

THÈSE

Présentée
pour obtenir

**LE TITRE DE DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL
POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE**
SPÉCIALITÉ : ÉLECTRONIQUE

par
FLORE GOUAUX

**OPTIMISATION D'UN CAPTEUR OPTOÉLECTRONIQUE
DE DISTANCE ET DE DÉPLACEMENT
POUR LE CONTRÔLE NON DESTRUCTIF**

Soutenue le 6 juillet 1999 devant le jury composé de :

Rapporteurs	Prof. Olivier PARRIAUX	Université de Saint-Étienne
	Dr. Bernard JOURNET	École Normale Supérieure de Cachan
Examineurs	Prof. Christian BOISROBERT	Université de Nantes
	Prof. Alain DESTREZ	SUPELEC
	Dr. Noël SERVAGENT	École des Mines de Nantes
Directeur de thèse	Prof. Marc LESCURE	ENSEEIH
Responsable scientifique	Dr. Thierry BOSCH	École des Mines de Nantes

À tous ceux qui me supportent,
dans tous les sens du terme.

REMERCIEMENTS

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été réalisés au sein du groupe Optoélectronique, du département Automatique et Productique de l'École des Mines de Nantes. Je voudrais tout d'abord remercier Monsieur **Thierry Bosch** pour m'avoir accueillie dans ce laboratoire et donné les moyens nécessaires à l'accomplissement de cette étude.

Je tiens aussi à remercier Monsieur **Marc Lescure**, professeur à l'ENSEEIH de Toulouse de m'avoir encadrée et soutenue pendant ces trois années malgré les quelques centaines de kilomètres de distance qui sépare Nantes de Toulouse.

J'exprime ma gratitude au professeur **Olivier Parriaux** et au docteur **Bernard Journet**, pour avoir bien voulu juger ce travail de doctorat, en acceptant d'être mes rapporteurs et pour avoir contribué à son amélioration, par leurs remarques pertinentes.

Je remercie le professeur **Christian Boisrobert** de nous faire l'honneur de siéger à ce jury. Je n'oublie pas Monsieur **Noël Servagent**, qui continue de faire un travail de recherche remarquable, au sein du laboratoire et qui a accepté de faire partie de ce jury.

Je remercie Monsieur **Éric Morteau**, technicien au département Automatique et Productique, pour son ingéniosité à intégrer nos capteurs et pour m'avoir aidée lors des mises en œuvre expérimentales.

Je souhaite associer à ces remerciements les collègues du département Automatique et Productique, et plus particulièrement notre chère secrétaire **Isabelle Laine** pour sa gentillesse et sa disponibilité, ainsi que **Isabel Demongodin**.

En dernier lieu, je tiens à remercier toute ma famille, ainsi que mes amis qui m'ont toujours soutenue pendant ces années.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
CHAPITRE 1 : LE PHÉNOMÈNE DE "SELF-MIXING" DANS LES DIODES LASERS ET SES APPLICATIONS	3
1.1. INTRODUCTION.....	3
1.2. LE PHÉNOMÈNE DE "SELF-MIXING".....	4
1.2.1. <i>Diode laser seule</i>	4
1.2.2. <i>Diode laser en présence de cible</i>	5
1.3. LA MESURE DE DÉPLACEMENT PAR "SELF-MIXING".....	11
1.3.1. <i>Introduction</i>	11
1.3.2. <i>Diode non modulée en courant</i>	11
1.3.2.1. Le phénomène de "self-mixing" appliqué à la mesure de déplacement.....	11
1.3.2.2. Détermination du sens du déplacement de la cible.....	12
1.3.2.3. Cas particulier : la vibrométrie grande résolution.....	14
1.3.2.4. Limitations et améliorations possibles.....	16
1.3.3. <i>Diode modulée en courant</i>	17
1.3.3.1. Méthode de mesure.....	17
1.3.3.2. Inertie thermique.....	19
1.3.4. <i>Applications du capteur de déplacement (diode laser à courant d'injection constant)</i>	20
1.3.4.1. Reconstitution du déplacement.....	21
1.3.4.2. Analyse modale.....	23
1.3.4.3. Vélocimétrie laser Doppler.....	26
1.3.4.4. La mesure de flux sanguins.....	29
1.3.4.5. Vélocimètre speckle ("laser speckle velocimeter").....	36
1.3.5. <i>Conclusion sur la mesure de déplacement par "self-mixing"</i>	39
1.4. LA MESURE DE DISTANCE ET DE VITESSE PAR "SELF-MIXING".....	40
1.4.1. <i>Introduction</i>	40
1.4.2. <i>Le "self-mixing" appliqué à la télémétrie et à la vélocimétrie</i>	40
1.4.3. <i>Méthode du comptage de pics</i>	42
1.4.4. <i>Utilisation des fréquences de battement</i>	44
1.4.4.1. Modulation du courant en triangle.....	44
1.4.4.2. Modulation en courant modifiée : correction de l'effet thermique.....	46

1.4.5. <i>Application du capteur de distance (diode laser à courant d'injection modulé) à la vision tridimensionnelle</i>	47
1.5. CONCLUSION	49
CHAPITRE 2 : APPLICATION À LA MESURE DE DISTANCE	55
2.1. INTRODUCTION	55
2.2. LES TECHNIQUES DE MESURE DE DISTANCE SANS CONTACT	56
2.2.1. <i>Techniques ultrasonores</i>	56
2.2.2. <i>Techniques optoélectroniques</i>	56
2.2.2.1. Temps de vol	56
2.2.2.2. Triangulation	58
2.2.2.3. Technique diffractive interférométrique du réseau mobile	59
2.2.2.4. Interférométrie	60
2.2.2.5. Conclusion sur la mesure de distance par technique laser	61
2.3. LE TÉLÉMÈTRE PAR "SELF-MIXING"	62
2.3.1. <i>Rappel sur le "self-mixing"</i>	62
2.3.2. <i>Le "self-mixing" appliqué à la mesure de distance</i>	62
2.3.3. <i>Premiers résultats expérimentaux</i>	66
2.4. PRINCIPALES LIMITATIONS DU TÉLÉMÈTRE PAR "SELF-MIXING"	68
2.4.1. <i>Rétrodiffusion dans la cavité laser</i>	68
2.4.2. <i>Effet thermique</i>	70
2.5. ÉTUDE DU RAPPORT : VARIATIONS DE FRÉQUENCE D'ÉMISSION - VARIATIONS DU COURANT D'INJECTION	72
2.5.1. <i>Fonction de transfert étudiée</i>	72
2.5.2. <i>Description du dispositif expérimental</i>	73
2.5.3. <i>Fonctionnement du filtre biréfringent</i>	74
2.5.4. <i>Validité de l'approximation linéaire de la puissance modulée</i>	77
2.5.5. <i>Remise en forme du courant de modulation</i>	78
2.5.6. <i>Résultats expérimentaux</i>	79
2.6. COMPARAISONS DES DIVERSES MÉTHODES	83
2.6.1. <i>Remarques préliminaires</i>	83
2.6.2. <i>Mise en œuvre expérimentale</i>	83
2.6.2.1. Dispositif	83
2.6.2.2. Détail du traitement des signaux	84
2.6.3. <i>Comparaison des méthodes de comptage de pics et par fréquences de battement</i>	85
2.6.4. <i>Évolution temporelle de la mesure de distance</i>	88
2.7. CALIBRATION DU TÉLÉMÈTRE AVEC DISTANCE DE RÉFÉRENCE	89
2.8. CONCLUSION	90
CHAPITRE 3 : EXPLOITATION DU SIGNAL DE "SELF-MIXING" POUR LA VIBROMÉTRIE	93
3.1. INTRODUCTION	93
3.2. LES MÉTHODES DE MESURE DE DÉPLACEMENTS SANS CONTACT	94
3.2.1. <i>Les mesures capacitives</i>	94

3.2.2. <i>Les mesures inductives</i>	95
3.2.3. <i>Les mesures optiques</i>	95
3.3. INTRODUCTION AU VIBROMÈTRE PAR "SELF-MIXING"	97
3.4. LE VIBROMÈTRE PAR "SELF-MIXING" EN TEMPS DIFFÉRÉ	98
3.4.1. <i>Principe</i>	98
3.4.1.1. Localisation des dents de scie.....	98
3.4.1.2. Principe d'interprétation linéaire.....	99
3.4.2. <i>Limitations</i>	101
3.4.3. <i>Comparaison théorique avec le vibromètre décrit par Merlo & Donati [29]</i>	103
3.4.4. <i>Calibration</i>	105
3.4.5. <i>Conclusion</i>	106
3.5. LE VIBROMÈTRE EN TEMPS RÉEL PAR CORRECTION DE PUISSANCE	107
3.5.1. <i>Le phénomène d'hystérésis</i>	107
3.5.2. <i>Étude théorique sur la correction de puissance</i>	109
3.5.2.1. Détermination des points caractéristiques d'un signal de "self-mixing"	109
3.5.2.2. Correction de la puissance optique et détermination du déplacement	113
3.5.3. <i>Mise en œuvre expérimentale</i>	116
3.5.3.1. Remarque préliminaire	116
3.5.3.2. Le capteur temps réel.....	116
3.5.3.3. Correction de la puissance optique et détermination du déplacement	116
3.5.3.4. Détail du traitement des données	118
3.5.3.5. Calibration et conclusion	120
3.6. LE VIBROMÈTRE PAR MODULATION DE PHASE.....	123
3.6.1. <i>Principe</i>	123
3.6.2. <i>Généralisation du principe pour une résolution à l'ordre N</i>	127
3.6.3. <i>Faisabilité du vibromètre par modulation de phase</i>	128
3.6.3.1. Dispositif simulant la modulation de phase	128
3.6.3.2. Paramètres des mouvements des divers éléments du dispositif	129
3.6.3.3. Test de faisabilité.....	129
3.6.4. <i>Conclusion sur le vibromètre par modulation de phase</i>	131
3.7. CONCLUSION	132
CONCLUSION GÉNÉRALE	133
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	137
TABLE DES NOTATIONS	143

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été réalisés au sein du groupe Optoélectronique, du département Automatique et Productique de l'École des Mines de Nantes, sous la direction du professeur Marc Lescure à l'INPT - ENSEEIHTⁱ et du Docteur Thierry Bosch (H.D.R.) de l'EMNⁱⁱ. Ce groupe de recherche travaille à la conception de capteurs interférométriques compacts et auto-alignés.

Ces capteurs utilisent un phénomène considéré comme parasite, notamment en télécommunications par fibres optiques. Il s'agit en fait d'utiliser la rétrodiffusion induite par une cible placée sur le trajet optique du faisceau laser. Cette rétrodiffusion pénétrant dans la cavité laser perturbe de façon non négligeable l'émission de la diode laser. Dans la littérature anglo-saxonne, ce phénomène est appelé "self-mixing", ce qui peut être interprété en français par rétro-injection optique.

Une première thèse, soutenue par le Docteur Noël Servagent en juillet 1997, a permis de décrire ce phénomène dans les diodes lasers et de l'appliquer à la mesure de distance et de déplacement pour des cibles non coopératives (bois, métal, caoutchouc...). De tels capteurs sont notamment utilisés pour le contrôle dimensionnel, la vision 3D, la maintenance prédictive... Les travaux présentés dans ce mémoire sont en partie la continuité de cette thèse. En partie seulement, puisqu'un deuxième travail de recherche a été mené en parallèle, par Monsieur Grégory Mourat. Nous nous sommes attachés à compléter cette première étude, Monsieur Mourat s'intéressant à plus proprement parler à caractériser la source laser la mieux adaptée à chaque application et moi-même à déterminer les méthodes de traitement des données optimisant la résolution de nos capteurs.

Ces travaux de recherche s'inscrivent dans un projet européen BRITE-EURAM CRAFT auquel participent 5 petites et moyennes entreprises françaises, italiennes et allemande, trois laboratoires

ⁱ INPT - ENSEEIHT : Institut National Polytechnique de Toulouse - École Nationale Supérieure d'Électrotechnique, d'Électronique, d'Informatique et d'Hydraulique de Toulouse.

ⁱⁱ EMN : École des Mines de Nantes.

de recherche dont l'École des Mines de Nantes et trois observateurs : SAGEM, Aérospatiales et Alfa Roméo Avio.

Le premier chapitre présente les principales applications connues à ce jour du phénomène de "self-mixing" dans les diodes lasers. Cependant, comme ce phénomène est très particulier et donc peu connu, je me propose de rappeler dans un premier temps une étude théorique simplifiée de l'influence de la rétro-injection optique dans la cavité laser. Le modèle utilisé est celui des cavités couplées, la cible agissant comme une cavité optique externe.

Le deuxième chapitre s'intéresse à la mesure de distance absolue. Tout d'abord, je présente les différentes techniques permettant des mesures de distance sans contact et donc par conséquent concurrentes de la notre. Ensuite, je mettrai en évidence les difficultés de mise en œuvre d'un capteur de distance par "self-mixing". Pour accéder à l'information de distance, il faut moduler la fréquence d'émission du laser supposé monomode, via une modulation de son courant de polarisation. L'analyse du signal de photodiode interne au boîtier laser met en évidence des sauts de puissance optique pseudo périodiques. Je propose de déterminer la distance par deux méthodes basées sur le comptage de ces sauts ou sur leurs fréquences d'apparition. La précision de ces mesures est directement liée à la connaissance de la fonction de transfert entre la fréquence d'émission et l'intensité du courant injecté. Je propose donc une méthode originale de caractérisation de la source laser.

Un troisième et dernier chapitre s'intéressera à l'application du phénomène de "self-mixing" à la mesure de vibrations. Contrairement à la mesure de distance, le courant d'injection de la diode laser n'est pas modulé. Je cherche plus particulièrement à reconstituer le déplacement d'une cible non coopérative, en particulier dans le cas de la forte rétro-injection optique où le signal photoélectrique présente un phénomène d'hystérésis. Ma préoccupation consiste à obtenir une résolution meilleure que la classique demi-longueur d'onde. Dans un premier temps, il faut prendre en compte la non-symétrie du signal. Dans un deuxième temps, je propose de moduler le trajet optique dans la cavité externe.

CHAPITRE 1 : LE PHÉNOMÈNE DE "SELF-MIXING" DANS LES DIODES LASERS ET SES APPLICATIONS

1.1. INTRODUCTION

L'utilité des lasers est depuis longtemps reconnue, notamment en matière d'instrumentation. Ainsi, nombre de systèmes utilisant ces sources ont déjà été proposés. Cependant, une limitation réside dans le faisceau optique rétro-injecté dans la cavité active, soit par la cible elle-même, soit par le matériel optique utilisé, comme par exemple les lentilles. En effet, ce faisceau réfléchi induit des variations non négligeables au niveau de la puissance et de la fréquence d'émission du laser. En 1963, King & Steward [1] sont les premiers à constater des variations de puissance optique en sortie d'un laser à gaz, dues à ce retour de faisceau dans la cavité. Ce phénomène, dit de "self-mixing" dans la littérature anglo-saxonne et par extension dans la littérature francophone, est considéré comme parasite, notamment en télécommunications par fibres optiques, ainsi que dans les lecteurs de disques compacts. Des efforts considérables ont été entrepris pour réduire ce phénomène, notamment par l'introduction d'éléments optiques de protection. Or, cela augmente le coût et la complexité du système. Puis il a été mis en évidence que la sensibilité du laser au faisceau optique de retour offrait de nombreux avantages dans certaines applications. En effet, Rudd [2] en 1968, est le premier à utiliser l'effet de "self-mixing" pour la mesure de vitesse Doppler en utilisant un laser Hélium Néon. En 1984, Churnside [3][4] étudie la vélocimétrie laser Doppler avec un laser CO₂.

Cependant, ce phénomène sera essentiellement étudié dans le cas des diodes lasers afin de profiter de la compacité et du faible coût de ce type de source. Dès 1980, Dandridge *et al.* [5] présentent un capteur à diode laser pour la détection acoustique. Il en résulte que la théorie relative à ce phénomène optique a surtout été étudiée, puis mise en œuvre pour la réalisation de capteurs de distance, de déplacement et de vitesse, dans le cas de diodes lasers [6]-[9].

Dans ce chapitre, nous présenterons dans un premier temps une analyse simplifiée du phénomène de "self-mixing", puis nous détaillerons les diverses applications basées sur ce phénomène.

1.2. LE PHÉNOMÈNE DE "SELF-MIXING"

Lorsqu'une diode laser illumine une cible, une faible partie du faisceau laser émis est réfléchi par la cible, puis ré-injecté dans la cavité laser. Cela a pour conséquence de modifier la puissance d'émission laser ainsi que la fréquence d'émission laser. Ce phénomène est appelé "self-mixing". Nous trouverons dans la littérature internationale des équivalents tels que : "frequency-modulated laser diode" (Beheim), "backscatter-modulated laser diode" (de Groot), "external optical feedback effect" (Lang), "active optical feedback" (Wang), "feedback interferometry" (Donati).

De sorte à expliciter le phénomène de "self-mixing", c'est à dire mettre en évidence l'influence de la rétro-injection optique dans la cavité laser sur l'émission laser, il faut utiliser le modèle des cavités couplées, la cible agissant comme une cavité optique externe. Pour cela, nous allons décrire tout d'abord le comportement de la diode laser seule, puis celui de la diode mise en présence d'une cible.

1.2.1. DIODE LASER SEULE

Le milieu actif d'une diode laser de longueur ℓ , délimité par deux interfaces I_1 et I_2 peut être modélisé comme une cavité de Fabry-Pérot (**Figure 1-1**). Les coefficients de réflexion en amplitude du champ électrique sont notés r_i ou r'_i , l'indice i représentant l'interface concernée.

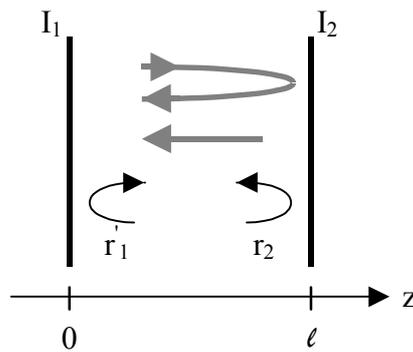


Figure 1-1 : modélisation du milieu actif d'une diode laser par une cavité de Fabry-Pérot.

Petermann [10] donne la condition d'émission de la diode laser sans couplage externe :

$$r'_1 r_2 \exp\left(-j \frac{4\pi\mu_{es} v_s}{c} \ell + (g_{ths} - \alpha_p) \ell\right) = 1 \quad (1-1)$$

où μ_{es} représente l'indice effectif de réfraction de phase du milieu actif, ν_s la fréquence d'émission de la diode laser, c la vitesse de la lumière, g_{ths} le gain seuil du milieu actif et α_p le coefficient de pertes principalement dues à l'absorption par porteurs libres.

La résolution de cette équation permet d'accéder aux expressions du gain seuil et des fréquences optiques autorisées de la diode laser données par (1-2).

$$g_{ths} = \alpha_p - \frac{1}{\ell} \ln(r'_1 r'_2) \quad (1-2)$$

$$\nu_s = q \frac{c}{2\ell\mu_{es}} \quad \text{où } q \text{ est un entier}$$

1.2.2. DIODE LASER EN PRÉSENCE DE CIBLE

Considérons maintenant, cette même diode laser en présence d'une cible située à une distance ℓ_{ext} de sa face avant. Cet ensemble peut être interprété comme l'association d'une cavité laser de type Fabry-Perot de longueur ℓ , avec une cavité externe de longueur ℓ_{ext} , association que nous allons modéliser par une cavité équivalente de type Fabry-Pérot (**Figure 1-2**), de longueur ℓ .

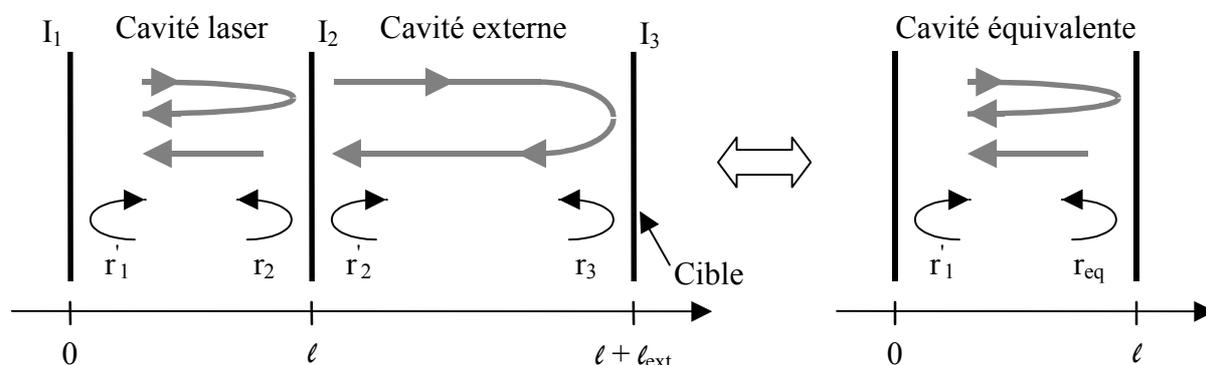


Figure 1-2 : modélisation d'une diode laser en présence d'une cible par une cavité équivalente de Fabry-Pérot.

Le coefficient r_{eq} traduit le coefficient de réflexion en amplitude de la cavité équivalente. En se plaçant dans le cas de faible rétrodiffusion (i.e. le coefficient de réflexion en amplitude de la cible r_3 est faible devant celui de la face avant de la diode laser r_2), nous négligeons les réflexions multiples dans la cavité externe [11]. Le coefficient de réflexion en amplitude de la cavité équivalente s'écrit :

$$r_{eq}(\nu) = r_2 (1 + \kappa \exp(-j2\pi\nu_c \tau_{ext})) \quad \text{où } \phi_{eq} = \kappa \sin(2\pi\nu_c \tau_{ext}) \quad (1-3)$$

$$= \|r_{eq}\| \exp(-j\phi_{eq})$$

où ν_c est la fréquence optique de la diode laser mise en présence de la cible, τ_{ext} le temps de vol du faisceau laser dans la cavité externe et κ un paramètre dénotant l'effet de couplage cible-cavité laser (tel que $0 < \kappa < 1$). Le paramètre ϕ_{eq} est l'opposé de la phase du coefficient de réflexion équivalent.

$$\tau_{\text{ext}} = \frac{2\ell_{\text{ext}}}{c} \quad \text{et} \quad \kappa = \frac{r_3}{r_2} (1 - r_2^2) \quad (1-4)$$

La condition d'émission laser pour la diode en présence de cible **(1-5)** n'est autre que l'équation **(1-1)** en remplaçant les grandeurs de la diode laser seule (spécifiées par l'indice s) par celles de la diode équivalente (spécifiées par l'indice c). Ainsi, le coefficient de réflexion r_2 est remplacé par le coefficient r_{eq} de la cavité laser équivalente.

$$r'_1 r_{\text{eq}} \exp\left(-j \frac{4\pi\mu_{\text{ec}}\nu_c}{c} \ell + (g_{\text{thc}} - \alpha_p)\ell\right) = 1 \quad (1-5)$$

Écrivons en une seule équation **(1-6)**, les deux conditions d'émission laser pour la diode équivalente, en l'absence et en la présence de cible, à savoir les équations **(1-1)** et **(1-5)**.

$$\left\| \frac{r_{\text{eq}}}{r_2} \right\| \exp(-j(\phi_c - \phi_s) + (g_{\text{thc}} - g_{\text{ths}})\ell) = 1 \quad \text{où} \quad \begin{cases} \phi_c = \frac{4\pi\mu_{\text{ec}}\nu_c}{c} + \phi_{\text{eq}} \\ \phi_s = \frac{4\pi\mu_{\text{es}}\nu_s}{c} \end{cases} \quad (1-6)$$

On déduit les relations de gain **(1-7)** et de phase **(1-8)**, où g_{th} , ϕ et μ_e représentent respectivement le gain seuil d'émission laser, la phase d'émission laser et l'indices effectif de réfraction.

$$g_{\text{thc}} - g_{\text{ths}} = -\frac{\kappa}{\ell} \cos(2\pi\nu_c \tau_{\text{ext}}) \quad (1-7)$$

$$\phi_c - \phi_s = \frac{4\pi\ell}{c} (\mu_{\text{ec}}\nu_c - \mu_{\text{es}}\nu_s) + \kappa \sin(2\pi\nu_c \tau_{\text{ext}}) = 0 \quad (1-8)$$

Cependant, l'indice effectif de réfraction μ_e dépend de la densité d'électrons n et de la fréquence d'émission ν . Ainsi pour une faible variation de ces deux grandeurs entre la diode avec couplage externe (n_c et ν_c) et sans couplage externe (n_s et ν_s), nous obtenons l'expression de la différentielle de l'indice effectif de réfraction autour de l'état en l'absence de cible.

$$\Delta\mu_e = \mu_{\text{ec}} - \mu_{\text{es}} = \left(\frac{\partial\mu_e}{\partial n}\right) \cdot \Delta n + \left(\frac{\partial\mu_e}{\partial \nu}\right) \cdot \Delta \nu \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \Delta n = n_c - n_s \\ \Delta \nu = \nu_c - \nu_s \end{cases} \quad (1-9)$$

En remplaçant cette différence d'indices effectifs de réfraction dans la relation de phase **(1-8)**, nous obtenons alors l'équation **(1-10)**.

$$v_s \left(\frac{\partial \mu_e}{\partial n} \right) \cdot \Delta n + \left\{ \left(\frac{\partial \mu_e}{\partial v} \right) \cdot v_s + \mu_{es} \right\} \cdot \Delta v + \kappa \frac{c}{4\pi\ell} \sin(2\pi v_c \tau_{\text{ext}}) = 0 \quad (1-10)$$

Maintenant, considérons l'indice effectif de réfraction μ_e sous sa forme complexe, de telle sorte que le champ électrique E de l'onde plane (se propageant suivant l'axe z , avec un vecteur d'onde k) s'écrive :

$$E = E_0 \exp(-jk\mu_e z) \quad \text{avec} \quad \begin{aligned} \mu_e &= \mu'_e - j\mu''_e \\ k &= 2\pi/\lambda = 2\pi v_s/c \end{aligned} \quad (1-11)$$

De plus, pour une densité constante de courant d'injection supérieure à celle du seuil d'émission laser, les densités d'électrons sont égales à celles du seuil. Ainsi, pour une faible variation du gain et de la densité d'électrons entre la diode en l'absence et en la présence de cible, nous pouvons écrire la relation suivante donnée par Petermann [10] :

$$\left(\frac{\partial \mu''_e}{\partial n} \right) = -\frac{c}{4\pi v_s} \cdot \left(\frac{\partial g}{\partial n} \right) = -\frac{c}{4\pi v_s} \cdot \left(\frac{g_{\text{thc}} - g_{\text{ths}}}{n_c - n_s} \right) \quad (1-12)$$

En introduisant α le facteur d'élargissement de raie autrement appelé "linewidth enhancement factor", défini par la dérivée partielle de la partie réelle de l'indice effectif de réfraction par rapport à sa partie imaginaire, ainsi que la relation (1-12) dans la relation (1-10), nous obtenons la relation (1-13) entre les fréquences d'émission de la diode laser en l'absence et en la présence de cavité externe.

$$v_c - v_s + \frac{c}{4\pi\ell \bar{\mu}_{es}} \kappa \sqrt{1 + \alpha^2} \sin(2\pi v_c \tau_{\text{ext}} + \arctan \alpha) = 0 \quad (1-13)$$

$$\text{avec} \quad \alpha = \left(\frac{\partial \text{RE}(\mu_e)}{\partial \text{IM}(\mu_e)} \right) = - \left(\frac{\partial \mu'_e}{\partial \mu''_e} \right)$$

et $\bar{\mu}_{es} = \mu_e + v_s \left(\frac{\partial \mu_e}{\partial v} \right)$ représente l'indice effectif de groupe de la diode en l'absence de cible.

En introduisant le paramètre C défini par la relation (1-14), où $\tau_\ell = \bar{\mu}_{es} \frac{2\ell}{c}$ est le temps de vol dans la cavité laser, nous obtenons l'expression de la fréquence d'émission laser avec cavité externe v_c .

$$C = \frac{\tau_{\text{ext}}}{\tau_\ell} \kappa \sqrt{1 + \alpha^2} \quad (1-14)$$

$$v_c - v_s + \frac{C}{2\pi\tau_{\text{ext}}} \sin(2\pi v_c \tau_{\text{ext}} + \arctan \alpha) = 0 \quad (1-15)$$

Ce paramètre C dépend à la fois de temps de vol à travers la cavité externe τ_{ext} et donc de la distance à la cible, mais aussi du paramètre de couplage cible-diode laser κ et donc du coefficient de réflexion de la cible. Suivant sa valeur, l'équation (1-15) donnant les fréquences optiques de la diode laser a une ou plusieurs solutions.

- $C < 1$: l'équation (1-15) a une solution unique en ν_c .

Pour C très faible, la différence $(\nu_c - \nu_s)$ est sinusoïdale. Par contre, plus le coefficient C se rapproche de 1, plus la différence de fréquences optiques a une forme en dents de scie marquée.

- $C > 1$: il existe plusieurs solutions. La diode devient théoriquement multimode.

Cependant, nous avons constaté expérimentalement que la diode laser restait monomode, même pour des valeurs de C supérieures à l'unité. La forte rétrodiffusion se traduit alors par un phénomène d'hystérésis. Néanmoins, si le paramètre C devient supérieur à 4,7 [12], ce phénomène d'hystérésis devient alors instable.

Par la suite, nous choisissons de nous placer dans le cas de faible rétrodiffusion, c'est à dire dans le cas où le paramètre C est inférieur à l'unité et donc où la diode laser est théoriquement monomode.

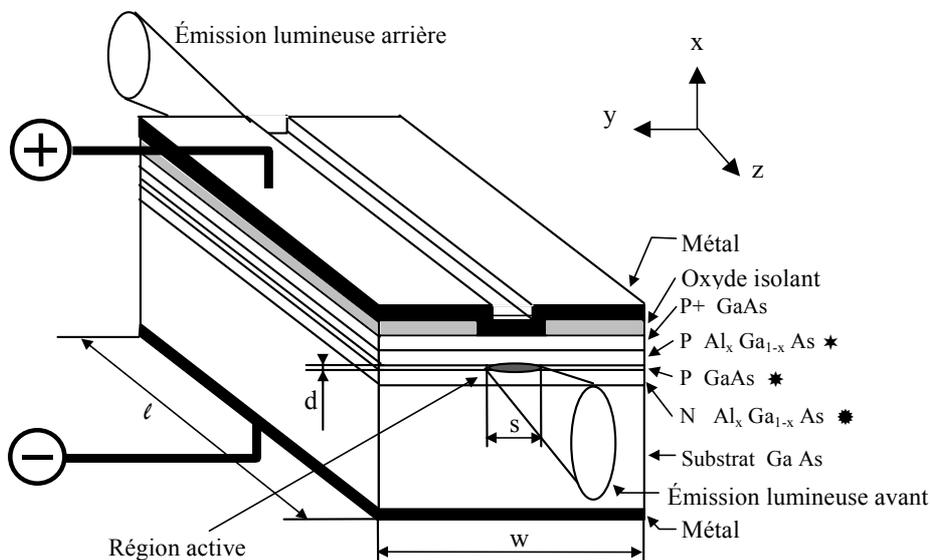


Figure 1-3 : diode laser à double hétérojonction. La cavité active a une longueur notée l , une largeur s et une épaisseur d .

Maintenant, pour formuler l'expression de la puissance d'émission laser, nous devons partir de l'équation de recombinaison des électrons dans la cavité laser en fonction du temps :

$$\frac{dn_s}{dt} = \frac{1}{e} \frac{\partial J}{\partial x} - v_g N_s g(n_s) - \frac{n_s}{\tau_n} \quad (1-16)$$

où n_s est la densité d'électrons en excès, t le temps, e la charge élémentaire, J la densité de courant, v_g la vitesse de groupe, N_s la densité de photons et τ_n la durée de vie moyenne des électrons. Cette relation suppose que tous les porteurs sont injectés dans la zone active de la diode laser. Ceci est obtenu grâce à une double hétérojonction (**Figure 1-3**).

En considérant simultanément le cas où la diode laser est seule (s en indice) et en présence d'une cible (c en indice), en faisant l'hypothèse qu'elle est alimentée dans les deux cas par une densité de courant constante J et que son gain est linéaire, nous obtenons le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \frac{J}{ed} = v_g N_s \frac{\partial g_{lin}}{\partial x} (n_{ths} - n_{nul}) + \frac{n_{ths}}{\tau_n} \\ \frac{J}{ed} = v_g N_c \frac{\partial g_{lin}}{\partial x} (n_{thc} - n_{nul}) + \frac{n_{thc}}{\tau_n} \end{cases} \quad (1-17)$$

où d représente l'épaisseur de la cavité laser (**Figure 1-3**). La notation th en indice signifie qu'il s'agit d'une variable seuil (threshold en anglais) et la notation lin indique que le gain est linéaire.

À partir de ce système et en faisant l'hypothèse que $\Delta n_{th} = n_{thc} - n_{ths}$ est faible, nous pouvons exprimer la densité de photons en présence d'une cible en fonction de la densité de photons en l'absence de cible.

$$N_c = N_s \left[1 - \Delta n_{th} \frac{v_g \left(\frac{\partial g_{lin}}{\partial n} \right) - \frac{1}{N_s \tau_n}}{v_g \left(\frac{\partial g_{lin}}{\partial n} \right) (n_{ths} - n_{nul})} \right] \quad (1-18)$$

Maintenant, en rappelant l'équation (1-7) qui donne le gain de la diode en présence de cible en fonction du gain de la diode seule, nous pouvons faire intervenir la phase $2\pi v_c \tau_{ext}$ dans l'expression de la densité de photons (1-18).

$$N_c = N_s (1 + m \cos(2\pi v_c \tau_{ext})) \text{ avec } m = \frac{\kappa}{g_{ths} \ell} \left[1 + 1 / v_g N_s \tau_n \left(\frac{\partial g_{lin}}{\partial n} \right) \right] \quad (1-19)$$

m est un paramètre important de modulation de la diode laser.

Sachant alors que la puissance d'émission laser est proportionnelle à la densité de photons, nous pouvons donner la relation suivante.

$$P_c = P_s (1 + m \cos(2\pi v_c \tau_{ext})) \quad (1-20)$$

Nous pouvons remarquer que la puissance optique **(1-20)** et la fréquence optique **(1-15)** de la diode laser mise en présence d'une cible sont dépendantes de la phase $(2\pi\nu_c\tau_{\text{ext}})$, faisant intervenir la distance à la cible par l'intermédiaire de τ_{ext} . Ainsi, l'émission de la diode laser sera modifiée si le courant d'injection est modulée (ν_c est modulée) ou si la cible est en mouvement (τ_{ext} est modulée) ou les deux à la fois. La photodiode intégrée au boîtier laser (**Figure 1-4**), servant habituellement à asservir la puissance d'émission de la diode laser, est alors mise à contribution pour détecter les variations de la puissance optique, induites par le phénomène de "self-mixing".

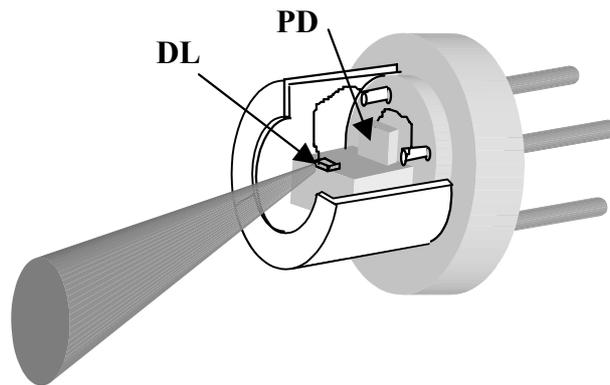


Figure 1-4 : Synoptique du composant contenant la diode laser et la photodiode interne.

D'autre part, d'après l'expression **(1-20)** qui contient un cosinus, nous pouvons déduire que la puissance d'émission de la diode laser possède une pseudo-période. Celle-ci est mise à contribution pour les différentes applications du "self-mixing" que nous détaillons ci-après. Mais intéressons nous tout d'abord à la mesure de déplacements.

1.3. LA MESURE DE DÉPLACEMENT PAR "SELF-MIXING"

1.3.1. INTRODUCTION

Il existe de nombreux types de capteurs de déplacements (*cf.* **chapitre 3**) permettant des mesures dites non destructives, i.e. ne détériorant pas la cible sur laquelle elles sont effectuées. Ceux-ci sont devenus d'un intérêt majeur dans les champs de la mesure de profil ou le positionnement de grande précision. Des méthodes optiques sont souvent utilisées et la plupart du temps des diodes lasers sont adoptées comme sources optiques pour leur forte intensité lumineuse et leur caractéristique de cohérence. Cependant, pour ces types de système, l'utilisation de nombreux composants optiques est nécessaire, ce qui rend difficile la réalisation de capteurs compacts, d'où le développement de capteurs en optique intégrée ; néanmoins, leur coût de revient reste élevé. Les capteurs de déplacement, basés sur l'interférence de "self-mixing", offrent en comparaison un système de réalisation compacte et flexible, à faible coût. Généralement, ceux-ci utilisent des diodes lasers alimentées par un courant d'injection constant. De faibles déplacements de la cible suffisent à modifier significativement l'émission laser. Cependant, un cas particulier de capteur utilisant une diode à courant d'injection modulé a été développé. Néanmoins, il ne s'agit que d'un cas atypique, présentant les difficultés de mise en œuvre des capteurs télémétriques, tel que l'effet thermique **(2.4.2)**. En conséquence, seuls les capteurs de déplacement par "self-mixing" dont la source optique est à courant d'injection constant présentent un intérêt en terme d'application.

1.3.2. DIODE NON MODULÉE EN COURANT

Nous nous intéressons en premier lieu, aux capteurs dont la source laser est alimentée par un courant d'injection constant.

1.3.2.1. Le phénomène de "self-mixing" appliqué à la mesure de déplacement

D'après l'étude décrite précédemment sur le phénomène de "self-mixing", nous avons montré que la puissance d'émission de la diode laser admettait une pseudo-période **(1-20)**. Celle-ci, notée T , est définie par la relation suivante [13]-[17] :

$$v_s(t_0 + T)\tau_{\text{ext}}(t_0 + T) - v_s(t_0)\tau_{\text{ext}}(t_0) = \pm 1 \quad (1-21)$$

Dans le cas de la mesure de déplacement, pour une diode laser non modulée, le phénomène de "self-mixing" est induit par le mouvement d'une cible (**Figure 1-5**). Ainsi la fréquence d'émission en l'absence de cible est constante, soit $\nu_s(t_0 + T) \approx \nu_s(t_0)$. En utilisant l'expression de temps de vol dans la cavité externe τ_{ext} définie dans la relation (1-4), nous faisons intervenir la longueur de la cavité externe ℓ_{ext} et l'équation (1-21) se simplifie.

$$\ell_{\text{ext}}(t_0 + T) - \ell_{\text{ext}}(t_0) = \pm \frac{\lambda}{2} \quad (1-22)$$

Cette relation met en évidence le fait qu'une pseudo-période de la puissance d'émission correspond à un déplacement d'une demi-longueur d'onde de la source laser, d'où la sensibilité théorique de base du vibromètre par "self-mixing", qui est donnée comme $s = \frac{\lambda}{2}$. Pour une diode laser émettant dans le proche infrarouge, cette sensibilité vaut environ 400 nm.

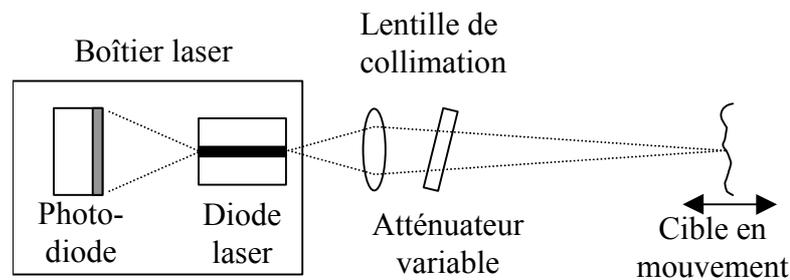


Figure 1-5 : dispositif le plus souvent utilisé pour la mesure de déplacement. Il consiste en une diode laser de courant d'injection constant en présence d'une cible en mouvement. Souvent on utilise une lentille de collimation, ainsi qu'un atténuateur variable, de manière à pouvoir focaliser et régler l'intensité du signal de "self-mixing", i.e. la puissance optique du faisceau laser de retour dans la cavité laser. Les variations de la puissance d'émission sont récupérées par l'intermédiaire de la photodiode intégrée dans le boîtier laser servant habituellement à asservir le courant d'injection du laser.

1.3.2.2. Détermination du sens du déplacement de la cible

Considérons à nouveau une diode laser non modulée, mise en présence d'une cible animée d'un mouvement sinusoïdal selon l'axe optique. La **Figure 1-6** présente la simulation théorique correspondante, pour une diode laser monomode émettant dans l'infrarouge, pour une rétrodiffusion telle que le paramètre C (1-14) est proche de l'unité ($C < 1$). Dans ce cas, la fréquence optique et la puissance optique de la diode laser présentent des fluctuations en dents de scie. Nous pouvons observer que le sens du déplacement est indiqué par l'orientation de ces dents de scie [18][19].

Pour le mettre théoriquement en évidence, définissons un facteur de forme F de la fréquence optique de la diode laser, comme le rapport en valeur absolue de la pente au point B sur la pente au point A d'une même dent de scie de la fréquence optique (**Figure 1-6**). Les points A et B sont

choisis de telle sorte que la distance de la diode à la cible soit plus élevée en B qu'en A. En utilisant la relation liant les fréquences optiques de la diode laser en présence et en l'absence cible (1-15), le facteur de forme est donné par la relation suivante.

$$F = \frac{1 + C}{1 - C} \quad (1-23)$$

Celle-ci met en évidence le fait que le facteur de forme est complètement indépendant du sens de déplacement. En outre, plus le coefficient C est proche de l'unité, plus la forme en dent de scie est marquée. Ainsi, pour une dent de scie définie par son facteur de forme F constant, indépendant donc de la vitesse de la cible, prenons deux instants t^A et t^B tels que la cible soit plus éloignée de la diode laser en B qu'en A ($\ell_{\text{ext}}^B > \ell_{\text{ext}}^A$). Alors, si la vitesse de la cible est positive, cela signifie que l'instant t^B est postérieur à l'instant t^A et donc que le point B se trouve sur la pente descendante et A sur la pente ascendante de la dent de scie de la puissance optique. Réciproquement, pour une vitesse négative, B se trouve sur la pente ascendante et A sur la pente descendante. Ainsi, l'orientation des dents de scie de la fréquence d'émission de la diode est bien liée au sens de déplacement de la cible.

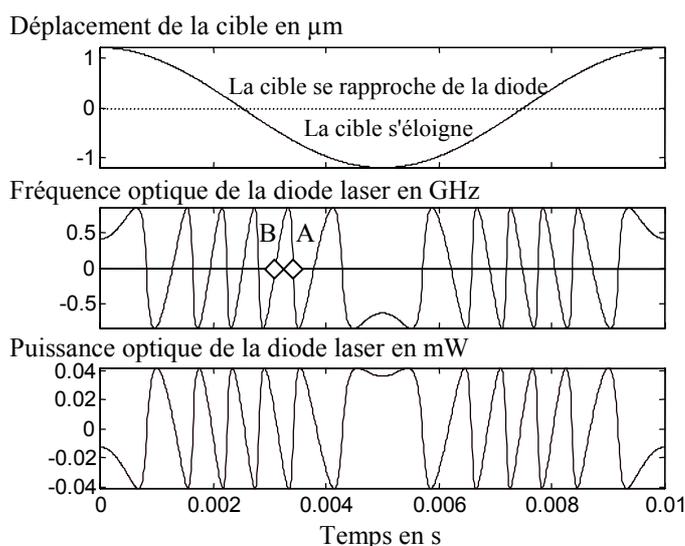


Figure 1-6 : mouvement sinusoïdal d'une cible à une distance moyenne de 2cm de la diode laser, de 100Hz de fréquence de modulation et de 2.4µm d'amplitude pic à pic ; variations de fréquence optique et de puissance optique dues au mouvement de la cible.

De plus, la relation liant les puissances d'émission de la diode laser en présence et en l'absence de cible (1-20) montre que les variations de puissance optique sont induites par les variations de fréquence optique. Ainsi la puissance d'émission de la diode laser avec cible présente un aspect similaire en dents de scie. Connaissant l'orientation des dents de scie de la puissance optique de la diode laser avec la cible, il est aussi possible de connaître le sens de déplacement de la cible.

1.3.2.3. Cas particulier : la vibrométrie grande résolution

La vibrométrie de grande résolution, développée par Roos *et al.* [20], consiste en l'étude des mouvements d'amplitudes inférieures à la demi-longueur d'onde. La théorie utilisée est basée sur la relation liant les fréquences d'émission de la diode, en l'absence et en la présence de cible (1-15). En utilisant les fréquences angulaires $\omega = 2\pi\nu$ et en faisant l'hypothèse de très faibles déplacements, soient $\Delta\omega = \omega_c - \omega_s \ll \omega_c$ ou ω_s , nous obtenons la relation suivante.

$$\Delta\omega = -\frac{C}{\tau_{\text{ext}}} \cos(\omega_s \tau_{\text{ext}} + \arctan \alpha) \quad (1-24)$$

Comme le facteur d'élargissement de raie α est un paramètre constant, donné dans la littérature entre 3 et 7 [10], Roos *et al.* choisissent, pour simplifier le problème, de le fixer théoriquement de telle sorte que $(\arctan \alpha)$ soit égal à $-\pi/2$. D'autre part, dans leur dispositif (Figure 1-7), ils font se mouvoir et la cible et la diode laser.

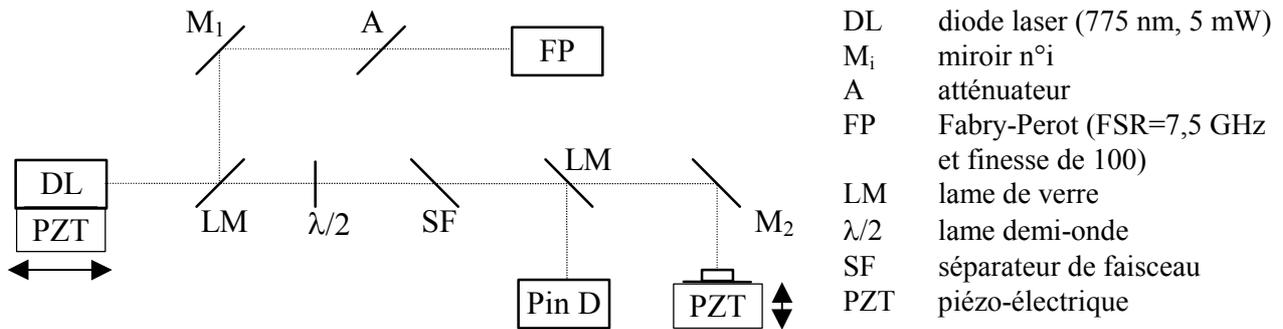


Figure 1-7 : dispositif proposé par Roos *et al.* . La cible en mouvement, est un piézo-électrique, placé à distance de la diode laser, elle-même montée sur un piézo-électrique. La branche comportant l'interféromètre de Fabry-Pérot sert à déterminer les changements en fréquence et en amplitude de l'émission laser. La diode p-i-n, quant à elle, sert au réglage de la puissance lumineuse arrivant sur la cible.

Considérons le mouvement de la cible autour de son point de repos ℓ_0 avec une fréquence angulaire ω_{cible} : $\ell_{\text{ext}} = \ell_0 + A_{\text{cible}} \sin(\omega_{\text{cible}} t)$. En utilisant les développements en fonctions de Bessel des sinus et cosinus, on obtient en première approximation, un mouvement harmonique de $\Delta\omega$.

$$\Delta\omega = -\frac{C}{\tau_{\text{ext}}} \left[\sin\left(\frac{4\pi\ell_0}{\lambda}\right) + \frac{4\pi A_{\text{cible}}}{\lambda} \cos\left(\frac{4\pi\ell_0}{\lambda}\right) \sin(\omega_{\text{cible}} t) \right] \quad (1-25)$$

Supposons maintenant que la diode laser vibre (par l'intermédiaire d'un piézo-électrique), en même temps que la cible, autour de son point de repos ℓ_{diode} avec une fréquence angulaire ω_{diode} : $\ell_0 = \ell_{\text{diode}} + A_{\text{diode}} \sin(\omega_{\text{diode}} t)$, l'expression du $\Delta\omega$ devient plus complexe. L'équation obtenue n'est

valable qu'en faisant l'hypothèse de très faibles déplacements de la part de la cible : $A_{\text{cible}} \ll \lambda/4\pi$, où A_{cible} est l'amplitude du mouvement de la cible autour de son point de repos.

$$\Delta\omega = -\frac{C}{\tau_{\text{ext}}} \left[\sin\left(\frac{4\pi\ell_{\text{diode}}}{\lambda}\right) + \cos\left(\frac{4\pi\ell_{\text{diode}}}{\lambda}\right) \left\{ \frac{4\pi A_{\text{diode}}}{\lambda} \sin(\omega_{\text{diode}} t) + \frac{4\pi A_{\text{cible}}}{\lambda} \sin(\omega_{\text{cible}} t) \right\} \right. \\ \left. - \frac{(4\pi)^2 A_{\text{diode}} A_{\text{cible}}}{\lambda^2} \sin\left(\frac{4\pi\ell_{\text{diode}}}{\lambda}\right) \left\{ \sin[(\omega_{\text{cible}} - \omega_{\text{diode}})t] - \sin[(\omega_{\text{cible}} + \omega_{\text{diode}})t] \right\} + \dots \right] \quad (1-26)$$

En déterminant le spectre en fréquence de la puissance lumineuse, apparaissent des pics en ω_{cible} et ω_{diode} . Par comparaison à l'amplitude du pic correspondant au mouvement de la diode laser (entièrement connu), l'amplitude du mouvement de la cible est déterminée, ainsi que sa fréquence d'oscillation.

Le dispositif (**Figure 1-7**) utilise une diode laser (5mW - 775nm) polarisée par un courant de 85mA, qui est fixée sur un piézo-électrique dont le mouvement (une translation d'avant en arrière suivant l'axe du faisceau laser) est calibré en amplitude (97nm) et en fréquence (6,4kHz). Le laser est mis en présence d'un autre piézo-électrique qui fait office de cible. Celui-ci est placé à 80cm de la diode et son amplitude est inférieure à $\lambda/4\pi$ (environ 60nm), la fréquence d'oscillation valant 19,4kHz.

Le capteur ne nécessite qu'une faible réflexion du faisceau incident, inférieure à $5 \cdot 10^{-5}$ et possède une sensibilité égale à $0,23 \text{ nm/Hz}^{1/2}$ à la fréquence de 30 kHz. L'amplitude du mouvement de la cible est obtenue avec une résolution de 5%, soit une résolution très inférieure à la résolution de base du vibromètre par "self-mixing" ($\lambda/2$). Cependant, l'utilisation d'un interféromètre de Fabry-Pérot pour connaître parfaitement le mouvement de la diode laser augmente très largement la difficulté de mise en œuvre d'un tel capteur.

1.3.2.4. Limitations et améliorations possibles

Certains chercheurs ont analysé les causes d'imprécision de leur capteur de déplacement et proposé des dispositifs visant à atténuer leurs effets.

1.3.2.4.a. Dérive en température de la diode laser

Donati *et al.* [21] ont étudié les diverses dérives de la diode laser. Ainsi, ils montrent que la dérive de la longueur d'onde en température est la principale cause d'imprécision du vibromètre.

$$\frac{\Delta N_{\text{pic}}}{N_{\text{ref}}} = -\frac{\Delta\lambda}{\lambda_{\text{ref}}} = -\left(\frac{\partial\lambda}{\partial T_{\text{DL}}}\right) \cdot \frac{\Delta T_{\text{DL}}}{\lambda_{\text{ref}}}$$

Où N_{pic} est le nombre de pics de puissance d'émission, λ_{ref} la longueur d'onde de la Diode Laser et T_{DL} sa température.

$$\frac{1}{\lambda_{\text{ref}}}\left(\frac{\partial\lambda}{\partial T_{\text{DL}}}\right) = (99,62 \pm 0,17) \cdot 10^{-6} (\text{°C})^{-1}$$

Ils proposent un dispositif qui consiste à relever la température de la diode laser sur le boîtier, la cible utilisée étant de type spéculaire. Ayant auparavant caractérisé la longueur d'onde de la diode en fonction de la température, il suffit d'associer à la température relevée, la longueur d'onde correcte. On corrige ainsi la dérive thermique décrite ci-dessus, à l'aide d'un ordinateur. Si on travaille avec une diode Mitsubishi ML2701 à 853,2 nm, une dérive de 2°C entraîne une erreur de $2 \cdot 10^{-4}$ sur $\Delta\lambda/\lambda$ sans correction, mais seulement de $5 \cdot 10^{-6}$ après correction.

L'avantage de cette compensation s'entend en terme de coût. Ce dispositif permet une stabilisation de la longueur d'onde $\Delta\lambda/\lambda$ d'environ 10^{-6} , en utilisant un stabilisateur de longueur d'onde en température de seulement $\pm 1^\circ\text{C}$. En métrologie classique, obtenir une telle stabilisation demande un dispositif sophistiqué et onéreux de contrôle en température de $\pm 0,01^\circ\text{C}$.

1.3.2.4.b. Amélioration de la sensibilité du dispositif

Addy *et al.* [22] utilisent un désalignement de la cible qui impose au faisceau un double trajet externe entre la diode et la cible avant de regagner la cavité laser (**Figure 1-8**). La diode laser est placée dans le plan focal de la lentille de collimation. Le faisceau laser est envoyé sur la cible qui a été au préalable désalignée par rapport à l'axe diode - cible d'un angle de l'ordre de 10^{-3} Rad. Le faisceau réfléchi est alors dévié et son image sur la diode n'atteint plus la cavité laser. Il est renvoyé en direction de la cible qui le reflète à son tour vers la diode. Il atteint cette fois la cavité laser.

Cette technique permet de diviser de moitié la résolution du système ($\lambda/4$ contre $\lambda/2$ pour un dispositif simple), du fait du double trajet à travers la cavité externe. En revanche, son inconvénient majeur réside dans le fait que la cible doit être de type miroir.

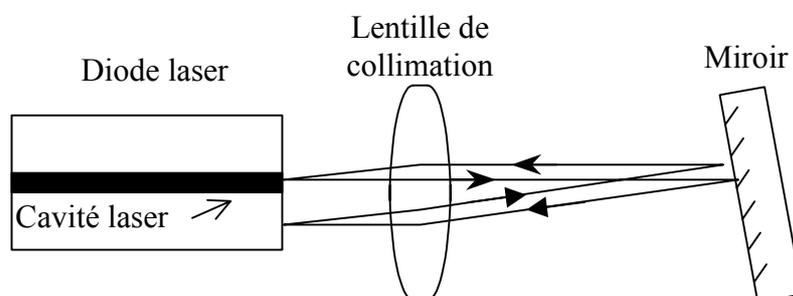


Figure 1-8 : dispositif de désalignement de la cible proposé par Addy *et al.* [22]

1.3.3. DIODE MODULÉE EN COURANT

Il s'agit vraiment d'une méthode particulière, développée par Kato *et al.* [23][24]. Pour ce capteur de déplacement, le courant de polarisation de la diode est modulé en amplitude par un signal en dents de scie. En fait, Kato [23] a tout d'abord cherché à montrer la faisabilité d'un capteur sans contact par "self-mixing". Il a donc commencé à étudier le capteur de distance et a cherché à l'appliquer à la mesure de déplacements. Il a donc gardé la même modulation de courant d'injection.

1.3.3.1. Méthode de mesure

Le but est de détecter le déphasage entre les variations de puissance de la diode laser obtenues sur les dents de scie consécutives. Le sens de déplacement de la cible est alors indiqué par le signe du déphasage.

La **Figure 1-9** présente le schéma synoptique du capteur développé par Kato. La fréquence d'émission de la diode laser est modulée par un courant d'injection en dents de scie de 25kHz de fréquence (3) qui est généré à l'aide d'une horloge de référence à 250kHz (1) et (2), auquel est ajouté un pic correcteur thermique (*cf.* paragraphe 1.3.3.2). L'amplitude des dents de scie est contrôlée de sorte à obtenir 10 variations de puissance par pente de modulation. Les variations de puissance optique (4), obtenues par l'intermédiaire de la photodiode placée dans le boîtier laser sont différenciées (5) et numérisées (6). Le VCO de la boucle à verrouillage de phase (PLL) est synchronisé et il délivre un signal de même période que celui de l'horloge de référence (1). Le signal d'erreur fourni par le comparateur de phase a une amplitude proportionnelle au déplacement de la cible (7).

Le déphasage $\Delta\phi$ entre les variations de puissance obtenues sur des dents de scie consécutives est donné par un comparateur de phase entre l'horloge de référence et la sortie de la PLL, en supposant qu'un déphasage de 2π correspond à un déplacement de $\lambda/2$. Le déplacement ΔL est alors donné comme suit, où T correspond au temps entre deux variations successives de puissance optique.

$$\text{déplacement : } \Delta L = \frac{\lambda}{2} \frac{\Delta\phi}{T} \quad (1-27)$$

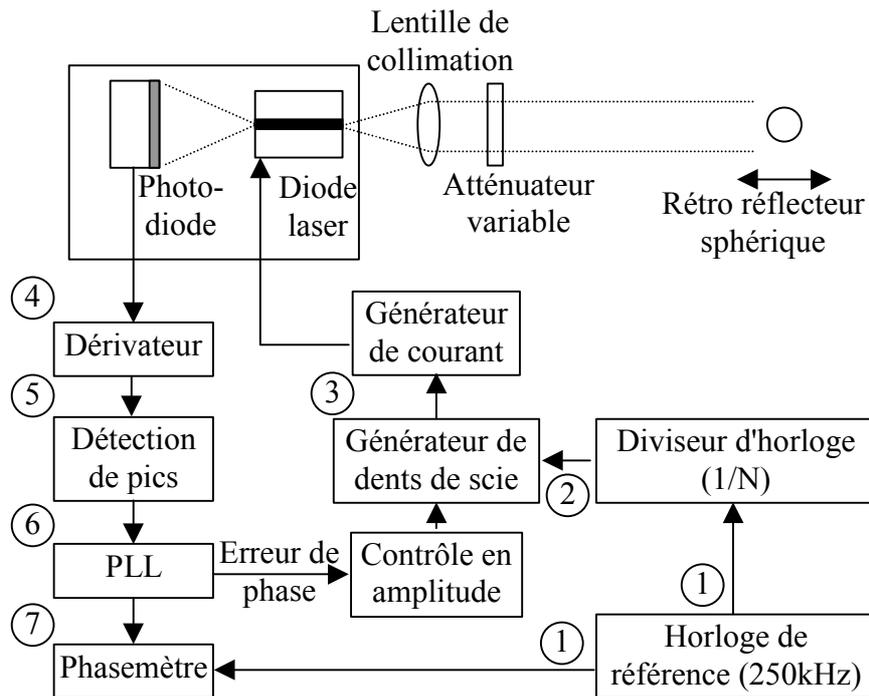


Figure 1-9 : synoptique du capteur de déplacement développé par Kato. La diode laser est modulée par un courant d'injection en dents de scie ajouté d'un pic correcteur thermique.

La mesure est possible pour des cibles dont la distance à la diode laser est inférieure à 30 cm et dont la vitesse ne dépasse pas les 10 mm.s^{-1} . Cette limitation est due à la fréquence d'horloge de référence, égale à 250kHz et au temps de réponse de la PLL. Une précision de 25 nm a été obtenue pour une diode laser Mitsubishi ML4413 de 786 nm de longueur d'onde et de 5mW de puissance, soit une précision inférieure à $\lambda/30$, la diode étant modulée par un courant en dent de scie à 25 kHz, additionné d'un pic correcteur thermique (*cf.* paragraphe suivant).

1.3.3.2. Inertie thermique

Kato [24] remarque que les variations de puissance optique n'ont pas une période temporelle constante pour une modulation de courant à basses fréquences. En fait, les variations de puissance en début de dent de scie du courant d'injection sont plus lentes, ce qui est une conséquence de l'inertie thermique de la cavité laser.

Buus [25] et Petermann [10] considèrent que le comportement de modulation de fréquence de la diode par effet thermique (à basses fréquences), induit par une modulation du courant d'injection, est correctement décrit par une fonction de transfert du premier ordre. Celle-ci est exprimée en notation laplacienne [26] où τ représente la constante de temps thermique et k l'efficacité de la modulation de fréquence :

$$H(s) = \frac{k}{1 + \tau s} \quad (1-28)$$

Kato [24] désire obtenir pour son capteur de déplacement, une modulation de fréquence optique $v(t)$ en dents de scie pures, d'amplitude de modulation (AT_v) et de période temporelle T_v . Celle-ci est présentée à la **Figure 1-10**.

$$v(t) = A \left(t - T_v \sum_{n \geq 1} U(t - nT_v) \right) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} U(t) = 1 & \text{pour } t \geq 0 \\ U(t) = 0 & \text{pour } t < 0 \end{cases} \quad (1-29)$$

Exprimons la maintenant en notation laplacienne.

$$N(s) = A \left(\frac{1}{s^2} - \frac{T_v}{s} \sum_n \exp(-nT_v s) \right) \quad (1-30)$$

En appliquant la fonction de transfert thermique du premier ordre définie en (1-28), le courant d'injection à appliquer est explicité par la relation suivante.

$$I(s) = \frac{N(s)}{H(s)} = \frac{N(s)}{k} + \frac{A\tau}{k} \left(\frac{1}{s} - T_v \sum_n \exp(-nT_v s) \right) \quad (1-31)$$

Sous sa forme temporelle, son expression est donnée par la relation (1-32) :

$$i(t) = \frac{v(t)}{k} - \frac{AT_v \tau}{k} \sum_n \delta(t - nT_v) \quad (1-32)$$

Nous pouvons déduire de cette dernière relation que l'addition d'un pic de Dirac négatif permet d'obtenir la modulation en dents de scie désirée pour la fréquence optique. Kato propose d'insérer un pic correcteur négatif au courant d'injection juste avant une nouvelle dent de scie (**Figure 1-10**). L'aire de ce pic est égale à $(AT_v\tau)$. Kato [24] montre expérimentalement que la correction du courant d'injection permet bien d'obtenir des modulations de puissance optique de même période.

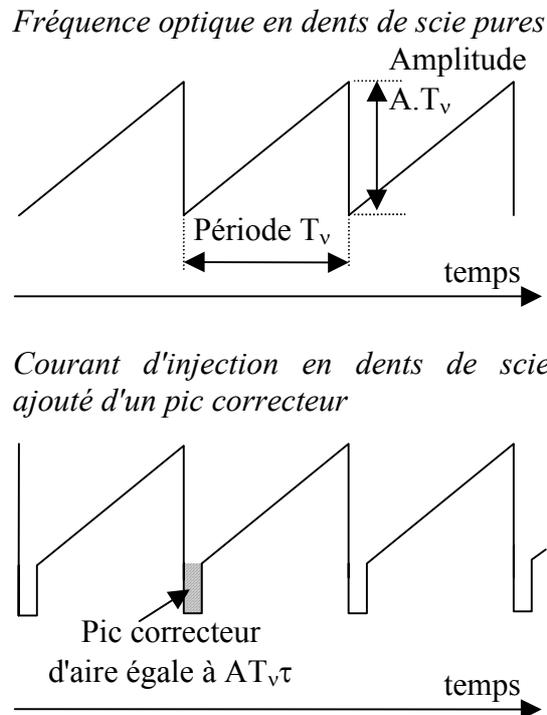


Figure 1-10 : méthode de correction du courant d'injection proposé par Kato *et al.* de sorte à obtenir une modulation de fréquence en dents de scie pures.

1.3.4. APPLICATIONS DU CAPTEUR DE DÉPLACEMENT (DIODE LASER À COURANT D'INJECTION CONSTANT)

Le capteur, présenté au paragraphe précédent, est le seul dont la diode laser est modulée en courant. Il présente donc des problèmes liés aux effets thermiques, ce qui rend sa conception plus délicate.

Les capteurs de déplacement par "self-mixing" (diode laser à courant d'injection constant) ont été appliqués d'une part à la reconstitution de déplacement de cible, d'autre part à l'analyse modale et à la détection de défaut. En outre, les vibromètres ont la particularité de pouvoir être utilisés comme vélocimètres. Aussi, une application particulière de ce type de capteur est, en plus de la vélocimétrie grande vitesse, la mesure de flux sanguins. Cependant, il existe un autre type de vélocimètre, encore peu développé à l'heure actuelle, qui découle de la mesure de déplacement par "self-mixing". Ce dernier est basé sur le phénomène speckle.

1.3.4.1. *Reconstitution du déplacement*

La reconstitution de la loi du mouvement de la cible peut être obtenue en temps réel. Dans ce cas, une électronique de traitement du signal de "self-mixing" doit être ajoutée au capteur. D'autre part, il existe des reconstitutions en temps différé qui permettent généralement de meilleures résolutions, mais qui ne peuvent pas forcément être développées en temps réel.

1.3.4.1.a. Temps réel

Nous avons montré dans le paragraphe 1.3.2.1 qu'un déplacement d'une demi-longueur génèrait une pseudo-période de la puissance d'émission. À partir de ce principe très simple, Bosch *et al.* [13][14], ainsi que Hara [27] ont développé des capteurs en temps réel, capable de donner une première approximation du déplacement d'une cible, avec une résolution théorique égale à la demi-longueur d'onde.

Ce capteur temps réel est composé d'une électronique de traitement du signal de "self-mixing". La puissance d'émission de la diode laser, récupérée à l'aide de la photodiode intégrée dans le boîtier diode laser, est différenciée de manière à mettre en évidence des pics qui traduisent l'apparition d'une pseudo-période. On impose un seuil au comparateur, de sorte à éviter le bruit résiduel du courant photoélectrique. Les pics sont soit négatifs, soit positifs. Respectivement, on incrémentera ou décrémentera un compteur, le passage d'une impulsion correspondant à un déplacement d'une demi-longueur d'onde.

1.3.4.1.b. Temps différé

La reconstitution du déplacement d'une cible nécessite généralement en plus du capteur de déplacement, une partie acquisition des données temporelles pour un traitement informatique différé, d'où le terme de vibromètre temps différé. Le logiciel le plus souvent utilisé pour le traitement des données est MATLAB[®] [28].

Bosch *et al.* [13][14] ont développé un capteur temps différé, qui se compose de la partie électronique, qui constitue le capteur temps réel, précédemment décrit, ainsi que d'une partie d'implémentation sur ordinateur à l'aide du logiciel MATLAB[®]. La partie traitement numérique consiste en une interprétation de la forme de la puissance d'émission qui est précisée au **chapitre 3**. Merlo & Donati [29] quant à eux, proposent une reconstitution en différé, du déplacement d'une cible de papier blanc, fixée sur un haut-parleur, placé à 50 cm, dans le cas de faible rétrodiffusion, i.e. $C < 1$. Cette reconstitution est détaillée ci-après.

1.3.4.1.b.i Théorie

Pour cette reconstitution, la puissance d'émission normalisée de la diode laser mise en présence de la cible est utilisée. Celle-ci est exprimée à l'aide de la relation **(1-20)** où ΔP représente la différence de puissance d'émission de la diode laser en l'absence et en la présence de cible ($\phi_c - \phi_s$).

$$\Delta P = \Delta P_{\max} \cos(\omega_c \tau_{\text{ext}}) \text{ ou bien } F(t) = \cos(\omega_c(t) \tau_{\text{ext}}(t)) \quad (1-33)$$

En utilisant l'équation précédente, nous exprimons le produit $\omega_s \tau_{\text{ext}}$ en fonction de la fonction F et d'un entier m . Cela est possible seulement dans le cas où la diode laser est théoriquement monomode.

$$\begin{cases} 0 \leq \omega_c \tau_{\text{ext}} \leq \pi : & \omega_s \tau_{\text{ext}} = + \arccos(F(t)) + \frac{C}{\sqrt{1+\alpha^2}} \left[\alpha F(t) + \sqrt{1-F(t)^2} \right] + m \cdot 2\pi \\ -\pi \leq \omega_c \tau_{\text{ext}} \leq 0 : & \omega_s \tau_{\text{ext}} = - \arccos(F(t)) + \frac{C}{\sqrt{1+\alpha^2}} \left[\alpha F(t) - \sqrt{1-F(t)^2} \right] + (m+1) \cdot 2\pi \end{cases} \quad (1-34)$$

En remarquant que $\omega_s \tau_{\text{ext}} = 2k[\ell_0 + s(t)]$ où ℓ_0 et $s(t)$ représentent respectivement la distance moyenne de la cible et le déplacement de la cible et k la norme du vecteur d'onde, le système **(1-34)** devient **(1-35)**.

$$\begin{cases} \left(\frac{dF}{dt} \right) \cdot \left(\frac{ds}{dt} \right) < 0 : & s(t) = \frac{1}{2k} \left\{ -\phi_0 + \arccos(F(t)) + \frac{C}{\sqrt{1+\alpha^2}} \left[\alpha F(t) + \sqrt{1-F(t)^2} \right] + m \cdot 2\pi \right\} \\ \left(\frac{dF}{dt} \right) \cdot \left(\frac{ds}{dt} \right) > 0 : & s(t) = \frac{1}{2k} \left\{ -\phi_0 - \arccos(F(t)) + \frac{C}{\sqrt{1+\alpha^2}} \left[\alpha F(t) - \sqrt{1-F(t)^2} \right] + (m+1) \cdot 2\pi \right\} \end{cases} \quad (1-35)$$

1.3.4.1.b.ii Application

Pour implémenter ce système d'équations, il faut déterminer les paramètres C et α , caractérisant à la fois la cible et la diode laser. Le paramètre C est directement relié à la forme des dents de scie de la puissance d'émission de la diode. Il est déterminé par l'équation : $\frac{t_m}{t_d} = \frac{\pi \cdot \sqrt{1+\alpha^2} - 2C\alpha}{\pi \cdot \sqrt{1+\alpha^2} + 2C\alpha} \cong \frac{\pi - 2C}{\pi + 2C}$

où t_m et t_d sont respectivement les temps de montée et de descente des dents de scie qui caractérisent la puissance d'émission. En ce qui concerne le paramètre α , il est donné dans la littérature entre 3 et 7 [10]. Nous avons simulé, sous le logiciel MATLAB[®], le mouvement sinusoïdal d'une cible située à $\ell_0=50\text{cm}$ de la diode, (amplitude $A_{\text{cible}}=1,2 \mu\text{m}$, fréquence 49 Hz), en imposant $\alpha = 6$ et $C=0,81$. La fonction $F(t)$ est calculée, puis en appliquant les formules **(1-35)**, le déplacement est reconstitué **(Figure 1-11)**.

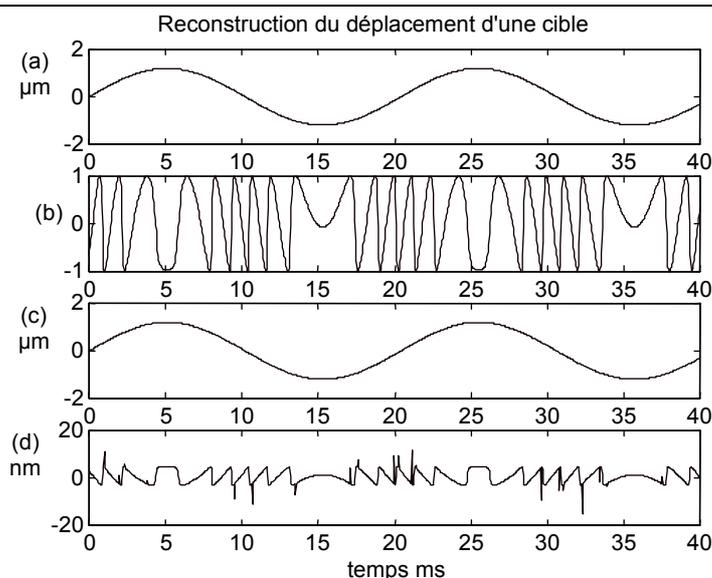


Figure 1-11 : application des formules de Merlo et Donati. On simule un déplacement sinusoïdal de la cible (a). On reconstruit la fonction F , de puissance normalisée (b). Le déplacement est reconstitué à l'aide du système ci-dessus (c). (d) est l'erreur de reconstitution commise. Nous trouvons une erreur de l'ordre de ± 15 nm.

Merlo & Donati annoncent [29] une précision de reconstitution de quelques dizaines de nanomètres pour des déplacements de quelques micromètres d'amplitude. Les types de signaux reconstitués présentés sont non seulement périodiques, triangulaire ou sinusoïdal, mais aussi apériodiques. Cette méthode semble être assez précise, mais nécessite la présence d'un ordinateur. D'autre part, elle est limitée aux faibles rétrodiffusions ($C < 1$).

1.3.4.2. Analyse modale

Il s'agit d'une application particulière, développée par Servagent *et al.* [13], Bosch *et al.* [14][15], permettant entre autres de déterminer avec précision les fréquences de résonance d'éléments mécaniques fragiles ou de faible masse. Reliés à un analyseur de spectre, les capteurs de déplacement permettent aussi la détection de défaut pour la maintenance prédictive ou le contrôle non destructif.

1.3.4.2.a. Dispositif expérimental

Le dispositif complet adapté à l'analyse modale est donné par la **Figure 1-12**. La cible est une plaque mince de bronze $150 \times 100 \times 0.5$ mm³, maillée par une matrice $M(11,16)$ de 176 points équidistants. La plaque est encastrée sur ses 4 côtés, par un montage mécano-soudé et un renfort anti-vibration. La diode laser de longueur d'onde 785nm est alimentée par un courant constant de 125mA et elle est stabilisée en température par un module à effet Peltier. Un haut-parleur haute fidélité génère l'excitation acoustique. Il est commandé par un générateur de signaux arbitraires via

un amplificateur HI-FI. Des amortisseurs pneumatiques et une table optique à nids d'abeilles assurent l'isolement mécanique du banc de mesure.

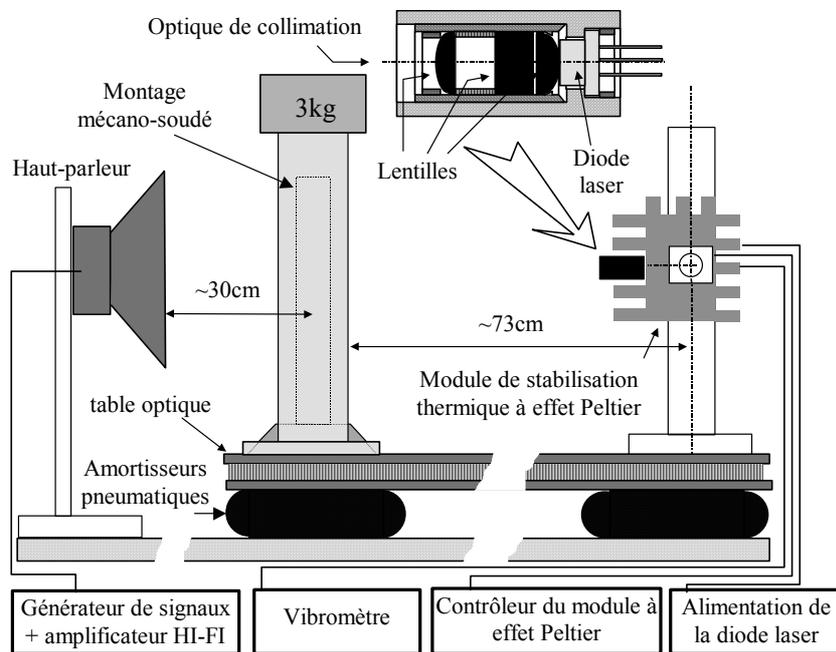


Figure 1-12 : dispositif expérimental utilisé pour l'analyse modale d'une plaque mince avec le capteur laser de déplacement de Servagent *et al.* et Bosch *et al.*

1.3.4.2.b. Détermination des fréquences de résonance et des vecteurs modaux

Les fréquences de résonance d'un objet sont les fréquences d'excitation pour lesquelles l'objet vibre avec une amplitude anormalement élevée pouvant dans certains cas conduire à sa destruction (verre de cristal brisé par une excitation acoustique, pont détruit par le pas régulier d'un escadron militaire).

Afin de déterminer les fréquences de résonance d'une plaque, une impulsion acoustique (idéalement un pic de Dirac) est générée par l'intermédiaire d'un haut-parleur. Ainsi, l'élément mécanique soumis à une telle stimulation est excité ponctuellement dans le temps sur une large gamme de fréquence avec une énergie quasi constante pour toutes les fréquences. Par l'application de la transformée rapide de Fourier au signal de "self-mixing" obtenu en un point précis de la plaque, le spectre en fréquence obtenu indique les valeurs des fréquences de résonance des divers modes. La **Figure 1-13** présente les résultats obtenus avec l'accéléromètre de Bruel et Kjaer 2035 (B&K), pris comme référence et le vibromètre laser en présence et en l'absence de l'accéléromètre précédemment cité. Ainsi, les fréquences de résonance sont du même ordre de grandeur pour le B&K et le vibromètre temps réel avec l'accéléromètre. Or, comme la résolution de l'accéléromètre de référence est de 0,1Hz, l'incertitude du vibromètre temps réel est estimée à $\pm 0,2$ Hz. En revanche,

les fréquences de résonance des modes fondamental, TM01 et TM02, obtenues par le vibromètre temps réel, sans la présence de l'accéléromètre de B&K, diffèrent et valent respectivement 252Hz, 384Hz et 599,5Hz, au lieu de 247,5Hz, 360Hz et 563,5Hz. Ces valeurs mettent en évidence le fait que l'accéléromètre de référence, en raison de son poids non négligeable (2,4g), perturbe la mesure des fréquences de résonance en créant une erreur de quelques pour-cent, en considérant cette fois-ci le vibromètre temps réel comme référence. Cependant, la bande passante du haut-parleur limite la détermination des fréquences de résonance.

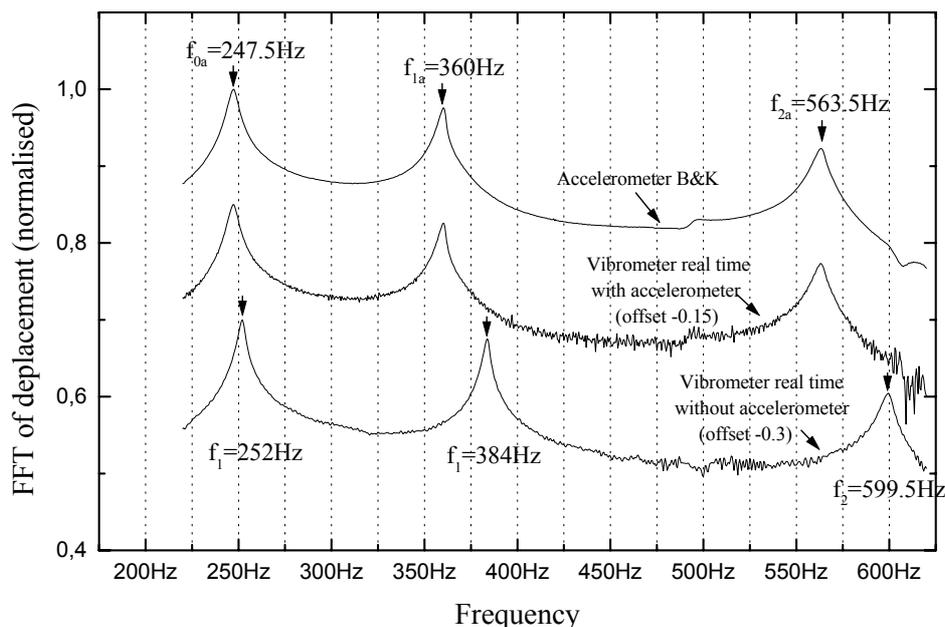


Figure 1-13 : analyses spectrales du déplacement d'un point de la plaque en bronze, réalisées respectivement de haut en bas, par l'accéléromètre de Bruel & Kjaer, le vibromètre en temps réel en présence et en l'absence de l'accéléromètre précédemment cité. Ces courbes sont obtenues en appliquant la transformée rapide de Fourier interne à l'analyseur de Bruel & Kjaer.

Les vecteurs modaux qui représentent la forme suivant laquelle l'objet se déforme lorsqu'il est excité à une fréquence de résonance (dans le cas du pont précédemment cité, le vecteur modal associé à la fréquence de résonance la plus basse a une forme en U) peuvent être déterminés. Ainsi, les déplacements de chaque point de la matrice (maillage de la plaque) sont mesurés par l'intermédiaire du vibromètre laser, la pression acoustique étant maintenue constante tout au long de la mesure. La **Figure 1-14** présente ces déformations pour les modes de résonance fondamental et TM02.

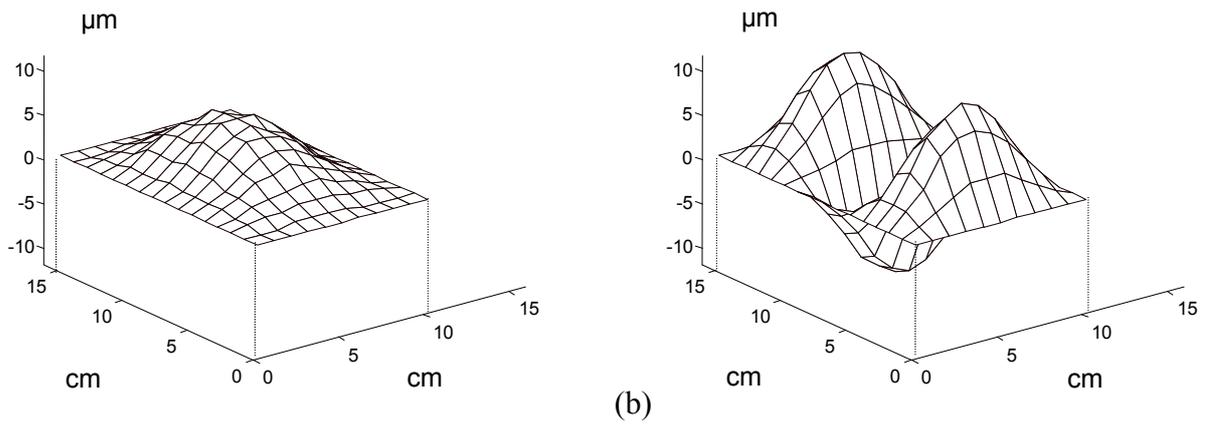


Figure 1-14 : déformations de la plaque pour (a) le mode fondamental de résonance et (b) le mode TM02.

1.3.4.2.c. Détection de défaut

Le vibromètre laser peut être utilisé pour la détection de défaut. Ainsi, la fréquence de résonance fondamentale d'une plaque mince d'acier étalon est de 299Hz. Si, maintenant la plaque est fissurée par pliage successif, non seulement la fréquence de résonance est modifiée de quelques 34Hz, mais le vecteur modal correspondant est aussi déformé et permet de localiser la fissure.

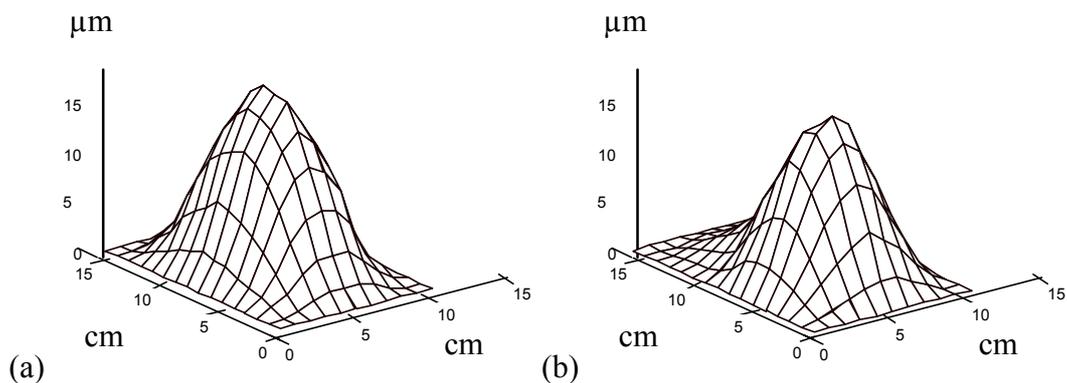


Figure 1-15 : (a) déformation d'une plaque standard en acier ; (b) déformation de la même plaque avec une fissure.

1.3.4.3. Vélométrie laser Doppler

Nous avons vu au chapitre 1.3.2.1 que la puissance d'émission d'une diode laser de courant d'injection constant mise en présence d'une cible mobile admettait une pseudo période T_b . Nous pouvons donc déduire de l'équation (1-22), une fréquence de battement f_b qui est liée à la vitesse propre V de la cible par la relation suivante [30] :

$$|V| = \frac{\lambda}{2} f_b \quad (1-36)$$

Rudd [2] et Churnside [3][4] ont appliqué l'effet de "self-mixing" pour la mesure de vitesse par l'intermédiaire de la fréquence Doppler ; cependant les réponses en fréquence des lasers utilisés, à savoir He-Ne et CO₂ sont respectivement de quelques megahertz et de quelques dizaines de megahertz, ce qui limite la mesure de vitesse. Shinohara [31] présente un des premiers vélocimètres laser Doppler utilisant l'effet de "self-mixing" dans les diodes lasers.

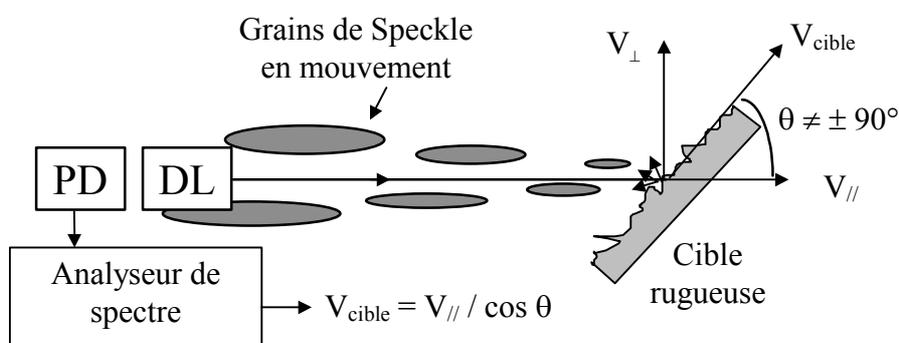


Figure 1-16 : dispositif expérimental pour la mesure de vitesse utilisation la fréquence Doppler.

La Figure 1-16 présente le dispositif expérimental généralement utilisé. Le faisceau de la diode laser est focalisé sur une cible en mouvement, le plus souvent une roue tournante. La vitesse de la cible est tangentielle à la roue au point illuminé. Le vecteur vitesse et l'axe optique font un angle θ . La fréquence Doppler relevée à partir de la puissance d'émission de la diode laser n'est autre que la fréquence de battement de la puissance d'émission de la diode laser mise en présence de la cible mobile, d'où son expression : $f_D = f_b = 2V/\lambda \times \cos(\theta)$. Cette fréquence Doppler peut être caractérisée en envoyant le signal de "self-mixing" obtenu en sortie de la photodiode incluse dans le boîtier laser directement sur un analyseur de spectre, après avoir été amplifié. Le spectre en fréquence présente alors un pic correspondant au saut en fréquence. La fréquence Doppler est largement utilisée pour déterminer la vitesse d'une cible [6][18][30][32]-[35].

Réf.	Diode	λ	P_0	Distance	θ	Vitesse	Fréq Doppler
[6]	ML64110N	785nm	30mW		45°	[0,5 ; 4,5] m/s à 8%	
[32]	HL7801E	790nm	5mW	3,5 mm	60°	[6 ; 80] mm/s	10-90kHz
[18]	LT024MF	780nm		<170cm		[0,11 ; 3,2] m/s	
[33]	LT026MD	784nm	1mW	0,1-1,2- 1,7m	60° 85°	[0,2mm ; 34m/s] [23mm/s ; 23m/s]	0.3kHz-43MHz 5kHz-5MHz
[34]	LTD022MD	780nm	2,5mW		68°	<3m/s à 3mm/s près	0.1MHz-3MHz

La **Figure 1-17** montre que la puissance optique de la diode laser est fortement déformée pour une cible se mouvant latéralement. Avec un tel signal, il serait difficile de reconstruire la loi du mouvement de la cible, comme cela a été décrit au paragraphe 1.3.4.1. La déformation de la puissance optique est induite par la granularité de la cible qui génère l'effet speckle [32][36]. Lorsque le faisceau cohérent de la diode laser est réfléchi par une cible rugueuse, l'onde résultante est en fait la somme de multiples ondes cohérentes générées par l'ensemble des sources secondaires de la cible rugueuse.

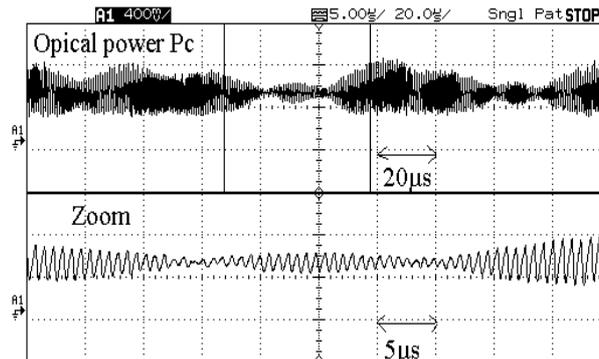


Figure 1-17 : signal de "self-mixing" fortement déformé par les grains de speckle.

Ce faisceau réfléchi présente une distribution aléatoire en phase et intensité. Le déplacement latéral du faisceau laser sur la cible rugueuse (perpendiculairement au faisceau laser) implique que des grains de speckle passent très vite devant la cavité laser, ce qui peut fortement affecter la fraction de puissance optique retournant dans la cavité laser et ainsi la puissance d'émission de la diode laser.

La **Figure 1-18** présente la transformée rapide de Fourier directement appliquée aux variations de la puissance optique d'émission. Celle-ci a un pic qui traduit la fréquence Doppler du signal de "self-mixing", qui permet d'accéder à la composante de la vitesse suivant l'axe du faisceau laser.

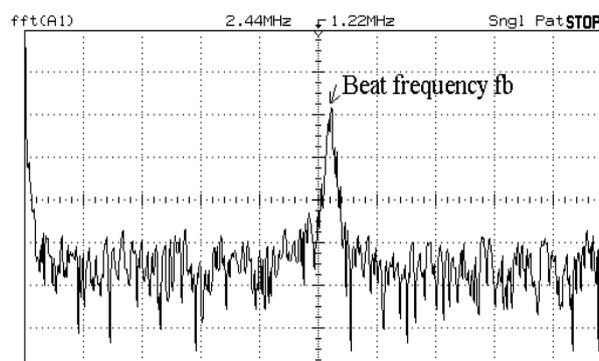


Figure 1-18 : transformée rapide de Fourier du signal de "self-mixing" fortement déformé par le speckle.

La **Figure 1-19** présente la calibration du capteur de vitesse (non optimisé) développé par Bosch *et al.* [6]. Pour des vitesses jusqu'à $4,5\text{m.s}^{-1}$, une erreur maximale de 8% a été obtenue. Cette erreur

pourrait facilement être réduite par exemple en augmentant le domaine temporel d'intégration de la transformée rapide de Fourier.

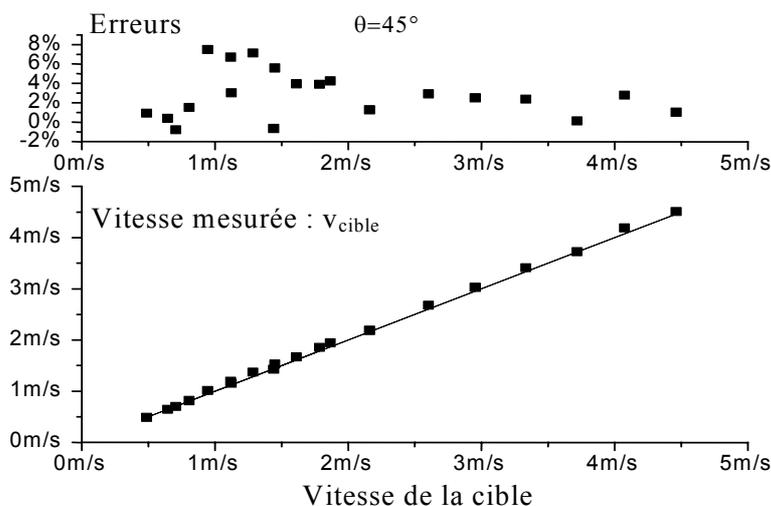


Figure 1-19 : calibration expérimentale du capteur de vitesse par "self-mixing" développé par Bosch *et al.*

1.3.4.4. La mesure de flux sanguins

D'autre part, la fréquence Doppler dans les diodes laser soumises au phénomène de "self-mixing" est aussi utilisée pour la mesure de flux sanguins. Dans cette application particulière qu'est le biomédical, la cible à considérer pour le faisceau laser est soit un flux de sang (donc un fluide d'une part en mouvement et d'autre part non translucide avec un indice de réfraction égal à 1,33), soit un tissu sanguin en mouvement (i.e. bout de doigt).

Nous savons que pour une cible mobile de vitesse constante, le spectre en fréquence du signal de "self-mixing" présente un pic correspondant à la fréquence Doppler. Si maintenant le faisceau laser pointe un tissu sanguin, le spectre en fréquence du signal de "self-mixing" sera différent [37]. En effet, pour les flux sanguins, il a une forme en décroissance exponentielle [38]. Cela est dû d'une part au caractère aléatoire du vecteur vitesse dans les capillaires, d'autre part aux réflexions multiples induites par l'ensemble des hématies [39][40].

1.3.4.4.a. Obtention des données médicales pour les mesures in vitro

Dans un premier temps, les mesures in vitro ont permis de montrer qu'il était possible d'appliquer le "self-mixing" à la mesure de flux sanguins, en utilisant le phénomène Doppler [41]. En outre, si des fibres optiques sont ajoutées aux capteurs standards par "self-mixing", alors la mesure de la fréquence Doppler n'est plus directement accessible à partir du spectre en fréquence du signal de "self-mixing". Elle est donc quantifiée à l'aide d'une fréquence de coupure du spectre [42][43][44]. Pour ces capteurs fibrés, les mesures sont alors destructives.

Mito [41] met en évidence que le phénomène de "self-mixing" peut être directement utilisé pour la mesure de flux sanguins in vitro, en utilisant le phénomène Doppler. Pour ces expérimentations, il utilise une table tournante sur laquelle sont superposés un disque de papier (blanc ou noir) et un disque d'acrylique transparent où une rainure circulaire a été tracée. Le sang est placé dans cette rainure, sa mobilité étant engendrée par la rotation de la table. Le capteur comprend alors une diode laser, ainsi que la photodiode interne au boîtier laser. Une lentille sert à focaliser les faisceaux incident et réfléchi (**Figure 1-20**). Par la configuration du dispositif expérimental, toutes les hématies se meuvent à la même vitesse, quelle que soit leur profondeur. Néanmoins, ce dispositif in vitro ne reproduit pas correctement la réalité, puisque dans un vaisseau sanguin, les hématies situées au centre se déplacent plus rapidement que celles se trouvant à la périphérie.

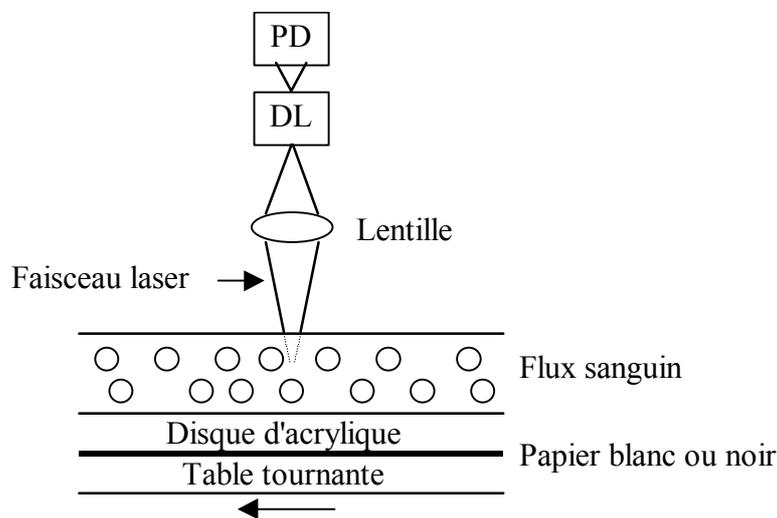


Figure 1-20 : le dispositif proposé par Mito comprend une diode laser, ainsi que sa photodiode interne. Une lentille sert à focaliser les faisceaux incident et réfléchi. Le sang circule à l'intérieur d'une rainure circulaire tracée sur un disque d'acrylique transparent (à 12,5cm du centre du disque) de diamètre externe égal à 300mm.

Ainsi, pour une diode laser émettant à 780 nm, dont le faisceau fait un angle de 85° avec le flux sanguin et pour un flux sanguin de $10\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$, la fréquence Doppler obtenue est égale à 30kHz. Cependant, à priori, rien ne prouve que la fréquence Doppler obtenue en focalisant le faisceau laser sur le flux sanguin mobile n'est pas en fait, la fréquence engendrée par la rotation du disque lui-même. Ainsi, pour mettre en évidence le fait que le flux sanguin se comporte comme toute autre cible, un disque noir ou blanc est inséré entre la table tournante et le disque d'acrylique. Le spectre en fréquence du signal de "self-mixing" obtenu avec le disque blanc sert de référence : il présente 4 pics distincts, le premier traduit la fréquence initiale du laser, le deuxième indique le saut en fréquence Doppler, les troisième et quatrième sont des harmoniques supérieures. Maintenant, si on utilise un disque noir, le spectre en fréquence est très faible. Cela signifie que la réflexion de la

surface du liquide est négligeable. Cependant, pour un sang d'hématocrite¹ à 35,4%, les deux premiers pics sont clairement obtenus, celui reportant le saut en fréquence Doppler étant nettement inférieur à celui obtenu pour un disque blanc.

Ensuite une étude teste l'influence de l'hématocrite du liquide (de 0 à 36%) sur la visibilité du phénomène de "self-mixing". Le disque blanc est inséré entre le disque d'acrylique et la table tournante. Le faisceau laser, placé à 40 mm de la rainure, fait un angle de 85° avec l'axe du flux sanguin. Le disque a une vitesse angulaire d'au maximum 40 révolutions par minute, soit un flux sanguin de $52\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$. En exprimant l'amplitude du pic du saut en fréquence Doppler en fonction de l'hématocrite, il est mis en évidence que pour une faible hématocrite, la réflexion du faisceau laser est assurée par le disque de papier blanc ; le faisceau laser est très peu réfléchi par la surface et traverse le fluide. Plus l'hématocrite est élevée, plus les hématies réfléchissent le faisceau laser. Ce sont donc bien les particules de sang en mouvement qui sont à l'origine du signal de "self-mixing".

1.3.4.4.a.ii Capteurs avec fibre optique

Plusieurs types de dispositifs fibrés ont été étudiés. Koelink [42][43] utilise une diode laser dont le faisceau est guidé par une fibre optique de la diode vers une cuvette tournante contenant du sang humain décoagulé à l'aide d'héparine et d'hématocrite à 40%. La calibration pour la mesure de vitesse est réalisée en plaçant la cuvette sur un disque tournant dont on maîtrise la vitesse angulaire. Connaissant la position de la fibre et donc celle du volume sanguin d'étude, la vitesse du flux est déduite (**Figure 1-21**). Ren [44] utilise une seringue contenant le sang humain décoagulé, additionné d'un manomètre à mercure afin de créer une chambre à pression ajustable [45][46]. Deux trous dans le tube de la seringue donnent accès à une deuxième seringue et au volume sanguin d'un capillaire. La calibration pour les mesures de vitesse utilisant la seringue est réalisée à l'aide d'une solution standard de particules de latex (Periflux motility standard).

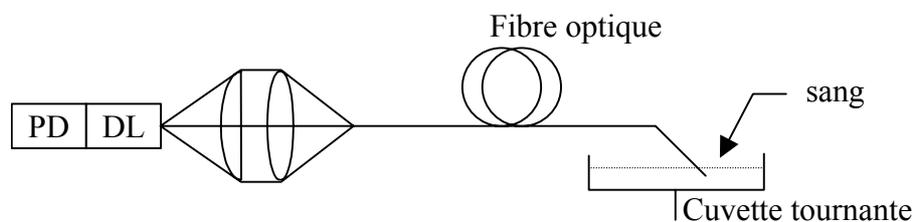


Figure 1-21 : schéma synoptique du capteur fibré de flux sanguins *in vitro* utilisé par Koelink [42].

¹ Hématocrite : rapport du volume des hématies (globules rouges) au volume sanguin total.

Quel que soit le dispositif d'étude choisi, le spectre en fréquence du signal de "self-mixing" a une forme en exponentielle décroissante. Il n'y a pas d'harmoniques supérieures, car le signal est étalé sur une large bande de fréquence. Une fréquence de coupure est définie, à partir de laquelle le signal de "self-mixing" se noie dans le bruit. Celle-ci est en fait égale à la fréquence Doppler pour des taux d'hématocrite inférieur ou égal à 40% [46]. D'autre part, Koelink [47] met en évidence que l'ajout d'une plaque de verre, liée à l'embout de la fibre (côté diode laser) à l'aide d'une huile à faible indice de réfraction, réduit la réflexion de l'extrémité de la fibre et permet une lecture plus précise de la fréquence de coupure du spectre en fréquence (**Figure 1-22**).

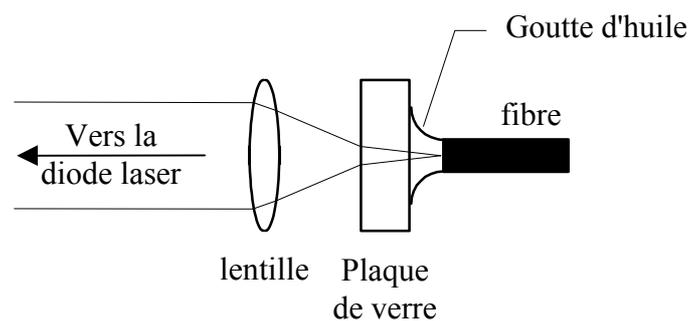


Figure 1-22 : dispositif expérimental destiné à réduire la réflexion de l'embout de la fibre (côté diode laser) dans la cavité laser [47].

Les capteurs fibrés ont l'avantage de pouvoir être immergés dans le fluide. Cependant, ils génèrent des mesures destructives, puisque la fibre optique crée une zone de turbulences dans le fluide à son extrémité. De plus, cette zone est plus importante si le flux s'éloigne de la fibre que si le flux va vers la fibre. Cependant, cette zone diminue avec l'augmentation du flux sanguin quand ce dernier est dirigé vers la fibre. Il est donc préférable d'introduire la fibre dans le sens opposé au flux. D'autre part, Ren [44] affirme que lorsque le volume d'étude est comparable à celui du vaisseau sanguin, le faisceau laser est alors réfléchi non seulement par les particules rapides du centre du vaisseau, mais aussi par les particules lentes situées près de la périphérie. Si le volume d'étude est plus petit que celui du vaisseau, la vitesse déterminée est plus élevée que le flux moyen, car ne seront considérées que les particules du centre qui sont les plus rapides [48]. La détermination de la vitesse dépend en conséquence du diamètre du vaisseau, de son épaisseur, de la distance à la fibre.

Les flux mesurés sont inférieurs à quelques centimètres par seconde. En effet, Koelink [43] mesure des vitesses entre 2 et 20mm.s⁻¹, tandis Ren [44] évalue des vitesses comprises entre 0 et 1,2mm.s⁻¹ avec une précision de 0,1%.

L'utilisation des fibres optiques est bien adaptée au biomédical, puisque leur petitesse permet de les insérer dans des cathéters adéquats pour atteindre des vaisseaux sanguins de faible diamètre.

1.3.4.4.b. Obtention des données médicales pour les mesures in vivo

Dans le cas de mesures *in vivo*, par l'intermédiaire du spectre en fréquence du signal de "self-mixing" $S(f)$, il est possible d'obtenir plusieurs données médicales, telles que le nombre d'hématies dans le flux sanguin, le suivi des battements de cœur...

En effet, il a été montré [38][49][50] que le moment d'ordre 0 du spectre en fréquence \mathcal{M}_0 du signal de "self-mixing" est proportionnel au nombre de globules rouges (hématies) ou à leur concentration.

$$\mathcal{M}_0 = \int_0^{\infty} S(f) df \quad (1-37)$$

D'autre part, le moment du premier ordre \mathcal{M}_1 du spectre en fréquence du signal de "self-mixing" est proportionnel à la vitesse moyenne des particules de sang en mouvement $\langle V^2 \rangle^{1/2}$ [39].

$$\mathcal{M}_1 = \int_0^{\infty} f S(f) df = \frac{\langle V^2 \rangle^{1/2} \beta}{(12\xi)^{1/2} a} h(\bar{m}) \quad (1-38)$$

Où a représente le rayon d'une hématie (supposée sphérique), ξ est un facteur empirique dépendant de la forme des hématies et β un facteur instrumental. La variable \bar{m} représente le nombre moyen de collisions entre un photon détecté et une hématie en mouvement. La fonction $h(\bar{m})$ dépend linéairement du volume des tissus sanguins pour $\bar{m} \ll 1$ et varie proportionnellement à la racine carrée du volume des tissus pour $\bar{m} \gg 1$.

Finalement, le moment d'ordre 2 du spectre en fréquence du signal de "self-mixing" dans le cas de flux sanguins est aussi proportionnel à la perfusion au carrée, tandis que la racine carrée du moment pondéré d'ordre 2 est proportionnelle à la vitesse moyenne du flux au carrée [51]. Ainsi, à partir du moment d'ordre 2, il est possible de retrouver les battements du cœur du patient étudié.

$$\mathcal{M}_{2_pondéré} = \frac{\mathcal{M}_2}{\mathcal{M}_0} = \frac{\int_0^{\infty} f^2 S(f) df}{\int_0^{\infty} S(f) df} \quad (1-39)$$

1.3.4.4.b.i Capteur sans fibre optique ou faisabilité

Le dispositif expérimental proposé par de Mul [51] utilise une diode laser avec sa photodiode intégrée, ainsi qu'un élément Peltier qui assure sa stabilisation en température. Le faisceau laser est focalisé sur l'index d'un volontaire, le doigt étant maintenu par une mousse élastique à l'intérieur

d'un diaphragme. La **Figure 1-23** présente le dispositif de traitement des données qui permet d'obtenir les divers moments du spectre en fréquence du signal de "self-mixing".

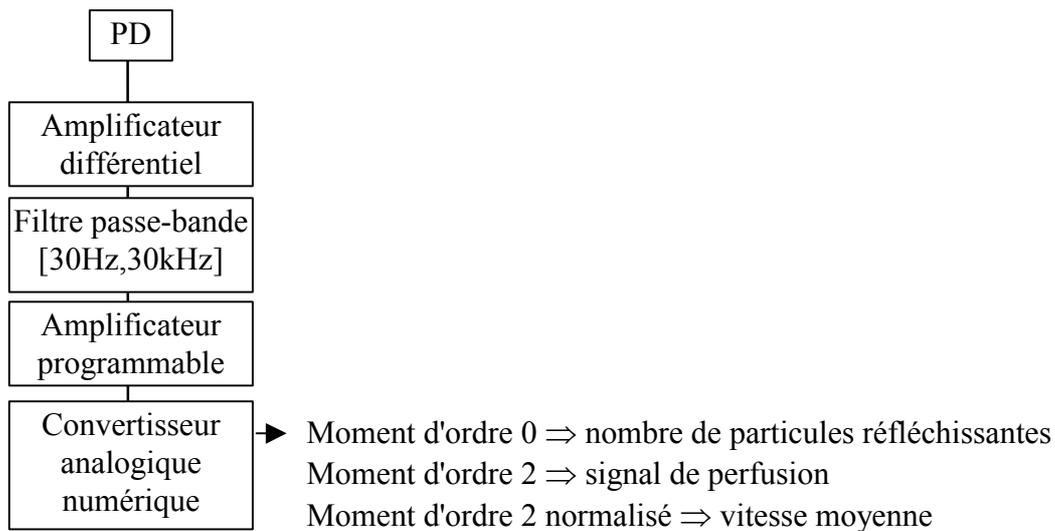


Figure 1-23 : dispositif de traitement des données pour obtenir les divers moments du spectre.

Comme il a été dit au paragraphe **1.3.4.4.b**, il est possible de retrouver les battements du cœur, à partir du moment d'ordre 2 du spectre en fréquence du signal de "self-mixing". En effet, durant le temps d'un garrot au bras, la perfusion et le nombre de particules tendent vers zéro ; la vitesse a un rapport signal sur bruit élevé, dû aux faibles valeurs du moment d'ordre zéro. Le bruit est dû à la vasomotion². En outre, des mouvements involontaires de la surface du doigt, conséquences des fluctuations périodiques de la pression sanguine, provoquent des signaux non désirés sur le signal de perfusion. Si, maintenant, on place une lamelle de microscope en verre, collée au doigt, à l'aide d'huile à faible indice de réfraction, le moment d'ordre zéro est amplifié, la vitesse moyenne varie plus largement et le signal de perfusion indique toujours les battements du cœur, mais avec de plus faibles variations. D'autre part, en considérant la diode laser seule non focalisée, il existe un faible faisceau qui rentre directement dans la photodiode qui donne lieu à un hétérodynage. Ceci engendre un saut en fréquence qui peut donc gêner le phénomène de "self-mixing".

1.3.4.4.b.ii Capteur avec fibre optique

Pour le dispositif de Ren [44], un carré de peau (8*8mm²) a été retiré, de manière à exposer le muscle. Ce dernier est protégé par une huile minérale de manière à ne pas se déshydrater. Une fibre optique est placée perpendiculairement au vaisseau sanguin. Le dispositif est calibré à zéro, en se plaçant à un endroit où il n'y a pas de vaisseaux sanguins. Les signaux sont traités par le processeur

² Vasomotion : mouvement involontaire des veines.

développé par Bonner & Nossal [39] qui fournit un signal proportionnel au premier moment pondéré de la densité spectrale de puissance.

Les spectres en fréquences des signaux de "self-mixing" pour des artérioles ($\varnothing 50,2\mu\text{m}$) et des veinules ($\varnothing 74,4\mu\text{m}$) sont différents de la décroissance exponentielle. Si, maintenant, on considère les spectres des signaux de "self-mixing", après traitement par le processeur, on observe 4 pics bien distincts pour l'artériole. Le premier P1 correspond au changement de la respiration et le deuxième est sa première harmonique. Le troisième traduit les changements des pulsations du cœur et le quatrième sa première harmonique. En revanche, on ne trouve aucun pic au niveau des signaux correspondant à la veinule. Par contre, on détermine une composante faible fréquence traduisant une activité motrice microvasculaire.

Tant que la fibre reste perpendiculaire au flux, aucun signal de "self-mixing" ne doit être attendu. En revanche, les caractéristiques de surface convexe des hématies aux différentes profondeurs du volume étudié contribuent au signal de "self-mixing".

Le signal de "self-mixing" a une réponse assez rapide pour mesurer les pulsations cardiaques d'un cochon d'Inde. Son pouls est de 5-6 Hz. La réponse de la technique est limitée par la résolution de son processeur (30 ms).

Comparée aux méthodes sans "self-mixing", comprenant les méthodes utilisant deux faisceaux [52][53] ou utilisant des microscopes [48][54], cette technique est plus facilement alignable, moins coûteuse, plus conviviale grâce à sa diode fibrée.

1.3.4.5. Vélocimètre speckle (*"laser speckle velocimeter"*)

Nous avons vu dans le chapitre 1.3.4.3 concernant la vélocimétrie laser Doppler que la puissance d'une diode laser mise en présence d'une cible non coopérative se déplaçant latéralement par rapport au faisceau laser (i.e. perpendiculairement à l'axe optique) est fortement déformée (**Figure 1-18**). Ces variations d'amplitude de la puissance sont dues à l'effet speckle. Pour la plupart des applications métrologiques, nous cherchons à limiter l'influence du speckle. Shibata [55] propose d'utiliser ce phénomène pour en déduire la vitesse d'une cible se déplaçant latéralement. Rappelons tout d'abord quelques notions sur le speckle.

1.3.4.5.a. Le phénomène speckle

Un faisceau laser polarisé de façon rectiligne pointe une cible réelle. Une fraction de ce faisceau est rétrodiffusé dans l'espace, par réflexion spéculaire et lambertienne. En raison de la cohérence du faisceau laser, la surface rugueuse éclairée bien que de petite taille peut être considérée comme un ensemble infini de points émetteurs de lumière cohérente. Il apparaît ainsi dans l'espace de petites surfaces d'égales intensités ressemblant à des grains. Ce phénomène est connu sous le terme d'effet speckle.

L'onde résultante est en fait la somme de multiples ondes cohérentes générées par l'ensemble des sources secondaires de la cible rugueuse. Ainsi, l'amplitude de la puissance réfléchie varie suivant la position du faisceau sur la cible, car les grains de speckle diffèrent en des points distincts. C'est pourquoi, lorsque le faisceau laser pointe la cible continûment ou lorsque la cible se déplace latéralement, la puissance d'émission de la diode laser présente des variations d'amplitude.

1.3.4.5.b. Principe de mesure de vitesse par l'effet speckle

Shibata remarque expérimentalement que la forme du signal déformé par le speckle reste la même quelle que soit la vitesse, pourvu que le trajet décrit par la cible soit le même. Ainsi la **Figure 1-24** met cette observation en évidence : le faisceau laser pointe une cible qui décrit en deux séries d'instantants distincts, le même mouvement à deux vitesses distinctes V_a et V_b telles que $V_b = mV_a$. La puissance observée (a) pendant le temps T , pour la cible de vitesse V_a correspond à la puissance observée (b) pendant un temps m fois plus long (mT) pour une cible de vitesse m fois plus lente (V_a/m). D'autre part, la puissance (a) présente n pics $A_1 \dots A_n$ quand le faisceau laser pointe le trajet de longueur L sur la cible. Ces n pics correspondent aux n pics de la puissance optique (b) $A'_1 \dots A'_n$.

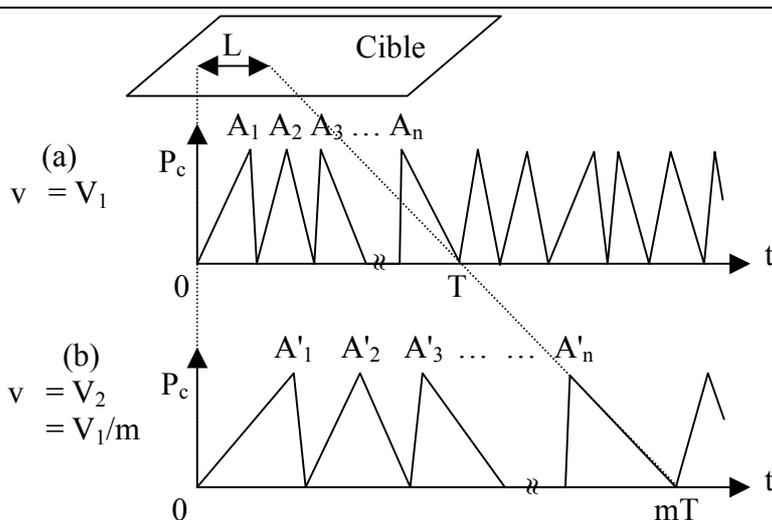


Figure 1-24 : principe de détection de la vitesse v par le vélocimètre speckle développé par Shibata.

Nous avons donc les relations suivantes.

$$V_b = V_a/m \quad \text{et} \quad L = V_a \cdot T = V_b \cdot mT \quad (1-40)$$

Maintenant nous pouvons définir une fréquence moyenne d'apparition des pics de speckle comme le nombre de pics divisé du temps de mesure. Ainsi les fréquences moyennes f_a et f_b correspondant respectivement aux signaux (a) et (b) valent :

$$f_a = n/T \quad \text{et} \quad f_b = n/mT = f_a/m \quad (1-41)$$

À partir des relations (1-40) et (1-41), nous pouvons déduire que le rapport de la fréquence moyenne d'apparition des pics de speckle sur la vitesse de la cible est constant et égal à un coefficient q .

$$f_b/V_b = f_a/V_a = n/L = q \quad (1-42)$$

Ainsi, en caractérisant q en déterminant la fréquence moyenne des pics de speckle à une vitesse connue, il sera aisé de déterminer une vitesse quelconque de la cible V_m à partir de la connaissance de la fréquence moyenne f_m .

$$V_m = f_m/q \quad (1-43)$$

Cette relation n'est valable que pour le même déplacement de cible que celui de référence et surtout pour une cible de granularité uniforme, ce qui limite son intérêt.

1.3.4.5.c. Résultats expérimentaux

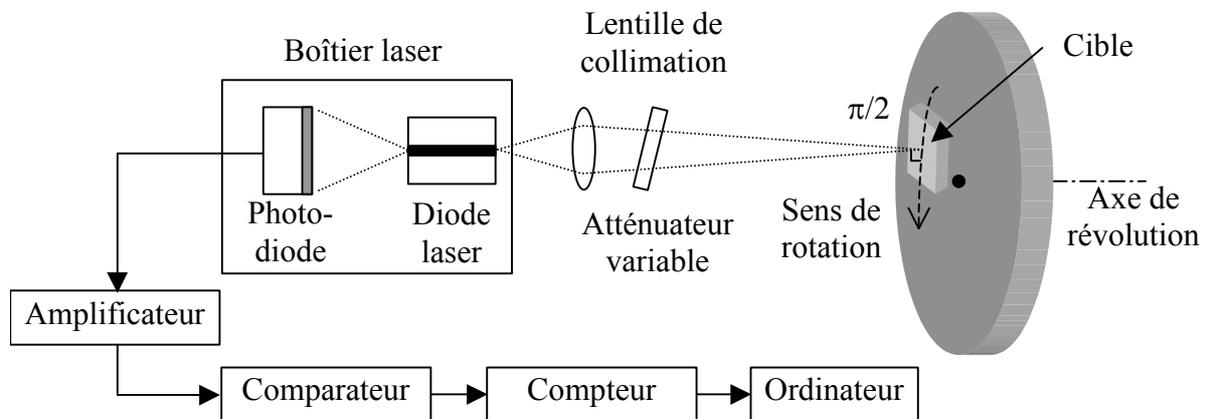


Figure 1-25 : schéma de principe du vélocimètre speckle utilisé par Shibata [55].

La Figure 1-25 présente le dispositif utilisé par Shibata [55]. La puissance déformée par le speckle est recueillie à l'aide de la photodiode interne au boîtier laser, puis amplifiée. Elle est numérisée en un train de pics avec un comparateur dont les seuils haut et bas sont ajustés suivant la granularité de la cible. Une fenêtre permet de sélectionner le signal correspondant au temps de mesure. Ainsi il est possible de déterminer la fréquence moyenne du signal de speckle en divisant le nombre de pics par le temps total de mesure.

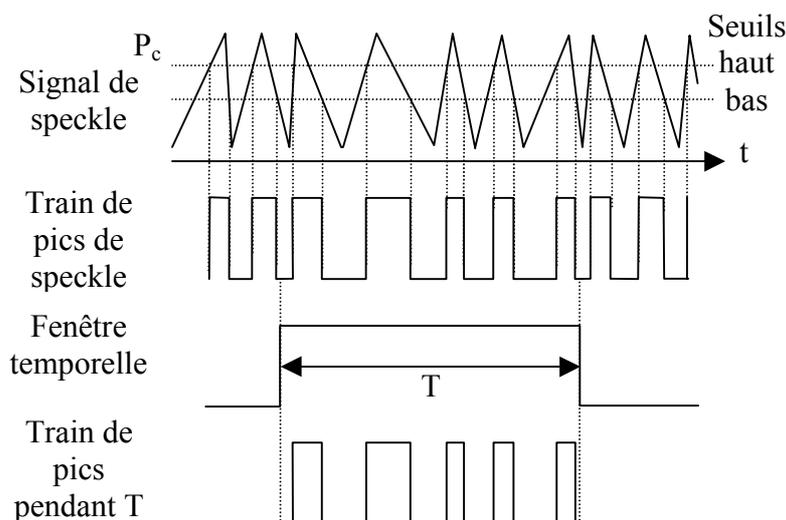


Figure 1-26 : traitement de la puissance optique déformée par l'effet speckle, utilisé par Shibata [55].

La cible est soit une feuille de papier blanc de surface lisse, soit une assiette de plastique blanc de surface lisse et le faisceau laser a un spot de $360\mu\text{m}$ de diamètre. Dans les deux cas, l'expérience confirme la linéarité de la vitesse de la cible en fonction de la fréquence du signal de speckle pour

des vitesses comprises entre 75 et 300mm.s^{-1} . La résolution obtenue est de l'ordre de $2,2\%$ lorsque la cible s'est déplacée d'au moins 100mm .

Shibata propose d'appliquer ce type de vélocimètre à la mesure de la longueur totale de plaques d'acier sur des lignes de productions en intégrant la vitesse.

1.3.5. CONCLUSION SUR LA MESURE DE DÉPLACEMENT PAR "SELF-MIXING"

Nous avons présenté dans ce paragraphe, le phénomène de "self-mixing" appliqué à la mesure de déplacement. Généralement, pour ce type de mesure, la diode laser a un courant d'injection constant. Un tel capteur permet donc de caractériser des déplacements, en amplitude ou en forme (i.e. reconstitution de la loi du mouvement) et ainsi permettre la mesure de vibrations. Il peut également être appliqué à l'analyse modale et à la détection de défauts, en déterminant les fréquences de résonance et les vecteurs modaux de l'objet pointé par le faisceau laser.

D'autre part, la mesure de déplacement étant liée à la mesure de vitesse, nous pouvons déterminer cette vitesse, par l'intermédiaire de l'effet Doppler. Ce phénomène est largement mis à contribution dans le domaine médical pour la détection de flux sanguins, le capteur étant alors utilisé soit tel quel, en visant le doigt d'un patient, soit couplé à une fibre pour avoir directement accès aux vaisseaux sanguins. Un autre type de vélocimètre par "self-mixing" a été étudié, basé sur le phénomène "speckle". Dans ce cas là, la direction du déplacement de la cible est perpendiculaire au faisceau laser. Il pourrait être appliqué par exemple à la mesure de la longueur de plaque d'acier sur des lignes de productions.

Les principales applications décrites dans ce paragraphe sont rassemblées dans un tableau et deux organigrammes de synthèse exposés à la section [Erreur ! Source du renvoi introuvable..](#)

Maintenant, intéressons-nous à un capteur par "self-mixing" dont le courant d'injection est modulé, qui est ainsi appliqué à la mesure de distance et de vitesse.

1.4. LA MESURE DE DISTANCE ET DE VITESSE PAR "SELF-MIXING"

1.4.1. INTRODUCTION

Lorsque le phénomène de "self-mixing" dans les diodes lasers est mis à contribution pour les mesures de distance et de vitesse, le courant d'injection appliqué à la diode laser est généralement modulé par un signal en triangle. Dans le paragraphe concernant la mesure de déplacement par "self-mixing", nous avons montré qu'il était possible de mesurer des vitesses, à courant d'injection constant, que ce soit en utilisant le phénomène Doppler ou l'effet Speckle. Ce qui change essentiellement dans cette partie, c'est le fait que le courant d'injection soit modulé. D'autre part, la mesure de vitesse dans le cas où la diode laser est modulée en courant a été très peu développée car les vitesses mesurées sont nettement plus faibles que celles obtenues par la vélocimétrie laser Doppler.

1.4.2. LE "SELF-MIXING" APPLIQUÉ À LA TÉLÉMÉTRIE ET À LA VÉLOCIMÉTRIE

D'après l'équation (1-20) donnant la puissance d'émission avec cible en fonction de la puissance d'émission seule, nous pouvons expliciter la pseudo-période T_b de la puissance d'émission de la diode laser en présence de cible comme :

$$v_s(t_0 + T_b)\tau_{\text{ext}}(t_0 + T_b) - v_s(t_0)\tau_{\text{ext}}(t_0) = \pm 1 \quad (1-44)$$

En considérant le développement au premier ordre de la fréquence d'émission laser sur une pseudo-période de la puissance d'émission, nous obtenons la dérivée de la fréquence d'émission sans cible à l'instant t_0 .

$$\left(\frac{dv_s}{dt}\right)_{t_0} = -\frac{v_s(t_0)}{\ell_{\text{ext}}(t_0 + T_b)}v(t_0) + \frac{\sigma}{T_b} \frac{c}{2\ell_{\text{ext}}(t_0 + T_b)} \quad (1-45)$$

Où v représente la vitesse de la cible et $\sigma = \pm 1$. L'inverse de la pseudo-période sera appelée fréquence de battement et notée f_b . Par extension, la pseudo-période T_b pourra être appelée temps de battement. De manière à déterminer les caractéristiques de la cible, à savoir la distance qui la sépare de la diode ℓ_{ext} et sa vitesse propre v , il faut écrire l'équation (1-45) en un instant t_1 , différent

de t_0 . Cet instant t_1 doit être pris aussi proche que possible de t_0 , de sorte à ce que les variations de la distance à la diode et de la vitesse de la cible restent faibles. L'utilisation d'une modulation en triangle de la fréquence d'émission, par l'intermédiaire d'une modulation de courant, offre la possibilité de pouvoir choisir deux instants t_0 et t_1 tels que les fréquences d'émission sans cible en ces instants soient égales et leurs dérivées opposées (**Figure 1-27**).

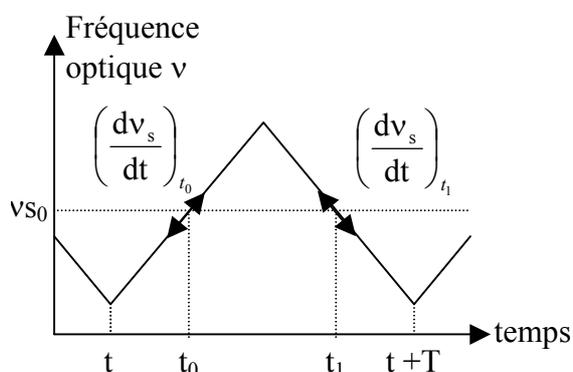


Figure 1-27 : modulation en triangle de la fréquence optique de la diode laser de période T, induite par une modulation de courant en triangle. Cette modulation permet d'avoir deux instants t_0 et t_1 tels que les fréquences optiques correspondantes soient égales et leurs dérivées opposées.

On obtient alors le système d'équations ci-après :

$$\begin{aligned} \left(\frac{dv_s}{dt} \right)_{t_0} &= -\frac{v_{s_0}}{\ell_{\text{ext}}} v + \frac{c}{2\ell_{\text{ext}}} \sigma_0 f_{b_0} \\ \left(\frac{dv_s}{dt} \right)_{t_1} &= -\frac{v_{s_0}}{\ell_{\text{ext}}} v + \frac{c}{2\ell_{\text{ext}}} \sigma_1 f_{b_1} = -\left(\frac{dv_s}{dt} \right)_{t_0} \end{aligned} \quad (1-46)$$

Où f_{b_0} et f_{b_1} représentent respectivement les fréquences de battement de la puissance d'émission laser aux instants t_0 et t_1 . La résolution de ce système donne la vitesse et la distance de la cible.

$$\begin{aligned} v &= \frac{c}{4v_{s_0}} (\sigma_0 f_{b_0} - \sigma_1 f_{b_1}) \\ \ell_{\text{ext}} &= \frac{c}{4 \left(\frac{dv_s}{dt} \right)_{t_0}} (\sigma_0 f_{b_0} + \sigma_1 f_{b_1}) \end{aligned} \quad (1-47)$$

Le capteur de base par "self-mixing" pour la mesure de distance ou de vitesse est le même que celui permettant la mesure de déplacement (**Figure 1-5**). Il est en général très simple, puisqu'il se réduit à une diode laser associée à une lentille de collimation. La détection de la puissance se fait toujours par l'intermédiaire de la photodiode interne au boîtier laser. Seule la partie concernant le traitement des signaux de "self-mixing" diffère. Les principaux avantages des capteurs par "self-mixing" sont la compacité, la simplicité, leur faible prix de revient et le fait qu'ils soient auto-alignés. Ces

capteurs ont été utilisés par Beheim & Fritsch [56], Shinohara [57], Bosch [58][59] et de Groot [61].

1.4.3. MÉTHODE DU COMPTAGE DE PICS

Beheim & Fritsch [56], en 1986, proposent une formulation approchée de la distance et de la vitesse d'une cible - voir le système d'équations (1-48) - à partir de la connaissance de la puissance d'émission de la diode laser dont l'émission est modifiée par la présence de la cible. Bien qu'expérimentales, ces formules sont une approximation du système (1-47) pour lequel les fréquences de battement instantanées f_{b0} et f_{b1} sur chaque pente de modulation sont remplacées par des valeurs moyennes.

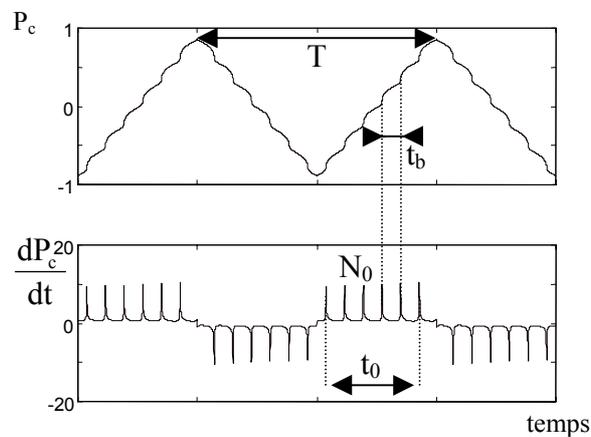


Figure 1-28 : puissance d'émission d'une diode laser mise en présence d'une cible et sa dérivée.

Le courant d'injection de la diode laser est modulé par un triangle. En plaçant une cible quelconque sur le trajet du faisceau laser, la puissance optique d'émission de la diode laser présente des variations autour de la modulation triangulaire du courant d'injection. La Figure 1-28 montre cette puissance d'émission modifiée par la présence d'une cible, ainsi que sa dérivée. Un pic traduit l'apparition d'une variation de puissance. L'inverse du temps compris entre deux pics consécutifs de même nature est nommé fréquence de battement f_b ou fréquence d'apparition des pics. Au vue de la pseudo-périodicité des variations de puissance, une pseudo-période moyenne par pente de modulation (i.e. la demi-période de la puissance d'émission) peut être grossièrement approximée comme la demi-période ($T/2$) divisée du nombre de pseudo-périodes de la puissance (N_0) moins un. En outre, la dérivée de la fréquence d'émission par rapport au temps sera estimée comme la variation de fréquence optique $\Delta\nu_{pp}$ sur la demi-période de modulation.

$$v = \frac{\lambda}{2T} (N_0 - N_1) \quad (1-48)$$

$$\ell_{\text{ext}} = \frac{c}{4\Delta v_{\text{pp}}} (N_0 + N_1)$$

Ainsi, si la cible est animée d'un mouvement quelconque, i.e. la cible possède une vitesse non nulle, cela se traduit au niveau de la dérivée de la puissance d'émission par un décalage des nombres de pics obtenus sur les pentes montante et descendante de modulation (**Figure 1-29**). Or, l'équation donnant la vitesse de la cible n'est valable que pour une fourchette de vitesses précisée par Servagent [13] :

$$|v| \leq \frac{2|\Delta v_{\text{pp}}|}{Tv_s} \ell_{\text{ext}} \quad (1-49)$$

Beheim *et al.* mesurent des vitesses de cible qui sont inférieures à environ $210\mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. En effet, Pour des vitesses supérieures à la limite de validité, on constate une diminution des pics sur une des pentes, jusqu'à même constater une inversion des pics.

La précision de ces équations est directement reliée à la précision du comptage de pics de la dérivée de la puissance d'émission. Par pente, on peut faire une erreur de ± 1 pic (*cf.* **chapitre 2**). Pour la détermination de la vitesse qui tient compte de nombre total de pics sur une période de modulation, l'erreur maximum possible est donc de 2 pics. En ce qui concerne la vitesse, étant donné qu'on utilise une différence des nombres de pics par pente, l'erreur maximum que l'on peut faire reste ± 2 pics. La résolution des formules approchées, données ci-dessus, est de $c/2\Delta v_{\text{pp}}$ pour la distance et de λ/T pour la vitesse.

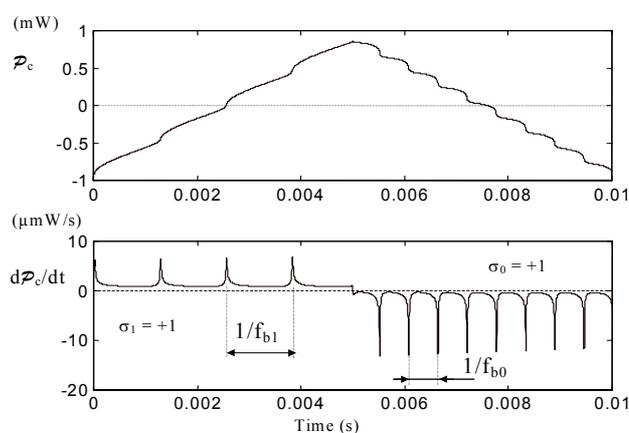


Figure 1-29 : puissance optique théorique \mathcal{P}_c d'une diode laser mise en présence d'une cible et sa dérivée. La cible est placée à 2,4cm de la diode. Elle a une vitesse de $210\mu\text{m/s}$.

En utilisant une diode laser MITSUBISHI ML3101 de 845nm de longueur d'onde, de $\Delta v_{pp}=40\text{GHz}$ d'excursion en fréquence, pour une modulation de courant en triangle de 34Hz et de 6mA d'amplitude, Beheim & Fritsch annonce une précision de 2,7mm, pour des distances comprises entre 5 et 50cm, correspondant à la résolution énoncée ci-dessus. Shinohara *et al.* [57] font la remarque que cette erreur est supérieure à 0,7% pour des distances inférieures à 40cm.

D'autre part, sachant que la résolution du capteur de distance est inversement proportionnelle à l'excursion en fréquence optique, il est possible d'utiliser une diode qui a une excursion optique plus importante. Ainsi les diodes tri-électrode DBR ont typiquement des excursions optiques de quelques centaines de gigahertz. Grégory Mourat [60] utilise une DBR Yokogawa d'excursion optique égale à 375GHz, ce qui donne une résolution théorique de la mesure de distance égale à 0,4mm. Cependant, ce type de diode a un prix élevé et présente des courants de commande très bruités.

1.4.4. UTILISATION DES FRÉQUENCES DE BATTEMENT

1.4.4.1. Modulation du courant en triangle

Le comptage de pics est une approximation grossière des fréquences de battement. Pour obtenir une meilleure résolution sur la mesure de distance, Shinohara *et al.* [57] propose un traitement du signal de "self-mixing" permettant une meilleure approximation des fréquences de battement (**Figure 1-30**). Au lieu de prendre la demi-période de modulation divisée du nombre de pics par pente, une fenêtre logique permet de sélectionner seulement quelques pics. Connaissant ce nombre de pics, il est possible de réaliser la moyenne des temps de battement contenus dans cette fenêtre.

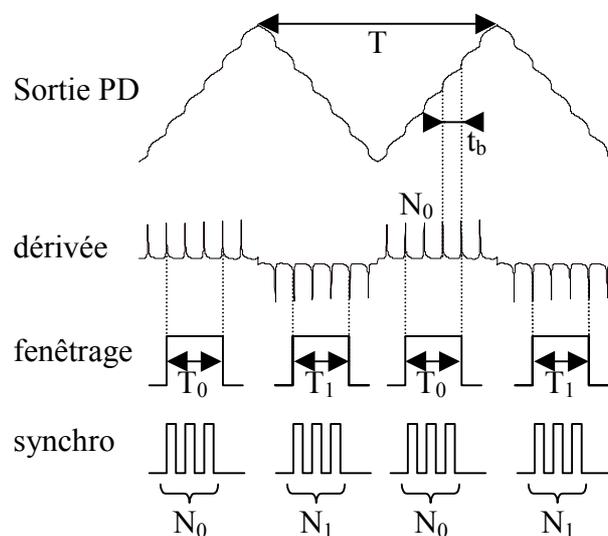


Figure 1-30 : principe et méthode de détermination de la distance proposés et réalisés par Shinohara *et al.* [57].

La formule proposée pour la détermination de la distance est la suivante :

$$\ell_{\text{ext}} = \frac{cT}{4i_m \Delta F_e T_M} \quad \text{avec} \quad \frac{1}{T_M} = \frac{1}{2} \left(\frac{N_0}{T_0} + \frac{N_1}{T_1} \right) \quad (1-50)$$

Où c est la vitesse de la lumière, T est la période du triangle de modulation, i_m l'amplitude pic à pic du courant modulé, ΔF_e le coefficient de modulation fréquence - courant (effective FM modulation efficiency) et T_M la moyenne des N_0+N_1 temps de battement contenus dans les fenêtres de synchronisation de durée T_0 et T_1 .

La modulation de courant est triangulaire de fréquence 2kHz et d'amplitude pic à pic de 2mA. L'erreur maximale obtenue sur l'intervalle de distance $\{0,2\text{m} ; 1\text{m}\}$ vaut $\pm 2,6\text{mm}$, soit une erreur maximale de 1,3%.

De Groot [61] introduit la fréquence de battement ("beat frequency") donnée par la relation $f_b = \tau dv/dt$, où v est la fréquence optique. Or, d'après le système (1-47), l'équation concernant la distance peut s'écrire comme :

$$f_{b_0} + f_{b_1} = 2\tau_{\text{ext}} (dv_s/dt)_{t_0} \quad (1-51)$$

Cela signifie que la fréquence de battement de de Groot *et al.* est la moyenne des fréquences de battement obtenues sur les deux pentes de modulation de la diode laser. En utilisant une diode SHARP LT015MDO (~6m de longueur de cohérence), modulée autour du courant moyen de 78mA (10mW), par un triangle de 500Hz et d'amplitude 1,25mA pic à pic (3,25GHz de glissement de fréquence optique), les fréquences de battement sont relevées à l'aide d'un analyseur de spectre. Sont alors mesurées des distances de 0,25 à 2,35m avec une précision de 2cm, soit 0,085% à 8% d'erreur.

Nérin [62][63] applique le phénomène de "self-mixing" aux microlasers. Il utilise un cristal monolithique Nd:YAG. La modulation en triangle de fréquence optique est assurée par un cristal électro-optique de LiTaO₃ collé directement sur l'amplificateur du Nd:YAG. Le pompage du microlaser est réalisé par l'intermédiaire d'une diode laser fibrée. Ainsi la puissance optique délivrée par le microlaser est de l'ordre de 10mW. La transformée rapide de Fourier (TRF) est appliquée au signal amplifié de "self-mixing" pour déterminer les fréquences de battement. Dans le cas où la cible est immobile, cette TRF présente clairement la fréquence de battement induite par une feuille en papier blanche. Comme nous l'avons fait remarquer pour de Groot, cette fréquence de battement

est en fait la moyenne des fréquences obtenues sur les deux pentes de modulation du laser. Avec ce type de sources lasers et cette méthode de détermination de la fréquence de battement, il est possible de mesurer des distances entre 1 et 10m avec ± 5 mm. Maintenant, si la cible est en mouvement, la TRF présente un second pic. En effet, la relation (1-47) indique que la vitesse est proportionnelle à la soustraction des fréquences de battement des deux pentes de modulation du laser ($\sigma_0 f_{b_0} - \sigma_1 f_{b_1}$) alors que la distance est proportionnelle à leur addition ($\sigma_0 f_{b_0} + \sigma_1 f_{b_1}$). Ce sont ces deux grandeurs que présentent la TRF. Il est donc possible de déterminer et la distance et la vitesse, par addition ou soustraction des deux fréquences obtenues par la TRF. Ce type de dispositif permet de mesurer des vitesses entre 0,1 et 2,5m/s avec 1,5% d'erreur.

1.4.4.2. Modulation en courant modifiée : correction de l'effet thermique

Usuellement, pour le télémètre par effet de "self-mixing", la modulation en courant est triangulaire pour la méthode par comptage de pics. Lorsque la méthode des fréquences de battement est employée, l'utilisateur a besoin des deux fréquences de battement correspondant aux deux pentes de modulation, ainsi que de la variation de fréquence optique, pour déterminer la distance. Comme il est toujours plus précis d'utiliser une moyenne qu'une valeur instantanée, l'utilisateur préfère évaluer des fréquences de battement moyennes. Par contre, il va devoir vérifier la validité de ses moyennes. En effet, une moyenne ne peut être effectuée sur un échantillon de données que si l'histogramme de ce même échantillon présente une forme gaussienne. Or, pour une modulation triangulaire usuelle de courant, l'histogramme des temps de battement ne représente pas une gaussienne. Cela est dû à l'inertie thermique de la cavité laser à la modulation de courant [24].

Dans l'optique de rechercher cette répartition gaussienne des temps de battement, il vient naturellement à l'idée de modifier la modulation de courant d'injection de la diode laser, de sorte à obtenir des temps de battement pratiquement constants au cours de la modulation, et donc une modulation de fréquence la plus triangulaire possible.

Ainsi, Shinohara *et al.* [57] proposent d'utiliser une modulation de courant telle que la modulation de fréquence soit la plus triangulaire possible et donc obtenir un coefficient ΔF_e constant sur toute une pente de modulation. Pour cela, il ajoute à la modulation usuelle en triangle, un signal intégrateur obtenu par un filtre RC. Ainsi, l'erreur maximale des données brutes qui était de $\pm 2,6$ mm sur l'intervalle $\{0,2m ; 1m\}$ est réduite à ± 2 mm sur le même intervalle. Cependant cette technique est empirique.

Nous proposerons au **chapitre 2** une méthode pour déterminer la fonction de transfert du rapport des variations de fréquence optique sur les variations du courant de modulation. Ainsi, la

modulation de courant à imposer pour obtenir une variation triangulaire de fréquence optique sera déterminée théoriquement, par inversion de la fonction de transfert [64], et non pas expérimentalement comme Shinohara *et al.*.

1.4.5. APPLICATION DU CAPTEUR DE DISTANCE (DIODE LASER À COURANT D'INJECTION MODULÉ) À LA VISION TRIDIMENSIONNELLE

Shinohara [57] démontre la faisabilité d'un imageur par diode laser utilisant l'effet de "self-mixing", capable de détecter une assiette avec une surface rugueuse. La surface de celle-ci est maintenue en position verticale. En supposant que la surface de l'assiette varie entre $0,2\text{m} \times 0,2\text{m}$ et $1\text{m} \times 1\text{m}$, le faisceau laser décrit un carré de $2\text{m} \times 2\text{m}$ au sol, la diode étant placée à une hauteur d'un mètre. Leur télémètre a une résolution de 5mm au mètre. C'est largement suffisant pour distinguer une assiette de $0,2\text{m} \times 0,2\text{m}$, localisée à un mètre de distance. Par contre, pour des distances plus élevées, il est nécessaire d'utiliser une diode laser de puissance optique plus importante et de réduire le bruit du laser dû à la modulation de fréquence.

Bosch [58][59] applique la formule (1-48) approchée de la distance à la vision en trois dimensions (Figure 1-31). À l'aide de deux miroirs positionnés par l'intermédiaire de galvanomètres, le faisceau laser de la diode monomode MITSUBISHI ML64110N (785nm, 10mW pour un courant moyen de 95mA) lentement modulée autour du courant moyen par un signal triangulaire de 62Hz et de 0,8mA d'amplitude pic à pic, décrit un environnement contenant un objet 3D inconnu. La précision de l'image obtenue est de 0,5% pour des distances variant de 1 à 3 mètres.

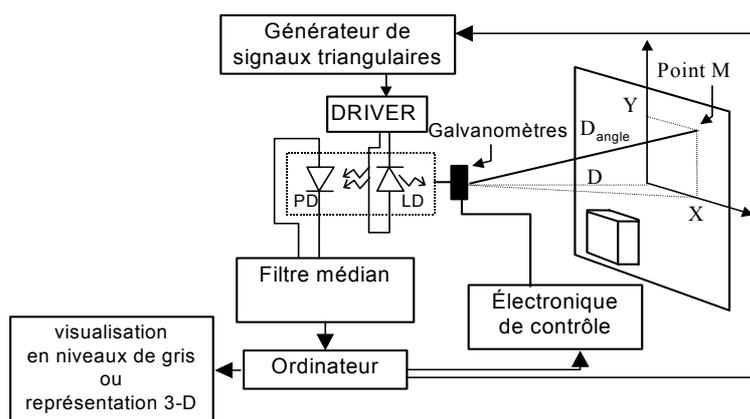


Figure 1-31 : Dispositif de l'imageur 3D par "self-mixing", proposé par Bosch *et al.* [58][59]

Afin d'accroître la qualité de l'image obtenue, les données sont traitées par l'intermédiaire d'un filtre de type médian, dont le principe consiste à remplacer la donnée brute par une valeur médiane d'une matrice de taille fixée centrée autour de la donnée étudiée (Figure 1-32). La précision de l'image

1.5. CONCLUSION

Le milieu actif d'une diode laser peut être modélisé comme une cavité équivalente de type Fabry-Pérot. Si un objet est placé sur le trajet optique du faisceau laser, une faible partie de ce faisceau est réfléchi et ré-injecté dans la cavité laser, modifiant ainsi les paramètres de l'émission laser. Tout se passe comme si l'objet pointé par le faisceau laser créait une cavité externe de Fabry-Pérot. Ce phénomène est connu dans la littérature sous le terme de "self-mixing". Les variations de la puissance optique d'émission, induites par ce phénomène, sont alors accessibles via la photodiode interne au boîtier laser qui sert habituellement à asservir la puissance laser.

Si l'objet pointé par le faisceau laser est mobile et que le courant d'injection de la diode laser est constant, les fluctuations de la puissance d'émission laser vont permettre d'analyser le déplacement de cet objet (amplitude et direction). En revanche, si la puissance de la diode laser est modulée par une modulation du courant d'injection et que l'objet visé par le laser est fixe, nous pourrions obtenir une information sur la distance qui le sépare de la source optique. Si en outre, l'objet est mobile, nous aurons accès à la notion de vitesse.

Ainsi, il est possible de réaliser des capteurs basés sur le phénomène de "self-mixing" composés d'une seule diode laser et de sa photodiode associée et permettant de mesurer des déplacements, des distances et des vitesses. Ces capteurs sont naturellement auto-alignés et sans contact. En outre, l'usage de sources lasers grand public offre une garantie de faible coût. D'autre part, le phénomène de "self-mixing" étant basé sur un modèle à faible couplage, ces capteurs fonctionnent, même pour des cibles diffusantes.

Le capteur de déplacements par "self-mixing" permet donc, comme son nom l'indique, de caractériser des déplacements. Ainsi, il est possible de reconstituer la loi du mouvement de l'objet pointé par le faisceau laser et de connaître son sens de déplacement⁴. Nous pouvons également nous intéresser à l'analyse modale de cette cible, en déterminant ses fréquences de résonance et ses vecteurs modaux. Par ailleurs, il est possible de faire une détection de défauts sur cet objet.

Cependant, la mesure de déplacements est étroitement liée à la mesure de vitesse. Ainsi, en utilisant l'effet Doppler, nous pouvons déterminer la vitesse de la cible, sur une gamme de quelques mm/s à quelques km/h. Ce phénomène est largement mis à contribution dans le domaine médical pour la mesure de flux sanguins. Le capteur par "self-mixing" est alors utilisé soit tel quel, en visant le doigt d'un patient, soit couplé à une fibre pour avoir directement accès aux vaisseaux sanguins. Un autre type de vélocimètre par "self-mixing" a été étudié, basé sur le phénomène "speckle". Dans ce

cas là, la direction du déplacement de la cible est perpendiculaire au faisceau laser. Il pourrait être appliqué par exemple à la mesure de la longueur de plaque d'acier sur des lignes de productions.

Le capteur par "self-mixing" utilisant une source laser modulée en puissance optique permet donc de mesurer des distances et des vitesses. La gamme des distances varie de quelques centimètres à quelques mètres, tandis que la gamme des vitesses est réduite aux centaines de micromètres par seconde. Cependant, pour ce type de capteurs, nous nous intéressons essentiellement à la mesure de distances. Il existe deux méthodes de détermination de distance, étudiées au **chapitre 2**, leurs résolutions étant directement liées à la modulation en fréquence optique de la source laser.

Ce capteur de distance par "self-mixing" peut être appliqué à la vision tridimensionnelle par le simple ajout de deux miroirs positionnés par l'intermédiaire de galvanomètres. Le faisceau laser de la diode décrit alors un environnement contenant un objet 3D inconnu.

Le phénomène de "self-mixing" dans les diodes lasers est basé sur un modèle d'interféromètre à cavités couplées. Cependant, ce modèle a des limites, en particulier pour les fortes rétrodiffusions. En effet, nous n'avons développé la théorie que dans le cas où le paramètre C est inférieur à 1, ce qui correspond à une rétro-injection optique dans la cavité laser faible. Dans ce cas, la diode laser est théoriquement monomode. Pour des valeurs de C supérieures à l'unité mais inférieures à 4,7, valeur à partir de laquelle la diode laser entre dans un état instable avec perte de cohérence, la diode laser est théoriquement multimode. Or, l'expérience montre qu'elle fonctionne encore en régime monomode. Cependant, un phénomène d'hystérésis apparaît au niveau de l'émission laser. Nous allons mettre en évidence au **chapitre 2** que ce phénomène n'induit pas d'erreur sur la mesure de distance. D'autre part, dans le **chapitre 3**, pour la mesure de déplacements, nous allons le caractériser de sorte à ne pas être limité par ce phénomène d'hystérésis.

Finalement, afin de synthétiser les principaux résultats de ce chapitre bibliographique, j'ai choisi de les représenter sous la forme d'un tableau spécifiant l'ensemble des paramètres et de deux organigrammes. Ces derniers mettent en exergue les différentes applications du "self-mixing" en fonction du courant d'injection de la diode laser, constant ou modulé.

Diode laser		État	État de la cible	Traitement de la puissance optique	Informations	Applications	Limitations	
Courant d'injection								
Constant			Mobile Perpendiculairement à l'axe optique	Traitement numérique	Vitesse <i>Effet Speckle</i>	Vélocimétrie : défilement de plaques d'acier	Trajet de référence sur la cible	
			Mobile Non perpendiculairement à l'axe optique	Transformée de Fourier	Composante de la vitesse selon l'axe optique <i>Effet Doppler</i>	Vélocimétrie : grande vitesse Détection de flux sanguins		
		Statique	Mobile selon l'axe optique - mouvement aléatoire -	Interprétation des fluctuations de puissance optique	Déplacement en un point - Amplitude - Direction	Reconstruction de la loi du mouvement Mesure de vibrations	Dérive en température de la longueur d'onde	
			Mobile selon l'axe optique - excitation impulsionnelle -	Transformée de Fourier	Fréquence de résonance	Analyse modale		
		Mobile selon l'axe optique - régime sinusoïdal permanent - (fréquence de résonance)	Mobile selon l'axe optique - régime sinusoïdal permanent -	Interprétation des fluctuations de puissance optique	Vecteur modal (+ <i>galvanomètres XY</i>)	Détection de défauts (+ <i>galvanomètres XY</i>)		
				Transformée de Fourier	Déplacement - Amplitude - Fréquence	Mouvement de la diode laser qui sert de référence		
	Modulé en dents de scie (FM)	Statique	Mobile selon l'axe optique - régime sinusoïdal permanent -	Détermination du déphasage entre les fluctuations de puissance optique	Amplitude du déplacement	Analyse de vibrations	Inertie thermique de la cavité laser	
			Statique	Comptage des fluctuations de la puissance optique ou Détermination des fréquences d'apparition	Distance	- Vision tridimensionnelle - Profilométrie (+ <i>galvanomètres XY</i>) Vélocimétrie : faible vitesse	- Inertie thermique de la cavité laser - problème de la mesure du chirp	
	Modulé en triangle (FM)	Statique	Mobile selon l'axe optique - faible vitesse -		Vitesse			

Synthèse des applications du phénomène de "self-mixing"
 - Diode à courant d'injection constant -

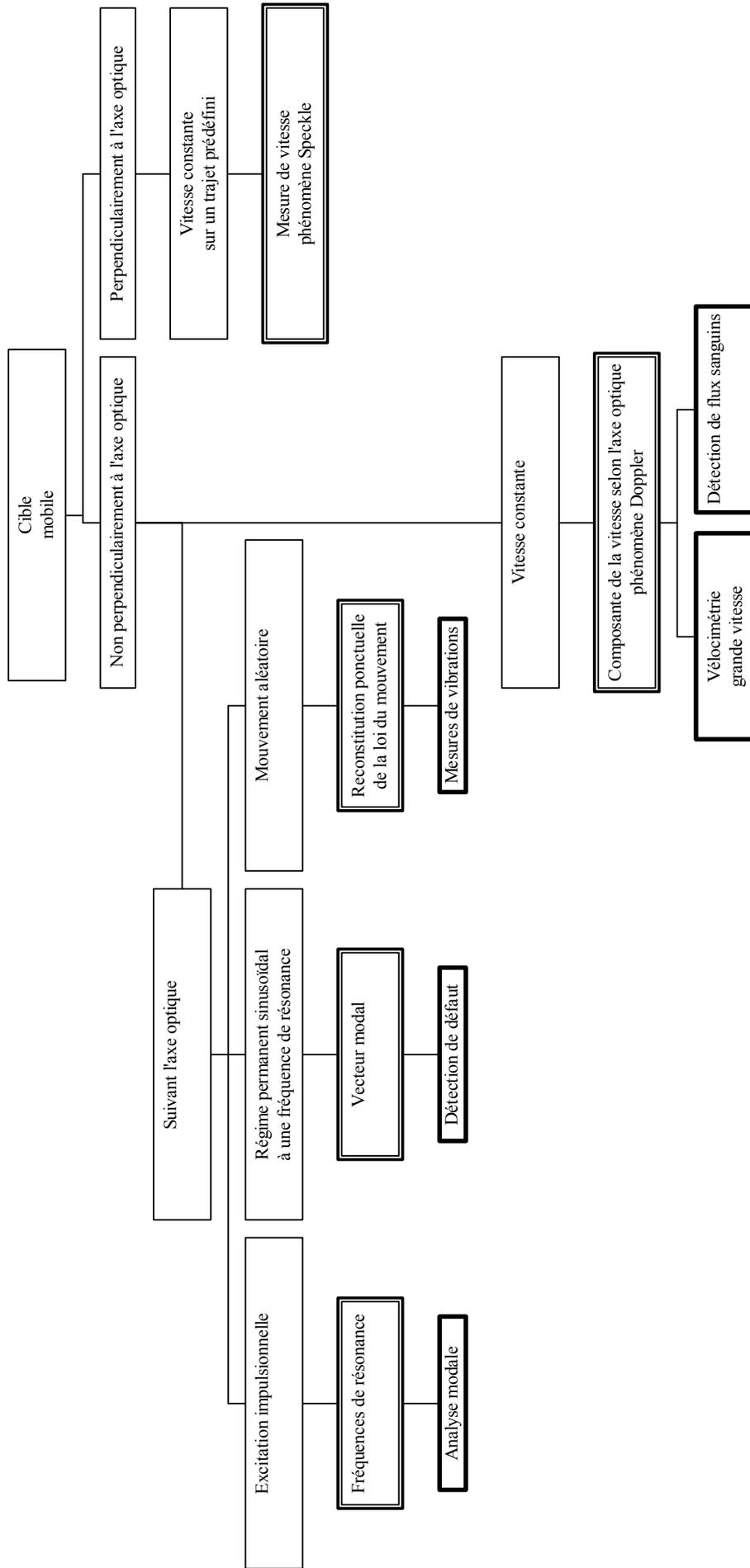


Figure 1-33 : organigramme présentant les applications du "self mixing", dans le cas où la source optique a un courant d'injection constant. Le phénomène de "self-mixing" est alors induit par le mouvement de la cible pointée par le faisceau laser.

Synthèse des applications du phénomène de "self-mixing"
 - Diode à courant d'injection modulé (FM) -

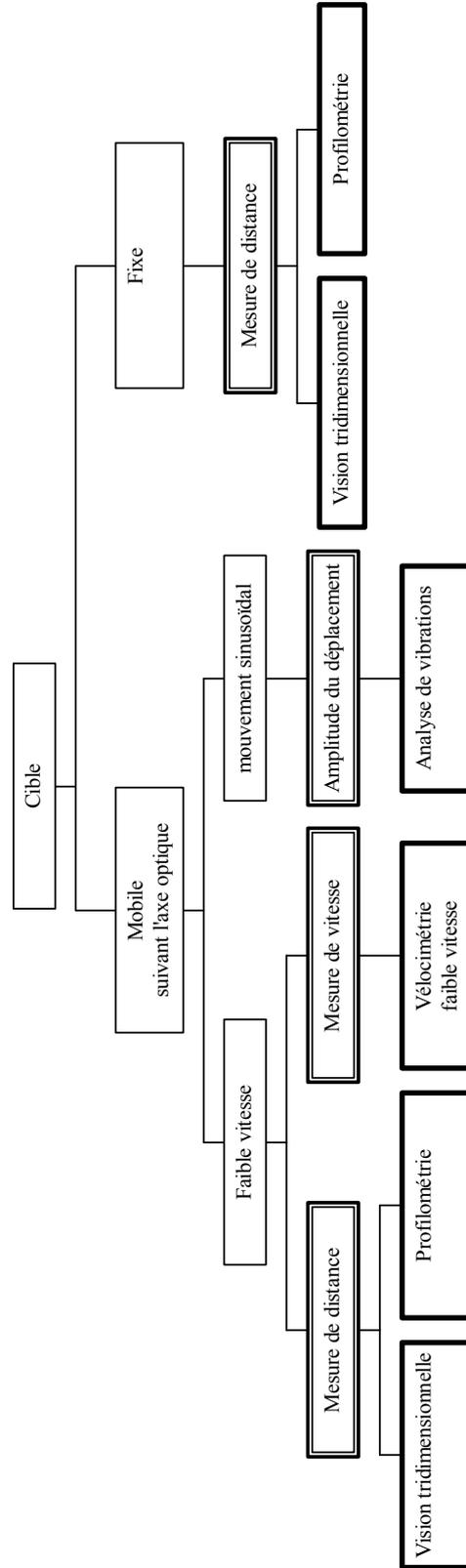


Figure 1-34 : organigramme présentant les applications du "self mixing", dans le cas où la source optique est modulée en fréquence optique et puissance optique par l'intermédiaire de la modulation du courant d'injection.

CHAPITRE 2 : APPLICATION À LA MESURE DE DISTANCE

2.1. INTRODUCTION

Selon le principe physique retenu, les télémètres lasers peuvent être divisés en trois grandes familles [65] que sont le temps de vol [66], les méthodes géométriques [67] et les techniques interférométriques [68]. D'autre part, les télémètres basés sur le phénomène de "self-mixing" offrent de nombreux avantages en terme de coût et de complexité par rapport aux capteurs interférométriques.

Les principales applications industrielles des techniques de télémétrie laser sont en plus de la mesure de distance [56][57][61][69], la vision en trois dimensions [59], le contrôle non destructif [16], la profilométrie, la détection d'obstacle pour les robots autonomes ou dans le cadre de la sécurité automobile, ...

Dans ce chapitre, nous présenterons les principales techniques de mesure de distance sans contact et plus particulièrement les grandes familles de télémètre optique, en mettant en évidence leurs avantages et leurs inconvénients, puis nous développerons le travail effectué sur le télémètre par "self-mixing". Par conséquent, nous mettrons en évidence deux méthodes de détermination de la distance [56][70]. Après une première étude expérimentale, nous nous intéresserons aux limitations éventuelles de ce télémètre laser par "self-mixing". Nous développerons ensuite une expérimentation visant à réduire l'influence des limitations actuelles. Finalement, après une comparaison des diverses méthodes de détermination de la distance, nous proposerons une procédure de calibration de notre capteur, basée sur la méthode la mieux adaptée.

2.2. LES TECHNIQUES DE MESURE DE DISTANCE SANS CONTACT

2.2.1. *TECHNIQUES ULTRASONORES*

Les transducteurs ultrasonores offrent une précision de l'ordre du centimètre pour une plage de mesure de 30cm à 10m. Cependant, leur résolution angulaire est seulement de 10° , ce qui n'est pas compatible avec la plupart des applications télémétriques comme la vision tridimensionnelle.

En effet, les transducteurs ultrasonores sont limités intrinsèquement par leur longueur d'onde élevée (environ 5mm à la fréquence de 50kHz). D'une part, elle n'est pas négligeable devant le diamètre du transducteur (environ 3cm), ce qui induit un lobe de diffraction large ; d'autre part, la majorité des cibles ont une réflexion de type spéculaire, du fait qu'une cible ne se comporte comme un miroir que tant son état de rugosité est faible devant la longueur d'onde. Cela signifie qu'une mesure de distance est exclue par un écho trop faible suivant l'axe récepteur/cible, si la surface de la cible est particulièrement inclinée par rapport au module émetteur/récepteur, ce qui limite l'angle d'incidence.

2.2.2. *TECHNIQUES OPTOÉLECTRONIQUES*

Contrairement aux systèmes ultrasonores, les dispositifs optoélectroniques utilisent de faibles longueurs d'onde et des spots d'analyse de diamètre faible.

2.2.2.1. *Temps de vol*

La mesure de distance par temps de vol en régime impulsionnel consiste à déterminer l'intervalle de temps τ_D , nécessaire à une impulsion laser pour effectuer un trajet aller-retour entre une source lumineuse et un photodétecteur, via une cible située à la distance D . Connaissant l'indice de réfraction de groupe de l'atmosphère $\bar{\mu}_a$ et c la célérité de la lumière, la distance à la cible est donnée par la relation suivante.

$$D = c\tau_D / 2\bar{\mu}_a \quad (2-1)$$

Cette technique permet notamment de mesurer de grandes distances telles que la distance de la terre à la lune, mais aussi des distances de quelques mètres. Cependant, pour des distances aux alentours du mètre, le temps de transit de l'impulsion laser est particulièrement court, ce qui signifie que

l'électronique associée au dispositif doit être par conséquent très rapide. De plus, l'électronique de photodétection risque d'être perturbée par le circuit d'émission encore actif au moment de la détection. Une méthode pour s'affranchir de ces problèmes consiste à utiliser des fibres optiques : une première fibre optique fait le lien entre la source lumineuse et le photodétecteur de sorte à indiquer le départ de l'impulsion laser et une deuxième fibre de grande longueur (100m) placée entre la source lumineuse et la cible permet de retarder l'impulsion laser.

La résolution de cette technique est directement liée au temps de montée de l'impulsion lumineuse transmise et à la bande passante de l'électronique de réception, ainsi qu'aux variations de puissance du faisceau déduit du bilan de liaison. En effet, le temps de vol prend en compte une fraction plus ou moins importante du temps de montée du signal photoélectrique, en fonction de l'amplitude de ce dernier et du niveau de seuil du trigger. Une autre limitation du rapport signal sur bruit reste la lumière parasite ambiante générant un bruit de grenaille au niveau du photorécepteur.

La mesure de distance par temps de vol en régime sinusoïdal permanent est basée sur le fait que le déphasage du signal photoélectrique par rapport au signal incident est proportionnel au temps de vol. Ainsi, la mesure du déphasage entre le signal réfléchi par la cible et le signal de sortie de la source lumineuse permet d'accéder à la mesure de distance, via la relation (2-2) où f_m représente la fréquence de modulation en amplitude de la source lumineuse [71].

$$\Delta\phi = 2\pi f_m (2D/c) \quad (2-2)$$

Le déphasage est compris entre 0 et 2π , donc la distance maximale mesurable est donnée par $c/2f_m$. Plus faible sera la fréquence de modulation, plus grande sera la gamme de distance mesurée sans ambiguïté. Par exemple, une fréquence de modulation de 15MHz permet d'effectuer des mesures jusqu'à 10 mètres. La résolution de cette technique est égale à $\Delta D = \Delta\phi/4\pi f_m$. Choisir une faible fréquence de modulation permet de mesurer des grandes distances au détriment d'une bonne résolution. Une méthode pour mesurer de grandes distances avec de bonnes résolutions consiste à utiliser deux fréquences de modulation, une première, faible, servant à estimer grossièrement la distance et une deuxième plus grande de sorte à obtenir une bonne résolution. Concrètement, cette technique est précise pour des cibles non coopératives jusqu'à quelques mètres et pour des cibles coopératives jusqu'à des centaines de mètres.

Nous remarquerons que la méthode impulsionnelle permet de satisfaire facilement les conditions de sécurité oculaire car le rapport cyclique est souvent très faible (10^{-3} à 10^{-4}), la puissance optique

moyenne étant alors inférieure à 1mW. Les conditions de sécurité oculaire sont plus difficiles à satisfaire en technique de régime sinusoïdal permanent.

2.2.2.2. *Triangulation*

Le principe de cette technique consiste à projeter un faisceau laser sur une cible. Le faisceau est rétrodiffusé et détecté par un photorécepteur placé à une distance b de l'émetteur. En mesurant l'angle θ , formé par l'axe optique incident (tête de l'émetteur – cible) et l'axe optique réfléchi (cible - tête du photorécepteur), la distance est déterminée par la relation suivante, où b représente l'écart entre l'émetteur et le récepteur.

$$D = b \tan(\theta/2)/2 \quad (2-3)$$

Cette méthode est surtout précise pour des distances inférieures au mètre, du fait de la présence d'une loi en tangente, si nous admettons que pour des raisons de compacité, l'écart b est relativement petit devant 1m. Cependant, la méthode est limitée par des zones d'ombre dues à la non-colinéarité des faisceaux émetteur et récepteur. La partie droite de la **Figure 2-1** met en évidence cette limitation : le faisceau incident pointe une zone d'ombre de la cible réfléchissante vis à vis de la tête du récepteur.

La technique de triangulation reste la plus simple et la moins coûteuse. Sa principale application est la vision tridimensionnelle destinée à la robotique.

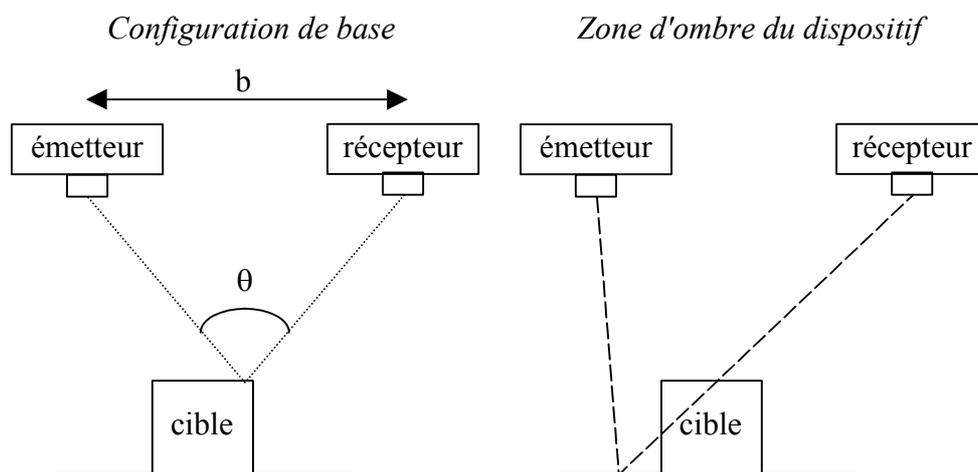


Figure 2-1 : principe de la méthode de triangulation par projection de faisceau lumineux et mise en évidence de sa principale limitation. La figure de droite montre que le faisceau incident arrive sur une zone d'ombre de la cible, vis à vis du récepteur.

2.2.2.3. *Technique diffractive interférométrique du réseau mobile*

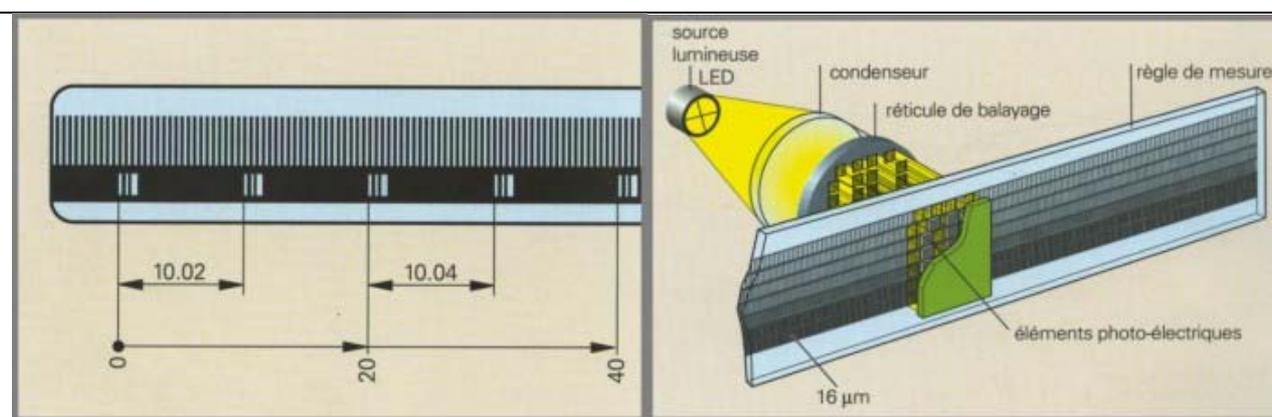


Figure 2-2 : Représentation schématique d'une règle avec marques de référence à distances codées (cote en mm et période de division de 20) et balayage photoélectrique sur le système de mesure linéaire absolu LC181.

Cette technique s'applique particulièrement au positionnement des axes de machines-outils [72].

Les systèmes de mesure possèdent des règles en acier recouvertes d'un réseau de traits à forte réflexion et d'interstices dépolis. La matérialisation de la mesure consiste généralement en une structure avec réseaux de phases plan, déposée sur différents types de supports linéaires (en verre, vitrocéramique, supports massifs en acier...). Selon le support, on peut donc optimiser la précision et le comportement thermique. Actuellement, la gravure est généralement lue par un balayage photoélectrique (**Figure 2-2**). Une source lumineuse (diode électroluminescente) balaie le support, la lumière étant diffractée, au contact du réseau de phase. Si la période de division du réseau est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde, on obtient alors une combinaison complexe des composantes du faisceau, soit un motif interférentiel. Ce balayage permet d'enregistrer la position dans le plan.

Les systèmes de mesure interférentielle sont généralement utilisés si l'on part de petites périodes de division ($8\mu\text{m}$, $4\mu\text{m}$ ou inférieures) pour obtenir sans interpolation des résolutions de $1\mu\text{m}$. grâce à la grande régularité des signaux de balayage, on peut atteindre de fines résolutions de mesure, jusqu'à un nanomètre.

Avec les systèmes de mesure absolue, l'information codée est lue sur la règle de mesure, mais la position absolue peut aussi être calculée dans le système de mesure par le balayage de plusieurs pistes comportant des périodes de division à écarts définis et variables.

2.2.2.4. interférométrie

En interférométrie classique, la distance D à mesurer est déterminée comme $D = n\lambda/2 + \varepsilon$ où λ représente la longueur d'onde de la source lumineuse, n un nombre entier et ε représente la frange fractionnaire (**Figure 2-3**).

Or, seule la frange fractionnaire peut être détectée par l'intermédiaire de la différence de phase spatiale entre les deux faisceaux qui interfèrent, définie par $\Delta\phi = 4\pi\varepsilon/\lambda$. Cela signifie que ce type de télémètre ne peut fournir une mesure absolue de distance supérieure à ε . Par contre, il est possible de faire des mesures relatives ou de déplacements : $\Delta D = \Delta n\lambda/2 + \varepsilon$ où Δn représente la variation du nombre entier de franges lors du mouvement de la cible. D'autre part, une manière d'étendre la gamme de mesure (correspondant à la frange fractionnaire) consiste à créer à partir de deux longueurs d'onde proches λ_1 et λ_2 , une longueur d'onde synthétique $\lambda_s = \lambda_1 \cdot \lambda_2 / |\lambda_1 - \lambda_2|$ qui sera très grande devant les deux autres [68].

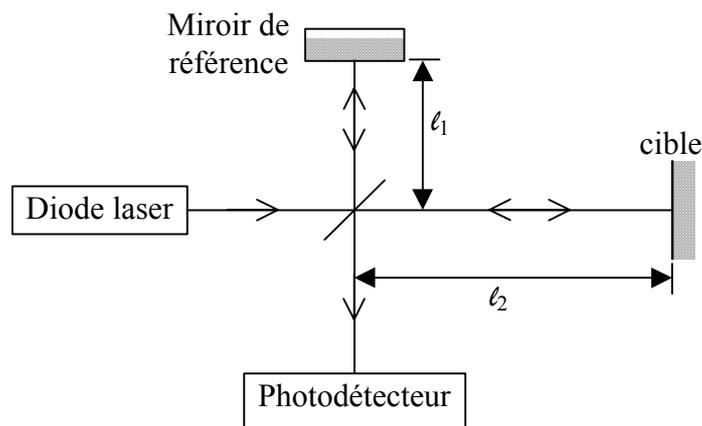


Figure 2-3 : principe de la méthode interférométrique de mesure de distance, appliquée à un interféromètre de Michelson.

La plage de distance varie de quelques nanomètres à plusieurs mètres pour des cibles purement coopératives, la limite haute provenant de la limitation intrinsèque qu'est la longueur de cohérence de la source lumineuse. Ce type de télémètres est de grande précision. Mais ils sont très encombrants ; en outre, l'alignement optique entre la source lumineuse et l'interféromètre est difficile à mettre en place.

2.2.2.5. Conclusion sur la mesure de distance par technique laser

Au niveau de la mesure de distance par technique laser, les concurrents directs des capteurs par "self-mixing" sont les capteurs optoélectroniques basés sur la triangulation ou la mesure de déphasage.

En effet, les capteurs basés sur la triangulation (NELROW) mesurent des distances de quelques centimètres au mètre avec une grande précision. Cependant, la méthode est limitée par des zones d'ombre dues à la non-colinéarité des faisceaux émetteur et récepteur.

D'autre part, les capteurs basés sur le temps de vol et détectant le déphasage (TECHLAB) offrent de très bonnes résolutions pour une gamme de distances variant d'un à quelques mètres, mais pour une gamme de cibles encore très restreinte, à coût équivalent.

2.3. LE TÉLÉMÈTRE PAR "SELF-MIXING"

2.3.1. RAPPEL SUR LE "SELF-MIXING"

Nous avons vu au **chapitre 1** que la puissance optique de la diode laser avec cavité externe était modulée autour de la puissance optique de la diode laser seule **(1-20)**. D'autre part, nous avons choisi de travailler de telle sorte que la diode laser soit théoriquement monomode ($C < 1$), i.e. il existe une fréquence optique théorique unique satisfaisant la relation **(1-15)**. De sorte à mettre en évidence l'influence de la déviation de fréquence optique sur la puissance optique d'émission, les relations suivantes présentent les dérivées des différences de fréquence optique et de puissance optique de la diode laser seule et de la diode avec cavité externe.

$$\frac{dv_c}{dt} - \frac{dv_s}{dt} = -\frac{1}{\tau_{\text{ext}}} \frac{C \cdot \cos(\phi_{\text{eff}} + \tan^{-1} \alpha)}{1 + C \cdot \cos(\phi_{\text{eff}} + \tan^{-1} \alpha)} \left(\frac{d(v_s \tau_{\text{ext}})}{dt} + \frac{C}{2\pi\tau_{\text{ext}}} \frac{d\tau_{\text{ext}}}{dt} \sin(\phi_{\text{eff}} + \tan^{-1} \alpha) \right)$$
$$\frac{dP_c}{dt} = -2\pi \cdot m \cdot \tau_{\text{ext}} \cdot P_s \left(\frac{dv_c}{dt} - \frac{dv_s}{dt} \right) \cdot \frac{\sin(\phi_{\text{eff}})}{C \cdot \cos(\phi_{\text{eff}} + \tan^{-1}(\alpha))} \quad \text{pour } \frac{dP_s}{dt} \approx 0 \quad (2-4)$$

$$\text{avec } \phi_{\text{eff}} = 2\pi\nu_c \tau_{\text{ext}}$$

Ces relations montrent que des variations conséquentes de la fréquence optique et de la puissance optique de la diode laser peuvent être constatées lorsque le dénominateur de $\left(\frac{dv_c}{dt} - \frac{dv_s}{dt} \right)$ est proche de zéro : $1 + C \cdot \cos(\phi_{\text{eff}} + \tan^{-1} \alpha) \approx 0$. Cette condition est réalisée pour un retour optique tel que C est proche de l'unité (mais inférieur à 1 pour assurer que la diode reste bien théoriquement monomode) et une phase ϕ_{ext} proche de $\phi_0 = \pi - \tan^{-1} \alpha$.

2.3.2. LE "SELF-MIXING" APPLIQUÉ À LA MESURE DE DISTANCE

Pour la mesure de distance, nous utilisons une modulation triangulaire du courant qui induit théoriquement une modulation triangulaire de la puissance optique d'émission de la diode laser. En plaçant une cible sur le faisceau laser, une partie du faisceau est réfléchi et entre dans la cavité laser, engendrant des variations de la puissance d'émission dues au phénomène de "self-mixing". Comme ces variations sont faibles, elles sont plus aisément évaluables en considérant la dérivée

temporelle de la puissance optique (**Figure 2-4**) : un pic apparaît à chaque nouvelle variation de puissance.

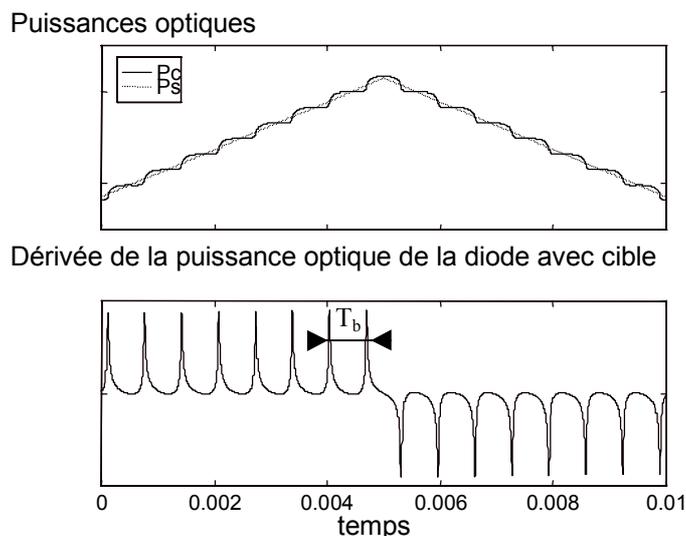


Figure 2-4 : simulation d'une diode laser ML3101, modulée par un courant d'injection triangulaire (de courant moyen 30mA, d'amplitude 6mA et fréquence 100Hz) et mise en présence d'une cible placée à 2,5cm. La figure présente, les puissances optiques de la diode laser seule et mise en présence de la cible, ainsi que la dérivée de la puissance optique de la diode avec cible. Cette dernière est caractérisée par une succession de pics positifs et négatifs. Elle admet une pseudo-période T_b .

D'autre part, nous avons mis théoriquement en évidence que la puissance optique de la diode laser en présence d'une cible admettait une pseudo-période T_b (**Figure 2-4**) qui correspond en fait à l'intervalle de temps séparant deux pics consécutifs de même sens, de la dérivée de la puissance (1-35). Nous parlerons aussi pour T_b , de temps de battement ou de temps d'apparition des pics. Nous pourrions aussi considérer son inverse $\frac{1}{T_b} = f_b$ ou fréquence de battement f_b . Nous obtenons alors :

$$\sigma \cdot f_b = \frac{\dot{\phi}_{\text{eff}}(t_0)}{2\pi} = \frac{d(v_c \tau_{\text{ext}})}{dt} \quad (2-5)$$

Où σ représente le signe de $\dot{\phi}_{\text{eff}}$. La valeur de celui-ci peut être facilement déterminée expérimentalement en observant l'orientation des pics de \dot{P}_c . Nous avons vu au paragraphe précédent que des variations conséquentes de la puissance optique apparaissaient pour une phase ϕ_{eff} égale à $\phi_0 [2\pi]$; ces variations correspondent aux pics apparaissant sur la dérivée de la puissance optique. Sachant que pour $3 < \alpha < 7$ [10], on obtient $70^\circ < \tan^{-1}(\alpha) < 82^\circ$, la dérivée de la puissance optique de la diode avec cible montre que σ vaut +1 quand les pics de \dot{P}_c sont négatifs, -1 sinon.

Nous noterons $\langle X \rangle_{t_0..t_1}$, la moyenne de la grandeur X sur l'intervalle de temps $[t_0..t_1]$. Elle est définie par la relation : $\langle X \rangle_{t_0..t_1} = \int_{t_0}^{t_1} \frac{X dt}{t_1 - t_0}$. En considérant la moyenne de $\sigma.f_b$ sur les deux

intervalles de temps $[0..T_i/2]$ et $[T_i/2..T_i]$ choisis arbitrairement (T_i représente la période de modulation de courant), la distance ℓ_{ext} peut être déduite de la relation suivante :

$$\ell_{\text{ext}} = \frac{c.T_i}{8.[v_s(T_i/2) - v_s(0)]} (\langle \sigma.f_b \rangle_{0..T_i/2} - \langle \sigma.f_b \rangle_{T_i/2..T_i}) \quad (2-6)$$

Cette relation est la base de la **méthode utilisant les fréquences de battement**. L'équation (2-7) propose une forme simplifiée, avec $f_{b1/2}$ représentant la fréquence de battement moyenne et $\sigma_{1,2} = \pm 1$ suivant le sens des pics de la dérivée de puissance optique, respectivement sur la 1^{ère}, 2^{ème} demi-période de modulation (ou pente puisqu'il s'agit d'une modulation triangulaire). $\sigma_{1,2}$ est positif si les pics correspondant sont positifs.

$$\ell_{\text{ext}} = \frac{c}{4|\dot{v}_s|} (\sigma_1.f_{b1} - \sigma_2.f_{b2}) \quad (2-7)$$

Pour faciliter la détermination expérimentale de la distance de la cible par rapport à la diode laser, la variation de la fréquence optique de la diode seule est supposée avoir une forme triangulaire symétrique due à la modulation de courant. Ainsi, les fréquences de battement sont constantes sur l'intervalle de temps $[0..T_i/2]$ et la moyenne $\langle \sigma.f_b \rangle_{0..T_i/2}$ peut être égale à $\langle \sigma.f_b \rangle_{\Delta t_1} = \frac{\sigma_1(N_1 - 1)}{\Delta t_1}$

où Δt_1 représente un intervalle de temps compris dans $[0..T_i/2]$, N_1 le nombre de pics de la dérivée de la puissance optique apparaissant sur ce même intervalle et σ_1 vaut ± 1 suivant le sens de ces pics. Cette condition est obtenue quand la dérivée de la fréquence optique de la diode seule est constante pendant ce même intervalle de temps. Dans ce cas, l'expression (2-7) peut être simplifiée :

$$\ell_{\text{ext}} = \frac{c}{4|\dot{v}_s|} \left(\frac{\sigma_2(N_2 - 1)}{\Delta t_2} - \frac{\sigma_1(N_1 - 1)}{\Delta t_1} \right) \quad (2-8)$$

Sans évaluer les intervalles de temps Δt_1 et Δt_2 , la distance peut être obtenue par la **méthode de comptage de pics** qui utilise la relation approchée :

$$\ell_{\text{ext}} \approx \frac{c}{4\Delta v_{\text{pp}}} (\sigma_2 N_2 - \sigma_1 N_1) \quad (2-9)$$

Où Δv_{pp} est l'amplitude pic à pic de fréquence optique ou encore son excursion maximale et $\sigma_{1,2}$ vaut ± 1 suivant le sens des pics de la dérivée de la puissance optique.

Pour déterminer la distance, nous devons déterminer, soit la fréquence moyenne d'apparition des pics de la dérivée de la puissance optique de la diode laser avec cavité externe, soit leur nombre par pente du triangle de modulation. La précision de la mesure de distance est donc directement reliée à la précision de la mesure de ces deux grandeurs. Or, Beheim & Fritsch [56] ont montré que l'erreur théorique maximale de la mesure de distance, pour la méthode du comptage des pics, est égale à $\pm c/2\Delta\nu_{pp}$, ce qui correspond à une incertitude de ± 1 pic par rampe de modulation. En ce qui concerne l'autre méthode, la précision de la mesure est liée à la constance de la fréquence de battement de la puissance d'émission, puisque nous utilisons une valeur moyenne des fréquences de battement par pente de modulation ; il faudra quantifier l'écart-type.

Nous avons simulé le comportement théorique de la diode laser MITSUBISHI ML3101 (longueur d'onde à 850 nm et courant de seuil à 20 mA), modulée en courant par un signal périodique triangulaire (de courant moyen 30mA, d'amplitude pic à pic 6mA et de fréquence 100Hz) et mise en présence d'une cible dont la distance à la diode varie sur une gamme de 50cm à 3m. La modulation de courant induit une excursion de fréquence optique de 40GHz pic à pic. La **Figure 2-5** présente la comparaison théorique des deux méthodes de détermination de la distance. L'erreur maximale obtenue par la méthode du comptage des pics est égale à $\pm 3,75$ mm, soit $\pm c/2\Delta\nu_{pp}$.

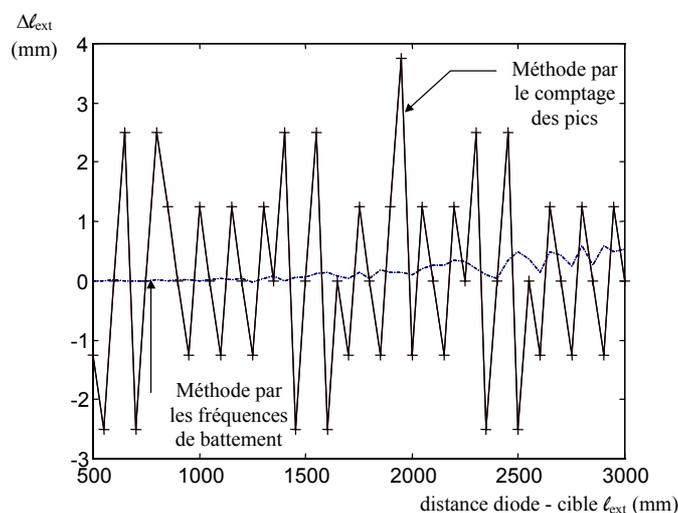


Figure 2-5 : comparaison théorique des deux méthodes de détermination de la distance de la diode à la cible, pour une diode laser ML3101, d'excursion de fréquence optique égale à 40GHz pic à pic.

En revanche, l'erreur obtenue par la méthode des fréquences de battement reste bien inférieure au dixième de millimètre pour des distances inférieures à 1,50m. Dans le cas des distances supérieures à 1,50 m, le décalage de l'erreur (par rapport au zéro) est dû à l'échantillonnage utilisé. En effet, ce nombre de points ne suffit pas à décrire correctement la puissance théorique et ainsi la précision de la mesure des fréquences de battement est réduite. Cependant, il semble manifeste que la méthode

utilisant les fréquences de battement est plus précise que la méthode par comptage des pics. Nous avons alors décidé de tester expérimentalement cette méthode.

2.3.3. PREMIERS RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

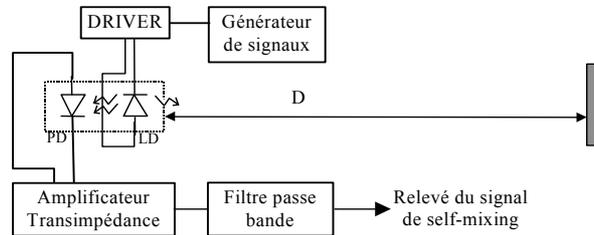


Figure 2-6 : synoptique du dispositif expérimental servant à tester la méthode des fréquences de battement.

De sorte à mettre expérimentalement en évidence le fait que la méthode des fréquences de battement permet d'obtenir une résolution sur la mesure de distance bien meilleure que celle du comptage des pics, nous avons utilisé le dispositif présenté sur la **Figure 2-6**. Celui-ci permet de relever le signal de self-mixing, à savoir la puissance optique de la diode laser, via le signal photoélectrique amplifié et filtré. La diode utilisée est une ML64110N, modulée par un courant triangulaire à 100Hz, autour de 100mA avec une amplitude permettant une excursion en fréquence optique d'une trentaine de gigahertz. Un traitement en différé (MATLAB) permet de relever avec précision le nombre de fluctuations de la puissance optique, ainsi que le temps séparant deux fluctuations successives ou temps de battement (inverse de la fréquence de battement) et finalement de déduire la distance par les deux méthodes. Cependant, les premiers résultats expérimentaux montrent que les deux méthodes auraient plutôt tendance à donner des résultats équivalents en résolution.

Par contre, nous avons pu constater que pour une cible immobile, les temps de battement n'étaient pas constants sur une même rampe du triangle de modulation, soit une demi-période du courant de modulation, ce qui est contraire à la théorie. La **Figure 2-7** met en évidence ce phénomène : la cible est éloignée de 1,5m de la diode laser et nous pouvons compter 300 pics par pente. Ainsi, nous constatons comme Kato [24] que les temps de battement sont très élevés en début de rampe de modulation, puis diminuent et semblent se stabiliser en oscillant sur la deuxième partie de la rampe. En considérant que le temps de battement effectif correspond à la valeur limite obtenue sur chaque rampe de modulation, nous constatons, au niveau du calcul de la distance, non seulement un offset, mais aussi une variation linéaire de l'erreur avec la distance.

Dans un premier temps, nous n'avons pas remis en cause les données obtenues. Nous avons plutôt cherché à traiter ces données, par exemple, en ne considérant que les deuxièmes parties de pente de

modulation, de sorte à se retrouver sur une partie "plus stable". La **Figure 2-7** permet de quantifier l'erreur commise pour ce traitement spécifique. En effet, l'oscillation de la deuxième partie de la pente crée une erreur de près de 12,9% sur la mesure du temps de battement et d'autant sur la mesure de distance, puisqu'il y a seulement un coefficient de proportionnalité.

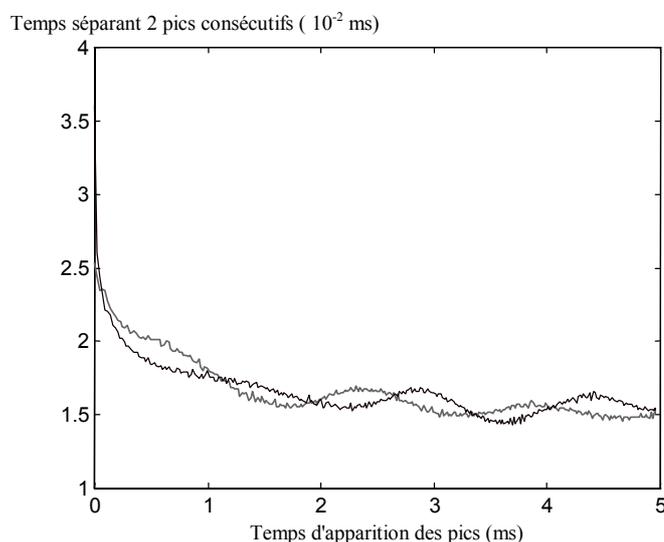


Figure 2-7 : le temps séparant deux pics consécutifs (pseudo-période ou temps de battement) est donné en fonction du temps du premier des deux pics. Les deux courbes représentent le phénomène sur chacune des deux pentes de modulation.

Dans un deuxième temps, nous avons cherché à expliciter ces phénomènes. Ainsi, ces courbes ont été obtenues par l'intermédiaire de notre capteur (la diode laser) utilisant une lentille de focalisation. On peut penser que l'ajout d'une lentille induit une double cavité extérieure et donc un offset au niveau de la mesure de distance. De plus, une oscillation à 50Hz peut être induite par les différents appareils de mesure utilisés dont la réponse basse fréquence n'aurait pas été atténuée. En outre, lors du changement de pente de modulation, nous pouvons supposer que la compensation en température de la cavité laser est modifiée. Le temps d'adaptation de la cavité se traduit alors par une réponse à la modulation plus lente, d'où des temps de battement élevés en début de pente de modulation.

Cela signifie que la modulation en triangle de courant utilisée n'est pas adaptée à l'application de la méthode basée sur les fréquences de battement. En effet, nous avons besoin d'une fréquence optique purement triangulaire pour obtenir des fréquences de battement quasiment constantes sur une période de modulation. Il faut donc trouver la modulation de courant à imposer pour obtenir de tels résultats.

En conclusion, il est difficile d'espérer avoir de meilleurs résultats par la méthode utilisant les fréquences de battement que par la méthode du comptage des pics, tant que l'on ne pourra assurer une quasi-régularité de ces fréquences de battement par pente de modulation.

2.4. PRINCIPALES LIMITATIONS DU TÉLÉMÈTRE PAR "SELF-MIXING"

Nous avons vu au paragraphe 2.3.1, que pour déterminer la distance, nous avons besoin d'accéder aux deux fréquences de battement f_{b1} et f_{b2} (**Figure 2-8**). Jusqu'à présent, nous avons basé notre étude sur le fait que la rétrodiffusion du faisceau laser par la cible dans la cavité laser (ou *feedback*), caractérisée par l'intermédiaire du paramètre C , était relativement faible ($C < 1$). Il serait intéressant de savoir si pour une rétrodiffusion plus importante, nous pouvons encore déterminer la distance ou s'il s'agit là d'une limitation du télémètre par "self-mixing" [70].

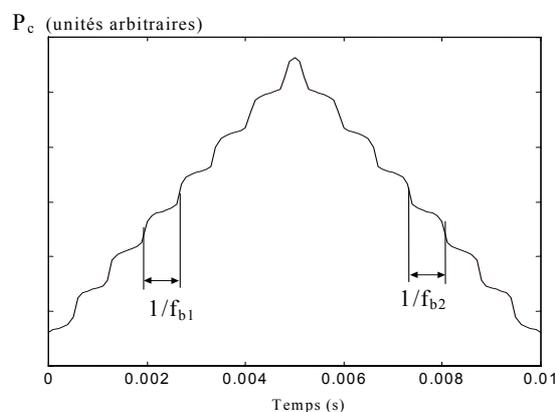


Figure 2-8 : simulation de la puissance optique d'une diode laser, modulée en fréquence à 100Hz, en présence d'une cible immobile, placée à 2,4cm, dans le cas où la rétrodiffusion reste faible ($C < 1$)

En outre, nous avons toujours négligé l'effet thermique au niveau de la cavité laser, puisque Petermann [10] affirme qu'il est négligeable pour des fréquences de modulation du courant d'injection inférieures à 100kHz.

2.4.1. RÉTRODIFFUSION DANS LA CAVITÉ LASER

Nous avons développé au **chapitre 1**, la théorie du "self-mixing" pour une rétrodiffusion faible, i.e. $C < 1$ ou la diode laser est en régime théorique monomode. Dans le cas où la rétrodiffusion serait notablement importante (i.e. $1 < C < 4,7$), un phénomène d'hystérésis apparaît et l'équation (1-14) admet plusieurs solutions pour la fréquence optique avec cavité externe ν_c . Ces solutions forment ce que nous appelons $E_{\nu_c(t_0)}$ l'ensemble des fréquences optiques autorisées de la diode laser mise en présence de la cible, à l'instant t_0 . Cependant, même pour de telles conditions sur la rétrodiffusion, nous avons constaté expérimentalement que la diode laser reste monomode. Cela signifie que

l'équation (1-14) ne représente pas réellement le comportement de la diode laser dans le cas où le paramètre C serait supérieur à l'unité. Elle permet seulement de connaître les valeurs possibles de la fréquence optique ν_c . Par contre, en tenant le raisonnement suivant, nous pouvons la déterminer. Connaissant $\nu_c(t_0)$, la fréquence optique à l'instant t_0 , la fréquence optique à l'instant t_0+dt (proche de t_0), sera prise comme l'élément de $E_{\nu_c(t_0+dt)}$ le plus proche de $\nu_c(t_0)$: $\nu_c(t_0 + dt) = \min[\text{dist}(\nu_c(t_0), E_{\nu_c(t_0+dt)})]$. En outre, l'équation (1-19) met en évidence une relation directe entre la fréquence optique et la puissance optique de la diode laser. Comme il existe un ensemble des fréquences optiques autorisées et une fréquence optique opérationnelle, il existe de même un ensemble des puissances optiques autorisées et une puissance optique opérationnelle.

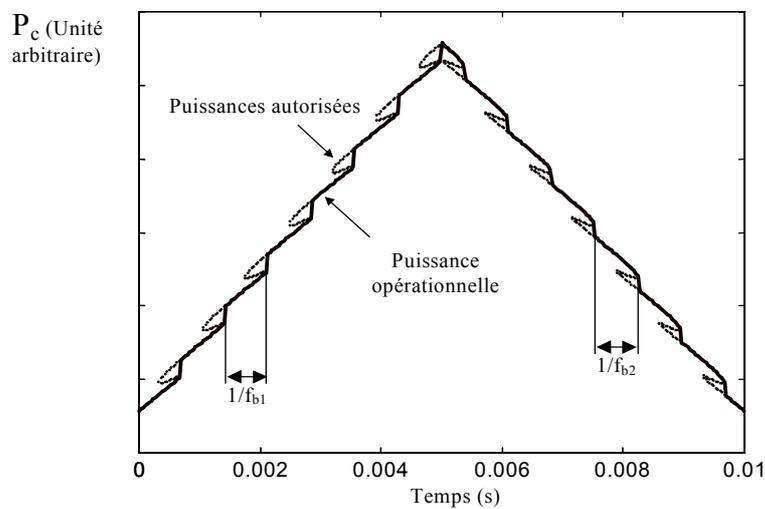


Figure 2-9 : simulation de la puissance optique d'une diode laser ML3101 mise en présence d'une cible immobile placée à 2,4cm, dans le cas d'une forte rétrodiffusion ($C=3$). En pointillé, les puissances autorisées sont présentées et en gras la puissance effective obtenue en appliquant le raisonnement précisé ci-dessus.

Nous avons simulé le comportement d'une diode laser ML3101 mise en présence d'une cible immobile, dans le cas d'une forte rétrodiffusion ($C = 3$). Comme du point de vue expérimental, nous observons la puissance optique, la **Figure 2-9** présente la puissance optique simulée. Ainsi, malgré la forte rétrodiffusion, nous retrouvons les deux fréquences de battement. De plus, la **Figure 2-10** montre la puissance optique expérimentale obtenue pour une diode laser avec une cible immobile, dans le cas d'une forte rétrodiffusion, pour une modulation de quelques kilohertz. Nous retrouvons la forme mise en évidence dans la simulation présentée à la **Figure 2-8**, ainsi que les fréquences de battement. Cela signifie que quelle que soit l'intensité de la rétrodiffusion dans la cavité laser (tant que le coefficient C reste inférieur à 4,7), les fréquences de battement restent inchangées pour une cible immobile. La forte rétrodiffusion n'est donc pas une limitation à la mesure de distance, tant que C reste inférieur à 4,7, valeur limite du phénomène d'hystérésis. Dans le cas où C serait supérieur à 4,7, la diode laser entre dans un régime instable.

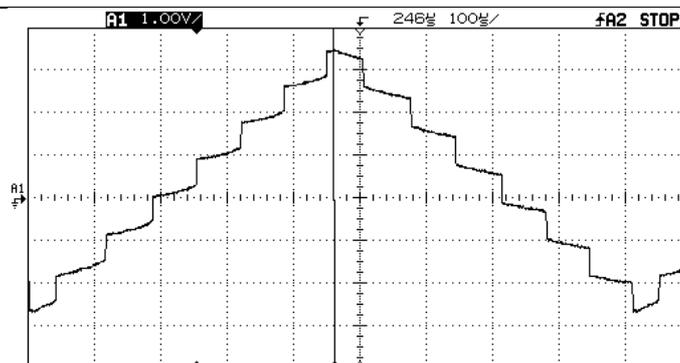


Figure 2-10 : puissance optique expérimentale d'une diode laser mise en présence d'une cible immobile dans le cas d'une forte rétrodiffusion laser.

2.4.2. EFFET THERMIQUE

Petermann [10] considère que l'influence de l'effet thermique sur la modulation de fréquence optique de la diode laser seule induite par une modulation du courant d'injection est correctement décrite par un filtre passe-bas du premier ordre : la pulsation de coupure est estimée aux environs de 100kHz et le facteur de conversion est une constante thermique négative.

$$\frac{\Delta v_s(\omega_m)}{\Delta i} = \frac{C_{\text{therm}}}{1 + j \frac{\omega_m}{\omega_{\text{therm}}}}$$

Nous pouvons simuler comme au paragraphe précédent, la puissance de la diode laser avec cible immobile, dans le cas de forte rétrodiffusion ($C=3$), en imposant la fréquence optique de la diode laser seule comme le résultat de la modulation de courant triangulaire filtrée par le filtre thermique précisé ci-dessus. La **Figure 2-11** présente cette simulation. Nous pouvons remarquer le décalage des variations de puissance optique en début de rampe de modulation. Cela met en évidence l'influence de l'effet thermique en début de rampe de modulation, qui risque d'affecter la détermination des fréquences de battement, si l'on calcule la moyenne sur chaque demi-période entière de modulation.

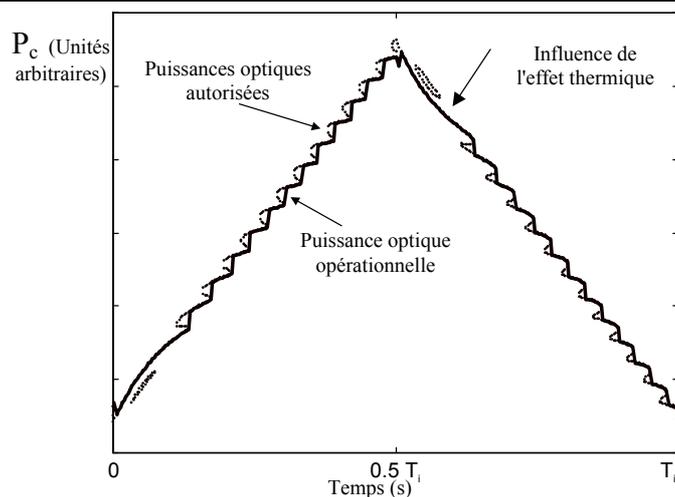


Figure 2-11 : simulation de la puissance optique d'une diode laser en présence d'une cible immobile à 6cm, pour une forte rétrodiffusion ($C=3$) et une excursion en fréquence de $\Delta\nu_{pp}=43.75\text{GHz}$.

La Figure 2-12 confirme du point de vue expérimental cette simulation. Il semble donc nécessaire de réduire de façon substantielle l'influence de l'effet thermique. Dans le paragraphe suivant, nous proposons une méthode qui permettra de réduire l'influence de l'effet thermique.

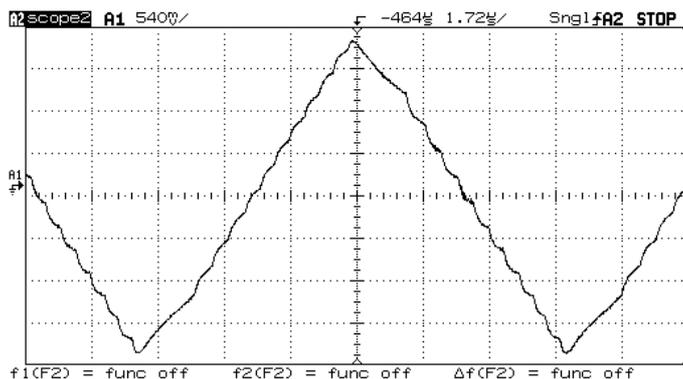


Figure 2-12 : puissance optique expérimentale d'une diode optique en présence d'une cible immobile et un effet thermique non négligeable.

2.5. ÉTUDE DU RAPPORT : VARIATIONS DE FRÉQUENCE D'ÉMISSION - VARIATIONS DU COURANT D'INJECTION

La précision de la détermination de la distance par la méthode des fréquences de battement dépend non seulement de la précision des fréquences de battement, mais aussi de la précision de la dérivée temporelle de la fréquence optique. De manière à aboutir à de meilleurs résultats expérimentaux par la méthode utilisant les fréquences de battement, il faut s'assurer que la dérivée de la fréquence optique est constante, ce qui signifie que la variation de fréquence optique doit avoir une forme purement triangulaire. De plus, les pseudo-périodes de la puissance d'émission doivent être les plus constantes possibles, pour une cible immobile. Shinohara *et al.* [57] ont proposé de modifier expérimentalement la modulation en courant de la diode laser, de sorte à obtenir une fréquence optique d'émission linéaire par pente de modulation. Ainsi, par l'addition d'un simple circuit RC (la résistance et la capacité sont estimées expérimentalement) à la modulation de courant, ils réussissent à obtenir un triangle approché de fréquence optique. De notre côté, nous cherchons à réaliser la même correction, mais en caractérisant le comportement de la diode laser face à la modulation de courant d'injection, d'où l'idée de déterminer la fonction de transfert F , liant le courant de modulation de la diode laser et sa fréquence optique d'émission. Ainsi, connaissant le tracé adéquat de la fréquence d'émission, nous obtenons le courant de modulation à imposer, en appliquant la fonction de transfert inverse [64].

2.5.1. FONCTION DE TRANSFERT ÉTUDIÉE

Nous cherchons à caractériser en fréquence, le rapport des variations de fréquence optique en fonction des variations de courant d'injection. Or, la puissance d'émission de la diode laser en l'absence de cible peut s'exprimer en fonction du courant d'injection comme $\Delta P_s = \eta \cdot \Delta i$ pour des fréquences de modulation inférieures à la fréquence de relaxation de la diode laser (de l'ordre de quelques gigahertz), où η est le rendement quantique externe, autrement appelé pente d'efficacité. Les variations de courant d'injection sont donc accessibles via la puissance d'émission en l'absence de cible.

En outre, les variations de fréquence optique de la diode laser seule ne sont pas directement mesurables. Pour y parvenir, nous allons transformer la modulation de fréquence optique en sortie de la diode laser, en une modulation de puissance optique, à l'aide d'un filtre biréfringent. Ce dispositif discriminateur dont le fonctionnement est détaillé plus loin, permet d'accéder à la

modulation de fréquence optique et donc à ses variations, à un coefficient de proportionnalité près. Ainsi, le rapport variations de fréquence optique – variations de courant d'injection est transformé en un rapport de variations de puissance optique.

2.5.2. DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Le dispositif expérimental employé, dépeint par la **Figure 2-13**, est directement inspiré de celui de Kobayashi *et al.* [73].

- Le circuit de détection (a) sert à déterminer les variations de puissance optique de la diode laser en l'absence de cible, données intermédiaires mais nécessaires à la connaissance des variations du courant d'injection.
- Le circuit (b), contenant le filtre biréfringent, se compose d'un polariseur, suivi d'un cristal biréfringent (un cristal de calcite), d'un compensateur de Babinet-Soleil et d'un analyseur. Ce filtre permet de transformer la modulation de fréquence optique en sortie de la diode laser, modulée par un courant sinusoïdal, en une modulation d'amplitude de la puissance optique obtenue en sortie du filtre biréfringent. Le compensateur de Babinet-Soleil permet une relation linéaire entre cette puissance modulée en amplitude et la modulation de fréquence optique.

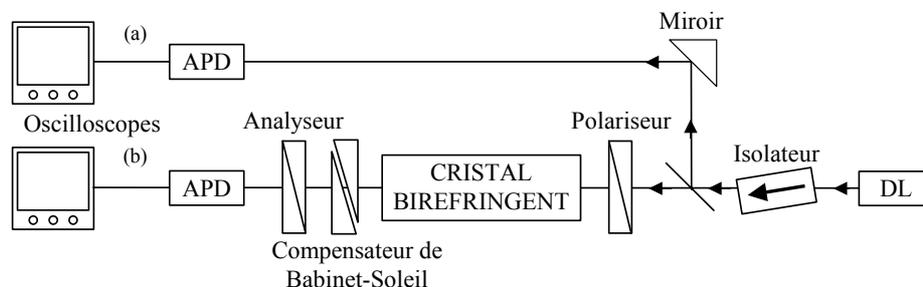


Figure 2-13 : Table de travail réalisée pour la détermination de la fonction de transfert courant de modulation - fréquence d'émission de la diode laser.

Pour caractériser la fonction de transfert, nous utilisons une modulation sinusoïdale du courant d'injection, de sorte à obtenir une fréquence optique en sortie de la diode laser de forme sinusoïdale. Celle-ci rend plus pratique la détermination du rapport d'amplitude et du déphasage entre les puissances optiques en sortie de la diode laser et en sortie du filtre biréfringent.

2.5.3. FONCTIONNEMENT DU FILTRE BIRÉFRINGENT

Pour décrire le fonctionnement du filtre biréfringent, nous définissons d'abord le repère d'axes ordinaire et extraordinaire de la Calcite, nommés respectivement o_{Ca} et e_{Ca} dans lequel nous allons raisonner. En outre, les axes de l'analyseur et du polariseur sont caractérisés respectivement par les angles α_a et α_p par rapport à l'axe ordinaire du cristal biréfringent.

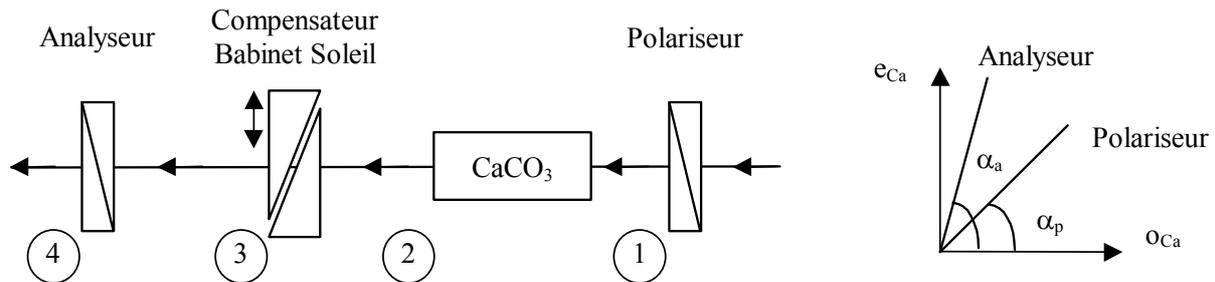


Figure 2-14 : description du filtre biréfringent et détail des axes des divers instruments optiques. Les axes o_{Ca} et e_{Ca} représentent respectivement les axes ordinaire et extraordinaire du cristal de Calcite. Les axes de l'analyseur et du polariseur sont caractérisés par les angles α_a et α_p par rapport à l'axe ordinaire du cristal biréfringent.

En supposant que E soit l'amplitude du champ électromagnétique en sortie du polariseur, et en notant en indice o ou e suivant l'axe ordinaire ou extraordinaire, nous obtenons :

En position 1 : $E_o = E \cos(\alpha_p)$ $E_e = E \sin(\alpha_p)$

Le polariseur impose une polarisation rectiligne au champ électromagnétique.

En position 2 : $E_o = E \cos(\alpha_p)$ $E_e = E \sin(\alpha_p) \exp\left(j \frac{2\pi v_s}{c} eB\right)$

Où v_s est la fréquence optique modulée de la diode laser, e l'épaisseur du cristal de calcite et B sa biréfringence. Le cristal de Calcite, par sa caractéristique de cristal biréfringent, introduit un déphasage entre ses axes ordinaire et extraordinaire.

En position 3 : $E_o = E \cos(\alpha_p)$ $E_e = E \sin(\alpha_p) \exp\left(j \left(\frac{2\pi v_s}{c} eB + \varphi \right)\right)$

De même que le cristal de Calcite, le compensateur de Babinet-Soleil introduit un déphasage φ entre les deux axes de la Calcite, réglable par l'intermédiaire d'une vis micrométrique.

En position 4 : En se plaçant sur l'axe de l'analyseur, nous obtenons

$$E_a = E_o \sin(\alpha_a) + E_e \cos(\alpha_a).$$

Ainsi, la puissance optique en sortie du filtre est égale à :

$$P_a = E_a * \bar{E}_a = P_s \left\{ \cos^2(\alpha_a - \alpha_p) - \sin(2\alpha_a) \cdot \sin(2\alpha_p) \cdot \sin^2 \left(\frac{2\pi v_s}{c} eB + \varphi \right) \right\} \quad (2-10)$$

Où P_s est la puissance d'émission en sortie de la diode laser. En imposant des axes perpendiculaires pour le polariseur et l'analyseur, soit $(\alpha_a - \alpha_p) = \pm \pi/2$, nous obtenons la formule simplifiée de la puissance modulée par le filtre biréfringent :

$$P_a = P_s \sin^2(\Phi) \quad \text{où} \quad \Phi = \frac{2\pi v_s}{c} eB + \varphi \quad (2-11)$$

Comme la fonction (\sin^2) est périodique de période π , nous intéresserons à la phase Φ modulo π , qui sera notée $\Phi[\pi]$ dans les graphiques présentés ci-dessous. De plus, pour un angle au voisinage de $\pi/4$, la fonction (\sin^2) a une pente unité et la courbe est quasi linéaire, ce qui signifie que nous pourrions faire l'approximation suivante : $\sin^2(x \pm \Delta x) \approx \begin{cases} 1/2 \pm \Delta x & \text{pour } x = \pi/4 \\ 1/2 \mp \Delta x & \text{pour } x = -\pi/4 \end{cases}$.

Le compensateur de Babinet-Soleil permet de placer la phase Φ , modulo π (notée $[\pi]$), sur cette partie quasi linéaire du (\sin^2) , par l'intermédiaire de l'angle φ qu'il introduit. Ainsi, pour une modulation de fréquence optique de faible amplitude par rapport à l'amplitude maximale de fréquence optique, nous pouvons faire l'approximation suivante :

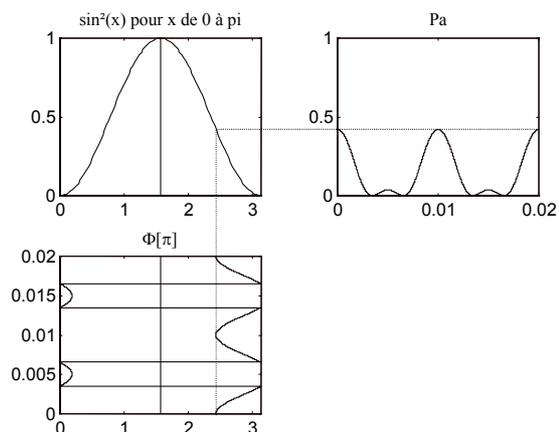
$$\Delta P_{\text{filtre}} \approx P_s \Delta \Phi[\pi] \approx P_s \frac{2\pi eB}{c} \Delta v_s[\pi] \approx \gamma \Delta v_s[\pi]$$

Ainsi, la variation de puissance obtenue en sortie du filtre biréfringent est proportionnelle à la variation de fréquence optique de la diode laser seule.

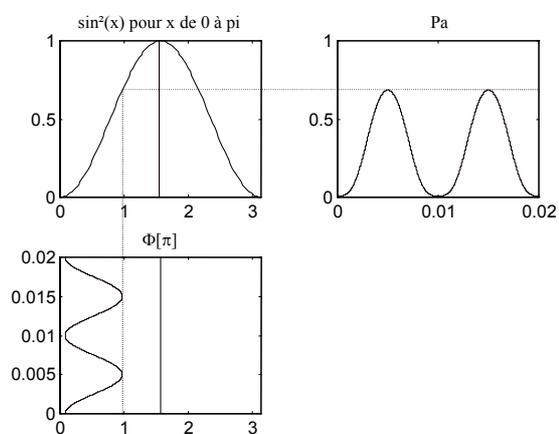
Pour mettre en évidence ce phénomène, nous avons simulé le filtre biréfringent. En modifiant l'angle φ de compensateur de Babinet-Soleil (en actionnant la vis micrométrique), et donc en modifiant la phase $\Phi[\pi]$, nous visualisons la puissance normalisée P_a (2-11) obtenue en sortie du filtre (**Figure 2-15**). Nous constatons que suivant la valeur de l'angle du Babinet-Soleil, la valeur de $\Phi[\pi]$ s'approche ou non de la valeur $\pi/4$. Ainsi, nous pouvons apprécier la déformation de la puissance optique en sortie du filtre. Notons que pour cette valeur de $\pi/4$, la puissance optique a une forme pratiquement sinusoïdale, ce qui confirme bien que pour cette valeur, nous retrouvons à un

coefficient de proportionnalité près, les variations sinusoïdales de la fréquence optique de la diode laser.

$$\underline{\varphi = 0}$$



$$\underline{\varphi = \pi/2}$$



$$\underline{\varphi = \pi/2 + \pi/8}$$

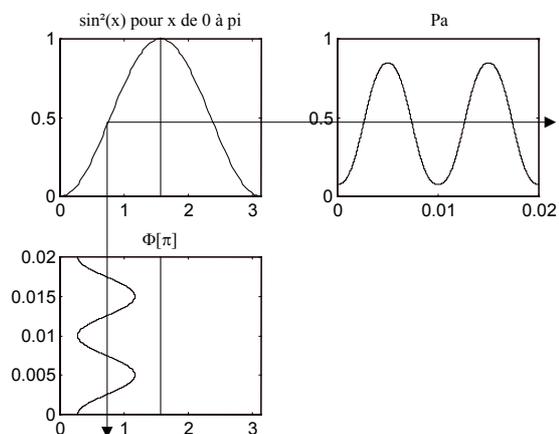


Figure 2-15 : modification de l'angle du compensateur de Babinet-Soleil de sorte à se placer sur la partie linéaire du \sin^2 . La courbe inférieure gauche représente la modulation de la fréquence d'émission modulo π , la courbe supérieure gauche la fonction \sin^2 et la courbe supérieure droite, la déformation de la modulation de fréquence par le \sin^2 , qui n'est autre que la puissance modulée normalisée.

2.5.4. VALIDITÉ DE L'APPROXIMATION LINÉAIRE DE LA PUISSANCE MODULÉE

De manière à estimer la modulation de fréquence de la diode laser, nous utilisons la puissance optique modulée en amplitude par l'intermédiaire du filtre biréfringent (2-11). En effet, la fréquence modulée apparaît dans le terme de phase du (sinus ²) de la puissance. Or, nous avons vu que nous pouvons considérer que la modulation de puissance est pratiquement celle de la fréquence, à un coefficient de proportionnalité près, à condition bien sûr de se placer sur la partie la plus linéaire du (sinus ²) et d'avoir une amplitude de modulation peu importante. Ce que nous cherchons à caractériser ici, est l'amplitude maximale de modulation de fréquence à imposer et donc de puissance, pour ne pas commettre une erreur sur l'approximation linéaire supérieure à 1% par exemple (Figure 2-16).

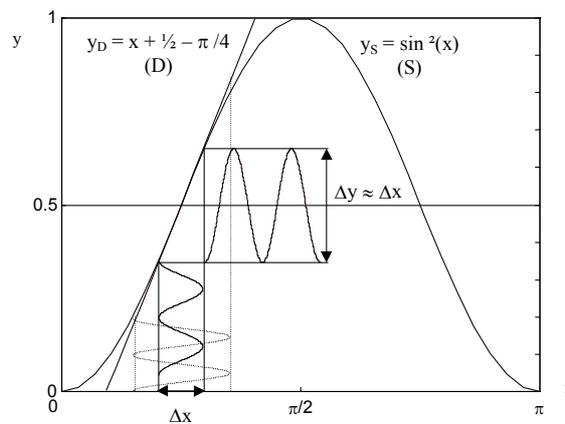


Figure 2-16 : modulation théorique de la puissance normalisée et son approximation linéaire en $\pi/4$. La sinusoïde en trait plein sur l'axe des abscisses simule une faible modulation de fréquence. En faisant l'approximation que le (sinus ²) est pratiquement linéaire au point $x = \pi/4$, nous utilisons la droite tangente à la courbe en ce point pour déterminer son image par le sinus au carré, soit la puissance modulée normalisée. Par contre, la sinusoïde en trait pointillé sur l'axe des abscisses simule une modulation de fréquence plus importante en amplitude. Nous constatons que nous ne sommes plus dans le domaine quasi linéaire de la fonction (sinus ²) et que l'approximation linéaire n'est plus valable.

La fonction $y_S = \sin^2(x)$ est périodique de période π . En $\pi/4$, elle présente un aspect très fortement linéaire et sa dérivée est égale à l'unité. La droite D, qui lui est tangente en ce point a pour expression : $y_D = x + \frac{1}{2} - \frac{\pi}{4}$. Pour estimer l'erreur commise en linéarisant, nous étudions le rapport $(\Delta y_S / \Delta y_D)$ pour x variant sinusoïdalement autour de $\pi/4$ avec une amplitude pic à pic égale à Δx :

$$\left(\frac{\Delta y_S}{\Delta y_D} \right)_{x \in \left[\frac{\pi}{4} - \frac{\Delta x}{2}, \frac{\pi}{4} + \frac{\Delta x}{2} \right]} = \left(\frac{\Delta y_S}{\Delta x} \right)_{x \in \left[\frac{\pi}{4} - \frac{\Delta x}{2}, \frac{\pi}{4} + \frac{\Delta x}{2} \right]} = \frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\Delta x}{2}\right) - \sin^2\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\Delta x} \quad (2-12)$$

La **Figure 2-17** montre l'évolution du rapport défini par l'équation (2-12), en fonction de l'amplitude Δx , exprimée en degré. Nous constatons que pour une amplitude Δx de 14° , le rapport $(\Delta y_S / \Delta y_D)$ vaut 99%. Cela signifie que l'erreur commise en linéarisant la courbe S par la droite D vaut 1%.

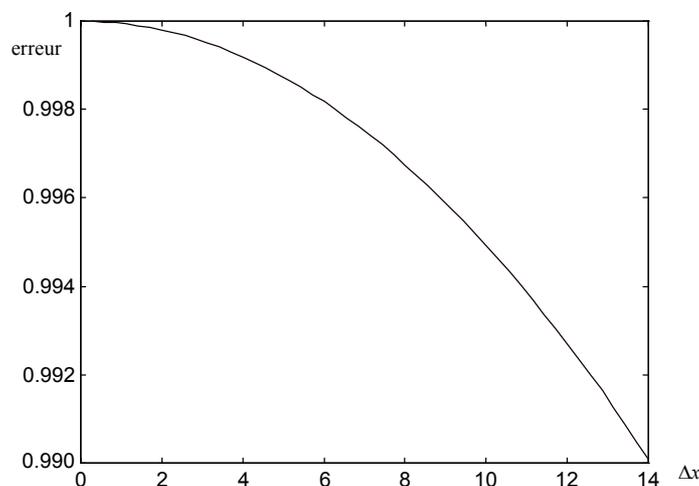


Figure 2-17 : évolution du rapport $\Delta y_S / \Delta y_D$ en fonction de Δx , exprimé en degré.

En conséquence, pour ne commettre qu'une erreur d'environ 1% sur l'amplitude crête à crête de la puissance modulée, il faut vérifier que celle-ci ne vaut pas plus de 24% de la puissance maximale, puisque $\Delta y_S = 24,19\%$ pour $\Delta x = 14^\circ$. En outre, cela signifie que la phase Φ du (sinus²) vaut au maximum 14° pic à pic.

2.5.5. REMISE EN FORME DU COURANT DE MODULATION

À partir de la connaissance de la fonction de transfert F liant la fréquence optique et le courant de modulation, nous pouvons déterminer la modulation de courant à imposer, pour obtenir une modulation de fréquence optique purement triangulaire en sortie de la diode laser. En effet, nous introduisons la fonction de transfert complexe $F = |F| \exp^{j \arg(F)}$, ainsi que les transformées de Fourier, notée \hat{X} pour la grandeur X . La fonction de transfert complexe se traduit par la relation suivante $\hat{v} = F \hat{i}$. La modulation de courant triangulaire remise en forme i_r , qui permet d'obtenir la fréquence optique purement triangulaire v_T , est définie par la relation suivante :

$$i_R = \hat{i}_R \quad \text{avec} \quad \hat{i}_R = F^{-1} \cdot \hat{v}_T \quad (2-13)$$

Où F^{-1} représente la fonction de transfert complexe inverse, qui n'est autre que l'inverse de la fonction de transfert complexe. Or, le calcul de la transformée de Fourier \hat{i}_R , de fréquence de modulation f , nécessite des harmoniques de f . Ces points n'ont pas forcément été définis lors de la

détermination de la fonction de transfert. Il est donc nécessaire d'interpoler la fonction de transfert complexe avant d'appliquer la transformée de Fourier.

2.5.6. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Nous utilisons la diode laser MITSUBISHI ML64110N de puissance maximale P_0 égale à 30mW, de courant seuil I_{th} , 55mA. Pour moduler en courant, nous travaillons avec un courant moyen égal à $1,3 \cdot I_{th}$ et une amplitude telle que l'amplitude de la modulation de puissance en sortie reste inférieure à 24% de la puissance maximale (*cf.* paragraphe ci-dessus).

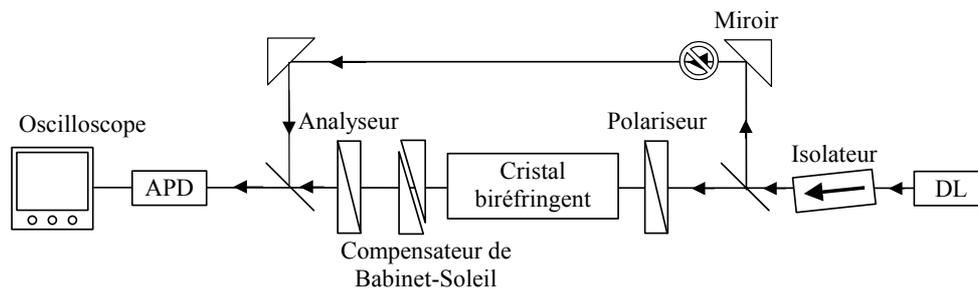


Figure 2-18 : dispositif expérimental utilisé. Le signe "sens interdit" signifie que le faisceau laser ne peut prendre simultanément les deux chemins optiques. Cet arrangement permet de déterminer le rapport de la puissance optique modulée par le filtre biréfringent sur la puissance optique en sortie de la diode laser.

En comparant le rapport des amplitudes et le déphasage des puissances via les deux chemins optiques, nous obtenons les réponses fréquentielles en module et en phase suivantes.

À priori, les réponses fréquentielles obtenues (**Figure 2-19**) ne sont pas celles d'un filtre connu. En utilisant la méthode présentée au paragraphe ci-dessus, nous déduisons la modulation de courant à imposer. Cette fonction de transfert a été déterminée pour un courant moyen de modulation égal à $1,3 \times I_{th}$. Or, pour faire fonctionner le télémètre, un tel courant moyen ne suffit pas à observer le phénomène de "self-mixing", qui est noyé dans le bruit. Il est nécessaire de se placer à un courant moyen de l'ordre de $1,8 \times I_{th}$, soit 99mA. Or, d'après Olesen & Jacobsen [74], nous ne pouvons utiliser la fonction de transfert présentée, car elle est fonction du courant moyen de modulation imposé. La **Figure 2-20** présente le module et la phase du rapport puissance optique modulée par le filtre biréfringent, puissance optique en sortie de la diode laser déterminée, pour un courant moyen de modulation égal à $1,8 \times I_{th}$. Comme attendu [74], ils sont nettement plus marqués pour un courant moyen de modulation de $1,8 \times I_{th}$ que pour seulement $1,3 \times I_{th}$, puisque le module est compris entre $[0,83;3]$ contre $[0,8;1,8]$ et la phase entre $[-21,6^\circ; -1,4^\circ]$ contre $[-13^\circ; 0^\circ]$.

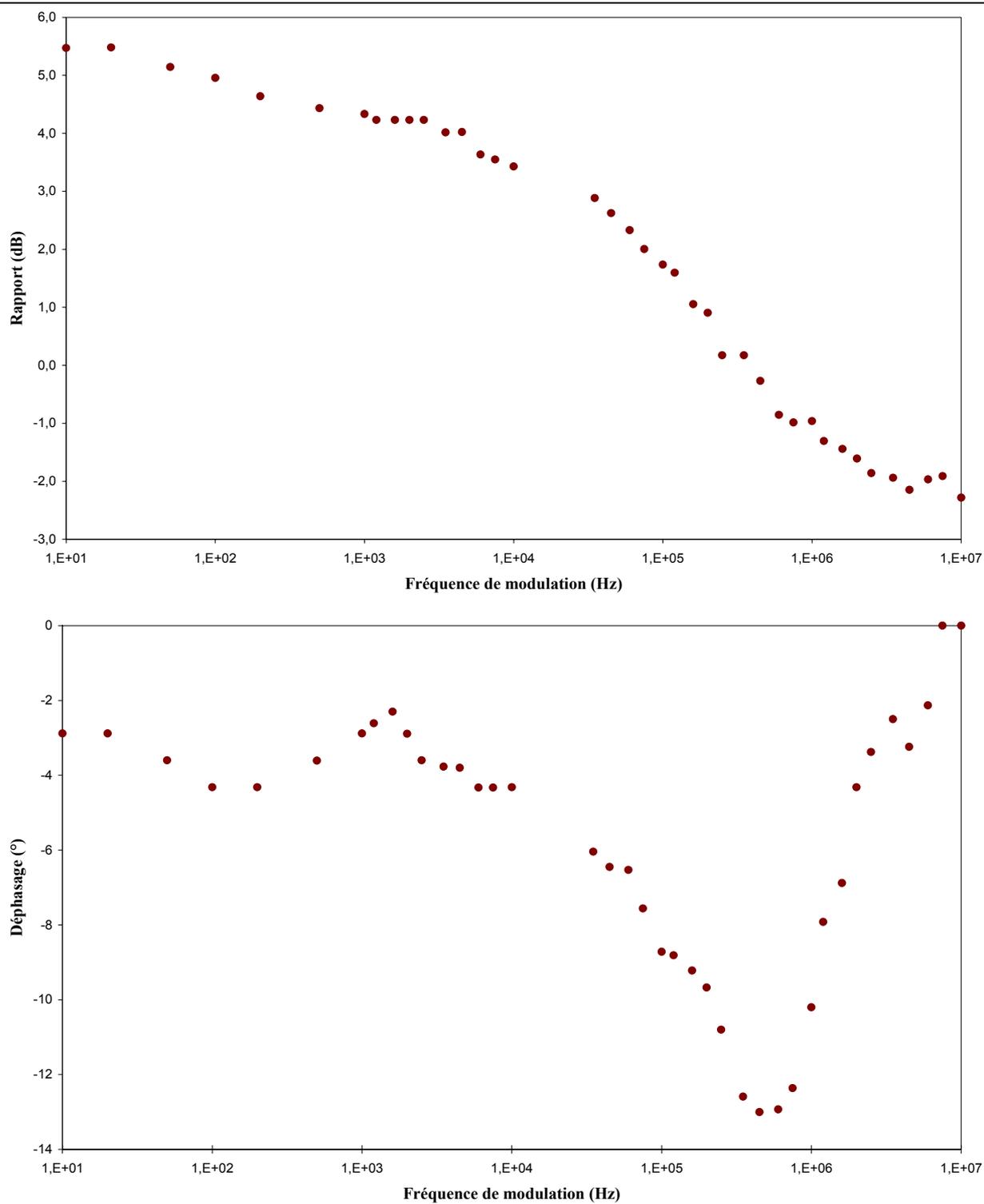


Figure 2-19 : module et phase du rapport puissance optique modulée par le filtre biréfringent, puissance optique en sortie de la diode laser pour un courant d'injection moyen égal à $1,3 \times I_{th}$.

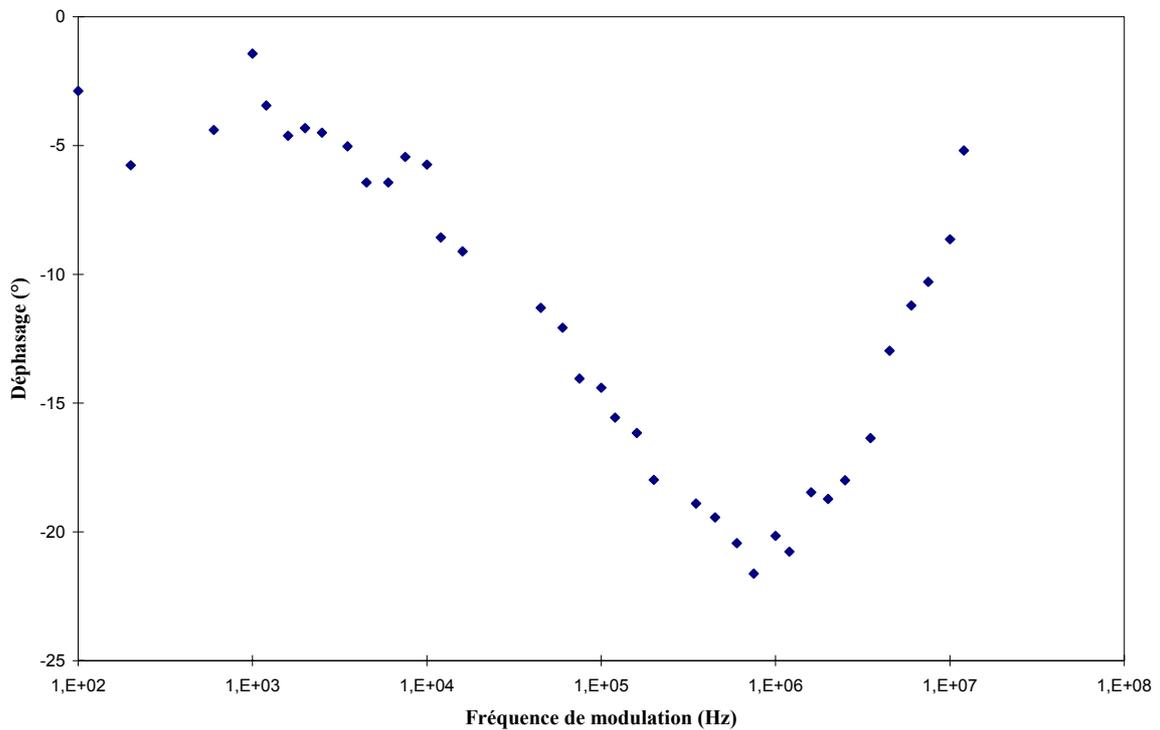
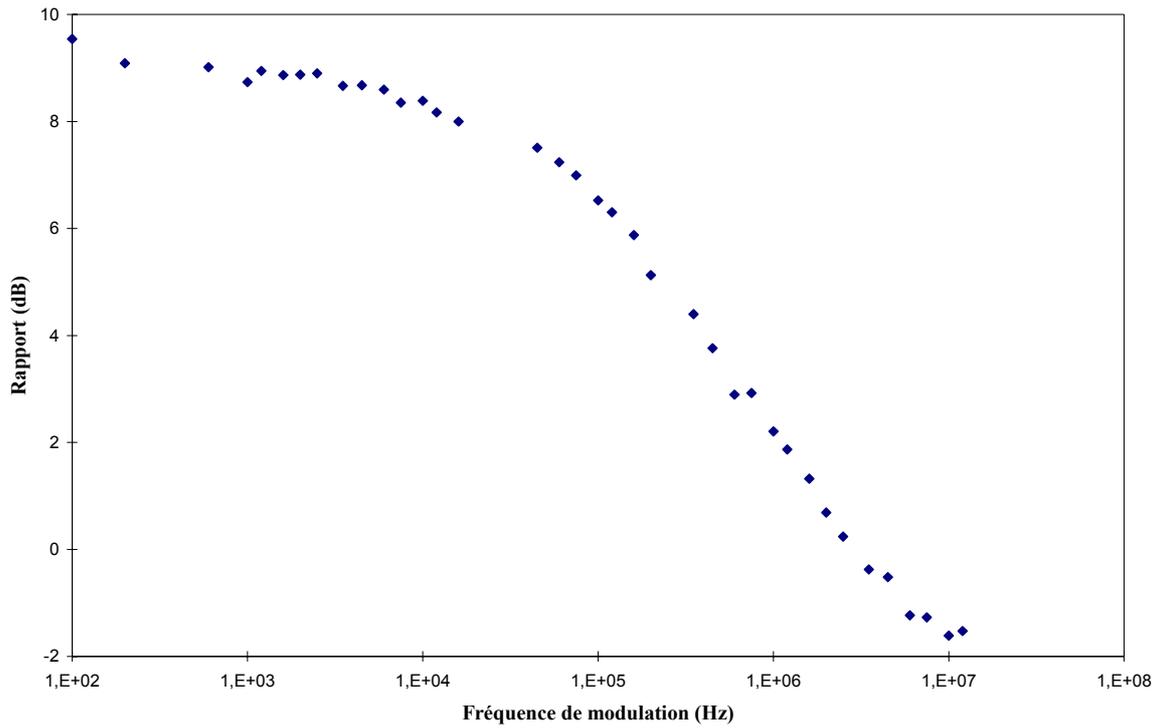


Figure 2-20 : module et phase du rapport puissance optique modulée par le filtre biréfringent, puissance optique en sortie de la diode laser pour un courant d'injection moyen égal à $1,8 \times I_{th}$.

À partir du module et de la phase, nous avons à nouveau déterminé le signal de modulation à imposer pour obtenir une modulation de fréquence optique quasi triangulaire. Comme nous ne pouvons voir la modulation de fréquence optique, nous nous intéressons aux fréquences de battement, au niveau du changement de pente de modulation. La **Figure 2-21** présente la dérivée de la puissance d'émission, dans le cas d'un courant d'injection triangulaire (a) et d'un courant triangulaire remis en forme (b). Nous constatons que dans le cas (a), les fréquences de battement en fin (119kHz) et en début (92,59kHz) de pente de modulation ne sont pas égales, tandis que pour le triangle modifié de modulation, elles le sont (119kHz). Le courant d'injection modifié permet de corriger une erreur de 11% en fréquence, donc d'améliorer la précision du télémètre.

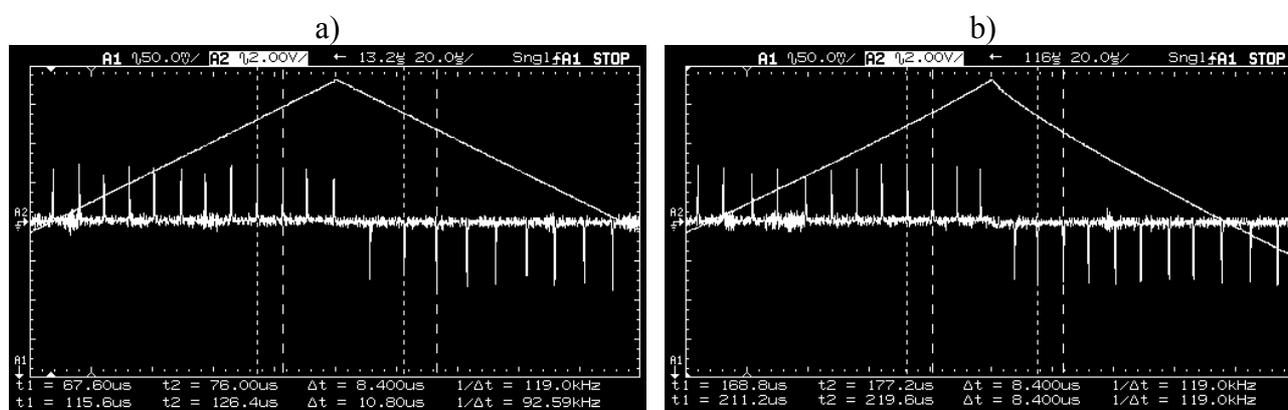


Figure 2-21 : dérivée de la puissance d'émission pour une cible immobile, au niveau du changement de pente de modulation, pour un courant d'injection : a) triangulaire, b) triangulaire modifié par la fonction de transfert précédemment déterminée.

Nous proposons au paragraphe suivant de comparer d'une part les différentes méthodes de détermination de la distance et d'autre part d'évaluer l'amélioration apportée par la modulation de courant modifiée à l'aide de la fonction de transfert.

2.6. COMPARAISONS DES DIVERSES MÉTHODES

Nous voulons démontrer d'une part, que la méthode par les fréquences de battement est plus précise que la méthode par comptage de pics et d'autre part que l'application d'une modulation de courant remise en forme à l'aide de la fonction de transfert améliore la précision de la méthode des fréquences de battement.

2.6.1. REMARQUES PRÉLIMINAIRES

La formule exacte définissant la distance par les fréquences de battement utilise justement deux fréquences de battement instantanées prises sur chacune des deux pentes de modulation de la diode laser. Or, nous utilisons une moyenne de fréquences de battement par pente de modulation. Nous perdons ici une partie de la précision de la formule.

La formule approchée du comptage de pics, utilisé par Beheim & Fritch [56] utilise le rapport du nombre de pics par pente divisé par la demi-période. Cette expression peut être améliorée en déterminant non seulement le nombre de pics, mais aussi le temps séparant le premier et le dernier pic. Ainsi, nous pouvons calculer des approximations des fréquences de battement comme le nombre de pics ôté de un, divisé par le temps défini ci-dessus. Ce n'est rien d'autre qu'une fréquence de battement moyenne. C'est ce raisonnement que nous appliquerons pour obtenir les moyennes de fréquences de battement par pente.

2.6.2. MISE EN ŒUVRE EXPÉRIMENTALE

2.6.2.1. Dispositif

La **Figure 2-22** présente le synoptique du dispositif expérimental, avec deux cibles dont une cible de référence. Ainsi, la diode laser voit la cible pendant une période de modulation, puis la cible de référence pendant la période suivante, et ainsi de suite. La diode laser utilisée est une MITSUBISHI ML64110N. Elle est modulée à l'aide d'un générateur de signaux permettant une modulation en triangle remis en forme [70] (fréquence de modulation : 1kHz ; courant moyen : 99mA ; amplitude pic à pic : 1,5mA). La cible étudiée est un morceau de feuille de papier blanc, de même que la cible de référence.

Les signaux de "self-mixing" sont accessibles via la photodiode, placée à l'intérieur même du boîtier laser. Ils sont amplifiés par un trans-impédance. Un filtre passe-bande permet de s'affranchir du bruit.

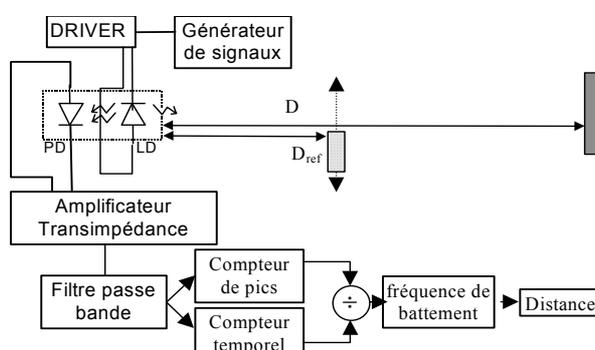


Figure 2-22 : synoptique du dispositif expérimental du télémètre, utilisé pour la méthode des fréquences de battement, avec l'utilisation d'une cible de référence. Celle-ci est placée sur le faisceau laser à chaque période paire.

Deux compteurs interviennent alors : le premier sert à compter le nombre de pics par pente de modulation; le deuxième est un compteur temporel qui donne le temps séparant le premier et le dernier pic d'une même pente de modulation. Ainsi, nous pouvons déterminer la fréquence moyenne comme le nombre de pics moins un, divisé par le temps total. La distance est déduite par une simple règle de trois. Le détail de ce traitement est présenté dans le paragraphe suivant.

2.6.2.2. *Détail du traitement des signaux*

La **Figure 2-23** présente le traitement de la puissance d'émission de la diode laser, ici modulée par un courant d'injection triangulaire, avec l'utilisation d'une cible de référence. Ainsi, la première période de modulation est dédiée à la mesure de la distance entre la diode laser et la cible étudiée D , tandis que la deuxième est dédiée à la mesure de référence D_{ref} . Dans les deux cas, le traitement de la puissance optique est le même.

Tout d'abord, une fenêtre permet de sélectionner une partie de la pente montante de modulation ; une partie seulement puisque on retarde le front montant de la fenêtre de sorte à négliger l'inertie thermique due au changement de pente de modulation.

Les pics de dérivée de la puissance optique étant contenus dans la fenêtre créée sont numérisés. Ce signal est envoyé sur l'horloge d'un compteur, permettant ainsi de recenser le nombre de pics effectifs. Un oscillateur alimenté à 10MHz est activé au premier pic numérisé et désactivé au dernier pic contenu dans la fenêtre de travail. Il est suivi d'un compteur qui calcule le temps correspondant, i.e. le temps compris entre le premier et le dernier pic.

En sortie de traitement, nous avons donc cet intervalle de temps et le nombre de pics. Les données sont envoyées sur un ordinateur et la fréquence de battement moyenne est déduite par le quotient des deux grandeurs.

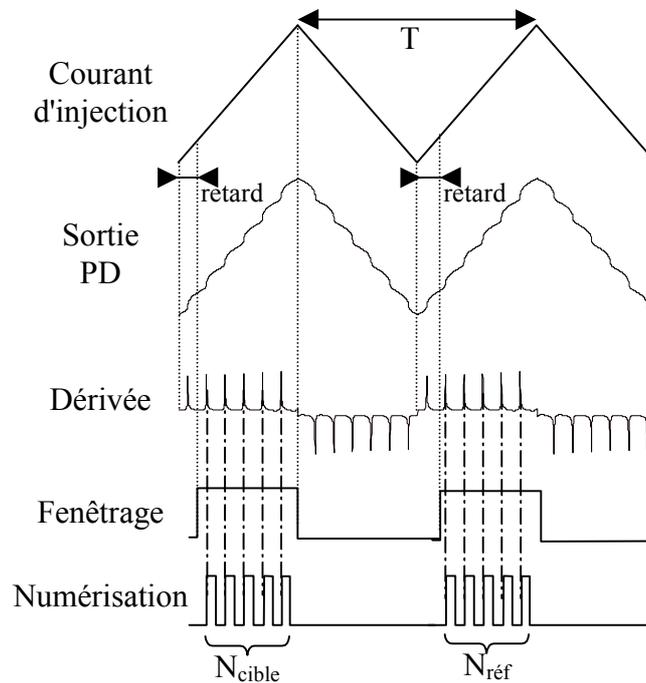


Figure 2-23 : détail du traitement de la puissance d'émission de la diode laser récupérée sur la photodiode intégrée au boîtier laser.

2.6.3. COMPARAISON DES MÉTHODES DE COMPTAGE DE PICS ET PAR FRÉQUENCES DE BATTEMENT

Il est intéressant de comparer les fréquences de battement à l'approximation qui en est faite à l'aide du nombre de pics par pente de la dérivée de puissance optique (f_{pic}). En effet, c'est ce qui différencie la formule exacte de la formule approchée décrite dans le paragraphe 2.3.1. Pour cela, nous avons d'une part, relevé les fréquences de battement par pente et déduit une fréquence de battement moyenne ($f_{b\text{moyenne}}$); d'autre part, nous avons déterminé le nombre de pics correspondant ($N_{pic/pente}$) sur chaque pente, comme la partie entière du rapport de la fréquence de battement moyenne par le double de la fréquence de modulation (f_m) :

$$f_{b\text{moyenne}} \approx \frac{N_{pic/pente}}{T/2} \approx 2f_m \cdot N_{pic/pente} \Rightarrow N_{pic/pente} = E(f_{b\text{moyenne}}/2f_m) \quad \text{et} \quad f_{pic} = 2f_m \cdot N_{pic/pente}$$

La Figure 2-24 présente ces fréquences de battement, exactes et approchées, pour des distances variant de 50 à 130cm. De manière à obtenir un graphique plus lisible, nous avons calculé la droite de régression linéaire pour la paire (distance, fréquence de battement moyenne), i.e. la droite qui

passer au mieux par les points de coordonnées (distance, fréquence de battement moyenne). La même droite de régression est utilisée pour les fréquences de battement approchées, calculées à l'aide du nombre de pics.

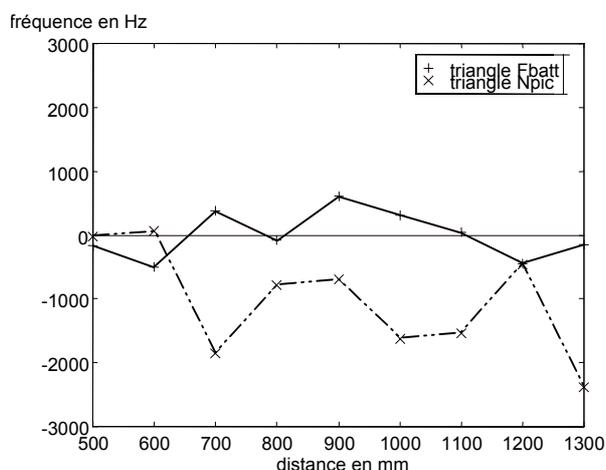


Figure 2-24-a

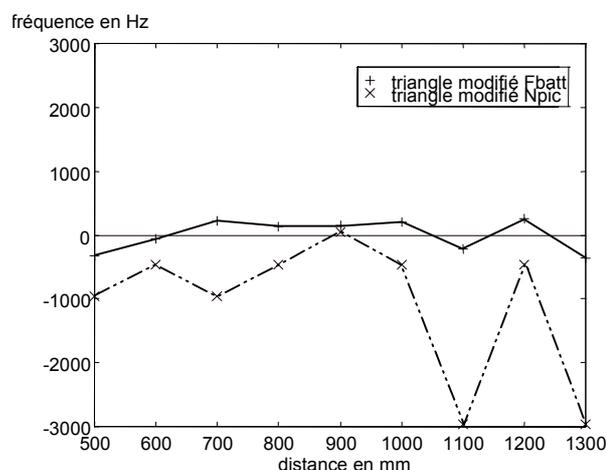


Figure 2-24-b

Figure 2-24 : comparaison des méthodes par comptage de pics et fréquences de battement pour la modulation de courant, ordinaire en triangle (a) et la nouvelle modulation (b). La méthode par comptage de pics est définie par le signe \times et celle par les fréquences de battement par le signe $+$.

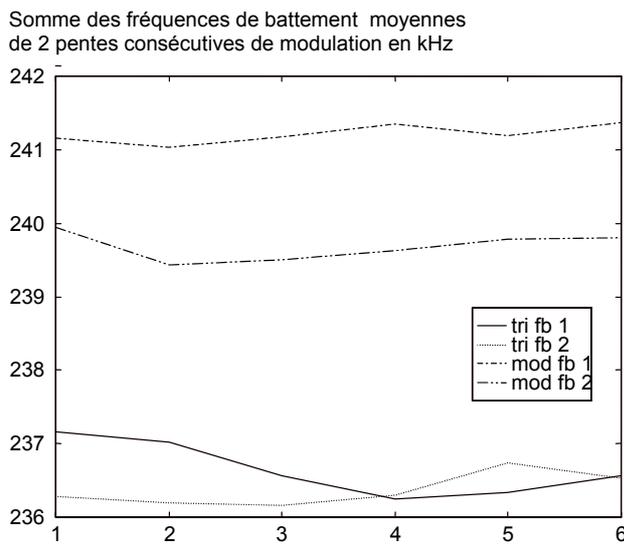
Dans les deux cas, la méthode par les fréquences de battement (signe $+$) semble être plus précise que la méthode par comptage de pics (signe \times). Mais il est difficile d'en apprécier l'amélioration.

De manière à vérifier la fidélité du télémètre, nous avons fait plusieurs mesures consécutives à la même distance. Nous nous sommes alors aperçus que les distances mesurées à des instants distincts n'étaient pas les mêmes. Par contre, la précision de la mesure de distance et donc, de la fréquence de battement reste du même ordre de grandeur. La **Figure 2-25** met en évidence ce phénomène pour la distance diode – cible égale au mètre et pour une diode ML64110N modulée par des courants triangulaires normal et remis en forme (courant moyen à 99mA, amplitude de 1,5mA pic à pic et fréquence de modulation à 1kHz), créant une excursion en fréquence optique d'environ 11GHz. Sur chaque pente de modulation, on compte en moyenne 60 pics, ce qui correspond à une fréquence moyenne de battement de 118kHz. Sont données sur la **Figure 2-25**, pour une même mesure, les sommes des fréquences de battement moyennes de deux pentes consécutives de modulation pour les deux types de modulation de courant.

Le tableau, associé à la **Figure 2-25**, donne les fréquences de battement moyennes ainsi que les écarts-types correspondant à chaque mesure. Pour la modulation en triangle modifié, qui permet de linéariser la fréquence d'émission laser, la précision des fréquences de battement est inférieure à 0,1%, ce qui correspond à une précision inférieure au millimètre pour une distance d'un mètre.

Rappelons qu'il y a 60 pics par pente de modulation à un mètre. L'imprécision de la méthode du comptage des pics étant de ± 1 pic par pente, cela correspond à 17mm d'imprécision à un mètre. Cette expérience montre bien que la méthode des fréquences de battement est bien plus précise que le comptage de pics.

Cependant, le télémètre par fréquence de battement n'est pas stable dans le temps, puisque nous ne pouvons pas reproduire la même fréquence de battement pour une même distance.



Type de modulation	f_b moyenne (kHz)	Écart type (Hz)	Écart type (%)
Triangle 1	236,65	369	0,16
Triangle 2	236,36	224	0,095
Triangle modifié 1	241,21	126	0,05
Triangle modifié 2	239,68	195	0,08

Figure 2-25 : test de capacité du télémètre pour des modulations triangulaires normale et remise en forme (courant moyen à 99 mA, amplitude de 1,5mA et fréquence à 1kHz) pour une distance de la diode à la cible d'un mètre. Deux mesures consécutives sont effectuées, notées 1 et 2.

De plus, cette figure montre que les mesures de fréquences de battement sont très précises quelle que soit la modulation de courant mise en œuvre. Cependant, on constate que les fréquences de battement pour la modulation purement triangulaire sont décalées de quelques kilohertz, soit quelques 2% par rapport aux fréquences de battement obtenues par la modulation triangulaire remise en forme. Cela signifie que l'on ne peut se fier à la fréquence de battement moyenne pour une modulation de courant en triangle. En effet, comme nous l'avions remarqué au paragraphe 0, la modulation du courant en triangle entraîne une décroissance de type exponentielle des temps de battement. La notion de moyenne sur un ensemble de données de répartition non gaussienne n'a donc pas de raison d'être.

2.6.4. ÉVOLUTION TEMPORELLE DE LA MESURE DE DISTANCE

La **Figure 2-25** a mis en évidence la non-répétabilité de notre télémètre. Nous avons donc réalisé une série de mesure, pour une même distance, pendant une durée de 50 minutes, avec un intervalle de 20s entre chaque mesure.

La **Figure 2-26** met en évidence l'instabilité temporelle de la mesure (non corrigée) de la distance de la diode laser à la cible. Pour une distance de 1,5m, l'erreur maximale commise est de 13,5mm, soit une déviation temporelle d'environ 9%, bien que la diode laser soit thermostatée.

De sorte à limiter cette déviation temporelle, nous avons eu l'idée d'utiliser une distance de référence. Ainsi, au lieu d'effectuer une seule mesure à la distance de travail, nous réalisons une deuxième mesure à la distance de référence, les deux mesures étant faites dans un intervalle de temps très faible. Le fait d'utiliser une distance de référence assure une pseudo stabilité temporelle. La **Figure 2-26** présente les deux types de mesures, non corrigées et corrigées, et montre qu'effectivement l'utilisation d'une distance de référence limite l'erreur temporelle à $\pm 2,3$ mm, pour une distance de travail à 1,5m, soit 0,15% de déviation temporelle.

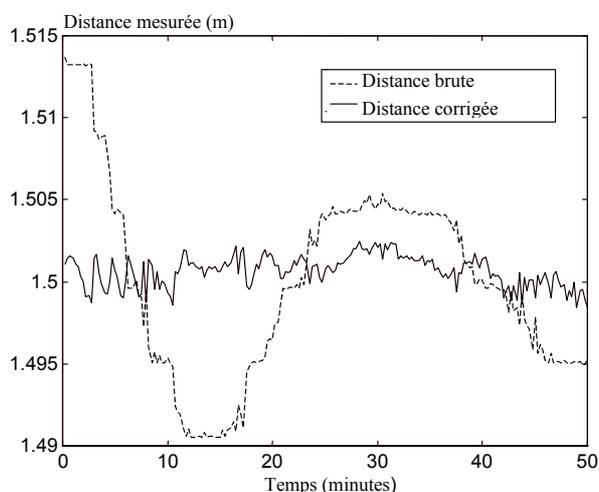


Figure 2-26 : déviation temporelle de la mesure de distance sur une durée de 50 minutes, pour une cible placée à 1,5 mètres de la diode laser.

2.7. CALIBRATION DU TÉLÉMÈTRE AVEC DISTANCE DE RÉFÉRENCE

Pour la calibration, le télémètre a été testé avec une cible de papier blanc immobile avec une distance de référence de 0,8m. La modulation de courant remis en forme a un courant moyen de 100mA, une amplitude de modulation pic à pic de 1,5mA et une fréquence de 700Hz. À la distance de 1,1m, on observe 59 pics sur chaque pente de modulation de la dérivée de la puissance d'émission de la diode laser. La précision intrinsèque de la méthode par comptage de pics est donc égale à $\pm 18\text{mm}$. La **Figure 2-27** montre le résultat de la calibration du télémètre par "self-mixing" avec une distance de référence à 0,8m. La précision obtenue est de $\pm 1,5\text{ mm}$ sur la plage de distance [0,5m ; 2m], par la méthode des fréquences de battement.

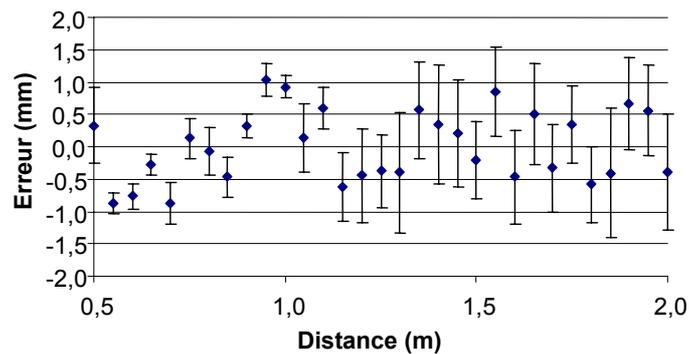


Figure 2-27 : Calibration du télémètre pour des distances entre 50 cm et 2m, avec une distance de référence de 0,8m et une modulation de courant remise en forme.

2.8. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons étudié un capteur de distance absolue utilisant le phénomène de "self-mixing" dans les diodes lasers Fabry-Pérot de type GaAlAs, la source optique étant modulée en courant. Le "self-mixing" se traduit par des fluctuations de puissance optique.

La distance à la cible peut être alors déterminée, soit en comptant le nombre de variations de puissance optique par pente de modulation du courant d'injection de la diode laser - "comptage de pics", soit en déterminant le temps entre deux variations successives de puissance optique - "fréquences de battement".

En fait, la méthode du "comptage des pics" est intrinsèquement limitée à une résolution inversement proportionnelle à l'excursion en fréquence optique de la source utilisée. Par exemple, une diode Fabry-Pérot, d'excursion en fréquence optique égale à 36GHz, donne une erreur théorique maximale de $\pm 4,33\text{mm}$ à 1,5m. En revanche, l'utilisation d'une diode DBR, elle aussi sensible au phénomène de "self-mixing", d'excursion en fréquence optique d'environ 375GHz permet d'obtenir des résolutions inférieures au demi centimètre. Cependant, ce type de diode reste relativement onéreux par rapport aux diodes lasers grand public, à faible coût de revient. C'est la raison pour laquelle nous avons poussé la méthode de mesure utilisant les "fréquences de battement", sur des diodes lasers Fabry-Pérot de type GaAlAs.

Cependant, la mise en œuvre expérimentale de cette méthode s'est révélée délicate. Nous avons notamment besoin de connaître la dérivée temporelle en fréquence optique de la diode laser, donnée qui est difficile à déterminer, à moins de n'utiliser une cible de référence ou de mesurer le "chirp" en temps réel avec un interféromètre de Mach Zender, par exemple. D'autre part, la mesure du temps entre deux variations de puissance optique ("temps de battement") n'est pas évidente. Nous avons en effet constaté qu'il existe une dérive thermique due à la modulation du courant d'injection, se traduisant d'une part par des temps de battement inégaux pendant une rampe de modulation (ce qui est contraire à la théorie pour une cible immobile), d'autre part à des temps de battement plus longs en début de rampe. Nous en avons déduit que la modulation de fréquence optique, induite par la modulation triangulaire de courant utilisée n'était donc pas purement triangulaire.

Nous avons alors caractérisé notre source laser en déterminant la fonction de transfert entre les variations de fréquence optique et les variations de courant d'injection. En l'inversant point par point et en appliquant une modulation de fréquence optique purement triangulaire, nous

déterminons le courant d'injection requis. Cette nouvelle modulation de courant permet effectivement une meilleure constance des "temps de battement" et optimise ainsi la résolution de notre capteur à $\pm 1,5\text{mm}$ pour des distances comprises entre 50cm et 2m.

Cependant, nous avons constaté que la distance déterminée par notre capteur différait au cours du temps. Une des causes principales d'erreur de mesure est l'instabilité temporelle de la fréquence optique. Pour la méthode par "comptage de pics", l'erreur intrinsèque est de $\pm 1\text{pic/pente}$. Aussi, cette dérive peut-elle être négligée, par exemple, jusqu'à une distance de 50cm, dans le cas d'une diode DBR de 375GHz d'excursion. En revanche, la méthode des "fréquences de battement" étant théoriquement beaucoup plus précise, l'erreur inhérente à cette dérive est prépondérante. De sorte à améliorer la répétabilité de notre télémètre, il conviendrait par exemple, d'optimiser l'alimentation de la source laser, d'étudier la stabilité en température de la source laser...

CHAPITRE 3 : EXPLOITATION DU SIGNAL DE "SELF-MIXING" POUR LA VIBROMÉTRIE

3.1. INTRODUCTION

Il existe de nombreux types de capteurs de déplacements sans contact, permettant des mesures dites non destructives, c'est à dire ne détériorant pas la cible sur laquelle est effectuée la mesure. Ceux-ci sont devenus d'un intérêt majeur dans les champs de la mesure de profil, le positionnement de grande précision, la mesure de vibrations, la détection de défauts...

Dans le domaine des fréquences acoustiques (5Hz à 20kHz), trois grands principes sont utilisés pour mesurer ces vibrations [75]. Les méthodes capacitatives s'appliquent principalement sur des pièces conductrices, mais peuvent offrir une très grande sensibilité. Les méthodes inductives basées sur l'influence des courants de Foucault s'appliquent à des pièces ferromagnétiques ou conductrices. Finalement, les méthodes optiques s'appliquent à de nombreux types de pièces, même à des pièces de température très élevée (1300°C).

Dans ce chapitre, nous présenterons ces grands principes, en mettant en évidence leurs avantages et leurs inconvénients, puis nous développerons le travail effectué sur le capteur de déplacements par "self-mixing", au niveau du traitement du signal. Ainsi, nous avons tout d'abord cherché à rendre optimum le traitement des données réalisé en temps différé, dont une première étude a été développée par Noël Servagent lors de sa thèse [13]. Ce traitement en temps différé est basé sur une interprétation linéaire des variations de puissance optique induites par la présence de la cible. Puis nous nous sommes attachés à développer un capteur de déplacement qui fournisse des données en temps réel, et cela quelle que soit la fraction de puissance optique retournant dans la cavité laser ($C < 4,7$). Celui-ci est basé sur une correction de la puissance optique d'émission de la diode laser avec hystérésis. Finalement une idée originale qui utilise une modulation de phase de la longueur de la cavité externe nous a permis de développer un capteur vibrométrique à résolution variable.

3.2. LES MÉTHODES DE MESURE DE DÉPLACEMENTS SANS CONTACT

3.2.1. LES MESURES CAPACITIVES

Pour une mesure capacitive [76], un condensateur est formé par l'association de deux armatures réalisées par une électrode de référence (qui n'est autre que le capteur lui-même) et la cible. La capacité électrique du condensateur ainsi formé, est alors dépendante de la disposition relative du capteur par rapport à la cible et de la constante diélectrique du milieu inter électrodes. Dans le cas d'un capteur plan et d'une cible plane, celle-ci est donnée comme $C_m = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{S}{d}$ où ϵ_0 représente la constante diélectrique du vide, ϵ_r la constante diélectrique du milieu inter électrodes, S la surface de l'électrode mesurande (capteur) et d la distance à la cible. Ainsi, la constante diélectrique du milieu inter électrodes étant parfaitement connue, la mesure capacitive de distance est-elle une mesure absolue. Ainsi, les spécifications exprimant la tension de sortie du capteur en fonction de la distance présentent des zones linéaires caractérisées par leur sensibilité (**Tableau 3-1**). En se plaçant sur ces zones, il est donc possible de faire des mesures d'amplitude de vibrations. Les plages de mesure sont faibles, variant de quelques dizaines de micromètres à quelques centaines de millimètres. Les bandes passantes les plus courantes sont de l'ordre de 10kHz, des valeurs plus élevées peuvent être atteintes avec une sensibilité de 0,1 μ m.

Capteur	Plage	Sensibilité	Tension de sortie	Bruit
Fogale MC902	0,3mm à 3mm	2mV/ μ m	$\pm 10V$	0,001mm à 0,3mm et 300Hz 0,01mm à 1mm et 300Hz 0,1mm à 3mm et 300Hz
Fogale MC905	0,3 μ m à 30 μ m	0,33V/ μ m	0,1 à 10V	0,4nm _{cc} dans [0-100Hz]
Micro-epsilon CapaNCDT	0,05 / 0,2 / 0,5 / 0,7 / 1 / 2 / 3 / 5 / 10mm	<0,2%		>0,004%

Tableau 3-1 : références de capteurs de vibrations basés sur la méthode capacitive.

D'autre part, la précision de la mesure dépend de la connaissance précise de la constante diélectrique du milieu inter électrodes. Or celle-ci est dépendante de plusieurs paramètres, tels que la pression, la température et l'humidité, dans le cas de l'air :

$$\partial \varepsilon_r / \partial P = + 5.10^{-4} / \text{bar}$$

$$\partial \varepsilon_r / \partial P = - 2.10^{-6} / ^\circ\text{C}$$

$$\varepsilon_r (0\% \text{ d'humidité}) - \varepsilon_r (5\% \text{ d'humidité}) = (+ 1.10^{-4})_{\text{air à } 20^\circ\text{C}}$$

En conclusion, les capteurs capacitifs ne donnent des mesures de distance que pour des objets ayant des propriétés diélectriques. D'autre part, la mesure capacitive, bien qu'elle soit absolue, dépend de paramètres tels que la pression, la température et l'humidité.

3.2.2. LES MESURES INDUCTIVES

Les mesures inductives [77] sont réalisées dans des milieux magnétiques ou à travers des parois conductrices. La présence d'huile ou de poussière dans le milieu n'influence pas la mesure. Il existe trois types de méthodes : la mesure de l'induction magnétique, la mesure des variations de flux à l'intérieur d'une bobine ou la mesure de la réluctance d'un circuit magnétique.

La mesure de l'induction magnétique est limitée à des cibles ferromagnétiques ; elle utilise une sonde à effet Hall ou à magnétorésistance. Cependant, à la sonde de mesure, il faut ajouter un dispositif de magnétisation. Cette méthode offre une bande passante élevée, supérieure à 20kHz. De plus, il est possible d'effectuer des mesures de vitesse, en remplaçant la sonde par une bobine dont la tension sera proportionnelle aux variations de flux. La précision de la mesure pour ces deux techniques est de l'ordre de 1%.

La troisième technique est basée sur la mesure de la réluctance du circuit magnétique réalisé par le capteur et la pièce à mesurer. En effet, lorsqu'un capteur inductif est rapproché d'une cible magnétique, sa réluctance diminue. Si la pièce est simplement conductrice, la réluctance augmente. La mesure de la réluctance est réalisée en plaçant un ou deux bobinages autour du circuit magnétique et en mesurant les variations d'impédance à l'aide d'un circuit alternatif. Ces variations sont en général des fonctions hyperboliques de la distance. La plage de mesure s'étend de quelques centièmes de millimètres à 50mm. La précision est de l'ordre de 0,1% sur toute la gamme. Par contre, il est possible d'obtenir une sensibilité de 0,05 μm pour des plages de mesures de quelques dixièmes de millimètre, ainsi qu'une bande passante de 50kHz.

3.2.3. LES MESURES OPTIQUES

La technique de triangulation permet des mesures sur une gamme de 0,1mm à 1m avec une précision de l'ordre de 0,1% sur toute l'étendue de mesure. Il existe des capteurs qui ont une bande passante de 20kHz. Cependant, nous avons mis en évidence au **chapitre 2** que cette technique

présentait des problèmes de zones d'ombre dues à la non-colinéarité entre le faisceau émis par la source optique et le faisceau dirigé vers le récepteur.

L'interférométrie est à l'heure actuelle la technique optique la plus utilisée pour la mesure précise de déplacements. Cependant, cette technique rend nécessaire l'utilisation de nombreux composants optiques dont l'alignement est délicat de mise en œuvre et dont le coût reste élevé. D'autre part, ces types de systèmes sont généralement peu compacts, d'où le développement de capteurs en optique intégrée. Par exemple, le double interféromètre intégré de Michelson développé par la CSO permet à la fois de réduire l'encombrement du capteur et de résoudre les problèmes d'alignement. Néanmoins, son prix reste élevé et la mesure ne peut être réalisée que pour des cibles de type miroir. Les capteurs de déplacement, basés sur l'interférence de "self-mixing", offrent en comparaison un système de réalisation compacte et flexible, à faible coût. De plus, le sens de déplacement est directement déduit de la forme des signaux, alors qu'il faut un double interféromètre pour obtenir cette information. Enfin, ce type de capteur permet de travailler avec des cibles usuelles, même si l'effet speckle limite ses performances.

3.3. INTRODUCTION AU VIBROMÈTRE PAR "SELF-MIXING"

Nous avons vu au **chapitre 1** que pour la mesure de déplacement par "self-mixing", le courant d'injection de la diode laser peut être modulé ou constant. Nous utiliserons ici un courant d'injection constant. Le signal de "self-mixing" est alors induit par la vibration de la cible placée sur le chemin optique du faisceau laser, ce qui modifie la longueur de la cavité externe ℓ_{ext} . Nous avons réalisé une simulation du comportement de la diode laser ML3101 mise en présence d'une cible mobile, en se basant sur les équations donnant la fréquence optique **(1-15)** et la puissance optique **(1-20)** de la diode laser avec cavité externe. La **Figure 3-1** présente la puissance optique théorique obtenue pour une cible, située à 20cm de la diode laser, de mouvement sinusoïdal de fréquence 100Hz et d'amplitude $5,5\lambda$, ainsi que la puissance optique acquise expérimentalement. Celle-ci présente des variations en dents de scie pseudo périodiques. Il a été montré qu'à chaque dent de scie correspondait un déplacement de la cible d'une demi-longueur d'onde **(1-22)**. Il est donc aisé de proposer un vibromètre de résolution basique qui reconstruit le déplacement de la cible avec une résolution d'une demi-longueur d'onde. Dans le paragraphe suivant, nous présentons un traitement en temps différé des variations de la puissance optique de sorte à améliorer cette résolution basique.

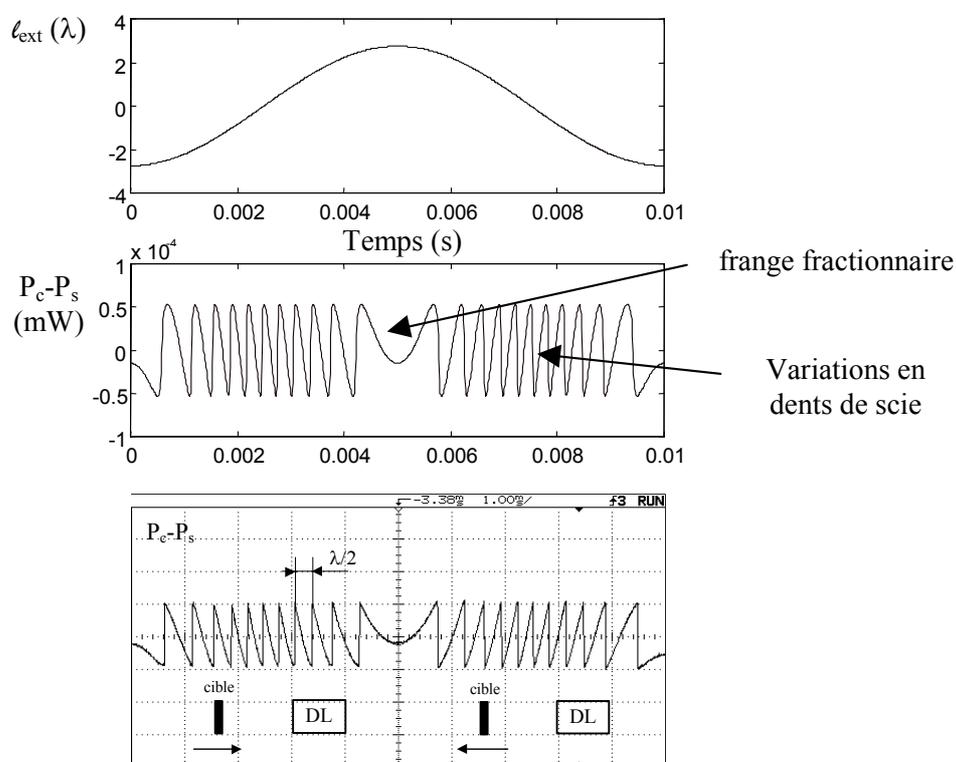


Figure 3-1 : la cible située à 20cm de la diode laser, a un mouvement sinusoïdal de fréquence 100Hz et d'amplitude $5,5\lambda$. La deuxième courbe présente les variations simulées de la puissance optique. L'oscillogramme obtenu expérimentalement confirme la théorie.

3.4. LE VIBROMÈTRE PAR "SELF-MIXING" EN TEMPS DIFFÉRÉ

3.4.1. PRINCIPE

La reconstruction du déplacement d'une cible en temps différé utilise en plus du capteur vibrométrique temps réel, une partie acquisition des données temporelles pour un traitement informatique différé, d'où le terme de vibromètre temps différé. Le logiciel utilisé ici pour le traitement des données est MATLAB® [28].

Le traitement numérique consiste en une interprétation de la forme des variations de la puissance d'émission laser [17]. Détaillons tout d'abord cette interprétation.

3.4.1.1. Localisation des dents de scie

Il s'agit en fait de localiser les pseudo-périodes de la puissance d'émission, dont l'aspect en dents de scie est plus ou moins marqué (**Figure 3-2**), suivant la fraction de puissance optique retournant dans la cavité laser, i.e. suivant la valeur du paramètre C (1-15).

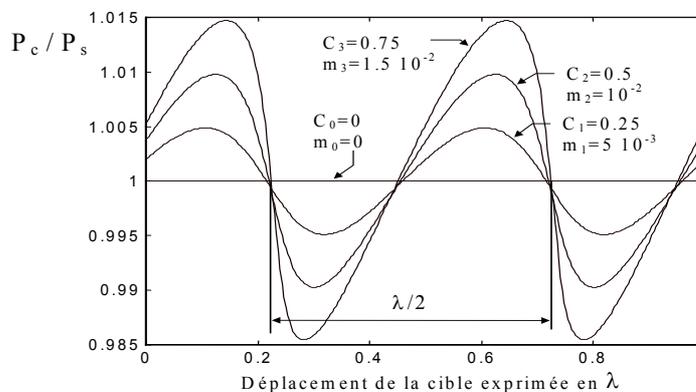


Figure 3-2 : puissance optique de la diode laser mise en présence d'une cible placée à 2m pour différentes rétrodiffusions dans la cavité laser.

Dans un premier temps, nous cherchons à extraire le signal utile du signal bruité. Pour cela, la dérivée numérique du signal ainsi que sa dérivée seconde sont déterminées. De manière à détecter le bruit additionné au signal brut, nous créons à partir du vecteur dérivée seconde, un vecteur *test* formé à chaque instant t_i de la manière suivante :

- Si la dérivée seconde change de signe à l'indice testéⁱ, *test* prend la valeur 0.
- Dans le cas contraire, *test* à l'indice *i* est la somme de la dérivée seconde à l'indice *i* et de lui-même à l'indice *i-1*.

Nous séparons les variations en dents de scie de la puissance optique, des variations induites par le bruit, en réalisant un histogramme du vecteur *test*. Celui-ci présente deux ensembles de valeurs bien distinctes. Le premier, qui est constitué de faibles valeurs, est interprété comme un ensemble de variations de bruit, tandis que le deuxième qui présente des valeurs plus grandes, correspond aux dents de scie de la puissance optique. Par l'intermédiaire d'un seuil, nous nous affranchissons du bruit.

3.4.1.2. Principe d'interprétation linéaire

Par l'expression de la pseudo-périodicité de la puissance d'émission de la diode laser, il a été démontré qu'une dent de scie de la puissance correspondait à un déplacement d'une demi-longueur d'onde (1-22). Dans une première phase de réalisation du vibromètre en temps différé, nous avons posé le principe d'interprétation linéaire entre la puissance d'émission de la diode laser, modifiée par la présence d'une cible et le déplacement de cette dernière.

3.4.1.2.a. Principe

Dans le cas de rétrodiffusion importante dans la cavité laser, tout en restant $C < 4,7$, nous avons pu constater que les dents de scie de la puissance optique de la diode laser comportaient une partie très raide et pratiquement linéaire, d'où l'idée simple de prendre comme première approximation du déplacement, cette même partie, normalisée à ± 1 et multipliée par un coefficient de proportionnalité égal à $\lambda/4$, comme le montre la **Figure 3-3**. Cela se traduit par la relation suivante où $s(x)$ représente le déplacement de la cible et $F(x)$ la puissance d'émission de la diode laser normalisée à ± 1 : $s(x) = F(x) \times \lambda/4$.

Ainsi, la reconstruction du déplacement nécessite une première phase de normalisation de la puissance d'émission laser. Chaque dent de scie est normalisée par rapport à son minimum *A* et à son maximum *B* qui correspondent donc respectivement à -1 et +1. Dans un deuxième temps, la partie comprise entre les extrema est extraite et multipliée par le coefficient de proportionnalité

ⁱ Il est à noter que nous travaillons avec le logiciel MATLAB[®]. Nous raisonnerons donc avec des vecteurs : la puissance optique à l'instant *i* correspondra à l'indice *i* du vecteur représentant la puissance optique.

adéquat. Dans un dernier temps, il faudra échantillonner cette même partie de manière à ramener l'intervalle de temps T_0 compris entre les deux extrema, à T temps total de la dent de scie.

Il existe une exception à ce principe d'interprétation linéaire. Elle se situe au niveau de la frange fractionnaire de la puissance d'émission (cf. **Figure 3-1**).

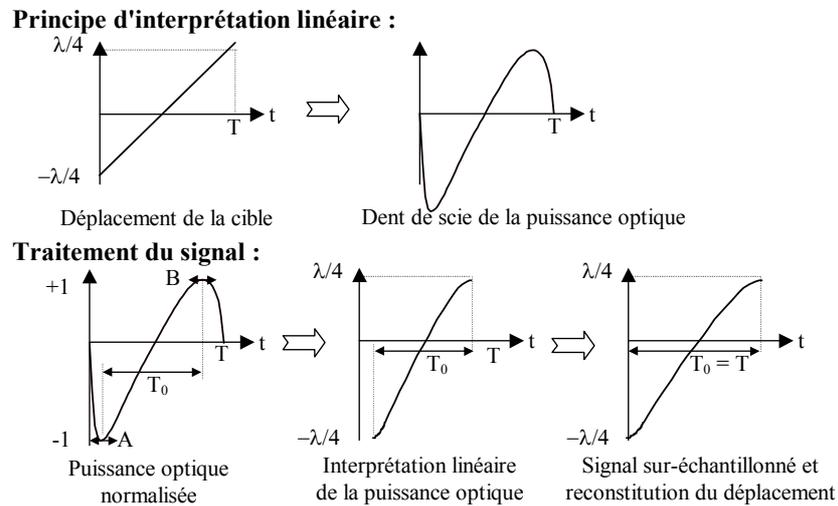


Figure 3-3 : principe d'interprétation linéaire de la puissance optique de la diode laser

3.4.1.2.b. Cas de la frange fractionnaire

En effet, la frange fractionnaire traduit le moment où la cible atteint un extremum dans son déplacement, caractérisé par une vitesse nulle. De plus, le déplacement maximum correspondant à la frange fractionnaire reste inférieur à $\lambda/2$. Nous ne pouvons donc pas appliquer l'interprétation linéaire à partir de la connaissance unique de la frange fractionnaire, puisque nous ne connaissons pas le déplacement lui correspondant. Il est nécessaire de connaître la dent de scie qui la précède et celle qui la succède, de manière à normaliser la partie centrale, à l'aide de leurs coefficients de linéarisation.

En outre, nous avons constaté expérimentalement, puis théoriquement que, dans le cas où la diode laser deviendrait multimode ($1 < C < 4,7$), il apparaît un phénomène d'hystérésis de la fréquence d'émission, qui se traduit au niveau de la puissance d'émission par des dents de scie d'amplitudes différentes de part et d'autre de la frange fractionnaire (**Figure 3-4**). Il est donc nécessaire de tenir compte de ces deux amplitudes. Pour cela, au lieu d'utiliser un coefficient de proportionnalité unique pour toute la frange fractionnaire, nous allons utiliser un vecteur de coefficients de proportionnalité. Ce vecteur est une régression linéaire entre les coefficients de proportionnalité appliqués aux dents de scie précédant et suivant la frange fractionnaire, respectivement A_1 et A_2 .

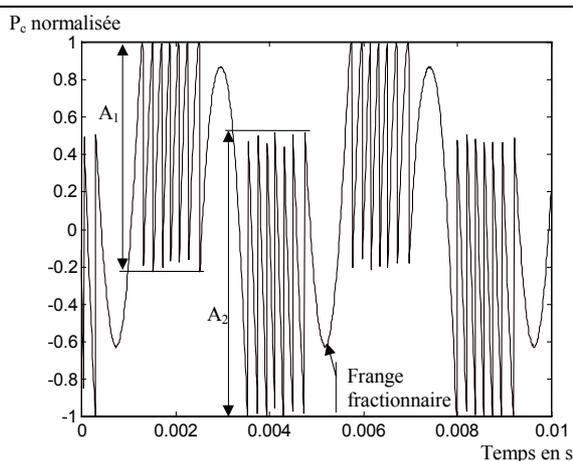


Figure 3-4 : la diode laser est mise en présence d'une cible telle que la puissance d'émission présente un phénomène d'hystérésis ($C=3$). Nous pouvons constater que les amplitudes des dents de scie précédant (A_1) et suivant la frange fractionnaire ($A_2 \neq A_1$) sont différentes.

3.4.2. LIMITATIONS

Le vibromètre en temps différé, basé sur le principe d'interprétation linéaire présente deux types de limitations. D'une part, l'interprétation linéaire va introduire une erreur au niveau de la reconstitution du déplacement d'autant plus importante que la courbe à laquelle elle est appliquée, n'est pas linéaire. D'autre part, plus le signal interprété représentera une faible partie de la dent de scie, plus le sur-échantillonnage réalisé introduira une erreur importante.

En effet, l'interprétation linéaire n'est valable que lorsqu'elle est appliquée à des parties de pseudo-périodes de la puissance d'émission (i.e. parties, de pente la plus faible, des dents de scie) déjà pratiquement linéaires. Nous définissons deux types d'erreurs notées $err+$ et $err-$. L'erreur $err+$ (respectivement $err-$) correspond à l'écart maximum entre la partie la moins raide de la dent de scie située au-dessus (respectivement au-dessous) de la droite d'interprétation linéaire et cette même droite (Figure 3-5).

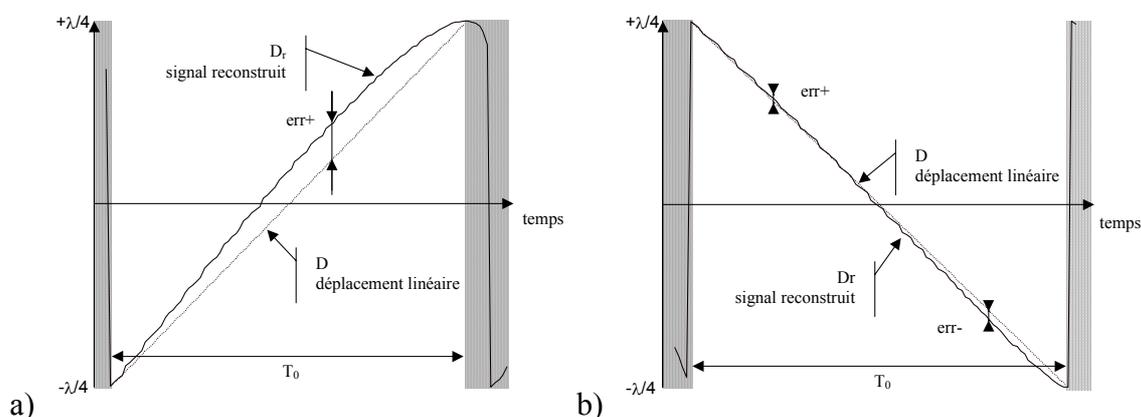


Figure 3-5 : dent de scie de la puissance d'émission pour une cible a) de vitesse positive ; b) de vitesse négative.

Dans le cas des faibles rétrodiffusions ($C \ll 1$), la puissance optique a une forme qui se rapproche plus de la sinusoïde que de la dent de scie. Ainsi, pour C proche de 0, l'erreur commise par l'approximation linéaire est très importante, de l'ordre de 10%. Par contre, plus C est grand, plus la forme en dent de scie est marquée.

D'autre part, il faut considérer deux types de déplacements : celui où la vitesse de la cible est positive (la cible s'éloigne de la diode - cas a) ou négative (la cible se rapproche de la diode - cas b). En effet, la forme de la dent de scie est notablement différente (**Figure 3-5**) et cette différence est traduite par une scission de la courbe d'erreur théorique présentée **Figure 3-6**, pour des valeurs de C au moins supérieures à l'unité.

Dans le cas de la vitesse négative, les pentes de la pseudo-période sont presque linéaires, comme on peut s'y attendre. En revanche, pour une vitesse positive, la dent de scie a un de ses pics qui est arrondi. En introduisant les erreurs $err+$ et $err-$ précédemment définies (**Figure 3-5**), on remarque que l'erreur négative n'est pas touchée par l'arrondi du pic. Par contre, l'erreur positive est importante. Ceci explique que les erreur $err+$ pour des vitesses positives restent non négligeables.

Cependant, expérimentalement, nous n'avons pu constater ce phénomène. Il est peut-être à considérer une faiblesse du modèle utilisé pour la simulation de la puissance d'émission. Ce modèle a été emprunté à Donati *et al.*. Il semblerait qu'il ne soit pas complètement représentatif du comportement de la diode laser dans le cas d'une forte hystérésis.

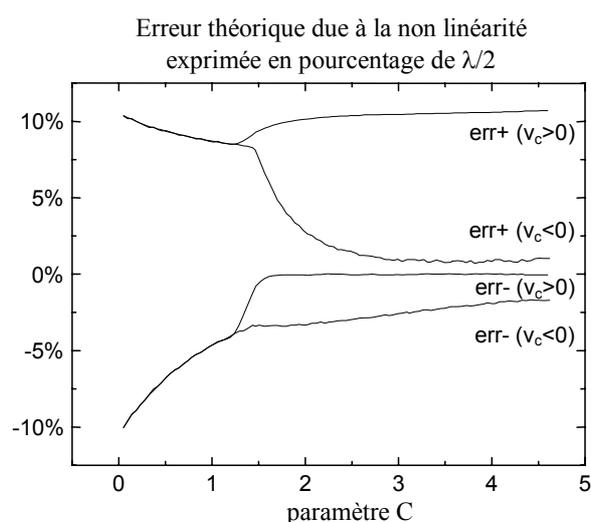


Figure 3-6 : erreur théorique commise due à l'interprétation linéaire de la puissance d'émission en fonction du paramètre C. Le déplacement simulé de la cible est un mouvement linéaire uniforme.

La **Figure 3-7** présente le pourcentage théorique de signal non échantillonné en fonction du paramètre C . Nous avons vu que pour de très faibles valeurs de C , la variation de puissance optique (i.e. une pseudo-période de la puissance optique) est pratiquement sinusoïdale. Cela signifie que dans ce cas là, la partie sur-échantillonnée, d'intervalle de temps T_0 , correspond en fait à la moitié de la pseudo-période, d'intervalle de temps T , soit 50% du signal d'origine. Pour des valeurs de C plus importantes, la forme en dent de scie devient beaucoup plus marquée et la partie sur-échantillonnée de la variation en dent de scie de la puissance optique représente un intervalle de temps qui se rapproche de la pseudo-période entière.

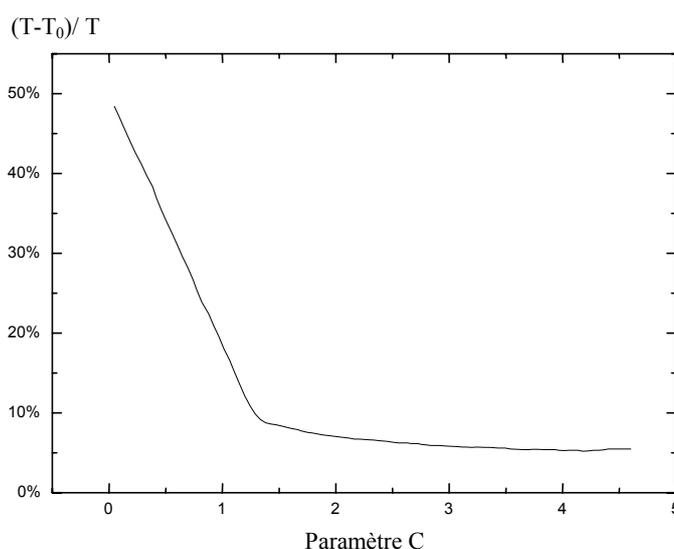


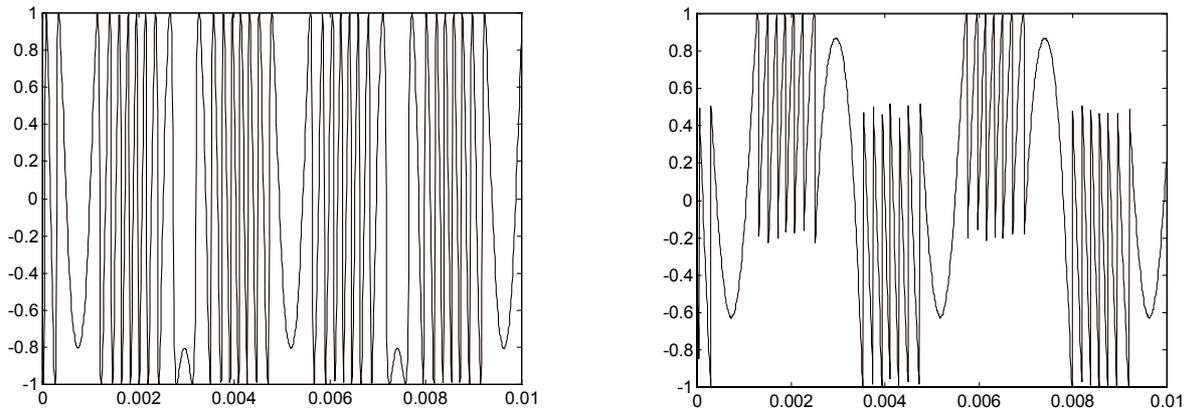
Figure 3-7 : pourcentage théorique du signal non échantillonné par rapport à une pseudo-période de la puissance d'émission en fonction du paramètre C .

3.4.3. COMPARAISON THÉORIQUE AVEC LE VIBROMÈTRE DÉCRIT PAR MERLO & DONATI [29]

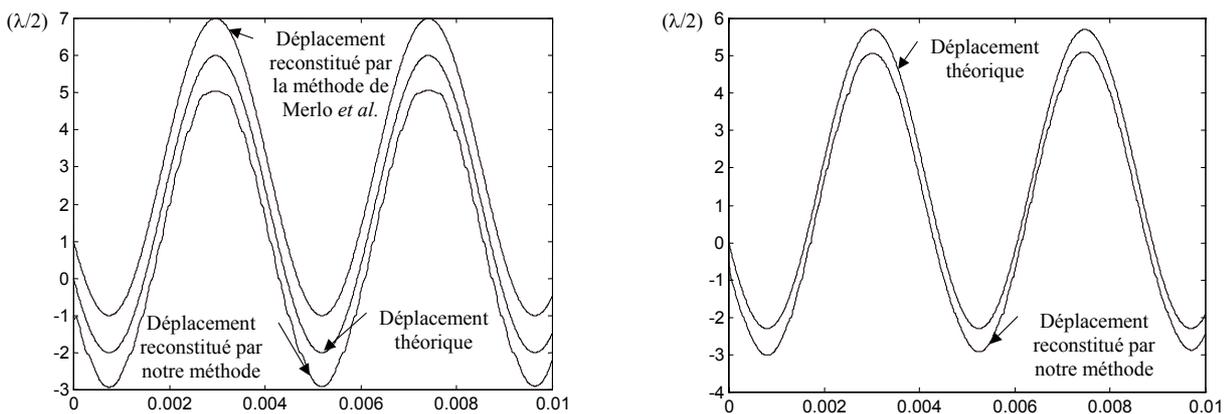
Merlo & Donati [29] ont proposé un traitement numérique de la puissance d'émission dans le cadre de la reconstruction du déplacement d'une cible. Nous avons vu au paragraphe **1.3.4.1.b** que ce traitement était basé sur une relation exacte entre la puissance d'émission de la diode laser et le déplacement de la cible, valable pour des valeurs de C inférieures à l'unité (faible rétrodiffusion). Nous pouvons donc comparer nos deux méthodes sur cette plage de valeurs, tout en sachant que leur précision sera certes meilleure que la notre, du fait qu'ils utilisent une relation exacte.

Nous proposons de simuler le déplacement sinusoïdal d'une cible lambertienne de coefficient de réflexion en amplitude égal à $3 \cdot 10^{-4}$, placée à une distance d'environ 90 cm de la diode laser. Son mouvement a une amplitude de $4 \lambda/2$ et une fréquence de 225 Hz. Le coefficient C a une valeur moyenne de 0,8 (**Figure 3-8**).

a) puissances optiques normalisées exprimées en fonction du temps en s.



b) déplacement théorique de la cible et déplacements reconstitués exprimés en $\lambda/2$, en fonction du temps en s, présentés avec des décalages de sorte à mieux les distinguer.



c) erreurs de reconstitution par rapport au déplacement théorique exprimées en $\lambda/2$, en fonction du temps en s

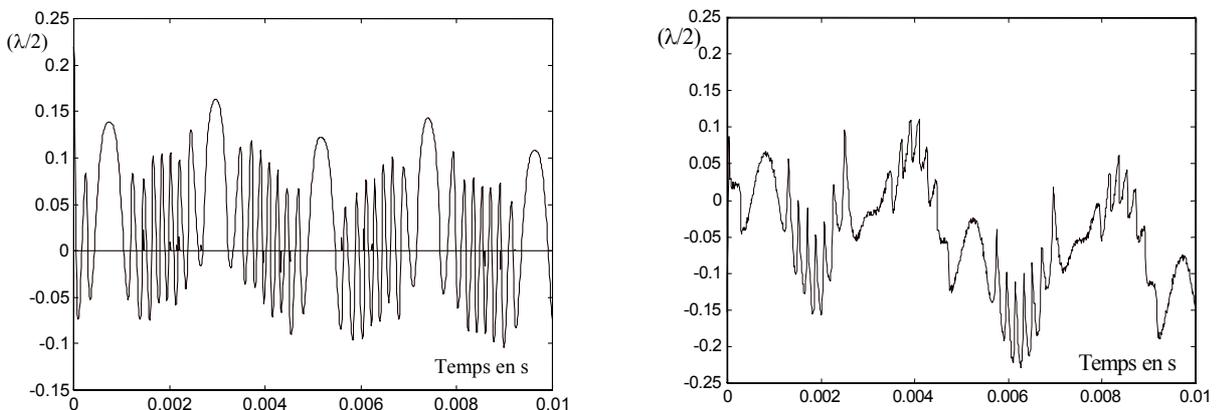


Figure 3-8 : cas de faible rétrodiffusion dans la cavité laser : $C = 0,8$.

Figure 3-9 : cas de forte rétrodiffusion dans la cavité laser : $C = 3$.

La **Figure 3-8** montre que la méthode de Merlo & Donati [29] est beaucoup plus précise que la notre, pour des valeurs du paramètre C inférieures à 1. L'erreur théorique qu'ils commettent est de l'ordre de $\lambda/40$, alors notre méthode présente une erreur de l'ordre de $\lambda/12$.

En revanche, la **Figure 3-9** présente la simulation de la même diode laser mise en présence d'une cible animée du même mouvement, mais telle que la rétrodiffusion soit forte : $C=3$. Notre méthode permet de reconstruire le déplacement de la cible, la précision obtenue restant de $\lambda/12$, alors que la méthode de Merlo & Donati [29] ne peut plus être appliquée.

3.4.4. CALIBRATION

En se plaçant dans le cas d'une forte hystérésis, nous avons donc traité le signal de "self-mixing" avec le capteur basique (limité en résolution à la demi-longueur d'onde de la source optique) et le capteur en temps différé étudié. La **Figure 3-10** présente les reconstructions expérimentales respectivement obtenues, pour un mouvement sinusoïdal de la cible.

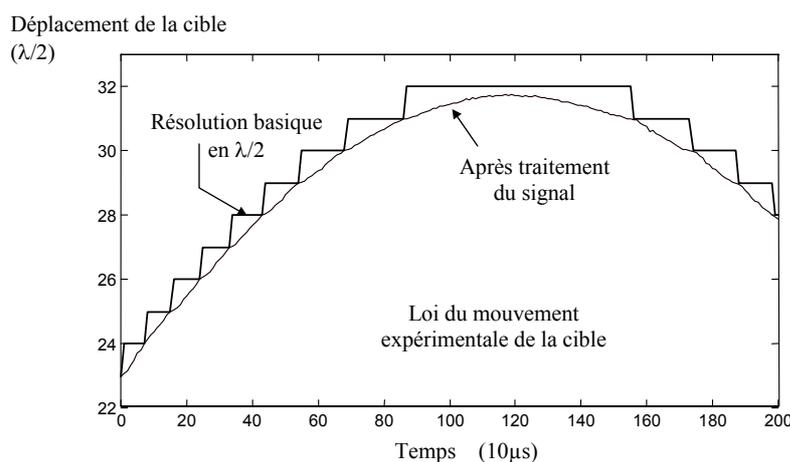


Figure 3-10 : reconstruction du mouvement sinusoïdal de la cible avec le capteur basique et le capteur avec traitement du signal en temps différé.

D'autre part, nous avons calibré notre capteur de déplacements en temps différé, avec une cible en mouvement sinusoïdal de fréquence 1,3kHz, en relevant l'amplitude pic à pic du mouvement reconstitué par notre méthode et en l'exprimant par rapport à l'amplitude pic à pic du mouvement de la cible déterminée par un capteur de référence (**Figure 3-11**). Nous avons alors déduit la droite à 45° passant au mieux par ces points, puis exprimé la déviation des points par rapport à cette droite. Nous obtenons ainsi, dans le cas de forte rétrodiffusion, une résolution de $\lambda/12$ sur la reconstitution de mouvements de cible dont l'amplitude varie ici de $2,4\lambda$ à $3,2\lambda$. La diode laser étant une ML64110n de 785nm de longueur d'onde, cela correspond à une résolution de 65nm sur la plage [$1,8\mu m$; $2,5\mu m$].

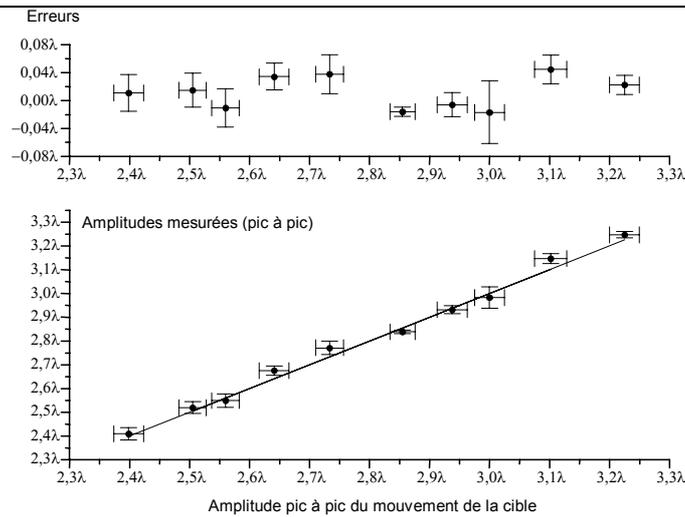


Figure 3-11 : calibration du vibromètre en temps différé pour une cible de mouvement sinusoïdal de 1,3kHz de fréquence.

3.4.5. CONCLUSION

Le capteur de déplacement en temps différé, utilisant le phénomène de "self-mixing" que nous avons développé, permet de reconstituer des lois du mouvement de cibles, même pour des rétrodiffusions importantes ($C < 4,7$). Un autre vibromètre par "self-mixing", développé par Merlo & Donati [29], propose aussi la reconstruction du mouvement, en temps différé, avec une résolution très précise ($\lambda/40$). Cependant, il est limité aux faibles rétrodiffusions ($C < 1$).

Nous avons calibré notre capteur, sur une faible plage d'amplitude et obtenu une résolution de $\lambda/12$ sur la reconstruction d'un mouvement sinusoïdal, soit une résolution de 65nm, pour une diode laser ML64110N. Il est tout à fait possible de travailler sur une plage plus importante, jusqu'à quelques dizaines de micromètres, mais nous n'avons pas pu calibrer au-delà de $2,5\mu\text{m}$, à cause des caractéristiques du piézo-électrique utilisé comme cible.

3.5. LE VIBROMÈTRE EN TEMPS RÉEL PAR CORRECTION DE PUISSANCE

Nous avons souhaité développer un vibromètre en temps réel par l'intermédiaire d'une carte DSP (digital signal processing), fonctionnant quelle que soit la fraction de puissance optique retournant dans la cavité laser (induisant le phénomène d'hystérésis ou non au niveau de la puissance d'émission de la diode laser).

3.5.1. LE PHÉNOMÈNE D'HYSTÉRÉSIS

Au **chapitre 2** (paragraphe 2.4.1), nous nous sommes intéressés au phénomène d'hystérésis comme une limitation éventuelle de notre capteur de distance. Ainsi, nous avons mis en évidence que ce phénomène n'avait aucune influence sur la mesure de distance. Maintenant, nous allons chercher à utiliser ce phénomène d'hystérésis, induit par les fortes rétrodiffusions dans la cavité laser, pour la reconstruction du déplacement d'une cible.

Nous avons décrit au paragraphe 2.4.1 une méthode permettant de connaître la fréquence optique ν_c émise par la diode laser mise en présence d'une cible, pour $1 < C < 4,7$. En utilisant à nouveau cette méthode, nous avons simulé le comportement d'une diode laser ML3101 mise en présence d'une cible animée d'un mouvement rectiligne uniforme avec une vitesse positive ou négative, dans le cas d'une forte rétrodiffusion (**Figure 3-12**).

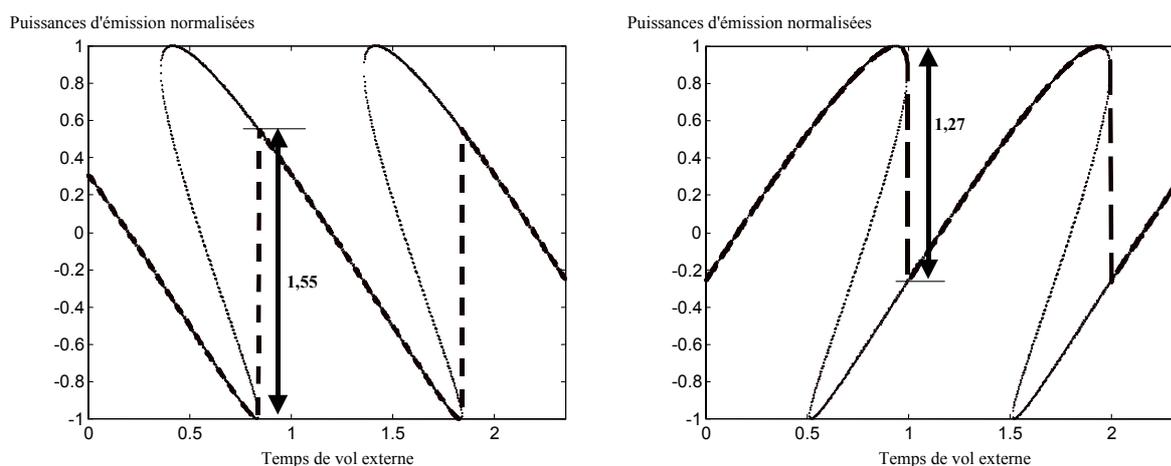


Figure 3-12 : simulation de la puissance optique, d'une diode laser ML3101 mise en présence d'une cible animée d'un mouvement rectiligne uniforme de vitesse positive (à gauche) ou négative (à droite), dans le cas d'une forte rétrodiffusion. En pointillés, sont présentées les puissances autorisées et en tiret la puissance effective en fonction du temps de vol externe (proportionnel au temps d'après la loi du mouvement rectiligne uniforme).

Comme nous pouvons le constater, le phénomène d'hystérésis donne une forme prononcée en dent de scieⁱ à la puissance d'émission exprimée comme une fonction du temps de vol externe et donc de la distance. Cette forme reste la même si la puissance est présentée comme une fonction temporelle. En effet, le temps de vol est proportionnel au temps dans le cas d'un mouvement rectiligne uniforme. De plus, la **Figure 3-12** met en évidence le fait que les amplitudes de ces dents de scie dépendent du sens de déplacement de la cible. En effet, pour des puissances autorisées comprises entre les valeurs -1 et +1 (soit une amplitude égale à 2), les dents de scie des puissances d'émission effectives ont des amplitudes de 1,55 et 1,27 respectivement pour des vitesses positives (la cible s'éloigne de la diode) et négatives (la cible se rapproche). Cette différence se traduit par une "dissymétrie" entre ces deux puissances effectives : nous parlerons de dents de scie "hautes" et "basses", correspondant respectivement à des vitesses positive et négative.

La **Figure 3-13** présente la puissance d'émission temporelle (i.e. exprimée en fonction du temps) théorique obtenue pour un déplacement sinusoïdal de la cible. Nous retrouvons le fait que les dents de scie "hautes" et "basses" soient d'amplitudes différentes. En outre, la "dissymétrie" est mise en évidence, se traduisant d'ailleurs, par une déformation de la frange fractionnaireⁱⁱ (**Figure 3-13**).

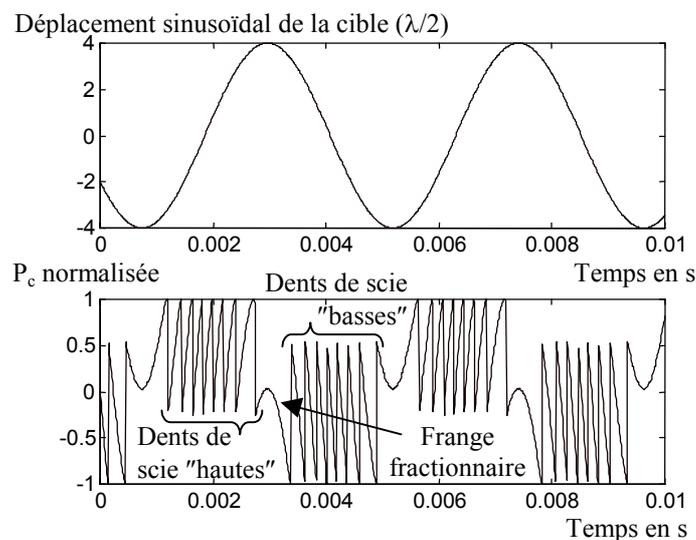


Figure 3-13 : puissance d'émission opérationnelle de la diode laser, mise en présence d'une cible animée d'un mouvement sinusoïdal d'amplitude 8 demi-longueurs d'onde, dans le cas d'une forte hystérésis. Nous constatons que la forme en dents de scie est très marquée, avec en outre une "dissymétrie" de la puissance : nous parlerons de dents de scie "hautes" et "basses", correspondant respectivement à des vitesses positives (la cible s'éloigne de la diode laser) et négatives (la cible se rapproche de la diode laser).

ⁱ Par extension, le terme de *dent de scie* fera référence par la suite aux pseudo-périodes de la puissance d'émission de la diode laser mise en présence d'une cible.

ⁱⁱ Est appelée *frange fractionnaire* la partie de la puissance d'émission comprise entre les dents de scie "hautes" et "basses". Cette frange apparaît lors du changement de direction du déplacement de la cible.

Si maintenant, nous exprimons cette même puissance optique en fonction du temps de vol externe entre la diode laser et la cible (qui n'est plus proportionnel au temps pour un mouvement sinusoïdal), nous obtenons la **Figure 3-14**. Celle-ci présente différemment la puissance d'émission obtenue pour les dents de scie correspondant à un éloignement (points "o") ou à un rapprochement (points "+") de la cible. Nous pouvons constater une périodicité de ces deux types de dents de scie, et par extension une pseudo-périodicité de la puissance optique dans son ensemble. La période de la puissance optique exprimée comme une fonction du temps de vol externe est représentée par la partie comprise dans le rectangle en pointillé de la **Figure 3-14**. Cette période est particularisée par quatre points caractéristiques que nous nommerons P_0 , P_1 , P_2 et P_3 , respectivement de coordonnées $(0,0)$, (x_1,y_1) , (x_2,y_2) et $(1,1)$. Ces quatre points sont associés au déplacement de la cible. Ainsi, par la connaissance de ces points caractéristiques, nous pouvons raisonnablement nous demander si nous ne pouvons pas reconstruire d'une part la puissance optique d'émission sans hystérésis, d'autre part le déplacement de la cible.

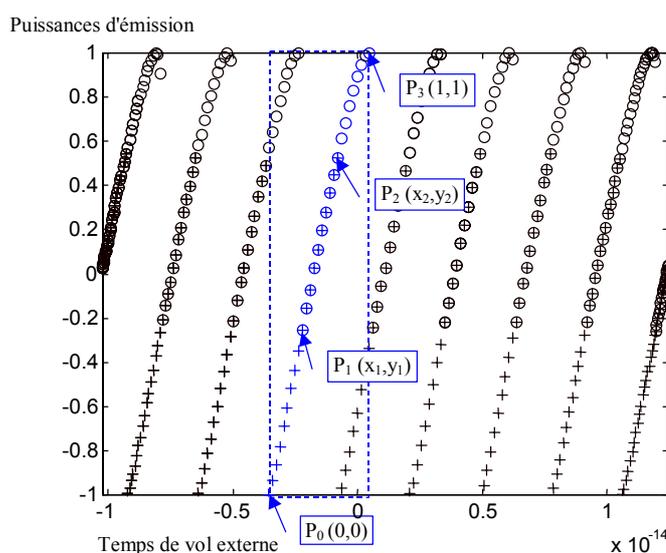


Figure 3-14 : puissance d'émission de la diode laser en présence d'une cible animée d'un mouvement sinusoïdal exprimée en fonction du temps de vol τ_{ext} laser-cible. Les points "ronds" o traduisent la puissance correspondant aux dents de scie "hautes" (vitesse positive de la cible) et les points en forme de +, les dents de scie "basses" (vitesse négative de la cible).

3.5.2. ÉTUDE THÉORIQUE SUR LA CORRECTION DE PUISSANCE

3.5.2.1. Détermination des points caractéristiques d'un signal de "self-mixing"

Pour remettre en forme la puissance d'émission de la diode laser dans le cas de forte rétrodiffusion ($C < 4,7$), i.e. puissance optique avec hystérésis, il est nécessaire de déterminer les points caractéristiques $P_i, i \in [0,3]$ définis précédemment.

Ainsi, nous avons vu que pour un déplacement sinusoïdal de la cible avec forte rétrodiffusion (**Figure 3-12** et **Figure 3-13**), les dents de scie "hautes" – correspondant à l'éloignement de la cible – vont se rapporter à la partie de la courbe de référence comprise entre les points $P_1(x_1, y_1)$ et $P_3(1,1)$, tandis que les dents de scie "basses" se rapporteront à la partie comprise entre $P_0(0,0)$ et $P_2(x_2, y_2)$. Ainsi, pour déterminer les paramètres $x_i, i \in [1,2]$ et $y_i, i \in [1,2]$, il suffit de connaître les amplitudes des dents de scie, ainsi que leur position par rapport au zéro.

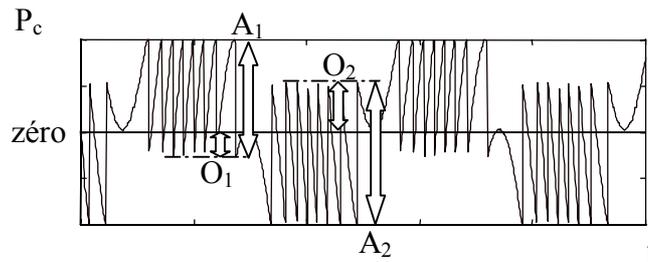


Figure 3-15 : définition des paramètres d'un signal théorique de "self-mixing". A_1 et A_2 représentent respectivement les amplitudes des dents de scie "hautes" et "basses", O_1 et O_2 les distances au zéro des minima des dents de scie "hautes" et des maxima des dents de scie "basses".

La **Figure 3-15** présente les données relevées sur un signal de "self-mixing" avec hystérésis. Ainsi les amplitudes des dents de scie hautes (A_1) et basses (A_2) et les distances au zéro des minima des dents de scie "hautes" (O_1) et des maxima des dents de scie "basses" (O_2) sont connues. En normalisant ce signal entre (-1) et (+1), nous pouvons alors déduire les ordonnées des points caractéristiques :

$$y_1 = 1 - \frac{A_1}{A_1 + O_1 + A_2 - O_2} \quad (3-1)$$

$$y_2 = \frac{A_2}{A_1 + O_1 + A_2 - O_2}$$

En ce qui concerne les abscisses de ces points caractéristiques, il faudrait de la même manière normaliser les dents de scie hautes et basses, puis en déduire les abscisses. Cela signifie qu'il faut choisir deux dents de scie de référence, une "haute" et une "basse". Mais cela suppose que les variations de la puissance optique de la diode laser sont toutes identiques et que chaque variation en dent de scie est caractéristique de la puissance d'émission. Or, cette hypothèse n'est à priori vraie que dans le cas d'un mouvement rectiligne uniforme.

Intéressons-nous à un déplacement sinusoïdal de la cible, de distance moyenne D à la diode laser. Il a été montré qu'un déplacement d'une demi-longueur d'onde se traduisait par une variation de la puissance optique. Ainsi, en traçant une grille de pas égal à une demi-longueur d'onde, nous pouvons approximativement déduire les variations de puissance optique. De la forme même du déplacement en sinusoïde, il semble évident que les variations en dents de scie de la puissance

optique (i.e. un déplacement de $\lambda/2$) auront des bases de temps différentes puisque la vitesse de la cible varie au cours du temps. Cependant, il faut choisir une dent de scie de référence pour déterminer les abscisses des points caractéristiques $P_i, i \in [0,3]$. Nous sélectionnons la dent de scie "centrale" pour les dents de scie "hautes" et "basses" (**Figure 3-16**), de sorte à choisir les variations de puissance correspondant aux moments où la cible atteint sa vitesse maximale.

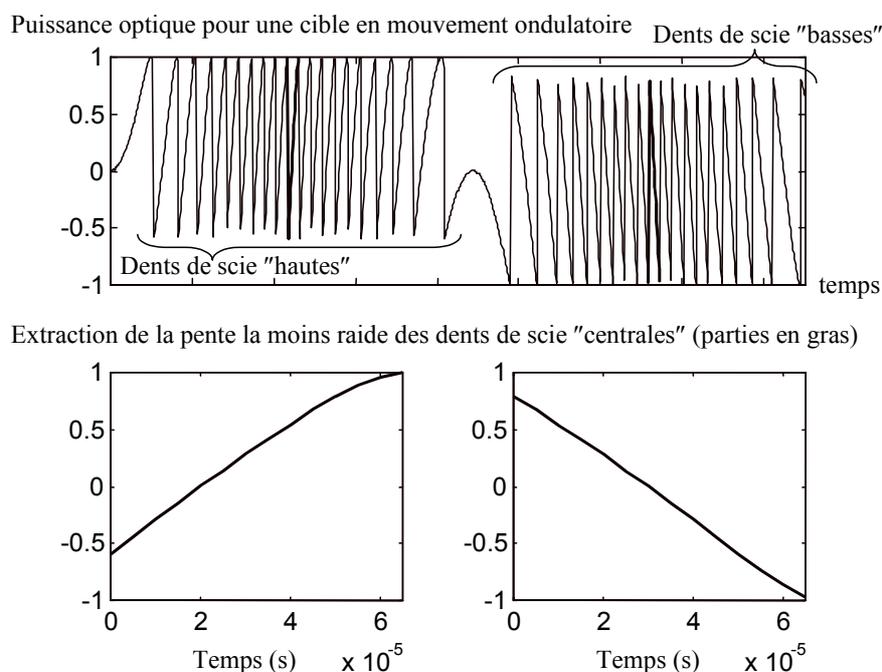


Figure 3-16 : la cible a un mouvement sinusoïdal. Dans le cas de forte rétrodiffusion ($C=2,1$), la puissance optique de la diode laser présente des dents de scie "hautes" et "basses". Nous extrayons les dents de scie "centrales" de ces deux portions, puis nous nous intéressons à la partie de la dent de pente la plus faible.

En effet, cela correspond à la partie où le sinus peut être approximé par un mouvement rectiligne uniforme. Cette approximation n'est valable que si l'amplitude crête à crête du mouvement de la cible est grande devant $\lambda/2$ (i.e. c'est le déplacement effectué par la cible durant le temps de la dent de scie "centrale"). Posons V_{\max} la vitesse maximale de la cible évoluant sinusoïdalement. Vérifions que l'hypothèse précédente est valable en simulant la puissance optique de la même diode laser mise en présence de la même cible, cette fois-ci, en mouvement rectiligne uniforme de vitesse V_{\max} . La **Figure 3-17** présente ces simulations. Comme nous l'avons déjà mis en évidence (**Figure 3-12**), les amplitudes des variations de la puissance optique dépendent du sens de déplacement de la cible. D'autre part, les dents de scie ont une base de temps constante. En extrayant la pente la plus faible des variations en dent de scie, nous obtenons les mêmes paramètres que pour le mouvement sinusoïdal ci-dessus en choisissant les dents de scie "centrales". L'hypothèse est donc confirmée.

Puissances optiques pour un mouvement rectiligne uniforme (C=2,1)

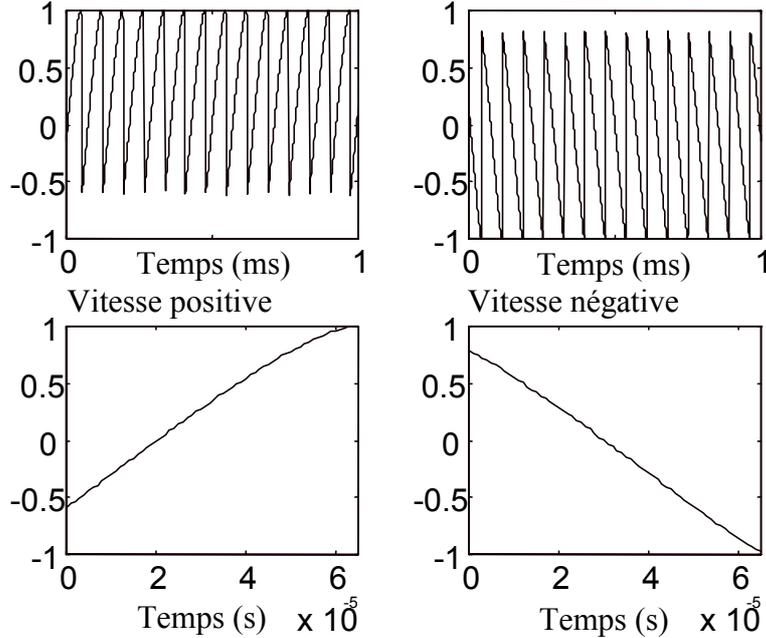


Figure 3-17 : la cible a un mouvement rectiligne uniforme de vitesse positive à droite et négative à gauche. Dans le cas de forte rétrodiffusion (C=2,1), les variations de la puissance optique (à base de temps constante) ont des amplitudes différentes suivant le sens de déplacement. Nous extrayons la pente la plus faible des dents de scie.

À partir des dents de scie de référence, nous pouvons désormais en déduire les coordonnées des points caractéristiques de la manière indiquée par la Figure 3-18. Ainsi, l'équation (3-1) donnait déjà les ordonnées. Les abscisses des points caractéristiques sont, quant à elles, calculées de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
 x_1 &= \frac{t_1 t_{22}}{t_3 t_{21}} & y_1 &= 1 - \frac{d_2}{d_2 + d_2 - d_{12}} \\
 x_2 &= x_1 + \frac{t_{22}}{t_3} & y_2 &= \frac{d_1}{d_2 + d_2 - d_{12}}
 \end{aligned}
 \tag{3-2}$$

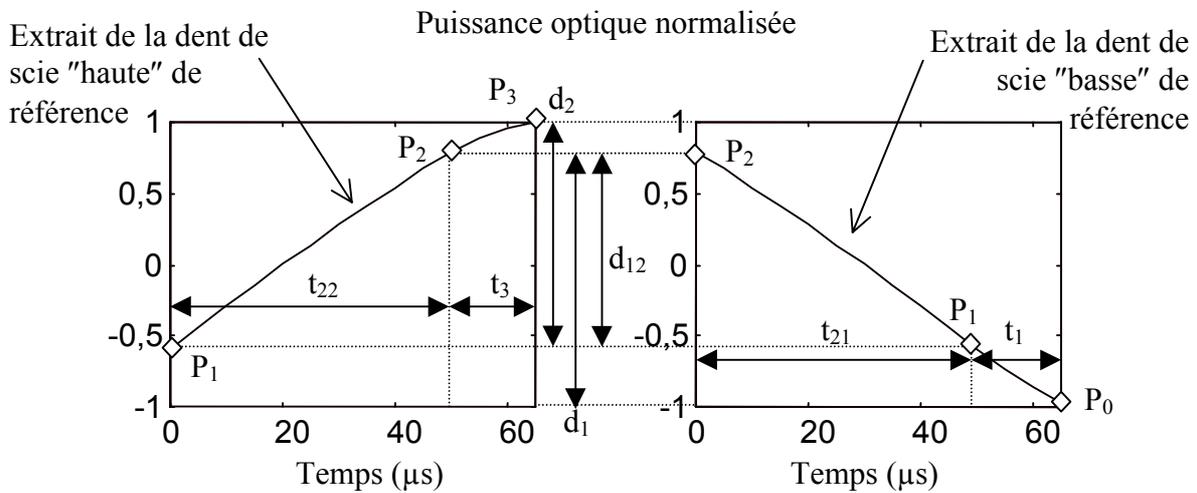


Figure 3-18 : méthode théorique de détermination des points caractéristiques de la puissance d'émission.

3.5.2.2. Correction de la puissance optique et détermination du déplacement

Nous avons montré que la puissance optique exprimée en fonction du temps de vol dans la cavité externe admettait une période (**Figure 3-14**). Cette période est donc associée au déplacement de la cible. Elle est définie par les 4 points P_0, P_1, P_2 et P_3 , théoriquement définis précédemment. À l'aide de la **Figure 3-18**, nous pouvons la reconstituer comme trois segments de droite S_1, S_2 et S_3 compris respectivement entre les quatre points P_0, P_1, P_2 et P_3 (**Figure 3-20**). D'autre part, nous allons lui associer la fonction F , qui transforme donc un déplacement en une puissance normalisée.

$$\text{Fonction } F : \begin{cases} x \in [0, x_1] \rightarrow S_1 : y = \frac{y_1}{x_1} x \\ x \in [x_1, x_2] \rightarrow S_2 : y = \frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1} (x - x_1) + y_1 \\ x \in [x_2, 1] \rightarrow S_3 : y = \frac{1 - y_2}{1 - x_2} (x - x_2) + y_2 \end{cases} \quad (3-3)$$

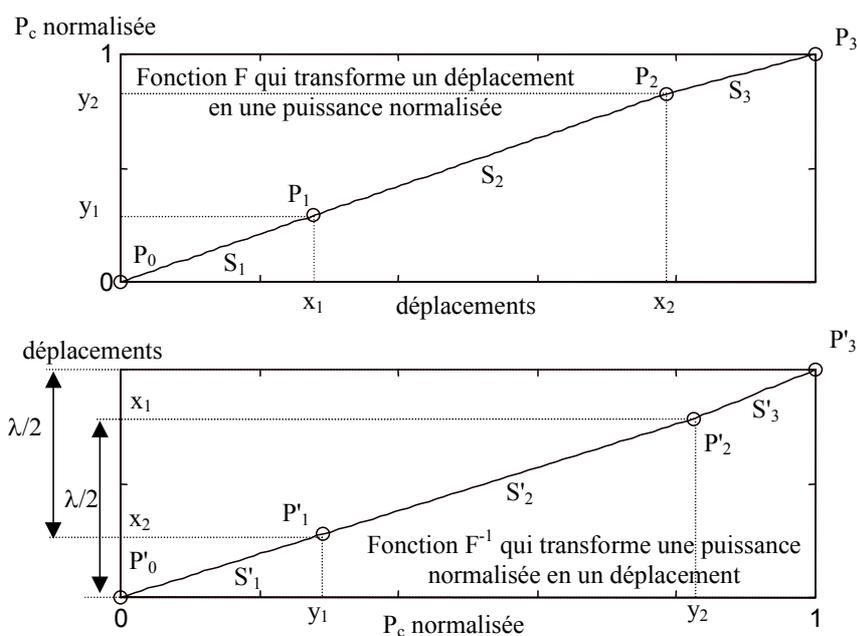


Figure 3-19 : procédé de détermination de la fonction F associant au déplacement de cible, la puissance optique normalisée et de son inverse F^{-1} .

Il suffit donc de définir l'inverse F^{-1} de la fonction F , pour déterminer un déplacement à partir d'une puissance normalisée. Celle-ci est alors définie par les points P'_0, P'_1, P'_2 et P'_3 qui sont en fait les images de P_0, P_1, P_2 et P_3 par rapport à la droite de pente unité.

$$\text{Fonction } F^{-1} : \begin{cases} y \in [0, y_1] \rightarrow S'_1: x = \frac{x_1}{y_1} y \\ y \in [y_1, y_2] \rightarrow S'_2: x = \frac{x_2 - x_1}{y_2 - y_1} (y - y_1) + x_1 \\ y \in [y_2, 1] \rightarrow S'_3: x = \frac{1 - x_2}{1 - y_2} (y - y_2) + x_2 \end{cases} \quad (3-4)$$

Appliquons notre raisonnement à une dent de scie "haute", "basse" et la frange fractionnaire suivant les dents de scie "hautes" (**Figure 3-20**). Tout d'abord, la puissance optique avec hystérésis dont elles sont extraites est normalisée par rapport à ses extrema. Ensuite, il s'agit de faire correspondre à chaque instant le déplacement correspondant à la puissance normalisée par l'intermédiaire de la fonction inverse F^{-1} .

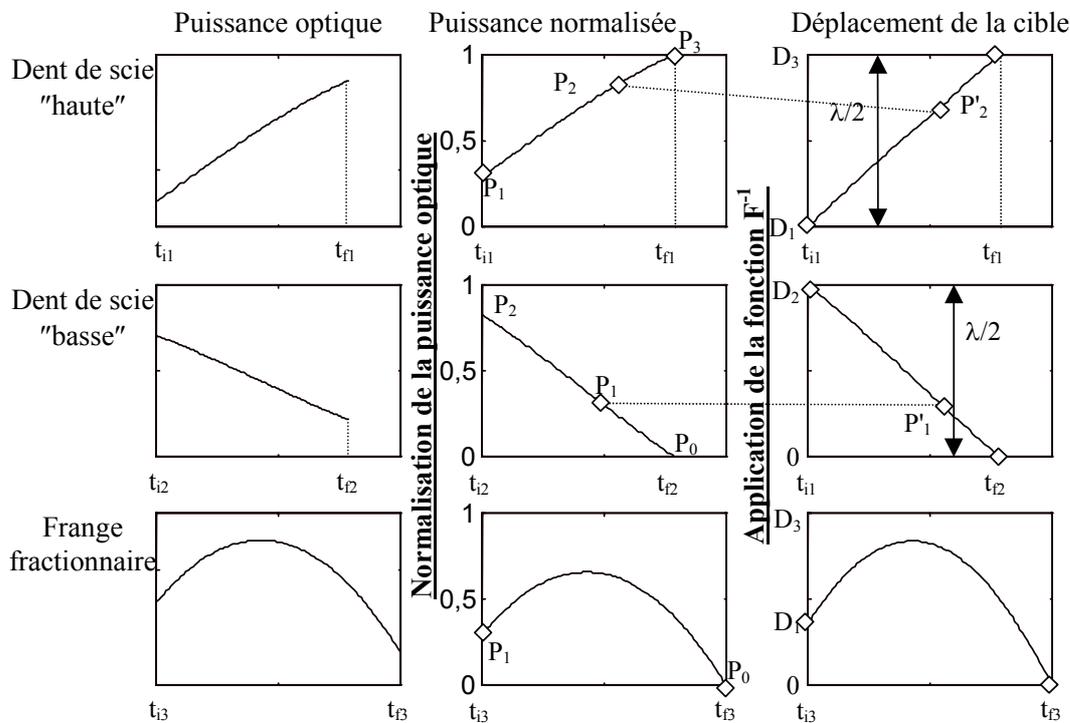


Figure 3-20 : correction de la puissance optique et détermination du déplacement de la cible, appliquées à des dents de scie "haute" et "basse" ainsi qu'à une frange fractionnaire suivant les dents de scie "hautes".

La **Figure 3-21** présente le détail de la reconstruction du mouvement d'une cible. Les variations de la puissance optique présentée correspondent à celles présentées en détail à la **Figure 3-20**. Au final, le déplacement est reconstitué par l'ajout d'un créneau d'amplitude égale à la demi-longueur d'onde au niveau de la frange fractionnaire.

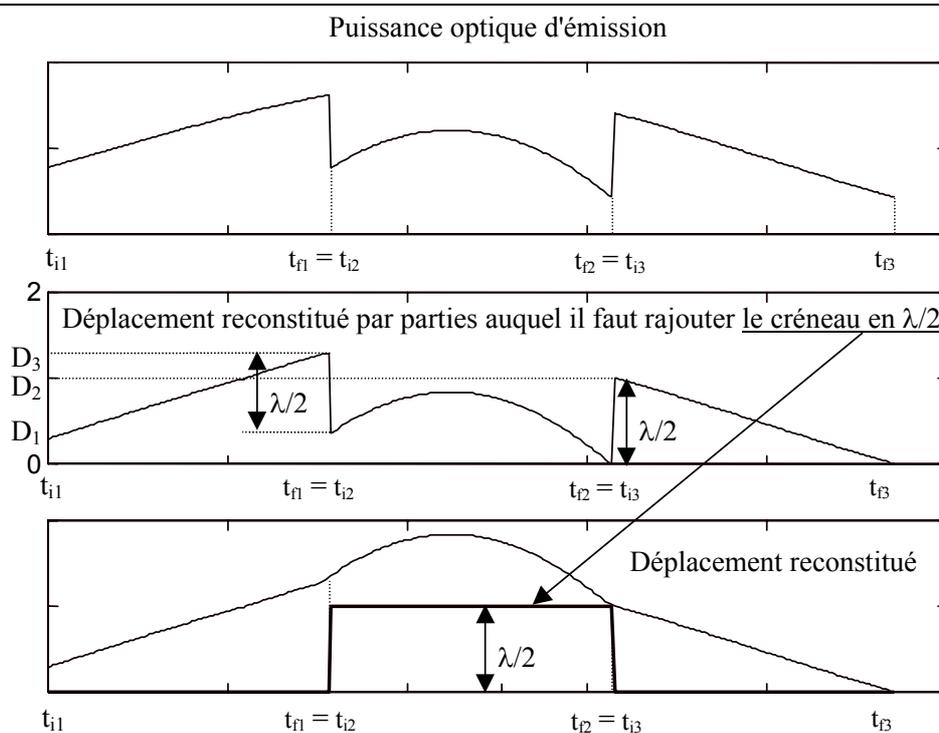


Figure 3-21 : application du principe de correction de puissance à la reconstitution du déplacement de la cible.

Finalement, la **Figure 3-22** présente l'application de notre méthode à la puissance optique théorique obtenue pour une cible, de mouvement sinusoïdal d'amplitude crête à crête égale à 20 demi-longueurs d'onde et pour $C = 2,1$. L'erreur théorique maximale de reconstruction est égale à $\lambda/12$, soit quelques 66nm pour une diode laser émettant dans le proche infrarouge.

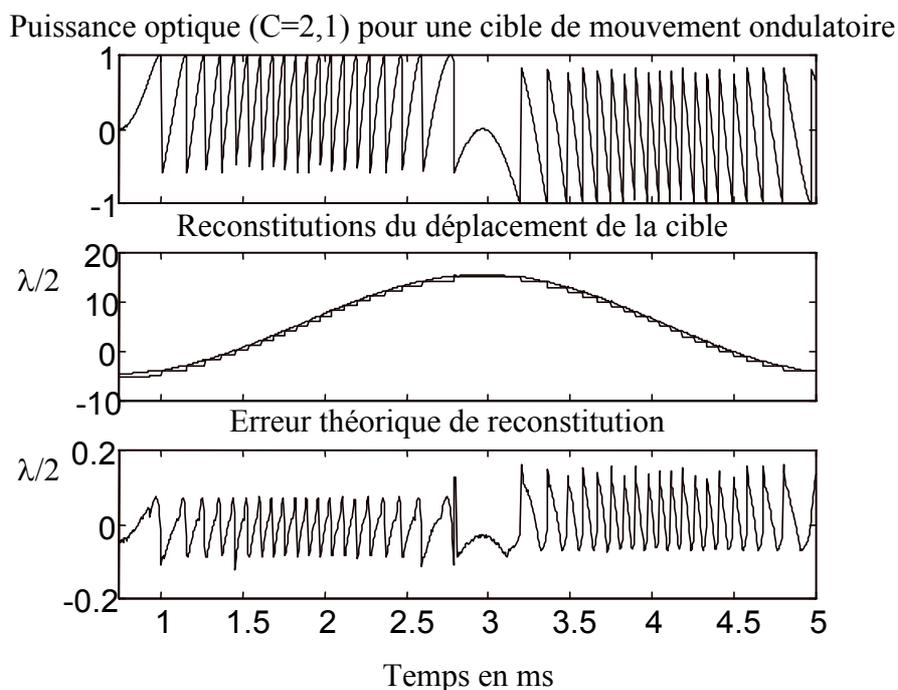


Figure 3-22 : puissance optique de la diode laser pour une cible de mouvement sinusoïdal d'amplitude égale à 20 demi-longueurs d'onde dans le cas d'une forte rétrodiffusion ($C=2,1$) ; reconstruction basique ($\lambda/2$) du déplacement de la cible et reconstruction avec la méthode de correction de puissance, exprimées en $\lambda/2$; erreur théorique de reconstruction exprimée en $\lambda/2$.

3.5.3. MISE EN ŒUVRE EXPÉRIMENTALE

3.5.3.1. Remarque préliminaire

La première chose à mettre en œuvre est la détermination des points caractéristiques nécessaires à la correction de puissance. Cela signifie que le signal de "self-mixing" induit par le mouvement d'une cible doit tout d'abord être traité une première fois, avant de pouvoir réaliser la correction et reconstituer le déplacement de la cible. Cependant, la détermination des points caractéristiques est difficile de mise en œuvre. En effet, autant la détermination des ordonnées des points caractéristiques est aisée, puisqu'il s'agit d'utiliser des amplitudes et des offsets (grandeurs facilement accessibles), autant la détermination des abscisses est difficile d'accès, puisqu'il faut caractériser des intervalles de temps et les comparer.

La mise en œuvre expérimentale ne correspond donc pas exactement à la correction de puissance décrite dans les paragraphes précédents.

3.5.3.2. Le capteur temps réel

Le capteur temps réel se compose de la diode laser alimentée par un courant d'injection constant et de la photodiode intégrée au boîtier laser, donnant accès à la puissance d'émission du laser par l'intermédiaire de la tension V_{in} (Figure 3-23). La cible est située à une distance moyenne D et l'amplitude de son mouvement est ΔD .

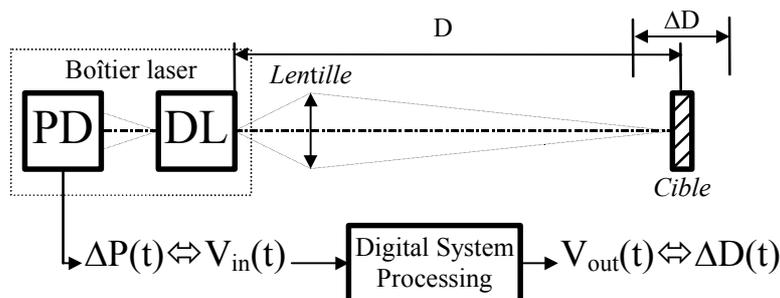


Figure 3-23 : $\Delta P(t) = P_c(t) - P_s(t)$ Puissance d'émission de la diode avec cible moins la puissance d'émission sans cible. $\Delta D(t)$ déplacement de la cible. V_{in} tension proportionnelle à $\Delta P(t)$ et V_{out} tension proportionnelle à $\Delta D(t)$

Le traitement du signal de "self-mixing" est réalisé par une carte comportant une partie d'électronique analogique, un FPGA, ainsi qu'un DSP. Le signal fourni par le DSP donnera une tension proportionnelle au déplacement de la cible.

3.5.3.3. Correction de la puissance optique et détermination du déplacement

Comme nous ne pouvons pas déterminer en temps réel, les points caractéristiques $P_{i, i \in [0..3]}$, nous avons choisi d'appliquer des coefficients correcteurs différents suivant le type de dent de scie ou de frange fractionnaire. Ces coefficients seront donc basés sur un simple rapport de puissance optique.

Aux instants d'échantillonnage, la tension V_{in} est relevée. Sa dérivée réalisée, nous pouvons déduire s'il y a eu une variation de puissance optique et ainsi incrémenter ou décrémenter un compteur de base traduisant un déplacement d'une demi-longueur d'onde.

Considérons une variation en dent de scie. La connaissance de l'amplitude de la dent permet de la normaliser par rapport à ses extrema. D'autre part, la connaissance de l'offset permet de situer le point échantillonné, de tension $V_{in}(t)$, par rapport à l'extremum de la dent de scie à laquelle il appartient. Cependant, comme nous travaillons en temps réel, nous ne pourrons connaître l'amplitude et l'offset d'une dent de scie que lorsque celle-ci sera achevée. Nous utiliserons en conséquence pour un point donné, ceux de la dent de scie précédente, si elle est de même nature ou ceux correspondant à la dernière dent de scie de même nature.

Le coefficient correcteur correspond donc à l'inverse de l'amplitude de la dent de scie. Sachant que dans le cas avec hystérésis, les dents de scie ont des amplitudes différentes, il faut donc stocker les grandeurs correspondant aux deux types de dents, V_{off_UP} , V_{amp_UP} , V_{off_DOWN} et V_{amp_DOWN} décrites sur la **Figure 3-24**. Cela signifie que nous utilisons deux coefficients correcteurs, alors que la correction théorique (ou temps différé) de puissance que nous avons décrite au paragraphe précédent en utilisait trois.

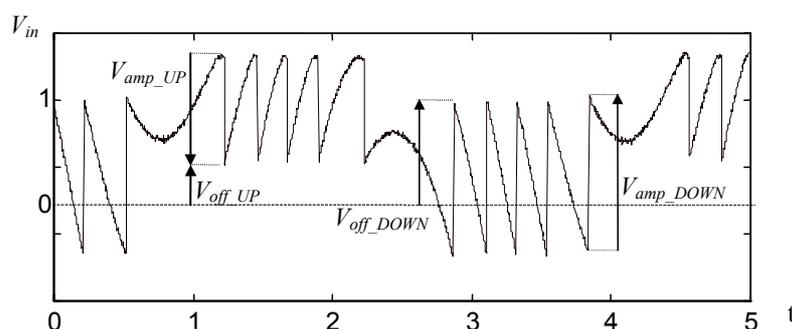


Figure 3-24: Relevé de la tension fournie par la photodiode interne au boîtier laser V_{in} pour une cible placée à 30 cm et vibrant sinusoidalement à 300Hz.

Maintenant, considérons la frange fractionnaire et utilisons le même raisonnement que celui de la correction théorique.

- ❖ Pour les franges fractionnaires suivant les dents de scie "hautes", les points dont la tension V_{in} reste supérieure au dernier offset stocké seront traités comme ceux des dents de scie "hautes" (avec le même coefficient correcteur, soit l'inverse de l'amplitude de la dernière dent de scie "haute"), tandis que les autres seront corrigés avec le coefficient correcteur des dents de scie "basses".
- ❖ Réciproquement, pour les franges fractionnaires suivant les dents de scie "basses", les points dont la tension V_{in} reste inférieure au dernier offset seront traités comme ceux des dents de scie "basses", tandis que pour les autres seront traités avec le dernier coefficient correcteur utilisé pour les dents de scie "hautes".

3.5.3.4. *Détail du traitement des données*

La **Figure 3-25** présente le synoptique du prototype développé. Il comporte une partie analogique, un FPGA (Fast Programmable Gate Array), un DSP (Digital Signal Processing) et un convertisseur analogique numérique (CAN) ainsi qu'un convertisseur numérique analogique (CNA).

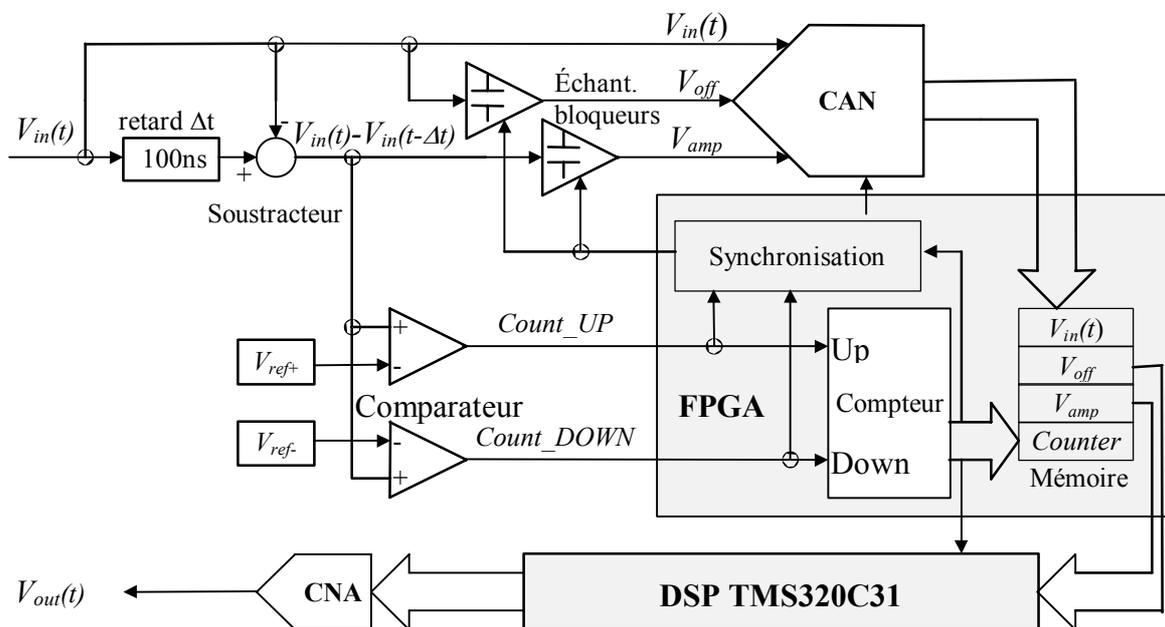


Figure 3-25 : Synoptique du prototype existant avec $V_{in}(t)$ tension issue du capteur (photodiode du boîtier laser) et $V_{out}(t)$ tension proportionnelle au déplacement de la cible (ΔD).

Partie analogique :

- ❖ Le signal issu du capteur (de la photodiode) $V_{in}(t)$ est retardé via une ligne à retard de 100ns. La différence $V_{in}(t) - V_{in}(t - 100ns)$, obtenue par un soustracteur, fournit la dérivée de $V_{in}(t)$. Cette

dérivée présente des pics correspondant à chaque variation en dent de scie de la puissance d'émission de la diode laser.

- ❖ Les amplitudes de ces pics sont comparées à des tensions de référence V_{ref+} et V_{ref-} , ce qui génère deux signaux de synchronisation $Count_DOWN$ et $Count_UP$. En outre, le sens des pics de la dérivée de $V_{in}(t)$ indique le sens de déplacement de la cible. La **Figure 3-26** présente la génération des compteurs à partir du signal de "self-mixing" présenté en **Figure 3-24**.

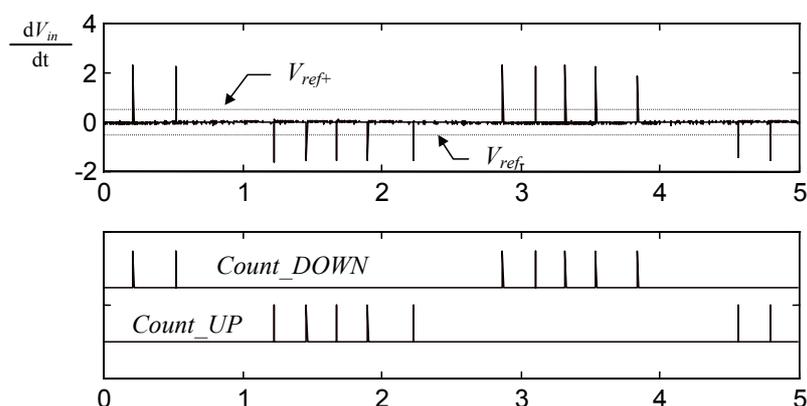


Figure 3-26 : dérivée de $V_{in}(t)$ et génération des signaux de synchronisation $Count_UP$ et $Count_DOWN$

FPGA FLEX10K Altera:

- ❖ Pour chaque front des deux signaux de synchronisation (i.e. à chaque nouvelle dent de scie), l'amplitude V_{amp} et l'offset V_{off} de la dent de scie sont numérisés par le CAN et mémorisés à l'aide d'un échantillonneur bloqueur (**Figure 3-27**).
- ❖ D'autre part, un compteur *counter* est incrémenté sur les fronts de $Count_UP$ et décrémenté sur les fronts de $Count_DOWN$, l'unité du compteur représentant un déplacement de la cible de $\lambda/2$.
- ❖ A partir des valeurs de V_{amp} et V_{off} , on extrait les valeurs de V_{amp_UP} , V_{amp_DOWN} , V_{off_UP} et V_{off_DOWN} suivant le signe de la dérivée de V_{in} :

$dV_{in}/dt < 0$	$dV_{in}/dt > 0$
$V_{amp_UP} = V_{amp}$	$V_{amp_DOWN} = V_{amp}$
$V_{off_UP} = V_{off}$	$V_{off_DOWN} = V_{off}$

- ❖ Les valeurs V_{amp_UP} , V_{amp_DOWN} , V_{off_UP} , V_{off_DOWN} et *Counter* sont mémorisées dans le FPGA pour chaque apparition d'un saut de puissance (front de $Count_DOWN$ ou $Count_UP$).

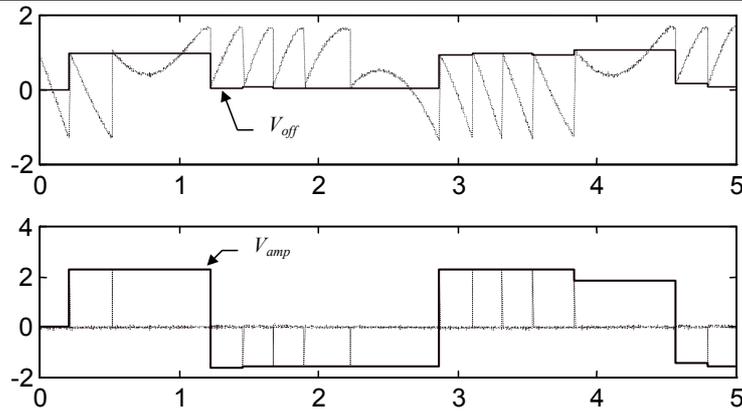


Figure 3-27 : mémorisation des amplitudes V_{amp} et offsets V_{off} des dents de scie sur les fronts des signaux de synchronisation $Count_UP$ et $Count_DOWN$.

DSP TMS320C31 Texas Instrument à virgule flottante :

- ❖ Pour chaque requête, le FPGA restitue la valeur instantanée V_{in} ainsi que V_{amp_UP} , V_{amp_DOWN} , V_{off_UP} , V_{off_DOWN} et $Counter$. Les coefficients correcteurs sont déterminés par un petit programme en langage C, traduisant le raisonnement décrit au paragraphe précédent. Connaissant en plus le nombre de variations de puissance par l'intermédiaire du compteur $Counter$, ceci permet de déterminer avec précision la position de la cible entre deux requêtes successives.
- ❖ Pour avoir le déplacement complet, il suffit de rajouter la valeur de ce compteur $Counter$. Ainsi la tension V_{out} proportionnelle au déplacement de la cible est obtenue (Figure 3-28).

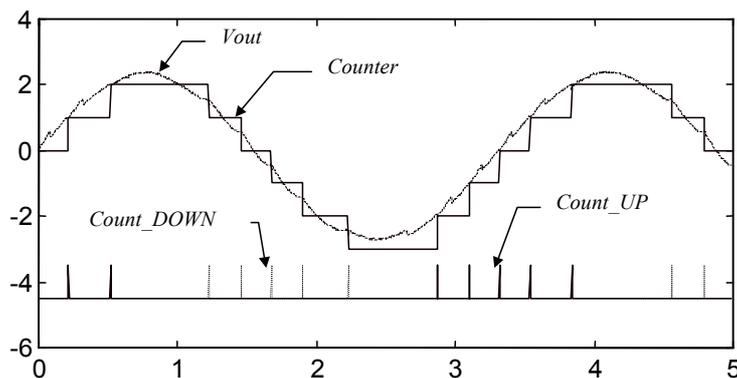


Figure 3-28 : Visualisation de l'état du compteur ($Counter$) et des signaux issus des comparateurs ($Count_UP$ et $Count_DOWN$). Résultat du signal traité par le DSP (V_{out})

3.5.3.5. Calibration et conclusion

La diode laser utilisé par notre capteur de déplacements en temps réel par "self-mixing", est ici une DFB de 1310nm de longueur d'onde. Pour calibrer notre capteur, nous avons utilisé un capteur fibré (PHILTEC Modèle D20-M1) comme capteur de référence. Ses caractéristiques indiquent que la

tension fournie à ses bornes est proportionnelle à la distance qui le sépare de sa cible (avec une erreur maximale de 1%), pour des distances comprises entre 12,7 et 30,5 μm . Son coefficient de proportionnalité est égal à 7,736nm/mV.

La cible pointée par le faisceau laser est un piézo-électrique placé à une distance d'environ 40cm de notre capteur. Son mouvement est sinusoïdal de fréquence de modulation égale à 100Hz et d'amplitude pic à pic comprise entre 1,31 μm et 8,9 μm . La limite basse de la gamme est imposée par notre capteur car il nécessite d'avoir au moins deux variations de puissance pour reconstruire le déplacement de la cible. La limite haute est imposée par la zone de linéarité du capteur fibré choisi comme référence.

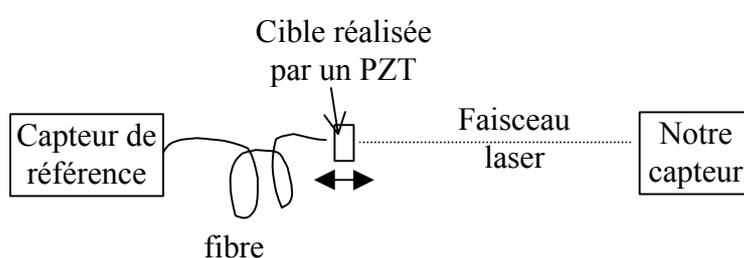


Figure 3-29 : dispositif utilisé pour la calibration de notre capteur de déplacement par "self-mixing" avec un capteur de référence fibré.

La **Figure 3-29** présente le dispositif utilisé pour la calibration de notre capteur avec le capteur fibré PHILTEC. La **Figure 3-30** montre les résultats obtenus. Tout d'abord, la figure du haut présente la tension de sortie de notre capteur exprimée en fonction du déplacement calculée à l'aide la tension aux bornes du capteur de référence et exprimé en longueur d'onde. Nous déduisons la courbe de régression linéaire entre ces deux vecteurs de données. La figure du bas présente les points obtenus par notre capteur par rapport à la courbe de régression linéaire, le tout et exprimé en longueur d'onde. Nous obtenons une résolution de $\lambda/10$ pour notre capteur temps réel.

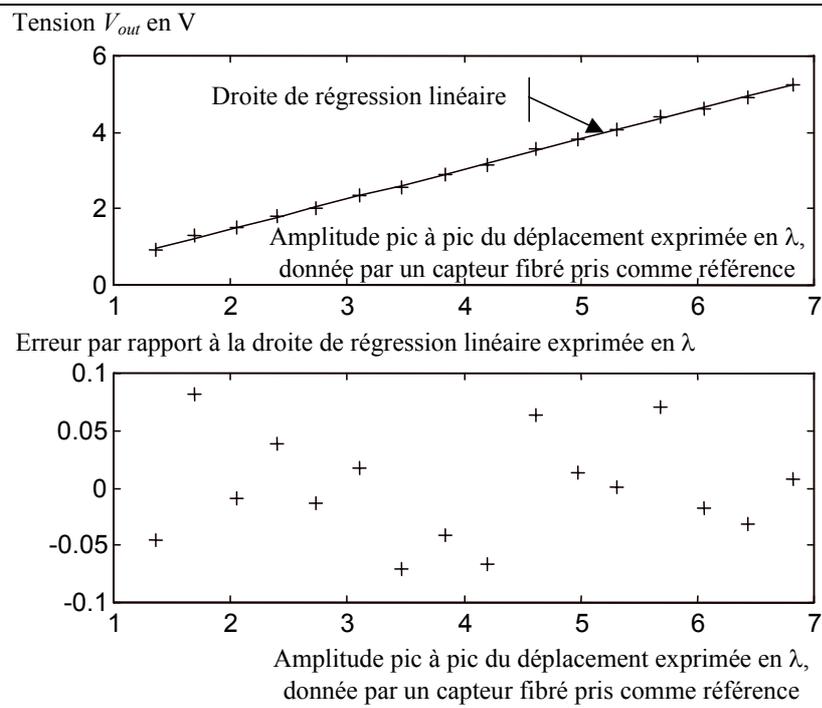


Figure 3-30 : échantillonnage du DSP ; signal de "self-mixing" et points échantillonnés ; reconstruction du déplacement sinusoïdal en ces points ; erreur de reconstruction exprimée en $\lambda/2$.

3.6. LE VIBROMÈTRE PAR MODULATION DE PHASE

Puisque la seule connaissance de la puissance optique d'émission de la diode laser en présence d'une cible permet une mesure de déplacement de résolution basique en $\lambda/2$, nous avons essayé d'obtenir simultanément pour un même mouvement de cible, plusieurs puissances optiques d'émission, déphasées les unes par rapport aux autres. Connaissant ce déphasage avec précision, cela permettrait ainsi de reconstituer le déplacement de la cible avec une résolution plus grande [78]. Il s'agirait en fait de créer une modulation de phase de la puissance d'émission de la diode laser, de sorte à obtenir plusieurs puissances optiques déphasées les unes par rapport aux autres.

3.6.1. PRINCIPE

Considérons une diode laser de courant d'injection constant et mise en présence d'une cible quelconque en mouvement. Supposons alors que l'on introduise une modulation sinusoïdale du chemin optique, qui engendre un temps de vol τ_m (**Figure 3-31**). Celui-ci va alors apparaître dans l'expression de la puissance optique de la diode laser avec cible P_c (3-5).

$$P_c = P_0(1 + m \cos(2\pi\tau v_c)) \quad \text{avec} \quad \tau = \tau_{\text{ext}} + \tau_m \quad (3-5)$$

Où P_0 représente la puissance optique de la diode laser seule, m un paramètre de modulation, τ_{ext} le temps de vol dans la cavité externe et v_c la fréquence optique de la diode laser avec cible.

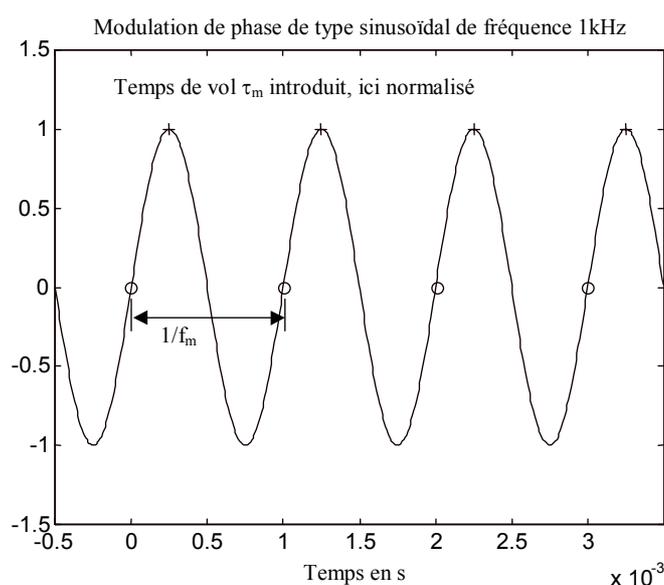


Figure 3-31 : exemple de modulation de phase de type sinusoïdal de fréquence f_m égale à 1kHz. Le temps de vol introduit par la modulation de phase est présenté après normalisation. Les points marqués par une croix ou un cercle sont tels que les temps de vol correspondants restent constants.

D'après la figure précédente, nous pouvons spécifier deux séries d'instants qui sont définis par la relation (3-6), pour tout entier naturel i .

$$\begin{cases} t_{\text{cercle}}^i = t_0 + \frac{i}{f_m} \\ t_{\text{croix}}^i = t_0 + \frac{i}{f_m} + \frac{1}{4f_m} \end{cases} \quad (3-6)$$

Où t_0 représente un temps pour lequel le temps de vol introduit τ_m est nul et f_m est la fréquence de modulation de phase. Ainsi $(t_0 + 1/4f_m)$ correspond au temps du premier maximum de τ_m , après t_0 .

Ainsi, la puissance optique résultante, modulée en phase, peut être évaluée en ces deux séries d'instants (points marqués par des croix et des cercles sur la **Figure 3-31**), qui vérifient alors la condition (3-7) sur le temps de vol introduit par la modulation de phase, pour tout i .

$$\begin{cases} \tau_{\text{cercle}}^i = \tau_{m0} \\ \tau_{\text{croix}}^i = \tau_{m0} + \frac{\lambda}{4c} \end{cases} \quad (3-7)$$

Où τ_{m0} représente un temps de vol constant, λ la longueur d'onde de la diode laser et c la vitesse de la lumière. Par conséquent, pour chacune des deux séries d'instants, le temps de vol reste constant.

Or, considérer la puissance optique modulée en phase de la diode laser, suivant l'une ou l'autre série d'instants définie précédemment, revient en fait, à échantillonner cette puissance optique à la fréquence f_m de modulation de la phase. Ainsi, les deux puissances optiques P_{cercle} et P_{croix} obtenues respectivement pour les séries d'instants (t_{cercle}^i) et (t_{croix}^i) ont une différence de temps de vol constante et égale à $\lambda/4c$, ce qui équivaut à un déphasage de π de l'une par rapport à l'autre. Tout se passe comme si les deux puissances optiques obtenues exprimaient le même déplacement de cible, mais "vu" à des distances moyennes différentes, puisque la différence de temps de vol est constante.

La **Figure 3-32** montre que le déphasage entre les puissances optiques échantillonnées se traduit par un décalage des dents de scie de la puissance optique d'émission de la diode laser, ici dans le cas d'un déplacement sinusoïdal de la cible.

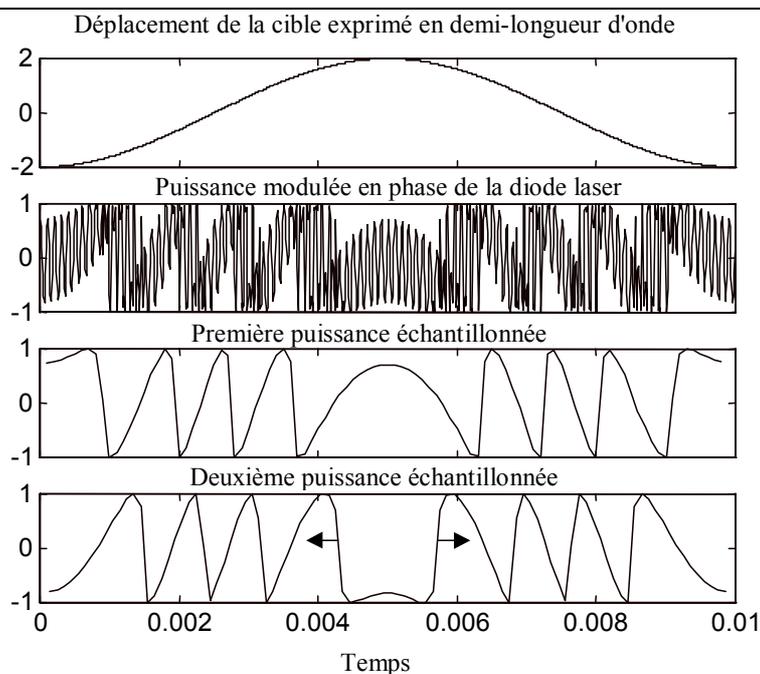


Figure 3-32 : puissances optiques échantillonnées suivant deux séries d'instants tels que les puissances soient déphasées de π , dans le cas d'un mouvement sinusoïdal de la cible. Remarquons que les dents de scie de la deuxième puissance échantillonnée sont décalées par rapport à celles de la première puissance échantillonnée.

Intéressons nous maintenant à un déplacement rectiligne uniforme de la cible et appliquons la même technique d'échantillonnage en deux séries d'instants définis par la relation (3-6). Nous avons montré au premier chapitre qu'une dent de scie de la puissance optique d'émission correspondait à un déplacement d'une demi-longueur d'onde. Ainsi, connaissant une des deux puissances échantillonnées, il est aisé de reconstruire la loi du mouvement de la cible avec une précision basique d'une demi-longueur d'onde. Sachant en outre que ces deux puissances sont déphasées de π et que la cible a un mouvement rectiligne uniforme, cela signifie que les points de reconstruction fournis par la deuxième puissance échantillonnée se trouvent exactement décalés de $\lambda/4$ par rapport à ceux donnés par la première puissance échantillonnée (**Figure 3-33**). Cela signifie qu'il est maintenant possible de reconstruire le déplacement avec une résolution de $\lambda/4$.

La **Figure 3-33** montre que deux puissances échantillonnées suivant deux séries d'instants tels que le déphasage soit de π , permettent une reconstruction de la loi du mouvement de la cible avec une précision de $\lambda/4$, soit le double de la précision de base.

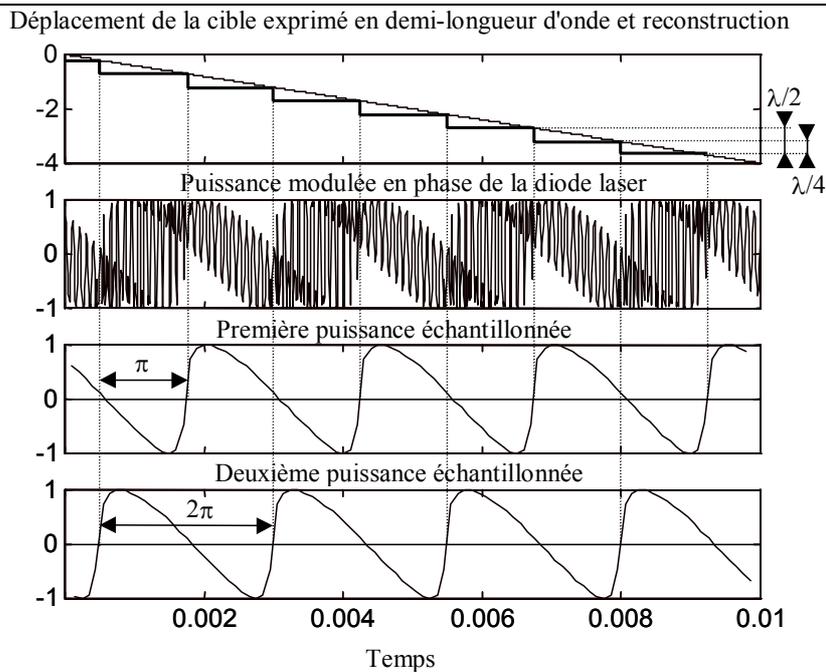


Figure 3-33 : puissances optiques échantillonnées et déphasées de π , dans le cas d'un mouvement rectiligne uniforme de la cible.

Généralisons cette remarque à un mouvement sinusoïdal. De la même manière, les variations de puissance optique de deux puissances échantillonnées seront décalées les unes par rapport aux autres, mais cette fois-ci elles ne seront pas décalées d'un intervalle de temps constant, ce qui correspond à un déplacement de cible non rectiligne uniforme. En revanche, la reconstruction reste précise à $\lambda/4$ en utilisant deux puissances échantillonnées comme le montre la **Figure 3-34**.

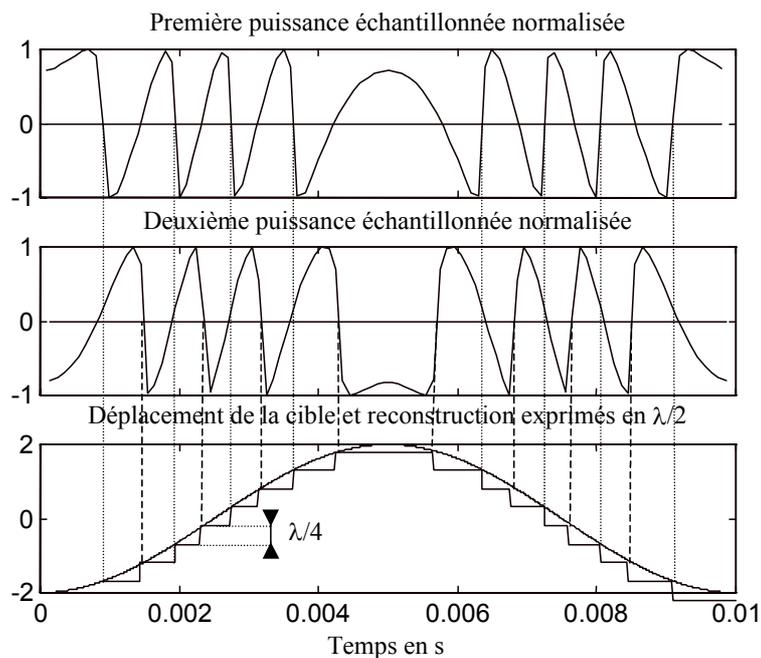


Figure 3-34 : reconstruction du mouvement sinusoïdal d'une cible à partir des deux puissances échantillonnées obtenues à la Figure 3-32.

3.6.2. GÉNÉRALISATION DU PRINCIPE POUR UNE RÉOLUTION À L'ORDRE N

Nous avons mis en évidence, au paragraphe précédent, qu'à partir de deux puissances échantillonnées de la puissance optique du laser modulée, il est possible de reconstruire la loi du mouvement d'une cible avec une précision double de la précision de base. Cherchons à généraliser ce principe à l'ordre N.

Pour cela, il faudrait échantillonner la puissance optique d'origine à partir de N séries d'instantes satisfaisant la relation (3-8), dans laquelle i représente les indices d'échantillonnage et j spécifie la j^{ème} puissance échantillonnée.

$$j \in [1..N]: \quad \tau_{mj}^i = \tau_{m0} + (j-1) \frac{\lambda}{2Nc} \quad (3-8)$$

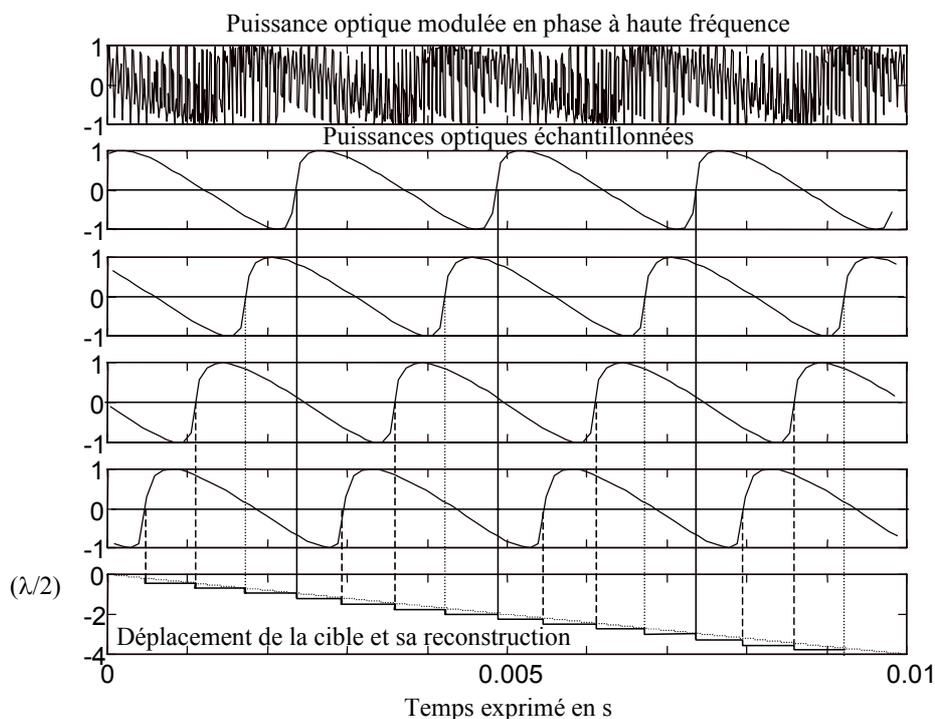


Figure 3-35 : reconstruction du mouvement d'une cible à l'aide de N=4 puissances échantillonnées de la puissance optique modulée à haute fréquence, avec une résolution de $\lambda/8$.

Comme pour N=2, nous pouvons extraire N puissances optiques également déphasées les unes par rapport aux autres. Cette fois-ci, il est possible de reconstruire la loi du mouvement de la cible avec une précision de $\lambda/2N$.

Dans le cas d'un mouvement sinusoïdal de la cible, cette méthode permet en fait de s'affranchir de l'interprétation de la frange fractionnaire, qui est le principal problème de la reconstruction. En

effet, si elle n'est pas correctement interprétée, la résolution du capteur est intrinsèquement limitée à la demi-longueur d'onde. Cette méthode permet donc de réduire cette indétermination.

Néanmoins, se pose désormais la question de la réalisation pratique. Ainsi, la résolution de notre capteur va être liée à la résolution de l'appareil générant la modulation de phase, puisqu'il est primordial de pouvoir assurer une modulation de phase d'amplitude $\lambda/2N$ très précisément.

3.6.3. FAISABILITÉ DU VIBROMÈTRE PAR MODULATION DE PHASE

Dans un premier temps, nous avons cherché à démontrer la faisabilité d'un tel vibromètre, sans passer par l'intermédiaire d'un modulateur de phase. Pour cela, nous avons testé le cas le plus simple, à savoir le vibromètre à double résolution appliqué au mouvement rectiligne uniforme d'une cible quelconque.

3.6.3.1. Dispositif simulant la modulation de phase

Pour simuler la modulation de phase, nous avons utilisé un piézo-électrique qui permet de moduler directement le chemin optique dans la cavité externe. Cependant, nous ne pouvons introduire ce piézo-électrique n'importe où. En effet, le dispositif présenté à gauche de la **Figure 3-36** est contre-indiqué puisque dans cette configuration, on ne peut pas assurer que le point visé sur la cible par le faisceau laser reste le même tout le temps, du fait que le point du piézo-électrique, visé par le faisceau laser, est mobile. Nous avons donc opté pour la configuration de droite pour laquelle nous pouvons faire l'hypothèse que le point visé reste le même. Dans ce dispositif, la cible est un haut-parleur en mouvement et fixé sur un socle lui-même en mouvement par l'intermédiaire d'un piézo-électrique. Ainsi la modulation est réalisée par le haut-parleur animé d'un mouvement ondulatoire et le mouvement rectiligne uniforme de la cible est réalisée par le piézo-électrique qui maintient le socle.

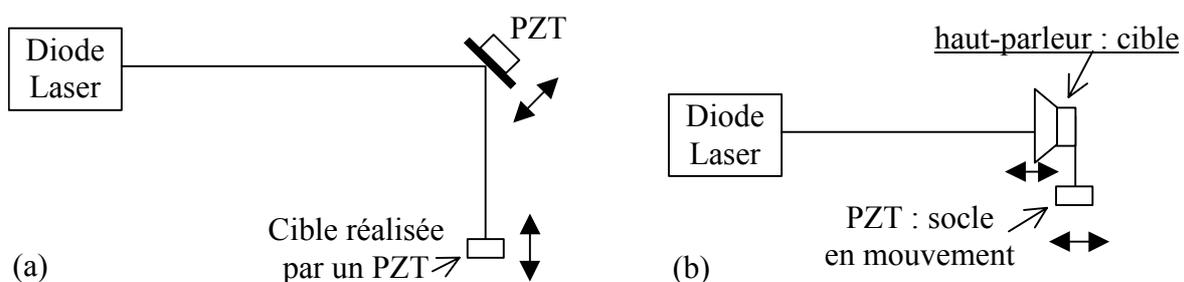


Figure 3-36 : dispositifs de faisabilité du vibromètre par modulation de phase. Celui de gauche (a) n'est pas indiqué car il ne permet pas d'assurer que le point visé par le faisceau laser reste le même. Celui de droite (b) est celui utilisé effectivement. La cible est animée d'un mouvement rectiligne uniforme tandis que le haut-parleur se déplace sinusoïdalement.

Remarque. L'idéal aurait été de travailler avec deux piézo-électriques. Or, nous n'en possédions qu'un seul. Donc nous avons utilisé un haut-parleur pour la modulation de phase, élément pour lequel il est beaucoup plus difficile d'imposer une amplitude de mouvement précise.

3.6.3.2. Paramètres des mouvements des divers éléments du dispositif

Pour obtenir un vibromètre à double précision, il faut que la modulation de phase permette d'introduire une différence en temps de vol égale à $\lambda/2c$. Par conséquent, l'amplitude du haut-parleur (qui réalise la modulation de phase) doit être précisément égale à $\lambda/4$. D'autre part, nous avons choisi de le moduler sinusoïdalement à 10kHz. Le mouvement rectiligne uniforme du socle a quant à lui, une vitesse égale à $20\lambda.s^{-1}$.

3.6.3.3. Test de faisabilité

Pour le test de faisabilité du vibromètre de résolution égale à $\lambda/4$ (i.e. le double de la précision de base), il faut donc montrer qu'il est possible d'extraire deux puissances optiques en échantillonnant la puissance optique de la diode laser modulée en phase.

La **Figure 3-37** présente les premières courbes expérimentales que nous avons obtenues. La partie supérieure représente la puissance optique de la diode laser, lorsque le chemin optique externe est modulé par le haut-parleur. La partie inférieure montre les deux puissances obtenues après échantillonnage à la fréquence de modulation de 10kHz de la puissance modulée en phase. En fait, cette fréquence de modulation n'a pas été choisie au hasard.

Le logiciel BenchLink® est utilisé pour le relevé des oscilloscopes. Pour sauvegarder un oscillogramme en temps et en amplitude, il faut spécifier le nombre maximum de points d'échantillonnage. En imposant la résolution maximale de notre appareil (à savoir N_{ech} égal à 2000 points), nous avons pris la base de temps (Δt égale à 100ms) de sorte que la fréquence d'échantillonnage équivalente soit le double de la fréquence de modulation de phase, soit 20kHz. Ainsi, il est possible d'obtenir presque directement les puissances optiques échantillonnées de la **Figure 3-37**, en sélectionnant un point sur deux, soient les points impairs, soient les points pairs (soit une fréquence d'échantillonnage de 10kHz). Cette figure montre qu'il est bien possible expérimentalement d'extraire deux puissances optiques à partir de la puissance optique d'une diode laser dont le chemin optique externe à la cible est modulé. En ce qui concerne la résolution de reconstruction de la loi du mouvement de la cible, celle-ci sera liée à la résolution de l'amplitude du modulateur de phase.

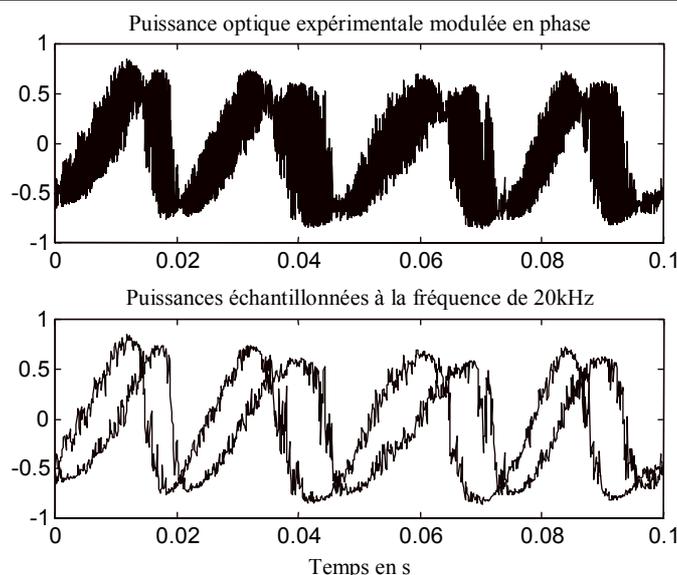


Figure 3-37 : puissance optique expérimentale modulée en phase par le dispositif présenté à la Figure 3-36-b et les deux puissances échantillonnées à la fréquence de 10kHz.

Cependant, comme nous l'avons précisé en remarque, la modulation de phase est réalisée par un haut-parleur, élément pour lequel il est difficile d'imposer une amplitude de mouvement précise. En effet, nous pouvons remarquer sur la figure précédente que les puissances optiques échantillonnées ne sont pas exactement déphasées de π . La **Figure 3-38** présente la puissance optique modulée en phase, obtenue en choisissant l'amplitude du mouvement du haut-parleur empiriquement. Cette fois-ci, les signaux échantillonnés sont correctement déphasés permettant ainsi une reconstruction du déplacement rectiligne de la cible avec une résolution de $\lambda/4$.

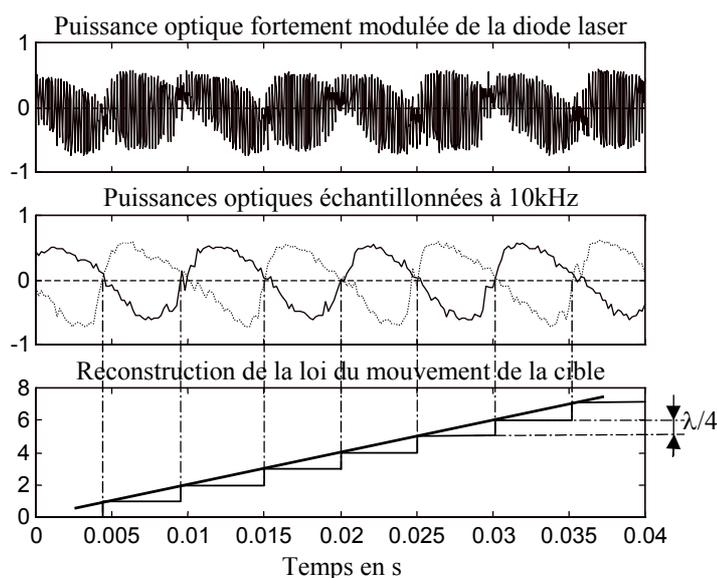


Figure 3-38 : le haut-parleur a un mouvement sinusoïdal de $\lambda/4$ d'amplitude et de 10kHz de fréquence. À partir de la puissance optique fortement modulée de la diode laser, deux signaux peuvent être échantillonnés avec une fréquence d'échantillonnage de 10kHz. La loi du mouvement de la cible peut alors être déduite avec une précision de $\lambda/4$.

3.6.4. CONCLUSION SUR LE VIBROMÈTRE PAR MODULATION DE PHASE

L'intérêt principal de ce vibromètre est qu'il permet d'obtenir une reconstruction de la loi du mouvement de la cible, quelle que soit l'intensité du faisceau optique retournant dans la cavité laser.

Nous avons montré théoriquement et expérimentalement la faisabilité d'un vibromètre de résolution égale à $\lambda/4$, soit le double de la résolution de base du vibromètre par self-mixing. Cependant, la résolution de notre capteur va être liée d'une part à la résolution du modulateur de phase utilisé, d'autre part à la qualité des échantillonnages simultanés. Elle risque d'être limitée du point de vue technologique. Une solution serait d'utiliser par exemple la non-linéarité de l'effet Pockels en remplaçant le haut-parleur par un cristal électro-optique.

3.7. CONCLUSION

Nous avons dans ce chapitre présenté les différents traitements des données de "self-mixing" permettant de reconstruire la loi du mouvement d'une cible quelconque. Nous avons fait le choix de travailler plus particulièrement dans le cas des fortes rétrodiffusions ($C < 4,7$).

Nous avons tout d'abord optimisé le traitement en temps différé du signal de "self-mixing" qui est basé sur une interprétation linéaire des variations de puissance optique. Ce capteur permet d'obtenir une résolution de $\lambda/12$, son principal inconvénient restant le temps différé.

En effet, nous souhaitons surtout réaliser un capteur en temps réel. C'est ce que nous avons cherché à faire avec la correction de puissance optique. Cette fois-ci, une étude théorique met en évidence qu'il est possible d'obtenir une reconstitution du mouvement de la cible avec une résolution de $\lambda/12$, identique à celle de notre capteur en temps différé. Cependant, nous nous sommes rendu compte que la mise en œuvre expérimentale n'était pas possible. Il a alors fallu se contenter d'une correction de puissance plus simple, basée sur une correction d'amplitude. La résolution de notre capteur est donc moins bonne que celle obtenue théoriquement, mais elle est néanmoins est égale à $\lambda/10$, pour un déplacement de quelques micromètres.

Finalement, une idée originale de modulation de phase du faisceau laser dans la cavité externe semble offrir de nouvelles perspectives de meilleure résolution. Il s'agit de moduler à très haute fréquence le chemin optique parcouru par le faisceau laser entre la diode laser et la cible, puis d'échantillonner à haute fréquence le signal de "self-mixing" ainsi modulé. Une première étude montre sa faisabilité, pour obtenir une résolution de $\lambda/4$, soit le double de la résolution de base du capteur de déplacements par "self-mixing".

Pour celle-ci, nous avons employé un haut-parleur pour générer la modulation de phase. Cependant, il est difficile de maîtriser avec précision l'amplitude de son mouvement. D'autre part, il faut tenir compte de l'inertie mécanique de ce type d'éléments, même aux basses fréquences. Un cristal électro-optique a l'avantage de générer une modulation de phase à haute fréquence sans être soumis aux contraintes mécaniques. Il conviendrait donc d'utiliser un tel cristal pour obtenir des résolutions plus élevées.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Dans ce mémoire, nous avons étudié le phénomène de "self-mixing" dans les diodes lasers pour la mesure de distance absolue et relative. Ce capteur sans contact présente l'avantage d'être auto-aligné et compact. D'autre part, le fait d'utiliser des diodes lasers grand public assure un coût de revient du capteur peu élevé.

Ses champs d'application sont variés, allant du contrôle non destructif aux applications médicales, en passant par la vision tridimensionnelle. Avec le capteur de déplacements par "self-mixing", nous pouvons réaliser des mesures de vitesses, que ce soit par l'utilisation de l'effet Doppler ou par l'utilisation du "speckle", mais aussi des mesures de flux sanguins. Il est aussi possible de reconstruire le déplacement de la cible pointée par le faisceau laser. En outre, nous pouvons l'appliquer à l'analyse modale. D'autre part, le capteur de distance par "self-mixing", en plus de fournir la distance, peut être utilisé pour la vision tridimensionnelle.

Au sein du laboratoire, nous avons développé un capteur de distance absolue. Pour ce type de mesure, il existe deux méthodes. La méthode du "comptage de pics" consiste à compter le nombre de variations de puissance optique par pente de modulation du courant d'injection de la diode laser, cette grandeur étant proportionnelle à la distance entre la diode laser et la cible pointée. La méthode utilisant les "fréquences de battement" consiste, quant à elle, à déterminer le temps entre deux variations successives de puissance optique, grandeur elle aussi proportionnelle à la distance. En fait, la méthode du "comptage des pics", méthode définie expérimentalement par Beheim et Fritsch en 1986, n'est rien d'autre qu'une approximation de la méthode utilisant les "fréquences de battement". Ainsi, elle est intrinsèquement limitée à une résolution inversement proportionnelle à l'excursion en fréquence optique sans saut de mode de la diode laser utilisée. Si nous utilisons par exemple, une diode Fabry-Pérot, de 36GHz d'excursion en fréquence, nous obtiendrons une erreur théorique maximale de $\pm 4,33\text{mm}$ à 1,5m, par cette méthode. En revanche, l'utilisation d'une diode

de type DBR, d'excursion en fréquence optique d'environ 375GHz permet d'obtenir des résolutions inférieures au demi millimètre. Cependant, ce type de diode est d'un prix trente fois plus élevé. Or, nous avons fait le choix d'utiliser des diodes lasers grand public, à faible coût de revient. Une comparaison théorique des deux méthodes de détermination de la distance a mis clairement en évidence que la méthode des "fréquences de battement" était notablement plus précise que le "comptage des pics", offrant par exemple une résolution théorique inférieure à $\pm 0,5\text{mm}$ à $1,5\text{m}$, pour la diode Fabry-Pérot précédemment introduite. Cependant, la mise en œuvre expérimentale de cette méthode s'est révélée délicate. Nous avons notamment eu besoin de connaître la dérivée temporelle de fréquence optique de la diode laser aux instants de mesure (i.e. l'excursion en fréquence optique). Cette donnée est difficile à connaître, à moins de n'utiliser une cible de référence ou de mesurer le "chirp" en temps réel avec un interféromètre de Mach Zender, par exemple. D'autre part, nous devons prendre en compte la non linéarité de la modulation en fréquence optique due aux phénomènes thermiques. Pour cela, il est nécessaire de déterminer la fonction de transfert entre les variations de fréquence optique et les variations de courant d'injection. Nous proposons alors une nouvelle forme temporelle de la modulation de courant pour obtenir une variation linéaire de la fréquence optique. Nous avons ainsi obtenu une résolution de $\pm 1,5\text{mm}$ pour des distances comprises entre 50cm et 2m.

Nous avons aussi appliqué le phénomène de "self-mixing" à la mesure de vibrations et plus particulièrement à la reconstruction de la loi du mouvement de la cible pointée par le faisceau laser et cela, quelle que soit la rétrodiffusion du faisceau laser dans la cavité active du laser ($C < 4,7$). En effet, nous cherchons particulièrement à travailler dans le cas des fortes rétrodiffusions qui se caractérisent par un phénomène d'hystérésis de la puissance optique. Un traitement en temps différé, basé sur un principe d'interprétation linéaire permet d'obtenir une résolution de $\lambda/12$, son principal inconvénient restant le temps de traitement de l'information.

Nous nous sommes alors intéressés à la réalisation d'un capteur en temps réel, basé sur une correction de la puissance optique avec hystérésis, i.e. cas des fortes rétrodiffusions dans la cavité laser ($1 < C < 4,7$). Ainsi, nous avons mis en évidence qu'à chaque déplacement de la cible correspondait une courbe de référence entre le temps de vol dans la cavité externe et la puissance optique. Celle-ci est correctement approchée par trois segments de droite qui seront déterminés par une première phase de calibration. Ensuite, à chaque instant, à partir de la valeur de la puissance optique, nous pouvons déduire le déplacement de la cible. Une étude théorique préliminaire a mis en évidence qu'il est possible d'obtenir une reconstitution du mouvement de la cible avec une

résolution de $\lambda/12$, comme avec le capteur en temps différé, précédemment décrit. Cependant, cette correction de puissance est difficile de mise en œuvre, car la détermination des trois segments définissant la courbe de référence nécessite de connaître les bases de temps des dents de scie de la puissance optique. Nous admettrons une correction de puissance plus simple, n'utilisant qu'une correction d'amplitude de la puissance optique. Celle-ci offre une résolution un peu moins bonne, d'environ $\lambda/10$, sur une plage de quelques micromètres.

Finalement, une idée originale de modulation de phase du faisceau laser dans la cavité externe semble offrir de nouvelles perspectives. Il s'agit de moduler à très haute fréquence le chemin optique parcouru par le faisceau laser entre la diode laser et la cible, puis d'échantillonner à haute fréquence le signal de "self-mixing" ainsi modulé. Une première étude théorique et expérimentale a montré sa faisabilité. Il semble intéressant de poursuivre une telle étude pour optimiser l'implémentation expérimentale de cette méthode afin d'obtenir la meilleure résolution possible au moindre coût.

Ces travaux de recherche, couplés à ceux de M. Grégory Mourat, s'inscrivent dans un projet européen BRITE-EURAM CRAFT auquel participent des petites et moyennes entreprises françaises, italiennes et allemande ainsi que SAGEM, Aérospatiale et Alfa Roméo Avio. Nous avons ainsi mis en évidence que les principales limitations de nos capteurs par "self-mixing" étaient le comportement spectral de la source laser (*cf.* la thèse de M. Grégory Mourat), l'inertie thermique de la cavité optique, ainsi que le phénomène "speckle" qui est dû à l'état de surface de la cible. En effet, ces capteurs doivent être utilisés avec des cibles autres que les miroirs pour la plupart des applications industrielles. Par exemple, nous devons utiliser nos capteurs en contrôle qualité de pièces mécaniques (courroie de transmission, moteurs, matériaux composites) en évitant au maximum de préparer ces pièces en collant un miroir ou en les peignant en blanc. Dans ce cas, le phénomène "speckle" peut induire une perte totale des signaux. Aussi collaborons-nous avec l'Université de Pavie pour réduire l'influence de ce phénomène parasite.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] P.G.R. King & G.J. Steward, "Metrology with an optical maser", *New Scientist* **17**, 180 (1963).
- [2] M.J. Rudd, "A laser Doppler velocimeter employing the laser as a mixer-oscillator", *Journal of Physics* **E1**, 723-726 (1968).
- [3] A. Dandridge, R.O. Miles & T.G. Giallorenz, "Diode laser sensors", *Electronics Letters* **16**, 948-949 (1980).
- [4] J.H. Churnside, "Laser Doppler velocimetry by modulating a CO2 laser with backscattered light", *Applied Optics* **23**(1), 61-66 (1984).
- [5] J.H. Churnside, "Signal-to-noise in a backscatter-modulated Doppler velocimeter ", *Applied Optics* **23**(13), 2097-2101 (1984).
- [6] T. Bosch, **F. Gouaux** & N. Servagent, "Optical feedback interferometry for sensing applications", 2nd topical meeting on Optoelectronic Distance Measurement and Applications, Pavia, Italie, 141-151 (1999).
- [7] T. Bosch, N. Servagent, **F. Gouaux** & G. Mourat, "The self-mixing interference inside a laser diode: application to displacement, velocity and distance measurement", *SPIE 43rd annual meeting*, Proc. SPIE Vol. **3478**, 98-109 (1998).
- [8] W.M. Wang, K.T.V. Grattan, A.W. Palmer & W.J.O. Boyle, "Self-mixing interference inside a single-mode diode laser for optical sensing applications", *Journal of Lightwave Technology* **12**(9), 1577-1587 (1994)
- [9] P. de Groot & G. Gallatin, "Laser diode backscatter modulation for machine vision", *ICALEO'89 Optical Sensing and Measurement*, K G Harding, Ed., Proc. SPIE Vol. **1375**, 18-27 (1989).
- [10] K. Petermann, "Laser diode modulation and Noise", Kluwer academic Publishers, Dordrecht (1991).
- [11] W.M. Wang, W.J.O. Boyle, K.T.V. Grattan & A.W. Palmer, "Self-mixing interference in a diode laser : experimental observations and theoretical analysis", *Applied Optics* **32**(9), 1551-1558 (1993).
- [12] S. Donati, G. Giuliani & S. Merlo, "Laser diode feedback interferometer for measurement of displacements without ambiguity", *IEEE Quantum Electronics* **31**(1), 113-119 (1995).
- [13] N. Servagent, "Étude et conception de capteurs optoélectroniques auto-alignés de distances et de déplacements pour le contrôle non destructif", Thèse n°1319, Institut National Polytechnique de Toulouse, 11 juillet 1997.

-
- [14] T. Bosch, N. Servagent & F. Boyer, "Vibrations measurements with a self-mixing type laser displacement sensor for modal analysis", *IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference*, Brussels, Belgium (1996).
- [15] T. Bosch & N. Servagent, M. Lescure, "A displacement sensor for spectrum analysis using the optical feedback in a single-mode laser diode", *IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference*, Ottawa, Canada, **2**, 870-873 (1997).
- [16] T. Bosch, **F. Gouaux**, E. Morteau, G. Mourat & N. Servagent, "A self-mixing displacement sensor for non destructive testing", *EOS 14th Meeting on Optoelectronic Distance/Displacement measurements and Applications*, Nantes, France (1997).
- [17] N. Servagent, **F. Gouaux** & T. Bosch, "Measurements of displacement using the self-mixing interference in a laser diode", *Journal of Optics* **29**(3), 168-173 (1998).
- [18] E.T. Shimizu, "Directional discrimination in the self-mixing type laser Doppler velocimeter", *Applied Optics* **26**(21), 4541-4544 (1987).
- [19] S. Shinohara, H. Yoshida, E.T. Shimizu & M. Sumi, "Approximate theory and characteristics of laser Doppler velocimeter using self-mixing effect of semiconductor laser diode", *Electronics and Communications in Japan* **72**(2), 79-90 (1989).
- [20] P.A. Roos, M. Stephens & C.E. Wieman, "Laser vibrometer based on optical-feedback-induced frequency modulation of a single mode laser diode", *Applied Optics* **35**(34), 6754-6761 (1996).
- [21] S. Donati, L. Falzoni & S. Merlo, "A PC-interfaced, compact laser-diode feedback interferometer for displacement measurements", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* **45**(6), 942-947 (1996).
- [22] R.C. Addy, A.W. Palmer & K.T.V. Grattan, "Effects of external reflector alignment in sensing applications of optical feedback in laser diodes", *Journal of Lightwave Technology* **14**(12), 2672-2676 (1996).
- [23] J. Kato, J. Yamato, N. Kikuchi, R. Furitani & S. Ozono, "Non-contact optical probing sensor-applying optical feedback effects in laser diodes", *Measurement* **9**(4), 146-148 (1991).
- [24] J. Kato, N. Kikuchi, I. Yamaguchi & S. Ozono, "Optical feedback displacement sensor using a laser diode and its performance improvement", *Measurement Science and Technology* **6**, 45-52 (1995).
- [25] J. Buus, "Single frequency semiconductor lasers", SPIE Optical Engineering Press, Bellingham, Washington USA (1991).
- [26] A. Dandridge & L. Goldberg, "Current induced frequency modulation in diode laser", *Electronic Letters* **18**, 302-304 (1982).
- [27] K. Hara, S. Shinohara, H. Ikeda, H. Yoshida & M. Sumi, "New digital vibrometer with high accuracy using self-mixing type LDV", *IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference*, Ottawa, Canada (1997).
- [28] "MATLAB® Reference guide" The Mathworks, Inc.

-
- [29] S. Merlo & S. Donati, "Reconstruction of displacement waveforms with a single-channel laser-diode feedback interferometer", *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33**(4), 527-531 (1997).
- [30] P.J. de Groot & G.M. Gallatin, "Backscatter-modulation velocimetry with an external-cavity laser diode", *Optics Letters* **14**(3), 165-167 (1989).
- [31] S. Shinohara, A. Mochizuki, H. Yoshida & M. Sumi, "Laser Doppler velocimeter using the self-mixing effect of a semiconductor laser diode", *Applied Optics* **25**(9), 1417-1419 (1986).
- [32] H.W. Jentink, F.F.M. de Mul, H.E. Suichies, J.G. Aarnoudse & J. Greve, "Small laser Doppler velocimeter based on the self-mixing effect in a diode laser", *Applied Optics* **27**(2), 379-385 (1988).
- [33] S. Shinohara, H. Naito, H. Yoshida, H. Ikeda & M. Sumi, "Compact and versatile self-mixing type semiconductor laser Doppler velocimeters with direction-discrimination circuit", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* **38**(2), 574-577 (1989).
- [34] W.M. Wang, W.J.O. Boyle, K.T.V. Grattan & A.W. Palmer, "Fiber-optic Doppler velocimeter that incorporates active optical feedback from a diode laser", *Optic Letters* **17**(11), 819-821 (1992).
- [35] T. Allgeier, H. Höfler, E. Wagner, "High precision length measurement by means of multi-sensory laser feedback interferometry", *SPIE 3rd International Conference on Vibration Measurements by Laser Techniques: Advances and Applications*, Proc. SPIE Vol. **3411**, 85-91 (1998).
- [36] J.C. Dainty, "Laser speckle and related phenomena". 2nd enlarged edition. *Topics in Applied Physics* **9**, Springer-Verlag, 1984.
- [37] A.P. Shepherd, "History of Laser-Doppler blood flowmetry", *Developments in cardiovascular medicine* **107**, 1-16 (1990).
- [38] M.H. Koelink, F.F.M. de Mul, J. Greve, R. Graaff, A.C.M. Dassel & J.G. Aarnoudse, "Laser Doppler blood flowmetry using two wavelengths: Monte Carlo simulations and measurements", *Applied Optics* **33**(16), 3549-3558 (1994).
- [39] R. Bonner & R. Nossal, "Model for laser Doppler measurements of blood flow in tissue", *Applied Optics* **20**(12), 2097-2107 (1981)
- [40] M. Slot, M.H. Koelink, F.G. Scholten, F.F.M. de Mul, A.L. Weijers, J. Greve, R. Graaff, A.C.M. Dassel, J.G. Aarnoudse & F.H.B. Tuynman, "Blood flow velocity measurements based on the self-mixing effect in a fibre-coupled semiconductor laser: in vivo and in vitro measurements", *Med. & Biol. Eng. & Comp.* **30**, 441-446 (1992).
- [41] K. Mito, H. Ikeda, M. Sumi, S. Shinohara, "Self-mixing effect of the semiconductor laser Doppler method for blood flow measurement", *Med. & Biol. Eng. & Comp.* **31**, 308-310 (1993).
- [42] M.H. Koelink, M. Slot, F.F.M. de Mul, J. Greve, R. Graaff, A.C.M. Dassel & J.G. Aarnoudse, "In vivo blood flow velocity measurements using the self-mixing effect in a fiber-coupled semiconductor laser", *SPIE Fiber optic Sensors: Engineering and Applications* **1511**, 120-128 (1991).
-

-
- [43] M.H. Koelink, M. Slot, F.F.M. de Mul, J. Greve, R. Graaff, A.C.M. Dassel & J.G. Aarnoudse, "Glass-fibre self-mixing diode-laser Doppler velocimeter", *Meas. Sci. Technol.* **3**, 33-37 (1992).
- [44] T. Ren, A.L. Nuttall & J.M. Miller, "Relative blood velocity measurement in individual microvessels using the self-mixing effect in a fiber-coupled Helium-Neon laser", *Microvascular Research* **49**(2), 233-245 (1995).
- [45] D. Kilpatrick, Tyberg & Parmley, "Blood velocity measurement by fibre optic laser Doppler anemometry" *IEEE Trans. Biomed. Eng.* **29**, 142-145 (1982).
- [46] D. Kilpatrick, F. Kajiva & Y. Ogasawara, "Fibre optic laser Doppler measurement of intravascular velocity", *Austral. Phys. & Eng. Sci. Med.* **11**, 5-11 (1988).
- [47] M.H. Koelink, F.F.M. de Mul, A.L. Weijers, J. Greve, R. Graaff, A.C.M. Dassel & J.G. Aarnoudse, "Fiber-coupled self-mixing diode-laser Doppler velocimeter: technical aspects and flow velocity profile disturbances in water and blood flows", *Applied Optics* **33**(24), 5628-5641 (1994).
- [48] J. Seki, "Fiber-optic laser-Doppler anemometer microscope developed for the measurement of microvascular red cell velocity", *Microvascular Research* **40**, 302-316 (1990).
- [49] F.F.M. de Mul, H.W. Jentink, M.H. Koelink, J. Greve & J.G. Aarnoudse, "Velocimetry with diode lasers", *Proceedings of the third international conference on laser anemometry, Advances and Applications*, Swansea, Wales, 1989, P. Turner, ed. (University of Manchester, Manchester), IL3.1-IL3.17 (1989).
- [50] F.F.M. de Mul, M.H. Koelink, A.L. Weijers, J. Greve, J.G. Aarnoudse, R. Graaff & A.C.M. Dassel, "A semiconductor laser used for direct measurement of the blood perfusion of tissue", *IEEE Transactions on Biomedical Engineering* **40**(2), 208-210 (1993).
- [51] F.F.M. de Mul, M.H. Koelink, A.L. Weijers, J. Greve, J.G. Aarnoudse, R. Graaff & A.C.M. Dassel, "Self-mixing laser-Doppler velocimetry of liquid flow and of blood perfusion in tissue", *Applied Optics* **31**(27), 5844-5851 (1992).
- [52] T. Aoshima & J. Ohtsubo, "Two-dimensional vector LDV using laser diode frequency change and self-mixing effect", *Optics Communications* **92**, 219-224 (1992).
- [53] S.C. Tjin, D. Kilpatrick, P.R. Johnson, "Evaluation of the two-fiber laser Doppler anemometer for in vivo blood flow measurements: experimental and flow simulation results", *Optical Engineering* **34**(2), 460-469 (1995).
- [54] T. Eiju, M. Nagai, K. Matsuda, J. Ohtsubo, K. Homma, K. Shimizu, "Microscopic laser Doppler velocimeter for blood velocity measurement", *Optical Engineering* **32**(1), 15-20 (1993).
- [55] T. Shibata, S. Shinohara, H. Ikeda, H. Yoshida, T. Sawaki & M. Sumi, "Laser speckle velocimeter using self-mixing laser diode", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* **45**(2), 499-503 (1996).
- [56] G. Beheim & K. Fritsch, "Range finding using frequency modulated laser diode", *Applied Optics* **25**(9), 1439-1442 (1986).

-
- [57] S. Shinohara, H. Yoshida, H. Ikeda, K.-I. Nishide & M. Sumi, "Compact and high-precision range finder with wide dynamic range and its application", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* **41**(1), 40-44 (1992).
- [58] T. Bosch, **F. Gouaux**, E. Morteau, G. Mourat & N. Servagent, "The self-mixing interference inside a laser diode for sensing applications : feasibility and determination of the intrinsic limits", Rapport interne de recherche 97/5/AUTO, décembre 1997.
- [59] T. Bosch, N. Servagent, R. Chellali & M. Lescure, "3-D object construction using a self-mixing type scanning laser range finder", à paraître dans *IEEE Instrumentation and Measurement*.
- [60] G. Mourat, N. Servagent, T. Bosch, "Distance measurement using the self-mixing effect in a 3-electrode DBR laser diode", *Euroensors XII*, 283-286 (1998).
- [61] P.J. de Groot, G.M. Gallatin & S.H. Macomber, "Ranging and velocimetry signal generation in a backscatter-modulated laser diode", *Applied Optics* **27**(21), 4475-4480 (1988).
- [62] P. Nerin, "Étude et réalisation d'un télémètre et vélocimètre utilisant en mode autodyne un microlaser balayé en fréquence", Thèse n°, Institut National Polytechnique de Grenoble, 29 septembre 1997.
- [63] P. Nerin, P. Besesty, P. Labeye, P. Puget & G. Chartier, "Absolute distance and velocity measurements by FMCW technique and self-mixing interference inside a single mode Nd:YAG-LiTaO₃ microchip laser", *Journal of Optics*, **29**(3), 162-167 (1998).
- [64] **F. Gouaux**, N. Servagent & T. Bosch, "Influence of the thermal effects on the accuracy of a backscattered-modulated laser diode range finder", in *Proceedings of the 3rd International Congress on Optoelectronics, Optical Sensors and Measuring Techniques* (ACS Organisations, Wunstorf, Germany), 227-232 (1998).
- [65] T. Bosch & M. Lescure, Editors, "Selected papers on laser distance Measurements" SPIE Milestone Series **115** (1995).
- [66] J.M. Rüeger, "Electronic distance measurement", Springer Verlag, 3rd Edition (1990).
- [67] R.G. Dorsch, G. Häusler & J.M. Hermann, "Laser triangulation: fundamental uncertainty in distance measurement", *Applied Optics* **33**(7), 1306-1314 (1994).
- [68] T. Bosch, M. Lescure & D. Roviras, "Les principes physiques de la mesure de distance par interférométrie dynamique", *Journal of Optics* **23**(3), 117-123 (1992).
- [69] T. Bosch, N. Servagent, R. Chellali & M. Lescure, "A scanning range finder using the self-mixing effect inside a laser diode for 3-D vision", *Proceedings of the 13th IEEE Instrumentation & Measurement Technology Conference, IMTC 1996*, 226-231
- [70] **F. Gouaux**, N. Servagent & T. Bosch, "Absolute distance measurement with an optical feedback interferometer", *Applied Optics* **37**(28), 6684-6689 (1998).
- [71] T. Bosch & M. Lescure, "Crosstalk analysis of 1 m to 10 m laser phase-shift range finder", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* **45**(6), 1224-1228 (1997).
-

-
- [72] "Quid de la mesure incrémentale ou absolue ?", *Machines Productions* **681** (30 décembre 1997)
- [73] S. Kobayashi, Y. Yamamoto, M. Ito & T. Kimura, "Direct frequency modulation in AlGaAs semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-18**(4), 582-595 (1982).
- [74] H. Olesen & G. Jacobsen, "Phase delay between intensity and frequency modulation of a semiconductor laser (including a new measurement method)", *Optical Communication, 8th European Conference, Cannes (France)*, 291-295 (1982).
- [75] J.L. Charron (CETIM), "Méthodes de mesures de déplacement sans contact dans le domaines des fréquences acoustiques", Mesures vibratoires sans contact; Méthodes optiques et autres approches, Publication CETIM No. 4E12, 79-82 (25 octobre 1994).
- [76] J. Leteurtre (Fogale-Nanotech) "Mesures vibratoires sans contact par capteurs capacitifs", Mesures vibratoires sans contact; Méthodes optiques et autres approches, Publication CETIM No. 4E12, 85-93 (25 octobre 1994).
- [77] A. Boidin, "Les capteurs à courants de Foucault", Méthodes optiques et autres approches, Publication CETIM No. 4E12, 97-118 (25 octobre 1994).
- [78] **F. Gouaux**, N. Servagent & T. Bosch "A phase modulation method to improve the resolution of a self-mixing interferometer", 2nd topical meeting on Optoelectronic Distance Measurement and Applications, Pavia, Italie, 81-86 (1999).

TABLE DES NOTATIONS

Symbole	Définition
c	Vitesse de la lumière : $\sim 3 \cdot 10^8$.
C	Coefficient indiquant si la diode laser fonctionne en régime monomode.
d	Largeur de la cavité active du laser.
e	Charge élémentaire de l'électron.
E, E_0	Champ électrique.
F	Facteur de forme.
g	Gain du milieu actif de la diode laser.
g_{lin}	Gain linéaire du milieu actif de la diode laser.
g_{th}	Gain seuil du milieu actif de la diode laser.
g_{thc}	Gain seuil du milieu actif de la diode laser en présence de la cible.
g_{ths}	Gain seuil du milieu actif de la diode laser seule.
j	Nombre complexe ($= \sqrt{-1}$).
J	Densité de courant.
ℓ	Longueur de la cavité active de la diode laser
ℓ_{ext}	Longueur de la cavité externe (espace compris entre la face avant du laser et la cible).
m	Paramètre de modulation de la puissance d'émission laser.
n	Densité d'électrons.
n_c, n_{thc}	Densité d'électrons de la diode laser en présence de la cible et densité seuil.
n_s, n_{ths}	Densité d'électrons de la diode laser seule et densité seuil.
N, N_0, N_1	Nombre de pics de la puissance d'émission de la diode laser en présence de la cible (cas de la mesure de distance et de vitesse par modulation de courant d'injection).
N_s	Densité de photons de la diode laser seule.
N_c	Densité de photons de la diode laser en présence de la cible.
P_c	Puissance d'émission de la diode laser en présence de la cible.
P_s	Puissance d'émission de la diode laser seule.
r_1, r'_1, r_2, r'_2	Coefficient de réflexion en amplitude du champ électrique des interfaces délimitant la cavité active de la diode laser.

r_3	Coefficient de réflexion en amplitude du champ électrique de la cible.
r_{eq}	Coefficient de réflexion en amplitude du champ électrique de la cavité équivalente tenant compte de la cavité active et de la cavité externe créée par la cible.
t, t_0	Temps.
T, T_b	Période temporelle.
V_g	Vitesse de groupe.
x, y, z	Cordonnées.

Symbole	Définition
α	Facteur d'élargissement de raie ("linewidth enhancement factor") : dérivée de la partie réelle de l'indice effectif de réfraction (μ_e') par rapport à sa partie imaginaire ($-\mu_e''$).
α_p	Coefficient de pertes principalement dues à l'absorption par porteurs libres.
κ	Paramètre dénotant l'effet de couplage dû à la cavité externe $= r_3(1 - r_3^2)/r_2$.
λ, λ_0	Longueur d'onde de la diode laser.
μ_e	Indice effectif de réfraction de phase.
$\mu_e' - j \cdot \mu_e''$	Indice effectif de réfraction de phase exprimé sous sa forme complexe.
μ_{ec}	Indice effectif de réfraction de phase de la diode laser en présence de la cible.
μ_{es}	Indice effectif de réfraction de phase de la diode laser seule.
$\bar{\mu}_{es}$	Indice effectif de réfraction de groupe de la diode laser seule.
ν_c	Fréquence d'émission de la diode laser en présence de la cible.
ν_s	Fréquence d'émission de la diode laser seule.
τ_{ext}	Temps de vol dans la cavité externe ou temps d'aller retour du faisceau laser entre la face avant du laser et la cible.
τ_ℓ	Temps de vol dans la cavité active de la diode laser.
τ_n	Durée de vie des électrons.
ϕ_{eq}	Opposé de la phase du coefficient de réflexion en amplitude de la cavité équivalente.
$\omega, \omega_c, \omega_s$	Fréquence angulaire : $\omega = 2\pi\nu$. Avec et sans cible.

RÉSUMÉ :

L'utilité des lasers est depuis longtemps reconnue, notamment en matière d'instrumentation. Ainsi, nombre de systèmes utilisant ces sources ont déjà été proposés. Cependant, une limitation réside dans le faisceau optique rétro-injecté dans la cavité active, soit par la cible elle-même, soit par le matériel optique utilisé. En effet, ce faisceau réfléchi induit des variations non négligeables au niveau de l'émission du laser. Ce phénomène, dit de "self-mixing" dans la littérature anglo-saxonne, ce qui peut être interprété en français par rétro-injection optique, est considéré comme parasite, notamment en télécommunications par fibres optiques, ainsi que dans les lecteurs de disques compacts. Des efforts considérables ont été entrepris pour réduire ce phénomène, notamment par l'introduction d'éléments optiques de protection, mais cela augmente le coût et la complexité du système. Puis il a été mis en évidence que la sensibilité du laser au faisceau optique de retour offrait de nombreux avantages dans certaines applications, dont la mesure de distance, de déplacements et de vitesse. De tels capteurs sont en particulier utilisés pour le contrôle dimensionnel, la vision 3D, la maintenance prédictive... Ils présentent l'avantage d'être sans contact, auto-alignés et compacts. De plus, le fait d'utiliser des diodes lasers grand public assure un coût de revient du capteur peu élevé.

Dans un premier temps, nous présenterons une étude théorique simplifiée de ce phénomène dans les diodes lasers, ainsi qu'un état de l'art de ses diverses applications. Au sein du laboratoire, nous avons développé un capteur de distance absolue utilisant le phénomène de "self-mixing". Ainsi, nous avons obtenu une résolution de $\pm 1,5\text{mm}$ pour des distances comprises entre 50cm et 2m. Pour cela, nous avons utilisé une méthode de détermination de la distance, consistant à évaluer la fréquence des variations de la puissance optique d'émission. Cependant, cette méthode est difficile de mise en œuvre. En effet, nous avons constaté qu'une dérive thermique dégradait la résolution de la mesure de distance. D'autre part, la fréquence optique n'est plus triangulaire, alors qu'elle est théoriquement pour la modulation triangulaire de courant utilisée. Il a alors fallu déterminer la fonction de transfert entre la fréquence optique et le courant d'injection et ainsi déduire la modulation de courant à appliquer pour obtenir la modulation purement triangulaire de fréquence optique désirée.

Nous avons aussi appliqué le phénomène de "self-mixing" à la mesure de déplacements et plus particulièrement à la reconstitution de la loi du mouvement de la cible pointée par le faisceau laser. Ainsi, nous avons étudié divers traitements du signal de "self-mixing" et développé un capteur en temps réel, basé sur une correction de puissance optique, permettant une résolution de $\lambda/10$, pour des déplacements de quelques micromètres d'amplitude. Finalement, une idée originale de modulation de phase du faisceau laser dans la cavité externe semble offrir de nouvelles perspectives. Une première étude théorique et expérimentale a montré sa faisabilité. Il semble intéressant de poursuivre une telle étude pour optimiser l'implémentation expérimentale de cette méthode afin d'obtenir la meilleure résolution possible au moindre coût.

MOTS CLÉS :

- **Diode laser**
- **Capteurs**
- **Contrôle non destructif**
- **Télémétrie**
- **Self-mixing**
- **Mesure de distance**
- **Mesure de déplacement**