

Table des matières

INTRODUCTION	1
I - MESURER UNE VIBRATION	3
I.1 - <u>Les vibrations, outils d'inspection et d'étude : du moteur à la pomme</u>	3
I.2 - <u>La mesure d'une vibration</u>	7
I.2.a - Techniques de mesures par contact	7
<i>I.2.a.1 - Cale piézo-électrique</i>	7
<i>I.2.a.2 - Accéléromètre</i>	7
I.2.b - Techniques de mesure sans contact	8
I.2.b.1 - Sondes interférométriques homodyne et hétérodyne	9
- <i>cas des faibles déplacements pour une détection homodyne.</i>	10
- <i>cas des forts déplacements pour une détection homodyne.</i>	11
- <i>cas des faibles déplacements pour une détection hétérodyne</i>	12
- <i>cas des forts déplacements pour une détection hétérodyne</i>	13
- <i>une limite : le théorème d'antenne</i>	13
I.2.b.2 - Sondes insensibles aux tavelures	15
- <i>interféromètre à décalage</i>	15
- <i>interféromètre à filtrage laser</i>	16
- <i>capteur à fibres optiques</i>	17
I.2.c - L'holographie au service de la mesure de vibration	17
I.2.c.1 - Le mélange deux ondes	17
- <i>régime hautes fréquences : capteur d'ultrasons</i>	19
- <i>régime basses fréquences : vers un vibromètre holographique</i>	20
I.2.c.2 - La force photo-électromotrice	21
I.2.d - Conclusion	22
II - IDENTIFICATION ET UTILISATION D'UN MATERIAU PHOTOREFRACTIF RAPIDE	23
II.1 - <u>L'effet photoréfractif</u>	23
II.1.a - Présentation historique	23
II.1.b - Présentation physique	24
II.1.c - Equations caractéristiques	25
II.2 - <u>Caractérisation photoréfractive du matériau holographique rapide</u>	27
II.2.a - Présentation du matériau	28
II.2.b - Mesure du gain photoréfractif	29

II.2.b.1 - <i>Présentation du montage de mesure</i>	30
II.2.b.2 - <i>Mesures co- et contre-propageantes</i>	31
II.2.c - <i>Mesure du temps de réponse</i>	35
II.2.d - <i>Conclusion</i>	40
II.3 - <u>La diffraction anisotrope pour la mise en quadrature</u>	41
II.3.a - <i>Processus de diffraction anisotrope</i>	42
II.3.b - <i>La mise en quadrature</i>	45
II.4 - <u>Conclusion</u>	47
III - VIBROMETRIE DANS LE REGIME LINEAIRE :	
<i>théorie et validation de la démodulation de phase</i>	49
III.1 - <u>Prédictions théoriques : modèle sans absorption</u>	49
III.1.a - <i>Position du problème</i>	49
III.1.b - <i>Etude préliminaire : cas sans absorption</i>	51
III.1.c - <i>Limite du régime linéaire</i>	54
III.1.d - <i>Simulations numériques</i>	55
III.2 - <u>Validation expérimentale</u>	58
III.2.a - <i>Montage et réglages optiques</i>	58
III.2.b - <i>Première validation qualitative : cas d'ondes planes</i>	61
III.2.c - <i>Première validation qualitative : cas d'ondes tavelées</i>	64
III.2.d - <i>Evolution du montage et comparaison quantitative expérience/théorie</i>	65
III.2.d.1 - <i>Un petit problème : biréfringence cristalline accidentelle</i>	65
III.2.d.2 - <i>Comparaison expérience/théorie</i>	67
III.3 - <u>Extension théorique : modèle avec absorption</u>	71
III.3.a - <i>Modèle</i>	71
III.3.b - <i>Nouvelles limites du régime linéaire</i>	75
III.3.b.1 - <i>La vitesse limite</i>	75
III.3.b.2 - <i>La vitesse minimale mesurable</i>	77
III.3.b.3 - <i>La dynamique de mesure</i>	78
III.3.b.4 - <i>Optimisation de l'absorption</i>	78
III.3.c - <i>Simulations numériques</i>	81
III.4 - <u>Nouvelle comparaison quantitative expérience/théorie</u>	84
III.5 - <u>Exemples de mesures</u>	86
III.6 - <u>Conclusion</u>	89
IV - AUGMENTATION DES PERFORMANCES : utilisation du régime non linéaire	91
IV.1 - <u>Introduction théorique</u>	91
IV.2 - <u>Simulations et limite de validité théoriques</u>	93
IV.2.a - <i>Simulations théoriques</i>	94

IV.2.b - Gamme de sensibilité	97
IV.2.c - Influence du bruit de mesure	104
IV.2.d - Conclusion	106
IV.3 - <u>Validation expérimentale</u>	108
IV.3.a - Montage et réglages optiques	108
IV.3.b - Résultats expérimentaux et comparaisons théoriques	110
IV.3.c - Exemple de mesures	116
IV.4 - <u>Conclusion</u>	117
CONCLUSION	117
ANNEXE : Résolution de l'équation de transfert du vibromètre	119
COMPLEMENT : Implémentation et comparaison de différentes architectures d'un capteur photoréfractif d'ultrasons	121
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	126
GLOSSAIRE	131

INTRODUCTION

L'optique a depuis la fin du siècle dernier obtenu un regain d'intérêt de la part du monde industriel grâce à l'avènement des sources laser. L'effort des télécommunications et de l'internet, les télescopes à optique adaptative, les lecteurs code barre montrent l'emprise et l'utilité de l'optique à travers la société. Le caractère non intrusif et sans contact de l'optique la rend très appréciée dans le domaine du contrôle non destructif. C'est au domaine plus particulier de la mesure interférométrique de vibrations qu'appartient le dispositif que nous avons étudié et qui est présenté dans cette thèse.

Actuellement la plupart des dispositifs de mesure optique de vibrations sont basés sur des interféromètres de Michelson ou de Mach-Zehnder. Les performances de tels capteurs ont permis un développement très important des mesures optiques dans l'industrie de l'aéronautique et de l'automobile. Malheureusement ils souffrent d'un manque de performances sur des objets diffusants où les faisceaux réfléchis acquièrent des fronts d'onde déformés. L'extraction de l'information vibratoire est plus délicate. Les techniques holographiques contournent le problème par adaptation des fronts d'onde. Mais si la vibration possède une amplitude plus grande que la longueur d'onde ou plus simplement si on change l'objet, l'hologramme est détruit ou pas du tout adapté. Le support utilisé devra alors être dynamique.

La présente thèse se propose de décrire un nouveau type de capteur holographique pour la mesure sur surface diffusante de vibrations de grandes amplitudes et de basses fréquences. Il est alors ici nécessaire de recourir à une technique d'holographie dynamique, où l'hologramme suit en temps réel les variations de l'illumination qui porte l'information vibratoire.

Dans le premier chapitre nous présentons quelques techniques d'analyse et d'étude qui utilisent les vibrations, puis nous faisons un état de l'art succinct des diverses techniques de mesures de vibrations et nous introduisons tout naturellement l'utilité de notre nouveau système. Il s'agit d'un capteur mettant à profit la dynamique photoréfractive d'un semi-conducteur pour l'enregistrement dynamique d'hologrammes.

Le chapitre II nous présente le matériau holographique choisi et l'effet photoréfractif dans sa généralité. La caractérisation du matériau et son utilisation pour réaliser au mieux le capteur sont ensuite décrites.

Le chapitre III est entièrement consacré à l'élaboration d'un modèle théorique, à la réalisation et à la caractérisation du vibromètre dans son régime linéaire de fonctionnement. Un premier modèle simple qui ne tient pas compte de l'absorption va permettre de poser le problème et de faire ressortir ses principales caractéristiques. Mais pour comparer au mieux avec les mesures expérimentales l'introduction de l'absorption s'avère nécessaire. Enfin nous montrerons que la limite de mesure dans le régime linéaire dépend uniquement du temps de réponse et de l'absorption du matériau. Au-delà le signal n'est plus exploitable, on parle alors de régime non linéaire.

Le chapitre IV décrit une méthode simple pour extraire l'information utile du régime non linéaire. Une étude de ce régime est réalisée et nous montrerons que si l'absorption du matériau est optimisée les performances du capteur peuvent être augmenté de trois ordres de grandeur par rapport au régime linéaire. Nous réalisons la nouvelle architecture du capteur pour vérifier son comportement dans ce régime.

I - MESURER UNE VIBRATION

I.1 - Les vibrations, outils d'inspection et d'étude : du moteur à la pomme

Les vibrations sont au quotidien de toutes choses, vivantes ou non. Le chant des oiseaux, le chant des cigales, le vent et même le tonnerre sont une des merveilles vibrationnelles que nos oreilles perçoivent, et malheureusement autant que la pollution sonore des véhicules de toutes espèces. Le spectre acoustique audible est très restrictif et il serait dommage de ne pas signaler les prouesses des chauves souris qui utilisent des vibrations ultrasonores pour repérer leurs futures proies, le berrissement infrasonores des éléphants pour discuter avec leurs congénères situés de l'autre côté de la savane. Il s'agit pour l'essentiel de vibrations de l'air que l'on appelle le son. Il existe bien entendu des vibrations d'autres matières, telles que les vagues pour l'eau, les tremblements de terre pour l'écorce terrestre et même les hypothétiques ondes gravitationnelles pour l'espace-temps. L'importance des vibrations sur l'environnement (le bruit), la matière et par conséquent l'industrie n'est plus à démontrer. Elle est devenue un outil d'inspection et d'étude à spectre large.

Une vibration est une perturbation du milieu dans lequel elle se propage. On la caractérise essentiellement par deux paramètres, la **fréquence** f définie en Hertz (on définit aussi sa période en seconde $T=1/f$) et l'**amplitude** de la vibration qui peut être définie soit en décibel (intensité acoustique), soit en amplitude (ou vitesse) de déplacement.

A titre d'exemple l'oreille humaine perçoit des fréquences comprises entre 20 Hz (fréquence la plus grave) et 20 kHz (fréquence perçue la plus aiguë) (figure I.1). Par anthropomorphisme, nous qualifions d'infrasons toute fréquence inférieure à 20 Hz, même si l'oreille d'autres animaux (taupe par exemple) peut capter des "sons" de quelques Hertz. De même, nous qualifions d'ultrasons tout ce qui est au-delà de 20 kHz, alors qu'un chien entend jusqu'à 40 kHz et une chauve-souris jusqu'à 160 kHz. En revanche une vague a des fréquences de quelques Hz pour des amplitudes allant du centimètre à la dizaine de mètres tandis qu'une onde ultrasonore dans un matériau composite aura une amplitude nanométrique pour des fréquences de l'ordre du MHz.

Les vibrations sont souvent source de pathologie, comme le bruit qui incommode l'appareil auditif, mais aussi des pathologies qui sont dues à des vibrations matérielles. Nous citerons par exemple les problèmes liés au transport (vibrations basses fréquences) comme le mal de mer ($f < 2$ Hz), la synchronisation des muscles respiratoires (donc gêne) pour des fréquences de 5 à 10 Hz ou

encore la résonance de l'oeil entre 10 et 30 Hz (à 18 Hz, on décrit des problèmes de lecture des cadrans dans les hélicoptères). Pour les vibrations de plus hautes fréquences, il s'agit pour l'essentiel de machines outils qui engendrent des pathologies musculaires, osseuses et circulatoires. Les vibrations n'engendrent pas seulement des problèmes à l'homme mais aussi à bon nombre de structures artificielles comme, les moteurs de voitures, les ponts ou tout autres structures industrielles sujettes à des vibrations qu'il s'agisse de celles qu'elles génèrent ou de celles qu'elles subissent de la part de leur environnement. La mise en résonance entretenue de modes propres de structures est une source de désordre grave, du fait des contraintes et des déplacements excessifs qui en résultent. Par exemple des phénomènes naturels peuvent être à l'origine de tels problèmes de mise en résonance : c'est ainsi qu'une plate-forme pétrolière a dû être évacuée à la suite d'importantes vibrations d'ensemble provoquées par les chocs d'une plaque de glace de 2 km² de surface.

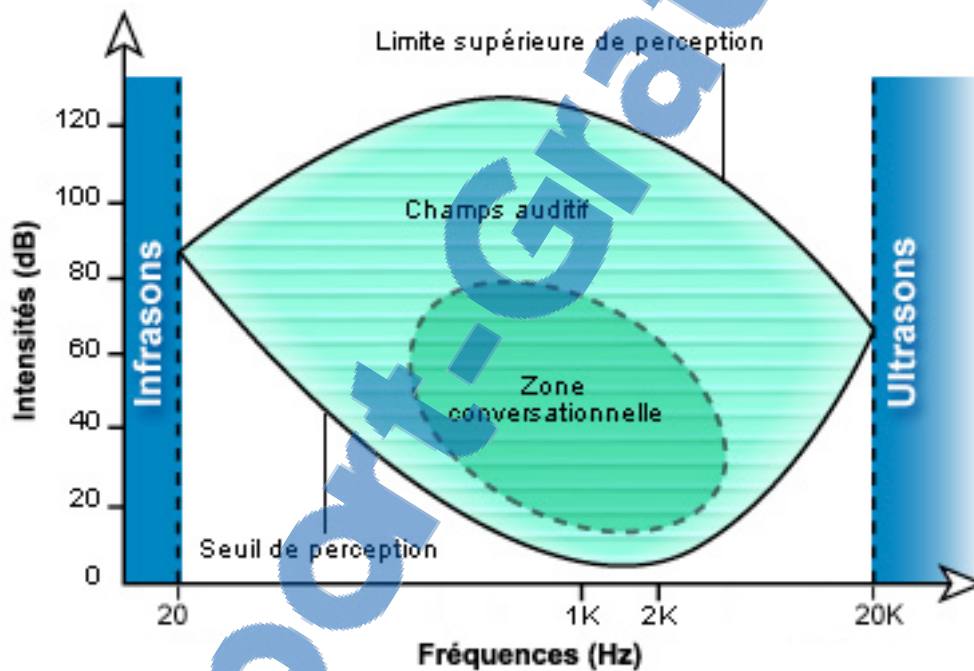


Figure 1.1 : Spectre audible de l'oreille humaine.

L'industrie automobile et aéronautique en particulier a donc du s'adapter pour tenter d'éliminer les sources de vibrations inutiles et diminuer les résonances destructrices. L'analyse acoustique et vibratoire est donc devenue un outil parmi tant d'autres dans le contrôle systématique des pièces mécaniques.

Deux aspects cohabitent :

- La mesure proprement dite de la vibration naturelle de l'objet constitue le premier aspect. Des capteurs ont donc été étudiés à cet effet. Si l'industrie automobile s'en sert pour déterminer les

comportements mécaniques des pièces moteurs, d'autres domaines les utilisent pour comprendre les mécanismes internes de certains phénomènes, comme l'analyse des vibrations musculaires (appelé mécano-myogramme) pour le suivi des personnes atteintes de myopathie [1]. L'étude et la compréhension du fonctionnement des instruments de musique sont aussi un domaine d'activité où les vibrations sont omniprésentes.

- Le deuxième aspect de l'analyse consiste à utiliser les vibrations pour exciter une pièce et mesurer en retour sa réponse ou les échos à l'aide des capteurs développés. Le fait de soumettre une structure, qui ne vibre pas par elle-même, à des vibrations est un moyen de connaître un certain nombre de ses propriétés. Ainsi la mesure d'échos ultrasonores est très utilisée dans le contrôle non destructif pour la détection de défauts internes (figure I.2). Le principe consiste à générer des ondes ultrasonores dans le milieu et à détecter les échos créés par les interfaces et par les défauts [2]. La mesure de la structure temporelle des échos permet de déterminer la position d'un éventuel défaut dans la pièce. Cette technique a fait ses preuves et s'est bien développée dans le secteur de l'aéronautique où le suivi et le contrôle systématique des pièces en composite des avions sont réalisés. Les détecteurs doivent être sensibles aux vibrations hautes fréquences et d'amplitude de déplacement typiquement de l'ordre du nanomètre.

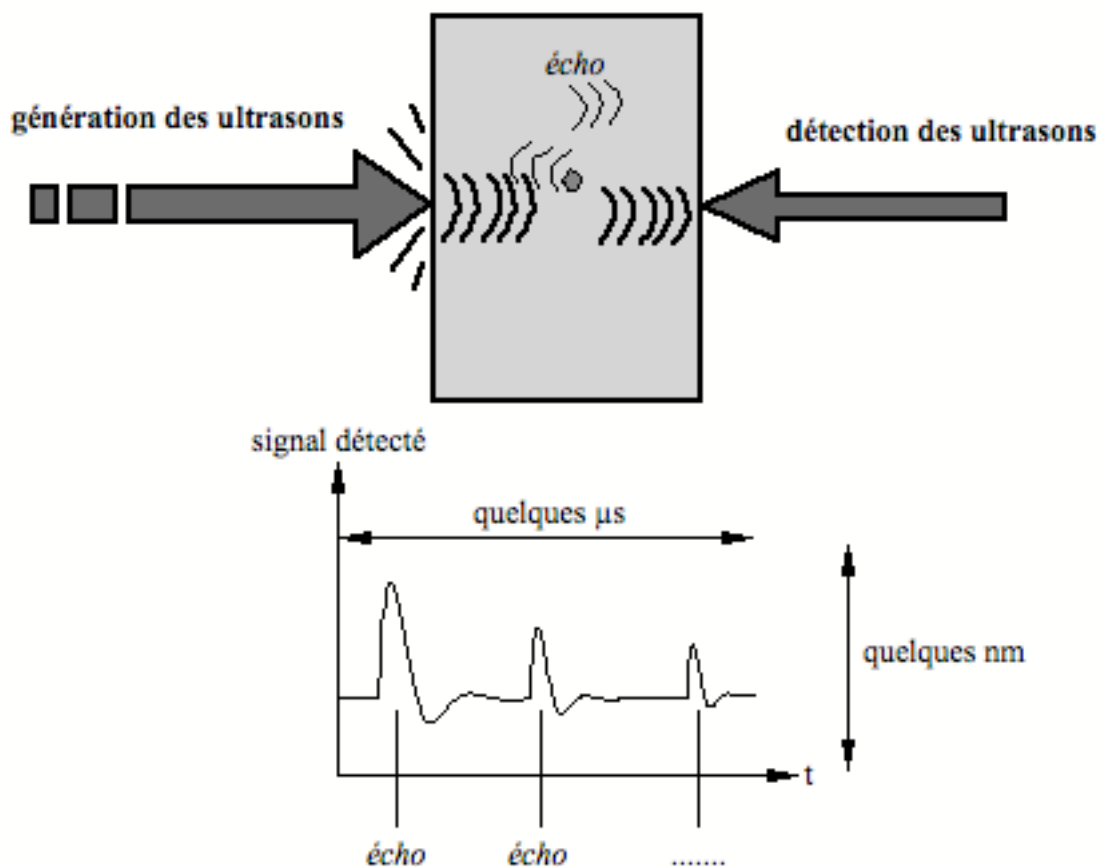


Figure I.2 : Méthode de détection des défauts internes

par génération et détection d'ondes ultrasonores.

Nous citerons enfin une dernière application dans le domaine de l'agro-alimentaire. Les producteurs de fruits soucieux de l'esthétique plutôt que de la qualité de leur production utilisent depuis longtemps des techniques pour trier les fruits d'apparence externe invendable. Les temps changent et les producteurs désirent maintenant proposer des fruits dont la structure interne ne ressemble plus à de la farine. La technique utilisée pour effectuer le tri correctement, sans couper les fruits, consiste à regarder le spectre de résonance du fruit. La fréquence du pic de résonance dépend de la structure interne. Sur les chaînes de production le fruit est naturellement excité par le tapis roulant (figure I.3). Un capteur mesure son spectre de vibration. La différence entre le spectre du fruit et celui de l'excitation permet d'accéder directement au spectre de résonance du fruit. Pour limiter les perturbations (il a été montré que si le capteur excède 1g la résonance du fruit change) et surtout pour éviter toute destruction prématurée du fruit la technique devra être sans contact, ce que permet l'optique. Généralement le pic de résonance du fruit diminue avec sa maturation. Par exemple la fréquence de résonance passe, pour des pommes "Ourei", de 900 Hz à 500 Hz au bout de 2 semaines de conservation à 20°C [3].

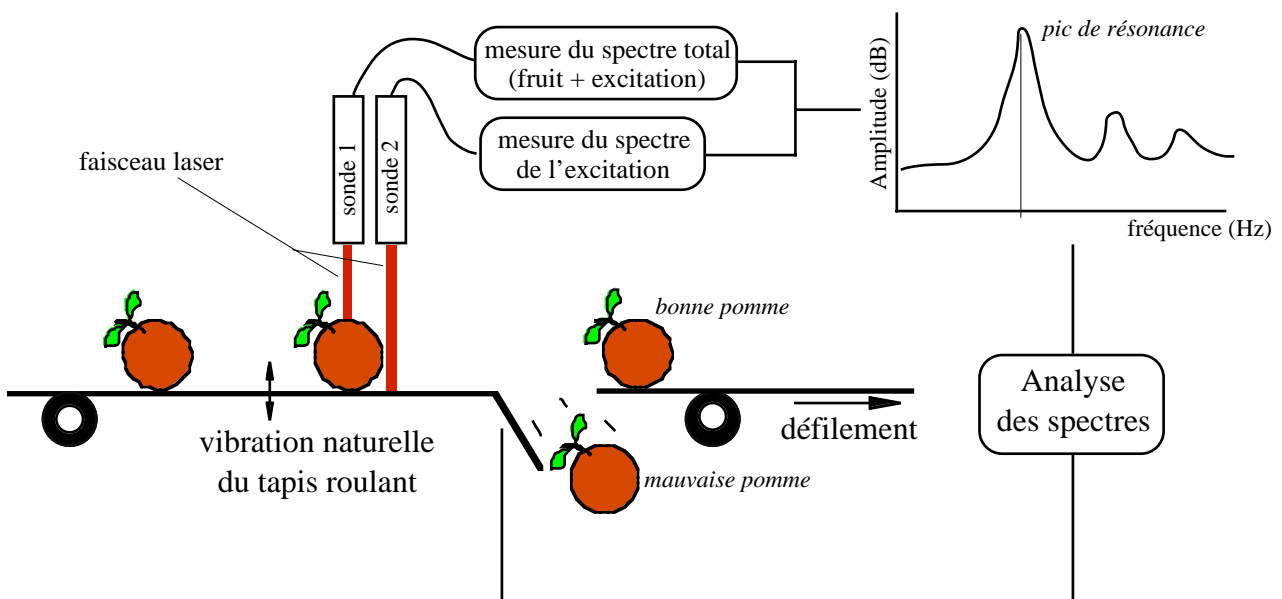


Figure I.3 : Triage de pommes sur une chaîne de production par analyse des spectres de résonances.

Nous venons de présenter brièvement quelques applications des vibrations. Du moteur à la pomme leurs utilités ne sont plus à démontrer. Il reste maintenant à découvrir les divers capteurs imaginés pour détecter ces vibrations tant désirées ou redoutées. Les sondes devront être capables de suivre en temps réel les évolutions temporelles des vibrations, la **résolution temporelle** est donc souvent privilégiée par rapport à la résolution spatiale qui reste toutefois utile pour l'analyse des déformations.

I.2 - La mesure d'une vibration

Un capteur de vibration est défini par la grandeur à mesurer, le domaine de mesure exprimé en niveau absolu ou relatif, la précision requise et les conditions d'environnement dans lequel il peut évoluer pour effectuer la mesure sans problème et sans risque de destruction. Son optimisation est à la fois un problème de mesure et de coût.

Un capteur peut fonctionner par contact ou sans contact avec la cible. Les capteurs à contact tel que les accéléromètres et les cales piézo-électrique mesurent dans un cas l'accélération et dans l'autre directement l'amplitude de déplacement. Les capteurs sans contacts regroupent l'ensemble des techniques optiques, les capteurs capacitifs sensibles au déplacement, magnétiques sensible à la vitesse et les microphones sensibles aux vibrations acoustiques.

L'état de la vibration, c'est à dire les valeurs du couple amplitude-fréquence possibles, va conditionner la plage de fonctionnement du capteur, c'est à dire sa sensibilité et sa bande passante. Nous allons maintenant décrire un peu plus les différents capteurs existants. Leurs performances, leurs avantages et leurs inconvénients nous serviront pour introduire naturellement le vibromètre holographique que nous nous proposons de réaliser.

I.2.a - Techniques de mesure par contact

I.2.a.1 - Cale piézo-électrique

L'utilisation de transducteurs piézo-électriques présente de bonnes performances pour la mesure d'un déplacement nanométrique. La vibration engendre une contrainte mécanique sur un cristal ou une céramique qui génère par effet piézo-électrique un courant proportionnel à l'amplitude de déplacement. On caractérise généralement leurs performances (et plus généralement les performances d'un capteur sensible aux faibles déplacements) par la limite de détection qui correspond au plus petit déplacement mesurable (rapport signal sur bruit de 1) pour une bande passante de 1Hz. On l'exprime en $m / \sqrt{\text{Hz}}$. Pour les transducteurs piézo des sensibilités d'environ $3.10^{-17} m / \sqrt{\text{Hz}}$ peuvent être obtenues [4]. La gamme de fréquence s'étend de la dizaine de kHz à plusieurs dizaines voire plusieurs centaines de MHz. Ce type de capteur très sensible, utilisé aussi pour la génération d'ultrasons dans les matériaux, est tout de même limité dans l'utilisation de pièces fragiles, inaccessibles ou de petites dimensions. Ce sont généralement les limites des capteurs par contact. De plus ils ne sont enfin pas du tout adaptés à l'analyse sur des lignes de production lorsqu'il est nécessaire d'effectuer un contrôle à 100%.

I.2.a.2 - Accéléromètre

Les accéléromètres constituent une grande famille de capteurs par contact. Très utilisés dans les navigateurs inertiels ils sont d'une utilisation très souple fonctionnant sur une large gamme dynamique, gamme de fréquence et même de température et de masse. Comme son nom l'indique clairement, un accéléromètre est sensible à l'accélération de l'objet sur lequel il est fixé. Il ne mesurera que l'accélération statique, différence entre l'accélération absolue et le champ de gravitation. Il fonctionne suivant le principe classique d'une masse guidée en translation sismique (figure I.4). Un ressort crée un rappel élastique de la masse dont les oscillations sont amorties par un système appelé dashpot. Un détecteur mesure la position de la masse par rapport à la position au repos et délivre une tension. Le courant délivré par l'amplificateur commande un servomoteur générant une force qui agit sur la masse M , de telle manière que le système travaille autour de zéro à chaque instant. Les accéléromètres actuels n'ont plus de ressort mais des éléments piézo-électriques. Ils se sont considérablement miniaturisés pour ne peser, pour les plus légers, que quelques grammes. Le signal délivré doit être le plus souvent conditionné pour être utilisable. Une simple et double intégration du signal permet d'accéder à la vitesse et au déplacement de l'objet. Les sensibilités sont variables et dépendent de la chaîne de conditionnement. La gamme dynamique s'étend suivant les modèles de $10 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$ à $1000 \text{ km}\cdot\text{s}^{-2}$ pour une gamme de fréquence de 0,1 Hz à 50 kHz. Ils sont surtout destinés à des vibrations de grandes amplitudes et de basses fréquences.

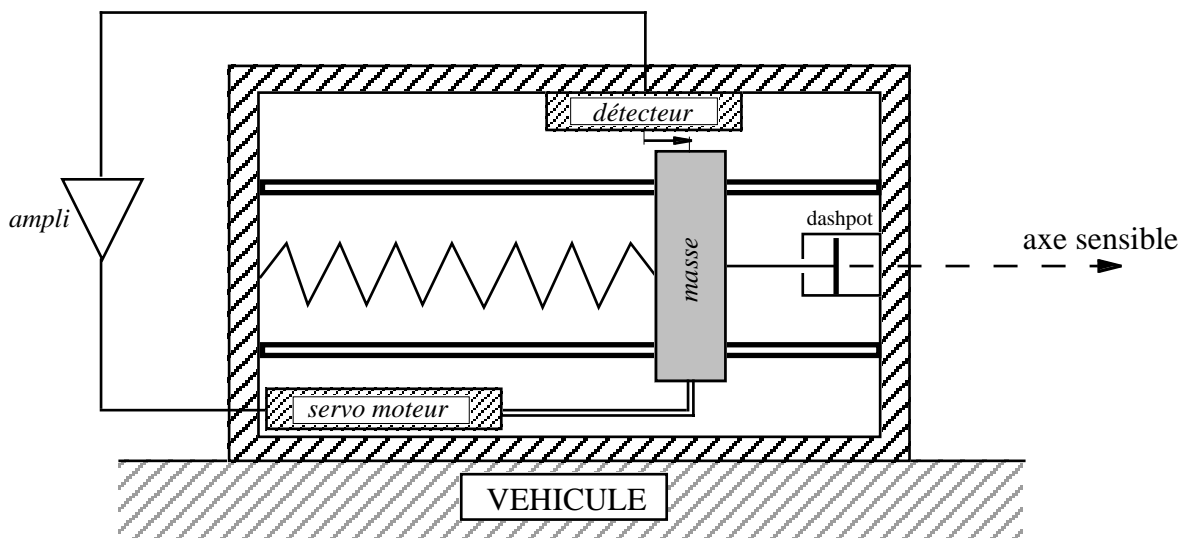


Figure I.4 : Principe schématique d'un accéléromètre.

I.2.b - Techniques de mesure sans contact

La mesure sans contact inclut l'ensemble des techniques optiques, mais aussi les microphones, utilisés pour la mesure de vibrations acoustiques. Des sondes dites capacitatives fonctionnent sans contact mais nécessitent tout de même d'être placées à une distance de la cible inférieure au

centimètre. Leur sensibilité est environ 9V/mm pour une gamme de fréquence allant de 20 Hz à 200 kHz. Les avantages de l'optique résident dans la référence de longueur que constitue la longueur d'onde et la possibilité d'effectuer des mesures pour une distance sonde-cible très élevée (du millimètre à la dizaine de mètres) grâce au transport par fibres ou par simple propagation libre. La gamme de sensibilité est aussi très large (du pm au cm) pour un même système optique (seul le traitement électronique diffère).

Les sondes optiques utilisent principalement les propriétés de cohérence d'un faisceau laser. L'onde réfléchie, issue de l'illumination de la cible en vibration avec une onde laser, va être déphasée par rapport à l'onde incidente d'une quantité φ proportionnelle à l'amplitude de déplacement δ :

$$\varphi(t) = \frac{4\pi}{\lambda} \delta(t) \quad (\text{I.1})$$

où λ est la longueur d'onde du rayonnement. La démodulation de la phase s'effectue le plus souvent par interférométrie où on compare, à l'instant t , l'onde réfléchie avec une onde référence issue de la même source.

1.2.b.1 - Sondes interférométriques homodyne et hétérodyne

L'interférométrie constitue la technique de mesure de vibration par excellence. Nous allons décrire brièvement son principe et déterminer ses limitations.

Considérons un objet de surface polie et plane animé d'un mouvement vibratoire d'amplitude $\delta(t)$ (sa réflectivité étant supposée égale à 100%). Eclairons-le par un champ laser d'amplitude $A = A^o e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}}$. Le champ réfléchi, appelé onde signal, est donc modulé en phase et s'écrit $A_s = A e^{i\varphi(t)}$. Faisons interférer cette onde avec une autre onde, dite de référence, d'amplitude $A_r = A_r^o e^{-i\vec{k}_r \cdot \vec{r}} e^{i\varphi_r(t)}$ pour créer un champ d'interférence d'amplitude $A_s + A_r$. $\varphi_r(t)$ représente un déphasage quelconque dépendant ou non du temps. L'intensité de l'onde I_d mesurée par un détecteur optique au niveau des interférences s'écrit :

$$I_d = |A_s + A_r|^2 \quad (\text{I.2})$$

soit :

$$I_d = I_s^o + I_r^o + 2\sqrt{I_s^o \cdot I_r^o} \cos(\varphi(t) + \varphi_r(t) + (\vec{k}_r - \vec{k}_s) \cdot \vec{r}) = I^o [1 + m \cos(\varphi(t) + \varphi_r(t) + k \cdot y)] \quad (\text{I.3})$$

où $I_i^o = |A_i^o|^2$ est l'intensité de l'onde i ($i = s, r$), $I^o = I_s^o + I_r^o$ est l'intensité moyenne totale au niveau du détecteur, $m = 2\sqrt{I_s^o \cdot I_r^o} / (I_s^o + I_r^o)$ est la modulation de la figure d'interférence et k est le module du vecteur d'onde $\vec{k} = \vec{k}_r - \vec{k}_s$ du réseau d'illumination (la direction de \vec{k} étant supposée suivant l'axe y).

Dans le cas d'un interféromètre de Michelson (figure I.5) ou de Mach-Zehnder parfaitement réglé les vecteurs d'onde des faisceaux signal et référence sont colinéaires et $k = 0$. La figure d'interférence se résume à une teinte plate d'intensité fixée par :

$$I_d = I^0 [1 + m \cos(\varphi(t) + \varphi_r(t))] \quad (I.4)$$

Figure I.5 : Interféromètre de Michelson.

Lorsque l'onde référence et l'onde signal ont la même longueur d'onde on parle de **détection homodyne**. $\varphi_r(t) = \varphi_o$ est alors constant. Le principal désavantage de ce type de détection est le bruit d'intensité de la source laser à faible fréquence (< 1 MHz). L'idée, pour s'affranchir de ce problème, est de reporter la mesure dans une gamme de fréquence où le bruit d'intensité est plus faible. Pour cela on décale la fréquence du faisceau référence d'une fréquence Δf faible devant la fréquence optique (typiquement de quelques dizaines de MHz). On parle alors de **détection hétérodyne** et on a $\varphi_r(t) = \varphi_o + 2\pi\Delta f t$. Les techniques de traitement du signal pour les deux types de détection dépendent principalement de l'amplitude et de la fréquence du déplacement.

- cas des faibles déplacements pour une détection homodyne

Si l'amplitude du déplacement est très faible devant la longueur d'onde du rayonnement (i.e. $\varphi(t) \ll 1$) alors l'intensité détectée (I.4) se simplifie et on obtient :

$$I_d = I^0 [1 + m(\cos \varphi_o + \varphi(t) \sin \varphi_o)] \quad (I.5)$$

Le signal sera maximum pour un déphasage φ_o égal à $\pi/2$. C'est à dire qu'il faut mettre en quadrature les deux faisceaux (figure I.6). Ce déphasage est obtenu en ajustant la longueur d'un bras par rapport à l'autre. C'est un réglage délicat et sensible aux conditions d'utilisation de

l'interféromètre (contraintes thermique et mécanique). L'interféromètre doit être en général asservi. L'intensité détectée est alors directement proportionnelle au déphasage, c'est à dire au déplacement. Elle s'écrit :

$$I_d = I^0 [1 + m\varphi(t)] \quad (\text{I.6})$$

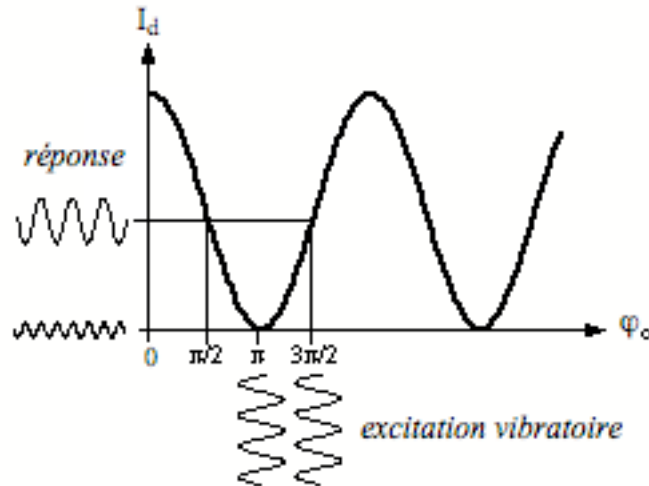


Figure I.6 : Intensité détectée lors d'une mise en quadrature $\varphi_0 = 3\pi/2$ ou en opposition de phase $\varphi_0 = \pi/2$.

La limite de détection est conditionnée par l'électronique et par l'intensité de la source. Dans le cas où la chaîne de mesure est limitée par le bruit de photon, on montre que le plus petit déplacement détectable, normalisé à un flux de 1W (à longueur d'onde $\lambda = hc / \nu$) issu de l'objet vibrant et à une bande passante de détection de 1Hz, est, pour un détecteur d'efficacité quantique η , dans un interféromètre de Michelson et de Mach-Zehnder à détection différentielle [5],

$$\delta_{\min}^{\text{Mach-Z}} = \frac{\lambda}{4\pi} \sqrt{\frac{h\nu}{\eta}} = \frac{\delta_{\min}^{\text{Michelson}}}{\sqrt{2}} \quad (\text{I.7})$$

Pour une longueur d'onde de 1,06 μm et une puissance de 1W, on trouve une limite de détection relativement proche de celle des techniques piézo. Malheureusement il est souvent impossible de pouvoir récolter une telle puissance de la cible.

- cas des forts déplacements pour une détection homodyne

Si l'amplitude de déplacement de l'objet est supérieure à la longueur d'onde, le signal devient une somme de fonctions de Bessel et n'est plus proportionnel au déplacement. Le détecteur va donc voir défiler des franges (figure I.7). La mise en quadrature n'a plus de sens ici pour l'optimisation de la détection pour autant que φ_0 reste stable. L'interfrange correspond à un déplacement d'un quart de

longueur d'onde. Il est alors nécessaire de compter les franges pour remonter, via un traitement mathématique complexe, à l'amplitude du déplacement. Le capteur est alors sensible à la vitesse du déplacement. Pour lever l'incertitude sur le sens de déplacement de l'objet, il est commun d'effectuer une mesure lorsque les faisceaux sont en quadrature et une seconde mesure où les faisceaux sont en phase. Une sonde basée sur ce principe est commercialisée par la société Ometron [6], elle permet d'atteindre des vitesses (brochure commerciale) de l'ordre de 420 mm.s^{-1} pour une plage de fréquence allant de 0,1 Hz à 25 kHz.

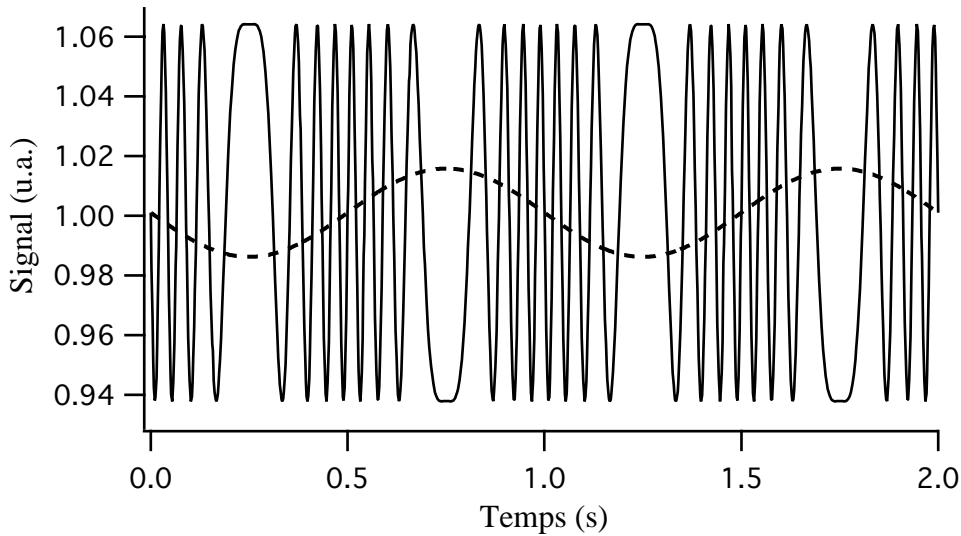


Figure I.7 : Réponse d'un interféromètre de Michelson à une vibration de fréquence 1000 Hz et d'amplitude 20 nm (courbe pointillée) et $2 \mu\text{m}$ (courbe pleine) pour $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$.

- cas des faibles déplacements pour une détection hétérodyne

La modulation du signal de référence par une porteuse de fréquence f_m va permettre de décaler le signal. En effet l'expression (I.4) devient pour les faibles modulations de phase (on prendra pour simplifier les expressions $\varphi_0=0$) :

$$I_d = I^0 \left[1 + m \cos(2\pi f_m \cdot t) + m\varphi(t) \sin(2\pi f_m \cdot t) \right] \quad (\text{I.8})$$

Si le signal d'excitation est sinusoïdal, tel que $\varphi(t) = \varphi \sin(2\pi f \cdot t)$, alors l'intensité détectée s'écrit,

$$I_d = I^0 \left[1 + m \cos(2\pi f_m \cdot t) + \frac{m}{2} \varphi \cos(2\pi(f_m - f) \cdot t) - \frac{m}{2} \varphi \cos(2\pi(f_m + f) \cdot t) \right] \quad (\text{I.9})$$

Le signal se compose alors d'une bande à la fréquence f_m dite de battement d'amplitude constante et de deux bandes latérales à $f_m \pm f$ d'amplitude proportionnelle à l'amplitude de la modulation de phase, c'est à dire à l'amplitude de déplacement. Un filtrage passe haut élimine le bruit basse

fréquence sans toucher au signal. Si on démodule une nouvelle fois (par un traitement électronique) et si on filtre une des bandes latérales, on extrait alors le signal $\delta(t)$ exempt du bruit d'intensité de la source (figure I.8). On notera qu'une détection différentielle aura la même sensibilité qu'une technique homodyne et que la contrainte du réglage précis des deux bras de l'interféromètre de la détection homodyne n'a plus lieu d'être.

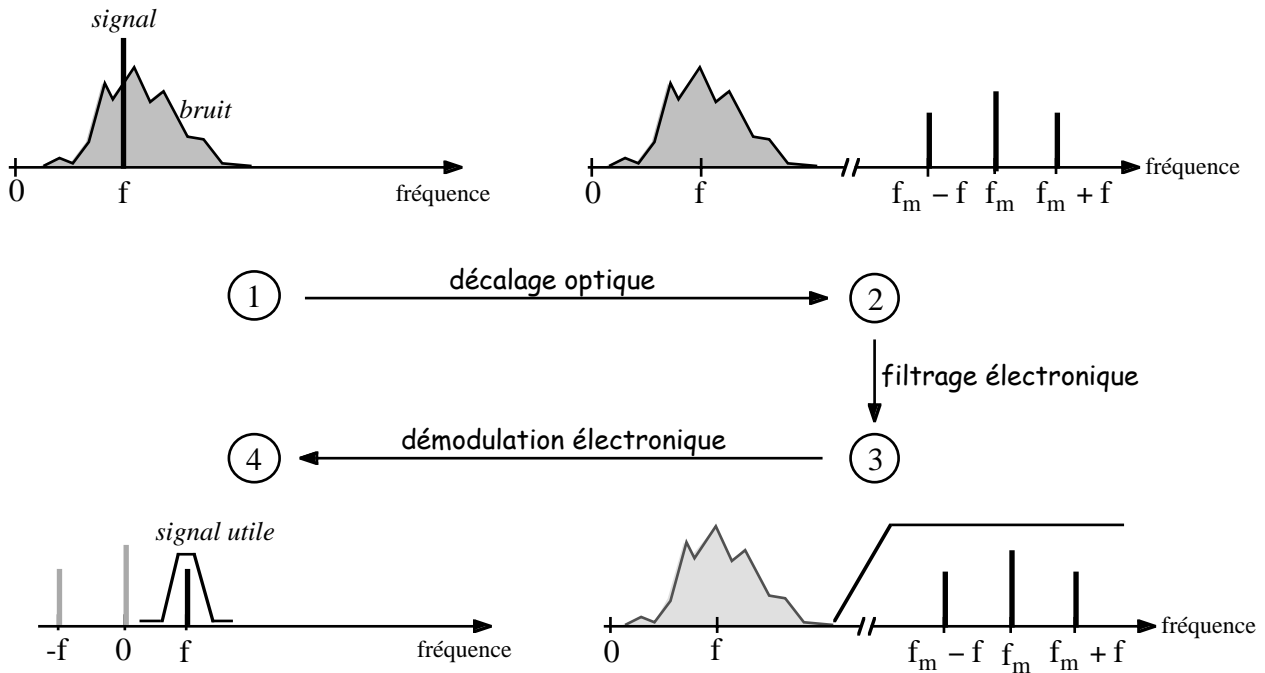


Figure I.8 : Principe de la détection hétérodyne.

- cas des forts déplacements pour une détection hétérodyne

En raison de l'effet Doppler la fréquence du faisceau signal réfléchi par la cible est décalée de f_d . Le signal de battement est alors décalé par rapport à Δf , et le suivi temporel de ce décalage permet d'accéder directement à la vitesse v de la cible qui vaut,

$$v = \frac{\lambda f_d}{2} \quad (\text{I.10})$$

La sonde développée par la société Polytec [7] permet, suivant l'électronique de traitement, d'atteindre par exemple des vitesses jusqu'à 20 mm.s^{-1} pour une plage de fréquence variant de $0,1 \text{ Hz}$ à 25 kHz ou jusqu'à 20 m.s^{-1} pour 50 kHz de bande passante (la résolution passe de $0,3$ à $2 \mu\text{m.s}^{-1}$).

- une limite : le théorème d'antenne

Jusqu'à présent nous avons supposé que les sondes fonctionnaient avec des cibles parfaites et des ondes planes, ce qui leur assure une sensibilité maximale. Si le faisceau signal réfléchi est déformé

par la cible, on parle de faisceau tavelé, l'interférence ne s'effectue plus en teinte plate et la sensibilité chute dramatiquement à cause des contributions de phase aléatoire de chaque gain de tavelure sur la figure d'interférence. La parade consiste le plus souvent à coller sur les cibles des petits morceaux de ruban adhésif rétro-réfléchissant. Cette méthode peu académique n'est pas toujours pratique. Elle est possible lorsque l'on étudie une structure de génie civil comme un pont, mais ne l'est plus du tout lorsque l'on travaille sur des fruits.

Prenons le cas simple où les deux ondes sont planes mais ne sont pas parfaitement colinéaires. L'écart angulaire entre elles va alors limiter la sensibilité de l'interféromètre (figure I.9) (terme en θ dans l'expression (I.3)). Nous savons que le pas du réseau d'illumination créé diminue avec l'angle entre les faisceaux. C'est à dire qu'il existe un angle limite pour lequel le demi interfrange est au moins égal à la pupille du détecteur. En-deçà on peut considérer que le détecteur voit bien une teinte plate. Au-delà il intégrera plusieurs franges et le signal diminuera. Par exemple pour une longueur d'onde $\lambda = 1\mu\text{m}$ et un diamètre de détecteur $\phi = 1\text{ mm}$, l'angle limite vaut 5.10^{-4} rad.

Ce calcul simple peut-être généralisé au cas d'une onde signal tavelée colinéaire avec une onde de référence donnée (en générale plane). On obtient le théorème d'antenne [8] qui relie l'efficacité de la détection hétérodyne à l'étendue géométrique du faisceau tavelé (ou plus généralement à l'intégrale de recouvrement des deux ondes pour des ondes signal et référence quelconques). Le théorème d'antenne montre que pour avoir une efficacité non nulle de la sonde, il faut filtrer l'onde signal jusqu'à ce qu'elle ne contienne plus qu'un seul grain de tavelure, soit en la diaphragmant (ce qui fait perdre de la lumière et donc réduit l'intensité détectée), soit en augmentant la taille des grains de tavelures (en focalisant fortement le faisceau d'éclairage sur la cible). Même si ce filtrage est possible il faut encore choisir un gain de tavelure brillant ce qui dépendra fortement de l'orientation de la cible.

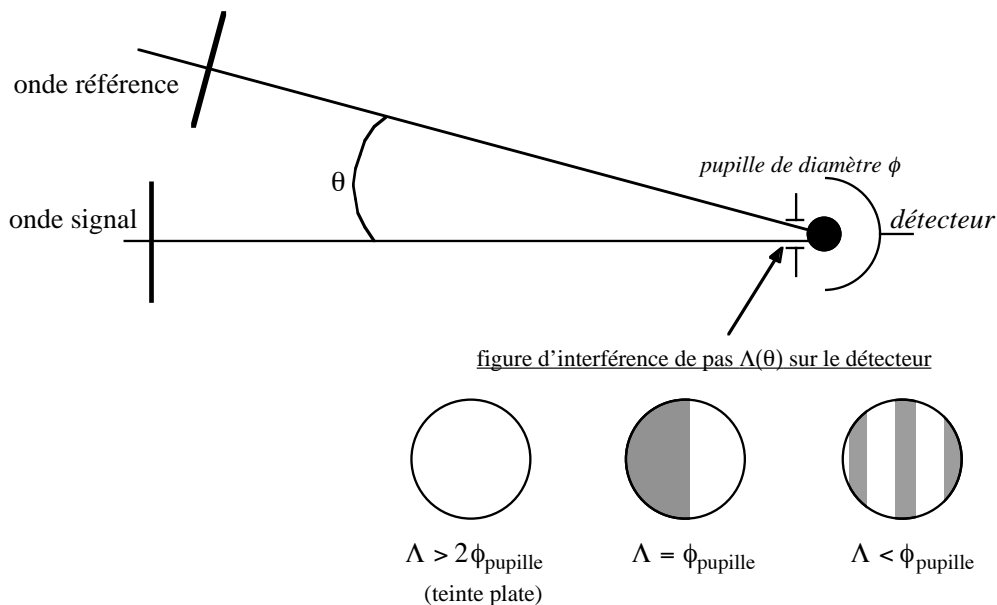


Figure I.9 : Le théorème d'antenne dans un interféromètre.

Le théorème d'antenne constitue la limite pour les sondes interférométriques à la mesure de vibrations sur des surfaces diffusantes. Nous allons maintenant présenter des sondes interférométriques insensibles à l'état de surface de la cible.

1.2.b.2 - Sondes insensibles aux tavelures

- interféromètre à décalage

L'idée consiste à faire interférer l'onde signal tavelée avec elle même décalée temporellement. Considérons le cas simple d'un interféromètre de Michelson dans lequel on envoie l'onde signal tavelée (figure I.10). En jouant sur la différence de longueur L entre les deux bras de l'interféromètre on compare deux ondes décalées temporellement d'une durée $\tau = 2L/c$. L'ajustement permet alors de mettre en quadrature les deux ondes. On montre que l'optimum pour un tel système dépend de la fréquence f de l'excitation et il est obtenu pour $L = c/4f$. Soit pour $f = 10$ MHz, $L = 7,5$ m. Cette valeur est bien évidemment irréalisable. Le signal mesuré ici est proportionnel à la dérivée du déphasage de l'onde donc à la vitesse instantanée de la vibration. Ainsi l'interféromètre à décalage fonctionne comme un vélocimètre.

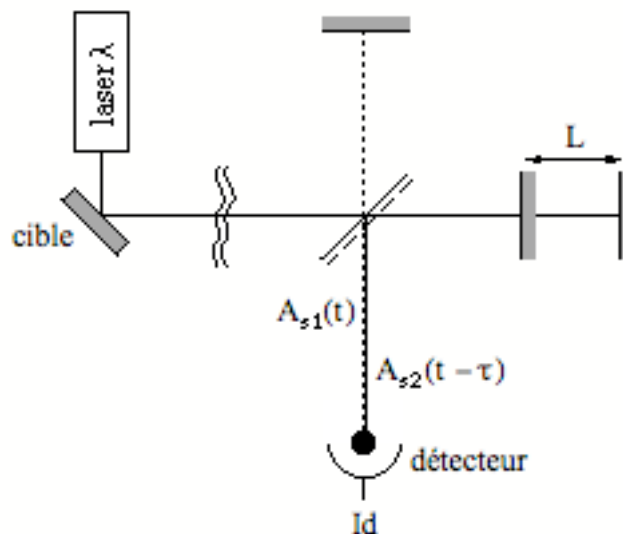


Figure I.10 : Interféromètre de Michelson à décalage.

Pour contourner ce problème, le décalage est obtenu par de multiples traversées d'une partie de l'onde signal dans une cavité Fabry-Pérot confocal [9]. Après recombinaison on obtient des anneaux dont seul l'anneau central sert à la détection. La réponse d'un tel système est de type passe bande à haute fréquence avec une fréquence d'autant plus haute que la longueur de la cavité est faible. De plus il est nécessaire d'asservir la longueur de la cavité à la longueur d'onde du laser. Ce type de sonde est exclusivement utilisé pour la mesure d'ultrasons.

Un capteur industriel a été développé. Il présente pour une cavité de 50 cm de long avec une réflectivité de 50% (à 1,06 μm), une bande passante de 2 à 15 MHz (la sensibilité est quatre fois moins bonne qu'un interféromètre de Mach-Zehnder). Divers systèmes utilisant le principe de la cavité Fabry-Pérot ont été développés. Nous retiendrons seulement qu'il nécessite des réglages délicats et présente une transmission passe bande (où passe haut pour certaine variante) limitant leur utilisation au domaine des vibrations hautes fréquences.

- interféromètre à filtrage laser

Le principe est identique à un interféromètre de Michelson. On fait interférer une onde de référence issue d'un laser qui va vers le détecteur (face arrière de la cavité) et une onde signal issue de la réflexion de l'onde laser qui va vers la cible (face avant) (figure I.11). La cavité optique du laser va filtrer spatialement l'onde de retour et le milieu à gain va l'amplifier compensant ainsi les pertes dues au filtrage. L'interférence peut alors se faire en teinte plate. Le phénomène est appelé "self-mixing" [10]. La perturbation induite par l'onde retour crée invariablement une perturbation du fonctionnement du laser qui complique fortement la modélisation de ce type de capteur. L'allure du signal est équivalente à la réponse d'un interféromètre de Michelson avec repliement des franges, mais avec une mesure du sens du déplacement obtenue directement. La sensibilité peut atteindre $3,5 \cdot 10^{-13} \text{ m} / \sqrt{\text{Hz}}$ ce qui constitue une bonne sensibilité pour ce type de système auto-aligné et très simple à mettre en oeuvre. Pour la mesure de vibrations ultrasonores, le système est plus compliqué à mettre en place en raison d'un contrôle automatique du gain pour se placer sur un grain de tavelure brillant [11].

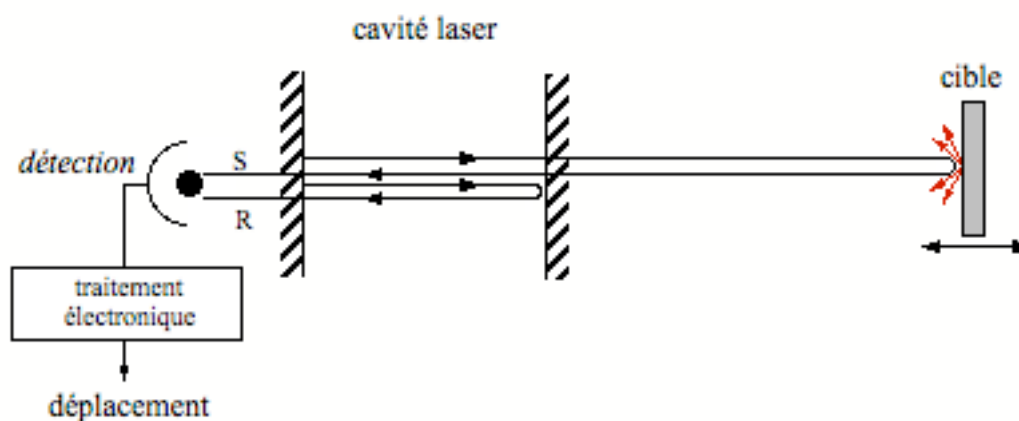


Figure I.11 : Principe du self-mixing pour la mesure d'amplitude de vibrations.

L'ensemble des techniques interférométriques décrites dans ce paragraphe présente de très bonnes performances. La commercialisation de certaines d'entre elles montre bien leur intérêt. Qu'elles soient sensibles ou non à l'état du front d'onde de la lumière diffusée par la cible, elles souffrent tout de même parfois de réglages extrêmement contraignants. La solution ultime consiste

à adapter les fronts d'ondes ce que l'holographie fait très bien. La mesure absolue du déplacement est de plus tributaire d'un traitement du signal souvent complexe.

- capteurs à fibres optiques

Ces capteurs utilisent des fibres optiques pour le transport du faisceau lumineux non collimaté vers la cible et pour détecter la lumière réfléchiée par celle-ci. La distance mesurée entre la cible et la sonde est fonction de la quantité de lumière captée. Ces systèmes offrent une résolution sub-micrométrique pour des fréquences allant jusqu'à 20 kHz. Ce système de mesure nécessite tout de même une distance "statique" sonde-cible inférieure au mm (sonde Philtec).

I.2.c - L'holographie au service de la mesure de vibration

Dans un interféromètre classique l'onde référence est fixée (le plus souvent par le miroir de référence) tandis que l'onde signal varie avec la cible utilisée. Le théorème d'antenne montre que tout écart de forme ou d'orientation limite les performances de l'interféromètre. La solution consisterait à créer une onde référence identique à l'onde signal. L'holographie permet d'enregistrer sur un support la structure de l'onde signal et de la restituer pour fournir un faisceau identique en tout point à cette dernière qui sera alors utilisé comme onde de référence, comme une détection homodyne. En pratique l'hologramme doit pouvoir s'adapter à tout changement de l'onde signal (structure spatiale et temporelle) ce qui impose de travailler avec un support holographique dynamique. L'utilisation de support consommable tel que les gélatines est donc à exclure.

Nous allons décrire deux processus holographiques permettant la réalisation de capteur totalement insensible à l'état de surface de la cible.

I.2.c.1 - Le mélange deux ondes

L'interférence de deux ondes crée un réseau d'illumination dont le pas est lié à l'angle entre les faisceaux. Si le faisceau issu de l'objet est modulé temporellement, nous nous apercevons dans la formule de l'intensité totale (I.3) que la figure d'interférence "vibre" dans la direction (y) perpendiculaire à l'axe de propagation à la même fréquence que la modulation de phase $\varphi(t)$ de l'onde signal issue de l'objet. On dit qu'il y a glissement des franges (figure I.12).

Plaçons maintenant un support holographique dynamique dans la région d'interférence. Le matériau photosensible va pouvoir transformer la figure d'illumination, c'est à dire l'amplitude du champ d'interférence, en une figure d'indice complexe. C'est la phase d'écriture de l'hologramme. On parle de mélange deux ondes lorsque la phase d'écriture et la phase de lecture sont effectuées de manière simultanée par les deux même ondes, en l'occurrence ici l'onde signal et l'onde référence.

Dans les calculs nous nous limitons au cas de deux ondes planes. Nous pouvons bien évidemment généraliser au cas d'ondes tavelées puisqu'il s'agit d'un processus holographique.

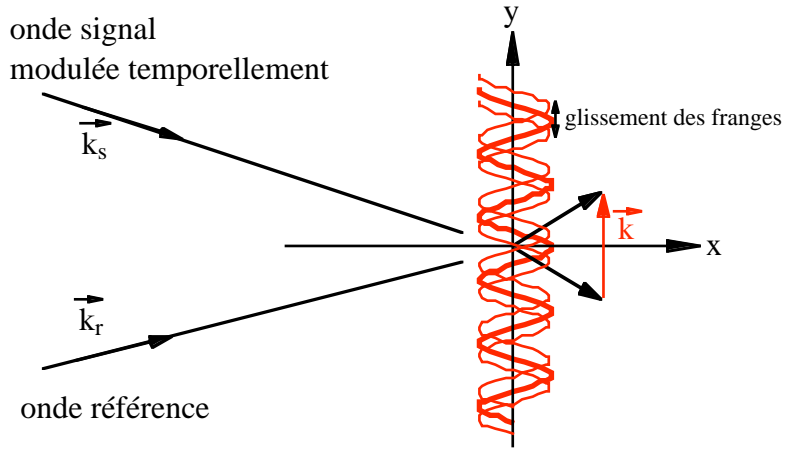


Figure I.12: Glissement des franges d'interférence d'une onde signal modulée et d'une onde référence.

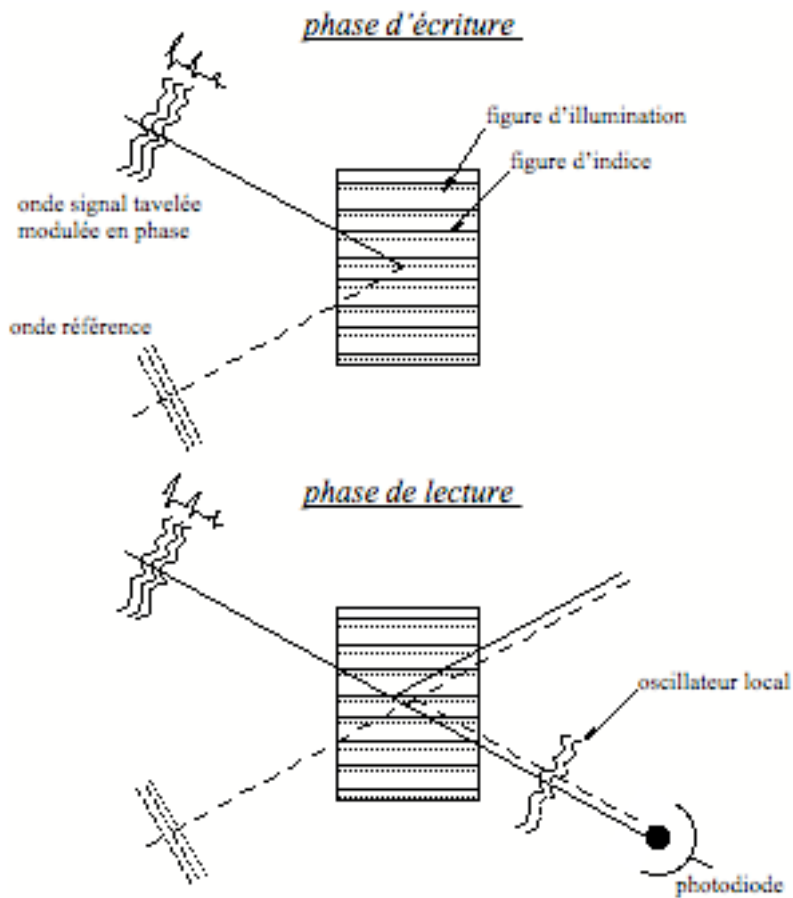
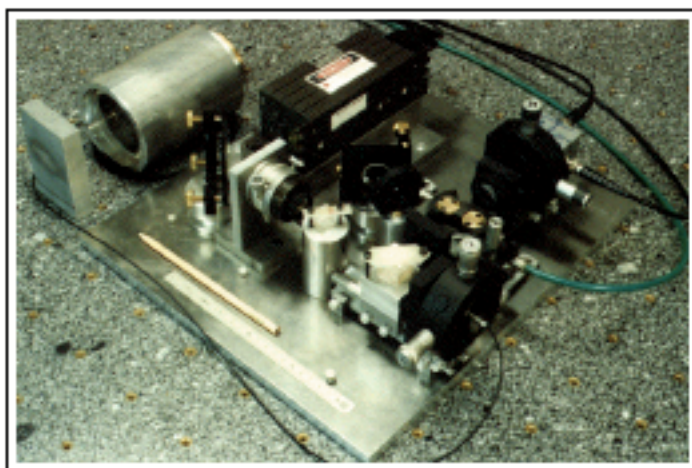


Figure I.13 : Principe de l'holographie dynamique.

L'onde référence va diffracter sur l'hologramme qu'elle a elle-même créé. La condition de Bragg est alors automatiquement vérifiée et l'ordre 1 de diffraction (appelé oscillateur local) aura la même direction et le même front d'onde que l'onde signal transmise. Les deux ondes peuvent interférer en teinte plate. La démodulation de la phase est obtenue à l'aide d'une simple photodiode (figure I.13). Comme dans une détection homodyne la mise en quadrature des faisceaux optimisera bien évidemment la détection. Le processus est caractérisé par un temps caractéristique de construction de l'hologramme appelé temps de réponse. C'est lui qui va conditionner les performances du capteur et déterminer son domaine de fonctionnement.

- régime hautes fréquences : capteur holographique d'ultrasons



Du prototype.....
(Institut d'Optique, 1997)

.....A la production
(Tecnar Automation, 2000)



Figure I.14 : Photo du prototype développé à l'Institut d'Optique et du capteur commercialisé par la société canadienne Tecnar Automation.

Le premier régime de fonctionnement est celui où la fréquence de la vibration est très grande devant l'inverse du temps de réponse. Le matériau ne sera donc pas capable de suivre les variations de déplacement de la cible. Il y aura brouillage des franges. Pour accéder à une mesure il faut

impérativement limiter ce brouillage et donc que le déplacement soit très petit devant l'interfrange, c'est à dire $\varphi(t) \ll \pi/2$. Dans ce cas, le support enregistre un hologramme fixe (correspondant à la position moyenne de la figure d'interférence vibrant sur place). La phase de lecture est alors possible (figure I.13). Il n'y a donc pas d'information de la modulation de phase sur l'oscillateur local (diffraction d'un faisceau stationnaire sur un hologramme stationnaire). Dans ce cas, la démodulation, c'est à dire la transformation de la modulation de phase en modulation d'intensité mesurable, est réalisée par une simple photodiode comme dans une sonde homodyne. On accède directement à un signal proportionnel au déplacement. Dans ce régime, nous sommes en mesure d'accéder à des déplacements très faibles (typiquement < 10 nm) pour des fréquences supérieures au kHz (sans limite autre que celle de l'électronique vers les hautes fréquences). De plus le système sera insensible aux bruits parasites basses fréquences car le matériau s'adapte naturellement aux vibrations plus lentes que le temps de réponse.

Ce type de capteur a été intensément étudié ces dernières années par l'Institut des Matériaux Industriels au Canada [12] en collaboration avec le groupe "Matériaux non linéaires et applications" de l'Institut d'Optique [13-14-15]. Le matériau holographique utilisé est un cristal photoréfractif. La limite de détection de ce genre de système dépend des conditions d'utilisation (processus de diffraction) et du gain du matériau. Des études comparatives de diverses architectures [16] (article donné en complément à la fin du manuscrit) ont montré qu'en régime continu la sensibilité peut atteindre la sensibilité des sondes interférométriques classiques tout en étant insensible à l'état des fronts d'ondes signal et référence. Ce qui permet de travailler sur des pièces brutes avec des formes complexes. De plus les faisceaux peuvent être transportés par des fibres optiques multimodes ce qui permet de déporter la tête de mesure. Un capteur basé sur ce principe a été commercialisé par une société canadienne [17] (figure I.14).

- régime basses fréquences : vers un vibromètre holographique

Dans le capteur d'ultrasons, décrit ci-dessus, la mesure de forts déplacements (grand devant la longueur d'onde) entraîne un brouillage des franges et l'hologramme ne peut pas s'inscrire. Pour lever cette limitation, l'hologramme doit être mobile et suivre le déplacement des franges. Dans ce régime l'onde de référence diffracte sur un réseau mobile et l'oscillateur local va alors porter une partie de l'information de la modulation de phase de l'onde signal. Les deux ondes interfèrent toujours en teinte plate sur une photodiode et on montre que le signal électronique est maintenant proportionnel à la vitesse instantanée de la cible. Le capteur fonctionne alors en vélocimètre. Pour la mesure de grand déplacement il est donc nécessaire d'avoir un matériau rapide. Typiquement, le capteur sera plutôt sensible aux vibrations basses fréquences et la mobilité de l'hologramme doit permettre de mesurer des déplacements beaucoup plus importants, du μm au mm (comparé au nm du capteur d'ultrasons). A noter qu'un capteur basé sur une détection hétérodyne a été développée et utilisé pour la mesure de vibrations et de déplacement [18].

Nous avons vu que dans une détection homodyne la mise en quadrature n'est plus nécessaire à fort déplacement en raison du défilement des franges (référence fixe). Ici la référence s'adapte partiellement et compense ce défilement, si bien qu'il est aussi impératif de mettre en quadrature l'onde signal et l'oscillateur local pour optimiser la détection et obtenir une réponse linéaire.

Nous présenterons dans la suite de ce manuscrit l'étude et la réalisation de ce capteur holographique pour la détection de vibrations basses fréquences et de grandes amplitudes. Nous emploierons indifféremment les termes capteur, vibromètre et vélocimètre pour désigner ce système optique.

1.2.c.2 - La force photo-électromotrice

Dans un matériau photoconducteur le réseau d'illumination créé par interférence de l'onde signal tavelée et de l'onde référence engendre un réseau de porteurs libres (réseau de photoconductivité) en phase avec le réseau d'illumination.

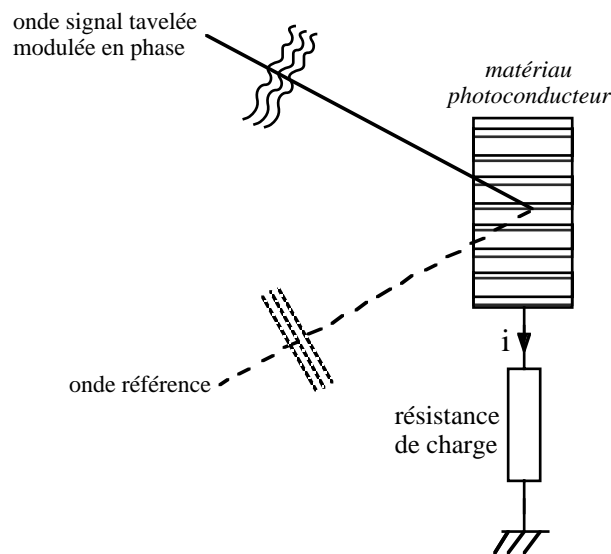


Figure I.15 : Schéma de principe d'un capteur basé sur l'effet de force photo-électromotrice.

La redistribution des charges va créer un champ de charge d'espace déphasé de $\pi/2$ par rapport au réseau d'illumination. Si aucun faisceau n'est modulé, le courant mesuré "aux bornes du cristal" est nul. La modulation de phase du faisceau signal engendre, comme nous l'avons vu, une vibration du réseau d'illumination et donc du réseau de porteurs libres. Si la modulation est très faible ($\varphi \ll \pi/2$) et de fréquence élevée le champ de charge d'espace n'aura pas le temps de bouger. Le déplacement du réseau de photoconductivité par rapport au réseau de champ induira un courant directement proportionnel à la modulation de phase [19]. Pour des modulations de plus faible fréquence le champ de charge d'espace peut suivre, avec un certain retard, les modulations du réseau de charges.

Le courant devient comme dans le cas du vibromètre holographique proportionnel à la vitesse de la cible [20]. La mesure du courant i s'effectue généralement grâce une résistance de charge (figure I.15). Dans ce système on peut obtenir des temps de réponse très rapide. Le cristal peut donc absorber toute la lumière. Le matériau fait directement office de détecteur. Une forte absorption ne sera pas une limitation. Comme pour le capteur holographique les réglages sont extrêmement simples. Cependant la sensibilité bien qu'indépendante de la nature des fronts d'onde est inférieure de plus d'un ordre de grandeur à celle obtenue par le capteur à mélange deux ondes [19]. Un capteur d'ultrasons basé sur ce principe est commercialisé par la société américaine Lasson Technologies [22].

I.2.d - Conclusion

Les techniques de mesures de vibrations sont nombreuses et variées. Elles présentent chacune des avantages et des inconvénients allant du coût de production à la sensibilité. Les cales piézo-électriques et les accéléromètres sont très appréciés pour leur très bon rapport qualité prix, tandis que les capteurs optiques offrent la possibilité de mesures non destructives et sans contact. Les interféromètres passifs offrent une très bonne sensibilité de mesure mais présentent le plus souvent de réglages délicats et nécessitent pour le régime de forts déplacements un traitement complexe des signaux. De plus, la sensibilité de certains capteurs décroît fortement pour la mesure sur des cibles diffusantes. L'utilisation de l'holographie dans des matériaux dynamiques tels que les cristaux photoréfractifs permettent d'adapter les fronts d'ondes tout en assurant des réglages faciles. Les capteurs pour la mesure d'ultrasons étant déjà commercialisés nous nous intéresserons à l'étude et à la réalisation d'un vibromètre à mélange deux ondes photoréfractif pour la détection de vibrations basses fréquences et de grandes amplitudes. Le choix et la caractérisation du matériau holographique rapide, le développement d'un modèle théorique et la caractérisation du capteur feront l'objet des chapitres suivants.

II - IDENTIFICATION ET UTILISATION D'UN MATERIAU PHOTOREFRACTIF RAPIDE

II.1 - L'effet photoréfractif

L'effet photoréfractif est un moyen simple d'inscrire un hologramme dynamique. Il n'est pas la seule solution à notre problème. Mais parce que nous avons une bonne connaissance et pour des raisons pratiques d'approvisionnement, nous avons opté pour ce type de matériau avec ses points forts et ses points faibles. L'avenir nous dira s'il s'avère être un bon candidat pour notre application.

II.1.a - Présentation historique

Mis en évidence en 1966 dans les laboratoires Bell aux Etats-Unis [23] l'effet photoréfractif est d'abord apparu comme un défaut optique du matériau non linéaire étudié. Il a été un temps appelé "dommage optique" en raison des déformations du front d'onde émergeant. Mais rapidement la communauté scientifique a compris l'intérêt de cette propriété si désagréable pour le doublage de fréquence et les modulateurs électro-optique. En 1968 le premier hologramme est inscrit dans ce type de matériau [24] et va ainsi permettre le développement des recherches axées sur le stockage massif de données. Malheureusement des problèmes liés à l'effacement temporaire des hologrammes ont limité les performances de ces nouvelles mémoires optiques. Mais la science a su s'adapter et de nouvelles idées ont jailli de l'esprit fertile des chercheurs qui ont su profiter de la réversibilité de l'enregistrement (cycle d'inscription-effacement) pour la réalisation de nouvelles fonctions dans le traitement en temps réel de l'information. Citons par exemple, le miroir à conjugaison de phase pour la correction dynamique des distorsions induites à des faisceaux laser dans les amplificateurs optiques [25-26], les filtres de nouveauté [27], l'holographie dynamique intra-cavité laser pour la sélection de modes [28,29], les capteurs de vibrations ultrasonores [30-31], les filtres de Bragg pour les télécommunications [32], la reconnaissance de formes ou de signaux [33].....En parallèle s'est développée une physique du matériau photoréfractif pour une meilleure compréhension du phénomène ainsi qu'une optimisation des caractéristiques intrinsèques nécessaires aux diverses applications citées. Les ferroélectriques tel que BaTiO_3 - $\text{Ba}_x\text{Ca}_{1-x}\text{TiO}_3$ - KNbO_3 , les sillénites tel que BSO - BGO - BTO, les semi-conducteurs tel que CdTe - GaAs - InP, les polymères, les cristaux liquides constituent une partie de la vaste famille des matériaux photoréfractifs.

II.1.b - Présentation physique

Un cristal photoréfractif est un matériau **photoconducteur** et **électro-optique**. Sous illumination non uniforme, des charges libres (électrons et/ou trous) excitées vont migrer vers un autre site [34]. La redistribution des charges électriques va créer un champ électrique interne dit champ de charge d'espace. Ce champ va induire par les propriétés électro-optiques du matériau une variation d'indice local. L'hologramme est inscrit. Cette inscription est régie par une cinétique de premier ordre avec un temps de réponse τ . Plusieurs caractéristiques décrivent l'effet photoréfractif [35]. Il est sensible à l'énergie reçue. C'est à dire que nous pouvons induire une variation d'indice aussi bien avec des faisceaux laser continus de faible puissance qu'avec des faisceaux laser pulsés plus puissants. Il est totalement réversible. Un éclairage uniforme ou l'excitation thermique permettent d'effacer toute variation d'indice locale. Le modèle de l'effet photoréfractif le plus accepté est un modèle de transport par bande bien connu dans la physique des semi-conducteurs [36-37] (figure II.1). Les charges libres se déplacent dans les bandes de conduction et de valence suivant que l'on a des électrons ou des trous. Ces porteurs libres proviennent d'un niveau dit "profond" situé dans la bande interdite du matériau. Les centres de ce niveau existent sous deux états de charge, neutre et ionisé. Neutres, ils sont susceptibles d'émettre un électron ou recevoir un trou et ionisés de recevoir un électron ou émettre un trou. A noter que l'énergie de l'illumination devra nécessairement être inférieure à l'énergie de bande interdite du matériau et supérieure ou égale à l'énergie minimale pour photo-exciter le piège. Et enfin, pour assurer la neutralité électrique dans le matériau, il est nécessaire de faire intervenir des niveaux superficiels donneurs et accepteurs. Proche des bandes de conduction et de valence ils ne participent pas au processus photoréfractif. Dans la bande de conduction et de valence les porteurs libres se déplacent par diffusion libre ou sous la force d'un champ électrique interne ou externe. Ils se recombinent alors dans le niveau profond. Sous éclairage non uniforme la redistribution des charges va créer un champ électrique interne appelé champ de charge d'espace. Enfin les propriétés électro-optiques du cristal permettent de transformer le champ de charge d'espace directement lié à la figure d'illumination en une variation locale d'indice. Les matériaux avec lesquels nous travaillons sont isotropes non-centrosymétriques et deviennent anisotropes sous champ par effet Pockels.

Nous utilisons dans notre application un cristal d'Arséniure de Gallium (GaAs). Dans le cas du GaAs, le défaut profond sur lequel est basé le transfert de charges est un défaut natif, appelé niveau EL2, présent sous deux états de charges, neutre (EL2⁰) et ionisé (EL2⁺) [38]. De nombreux travaux ont permis d'identifier ce centre et permis de développer un modèle spécifique [II.14 et II.15]. Nous présentons dans la suite les équations caractéristiques de l'effet photoréfractif établies à partir du modèle développé pour le GaAs.

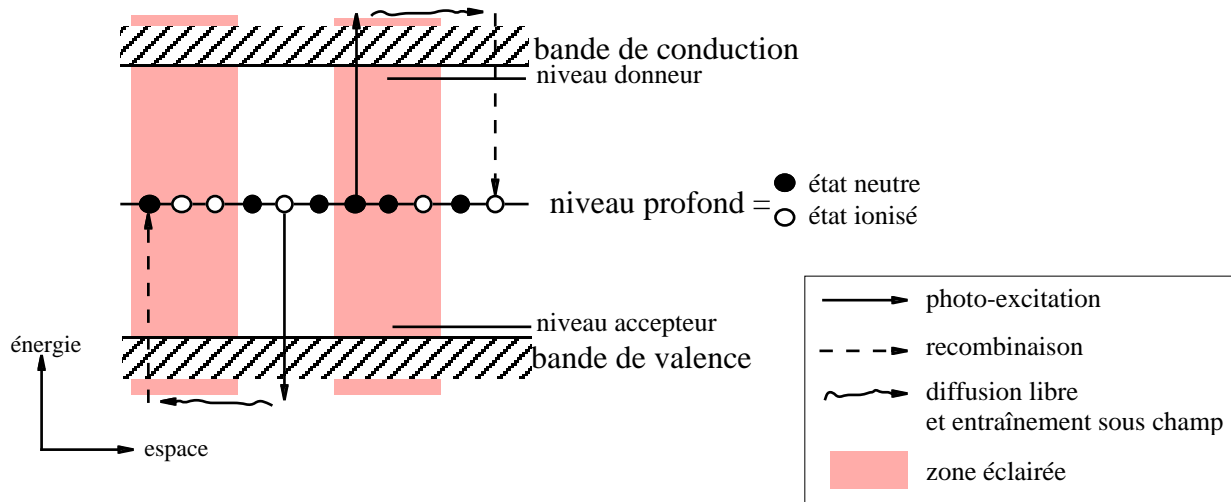


Figure II.1 : Mécanisme du transfert de charge dans un matériau photoréfractif.

II.1.c - Equations caractéristiques

Pour résoudre les équations de base de l'effet photoréfractif qui régissent le mécanisme de transfert de charges dans le matériau, nous utilisons l'approximation du régime quasi continu [35]. On considère que l'illumination totale est faible et que le réseau d'illumination, produit par l'interférence de deux faisceaux, a une faible modulation. C'est à dire que le rapport entre les amplitudes des deux ondes est très grand (typiquement >100). Lorsque le cristal est éclairé par une figure d'interférence modulée spatialement, on écrit l'illumination totale comme :

$$I = \bar{I} \left(1 + m \Re \left[e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \right] \right) \quad (\text{II.1})$$

où \bar{I} est l'intensité moyenne de l'éclairage, m la modulation du réseau et \vec{k} le vecteur d'onde du réseau d'interférence (pas du réseau $\Lambda = 2\pi / k$)

En première approximation, la redistribution des charges crée un champ de charge d'espace modulé spatialement avec le même pas que la figure d'illumination et avec une amplitude complexe E_1 du réseau de champ de charge d'espace gouvernée par une équation différentielle temporelle du premier ordre,

$$\frac{\partial E_1}{\partial t} + \frac{E_1}{\tau} = m \frac{E_{sc}}{\tau} \quad (\text{II.2})$$

On retrouve τ le temps de réponse du matériau et m la modulation du réseau d'illumination. mE_{sc} correspond à l'amplitude complexe maximale (état stationnaire) que peut prendre E_1 . E_{sc} sera alors le champ obtenu à l'état stationnaire pour une modulation de 1.

τ et E_{sc} sont définis par les relations suivantes (II.3) et (II.4) dans le régime de diffusion (sans champ appliqué) et pour un pas assez petit devant les longueurs de diffusion des électrons et des trous (condition généralement remplie dans les semi-conducteurs comme le GaAs) [39],

$$\tau = \frac{\varepsilon k_B T}{e^2} \frac{1}{(A_n \alpha_n + A_p \alpha_p) \bar{I}} \frac{k^2}{1 + \frac{k^2}{k_0^2}} \quad (\text{II.3})$$

$$E_{sc} = -i \frac{k_B T}{e} \cdot \xi_0 \cdot \frac{k}{1 + \frac{k^2}{k_0^2}} \quad (\text{II.4})$$

où,

- k_0 est l'inverse de la longueur d'écran de Debye. Il représente la valeur de k qui maximise l'amplitude du champ de charge d'espace. On a :

$$k_0^2 = \frac{e^2}{\varepsilon k_B T} N_{\text{eff}} \quad (\text{II.5})$$

avec N_{eff} la densité effective de pièges, soit pour le GaAs :

$$N_{\text{eff}} = \left[EL2^+ \left[EL2^0 \right] \right] / \left(\left[EL2^0 \right] + \left[EL2^+ \right] \right) \quad (\text{II.6})$$

- α_n, α_p sont les coefficients d'absorption liés au mécanisme de photo-excitation des électrons et des trous avec $\alpha_n = S_n \left[EL2^0 \right]$ et $\alpha_p = S_p \left[EL2^+ \right]$ où S_n et S_p sont les sections efficaces de photo-ionisation des porteurs de charges (électrons et trous).

- $A_{n,p}$ rendent compte de l'influence de l'émission thermique des porteurs de charges,

$$A_{n,p} = \left(\beta_{n,p} + S_{n,p} \bar{I} \right) / S_{n,p} \bar{I} \quad (\text{II.7})$$

avec $\beta_{n,p}$ coefficients d'émission thermique. Lorsque l'illumination est suffisante pour que la photo-conductivité l'emporte devant l'excitation thermique on a $A_{n,p} = 1$ et E_{sc} est indépendant de \bar{I} .

- ξ_0 le taux de compétition électron-trou,

$$\xi_0 = \frac{(\alpha_n - \alpha_p)}{(A_n \alpha_n + A_p \alpha_p)} \quad (\text{II.8})$$

Si ξ_0 est supérieur à 0 alors les électrons sont les porteurs majoritaires pour l'effet photoréfractif et réciproquement si ξ_0 est inférieur à 0, les trous sont majoritaires. Les cas idéaux sont ceux qui correspondent à un champ interne maximal, soient $\xi_0 = 1$ ou $\xi_0 = -1$. Dans le cas des semi-conducteurs on a en général $\xi_0 < 1$ et éventuellement variable avec la longueur d'onde [40].

Le temps de réponse est inversement proportionnel à l'illumination moyenne du cristal. Plus on éclaire le matériau plus il est rapide. C'est, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le point important pour la réalisation du capteur. On devra aussi avoir le pas le plus grand possible (k le plus petit) pour diminuer au plus τ .

On notera que E_{sc} est imaginaire pur dans le cas du simple régime de diffusion. Cela indique simplement que le champ de charge d'espace est décalé d'un quart de franges par rapport au réseau d'illumination.

Le champ de charge d'espace va engendrer par effet électro-optique (effet Pockels) un réseau d'indice dont l'amplitude est directement proportionnelle à celle du réseau de champ. La diffraction sur ce réseau d'indice de deux ondes (habituellement un faisceau pompe d'amplitude E_p de polarisation \hat{e}_p et un faisceau sonde d'amplitude E_s de polarisation \hat{e}_s) l'ayant créé via l'effet photoréfractif va se traduire par un transfert d'énergie entre elles. On parle de mélange deux ondes. Le transfert énergétique se modélise sous la forme de deux équations qui couplent les deux ondes incidentes [37]. La "force" du transfert s'exprime par le gain photoréfractif γ . Il est caractéristique de l'efficacité de diffraction du réseau. Dans un matériau photoréfractif ce gain peut-être négatif ou positif et même complexe. Il est lié au champ de charge d'espace décrit plus haut. Il est défini comme,

$$\gamma = \frac{\pi n_o^3 r_{\text{eff}}}{i\lambda \cos\theta_{\text{int}}} \cdot (\hat{e}_p \cdot \hat{e}_s^*) \cdot E_{sc} \quad (\text{II.9})$$

θ_{int} est l'angle entre la direction de propagation et celles des faisceaux à l'intérieur du cristal. r_{eff} est appelé le coefficient électro-optique effectif. Il dépend de l'orientation du vecteur réseau et des polarisations des faisceaux par rapport aux axes cristallographiques du matériau. $(\hat{e}_s \cdot \hat{e}_p)$ est le produit scalaire des vecteurs unitaires \hat{e}_s et \hat{e}_p .

II.2 - Caractérisation photoréfractive du matériau holographique rapide

Nous venons de voir les principes de base de l'effet photoréfractif. Cet effet est particulièrement important et nous allons consacrer une partie de ce chapitre à une étude expérimentale du matériau holographique. Nous extrairons ainsi les paramètres influents et les paramètres intrinsèques du cristal pour la modélisation future du vibromètre. Nous nous intéressons plus particulièrement aux conditions permettant d'obtenir un temps de réponse le plus court possible.

L'utilisation d'un cristal de GaAs comme support holographique va conditionner la longueur d'onde de la source laser. Des sources puissantes sont facilement disponibles à $1,06 \mu\text{m}$. Nous retiendrons donc cette longueur d'onde pour notre application.

II.2.a - Présentation du matériau

Le cristal de GaAs utilisé a deux faces (110) polies et traitées antireflet à $1,06 \mu\text{m}$. Il fait 10 mm de long et la face d'entrée fait $7 \times 10 \text{ mm}^2$ (figure II.2). L'indice de réfraction du GaAs vaut $n_o = 3,48$ à $1,06 \mu\text{m}$. Sa classe de symétrie est $\bar{4}3m$ et ses coefficients électro-optiques non nuls r_{41} , r_{52} et r_{63} sont égaux entre eux et valent $1,72 \text{ pm.V}^{-1}$.

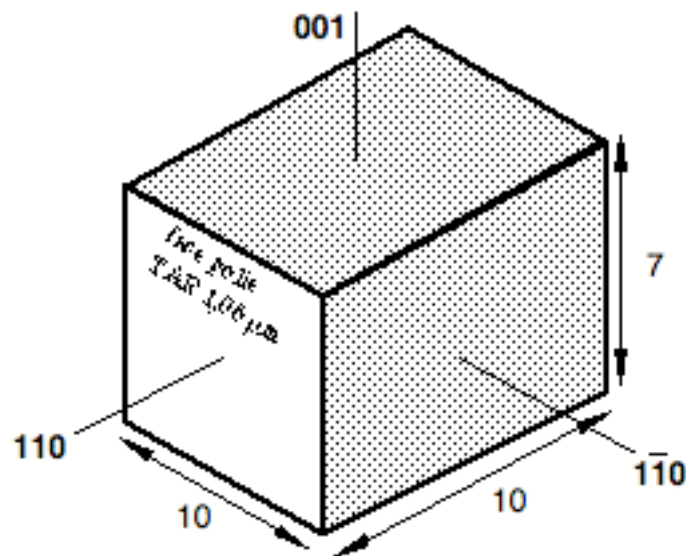


Figure II.2 : Géométrie et dimensions du cristal de GaAs (TAR = traitée antireflet).

La première mesure consiste à regarder l'évolution de l'absorption α du cristal en fonction de la longueur d'onde de l'illumination. La mesure a été effectuée avec un spectromètre prévu à cet effet sur la plage de longueur d'onde $800\text{-}2000 \text{ nm}$. La courbe obtenue est présentée en figure II.3. L'absorption à $1,06 \mu\text{m}$ vaut $1,36 \text{ cm}^{-1}$. Il s'agit d'un traitement analytique du signal brut dans lequel on a considéré que la réflectivité ($R = 1\%$) était constante avec la longueur d'onde. Ce n'est pas en toute rigueur exacte puisque le traitement, bien que large bande, est optimisé pour une longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$. Cela explique la remontée de α à $2 \mu\text{m}$, zone spectrale pour laquelle le GaAs n'absorbe pas. La valeur à $1,06 \mu\text{m}$ est quant à elle exacte.

A partir de cette première mesure nous pouvons effectuer une caractérisation photoréfractive du cristal.

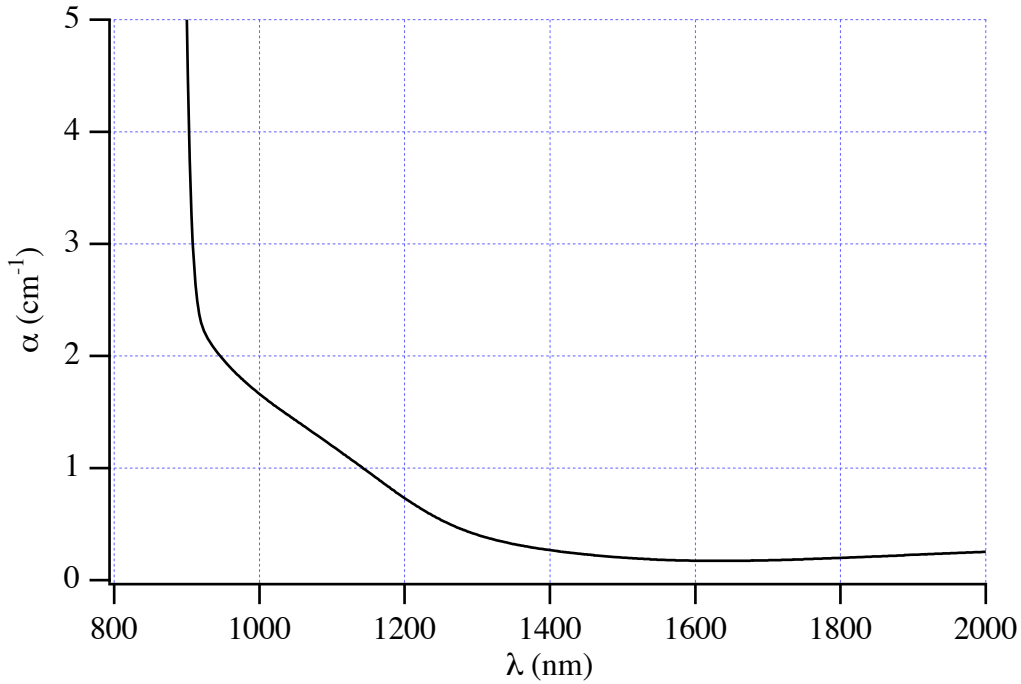


Figure II.3 : Absorption du cristal de GaAs en fonction de la longueur d'onde.

II.2.b - Mesure du gain photoréfractif

Compte tenu de la propriété du réseau d'indice d'être déphasé par rapport au réseau d'illumination, le phénomène de diffraction conduit à un transfert de l'énergie du faisceau pompe vers le faisceau sonde et donc à une amplification (ou une atténuation) du faisceau sonde [37]. Cette amplification est égale (quand l'intensité du faisceau sonde est beaucoup plus faible que l'intensité du faisceau pompe) à $e^{\Gamma x}$ avec Γ le gain photoréfractif en intensité qui est égal à $\Gamma = 2\Re(\gamma)$ (avec x l'épaisseur du cristal).

Nous caractérisons le cristal en régime de diffusion c'est à dire sans champ externe appliqué, ce qui implique que le gain est réel. Dans nos conditions d'utilisation ($\vec{k} // (\bar{1}\bar{1}0)$) le coefficient électro-optique effectif vaut $\pm r_{41}$ pour des polarisations des ondes identiques et égales à $\pm 45^\circ$. On parle ici de processus de diffraction isotrope car les ondes diffractées ont des polarisations identiques à celles des ondes incidentes (propagation le long des axes propres du cristal). On a pour le gain en intensité l'expression suivante d'après (II.9) et (II.4),

$$\Gamma = \pm \frac{2\pi n_o^3 r_{41}}{\lambda \cos\theta} \cdot \frac{k_B T}{e} \cdot \frac{\xi_o k}{1 + \frac{k^2}{k_o^2}} \quad (\text{II.10})$$

On voit que la pente à l'origine (lorsque k tend vers 0) permet de déterminer le coefficient de compétition électron-trou ξ_o . De même la position du maximum du gain permet de connaître la

valeur de k_o . Il suffit donc de mesurer le gain en fonction du module du vecteur d'onde k du réseau pour obtenir la valeur des deux paramètres inconnus (variables d'un échantillon à l'autre) ξ_o et k_o^2 . Il est évident que la valeur du coefficient électro-optique est supposée connue et exacte. La valeur du pas du réseau k étant directement liée à l'angle entre les deux faisceaux nous pouvons mesurer le gain pour différents pas en faisant varier l'angle θ_{int} ou plus exactement l'angle à l'extérieur θ . Lorsque les faisceaux entrent par la même face, on parle de mesures co-propageantes ($k_{co} = 4\pi \cdot \sin \theta / \lambda$). Malheureusement, en raison de problème de recouvrement et de la forte valeur de l'indice, nous ne pouvons pas atteindre dans ce cas des angles supérieurs à 30° (angle à l'extérieur), ce qui empêche d'atteindre le maximum de la courbe. Il est donc nécessaire d'effectuer une mesure avec des faisceaux entrant par des faces opposées (i.e. en configuration contre-propageante) pour obtenir une mesure de gain à grande valeur de k et ainsi pouvoir accéder à une mesure précise de k_o ($k_{contre} = 4\pi \cdot n_o \cdot \cos \theta_{int} / \lambda$) [41].

II.2.b.1 - Présentation du montage de mesure

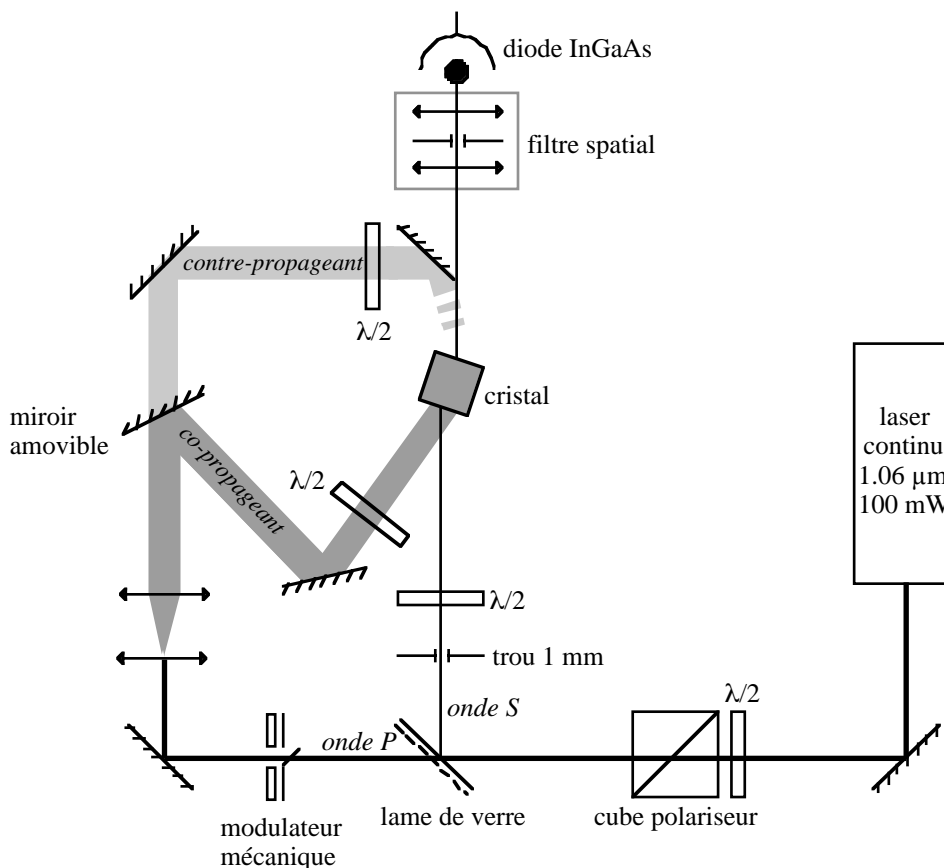


Figure II.4 : Montage de mesure de gain photoréfractif par mélange d'onde en configuration co- et contre-propageante.

On utilise un montage classique de mélange deux ondes (figure II.4). La source est un laser continu monomode longitudinal émettant à $1,06 \mu\text{m}$ et de 100 mW de puissance. Une lame demi-onde et un cube séparateur de polarisation permettent de contrôler la puissance totale dans le montage. Une simple lame de verre crée l'onde sonde (onde S) et l'onde pompe (onde P appelée aussi onde référence) assurant un bon rapport pompe/sonde (> 100). L'onde S est diaphragmée par un petit trou de diamètre 1 mm . Un modulateur mécanique placé sur le trajet de l'onde P, contrôlé par un générateur basses fréquences, permet de faciliter et d'optimiser les réglages. L'onde P est ensuite étendue grâce à deux doublets de focale 19 et 100 mm pour éclairer uniformément le cristal et assurer un bon recouvrement du faisceau sonde dans le cristal. Un miroir amovible permet de travailler en configuration co- ou contre-propageante. Des lames demi-onde permettent de régler la direction de la polarisation des ondes à l'entrée du cristal. Un filtre spatial devant le détecteur élimine une diffusion éventuelle de l'onde P dans le cristal. La photodiode de détection est en InGaAs, d'efficacité quantique $\eta=0,76$. Les ondes se propagent suivant la direction (110) .

Nous déterminons le gain photoréfractif en intensité pour une configuration donnée en mesurant I_o l'intensité de la sonde sans le faisceau pompe et I_p l'intensité de la sonde en présence du faisceau pompe. x est la longueur du cristal (figure II.4b). Le gain s'écrit alors :

$$\Gamma = \frac{1}{x} \ln\left(\frac{I_p}{I_o}\right) \quad (\text{II.11})$$

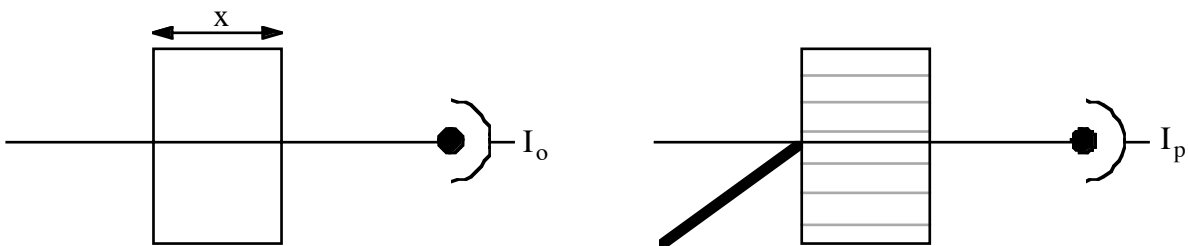


Figure II.4b : Mesure expérimental du gain photoréfractif en intensité.

II.2.b.2 - Mesures co- et contre-propageantes

Avant de procéder à une mesure du gain en fonction du pas, il est nécessaire de s'assurer de la saturation du gain. En effet si l'illumination sur le cristal est insuffisante la conductivité dans le noir l'emporte sur la photo-conductivité diminuant la valeur du gain. On définit donc un seuil d'éclairement \bar{I}_{noir} pour lequel les mécanismes de photo-excitation et d'excitation thermique ont même amplitude. La mesure consiste donc à regarder pour une configuration donnée (ici co-propageante en régime d'amplification et un pas de réseau fixé) l'évolution du gain en fonction de

l'illumination. Pour cela on fait varier la puissance du faisceau à la sortie du laser ce qui a pour avantage de fonctionner à rapport pompe/sonde constant. Le résultat de la mesure, obtenue pour une valeur du module du vecteur d'onde $k = 3,6 \mu\text{m}^{-1}$, est présenté en figure II.5.

L'ajustement théorique est obtenu par la relation (II.12) qui découle directement de l'équation (II.10) alliée à (II.4), (II.7) et (II.8) :

$$\Gamma = \frac{\Gamma_{\infty}}{1 + \frac{\bar{I}_{\text{noir}}}{\bar{I}}} \quad (\text{II.12})$$

où \bar{I} est la densité de puissance de l'éclairement incident, \bar{I}_{noir} est la valeur de cette densité de puissance pour laquelle le gain est divisé par 2 et Γ_{∞} le gain saturé. Pour ce cristal, nous obtenons $\bar{I}_{\text{noir}} = 0,8 \text{ mW.cm}^{-2}$. Dans nos mesures, nous nous plaçons autour de 100 mW.cm^{-2} . Le gain est donc largement saturé et indépendant de \bar{I} .

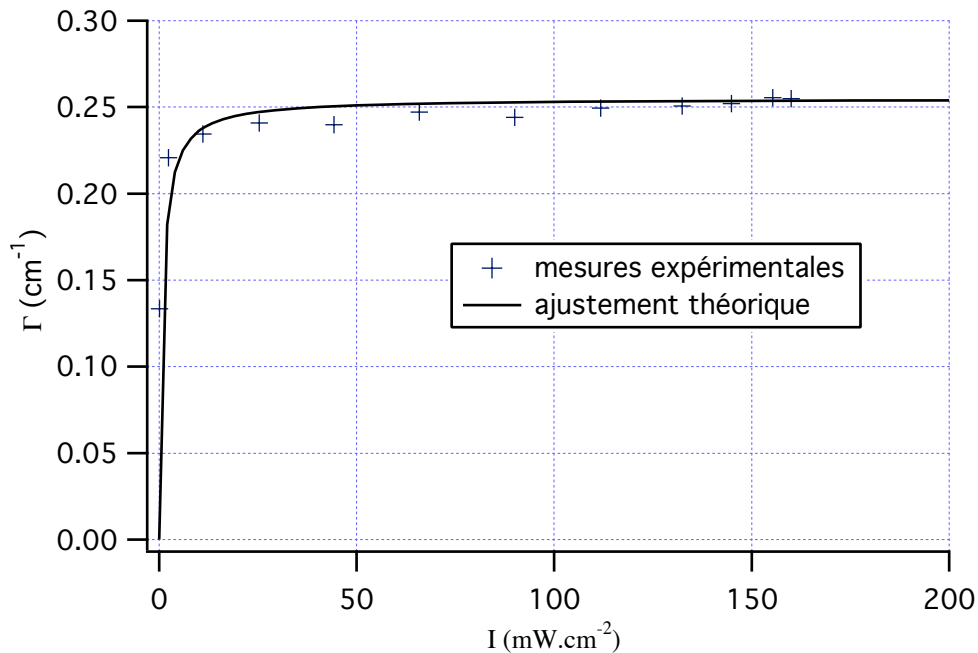


Figure II.5 : Evolution du gain en intensité Γ en fonction de l'illumination du faisceau pompe.

Cette vérification effectuée nous pouvons maintenant déterminer l'évolution du gain en fonction du pas du réseau. On mesure pour un pas donné le gain en amplification Γ_1 et celui en atténuation Γ_2 par simple changement de l'orientation des polarisations de $+45^\circ$ à -45° . La véritable composante photoréfractive du gain mesuré est $(\Gamma_1 - \Gamma_2) / 2$. En effet des phénomènes d'absorption induite (changement du coefficient d'absorption du matériau à cause du changement d'illumination) et de réseau d'absorption peuvent se produire dans le cristal diminuant ainsi le gain en amplification

et augmentant celui en atténuation. Dans un cas on mesure $\Gamma_1 = (\Gamma + \Delta\alpha)$, dans l'autre cas on mesure $\Gamma_2 = (\Gamma - \Delta\alpha)$, ce qui permet de déduire directement $\Gamma = (\Gamma_1 - \Gamma_2) / 2$ et $\Delta\alpha = (\Gamma_1 + \Gamma_2) / 2$.

Les **mesures co-propageantes** ne posent pas de problème particulier. Nous effectuons trois mesures du gain en dérégulant l'onde pompe à chaque fois, puis une moyenne est réalisée, ceci pour le régime d'amplification et d'atténuation. les mesures sont effectuées pour des angles entre faisceaux allant de 0° (gain nul) à 50° ($\theta = 25^\circ$ soit $k = 5 \mu\text{m}^{-1}$).

La **mesure contre-propageante** ne poserait pas de problème si la face $[001]$ était polie pour pouvoir faire propager les ondes dans la direction (001) . On montre que pour des polarisations identiques, soit verticales $r_{\text{eff}} = +r_{41}$, soit horizontales $r_{\text{eff}} = -r_{41}$ on passe d'un régime d'amplification à celui d'un régime d'atténuation. Malheureusement notre cristal est uniquement poli sur les deux faces $[110]$. Et si le vecteur réseau est suivant la direction $(\bar{1}\bar{1}0)$, le gain est alors nul quelle que soit la polarisation de l'onde. Pour "créer" du gain il faut faire tourner le réseau autour de \bar{z} d'un angle $\varphi = \arcsin\left(\frac{1}{n_o} \sin \varphi_e\right)$ (figure II.6) [15].

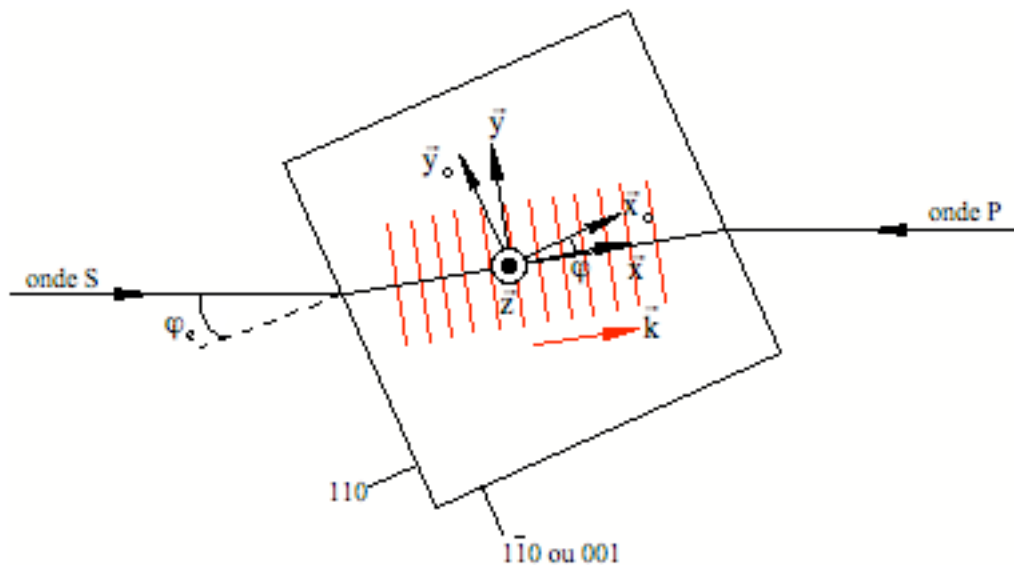


Figure II.6 : Méthode du réseau tournant pour la configuration contre-propageante. repère $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ associé au réseau / repère $(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})$ associé au cristal.

Pour obtenir du gain plusieurs cas sont possibles. Nous pouvons orienter les directions cristallines (001) ou $(\bar{1}\bar{1}0)$ suivant \bar{z} , et jouer sur la polarisation des ondes (verticale ou horizontale). Parmi ces diverses solutions nous ne retenons que celles dont le gain du réseau co-propageant parasite (dû à la réflexion de l'onde P à l'intérieur du cristal et qui se retrouve dans le même sens que l'onde S transmise) est nul, bien que la présence du traitement antireflet minimise cet effet. Finalement nous

retiendrons le cas où la direction $(\bar{1}\bar{1}0)$ est suivant \bar{z} et où les polarisations sont horizontales. Le gain dans cette configuration s'écrit en fonction de l'angle de rotation φ :

$$\Gamma = \Gamma_{\text{contre-propageant}} \sin \varphi (2 - 3 \sin^2 \varphi) \quad (\text{II.13})$$

$\Gamma_{\text{contre-propageant}}$ est le gain contre-propageant ramené au coefficient électro-optique r_{41} . C'est celui qui nous intéresse dans nos mesures de gain en fonction du pas. On détermine sa valeur en mesurant la pente à l'origine de la fonction $\Gamma(\varphi)$.

L'évolution du gain en fonction de l'angle de rotation interne φ est présentée ci-dessous sur la figure II.7. L'ajustement théorique est obtenu pour un gain contre-propageant de $0,6 \text{ cm}^{-1}$ et un décalage de $0,06 \text{ cm}^{-1}$. Ce décalage est probablement dû à un phénomène d'absorption induite (ou de réseau d'absorption) puisque la mesure ne permet pas de l'éliminer directement, le signe du transfert d'énergie (amplification et atténuation) dépend de l'angle de rotation φ . Il est aussi possible qu'une légère désorientation (quelques degrés) du cristal ne puisse pas être exclue pour expliquer ce décalage.

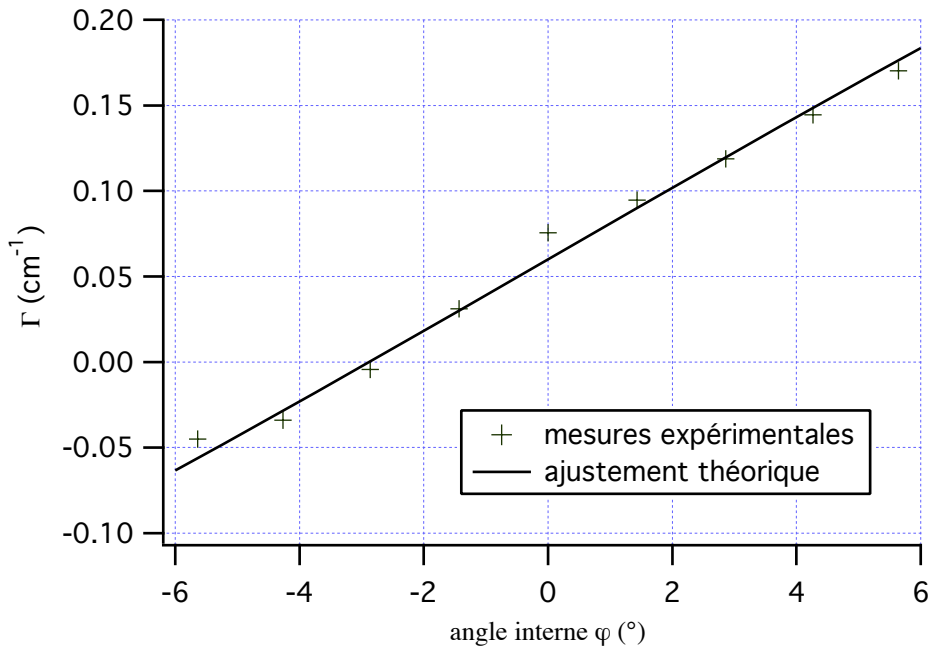


Figure II.7 : Evolution du gain Γ en fonction de l'angle interne du réseau φ par rapport aux directions cristallines.

Cette valeur du gain en contre-propageant combinée avec celle en co-propageant permettent d'obtenir les résultats présentés sur la figure II.8. L'ajustement théorique utilise la relation (II.10) avec $\xi_0 = 0,6$ et $k_0^2 = 455 \mu\text{m}^2$ soit une densité effective de pièges égale à $8,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

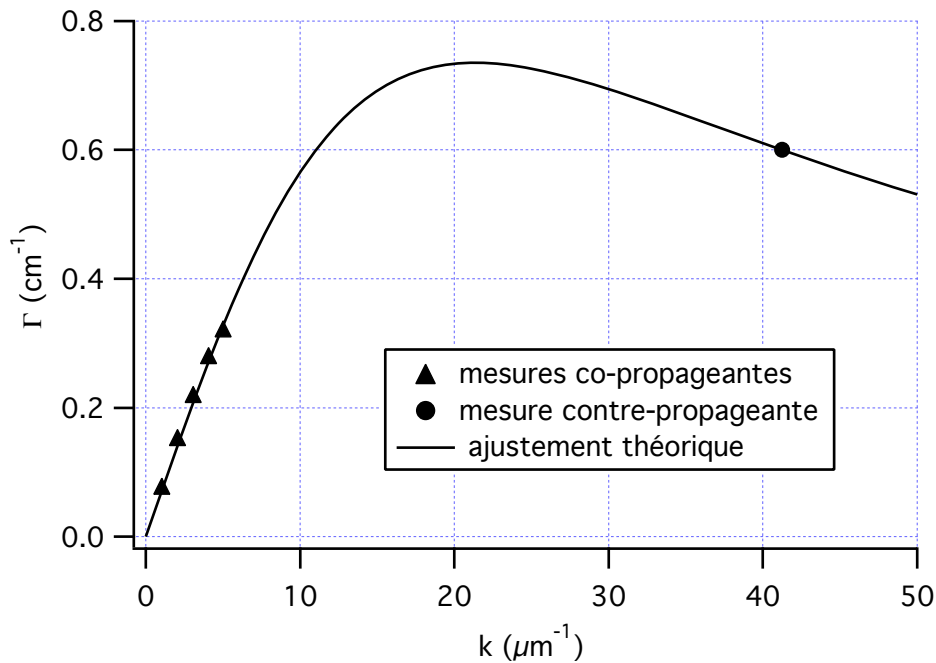


Figure II.8: Evolution du gain Γ en fonction du module du vecteur d'onde k du réseau.

Les valeurs trouvées pour le taux de compétition électron-trou et la densité effective de pièges sont celles attendues pour le GaAs. Notre mesure ne permet pas de connaître le signe des porteurs majoritaires mais pour le GaAs ce sont d'ordinaire les électrons qui s'imposent et le taux de compétition électron-trou est positif. Son signe s'annule vers $1,32 \mu\text{m}$ pour devenir négatif à plus grande longueur d'onde [40-41].

II.2.c - Mesure du temps de réponse

Le temps de réponse τ du cristal photoréfractif est le paramètre essentiel pour la réalisation du vibromètre. En effet, le capteur utilise, pour la mesure de vibration de grandes amplitudes par rapport à la longueur d'onde d'écriture, un hologramme dynamique qui doit suivre partiellement la figure d'illumination. Le temps de réponse dépend du pas du réseau mais est essentiellement inversement proportionnel à l'illumination totale incidente sur le cristal. Plus on éclaire, plus le matériau est rapide. Nous avons donc mesuré l'évolution de τ en fonction de la densité de puissance du faisceau pompe et comparé ce résultat au modèle théorique. Le temps d'établissement du réseau est de l'ordre de la milliseconde pour des éclairagements de quelques dizaines de $\text{mW}\cdot\text{cm}^{-2}$. Le montage (figure II.9) est quasiment identique à celui de la mesure du gain.

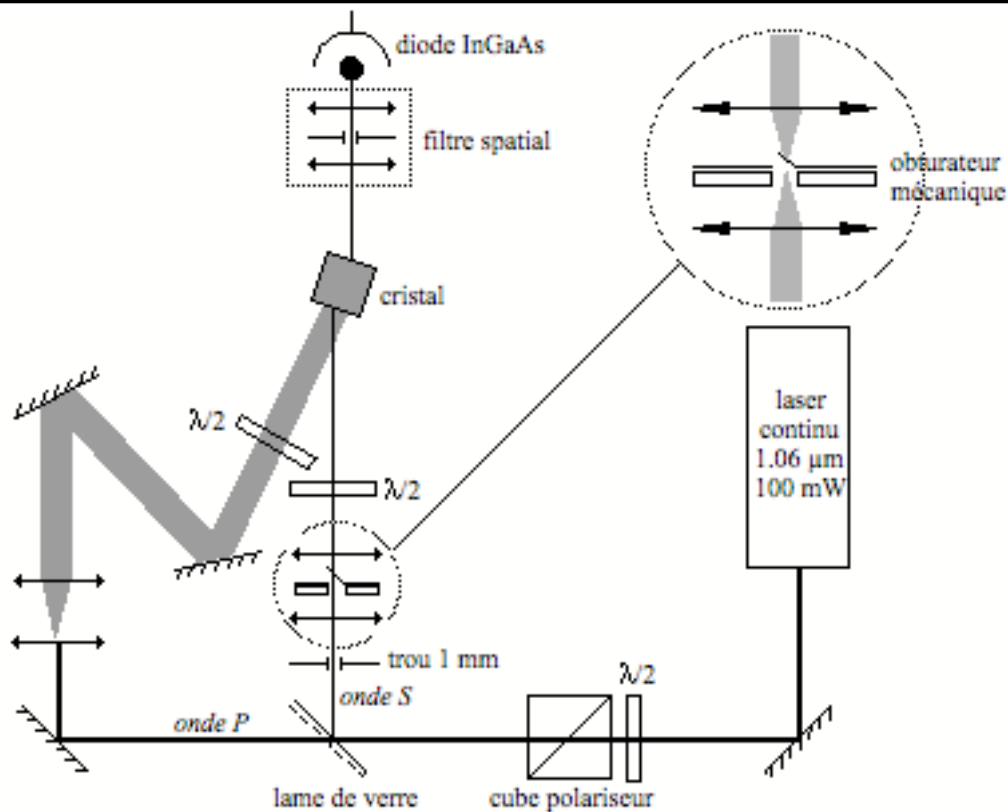


Figure II.9 : Montage de mesure du temps de réponse du cristal.

Nous modulons ici le faisceau signal pour garder une illumination constante sur le cristal (car $I_p \gg I_s$) et s'affranchir d'éventuelles redistributions de charges dans le matériau consécutives à une modulation de l'éclairement (absorption induite). Pour raccourcir le temps d'ouverture du faisceau signal, l'obturateur mécanique est placé au foyer d'un système afocal. De plus nous travaillons à faible éclairement pour que le temps de réponse du cristal soit moins rapide que celui de l'obturateur mécanique. On se place à un pas donné ($k = 4\mu\text{m}^{-1}$) en faisant varier la densité de puissance de l'onde P de $5 \text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ à $140 \text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$. Des exemples de cinétique d'établissement du réseau sont présentés en régime d'amplification (figure II.10) et d'atténuation (figure II.11) ainsi qu'une cinétique d'effacement du réseau obtenue en coupant le faisceau signal après écriture du réseau (figure II.12).

A partir des cinétiques d'établissement on détermine le temps de réponse. Deux méthodes sont possibles. L'une rapide consiste à mesurer la pente à l'origine et l'autre plus exacte consiste à ajuster la courbe théorique de la cinétique. Elle découle du formalisme mathématique de mélange deux ondes qui est le résultat de la résolution des équations du couplage dans le processus de diffraction isotrope et de construction du réseau qui tiennent compte de la variation de τ dans le cristal dû à l'absorption et du transfert d'énergie [42-43] ce qui implique une cinétique non purement mono-exponentielle.

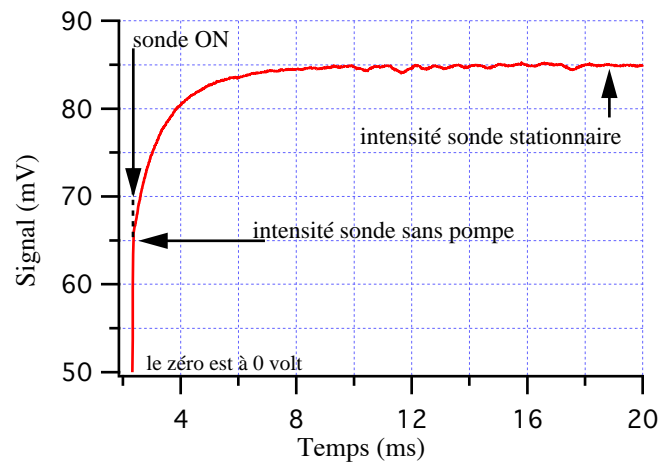


Figure II.10 : Exemple de cinétique d'établissement du gain en régime d'amplification

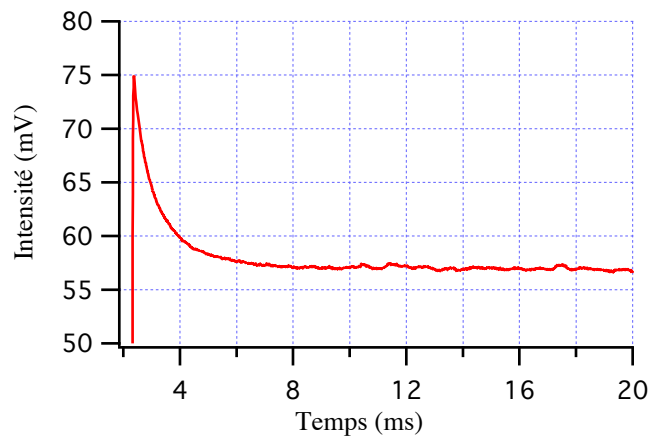


Figure II.11 : Exemple de cinétique d'établissement du gain en régime d'atténuation.

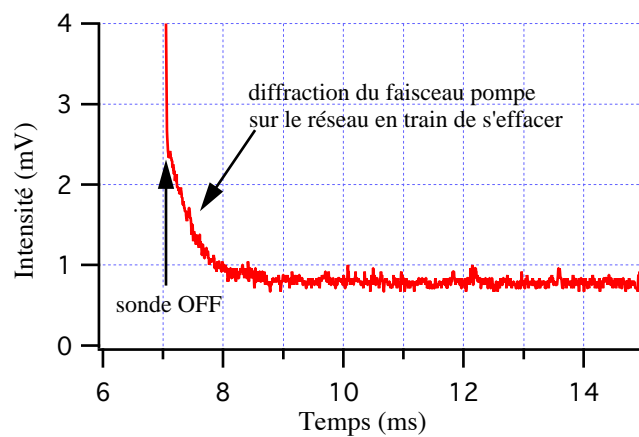


Figure II.12 : Exemple de cinétique d'effacement du réseau.

L'ajustement des cinétiques par une simple exponentielle est en fait correct. Mais le temps de réponse associé est deux fois plus grand que celui obtenu par les deux mesures citées. Ce facteur 2 correspond au terme correctif $e^{\alpha x/2}$ du temps de réponse au milieu du cristal. Puisque le modèle existe, nous l'utiliserons. Nous allons ici donner directement le résultat pour extraire le temps de réponse.

Dans la diffraction isotrope, le champ diffracté et le champ signal transmis ne font qu'un. Le modèle donne directement l'expression du champ signal à la sortie du cristal. C'est ce champ transmis que nous mesurons à l'aide du détecteur. Son expression est la suivante,

$$E_s(x, t) = E_s(0, 0)e^{-\alpha x/2} \left[1 + \int_0^t G(x, u) du \right] \quad (\text{II.14})$$

avec :

$$G(x, t) = \frac{e^{\alpha x} - 1}{e^{\alpha x}} \cdot \frac{e^{-t/\tau_0}}{\tau_0} \cdot \frac{\gamma}{\alpha} {}_1F_1 \left(\frac{\gamma}{\alpha} + 1, 2, \frac{e^{\alpha x} - 1}{e^{\alpha x}} \cdot \frac{t}{\tau_0} \right) \quad (\text{II.15})$$

où ${}_1F_1(a, b, z)$ est la fonction hypergéométrique confluyente, avec comme seule inconnue τ_0 le temps de réponse à l'entrée du cristal. α est le coefficient d'absorption en intensité et γ le gain photoréfractif en amplitude.

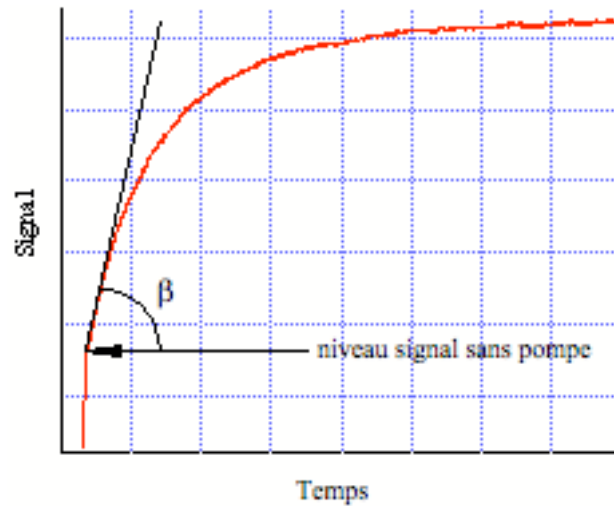


Figure II.13 : Mesure de la pente à l'origine.

La valeur de la pente β à l'origine (i.e. pour un niveau du signal sans le faisceau pompe) (figure II.13) s'écrit, dans le régime de diffusion, i.e. avec $\Gamma = 2\Re(\gamma)$, pour le signal en intensité $I_s(x, t) = |E_s(x, t)|^2$,

$$\beta = \left. \frac{\partial I_s(x, t)}{\partial t} \right|_{t=0} = I_s(0, 0) e^{-\alpha x} \frac{\Gamma}{\alpha \tau_o} (1 - e^{-\alpha x}) \quad (\text{II.16})$$

A partir de la mesure de la pente d'une part et de l'ajustement théorique de I_s sur le signal entier d'autre part on obtient, pour une illumination donnée, deux mesures du temps de réponse. On présente les résultats obtenus sur la figure II.14. Les courbes théoriques ont été obtenues à partir de l'expression (II.3) que l'on rappelle,

$$\tau = \frac{\varepsilon k_B T}{e^2} \frac{1}{(\alpha_n + \alpha_p) \bar{I}} \frac{k^2}{1 + \frac{k^2}{k_o^2}}$$

(la puissance incidente est ici suffisante pour que la photoconductivité soit supérieure à la conductivité dans le noir, soit $A_n=A_p=1$).

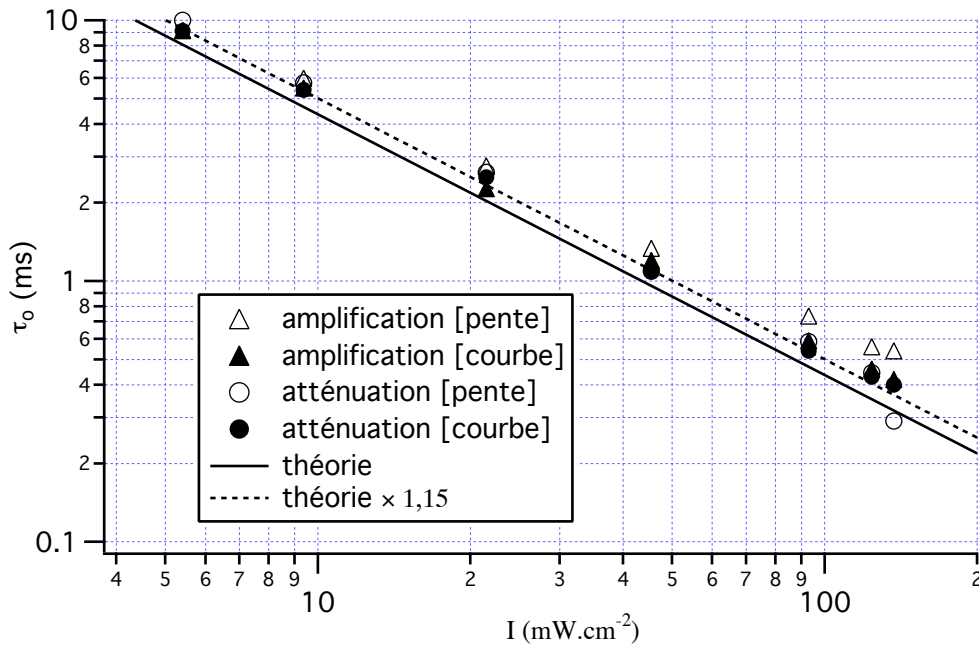


Figure II.14 : Evolution de τ_o en fonction de la densité de puissance du faisceau pompe.

[pente] = détermination de τ_o par la mesure de la pente à l'origine.

[courbe] = détermination de τ_o par l'ajustement de la cinétique complète.

La courbe en trait plein est l'évolution théorique sans ajustement. La courbe en pointillée est quant à elle le produit de la courbe sans ajustement par un facteur multiplicatif, que l'on a pris égal à 1,15. L'équation utilisée pour ajuster les résultats n'est pas complète. Certains paramètres comme les longueurs de diffusion des porteurs libres ne sont pas connues avec exactitude. Nous les avons négligées volontairement (car elles peuvent l'être devant d'autres paramètres) dans les équations présentées au début de ce chapitre. Il est possible qu'elles aient une légère influence dans

l'ajustement. A moins qu'une erreur systématique se soit glissée dans la mesure. Malgré cette incertitude les résultats expérimentaux sont assez cohérents avec les prédictions théoriques. On constate que la méthode de détermination du temps de réponse par la mesure de la pente à l'origine tend à s'écarter de la théorie pour les densités de puissance croissantes. En effet l'obturateur mécanique n'est plus assez rapide par rapport à la cinétique d'établissement du gain et on a quelques difficultés à déterminer exactement le début de la courbe et donc obtenir une mesure fiable de la pente.

Ayant mis en évidence que le modèle théorique utilisé décrit bien l'évolution du temps de réponse du cristal pour une configuration donnée nous pouvons prédire sans risque son comportement à plus forte illumination en régime continu. Des mesures effectuées en régime impulsionnel ont permis de valider la loi $\tau(I)$ pour des temps de réponse de l'ordre de 400 ns [44].

II.2.d - Conclusion

La caractérisation photoréfractive permet d'extraire les paramètres intrinsèques du matériau utilisé. Nous avons obtenu un taux de compétition électron-trou égal à 0,6 et une densité effective de piège d'environ $8,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Le gain et le temps de réponse évoluent, lors d'une expérience de couplage d'onde, avec le pas du réseau inscrit et avec l'illumination (pour τ seulement). Pour la réalisation du vibromètre nous avons vu l'intérêt d'avoir un matériau rapide pour pouvoir suivre les variations de la figure d'illumination. Il faut donc avoir une densité de puissance la plus élevée possible sur le cristal et un pas le plus grand possible sans oublier que le gain chute en conséquence (chute du signal de mesure, problème de bruit). Travailler à grand pas implique aussi d'avoir un angle entre les faisceaux faible ce qui empêchera de travailler avec des grandes ouvertures (faisceaux tavelés). C'est un compromis entre toutes ces contraintes qu'il faudra effectuer pour choisir les conditions d'utilisation optimale du cristal.

A titre d'exemple nous avons tracé l'évolution théorique du gain et du temps de réponse à l'entrée du cristal en fonction de k sous une illumination de $5 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (figure II.15). Pour obtenir un temps de réponse de $1 \mu\text{s}$ l'angle moyen entre les faisceaux devra se situer autour de 13° . Le gain en intensité correspondant sera de $0,1 \text{ cm}^{-1}$. Avec un laser émettant 100 mW la tache de focalisation aura un diamètre de 1,6 mm. L'ensemble du système optique devra être étudié pour obtenir un bon recouvrement du faisceau signal. Dans l'étude de ce capteur présentée dans la suite, nous ne chercherons pas à obtenir de telles performances. Nous nous bornerons à une caractérisation en vue d'établir un modèle fiable du fonctionnement du capteur de vibration.

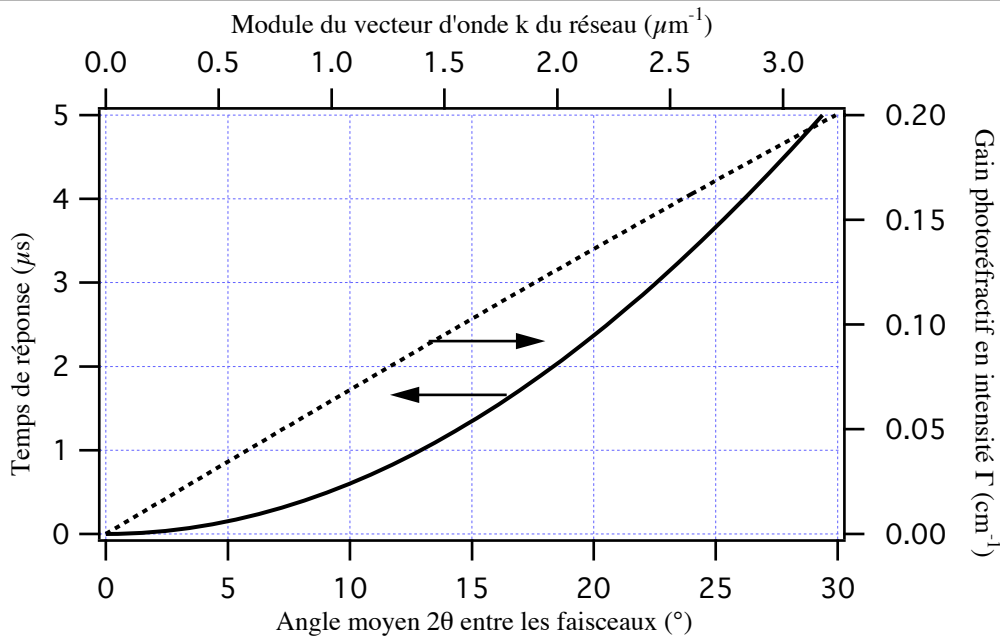


Figure II.15 : Evolution théorique du gain photoréfractif (trait pointillé) et du temps de réponse à l'entrée du cristal (trait plein) en fonction de l'angle θ pour une illumination 5 W.cm^{-2} .

II.3 - La diffraction anisotrope pour la mise en quadrature

La deuxième condition, que nous avons entrevue dans le chapitre I, pour réaliser au mieux le vibromètre est de pouvoir mettre en quadrature le faisceau signal porteur de l'information vibratoire et l'oscillateur local. Dans un matériau photoréfractif le réseau d'indice (l'hologramme) est déphasé de $\pi/2$ par rapport à la figure d'illumination dans un régime de diffusion libre de charges [35]. De plus le faisceau diffracté d'une onde sur un réseau d'indice présente une avance de phase de $\pi/2$ par rapport à l'onde transmise [45]. L'oscillateur local est donc soit en phase soit en opposition de phase avec l'onde signal (d'où le transfert d'énergie). Deux techniques sont possibles pour mettre en quadrature les faisceaux. L'une consiste à appliquer un champ électrique externe au cristal afin de remettre en phase la figure d'indice par rapport à la figure d'illumination ramenant ainsi le déphasage à zéro, et ainsi par le processus de diffraction apporter un déphasage de $\pi/2$ entre le diffracté et l'oscillateur local. Cependant l'application d'un champ tend à augmenter le temps de réponse du matériau. Une autre possibilité utilise la propriété d'une lame quart d'onde de déphaser de $\pi/2$ deux ondes de polarisations orthogonales coïncidentes avec ses axes neutres. Reste à ce que les deux ondes polarisées orthogonalement soient l'onde signal et l'oscillateur local. C'est ce que peut réaliser la diffraction anisotrope dans laquelle l'onde diffractée est polarisée orthogonalement à l'onde incidente. Nous allons décrire ce processus dans un matériau photoréfractif.

II.3.a - Processus de diffraction anisotrope

Nous allons décrire succinctement le mélange deux ondes dans un cristal photoréfractif pour en extraire les équations de bases dans le cas particulier de la diffraction anisotrope [46].

Considérons deux ondes \vec{E}_s et \vec{E}_p , de polarisations quelconques, incidentes symétriquement sur le cristal photoréfractif et se propageant dans la direction moyenne x . Nous allons étudier les variations de leurs composantes de polarisations horizontales et verticales lors de la propagation dans le matériau isotrope (figure II.16).

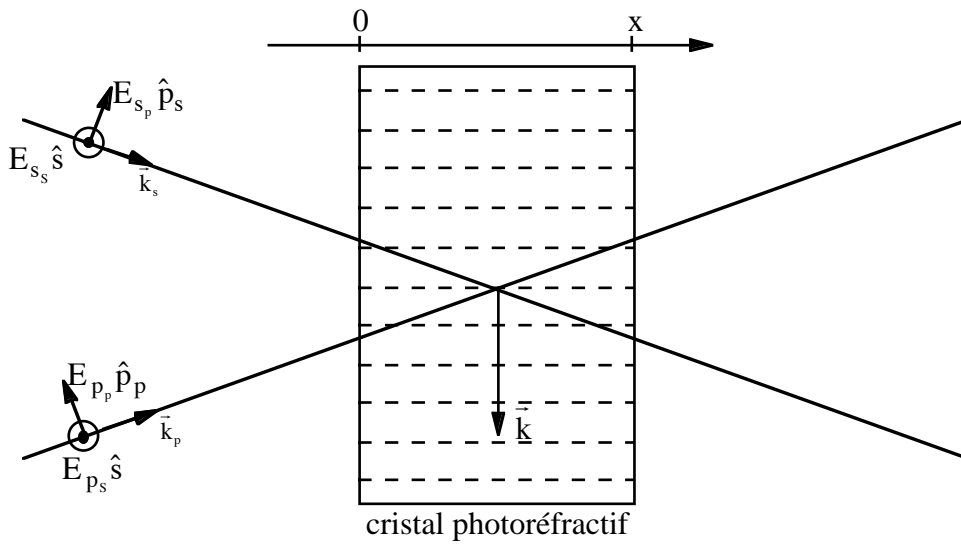


Figure II.16 : Diffraction sur un matériau photoréfractif.

On a les champs suivants :

$$\vec{E}_s = (E_{s_s} \hat{s} + E_{s_p} \hat{p}_s) e^{i\vec{k}_s \cdot \vec{r}} \quad (\text{II.17})$$

$$\vec{E}_p = (E_{p_s} \hat{s} + E_{p_p} \hat{p}_p) e^{i\vec{k}_p \cdot \vec{r}} \quad (\text{II.18})$$

où \vec{k}_s, \vec{k}_p sont les vecteurs d'onde des ondes \vec{E}_s et \vec{E}_p respectivement, \hat{s} le vecteur unitaire perpendiculaire au plan d'incidence, \hat{p}_s, \hat{p}_p les vecteurs unitaires orthogonaux aux vecteurs d'ondes respectifs \vec{k}_s, \vec{k}_p et parallèles au plan d'incidence.

Les deux ondes interférant dans le cristal photoréfractif inscrivent un réseau d'indice dont le vecteur associé s'écrit $\vec{k} = \vec{k}_p - \vec{k}_s$. Il faut préciser que le réseau n'est pas un simple réseau d'indice mais un réseau de biréfringence (les ondes incidentes ne sont pas orientées suivant les axes propres du cristal). C'est uniquement cette propriété qui va permettre d'obtenir un processus de diffraction anisotrope.

Les équations de diffraction (on peut parler ici de mélange deux ondes) régissant les amplitudes des deux champs dans le cas d'un régime de diffusion (déphasage de $\pi/2$ entre la figure d'illumination et le réseau d'indice) et dans un matériau de la classe de symétrie $\bar{4}3m$ (cas du GaAs) s'écrivent,

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_{s_s}}{\partial x} = \gamma \frac{\Delta n}{G} (\Gamma_{s_s p_s} E_{p_s} + \Gamma_{s_p p_p} E_{p_p}) - \frac{\alpha}{2} E_{s_s} \\ \frac{\partial E_{p_s}}{\partial x} = -\gamma \frac{\Delta n^*}{G^*} (\Gamma_{s_s s_s} E_{s_s} + \Gamma_{s_p s_p} E_{s_p}) - \frac{\alpha}{2} E_{p_s} \\ \frac{\partial E_{s_p}}{\partial x} = \gamma \frac{\Delta n}{G} (\Gamma_{p_s p_p} E_{p_p} + \Gamma_{p_s s_s} E_{s_s}) - \frac{\alpha}{2} E_{s_p} \\ \frac{\partial E_{p_p}}{\partial x} = -\gamma \frac{\Delta n^*}{G^*} (\Gamma_{p_p p_s} E_{s_p} + \Gamma_{p_p s_s} E_{s_s}) - \frac{\alpha}{2} E_{p_p} \end{array} \right. \quad (II.19)$$

Le premier terme de chaque équation différentielle caractérise la diffraction isotrope, le second terme la diffraction anisotrope et enfin le dernier l'absorption.

Dans ces équations, γ est le gain en amplitude photoréfractif défini par la relation (II.9). Δn est la variation d'indice du réseau. G est une constante de proportionnalité donnant la force du réseau d'indice et définie à l'état stationnaire par :

$$\Delta n_{\text{stat}} = \frac{Gm}{2} \quad (II.20)$$

m est la modulation des franges qui s'écrit :

$$m = 2 \frac{E_{s_s} E_{p_s}^* + E_{s_p} E_{p_p}^* \cos 2\theta_i}{E_{s_s} E_{s_s}^* + E_{s_p} E_{s_p}^* + E_{p_s} E_{p_s}^* + E_{p_p} E_{p_p}^*} \quad (II.21)$$

(θ_i est le demi angle des faisceaux à l'intérieur du cristal)

Γ_{ij} est une constante de couplage qui dépend des propriétés de symétrie du cristal et des polarisations des ondes \hat{i} et \hat{j} (avec $(i, j) = (\hat{s}, \hat{p}_s, \hat{p}_p)$)

Dans l'orientation particulière utilisée au chapitre II.2.b pour mesurer le transfert d'énergie on avait $\Gamma_{ii} = 1$ et $\Gamma_{ij} = 0$ pour $i \neq j$. Dans le cas où les ondes incidentes sur le cristal ($x < 0$) sont polarisées verticalement et entrent par la face $[110]$ et où le vecteur réseau est orienté suivant l'autre direction $(\bar{1}\bar{1}0)$ (figure II.17) (le vecteur unitaire \hat{s} est parallèle à la direction (001)), on a $\Gamma_{ii} = 0$ et $\Gamma_{ij} = 1$ pour $i \neq j$. Le système différentiel se simplifie et devient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_{s_s}}{\partial x} = \gamma \frac{\Delta n}{G} E_{p_p} - \frac{\alpha}{2} E_{s_s} \\ \frac{\partial E_{p_s}}{\partial x} = -\gamma \frac{\Delta n^*}{G^*} E_{s_p} - \frac{\alpha}{2} E_{p_s} \\ \frac{\partial E_{s_p}}{\partial x} = \gamma \frac{\Delta n}{G} E_{p_s} - \frac{\alpha}{2} E_{s_p} \\ \frac{\partial E_{p_p}}{\partial x} = -\gamma \frac{\Delta n^*}{G^*} E_{s_s} - \frac{\alpha}{2} E_{p_p} \end{array} \right. \quad (\text{II.22})$$

avec comme conditions initiales sur la face d'entrée du cristal pour les composantes horizontales : $E_{s_p}(x=0) = E_{p_p}(x=0) = 0$. Les composantes horizontales des faisceaux, inexistantes à l'entrée du cristal, sont créées au cours de la propagation par la diffraction des composantes verticales sur le réseau qu'elles ont inscrit. La configuration choisie permet de créer un oscillateur local E_{s_p} polarisé orthogonalement au faisceau signal E_{s_s} polarisé verticalement. Il s'agit du processus de diffraction anisotrope.

Nous allons encore simplifier le système (II.22) en effectuant l'hypothèse classique où l'amplitude du champ E_{s_s} est très inférieure à l'amplitude du champ E_{p_s} . Cela impose une faible modulation du réseau et donc par conséquent une efficacité de diffraction (caractérisée par le terme $\Delta n / G$) très petite. L'onde E_{p_p} est, d'après la dernière équation du système (II.22), issue de la diffraction sur le réseau de E_{s_s} . Par conséquent le premier terme de la première équation est négligeable (proportionnel à $(\Delta n / G)^2$). En effectuant le même raisonnement, on déduit que le premier terme de la deuxième équation est aussi négligeable. On réécrit le système suivant les simplifications énoncées :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_{s_s}}{\partial x} = -\frac{\alpha}{2} E_{s_s} \\ \frac{\partial E_{p_s}}{\partial x} = -\frac{\alpha}{2} E_{p_s} \\ \frac{\partial E_{s_p}}{\partial x} = \gamma \frac{\Delta n}{G} E_{p_s} - \frac{\alpha}{2} E_{s_p} \\ \frac{\partial E_{p_p}}{\partial x} = -\gamma \frac{\Delta n^*}{G^*} E_{s_s} - \frac{\alpha}{2} E_{p_p} \end{array} \right. \quad (\text{II.23})$$

Ces équations sont les équations de base de la diffraction anisotrope qui nous servirons dans la modélisation du vibromètre.

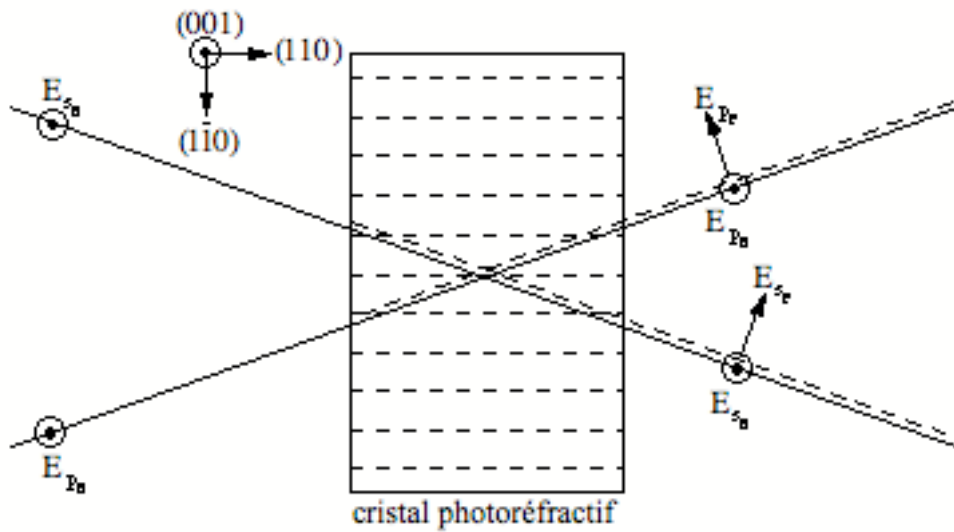


Figure II.17 : La diffraction anisotrope dans un cristal photoréfractif.

II.3.b - La mise en quadrature

Le système d'équations différentielles (II.23) couplées à l'équation régissant la cinétique de la variation d'indice permet de déterminer l'amplitude des différents champs à la sortie du cristal. en particulier E_{s_s} et E_{s_p} qui seront respectivement le faisceau signal et l'oscillateur local. Nous reviendrons dans les parties suivantes sur leur détermination. Nous allons maintenant nous intéresser à leur mélange après le cristal (figure II.18) pour obtenir le signal d'interférence qui nous intéresse.

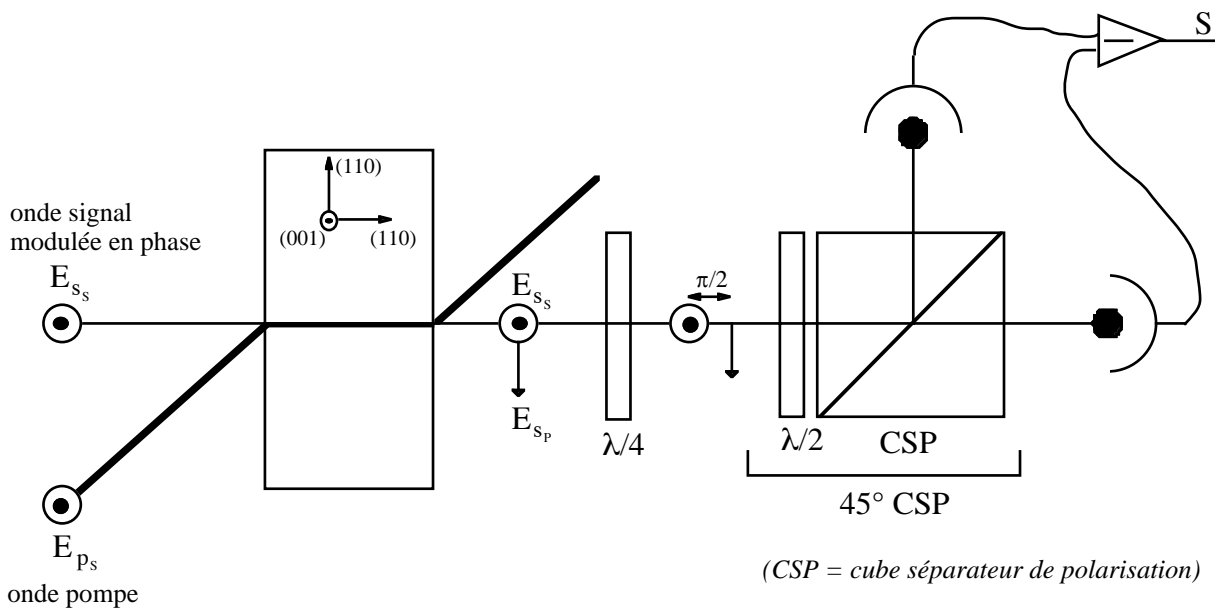


Figure II.18 : Schéma de principe du vibromètre photoréfractif.

Le champ total à la sortie du cristal $\vec{E}(x, t)$ est donc la somme des amplitudes vectorielles du champ diffracté polarisé horizontalement (oscillateur local) et du champ signal transmis polarisé verticalement.

$$\vec{E} = \vec{E}_{s_s} + \vec{E}_{s_p} \quad (\text{II.24})$$

avec $\vec{E}_{s_s} = E_{s_s} \hat{s}$ et $\vec{E}_{s_p} = E_{s_p} \hat{p}$.

Pour mettre en quadrature les deux ondes nous utilisons une lame quart d'onde dont les axes neutres coïncident avec les polarisations des deux ondes E_{s_s} et E_{s_p} . Mathématiquement cela revient à ajouter un déphasage de $\pi/2$ sur l'une ou l'autre des amplitudes complexes. Le champ résultant après la lame devient :

$$\vec{E}' = \vec{E}_{s_s} + \vec{E}_{s_p} e^{i\frac{\pi}{2}} = \vec{E}_{s_s} + i\vec{E}_{s_p} \quad (\text{II.25})$$

En analysant ce champ \vec{E}' par un cube séparateur de polarisations orienté à 45° on obtient sur les deux ports du cube séparateur de polarisations deux nouveaux champs résultants \vec{E}_+ et \vec{E}_- :

$$\begin{cases} E_+ = E_{s_s} \cos(45^\circ) + iE_{s_p} \sin(45^\circ) \\ E_- = E_{s_s} \cos(45^\circ) - iE_{s_p} \sin(45^\circ) \end{cases} \quad (\text{II.26})$$

Les intensités mesurées par chacune des photodiodes sont :

$$\begin{cases} I_+ = \frac{1}{2} \left\{ |E_{s_s}|^2 + |iE_{s_p}|^2 + 2\Re[E_{s_s}^* \cdot iE_{s_p}] \right\} \\ I_- = \frac{1}{2} \left\{ |E_{s_s}|^2 + |iE_{s_p}|^2 - 2\Re[E_{s_s}^* \cdot iE_{s_p}] \right\} \end{cases} \quad (\text{II.27})$$

Pour obtenir deux fois plus de signal et surtout s'affranchir du niveau continu des signaux et éventuellement de fluctuations parasites tel que le bruit d'intensité de la source laser, on mesure directement le signal différentiel $S = I_+ - I_-$ des deux détecteurs qui vaut, en utilisant les relations de (II.27) :

$$S = 2\Re \left[iE_{s_s}^* \cdot E_{s_p} \right] \quad (\text{II.28})$$

II.4 - Conclusion

Les propriétés photoréfractives d'un cristal semi-conducteur GaAs seront mises à profit pour la réalisation du futur vibromètre. Nous avons caractérisé ses performances photoréfractives et montré que des temps de réponse courts (de l'ordre de la μs) sont possibles avec des illuminations acceptables (quelques $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$). La possibilité d'obtenir facilement une mise en quadrature par simple utilisation d'une lame quart d'onde et une orientation correcte du cristal et des polarisations s'avère être un plus par rapport aux techniques homodynes qui nécessitent un réglage délicat.

III - VIBROMETRIE PHOTOREFRACTIVE DANS LE REGIME LINEAIRE

théorie et validation de la démodulation de phase

Nous allons maintenant étudier le fonctionnement du vibromètre photoréfractif et prédire la réponse théorique du capteur dans le régime linéaire de fonctionnement, c'est à dire lorsque sa réponse est proportionnelle à la vitesse de la cible en mouvement. Nous décrivons ensuite la réalisation expérimentale d'un prototype et comparons ses performances avec les modèles développés.

III.1 - Prédictions théoriques

Rappelons brièvement le principe de la démodulation. Nous envoyons dans un matériau photoréfractif une onde signal tavelée modulée en phase et une onde référence. Elles inscrivent un réseau d'indice mobile. L'onde référence va diffracter sur le réseau d'indice, dans la même direction et avec le même front d'onde que l'onde signal. Les deux ondes sont polarisées orthogonalement (processus de diffraction anisotrope). Une lame quart d'onde permet de mettre en quadrature les faisceaux. L'utilisation d'un cube séparateur de polarisation à 45° assure une détection différentielle c'est à dire sans niveau continu. Le problème mathématique se compose des équations de base de la diffraction anisotrope couplées à l'équation de construction du réseau par effet photoréfractif. Nous allons ici présenter la résolution de ces équations. Pour simplifier le problème nous négligeons dans un premier temps l'absorption du cristal. Cette approximation aura le mérite de faire ressortir les caractéristiques importantes du signal délivré par le vibromètre. Puis pour mieux rendre compte des résultats expérimentaux obtenus nous ferons intervenir l'absorption dans le modèle. Nous discuterons enfin des limites de fonctionnement du capteur.

III.1.a - Position du problème

La diffraction sur le réseau d'indice de l'onde signal portant l'information vibratoire et de l'onde pompe constituant la référence obéissent aux équations de la diffraction anisotrope (II.24) vues dans le chapitre précédent. Nous allons poser le problème pour pouvoir le résoudre dans le cas sans absorption et avec absorption par la suite.

Nous rappelons tout d'abord l'expression des différents champs en présence. La notation du champ E_{x_y} signifie que le champ $X = P$ ou S (i.e pompe ou signal) est polarisé suivant la direction $y = p$ ou s (i.e horizontal ou vertical). On a donc :

-
- L'onde signal incidente modulée en phase : $E_{s_s}(x, t)$
 L'onde pompe incidente stationnaire : $E_{p_s}(x)$
 L'onde diffractée dans la direction du signal : $E_{s_p}(x, t)$
 L'onde diffractée dans la direction de la pompe E_{p_p} , supposée très faible, est négligée

Les conditions aux limites pour les trois ondes utiles sont à l'entrée du cristal ($x = 0$) :

$$E_{s_s}(0, t) = E_{s_s}^0 e^{i\varphi(t)} \quad (\text{III.1})$$

$$E_{p_s}(0) = E_{p_s}^0 \quad (\text{III.2})$$

$$E_{s_p}(0, t) = 0 \quad (\text{III.3})$$

Les équations régissant la diffraction des ondes dans le cristal photoréfractif sont d'après (II.23),

$$\frac{\partial E_{s_s}(x, t)}{\partial x} = -\frac{\alpha}{2} E_{s_s}(x, t) \quad (\text{III.4})$$

$$\frac{\partial E_{p_s}(x)}{\partial x} = -\frac{\alpha}{2} E_{p_s}(x) \quad (\text{III.5})$$

$$\frac{\partial E_{s_p}(x, t)}{\partial x} = \gamma \frac{\Delta n(x, t)}{G} E_{p_s}(x, t) - \frac{\alpha}{2} E_{s_p}(x, t) \quad (\text{III.6})$$

Les propriétés électro-optiques linéaires du cristal photoréfractif vont lier directement la variation d'indice et le champ de charge d'espace E_1 par la relation :

$$\Delta n(x, t) = \frac{G}{2} \frac{E_1(x, t)}{E_{sc}} \quad (\text{III.7})$$

Le réseau d'indice se construit donc suivant une cinétique du premier ordre comme E_1 (II.2), qui s'exprime en utilisant (III.7), comme :

$$\boxed{\frac{\partial \Delta n(x, t)}{\partial t} + \frac{\Delta n(x, t)}{\tau(x)} = \frac{G}{2\tau(x)} m(x, t)} \quad (\text{III.8})$$

La modulation des franges est donnée par (II.21) et dans le cas où les intensités du faisceau pompe et du faisceau signal sont très grandes devant celles des champs diffractés, s'écrit :

$$m(x, t) = 2 \frac{E_{s_s}(x, t) \cdot E_{p_s}^*(x)}{I_{s_s}(x, t) + I_{p_s}(x)} \quad (\text{III.9})$$

La combinaison des équations (III.6) et (III.8) permet de déterminer l'amplitude du champ diffracté $E_{s_p}(x, t)$. Associé au champ signal transmis donné par (III.4) le champ diffracté permet de calculer le signal délivré par le vibromètre dans le cas d'une mise en quadrature par une lame quart d'onde et finalement de connaître la réponse théorique du vibromètre qui s'écrit d'après (II.28) :

$$S(x, t) = 2\Re\left[iE_{s_s}^*(x, t).E_{s_p}(x, t)\right] \quad (\text{III.10})$$

III.1.b - Etude préliminaire : cas sans absorption

Pour simplifier l'étude, nous négligeons dans un premier temps l'absorption α du cristal [47]. Les équations (III.4) et (III.5) se résolvent immédiatement en utilisant les conditions aux limites (III.1) et (III.2), et donne :

$$\begin{aligned} E_{s_s}(x, t) &= E_{s_s}(0, t) = E_{s_s}^o e^{i\varphi(t)} \\ E_{p_s}(x) &= E_{p_s}(0) = E_{p_s}^o \end{aligned} \quad (\text{III.11})$$

Les champs ne varient pas au cours de la propagation et l'intensité totale vaut alors, dans l'hypothèse où l'intensité du faisceau signal est négligeable devant l'intensité du faisceau pompe :

$$I = |E_{s_s}^o|^2 + |E_{p_s}^o|^2 = |E_{p_s}^o|^2 \quad (\text{III.12})$$

ce qui impose que le temps de réponse est lui aussi constant au cours de la propagation soit $\tau(x) = \tau_0$. De même et d'après (III.9) la modulation $m(x)$ des franges est constante dans le matériau, et vaut :

$$m(x, t) = 2 \frac{E_{s_s}^o}{E_{p_s}^o} e^{i\varphi(t)} = m_0 e^{i\varphi(t)} \quad (\text{III.13})$$

ce qui implique que toute dépendance en x disparaît dans l'équation (III.8) et que la variation d'indice reste constante dans l'épaisseur du cristal soit $\Delta n(x, t) = \Delta n(t)$. Finalement pour le champ diffracté la résolution de l'équation (III.6) est immédiate avec la condition de bord (III.3) et il vient :

$$E_{s_p}(x, t) = \frac{\gamma x}{G} \Delta n(t) E_{p_s}^o \quad (\text{III.14})$$

Le signal différentiel utile devient :

$$S(x, t) = 2\gamma x \Re \left[i E_{s_s}^o \cdot E_{p_s}^o \frac{\Delta n(t)}{G} e^{-i\varphi(t)} \right] \quad (\text{III.15})$$

que l'on peut réécrire en utilisant l'expression de la modulation des franges (III.13) comme :

$$S(x, t) = 2\gamma x I_{s_s}^o \Re \left[2i \frac{\Delta n(t)}{m_o G} \frac{m^*(t)}{m_o} \right] = 2\gamma x I_{s_s}^o \Re [S_c(t)] \quad (\text{III.16})$$

En utilisant l'expression de $S_c(t)$ et l'équation de la cinétique de la variation d'indice (III.8), on établit l'équation différentielle à laquelle doit obéir $S_c(t)$. En utilisant le fait que d'après (III.16) :

$$\Delta n(t) = \frac{m_o G}{2i} \frac{m_o^*}{m^*(t)} S_c(t) = \frac{m_o G}{2i} e^{i\varphi(t)} S_c(t) \quad (\text{III.17})$$

on a une nouvelle fois d'après (III.8) :

$$\frac{m_o G}{2i} \left(e^{i\varphi(t)} \frac{\partial S_c(t)}{\partial t} + i \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} e^{i\varphi(t)} S_c(t) \right) + \frac{m_o G}{2i \tau_o} e^{i\varphi(t)} S_c(t) = \frac{m_o G}{2\tau_o} e^{i\varphi(t)} \quad (\text{III.18})$$

que l'on réécrit en supprimant les termes redondants :

$$\boxed{\frac{\partial S_c(t)}{\partial t} = -S_c(t) \left(i \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} + \frac{1}{\tau_o} \right) + \frac{i}{\tau_o}} \quad (\text{III.19})$$

Le problème est donc entièrement ramené à cette équation dont la solution s'écrit :

$$S_c(t) = \frac{i}{\tau_o} e^{i\varphi(t)} e^{-\frac{t}{\tau_o}} \left(\int_0^t e^{i\varphi(t')} e^{\frac{t'}{\tau_o}} dt' + C \right) \quad (\text{III.20})$$

La constante C est donnée par la condition initiale. A $t=0$ on a $S_c(t=0) = S_{c_0}$ ce qui donne $C = -i\tau_o S_{c_0} e^{i\varphi(0)}$. Prenons maintenant le cas d'une mesure de vibration dans lequel un réseau est déjà inscrit à l'état stationnaire dans le cristal à l'instant où la vibration démarre. Cela impose que $\Delta n(0^-) = \Delta n_{\text{stat}} = (G m_o e^{i\varphi(0)} / 2)$ et qu'à $t = 0$ on applique la vibration avec une phase à l'origine égale à $\varphi(0)$. En utilisant la relation (III.17) on obtient alors $S_{c_0} = i$. Il faut noter que ce terme additif est un transitoire de la cinétique qui décroît exponentiellement et s'élimine très vite.

En faisant le changement de variable $t' = t - u$ dans l'intégrale (III.20), on obtient finalement :

$$S_c(t) = \frac{i}{\tau_0} \int_0^t \cos(\varphi(t-u) - \varphi(t)) e^{-\frac{u}{\tau_0}} du - \frac{1}{\tau_0} \int_0^t \sin(\varphi(t-u) - \varphi(t)) e^{-\frac{u}{\tau_0}} du + i e^{-i(\varphi(t) - \varphi(0))} e^{-\frac{t}{\tau_0}}$$

(III.21)

Aucune supposition n'a été faite sur les caractéristiques de la modulation de phase. Les expressions ci-dessus sont valables quelle que soit la nature de la modulation de phase (haute ou basse fréquence, haute et faible amplitude). Pour poursuivre plus loin et simplifier les expressions nous nous plaçons dans le cas qui nous intéresse, c'est à dire que nous considérons une modulation de phase de fréquence faible devant l'inverse du temps de réponse du matériau. Cela signifie que le signal varie avec une période beaucoup plus grande que le temps de réponse τ_0 . Nous avons alors $t \gg \tau_0$. Comme e^{-u/τ_0} est non négligeable seulement pour des valeurs de u proche de τ_0 . Le calcul de l'intégrale peut se limiter à une évaluation pour des valeurs de u proches de τ_0 , c'est à dire des valeurs de $u \ll t$. Cela permet donc de prendre $t - u \approx t$ dans les deux intégrales de la relation (III.21). On peut alors effectuer un développement de Taylor de $\varphi(t)$, ce qui donne :

$$\varphi(t-u) - \varphi(t) \approx -u \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} \quad (III.22)$$

Les deux intégrales de la relation (III.21) peuvent alors être calculées explicitement,

$$\int_0^t \sin\left(-u \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t}\right) e^{-\frac{u}{\tau_0}} du = \frac{-\tau_0^2 \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \tau_0 e^{-t/\tau_0} \left[\tau_0 \frac{\partial \varphi}{\partial t} \cos\left(t \frac{\partial \varphi}{\partial t}\right) + \sin\left(t \frac{\partial \varphi}{\partial t}\right) \right]}{1 + \left(\tau_0 \frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)^2} \quad (III.23)$$

et

$$\int_0^t \cos\left(-u \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t}\right) e^{-\frac{u}{\tau_0}} du = \frac{\tau_0 + \tau_0 e^{-t/\tau_0} \left[-\cos\left(t \frac{\partial \varphi}{\partial t}\right) + \tau_0 \frac{\partial \varphi}{\partial t} \sin\left(t \frac{\partial \varphi}{\partial t}\right) \right]}{1 + \left(\tau_0 \frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)^2} \quad (III.24)$$

Et puisque nous supposons que $t \gg \tau_0$, tous les termes en e^{-t/τ_0} dans les relations (III.23-24) et (III.21) sont négligés. On a alors l'expression suivante pour $S_c(t)$,

$$S_c(t) = \frac{\tau_0 \partial \varphi / \partial t}{1 + (\tau_0 \partial \varphi / \partial t)^2} + i \frac{1}{1 + (\tau_0 \partial \varphi / \partial t)^2} \quad (III.25)$$

Le signal utile $S(x,t)$ devient :

$$S(x,t) = 2\gamma x I_{s_s}^0 \frac{\tau_0 \partial \varphi / \partial t}{1 + (\tau_0 \partial \varphi / \partial t)^2} \quad (III.26)$$

Cette expression, très importante, montre que le signal basse fréquence extrait du vibromètre dépend de la dérivée de la modulation de phase du signal uniquement. Si maintenant on suppose que l'amplitude de la dérivée de la modulation de phase est assez petite pour que $(\tau_o \partial \varphi / \partial t)^2 \ll 1$, alors l'expression se simplifie et la réponse du vibromètre est directement proportionnelle à la vitesse :

$$S(x, t) = 2\gamma x \tau_o I_{s_s}^o \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} \quad (\text{III.27})$$

III.1.c - Limite du régime linéaire

Le signal différentiel est directement proportionnel à la vitesse instantanée de l'objet dans le domaine basse fréquence, le vibromètre travaille alors comme un vélocimètre. Nous sommes dans le **régime linéaire** de fonctionnement du capteur. Si l'amplitude de la vitesse augmente, le terme au dénominateur de l'expression (III.26) devient non négligeable et la réponse n'est plus linéaire. Nous passons alors dans le **régime non linéaire** de fonctionnement. Il y a apparition d'harmoniques supérieures qui viennent déformer le signal à l'ordre 0. Nous verrons plus tard comment utiliser ce régime pour étendre la gamme de fonctionnement du capteur. Pour l'instant nous allons établir la gamme de mesure du dispositif pour laquelle la réponse reste linéaire.

Pour une modulation de phase induite par le déplacement d'une surface, nous avons $\varphi(t) = 4\pi\delta(t) / \lambda$ et donc $\partial \varphi(t) / \partial t = 4\pi v(t) / \lambda$ où $v(t)$ est la vitesse instantanée de la cible. La condition du régime linéaire devient :

$$\left(\tau_o \frac{4\pi v(t)}{\lambda} \right)^2 \ll 1 \quad (\text{III.28})$$

Un choix (bien qu'arbitraire) de 10% est communément admis pour une telle condition :

$$\tau_o \frac{4\pi v(t)}{\lambda} < \frac{1}{3} \quad (\text{III.29})$$

ce qui donne :

$$v(t) < v_{\text{lim}} = \frac{1}{12\pi} \frac{\lambda}{\tau_o} \quad (\text{III.30})$$

La vitesse limite mesurable par le vélocimètre dans le régime linéaire ne dépend que du temps de réponse du matériau photoréfractif. Plus le cristal est rapide, plus la plage de fonctionnement en

régime linéaire augmente. Au-delà de cette vitesse limite, le réseau d'indice n'arrive plus à suivre le déplacement de la figure d'illumination. Prenons comme exemple le cas du GaAs où il n'est pas illusoire d'obtenir un temps de réponse de l'ordre de la microseconde. Pour une longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$ et un temps de réponse de $1 \mu\text{s}$ la vitesse limite est $v_{\text{lim}} = 28 \text{ mm.s}^{-1}$. Dans le cas particulier d'un déplacement sinusoïdal $\delta(t) = \delta_o \sin(2\pi ft)$ la condition (III.29) devient :

$$f\delta_o < \frac{1}{24\pi^2} \frac{\lambda}{\tau_o} \quad (\text{III.31})$$

Pour $\tau_o = 1 \mu\text{s}$ et $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ on pourra mesurer un déplacement d'amplitude $4,5 \text{ mm}$ à 1 Hz ou un déplacement d'amplitude $4,5 \mu\text{m}$ à 1 kHz en restant dans le régime linéaire et sans traitement particulier.

III.1.d - Simulations numériques

Afin de se rendre compte des caractéristiques du vélocimètre nous allons calculer la réponse du système à différents signaux incidents. Pour cela nous utilisons l'expression (III.16) et l'équation différentielle (III.19) pour déterminer $S_c(t)$. Ces équations, dont la résolution numérique ne pose pas de problème, présentent l'avantage de rester valables quelle que soit la période de la modulation de phase et en particulier dans le régime où cette période s'approche de τ_o où l'expression (III.26) n'est plus valable.

Nous choisissons comme paramètre du cristal un temps de réponse $\tau_o = 1 \mu\text{s}$, un gain en amplitude $\gamma = 0,3 \text{ cm}^{-1}$ et une épaisseur $x = 1 \text{ cm}$. Les valeurs calculées seront normalisées à l'intensité du faisceau signal incident $I_{s_s}^o$. Le premier calcul démontre le caractère dérivatif du vélocimètre. Nous voyons sur la figure III.1, la réponse à un déplacement périodique sinusoïdal et triangulaire de fréquence 1 Hz . Pour la vibration sinusoïdale, la réponse est bien déphasée de $\pi/2$, ce qui correspond à une réponse cosinusoïdale sans déformation. Pour l'excitation triangulaire, la réponse est un signal carré, ce qui correspond bien à la dérivée.

Dans la figure III.2, nous avons tracé la réponse pour une amplitude fixée à 1 mm pour différentes fréquences du signal. Comme prévu l'amplitude du signal augmente avec la fréquence jusqu'à la saturation du signal qui commence à apparaître vers 10 Hz et qui devient beaucoup plus apparente à haute fréquence. Le signal n'est plus du tout la dérivée de l'excitation à 100 Hz et à 1 kHz .

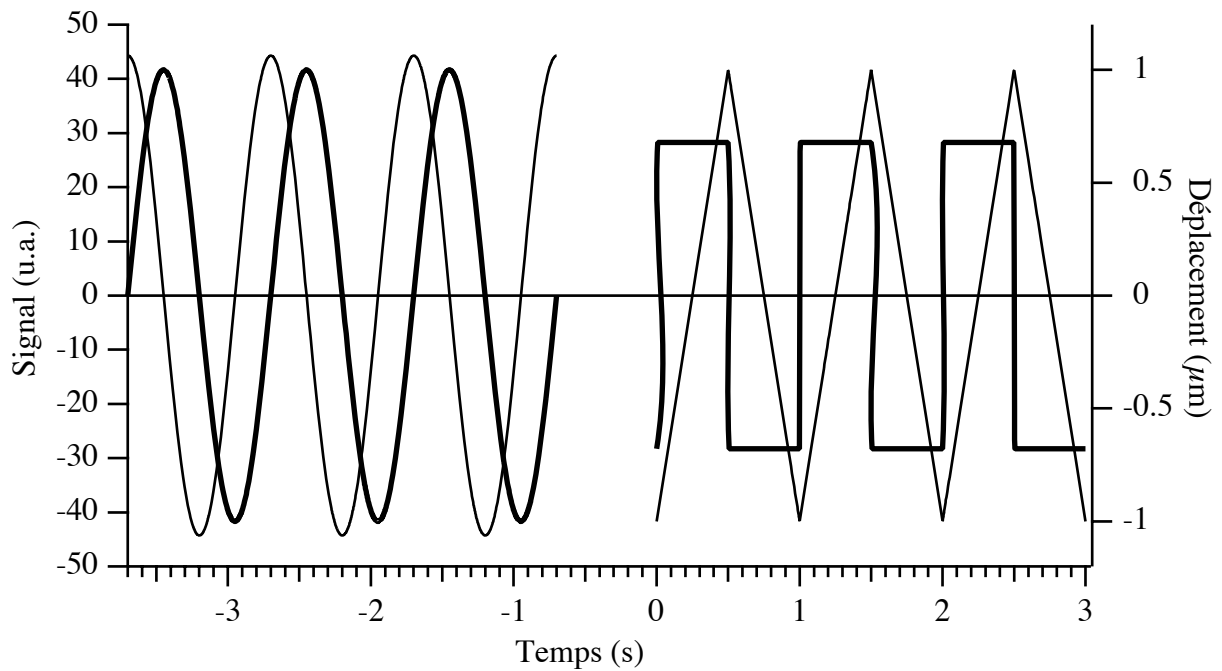


Figure III.1 : Simulation numérique de la réponse du vélocimètre (trait gras) à une excitation sinusoïdale et triangulaire d'amplitude 1 mm et de fréquence 1 Hz (trait fin).

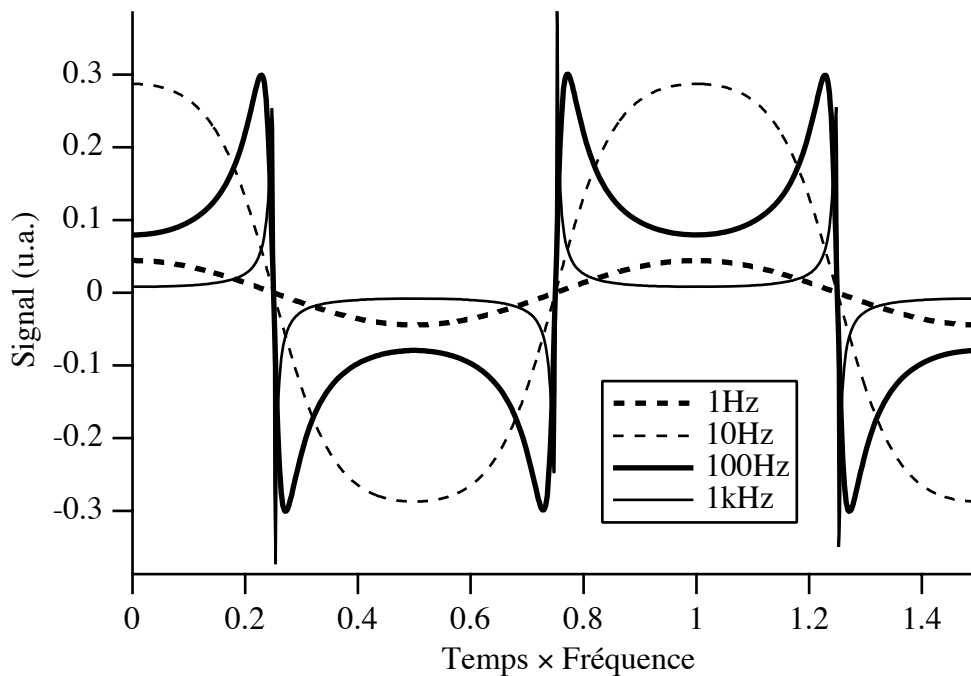


Figure III.2 : Simulation numérique de la réponse du vélocimètre à un déplacement sinusoïdal d'amplitude 1 mm à différentes fréquences (l'abscisse est normalisée à la fréquence pour pouvoir comparer les différentes courbes).

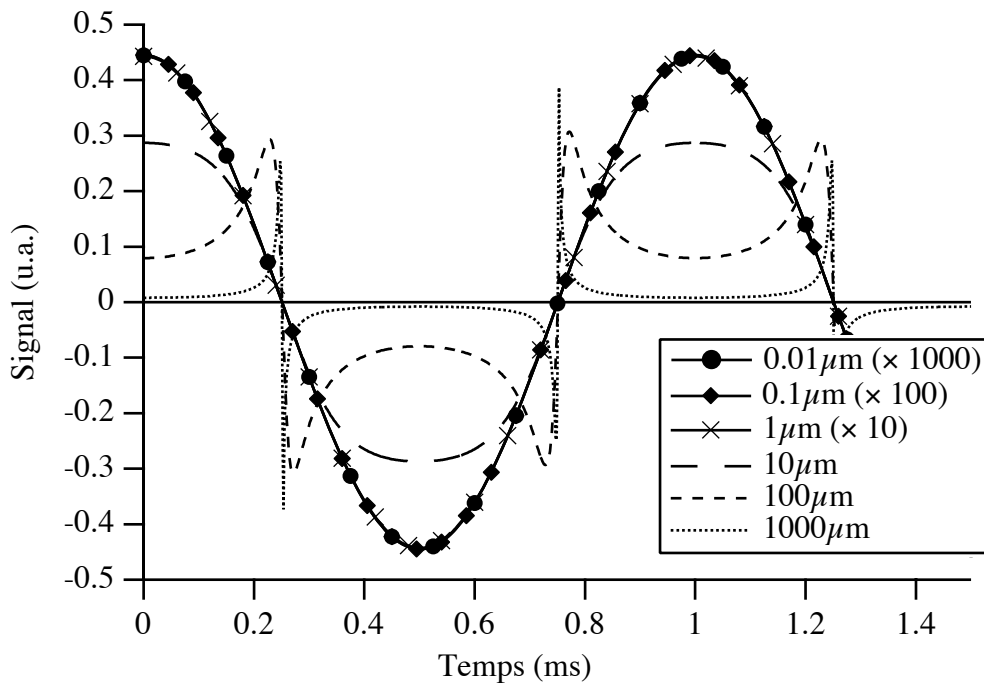


Figure III.3 : Simulation numérique de la réponse du vélocimètre à un déplacement sinusoïdal de fréquence 1 kHz à différents déplacements. Les courbes de faibles amplitudes (0,01 µm à 1 µm) sont compensées. Elles se superposent exactement montrant la linéarité de la réponse du vélocimètre.

Dans la figure III.3 nous avons calculé la réponse en fonction de l'amplitude de vibration à une fréquence fixée à 1 kHz. La possibilité d'effectuer des mesures linéaires de grandes amplitudes est démontrée puisque nous pouvons dans ce régime atteindre 1 µm sans déformation. La saturation du signal entre 1 et 10 µm est la conséquence directe de la relation (III.26) qui fixe les limites du régime linéaire. Au-delà le signal se déforme par l'apparition d'harmoniques supérieures ce qui empêche l'exploitation directe du signal.

L'allure identique des courbes présentées sur les figures III.2 et III.3 est normale car en régime sinusoïdal d'excitation on a :

$$\tau_o \frac{\partial \varphi}{\partial t} \propto \tau_o \cdot \frac{4\pi\delta}{\lambda} \cdot 2\pi f \propto \tau_o \cdot \delta \cdot f \quad (\text{III.32})$$

Augmenter τ_o , δ ou f revient donc au même (effets de bord mis à part).

Nous avons aussi calculé la valeur RMS du signal observé pour une vibration sinusoïdale d'amplitude croissante (de 1 nm à 10 mm) en fonction de la fréquence (figure III.4). A faible amplitude (< 100 nm) le signal augmente de façon linéaire comme une fonction de la fréquence, jusqu'à une fréquence de coupure de 10^6 Hz (correspondant à un temps de réponse de 1 µs). Au-dessus de cette fréquence de coupure le signal est constant. L'amplitude de la vibration n'est pas

assez grande pour effacer le réseau. Ce régime est celui qui correspond au capteur d'ultrasons étudié dans le groupe de recherche il y a quelques années [14]. Pour des amplitudes plus élevées (> 100 nm) le signal augmente de façon linéaire avec la fréquence jusqu'à une valeur maximale. Après une certaine fréquence, que nous appellerons fréquence de coupure propre, le signal diminue. Le déplacement devient suffisant pour effacer partiellement le réseau. C'est l'apparition du régime non linéaire. Le signal n'est plus sinusoïdal. On peut observer que le signal maximal "fort déplacement" est indépendant de l'amplitude de la vibration. Seule la fréquence pour laquelle le signal commence à décroître (fréquence de coupure "propre") dépend de l'amplitude de la vibration.

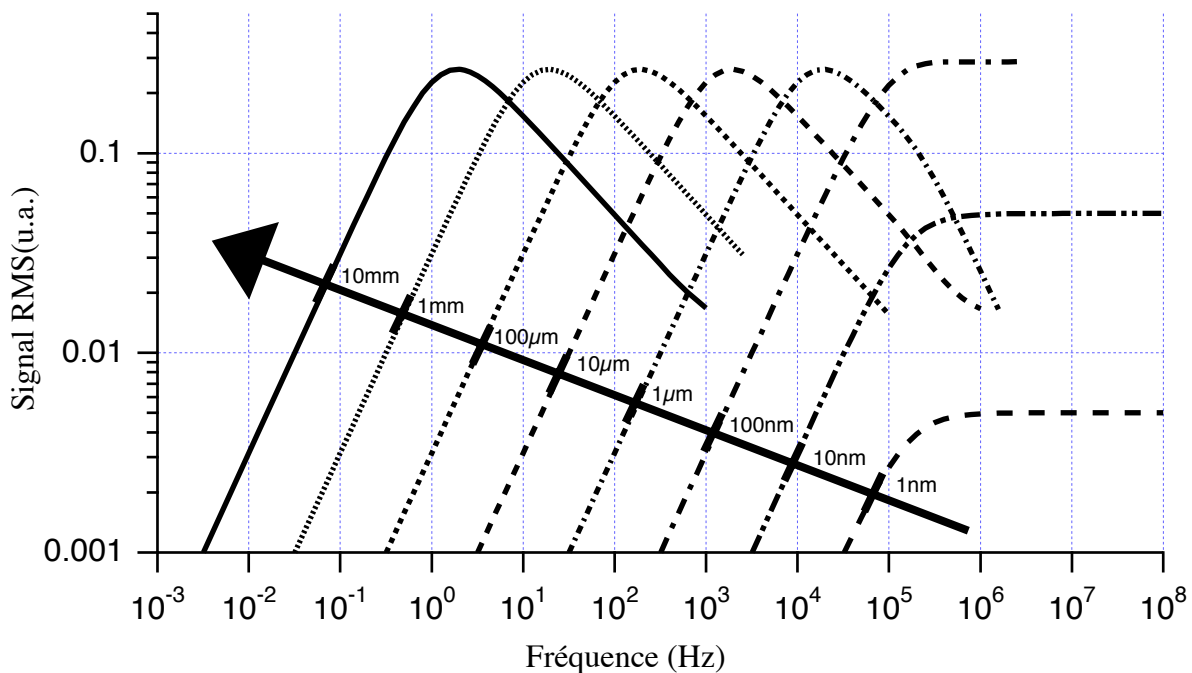


Figure III.4 : Valeur RMS de la réponse temporelle en fonction de la fréquence pour différentes amplitudes d'une vibration sinusoïdale.

III.2 - Validation expérimentale

II.2.a - Montage et réglages optiques

Nous avons réalisé le vibromètre afin de rendre compte de ses performances et les comparer avec le modèle développé. Il s'agit, rappelons le, d'un montage de mélange deux ondes dans un cristal de GaAs. Le montage est montré en figure III.5. Un laser continu monomode transverse et longitudinal pompé par diode, de puissance 100 ou 600 mW émettant à $1,064 \mu\text{m}$ est séparé à l'aide d'un cube séparateur de polarisation. Le faisceau réfléchi, polarisé verticalement constituera le faisceau pompe. Le faisceau transmis polarisé horizontalement formera le faisceau signal. Une lame

demi-onde permet de régler la balance entre les deux bras. Une lentille divergente pourra être placée sur le trajet de la pompe pour l'étendre et permettre ainsi un meilleur recouvrement du faisceau signal, en particulier dans le cas d'ondes tavelées. Le faisceau signal traverse un cube séparateur de polarisation sans perturbation, puis une lame quart d'onde qui transforme sa polarisation en circulaire gauche. La cible est soit un miroir plan, soit une pièce d'aluminium non polie placée sur un transducteur piézo-électrique. Nous utiliserons aussi un excitateur de vibrations (pot vibrant) pour obtenir des déplacements plus importants. La cible diffusante est placée au foyer d'une lentille de focale 19 mm. Le faisceau réfléchi possède une polarisation circulaire droite et après passage à travers la lame quart d'onde acquiert une polarisation verticale. Il est donc réfléchi par le deuxième cube. Les deux ondes signal et pompe de polarisations verticales sont incidentes sur la face (110) du cristal. Dans le cas d'une onde tavelée une lentille de focale 38,1 mm fait l'image de la cible dans le cristal. Les deux ondes interfèrent dans le cristal pour créer un réseau de pas égal en moyenne à 2 μm . Le gain photoréfractif est environ de 0,13 cm^{-1} . Nous nous sommes assurés à chaque fois que le rapport pompe/sonde est suffisamment fort. Le processus de diffraction anisotrope crée un oscillateur local de polarisation horizontale et dirigé dans la direction du faisceau signal transmis. Toujours dans le cas d'une onde tavelée une lentille re-collimate le faisceau. Une lame quart d'onde, dont les lignes neutres sont orientées suivant les directions verticale et horizontale, assure la mise en quadrature. Le faisceau est finalement envoyé sur un cube séparateur de polarisations orienté à 45° des directions de polarisations des faisceaux transmis et diffracté (nous utilisons en fait une lame demi-onde et un cube séparateur de polarisations orienté à 0°). Les deux faisceaux issus de la séparatrice à 45° sont dirigés sur deux photodiodes en silicium. Le montage électronique du détecteur permet de faire la différence et d'amplifier uniquement cette différence (mesure du courant à la jonction de deux photodiodes placées l'une à la suite de l'autre puis amplifier). On mesure donc directement à l'oscilloscope le signal différentiel utile.

La cale piézo-électrique est calibrée et son déplacement est mesuré par un senseur interne, lequel donne un signal de référence proportionnel à l'amplitude de la vibration. Nous pouvons travailler avec des vibrations allant jusqu'à 15 μm d'amplitude et jusqu'à 60 Hz pour les forts déplacements. Ces performances sont clairement insuffisantes pour caractériser le vibromètre à grandes amplitudes de vibrations. Néanmoins c'est largement suffisant pour réaliser la première démonstration qui va suivre et valider le modèle dans le régime linéaire.

Pour obtenir des déplacements d'amplitudes plus importants nous travaillerons avec un excitateur de vibration plus conséquent. Il s'agit d'un "pot vibrant" autorisant des amplitudes atteignant le millimètre à basses fréquences ou de plus basses amplitudes (quelques dizaines de μm) mais pour des fréquences de l'ordre de la dizaine de kHz. Pour calibrer cette nouvelle source de vibrations, nous utilisons un accéléromètre placé en tête du pot. Le signal délivré par l'accéléromètre est conditionné puis intégré ce qui donne accès directement à la vitesse de la cible.

La sensibilité de l'accéléromètre est de $10\text{V}/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Nous éclairons directement la surface diffusante de l'accéléromètre travaillant ainsi en faisceaux tavelés (figure III.7).

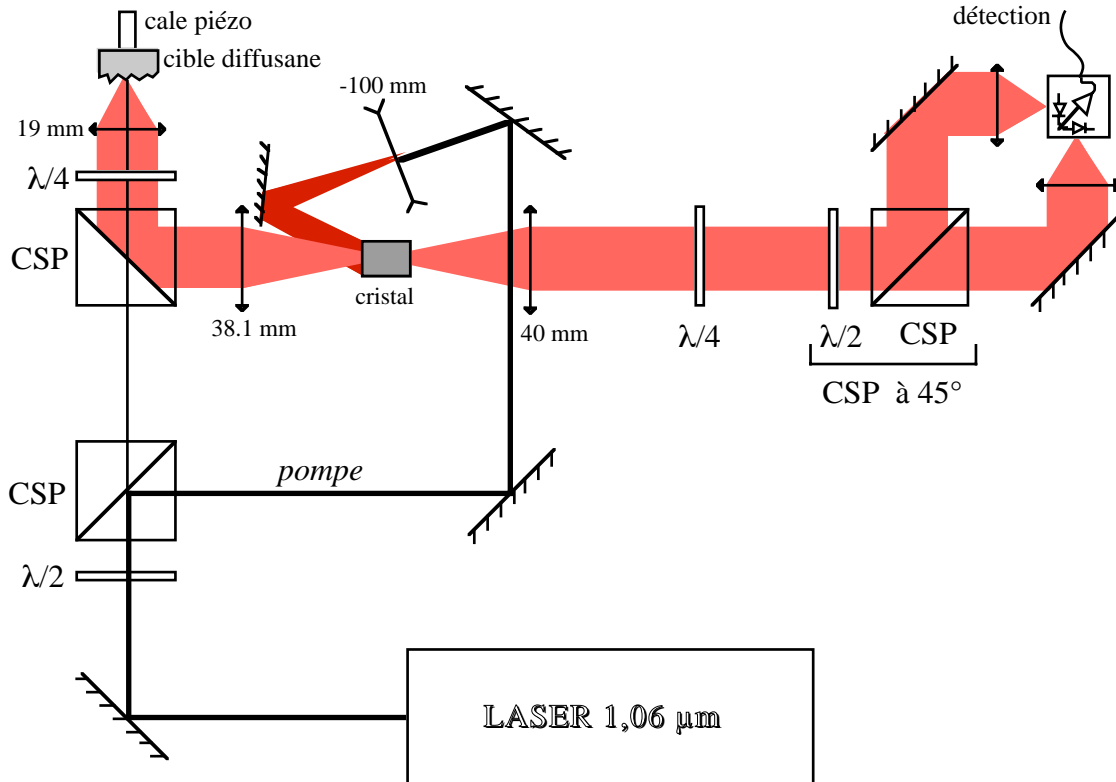


Figure III.5 : Schéma du vibromètre dans le cas de mesures sur pièce diffusante (CSP=cube séparateur de polarisation).

Le réglage du cube séparateur à 45° s'effectue sans le faisceau pompe et sans la lame quart d'onde de mise en quadrature. On joue sur la lame demi-onde pour obtenir un signal différentiel nul. Puis on ajoute la lame quart d'onde et on la tourne de manière à garder un signal nul, ce qui permet de s'assurer que ses axes propres sont orientés dans la direction de polarisation du faisceau signal. Si on applique le faisceau pompe sans la lame quart d'onde, le signal électronique augmente de ΔI . Cette mesure permet d'accéder à une évaluation du gain γ . En effet on montre que :

$$\gamma = \frac{\Delta I}{2 \times I_{s_s}^0} \quad (\text{III.33})$$

où $I_{s_s}^0$ est l'intensité du signal à la sortie du cristal sans faisceau pompe et sans $\lambda/4$ (on règle ici la lame demi-onde pour basculer toute l'énergie sur un des deux détecteurs).

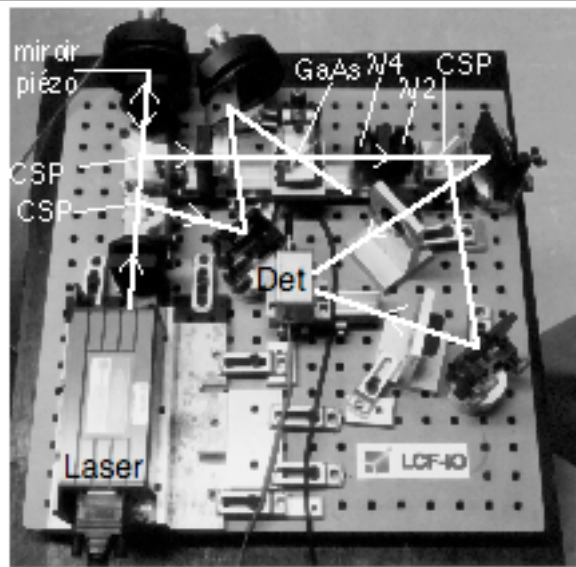


Figure III.6 : Photo du prototype développé pour les mesures préliminaires de validation.

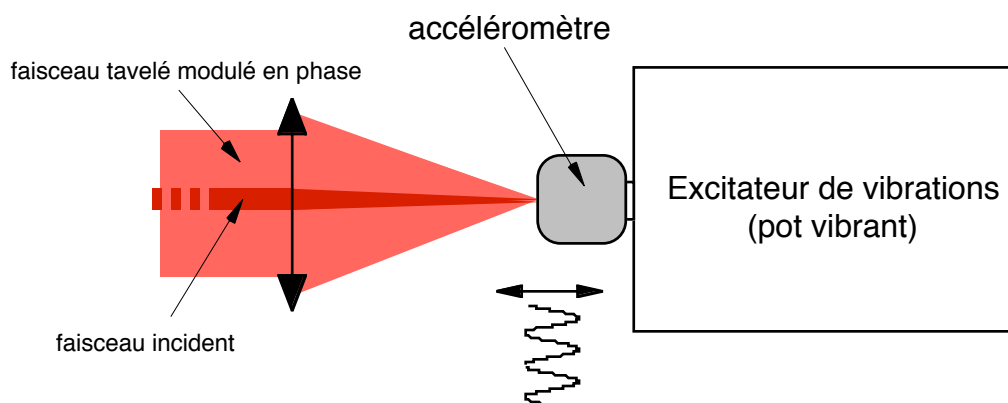


Figure III.7 : Vue du montage expérimental près de la source de vibrations.

III.2.b - Première validation qualitative : cas d'ondes planes

La première expérience réalisée illustre le comportement dérivatif du vibromètre (figures III.8 et III.9). Nous avons, à l'aide d'un générateur basse fréquence appliqué, une tension sinusoïdale et triangulaire à la cale piézo-électrique. Nous travaillons ici en ondes planes (réflexion sur un miroir plan). Comme prévu, le signal électronique délivré par le détecteur différentiel délivre bien respectivement un signal sinusoïdal déphasé de $\pi/2$ par rapport à l'excitation (i.e. un signal cosinusoidal) et un signal carré. Pour la réponse en fonction de la fréquence nous voyons (figure III.10) que le signal augmente avec la fréquence et sature pour les hautes fréquences (courbe 6 Hz), avant de se déformer (courbe 62 Hz). Pour les courbes en fonction de l'amplitude à une fréquence fixée à 62 Hz (figure III.11) la saturation apparaît autour de 150 nm. Ici aussi le signal est déformé à forts déplacements. Les courbes expérimentales ont bien les allures des courbes théoriques présentées précédemment (figures III.1 et III.3).

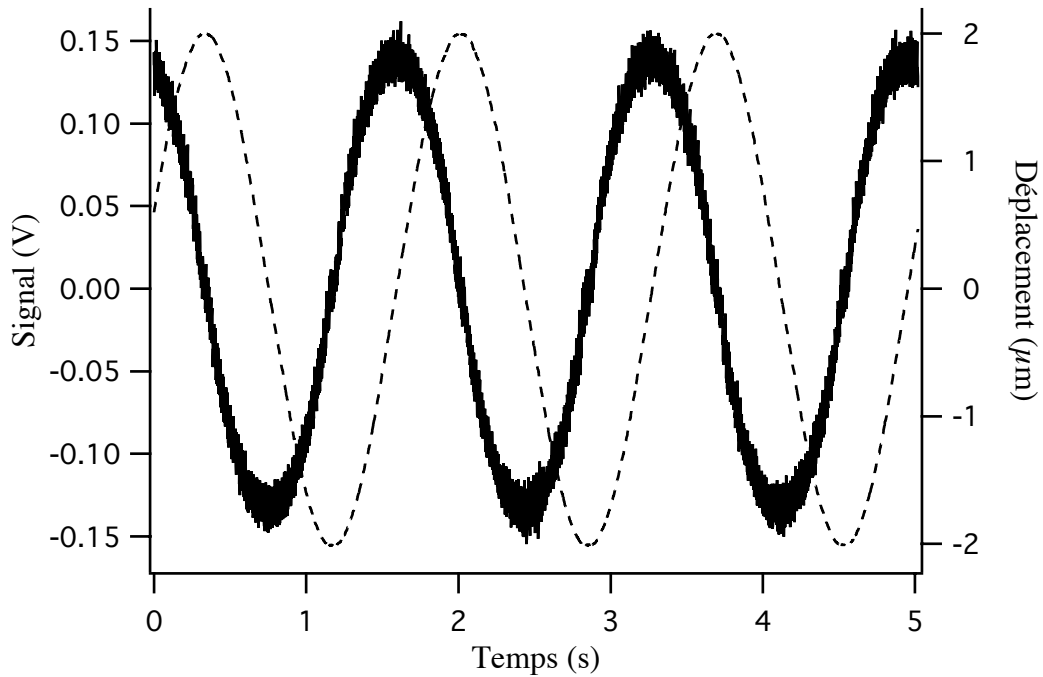


Figure III.8 : Réponse du vélocimètre à une modulation de phase sinusoidale de fréquence 0,6 Hz.
La courbe en trait pointillé représente le déplacement de la cale piézo.

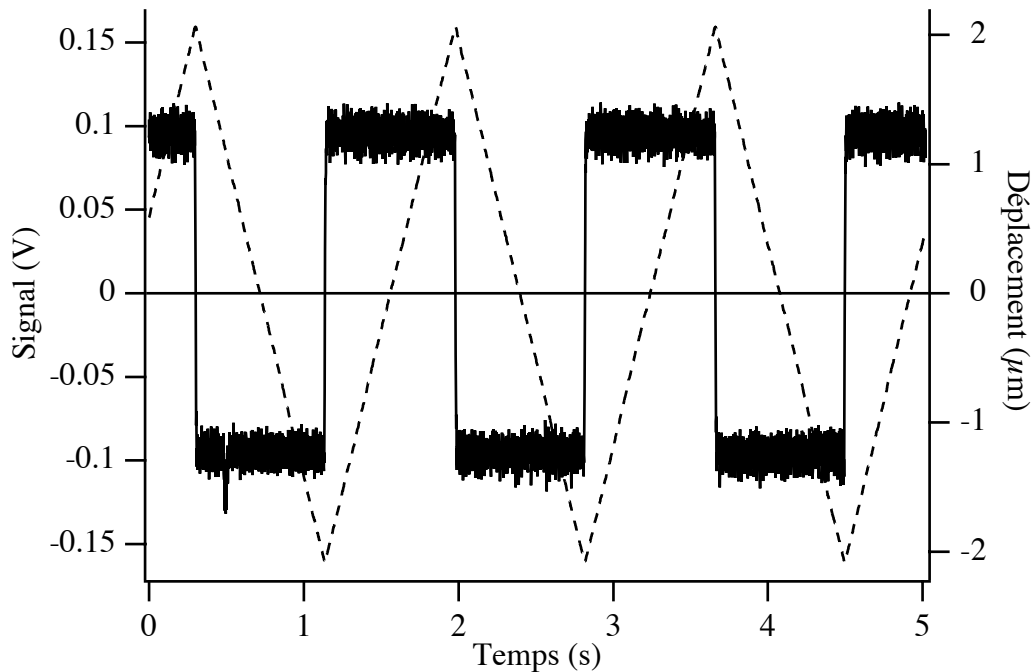


Figure III.9 : Réponse du vélocimètre à une modulation de phase triangulaire de fréquence 0,6 Hz.
La courbe en trait pointillé représente le déplacement de la cale piézo.

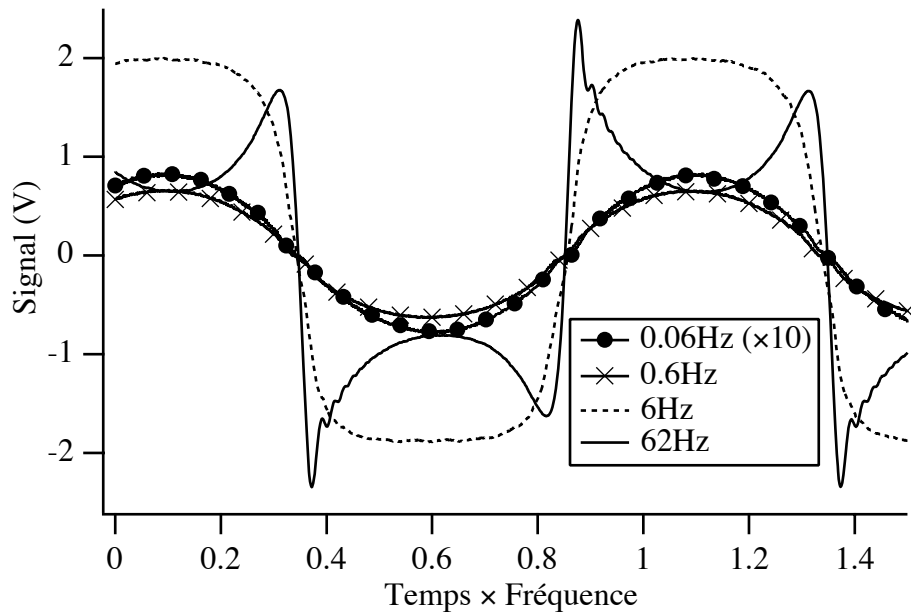


Figure III.10 : Réponse expérimentale à une modulation de phase d'amplitude fixée ($11,4 \mu\text{m}$ et $9,9 \mu\text{m}$ pour la courbe 62 Hz) et de fréquence croissante.

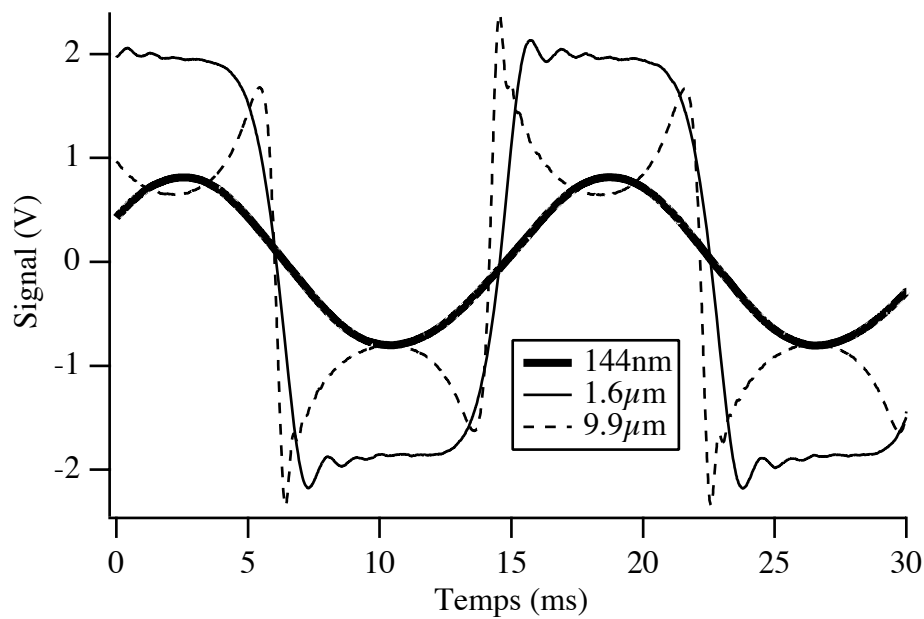


Figure III.11 : Réponse expérimentale à une modulation de phase de fréquence fixée (60 Hz) et d'amplitude croissante.

III.2.c - Première validation qualitative : cas d'ondes tavelées

Nous devons nous assurer maintenant que le système est insensible à la structure spatiale de l'onde signal, c'est à dire insensible à l'état de surface de la cible [48].

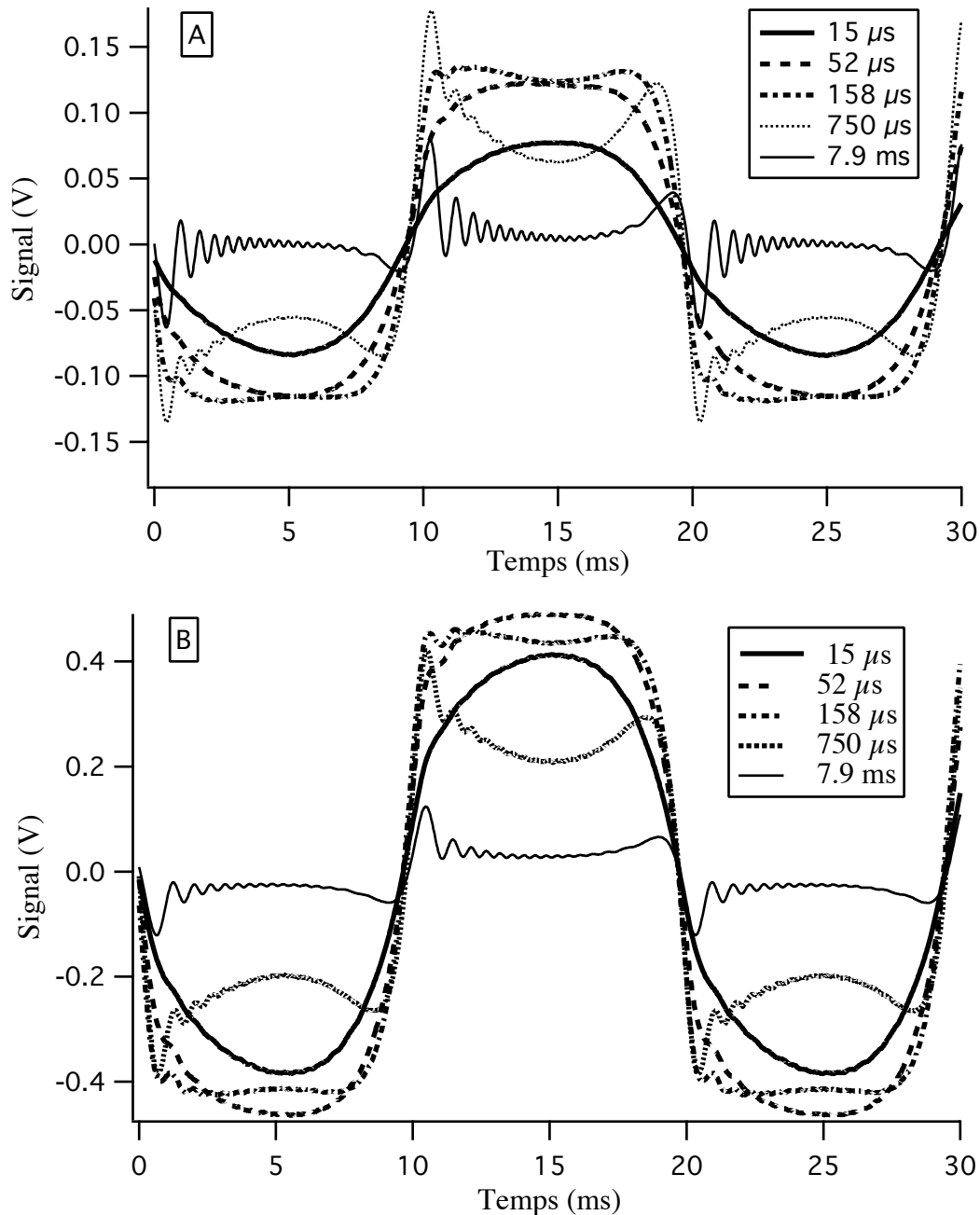


Figure III.12 : Réponse du vibromètre à une excitation sinusoïdale d'amplitude $4,5 \mu m$ et de fréquence $50 Hz$ pour différents temps de réponse du matériau. En (A) la cible est un miroir plan métallisé et en (B) une surface non polie en aluminium.

Pour cela nous avons regardé la réponse du vibromètre en ondes planes et en ondes tavelées pour différents temps de réponse du matériau. Le temps de réponse du cristal étant inversement proportionnel à l'illumination totale, il suffit de faire varier l'intensité du faisceau pompe. Les

résultats sont présentés sur la figure III.12. Aucune différence n'est observée quand on change la nature du front d'onde. Notre vibromètre fonctionne parfaitement avec des faisceaux tavelés. De plus nous voyons que quand le temps de réponse varie, la forme de la réponse change aussi, allant du régime linéaire (pour $\tau_o = 15 \mu\text{s}$) à un régime fortement non linéaire (pour $\tau_o > 200 \mu\text{s}$).

III.2.d - Evolution du montage et comparaison quantitative expérience/théorie

Nous venons d'effectuer une première validation du vibromètre. L'ensemble des réponses observées est en accord avec les prédictions du modèle, c'est à dire l'existence d'un régime linéaire limité par le temps de réponse du matériau, l'amplitude et la fréquence de la modulation de phase. Nous allons présenter dans ce chapitre, pour un montage optimisé pour être plus rapide, une comparaison quantitative expérience-théorie. Nous utilisons comme source le "pot vibrant" décrit plus haut. La source laser est celle émettant 600 mW.

III.2.d.1 - Un petit problème : biréfringence cristalline accidentelle

Les premières mesures obtenues lors des réglages font apparaître une forte dissymétrie entre les arches de repliements supérieures et inférieures du signal dans le régime non linéaire contrairement au prédiction du modèle. Dans la figure III.13 nous avons présenté deux signaux à 30 Hz, l'un à faible amplitude ($3 \mu\text{m}$ - courbe en pointillé) et l'autre à plus fort déplacement ($23 \mu\text{m}$ - courbe pleine).

Le phénomène responsable de cette dissymétrie fut rapidement identifié : le cristal est biréfringent. Ses axes propres sont heureusement vertical et horizontal (à 1° près). Nous avons pu mesurer une biréfringence ε de 0,65 radians. Ce paramètre, de valeur non négligeable, doit être introduit dans le modèle pour vérifier son influence. Mathématiquement il suffit d'ajouter un déphasage supplémentaire soit sur l'oscillateur local, soit sur l'onde signal transmise.

Si l'on reprend le calcul du II.3.b ayant permis d'obtenir l'expression (II.28) (ou (III.16)) en tenant compte de ce déphasage supplémentaire, le signal différentiel s'écrit :

$$S(x, t) = 2 \Re \left[i e^{i\varepsilon} E_{s_s}^* (x, t) \cdot E_{s_p} (x, t) \right] = 2\gamma x I_{s_s}^o \Re \left[e^{i\varepsilon} \cdot S_c(t) \right] \quad (\text{III.34})$$

Expression qui devient dans le cas $t \gg \tau_o$:

$$S(x, t) = 2\gamma x I_{s_s}^o \frac{\left[\tau_o \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right] \cos \varepsilon - \sin \varepsilon}{1 + \left(\tau_o \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)^2} \quad (\text{III.35})$$

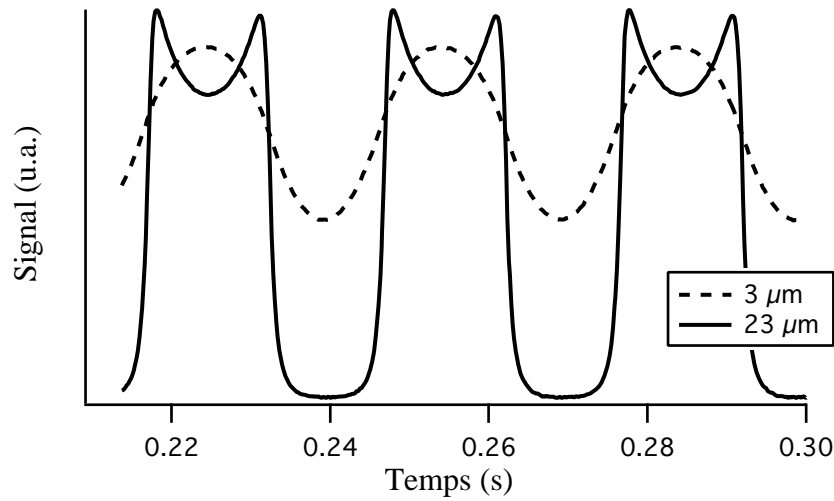


Figure III.13: Mesures de la réponse du vibromètre à une fréquence de 30 Hz.

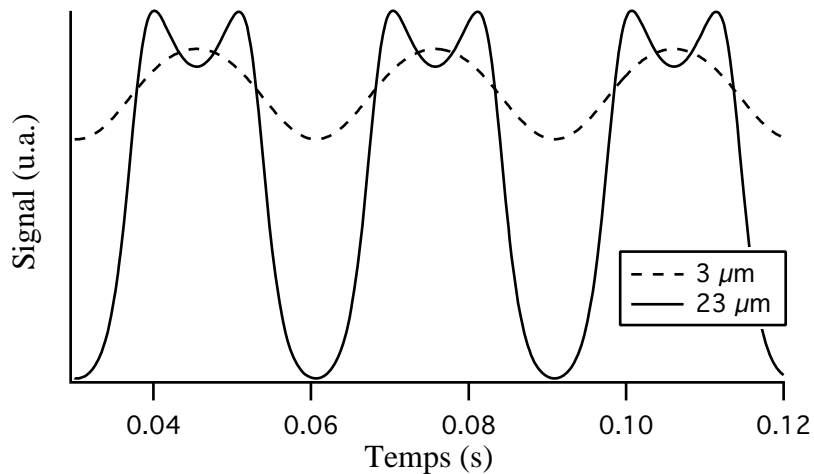


Figure III.14 : Simulation théorique du signal délivré par le capteur en présence d'une biréfringence résiduelle du cristal (0,65 rad) pour un déplacement de 23 μm (courbe pleine) et 3 μm (courbe pointillée) pour une fréquence de 30 Hz.

Si ε tend vers zéro on retrouve l'expression (III.26). A faible vitesse ($\tau_0 \partial \varphi / \partial t \ll 1$) le signal est simplement décalé de la quantité $\sin \varepsilon$. En revanche, pour des vitesses plus grandes, le terme supplémentaire qui est un terme pair assure la déformation du signal (impair) utile. Une simulation est présentée en figure III.14 pour $\varepsilon = 0,65$ rad. La déformation est identique à celle observée lors de la mesure expérimentale.

Pour s'affranchir de cette biréfringence cristalline nous devons la compenser par un compensateur de Babinet-Soleil placé après le cristal. Les axes neutres du compensateur sont placés dans la direction de ceux du cristal et le réglage permet d'annuler l'effet de la biréfringence. Toutes les mesures présentées par la suite seront corrigées de ce déphasage indésirable.

GaAs est normalement isotrope. Cette biréfringence est d'origine inconnue. De nouveaux cristaux de GaAs sont attendus pour des études complémentaires qui nous permettront peut-être d'identifier l'origine de cette biréfringence résiduelle et de l'éliminer.

III.2.d.2 - Comparaison expérience/théorie

L'angle entre le faisceau signal (nous le mesurons à partir de l'axe optique du montage sur le bras signal) et le faisceau pompe est de $2\theta_{\text{signal}} = 31^\circ$. On en déduit la valeur moyenne du module du vecteur d'onde à $3,15 \mu\text{m}^{-1}$. D'après la relation (II.10) le gain en amplitude γ vaut $0,1 \text{ cm}^{-1}$. Le niveau du signal transmis en l'absence de pompe $I_{s_s}^o$ vaut $1,63 \text{ V}$. Une mesure directe de ce gain donne alors $0,15 \text{ cm}^{-1}$ en utilisant la relation (III.32). Il est fort possible que la divergence du faisceau signal due à l'optique d'imagerie soit la cause de cette différence de gain. En effet le cône de divergence autorise plusieurs valeurs de \vec{k}_{signal} et donc pour un \vec{k}_{pompe} donné permet plusieurs valeurs du gain. On a représenté sur la figure III.15 les paramètres caractéristiques associés, où

$$\Delta\theta_{\text{signal}} = 2 \arctan \left[\frac{D}{2f} \right] \quad (\text{III.36})$$

avec D le diamètre d'ouverture de la lentille avant le cristal et f sa focale. On a alors

$$\theta_{\text{max}} = \theta_{\text{signal}} + \frac{\Delta\theta_{\text{signal}}}{2} \quad \theta_{\text{min}} = \theta_{\text{signal}} - \frac{\Delta\theta_{\text{signal}}}{2} \quad (\text{III.37})$$

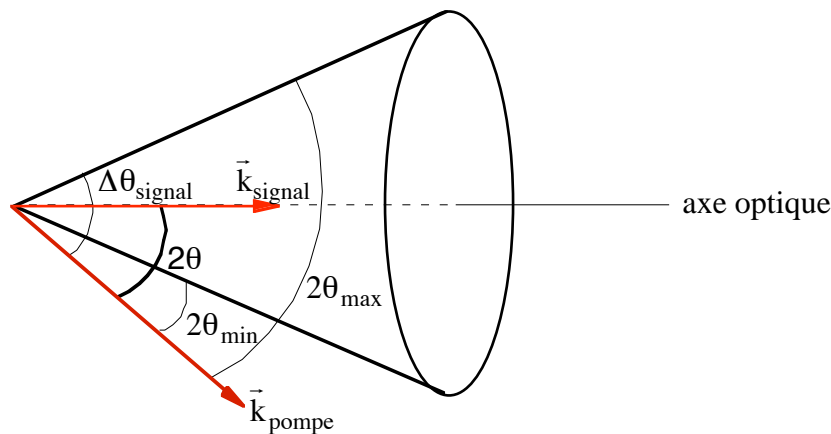


Figure III.15 : Dégénérescence des réseaux en raison de la divergence de l'onde signal.

Pour $D = 10 \text{ mm}$ et $f = 38,1 \text{ mm}$ on trouve $k \in [1,65; 4,6 \mu\text{m}^{-1}]$. Le gain varie donc d'après (II.10), sur un domaine de variation de $0,05$ à $0,15 \text{ cm}^{-1}$. Le gain varie en k , donc la proportion statistique pour chaque réseau créé est identique. Le gain moyen est alors la moyenne du domaine de variation soit $0,1 \text{ cm}^{-1}$. La valeur trouvée de $0,15 \text{ cm}^{-1}$ est certainement due à une incertitude dans la mesure.

La mesure de la densité de puissance à l'entrée du cristal a été calculée en déterminant théoriquement le diamètre du faisceau pompe, puis à partir d'une mesure de la puissance totale. Nous trouvons environ 1590 mW.cm^{-2} ce qui correspond d'après (II.3) à un temps de réponse $16 \mu\text{s}$ avec les paramètres mesurés du cristal. On peut s'attendre ici à ce que le temps de réponse réel soit supérieur à la valeur trouvée (le temps de réponse varie en k^2). D'autre part, d'une série de mesures à l'autre, les conditions expérimentales peuvent changer (angles entre les faisceaux, illumination), ce qui causera une variation des paramètres du réseau d'indice (gain et temps de réponse).

Les résultats bruts obtenus dans les conditions d'expérience discutées ci-dessus sont présentés dans la figure III.16. Nous travaillons à une fréquence de 10 Hz. Le signal est linéaire jusqu'à environ $15 \mu\text{m}$. Un léger offset de 44 mV décale les courbes vers le haut. Il est dû à une petite rotation du compensateur de Babinet. Ce décalage étant imperceptible sur l'écran de l'oscilloscope. Il ne gêne en rien nos mesures. Il suffit d'en tenir compte dans les comparaisons avec le modèle.

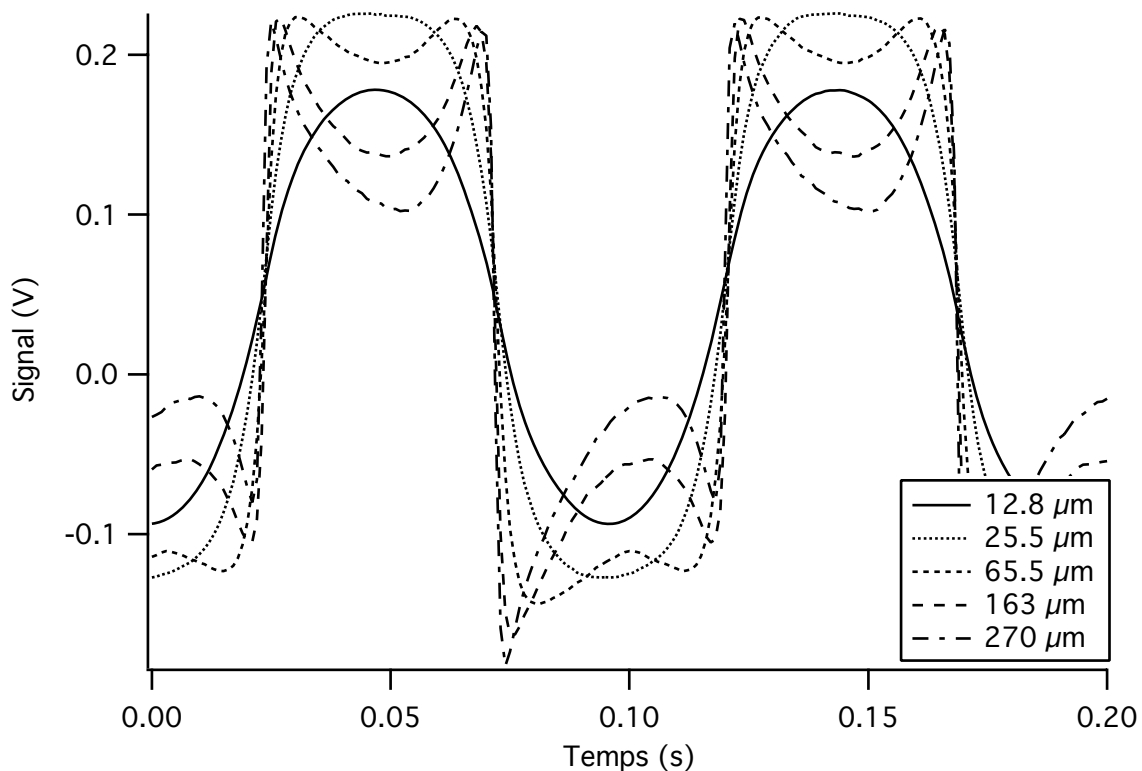


Figure III.16 : Mesures de la réponse du vibromètre pour différentes amplitudes de déplacement à une fréquence de 10 Hz.

Nous avons comparé les courbes expérimentales aux courbes théoriques (figure III.17) déterminées à partir de la relation (III.26) pour le jeu de paramètres $\tau_o = 16 \mu\text{s}$ - $\gamma = 0,15 \text{ cm}^{-1}$ - $I_{s_s}^o = 1,63 \text{ V}$.

Nous avons superposées les courbes théoriques avec leurs homologues expérimentales.

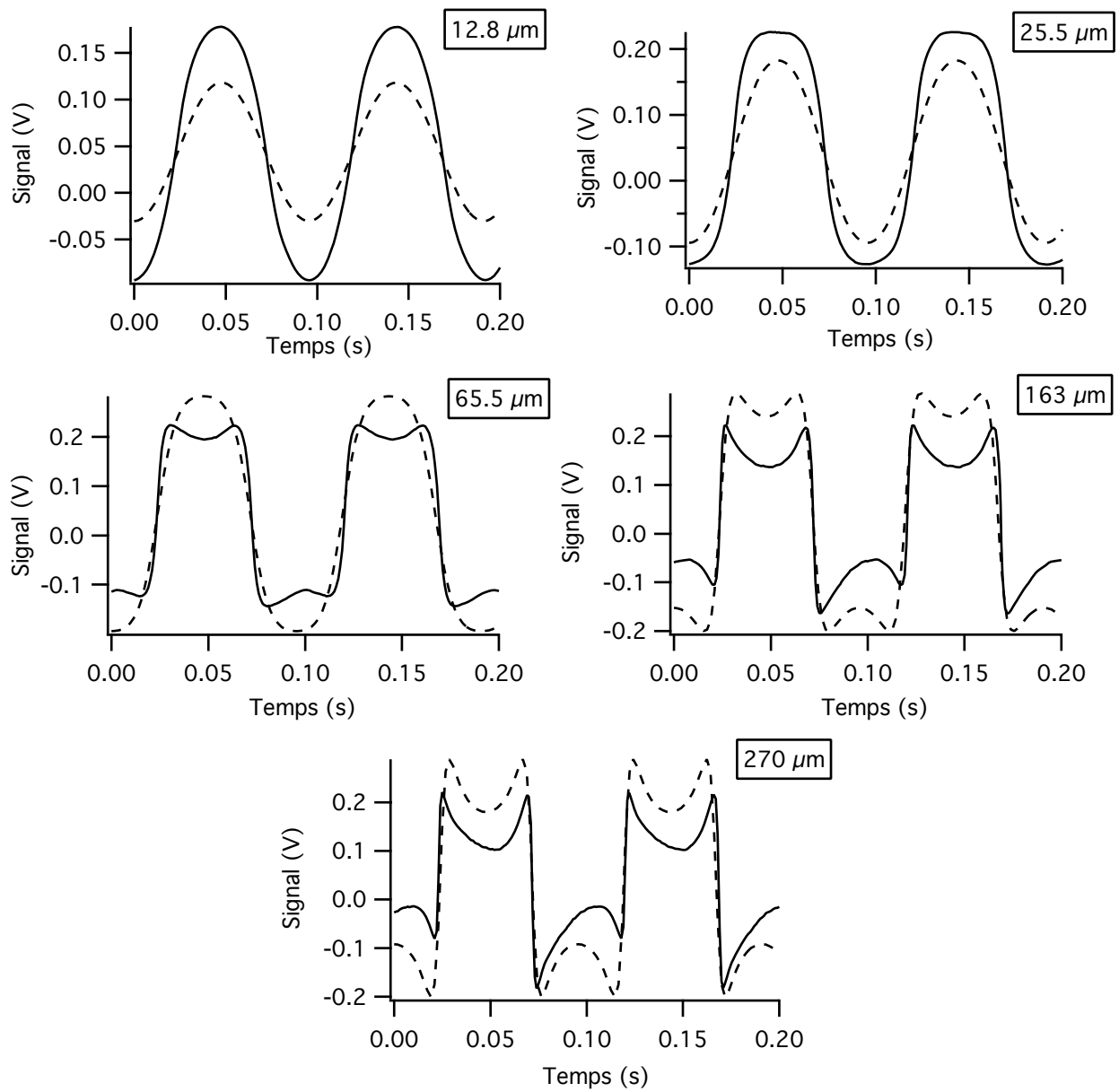


Figure III.17 : Comparaison expérience (courbe trait plein) et simulation théorique (courbe pointillée) pour $\tau_o = 16 \mu s$ - $\gamma = 0,15 \text{ cm}^{-1}$ - $I_{s_s}^o = 1,63 \text{ V}$ ($f = 10 \text{ Hz}$).

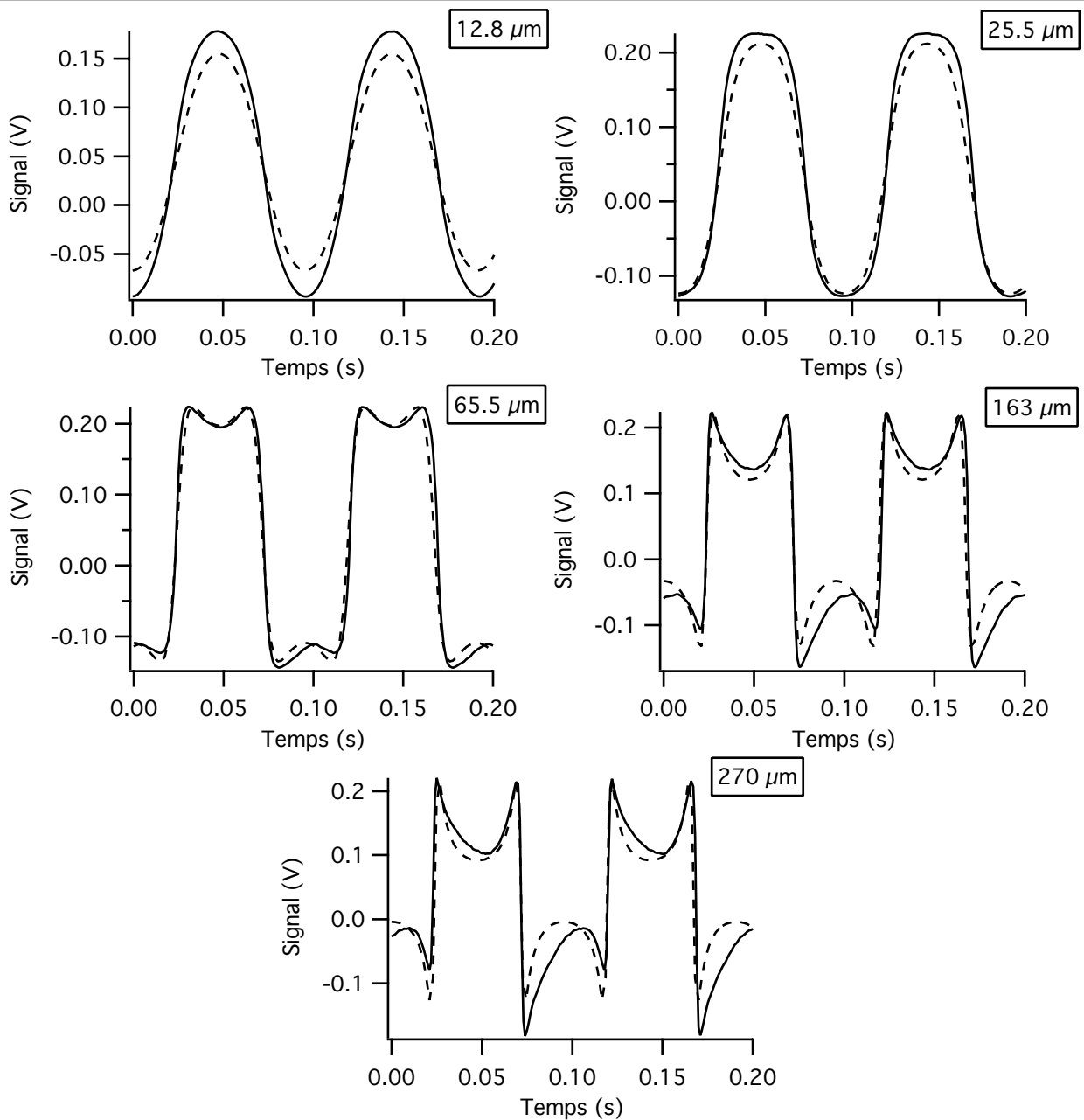


Figure III.18 : Comparaison expérience (courbe trait plein) et simulation théorique (courbe pointillée) pour $\tau_o = 35 \mu s$ - $\gamma = 0,11 \text{ cm}^{-1}$ - $I_{s_s}^o = 1,63 \text{ V}$ ($f = 10 \text{ Hz}$)

L'écart entre le modèle et les courbes réelles est assez important. Deux possibilités s'offrent à nous. Soit le modèle est imparfait, soit les paramètres injectés sont erronés. Nous avons donc cherché quels étaient les paramètres qui optimisent le recouvrement des courbes théoriques et expérimentales par une technique essai-erreur. Il n'y a malheureusement pas de jeu de paramètres optimal. Celui pour les courbes présentées sur la figure III.18 est $\tau_o = 35 \mu s$ - $\gamma = 0,11 \text{ cm}^{-1}$ - $I_{s_s}^o = 1,63 \text{ V}$. On voit que les courbes à $65,5 \mu m$ sont parfaitement superposées. En revanche à faible déplacement l'écart grandit. Nous pourrions bien évidemment chercher à faire varier les valeurs des

déplacements, $I_{s_s}^o$ ou tout autre paramètre mais nous devons nous rendre à l'évidence le modèle doit être amélioré. Un temps de réponse de 35 μs n'est pas viable puisque nous avons confirmé par des mesures que la relation temps de réponse/illumination était correcte (voir chapitre II.2.c).

Le modèle développé très simple dans ces expressions analytiques présente une limitation d'ordre quantitatif. Ses prédictions sur la forme des signaux sont tout de même correctes. Mais il doit être amélioré pour mieux décrire les résultats expérimentaux.

III.3 - Extension théorique : modèle avec absorption

On a vu lors de l'étude théorique que le paramètre essentiel de la description du vélocimètre est le temps de réponse du matériau photoréfractif. Or ce temps de réponse est inversement proportionnel à la puissance des faisceaux incidents sur le cristal (principalement celle du faisceau pompe). Du fait de l'absorption que présentent les matériaux photoréfractifs, cette puissance va varier au cours de la propagation entraînant une augmentation continue du temps de réponse dans l'épaisseur du cristal, ce qui devrait modifier les performances du vélocimètre. Ainsi une illumination de 1 W.cm^{-2} à l'entrée du cristal et un module du vecteur d'onde du réseau $k = 3 \mu\text{m}^{-1}$ donne d'après (II.3) un temps de réponse de 25 μs . A la sortie du cristal d'absorption $1,36 \text{ cm}^{-1}$ et de longueur 1 cm, le temps de réponse passe à 100 μs , soit une augmentation d'un facteur 4 entre l'entrée et la sortie. L'amplitude de cette augmentation montre que l'absorption du cristal doit être prise en compte et que son influence doit être évaluée.

III.3.a - Modèle

Nous avons posé au début du chapitre III.1.a les équations de base. Rappelons les :

$$\text{équation d'atténuation du faisceau signal} \quad \frac{\partial E_{s_s}(x, t)}{\partial x} = -\frac{\alpha}{2} E_{s_s}(x, t)$$

(III.38)

$$\text{équation d'atténuation du faisceau pompe} \quad \frac{\partial E_{p_s}(x)}{\partial x} = -\frac{\alpha}{2} E_{p_s}(x)$$

(III.39)

$$\text{équation de l'oscillateur local} \quad \frac{\partial E_{s_p}(x, t)}{\partial x} = \frac{\gamma}{G} \Delta n(x, t) E_{p_s}(x) - \frac{\alpha}{2} E_{s_p}(x, t) \quad (\text{III.40})$$

$$\text{cinétique de la variation d'indice} \quad \frac{\partial \Delta n(x, t)}{\partial t} + \frac{\Delta n(x, t)}{\tau(x)} = \frac{G}{2\tau(x)} m(x, t)$$

(III.41)

La résolution des équations (III.38) et (III.39) est immédiate. Avec les conditions aux limites (III.1) et (III.2) on a :

$$E_{s_s}(x) = E_{s_s}^0 e^{-\frac{\alpha}{2}x} e^{i\varphi(t)} \quad (\text{III.42})$$

$$E_{p_s}(x) = E_{p_s}^0 e^{-\frac{\alpha}{2}x} \quad (\text{III.43})$$

A partir de (III.42) et (III.43) nous montrons que l'éclairement total diminue au cours de la propagation à travers le cristal d'un facteur $e^{-\alpha x}$. Ainsi la constante de temps $\tau(x)$ augmente-t-elle au cours de cette propagation. Comme $1/\tau$ est proportionnel à I , on peut écrire :

$$\frac{1}{\tau(x)} = \frac{1}{\tau_0 e^{\alpha x}} \quad (\text{III.44})$$

avec τ_0 la constante de temps à l'entrée du cristal pour le niveau d'éclairement à l'entrée du cristal.

La modulation des franges se déduit de l'équation (III.9). On constate qu'elle est toujours constante au cours de la propagation dans le matériau.

$$m(x, t) = 2 \frac{E_{s_s}(x, t)}{E_{p_s}(x)} = 2 \frac{E_{s_s}^0 e^{-\frac{\alpha}{2}x}}{E_{p_s}^0 e^{-\frac{\alpha}{2}x}} e^{i\varphi(t)} = 2 \frac{E_{s_s}^0}{E_{p_s}^0} e^{i\varphi(t)} = m_0 e^{i\varphi(t)} \quad (\text{III.45})$$

Dérivons maintenant l'équation (III.40) par rapport au temps t , il vient :

$$\frac{\partial^2 E_{s_p}(x, t)}{\partial x \partial t} = \frac{\gamma}{G} E_{p_s}(x) \frac{\partial \Delta n(x, t)}{\partial t} - \frac{\alpha}{2} \frac{\partial E_{s_p}(x, t)}{\partial t} \quad (\text{III.46})$$

de (III.41) on extrait $\frac{\partial \Delta n(x, t)}{\partial t}$ et de (III.40) on extrait $\Delta n(x, t)$ que l'on injecte tous deux dans

(III.46) pour obtenir :

$$\frac{\partial^2 E_{s_p}(x, t)}{\partial x \partial t} = \frac{\gamma}{2\tau(x)} E_{p_s}(x) m(x, t) - \frac{1}{\tau(x)} \frac{\partial E_{s_p}(x, t)}{\partial x} - \frac{\alpha}{2\tau(x)} E_{s_p}(x, t) - \frac{\alpha}{2} \frac{\partial E_{s_p}(x, t)}{\partial t} \quad (\text{III.47})$$

En utilisant les relations (III.42), (III.44) et (III.45) on obtient finalement l'équation aux dérivées partielles régissant $E_{s_p}(x, t)$:

$$\frac{\partial^2 E_{s_p}(x, t)}{\partial x \partial t} = \frac{\gamma}{2\tau_o} e^{-\frac{3\alpha x}{2}} E_{s_s}^o e^{i\varphi(t)} - \frac{1}{\tau_o e^{\alpha x}} \frac{\partial E_{s_p}(x, t)}{\partial x} - \frac{\alpha}{2\tau_o e^{\alpha x}} E_{s_p}(x, t) - \frac{\alpha}{2} \frac{\partial E_{s_p}(x, t)}{\partial t} \quad (\text{III.48})$$

Avec comme condition initiale la relation (III.3) : $E_{s_p}(x = 0, t) = 0$.

La résolution de cette équation nécessite un traitement par la technique de la transformée de Laplace. Le calcul complet est détaillé en Annexe. Nous obtenons alors :

$$E_{s_p}(x, t) = \frac{\gamma}{\alpha} E_{s_s}^o e^{-\frac{\alpha x}{2}} \left(e^{i\varphi(t)} * \frac{e^{-\frac{t}{\tau_o e^{\alpha x}}} - e^{-\frac{t}{\tau_o}}}{t} \right) \quad (\text{III.49})$$

(le signe * signifie un produit de convolution au sens de la transformée de Laplace)

Le signal utile qui nous intéresse est toujours (II.28) :

$$S(x, t) = 2\Re\left[iE_{s_s}^* (x, t) \cdot E_{s_p}(x, t) \right]$$

Que nous réécrivons en utilisant (III.42) et (III.49) comme,

$$S(x, t) = 2\gamma I_{s_s}^o e^{-\alpha x} \cdot \Re\left[S_c(x, t) \right] \quad (\text{III.50})$$

avec

$$S_c(x, t) = \frac{i}{\alpha} \cdot e^{-i\varphi(t)} \cdot \left(e^{i\varphi(t)} * \frac{e^{-\frac{t}{\tau_o e^{\alpha x}}} - e^{-\frac{t}{\tau_o}}}{t} \right) = \frac{i}{\alpha} \cdot \int_0^t \left(\frac{e^{-\frac{u}{\tau_o e^{\alpha x}}} - e^{-\frac{u}{\tau_o}}}{u} \right) e^{i[\varphi(t-u) - \varphi(t)]} du \quad (\text{III.51})$$

Nous nous plaçons, comme dans le modèle sans absorption, dans le cas d'une modulation de fréquence faible devant l'inverse du temps de réponse du matériau. On considère ainsi $t \gg \tau_o$ ce qui entraîne pour les mêmes raisons $u \ll t$, donc $t - u \approx t$ et la validité du développement de Taylor suivant, $\varphi(t - u) - \varphi(t) \approx -u \partial \varphi(t) / \partial t$. L'expression intégrale (III.51) se simplifie alors comme suit :

$$S_c(x, t) = \frac{i}{\alpha} \cdot \int_0^t \left(\frac{e^{-\frac{u}{\tau_o e^{\alpha x}}} - e^{-\frac{u}{\tau_o}}}{u} \right) e^{-iu \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t}} du \quad (\text{III.52})$$

En posant $v = \frac{u}{\tau_0}$ il vient,

$$S_c(x, t) = \frac{i}{\alpha} \int_0^{t/\tau_0} \frac{e^{-\left(e^{-\alpha x} + i\tau_0 \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t}\right)v} - e^{-\left(1 + i\tau_0 \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t}\right)v}}{v} dv \quad (\text{III.53})$$

Contrairement au cas sans absorption, une expression analytique de cette intégrale ne peut-être trouvée. Aussi nous simplifions le problème en considérant que l'on se place à des temps $t \gg \tau_0$, et donc que $t/\tau_0 \rightarrow \infty$. En utilisant la relation $\int_0^\infty \frac{e^{-at} - e^{-bt}}{t} dt = \ln\left(\frac{b}{a}\right)$, l'expression (III.53) devient,

$$S_c(x, t) = \frac{i}{\alpha} \cdot \ln \left[e^{\alpha x} \cdot \frac{1 + i\tau_0 \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t}}{1 + i\tau_0 e^{\alpha x} \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t}} \right] \quad (\text{III.54})$$

Enfin en utilisant le fait que $\ln(1 + ix) = \ln\sqrt{1 + x^2} + i \cdot \text{arctg}(x)$, on montre facilement que (III.51) s'écrit,

$$S_c(x, t) = \frac{i}{\alpha} \left\{ \alpha x + \frac{1}{2} \ln \left[\frac{1 + \left(\tau_0 \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t}\right)^2}{1 + \left(\tau_0 e^{\alpha x} \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t}\right)^2} \right] - i \cdot \text{arctg} \left[\frac{(e^{\alpha x} - 1)\tau_0 \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t}}{1 + e^{\alpha x} \left(\tau_0 \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t}\right)^2} \right] \right\} \quad (\text{III.55})$$

On en déduit l'expression du signal utile à partir de (III.50) et (III.55),

$$S(x, t) = \frac{2\gamma}{\alpha} I_{s_s}^0 e^{-\alpha x} \text{arctg} \left[\frac{(e^{\alpha x} - 1)\tau_0 \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t}}{1 + \left(\frac{\alpha x}{e^2} \tau_0 \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t}\right)^2} \right] \quad (\text{III.56})$$

Dans le cas des faibles vitesses de déplacement on a :

$$\left(\frac{\alpha x}{e^2} \tau_0 \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} \right)^2 \ll 1 \quad (\text{III.57})$$

ce qui nous donne,

$$S(x, t) = \frac{2\gamma}{\alpha} I_{s_s}^o e^{-\alpha x} \operatorname{arctg} \left[(e^{\alpha x} - 1) \tau_o \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} \right] \quad (\text{III.58})$$

Si de plus,

$$(e^{\alpha x} - 1) \tau_o \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} \ll 1 \quad (\text{III.59})$$

et comme $\operatorname{arctan}(x) \approx x$ si $x \ll 1$, finalement le signal différentiel utile devient,

$$S(x, t) = 2\gamma x I_{s_s}^o e^{-\alpha x} \frac{(e^{\alpha x} - 1)}{\alpha x} \tau_o \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} \quad (\text{III.60})$$

soit,

$$\boxed{S(x, t) = \frac{2\gamma}{\alpha} I_{s_s}^o (1 - e^{-\alpha x}) \tau_o \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t}} \quad (\text{III.61})$$

On a toujours un signal proportionnel à la vitesse de la modulation de phase. Dans le cas où l'absorption tend vers 0 on retrouve l'expression (III.27) du modèle sans absorption. La structure mathématique est la même à part un terme multiplicatif supplémentaire dû à l'absorption qui pour $\alpha = 1,36 \text{ cm}^{-1}$ et $x = 1 \text{ cm}$ (soit $\alpha x = 1,36$) vaut 2,1 pour une même intensité à la sortie du cristal $I_{s_s}^o e^{-\alpha x}$. Ici le signal est plus fort en présence d'absorption car il est proportionnel au temps de réponse apparent qui augmente du fait de l'absorption. Il est bien évident que si on normalise par rapport à l'intensité à l'entrée du cristal le signal est plus faible en raison de la chute de l'intensité au cours de la propagation dans le matériau. Le facteur multiplicatif vaut ici 0,5 (voir figure III.17, courbe 12,8 μm). Lors des simulations numériques effectuées plus loin nous comparerons les réponses en présence d'absorption et celle sans absorption pour une intensité à la sortie du cristal constante. C'est un choix purement arbitraire, qui a le mérite de mieux faire ressortir l'effet de l'absorption sur l'amplitude relative.

L'introduction de l'absorption dans le modèle ne supprime donc pas la notion de régime linéaire de fonctionnement. Seule sa limite de validité sera changée.

III.3.b - Nouvelle limite du régime linéaire

III.3.b.1 - La vitesse limite

Nous avons dû remplir les deux conditions (III.57) et (III.59) pour obtenir l'expression (III.61) à partir de (III.56).

Regardons maintenant plus en détail la contrainte que nous impose ces conditions sur la vitesse limite du système.

Si $u < 0,6$ alors $\operatorname{arctan}(u)$ s'écarte au plus de 10% par rapport à u . La deuxième condition (III.59) devient :

$$(e^{\alpha x} - 1)\tau_o \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} < 0,6 \quad \Rightarrow \quad \tau_o \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} < \frac{0,6}{e^{\alpha x} - 1} \quad (\text{III.62a})$$

Considérons dans l'inégalité (III.57) que " $\ll 1$ " vaut " $< 1/10$ " ce qui donne :

$$e^{\frac{\alpha x}{2}} \tau_o \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} < \frac{1}{\sqrt{10}} \approx \frac{1}{3} \quad \Rightarrow \quad \tau_o \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} < \frac{1}{\sqrt{10}e^{\frac{\alpha x}{2}}} \quad (\text{III.62b})$$

Nous traçons maintenant les fonctions (III.62a) et (III.62b) en fonction du produit αx (figure III.19).

Nous voyons donc que la première condition (III.62a) est moins restrictive que (III.62b) pour $\alpha x < 1,7$. Nous retiendrons finalement la deuxième condition que l'on réécrit comme suit,

$$\tau_o e^{\frac{\alpha x}{2}} \frac{4\pi v(t)}{\lambda} < \frac{1}{\sqrt{10}} \approx \frac{1}{3} \quad (\text{III.63})$$

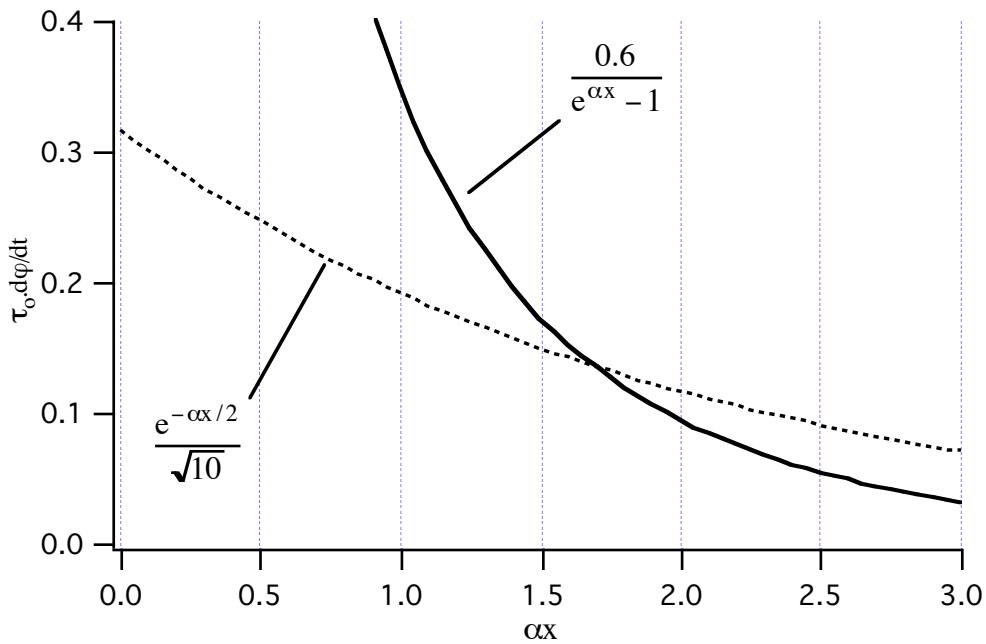


Figure III.19 : Comparaison des conditions de simplifications du signal théorique.

Expression (62a) (trait continu) et expression (62b) (trait pointillé)

Cette nouvelle condition (III.63) est identique à (III.28) en considérant le temps de réponse au milieu du cristal (III.44). Pour une absorption de $1,36 \text{ cm}^{-1}$ dans un cristal de 1 cm de long, le domaine de validité du régime linéaire se voit réduire d'un facteur 2 par rapport au cas sans absorption. On peut écrire la nouvelle expression de la vitesse limite comme :

$$v_{\text{lim}} = \frac{1}{12\pi} \frac{\lambda}{\tau_0 e^{\alpha x/2}} \quad (\text{III.64})$$

Si $\alpha x > 1,7$ l'expression (III.63) n'est plus valable. C'est la condition (III.62a) qui prend le relais. La vitesse limite associée est donc :

$$v_{\text{lim}} = \frac{\lambda}{4\pi\tau_0} \frac{0,6}{e^{\alpha x} - 1} \quad (\text{III.65})$$

III.3.b.2 - La vitesse minimale mesurable

La détermination de la vitesse minimale v_{min} mesurable par le vibromètre est plus difficile à obtenir. Elle dépend de nombreux paramètres. Le gain γ , l'intensité $I_{s_s}^0$, le bruit des détecteurs, la sensibilité de l'instrument de mesure et le temps de réponse τ_0 sont autant de paramètres susceptibles d'influer sur la valeur de v_{min} . Intuitivement on peut d'ores et déjà séparer l'impact de chacun. Plus γ et $I_{s_s}^0$ seront grands plus le signal sera fort et sortira du bruit et donc plus v_{min} sera petit. De même plus le bruit des détecteurs est faible et la sensibilité de l'oscilloscope est grande plus v_{min} diminuera. Enfin si le cristal est rapide (τ_0 petit) cela signifie que le réseau s'adapte très rapidement et ceci est d'autant plus vrai pour les faibles vitesses. Le transfert de la modulation de phase sur le faisceau diffracté sera donc quasi total et la différence de phase entre ce dernier et le faisceau signal transmis s'annulera. Le signal utile sera d'autant plus faible que τ_0 sera petit. Donc un cristal rapide entraînera une grande valeur de v_{min} et réciproquement.

Pour les faibles vitesses on a (III.61) :

$$S(x, t) = \frac{2\gamma}{\alpha} I_{s_s}^0 (1 - e^{-\alpha x}) \tau_0 \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} \quad (\text{III.66})$$

En utilisant que $\partial \varphi(t) / \partial t = 4\pi v(t) / \lambda$, on en déduit la vitesse minimale associée au signal minimal S_{min} mesurable par la chaîne de mesure :

$$v_{\text{min}} = \frac{\alpha \cdot \lambda \cdot S_{\text{min}}}{8\pi \cdot \gamma \cdot \tau_0 \cdot I_{s_s}^0 \cdot (1 - e^{-\alpha x})} \quad (\text{III.67})$$

Pour $\gamma = 0,1 \text{ cm}^{-1}$, $I_{s_s}^0 = 1 \text{ V}$, $\alpha = 1,362 \text{ cm}^{-1}$, $x = 1 \text{ cm}$, $\tau_0 = 20 \text{ } \mu\text{s}$ et $S_{\text{min}} = 1 \text{ mV}$ on obtient $v_{\text{min}} = 3,8 \text{ } \mu\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$. Si $\tau_0 = 1 \text{ } \mu\text{s}$ alors $v_{\text{min}} = 77 \text{ } \mu\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$. Si on choisit $I_{s_s}^0 = 10 \text{ V}$ cette valeur est divisée par 10.

L'étude de v_{\min} n'a pas été un point que nous avons regardé en détail. En particulier l'électronique de détection n'a pas été optimisée pour mesurer de très faibles vitesses. Nous avons surtout privilégié dans notre étude la vitesse maximale mesurable qui nous semble être le point "dur" de ce nouveau système.

III.3.b.3 - La dynamique de mesure

Un paramètre important à optimiser est la dynamique de mesure du capteur. Elle s'exprime comme le rapport de la vitesse limite maximale à la vitesse minimale mesurable (en supposant qu'il n'y a pas de système de gain variable dans la détection).

$$D_{\text{mesure}} = \frac{v_{\text{lim}}}{v_{\text{min}}} \quad (\text{III.68})$$

En utilisant les expressions (III.64) et (III.67) on obtient pour $\alpha x < 1,7$,

$$D_{\text{mesure}} = \frac{2}{3} \frac{\gamma}{\alpha} \frac{I_{s_s}^0}{S_{\text{min}}} e^{-\frac{\alpha x}{2}} (1 - e^{-\alpha x}) \quad (\text{III.69})$$

D_{mesure} est maximale pour un produit absorption longueur nul. Bien évidemment, elle est proportionnelle au gain photoréfractif et à l'intensité du signal incident, ainsi qu'à l'inverse de la sensibilité de la chaîne de mesure. Le fait remarquable est qu'elle ne dépend pas du temps de réponse. Un temps de réponse court permettra de mesurer des vitesses élevées mais pas de petites vitesses, alors que pour un temps de réponse lent c'est le contraire. L'écart entre la vitesse minimale et la vitesse limite étant toujours le même. Une simple variation de l'intensité du faisceau pompe permettrait alors de déplacer la dynamique de mesure.

III.3.b.4 - Optimisation de l'absorption

A épaisseur du cristal constante la vitesse limite est optimale pour une absorption nulle (expression (III.64)). Nous pourrions tenter d'éliminer cette absorption qui dégrade les performances dans le régime linéaire. Mais il est important de ne pas oublier que τ_0 est inversement proportionnel à α (expression (II.3)). Il doit donc exister un optimum pour ce paramètre.

La vitesse limite accessible est d'après (III.64) proportionnelle à $e^{-\alpha x/2} / \tau_0$. Comme $1 / \tau_0 \propto \alpha$ alors v_{lim} sera maximum pour la valeur de α qui optimise la fonction $\alpha e^{-\alpha x/2}$ soit :

$$\alpha_{\text{opt}} = \frac{2}{x} \quad (\text{III.69bis})$$

Cette valeur est supérieure à la valeur de α pour laquelle l'expression (III.64) est valable, c'est à dire $\alpha < 1,7 / x$. Pour $\alpha > 1,7 / x$ nous devons prendre l'expression (III.65). La fonction $\alpha / (e^{\alpha x} - 1)$ est malheureusement une fonction décroissante monotone, maximale pour α qui tend vers zéro. Nous ne sommes pas plus avancés. Pour aller plus loin il est nécessaire de travailler sur l'expression entière du signal. Pour cela nous regardons l'erreur relative de la vitesse extraite du signal délivré par le capteur $S(x,t)$, par rapport à la vitesse $v(t)$ de la cible. Notre signal sera normalisé par le terme $2\gamma I_{s_s}^0 (1 - e^{-\alpha x}) / \alpha$ pour être directement proportionnel à $\tau_o \partial \varphi(t) / \partial t$ à faible vitesse. Et puisque $\partial \varphi(t) / \partial t = 4\pi v(t) / \lambda$ on a :

$$\tau_o \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{4\pi \tau_o}{\lambda} v \quad (\text{III.69ter})$$

Nous étudions donc l'erreur relative du signal S ,

$$ER_S = \frac{\frac{4\pi \tau_o(\alpha)}{\lambda} v - \frac{S(v)}{2\gamma I_{s_s}^0 (1 - e^{-\alpha x}) / \alpha}}{\frac{4\pi \tau_o(\alpha)}{\lambda} v} \quad (\text{III.70})$$

avec,

$$S(v) = 2\gamma I_{s_s}^0 \frac{e^{-\alpha x}}{x} \arctg \left[\frac{(e^{\alpha x} - 1) \frac{4\pi \tau_o(\alpha)}{\lambda} v}{1 + \left(e^{\frac{\alpha x}{2}} \frac{4\pi \tau_o(\alpha)}{\lambda} v \right)^2} \right] \quad (\text{III.71})$$

D'après (II.3) on peut écrire le temps de réponse à l'entrée du cristal, pour une absorption α , comme,

$$\tau_o(\alpha) = \frac{1,36}{\alpha} \tau_o(\alpha = 1,36 \text{ cm}^{-1}) \quad (\text{III.72})$$

$\tau_o(\alpha = 1,36 \text{ cm}^{-1})$ ne dépend que des conditions expérimentales pour le cristal de GaAs utilisé, à savoir le pas du réseau et l'illumination.

Les résultats obtenus, pour différentes vitesses pour un temps de réponse à $1,36 \text{ cm}^{-1}$ de $1 \mu\text{s}$ et une longueur $x = 1 \text{ cm}$, sont présentés sur la figure III.20,

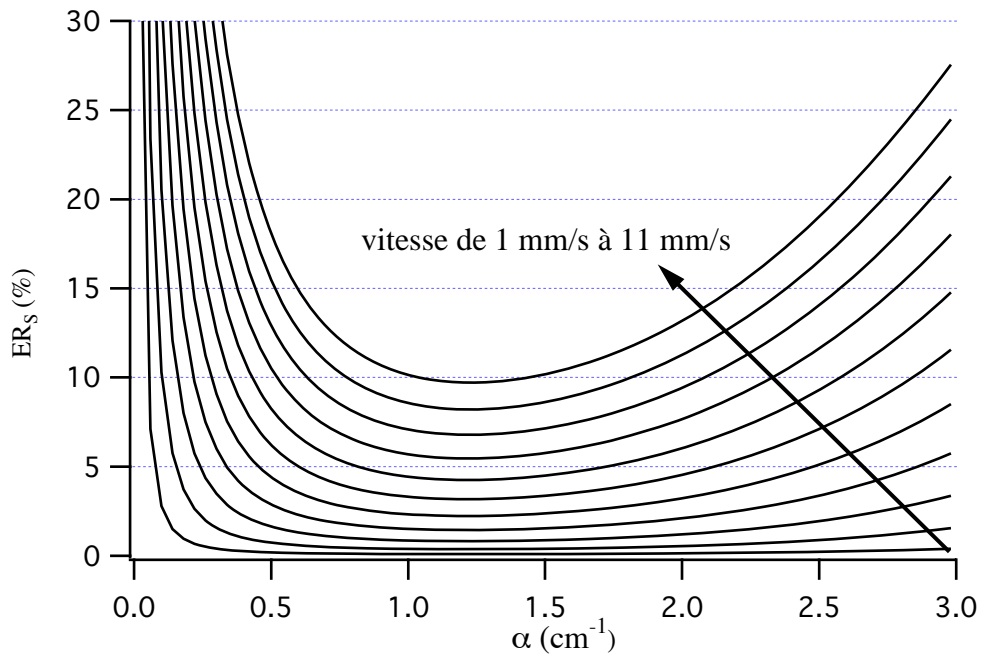


Figure III.20 : Erreur relative ER_S en fonction de l'absorption α pour différentes vitesses (le temps de réponse est fixé à $1 \mu\text{s}$ à $1,36 \text{ cm}^{-1}$).

Plus la vitesse augmente plus l'erreur relative est grande. Pour une vitesse donnée, l'erreur diminue rapidement lorsque l'absorption diminue. Elle passe alors par un minimum puis elle augmente de nouveau à faible absorption. Deux phénomènes s'opposent pour expliquer cette allure. À faible absorption, le temps de réponse est trop grand. Le cristal n'est plus assez rapide et la vitesse limite est faible. Pour les fortes absorptions, le temps de réponse est petit mais décroît fortement au cours de la propagation. Le temps de réponse apparent est alors trop grand et les performances se détériorent. Entre les deux extrêmes, les deux mécanismes se compensent et l'erreur relative présente un minimum pour une absorption voisine de $1,2 \text{ cm}^{-1}$. Si on accepte une erreur de 10% sur la détermination de l'amplitude de la vitesse, la vitesse limite mesurable pour la plage d'absorption $1,1-1,4 \text{ cm}^{-1}$ sera de $11 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ pour un temps de réponse de $1 \mu\text{s}$ à $\alpha = 1,36 \text{ cm}^{-1}$. La valeur donnée par la relation (III.64), avec les mêmes paramètres, est de $14 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$. Le calcul présenté ici permet de compléter les expressions approchées précédentes et montre que l'on ne peut pas trop réduire l'absorption comme le suggère l'expression (III.64).

III.3.c - Simulations numériques

Le modèle développé (expressions (III.50) et (III.51)) nous permet de simuler numériquement la réponse du vibromètre quelles que soient les conditions d'utilisations.

Nous choisissons pour nos simulations un cristal de gain $\gamma = 0,1 \text{ cm}^{-1}$, d'épaisseur 1 cm et de constante de temps $\tau_0 = 1 \text{ }\mu\text{s}$ pour un signal à la sortie du cristal $I_{s_s}^0 e^{-\alpha x} = 1 \text{ V}$.

Sur les figures III.21 et III.22 sont présentées les simulations numériques calculées pour une vibration d'amplitude $5 \text{ }\mu\text{m}$ et de fréquence 5 Hz et 500 Hz pour différentes valeurs de l'absorption. La courbe pour $\alpha = 0 \text{ cm}^{-1}$ a été calculée à partir du modèle sans absorption (équation différentielle (III.19)).

Pour les faibles vitesses de déplacements (figure III.21) le signal augmente avec l'absorption sans déformation. On retrouve le facteur 2 entre les signaux à 0 cm^{-1} et à $1,36 \text{ cm}^{-1}$ obtenue par la relation (III.60). En revanche pour des vitesses de déplacement plus importantes (figure III.22), c'est à dire dans la zone non linéaire, le signal se déforme de plus en plus. Des oscillations d'amortissement apparaissent et le signal se dissymétrise entre les fronts montants et descendants.

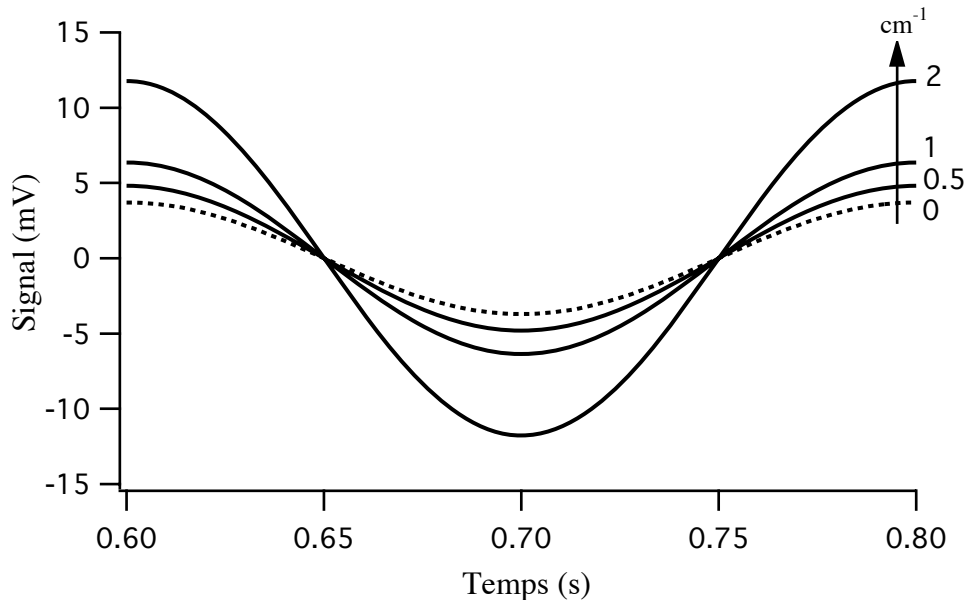


Figure III.21 : Simulation numérique en fonction de l'absorption de la réponse du vibromètre pour une vibration d'amplitude $5 \text{ }\mu\text{m}$ et de fréquence 5 Hz ($\tau_0 = 1 \text{ }\mu\text{s}$ et $\gamma = 0,1 \text{ cm}^{-1}$).

Nous avons aussi regardé l'évolution de la valeur RMS du signal temporel en fonction de la fréquence pour un déplacement fixe. Les simulations sont présentées sur la figure III.23. L'amplitude du déplacement est de $10 \text{ }\mu\text{m}$ pour un temps de réponse de $1 \text{ }\mu\text{s}$ et un gain de $0,1 \text{ cm}^{-1}$. Nous retrouvons le même type de courbes simulées que dans le cas d'une absorption nulle et pour différents déplacements (voir figure III.4). Mais plus l'absorption augmente plus la fréquence qui limite le domaine diminue où la réponse est linéaire, donc la vitesse limite diminue.

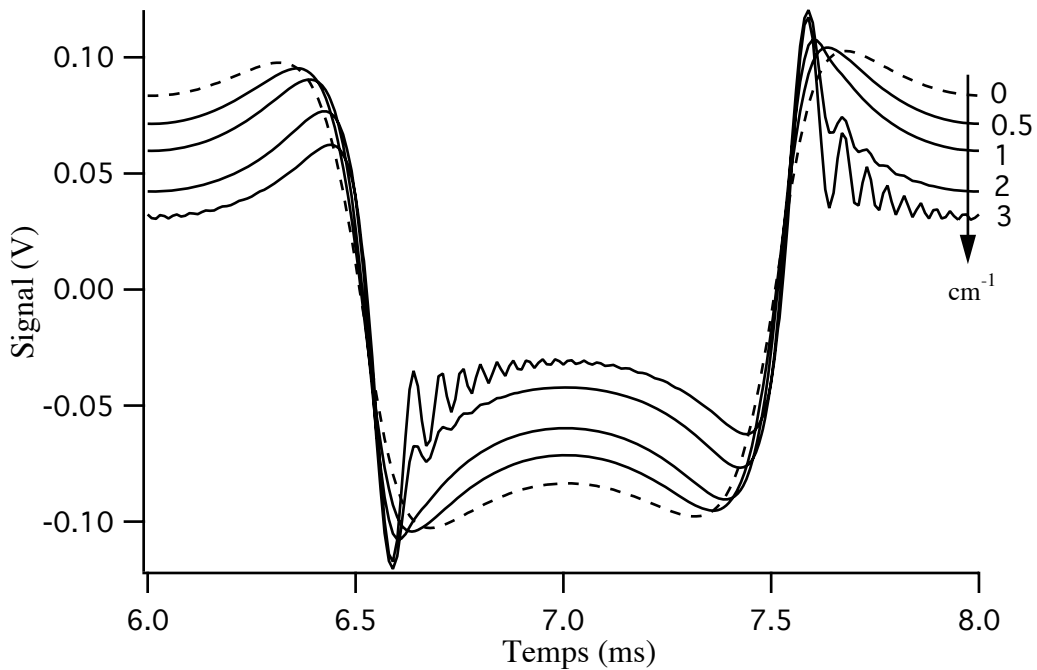


Figure III.22 : Simulation numérique en fonction de l'absorption de la réponse du vibromètre pour une vibration d'amplitude $5 \mu\text{m}$ et de fréquence 500 Hz ($\tau_0 = 1 \mu\text{s}$ et $\gamma = 0,1 \text{ cm}^{-1}$).

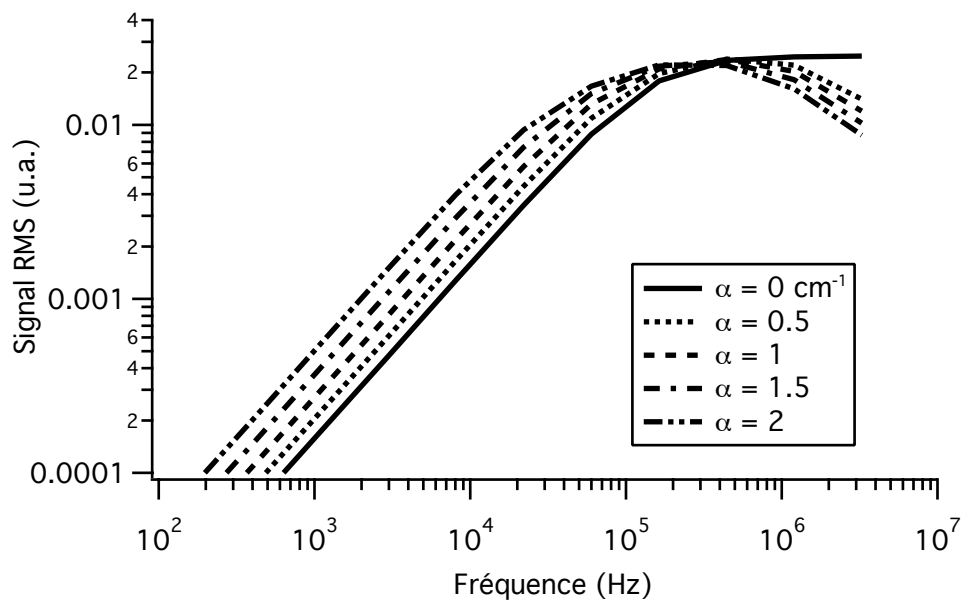


Figure III.23 : Simulation numérique de la valeur RMS du signal délivré par le vibromètre en fonction de la fréquence d'un déplacement d'amplitude $10 \mu\text{m}$ et pour différentes absorptions ($\tau_0 = 1 \mu\text{s}$ et $\gamma = 0,1 \text{ cm}^{-1}$).

Les simulations précédentes ont été obtenues par la résolution de l'intégrale de convolution. Il s'agit d'une évaluation numérique. Nous avons obtenu dans le cas $t \gg \tau_0$ et $1/f \gg \tau_0$ une expression analytique du problème (III.56). Voyons alors la validité de l'expression analytique sur la résolution numérique de l'expression complète.

Sur la figure III.24 sont présentées pour chaque absorption les simulations calculées à partir de l'intégrale de convolution (III.51) (figure III.22) et celles calculées dans le cas approché (III.56) dans les conditions des courbes présentées sur la figure III.21. Pour des absorptions inférieures à 1 cm^{-1} l'écart est minime. En revanche pour des absorptions plus importantes l'écart augmente. Le modèle simple gomme toutes les oscillations de relaxation et donne un signal symétrique contrairement au modèle complet. Dans le régime linéaire les signaux sont symétriques et ne présentent pas d'oscillations de relaxation. Ces oscillations sont liées à la non vérification de la condition $1/f \ll \tau_0$ sur la fin du cristal lorsque l'on augmente α (à τ_0 supposé fixe à l'entrée du cristal). L'absorption de notre cristal est de $1,36 \text{ cm}^{-1}$, nous pouvons alors utiliser l'expression simplifiée (III.56) et éviter l'expression complète (III.51).

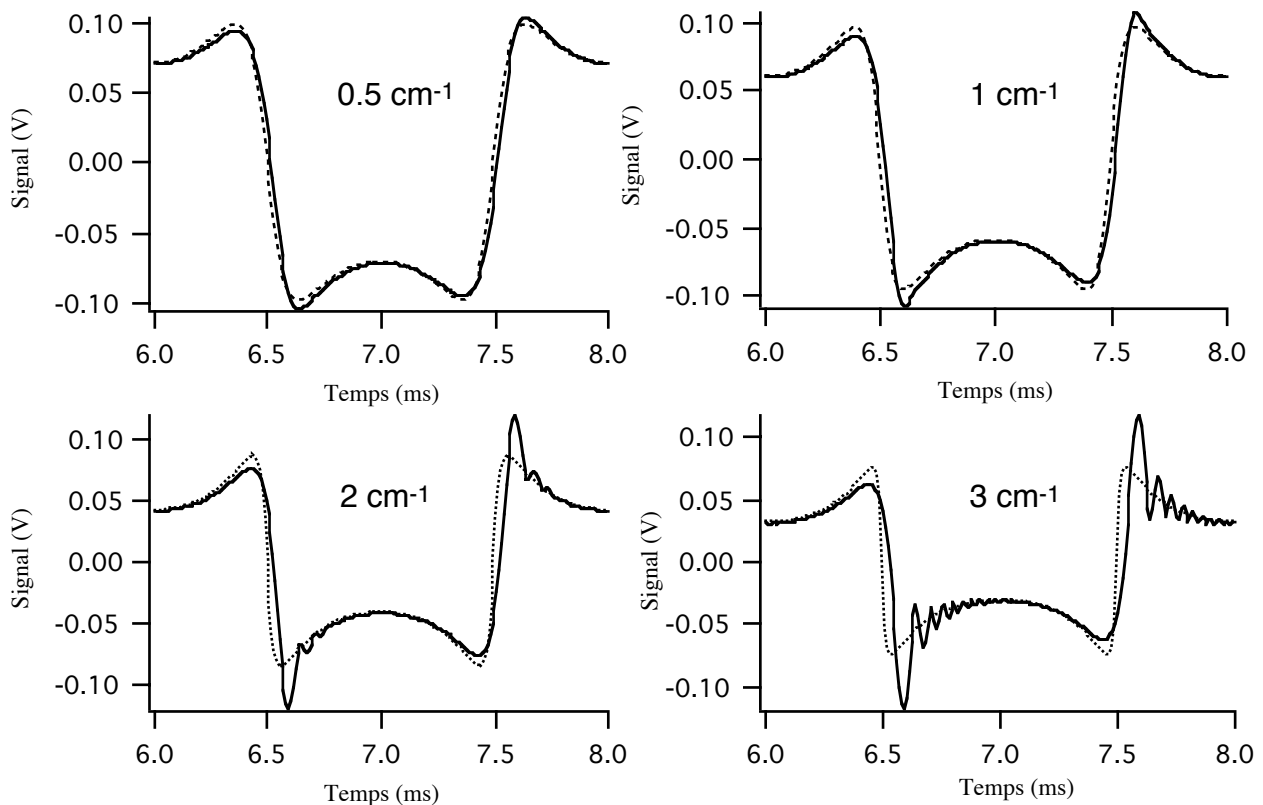


Figure III.24 : Simulations numériques (trait gras) et analytiques (trait fin) de la réponse du vibromètre pour une vibration d'amplitude $5 \mu\text{m}$ et de fréquence 500 Hz . Les calculs sont effectués pour différentes absorptions ($\tau_0 = 1 \mu\text{s}$ et $\gamma = 0.1 \text{ cm}^{-1}$).

III.4 - Nouvelle comparaison quantitative expérience/théorie

Nous allons reprendre les courbes expérimentales présentées sur la figure III.17 et les comparer aux simulations analytiques (expression (III.56)) (figure III.25). Nous n'utiliserons pas l'expression

complète (III.51) car elle est consommatrice de temps de calcul et ne présente pas la souplesse de l'expression analytique.

La mise en place d'un formalisme qui tient compte de l'absorption permet un meilleur ajustement sur les courbes expérimentales quelle que soit l'amplitude du déplacement. Le jeu de paramètres qui optimise le recouvrement est $\tau_o = 20 \mu\text{s}$ - $\gamma = 0,12 \text{ cm}^{-1}$ - $I_{s_s}^o e^{-\alpha x} = 1,63 \text{ V}$.

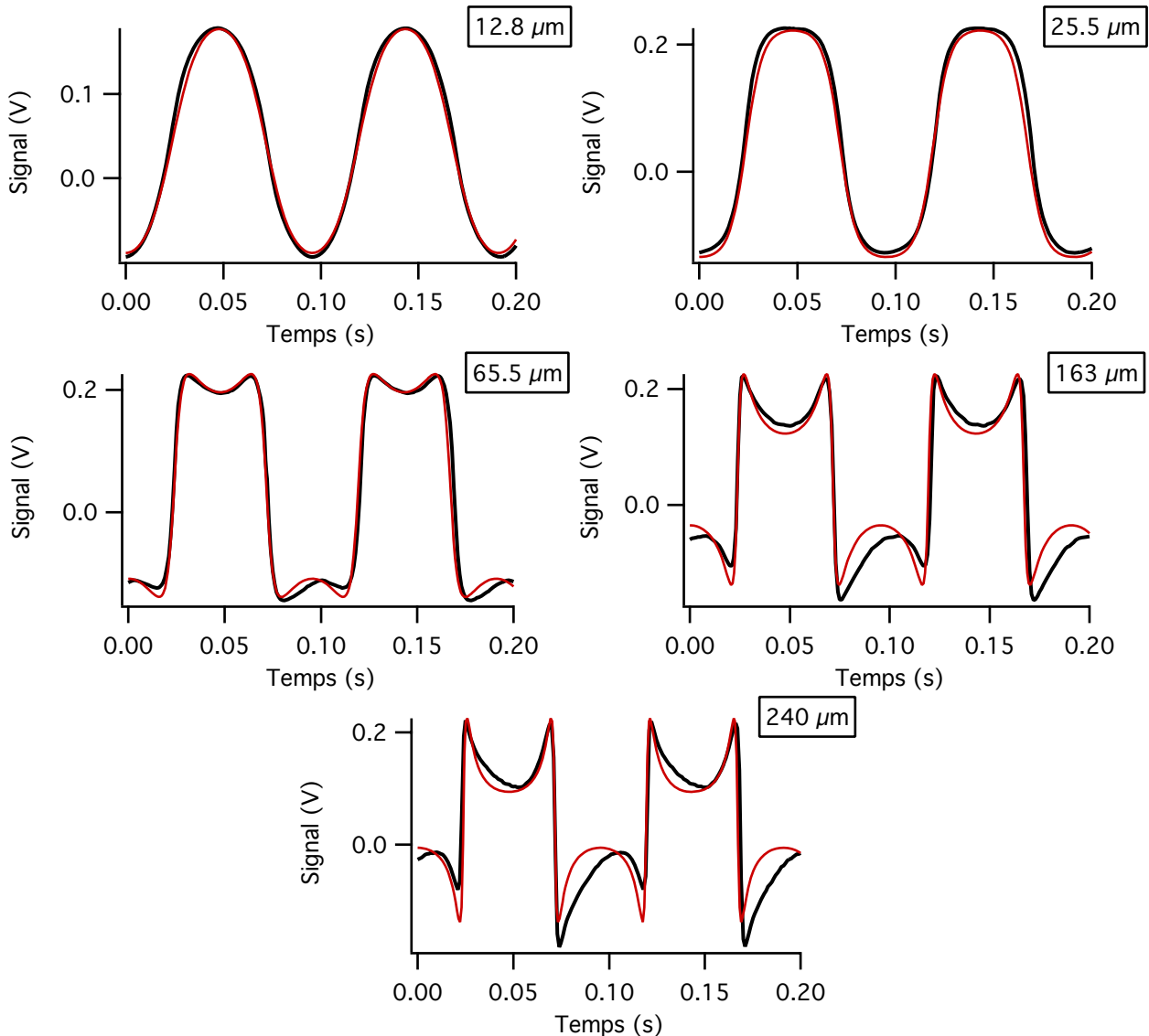


Figure III.25 : Comparaison expérience (trait épais) et simulation théorique (trait fin) pour $\tau_o = 20 \mu\text{s}$ - $\gamma = 0,12 \text{ cm}^{-1}$ - $I_{s_s}^o e^{-\alpha x} = 1,63 \text{ V}$.

Les paramètres sont plus proches de ceux attendus que ceux utilisés pour le calcul de la figure III.18 et l'accord théorie-expérience est meilleur, ce qui confirme l'intérêt de la prise en compte de l'absorption dans les modèles. De plus, dans les simulations nous ne changeons pas la valeur mesurée $I_{s_s}^o$.

Nous observons à fort déplacements dans le régime non linéaire une déformation du signal au niveau des arches de repliement. L'expression utilisée est celle menant au calcul analytique (III.56) et ne rend compte que partiellement du comportement du vélocimètre. En particulier elle ne rend pas compte de la dissymétrie observée avec le modèle numérique pour les fortes absorptions (figure III.22). Toutefois les calculs montrent que cette dissymétrisation reste faible pour une absorption de $1,36 \text{ cm}^{-1}$ et une amplitude de déplacement de $240 \text{ }\mu\text{m}$ à 10 Hz . C'est donc dans un effet autre qu'il faut rechercher cette déformation.

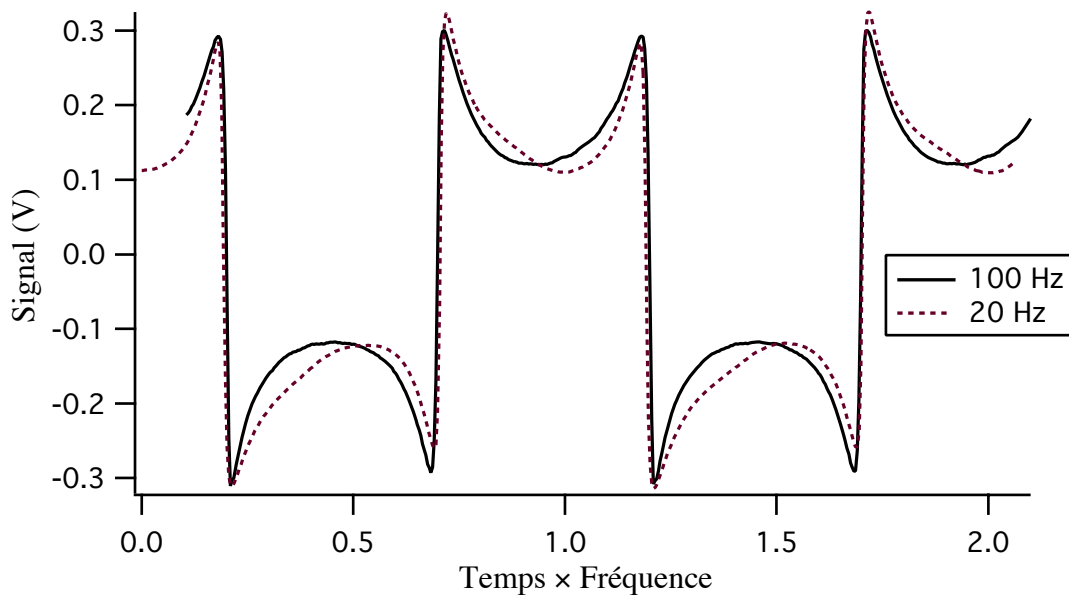


Figure III.26 : Signal expérimental à vitesse constante pour une fréquence de 100 Hz (trait plein) et à 20 Hz (trait pointillé). L'amplitude de déplacement à 20 Hz est de $400 \text{ }\mu\text{m}$.

La cause probable de cette dissymétrie est plutôt à chercher du côté de la faible frontale de la lentille devant la cible ($f = 19 \text{ mm}$). Pour des forts déplacements (tels que les $240 \text{ }\mu\text{m}$ utilisés) la profondeur de champ du système optique n'est pas suffisante et se traduit par une défocalisation au niveau du détecteur (la tache image devient plus grande que le détecteur) et une perturbation du signal en phase avec l'excitation peut apparaître si le montage n'est pas parfaitement symétrique. Pour confirmer cette hypothèse, nous avons excité le pot vibrant avec deux signaux d'amplitude de vitesse identiques mais d'amplitudes de déplacement différentes. Le premier signal a une amplitude de $400 \text{ }\mu\text{m}$ à 20 Hz et le second une amplitude de $80 \text{ }\mu\text{m}$ à 100 Hz . La réponse à ces deux signaux devrait avoir la même forme temporelle dans le régime de fonctionnement normal du vibromètre. Par contre la sensibilité à la profondeur de champ du système optique sera plus forte pour le déplacement de $400 \text{ }\mu\text{m}$. C'est ce que l'on peut observer sur la figure III.26. Les deux signaux ont même valeur RMS ce qui prouve que l'on travaille à vitesse constante. Le signal à 100 Hz est parfaitement symétrique. En revanche à 20 Hz les arches de repliements sont déformées. L'amplitude du déplacement par rapport à la profondeur de champ peut s'avérer être un problème

délicat à éliminer pour les forts déplacements. On peut bien sur augmenter la focale de la lentille de focalisation (sans changer son ouverture) mais on perd alors en intensité réfléchi. Ce point devra être pris en compte lors de la conception du montage.

Nous avons aussi regardé l'évolution du signal RMS en fonction de la fréquence pour une amplitude de déplacement fixe de $2,6 \mu\text{m}$. Le gain photoréfractif en amplitude mesuré est de $0,08 \text{ cm}^{-1}$ (conditions expérimentales légèrement différentes des précédentes). Les résultats sont présentés sur la figure III.27. Les simulations théoriques sont calculées à partir de la valeur du gain mesuré et pour un temps de la valeur de la réponse variant de 20 à $24 \mu\text{s}$. L'accord entre les courbes théoriques et expérimentales est assez correct (inférieur à 5% d'erreur).

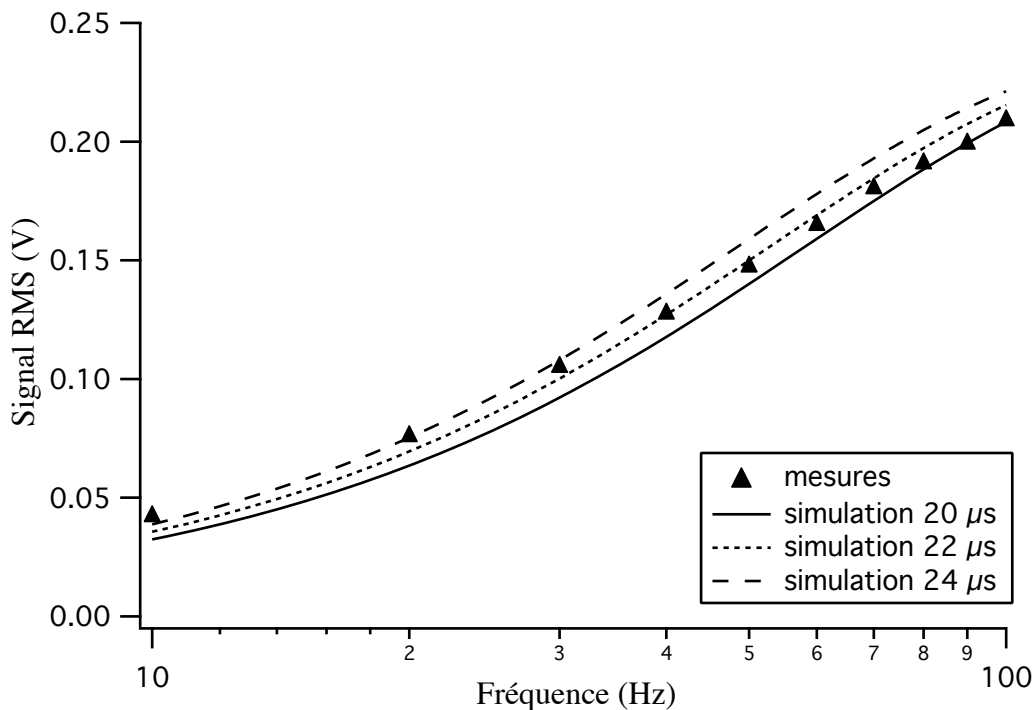


Figure III.27 : Evolution de la valeur RMS du signal en fonction de la fréquence de la cible.

III.5 - Exemples de mesures

Pour terminer ce chapitre nous présentons quelques cas de mesures de vibrations moins académiques.

Sur la figure III.28 est présentée la densité spectrale de puissance (module au carré de la transformée de Fourier) de la réponse du vibromètre à une vibration issue d'un petit ventilateur

d'ordinateur. La fréquence de rotation du ventilateur est d'environ 100 Hz et il possède 5 pales. Le pic vers 500 Hz correspond donc au passage des pales. Les pics compris entre 750 et 800 Hz correspondent à la résonance de structure de la monture. Son amplitude est plus faible au démarrage et à l'arrêt que dans le régime normal de fonctionnement.

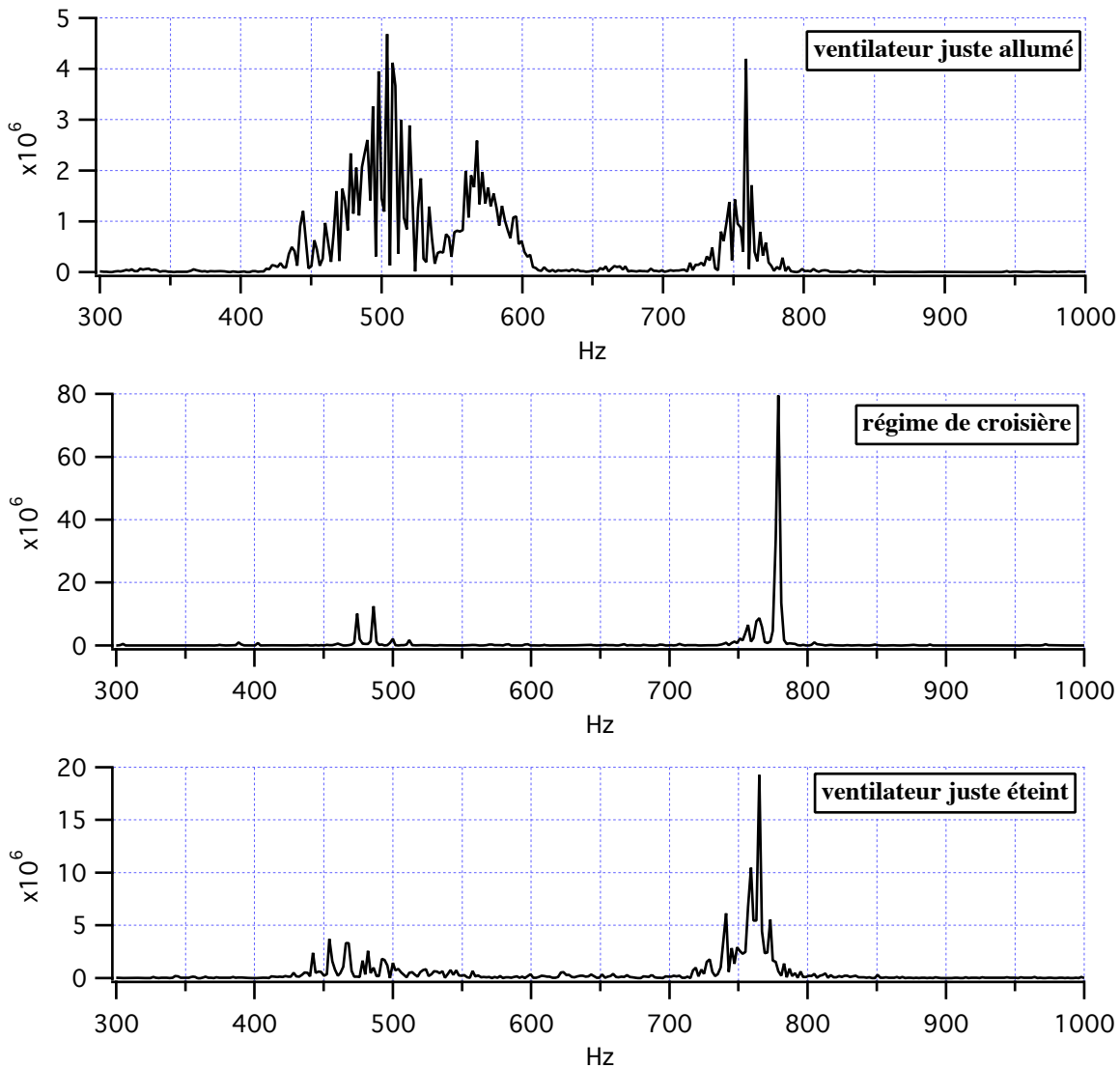


Figure III.28 : spectres de vibration du ventilateur, pendant le démarrage, en régime normal de fonctionnement et pendant l'arrêt.

Pour comparer notre capteur à un système commercial nous avons regardé la réponse du vibromètre et celle de l'accéléromètre placé sur le pot vibrant. L'onde laser éclaire directement l'accéléromètre. Le signal électrique d'excitation du pot est périodique mais non sinusoïdal. Nous présentons sur la figure III.29 le signal électrique d'excitation et les réponses des deux capteurs. La différence entre le signal d'excitation et les réponses des deux capteurs provient de la fonction de transfert du pot vibrant.

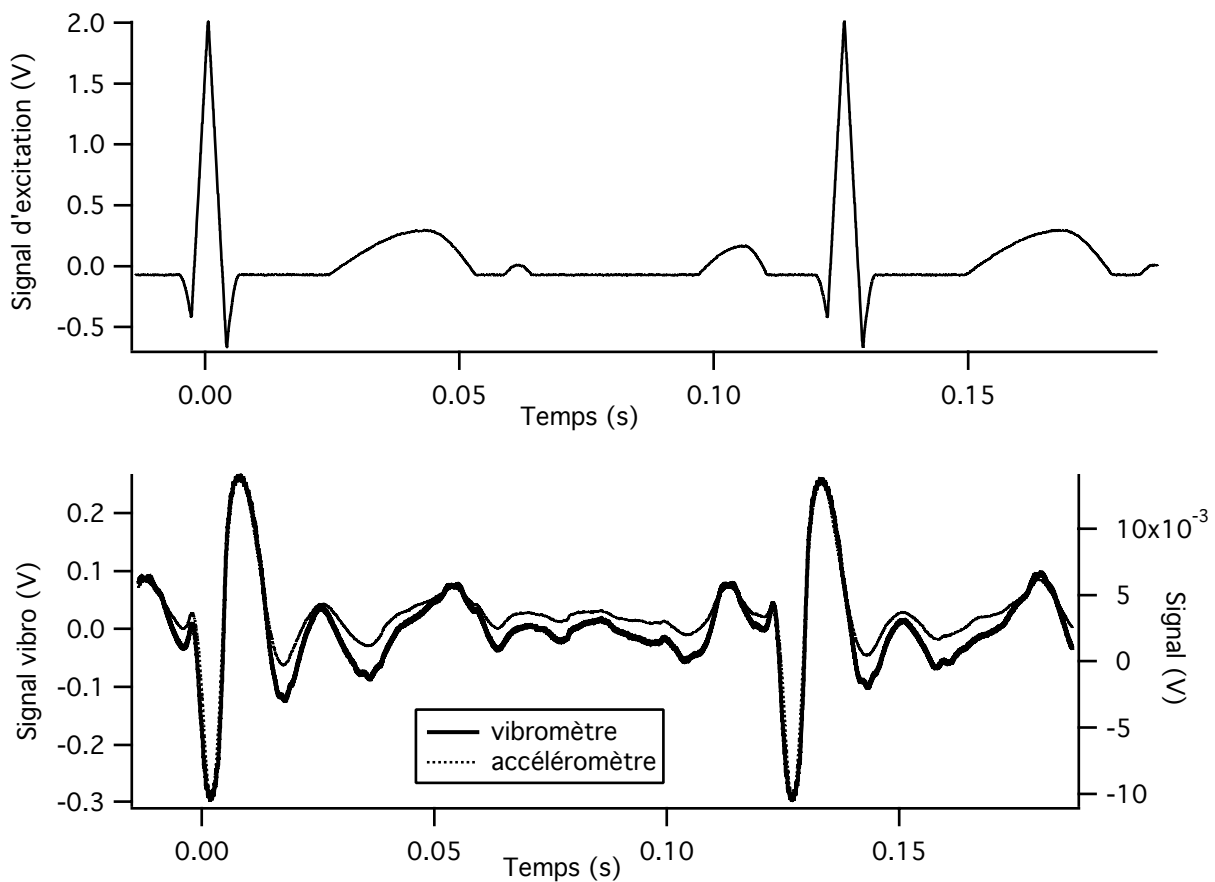


Figure III.29 : Signal d'excitation du pot vibrant et réponse du vibromètre et de l'accéléromètre.

Pour comparer plus finement les capteurs nous avons superposé la densité spectrale des signaux temporels délivrés et détecter un éventuel écart fréquentiel. Le résultat est présenté sur la figure III.30. Les deux courbes sont parfaitement superposées. L'écart en fréquence est donc inférieur au dixième de hertz.

La réponse du vibromètre ne présente pas d'écart avec un autre système de mesure commercial. Ces dernières mesures valident alors pleinement le régime linéaire de fonctionnement du vibromètre holographique

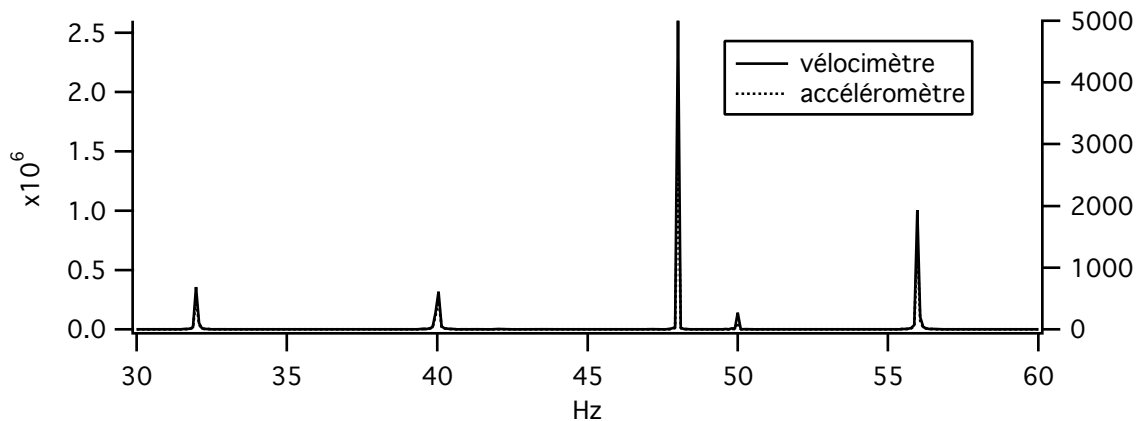


Figure III.30 : Spectres de vibration du pot vibrant mesuré par le vibromètre et l'accéléromètre.

III.6 - Conclusion

Nous avons développé un modèle qui décrit bien la réponse du vibromètre, que ce soit en régime linéaire ou non linéaire. Il s'est avéré que l'absorption joue un rôle majeur. Son introduction dans le modèle complique un peu les expressions, mais des expressions analytiques restent disponibles. L'optimisation des performances du capteur dépend tout d'abord du temps de réponse τ_0 et bien évidemment de l'absorption α du matériau. Nous avons montré qu'il existe, à illumination constante, une valeur de l'absorption qui optimise la vitesse limite mesurable par le vibromètre dans le régime linéaire. Le principal atout de ce vibromètre est de s'affranchir totalement de la structure spatiale de l'onde porteuse de l'information vibratoire. Le régime linéaire de fonctionnement du capteur permet alors de mesurer sur des pièces diffusantes et sans traitement complexe du signal des vitesses pouvant atteindre 11 mm.s^{-1} pour un temps de réponse de $1 \mu\text{s}$ et un produit absorption-longueur de 1,36.

La limite de validité du régime linéaire de fonctionnement de notre vibromètre non optimisé est inférieure à celles annoncées pour les sondes interférométriques commercialisées dont les performances sont au moins un ordre de grandeur plus élevé. Nous devons donc trouver la parade et étendre notre gamme de mesure. L'utilisation du signal dans le régime non linéaire pourrait être la solution recherchée.

IV - AUGMENTATION DES PERFORMANCES : utilisation du régime non linéaire

Le régime non linéaire constitue la limite de fonctionnement de notre capteur. La déformation du signal qui l'accompagne s'apparente au repliement des franges dans un interféromètre de Michelson, avec la différence que la dynamique de l'hologramme permet d'obtenir un unique repliement (figure IV.1). Dans un interféromètre passif il est possible de retirer l'information vibratoire de ce signal replié, toutefois la mesure des grands déplacements nécessite un traitement du signal complexe, où il est nécessaire de compter les franges pour dérouler la phase avec des algorithmes souvent difficiles à mettre en oeuvre. Dans notre vibromètre nous devons donc aussi pouvoir tirer une information sur ce repliement. C'est cette étude que nous allons décrire dans ce chapitre.

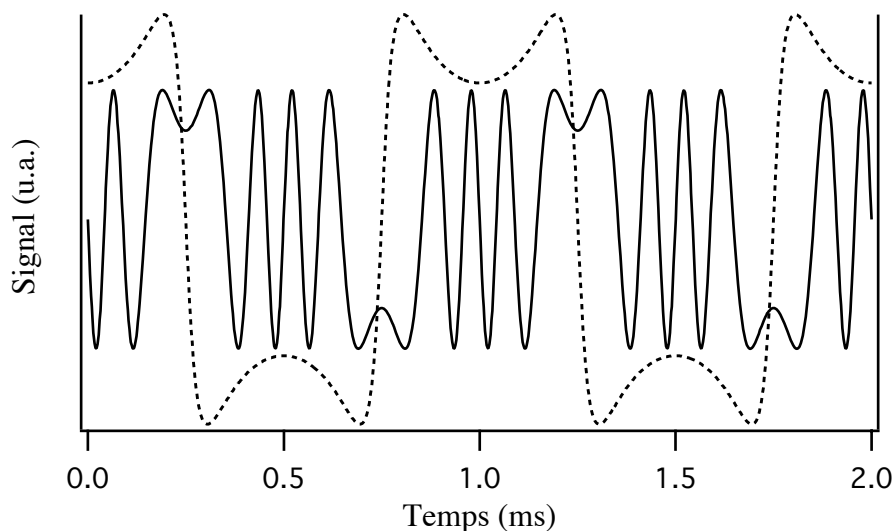


Figure IV.1 : Repliement des franges du signal délivré par un interféromètre de Michelson et du vibromètre photoréfractif (trait pointillé - $\tau_o = 20 \mu s$) pour un déplacement de $1 \mu m$ à 1000 Hz .

IV.1 - Introduction théorique

Revenons tout d'abord au cas simple où l'absorption est négligée, le signal est le rapport d'un terme proportionnel à la vitesse et d'un terme non linéaire (III.26) :

$$S(x, t) = 2\gamma x I_{s_s}^o \frac{\tau_o \partial \varphi / \partial t}{1 + (\tau_o \partial \varphi / \partial t)^2} \quad (\text{IV.1})$$

Le terme au dénominateur crée la déformation (repliement) à forte vitesse de déplacement. Une simple inversion de cette expression (il s'agira ici de la résolution d'une équation du second ordre) permettrait de s'affranchir de la condition $(\tau_o \partial \varphi / \partial t)^2 \ll 1$. Le traitement électronique direct sur le signal risque toutefois de s'avérer compliqué à réaliser et ne constitue pas une solution pratique, d'autant plus que l'expression mathématique donnant $S(x,t)$ en présence d'absorption est plus complexe.

Une autre solution, purement optique va nous permettre de résoudre ce problème non linéaire de manière plus simple. Nous savons que dans un interféromètre passif une mesure d'un second signal (mesure du cosinus) en quadrature par rapport au signal classique (mesure du sinus) permet de lever l'incertitude sur le signe du déplacement [49]. Le signal étudié jusqu'à présent correspond à la mise en quadrature du signal et de l'oscillateur local, cela sera donc l'équivalent de la mesure du "sinus" dans un interféromètre classique. Comme dans ce dernier, le signal en "cosinus" où les deux signaux interfèrent en phase devrait nous apporter une information supplémentaire sur le signal mesuré et compléter la mesure effectuée avec la composante "sinus".

Si on reprend l'étude du II.3.b qui a permis d'établir l'expression (II.28) du signal mesuré, la mise en quadrature est caractérisée par le nombre complexe "i". Le même calcul mené sans cette mise en quadrature (en supprimant la lame quart d'onde) permet d'obtenir le signal "cosinus" qui s'écrit alors:

$$C(x, t) = 2 \Re \left[E_{s_s}^* (x, t) \cdot E_{s_p} (x, t) \right] \quad (IV.2)$$

Puis en reprenant le calcul du III.1.b, dans le cas où l'absorption est négligée, on obtient un signal analogue à celui donné par l'équation III.16 :

$$C(x, t) = 2\gamma x I_{s_s}^o \Im [S_c(t)] \quad (IV.3)$$

$S_c(t)$ obéissant à l'équation différentielle (III.19). Nous nous plaçons toujours dans le cas $t \gg \tau_o$ pour simplifier les expressions. On trouve finalement une expression pour $C(x,t)$:

$$C(x, t) = 2\gamma x I_{s_s}^o \frac{1}{1 + (\tau_o \partial \varphi / \partial t)^2} \quad (IV.4)$$

On retrouve bien évidemment la même forme mathématique à ceci près que le terme linéaire de vitesse de phase présent dans le signal $S(x,t)$ (IV.1) a disparu. $C(x,t)$ ne contient plus d'information d'ordre linéaire. La déformation du signal $S(x,t)$ est due au terme quadratique du dénominateur, qui lui même correspond exactement à l'expression de $C(x,t)$. Si nous effectuons le rapport des signaux

$S(x,t)$ et $C(x,t)$, on obtient une expression $R(t)$ sans terme quadratique. Nous nous sommes affranchis d'un seul coup du régime non linéaire (dans le cas $t \gg \tau_0$). De plus, l'expression ne dépend pas des termes de gain et d'intensité incidente sur le cristal, elle est simplement proportionnelle à la vitesse de la modulation de phase multipliée par le temps de réponse.

$$R(t) = \frac{S(x, t)}{C(x, t)} = \frac{\Re[Sc(x, t)]}{\Im[Sc(x, t)]} = \tau_0 \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} \quad (\text{IV.5})$$

La condition $(\tau_0 \partial \varphi / \partial t)^2 \ll 1$ établie dans le chapitre précédent pour se placer dans le régime linéaire de fonctionnement du capteur n'est plus nécessaire. Il est bien évident que l'équation (IV.5) n'est pas valable quelle que soit la fréquence du déplacement. Nous sommes dans le cas $t \gg \tau_0$. C'est à dire dans le cas des fréquences très inférieures à l'inverse du temps de réponse. Pour un temps de réponse de $1 \mu\text{s}$ l'expression sera valable pour des fréquences inférieures à 10 kHz. En revanche dans ce modèle simplifié supposant une mesure parfaite, elle est valable quelle que soit l'amplitude du déplacement.

L'utilisation du signal "cosinus" permet donc de s'affranchir facilement du terme quadratique dans le signal "sinus" et constitue un moyen simple d'augmenter les performances du vibromètre. Nous devons maintenant étudier plus en détail ce régime de fonctionnement et définir les nouvelles limites de validité de ce nouveau régime qui apparaîtront du fait, par exemple, de l'absorption du cristal. De plus ce régime permet d'éliminer le terme d'intensité $I_{s_s}^0$ à l'entrée du cristal. Même si l'amélioration de la dynamique s'avérait faible, il sera sans doute utile de faire le rapport, pour avoir un signal final indépendant de la puissance réfléchi par la cible ce qui évitera une mesure préalable du signal de retour.

IV.2 - Simulations et limites de validité théoriques

L'introduction de l'absorption s'est avérée être primordiale dans les comparaisons entre la théorie et l'expérience pour les mesures dans le régime linéaire. Nous devons donc en tenir compte dans les simulations du nouveau régime. Nous allons tout d'abord procéder à diverses simulations de la réponse du vibromètre pour mettre en évidence l'intérêt du nouveau régime même lorsque l'on tient compte de l'absorption. Puis nous verrons comment accéder aux limites de fonctionnement.

IV.2.a - Simulations théoriques

Comme dans le cas de l'expression de $S(x,t)$ établie au III.3.a, l'expression (IV.3) reste valable en présence d'absorption en la multipliant simplement par $e^{-\alpha x}$ et en utilisant l'expression de $S_c(x,t)$ donnée par (III.55), cela permet d'obtenir l'expression du rapport $R(x,t)$, en se souvenant que l'expression de $S_c(x,t)$ est obtenue pour $t \gg \tau_o$:

$$R(x,t) = \frac{\operatorname{arctg} \left[\frac{(e^{\alpha x} - 1)\tau_o \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t}}{1 + \left(e^{\frac{\alpha x}{2}} \tau_o \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} \right)^2} \right]}{\alpha x + \frac{1}{2} \ln \left[\frac{1 + \left(\tau_o \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} \right)^2}{1 + \left(\tau_o e^{\alpha x} \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} \right)^2} \right]} \quad (IV.6)$$

Le signal "cosinus" s'écrit :

$$C(x,t) = \frac{2\gamma}{\alpha} I_{s_s}^o e^{-\alpha x} \cdot \left(\alpha x + \frac{1}{2} \ln \left[\frac{1 + \left(\tau_o \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} \right)^2}{1 + \left(\tau_o e^{\alpha x} \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} \right)^2} \right] \right) \quad (IV.7)$$

L'expression (IV.6) se montre déjà moins intuitive que (IV.5). Nous avons donc effectué, à l'aide d'un logiciel de mathématique, le développement de Taylor de $R(x,t)$ sur la variable $\tau_o \partial \varphi / \partial t$, il vient finalement l'expression suivante à l'ordre 3 :

$$R(x,t) = \frac{e^{\alpha x} - 1}{\alpha x} \cdot \left(\tau_o \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} \right) + \frac{3(e^{\alpha x} - 1)^2 (e^{\alpha x} + 1) - 2(e^{3\alpha x} - 1)\alpha x}{6(\alpha x)^2} \cdot \left(\tau_o \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} \right)^3 + O \left[\left(\tau_o \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} \right)^5 \right] \quad (IV.8)$$

Le premier terme du développement est bien proportionnel à la vitesse de phase au terme multiplicatif près dépendant de l'absorption $(e^{\alpha x} - 1) / \alpha x$. Pour les faibles vitesses de déplacements on retrouve l'expression (IV.5) dénuée des termes de gain γx et de l'intensité issue de la cible à la sortie du cristal $I_{s_s}^o e^{-\alpha x}$. Finalement, même en présence de l'absorption, nous devons être capables d'extraire l'information utile du signal. Nous verrons un peu plus tard les limites de validité du

nouveau régime et l'optimisation du matériau en vue d'élargir au mieux sa gamme de fonctionnement.

Voyons tout d'abord si les simulations confirment l'intérêt de ce nouveau régime. Nous allons regarder l'évolution des signaux $S(x,t)$ (III.56), $C(x,t)$ (IV.7) et $R(x,t)$ (IV.6) pour une excitation sinusoïdale d'amplitude croissante de $0,1 \mu\text{m}$ à 1 mm à une fréquence fixe de 1 kHz . Nous nous plaçons dans les mêmes conditions que pour les simulations faites dans le régime linéaire à savoir un temps de réponse $\tau_0 = 1 \mu\text{s}$, un gain en amplitude $\gamma = 0,3 \text{ cm}^{-1}$, une épaisseur $x = 1 \text{ cm}$ et une absorption $\alpha = 1,36 \text{ cm}^{-1}$.

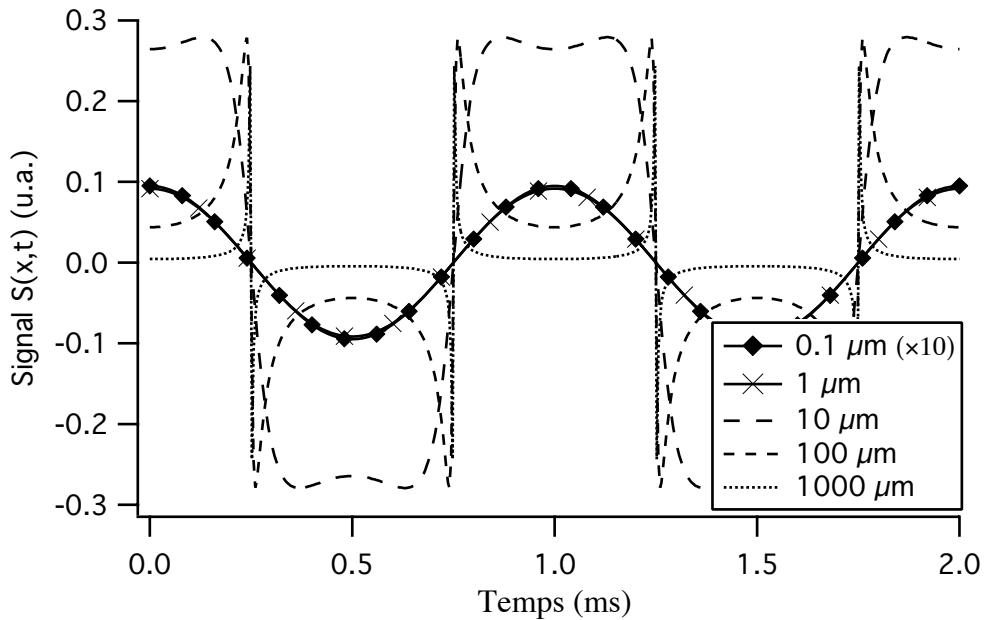


Figure IV.2 : Simulation analytique de la réponse du vélocimètre $S(x,t)$ en régime de fonctionnement linéaire à un déplacement sinusoïdal de fréquence 1 kHz à différentes amplitudes de déplacements.

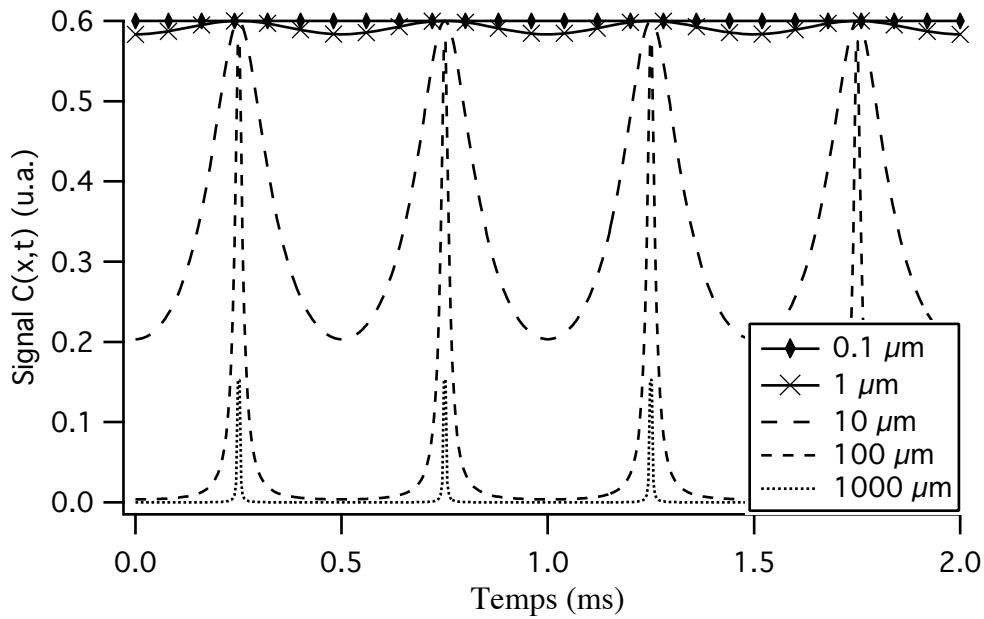


Figure IV.3 : Simulation analytique de la réponse non linéaire $C(x,t)$ du vélocimètre à un déplacement sinusoïdal de fréquence 1 kHz à différentes amplitudes de déplacements.

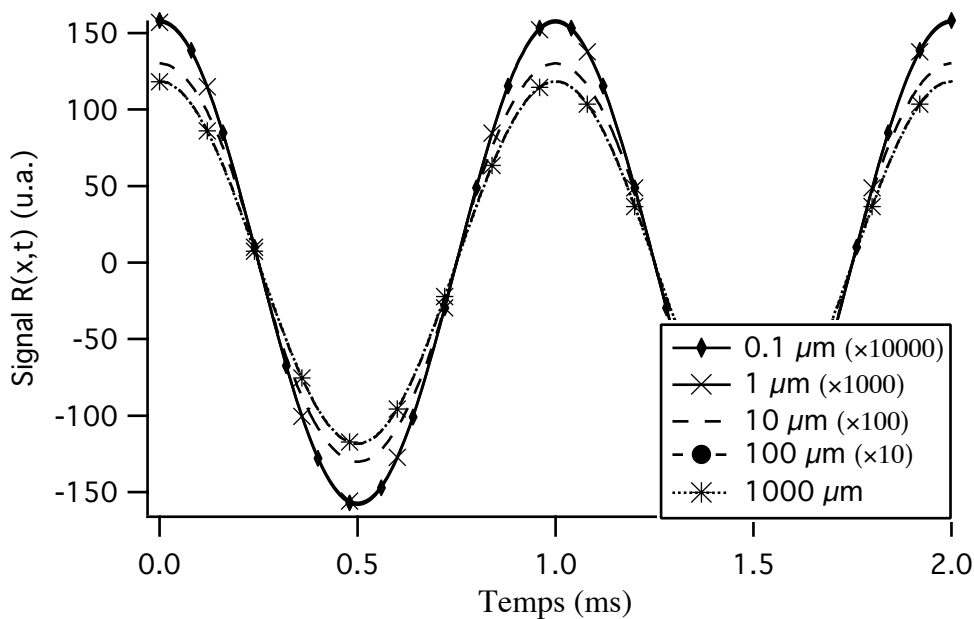


Figure IV.4 : Simulation analytique de la réponse du vélocimètre $R(x,t)$ à un déplacement sinusoïdal de fréquence 1 kHz à différentes amplitudes de déplacements.

Nous retrouvons pour le signal $S(x,t)$ (figure IV.2) les mêmes courbes que celles obtenues sur la figure III.3 (à l'absorption près). Pour les faibles déplacements la réponse est linéaire puis le phénomène de saturation fait son apparition et le signal se déforme avec apparition du repliement caractéristique. Le signal non linéaire $C(x,t)$ (figure IV.3) est bien de fréquence double par rapport à $S(x,t)$. Pour les forts déplacements il sature à zéro. Pour le signal $R(x,t)$ nous apercevons

rapidement qu'aucune déformation n'est visible (figure IV.4). Pour les faibles déplacements l'amplitude relative (celle corrigée d'un facteur multiplicatif pour pouvoir être comparée aux autres) est constante. Cela correspond au premier terme du développement de Taylor (IV.8). Les harmoniques supérieures sont négligeables. Cela correspond aussi au régime linéaire de fonctionnement du capteur. Pour les déplacements plus grands le signal relatif diminue (en fait son amplitude absolue augmente bien évidemment) sans se déformer, puis sature. Les courbes 100 μm et 1000 μm sont confondues. Cela veut dire qu'il y a une relation de proportionnalité simple entre le signal et la vitesse. On retrouve un régime linéaire de fonctionnement.

IV.2.b - Gamme de sensibilité

D'après les simulations, pour les très grandes vitesses de déplacement on retrouve un signal proportionnel à la vitesse ce qui indique à première abord une gamme de sensibilité presque infinie. Pour tempérer ces propos nous devons regarder de près ce nouveau phénomène. Nous avons pour cela simplifié l'expression du signal R à fort déplacement. En posant $V = \tau_0 \partial \varphi / \partial t$, on a d'après (IV.6) :

$$R(V) = \frac{\operatorname{arctg} \left[\frac{(e^{\alpha x} - 1)V}{1 + e^{\alpha x} V^2} \right]}{\alpha x + \frac{1}{2} \ln \left[\frac{1 + V^2}{1 + e^{2\alpha x} V^2} \right]} = 2 \frac{\operatorname{arctg} \left[\frac{(e^{\alpha x} - 1)V}{1 + e^{\alpha x} V^2} \right]}{\ln \left[e^{2\alpha x} \frac{1 + V^2}{1 + e^{2\alpha x} V^2} \right]} \quad (\text{IV.9})$$

On réécrit (IV.9) comme,

$$R(V) = 2 \frac{\operatorname{arctg} \left[\frac{(e^{\alpha x} - 1)}{\frac{1}{V} + e^{\alpha x} V} \right]}{\ln \left[1 + \frac{1}{V^2} \right] - \ln \left[1 + \frac{1}{e^{2\alpha x} V^2} \right]} \quad (\text{IV.10})$$

En supposant que $V \gg 1$ alors l'expression (IV.10) se simplifie et il vient,

$$R(V) = 2 \frac{\frac{(1 - e^{-\alpha x})}{V}}{\frac{1}{V^2} - \frac{1}{e^{2\alpha x} V^2}} \quad (\text{IV.11})$$

Soit finalement,

$$R(V) = 2 \frac{e^{2\alpha x}}{(e^{2\alpha x} - 1)} (1 - e^{-\alpha x}) V = 2 \left(\frac{1 - e^{-\alpha x}}{1 - e^{-2\alpha x}} \right) V \quad (\text{IV.12})$$

A très fort déplacement, la relation de proportionnalité entre R et V est extrêmement simple. On retrouve un régime linéaire de fonctionnement avec simplement un changement du facteur de proportionnalité par rapport au régime de faibles vitesses (IV.8). C'est assez innatendu vu l'expression de départ.

Finalement on a,

- A très faibles vitesses : $R(t) = k_1(\alpha)V(t)$ avec $k_1(\alpha) = \frac{e^{\alpha x} - 1}{\alpha x}$
(IV.13)

- A très fortes vitesses : $R(t) = k_2(\alpha)V(t)$ avec $k_2(\alpha) = 2 \left(\frac{1 - e^{-\alpha x}}{1 - e^{-2\alpha x}} \right)$
(IV.14)

Et donc il est évident d'écrire que quel que soit V et α on a,

$$R(t) = k(\alpha, V)V(t) \quad (\text{IV.15})$$

où $k(\alpha, V)$ est une fonction monotone décroissante qui vaut k_1 pour V petit et k_2 pour V grand (figure IV.5).

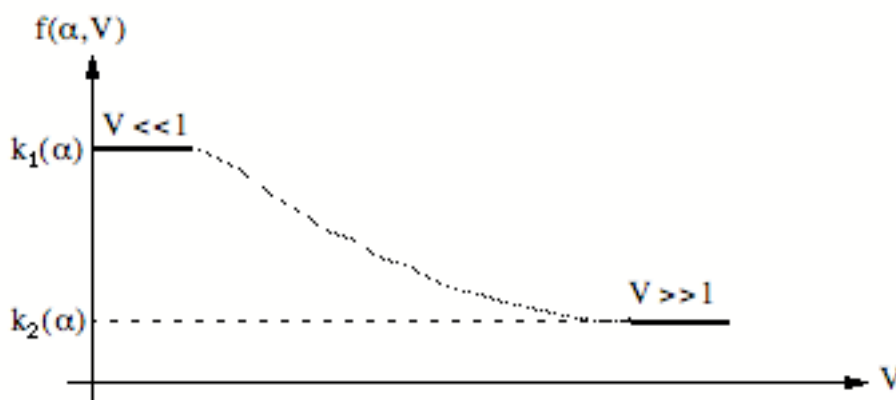


Figure IV.5 : Evolution de la fonction $k(\alpha, V)$ en fonction de V.

Nous avons maintenant une information aux extrémités du "spectre" de vitesse. C'est à dire une réponse linéaire avec la vitesse, le facteur de proportionnalité dépendant uniquement du produit αx . Pour des vitesses intermédiaires, le "facteur de proportionnalité" dépend de αx et de V.

Entre les deux régimes extrêmes, le signal ne sera pas linéaire avec V ce qui se traduira par une déformation du signal. Reste à savoir si cette déformation du signal est acceptable ou non. Pour évaluer cette déformation, nous avons regardé l'erreur relative de la réponse du vibromètre à une excitation sinusoïdale. Le facteur de proportionnalité entre la réponse et l'excitation n'étant pas égal à l'unité, il est nécessaire de corriger la réponse d'un terme k_1 , k_2 ou plus généralement d'un terme $k \in [k_1, k_2]$. Pour une vibration sinusoïdale de la forme $\varphi(t) = \varphi_0 \sin(2\pi ft)$ et donc $V(t) = \tau_0 \partial \varphi / \partial t = 2\pi f \tau_0 \varphi_0 \cos(2\pi ft) = V_0 \cos(2\pi ft)$. V_0 est le produit du temps de réponse, de la fréquence et de l'amplitude (via φ_0) du déplacement. La fonction d'erreur est donc la suivante :

$$ER(V_0) = \frac{\text{RMS}\left[V(t) - \frac{R(t)}{k}\right]}{\text{RMS}[V(t)]} \quad (\text{IV.16})$$

Les courbes seront identiques si pour un temps de réponse fixe on fait varier la vitesse ou pour une vitesse donnée on fait varier le temps de réponse. De même augmenter le temps de réponse (respectivement la vitesse) pour la courbe en fonction de la vitesse (respectivement en fonction du temps de réponse) décale simplement le graphe vers la droite sans changer la saturation.

Les simulations de ER en fonction de V_0 présentées en figure IV.6 ont été calculées pour $k = k_1$, $k = k_2$ et $k = k_m = (k_1 + k_2) / 2$ (toujours pour $\alpha = 1,36 \text{ cm}^{-1}$).

Pour la courbe qui correspond à la normalisation de la réponse R par rapport à k_1 , l'erreur relative est nulle pour les faibles valeurs du produit $V_0 = 2\pi f \tau_0 \varphi_0$ et tend vers 25% pour les fortes valeurs de V_0 . Ces 25% viennent du fait que, si la forme est bonne, le facteur de proportionnalité utilisé n'est pas le bon, l'erreur est donc égale au rapport k_2 / k_1 . Pour une réponse normalisée par rapport à k_2 on observe l'inverse. On obtient une erreur nulle pour V_0 tendant vers l'infini et qui augmente pour les plus faibles valeurs. La valeur de la saturation est ici fixée par k_1 / k_2 . Pour une normalisation par rapport à k_m , il existe une valeur de V_0 qui minimise l'erreur. Cette valeur minimale n'est pas nulle ce qui veut dire que la réponse du capteur n'est pas exactement un sinus, contrairement aux cas extrêmes précédents.

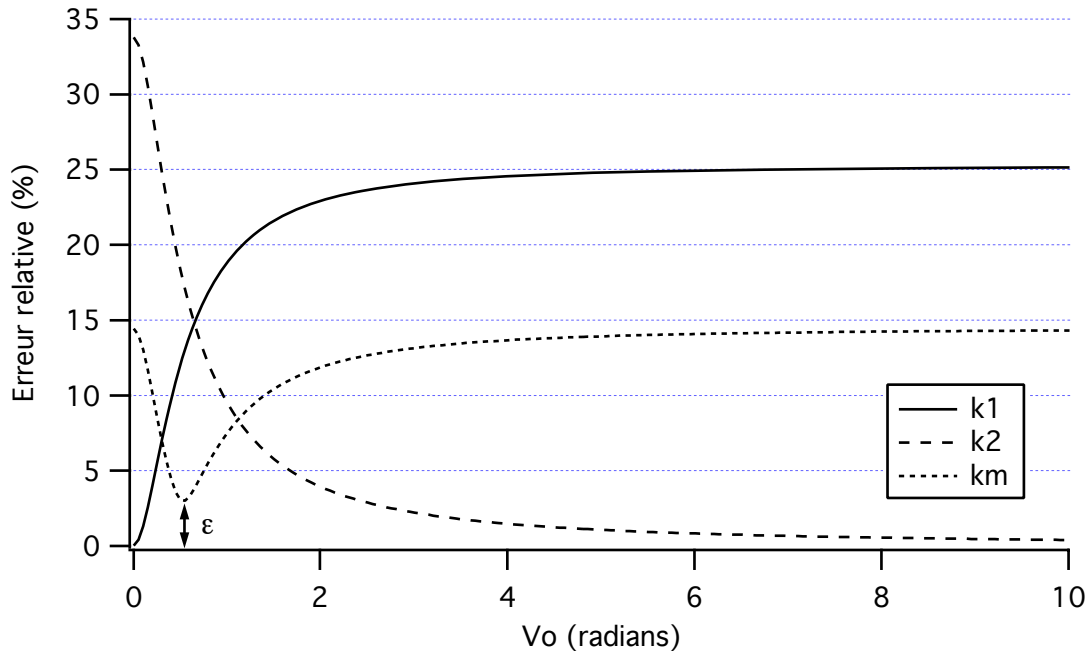


Figure IV.6 : Simulations de l'erreur relative du signal R normalisé à k_1 , k_2 et k_m en fonction de V_o pour une absorption du cristal de $1,36 \text{ cm}^{-1}$ (l'excitation est sinusoïdale).

En résumé de cette étude, on peut dire qu'il existe toujours une valeur de normalisation k qui minimise l'erreur relative pour une vitesse de déplacement donnée. Regardons alors l'évolution de ce minimum ε en fonction de V_o et de α , toujours dans le cas d'une excitation sinusoïdale. On a :

$$\varepsilon(V_o) = \frac{\text{RMS}\left[V(t) - \frac{R(V(t))}{R(V_o)/V_o}\right]}{\text{RMS}[V(t)]} \quad (\text{IV.18})$$

avec toujours $V(t) = \tau_o \partial \varphi / \partial t = 2\pi f \tau_o \varphi_o \cos(2\pi f t) = V_o \cos(2\pi f t)$.

Pour un signal de déplacement sinusoïdal donné (i.e. $V(t) = V_o \cos(2\pi f t)$), on mesure un signal $R(V(t))$ dont l'amplitude doit être corrigée d'un facteur de proportionnalité $f(\alpha, V_o) = R(V_o)/V_o$ connu, pour représenter le signal initial. L'écart de ce signal au déplacement initial nous donne l'erreur commise sur la forme temporelle du signal mesuré.

ε présente un maximum qui augmente avec l'absorption, ce qui était prévisible (figure IV.7). Il existe alors une vitesse (à temps de réponse fixe) ou un temps de réponse (à vitesse fixe) qui maximise la déformation du signal par rapport à l'excitation. Pour les très faibles et très fortes vitesses (à temps de réponse fixe) ε tend vers 0, ce qui veut dire ici que la déformation de la réponse par rapport à l'excitation présente peu d'écart.

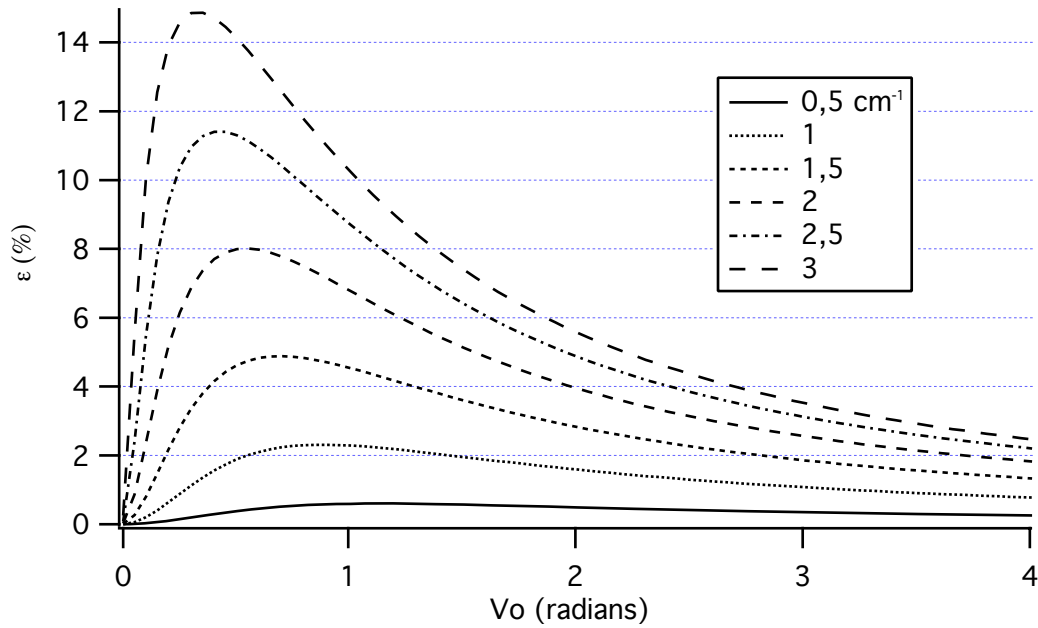


Figure IV.7 : Evolution du minimum ε de l'erreur relative du signal R normalisé en fonction de V_0 (l'excitation est sinusoïdale).

Pour se rendre compte des déformations subies par la réponse, nous présentons deux cas sur les figures IV.8 et IV.9. L'absorption est respectivement de 1 et 3 cm^{-1} . Nous avons alors tracé les réponses normalisées à k_1 , k_2 et k_m sachant que pour la vitesse choisie (pour un temps de réponse de 1 μs) l'erreur relative est minimum pour la normalisation à k_m .

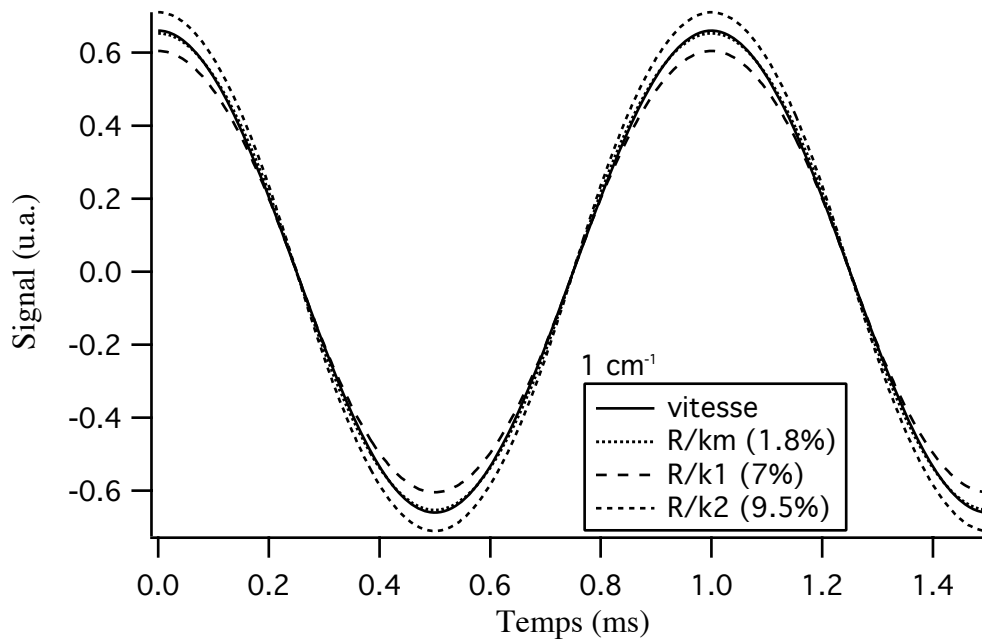


Figure IV.8 : Simulation de la réponse R normalisée pour une amplitude de 2,16 μm , une fréquence de 1000 Hz, un temps de réponse de 1 μs et une absorption de 1 cm^{-1} .

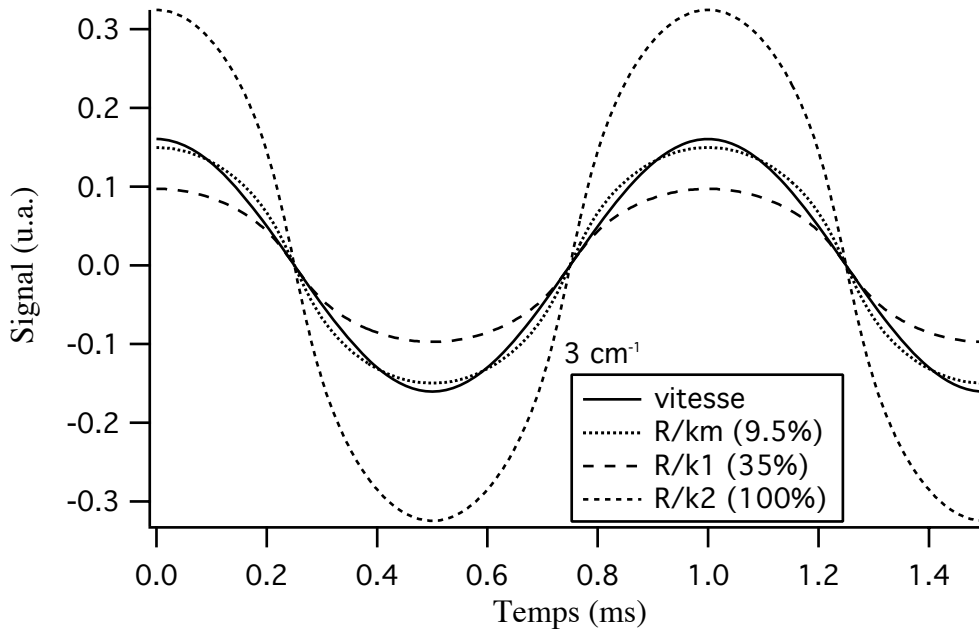


Figure IV.9 : Simulation de la réponse R normalisée pour une amplitude de $8,9 \mu\text{m}$, une fréquence de 1000 Hz , un temps de réponse de $1 \mu\text{s}$ et une absorption de 3 cm^{-1} .

A faible absorption les signaux sont bien sinusoïdaux même pour la courbe normalisée par rapport à k_2 qui présente l'erreur la plus grande, cette erreur étant ici due à une normalisation non optimale, cette erreur étant inférieure à 2% pour une normalisation optimale. En revanche pour le cas forte absorption on s'aperçoit facilement que les signaux présentent une déformation même pour le signal normalisé par rapport à k_m dont l'erreur est environ de 10%. L'erreur passe à 35% (respectivement 100%) pour k_1 (respectivement k_2). Une erreur de 100% correspond plutôt à une erreur sur l'amplitude (facteur 2) qu'à une erreur sur la forme relative qui est environ de 10%. La valeur du facteur de normalisation est donc très importante pour une détermination exacte de l'amplitude de la vitesse de l'objet. Malheureusement à trop forte absorption le signal se déforme et on perd en contenu fréquentiel du signal.

Reste maintenant à exploiter ces informations. Nous savons donc que le signal délivré par le vibromètre est proportionnel à petites et très grandes vitesses. C'est à dire que la forme est identique à l'excitation à un facteur multiplicatif constant près qui dépend de l'absorption (facteurs k_1 et k_2). Pour des vitesses intermédiaires la déformation de la réponse est non nulle mais présente un minimum pour un facteur de normalisation k qui dépend de la vitesse, de l'absorption et du temps de réponse (expression (IV.15)). Le problème pour extraire l'information utile consiste alors à inverser cette expression c'est à dire trouver une expression plus simple équivalente à la fonction $f(\alpha, V)$ quelle que soit la vitesse V . Si on y arrive il suffira d'optimiser l'absorption pour que l'erreur

minimale ε à la vitesse associée soit par exemple inférieure à 10%. Sur la figure IV.7 on voit qu'une absorption inférieure à 2 cm^{-1} permet d'obtenir une valeur de ε toujours inférieure à 8%.

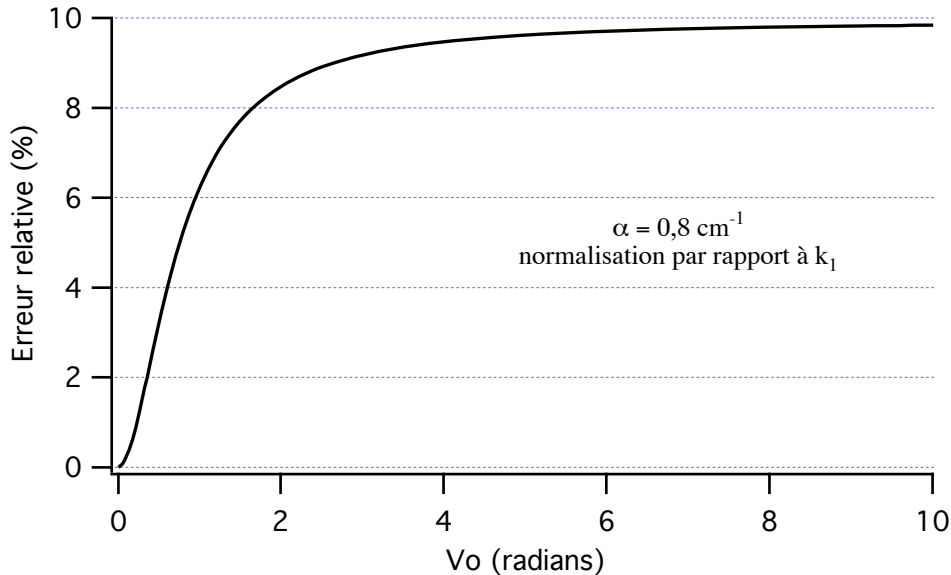


Figure IV.10 : Erreur relative du signal R corrigé de k_1 par rapport à $\tau_o \partial \varphi / \partial t$ en fonction de $V_o = 2\pi f \tau_o \varphi_o$ de la cible pour une absorption de $0,8 \text{ cm}^{-1}$.

La deuxième méthode, plus simple, consiste à choisir une absorption telle que l'erreur relative du signal corrigé d'un facteur constant (par exemple k_1) soit, quelle que soit la vitesse et le temps de réponse, inférieure à une valeur maximale fixée (par exemple 10%). Aucun traitement du signal n'est alors effectué. En fait c'est reprendre sur la figure IV.6 une absorption qui sature l'erreur associée au facteur de normalisation choisi à 10%. C'est ce que nous présentons sur la figure IV.10 où le facteur de normalisation est k_1 et l'absorption $0,8 \text{ cm}^{-1}$. Quelque soit le temps de réponse ou l'amplitude de la vitesse, la déformation sera au plus de 10%. Mais sur la figure IV.6, le différentiel minimal entre l'erreur relative maximale et minimale est obtenu pour un facteur de normalisation égale à k_m . Nous avons donc tracé l'erreur relative associée à k_m pour une absorption qui borne à 10% l'erreur quelque soit V_o , soit $\alpha = 1,1 \text{ cm}^{-1}$ (figure IV.11). On gagne alors en gamme d'absorption utilisable par un choix judicieux du facteur de normalisation.

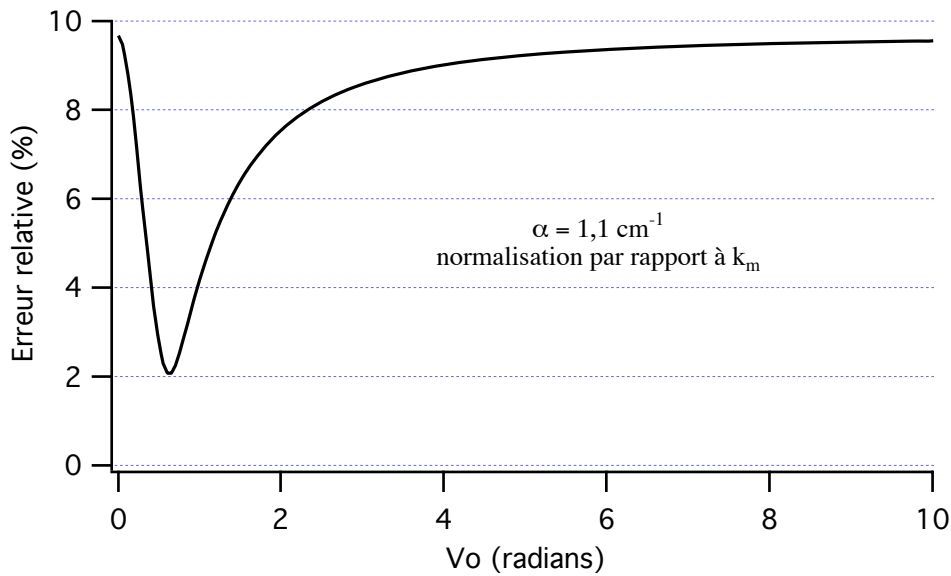


Figure IV.11 : Erreur relative du signal R corrigé de k_m par rapport à $\tau_o \partial \varphi / \partial t$ en fonction de $V_o = 2\pi f \tau_o \varphi_o$ de la cible pour une absorption de $1,1 \text{ cm}^{-1}$.

La limite de validité devient théoriquement infinie si l'absorption est optimisée. Il faut bien sûr tenir compte du fait que nous travaillons sur l'expression analytique du modèle, c'est à dire pour la condition $1/f \gg \tau_o$. Donc, plus le temps de réponse augmente plus la fréquence limite baisse. Par exemple si on veut travailler avec des fréquences atteignant 10 kHz, il faudra un cristal de temps de réponse maximal de $1 \mu\text{s}$ ($\alpha = 1,36 \text{ cm}^{-1}$). Si on diminue l'absorption à $0,8 \text{ cm}^{-1}$ le temps de réponse passe à $1,7 \mu\text{s}$ (pour une même illumination) et on ne pourra plus travailler avec des fréquences supérieures à 6000 Hz (à moins d'augmenter dans la même proportion l'illumination, ce qui reste assez facile à faire compte tenu du faible gain de performance nécessaire).

IV.2.c - Influence du bruit de mesure

Les problèmes de mesures liés au bruit seront une limitation importante dans la détermination du rapport S/C nécessaire à l'extraction du signal utile R et cela restreindra ainsi son domaine de validité (figure IV.12). En effet le signal "cosinus" sature vite vers 0 et les arches de repliement de ce signal correspondent au moment où la vitesse est maximale dans un signal sinusoïdal (figure IV.3). La contrainte est moins forte pour le signal "sinus" qui tombe moins vite vers zéro (figure IV.2).

Nous sommes capables de déterminer la vitesse pour laquelle le minimum du signal C devient inférieur à la limite de détection de la chaîne de mesure C_{\min} . L'expression du signal "cosinus" en fonction de la vitesse v s'écrit d'après (IV.7) :

$$C(v) = 2\gamma x I_{s_s}^0 e^{-\alpha x} \left\{ 1 + \frac{1}{2\alpha x} \ln \left[\frac{1 + \left(\frac{4\pi\tau_o}{\lambda} v \right)^2}{1 + \left(e^{\alpha x} \frac{4\pi\tau_o}{\lambda} v \right)^2} \right] \right\} \quad (IV.19)$$

On cherche v_{\max} tel que $C(v_{\max}) = C_{\min}$, ce qui nous donne l'expression de v_{\max} :

$$v_{\max} = \frac{\lambda}{4\pi\tau_o(\alpha)} \sqrt{\frac{\frac{\alpha C_{\min} e^{\alpha x}}{\gamma I_{s_s}^0} - 2\alpha x}{e^{\frac{\alpha C_{\min} e^{\alpha x}}{\gamma I_{s_s}^0}} - 1}} \quad (IV.20)$$

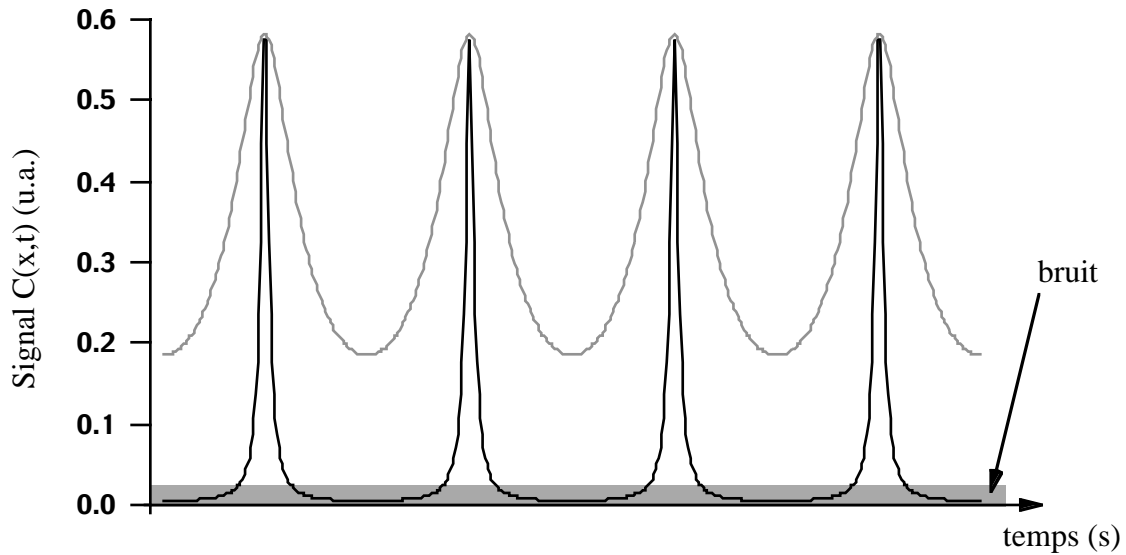


Figure IV.12 : Le problème du bruit dans la mesure du signal C.

Il faut bien être conscient que v_{\max} peut, pour une configuration donnée (γ , $I_{s_s}^0$, α , x , τ_o , C_{\min}), être supérieur à la vitesse limite pour laquelle la déformation est égale à 10%. Dans ce cas elle n'intervient pas. En revanche, elle intervient obligatoirement pour les absorptions inférieures à $0,8 \text{ cm}^{-1}$ si on normalise à k_l ou $1,1 \text{ cm}^{-1}$ si on normalise à k_m , cas pour lesquels la déformation n'excède pas 10% et les vitesses limites associées sont théoriquement infinies. Nous avons donc tracé l'évolution de v_{\max} en fonction de l'absorption (figure IV.13) pour un temps de réponse de $1\mu\text{s}$ (à $\alpha = 1,36 \text{ cm}^{-1}$) pour des intensités incidentes sur le cristal $I_{s_s}^0$ de 1V et de 10V avec $\gamma = 0,1 \text{ cm}^{-1}$, $x = 1 \text{ cm}$ et $C_{\min} = 1 \text{ mV}$.

Finalement, pour une absorption de $0,8 \text{ cm}^{-1}$ (respectivement $1,1 \text{ cm}^{-1}$), on ne pourra pas mesurer des vitesses supérieures à 330 mm.s^{-1} (respectivement 350 mm.s^{-1}) pour $I_{s_s}^0 = 1\text{V}$ et 1060 mm.s^{-1} (respectivement 1120 mm.s^{-1}) pour $I_{s_s}^0 = 10\text{V}$. A noter que le paramètre important est $I_{s_s}^0 / C_{\min}$, pour $I_{s_s}^0 = 1\text{V}$ et $C_{\min} = 0,1 \text{ mV}$ on retrouve la courbe en pointillé. On notera aussi que v_{\max} est

inversement proportionnel au temps de réponse. Multiplier τ_o par 10 revient à diviser v_{\max} par 10 donc limiter la gamme de sensibilité.

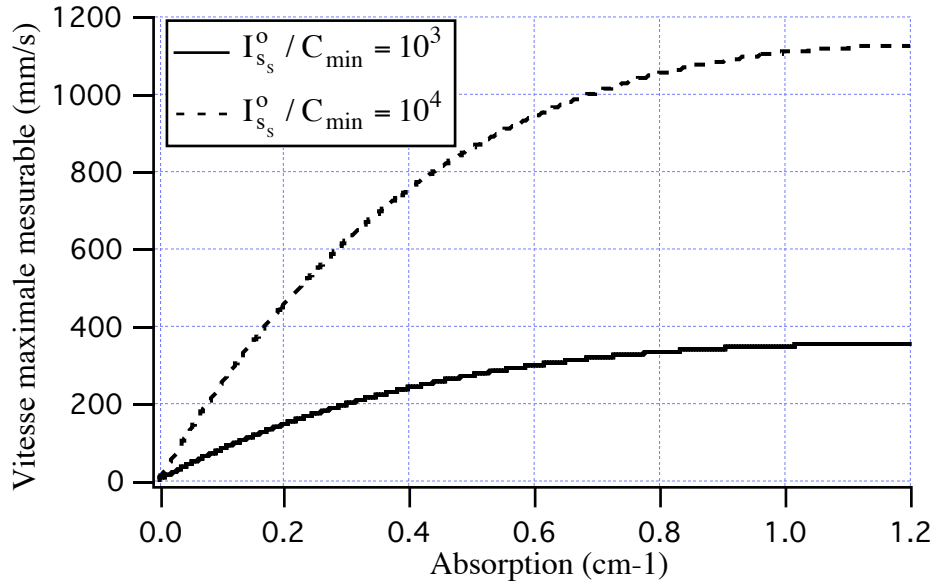


Figure IV.13 : Evolution de la vitesse maximale mesurable par le signal R en fonction de l'absorption pour un rapport signal/minimum de détection ($I_{s_s}^o / C_{min}$) de 10^3 (trait gras) et de 10^4 (trait pointillé).

IV.2.d - Conclusion

Pour réaliser au mieux le vibromètre, il faudra donc optimiser la fabrication des cristaux en particulier l'absorption. Il faut retenir plusieurs points essentiels :

1- pour une absorption donnée, il faut un temps de réponse le plus court possible, donc une illumination la plus forte possible.

2- pour une absorption inférieure à $0,8 \text{ cm}^{-1}$ (respectivement $1,1 \text{ cm}^{-1}$) l'erreur relative du signal R/k_1 (respectivement R/k_m) par rapport à la vitesse ne dépasse pas 10% quelle que soit les conditions d'illumination.

3- si le point 2 est réalisé, la gamme de sensibilité est limitée (figure IV.14):

- en fréquence par la condition $f \ll 1/\tau_o$ avec une bonne limite qui serait $f_{\max} = 1/(100\tau_o)$.

- en vitesse par v_{\max} qui augmente avec le rapport signal à bruit, avec l'absorption et l'inverse du temps de réponse (relation (IV.20)).

4- si le point 2 n'est pas réalisé, la gamme de sensibilité dépend de l'absorption et du terme de normalisation. Pour notre cristal d'absorption $1,36 \text{ cm}^{-1}$, on a (d'après la figure IV.6) une erreur relative supérieure de 10% pour $V_o > 0,42 \text{ rad}$ si on normalise R à k_1 , pour $V_o < 0,95 \text{ rad}$ si on

normalise R à k_2 , et pour $V_o < 0,21$ rad et $V_o > 1,4$ rad si on normalise R à k_m . Pour un temps de réponse de $1 \mu\text{s}$, la vitesse devra être inférieure à 35 mm.s^{-1} (k_1), supérieure à 80 mm.s^{-1} (k_2) et comprise entre 17 mm.s^{-1} et 110 mm.s^{-1} (k_m), soit au mieux un facteur 3 pour les faibles vitesses par rapport au régime linéaire dont la vitesse limite a été estimée à 11 mm.s^{-1} . Si les vitesses mesurées sont systématiquement supérieures à 80 mm.s^{-1} , la vitesse maximale sera limitée par la détection comme dans le cas 3.

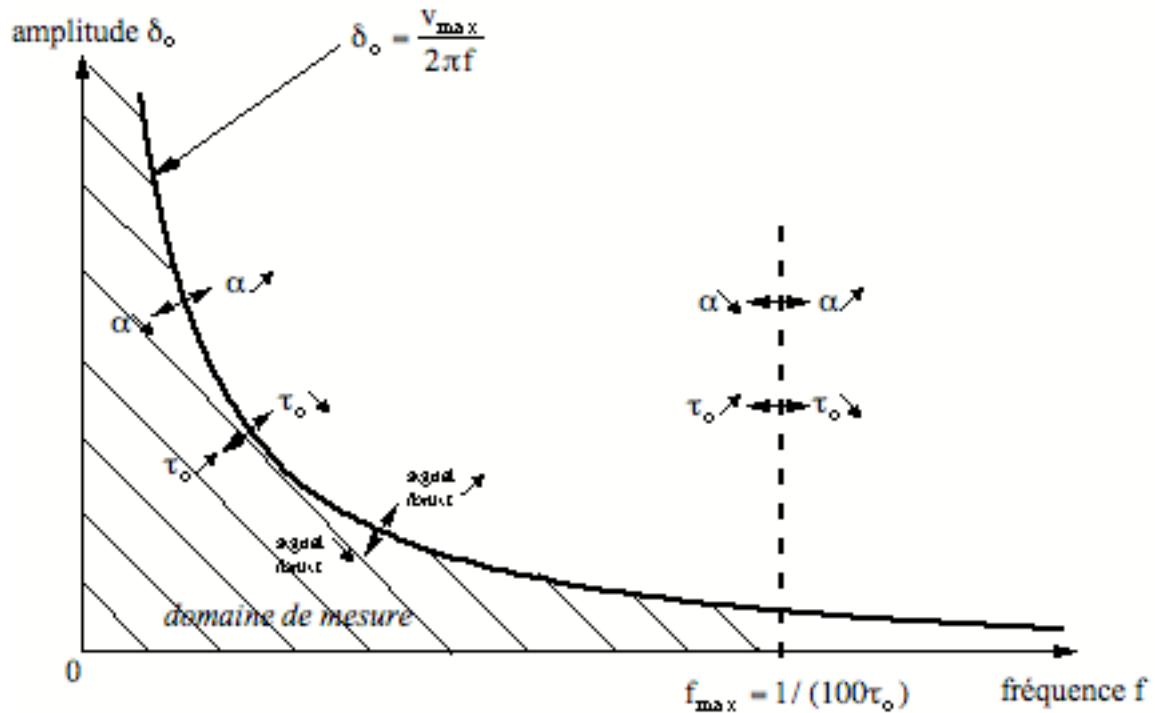


Figure IV.14 : Gamme de sensibilité pour une excitation sinusoïdale $\delta(t) = \delta_0 \sin(2\pi ft)$ dans le cas où l'absorption limite l'erreur de la réponse normalisée au plus à 10% ($\alpha < 1,1 \text{ cm}^{-1}$)
Le sens des flèches sur les limites du domaine de validité indique leurs déplacements suivant la variation (augmentation ou diminution) du paramètre considéré.

En conclusion le régime non linéaire est donc intéressant si l'absorption est inférieure (mais pas trop) à $1,1 \text{ cm}^{-1}$. Le domaine de validité est alors uniquement limité par la détection et le temps de réponse. Dans la suite nous allons déterminer expérimentalement les performances de notre vibromètre et les comparer à celles prédites par le modèle.

Nous gardons le compensateur de Babinet-Soleil après le cristal et avant la séparatrice. Cette dernière est un cube séparateur non polarisant traité antireflet à $1,06 \mu\text{m}$. Vendu pour réaliser une séparation 50/50, il s'avérera n'être capable que de rester aux limites des spécifications du vendeur c'est à dire 60/40. Ceci n'est en fait pas très gênant car nous réalisons un rapport. Le signal sera donc multiplié ou bien divisé par 1,5. Le cube s'avère malheureusement biréfringent, c'est à dire que, pour un signal corrigé de la biréfringence du cristal à l'aide du Babinet, on retrouve en aval des signaux dissymétriques. De plus cette perturbation n'est pas identique en réflexion et en transmission. Nous disposons d'un second compensateur de Babinet non traité antireflet et de plus petite ouverture. Deux eut été l'idéal, un sur chaque bras. La solution retenue a été de placer le compensateur non traité (BS1) après le cristal. La perte de signal sera identique sur les deux bras. Le deuxième Babinet traité (BS2) est placé sur le bras mesurant $S(x,t)$. On règle donc le premier Babinet de manière à compenser la biréfringence du cristal et du cube sur le signal $C(x,t)$. Puis on règle le second Babinet pour compenser sur le signal $S(x,t)$ une combinaison de la biréfringence du cristal, du cube et un peu de la lame quart d'onde. L'ensemble de ces réglages est assez délicat à réaliser, car une légère rotation des compensateurs ajoute des décalages préjudiciables au traitement du signal. La source de vibration est le pot vibrant associé à son accéléromètre.

Il a été nécessaire de fabriquer de nouveaux détecteurs de plus grandes bandes passantes afin d'avoir la possibilité de mesurer des signaux jusqu'à 10 kHz sans trop de bruit. Les photodiodes sont en InGaAs de diamètre 1 mm et issues du même lot de production. Nous serons d'une part beaucoup moins perturbés par la lumière ambiante (très faible sensibilité de l'InGaAs dans le domaine visible) et, d'autre part, pour que (contrairement aux photodiodes silicium utilisées jusqu'à présent) les gains des photodiodes soient identiques permettant ainsi un montage le plus symétrique possible. Deux étages, l'un faible bruit et l'autre fort gain ($\infty 100$), amplifient le courant à la jonction des deux photodiodes (figure IV.16).

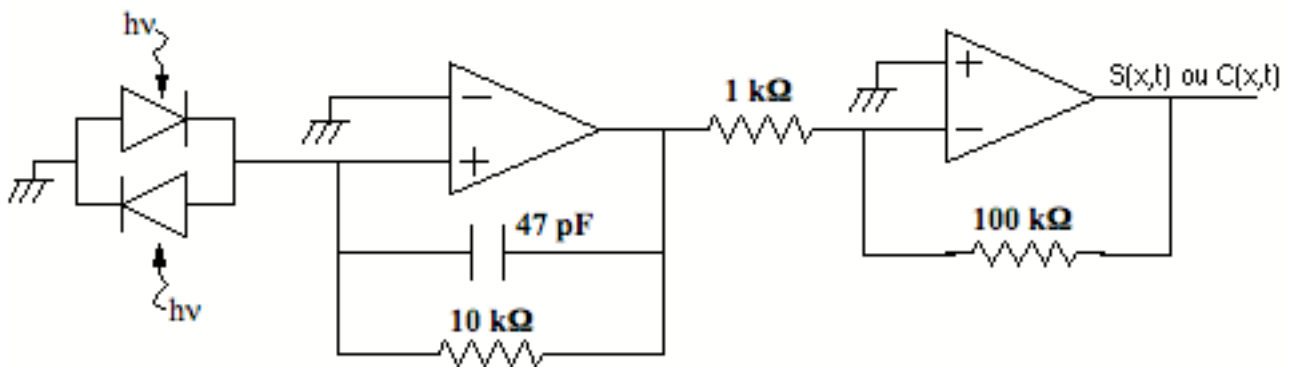


Figure IV.16 : Schéma électronique des détecteurs.

IV.3.b - Résultats expérimentaux et comparaisons théoriques

Nous nous plaçons à une fréquence d'excitation de 50 Hz. Le gain photoréfractif en amplitude est estimé à $0,1 \text{ cm}^{-1}$. En raison de la différence entre la réflectivité et la transmission du cube séparateur, l'intensité incidente sur le cristal sans le faisceau pompe vue par chaque bras est différente. On a, pour le bras mesurant $C(x,t)$, $I_s^0 e^{-\alpha x} = 6,6 \text{ V}$ et pour le bras mesurant $S(x,t)$, $I_s^0 e^{-\alpha x} = 4,72 \text{ V}$. Nous présentons tout d'abord les mesures brutes pour les signaux $S(x,t)$, $C(x,t)$ et $R(x,t)=S(x,t)/C(x,t)$. On retrouve l'allure bien connue maintenant pour le signal $S(x,t)$ (figure IV.17). L'allure du signal $C(x,t)$ (figure IV.18) semble aussi en accord avec les prévisions. En revanche le signal $R(x,t)$ ne semble bien sinusoïdal que pour les amplitudes de déplacements inférieures à $15 \mu\text{m}$ (figure IV.19). Au-delà les signaux se déforment un peu (écrasement des maxima).

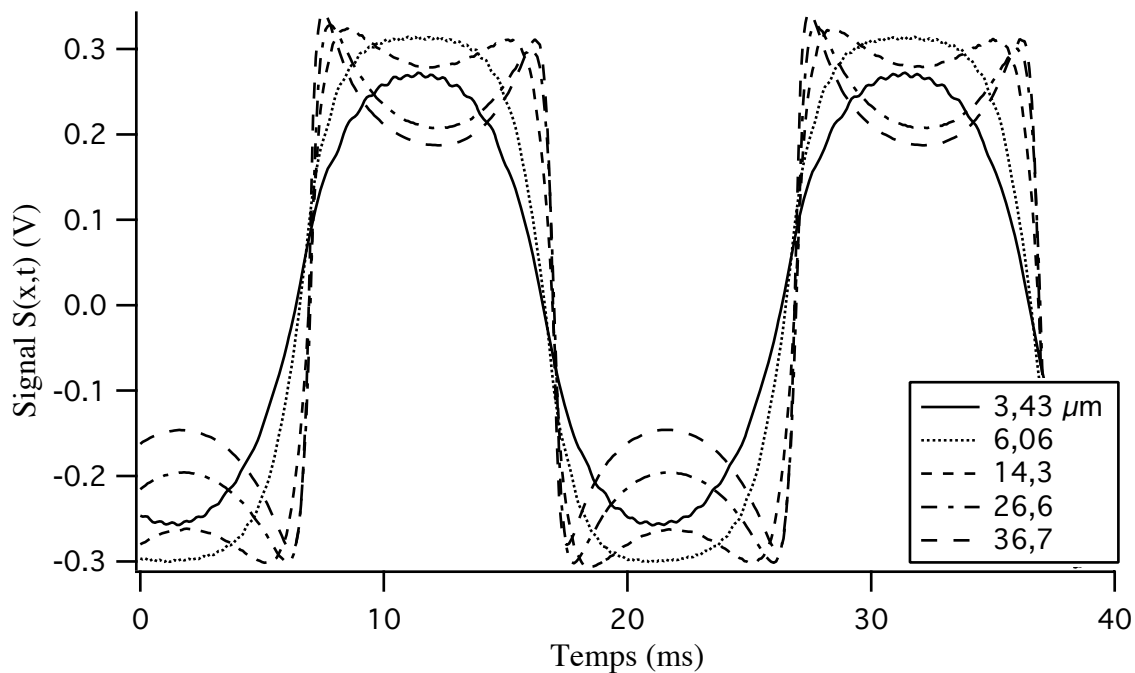


Figure IV.17 : Mesure de la réponse $S(x,t)$ du vibromètre pour différentes amplitudes de déplacements à une fréquence de 50 Hz.

Les simulations montrent que les signaux théoriques pour $S(x,t)$ sont très bons si on choisit un gain $\gamma = 0,075 \text{ cm}^{-1}$ et un temps de réponse $\tau_0 = 18,5 \mu\text{s}$ ce qui est conforme à la valeur calculée pour une illumination de 1600 mW.cm^{-2} utilisée.

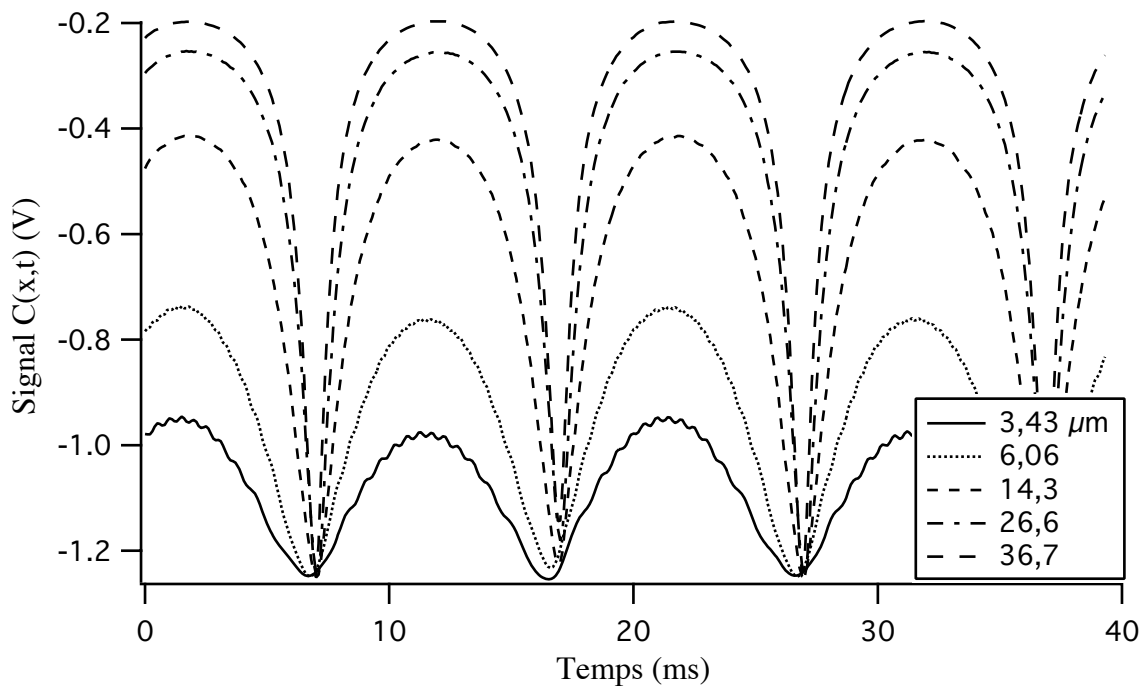


Figure IV.18 : Mesure de la réponse $C(x,t)$ du vibromètre pour différentes amplitudes de déplacements à une fréquence de 50 Hz.

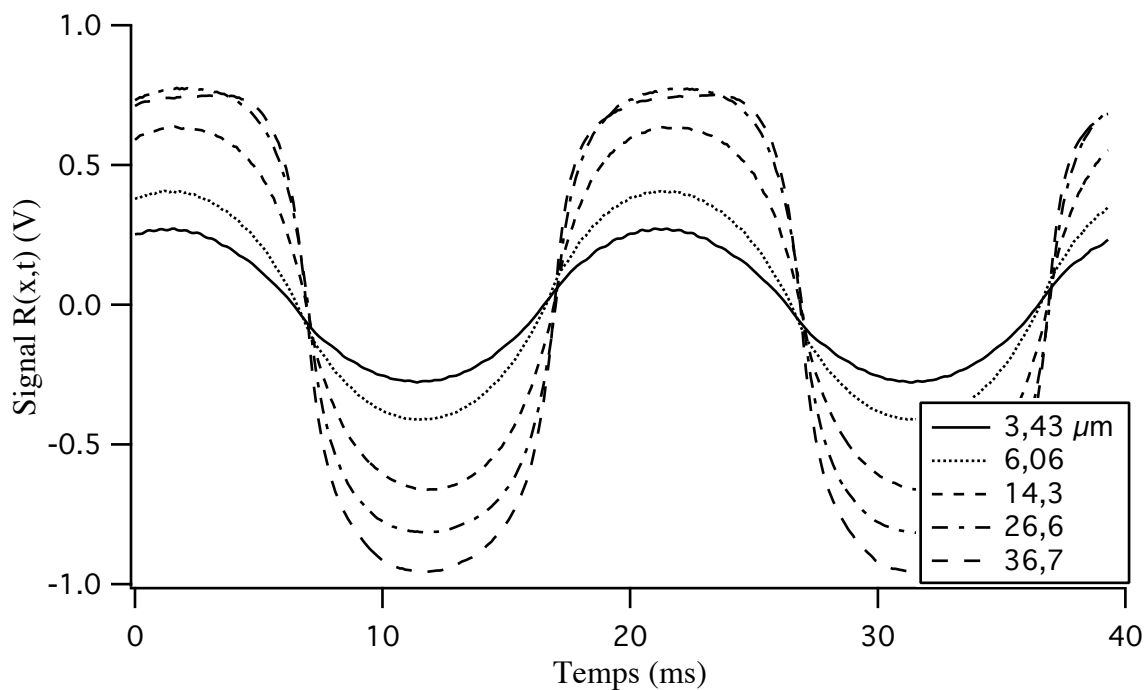


Figure IV.19 : Mesure de la réponse $R(x,t)=S(x,t)/C(x,t)$ du vibromètre pour différentes amplitudes de déplacements à une fréquence de 50 Hz.

En revanche les signaux théoriques pour $C(x,t)$ sont décalés par rapport à leurs homologues expérimentaux d'une valeur constante qui se situe entre 140 et 200 mV. En effet pour les maxima de la vitesse, le signal C sature vers 0. Nous avons représenté sur un même graphe les signaux $C(x,t)$ théorique et expérimental pour les déplacements d'amplitude $6,06 \mu\text{m}$ (figure IV.20) et $36,7 \mu\text{m}$ (figure IV.21). Le décalage passe de 180 mV pour $6,06 \mu\text{m}$ à 140 mV pour $36,7 \mu\text{m}$.

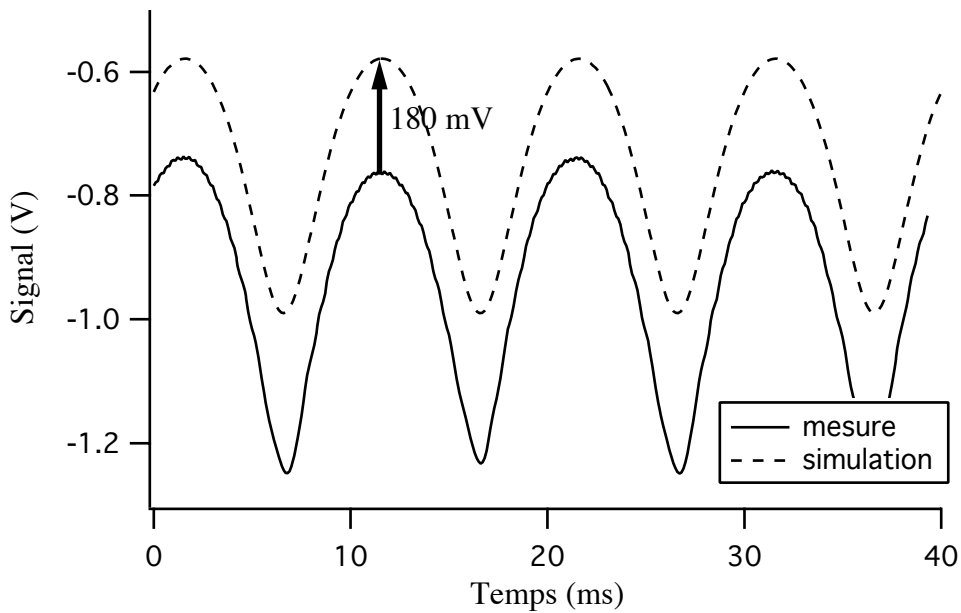


Figure IV.20 : Réponse non linéaire C théorique (courbe pointillée) et expérimentale (courbe pleine) pour un déplacement d'amplitude $6,06 \mu\text{m}$.

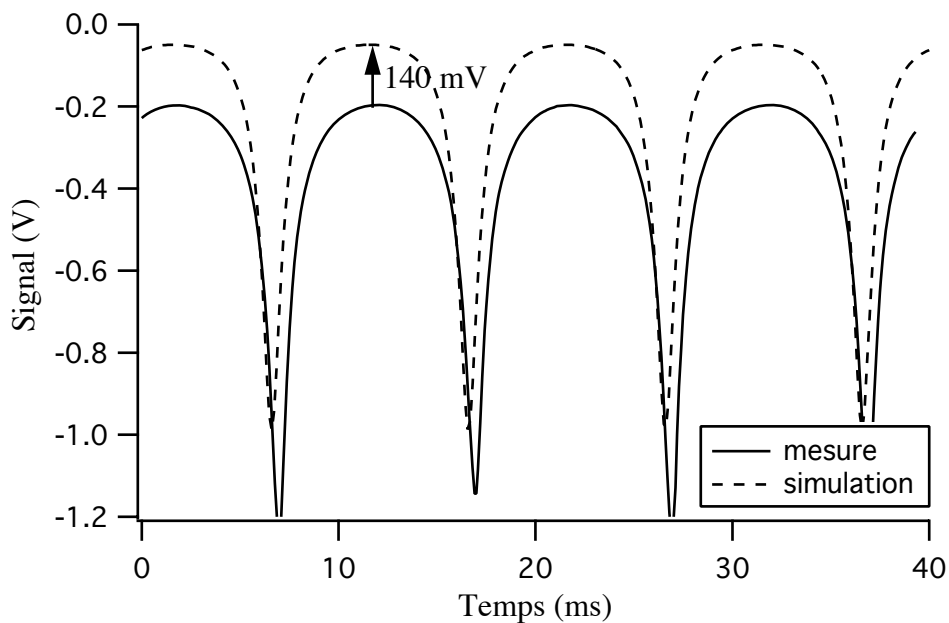


Figure IV.21 : Réponse non linéaire C théorique (courbe pointillée) et expérimentale (courbe pleine) pour un déplacement d'amplitude $36,7 \mu\text{m}$.

Ce décalage imputable au réglage extrêmement sensible des compensateurs de Babinet, introduit une erreur sur le signal utile $R(x,t)$ (figure IV.19) qui sera par suite d'amplitude plus petite que les prédictions théoriques (figure IV.22).

Nous avons donc ajouté manuellement au signal expérimental $C(x,t)$ un décalage de compensation. Nous présentons sur la figure IV.23 les courbes expérimentales pour $R(x,t)$ avec un décalage de 180 mV et les courbes théoriques pour chaque déplacement. Sur la figure IV.24 nous choisissons un décalage de 140 mV.

Pour un décalage supplémentaire de 180 mV les ajustements sont parfaits pour les déplacements d'amplitude inférieure à 15 μm . En revanche au-delà un écart notable apparaît au niveau des maxima

du signal. Ces maxima correspondent aux minima des signaux $C(x,t)$ très proche de zéro pour les forts déplacements. Cette déformation est non prévue par la théorie, qui prévoit une saturation du signal sans déformation.

Pour un décalage supplémentaire de 150 mV l'ajustement est toujours correct pour la courbe à 3,43 μm . En revanche un écart d'environ 20% apparaît pour les suivantes (6,06 et 14,3 μm). La courbe à 26,6 μm est de forme plus proche de la simulation mais présente toujours un écart. Enfin pour la courbe à 36,7 μm la déformation obtenue pour un décalage de 180 mV n'existe quasiment plus et l'ajustement est bien meilleur.

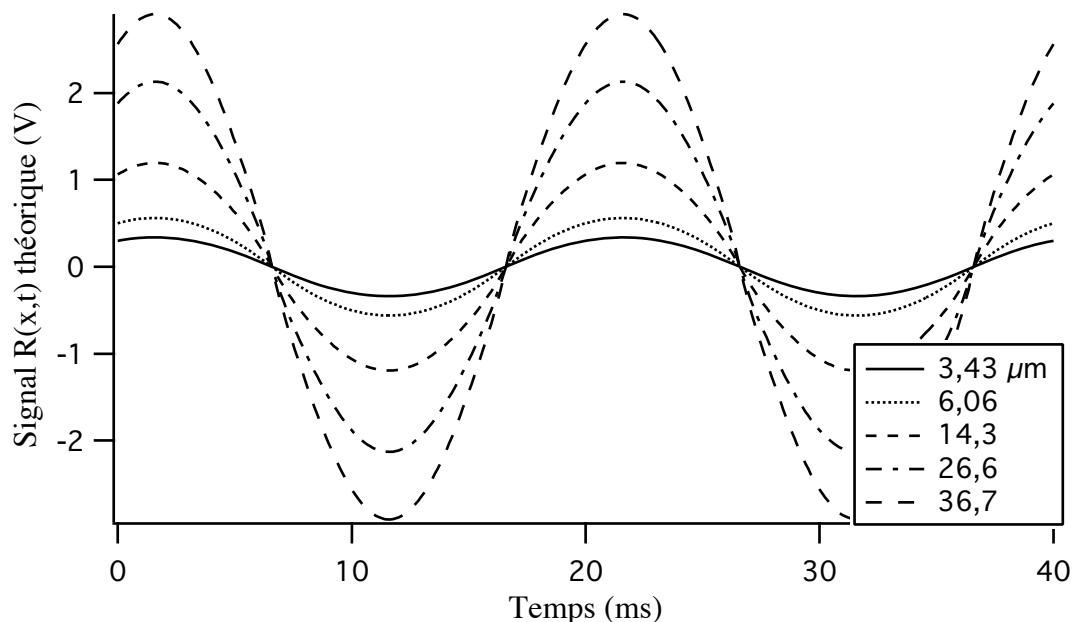


Figure IV.22 : Simulation théorique de la réponse $R(x,t)$ du velocimètre pour différentes amplitudes de déplacements à une fréquence de 50 Hz.

La sensibilité au décalage pour les forts déplacements ne permet pas de déterminer exactement sa valeur. Quoiqu'il en soit les ajustements sont au plus déformés de 20% par rapport aux simulations théoriques. On ne peut retenir telle ou telle valeur du décalage. Nous pourrions choisir un décalage qui optimise pour chaque déplacement l'ajustement, mais il faudra à terme trouver une méthode pour régler au mieux les compensateurs de Babinet ou surtout éliminer les différentes biréfringences résiduelles. L'utilisation de compensateur n'est toutefois qu'une solution alternative qui n'a pas sa place dans un produit à vocation industriel.

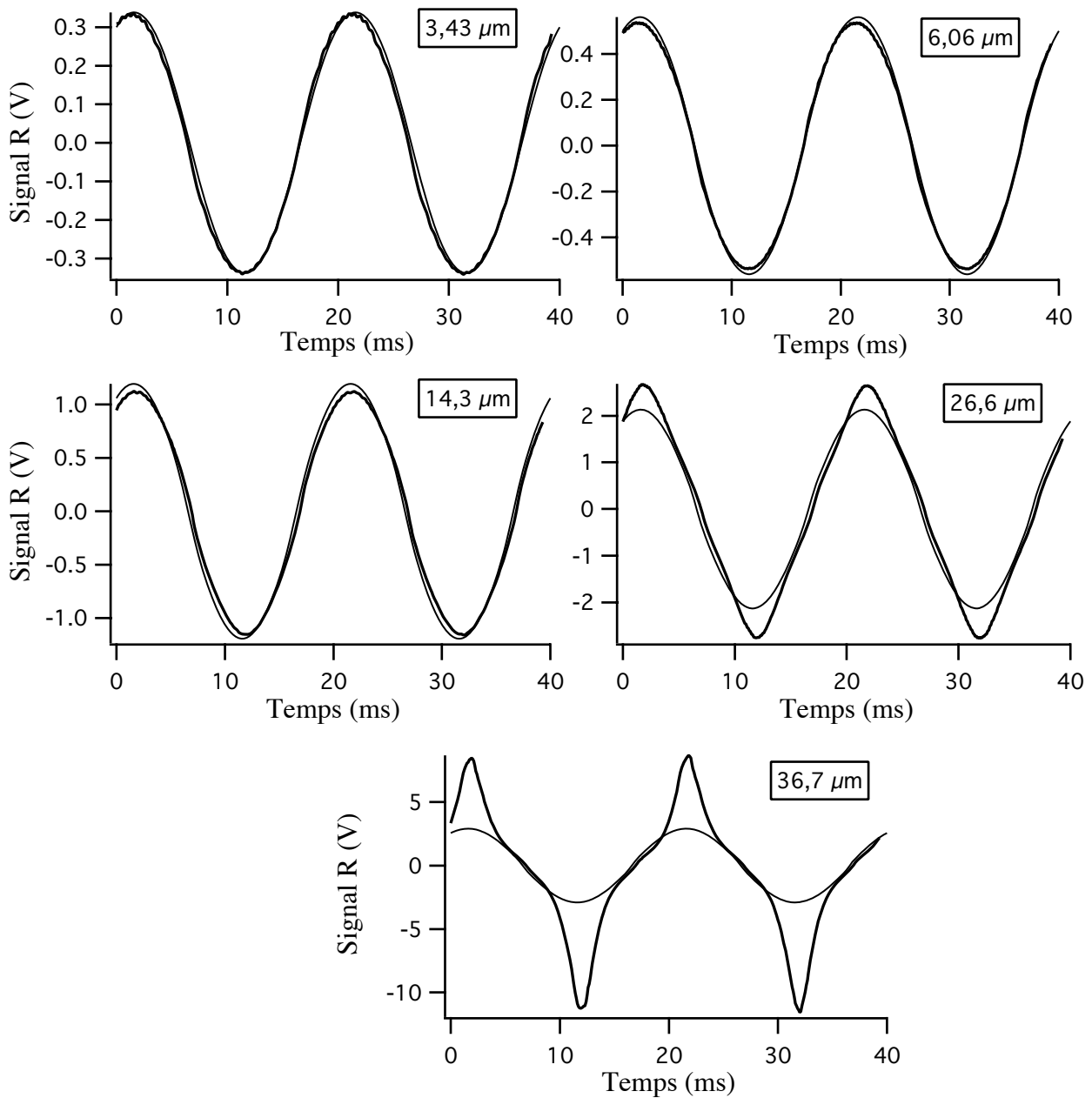


Figure IV.23 : Comparaison des courbes expérimentales compensées de 180 mV sur le signal C

(trait gras) et des courbes théoriques (trait fin) du signal $R(x,t)$ pour différentes amplitudes de déplacements à une fréquence de 50 Hz.

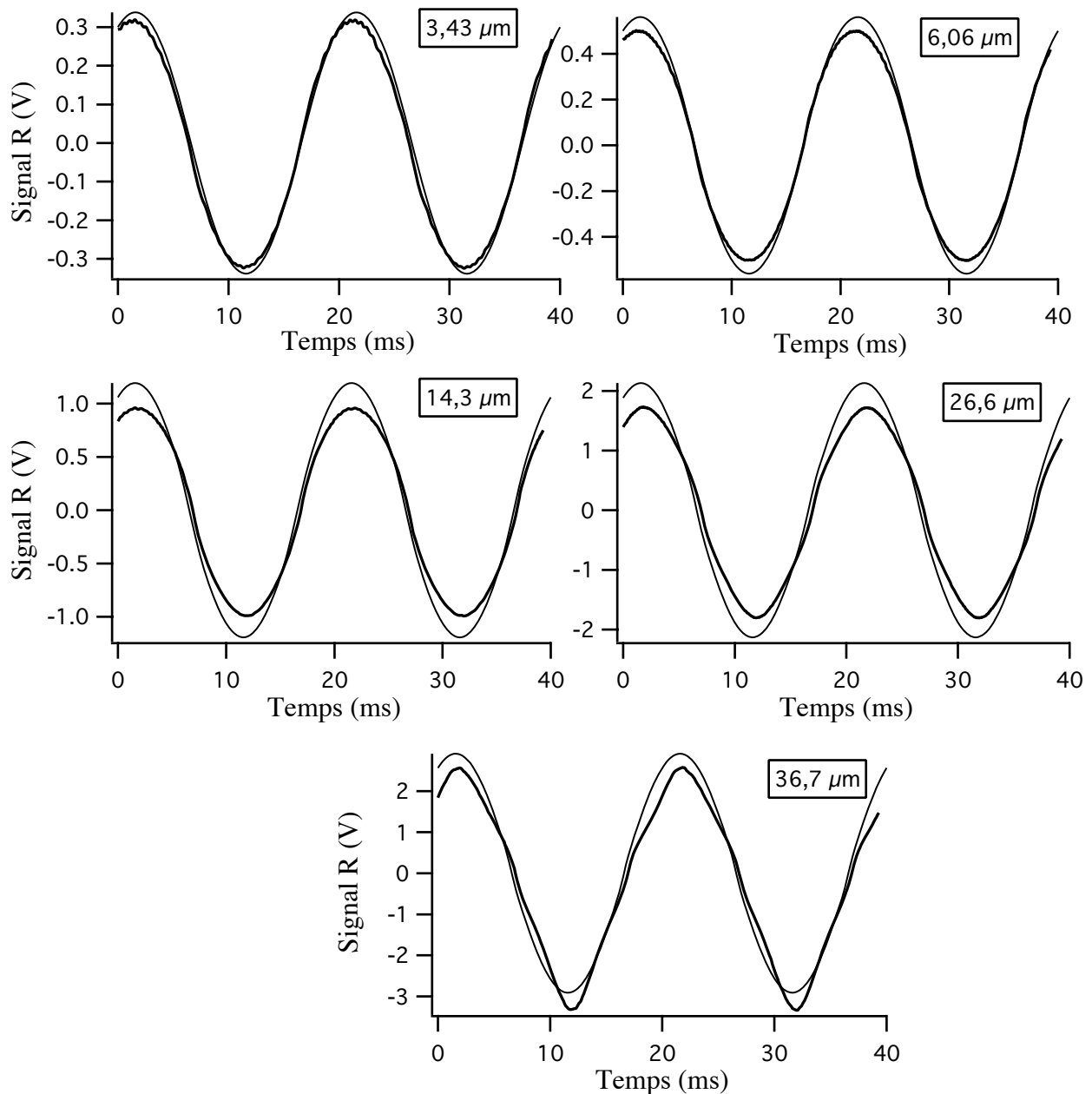


Figure IV.24 : Comparaison des courbes expérimentales compensées de 140 mV sur le signal C (trait gras) et des courbes théoriques (trait fin) du signal $R(x,t)$ pour différentes amplitudes de déplacements à une fréquence de 50 Hz.

IV.3.c - Exemple de mesure

Nous avons enfin regardé la réponse de notre capteur à une vibration de type choc (figure IV.25). Contrairement au régime linéaire on ne voit plus les repliements à fortes amplitudes de déplacements.

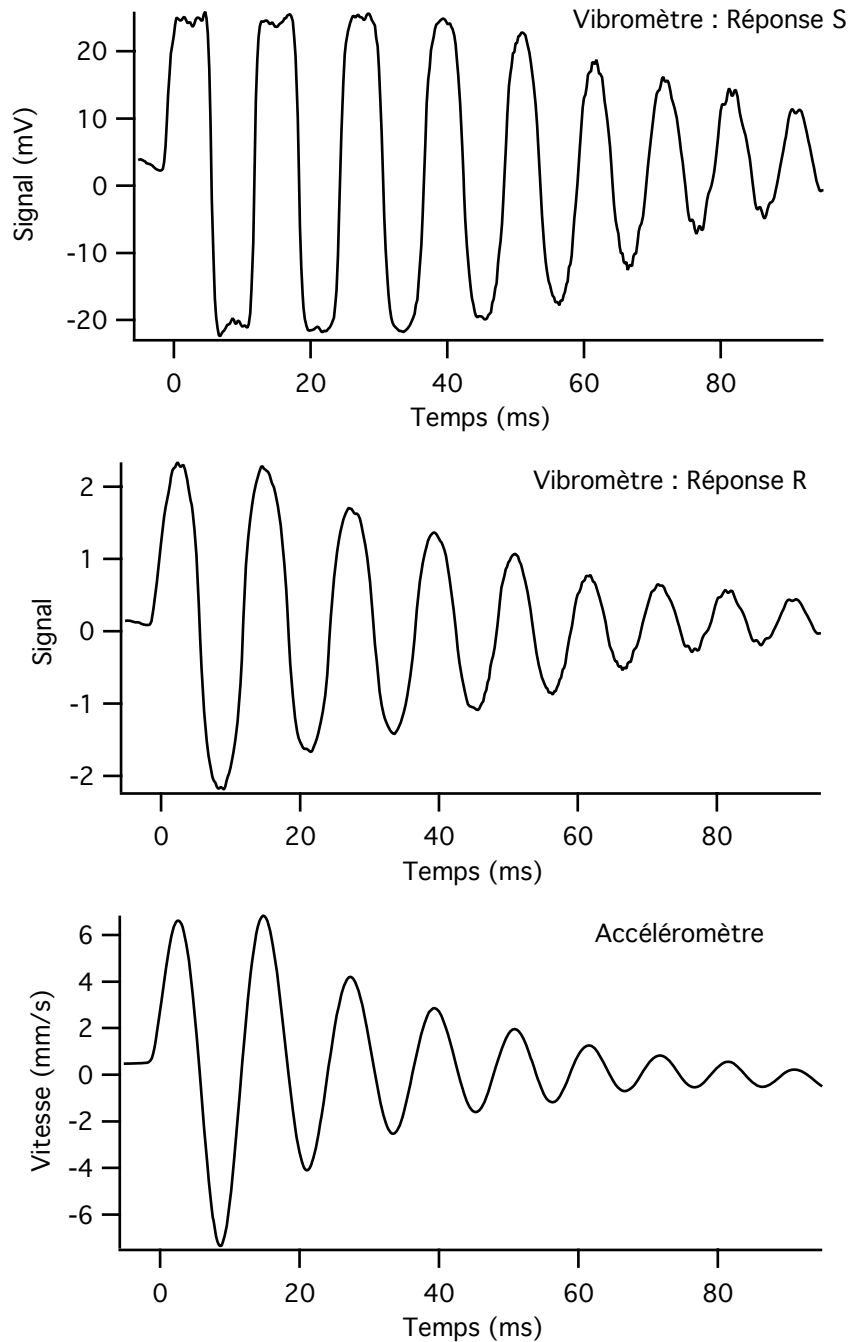


Figure IV.25 : Réponses simultanées à une excitation de type choc du vibromètre (réponses S et R) et de l'accéléromètre.

IV.4 - Conclusion

L'information contenue dans le signal non linéaire permet d'élargir la limite de validité du régime linéaire. Il suffit de diviser le signal linéaire (signal lors de la mise en quadrature) et le signal non linéaire (signal hors quadrature). Le signal extrait du rapport ne dépend que du temps de réponse et de l'absorption. On a montré que pour un cristal d'absorption $1,32 \text{ cm}^{-1}$, de longueur 1 cm, le nouveau régime permet de gagner au mieux un facteur 3 par rapport au régime linéaire. C'est peu mais si l'absorption du matériau est inférieure à $1,1 \text{ cm}^{-1}$ le gain peut atteindre plus de 2 ordres de grandeur et ceci sans traitement complexe des signaux pour une déformation maximale de 10% de la réponse par rapport à l'excitation.

Les mesures expérimentales ont confirmé l'intérêt de ce nouveau régime. La présence de biréfringence accidentelle a nécessité l'emploi de compensateurs de Babinet. La difficulté de régler correctement ces compensateurs n'a pas permis d'obtenir une comparaison expérience-théorie aussi bonne que dans le régime linéaire. En supposant des cristaux exempts de biréfringence accidentelles associés à des détecteurs très faible bruit, le régime non linéaire s'avérerait extrêmement intéressant. Enfin il convient de signaler que la profondeur de champ de l'optique de focalisation limitera forcément le domaine de fonctionnement du nouveau régime pour les grandes amplitudes de déplacement.

CONCLUSION

Nous avons montré, dans ce travail de thèse la faisabilité d'un nouveau type de capteur de vibrations basses fréquences et de grandes amplitudes fonctionnant sur n'importe quel type de surface. Ce capteur est basé sur l'utilisation d'un matériau holographique dynamique comme les cristaux photoréfractifs qui se sont avérés particulièrement efficaces pour la démodulation de phase avec des faisceaux tavelés. Dans le cas des vibrations de grandes amplitudes qui nous intéresse, pour éviter le brouillage des franges, l'hologramme doit suivre les variations de la figure d'illumination créée par les interférences entre le faisceau signal de structure tavelée porteur de l'information vibratoire et un faisceau référence. Il est donc nécessaire que le temps d'inscription de l'hologramme soit le plus rapide possible. Les cristaux semi-conducteurs, comme le GaAs retenu pour notre application, permettent d'obtenir des temps de réponse de l'ordre de la μs pour des illuminations de quelques W/cm^2 . Dans la phase de relecture de l'hologramme, la diffraction sur le réseau mobile transfère une partie de l'information de la modulation de phase sur le diffracté du faisceau référence appelé oscillateur local. Une simple photodiode transforme la modulation de phase en modulation d'intensité directement proportionnelle à la vitesse instantanée de la cible en vibration. Le vibromètre fonctionne alors en vélocimètre.

La première partie de l'étude a consisté en l'identification du matériau holographique susceptible d'avoir les performances de temps de réponses requise au fonctionnement du vélocimètre. Le cristal est le GaAs que nous avons caractérisé expérimentalement. Ces résultats expérimentaux ont permis de confirmer le modèle photoréfractif développé pour le GaAs. Nous sommes donc capables pour une illumination et un pas de réseau donnés de prédire le gain et le temps de réponse associés. L'utilisation de l'effet photoréfractif permet par ailleurs une mise en quadrature aisée de l'oscillateur local avec le faisceau signal transmis. On utilise pour cela le processus de diffraction anisotrope qui permet de créer un oscillateur local polarisé orthogonalement aux faisceaux incidents, une simple lame quart d'onde permettant alors la mise en quadrature. A partir de là, nous avons intégré les caractéristiques du matériau photoréfractif utilisé dans le modèle qui rend compte des performances du vibromètre.

Nous avons tout d'abord validé expérimentalement le principe et montré que le vibromètre se comporte bien comme un vélocimètre. Le régime linéaire de fonctionnement, c'est à dire lorsque que la réponse est proportionnelle à la vitesse est uniquement déterminé par le temps de réponse et l'absorption du matériau. A absorption donnée plus le temps de réponse est court, c'est à dire plus

l'illumination est élevée, plus la vitesse limite mesurable est grande. De plus il existe une valeur de l'absorption qui optimise cette vitesse limite, qui est alors égale à 11 mm.s^{-1} pour un temps de réponse de $1 \mu\text{s}$. Au-delà de cette vitesse la réponse n'est plus linéaire avec apparition d'un unique repliement.

Une biréfringence parasite du cristal introduit malencontreusement une dissymétrie du signal, l'oscillateur local et le faisceau signal n'étant plus en quadrature. Il s'est avéré indispensable de compenser le déphasage introduit par un compensateur de Babinet-Soleil. Les mesures expérimentales corrigées de cette biréfringence ont permis de valider le modèle quelle que soit la vitesse et de montrer l'insensibilité de la réponse à l'état de la surface de la cible en vibration.

Pour élargir la gamme de fonctionnement de notre système, nous avons montré qu'il était possible d'extraire la vitesse de l'objet même lorsque la réponse est non linéaire. Le traitement est purement optique et il est obtenu en divisant le signal précédent avec un signal en quadrature avec ce dernier. Si l'absorption n'est pas trop forte, le signal obtenu est directement proportionnel à la vitesse sans déformation notable et la vitesse limite est essentiellement limitée par la détection. Par exemple pour un rapport signal à bruit de 10^4 , la vitesse limite serait de 1100 mm.s^{-1} , soit un gain de deux ordres de grandeur par rapport au régime linéaire. Grâce à ces performances, le capteur développé entre directement en compétition avec les capteurs commerciaux de type interféromètre de Michelson et sans perte d'efficacité lors de mesures sur des surfaces diffusantes.

Les mesures expérimentales ont permis de valider l'intérêt de ce nouveau traitement pour élargir la gamme de fonctionnement. Les réglages extrêmement sensibles pour s'affranchir des biréfringences parasites du cristal et de certains éléments optiques limitent la validation. Il est très important qu'une étude soit entreprise pour identifier la cause de la biréfringence cristalline.

L'avenir pour un tel système passe principalement par le matériau. Le fait que le temps de réponse dépende fortement de l'illumination et la présence d'une biréfringence parasite sont des limitations importantes du cristal photoréfractif utilisé. Des mesures sur des cristaux de CdTe et d'InP ont fait apparaître dans les mêmes proportions des biréfringences indésirables. L'utilisation d'autres matériaux holographiques plus rapides tels que les milieux à gain pourrait ouvrir une nouvelle voie pour la réalisation du vibromètre en régime linéaire de fonctionnement.

Le système développé dans le cadre de cette thèse est exclusivement basé sur une mesure ponctuelle. Pour donner plus d'envergure au système il pourrait être intéressant de passer à une mesure multi-points. La faisabilité d'un tel capteur multicanal est en cours d'étude.

ANNEXE
résolution de l'équation de transfert du vibromètre

L'équation de transfert qui permet de déterminer l'amplitude du champ diffracté $E_{sp}(x, t)$ est une équation aux dérivées partielles qui se résout pas la méthode de la transformée de Laplace.

Nous avons l'équation suivante,

$$\frac{\partial^2 E_{sp}(x, t)}{\partial x \partial t} = \frac{\gamma}{2\tau_o} e^{-\frac{3\alpha x}{2}} E_{s_s}^o e^{i\varphi(t)} - \frac{1}{\tau_o e^{\alpha x}} \frac{\partial E_{sp}(x, t)}{\partial x} - \frac{\alpha}{2\tau_o e^{\alpha x}} E_{sp}(x, t) - \frac{\alpha}{2} \frac{\partial E_{sp}(x, t)}{\partial t} \quad (1)$$

En posant $E_{sp}(x, t) = F(x, t) e^{-\frac{\alpha x}{2}}$ l'expression (1) devient,

$$\frac{\partial^2 F(x, t)}{\partial x \partial t} = \frac{\gamma}{\tau_o e^{\alpha x}} E_{s_s}^o e^{i\varphi(t)} - \frac{1}{\tau_o e^{\alpha x}} \frac{\partial F(x, t)}{\partial t} \quad (2)$$

Les conditions de bord sont les suivantes :

- si aucun réseau n'est inscrit à $t = 0$ alors $E_{sp}(x, 0) = 0 = F(x, 0)$ soit $\frac{\partial F(x, 0)}{\partial x} = 0$
- si un réseau existe à $t = 0$ alors $E_{sp}(x, 0) = \gamma x E_{s_s}^o e^{-\alpha x/2}$ soit $\frac{\partial F(x, 0)}{\partial x} = \gamma E_{s_s}^o$ et $F(x, 0) = \gamma E_{s_s}^o x$

Soit $\tilde{F}(x, s)$ la transformée de Laplace de $F(x, t)$, l'équation différentielle (2) devient

$$s \frac{\partial \tilde{F}(x, s)}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{F}(x, 0)}{\partial x} = \frac{\gamma}{\tau_o} E_{s_s}^o e^{-\alpha x} \tilde{H}(s) - \frac{1}{\tau_o e^{\alpha x}} \frac{\partial \tilde{F}(x, s)}{\partial x} \quad (3)$$

où $\tilde{H}(s)$ est la transformée de Laplace de $e^{i\varphi(t)}$.

On se place dans le cas où aucun réseau n'est inscrit à $t = 0$, l'équation devient alors :

$$\left(s + \frac{1}{\tau_o e^{\alpha x}}\right) \frac{\partial \tilde{F}(x, s)}{\partial x} = \frac{\gamma}{\tau_o} E_{s_s}^o e^{-\alpha x} \tilde{H}(s) \quad (4)$$

soit

$$\frac{\partial \tilde{F}(x, s)}{\partial x} = \gamma E_{s_s}^o \frac{\tilde{H}(s)}{1 + s\tau_o e^{\alpha x}} \quad (5)$$

La solution de cette équation différentielle est la suivante,

$$\tilde{F}(x, s) = \gamma E_{s_s}^o \tilde{H}(s) \int_0^x \frac{dx'}{1 + s\tau_o e^{\alpha x'}} \quad (6)$$

L'intégrale (6) se calcul sans aucun problème, pour donner :

$$\tilde{F}(x, s) = \gamma E_{s_s}^o \tilde{H}(s) \left[\frac{1}{\alpha} \ln \left(\frac{s\tau_o e^{\alpha x'}}{1 + s\tau_o e^{\alpha x'}} \right) \right]_0^x = \frac{\gamma E_{s_s}^o}{\alpha} \tilde{H}(s) \ln \left(\frac{(1 + s\tau_o) e^{\alpha x}}{1 + s\tau_o e^{\alpha x}} \right) \quad (7)$$

que l'on réécrit,

$$\tilde{F}(x, s) = \frac{\gamma E_{s_s}^o}{\alpha} \tilde{H}(s) \ln \left(\frac{s - (-\frac{1}{\tau_o})}{s - (-\frac{1}{\tau_o e^{\alpha x}})} \right) \quad (8)$$

Par la transformée de Laplace inverse de l'équation (8) on obtient :

$$F(x, t) = \frac{\gamma}{\alpha} E_{s_s}^o \cdot e^{i\varphi(t)} * \frac{e^{-\frac{t}{\tau_o e^{\alpha x}}} - e^{-\frac{t}{\tau_o}}}{t} \quad (9)$$

Où * est le produit de convolution au sens de la transformée de Laplace.

Finalement on trouve l'expression de notre champ diffracté,

$$\boxed{E_{sp}(x, t) = \frac{\gamma}{\alpha} E_{s_s}^o e^{-\frac{\alpha x}{2}} \cdot e^{i\varphi(t)} * \frac{e^{-\frac{t}{\tau_o e^{\alpha x}}} - e^{-\frac{t}{\tau_o}}}{t}} \quad (10)$$

COMPLEMENT

Le travail présenté dans ce manuscrit de thèse a été en partie conditionné par les recherches effectuées sur le capteur d'ultrasons. C'est pour cette raison que nous avons réalisé une pré-étude sur ce dernier en vue d'établir la meilleure configuration pour le développement du vibromètre. Ce travail a fait l'objet d'une publication dans la revue *Optical Materials*.

Nous présentons dans ce complément une comparaison de différentes architectures du capteur d'ultrasons basé lui aussi sur le mélange deux ondes dans un cristal photoréfractif. Contrairement au vibromètre le capteur ne sera sensible qu'aux très faibles amplitudes de déplacement. L'hologramme inscrit est fixe et la réponse est proportionnelle au déplacement et non plus à la vitesse.

Nous nous intéressons plus particulièrement au régime continu à $1,06 \mu\text{m}$ et comparons les différentes configurations du capteur fonctionnant avec du CdTe et de l'InP. Les architectures retenues sont la détection directe et la diffraction anisotrope avec des faisceaux plans et tavelés, polarisés et dépolarisés. Pour augmenter la sensibilité et mettre en quadrature le faisceau signal transmis et l'oscillateur local nous appliquons un champ électrique externe. Nous mesurons alors la limite de détection relative en fonction de ce champ.



ELSEVIER

Optical Materials 18 (2001) 45–48



www.elsevier.com/locate/optmat

Implementation and comparative evaluation of various architectures of ultrasonic photorefractive sensors

S. de Rossi ^{a,*}, Ph. Delaye ^a, J.C. Launay ^b, G. Roosen ^a

^a *Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, UMR 8501 du CNRS, BP 147, 91403 Orsay Cedex, France*

^b *Institut de Chimie de la Matière Condensée de Bordeaux, UPR 9048 du CNRS, avenue du Dr. A. Schweitzer, 33608 Pessac Cedex, France*

Abstract

A novel optical sensor for the detection of ultrasonic motion has been recently developed. It allows reaching 25 μm displacement sensitivity with a large frequency range bandwidth of 100 MHz. We will present a comparative study between various architectures of this ultrasonic detection system we have implemented. It uses InP:Fe or CdZnTe:V holographic crystals and operates with a CW laser at 1.06 μm . Two configurations called the direct detection and the anisotropic diffraction configurations work with either plane or speckled waves. A third discussed configuration works with depolarized speckled waves. We measured their relative detection limits as a function of the applied electric field that governs photorefractive efficiency of the materials. Experimental results are well described by theory, using photorefractive models relevant to the used crystals. © 2001 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

Keywords: Photorefractive effect; Ultrasonic detection; Screening field

1. Presentation of various architectures

Phase demodulation is based on a two wave mixing (TWM) mechanism. A rapidly and weakly phase-modulated signal beam and a pump beam interfere in a photorefractive crystal. As the period of the phase modulation is much smaller than the response time of the crystal, both waves write an average hologram. The pump beam diffracts on it to give an unmodulated local oscillator that has the same direction and the same wavefront as the transmitted signal beam. These two beams inter-

fer on a photodiode which allows the phase demodulation. An external applied electric field allows to control the amplitude and the phase of the index grating compared to the illumination grating given by the complex nature of the photorefractive gain in amplitude $\gamma = \gamma' + i\gamma''$, where γ' is the real part and γ'' the imaginary part of γ . In all the experiments, the pump to signal beam intensity ratio is much greater than one, what allows to be in the undepleted pump approximation.

With polarized beams, two configurations are possible, the direct detection and the anisotropic diffraction ones (Fig. 1). In the direct detection [1,2] both waves are polarized along the Pockels eigenaxes of the crystal (here at $\pm 45^\circ$). Local oscillator and signal beam have the same polarization. We detect directly the demodulation with a

* Corresponding author. Tel.: +33-1-69-35-88-31; fax: +33-1-69-35-87-00.

E-mail address: sebastien.de-rossi@iota.u-psud.fr (S. de Rossi).

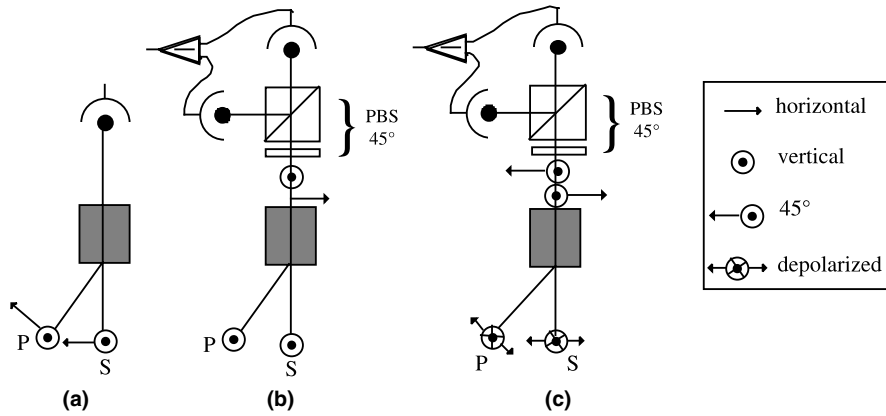


Fig. 1. Implemented architectures, (a) direct detection, (b) anisotropic diffraction; (c) depolarized configuration. Both beams enter by the (110) faces and the grating vector is along $(\bar{1}10)$.

photodiode. Linear detection is possible only if the imaginary part γ'' of photorefractive gain γ is not null, which is obtained with an external field. In the anisotropic diffraction [1] both waves are polarized along (001). The local oscillator is horizontally polarized. If we insert a 45° polarizer after the crystal, each detector receives the eigenwaves. If we make the difference between the signal of each detector, we have here also a linear detection for $\gamma'' \neq 0$.

A third solution consists in working with depolarized beams [3]. Both waves record two decorrelated holograms of 90° polarized images along the eigenaxes (here at $\pm 45^\circ$). We analyze them independently with a polarizer beam splitter oriented along the eigenaxes. Each wave has a local oscillator and a transmitted signal in phase quadrature thanks to the external field. Contrary to the anisotropic diffraction, the polarized beams along the different eigenaxes have not the same wavefront and cannot interfere together. We thus have two decorrelated wave mixing process in a direct detection configuration with a gain reduced by a factor 2. By making the difference of the two photodiode signals, we obtain again a linear detection for $\gamma'' \neq 0$.

To compare our results we use the relative detection limit δ_{rel} . It is the ratio between the smallest displacement amplitude δ measured by our sensor (signal to noise ratio of one with an 1 W power polarized wave incident on the crystal and a

bandwidth of 1 Hz) and the optimal detection limit of an optical technique δ_{opt} :

$$\delta_{\text{opt}} = \frac{\lambda}{4\pi} \sqrt{\frac{h\nu}{2\eta}}$$

where λ is the wavelength of the laser, $h\nu$ its energy and η is the quantum efficiency of the detector. For our three architectures we obtain:

$$\delta_{\text{rel}}^{\text{dir}} = \frac{e^{\alpha x/2}}{\sin(\gamma'' x)}; \quad \delta_{\text{rel}}^{\text{ani}} = e^{\alpha x/2} \frac{\sqrt{1 + |\gamma|^2 x^2}}{\gamma'' x};$$

$$\delta_{\text{rel}}^{\text{dep}} = \frac{e^{\alpha x/2}}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{1 + \text{th}^2(\gamma' x/2)}}{\sin(\gamma' x/2)},$$

where x is the thickness of the crystal along the wave propagation direction, α the absorption.

2. Photorefractive crystals and measurement of the screening factor

The photorefractive effect in semiconductors as CdZnTe:V and InP:Fe is now well known. For the CdZnTe we use one trap model with an electron–hole competition [5]. For InP the photoconduction is governed by holes with an electron–hole competition thermally induced from the excited state of Fe^{2+} [4]. From photorefractive gain measurements as a function of the grating spacing in

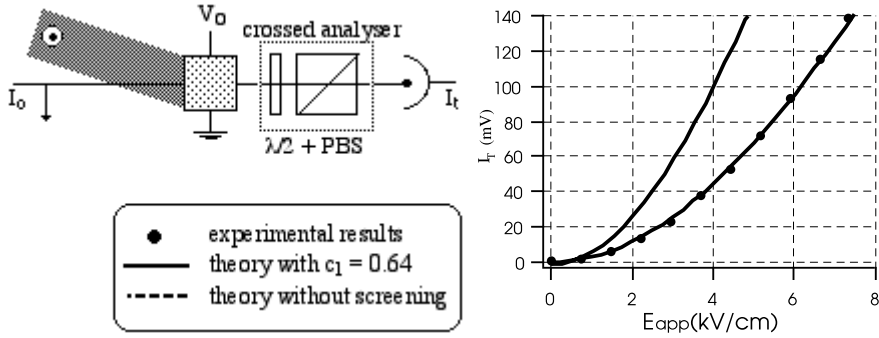


Fig. 2. Experimental setup and example of curve for screening measurement.

diffusion regime, we know all the essential parameters for InP and CdTe photorefractive models. Nevertheless one problem subsists because of inhomogeneities of the crystal and non-uniformity of the pump beam illumination. The applied electric field is screened and the real field E_0 seen by the signal beam is not known. We define the screening factor c_1 as:

$$E_0 = E_{\text{app}}c_1,$$

where $E_{\text{app}} = V_0/d$ with V_0 the applied voltage on crystal and d the inter-electrode spacing.

Determination of c_1 is obtained by Pockels effect measurement (see Fig. 2). We measure the signal beam transmission between crossed polarizers as a function of the applied field. The experiments have been performed with the same configuration of illumination than that of the ultrasonic detection system. To avoid having a parasite grating, pump and signal polarizations are crossed. We show easily that in our configuration, the transmitted signal I_t is:

$$I_t = I_0 \sin^2 \left(\frac{\pi x}{\lambda} n_0^3 r_{41} E_{\text{app}} c_1 \right).$$

An example of transmission curve is presented in Fig. 2.

3. Experimental setup for detection sensitivity measurement

Beams are obtained from a 600 mW CW single mode diode pumped Nd:YAG laser emitting at

1.06 μm . The signal beam is phase modulated with a Pockels cell. The phase modulation is sinusoidal with amplitude of 20 mrad and frequency 80 kHz. A multimode fiber module is inserted on each arm to have speckle depolarized beams. Furthermore, the pump beam is expanded to cover fully the crystal to minimize the screening of the field and allow a good covering of the signal beam. Illumination is about 150 mW/cm^2 . A polarization module polarizes again the beams after the fiber for the direct detection or the anisotropic diffraction configurations. The typical grating spacing is between 3 and 4.5 μm . The external field is applied to silver painted electrodes during 50 ms. Detectors are InGaAs photodiodes with quantum efficiency $\eta = 0.76$.

4. Detection sensitivity: experimental results

Measurement presented here (see Fig. 3) are obtained from a speckled signal beam with similar results obtained from plane signal beam.

For the InP crystal, the screening factor is 0.64 with a plane pump beam. The agreement with the theory is good in the direct detection and anisotropic diffraction. We have not been able to work with a speckle pump beam. This is explained as follows. The dark conductivity of InP is greater than the photoconductivity in some place in the crystal because of the granular nature of the pump beam and the gain hardly saturates regarding the incident intensity. This problem disappears in the pulsed regime.

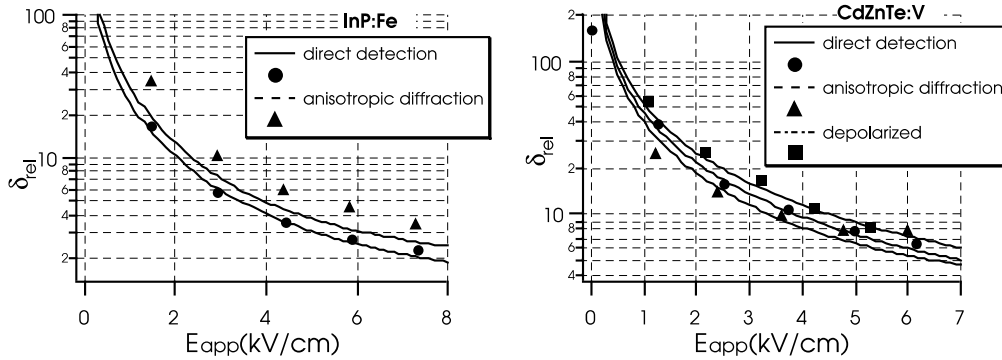


Fig. 3. Evolution of the relative detection limits as a function of the applied field (markers: experimental measures/lines: theoretical curves).

For CdZnTe we can work with a speckled pump beam without any problem. The curves have been realized with a speckled pump and signal beams. Results are identical for both plane waves or one plane wave and the other speckled. The screening factor is 0.6. We obtain a good agreement with theory if we add a supplementary screening factor $c_2 = 0.5$. This complementary screening factor c_2 is identical whatever the architecture and the wavefront structure of the beams (plane or speckle wave). It has been observed in other tested CdZnTe crystals. Work is currently in progress to identify the origin of this supplementary screening factor.

5. Conclusion

The study of various architectures of an ultrasonic sensor allows us to valid theoretical TWM model in presence of a phase-modulated signal in

photorefractive crystals as InP:Fe and CdZnTe:V. We can now predict the detection sensitivity of each configuration and choose the optimal one. Problems have been emphasized. For CdZnTe the results are less good than expected due to the presence of a supplementary screening factor. We have to understand this drop in performances to operate the sensor at best with CdZnTe.

References

- [1] Ph. Delaye, A. Blouin, D. Drolet, J.P. Monchalin, L.A. de Montmorillon, G. Roosen, *J. Opt. Soc. Am. B* 14 (1997) 1723.
- [2] L.A. de Montmorillon, I. Baggio, Ph. Delaye, J.C. Launay, G. Roosen, *Opt. Commun.* 129 (1996) 293.
- [3] Ph. Delaye, A. Blouin, D. Drolet, J.P. Monchalin, L.A. de Montmorillon, G. Roosen, *Appl. Phys. Lett.* 74 (1999) 3087.
- [4] F.P. Strohkendl, J.M.C. Jonathan, R.W. Hellwarth, *Opt. Lett.* 11 (1986) 312.
- [5] Ph. Delaye, P.U. Halter, G. Roosen, *J. Opt. Soc. Am. B* 7 (1990) 2268.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] A. Courteville, T. Gharbi, J.T. Cornu, "Non contact MMG sensor based on the optical feedback effect in a laser diode", *Journal of Biomedical Optics* **3**(3), 281-285 (1998).
- [2] P. Rastoje, D. Inaudi, "Trends in optical non-destructive testing and inspection", Elsevier edition.
- [3] N. Muramatsu, N. Sakurai, N. Wada, R. Yamamoto, K. Tanaka, T. Asakura, Y. Ishikawa-Takano, D.J. Nevins, "Remote sensing of fruit textural changes with a laser doppler vibrometer", *J. Amer. Hort. Sci.* **125**(1), 120-127 (1999).
- [4] E.S. Boltz and C.M. Fortunko, "Determination of the absolute sensitivity limit of a piezoelectric displacement transducer", *Review of Progress in Quantitative Nondestructive evaluation* **15**, 939 (1996)
- [5] J.W. Wagner and J.B. Spicer, "Theoretical noise-limited sensitivity of classical interferometry", *J. Opt. Soc. Am. B* **4**(8), 1316 (1987).
- [6] Vibromètre Laser Ometron VH300+, Ometron Image Automation Ltd, Kelvin House, Worsley Bridge Road, London SE26 5BX (Angleterre).
- [7] Vibromètre Laser Polytec série OFV, Polytec PI S.A. Division RMP, 32 rue Delizy 93694 Pantin Cédex (France).
- [8] A.E. Siegman, "The Antenna properties of optical heterodyne receivers", *Appl. Opt.* **5**, 1588 (1966).
- [9] J.P. Monchalin, J.P. Héon, "Laser ultrasonic generation and optical detection with a confocal Fabry-Perot interferometer", *Mater. Eval.* **44**, 1231 (1986).
- [10] T. Bosch, N. Servagent, S. Donati, "Optical feedback interferometry for sensing application", *Opt. Eng.* **40**(1), 20-27 (2001).

-
- [11] P.A. Roos, M. Stephens, C.E. Wieman, "Laser vibrometer based on optical-feedback-induced frequency modulation a single-mode laser diode", *Appl. Opt.* **35**(34), 6754 (1996).
- [12] R.K. Ing, J.P. Monchalin, "Detection of ultrasonic motion of a scattering surface by two-wave mixing in a photorefractive crystal", *Appl. Phys. Lett.* **59**, 3233 (1991).
- [13] L.A. de Montmorillon, I. Baggio, P. Delaye, J.C. Launay, G. Roosen, "Eye-,e detection using a photorefractive CdTe:V crystal", *Opt. Comm.* **129**, 293 (1996).
- [14] P. Delaye, A. Blouin, D. Drolet, L.A. de Montmorillon, G. Roosen, J.P. Monchalin, "Detection of ultrasonic motion of a scattering surface by photorefractive InP:Fe under an applied dc field", *J. Opt. Soc. Am. B* **14** (7), 1793 (1997).
- [15] Louis-Anne de Montmorillon, "Capteur photoréfractif d'ultrasons : - choix et optimisation d'un matériau holographique - étude et réalisation d'un prototype", Thèse de doctorat de l'Université Paris Sud d'Orsay (1997).
- [16] S. de Rossi, Ph. Delaye, J.C. Launay, G. Roosen, "Implementation and comparative evaluation of various architectures of ultrasonic photorefractive sensor", *Opt. Mat.* **18**(1), 45 (2001).
- [17] Sondes série TWM, Technar Automation, 1321 rue Hocquart, St-Bruno, QC, Canada J3V 6B5
- [18] S. Breugnot, "Détection hétérodyne grand champ", Thèse de doctorat de l'Université Paris Sud d'Orsay (1995).
- [19] M.P. Petrov, I.A. Sokolov, S.I. Stepanov and G.S. Trofimov, "Non-steady-state photoelectromotive-force induced by dynamic gratings in partially compensated photoconductors", *J. Appl. Phys.* **68**, 2216 (1990).
- [20] I.A. Sokolov and S.I. Stepanov, "Detection of optical signals with high-amplitude phase modulation by adaptative photodetector", *Appl. Opt.* **32** (11), 1958 (1993).
- [21] N. Korneev, P. Rodriguez, B. Sanchez, S. Stepanov, "Non-steady-state photoelectromotive force based GaAs adaptative photodetectors at 6328 nm" *Optik* **102**, 21 (1996).
- [22] Sonde EMF-500 Receiver, Lasson Technologies, Inc., 6059 Bristol Parkway, 1st Floor, Culver City, CA 90230 USA.

-
- [23] A. Ashkin, G.D. Boyd, J.M. Dziedzic, R.G. Smith, A.A. Ballman, J.J. Levinstein, K. Nassau, "Optically-induced refractive index inhomogeneities in LiNbO_3 and LiTaO_3 ", *Appl. Phys. Lett.* **9**, 72 (1966).
- [24] F.S. Chen, J.T. La Macchia, D.B. Fraser, "Holographic storage in lithium niobate", *Appl. Phys. Lett.* **13**, 223 (1968).
- [25] A. Yariv, D.M. Pepper, "Amplified reflection, phase conjugation and oscillation in degenerate four wave-mixing", *Opt. Lett.* **1**, 16 (1977).
- [26] N. Huot, J.M.C. Jonathan, G. Roosen, D. Rytz, "Characterization and optimization of a ring self-pumped phase-conjugate mirror at $1.06 \mu\text{m}$ with $\text{BaTiO}_3\text{:Rh}$ ", *J. Opt. Soc. Am. B* **15**(7), 1992-9 (1998).
- [27] P. Delaye, G. Roosen, "Evaluation of a photorefractive two-beam coupling novelty filter", *Opt. Com.* **165**(1-3), 133-51 (1999).
- [28] W.B. Whitten and J.M. Ramsey, "Mode selection in a continuous-wave dye laser with an intracavity photorefractive element", *Opt. Lett.* **12**, 117-119 (1987).
- [29] N. Huot, J.M. Jonathan, G. Pauliat, P. Georges, A. Brun, G. Roosen, "Laser mode manipulation by intracavity dynamic holography: application to mode selection", *Appl. Phys. B* **69**(2), 155-7 (1999).
- [30] A. Blouin, J.P. Monchalin, "Detection of ultrasonic motion of a scattering surface by two-wave mixing in a photorefractive GaAs crystal", *Appl. Phys. Lett.* **65**(8), 932 (1994).
- [31] Ph. Delaye, A. Blouin, D. Drolet, J.P. Monchalin, "Heterodyne detection of ultrasound from rough surfaces using a double phase conjugate mirror", *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3251 (1995).
- [32] I. Nee, S. Breer, H. Vogt, K. Buse, "Wavelength division multiplexing with thermally fixed volume-phase holograms in photorefractive lithium niobate crystals", *Advances in Photorefractive Materials, Effects, and Devices, Trends in Optics and Photonics Series Vol.27*. Opt. Soc. America, 563-7 (1999).
- [33] G. Zhou, D.Z. Anderson, "Acoustic signal recognition with photorefractive time-delay neural network", *Opt. Lett.* **19**(9), 655 (1993).

-
- [34] F.S. Chen, "Optically induced change of refractive indices in LiNbO_3 and LiTaO_3 ", *J. Appl. Phys.* **40**, 3389 (1969).
- [35] G. Pauliat, G. Roosen, chapitre "l'effet photoréfractif" dans "L'optique non linéaire et ses matériaux", collection SFO vol. 6 EDP sciences, p235-332 (2000)
- [36] N.V. Kukhtarev, V.B Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii, "Holographic storage in electrooptic crystals. I. steady state", *Ferroelectrics* **22**, 949 (1979).
- [37] N.V. Kukhtarev, V.B Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii, "Holographic storage in electrooptic crystals. II. beam coupling-light amplification", *Ferroelectrics* **22**, 961 (1979).
- [38] J.C. Bourgoin, H.J. Bardeleben, D. Stievenard, "Native defects in gallium arsenide", *J. Appl. Phys.* **64**, 65 (1988).
- [39] F.P. Strohkendl, J.M.C. Jonathan, R.W. Hellwarth, "Hole-electron competition in photorefractive gratings", *Opt. Lett.* **11**, 312 (1986).
- [40] Ph. Delaye, L.A. de-Montmorillon, H.J. von-Bardeleben, G. Roosen, "Photorefractive wave mixing in undoped liquid encapsulated Czochralski GaAs at 1.5 μm : validation of photorefractive modeling", *Appl. Phys. Lett.* **64**(20), 2640 (1994).
- [41] Ph. Delaye, L.A. de Montmorillon, I. Baggio, J.C. Launay, G. Roosen, "Wavelength dependant effective trap density in CdTe: evidence for the presence of two photorefractive species", *Opt. Com.* **134**, 580 (1997).
- [42] Ph. Delaye, L.A. de Montmorillon, G. Roosen, "Transmission of time modulated optical signal through an absorbing photorefractive crystal", *Opt. Com.* **118**, 154 (1995).
- [43] L.A. de Montmorillon, Ph. Delaye, J.C. Launay, G. Roosen, "Novel theoretical aspects on photorefractive ultrasonic detection and implementation of a sensor with an optimum sensitivity", *J. Appl. Phys.* **82**, 5913 (1997).
- [44] B. Campagne, A. Blouin, L. Pujol, J.P. Monchalin, "Compact and fast response ultrasonic detection device based on txo-wave mixing in a gallium arsenide photorefractive crystal", *Rev. of Scien. Inst.* **72**(5), 2478 (2001).

-
- [45] H. Kogelnik, "Coupled wave theory for thick hologram gratings", Bell System Technical Journal **48**, 2900 (1969).
- [46] P. Yeh, "Photorefractive two-beam coupling in cubic crystals", J. Opt. Soc. Am. B **4**, 1382-1386 (1987).
- [47] P. Delaye, S. de Rossi, and G. Roosen, "Photorefractive vibrometer for the detection of high-amplitude vibrations on rough surfaces." J. of Opt. A: Pure and Appl. Opt. **2**(3), 209 (2000).
- [48] P. Delaye, S. de Rossi, and G. Roosen, "High amplitude vibrations detection on rough surfaces using a photorefractive velocimeter." Opt. and Lasers in Eng. **33**(5), 335 (2000).
- [49] L. Labrunie, G. Pauliat, G. Roosen, J.C. Launay, " Simultaneous acquisition of $\pi/2$ phase-stepped interferograms with a photorefractive Bi/sub 12/GeO/sub 20/ crystal: application to real-time double-pulse holography", Opt. Lett. **20**(15), p.1652-4 (1995).

Glossaire

Nous rappelons ici les définitions et les unités des notations utilisées dans le manuscrit.

Symbole	Unité	Définition
λ	m	longueur d'onde dans le vide de la source laser
φ	s ⁻¹	déphasage introduit par la cible en vibration
δ	m	amplitude du déplacement de la cible en vibration
v	m.s ⁻¹	vitesse instantanée de la cible en vibration
f	Hz	fréquence de vibration de la cible
x	m	épaisseur du matériau holographique
n_O	1	indice de réfraction du matériau holographique
α	m ⁻¹	absorption du matériau holographique
ε	m ⁻¹	biréfringence cristalline du matériau holographique
r_{eff}	m.V ⁻¹	coefficient électro-optique effectif du matériau holographique
τ	s	temps de réponse du matériau holographique
τ_O	s	temps de réponse à l'entrée du matériau holographique
γ	m ⁻¹	gain photoréfractif en amplitude du matériau
Γ	m ⁻¹	gain photoréfractif en intensité du matériau
k	m ⁻¹	module du vecteur réseau d'illumination
k_S	m ⁻¹	module du vecteur d'onde du faisceau signal
k_P	m ⁻¹	module du vecteur d'onde du faisceau pompe
m	1	modulation de la figure d'illumination
m_O	1	modulation de la figure d'illumination à l'entrée du matériau
Δn	1	variation d'indice du réseau dans le matériau holographique
G	1	constante de proportionnalité donnant la force du réseau d'indice
E_1	V.m ⁻¹	amplitude du champ de charge d'espace
E_{SC}	V.m ⁻¹	amplitude du champ de charge d'espace pour une modulation de 1
E_{s_s}	(*)	"amplitude" de l'onde signal incidente modulée en phase
E_{p_s}	(*)	"amplitude" de l'onde pompe incidente stationnaire
E_{s_p}	(*)	"amplitude" de l'onde diffractée dans la direction du faisceau signal
E_{p_p}	(*)	"amplitude" de l'onde diffractée dans la direction du faisceau pompe

I_{ss}^o	(*)	"intensité" de l'onde signal incidente modulée en phase
S	(*)	"intensité" du signal délivré par le vibromètre lors d'une mise en quadrature ("sinus")
C	(*)	"intensité" du signal délivré par le vibromètre lors d'une mise en phase ("cosinus")
R	1	rapport du signal S sur le signal C.

(*) L'intensité est définie comme étant l'intensité délivrée par la détection électronique du vibromètre, soit en volt, et comme le module carré de l'amplitude du champ associé.

Nom : DE ROSSI
Prénom : Sébastien

Sujet : Etude et réalisation d'un vibromètre holographique

Résumé :

Nous mettons à profit la dynamique photoréfractive d'un cristal semi-conducteur de GaAs pour la réalisation d'un capteur de vibrations de basses fréquences (<10 kHz) et de grandes amplitudes (plusieurs mm) fonctionnant en régime de vélocimétrie et insensible à l'état de surface de l'objet.

Le principe consiste à coupler dans le matériau photoréfractif une onde référence et une onde signal porteuse de l'information vibratoire d'un objet quelconque à étudier. Les deux ondes écrivent un hologramme dynamique qui suit partiellement le déplacement de la figure d'illumination. L'onde référence diffracte sur le réseau créé pour donner naissance à une onde ayant le même profil spatial que l'onde signal transmise et portant une partie de l'information de la modulation de phase. Les deux ondes interfèrent en teinte plate sur une photodiode permettant d'obtenir un signal électronique proportionnel à la vitesse instantanée de la cible en vibration.

La réalisation d'un prototype a permis de valider pleinement le modèle théorique développé et montrer l'insensibilité de la réponse à l'état de surface de la cible. Le régime de fonctionnement linéaire du capteur est limité essentiellement par le temps de réponse du matériau holographique. Pour élargir la gamme de fonctionnement de notre système, nous avons montré qu'il était possible d'extraire, par simple traitement optique, la vitesse instantanée de l'objet même lorsque la réponse était non linéaire.

Mots-clés :

contrôle non destructif, optique non linéaire, milieu holographique, matériaux photoréfractifs