape measurement," *Applied Optics*, Vol. 36, n° 19, 1 July 1997, p. 4473-4482.
- [65] K. Tsuji, K. Shimizu, T. Horiguchi, Y. Koyamada, "Spatial-resolution improvement in long-range coherent optical frequency domain reflectometry by frequency-sweep linearisation," *Electronics Letters*, Vol. 33, n° 5, 27 Feb. 1997, p. 408-410.
- [66] K. Nakamura, T. Hara, M. Yoshida, T. Miyahara, H. Ito, "Optical frequency domain ranging by a frequency shifted feedback laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 36, Issue 3, 2000, p. 305-316.
- [67] W. V. Sorin, D. K. Donald, S. A. Newton, M. Nazarathy, "Coherent FMCW reflectometry using a temperature tuned Nd:YAG ring laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 2, n° 12, Dec. 1990, p. 902-904.
- [68] K. Liu, M. Littman, "Novel geometry for single mode scanning of tunable lasers," *Optics Letters*, Vol. 6, n° 3, 1981, p. 117-118.
- [69] P. McNicholl, H. J. Metcalf, "Synchronous cavity mode and feedback wavelength scanning in dye laser oscillators with gratings," *Applied Optics*, Vol. 24, n° 17, 1985, p. 2757-2761.
- [70] T. Day, M. Brownell, I. Wu, "Widely tunable external cavity diode lasers," *SPIE'95*, Vol. 2378, 1995, p. 35-41.
- [71] M. Ohtsu, K. Y. Liou, E. C. Burrows, C. A. Burrus, G. Eisenstein, "Interferometric method for preventing mode-hopping in tunable external-cavity semiconductor lasers," *Electronics Letters*, Vol. 23, n° 21, 8 Oct. 1987, p. 1111-1113.



- [72] W. Fuhrmann, W. Demtroder, "A continuously tunable GaAs diode laser with an external resonator," *Applied Physics B (Photophysics and Laser Chemistry)*, Vol. B49, n° 1, July 1989, p. 29-32.
- [73] S. Filimonov, J. Borysow, "Long-range tunable diode laser," *Applied Optics*, Vol. 34, n° 3, 20 Jan. 1995, p. 438-443.
- [74] A. T. Schremer, C. L. Tang, "Single-frequency tunable external-cavity semiconductor laser using an electro-optic birefringent modulator," *Applied Physics Letters*, Vol. 55, Issue 1, 1989, p. 19-21.
- [75] T. Day, "Continuously Tunable Diode Laser," *Lasers & Optronics*, June, 1993, p. 15-17.
- [76] J. A. Stone, A. Stejskal, L. Howard, "Wavelength shift interferometry : using dither to improve accuracy," *Proceedings of the Eleventh Annual Meeting of the American Society for Precision Engineering*, (American Society for Precision Engineering, Raleigh, N. C., 1996), p. 357-362.
- [77] I. Yamaguchi, A. Yamamoto, and M. Yano, "Surface topography by wavelength scanning interferometry," *Optical Engineering*, Vol. 39, Issue 1, 2000, p. 40-46.
- [78] R. Ohba, I. Uehira, S. I. Kakuma, "Interferometric determination of a static optical path difference using a frequency swept laser diode," *Measurement Science & Technology*, Vol. 1, n° 6, June 1990, p. 500-504.
- [79] S. A. Kingsley, D. E. N. Davies, "OFDR diagnostics for fibre and integrated-optic systems," *Electronics Letters*, Vol. 21, n° 10, 9 May 1985, p. 434-435.
- [80] M. C. Amann, T. Bosch, M. Lescure, R. Myllyla, M. Rioux, "Laser ranging: a critical review of usual techniques for distance measurement," *Optical Engineering*, Vol. 40, Issue 1, 2001, p. 10-19.
- [81] G. P. Barwood, P. Gill and W. R. C. Rowley, "High-accuracy length metrology using multiple-stage swept-frequency interferometry with laser diodes," *Measurement Science & Technology*, Vol. 9, 1998, p. 1036-1041.
- [82] O. Sasaki, T. Yoshida, T. Suzuki, "Double sinusoidal phase-modulating laser diode interferometer for distance measurement," *Applied Optics*, Vol. 30, n° 25, 1 Sept. 1991, p. 3617-3621.
- [83] G. P. Barwood, P. Gill and W. R. C. Rowley, "Laser diodes for length determination using swept-frequency interferometry," *Measurement Science & Technology*, Vol. 4, 1993, p. 988-994.
- [84] G. Beheim, K. Fritsch, "Remote displacement measurements using a laser diode," *Electronics Letters*, Vol. 21, n° 3, 31 Jan. 1985, p. 93-94.
- [85] R. Ohba, Y. Hamano, I. Uehira, "Digital measurement of an optical path difference by using frequency modulated laser diode," *Proc. 5th Workshop on Optical Fibre Sensors*, p. 185-190, Tokyo, 1987.
- [86] K. Seta, B. K. Ward, "Interferometric absolute distance measurement utilizing a mode-jump region of a laser diode," *Optics Communications*, Vol. 77, n° 4, 1990, p. 275-278.
- [87] M. Suematsu, and M. Takeda, "Wavelength-shift interferometry for distance measurements using the Fourier transformation technique for fringe analysis," *Applied Optics*, Vol. 30, n° 28, 1991, p. 4046-4055.
- [88] M. Takeda, H. Yamamoto, "Fourier-transform speckle profilometry: three-dimensional shape measurements of diffuse objects with large height steps and/or spatially isolated surfaces," *Applied Optics*, Vol. 33, n° 34, 1 Dec. 1994, p. 7829-7837.
- [89] J. Thiel, C. Haas, T. Pfeifer, "Absolute-interferometry with wavelength-stabilized laser diodes," *Optik*, Vol. 98, n° 4, Feb. 1995, p.163-168.
- [90] Ahmed Chebbour, G. Tribillon, "*Mesures interférométriques de la distance et de la vitesse par modulation continue de la fréquence d'une diode laser*," Thèse de doctorat, Université de BESANCON, 1994.
- [91] G. Economou, R. C. Youngquist, D. E. N. Davies, "Limitations and noise in interferometric systems using frequency ramped single-mode diode lasers," *Journal of Lightwave Technology*, Vol. LT-4, n° 11, Nov. 1986, p.1601-1608.
- [92] K. Y. Liou, U. Koren, T. L. Koch, S. Chandrasekhar, E. C. Burrows, C. A. Burrus, "Monolithically integrated InGaAsP/InP composite-cavity DFB lasers," *IEEE Photonics Tech. Lett.*, December, 1989; IOOC'89, Kobe, Japan, Paper 21D3-2.
- [93] K. H. Bechstein, W. Fuchs, "High precision distance measurement in the range of several meters for industrial applications," *Proceeding OPTO'96 Kongressband*, p. 73-78, Leipzig, 1996.
- [94] P. Thürmel, "Frequenzmoduliertes Dauertrisch-Laser-Radar für die industrielle Messtechnik," *Utz Verlag Wissenschaft*, Munich (1996).
- [95] Yang Zhao, Yan Chen, "Application of LD-pumped Nd:YVO/sub 4/ microchip laser for absolute distance measurement," *Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering*, Vol. 3134, 1997, p. 545-549.
- [96] J. J. Talamonti, R. B. Kay, D. J. Krebs, "Numerical model estimating the capabilities and limitations of the fast Fourier transform technique in absolute interferometry," *Applied Optics*, Vol. 35, n° 13, 1996, p. 2182-2191.

- 
- [97] R. Mokdad, B. Pécheux, P. Pfeiffer, "Utilisation d'une méthode paramétrique pour l'analyse de franges d'interférence : application à la mesure de distances absolues," Jour. Nat. Opt. Guidée, p. 189-191, Toulouse, FRANCE, 2000.
- [98] A. Ducasse, C. Mailhes, F. Castanié, "Panorama des méthodes paramétriques," Traitement du signal, Vol. 15, n° 2, 1998.
- [99] G. E. P. Box and G. M. Jenkins, "Times series analysis," San Francisco, 1976.
- [100] R. Mokdad, B. Pécheux, P. Pfeiffer, P. Meyrueis, "Fringe pattern analysis using a parametric method for absolute distance measurement with a frequency modulated continuous optical wave technique," Applied Optics, Vol. 42, n° 6, 20 Feb. 2003.
- [101] S. M. Kay, "Modern spectral estimation, theory and application," chapitre 13, Englewood Cliffs, New Jersey, United States of America, PTR Prentice Hall, 1988.
- [102] Ta-Hsin Li, "A Fast Algorithm For Efficient Estimation Of Frequencies," signal processing IX Vol. 1 proced. Of Eusipco\_98.
- [103] S. M. Kay, "Modern spectral estimation, theory and application," p. 228-231, Englewood Cliffs, New Jersey, United States of America, PTR Prentice Hall, 1988.
- [104] H. Akaike, "A new look at the statistical model identification," IEEE. Trans. Autom. Contr., Vol. AC19, Dec. 1974.
- [105] Melles Griot Product Catalog, *Material Selection and Properties*, 16549 Millikan Avenue, Irvine, CA 92714, 2000.
- [106] W. V. Sorin, "Optical Reflectometry for Component Characterisation," Fiber optic test and measurement, p. 428-429, Upper Saddle River, Prentice-Hall, 1998.
- [107] D. Marcuse, "Loss analysis of single-mode fiber splices," Bell System Technical Journal, Vol. 56, Issue 5, 1977, p. 703-718.
- [108] P. Giacomo, "Vocabulaire international des termes fondamentaux et généraux de métrologie," Metrology, 1993.
- [109] Narottam P. Bansal, "Handbook of Glass Properties," Boston San Diego New York, Academic Press, 1986.
- [110] Corning Incorporated, *Corning SMF-28 CPC6 Single-Mode Optical Fiber, Product Information*.
- [111] B. Elden, "The refractive index of air," Metrologia. Vol. 2, n° 2, 1966, p. 71-80.
- [112] S. J. Wilson, "Temperature sensitivity of optical fiber path length," Optics Communication, Vol. 71, n° 6, 1989, p. 345-350.
- [113] R. Tomassone, S. Audrain, E. Lesquoy de Turckheim, "La régression, nouveaux regards sur une ancienne méthode statistique," Paris, Masson, 1992.
- [114] R. Mokdad, "Implémentation d'une méthode haute résolution pour l'analyse des franges d'interférence d'un télémètre à balayage en longueur d'onde. Application à la mesure de distances absolue," Thèse de doctorat en cours de rédaction, Optronique et Systèmes, Strasbourg, Université Louis Pasteur, 2002.

# Liste des symboles

$a$	gain différentiel ; moyenne du signal interférométrique ; paramètre du modèle autorégressif ; rayon de cœur de fibre optique
$b$	amplitude du signal interférométrique
$B$	coefficient de recombison directe bande à bande
$C$	coefficient de recombison Auger
$c$	vitesse de la lumière dans le vide
$d$	pas du réseau
$d_0$	épaisseur optique du collimateur
$d_{dl}$	distance de la diode laser au réseau
$D$	différence de longueur des bras d'un Michelson
$D_1$	longueur du bras 1 de l'interféromètre de Michelson
$D_2$	longueur du bras 2 de l'interféromètre de Michelson
$D_{est}$	différence de chemin optique estimée
$D_i$	différence du chemin optique d'un interféromètre
$D_{obj}$	différence de chemin optique de l'interféromètre objet
$D_{objest}$	différence de chemin optique de l'interféromètre objet estimée
$D_{ref}$	différence de chemin optique de l'interféromètre de référence
$D_\lambda$	coefficient de dispersion chromatique
$E$	champ électrique
$e$	charge d'un électron ; champ électrique
$f$	distance focale
$f_b$	fréquence de battement
$f_{ech}$	fréquence d'échantillonnage
$f_i$	fréquence instantanée
$f_{obj}$	fréquence du signal interférométrique objet
$f_{ref}$	fréquence du signal interférométrique de référence
$g_c$	gain aller et retour de cavité
$g_{eff}$	gain effectif
$H$	fonction de transfert
$i$	racine carrée de -1
$I$	courant ; intensité du champ
$I_s$	courant de seuil
$k$	nombre d'onde ; indice d'échantillon
$k_0$	valeur initiale du nombre d'onde
$L$	longueur du milieu actif
$L_0$	distance du collimateur au réseau
$L_d$	longueur optique de la diode laser
$L_{ext}$	longueur de la cavité externe
$L_{opt}$	longueur optique du laser à cavité externe
$L_{opt0}$	valeur initiale de la longueur optique du laser à cavité externe
$m$	ordre de diffraction
$N$	densité de porteurs libres
$N_d$	nombre d'échantillons acquis
$N_s$	densité de porteurs au seuil ; nombre de stries éclairées du réseau
$N_{tr}$	densité de porteurs à la transparence
$n$	indice de réfraction ; nombre de passage sur le réseau
$n_a$	indice de réfraction de l'air
$n_c$	indice de réfraction de cœur
$n_d$	indice de réfraction de la diode laser
$n_g$	indice de réfraction de gaine ; indice de groupe

$ON$	ouverture numérique
$P$	puissance optique
$p$	numéro de mode longitudinal ; ordre du modèle AR
$R$	taux de recombinaison ; réflectivité en intensité ; rapport des fréquences
$R_{dl}$	réflectivité d'une face clivée de la diode laser
$R_m$	réflectivité du miroir mobile
$R_{sp}$	taux d'émission spontanée
$r$	réflectivité en champ
$r_0$	rayon de mode à la sortie de la diode laser
$ro$	angle de rotation de repère
$S$	densité de photons
$T$	température
$T_{acq}$	durée d'acquisition
$T_c$	transmission du collimateur
$T_i$	température initiale
$t$	temps
$V$	visibilité des franges d'interférence ; fréquence normalisée
$V_a$	volume actif
$w$	rayon de mode ; bruit
$x$	coordonnées transverse ; somme des longueurs $x_l$ et $x_m$
$x_d$	décalage transverse
$x_l$	distance du plan du miroir de la source à P
$x_m$	distance du plan du miroir de renvoi à P
$x_r$	distance du plan du réseau à P selon la direction y
$y, z$	coordonnées latérale et longitudinale
$\alpha$	facteur de couplage de l'émission spontanée ; coefficient d'expansion linéaire
$\alpha_i$	pertes internes
$\alpha_m$	pertes aux interfaces
$\alpha_{tot}$	pertes totales
$\beta$	vitesse de variation de la fréquence optique
$\Gamma$	facteur de confinement
$\chi$	rayon de mode à l'entrée de la diode laser après un aller et retour dans la cavité externe
$\Delta D_i$	variation de la différence de chemin optique d'un interféromètre
$\Delta D_{objet}$	erreur sur la différence de chemin optique de l'interféromètre objet estimée
$\Delta D_{ref}$	erreur sur la différence de chemin optique de l'interféromètre de référence
$\Delta f_{obj}$	erreur sur la fréquence du signal interférométrique objet
$\Delta f_{ref}$	erreur sur la fréquence du signal interférométrique référence
$\Delta n$	différence d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine
$\Delta p$	variation de numéro de mode
$\Delta R$	erreur sur le rapport des fréquences
$\Delta T$	variation de température
$\Delta \varphi$	saut de phase
$\Delta \lambda$	désaccord entre les deux modes de sélection
$\Delta \lambda_{FWHM}$	bande passante complète à mi-hauteur de la cavité externe
$\Delta \lambda_g$	décalage de longueur d'onde du maximum de gain
$\Delta \lambda_p$	décalage du spectre des modes longitudinaux
$\Delta \lambda_s$	taille d'un saut de mode
$\Delta \lambda_{sp}$	largeur totale à mi-hauteur du profil d'émission spontanée
$\Delta \nu_{FWHM}$	largeur spectrale à mi-hauteur
$\delta \lambda_p$	espacement entre deux modes adjacents
$\delta \lambda_{seuil}$	écart entre $\lambda_p$ et $\lambda_r$ au seuil de production du saut de mode
$\delta g_c$	différence de gain de cavité
$\delta \lambda$	largeur de la plage d'accord continu en longueur d'onde
$\delta \nu$	largeur de la plage d'accord continu en fréquence optique
$\phi$	diamètre de sortie du collimateur
$\phi_0$	phase initiale
$\eta_0$	efficacité de diffraction dans l'ordre 0
$\eta_{-1}$	efficacité de diffraction dans l'ordre -1

---

$\eta_c$	taux de couplage
$\kappa^2$	niveau de contre-réaction
$\Lambda$	longueur d'onde synthétique
$\lambda$	longueur d'onde
$\lambda_0$	longueur d'onde centrale
$\lambda_g$	longueur d'onde du maximum de gain
$\lambda_i$	longueur d'onde d'un mode quelconque $i$ ; longueur d'onde initiale
$\lambda_p$	longueur d'onde du mode $p$
$\lambda_r$	longueur d'onde sélectionnée par le réseau
$\lambda_{r0}$	valeur initiale de la longueur d'onde sélectionnée par le réseau
$\mu_0$	perméabilité du vide
$\nu$	fréquence optique
$\nu_g$	vitesse de groupe
$\nu_{nl}$	fonction non linéaire de la variation de fréquence optique
$\nu_0$	fréquence optique initiale
$\theta$	décalage angulaire ; inclinaison du dioptre de sortie
$\theta_{-1}$	angle de l'ordre -1 diffracté par le réseau
$\theta_{-1b}$	angle de l'ordre -1 diffracté par le réseau après réflexion sur le miroir
$\theta_i$	angle d'incidence sur le réseau
$\theta_{i0}$	valeur initiale de l'angle d'incidence sur le réseau
$\theta_{ib}$	angle de diffraction du faisceau incident sous $\theta_{-1b}$
$\theta_m$	angle de l'ordre $m$ diffracté par le réseau
$\rho$	rayon de mode sur le collimateur après un aller et retour dans la cavité externe
$\rho_0$	rayon de mode sur le collimateur
$\tau$	temps de parcours
$\tau_g$	retard de groupe
$\tau_s$	temps de recombinaison non radiative
$\varphi$	phase
$\omega$	fréquence angulaire
$\omega_0$	rayon du faisceau
$\xi$	coordonnée transverse dans de plan de focalisation



---

## Liste des acronymes

A. I. C.	Akaike information criterion
AR	antireflet ; auto-régressive
C-OFDR	coherent optical frequency domain reflectometry
CSP	channel substrat planar
DBR	distributed Bragg reflectors
DFB	distributed feedback
ECDL	external cavity diode laser
FC-APC	Fibre Connector – Angled Physical Contact
FFT	fast Fourier transform
FMCW	frequency modulated continuous wave
FSF	frequency shift feedback
FWHM	full-width half-maximum
ISL	intervalle spectral libre
LSP	laboratoire des système photoniques
MCF	modulation continue de fréquence
MDA	mesure de distance absolue
MEMs	micro electro mechanical system
PMD	polarisation-mode dispersion
SLA	source laser accordable
SMSR	side mode suppression ratio
TE	transverse électrique
TM	transverse magnétique
TTF	technique de la transformée de Fourier
TTG	tunable twin-guide
VCSEL	vertical cavity surface emitting laser

---

## Résumé

L'objectif de ce travail est d'optimiser un dispositif de mesure de distance absolue exploitant les propriétés d'un laser continûment syntonisable. La technique de mesure mise en œuvre est fondée sur la modulation continue de fréquence optique.

Les diodes laser à cavité externe (DLCE) disposent simultanément d'une longueur de cohérence élevée qui permet d'atteindre de grandes distances sans dégradation des qualités interférométriques du signal, et d'une large accordabilité continue en fréquence propice à des mesures de haute résolution. Afin de sélectionner la configuration de DLCE la plus adéquate, nous avons proposé des critères de comparaison fondés sur la sensibilité à la contre réaction optique et le rapport de suppression de modes latéraux. Nous avons ainsi identifié la configuration Shoshan comme étant la plus adaptée à notre cas. Pour cette configuration, nous avons évalué analytiquement et numériquement les tolérances de réglage des optiques par rapport au pivot de rotation du miroir externe. Nous avons obtenu expérimentalement des résultats concordants avec ces prédictions théoriques. Le prototype de diode laser à cavité externe que nous avons conçu et réalisé est continûment accordable en fréquence optique sur une étendue de 1,1 THz (soit 8,8 nm autour de 1540 nm) en 125 ms avec une longueur de cohérence supérieure à 300 m.

Nous avons intégré au moyen de composants optiques fibrés les éléments du dispositif de mesure de distance qui pouvaient l'être. Ainsi, nous avons mis en œuvre un interféromètre de référence, compact, de grande différence de chemin optique dont la stabilité en température est aisément contrôlée. Ce dispositif a été réalisé et a permis la mesure de distances dont la dispersion à un écart type est de 1,7  $\mu\text{m}$ . Un traitement fondé sur une modélisation autoregressive d'ordre 8 des signaux expérimentaux comportant 200 000 échantillons permet d'atteindre une résolution relative de  $3,5 \cdot 10^{-5}$  sans post-traitement.

---

**Title** : Optimisation of an interferometric device for absolute distance measurements using an external cavity diode laser continuously tunable over S and C bands

---

## Abstract

The purpose of this work is to optimise a device of absolute distance measurement using the properties of a continuously tunable laser. The measurement technique used is based on optical frequency modulation continuous wave.

The external cavity diode lasers (ECDL) have simultaneously a high coherence length that enable to reach long distances without degradation of the signal interferometric qualities, and a wide span of optical frequency tunability suitable for high resolution measurements. In order to select the most appropriated ECDL configuration, we have proposed some comparison criteria based on the sensitivity to the optical feedback and the side mode suppression ratio. Thus we identified the Shoshan configuration as the best one in our case. For this configuration, we analytically and numerically evaluated the tuning tolerances of the optics with respect to the rotation pivot point of the external mirror. We obtained experimental results in agreement with our theoretical predictions. The prototype of external cavity diode laser that we conceived, and realized is continuously tunable in optical frequency over a range of 1.1 THz (that is to say 8.8 nm around 1540 nm) in 125 ms, with a coherence length greater than 300 m.

We integrated, using fibered optics components, all the parts of distance measurement device that could be integrated. Thus, we implemented a compact reference interferometer of great optical path difference which stability with temperature can easily be controlled. The realised device permitted the measurement of distances having a standard deviation of 1.7  $\mu\text{m}$ . A signal processing based on an order 8 autoregressive modelization of the experimental signals composed of 200 000 samples allows to achieve a relative resolution of  $3.5 \times 10^{-5}$  without post-processing.

---

**Discipline** : optronique et systèmes

---

**Mots clé** : mesure de distance absolue ; interférométrie ; laser accordable ; MCF

**Key words** : absolute distance measurement ; interferometry ; tunable laser ; FMCW

---



