



**HAL**  
open science

# Génération et détection par réseaux photo-induits d'impulsions acoustiques picosecondes de cisaillement

Mansour Kouyaté

► **To cite this version:**

Mansour Kouyaté. Génération et détection par réseaux photo-induits d'impulsions acoustiques picosecondes de cisaillement. Autre [cond-mat.other]. Université du Maine, 2012. Français. NNT : 2012LEMA1006 . tel-00734973

**HAL Id: tel-00734973**

**<https://theses.hal.science/tel-00734973>**

Submitted on 25 Sep 2012

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

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

Académie de Nantes

École Doctorale Matière, Molécules, Matériaux en Pays de la Loire

# Thèse de doctorat de l'Université du Maine

Spécialité : Physique

présentée par

**Mansour Kouyaté**

pour obtenir le titre de Docteur de l'Université du Maine

---

## Génération et détection par réseaux photo-induits d'impulsions acoustiques picosecondes de cisaillement

---

Soutenance le 24 Mai 2012 devant le jury composé de

B.AUDOIN	Professeur	I2M BORDEAUX 1	Rapporteur
B.BONELLO	Directeur de Recherches CNRS	(INSP) UMPC PARIS 6	Rapporteur
C.GLORIEUX	Professeur	Akoestiek University LEUVEN	Examineur
B.CASTAGNÈDE	Professeur	LAUM CNRS LE MANS	Examineur
V. GOUSSEV	Professeur	LPEC LE MANS	Directeur de thèse
T.PÉZERIL	Chargé de Recherches CNRS	LPEC LE MANS	Co-encadrant
D. MOUNIER	Maître de conférences	LPEC LE MANS	Co-encadrant



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>11</b>
<b>introduction</b>	<b>14</b>
<b>1 Théorie de la génération thermoélastique des ondes acoustiques transverses par réseaux photoinduits</b>	<b>17</b>
1.1 Introduction . . . . .	17
1.2 Formalisme de la génération thermoélastique d'ondes acoustiques à l'interface solide/solide . . . . .	23
1.3 Génération d'ondes planes acoustiques inhomogènes par réseaux photoinduits .	29
1.4 Influence de l'interface sur la fonction de transformation spectrale de conversion de l'énergie lumineuse en onde plane acoustique inhomogène . . . . .	35
1.5 Cas limite d'acoustique picoseconde . . . . .	45
1.6 Discussions et conclusions. . . . .	53
<b>2 Théorie de la détection des ondes acoustiques transverses générées par réseaux photoinduits</b>	<b>55</b>
2.1 Introduction . . . . .	55
2.2 Formalisme de l'interaction acousto-optique dans le cas d'une perturbation acoustique modulée spatialement . . . . .	56
2.2.1 Solutions de l'équation de propagation de l'onde lumineuse . . . . .	61
a) Les solutions en l'absence de la perturbation acoustique . . . . .	61
b) Les solutions en présence de la perturbation acoustique . . . . .	63
2.2.2 Analyse des ondes optiques rétrodiffusées . . . . .	69
a) Sonde incidente polarisée p . . . . .	69
b) Sonde incidente polarisée s . . . . .	73

c)	Cas particulier d'ondes acoustiques homogènes : $k_x = 0$ . . . . .	75
2.3	Détection des ondes acoustiques transverses dans le cas où la sonde et la pompe sont dans deux plans perpendiculaire . . . . .	78
2.3.1	Solution de l'équation (2.64) pour une sonde incidente polarisée s . . . . .	83
2.3.2	Solution de l'équation (2.64) pour une sonde incidente polarisée p . . . . .	86
a)	Intensité de la sonde dépolarisée par le réseau acoustique . . . . .	88
2.4	Etude de l'interaction élasto-optique dans la configuration où deux réseaux sondes croisés et un réseau pompe sont utilisés. . . . .	90
2.5	Conclusion . . . . .	97
<b>3</b>	<b>Acoustique picoseconde : fondement et dispositif expérimental</b>	<b>99</b>
3.1	L'acoustique picoseconde . . . . .	99
3.2	Réseaux transitoires (RT) . . . . .	101
3.3	Equipements . . . . .	102
3.3.1	Système : télescope . . . . .	105
3.3.2	Système : objectif de microscope à miroirs . . . . .	107
3.3.3	Réglages et alignement du dispositif expérimental . . . . .	109
3.4	Détection . . . . .	112
3.4.1	Diffusion Brillouin . . . . .	113
3.4.2	Diffusion Brillouin Dépolarisée (DBD). . . . .	117
a)	Validation expérimentale de la diffusion Brillouin dépolarisée homodyne. . . . .	118
3.5	Choix des échantillons . . . . .	122
3.6	Résultats expérimentaux et analyse . . . . .	125
<b>4</b>	<b>Annexes</b>	<b>133</b>
<b>A</b>	<b>Expression des Coefficients de réflexion et de transmission à partir de la solution de l'équation (1.21)</b>	<b>135</b>
<b>B</b>	<b>Paramètres physiques des matériaux utilisés dans ce travail de thèse</b>	<b>139</b>
<b>C</b>	<b>Etude de l'interaction élasto-optique dans la configuration où deux réseaux sondes croisés et un réseau pompe sont utilisés.</b>	<b>141</b>





# Table des figures

1.1	Génération thermoélastique d'ondes acoustiques transverses dans un milieu isotrope . . . . .	18
1.2	Génération d'ondes acoustiques transverses inhomogènes par réseau photoinduit à la surface d'un matériau absorbant . . . . .	21
1.3	Génération thermoélastique à 2D . . . . .	24
1.4	résidu . . . . .	26
1.5	Réseau optique . . . . .	30
1.6	Conversion de mode . . . . .	33
1.7	Variation de $F_0$ . . . . .	38
1.8	Variation de $F_1$ . . . . .	39
1.9	Variation de $F_2$ . . . . .	40
1.10	Variation de $F_3$ . . . . .	41
1.11	Variation de $F_4$ . . . . .	42
1.12	Variation de $F_3$ et $F_4$ . . . . .	43
1.13	Profil des déformations . . . . .	48
1.14	Efficacité d'émission des ondes de cisaillement dans différent matériau . . . . .	51
2.1	Description schématique de l'incidence oblique d'un faisceau laser sonde à la surface d'un échantillon isotrope . . . . .	62
2.2	Description schématique de l'interaction photoélastique . . . . .	63
2.3	Représentation schématique de l'interaction élastooptique donnant naissance à une sonde rétrodiffusée et une sonde diffusée . . . . .	67
2.4	Schéma descriptif de l'interaction élastooptique dans le cas d'une sonde incidente polarisée p . . . . .	70
2.5	Mise en évidence de l'interaction photoélastique dans le cas d'une sonde incidente polarisée s . . . . .	74



2.6	Interaction élasto-optique dans le cas où la sonde se trouve dans le plan perpendiculaire à celui de la pompe . . . . .	79
2.7	Représentation de l'interaction élasto-optique dans le cas où la pompe et la sonde se trouve dans deux plans perpendiculaires . . . . .	84
2.8	Représentation de l'interaction acousto-optique dans le cas où la pompe et la sonde se trouvent dans deux plans perpendiculaires . . . . .	87
2.9	Description schématique dans l'espace des vecteurs d'ondes d'une configuration expérimentale mettant en jeu quatre faisceaux sondes incidentes à la surface de l'échantillon . . . . .	91
2.10	Schéma de l'interaction acousto-optique dans le cas de 4 sondes issus d'un grillage et un réseau acoustique suivant l'axe des x . . . . .	94
2.11	description symbolique des vecteurs d'ondes acoustiques et des sondes . . . . .	96
3.1	Photographie stroboscopique du galop d'un cheval . . . . .	100
3.2	<i>Principe du réseau transitoire.</i> . . . . .	101
3.3	Dispositif expérimental de l'expérience pompe sonde basé sur des réseaux de diffraction comme sources excitatrices et de détection . . . . .	103
3.4	Télescope . . . . .	105
3.5	Description schématisée de l'objectif de microscope réfléchissant . . . . .	107
3.6	Mise en évidence des images des RT pompe et sonde . . . . .	108
3.7	Photographie du montage . . . . .	109
3.8	Mise en évidence de la disposition des faisceaux pompes et sondes à l'entrée du microscope lorsque le montage est bien réglé . . . . .	111
3.9	Description schématique du mécanisme photoélastique régissant l'effet Brillouin . . . . .	114
3.10	Mesure de la variation de réflectivité $\Delta R$ . . . . .	117
3.11	Description schématique de la détection Brillouin dépolarisée . . . . .	118
3.12	Mise en évidence des oscillations Brillouin longitudinale . . . . .	119
3.13	Mise en évidence des oscillations Brillouin transverses dans le $SiO_2 - F_e$ à travers la DBD . . . . .	121
3.14	Oscillations Brillouin observées dans la silice pour $\Phi=0$ et $\Phi=180^\circ$ . . . . .	122
3.15	Amplitude des déformations acoustiques inhomogènes transmises dans le PMMA pour différents types de transducteurs métalliques en fonction du pas du réseau . . . . .	124
3.16	Mesure de la variation de réflectivité sur PMMA-Alu-Si à 400 nm . . . . .	126

3.17 Mesure de la variation de réflectivité avec 1 faisceau pompe . . . . . 127



# Liste des tableaux

2.1	Effet de la perturbation sur une sonde polarisée dans le plan d'incidence (p) . . .	72
2.2	Effet de la perturbation acoustique sur une sonde polarisée perpendiculairement au plan d'incidence (s) . . . . .	75
B.1	Paramètres physiques de quelques matériaux isotropes . . . . .	139



# Remerciements

Mes premiers remerciements vont naturellement à mon directeur de thèse et à mes deux co-encadrants. Je tiens à remercier chaleureusement Vitali Goussev et lui montrer toute ma gratitude pour la qualité de son encadrement tant sur le plan professionnel que sur le plan humain. Je le remercie surtout pour la confiance et la liberté qu'il m'a accordées et d'avoir été patient avec moi tout au long de cette thèse et je serai ravi de retravailler avec lui dans le futur.

Je dis merci à Thomas Pézeril pour le temps colossal qu'il a consacré à l'encadrement de cette thèse, j'ai beaucoup appris expérimentalement à ses côtés. Je le remercie d'avoir été patient avec moi et pour toutes les remarques pertinentes qu'il m'a faites tout au long de cette thèse. Je tiens aussi à remercier mon deuxième co-encadrant, Denis Mounier pour les discussions scientifiques et pour ses qualités humaines.

Je remercie tous les membres du laboratoire LPEC surtout Gwenaëlle Vaudel qui s'est beaucoup investi expérimentalement dans cette thèse. Je la remercie aussi pour ces qualités humaines, notamment sa capacité d'écoute et de trouver les mots qu'il faut pour me redonner le moral. Merci beaucoup à Pascal Ruello pour tous les conseils et toutes les discussions. Je tiens à remercier également Mathieu Edely pour sa disponibilité et son aide concernant la fabrication des échantillons qui sont utilisés dans cette thèse.

J'adresse également mes remerciements à Adi Kassiba pour la qualité de son encadrement durant mon Master et toute son aide durant ces années. Je remercie aussi le directeur de notre laboratoire Jean Marc Greneche pour sa disponibilité et toute l'aide qu'il a su nous apporter ainsi qu'à Jeannette Lemoine.

Je remercie aussi Charfeddine Mechri pour nos discussions et son aide et ses conseils tant sur le plan scientifique qu'humain. Dans cette optique, je remercie Adil Ayouch et lui souhaite une bonne fin de thèse.

Je tiens aussi à remercier toute l'administration de L'ENSIM notamment son directeur Pascal Leroux, les secrétaires Khadidja Lebaye et Safia Vieira.

Enfin je voudrais remercier mes proches, ma famille et mes amis pour leur soutien durant ces 3 années de thèse. J'accorde une place particulière à ma femme et ma mère dont leur amour et leur patience m'ont permis de mieux supporter les moments difficiles de la thèse.

Je ne pourrai finir sans remercier vivement les familles Chauvière, Chauveau, Davaze et Kanté pour tout. Mes derniers remerciements vont naturellement à une personne qui m'est très chère et à qui je dédie cette thèse ma grand mère Penda Guèye.

**Merci à tous**

# Introduction générale

Les objets de hautes technologies constitués de plusieurs couches minces sont de plus en plus miniaturisés. Les performances de ces objets dépendent drastiquement des propriétés mécaniques des différents films qui le composent. L'acoustique picoseconde qui utilise des ultrasons de très hautes fréquences s'avère être une technique sans contact et non destructive adaptée aux systèmes constitués de multicouches afin d'évaluer leurs propriétés mécaniques. C'est une technique naturelle basée sur l'écholocalisation, avec comme spécificité de manipuler des échelles peu communes dans le domaine de l'acoustique, notamment des temps caractéristiques de l'ordre de la picoseconde et des échelles spatiales de l'ordre du nanomètre. En 1984, Humphrey J. Maris met en œuvre une technique pompe-sonde permettant la génération et la détection d'ondes acoustiques longitudinales de très hautes fréquences [1]. Depuis lors de nombreuses expériences ont été menées et cette technique est devenue de plus en plus courante. Mais la plupart de ces expériences ont été dédiées à la génération et la détection d'ondes acoustiques longitudinales, car la génération aussi bien que la détection des ondes acoustiques transverses est beaucoup plus délicate. Cette limitation est due au fait que les ondes acoustiques transverses volumiques ne peuvent pas être directement générées par effet thermoélastique dans des matériaux isotropes. Une méthode alternative consiste à la génération indirecte d'ondes acoustiques transverses suite à la conversion de mode d'ondes acoustiques longitudinales initialement excitées par l'absorption du faisceau laser, ou en utilisant un transducteur optoacoustique dont l'axe cristallographique est désorienté par rapport à la direction de propagation des ondes acoustiques. Comme la plupart des transducteurs optoacoustiques sont isotropes, il n'est pas possible de générer directement les ondes acoustiques transverses en volume, en l'occurrence il n'est pas non plus possible de sonder les rigidités de cisaillement ou encore la viscosité de cisaillement de ces milieux isotropes.

L'objectif de cette thèse est d'étudier la génération et la détection par réseaux photo-induits d'ondes acoustiques transverses picosecondes à l'interface entre deux milieux isotropes. L'idée



maitresse est la génération thermoélastique d'un réseau acoustique d'ondes transverses avec la plus haute fréquence possible dans des systèmes totalement isotropes, qui peuvent être des interfaces solide/solide, solide/fluide.

Pour mener à bien ce travail, une étude théorique, présentée dans le premier chapitre a été menée. Celle-ci est basée sur la génération thermoélastique d'ondes planes acoustiques picosecondes de cisaillement par réseaux photoinduits à l'interface entre deux milieux isotropes. Le réseau excitateur est obtenu en faisant interférer deux faisceaux laser pompes à l'interface du milieu matériel. Dans ce chapitre, nous donnons une description théorique du processus d'émission d'ondes planes acoustiques de cisaillement inhomogènes. En effet, des ondes planes acoustiques longitudinales inhomogènes, générées dans le volume de l'échantillon de façon thermoélastique par réseau photo-induit, interagissent avec l'interface pour donner naissance par conversion de mode à des ondes acoustiques de cisaillement inhomogènes. En outre, cette théorie étudie les singularités de la fonction de conversion de l'énergie optique en modes acoustiques de cisaillement. De plus, cette étude analytique, combinée à des simulations numériques, donne des lignes directrices sur le choix des matériaux optimums à la génération efficace d'ondes acoustiques de cisaillement.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude de la théorie de la détection photoélastique des ondes acoustiques inhomogènes. Comme pour la pompe, nous plaçons un ou plusieurs réseaux de diffraction sur le trajet de la sonde pour obtenir deux ou plusieurs sondes (ordre 1 et -1) sur l'échantillon. Dans cette partie, nous analysons le résultat de l'interaction photoélastique entre ces faisceaux sondes avec le réseau acoustique pour dégager la configuration expérimentale la plus propice à la détection des ondes acoustiques de cisaillement inhomogènes. De plus, comme le résultat de l'interaction acousto-optique n'est pas le même pour différentes positions du (des) réseau(x) de diffraction sonde(s) par rapport au réseau pompe, nous étudions dans ce chapitre la résultante de l'interaction acoustique dans chaque configuration. De ce fait, nous allons dans un premier temps étudier la théorie de la détection dans le cas où le réseau pompe est le réseau sonde sont dans le même plan. Comme la sensibilité de détection des ondes acoustiques transverses est très fortement sensible à la polarisation de l'impulsion sonde, en fonction de cette dernière nous étudions l'évolution de la l'efficacité de détection des ondes acoustiques transverses. Dans un second temps, nous faisons la même étude dans le cas où les réseaux pompe et sonde sont dans deux plans perpendiculaires. Enfin, le troisième chapitre et dernier chapitre est consacré à l'application des modèles théoriques présentés dans les deux chapitres précédents, dans le but de valider expérimentalement les prédictions théoriques.

# Chapitre 1

## Théorie de la génération thermoélastique des ondes acoustiques transverses par réseaux photoinduits

### 1.1 Introduction

En acoustique picoseconde, l'absorption d'un faisceau laser femtoseconde par un matériau entraîne la génération d'une onde plane acoustique de très haute fréquence avoisinant le Tera-hertz. Pour des raisons de symétrie combinée à l'isotropie de la dilatation thermique consécutive à l'absorption du faisceau laser, seules des ondes acoustiques longitudinales seront directement générées par le matériau transducteur isotrope. Ceci se traduit mathématiquement par un tenseur de contrainte thermoélastique de symétrie sphérique,  $\sigma_{ij} = -\alpha[(1 + \nu_1)/(1 - \nu_1)]T'\delta_{ij}$ , où  $\alpha$  est le coefficient de dilatation thermique,  $\nu$  le coefficient de Poisson du transducteur,  $T'$  la variation de température consécutive à l'échauffement et  $\delta_{ij}$  le symbole de Kronecker. En effet, la dilatation thermique de chaque point source le long de la surface du transducteur est compensée par des points sources voisins. De ce fait, la génération d'ondes acoustiques transverses n'est possible que dans la zone échauffée où la symétrie sphérique n'est plus préservée, c'est à dire en bord de zone (voir figure 1.1(a)). Cependant même en champ proche, ces ondes transverses émises ne sont pas planes et sont de basses fréquences (au plus 10 GHz), ce qui est plutôt basse fréquence dans la plupart des expériences d'acoustique picoseconde. Cela provient du fait que la taille de la surface du transducteur irradiée par l'excitation uniforme du laser est supérieure à la longueur d'onde caractéristique des ondes acoustiques générées. Autrement dit,

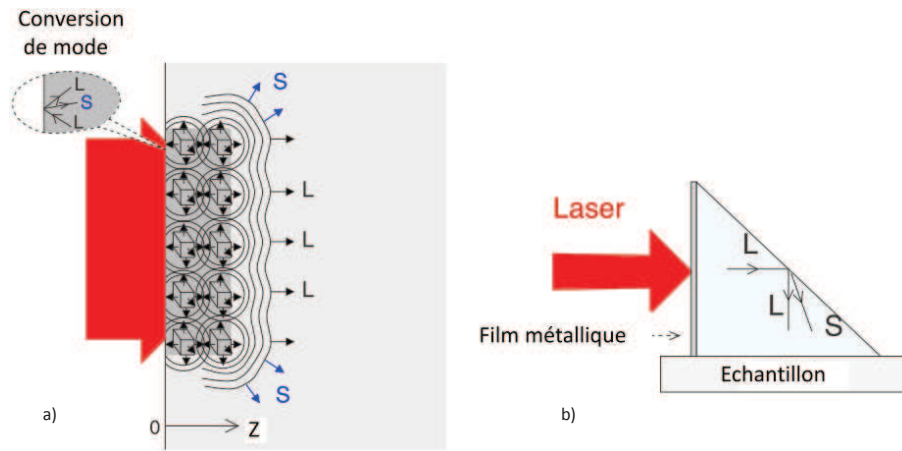


FIGURE 1.1 – Génération thermoélastique d'ondes acoustiques transverses dans un milieu isotrope : (a) En acoustique picoseconde l'expansion thermique consécutive à l'échauffement laser, n'induit que des ondes longitudinales (L) dans le milieu. Chaque point de la zone échauffée est source d'ondes longitudinales (L). Pour des raisons de symétrie, les ondes L se propagent suivant l'axe  $z$ . Les Ondes (transverses) T ne sont excitées qu'aux bords de zone par conversion de mode des ondes L obliquement incidentes à la surface. Cependant, compte tenu du ratio énorme entre la taille du spot laser ( $100\mu\text{m}$ ) et la profondeur de pénétration optique ( $10\text{nm}$ ) dans le transducteur, l'amplitude des ondes transverses (T) est très faible. (b) Prisme transducteur photoélastique Mégahertz. Dans les gammes de fréquences du MHz, les ondes T peuvent être excitées par conversion de mode des ondes L incidentes à l'hypoténuse d'un prisme [19].

la tache focale du faisceau laser (typiquement  $10\text{-}30\ \mu\text{m}$ ) est beaucoup plus importante que la profondeur de pénétration optique de la plupart des matériaux transducteurs (dizaine de nm pour les métaux) et la distance parcourue par les ondes acoustiques pendant l'action du laser pulsée.

Pour ces raisons, en acoustique picoseconde, il est bien établi [9, 17, 19, 22, 25] que la mesure de la rigidité de cisaillement de films minces représente un challenge comparé à la mesure du module de compressibilité. Aussi bien la génération que la détection des ondes acoustiques transverses nécessite la mise en œuvre de méthode optique beaucoup plus élaborée que celles utilisées pour l'étude des ondes acoustiques longitudinales picosecondes. Il est d'autant plus complexe de travailler avec les ondes acoustiques transverses car dans un matériau élastiquement isotrope, leur génération directe à travers l'effet thermoélastique par échauffement laser dans le "bulk" est impossible.

Pour pallier cette limitation, la majeure partie des méthodes qui ont été proposées reposent

sur la brisure de la symétrie de l'échantillon. Une de ces méthodes consiste en la génération d'onde acoustique transverse par conversion de mode. En effet, une onde acoustique longitudinale rencontrant en incidence oblique une interface séparant deux milieux d'impédance acoustique différente, sera convertie en deux ondes propagatives : deux longitudinale et deux transverse. C'est ainsi que des ondes acoustiques transverses à des fréquences de l'ordre du MHz ont été générées par conversion de mode d'une onde longitudinale incidente au niveau de l'hypoténuse d'un prisme [62]. Cependant, l'adaptation de ce système pour les hautes fréquences (10 GHz-1THz), paraît très difficile du fait de la faible distance de propagation des ondes acoustiques picosecondes (quelques microns seulement) ; les dimensions du prisme avoisineraient une centaine de nanomètres, ce qui devient pratiquement très difficile à réaliser.

Une méthode alternative pour réaliser une brisure de symétrie consiste à utiliser la conversion de mode d'une onde acoustique longitudinale, incidente à l'interface séparant un milieu isotrope et un milieu anisotrope dont un axe cristallographique se trouve désorienté par rapport à la normale à l'interface. Dans cette configuration, l'onde plane longitudinale générée dans le matériau isotrope, en incidence normale par rapport à l'interface, sera partiellement convertie en ondes planes transverses lors de la réflexion [9] et produira en transmission à travers l'interface des ondes planes quasi-transverses [61] .

Comme cela a été évoqué ci-dessus, la symétrie sphérique du tenseur de contrainte thermoélastique dans un matériau isotrope empêche la génération d'ondes acoustiques transverses dans le bulk du matériau. Afin de surmonter ce problème, un transducteur exhibant des coefficients de dilatations thermiques anisotropes a été utilisé, pour briser l'isotropie de la force de contrainte thermoélastique [19]. Dans ce cas, le transducteur doit avoir un de ces axes cristallographiques désorienté par rapport à la normale à l'interface.

Néanmoins, dans un matériau anisotrope, l'anisotropie de la dilatation thermique n'est pas une condition indispensable à la génération des ondes transverses. En effet, d'après [60], la plus grande contribution à la génération thermoélastique des ondes acoustiques transverses provient de la partie non sphérique du tenseur de contraintes thermoélastiques  $\sigma_{ij}$ , ce qui rend ainsi possible la génération thermoélastique des ondes acoustiques de cisaillement dans les cristaux à symétrie cubique qui ont toutefois un tenseur de dilatation thermique isotrope. En réalité, l'absorption d'un faisceau laser par un cristal désorienté induira l'excitation instantanée d'une onde acoustique quasi-longitudinale (QL) et d'une onde quasi-transverse (QT) qui se propagent perpendiculairement à l'interface. Comme les vitesses de propagation de ces deux modes sont différentes, dues à l'asynchronisme de la propagation des modes propres dans un

cristal anisotrope, les déformations acoustiques transmises à travers l'interface dans le matériau isotrope adjacent sont à caractère purement longitudinal ou transverse [60].

Il faut noter aussi, que des ondes acoustiques transverses ont été générées [22, 52] en focalisant fortement le faisceau laser "pompe" jusqu'à la limite de la diffraction optique. En effet, en focalisant sur l'échantillon, la taille latérale du spot laser est considérablement réduite et le système ne peut plus être considéré comme étant à 1D, car les ondes acoustiques longitudinales dépendent aussi de la coordonnée latérale. Cette méthode permet d'améliorer l'efficacité de conversion de mode à l'interface. Cependant, dans ce cas de figure les ondes acoustiques transverses générées ne sont pas planes et il est plus difficile de contrôler des échos transverses diffractés se propageant obliquement par rapport à la surface de l'échantillon que de contrôler des ondes planes acoustiques transverses.

D'un point de vue théorique, il a été récemment montré [28, 29] que la brisure de symétrie ou l'anisotropie du matériau transducteur n'est pas indispensable à la génération d'ondes acoustiques de cisaillement de hautes fréquences lorsque deux faisceaux lasers pompes forment un réseau d'intensité à la surface libre d'un matériau opaque. Ainsi, des réseaux plans acoustiques transverses se propageant perpendiculairement par rapport à une interface plane ont été générées par l'interférence de deux faisceaux lasers de pompes, formant un réseau d'intensité périodique à la surface libre d'un matériau opaque (figure 1.2(a),(b)).

D'un point de vue physique, l'effet thermoélastique consécutif à l'échauffement spatialement périodique du matériau absorbant via la technique des réseaux photoinduits, induira en plus des ondes acoustiques longitudinales se propageant perpendiculairement à la surface, l'excitation d'ondes longitudinales dont leurs vecteurs d'ondes ont des composantes non nulles dans la direction parallèle à la surface de l'échantillon (selon l'axe des  $X$ ). Ces composantes sont deux fois plus grandes que la projection  $q_X$  du vecteur d'onde optique  $\vec{q}$  suivant la surface. De ce fait, une partie des ondes longitudinales générées est en incidence oblique par rapport à la surface, et sera par conséquent partiellement convertie en ondes transverses par conversion de modes en réflexion et en transmission. Comme représentées sur les figures 1.2(a),(b), les ondes transverses générées en volume sont des ondes planes acoustiques dont l'amplitude est périodiquement modulée selon la surface de l'échantillon, ce qui signifie qu'elles sont en fait des réseaux d'ondes acoustiques de cisaillement "inhomogènes". La dénomination "inhomogène" que nous adoptons signifie implicitement par la suite qu'il s'agit d'un réseau. L'étude théorique développée dans les références [4, 29] traite le cas où l'absorption de l'énergie optique inhomogène a lieu près de la surface libre de l'échantillon (figure 1.2(a),(b)). Des exemples typiques de configurations expéri-

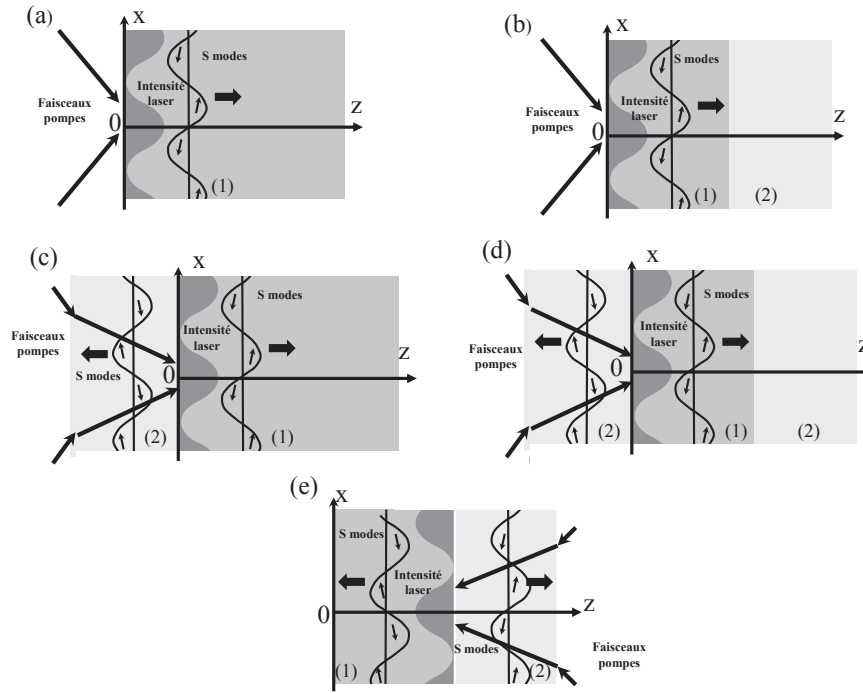


FIGURE 1.2 – Configurations expérimentales typiques pour la génération d’ondes acoustiques transverses inhomogènes par réseau photoinduit à la surface d’un matériau absorbant. Ce dernier est le milieu (1), et le film transparent est le milieu 2. (a) : excitation laser dans le substrat semi-infini (1). (b) Excitation laser incidente du côté du film opaque déposé sur un substrat transparent. (c) Excitation laser dans le substrat opaque couvert par un film transparent. (d) L’excitation peut avoir lieu dans le film opaque couvert par un film transparent ou dans le film opaque déposé sur un substrat transparent. (e) L’excitation laser incidente du côté du substrat se fait dans le film opaque déposé sur un substrat transparent.

mentales sont illustrés dans les références [5–13]. Cela peut être des films absorbant déposés soit sur des substrats (figure 1.2(b)), soit sur des multicouches bien structurées [5–10], ou bien, tout simplement, des matériaux absorbants semi-infinis (figure 1.2(a)) [11–13]. Mais dans la plupart des applications d’acoustique picoseconde, l’absorption de l’énergie optique a lieu pratiquement à l’interface entre un substrat transparent et un film opaque (figure 1.2(c),(d),(e)). Ainsi, la théorie de la génération d’onde plane acoustique transverse par réseaux photoinduits doit être généralisée en tenant compte du fait que les ondes longitudinales inhomogènes peuvent être excitées par effet thermoélastique dans les deux milieux adjacents, et que, par conversion de mode, des ondes acoustiques de cisaillement sont générées dans le milieu absorbant (milieu 1) en réflexion (figure 1.2(a),(b)), mais aussi dans le milieu [29] transparent (milieu 2) en transmission

(figure 1.2(c),(d),(e)). Par conséquent, le reste de ce chapitre sera consacré à la généralisation de cette théorie. Il est important de souligner que des études ont été menées auparavant sur la génération d’ondes acoustiques par réseau photoinduit aux interfaces liquides/solides [31–36] et à la surface libre (mécaniquement) [36–38] de certains solides. La plupart de ces études sont semi-analytiques dans le sens où l’étape finale de l’analyse est totalement numérique. Une autre caractéristique de ces travaux est qu’ils concernaient exclusivement des ondes acoustiques interfaciales [31–35] ou des ondes longitudinale inhomogènes acoustiques directement générées en volume, par effet thermoélastique [35–37], alors que le processus complémentaire de génération des ondes acoustiques transverses inhomogènes par conversion de modes n’a pas été étudié. D’ailleurs, l’empreinte des ondes acoustiques de cisaillement est visible sur la figure 6 de la référence [32], où sont présentées des solutions numériques de la génération d’ondes acoustiques longitudinales inhomogènes excitées par réseau photoinduit à la surface libre d’un solide. En revanche, la génération des ondes acoustiques transverses inhomogènes n’a pas été discutée. Dans cet ordre d’idée, nous présentons une théorie analytique de la génération par réseaux photoinduits d’ondes acoustiques transverses se propageant des deux côtés de l’interface entre deux solides, dont l’un est transparent et l’autre opaque. Nous exposerons ainsi la fonction de transformation spectrale de conversion de l’énergie optique en ondes acoustiques de cisaillement, ainsi qu’une description analytique du front de déformation transverse généré par des impulsions laser femtosecondes.

Pour une interprétation physique très claire des points caractéristiques particuliers de la fonction de transformation spectrale tels que les extrema, comme dans [29], nous pouvons décomposer le réseau thermoélastique photoinduit stationnaire en *deux réseaux virtuels* se propageant en sens inverse. De ce fait, grâce à cette décomposition, nous pouvons attribuer ces points caractéristiques au synchronisme qui correspond aux points où les deux réseaux virtuels se propagent à des vitesses correspondant exactement à celles des ondes acoustiques volumiques dans le milieu. Ainsi, dans cette thèse nous étendons cette approche aux cas où deux solides isotropes sont en contact.

Il faut aussi signaler que les bases de la génération efficace d’ondes acoustiques par des sources en mouvement consécutives à l’échauffement laser sont bien établies (voir [39–44]). Cependant, dans ces dernières références, l’étude est plutôt consacrée à la l’excitation de sources optoacoustiques réelles en mouvement ou des réseaux de sources optoacoustiquess qui peuvent être synchronisés de façon de appropriée, dans le but d’optimiser l’amplitude des ondes acoustiques photogénérées. Par ailleurs, les sources optoacoustiquess dont on parle dans cette thèse sont

totale­ment virtuelles. En effet, les réseaux thermoélastiques qui sont utilisés dans notre cas ici pré­sent ne peuvent être décomposés en deux sources en mouvement que de façon virtuelle. En fait, l'idée des sources virtuelles que nous utilisons pour l'interprétation de nos résultats théoriques est proche de celle des antennes synthétiques [43, 44].

Dans ce chapitre nous présenterons une théorie générale décrivant la génération des ondes acoustiques en volume consécutif à l'échauffement laser à l'interface entre un substrat opaque et un film transparent. Dans un second temps, nous présenterons une théorie simplifiée qui traite le cas particulier où l'échauffement laser induira une variation de température modulée harmoniquement le long de l'interface. Puis, la fonction de transformation spectrale de conversion de l'énergie lumineuse en ondes acoustiques longitudinales et de cisaillement inhomogènes sera présentée. Ensuite l'avant dernière partie de ce chapitre sera consacré à la description de la génération du front d'onde acoustique quasi-transverse par réseau photoinduit, et la toute dernière à la discussion et la conclusion de ce chapitre.

## 1.2 Formalisme de la génération thermoélastique d'ondes acoustiques à l'interface solide/solide

Dans un milieu homogène et isotrope, il est avantageux d'exprimer l'équation de propagation du champ acoustique en fonction du potentiel scalaire  $\phi$  et vecteur  $\vec{\psi}$  dont dérive le vecteur déplacement acoustique  $\vec{u} = \vec{u}_l + \vec{u}_t$ , avec  $\vec{u}_l = \text{grad}\phi$ ,  $\vec{u}_t = \text{rot}\vec{\psi}$ . Ainsi, l'expression de l'équation de propagation en deux dimensions, en fonction des potentiels scalaires et vecteurs, peut s'exprimer comme suit :

$$\frac{1}{v_l^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \Delta \phi = \sigma_n^i, \quad (1.1)$$

$$\frac{1}{v_t^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \Delta \psi = 0, \quad (1.2)$$

où  $v_{l,t}$  sont respectivement les vitesses de propagation des ondes acoustiques longitudinales et transverses générées en volume,  $\sigma_n^i = \sigma^i / (\rho v_l^2)$  est le tenseur de contrainte thermoélastique normalisé et  $\psi$  est la seule composante non nulle du potentiel vecteur. Dans notre cas présent, le système est défini de telle sorte que le vecteur d'onde optique  $q$  soit contenu dans le plan d'incidence  $(x, z)$ , c.-à-d., la distribution de l'intensité laser est uniforme selon l'axe des  $y$ ,  $\psi$  est la composante suivant  $y$  du vecteur potentiel, et le Laplacien dans les équations (1.1) et (1.2) s'écrit,  $\Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial z^2$ . De ce fait, le vecteur déplacement acoustique n'a que deux



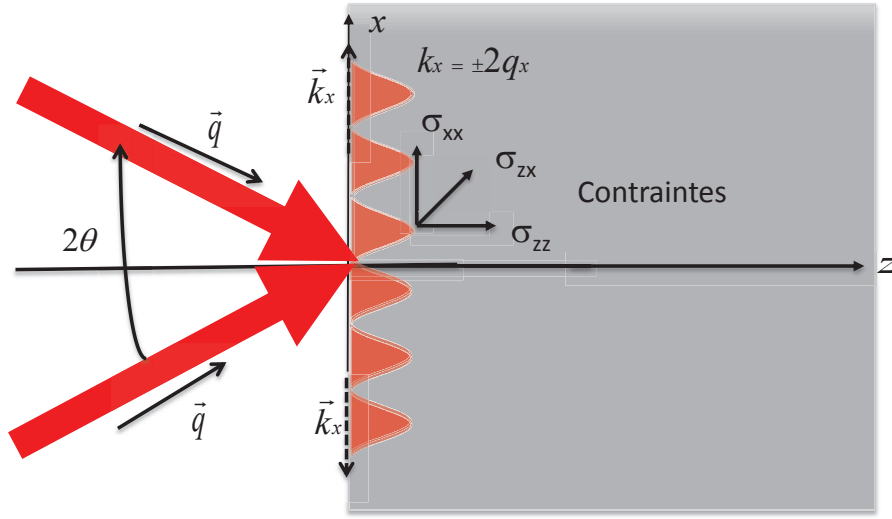


FIGURE 1.3 – Génération thermoélastique à 2D.  $\vec{q}$  est le vecteur d'onde des faisceaux pompes.  $\vec{k}_x$  est la projection du vecteur d'onde acoustique suivant l'axe des  $x$ ; elle est égale à deux fois la projection du vecteur d'onde optique suivant l'axe des  $x$ .

composantes non nulles :

$$\vec{u} = \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \vec{e}_x + \left( \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \vec{e}_z = \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial z}, 0, \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \right), \quad (1.3)$$

où  $\vec{e}_{x,z}$  désignent respectivement les vecteurs unitaires suivant  $x$  et  $z$ . Comme évoqué ci-dessus, l'échauffement laser induit des contraintes dont le tenseur est défini par  $\sigma_{kl} = 2\mu\eta_{kl} + \lambda\eta_{jj}\delta_{kl} + \sigma^i\delta_{kl}$ , où  $\eta_{kl} = (1/2)(\partial u_k/\partial x_l + \partial u_l/\partial x_k)$  est le tenseur de déformation acoustique. Dès lors, à partir de l'équation (1.3), on peut directement tirer l'expression des composantes non nulles du tenseur de contrainte :

$$\begin{aligned} \sigma_{zz} &= 2\mu \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} \right) + \lambda \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) + \sigma^i, \\ \sigma_{zx} &= \mu \left( 2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right). \end{aligned} \quad (1.4)$$

Ces composantes peuvent être présentées d'une façon plus convenable à l'usage de la méthode des transformations intégrales. De ce fait, en utilisant pour les coefficients de Lamé les relations  $\mu = \rho v_t^2$  et  $\lambda = \rho(v_l^2 - 2v_t^2)$  et en combinant les équations (1.1) et (1.2) du potentiel, on arrive à l'expression suivante :

$$\begin{aligned} \sigma_{zz} &= \rho v_t^2 \left[ \frac{1}{v_t^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + 2 \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right) \right], \\ \sigma_{zx} &= \rho v_t^2 \left[ -\frac{1}{v_t^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + 2 \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Pour déterminer la solution du problème de la génération thermoélastique des ondes acoustiques, nous calculons la transformée de Fourier spatiale suivant la coordonnée latérale  $x$  (parallèle à la surface) en plus des transformées de Fourier temporelles (suivant la coordonnée

temporelle  $t$ ) et spatiales (suivant la coordonnée en profondeur  $z$ ). Ainsi, pour une fonction  $F$  arbitraire, nous avons :

$$\tilde{\tilde{F}}(\omega, k_x, k_z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(t, x, z) e^{-i(\omega t - k_x x - k_z z)} dt dx dz, \quad (1.6)$$

$$F(t, x, z) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\tilde{F}}(\omega, k_x, k_z) e^{i(\omega t - k_x x - k_z z)} d\omega dk_x dk_z. \quad (1.7)$$

Les règles pour la transformée de Fourier dans les demi-espaces  $z > 0$  (demi-espace opaque symbolisé par l'index "1" dans Fig. 1 (c)) et  $z < 0$  (demi-espace optiquement transparent symbolisé par l'index "2" dans Fig. 1 (c)) sont :

$$\frac{\partial \tilde{\tilde{F}}_{1,2}}{\partial z}(\omega, k) = \mp \tilde{\tilde{F}}_{1,2}(\omega, 0) - ik \tilde{\tilde{F}}_{1,2}(\omega, k), \quad \frac{\partial^2 \tilde{\tilde{F}}_{1,2}}{\partial z^2}(\omega, k) = \mp \frac{\partial \tilde{\tilde{F}}_{1,2}}{\partial z}(\omega, 0) \pm ik \tilde{\tilde{F}}_{1,2}(\omega, 0) - k^2 \tilde{\tilde{F}}_{1,2}(\omega, k).$$

Dès lors, en faisant la T.F. sur la coordonnée  $x$ , nous supposons que les conditions  $F(t, x \rightarrow \pm\infty, z) \rightarrow 0$  sont valables. De ce fait, la transformation des équations d'ondes aux dérivées partielles (1.1) et (1.2) en équations algébriques dans l'espace de Fourier  $(\omega, k_x, k_z)$  nous conduit au système suivant :

$$\begin{cases} \left[ -\left(\frac{\omega}{v_{l1,2}}\right)^2 + (k_x^2 + k_z^2) \right] \tilde{\tilde{\phi}}_{1,2}(\omega, k_x, k_z) \pm \frac{\partial \tilde{\tilde{\phi}}_{1,2}}{\partial z}(\omega, k_x, z=0) \mp ik_z \tilde{\tilde{\phi}}_{1,2}(\omega, k_x, z=0) = \tilde{\tilde{\sigma}}_{n1,2}^i(\omega, k_x, k_z), \\ \left[ -\left(\frac{\omega}{v_{t1,2}}\right)^2 + (k_x^2 + k_z^2) \right] \tilde{\tilde{\psi}}_{1,2}(\omega, k_x, k_z) \pm \frac{\partial \tilde{\tilde{\psi}}_{1,2}}{\partial z}(\omega, k_x, z=0) \mp ik_z \tilde{\tilde{\psi}}_{1,2}(\omega, k_x, z=0) = 0. \end{cases} \quad (1.8)$$

Ici,  $\omega/v_{l1,2} \equiv k_{l1,2}$  et  $\omega/v_{t1,2} \equiv k_{t1,2}$  sont respectivement les nombres d'ondes acoustiques longitudinales et transverses dans les milieux 1 and 2. Par ailleurs, en adoptant les notations compactes suivantes,  $\alpha_{1,2} \equiv \sqrt{k_{l1,2}^2 - k_x^2}$  et  $\beta_{1,2} \equiv \sqrt{k_{t1,2}^2 - k_x^2}$ , où  $\text{sgn}(\text{Re}\alpha_{1,2}) = \text{sgn}(\text{Re}\beta_{1,2}) = \text{sgn}(\omega)$  pour  $\alpha_{1,2}$  et  $\beta_{1,2}$  réelles et  $\text{sgn}(\text{Im}\alpha_{1,2}) = \text{sgn}(\text{Im}\beta_{1,2}) = -\text{sgn}(z)$  pour  $\alpha_{1,2}$  et  $\beta_{1,2}$  imaginaires, on peut mettre sur pied une réécriture de l'équation (1.8) explicitant les solutions des potentielles scalaires et vecteurs dans l'espace de Fourier,

$$\tilde{\tilde{\phi}}_{1,2}(\omega, k_x, k_z) = \frac{\mp \tilde{\tilde{\Phi}}_{1,2}(\omega, k_x, k_z) + \tilde{\tilde{\sigma}}_{n1,2}^i(\omega, k_x, k_z)}{k_z^2 - \alpha_{1,2}^2}, \quad \tilde{\tilde{\psi}}_{1,2}(\omega, k_x, k_z) = \frac{\mp \tilde{\tilde{\Psi}}_{1,2}(\omega, k_x, k_z)}{k_z^2 - \beta_{1,2}^2}, \quad (1.9)$$

où les combinaisons linéaires des potentiels et leurs dérivées normales à l'interface  $z=0$  sont définies par,  $\tilde{\tilde{\Phi}}_{1,2}(\omega, k_x, k_z) \equiv \frac{\partial \tilde{\tilde{\phi}}_{1,2}}{\partial z}(\omega, k_x, z=0) - ik_z \tilde{\tilde{\phi}}_{1,2}(\omega, k_x, z=0)$  et  $\tilde{\tilde{\Psi}}_{1,2}(\omega, k_x, k_z) \equiv \frac{\partial \tilde{\tilde{\psi}}_{1,2}}{\partial z}(\omega, k_x, z=0) - ik_z \tilde{\tilde{\psi}}_{1,2}(\omega, k_x, z=0)$ . Ainsi, il est important de souligner que dans les solutions des potentiels décrites par l'équation (1.9), les pôles  $k_z = \pm\alpha_{1,2}$  et  $k_z = \pm\beta_{1,2}$  correspondent à des ondes acoustiques générées en volume dans l'espace réel. Ces dernières sont les seules contributions du champ acoustique en dehors de la zone où existent les contraintes thermoélastiques et les ondes interfaciales de Stoneley. Pour évaluer ces contributions, on peut

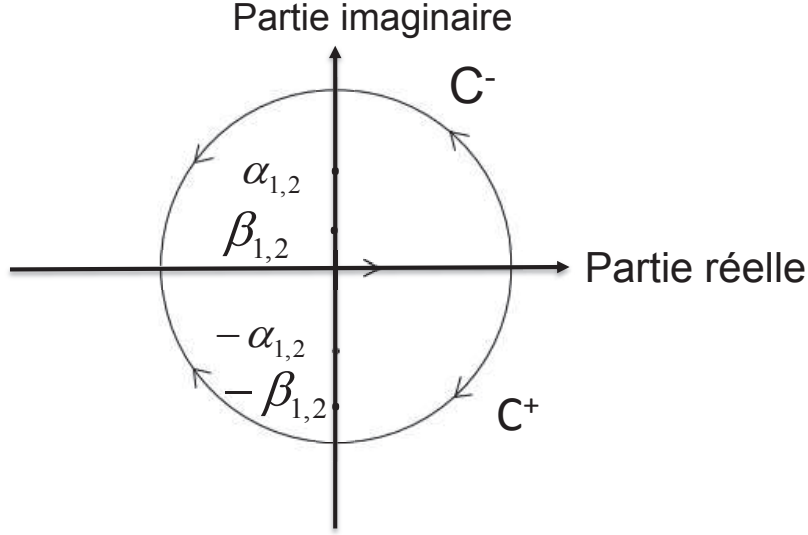


FIGURE 1.4 – Intégration dans le plan complexe  $k_z$

faire usage du théorème des résidus aux pôles  $k_z = \pm\alpha_{1,2}$  et  $k_z = \pm\beta_{1,2}$  en faisant une T.F inverse en  $k_z$ . De ce fait, d'après le Lemme de Jordan [57], pour évaluer ces contributions dans le demi-espace positif (négatif), c.-à-d.,  $z > 0$  ( $z < 0$ ), l'intégration dans le plan complexe  $k_z$  doit se faire dans un contour fermé formé d'un demi-cercle de rayon infini dans le demi-espace du bas (haut)(figure 1.4). Ainsi les solutions des potentiels acoustiques résultantes de l'application du théorème des résidus dans l'espace de Fourier  $(\omega, k_x)$  sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{\phi}_{1,2}(\omega, k_x, z) = i \frac{\tilde{\Phi}_{1,2}(\omega, k_x, \alpha_{1,2}) \mp \tilde{\sigma}_{n1,2}^i(\omega, k_x, \alpha_{1,2})}{2\alpha_{1,2}} e^{-i\alpha_{1,2}z} - i \frac{\tilde{\Phi}_{1,2}(\omega, k_x, -\alpha_{1,2}) \mp \tilde{\sigma}_{n1,2}^i(\omega, k_x, -\alpha_{1,2})}{2\alpha_{1,2}} e^{i\alpha_{1,2}z}, \\ \tilde{\psi}_{1,2}(\omega, k_x, z) = i \frac{\tilde{\Psi}_{1,2}(\omega, k_x, \beta_{1,2})}{2\beta_{1,2}} e^{-i\beta_{1,2}z} - i \frac{\tilde{\Psi}_{1,2}(\omega, k_x, -\beta_{1,2})}{2\beta_{1,2}} e^{i\beta_{1,2}z} \end{array} \right. \quad (1.10)$$

Par conséquent, sur les solutions proposées dans l'équation (1.10), les termes qui sont proportionnels aux contraintes thermoélastiques peuvent être formellement associés à la solution particulière de l'équation d'ondes inhomogènes, tandis que ceux comportant uniquement des valeurs des potentiels acoustiques d'interface et leurs dérivées, peuvent être associés à la solution générale de l'équation de propagation d'ondes homogènes. Alors, pour déterminer l'expression des coefficients  $\tilde{\Phi}_{1,2}(\omega, k_x, \pm\alpha_{1,2})$  et  $\tilde{\Psi}_{1,2}(\omega, k_x, \pm\beta_{1,2})$ , il suffit d'appliquer les conditions limites de l'équation générale. Il est important de souligner le fait que chacun des potentiels acoustiques définis dans les solutions (1.10) contient des ondes propagatives (où évanescente) à la fois dans la direction vers la profondeur  $z$  et vers l'interface. Ainsi, les solutions répondant aux

conditions de radiation sont les suivantes :

$$\begin{aligned}\tilde{\phi}_{1,2}(\omega, k_x, z) &= \pm i \frac{\tilde{\Phi}_{1,2}(\omega, k_x, \pm\alpha_{1,2}) \mp \tilde{\sigma}_{n1,2}^i(\omega, k_x, \pm\alpha_{1,2})}{2\alpha_{1,2}} e^{\mp i\alpha_{1,2}z}, \\ \tilde{\Phi}_{1,2}(\omega, k_x, \mp\alpha_{1,2}) &= \pm \tilde{\sigma}_{n1,2}^i(\omega, k_x, \mp\alpha_{1,2})\end{aligned}, \quad (1.11)$$

$$\tilde{\psi}_{1,2}(\omega, k_x, z) = \pm i \frac{\tilde{\Psi}_{1,2}(\omega, k_x, \pm\beta_{1,2})}{2\beta_{1,2}} e^{\mp i\beta_{1,2}z}, \quad \tilde{\Psi}_{1,2}(\omega, k_x, \mp\beta_{1,2}) = 0. \quad (1.12)$$

La deuxième partie des solutions (1.11) et (1.12) indique que la solution générale (1.10) de l'équation d'onde inhomogène satisfait aux conditions de radiation si, et seulement si, la solution générale de l'équation d'onde homogène contient seulement la composante du potentiel scalaire pour l'onde incidente à l'interface  $\mp i \tilde{\Phi}_{1,2}(\omega, k_x, \mp\alpha_{1,2}) / (2\alpha_{1,2}) = -i \tilde{\sigma}_{n1,2}^i(\omega, k_x, \mp\alpha_{1,2}) / (2\alpha_{1,2})$ . En d'autres termes on peut dire que la composante du vecteur potentiel incidente à l'interface est nulle  $\mp i \tilde{\Psi}_{1,2}(\omega, k_x, \mp\beta_{1,2}) / (2\beta_{1,2}) = 0$ . Donc, si l'on connaît les coefficients de réflexion  $R(\omega, k_x)$  et de transmission  $T(\omega, k_x)$  du potentiel scalaire à l'interface, on peut déterminer les composantes inconnues dans la solution générale de l'équation homogène qui met en évidence des ondes propagatives où évanescentes de l'interface vers la profondeur de l'échantillon. Par exemple,

$$\begin{aligned}i \frac{\tilde{\Phi}_1(\omega, k_x, \alpha_1)}{2\alpha_1} &= T_{ll}^{21} \cdot \left( i \frac{\tilde{\Phi}_2(\omega, k_x, \alpha_2)}{2\alpha_2} \right) + R_{ll}^{11} \cdot \left( -i \frac{\tilde{\Phi}_1(\omega, k_x, -\alpha_1)}{2\alpha_1} \right) \\ &= \frac{-i}{2\alpha_2} T_{ll}^{21} \tilde{\sigma}_{n2}^i(\omega, k_x, \alpha_2) + \frac{-i}{2\alpha_1} R_{ll}^{11} \tilde{\sigma}_{n1}^i(\omega, k_x, -\alpha_1).\end{aligned}$$

Ainsi, comme on peut le constater, l'expression de la solution générale des potentiels acoustiques de manière explicite s'écrit :

$$\tilde{\phi}_1(\omega, k_x, z) = \frac{-i}{2\alpha_1} \left[ \tilde{\sigma}_{n1}^i(\omega, k_x, \alpha_1) + R_{ll}^{11} \tilde{\sigma}_{n1}^i(\omega, k_x, -\alpha_1) + \frac{\alpha_1}{\alpha_2} T_{ll}^{21} \tilde{\sigma}_{n2}^i(\omega, k_x, \alpha_2) \right] e^{-i\alpha_1 z}, \quad (1.13)$$

$$\tilde{\phi}_2(\omega, k_x, z) = \frac{-i}{2\alpha_2} \left[ \tilde{\sigma}_{n2}^i(\omega, k_x, -\alpha_2) + R_{ll}^{22} \tilde{\sigma}_{n2}^i(\omega, k_x, \alpha_2) + \frac{\alpha_2}{\alpha_1} T_{ll}^{12} \tilde{\sigma}_{n1}^i(\omega, k_x, -\alpha_1) \right] e^{i\alpha_2 z}, \quad (1.14)$$

$$\tilde{\psi}_1(\omega, k_x, z) = \frac{-i}{2\alpha_1} \left[ R_{lt}^{11} \tilde{\sigma}_{n1}^i(\omega, k_x, -\alpha_1) + \frac{\alpha_1}{\alpha_2} T_{lt}^{21} \tilde{\sigma}_{n2}^i(\omega, k_x, \alpha_2) \right] e^{-i\beta_1 z}, \quad (1.15)$$

$$\tilde{\psi}_2(\omega, k_x, z) = \frac{-i}{2\alpha_2} \left[ R_{lt}^{22} \tilde{\sigma}_{n2}^i(\omega, k_x, \alpha_2) + \frac{\alpha_2}{\alpha_1} T_{lt}^{12} \tilde{\sigma}_{n1}^i(\omega, k_x, -\alpha_1) \right] e^{i\beta_2 z}. \quad (1.16)$$

Ici, les indices "mn" où  $m, n=1,2$  dans l'expression des coefficients de réflexion et de transmission indiquent, le milieu à partir duquel l'onde est incidente à l'interface et le milieu dans lequel elle se propage après réflexion ou transmission. En outre, les indices "lt" et "ll" spécifient respectivement si l'interaction des ondes acoustiques longitudinales avec l'interface a lieu avec ou sans conversion de mode de l'onde longitudinale en onde acoustique transverse. Les solutions (1.15) et (1.16) démontre la possibilité d'une excitation d'ondes acoustiques transverses dans les

deux milieux par conversion de mode d'ondes acoustiques longitudinale incidentes à l'interface. Dans cette mouvance, les solutions (1.13) et (1.14) démontrent qu'en plus des ondes réfléchies et transmises, l'expression du potentiel scalaire explicite l'existence d'ondes acoustiques arrivant au point d'observation, provenant directement de leur point de génération, c.à.d., sans interaction avec l'interface<sup>1</sup>. Dans ce chapitre, nous rappelons assez brièvement les formules qui seront utilisées plus tard pour l'analyse du problème de la génération d'ondes acoustiques à une distribution de contraintes volumiques.

A cause de la linéarité du problème physique dans les deux milieux, les effets des contraintes thermoélastiques peuvent se superposer. C'est la raison pour laquelle la seule description du champ acoustique excité par les contraintes localisées dans un des milieux sera considérée. De la même façon, le champ acoustique dans l'autre milieu peut être évalué de façon similaire, ou déduit en utilisant les symétries de la solution et des coefficients de réflexion et de transmission [25]. Dès lors, les composantes du champ acoustique dues aux contraintes localisées dans le premier milieu se présentent comme suit :

$$\tilde{\phi}_1(\omega, k_x, z) = \frac{-i}{2\alpha_1} \left[ \tilde{\sigma}_{n1}^i(\omega, k_x, \alpha_1) + R_{ll}^{11} \tilde{\sigma}_{n1}^i(\omega, k_x, -\alpha_1) \right] e^{-i\alpha_1 z}, \quad (1.17)$$

$$\tilde{\phi}_2(\omega, k_x, z) = \frac{-i}{2\alpha_1} \left[ T_{ll}^{12} \tilde{\sigma}_{n1}^i(\omega, k_x, -\alpha_1) \right] e^{i\alpha_2 z}, \quad (1.18)$$

$$\tilde{\psi}_1(\omega, k_x, z) = \frac{-i}{2\alpha_1} \left[ R_{lt}^{11} \tilde{\sigma}_{n1}^i(\omega, k_x, -\alpha_1) \right] e^{-i\beta_1 z}, \quad (1.19)$$

$$\tilde{\psi}_2(\omega, k_x, z) = \frac{-i}{2\alpha_1} \left[ T_{lt}^{12} \tilde{\sigma}_{n1}^i(\omega, k_x, -\alpha_1) \right] e^{i\beta_2 z}. \quad (1.20)$$

Nous pouvons ainsi déterminer les coefficients de réflexion et de transmission nécessaires à l'évaluation des solutions (1.17)-(1.20), en substituant la solution  $\tilde{\phi}_1(\omega, k_x, z) = e^{i\alpha_1 z} + R_{ll}^{11} e^{-i\alpha_1 z}$ ,  $\tilde{\phi}_2(\omega, k_x, z) = T_{ll}^{12} e^{i\alpha_2 z}$ ,  $\tilde{\psi}_1(\omega, k_x, z) = R_{lt}^{11} e^{-i\beta_1 z}$ ,  $\tilde{\psi}_2(\omega, k_x, z) = T_{lt}^{12} e^{i\beta_2 z}$  dans les conditions limites à l'interface. Notons que ces dernières sont les conditions de continuité des composantes du déplacement et du tenseur de contraintes dans l'espace de Fourier  $(\omega, k_x)$ . Le système d'équations algébriques résultant est le suivant :

$$\begin{pmatrix} \beta_1 & \beta_2 & -k_x & k_x \\ k_x & -k_x & \alpha_1 & \alpha_2 \\ \beta_1 & \mu_{21}\beta_2 & -\gamma_1 & \mu_{21}\gamma_2 \\ \gamma_1 & -\mu_{21}\gamma_2 & \alpha_1 & \mu_{21}\alpha_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_{lt}^{11} \\ T_{lt}^{12} \\ R_{ll}^{11} \\ T_{ll}^{12} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_x \\ \alpha_1 \\ \gamma_1 \\ \alpha_1 \end{pmatrix}, \quad (1.21)$$

---

1. Le calcul des coefficients de réflexion et de transmission qui sont nécessaires pour arriver aux solutions (1.13) -(1.16) se trouve dans plusieurs ouvrages [25,38]

où les notations compactes  $\mu_{21} \equiv \mu_2/\mu_1$  and  $\gamma_{1,2} \equiv k_x - k_{t1,2}^2/(2k_x)$  ont été introduites pour simplifier l'expression du système d'équations (1.21). Dans le même ordre d'idée, afin d'obtenir un système d'équations avec des coefficients sans dimension, chaque coefficient a été divisé par  $k_{l1} = \omega/v_{l1}$ . Comme nous pouvons nous y attendre, il devient alors évident que les coefficients de réflexion et de transmission dépendent uniquement de l'angle d'incidence  $\theta$  des ondes acoustiques longitudinales à l'interface ( $\sin \theta = k_x/k_{l1} = k_x v_{l1}/\omega \equiv s$ ) :

$$\begin{pmatrix} \sqrt{\left(\frac{v_{l1}}{v_{t1}}\right)^2 - s^2} & \sqrt{\left(\frac{v_{l1}}{v_{t2}}\right)^2 - s^2} & -s & s \\ s & -s & \sqrt{1-s^2} & \sqrt{\left(\frac{v_{l1}}{v_{l2}}\right)^2 - s^2} \\ \sqrt{\left(\frac{v_{l1}}{v_{t1}}\right)^2 - s^2} & \mu_{21}\sqrt{\left(\frac{v_{l1}}{v_{t2}}\right)^2 - s^2} & -\left(s - \left(\frac{v_{l1}}{v_{t1}}\right)^2 \frac{1}{2s}\right) & \mu_{21}\left(s - \left(\frac{v_{l1}}{v_{t2}}\right)^2 \frac{1}{2s}\right) \\ s - \left(\frac{v_{l1}}{v_{t1}}\right)^2 \frac{1}{2s} & -\mu_{21}\left(s - \left(\frac{v_{l1}}{v_{t2}}\right)^2 \frac{1}{2s}\right) & \sqrt{1-s^2} & \mu_{21}\sqrt{\left(\frac{v_{l1}}{v_{l2}}\right)^2 - s^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_{lt}^{11} \\ T_{lt}^{12} \\ R_{ll}^{11} \\ T_{ll}^{12} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s \\ \sqrt{1-s^2} \\ s - \left(\frac{v_{l1}}{v_{t1}}\right)^2 \frac{1}{2s} \\ \sqrt{1-s^2} \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

Le déterminant de ce système est connu sous le nom de déterminant de Stoneley  $\Delta_S$  [25, 38-41]. De ce fait, pour une certaine combinaison des paramètres des deux milieux, l'équation  $\Delta_S(s)=0$  admet des racines réelles  $s = s_S$ , indiquant l'existence d'ondes d'interface Stoneley. Par ailleurs, pour une description plus complète du champ acoustique décrit par les équations (1.17) – (1.20), après la détermination des coefficients de réflexion et de transmission à partir des solutions de l'équation (1.21), il est nécessaire d'évaluer les contraintes normalisées  $\tilde{\sigma}_{n1}^i(\omega, k_x, k_z)$  dans l'espace de Fourier pour  $k_z = -\alpha_1 \equiv \sqrt{k_{l1}^2 - k_x^2}$ . Nous allons considérer par la suite que les ondes acoustiques longitudinales inhomogènes sont générées par des contraintes thermoélastiques.

### 1.3 Génération d'ondes planes acoustiques inhomogènes par réseaux photoinduits

L'absorption d'une impulsion laser induit une élévation de température qui elle-même induit des contraintes thermoélastiques dans le milieu absorbant ([27, 29]). Dès lors c'est le spectre des variations de température qui contrôle les variations du tenseur des contraintes thermoélastiques

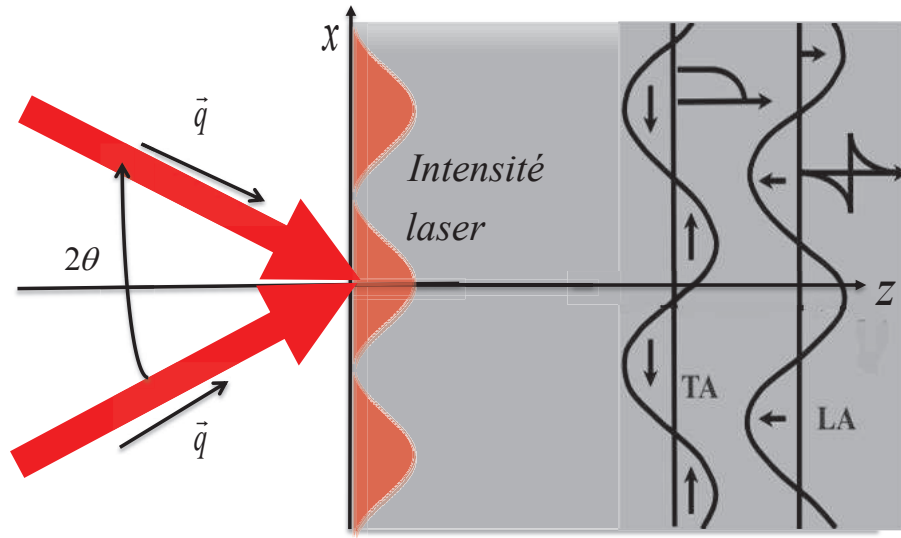


FIGURE 1.5 – *Présentation symbolique de la distribution de l'intensité laser harmoniquement modulée le long de la surface du film absorbant et la génération des ondes planes acoustiques longitudinales et de cisaillement inhomogènes excitées dans le volume par le réseau photoinduit.  $2\theta$  est l'angle entre les deux faisceaux pompes de vecteur d'ondes  $\vec{q}$ . LA et TA désignent respectivement les ondes acoustiques longitudinales et transverses qui ont leur amplitude harmoniquement modulée selon la surface de l'échantillon.*

normalisé, dont l'expression est :

$$\tilde{\sigma}_{n1}^i(\omega, k_x, k_z) = -\alpha[(1 + \nu_1)/(1 - \nu_1)]\tilde{T}'_1(\omega, k_x, k_z), \quad (1.23)$$

où  $\alpha$ ,  $\nu_1$  et  $T'_1$ , sont respectivement le coefficient de dilatation thermique, le coefficient de Poisson et l'augmentation de température du matériau absorbant (milieu 1). Une des conséquences de la structure spatiale de la distribution d'intensité ([29]) à l'interface, est l'inhomogénéité de l'équation de conduction de la chaleur. Par conséquent, nous utilisons l'équation de la chaleur dans une géométrie à deux dimensions pour décrire l'échauffement laser dans les milieux en contact ([27]). En réalité, l'énergie optique absorbée induit une variation de la densité d'énergie thermique libérée  $Q_1(t, x, z)$  par unité de temps dans un volume unitaire. En d'autre termes, on peut exprimer cette densité d'énergie libérée dans le milieu absorbant sous la forme  $Q_1 = f(t)\Phi(x)W(z)$  ([29]), où  $f(t)$  est l'enveloppe temporelle de l'intensité laser,  $\Phi(x)$  décrit la distribution latérale de l'énergie absorbée puis libérée, contrôlée par la distribution de l'intensité laser à l'interface, et la fonction  $W(z)$  est la distribution de l'énergie optique libérée en profondeur et contrôlée par la profondeur de pénétration optique et d'autres paramètres physiques du matériau absorbant ([29]). La solution de l'équation de la conductivité thermique, satisfai-

sant les conditions de continuité de la température et du flux de chaleur à l'interface entre les deux milieux, peut être déduite en appliquant la même méthode utilisée un peu plus haut pour trouver les solutions de l'équation d'onde inhomogène, à savoir la méthode des transformations intégrales. Ainsi, il suffit de trouver la solution dans l'espace de Fourier qui se présente comme suit :

$$\tilde{T}'_1(\omega, k_x, k_z) \equiv \Theta(\omega, k_x^2, k_z) \tilde{f}(\omega) \tilde{\Phi}(k_x). \quad (1.24)$$

Ici, nous présentons seulement une forme explicite de la solution dans la gamme de fréquence du GHz, où le transfert de chaleur entre les deux milieux peut être négligé (conductivité thermique), tandis que la distribution à la profondeur  $z$  de l'énergie thermique libérée suite à l'absorption des impulsions laser peut être modélisée par une distribution exponentielle avec une longueur caractéristique  $l$ . Cette dernière représente la profondeur de pénétration optique dans le cas où les électrons sont en équilibre avec le réseau, c.-à-d., le cas où la diffusion électronique est négligée. Mais la longueur  $l$  peut prendre aussi en compte le cas où le transport de l'énergie est assuré par des électrons hors équilibre. En effet dans les métaux ([8, 43–45]) les électrons surchauffés diffusent à une vitesse supersonique à la profondeur  $z$  avant de céder l'énergie transportée au réseau. Ainsi, la solution dans la gamme de fréquence du GHz prend la forme suivante :

$$\Theta(\omega, k_x^2, k_z) = \frac{1}{(-i\omega)C} \tilde{W}(k_z) = \frac{I_1}{(-i\omega)C(1 - ik_z l)}, \quad (1.25)$$

où  $C$  est la chaleur spécifique du matériau absorbant et  $I_1$  désigne la partie absorbée de l'intensité optique incidente<sup>3</sup>.

Soulignons que la longueur caractéristique du transport supersonique de l'énergie par les porteurs de charges hors équilibre peut être de l'ordre de 100 nm dans certains métaux [48-51]. Dans de tels métaux, le transport de l'énergie par les électrons hors équilibre aussi bien en profondeur [48-50] que latéralement (parallèlement à la surface) [52], peut avoir une influence importante sur la génération des ondes acoustiques par réseau photoinduit quand la période de ce réseau est inférieure à une centaine de nanomètres. Ceci est possible en choisissant une longueur d'onde courte, dans le domaine de l'UV, avec un angle d'incidence pompe suffisamment grand. En effet, le transport supersonique de l'énergie, dans les deux cas peut causer la diminution de l'amplitude du réseau de température photoinduit.

Soulignons que les caractéristiques particulières de l'excitation d'ondes acoustiques par réseau photoinduit sont les conséquences de la distribution spécifique des sources de chaleur

---

2. Une description générale de la fonction  $\Theta(\omega, k_x^2, k_z)$  est traitée dans les références ([29]) and ([34]).

3. Les discussions détaillées des conditions de validité de l'équation (1.24) sont données dans [8, 29]



par le réseau à l'interface. En fait, l'interférence de deux ondes planes électromagnétiques du champ électrique décrit par  $E^\pm = E_0 \exp(i\omega_L t \pm iq_x x - iq_z z)$  incidentes sur le matériau absorbant  $z \geq 0$  (voir figure 1.5), crée à la surface  $z = 0$ , la distribution d'intensité  $I\Phi(x) = cn\varepsilon_0(E^+ + E^-)(E^+ + E^-)^*/2 = cn\varepsilon_0 [1 + \cos(2q_x x)] E_0^2 \equiv 2 [1 + \cos(2q_x x)] I$  (voir figure(1.2)). Ici,  $\omega_L$  désigne la fréquence angulaire du laser,  $q_{x,z}$  sont les composantes du vecteur d'onde optique  $\vec{q}$  dans le matériau transparent,  $c$  est la célérité de la lumière dans le vide,  $n$  est l'indice de réfraction du matériau transparent et  $\varepsilon_0$  est la permittivité du vide. Par conséquent la distribution normalisée de l'intensité laser dans l'espace réciproque  $k_x$  se présente comme suit :

$$\tilde{\Phi}(k_x) = 2\pi[2\delta(k_x) + \delta(k_x - 2q_x) + \delta(k_x + 2q_x)], \quad (1.26)$$

où  $\delta$  équivaut à la fonction delta de Riemann. Par ailleurs, nous ne devons pas perdre de vue le fait que la distribution décrite par l'équation (1.26) est un facteur multiplicatif apparaissant dans les solutions (1.24) et (1.23), et se retrouve dans les solutions des potentiels acoustiques ((1.13) – (1.20)). L'équation (1.26) est très explicite car elle met directement en exergue le fait qu'en plus de l'excitation des ondes acoustiques se propageant suivant l'axe  $z$ , c.-à-d., les ondes qui sont générées en général par une excitation homogène ( $k_x = 0$ ), l'excitation d'ondes acoustiques se propageant obliquement par rapport à l'interface avec seulement deux valeurs particulières du vecteur d'onde  $k_x = \pm 2q_x$  qui sont contrôlées par le pas  $\pi/q_x$  du réseau d'interférence optique (voir figure 1.5) . Le pas du réseau étant fixe, les angles d'incidence  $\theta_{i,t}^{1,2}$  des ondes acoustiques et les coefficients de réflexion et de transmission à l'interface entre les deux milieux adjacents ( voir figure 1.6) deviennent fonction d'une seule variable, la fréquence  $\omega$ . Cette dernière est liée aux angles d'incidence acoustiques par la relation  $\theta_{i,t}^{1,2} = \arcsin(2q_x v_{i,t}^{1,2}/\omega)$ . Ainsi, des ondesacoustiques longitudinales inhomogènes de différentes fréquences  $\omega$  générées dans le matériau absorbant (milieu 1), sont composées de deux ondes planes longitudinales incidentes à différents angles  $\pm\theta_i^{1,2}$  à l'interface. Par conséquent, des ondesacoustiques longitudinales inhomogènes sont réfléchies et transmises dans les deux milieux à travers l'interface aux angles  $\pm\theta_i^1$ , alors que les ondes acoustiques de cisaillement de différentes fréquences  $\omega$  sont émises dans les deux matériaux à différents angles  $\theta_i^{1,2}$ . Par ailleurs, ces ondes planes acoustiques longitudinales qui se propagent obliquement sont essentielles pour la génération des ondes acoustiques transverses dans le cas de solides isotropes et homogènes, dans la mesure où, comme évoqué plus haut, par raison de symétrie, seules les ondesacoustiques longitudinales arrivant à l'interface avec un angle d'incidence autre que normal peuvent être converties en ondes de cisaillement

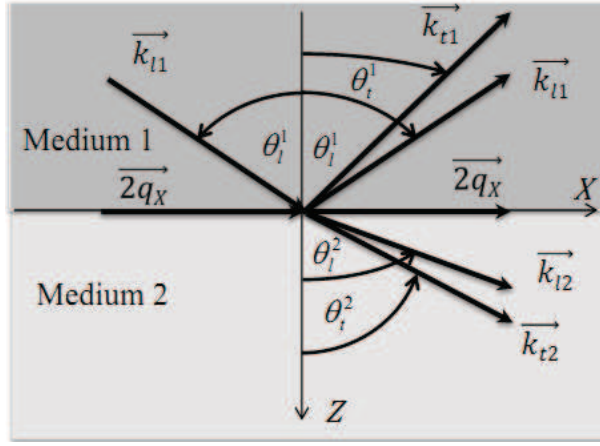


FIGURE 1.6 – Schéma montrant la transformation d’une onde plane acoustique de compression/dilatation (représentée par son vecteur d’onde  $\vec{k}_{l1}$ ) incidente à l’interface séparant deux solides isotropes, en onde planes acoustiques de compressions/dilatations et de cisaillement en réflexion ( $\vec{k}_{l1}$ ,  $\vec{k}_{t1}$ ) et en transmission ( $\vec{k}_{l2}$ ,  $\vec{k}_{t2}$ ). La projection des vecteurs d’ondes de toutes ces ondes acoustiques suivant l’interface est identique et égale à  $2\vec{q}_x$ .

par conversion de mode. Cela est illustré par la figure (1.6) qui met en évidence l’interaction avec l’interface d’une des ondes planes acoustiques longitudinales sous incidence oblique. nous tenons à souligner que sur cette figure, nous n’avons représenté que l’une des deux ondes planes longitudinales, c.-à-d., celle avec la projection de vecteur d’onde  $\vec{k}_{l1}(x) = 2q_x$ . L’interaction avec l’interface de la deuxième onde plane acoustique longitudinale ( $\vec{k}_{l1}(x) = -2q_x$ ) associée à la première est similaire, il suffit seulement de changer  $\theta_i^1$  en  $-\theta_i^1$ . C’est la superposition des paires d’ondes planes symétriques par rapport à l’axe  $\vec{z}$  qui forment des ondes planes inhomogènes, c.-à-d., un réseau acoustique. Sur l’expression des coefficients de réflexion et de transmission figurant dans les solutions des équations (1.13) – (1.20), le principe de symétrie se manifeste tout seul d’un point de vue mathématique. Par exemple, en regardant l’équation (1.22) de plus près, on peut vérifier facilement que les coefficients  $R_{ll}^{11}$  et  $T_{ll}^{12}$ , qui contrôlent la réflexion et la transmission des ondes planes acoustiques longitudinales sans conversion de mode, sont des fonctions paires de  $k_x$  et sont non nuls pour une incidence normale à l’interface, c.-à-d., pour  $k_x = 0$ . En revanche, les coefficients  $R_{lt}^{11}$  et  $T_{lt}^{12}$ , qui contrôlent la conversion de mode des ondes planes longitudinales en ondes transverses en réflexion et en transmission à l’interface, sont des fonctions impaires de  $k_x$  et ont des valeurs nulles lorsque les ondes planes acoustiques longitudinales arrivent à l’interface en incidence normale. Cela signifie, qu’en incidence normale, la conversion de mode à l’interface d’ondes planes acoustiques longitudinales en ondes planes de

cisaillement est impossible, ce qui rejoint ce qui a été dit dans l'introduction.

En utilisant l'expression du tenseur de contraintes thermoélastiques donnée par les équations (1.23), (1.24) et (1.26), on peut facilement calculer la formule de la transformée de Fourier inverse (1.7) sur  $k_x$  aux équations (1.17) – (1.20). Ainsi, les solutions des potentiels acoustiques dans le spectre fréquentiel se présentent comme suit :

$$\begin{aligned} \tilde{\phi}_1(\omega, x, z) = & i \frac{\alpha(1+\nu_1)}{(1-\nu_1)} \left[ \frac{1}{k_{l1}} (\Theta(\omega, 0, k_{l1}) + R_{ll}^{11}(k_x = 0)\Theta(\omega, 0, -k_{l1})) e^{-ik_{l1}z} + \right. \\ & \left. \frac{1}{k_{l1\perp}} (\Theta(\omega, (2q_x)^2, k_{l1\perp}) + R_{ll}^{11}(k_x = 2q_x)\Theta(\omega, (2q_x)^2, -k_{l1\perp})) \cos(2q_x x) e^{-ik_{l1\perp}z} \right] \tilde{f}(\omega), \end{aligned} \quad (1.27)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\phi}_2(\omega, x, z) = & i \frac{\alpha(1+\nu_1)}{(1-\nu_1)} \left[ \frac{1}{k_{l1}} T_{ll}^{12}\Theta(\omega, 0, -k_{l1}) e^{ik_{l2}z} + \right. \\ & \left. \frac{1}{k_{l1\perp}} T_{ll}^{12}(k_x = 2q_x)\Theta(\omega, (2q_x)^2, -k_{l1\perp}) \cos(2q_x x) e^{ik_{l2\perp}z} \right] \tilde{f}(\omega), \end{aligned} \quad (1.28)$$

$$\tilde{\psi}_1(\omega, x, z) = -\frac{\alpha(1+\nu_1)}{(1-\nu_1)} \frac{1}{k_{l1\perp}} R_{lt}^{11}(k_x = 2q_x)\Theta(\omega, (2q_x)^2, -k_{l1\perp}) \sin(2q_x x) e^{-ik_{t1\perp}z} \tilde{f}(\omega), \quad (1.29)$$

$$\tilde{\psi}_2(\omega, x, z) = -\frac{\alpha(1+\nu_1)}{(1-\nu_1)} \frac{1}{k_{l1\perp}} T_{lt}^{12}(k_x = 2q_x)\Theta(\omega, (2q_x)^2, -k_{l1\perp}) \sin(2q_x x) e^{ik_{t2\perp}z} \tilde{f}(\omega), \quad (1.30)$$

Où  $k_{l,t\perp} = \sqrt{k_{l,t}^2 - (2q_x)^2}$  sont les composantes normales à la surface des vecteurs d'ondes acoustiques. Les solutions (1.27) – (1.30) indiquent clairement que les ondes acoustiques générées par un réseau photoinduit ont leur front de phase plan, perpendiculaire à la direction de propagation, c.-à-d., perpendiculaire à l'axe  $z$ . De ce fait, les équations (1.27) et (1.28) mettent en évidence le fait que le potentiel scalaire décrivant les ondes acoustiques longitudinales, contient à la fois, une onde plane homogène, et une onde plane inhomogène. En réalité, la partie homogène du potentiel scalaire, c'est-à-dire l'onde dont l'amplitude est constante selon le front d'onde (indépendante de  $x$ ), se propage aux vitesses de phase  $(\omega/k_{lz})_{\text{hom}} = \omega/k_l = v_l$  des ondes acoustiques longitudinales dans les milieux correspondants. Alors que la partie inhomogène du potentiel scalaire, c'est-à-dire celle dont l'amplitude varie le long du front d'onde et proportionnelle à  $\cos(2q_x x)$ , se propage avec des vitesses de phase dépendant de la fréquence [27] :

$$v_l^{\text{inh}} = (\omega/k_{lz})^{\text{inh}} = \omega/k_{l\perp} = \omega/\sqrt{k_l^2 - (2q_x)^2} = v_l/\sqrt{1 - (2q_x/k_l)^2} = v_l/\sqrt{1 - (2q_x v_l/\omega)^2}. \quad (1.31)$$

Ces vitesses de phase sont différentes des vitesses  $v_l$  des ondes acoustiques longitudinales des milieux correspondants. Par ailleurs, en raison de l'impossibilité de la conversion de mode des ondes acoustiques planes longitudinales en incidence normale, le vecteur potentiel décrit par les équations (1.29) et (1.30) ne contient aucun terme homogène. En effet, l'amplitude des ondes acoustiques de cisaillement varie proportionnellement à  $\sin(2q_x x)$  (voir figure 1.2) le long des fronts de phase et se propageant avec des vitesses dépendantes de la fréquence,

$$v_t^{inh} = (\omega/k_{tz})^{inh} = \omega/k_{t\perp} = \omega/\sqrt{k_t^2 - (2q_x)^2} = v_t/\sqrt{1 - (2q_x/k_t)^2} = v_t/\sqrt{1 - (2q_x v_t/\omega)^2}. \quad (1.32)$$

les ondes acoustiques de cisaillement se propagent à une vitesses  $v_t^{inh}$  qui dépend de la fréquence et qui est différente de la vitesses  $v_t$  des ondes acoustiques transverses homogènes générées dans les matériaux correspondants. Les solutions (1.27) - (1.30) démontrent que les ondes planes acoustiques inhomogènes se propagent seulement pour certaines fréquences, celles où les nombres d'ondes  $k_{l,t}$  des ondes planes excitées en volume sont supérieurs au nombre d'onde  $2q_x$  du réseau photoinduit, c.-à-d., si et seulement si  $\omega > 2q_x v_{l,t}$  respectivement pour les ondes acoustiques longitudinales et transverses inhomogènes. Cela signifie qu'aux fréquences inférieures à la fréquence critique  $\omega_c = 2q_x v_{l,t}$ , ces ondes planes acoustiques inhomogènes deviennent évanescentes [28, 29]. Par ailleurs, les ondes inhomogènes décrites par le potentiel scalaire ne sont pas des modes purement longitudinaux. De la même façon, les ondes inhomogènes décrites par le potentiel vecteur sont des modes de cisaillement purs, ce sont la superposition de deux modes purement transverses. Conformément à la théorie développée ci-dessus, chaque mode inhomogène peut être considéré comme résultante de la superposition de deux ondes planes acoustiques purement longitudinales ou transverses se propageant obliquement par rapport à l'axe  $z$  à des angles de même valeur mais opposés en signes.

## 1.4 Influence de l'interface sur la fonction de transformation spectrale de conversion de l'énergie lumineuse en onde plane acoustique inhomogène

Les spectres des potentiels scalaires et vecteurs des solutions (1.27) - (1.30) offrent la possibilité de définir des fonctions de transfert de conversion optoacoustiques [3, 26]. En effet, ces solutions permettent de prédire comment le spectre de l'impulsion laser femtoseconde  $\tilde{f}(\omega) \cong \tau_L = const$  engendre le spectre de l'onde acoustique longitudinale inhomogène d'une

part et le spectre de l'onde de cisaillement inhomogène d'autre part. Effectivement, l'aspect général de ces solutions met en relief le fait que le spectre des ondes planes acoustiques inhomogènes, excitées en réflexion ou en transmission à l'interface, peut être beaucoup plus structuré que le spectre des ondes acoustiques longitudinales générées initialement, avant leur interaction avec l'interface. Cette structuration provient de la dépendance des coefficients  $R_{ll}$ ,  $R_{lt}$ ,  $T_{ll}$  et  $T_{lt}$  avec la fréquence  $\omega$ . Ainsi, le sens physique de cette dépendance fréquentielle de la réflectivité/transmissivité, c'est-à-dire la dispersion de la réflectivité/transmissivité est clair [29]. Par conséquent, la fréquence  $\omega$  du champ acoustique contrôle le vecteur d'onde  $k_{l,t} = \omega/v_{l,t}$  des ondes acoustiques homogènes générées dans l'épaisseur de l'échantillon. De plus, lors de la projection des vecteurs d'ondes sur l'axe des  $x$  fixée par le pas du réseau photoinduit  $k_{l,t,x} = \pm 2q_x$ , la fréquence contrôle aussi l'angle d'incidence  $\pm\theta_l = \pm \arcsin(k_x/k_l) = \pm \arcsin(2q_x v_l/\omega)$  des ondes planes acoustiques longitudinales (figure 1.6). Dès lors, la dépendance très connue [25, 45] des coefficients de réflexion/transmission à l'angle d'incidence est transformée en une dépendance de ces coefficients avec la fréquence. Par conséquent, des ondes acoustiques de différentes fréquences sont excitées en réflexion/transmission des ondes planes longitudinales incidentes à l'interface à différents angles, d'où une efficacité de génération qui dépend de la fréquence  $\omega$ .

Pour une analyse détaillée de la transformation de l'énergie optique en ondes planes acoustiques longitudinales, nous allons prendre comme point de départ le spectre de la variation relative de volume du matériau  $div\tilde{u}^{inh}$ , qui est associé à la partie inhomogène  $\tilde{\phi}^{inh}(\omega, x, z) \propto \cos(2q_x x)$  des ondes planes acoustiques longitudinales inhomogènes. Ainsi, des équations (1.27) et (1.28), on peut en déduire l'expression suivante :

$$\begin{aligned} \frac{div\tilde{u}_1^{inh}(\omega, x, z)}{2} &= \frac{1}{2} \left( \frac{\partial\tilde{u}_{1x}^{inh}}{\partial x} + \frac{\partial\tilde{u}_{1z}^{inh}}{\partial z} \right) = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \tilde{\phi}_1^{inh}(\omega, x, z) = -\frac{1}{2} k_{l1}^2 \tilde{\phi}_1^{inh}(\omega, x, z) \\ &= -i\alpha q_x \left( \frac{1+\nu_1}{1-\nu_1} \right) \left\{ \left[ \frac{k_{l1}^2}{2q_x k_{l1\perp}} \right] \Theta(k_{l1\perp}) + \left[ \frac{k_{l1}^2}{2q_x k_{l1\perp}} R_{ll}(k_x = 2q_x) \right] \Theta(-k_{l1\perp}) \right\} \cos(2q_x x) e^{-ik_{l1\perp} z} \tilde{f}(\omega), \end{aligned} \quad (1.33)$$

$$\begin{aligned} \frac{div\tilde{u}_2^{inh}(\omega, x, z)}{2} &= -\frac{1}{2} k_{l2}^2 \tilde{\phi}_2^{inh}(\omega, x, z) \\ &= -i\alpha q_x \left( \frac{1+\nu_1}{1-\nu_1} \right) \left[ \frac{k_{l2}^2}{2q_x k_{l1\perp}} T_{ll}^{12}(k_x = 2q_x) \right] \Theta(-k_{l1\perp}) \cos(2q_x x) e^{ik_{l2\perp} z} \tilde{f}(\omega), \end{aligned} \quad (1.34)$$

où nous avons introduit la notation  $\Theta(\omega, (2q_x)^2, \pm k_{l1\perp}) \equiv \Theta(\pm k_{l1\perp})$ . En ce qui concerne l'analyse détaillée de la transformation de l'énergie lumineuse en ondes acoustiques transverses inhomogènes, nous avons choisi la composante  $\tilde{\eta}_{xz}$  du spectre de déformation de cisaillement qui est uniquement présent dans les ondes acoustiques transverses inhomogènes. Ce qui nous permet donc de déduire des équations (1.3), (1.29) et (1.30), les équations ci-dessous :

$$\begin{aligned} \tilde{\eta}_{xz1}(\omega, x, z) &= \frac{1}{2} \left( \frac{\partial\tilde{u}_{1x}}{\partial z} + \frac{\partial\tilde{u}_{1z}}{\partial x} \right) = \frac{1}{2} \left( -\frac{\partial^2\tilde{\psi}_1}{\partial z^2} + \frac{\partial^2\tilde{\psi}_1}{\partial x^2} \right) = \frac{1}{2} [k_{t1}^2 - 2(2q_x)^2] \tilde{\psi}_1(\omega, x, z) \\ &= -\alpha q_x \left( \frac{1+\nu_1}{1-\nu_1} \right) \left[ \frac{k_{t1}^2 - 2(2q_x)^2}{2q_x k_{l1\perp}} R_{lt}^{11}(k_x = 2q_x) \right] \Theta(-k_{l1\perp}) \sin(2q_x x) e^{-ik_{t1\perp} z} \tilde{f}(\omega), \end{aligned} \quad (1.35)$$

$$\begin{aligned}
\tilde{\eta}_{xz2}(\omega, x, z) &= [k_{t2}^2 - 2(2q_x)^2] \tilde{\psi}_2(\omega, x, z) \\
&= -\alpha q_x \left( \frac{1+\nu_1}{1-\nu_1} \right) \left[ \frac{k_{t2}^2 - 2(2q_x)^2}{2q_x k_{l1\perp}} T_{lt}^{12}(k_x = 2q_x) \right] \Theta(-k_{l1\perp}) \sin(2q_x x) e^{ik_{t2}z} \tilde{f}(\omega),
\end{aligned} \tag{1.36}$$

Dans les équations (1.33) – (1.36) nous avons volontairement mis entre crochets les facteurs décrivant les caractéristiques de la conversion optoacoustique, qui sont liées à la génération thermoélastique d’ondes acoustiques. De plus, le terme multiplicateur  $\Theta(\omega, (2q_x)^2, \pm k_{l1\perp}) \equiv \theta(\pm k_{l1\perp})$  dans les équations (1.33) – (1.36), met en évidence l’influence de la conductivité thermique sur la conversion optoacoustique thermoélastique. D’un point de vue physique, il est plus pertinent d’analyser ces facteurs en fonction du paramètre  $v_r = \omega/(2q_x)$  (r pour réseau), qui est directement proportionnel à la fréquence plutôt que de résonner uniquement en fonction de la fréquence. Pour ce faire, décomposons la partie modulée de la distribution d’intensité du laser à l’interface  $I\Phi(x) = 2[1 + \cos(2q_x x)]I$  en deux composantes complexes en utilisant l’identité  $2\cos(2q_x x)I = (e^{i2q_x x} + e^{-i2q_x x})I$ . Il est alors clair qu’une partie de la chaleur libérée  $Q_1 = f(t)\Phi(x)W(z)$ , spatialement modulée le long de l’interface  $\propto \cos(2q_x x)$ , peut être décomposée en deux composantes spectrales se propageant le long de la surface avec des vitesses de phase  $v_r$ ,

$$2f(t) \cos(2q_x x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\omega) [e^{i(\omega t + 2q_x x)} + e^{i(\omega t - 2q_x x)}] d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\omega) [e^{i\omega(t+x/v_r)} + e^{i\omega(t-x/v_r)}] d\omega.$$

Ainsi, par analogie à la décomposition d’ondes stationnaires dans un résonateur acoustique en ondes progressives avec des directions de propagations opposées, le réseau photoinduit “stationnaire” peut être décomposé en deux réseaux “progressifs” avec des directions de propagations opposées. La vitesse de ces réseaux photoinduit “progressifs” est égale à  $v_r = \omega/(2q_x)$ . Comme cela a été évoqué ci-dessus, tous les facteurs entre crochets dans les équations (1.33) – (1.36) ne dépendent, ni de la fréquence  $\omega$  séparément, ni du nombre d’onde  $2q_x$  du réseau, mais du rapport entre les deux  $v_r = \omega/(2q_x)$ . Par ailleurs, l’amplitude de ces facteurs dépend de l’ordre de grandeur de la vitesse du réseau  $v_r$  par rapport à celui des autres vitesses caractéristiques, c’est-à-dire par rapport à  $v_{l,t}$  dans les deux milieux. De ce fait, lorsque la vitesse du réseau coïncide avec une de ces vitesses acoustiques [29], nous pouvons nous attendre à observer des singularités dans la fonction de transformation spectrale de la conversion optoacoustique. Ainsi, il importe de souligner que les nombres d’ondes des ondes planes inhomogènes peuvent être présentés sous la forme  $k_{l,t\perp} = k_{l,t} \sqrt{1 - (v_{l,t}/v_r)^2}$ , explicitant que les modes inhomogènes propagatifs ne peuvent être excités que par des réseaux supersoniques, c’est-à-dire si et seulement si  $v_r > v_{l,t}$ . Cette dernière condition d’émission Tcherenkov par des sources mobiles est aussi essentielle dans la théorie de synthèse d’ondes planes acoustiques longitudinales et transverses

avec plusieurs angles de réfraction [43].

Le premier terme entre crochets dans l'équation (1.33) contribue seulement à l'efficacité de la génération des ondes planes acoustiques longitudinale, car ce terme décrit les ondes propagatives dans le matériau opaque n'interagissant pas avec l'interface. Nous pouvons réécrire ce facteur sous la forme :

$$F_0 \equiv (\omega/2q_x v_{l1}) \sqrt{1 - (2q_x v_{l1}/\omega)^2} \equiv (v_r/v_{l1}) / \sqrt{1 - (v_{l1}/v_r)^2}.$$

Ce facteur prédit la divergence de l'efficacité de la conversion optoacoustique lorsque la vitesse du réseau coïncide avec celle des ondes acoustiques longitudinales dans le milieu 1  $v_{l1}$ , ainsi que la génération synchrone d'ondes planes acoustiques longitudinales se propageant le long de l'interface dans le milieu 1. Cette prédiction est semblable à celle obtenue dans le cadre de la génération d'ondes acoustiques par réseaux photoinduits à la surface libre (mécaniquement) d'un matériau absorbant [29]. C'est dans cet ordre d'idée que la figure (1.7) met en évidence la dépendance du facteur  $F_0$  à la vitesse du réseau  $v_r$  dans le cas de modes acoustiques longitudinaux propagatifs pour quelques matériaux absorbants particuliers. Ainsi, on peut remarquer

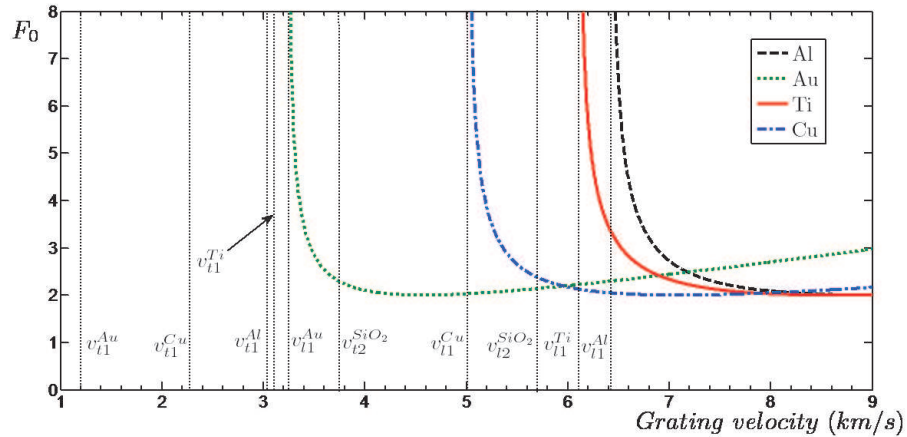


FIGURE 1.7 – Dépendance à la vitesse du réseau  $v_r$ , du paramètre  $F_0$  qui caractérise l'efficacité de génération des ondes acoustiques par réseaux photoinduits, pour différentes combinaisons de matériaux absorbants (absorbant) sur du  $\text{SiO}_2$ .  $F_0$  décrit les caractéristiques spécifiques de l'émission des ondes planes acoustiques longitudinales sans interaction avec l'interface.

dans cette figure que pour  $v_r \gg v_{l1}$ , le facteur  $F_0$  augmente proportionnellement à  $\propto v_r \propto \omega$ . En revanche, dans la gamme de fréquence du GHz, et même aux plus hautes fréquences, cette relation de proportionnalité à la fréquence, c'est-à-dire l'augmentation infinie de l'efficacité de transformation de l'énergie lumineuse en déformation acoustique, n'est plus vérifiée. En effet, en utilisant l'équation (1.25) pour l'évaluation du facteur  $\Theta(\omega, (2q_x)^2, k_{l\perp})$ , qui prend en compte

dans l'équation (1.27) une longueur de pénétration optique finie dans le milieu 1, et la redistribution de l'énergie optique absorbée dans le volume par conduction thermique, on trouve qu'aux très hautes fréquences  $\Theta(\omega, (2q_x)^2, k_{l\perp}) \propto 1/\omega$ .

De la même manière, la figure (1.8) met en évidence la dépendance à la vitesse du réseau du facteur  $F_1 \equiv (v_r/v_{l1})/\sqrt{1 - (v_{l1}/v_r)^2} |R_{ll}^{11}(k_x = 2q_x)| = F_0 |R_{ll}^{11}(v_{g,l,t}^{1,2}, \mu_{21})|$ , qui contribue à travers le deuxième terme entre crochet dans l'équation (1.33), à l'onde plane acoustique longitudinale inhomogène réfléchi à l'interface. Ainsi en regardant l'argument du coefficient

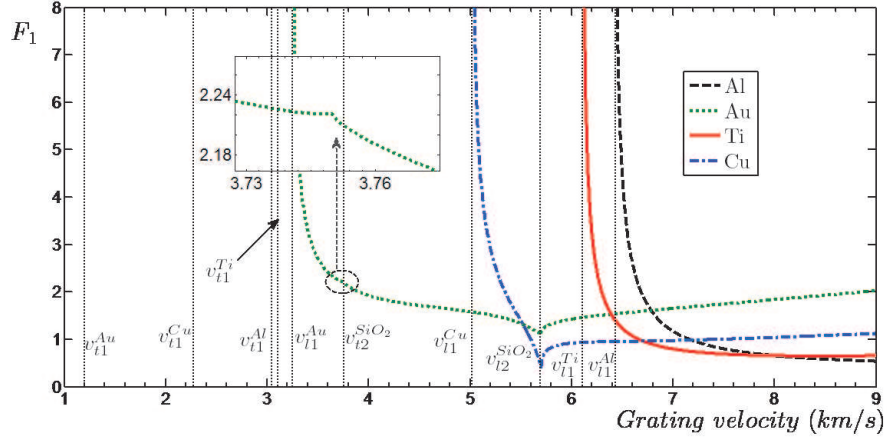


FIGURE 1.8 – Dépendance à la vitesse du réseau  $v_r$ , du paramètre  $F_1$  qui caractérise l'efficacité de génération des ondes acoustiques par réseaux photoinduits, pour différentes combinaisons de matériaux absorbant sur du  $\text{SiO}_2$ .  $F_1$  décrit les caractéristiques spécifiques de l'émission des ondes planes acoustiques longitudinales inhomogènes réfléchies à l'interface dans le matériau absorbant.

de réflexion  $R_{ll}^{11}$  de plus près, on se rend compte qu'en plus de la dépendance aux vitesses caractéristiques  $v_{g,l,t}^{1,2}$ , le coefficient de réflexion dépend seulement du rapport  $\mu_{21} = \mu_2/\mu_1$  des rigidités de cisaillement des deux matériaux adjacents. A l'instar de la figure (1.7), la figure (1.8) nous indique que la génération synchrone d'ondes acoustiques se propageant à l'interface résulte de la divergence de la fonction d'efficacité de génération  $F_1$ . Néanmoins, contrairement à la figure (1.7), des points caractéristiques particuliers apparaissent sur la figure (1.8) quand la vitesse du réseau  $v_r$  est égale à la vitesse longitudinale  $v_{l2}$ , ou à la vitesse transverse  $v_{t2}$  dans le matériau transparent (milieu 2). Par ailleurs, on peut remarquer que pour  $v_r$  égale à la vitesse  $v_{t1}$  des ondes transverses dans le milieu 1, seules des ondes planes acoustiques longitudinales inhomogènes évanescentes sont excitées dans ce milieu, car, en général, la vitesse longitudinale est plus grande que celle transverse. C'est la raison pour laquelle des points caractéristiques



particuliers n'apparaissent pas sur les figures (1.7) et (1.8) pour les conditions  $v_r = v_{t1}$ .

Sur la figure (1.9) nous illustrons la dépendance à la vitesse du réseau, du facteur  $F_2 \equiv (v_r v_{l1} / v_{l2}^2) / \sqrt{1 - (v_{l1} / v_r)^2} |T_{ll}^{12}(k_x = 2q_x)| = (v_{l1} / v_{l2})^2 F_0 |T_{ll}^{12}(v_{g,l,t}^{1,2}, \mu_{21})|$ , qui apparait entre crochets dans l'équation (1.34) et qui contribue aux ondes acoustiques longitudinales inhomogènes transmises à travers l'interface. En fait, la figure (1.9) montre que le maximum de l'ef-

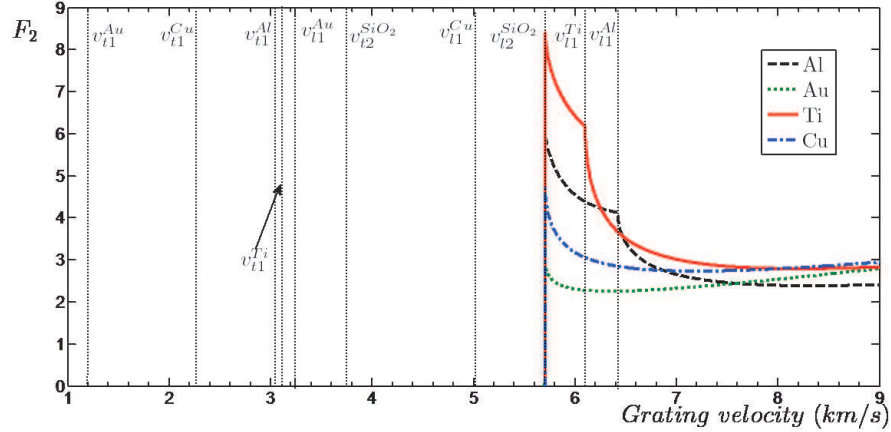


FIGURE 1.9 – Dépendance à la vitesse du réseau  $v_r$ , du paramètre  $F_2$  qui caractérise l'efficacité de génération des ondes acoustiques par réseaux photoinduits, pour différentes combinaisons de matériaux absorbant (milieu 1) sur du  $SiO_2$ .  $F_2$  décrit les caractéristiques particulières de l'émission des ondes acoustiques longitudinales inhomogènes transmises à travers l'interface dans le matériau transparent ( $SiO_2$ ).

ficacité d'excitation des ondes planes acoustiques longitudinales inhomogènes dans le matériau transparent (milieu 2) est atteint pour  $v_r = v_{l2}$ , c.-à-d., quand les réseaux progressifs excitent de façon synchrone les ondes volumiques se propageant le long de l'interface dans le milieu transparent. En outre, la condition  $v_r = v_{l2}$  est manifeste sur la figure 1.9 car, dans la plupart des cas  $v_{t2} < v_{l2}$ , par conséquent, seules des ondes évanescentes sont transmises. Par contre, les points caractéristiques particuliers des autres vitesses caractéristiques  $v_{l1,t1}$  sont visibles sur cette figure si, et seulement si, leurs vitesses sont supérieures à celle du milieu transparent  $v_{l2}$  qui est la fréquence de coupure sur cette figure. En particulier, nous pouvons voir que l'efficacité de génération infinie d'ondes planes acoustiques longitudinales dans le matériau absorbant constatée sur la figure (1.7), conduit sur la figure (1.9) à l'excitation d'ondes acoustiques longitudinales inhomogènes transmises à travers l'interface avec une efficacité de conversion optoacoustique finie. Cependant, il est important de souligner que l'excitation d'ondes propagatives longitudinales inhomogènes transmises dans le milieu transparent (ici  $SiO_2$ ) n'est pas exclusivement réservée

aux modes longitudinaux générées thermoélastiquement dans le matériau absorbant. En effet, des modes évanescents longitudinaux inhomogènes, générés thermoélastiquement dans le milieu absorbant, peuvent être convertis en modes propagatifs longitudinaux inhomogènes dans le milieu (2) par transmission. De surcroit, nous pouvons noter sur la figure (1.9) l'existence de cas particuliers où la vitesse du réseau a une valeur appartenant à l'intervalle  $v_{l2}^{SiO_2} < v_r < v_{l1}^{Ti,Al}$ , ce qui correspond à la bande de fréquence  $2q_x v_{l2}^{SiO_2} < \omega < 2q_x v_{l1}^{Ti,Al}$ . Ainsi, dans ces cas particuliers, les ondes acoustiques propagatives longitudinales inhomogènes sont uniquement émises dans le milieu 2 ( $SiO_2$ ), alors que dans le milieu 1 (Ti et Al) où la génération thermoélastique a eu lieu, aucune onde longitudinale inhomogène ne s'y propage.

Les facteurs contribuant à l'excitation des ondes acoustiques de cisaillement inhomogènes dans les deux milieux, c'est-à-dire :

$$F_3 \equiv \frac{v_r v_{l1} [1 - 2(v_{t1}/v_r)^2]}{v_{t1}^2 \sqrt{1 - (v_{l1}/v_r)^2}} |R_{lt}^{11}(k_x = 2q_x)| = (v_{l1}/v_{t1})^2 [1 - 2(v_{t1}/v_r)^2] F_0 |R_{lt}^{11}(v_{g,l,t}^{1,2}, \mu_{21})|$$

$$F_4 \equiv \frac{v_r v_{l1} [1 - 2(v_{t2}/v_r)^2]}{v_{t2}^2 \sqrt{1 - (v_{l1}/v_r)^2}} |T_{lt}^{12}(k_x = 2q_x)| = (v_{l1}/v_{t2})^2 [1 - 2(v_{t2}/v_r)^2] F_0 |T_{lt}^{12}(v_{g,l,t}^{1,2}, \mu_{21})|$$

qui apparaissent dans les équations (1.35) et (1.36), sont représentées respectivement par les figures (1.10) et (1.11). Comme on peut le constater, ces facteurs sont beaucoup plus structurés

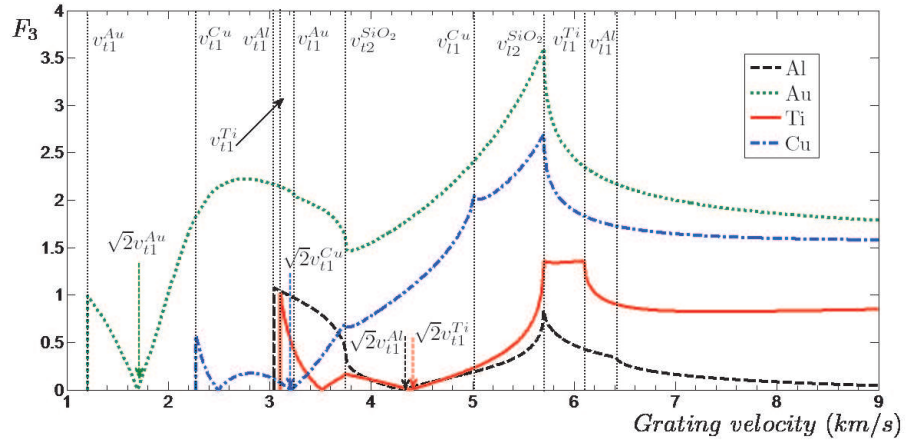


FIGURE 1.10 – Dépendance à la vitesse du réseau  $v_r$ , du paramètre  $F_3$  qui caractérise l'efficacité d'émission des ondes acoustiques pour différentes combinaisons de matériaux.  $F_3$  met en évidence l'excitation des ondes acoustiques inhomogènes de cisaillement par conversion de mode des ondes longitudinales, en réflexion à l'interface dans le milieu absorbant. Le milieu transparent est de la silice ( $SiO_2$ )

que  $F_{0,1,2}$  qui contribuent aux ondes longitudinales inhomogènes. Cette structuration provient de l'existence de zéros dans l'efficacité d'émission des modes propagatifs de cisaillement inho-

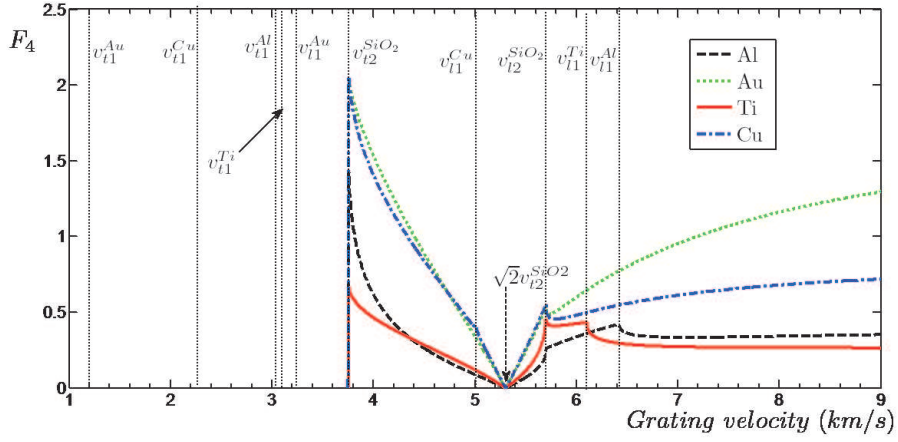


FIGURE 1.11 – Dépendance à la vitesse du réseau, du paramètre  $F_4$  qui caractérise l'efficacité d'émission des ondes acoustiques pour différentes combinaisons de matériaux.  $F_4$  met en relief l'excitation des ondes acoustiques de cisaillement inhomogènes par conversion de mode des , en transmission à travers l'interface dans le matériau transparent ( $SiO_2$ ).

mogènes à travers la conversion de mode à l'interface, des modes longitudinales inhomogènes. L'existence de ces zéros sur les figures (1.10) et (1.11), nous conduits aux conclusions suivantes :

- Pour n'importe quelle combinaison de matériaux, il est impossible d'exciter des ondes de cisaillement se propageant à  $45^\circ$  de l'interface, car ces dernières ne créent pas de contraintes à l'interface, donc elles ne sont pas couplées aux ondes longitudinales incidentes à l'interface [29]. En effet, les conditions limites à l'interface peuvent être satisfaites sans avoir des ondes de cisaillement se propageant à  $45^\circ$  par rapport à l'interface, car ceci nous conduit lorsque  $v_r = \sqrt{2}v_{t1}$  et  $v_r = \sqrt{2}v_{t2}$ , à une efficacité de la transformation optoacoustique en modes acoustiques de cisaillement réfléchis/transmis nulle (voir figure (1.10) et (1.11)). D'un point de vue mathématique, ces valeurs de  $v_r$  correspondent à l'annulation du terme  $[1 - 2(v_{t1,2}/v_r)^2]$  dans les expressions respectives de  $F_{3,4}$ .
- Pour certaines combinaisons particulières des paramètres des deux milieux, les conditions limites de l'interface peuvent être satisfaites sans aucune contribution des ondes acoustiques de cisaillement réfléchies ou transmises, mais aussi pour certaines valeurs additionnelles de la vitesse du réseau. Ainsi, ces valeurs particulières de  $v_r$ , si elles existent, sont solution de l'équation  $R_{lt}^{11}(v_{g,l,t}^{1,2}, \mu_{21}) = 0$  ou  $T_{lt}^{12}(v_{g,l,t}^{1,2}, \mu_{21}) = 0$ .

Notons que ces équations peuvent être réduites respectivement en équations cubiques ou quadratiques de  $v_r^2$ ; mais les solutions ont une forme trop complexe pour être présentées ici de façon explicite. De ce fait, sur la figure (1.10), nous remarquons que pour les combinaisons

$SiO_2/Cu$  et  $SiO_2/Ti$ , ces équations cubiques admettent des racines réelles positives dans la région où les modes de cisaillement sont propagatifs, ce qui n'est pas le cas pour les autres combinaisons, c'est-à-dire  $SiO_2$  avec Au et Al. Cependant, pour n'importe quelle combinaison de matériaux, la figure (1.11) ne fait apparaître aucune racine réelle positive pour les équations quadratiques évoquée ci-dessus. Par contre, sur la figure (1.12), où le système en question est cette fois-ci le ZnO/Ti, nous observons l'apparition de zéros additionnels dans l'efficacité d'excitation des modes de cisaillement en transmission des ondes des modes longitudinaux à travers l'interface. Ainsi, nous avons vérifié analytiquement la nature des zéros additionnels de

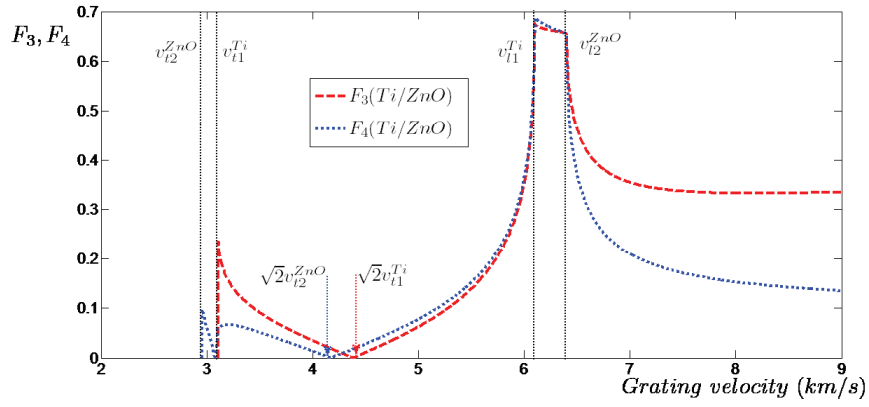


FIGURE 1.12 – Dépendance à la vitesse du réseau  $v_r$ , des paramètres  $F_3$  et  $F_4$  qui caractérisent l'efficacité d'émission des ondes acoustiques de cisaillement respectivement dans les milieux opaques et transparents. Cette figure met en évidence le cas particulier où le Ti est le film opaque et le  $SiO_2$  le substrat transparent.

$F_4$  dans la figure (1.12), mais bien que très proche de la vitesse de cisaillement du matériau absorbant, ils ne correspondent pas à la condition  $v_r = v_{t1}^{Ti}$  où la génération est synchrone. Par ailleurs, similairement au cas de l'excitation des ondes acoustiques longitudinales illustrées dans les figures (1.7)-(1.9), la plupart des points caractéristiques des figures (1.10) et (1.11), comme les extrema locaux peuvent être associés à une condition de génération synchrone qui a lieu quand la vitesse du réseau est égale à une des vitesses caractéristiques dans les milieux en contact. Par exemple le minimum local dans la figure (1.10) pour  $v_r = v_{l2}$  correspond pour la même vitesse à un minimum absolu sur la figure (1.9). Les maxima locaux dans la figure (1.9)

$v_r = v_{l2}$  correspondent, pour la même vitesse du réseau aux maxima absolus dans la figure (1.9). D'un point de vue physique, ceci peut être lié à l'émission Cherenkov d'ondes de cisaillement dans le milieu absorbant, consécutive à l'excitation efficace d'ondes planes longitudinales se propageant le long de l'interface dans le matériau transparent. En outre, les autres extrema locaux qui ne vérifient pas la condition de la génération synchrone  $v_r = v_{l,t}^{1,2}$  (voir figures (1.9) et (1.12)) sont dus à l'existence de zéros dans l'efficacité d'excitation d'ondes acoustiques de cisaillement. En fait, les modes propagatifs de cisaillement peuvent être émis même si les ondes longitudinales incidentes à l'interface sont évanescentes, ceci se traduit par  $v_r < v_{l2}, v_{l1}$ . De plus, quand  $v_r < \min(v_{l2}, v_{l1})$ , seules les ondes acoustiques de cisaillement émises sont propagatives, alors les ondes acoustiques longitudinales sont évanescentes dans les deux milieux. Dans ce cas particulier, si la vitesse du réseau est supérieure aux vitesses des ondes de cisaillement générées en volume dans les deux milieux, c.-à-d., si  $\max(v_{l2}, v_{l1}) < v_r$ , alors seules les ondes de cisaillement se propagent dans les deux milieux. Par contre dans le cas où  $v_g$  est supérieure à la vitesse de cisaillement dans l'un des milieux et, inférieure à la vitesse de cisaillement de l'autre matériau, les ondes acoustiques de cisaillement inhomogènes se propageront seulement dans le milieu ayant la vitesse de cisaillement la plus petite. En d'autres termes, si on accepte que l'une des vitesses acoustiques des deux milieux adjacents, soit la vitesse acoustique minimale du système, c.-à-d.,  $\min(v_{l,t}^{1,2}) = \min(v_t^{1,2})$ , alors pour  $v_r$  appartenant à l'intervalle entre cette vitesse minimale et la vitesse la plus proche de cette dernière, les seuls modes acoustiques inhomogènes propagatifs qui peuvent être photogénérés sont les modes de cisaillement émis dans le matériau possédant la plus petite vitesse de cisaillement.

D'après l'analyse faite ci-dessus, pour une étude complète de la génération d'ondes acoustiques inhomogènes propagatives, il est nécessaire d'évaluer les coefficients de réflexion et de transmission des ondes acoustiques évanescentes, c.-à-d., les ondes qui arrivent à l'interface avec un angle d'incidence qui est un nombre complexe. En réalité, en prenant en compte la vitesse du réseau  $v_r$  introduite ci-dessus, les angles auxquels se propagent les ondes acoustiques concernées peuvent prendre la forme  $\theta_{l,t}^{1,2} = \arcsin(2q_x v_{l,t}^{1,2} / \omega) = \arcsin(v_{l,t}^{1,2} / v_r)$ . De ce fait, les ondes évanescentes excitées pour  $v_r < v_{l,t}^{1,2}$  sont incidentes à l'interface aux angles  $\theta_{l,t}^{1,2}$ . Ainsi, les études menées sur les coefficients de réflexion et de transmission dans les ouvrages (par exemple [26, 39]) donnent une description incomplète du phénomène de génération photoacoustique car la plupart de ces études ne sont faites que pour des ondes acoustiques incidentes à l'interface aux angles exclusivement réels, c'est-à-dire  $0 \leq \theta_{l,t}^{1,2} \leq 90^\circ$ . En particulier, dans le cas de la génération thermoélastique des ondes acoustiques dans un matériau isotrope, les

coefficients de réflexion et de transmission des ondes acoustiques longitudinales incidentes à l'interface aux angles complexes doivent être pris en considération pour une description globale du mécanisme de génération des ondes acoustiques.

Les dépendances à la vitesse du réseau et à la fréquence acoustique ( $\omega \propto v_r$ ) du processus impliquant la génération des ondes acoustiques longitudinales et leur interaction avec l'interface, mais qui sont indépendants du mécanisme physique de la génération de ces ondes sont d'une importance capitale pour la photo-excitation d'ondes acoustiques de basses fréquences. La source excitatrice peut être un laser pulsé nanoseconde ou microseconde, voir même un laser continu avec une intensité périodiquement modulée en temps. D'ailleurs, comme on peut le voir sur les figures (3), pour le plus petit pas du réseau photoinduit que l'on peut avoir, autrement dit, pour la plus grande valeur de  $2q_x$ , les vitesses du réseau  $v_r = \omega/(2q_x)$  estimées dans ce cas pour la gamme de fréquence du GHz – THz correspondent à des vitesses de réseaux photoinduits supersoniques  $v_r \gg v_{l,t}^{1,2}$ , pour lesquelles les facteurs  $F_{0-4}$  évoqués ci-dessus sont faiblement structurés (voir les figure 3 pour  $v_r \geq (7 - 8) \text{ km/s}$ ). Ainsi, la structure simple de ces facteurs dans les hautes fréquences, nous conduit directement pour le reste de ce chapitre à mettre sur pied une théorie compacte pour la prédiction de l'amplitude et la forme des déformations planes longitudinales inhomogènes picosecondes et des fronts de déformations transverses inhomogènes excités par réseaux photoinduits.

Il est important de mentionner que les ondes acoustiques émises par des réseaux hautement supersoniques se propagent presque en incidence normale par rapport à l'interface [28, 29]. En fait, c'est comme dans la technique de synthèse de signal, où des ondes sont émises par des sources virtuelles hautement supersoniques [43, 44].

## 1.5 Cas limite d'acoustique picoseconde

En acoustique picoseconde, les vecteurs d'ondes acoustiques sont significativement plus grands que les vecteurs d'ondes optiques  $k_{l,t} \gg |\vec{q}|$ . Dans ce cas de figure, la vitesse du réseau photoinduit est beaucoup plus grande que celles des ondes acoustiques dans les deux milieux,  $v_r \gg v_{l,t}^{1,2}$  ce qui simplifie considérablement l'expression des solutions dans les équations (1.33) – (1.36). En particulier, en supposant que  $k_x = 2q_x$ , les coefficients de réflexion et de transmission qui figurent dans l'expression des facteurs  $F_{1-4}$  peuvent être évalués à partir de l'équation (1.24). De ce fait, on peut en déduire directement l'expression asymptotique des facteurs  $F_{0-4}$

en hautes fréquences,

$$F_0 \cong \frac{v_r}{v_{l1}}, F_1 \cong \frac{v_r}{v_{l1}} R_{ll}^{11} \cong -\frac{v_r}{v_{l1}} \frac{(N_{21}^l - 1)}{(N_{21}^l + 1)}, F_2 \cong \frac{v_r v_{l1}}{v_{l2}^2} T_{ll}^{12} \cong \frac{v_r}{v_{l2}} \frac{2}{(N_{21}^l + 1)}, \quad (1.37)$$

$$\begin{aligned} F_3 &\cong \frac{v_r v_{l1}}{v_{t1}^2} R_{lt}^{11} \cong 2 \frac{v_{l1}}{v_{t1}} \frac{[N_{21}^l (N_{21}^t - v_{21}^t) + 2(v_{t1}/v_{l1})(N_{21}^t v_{21}^t - 1)]}{(N_{21}^l + 1)(N_{21}^t + 1)}, \\ F_4 &\cong \frac{v_r v_{l1}}{v_{t2}^2} T_{lt}^{12} \cong 2 \frac{v_{l2} v_{t1}}{v_{t2}^2} \frac{[N_{21}^t - v_{21}^t - 2(v_{t2}/v_{l2})(N_{21}^t v_{21}^t - 1)]}{(N_{21}^l + 1)(N_{21}^t + 1)}, \end{aligned} \quad (1.38)$$

où  $v_{21}^{l,t} \equiv v_{l2,t2}/v_{l1,t1}$  et  $N_{21}^{l,t} \equiv \rho_2 v_{l2,t2}/(\rho_1 v_{l1,t1})$  sont les rapports respectifs des vitesses acoustiques des deux milieux et de leurs impédances. Ainsi en hautes fréquences, les facteurs  $F_{0-2}$  dans l'équation (1.37) mettant en évidence les ondes propagatives sans conversion de mode, comme indiqué plus haut, augmentent proportionnellement avec la fréquence. Par ailleurs, le comportement asymptotique des facteurs  $F_{3,4}$  dans l'équation (1.38) est différent, car comme nous pouvons le constater sur les figures (1.10, 1.11), ces facteurs qui correspondent à la réflexion et la transmission des ondes acoustiques avec conversion de mode sont constants en hautes fréquences. A cause de cette différence, le profil des déformations de cisaillement inhomogènes est proportionnel à l'intégrale temporelle de la déformation acoustique longitudinale. La nature physique de cette relation peut trouver son origine par le fait qu'en hautes fréquences, où les ondes acoustiques longitudinales sont quasiment en incidence normale par rapport à l'interface, les coefficients de réflexion/transmission sans conversion de mode ( $R_{ll}, T_{ll}$ ) sont indépendants de l'angle d'incidence, alors que ceux avec conversion de mode ( $R_{lt}, T_{lt}$ ) sont inversement proportionnels à la fréquence [27,28], et par le fait que la conversion de mode est impossible en incidence normale.

Dans l'approximation des hautes fréquences, la fonction  $\Theta(\pm k_{l1\perp})$  présentée plus haut dans les équations (1.33)-(1.36) et décrite par l'équation (1.25), prend la forme suivante :

$$\Theta(\pm k_{l1\perp}) \cong \mp \frac{I_1}{\omega C \tau (\omega \pm i\tau^{-1})}, \quad (1.39)$$

où  $\tau \equiv l/v_{l1}$  est le temps caractéristique de propagation des ondes acoustiques longitudinales à travers la profondeur d'absorption optique  $l$  du matériau opaque (milieu 1). Par ailleurs, dans le cadre de l'acoustique picoseconde transitoire, le spectre de l'enveloppe de l'intensité du laser femtoseconde peut être approximé par  $\tilde{f}(\omega) \cong \tau_L = \text{const}$ . Il devient alors clair, qu'après substitution des équations (1.37) et (1.38) dans les équations ((1.33) et (1.34)) que la transformée de Fourier inverse en fréquence peut se faire analytiquement par le biais des résidus aux pôles complexes de l'équation (1.39). Ce qui se traduit par le profil de déformation

acoustique de longitudinale inhomogène suivant :

$$\frac{div\vec{u}_1^{inh}(\tau_+^{l1})}{2} = -\frac{\alpha F_{L1}}{4Cl} \left( \frac{1 + \nu_1}{1 - \nu_1} \right) \left\{ [1 - sign(\tau_+^{l1})] e^{\tau_+^{l1}/\tau} + [1 + sign(\tau_+^{l1})] R_{ll}^{11} e^{-\tau_+^{l1}/\tau} \right\} \cos(2q_x x) \quad (1.40)$$

$$\frac{div\vec{u}_2^{inh}(\tau_-^{l2})}{2} = -\frac{\alpha F_{L1}}{4Cl} \left( \frac{1 + \nu_1}{1 - \nu_1} \right) \left( \frac{v_{l1}}{v_{l2}} \right)^2 [1 + sign(\tau_-^{l2})] T_{ll}^{12} e^{-\tau_-^{l2}/\tau} \cos(2q_x x). \quad (1.41)$$

Dans cette mouvance, la transformée de Fourier inverse des équations (1.39) et (1.40), donne le profil de déformation de cisaillement inhomogène suivant :

$$\eta_{xz1}(\tau_+^{t1}) = -\frac{\alpha F_{L1}(2q_x)}{4C} \left( \frac{1 + \nu_1}{1 - \nu_1} \right) [1 + sign(\tau_+^{t1})] F_3 [1 - e^{-\tau_+^{t1}/\tau}] \sin(2q_x x), \quad (1.42)$$

$$\eta_{xz2}(\tau_-^{t2}) = -\frac{\alpha F_{L1}(2q_x)}{4C} \left( \frac{1 + \nu_1}{1 - \nu_1} \right) [1 + sign(\tau_-^{t2})] F_4 [1 - e^{-\tau_-^{t2}/\tau}] \sin(2q_x x). \quad (1.43)$$

Dans les solutions proposées dans les équations (1.40) – (1.43), nous avons introduit de nouveaux paramètres, dont  $F_{L1}$  qui est la fluence du laser absorbée dans le milieu 1 ( $F_{L1} = I_1 \tau_L$ ) et  $\tau_{+,-}^{l1,l2,t1,t2}$  qui est le retard temporel  $\tau_{\pm}^{l1,l2,t1,t2} = t \mp z/v_{l1,l2,t1,t2}$  des ondes acoustiques se propageant dans les matériaux respectifs. En outre, pour des ondes acoustiques inhomogènes de très hautes fréquences, c.-à-d., lorsque  $v_r \gg v_{l,t}^{1,2}$ , la dispersion de la vitesse, dépeinte par les équations (1.31) et (1.32), est faible. Elle est dans un premier temps négligée dans les équations (1.40- 1.43), mais son influence qui s'accumule en augmentant la distance de propagation, peut être prise en compte quand cela est nécessaire. De ce fait, les solutions dans les équations (1.40)-(1.41), mettent en exergue le fait que les ondes acoustiques longitudinales transitoires sont des impulsions quasi-longitudinales de durée caractéristique  $\tau$  avec une amplitude périodiquement modulée le long du front d'impulsion. De même, d'après les équations (1.42) et (1.43), les ondes acoustiques picosecondes de cisaillement transitoires sont des ondes de "choc" quasi-transverses faibles avec une modulation d'amplitude le long du front acoustique de durée caractéristique  $\tau$ . En effet, dans les cas limites où la dispersion de la vitesse acoustique est négligeable, la composante suivant  $z$  du vecteur déplacement acoustique longitudinal inhomogène est beaucoup plus importante que celle suivant  $x$ , tandis que cette composante suivant  $z$  du vecteur déplacement acoustique de cisaillement est dominée par la composante suivant  $x$ . C'est pour cette raison que nous pouvons considérer ces ondes acoustiques comme étant des ondes quasi-longitudinales et quasi-transverses. Dans cette logique de l'approximation  $v_r \gg v_{l,t}^{1,2}$ , seule la contribution de composante  $\eta_{zz} = \partial u_z^{inh} / \partial z$  du tenseur de déformation acoustique est considérée en ce qui concerne les déformations longitudinales, tandis que la contribution de la composante  $\eta_{xz} = (\partial u_x^{inh} / \partial z + \partial u_z^{inh} / \partial x) / 2 \cong (\partial u_x^{inh} / \partial z) / 2$  domine en ce qui concerne les déformations



de cisaillement. Ainsi, la durée des ondes acoustiques quasi-longitudinales et quasi-transverses, est contrôlée par le temps de propagation des ondes longitudinales à travers la profondeur à laquelle l'énergie optique est libérée dans le matériau absorbant.

Le profil de ces déformations quasi-longitudinales et quasi-transverses picosecondes inhomog-

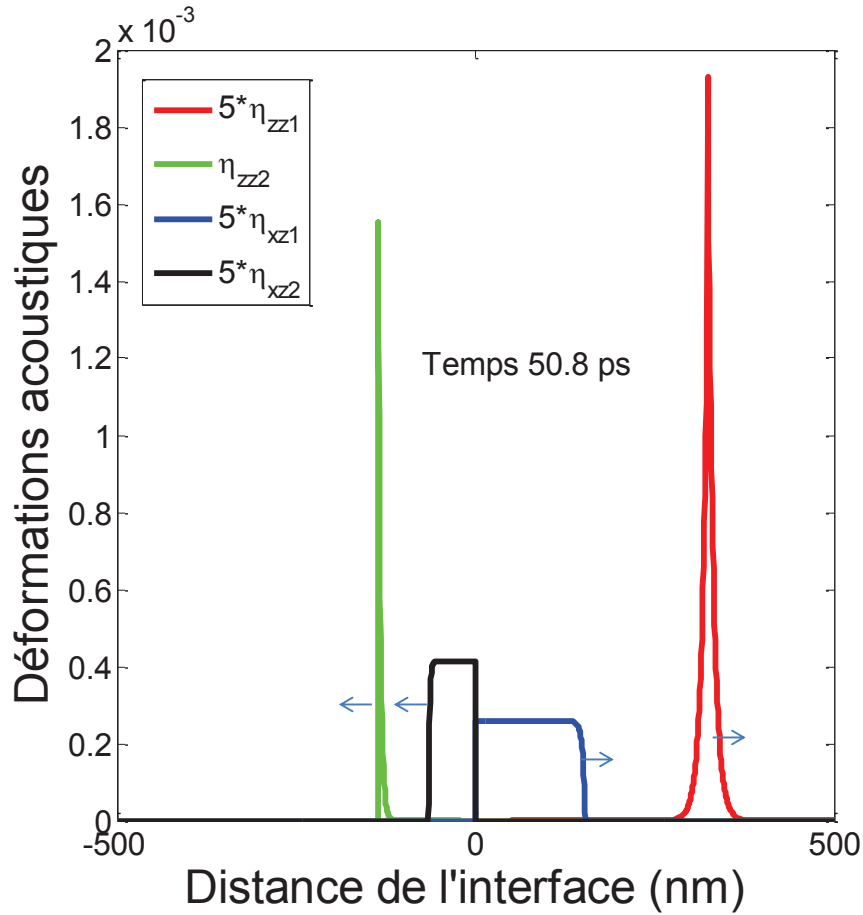


FIGURE 1.13 – profil de déformation des ondes planes acoustiques picosecondes inhomogènes en fonction de la distance par rapport à l'interface. Les coefficients  $\eta_{zz1}$  en rouge et  $\eta_{xz1}$  en bleu désignent respectivement les profils des déformations acoustiques excitées dans le milieu absorbant (Aluminium) par réflexion à l'interface sans conversion de mode (longitudinales) et avec conversion de mode (transverses),  $\eta_{zz2}$  en vert et  $\eta_{xz2}$  en noire représentent les profils des déformations acoustiques transmises dans le milieu transparent (PMMA) respectivement sans conversion de mode (longitudinales) et avec conversion de mode (transverses).

gènes sont représentés sur la figure (1.13)) en fonction de la distance parcourue par les ondes acoustiques par rapport à l'interface entre un matériau absorbant (l'aluminium) et un matériau transparent (PMMA). Ces profils ont été obtenus en prenant en compte la longueur de pénétration optique sans tenir compte de la diffusion électronique. Les paramètres des deux matériaux

sont données en annexe (voir l'annexe B.1 page 139) et les raisons de ce choix des deux milieux est explicité dans la partie expérimentale. Sur cette figure nous n'avons pas représenté le profil de la déformation acoustique longitudinale homogène qui est incidente à l'interface, nous mettons seulement en évidence les résultantes de l'interaction de cette déformation avec l'interface. Ainsi, les courbes en rouge et en vert mettent en évidence respectivement les profils de déformations acoustiques quasi-longitudinales inhomogènes excitées respectivement dans l'aluminium par réflexion et dans le PMMA par transmission à travers l'interface. Les profils en bleu et en noir représentent respectivement les déformations quasi-transverses inhomogènes excitées respectivement dans l'aluminium par réflexion et dans le PMMA par transmission à travers l'interface avec conversion de mode. Sur la figure (1.13), nous pouvons remarquer que les profils unipolaires des déformations longitudinales sont différentes des profils des ondes acoustiques transverses. La différence entre les comportements asymptotiques des facteurs  $F_{0-2}$  décrivant les ondes acoustiques longitudinales et  $F_{3-4}$  décrivant les ondes acoustiques de cisaillement aux équations (1.37) et (1.38 page 46) est confirmée par la nature des profils de déformations des ondes acoustiques longitudinales et transverses excitées dans les deux milieux. Les profils des déformations acoustiques quasi-transverses sont décrits par l'intégrale temporelle des déformations acoustiques quasilongitudinales. L'amplitude des déformations quasilongitudinales transmises dans le milieu transparent (PMMA) étant plus grande que celle des autres ondes acoustiques inhomogènes excitées dans les deux milieux, pour plus de clarté, les amplitudes de ces dernières ont été multipliées par 5. Les solutions obtenues dans les équations (1.42) et (1.43) fournissent l'opportunité de faire quelques prédictions qualitatives, notamment sur la possibilité d'augmenter l'amplitude des fronts de déformations quasi-transverses, par un choix optimum des matériaux en contact. Dès lors, si le milieu 1 est fixe, le choix du milieu 2 n'aura d'effet que sur les facteurs  $F_{3,4}$ . Pour ce faire, les conditions ( $\rho_{21s} \ll 1, v_{21s}^{l,t} \ll 1$ ) et ( $\rho_{21r} \gg 1, v_{21r}^{l,t} \gg 1$ ) définissent respectivement les régimes asymptotiques idéaux des matériaux de charges "mou" et "rigide". A partir de maintenant nous allons utiliser les indices "s" et "r" pour désigner les paramètres des deux régimes. Ainsi le comportement asymptotique du paramètre  $F_3$  dans ces régimes est décrit par  $F_{3s} \approx -2(v_{l1}/v_{t1})[N_{21s}^l v_{21s}^t + 2(v_{t1}/v_{l1})]$  et  $F_{3r} \approx 2(v_{l1}/v_{t1})$ . De ce fait, on peut en déduire que le chargement du matériau absorbant (milieu 1) par un matériau "rigide", n'apporte aucune augmentation notable de l'amplitude des ondes de cisaillement émises dans le milieu (1), à moins que ce dernier ait les propriétés très spécifiques suivantes,  $v_{l1} \gg v_{t1}$ . Car à cette condition particulière, on aurait  $|F_{3r}/F_{3s}| \approx [N_{21s}^l v_{21s}^t + 2(v_{t1}/v_{l1})]^{-1} \gg 1$ , et le chargement "rigide" deviendrait ainsi avantageux. Dans le même ordre d'idée, les comportements

asymptotiques du paramètre  $F_4$  dans ces deux régimes sont  $F_{4s} \approx 4[1/v_{21s}^t - v_{l2s}/(2v_{t2s})]$  et  $F_{4r} \approx -(4/N_{21r}^l)[1 - v_{l2r}/(2v_{t2r}v_{21r}^t)]$ . Il en découle que, le choix de charger le milieu (1) par un matériau "mou" avec des propriétés tels que  $v_{l2s,r} \propto v_{t2s,r}$ , conduit à une augmentation considérable de l'amplitude des ondes de cisaillement émises dans le matériau transparent (milieu 2). Dans ces conditions, c.-à-d.,  $v_{l2s,r} \propto v_{t2s,r}$ , on a  $|F_{4s}/F_{4r}| \approx N_{21r}^l/v_{21s}^t \gg 1$ . Ce qui fait que le chargement par un matériau "mou" est beaucoup plus avantageux. En raisonnant de façon réciproque, nous en concluons, que le chargement du matériau transparent par un matériau absorbant considéré comme "rigide", est avantageux pour une émission efficace d'ondes de cisaillement dans le milieu 2 ( $(\rho_{12r} \gg 1, v_{12r}^{l,t} \gg 1)$ ). Cependant, l'optimisation du choix du matériau absorbant comme matériau de charge "rigide", nécessitera la prise en compte du paramètre  $(\alpha/C)[(1 + \nu_1)/(1 - \nu_1)]$  ( voir les équations (1.42),(1.43)), qui joue aussi un rôle très important. De ce fait, l'augmentation du module d'élasticité et de la densité du milieu absorbant ne devrait pas être surcompensée par la diminution de ce paramètre.

Dans le tableau 1 sont présentées les valeurs des paramètres  $F_{3,4}$  et  $\bar{F}_{3,4} \equiv (\alpha/C)[(1+\nu_1)/(1-\nu_1)]F_{3,4}$  pour un certain nombre de combinaisons de matériaux ; de même, les données physiques qui ont été utilisées pour faire cette estimation sont inscrites dans le tableau 2 qui est donnée en annexe (voir l'annexe B.1 page 139 A). Ainsi les données du tableau 1 résument les conclusions de cette théorie, à savoir que la conversion optoacoustique dépend des propriétés physiques des matériaux adjacents. Par exemple, le paramètre  $F_4$ , qui rappelons le, caractérise l'efficacité d'émission des ondes acoustiques de cisaillement dans le matériau transparent, est multiplié par 60 quand le matériau qui charge le transducteur Ti dans la combinaison Ti/SiO<sub>2</sub>, en occurrence le SiO<sub>2</sub> ( $v_{21}^l \approx 0.9$ ,  $v_{21}^t \approx 1.2$ ,  $\rho_{21} \approx 0.5$ ,  $\mu_{21} \approx 0.7$ ), est changé par un matériau plus "mou", le polyéthylène (PE,  $v_{21}^l \approx 0.3$ ,  $v_{21}^t \approx 0.2$ ,  $\rho_{21} \approx 0.2$ ,  $\mu_{21} \approx 0.006$ ). Bien que le SiO<sub>2</sub> ne soit pas un matériau "mou", cette tendance est en accord avec les prédictions théoriques pour les cas limites où le matériau qui charge le transducteur optoacoustique change progressivement de "mou" à "rigide". En outre, on peut citer comme exemple, l'augmentation du paramètre  $F_4$  d'un facteur 10 lorsque que dans la combinaison de matériaux Au/PE, on change le matériau absorbant qui charge PE, en l'occurrence l'or ( $v_{21}^l \approx 0.60$ ,  $v_{21}^t \approx 0.45$ ,  $\rho_{21} \approx 0.05$ ,  $\mu_{21} \approx 0.009$ ), par le Nickel (Ni,  $v_{21}^l \approx 0.35$ ,  $v_{21}^t \approx 0.18$ ,  $\rho_{21} \approx 0.1$ ,  $\mu_{21} \approx 0.003$ ) qui est un matériau absorbant plus "rigide". Cette tendance est aussi en accord avec les prévisions théoriques pour les cas limites où le matériau 1 qui charge le matériau transparent (milieu 2) change progressivement de "mou" à "rigide". Par ailleurs, il est important de souligner que cette augmentation de  $F_4$  est contrebalancée par la diminution du paramètre  $(\alpha/C)[(1 + \nu_1)/(1 - \nu_1)]$ . A cause de cela,

$\begin{matrix} 1 \\ \backslash \\ 2 \end{matrix}$	Au	Al	Ti	Cu	Ni	Pb	Sn	Parameters
SiO2	1.60	0.08	0.96	1.58	2.03	1.54	0.45	F3
	1.75	0.39	0.27	0.83	0.20	1.91	1.20	F4
	42.9	0.40	2.97	14.2	9.10	86.4	7.90	$\bar{F}_3 (10^{-2} \text{ J kg}^{-1})$
	46.8	2.06	0.82	7.50	0.89	107	20.9	$\bar{F}_4 (10^{-2} \text{ J kg}^{-1})$
ZnO	0.90	1.42	0.38	0.42	0.88	1.64	0.57	F3
	1.60	0.08	0.11	0.55	0.004	1.25	0.71	F4
	24.1	7.57	1.15	3.80	3.90	92.0	9.90	$\bar{F}_3 (10^{-2} \text{ J kg}^{-1})$
	42.9	0.42	0.320	4.90	0.02	70.2	12.3	$\bar{F}_4 (10^{-2} \text{ J kg}^{-1})$
Glycerol	3.55	2.66	3.13	3.42	3.51	2.88	3.04	F3
	0.68	4.30	4.67	2.44	4.56	1.91	0.71	F4
	95.3	14.2	9.56	30.7	15.7	161	53.2	$\bar{F}_3 (10^{-2} \text{ J kg}^{-1})$
	18.1	22.9	1.43	22.0	20.4	107	12.9	$\bar{F}_4 (10^{-2} \text{ J kg}^{-1})$
DC704	3.83	3.40	3.61	3.76	3.79	3.59	3.58	F3
	2.73	17.6	18.2	11.6	17.5	1.05	6.62	F4
	103	18.1	11.0	33.8	16.9	201	62.6	$\bar{F}_3 (10^{-2} \text{ J kg}^{-1})$
	73.2	93.7	55.7	104	73.4	58.5	116	$\bar{F}_4 (10^{-2} \text{ J kg}^{-1})$
PE	3.84	3.44	3.64	3.77	3.80	3.63	3.61	F3
	1.83	15.0	15.5	9.61	14.9	1.50	5.27	F4
	103	18.3	11.1	33.9	17.0	203	63.1	$\bar{F}_3 (10^{-2} \text{ J kg}^{-1})$
	48.9	79.6	47.3	86.4	66.5	83.9	92.1	$\bar{F}_4 (10^{-2} \text{ J kg}^{-1})$

FIGURE 1.14 – *Efficacité de conversion des ondes acoustiques de compression/dilatation inhomogènes en ondes acoustique de cisaillement inhomogène par réflexion et transmission pour différentes combinaisons de matériaux, représentées respectivement par  $F_3$  et  $F_4$ . Efficacité de génération des ondes acoustiques de cisaillement par des réseaux thermoélastiques pour différentes combinaisons de matériaux en contact est représentée par  $\bar{F}_3$  et  $\bar{F}_4$  respectivement dans le milieu 1 et le milieu 2. Plus la valeur des paramètres estimés est grande plus la conversion ou la génération est efficace.*

le changement du matériau absorbant  $Au$  par  $Ni$ , cause une augmentation de l'amplitude des déformations de cisaillement émises dans le matériau transparent ( $PE$ ), c.-à-d., du paramètre  $\bar{F}_4 \equiv (\alpha/C)[(1 + \nu_1)/(1 - \nu_1)]F_4$  de seulement 2,5 fois.

Grâce aux solutions tirées des équations (1.37)-(1.43), on peut estimer le rapport  $\varepsilon_{tl}$  des grandeurs caractéristiques des déformations acoustiques transitoires picosecondes de cisaillement et longitudinale. En plus des facteurs  $F_3$  et  $F_4(v_{l2}/v_{l1})^2/T_l^{12}$ , qui mettent en relief les ondes acoustiques générées respectivement dans le matériau opaque et le matériau transparent,  $\varepsilon_{tl}$  est proportionnel à  $2q_x l \propto l/[\lambda/(4\pi n_2 \sin \theta_{21})] \equiv l/l_0$ . Ce dernier est en fait  $2\pi$  fois plus grand

que le rapport entre la profondeur  $l$ , à laquelle l'énergie optique est transférée aux atomes, et le pas  $\pi/q_x$  du réseau photoinduit. En réalité, la longueur caractéristique  $l_0$  est contrôlée par l'indice de réfraction du matériau transparent, la longueur d'onde et de l'angle d'incidence  $\theta_{21}$  optique à l'interface. Ainsi, en faisant une petite estimation où,  $n_2 \propto 1.5$  et  $\theta_{21} \approx 45^\circ$ , on obtient pour  $\lambda \approx 530$  nm et  $\lambda \approx 800$  nm, respectivement les valeurs  $l_0 \approx 40$ nm and  $l_0 \approx 60$ nm. Ces valeurs de  $l_0$  sont plus petites voir comparables aux valeurs de  $l$  dans les métaux à couplage électron-phonon faible, tels que *Cu* et *Au* [6,42,43], et sont seulement 3 à 4 fois plus importantes que celles de  $l$  dans les métaux à fort couplage électron-phonon, c'est-à-dire ceux dont la profondeur à laquelle l'énergie optique est transmise au réseau, est contrôlée par la profondeur de pénétration optique. Par conséquent, comme le facteur  $2q_x l$  est toujours de l'ordre 1 ( $1/3 \leq 2q_x l \equiv l/l_0 \leq 1$ ), à  $45^\circ$  ce facteur n'influe pas de façon décisive sur le rapport  $\varepsilon_{tl}$  entre les déformations transverses et longitudinale. De ce fait, les propriétés élastiques des deux milieux jouent, à travers  $F_3$  et  $F_4(v_{l2}/v_{l1})^2/T_{ll}^{12}$ , un rôle très important sur ce ratio. De plus, pour les ondes acoustiques émises dans le matériau absorbant, on a  $\varepsilon_{tl} \approx 2q_x l F_3$ . Dès lors, au regard des valeurs asymptotiques  $F_{3s} \approx -2(v_{l1}/v_{t1})[N_{21s}^l v_{21s}^t + 2(v_{t1}/v_{l1})]$  et  $F_{3r} \approx 2(v_{l1}/v_{t1})$  trouvées plus haut, on peut en conclure qu'en ajoutant  $F_3$  à  $1/3 \leq 2q_x l \equiv l/l_0 \leq 1$ ,  $\varepsilon_{tl}$  ne fera qu'augmenter. Ainsi, pour l'émission des ondes acoustiques dans le matériau opaque, le rapport des amplitudes des déformations est dans la plupart des cas supérieur à 1. En outre, ce rapport pourrait augmenter de façon significative si le matériau absorbant répond à la condition  $v_{l1} \gg v_{t1}$ .

En transposant ce raisonnement aux ondes acoustiques émises dans le milieu transparent où  $\varepsilon_{tl} \propto 2q_x l F_4(v_{l2}/v_{l1})^2/T_{ll}^{12}$ , au regard des valeurs asymptotiques  $F_{4s} \approx 4[1/v_{21s}^t - v_{l2s}/(2v_{t2s})]$ ,  $F_{4r} \approx -(4/N_{21r}^l)[1 - v_{l2r}/(2v_{t2r}v_{21r}^t)]$  et  $(v_{l2s}/v_{l1s})^2/T_{ll}^{12} \approx v_{21s}^l/2$ ,  $(v_{l2r}/v_{l1r})^2/T_{ll}^{12} \approx N_{21r}^l v_{21r}^l/2$  trouvées plus haut, on peut en déduire qu'en chargeant le milieu 1 par un chargeur "mou", tout en respectant les conditions  $F_{4s} \approx 4[1/v_{21s}^t - v_{l2s}/(2v_{t2s})]$ ,  $F_{4r} \approx -(4/N_{21r}^l)[1 - v_{l2r}/(2v_{t2r}v_{21r}^t)]$  et  $(v_{l2s}/v_{l1s})^2/T_{ll}^{12} \approx v_{21s}^l/2$ ,  $(v_{l2r}/v_{l1r})^2/T_{ll}^{12} \approx N_{21r}^l v_{21r}^l/2$ , les amplitudes des déformations de cisaillement et de longitudinale sont comparables, c.-à-d.,  $\varepsilon_{tl} \propto 2(2q_x l) \propto 1$ . Cependant, en changeant le matériau chargeur "mou" par un chargeur "rigide" (milieu 2) dans les mêmes conditions ( $v_{l2s} \propto v_{t2s}$ ,  $v_{l1s} \propto v_{t1s}$ ), l'amplitude des déformations de cisaillement est beaucoup plus importante que celle des déformations acoustiques longitudinales dans le milieu transparent,  $\varepsilon_{tl} \propto 2v_{21r}^l(2q_x l) \gg 1$ . Néanmoins, il est nécessaire de rappeler qu'en choisissant de charger le milieu absorbant par un chargeur "rigide", on diminue considérable l'amplitude absolue des déformations de cisaillement dans le milieu transparent.

## 1.6 Discussions et conclusions.

Le formalisme théorique développé dans ce chapitre nous a permis d'émettre quelques prédictions sur l'émission des ondes acoustiques générées par réseaux photoinduits, à l'interface entre un solide opaque et un solide transparent. En particulier, la théorie prédit que la génération des ondes acoustiques inhomogènes dans les milieux adjacents n'est possible qu'avec un réseau à vitesse supersonique. De surcroit, ces ondes acoustiques ne se propagent dans les deux milieux que pour des vitesses caractéristiques  $v_{l,t}^{1,2}$  inférieures à la vitesse  $v_r = \omega/(2q_x)$  du réseau qui est proportionnelle à la fréquence  $\omega$ . De ce fait, il existe une plage fréquentielle  $0 \leq |\omega| \leq 2q_x \min(v_t^{1,2})$ , où seules des ondes évanescentes sont émises. En augmentant progressivement la fréquence, on observe d'abord que près de cette plage fréquentielle, seules des ondes acoustiques de cisaillement inhomogènes se propagent dans le matériau ayant la plus petite vitesse transverse. Puis en augmentant de plus en plus la fréquence, le type d'ondes acoustiques émises augmente, jusqu'à ce que la condition  $2q_x \max(v_1^{1,2}) \leq |\omega|$  soit atteinte, c'est-à-dire la gamme de fréquence où tous les quatre types d'ondes sont émis. De plus, pour certaines combinaisons de paramètres des milieux adjacents, à certaines fréquences, seules des ondes acoustiques de cisaillement se propagent dans les deux milieux, par conversion de mode des ondes acoustiques longitudinales évanescentes générées thermoélastiquement par réseaux photoinduit. Cette théorie permet aussi d'optimiser le choix des matériaux en contact, pour favoriser la génération des déformations acoustiques picosecondes transverses de fortes amplitudes. Ainsi il apparait que, plus le milieu est "mou", plus élevée sera l'amplitude des déformations de cisaillement générées. Ainsi, pour augmenter l'amplitude des déformations de cisaillement générées dans un milieu opaque, ce dernier doit être combiné avec un matériau transparent plus "rigide". De la même façon, pour améliorer l'amplitude des déformations de cisaillement générées dans un milieu transparent, ce dernier doit être combiné avec un milieu absorbant plus "rigide". Cependant, dans ce dernier cas, d'autres paramètres physiques tels que le coefficient d'expansion thermique et la capacité calorifique doivent être pris en compte pour une optimisation efficace de l'amplitude des déformations de cisaillement.

Cette étude théorique prédit aussi que dans la plupart des situations expérimentales, les amplitudes des fronts déformations de cisaillement picosecondes sont comparables voire plus importantes que celles des déformations longitudinales picosecondes. En outre, pour un matériau transparent beaucoup plus rigide que le milieu opaque, l'amplitude du front de déformations de cisaillement dans le milieu transparent, peut être beaucoup plus élevée que l'amplitude des

déformations longitudinale. Ainsi, en chargeant un matériau transparent particulier par un matériau absorbant "mou", il est possible de discriminer les déformations transitoires transverses inhomogènes et longitudinales inhomogènes grâce à leur grande différence d'amplitude. Néanmoins, en pratique il serait plus profitable d'augmenter l'amplitude des déformations de cisaillement par le choix du matériau chargeur, que d'optimiser le ratio entre les déformations transverses et longitudinales, car en pratique, il est possible de discriminer le signal de cisaillement du signal longitudinal. En effet, ces ondes acoustiques peuvent être discriminées par leur temps d'arrivée à la surface et à l'interface, et par leur fréquence de diffusion Brillouin résolue en temps. De plus, les déformations de cisaillement peuvent être détectées sélectivement en utilisant les configurations de détection qu'offre la polarimétrie résolue en temps [44-46]. L'aspect détection de ces ondes acoustiques transverses fera l'objet du prochain chapitre.

# Chapitre 2

## Théorie de la détection des ondes acoustiques transverses générées par réseaux photoinduits

### 2.1 Introduction

Une approche théorique a été développée dans le chapitre précédent afin de résoudre la question de la génération photo-induite d'ondes transverses acoustiques picosecondes à l'interface séparant un milieu opaque d'un milieu transparent. Le problème de la génération étant ainsi résolu d'un point de vue théorique, il est dorénavant nécessaire de résoudre de façon théorique la question de la détection optique de ces ondes acoustiques. Ceci permettra de concrétiser les perspectives expérimentales prometteuses soulevées par la génération photo-induite d'ondes acoustiques transverses à l'interface entre deux solides homogènes et isotropes à partir de réseaux optiques.

Nous avons vu dans le chapitre précédent que l'interférence de deux faisceaux laser pompes induit à la surface(interface) de l'échantillon une distribution d'intensité spatialement modulée qui entraîne l'excitation d'ondes acoustiques d'amplitude également harmoniquement modulée selon la coordonnée latérale  $x$ . Nous avons vu que deux ondes acoustiques se propageant obliquement par rapport à la surface de l'échantillon sont excitées avec deux valeurs particulières du vecteur d'onde acoustique selon  $x$   $k_x = \pm 2q_x$ ,  $\pi/q_x$  étant le période spatiale du réseau,  $q_x$  étant la projection selon l'axe  $x$  du vecteur d'onde optique du faisceau pompe et  $k_x$  étant la projection du vecteur d'onde acoustique sur l'axe des  $x$ . Ces ondes acoustiques qui forment un



réseau acoustique de même pas que le réseau optique pompe, créent une modulation spatiale des propriétés optiques du milieu matériel. **En fait la présence de ces réseaux acoustiques modifie le tenseur de permittivité du milieu, qui dépend aussi bien de la coordonnée  $z$  que de  $x$ .** Dans ce chapitre nous allons étudier d'un point de vue théorique l'interaction acousto-optique entre la sonde incidente à la surface de l'échantillon et les réseaux acoustiques. La détection des ondes acoustiques de cisaillement est bien souvent problématique. En effet, dans la plupart des expériences d'acoustique picoseconde, les ondes acoustiques longitudinales sont excitées bien plus efficacement que les ondes acoustiques de cisaillement. Par conséquent, ces dernières sont beaucoup plus difficiles à détecter. Dans ce chapitre, nous analysons la résultante de l'interaction élasto-optique pour trouver la configuration expérimentale la plus favorable à une détection efficace des ondes acoustiques de cisaillement. Ces dernières, comme leur sensibilité de détection dépend fortement de la polarisation de la sonde, nous allons analyser la résultante de l'interaction élasto-optique en fonction de la nature de la polarisation de la sonde incidente. Pour ce faire, nous allons d'abord mettre en œuvre un formalisme mathématique simple décrivant l'effet photoélastique entre la sonde et les réseaux acoustiques longitudinaux et de cisaillement excités via l'interférence de deux faisceaux pompes à la surface de l'échantillon.

## 2.2 Formalisme de l'interaction acousto-optique dans le cas d'une perturbation acoustique modulée spatialement

Considérons un milieu semi-infini homogène et isotrope, dont le tenseur diélectrique est noté  $[\epsilon]$ . Conformément au chapitre de la génération, le plan d'incidence est défini de telle sorte que le vecteur d'onde optique pompe soit contenu dans le plan  $(o, x, z)$ , il s'en suit que tous les mécanismes consécutifs à l'absorption de l'énergie optique à la surface de l'échantillon ne dépendent que des coordonnées  $x$  et  $z$ . En d'autres mots, seules les ondes acoustiques se propageant suivant les coordonnées  $x$  et  $z$ , en l'occurrence  $U_1$  et  $U_3$  respectivement, pourront être excitées dans le matériau, et de ce fait la composante  $U_2$  du vecteur de déplacement acoustique est nulle. L'interférence de deux ondes planes électromagnétiques crée le long de l'axe des  $x$ , une distribution d'intensité spatialement modulée proportionnelle à  $1 + \cos(2q_x x)$ . Ici  $q_x$  est la projection du vecteur d'onde optique sur l'axe des  $x$ . Ce réseau d'intensité, induira dans l'espace acoustique réciproque un spectre proportionnel

$\propto \delta(q_x) + \frac{1}{2}[\delta(k_x - 2q_x)\delta(k_x + 2q_x)]$ , où  $\delta$  est la fonction delta de Riemann.

Ceci montre qu'en plus des ondes acoustiques longitudinales (LA) se propageant suivant l'axe des  $z$ , des ondes LA se propageant obliquement par rapport à l'interface avec des angles égaux mais opposés en signes sont excitées. Cette excitation n'est possible qu'avec seulement deux valeurs particulières de  $k_x$ ,  $k_x = \pm 2q_x$  qui sont contrôlées par la période spatiale du réseau optique  $\frac{\pi}{q_x}$ . **Ces ondes obliques vont interférer et produire des réseaux acoustiques longitudinaux et de cisaillement d'amplitude modulée selon  $x$ .** Les composantes du vecteur déplacement de ces ondes planes acoustiques inhomogènes peuvent être exprimées de la façon suivante :

– Onde acoustique longitudinale inhomogène

$$\mathbf{U}_{\text{longitudinale}}^{\text{inh}}(\mathbf{z}) = \begin{pmatrix} U_1 \\ 0 \\ U_3 \end{pmatrix} * e^{\pm j k_x x} * e^{j(k_{l\perp} z - w_{ac} t)}, \quad (2.1)$$

et

$$\vec{k}_l = \begin{pmatrix} \vec{k}_x \\ 0 \\ k_{l\perp} \end{pmatrix}.$$

$k_{l\perp}$  désigne la projection du vecteur d'onde acoustique longitudinal  $\vec{k}_l$  suivant l'axe  $z$ ,  $U_{1,3}$  désignent respectivement les composantes du vecteur déplacement longitudinal suivant  $x$  et  $z$  et  $w_{ac}$  est la fréquence angulaire acoustique. Comme évoqué dans le chapitre 1, les ondes acoustiques excitées étant des ondes acoustiques **longitudinales inhomogènes, en haute fréquence la contribution de la composante  $U_3$  normale à l'échantillon aux ondes acoustiques longitudinales est beaucoup plus importante que celle de la composante  $U_1$ . En d'autres mots, nous avons la relation  $U_1 \ll U_3$ . Ainsi, pour la suite nous allons négliger la contribution de la composante  $U_1$  du vecteur déplacement acoustique longitudinal.**

Ces ondes acoustiques longitudinales lors de leur arrivée à l'interface, vont être converties par réflexion et par transmission en ondes acoustiques de cisaillement respectivement dans le milieu absorbant et le milieu transparent, par conversion de mode. Ces ondes de cisaillement sont aussi inhomogènes, et peuvent être exprimées comme suit :

– Ondes acoustiques de cisaillement

$$\mathbf{U}_t^{\text{inh}}(\mathbf{z}) = \begin{pmatrix} U_1 \\ 0 \\ U_3 \end{pmatrix} e^{\pm j k_x x} * e^{j(k_{t\perp} z - w_{act} t)}, \quad (2.2)$$

où  $\vec{k}_{t\perp}$  est la projection du vecteur d'onde acoustique transverse  $\vec{k}_t$  suivant l'axe des  $z$ . **Comme ces ondes acoustiques de cisaillement excitées par conversion de mode ne sont pas purement transverses, mais quasi-transverses, en haute fréquence, la composante  $U_1$  du vecteur de déplacement acoustique est beaucoup plus importante que la composante  $U_3$ , c.-à-d.,  $U_1 \gg U_3$ . De ce fait, en ce qui concerne les ondes acoustiques de cisaillement, nous nous intéressons qu'à la contribution du vecteur de déplacement suivant la coordonnée latérale  $x$ , en l'occurrence  $U_1$ .**

Des équations ( 2.1 page précédente) et ( 2.2), on peut en tirer l'expression du tenseur de déformation linéarisé en appliquant la relation :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right).$$

Ce qui nous permet d'établir l'expression des déformations de longitudinale  $S_{l_{ij}}$  et de cisaillement  $S_{t_{ij}}$  ci-après,

$$\mathbf{S}_{\mathbf{L}_{ij}} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

d'où

$$\mathbf{S}_{\mathbf{L}_{ij}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \pm j q_x U_3 \\ 0 & 0 & 0 \\ \pm j q_x U_3 & 0 & j k_{l\perp} U_3 \end{pmatrix} * e^{\pm j k_x x} * e^{j(k_{l\perp} z - w_{act} t)}. \quad (2.4)$$

Dans l'expression ( 2.4), dans la gamme de fréquence qui nous intéresse (10GHz à 1THz), nous pouvons négliger les composantes qui sont proportionnelles à  $k_x$ . En effet, comme illustré dans le chapitre 1, en acoustique picoseconde, nous avons la relation  $k_{l,t} \gg k_x$ , et par conséquent, l'expression ( 2.4) devient :

$$\mathbf{S}_{\mathbf{L}_{ij}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & j k_{l\perp} U_3 \end{pmatrix} * e^{\pm j k_x x} * e^{j(k_{l\perp} z - w_{act} t)}. \quad (2.5)$$

De la même façon, en conservant les mêmes approximations, l'expression de la déformation transverse de façon explicite s'écrit :

$$\mathbf{S}_{\mathbf{t}_{ij}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \frac{1}{2}jk_{t\perp}U_1 \\ 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{2}jk_{t\perp}U_1 & 0 & 0 \end{pmatrix} * e^{\pm jk_x x} * e^{j(k_{t\perp}z - w_{act}t)}, \quad (2.6)$$

avec  $i, j=1$  à  $3$ .

De ce fait le tenseur de déformation total, c.-à-d., la somme des tenseurs de déformations longitudinales et transverses, s'écrit :

$$\mathbf{S}_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \frac{1}{2}jk_{t\perp}U_1 e^{jk_{t\perp}z} \\ 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{2}jk_{t\perp}U_1 e^{jk_{t\perp}z} & 0 & jk_{t\perp}U_3 e^{jk_{t\perp}z} \end{pmatrix} e^{j(\pm k_x x - w_{act}t)}. \quad (2.7)$$

Dans l'équation ( 2.7), les termes diagonaux mettent en relief les déformations acoustiques longitudinales, tandis que celles de cisaillement sont représentées par les termes hors diagonale.

La propagation de cette déformation acoustique induira par le biais de l'effet photo-élastique, une modulation spatiotemporelle de la densité, donc une modulation spatiale des propriétés optiques du milieu. Autrement dit, le tenseur de permittivité relative  $[\epsilon]$  sera perturbé par le réseau acoustique et il dépendra aussi bien de la coordonnée  $z$  que de  $x$ . Cette modulation spatio-temporelle du tenseur de permittivité par les ondes acoustiques est mathématiquement représentée par le tenseur diélectrique perturbé  $[\delta\epsilon](z, x, t)$  et est non stationnaire car suivant l'onde acoustique. Cependant pour effectuer notre calcul, nous allons considérer la variable temps comme une variable paramétrique fixe. En effet nous pouvons considérer que la modulation du tenseur de permittivité se déroule en une échelle de temps beaucoup plus lente que la période du champ électromagnétique de la sonde, ce qui fait que nous pouvons considérer notre système comme étant quasi-statique pour effectuer notre calcul [24]. Ainsi le tenseur de permittivité diélectrique perturbé ne dépendra que des coordonnées  $z$  et  $x$ , et s'exprime de façon explicite comme suit [23] :

$$\delta\epsilon(x, z) = \delta\epsilon'(z)e^{\pm jk_x x}. \quad (2.8)$$

Par ailleurs, en utilisant les notations abrégées suivantes :

$$\begin{pmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{12} \\ \epsilon_{21} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{31} & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \epsilon_1 & \epsilon_6 & \epsilon_5 \\ \epsilon_6 & \epsilon_2 & \epsilon_4 \\ \epsilon_5 & \epsilon_4 & \epsilon_3 \end{pmatrix} \equiv \epsilon, \quad (2.9)$$

pour le tenseur de permittivité, et

$$\begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} S_1 & 2S_6 & 2S_5 \\ 2S_6 & S_2 & 2S_4 \\ 2S_5 & 2S_4 & S_3 \end{pmatrix}, \quad (2.10)$$

pour le tenseur de déformation, dans un milieu isotrope, la relation liant la déformation acoustique et la perturbation du tenseur permittivité s'écrit [58] :

$$\delta \begin{pmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \epsilon_3 \\ \epsilon_4 \\ \epsilon_5 \\ \epsilon_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_1 & P_2 & P_2 & 0 & 0 & 0 \\ P_2 & P_1 & P_2 & 0 & 0 & 0 \\ P_2 & P_2 & P_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & P_3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & P_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_3 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ S_5 \\ S_6 \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

Ainsi la perturbation du tenseur de permittivité prend la forme suivante :

$$\delta\epsilon(\mathbf{z}, \mathbf{x}) = \begin{pmatrix} P_2 S_3 & 0 & P_3 S_5 \\ 0 & P_2 S_3 & 0 \\ P_3 S_5 & 0 & P_1 S_3 \end{pmatrix}, \quad (2.12)$$

c'est à dire :

$$\delta\epsilon(\mathbf{z}, \mathbf{x}) = \begin{pmatrix} P_2 j k_{i\perp} U_3 e^{j k_{i\perp} z} & 0 & P_3 j k_{t\perp} U_1 e^{j k_{i\perp} z} \\ 0 & P_2 j k_{i\perp} U_3 e^{j k_{i\perp} z} & 0 \\ P_3 j k_{t\perp} U_1 e^{j k_{i\perp} z} & 0 & P_1 j k_{i\perp} U_3 e^{j k_{i\perp} z} \end{pmatrix} e^{j(\pm k_x x)}. \quad (2.13)$$

Avec  $P_1 = P_{11}$ ;  $P_{12} = P_2$ ;  $P_3 = P_{44} = \frac{P_{11} - P_{12}}{2}$ , et par raison de symétrie, ces composantes des tenseurs de déformations acoustiques sont nulles :  $S_1 = S_2 = S_6 = S_4 = 0$ . En principe, la composante de la déformation  $S_1 \propto U_1$  n'est pas nulle, mais comme évoqué un peu plus haut, en haute fréquence à cause de la nature quasi-longitudinale des

ondes acoustiques, nous avons  $U_1 \ll U_3 \propto S_3$ , et pour les ondes quasi-transverses la relation  $U_1 \gg U_3 \propto S_3$ . Ce qui fait que, sur les composantes diagonales de l'équation ( 2.13 page ci-contre) induites par les déformations quasi-longitudinales, nous négligeons la contribution de la composante  $S_1$ ; tandis que celle de la composante  $S_3$  sur les composantes hors diagonales induites par les déformations quasi-transverses est négligeable. De même, la composante  $S_4$  du tenseur de déformation transverse est nulle car elle est proportionnelle à la composante  $U_2 = 0$ . Nous pouvons ainsi faire l'inventaire des composantes du tenseur de déformation qui ont une influence sur les propriétés optiques du matériau sous investigation. L'équation ( 2.13 page précédente) nous indique que seules les composantes  $S_3$  et  $S_5$  modifient la permittivité du milieu. En effet les composantes diagonales du tenseur de permittivité perturbé, c.-à-d.,  $\delta\epsilon_1$ ,  $\delta\epsilon_2$  et  $\delta\epsilon_3$  sont proportionnelles à  $S_3$ ; et les composantes hors diagonales, c.-à-d.,  $\delta\epsilon_5$  sont proportionnelles à  $S_5$ . D'après cet inventaire, on peut remarquer que l'une des premières conséquences de l'interaction de la déformation acoustique de cisaillement avec le milieu isotrope, est la présence de termes non diagonaux dans le tenseur de permittivité résultant. En effet, les composantes diagonales sont induites par l'onde de déformation acoustique longitudinale, tandis que celles non diagonales par l'onde de déformation acoustique de cisaillement. Pour détecter ces ondes acoustiques de cisaillement par voie optique, nous serons amenés à résoudre le problème de la diffusion d'une onde plane électromagnétique en incidence oblique dans un milieu optiquement isotrope. Pour ce faire comme dans [60], la résolution de l'équation de propagation de l'onde lumineuse sera notre point de départ pour l'étude de la théorie de la détection opto-acoustique de ces ondes acoustiques.

## 2.2.1 Solutions de l'équation de propagation de l'onde lumineuse

### a) Les solutions en l'absence de la perturbation acoustique

Avant d'entamer cette partie, il est nécessaire de souligner que, d'un point de vue expérimental, nous superposons à la surface de l'échantillon au moins deux faisceaux pompes et deux faisceaux sondes. En revanche, pour simplifier le formalisme mathématique concernant l'étude de la théorie de la détection optique des ondes acoustiques, nous allons considérer pour l'instant un seul faisceau sonde incident à la surface de l'échantillon. Comme dans [60], la combinaison des équations de Maxwell dans un milieu isotrope donne l'équation de propagation suivante :

$$\nabla^2 \vec{E} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) + q_{s0}^2 \epsilon \vec{E} = 0 \quad (2.14)$$

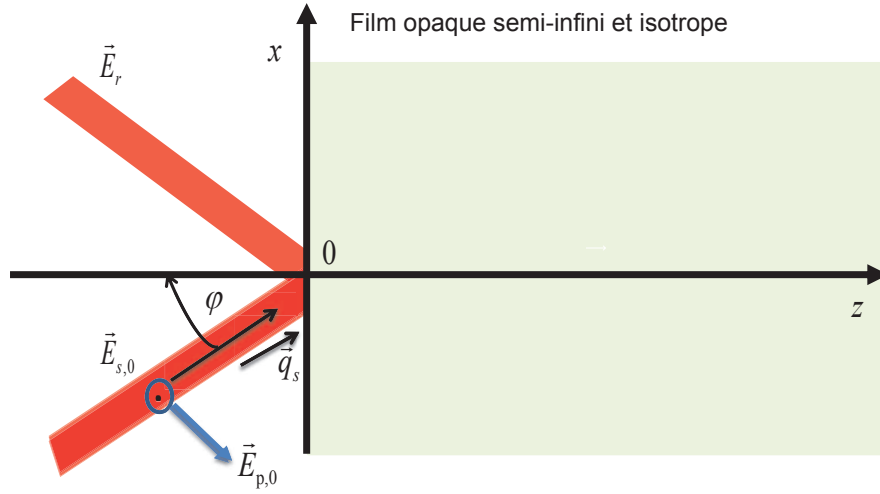


FIGURE 2.1 – Description schématique de l’incidence oblique d’un faisceau laser sonde à la surface d’un échantillon isotrope. Ici nous avons représenté le champ incident de la sonde de vecteur d’onde  $\vec{q}_s$  et le champ réfléchi  $E_r$  de la sonde par la surface de l’échantillon. Les indices  $p$  et  $s$  mettent en évidence la nature de la polarisation de la sonde incidente.

En ce qui concerne le vecteur d’onde optique, on adoptera les notations suivantes :  $q_s^2 = q_{s0}^2$  dans le vide ;  $q_s^2 = \epsilon q_{s0}^2$  dans le milieu matériel. **L’onde lumineuse incidente est choisie avec une polarisation arbitraire (parallèle ou perpendiculaire au plan d’incidence, c’est à dire  $p$  ou  $s$ ), et l’axe des  $x$  est choisi de telle façon que le plan d’incidence de la sonde soit parallèle au plan  $(o, x, y)$ , et que la composante  $q_{sx}$  du vecteur d’onde  $\vec{q}_s$  de l’onde incidente soit positive.** De ce fait la partie propagative du champ électromagnétique dans le plan  $(o, x, y)$  comme dans [24], ne dépendra que de  $x$ , selon le multiplicateur  $e^{iq_{sx}x}$ . Ainsi la projection de l’équation ( 2.14 page précédente) dans le repère  $oxyz$  se traduit par le système,

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_1}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 E_3}{\partial x \partial z} + q_{s0}^2 \epsilon E_1 = 0 \\ \frac{\partial^2 E_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_2}{\partial z^2} + q_{s0}^2 \epsilon E_2 = 0 \\ \frac{\partial^2 E_3}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E_2}{\partial z \partial x} + q_{s0}^2 \epsilon E_3 = 0 \end{cases} \quad (2.15)$$

où  $E_i$  est la  $i$ ème composante du champ électrique, avec les solutions de ce système qui sont du type onde plane, de la forme générale : Ainsi, la solution de ( 2.15) est du type onde plane,

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_1^0 \\ E_2^0 \\ E_3^0 \end{pmatrix} * e^{j(q_{sx}x + q_{sz}z - wt)}, \quad (2.16)$$

où  $E_i^0$  est indépendante de  $z$ , et est l’amplitude du champ électrique de la sonde incidente. Nous adoptons les notations suivantes :  $\epsilon = \bar{\epsilon}$  en l’absence de la perturbation acoustique ;

$$q_{sx} = q_s \sin \varphi, \quad q_{sz} = q_s \cos \varphi, \quad \varphi \text{ positif}, \quad q_{sx}^2 + q_{sz}^2 = q_s^2 = q_{s0}^2 \bar{\epsilon}.$$

## b) Les solutions en présence de la perturbation acoustique

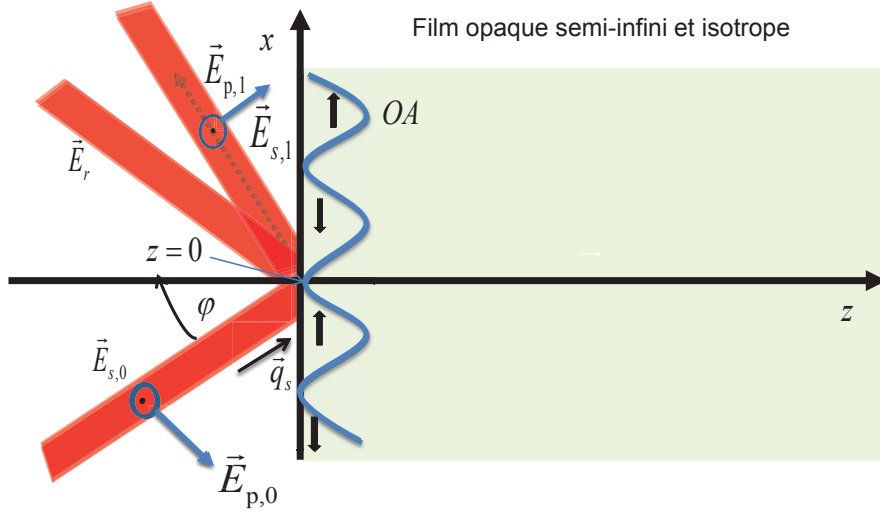


FIGURE 2.2 – Description schématique de l'interaction photoélastique d'une sonde incidente (en rouge) de polarisation arbitraire avec la déformation acoustique (en bleu). Ces déformations acoustiques longitudinale et de cisaillement sont modulées en amplitude selon  $x$ .  $E_{i,0}$  sont les composantes de la sonde incidente.  $E_{p,0}$  désigne la composante de la sonde polarisée dans le plan d'incidence;  $E_{s,0}$  désigne la composante de la sonde incidente polarisée perpendiculairement au plan d'incidence.  $E_r$  est la sonde réfléchiée par la surface de l'échantillon;  $E_d$  est la sonde diffractée par les ondes acoustiques, est représentée ici avec une polarisation arbitraire.

En présence de la déformation acoustique, l'équation de propagation de l'onde électromagnétique devient :

$$\nabla^2 \vec{E} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) + q_{s0}^2 (\bar{\epsilon} + \delta\epsilon) \vec{E} = 0 \quad (2.17)$$

$\epsilon = \bar{\epsilon} + \delta\epsilon$ , où  $\bar{\epsilon}$  représente le tenseur de permittivité en l'absence de perturbation acoustique, le deuxième terme  $\delta\epsilon$  représente la perturbation du tenseur de permittivité perturbé par la présence des ondes acoustiques dans l'échantillon. L'équation ( 2.17) se développe selon le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_1}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 E_3}{\partial x \partial z} + q_s^2 E_1 = -q_{s0}^2 \sum_{n=1}^3 \delta\epsilon_{1n}(x, z) E_n \\ \frac{\partial^2 E_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_2}{\partial z^2} + q_s^2 E_2 = -q_{s0}^2 \sum_{n=1}^3 \delta\epsilon_{2n}(x, z) E_n \\ \frac{\partial^2 E_3}{\partial x^2} - \frac{\partial E_2}{\partial z \partial x} + q_s^2 E_3 = -q_{s0}^2 \sum_{n=1}^3 \delta\epsilon_{3n}(x, z) E_n \end{cases} \quad (2.18)$$



Pour résoudre le système ( 2.18 page précédente), nous allons utiliser la méthode de résolution utilisée dans [60], c'est à dire celle des approximations successives. D'après cette méthode de résolution, le champ électrique  $E_i$  est la superposition de l'ordre zéro du champ électrique  $E_{i,0}$ , c.-à-d., la solution sans perturbation, et du champ  $E_{i,1}$  quand la perturbation acoustique est effective. Comme la déformation acoustique est de l'ordre de  $10^{-6}$  à  $10^{-4}$ , la perturbation du tenseur de permittivité diélectrique sera faible, ce qui nous permet de nous arrêter à l'ordre un. En d'autres termes, on a  $E_i = E_{i,0} + E_{i,1}$ , avec  $E_{i,1} \ll E_{i,0}$ . De ce fait, en utilisant la notation d'Einstein :  $\sum_{n=1}^3 \delta\epsilon_{in}(x, z)E_n = \delta\epsilon_{in}(x, z)E_n$ , et en injectant la nouvelle valeur du champ électrique dans ( 2.18 page précédente), nous arrivons au système suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_{1,1}}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 E_{3,1}}{\partial x \partial z} + q_s^2 E_{1,1} = -q_{s0}^2 \delta\epsilon_{1n}(x, z)E_{n,0} \\ \frac{\partial^2 E_{2,1}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_{2,1}}{\partial z^2} + q_s^2 E_{2,1} = -q_{s0}^2 \delta\epsilon_{2n}(x, z)E_{n,0} \\ \frac{\partial^2 E_{3,1}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E_{2,1}}{\partial z \partial x} + q_s^2 E_{3,1} = -q_{s0}^2 \delta\epsilon_{3n}(x, z)E_{n,0} \end{cases} \quad (2.19)$$

Toujours en suivant la méthode de résolution dans [60], à partir de l'expression ( 2.13 page 60) du tenseur de permittivité perturbé qui peut se réécrire sous la forme  $\delta\epsilon(x, z) = \delta\epsilon'(z)e^{\pm jk_x x}$ , nous pouvons reformuler l'équation ( 2.19) sous la forme :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_{1,1}}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 E_{3,1}}{\partial x \partial z} + q_s^2 E_{1,1} = -q_{s0}^2 \delta\epsilon'_{1n}(z)E_{n,0}e^{\pm jk_x x} \\ \frac{\partial^2 E_{2,1}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_{2,1}}{\partial z^2} + q_s^2 E_{2,1} = -q_{s0}^2 \delta\epsilon'_{2n}(z)E_{n,0}e^{\pm jk_x x} \\ \frac{\partial^2 E_{3,1}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E_{2,1}}{\partial z \partial x} + q_s^2 E_{3,1} = -q_{s0}^2 \delta\epsilon'_{3n}(z)E_{n,0}e^{\pm jk_x x} \end{cases} \quad (2.20)$$

La forme du système d'équations ( 2.20) est très explicite car elle nous permet directement de prédire la nature de l'expression du champ électrique diffusée par le réseau acoustique à travers l'interaction photoacoustique, qui est de la forme  $E_{n,1} = E'_{n,1}(z)e^{j((q_{sx} \pm k_x)x - wt)}$ . Nous rappelons que le champ électrique incident a pour expression  $E_{n,0} = E'_{n,0}(z)e^{j(q_{sx}x - wt)}$ , avec  $E'_{n,0}(z) = E_{n,0}^0 e^{jq_{sz}z}$  et  $E_{n,0}^0$  est l'amplitude indépendante de  $z$  du champ électrique. Nous arrivons ainsi, à un système d'équations différentielles ne dépendant que de  $z$ , car tous les termes en  $x$  et  $y$  vont disparaître. Ainsi, en simplifiant le terme exponentiel ( $e^{j((q_{sx} \pm k_x)x - wt)}$ ) de part et d'autre des équations du système ( 2.20), nous obtenons le système ci-dessous :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2} - j\tilde{k}_x \frac{\partial E'_{3,1}}{\partial z} + q_s^2 E'_{1,1} = -q_s^2 \delta\bar{\epsilon}_{1n}(z)E'_{n,0} \\ \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} + 0 + q_{sz}^2 E'_{2,1} = -q_s^2 \delta\bar{\epsilon}_{2n}(z)E'_{n,0} \\ -j\tilde{k}_x \frac{\partial E'_{2,1}}{\partial z} + 0 + q_{sz}^2 E'_{3,1} = -q_s^2 \delta\bar{\epsilon}_{3n}(z)E'_{n,0} \end{cases} \quad (2.21)$$

, où  $\delta\bar{\epsilon}_{in} = \frac{\delta\epsilon_{in}}{\epsilon}$  est la perturbation du tenseur de permittivité normalisé,

$q_{sz}^2 = q_s^2 - \tilde{k}_x^2$ , avec  $q_{sz}$  étant la projection suivant la direction  $z$  du vecteur d'onde de la sonde

diffusée par le réseau acoustique de vecteur d'onde égal à  $\pm k_x$ .

$\tilde{k}_x = (q_{sx} \pm k_x)$  désigne la projection suivant la direction  $x$  du vecteur d'onde de la sonde diffusée par le réseau acoustique de vecteur d'onde égal à  $\pm 2q$ ,

De la relation ( 2.21 page précédente), nous pouvons isoler l'expression du champ  $E'_{3,1}$  et de sa dérivée par rapport à  $z$ , qui se présentent comme suit :

$$E'_{3,1} = -\frac{q_s^2}{\tilde{q}_{sz}^2} \delta \bar{\epsilon}_{3n}(z) E'_{n,0} + \frac{j\tilde{k}_x}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial E'_{2,1}}{\partial z} \quad (2.22)$$

et

$$\frac{\partial E'_{3,1}}{\partial z} = -\frac{q_s^2}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial (\delta \bar{\epsilon}_{3n}(z) E'_{n,0})}{\partial z} + \frac{j\tilde{k}_x}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2}. \quad (2.23)$$

Donc, en injectant  $\frac{\partial E'_{3,1}}{\partial z}$  dans ( 2.21 page ci-contre), on obtient un système beaucoup plus simple, c.-à-d.,

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2} + \tilde{q}_{sz}^2 E'_{1,1} &= -q_s^2 \delta \bar{\epsilon}_{1n}(z) E'_{n,0} - j\tilde{k}_x \frac{\partial (\delta \bar{\epsilon}_{3n}(z) E'_{n,0})}{\partial z} = f_2 \\ \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} + \tilde{q}_{sz}^2 E'_{2,1} &= -\tilde{q}_{sz}^2 \delta \bar{\epsilon}_{2n}(z) E'_{n,0} = f_1 \end{cases} \quad (2.24)$$

Résoudre ce système revient à résoudre l'équation,

$$y'' + (\tilde{q}_{sz}^2)y = f(z) . \quad (2.25)$$

L'équation homogène associée à ( 2.25) est l'équation :  $y'' + (\tilde{q}_{sz}^2)y = 0$ .

La solution de cette équation homogène est de la forme :  $y = \lambda_1 e^{j\tilde{q}_{sz}z} + \lambda_2 e^{-j\tilde{q}_{sz}z}$  ;

avec  $\lambda_{1,2}$  des constantes.

Maintenant que nous connaissons les solutions de l'équation homogène, pour déterminer la solution générale, il nous faudra d'abord trouver une solution particulière en appliquant la méthode de la variation de la constante dans le but d'obtenir une solution particulière. Soit,

$$y = \lambda_1(z) e^{j\tilde{q}_{sz}z} + \lambda_2(z) e^{-j\tilde{q}_{sz}z} . \quad (2.26)$$

Pour déterminer la solution particulière, nous allons calculer la dérivée de  $y$  qui, de façon nette s'exprime selon :

$$y' = \lambda_1'(z) e^{j\tilde{q}_{sz}z} + \lambda_2'(z) e^{-j\tilde{q}_{sz}z} + j\tilde{q}_{sz} \lambda_1(z) e^{j\tilde{q}_{sz}z} - j\tilde{q}_{sz} \lambda_2(z) e^{-j\tilde{q}_{sz}z} . \quad (2.27)$$

Afin de simplifier l'expression ( 2.27), nous imposons

$$\lambda_1'(z) e^{j\tilde{q}_{sz}z} + \lambda_2'(z) e^{-j\tilde{q}_{sz}z} = 0 . \quad (2.28)$$

On en déduit ainsi que :

$$y' = jq_{sz} \lambda_1(z) e^{jq_{sz}z} - jq_{sz} \lambda_2(z) e^{-jq_{sz}z} ; \quad (2.29)$$

et la dérivée seconde s'écrit,

$$y'' = jq_{sz} \lambda_1'(z) e^{jq_{sz}z} - jq_{sz} \lambda_2'(z) e^{-jq_{sz}z} - q_{sz}^2 \lambda_1(z) e^{jq_{sz}z} - q_{sz}^2 \lambda_2(z) e^{-jq_{sz}z} . \quad (2.30)$$

En injectant l'équation ( 2.30) dans l'équation ( 2.25 page précédente), et en tenant compte des relations ci-dessus, c'est à dire le fait que :

- $y$  est solution de ( 2.25 page précédente),
- $-jq_{sz}$  et  $jq_{sz}$  annulent l'équation caractéristique,
- et de l'équation ( 2.28 page précédente)

on arrive au résultat suivant :

$$jq_{sz} \lambda_1'(z) e^{jq_{sz}z} - jq_{sz} \lambda_2'(z) e^{-jq_{sz}z} = f(z) , \quad (2.31)$$

qui avec l'équation ( 2.30) constituent un système de deux équations à deux inconnues :  $\lambda_1'(z)$  et  $\lambda_2'(z)$ .

Ainsi des équations ( 2.28 page précédente) et ( 2.31) on en tire l'expression des deux inconnues qui s'énonce comme suit,

$$\begin{aligned} \lambda_1'(z) &= \frac{f(z)}{2jq_{sz}} e^{-jq_{sz}z} ; \\ \lambda_2'(z) &= \frac{f(z)}{-2jq_{sz}} e^{jq_{sz}z} \end{aligned}$$

Ainsi il reste juste à calculer les primitives :

$$\lambda_1(z) = \int_0^z \frac{f(z')}{2jq_{sz}} e^{-jq_{sz}z'} dz' , \quad (2.32)$$

et

$$\lambda_2(z) = \int_\infty^z \frac{f(z')}{-2jq_{sz}} e^{jq_{sz}z'} dz' . \quad (2.33)$$

Le sens physique des bornes des intégrales et assez explicite, la borne de 0 à  $z$  transcrit la diffusion de la sonde à travers l'interaction élasto-optique et la borne de  $\infty$  à  $z$  transcrit la rétrodiffusion de la sonde par le réseau acoustique (voire figure (2.3)).

Par exemple si  $f(z) = f_1$ , en remplaçant  $f_1$  par sa valeur , les expressions  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont de la forme :

$$\lambda_1(z) = \frac{jq_s^2}{2q_{sz}} \int_0^z \delta \epsilon_{2n}^-(z') E_{n,0}^0 e^{j\Delta q_{sz}z'} dz' , \quad (2.34)$$

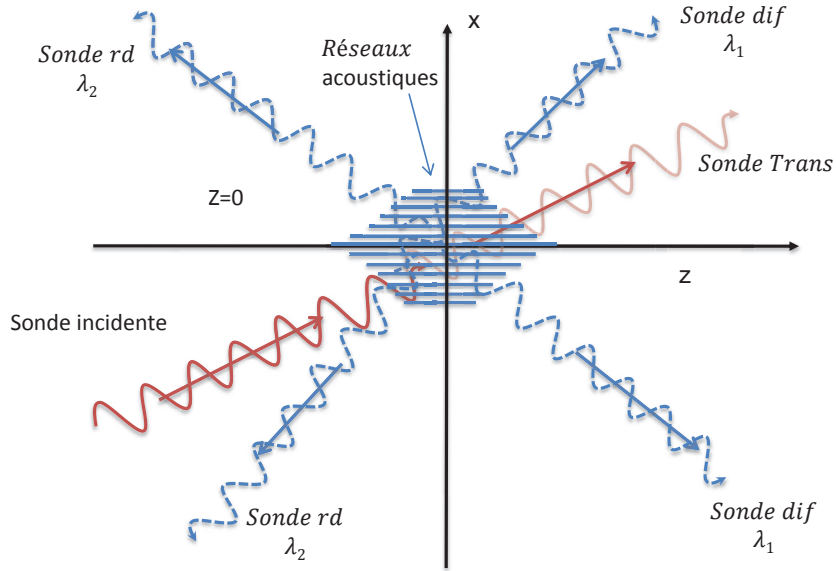


FIGURE 2.3 – Représentation schématique de l'interaction élasto-optique donnant naissance à une sonde rétrodiffusée et une sonde diffusée. Sonde rd : est la sonde rétrodiffusée. Sonde dif : est la sonde diffusée. Sonde trans : est la sonde transmise.

et

$$\lambda_2(z) = \frac{-jq_s^2}{2\tilde{q}_{sz}} \int_{\infty}^z \delta\epsilon_{2n}^-(z') E_{n,0}^0 e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz'; \quad (2.35)$$

avec  $\Delta q_{sz}^{\pm} = q_{sz} \pm \tilde{q}_{sz}$  qui représente la somme où la différence de la projection du vecteur d'onde de la sonde suivant la direction  $z$  en l'absence et en présence de la déformation acoustique.

En tenant compte de (2.26) et en remplaçant  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  par leurs expressions respectives, on obtient la solution particulière qui se présente comme suit :

$$y = e^{jq_{sz}z} \left[ \frac{jq_s^2}{2\tilde{q}_{sz}} \int_0^z \delta\epsilon_{2n}^-(z') E_{n,0}^0 e^{j\Delta q_{sz}^- z'} dz' \right] + e^{-jq_{sz}z} \left[ -\frac{jq_s^2}{2\tilde{q}_{sz}} \int_{\infty}^z \delta\epsilon_{2n}^-(z') E_{n,0}^0 e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' \right]. \quad (2.36)$$

Nous avons ainsi trouvé la solution particulière, en remplaçant  $y$  par sa valeur, c.-à-d.,  $E'_{2,1}$ , et en tenant compte la relation  $E_{n,1} = E'_{n,1}(z)e^{j((q_{sx} \pm k_x)x - \omega t)}$ , la solution particulière de l'équation (2.36) s'écrit :

$$E_{2,1}^{\pm 2q} = C_{\pm}^+ \left[ \frac{jq_s^2}{2\tilde{q}_{sz}} \int_0^z \delta\epsilon_{2n}^-(z') E_{n,0}^0 e^{j(\Delta q_{sz}^-)z'} dz' \right] + C_{\pm}^- \left[ -\frac{jq_s^2}{2\tilde{q}_{sz}} \int_{\infty}^z \delta\epsilon_{2n}^-(z') E_{n,0}^0 e^{j(\Delta q_{sz}^+)z'} dz' \right], \quad (2.37)$$

avec  $C_{\pm}^+ = e^{j(+q_{sz}+(q_{sx}\pm k_x)x-wt)}$  et  $C_{\pm}^- = e^{j(-q_{sz}+(q_{sx}\pm k_x)x-wt)}$ .

La solution présentée à l'équation (2.37) est assez claire, elle met en évidence à travers la première intégrale, la diffusion de la sonde par le réseau acoustique de l'interface en 0 jusqu'en  $z$ . La deuxième intégrale met en évidence la rétrodiffusion de la sonde via l'interaction élasto-optique, de l'infini jusqu'au point d'observation  $z$ . Ce dernier est le terme que nous considérons à partir d'ici car c'est elle qui se superpose à la composante du champ incident après réflexion sur la surface de l'échantillon. De surcroit, si la composante réfléchie du champ incident est plus forte que la composante rétrodiffusée, en les faisant interférer, nous pouvons bénéficier de la détection hétérodyne. Ainsi dans l'expression (2.37 page précédente), nous allons tenir compte que du terme rétrodiffusé de la sonde qui se présente comme suit :

$$E_{2,1}^{\pm 2q} = C_{\pm}^- \left[ -\frac{jq_s^2}{2\tilde{q}_{sz}} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_{2n}^-(z') E_{n,0}^0 e^{j(\Delta q_{sz}^+)z'} dz' \right]. \quad (2.38)$$

En remontant un peu au début de ce chapitre, plus précisément à l'équation (2.13 page 60), on peut séparer le tenseur de permittivité perturbé en deux parties : la partie diagonale et celle non diagonale. Cette dernière est liée aux composantes du vecteur de déplacement des ondes acoustiques de cisaillement, en l'occurrence  $U_1$  ; tandis que la composante diagonale correspond à une onde acoustique longitudinale, elle est liée au vecteur de déplacement acoustique  $U_3$ . Lorsque la composante ( $U_1$ ) du vecteur de déplacement acoustique de cisaillement est non nulle, nous avons la condition suivante :

$$\delta\epsilon_{13} = \delta\epsilon_{31} = \delta\epsilon_5 \neq 0.$$

Nous tenons aussi à rappeler que dans cette configuration actuelle, la composante  $U_2$  du vecteur déplacement acoustique est nulle, ce qui implique que

$$\delta\epsilon_{23} = \delta\epsilon_{32} = \delta\epsilon_4 = 0.$$

Pour trouver l'expression du champ  $E'_{1,1}$ , nous ferons usage de la même méthode de calcul. Ainsi en considérant  $f(z) = f_2 = -\tilde{q}_{sz}^2 \delta\bar{\epsilon}_{1n}^-(z) E_{n,0} - j\tilde{k}_x \frac{\partial(\delta\epsilon_{3n}(z) E'_{n,0})}{\partial z}$ , de la même façon le terme rétrodiffusé par le réseau acoustique s'écrit :

$$E_1^{\pm} = C_{\pm} \left[ -\frac{j\tilde{q}_{sz}}{2} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_{1n}^-(z') E_{n,0}'^0 e^{j(\Delta q_{sz}^+)z'} dz' - \frac{j(\tilde{k}_x)}{2} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_{3n}^-(z') E_{n,0}'^0 e^{j(\Delta q_{sz}^+)z'} dz' \right]. \quad (2.39)$$

Comme la sensibilité de détection des ondes acoustiques de cisaillement est très sensible à la polarisation de la sonde incidente, nous allons étudier le comportement de la sonde rétrodiffusée en fonction de la nature de la polarisation s ou p de la sonde incidente. Comme la composante  $E'_{1,1}$  et  $E'_{3,1}$  sont des projections de la sonde polarisée p, nous n'allons pas calculer l'expression de la composante  $E'_{3,1}$ , car la seule connaissance de  $E'_{1,1}$  suffit pour trouver l'expression de la sonde polarisée p.

Afin de dégager des conclusions nécessaires à la détection efficace des ondes acoustiques de cisaillement, il nous sera nécessaire d'analyser les expressions ( 2.37 page 67) et ( 2.39 page ci-contre).

## 2.2.2 Analyse des ondes optiques rétrodiffusées

Dans cette partie, nous allons procéder à l'analyse de l'expression de la sonde rétrodiffusée par les réseaux acoustiques, en fonction de la nature de la polarisation de la sonde incidente. Ceci nous permettra de fixer la nature de la polarisation de la sonde qui offre le maximum de sensibilité de détection aux ondes acoustiques de cisaillement. En outre, toujours dans cette partie, nous adapterons cette étude au cas particulier où la rétrodiffusion de la sonde est induite par des ondes planes acoustiques homogènes, c.-à-d., lorsque  $k_x = 0$ .

Comme évoqué ci-dessus, nous allons nous intéresser aux composantes transverses car l'idée maîtresse de ce chapitre est de donner par une approche théorique, les configurations expérimentales propices à la détection de ces ondes avec la plus haute sensibilité possible. Pour atteindre cet objectif nous allons essayer de filtrer la contribution liée aux ondes acoustiques longitudinales car dans la plupart des cas, ces dernières ont une amplitude plus grande que les ondes acoustiques de cisaillement qui nous intéressent ici. Pour ce faire nous allons essayer de dégager en fonction de la nature de la polarisation de la sonde, les différents cas qui peuvent se présenter à nous.

### a) Sonde incidente polarisée p

Nous pouvons reformuler l'expression des composantes du champ électrique de la sonde sous la forme :  $E_{1,0} = E_{p,0} \cos \varphi$ ;  $E_{3,0} = -E_{p,0} \sin \varphi$ ;  $E_{2,0} = E_{s,0}$ .

Ainsi en fonction de la nature de la polarisation de la sonde, la résultante de l'interaction acousto-optique se traduit par :

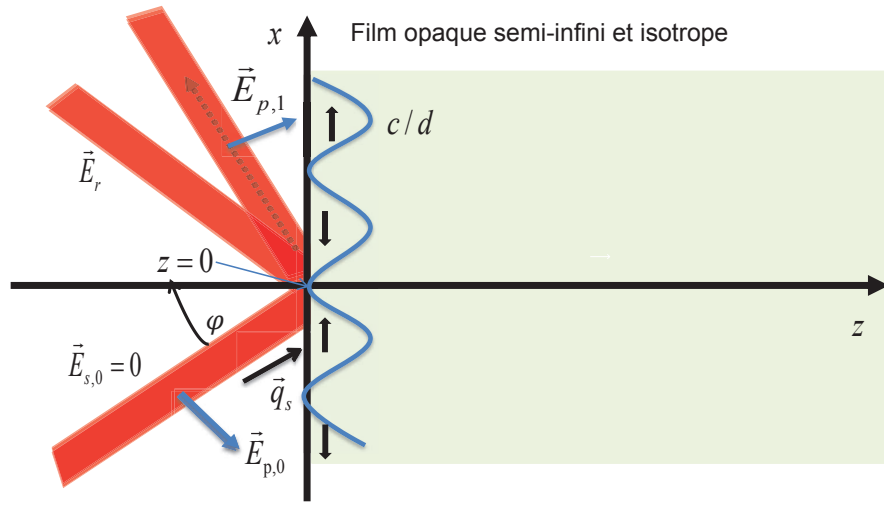


FIGURE 2.4 – Schéma descriptif de l'interaction élasto-optique dans le cas d'une sonde incidente polarisée  $p$ .  $E_{i,0}$  sont les composantes de la sonde incidente,  $E_{i,1}$  sont les composantes de la sonde rétrodiffusée par les réseaux acoustiques à travers l'interaction acousto-optique. Cette interaction résulte en la rétrodiffusion de la sonde  $E_{p,0}$  par la composante  $S_5 \propto \delta\bar{\epsilon}_5$  du tenseur de déformation acoustique de cisaillement et de la composante  $S_3$  du tenseur de déformation longitudinal pour donner la composante  $E_{p,1}$  de même polarisation que la sonde incidente.

$$E_{s,1}^{\pm} = C_{\pm} \left[ \frac{j\tilde{q}_s^2}{2\tilde{k}_x} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_4(z') E_{p,0}^0 \sin(\varphi) e^{j(\Delta q_{sz}^{\pm})z'} dz' \right]. \quad (2.40)$$

Cette expression met en évidence la rétrodiffusion de la sonde par le réseau acoustique vers un autre état de polarisation. Cette altération de la polarisation via la diffusion de la sonde par les ondes acoustiques sera nommée "dépolariation". En d'autres mots, cette interaction élasto-optique résulte en la dépolariation de la sonde induite par le réseau acoustique de cisaillement, car sa polarisation passe de  $p$  à  $s$ . Mais comme la composante de cisaillement qui est responsable de cette dépolariation, en l'occurrence  $S_4 \propto \delta\bar{\epsilon}_4$  est égale à zéro, la composante rétrodiffusée  $E_{s,1}^{\pm}$  est nulle. En d'autres mots, l'équation (2.40) devient :

$$E_{s,1}^{\pm} = 0. \quad (2.41)$$

Cette expression est assez claire, elle nous indique que lorsque la sonde incidente est polarisée  $p$ , la composante rétrodiffusée vers un autre état de polarisation est nulle. Cela est dû au fait que la composante  $U_2$  du vecteur de déplacement acoustique est nulle. En d'autres mots, dans cette configuration l'interaction élasto-optique ne résulte pas sur une sonde rétrodiffusée avec dépolariation.

Dans cet ordre d'idée, l'expression de la composante  $E_{p,1}^\pm$  de la sonde rétrodiffusée avec une polarisation p (voir figure 2.4) s'écrit :

$$\begin{aligned}
E_{p,1}^\pm = & C_\pm \left[ -\frac{j\tilde{q}_{sz}}{2} \int_\infty^z \delta\bar{\epsilon}_1(z') E_{p,0}^0 e^{j(\Delta q_{sz}^+ z)z'} dz' + \frac{j\tilde{q}_{sz}}{2} \int_\infty^z \delta\bar{\epsilon}_5(z') E_{p,0}^0 \tan(\varphi) e^{j(\Delta q_{sz}^+ z)z'} dz' \right] \\
& - \left[ \frac{j\tilde{k}_x}{2} \int_\infty^z \delta\bar{\epsilon}_5(z') E_{p,0}^0 e^{j(\Delta q_{sz}^+ z)z'} dz' \right. \\
& \left. - \frac{j\tilde{k}_x}{2} \int_\infty^z \delta\bar{\epsilon}_3(z') E_{p,0}^0 \tan(\varphi) e^{j(\Delta q_{sz}^+ z)z'} dz' \right]. \tag{2.42}
\end{aligned}$$

Cette expression décrit la composante  $E_{p,1}^\pm$  de la sonde rétrodiffusée par les réseaux acoustiques sans dépolarisation. Elle montre que la sonde incidente et celle réfléchi sont de mêmes polarisations(p), aussi bien pour le réseau acoustique longitudinal que le réseau de cisaillement. Cette configuration, en termes de sensibilité de détection est moins favorable à celle où la sonde est dépolarisée. En effet, bien que les ondes acoustiques de cisaillement soient impliquées dans la diffusion de la sonde à travers la composante  $S_5 \propto \delta\bar{\epsilon}_5$  du tenseur de déformation, elles coexistent avec les ondes acoustiques longitudinales qui sont souvent de plus grande amplitude. Donc dans cette configuration, les ondes acoustiques de cisaillement risquent d'être masquées par le réseau acoustique longitudinal dans le cadre de la détection Brillouin par exemple. Par ailleurs, l'interaction photoélastique induisant la rétrodiffusion sans retournement de polarisation, que ce soit pour les réseaux acoustiques longitudinaux mais aussi de cisaillement est efficace même pour  $\varphi = 0$ . De plus, de cette expression nous pouvons en déduire qu'en incidence normale, avec en plus  $k_x = 0$ , c'est à dire dans le cas où l'amplitude de la pompe n'est plus modulée, l'expression du champ  $E_p^\pm$ , prendra la forme suivante :

$$E_p^\pm = e^{j(-q_{sz}z - wt)} \frac{jq_s}{2} \int_\infty^z -\delta\bar{\epsilon}_1(z') E_{p,0}^0 e^{j(2q_{sz})z'} dz'. \tag{2.43}$$

**Ce résultat comme dans [55,56,58], met en exergue le fait que pour des ondes planes acoustiques homogènes, l'interaction photoélastique n'implique aucune composante de la déformation acoustique transverse. En effet, elle met en exergue le fait que, lorsque les ondes acoustiques sont des ondes planes homogènes, la détection des ondes acoustiques de cisaillement est impossible en incidence normale.**

En résumé, lorsque la sonde incidente est polarisée p, nous pouvons dresser un tableau illustrant l'effet des ondes acoustiques sur cette sonde incidente. Ainsi comme le montre le tableau ( 2.1 page suivante), l'interaction élasto-optique entre la sonde et le réseau acoustique résulte en



une composante rétrodiffusée de même polarisation que la sonde incidente. Cette rétrodiffusion

Polarisation de la sonde incidente	Interaction acousto-optique	Résultante de l'interaction	Polarisation de la sonde rétrodiffusée
	<b>0</b>	$E_{s=0}$	<b>s</b>
<b>p</b>	$S_1 E_{p,0} + S_5 E_{p,0} + S_3 E_{p,0} + S_5 E_{p,0}$	$E_p$	<b>p</b>

TABLE 2.1 – *Effet de la perturbation sur une sonde polarisée dans le plan d'incidence (p). La première colonne indique la polarisation de la sonde incidente ; la deuxième colonne met en relief les termes engagés dans l'interaction élasto-optique ; les troisième et la quatrième colonnes indiquent respectivement la composante de la sonde rétrodiffusée et sa polarisation. Les termes en rouges mettent évidence la dépolarisation de la sonde.*

est induite par l'action conjuguée des déformations acoustiques longitudinales et de cisaillement. La composante rétrodiffusée avec dépolarisation est nulle car étant proportionnel à la composante  $S_4$  du tenseur de déformation acoustique qui est égale à zéro. Il en ressort ainsi, que **lorsque les réseaux pompes et sondes sont dans le même plan d'incidence, quand la sonde est polarisée p, l'interaction élasto-optique n'induit pas de rétrodiffusion avec dépolarisation de la sonde. Et que seule la déformation de cisaillement polarisée dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence peut retourner la polarisation de la sonde. Donc, il est clair que la configuration la plus favorable à la détection des ondes acoustiques de cisaillement est celle où l'interaction élasto-optique résulte en la dépolarisation de la sonde. Pour ce faire, il est nécessaire d'avoir la composante  $S_4 \neq 0$ , ce qui n'est pas le cas dans notre configuration.** Ainsi, en étant sensible à la déformation acoustique  $S_5 \propto \delta \bar{\epsilon}_5$ , nous avons une chance de détecter les ondes acoustiques de cisaillement, mais avec une sensibilité moindre en ce qui concerne la détection Brillouin. En effet, l'interaction de la perturbation acoustique de cisaillement ( $S_5$  avec la sonde incidente n'entraîne pas le retournement de la polarisation de la sonde. En d'autres termes, cette configuration n'est pas favorable à la discrimination des ondes acoustiques longitudinales qui sont souvent générées plus efficacement que les ondes acoustique de cisaillement. Et de ce fait, comme dans la plupart des configurations expérimentales l'amplitude des ondes acoustiques longitudinales est plus grande que celle transverses, la détection de ces ondes de cisaillement se fera avec une faible sensibilité car elles seront cachées par les ondes longitudinales, à moins qu'elles soient séparées temporellement par rapport aux ondes acoustiques longitudinales (détection des échos).

Même dans cette dernière configuration où l'on essaie de détecter les échos de cisaillement à leur arrivée à la surface de l'échantillon, nous sommes toujours confrontés à ce problème de sensibilité qui est lié au rapport signal sur bruit, mais aussi au rapport d'amplitude entre les échos longitudinaux et transverses. C'est pour cette raison que la réalisation d'une configuration expérimentale favorisant la dépolarisation de la sonde faciliterait beaucoup les expériences d'acoustique picoseconde en ce qui concerne la détection des ondes acoustiques de cisaillement.

En conclusion nous dirons qu'avec une sonde incidente polarisée p, la détection des ondes de cisaillement ne sera pas efficace, car la composante de la déformation acoustique transverse, responsable de la dépolarisation de la sonde, est nulle  $S_4 \propto \delta\bar{\epsilon}_4 = 0$ . Ce qui fait que la détection des ondes de cisaillement ne sera pas chose aisée, car les autres composantes de la sonde rétrodiffusée (polarisée p) résultent d'une combinaison linéaire d'interactions entre la sonde incidente avec les déformations longitudinales et transverses. Par conséquent on sera peu sensible aux ondes transverses car étant superposées aux ondes acoustiques longitudinales d'amplitude plus importante. Au vue de cette conclusion, il est naturel que l'on se pose la question suivante : qu'en est-il exactement lorsque la sonde est polarisée dans le plan perpendiculaire au plan d'incidente ?

## b) Sonde incidente polarisée s

Dans ce cas la composante  $E_{s,1}$  de la sonde rétrodiffusée résultant de l'interaction photoélastique sans retournement de polarisation a pour expression :

$$E_{s,1}^{\pm} = C_{\pm} \left[ -\frac{jq_s^2}{2\tilde{q}_{sz}} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_2(z') E_{s,0}^0 e^{j(\Delta q_{sz}^{\pm} z)z'} dz' \right]. \quad (2.44)$$

Cette équation montre que, lorsque la sonde rétrodiffusée et la sonde incidente sont polarisées perpendiculairement au plan d'incidence, seules les ondes acoustiques longitudinales à travers  $\delta\bar{\epsilon}_2 \propto S_2$  sont impliquées dans l'interaction élasto-optique. **En d'autres mots, la détection des ondes acoustiques de cisaillement est impossible lorsque la sonde incidente et celle rétrodiffusée sont polarisées perpendiculairement au plan d'incidence.**

Dans cette mouvance l'expression de la composante  $E_{p,1}$  de la sonde rétrodiffusée avec retournement de polarisation, s'exprimera comme suit :

$$E_{p,1}^{\pm} = C_{\pm} \left[ -\frac{j\tilde{k}_x}{2\cos(\varphi)} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_4(z') E_{s,0}^0 e^{j(\Delta q_{sz}^{\pm} z)z'} dz' \right]. \quad (2.45)$$

Cette expression est très claire, elle montre que **lorsque la sonde incidente est polarisée s, l'interaction élasto-optique résulte en la rétrodiffusion de la sonde vers un autre**

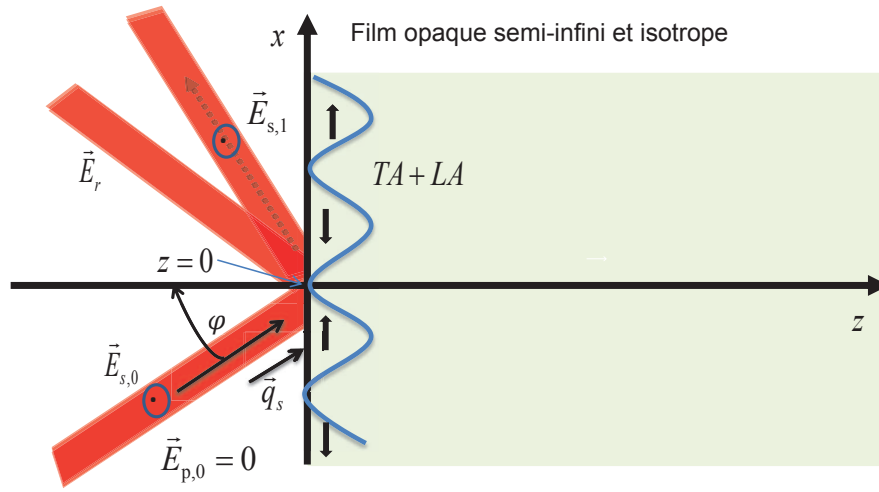


FIGURE 2.5 – Mise en évidence de l'interaction photoélastique dans le cas d'une sonde incidente polarisée s.  $E_{i,0}$  sont les composantes de la sonde incidente,  $E_{i,1}$  sont les composantes de la sonde rétrodiffusée par les ondes acoustiques longitudinales consécutives à l'interaction photo-élastique. Cette interaction résulte sur la rétrodiffusion de la sonde incidente  $E_{s,0}$  par la composante  $S_3 \propto \bar{\delta}\epsilon_2$  du tenseur de déformation acoustique longitudinale pour donner les composante  $E_{s,1}$ .

état de polarisation (p). Seules les ondes acoustiques de cisaillement à travers  $S_4$  sont impliquées dans ce mécanisme de dépolarisation. Cette configuration est idéale car dans l'interaction élasto-optique seules des composantes de cisaillement sont impliquées, ce qui signifie que si  $S_4 \neq 0$ , le filtrage des ondes acoustiques longitudinales se fait naturellement. Mais comme évoqué un peu plus haut, dans notre configuration actuelle, c.-à-d., celle où les réseaux pompes et sondes sont dans le même plan, nous avons la composante  $S_4$  égale à zéro. Ce qui implique que lorsque la sonde incidente est polarisée s, l'interaction élasto-optique n'induit pas de sonde rétrodiffusée avec retournement de polarisation (p). Ainsi l'équation ( 2.45 page précédente) devient :

$$E_{p,1}^{\pm} = 0. \quad (2.46)$$

Ceci implique que, comme le montre la figure ( 2.5), quand la sonde incidente est polarisée s, il n'y a pas de terme rétrodiffusé dans le résultat de l'interaction élastique entre la sonde et les déformations acoustiques de cisaillement.

Nous pouvons ainsi résumer le résultat de l'interaction élasto-optique lorsque la sonde incidente est de polarisation s dans la table ( 2.2 page ci-contre) :

Ce tableau est très explicite, lorsque la sonde incidente est polarisée s, la détection des ondes acoustiques de cisaillement n'est pas possible. En effet, seules des ondes acoustiques longitudi-

Polarisation de la sonde incidente	Interaction acousto-optique	Résultante de l'interaction	Polarisation de la sonde rétrodiffusée
<b>s</b>	<b>0</b>	<b><math>E_p=0</math></b>	<b>p</b>
	$S_2 E_{s,0}$	$E_s$	<b>s</b>

TABLE 2.2 – *Effet de la perturbation acoustique sur une sonde polarisée perpendiculairement au plan d'incidence (s). La première colonne indique la polarisation de la sonde incidente ; la deuxième colonne met en relief les termes engagés dans l'interaction élasto-optique ; la troisième et la quatrième colonnes indiquent respectivement la composante de la sonde rétrodiffusée et sa polarisation. Les termes en rouges mettent en évidence la dépolarisation de la sonde.*

nales sont impliquées dans l'interaction élasto-optique. **Par conséquent, lorsque le réseau pompe et le réseau sonde sont dans le même plan, si nous envisageons la détection des ondes acoustiques de cisaillement, la sonde ne doit pas être polarisée s.**

Ainsi, nous pouvons en conclure que dans la configuration où la pompe et la sonde sont dans le même plan d'incidence, nous ne pouvons pas profiter de la dépolarisation pour discriminer les ondes acoustiques longitudinales. Mais avant de procéder à la conclusion de cette partie consacrée à la détection des réseaux acoustiques de cisaillement, nous allons ouvrir une parenthèse consacrée à l'étude de l'évolution de l'expression de la sonde rétrodiffusée lorsque ces ondes acoustiques sont planes et homogènes. Pour ce faire le paragraphe suivant sera consacré à cette étude.

### c) Cas particulier d'ondes acoustiques homogènes : $k_x = 0$

Toujours en partant des équations ( 2.37 page 67) et ( 2.39 page 68), nous allons supposer que les ondes acoustiques générées sont des ondes planes homogènes, c.-à-d., que nous allons considérer que ces ondes acoustiques n'ont pas leur amplitude modulée selon l'interface du milieu matériel, ce qui entraîne que  $k_x = 0$ . De ce fait, les équations ( 2.37 page 67) et ( 2.39 page 68), en fonction de la nature de la polarisation de la sonde incidente, auront la forme suivante :

– Sonde polarisée p :

$$E_{s,1} = C \left[ \frac{j q_s}{2} \tan(\varphi) \int_{-\infty}^z \delta \bar{\epsilon}_4(z') E_{p,0}^0 e^{j \Delta q_{sz} z'} dz' \right], \quad (2.47)$$

avec  $C = -e^{j(-q_s \cos(\varphi)z + q_s \sin(\varphi)x - \omega t)}$ . L'équation ( 2.47 page précédente) est très explicite, elle est proportionnelle à  $\tan(\varphi)$ , et met en évidence la dépolarisation de la sonde rétrodiffusée par les ondes acoustiques transverses. Par contre, en incidence normale la détection des ondes transverses est impossible, car la composante  $E_{s,1}$  s'annule. Dans cette mouvance, l'expression ( 2.42 page 71), dans le cas d'ondes planes acoustiques devient :

$$E_{p,1}^{\pm} = C \left[ -\frac{jq_s \cos(\varphi)}{2} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_1(z') E_{p,0}^0 e^{j\Delta q_{sz} z'} dz' + \frac{jq_s \sin(\varphi)}{2} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_5(z') E_{p,0}^0 e^{j\Delta q_{sz} z'} dz' \right] - \left[ \frac{jq_s \sin(\varphi)}{2} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_5(z') E_{p,0}^0 e^{j\Delta q_{sz} z'} dz' - \frac{jq_s \sin(\varphi)^2}{2 \cos(\varphi)} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_3(z') E_{p,0}^0 e^{j\Delta q_{sz} z'} dz' \right] \quad (2.48)$$

Les équations 2.47 page précédente et 2.48 nous indiquent que, lorsque la sonde incidente est polarisée dans le plan d'incidence, l'interaction photoélastique avec les ondes planes acoustiques résulte en deux termes rétrodiffusés de la sonde, dont un avec retournement de polarisation. Ainsi, Si la composante  $S_4 \neq 0$ , nous pouvons discriminer les ondes acoustiques longitudinales, car cette composante retourne la polarisation de la sonde dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence. En outre on peut remarquer que pour  $\varphi = 0$ , la contribution des ondes acoustiques transverses à l'interaction photoélastique s'annule, car seule des ondes acoustiques longitudinales seront impliquées dans l'interaction photoélastique.

- Sonde polarisée perpendiculairement au plan d'incidence. Dans cette configuration les équations ( 2.44 page 73) et ( 2.45 page 73) auront la structure suivante :

$$E_{s,1}^{\pm} = C_{\pm} \left[ -\frac{jq_s}{2 \cos(\varphi)} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_2(z') E_{s,0}^0 e^{j\Delta q_{sz}^{\pm} z'} dz' \right]. \quad (2.49)$$

$$E_{p,1}^{\pm} = C_{\pm} \left[ \frac{jq_s \tan(\varphi)}{2} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_4(z') E_{s,0}^0 e^{j\Delta k z'} dz' \right]. \quad (2.50)$$

Ces deux équations sont très claires, elles mettent en évidence, le fait que lorsque la sonde incidente est polarisée s, l'interaction photoélastique avec les ondes planes acoustiques résulte sur deux termes rétrodiffusés de la sonde, dont un avec retournement de polarisation. En outre, les équations ( 2.49) et ( 2.50) nous indiquent clairement que **les déformations acoustiques transverses sont proportionnelles à  $\tan(\varphi)$ , tandis que les déformations acoustiques longitudinales sont inversement proportionnelle à  $\cos(\varphi)$ . Pour détecter les ondes acoustiques transverses, il ne faut pas se**

**mettre en incidence normale.** De plus, ces deux équations mettent en relief le fait que si la composante  $S_4 \neq 0$ , nous pouvons discriminer les ondes acoustiques longitudinales, car cette composante retourne la polarisation de la sonde dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence.

Dans ce paragraphe, nous avons donné l'expression de la résultante de l'interaction élasto-optique dans le cas des ondes planes acoustiques homogènes. Nous avons montré que quelle que soit la nature de la polarisation de la sonde incidente, cette interaction résulte en la rétrodiffusion de deux composantes : une composante dépolarisée et une composante non dépolarisée. Cette dépolarisation est uniquement induite par les ondes acoustiques transverses, notamment la composante  $S_4$  du tenseur de déformation transverse. Ces dernières sont proportionnelles à  $\tan(\varphi)$ , ce qui implique que leur détection est impossible en incidence normale. Nous avons aussi montré que les ondes acoustiques longitudinales, à travers l'interaction acousto-optique, induisent toujours la rétrodiffusion de la sonde sans retournement de polarisation. Ces ondes sont inversement proportionnelle à  $\cos(\varphi)$ . Il est important de souligner aussi que lorsque la sonde incidente est polarisée s, la seule alternative que nous avons pour détecter les ondes acoustiques transverses c'est d'être sensible à la composante dépolarisée. En effet la composante non dépolarisée est uniquement induite par les déformations acoustiques longitudinales.

En conclusion nous dirons, que pour une sonde incidente polarisée perpendiculairement par rapport au plan d'incidence, il faudra être sensible aux composantes dépolarisées de la sonde rétrodiffusée pour pouvoir détecter des ondes acoustiques de cisaillement. Mais nous avons vu que dans notre configuration actuelle, la seule composante transverse qui peut être impliquée dans l'interaction photoélastique ne peut pas être excitée pour des raisons de symétrie. Ainsi si nous n'arrivons pas à exciter cette composante, nous ne serons sensibles qu'aux ondes acoustiques longitudinales.

Pour résumer, nous avons montré par une approche théorique, que la génération d'ondes acoustiques de cisaillement par réseaux photoinduit à une dimension, à l'interface entre deux milieux isotropes est réalisable. Par contre, ces ondes de cisaillement générées par le réseau 1D, ne sont pas responsables de la dépolarisation de la sonde, ce qui implique que la détection de ces ondes ne sera pas chose facile, car elles sont masquées par le signal des ondes acoustiques longitudinales. En effet, quelle que soit la nature de la polarisation de la sonde, seule la composante  $S_4 \propto \delta\bar{\epsilon}_4$  du tenseur de déformation de cisaillement polarisée perpendiculairement au plan d'incidence est responsable de la dépolarisation sonde. Mais pour des raisons de symétrie

du point de vue génération,  $S_4 = 0$ . De plus, si la sonde incidente est polarisée perpendiculairement au plan d'incidence, seule des ondes acoustiques longitudinales seront impliquées dans le processus d'interaction photo-élastique. Comme la composante transverse responsable de la dépolarisation est toujours polarisée perpendiculairement au plan d'incidence de la sonde, en positionnant la sonde dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence de la pompe, on devrait être sensible à la composante dépolarisée. Ainsi dans cette configuration ce ne sera plus  $S_4 \propto \bar{\delta}\epsilon_4 = 0$  qui sera responsable de la dépolarisation, mais la composante  $S_5 \propto \bar{\delta}\epsilon_5 \neq 0$ . Dans cette mouvance le chapitre suivant sera consacré à la configuration expérimentale mettant en jeu une sonde se trouvant dans le plan  $(o, y, z)$ , perpendiculaire au plan de la pompe  $(o, x, z)$ .

## 2.3 Détection des ondes acoustiques transverses dans le cas où la sonde et la pompe sont dans deux plans perpendiculaire

Comme évoqué ci-dessus, dans le but d'être sensible à la composante de la sonde dépolarisée par la composante  $S_5$  du tenseur de déformation acoustique transverse, nous allons utiliser maintenant comme le montre la figure (2.6) une sonde se trouvant dans le plan  $(o, y, z)$ . Comme les ondes acoustiques ont leur amplitude harmoniquement modulée selon  $x$  et que seule la composante  $S_5$  du tenseur de déformation de cisaillement est non nulle, nous nous retrouvons ainsi dans la configuration où les ondes acoustiques de cisaillement sont polarisées perpendiculairement par rapport au plan de la sonde. De ce fait, nous nous attendons à ce que la composante  $S_5$  entraîne la dépolarisation de la sonde à travers l'interaction élasto-optique. Comme évoqué dans le chapitre précédent, quand les ondes acoustiques de cisaillement sont dans le même plan que les ondes acoustiques longitudinales, ces dernières du fait de leur amplitude peuvent écranter les ondes acoustiques transverses et amoindrir ainsi la sensibilité de détection de ces dernières. Pour ce faire dans l'analyse de nos résultats, nous nous focalisons sur les termes mettant en évidence la dépolarisation de la sonde. Pour mener à bien cette partie, la résolution de l'équation de propagation de l'onde lumineuse sera notre point de départ pour l'étude de la théorie de la détection de ces ondes de cisaillement. Ainsi l'équation de propagation peut être exprimée de la façon suivante :

$$\nabla^2 \vec{E} - \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) + q_{s0}^2 \epsilon \vec{E} = 0 \quad (2.51)$$

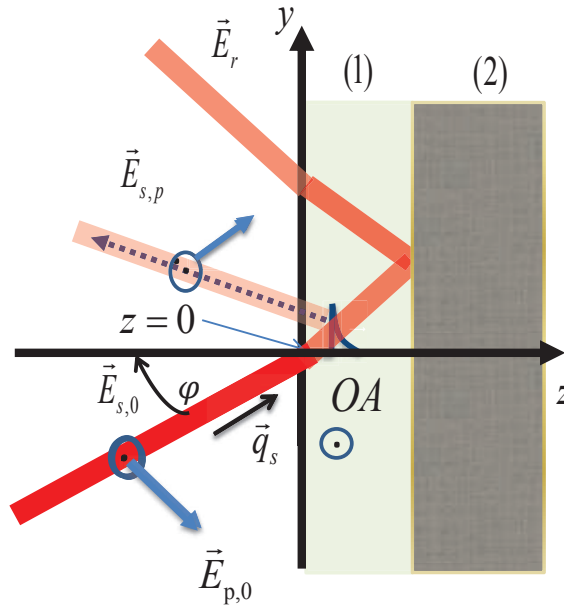


FIGURE 2.6 – Interaction élasto-optique dans le cas où la sonde se trouve dans le plan perpendiculaire à celui de la pompe. OA : désigne les ondes acoustiques qui rappellent-les ont leurs amplitude harmoniquement modulées selon la coordonnée latérale  $x$  qui se trouve dans le plan de la pompe. Les indices  $s$  et  $p$  mettent en évidence respectivement la sonde polarisée perpendiculairement et parallèlement au plan d'incidence.  $E_r$  désigne la réflexion spéculaire de la sonde par la surface de l'échantillon. (1) et (2) désignent respectivement le milieu absorbant et le film transparent.

En ce qui concerne le vecteur d'onde optique, on adoptera les notations suivantes :  $q_s^2 = q_{s0}^2$  dans le vide ;  $q_s^2 = \epsilon q_{s0}^2$  dans le milieu matériel. Comme on considère un milieu isotrope, le tenseur  $\epsilon$  est diagonal. L'onde lumineuse incidente est choisie avec une polarisation arbitraire (parallèle ou perpendiculaire au plan d'incidence, c'est à dire  $p$  ou  $s$ ), et l'axe des  $y$  comme le montre la figure (2.6) est choisi de telle façon que le plan d'incidence soit parallèle au plan  $(o, y, z)$ , et que la composante  $q_{sy}$  du vecteur d'onde  $\vec{q}_s$  de l'onde incidente soit positive. De ce fait la partie propagative du champ électromagnétique dans le plan  $(o, x, y)$  comme dans [24], ne dépendra que de  $y$ , selon le multiplicateur  $e^{iq_{sy}y}$ . Ainsi La projection de l'équation (2.51) dans le repère  $oxyz$  se traduit par le système,

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_1}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_2}{\partial y^2} + q_{s0}^2[\epsilon][E_1] = 0 \\ \frac{\partial^2 E_2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_3}{\partial y \partial z} + q_{s0}^2[\epsilon][E_2] = 0 \\ \frac{\partial^2 E_3}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 E_2}{\partial y \partial z} + q_{s0}^2[\epsilon][E_3] = 0 \end{cases} \quad (2.52)$$



où  $E_i$  est la  $i$ ème composante du champ électrique.

En l'absence de la perturbation acoustique ( $\delta\epsilon = 0$ ), nous adoptons les notations suivantes :  $\epsilon = \bar{\epsilon}$ ,  $q_{sy} = q_s \sin \varphi$ ,  $q_{sz} = q_s \cos \varphi$ ,  $\varphi$  positif,  $q_{sy}^2 + q_{sz}^2 = q_s^2 = q_{s0}^2 \bar{\epsilon}$ . Ainsi l'équation ( 2.52 page précédente) a pour solution :

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_1^0 \\ E_2^0 \\ E_3^0 \end{pmatrix} * e^{j(q_{sy}y + q_{sz}z - wt)}, \quad (2.53)$$

avec en terme de polarisation :

$E_1^0 = E_s^0$ ,  $E_2^0 = E_p^0 \cos(\varphi)$  et  $E_3^0 = -E_p^0 \sin(\varphi)$ .  $\varphi$  est l'angle d'incidence de la sonde, et le terme  $E_i^0$  qui est indépendant de  $z$ , est l'amplitude du champ électrique.

Dans ce qui suit, nous allons maintenant considérer la présence du réseau acoustique dans l'échantillon. Comme évoqué dans la première partie de ce chapitre, la propagation de cette déformation acoustique dont l'amplitude est modulée selon l'axe des ( $x$ ), va modifier le tenseur de permittivité  $\bar{\epsilon}$  en  $\bar{\epsilon} + \delta\epsilon$ . En considérant la même méthode de calcul que celle utilisée dans la partie où la sonde était dans le même plan que la pompe, et en considérant les mêmes approximations et les mêmes notations, c.-à-d.,  $E_i = E_{i,0} + E_{i,1}$ , avec  $E_{i,1} \ll E_{i,0}$ , et la notation d'Einstein :  $\sum_{n=1}^3 \delta\epsilon_{in}(x, z)E_n = \delta\epsilon_{in}(x, z)E_n$ , l'équation ( 2.52 page précédente) devient :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_{1,1}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_{1,1}}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 E_{3,1}}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 E_{2,1}}{\partial x \partial y} + q_s^2 E_{1,1} = -q_{s0}^2 \delta\epsilon_{1n}(x, z)E_{n,0} \\ \frac{\partial^2 E_{2,1}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_{2,1}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E_{3,1}}{\partial y \partial z} - \frac{\partial^2 E_{1,1}}{\partial x \partial y} + q_s^2 E_{2,1} = -q_{s0}^2 \delta\epsilon_{2n}(x, z)E_{n,0} \\ \frac{\partial^2 E_{3,1}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_{3,1}}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 E_{1,1}}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 E_{2,1}}{\partial y \partial z} + q_s^2 E_{3,1} = -q_{s0}^2 \delta\epsilon_{3n}(x, z)E_{n,0} \end{cases} \quad (2.54)$$

Nous pouvons remarquer que, du fait que la pompe et la sonde sont dans deux plans perpendiculaires, le système ( 2.54) dépend des trois coordonnées ( $x, y, z$ ). Par ailleurs, comme la perturbation du tenseur de permittivité  $\delta\epsilon$  est due à la propagation des ondes acoustiques inhomogènes de vecteur d'onde  $\pm k_x$  qui dépendent de  $x$  et de  $z$ , le tenseur de permittivité sera aussi fonction de  $x$  et de  $z$ . **De ce fait, comme  $\delta\epsilon$  est proportionnel à la déformation acoustique qui dépend du déplacement acoustique (voir les équations ( 2.1 page 57), ( 2.2 page 58) et ( 2.7 page 59) nous pouvons représenter mathématiquement le tenseur de permittivité perturbé par l'expression  $\delta\epsilon(x, z) = \delta\epsilon(z)e^{\pm jk_x x}$ .** De ce fait nous pouvons reformuler l'équation ( 2.54) comme suit :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_{1,1}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_{1,1}}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 E_{3,1}}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 E_{2,1}}{\partial x \partial y} + q_s^2 E_{1,1} = -q_{s0}^2 \delta\epsilon_{1n}(z)E_{n,0} e^{\pm jk_x x} \\ \frac{\partial^2 E_{2,1}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_{2,1}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E_{3,1}}{\partial y \partial z} - \frac{\partial^2 E_{1,1}}{\partial x \partial y} + q_s^2 E_{2,1} = -q_{s0}^2 \delta\epsilon_{2n}(z)E_{n,0} e^{\pm jk_x x} \\ \frac{\partial^2 E_{3,1}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_{3,1}}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 E_{1,1}}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 E_{2,1}}{\partial y \partial z} + q_s^2 E_{3,1} = -q_{s0}^2 \delta\epsilon_{3n}(z)E_{n,0} e^{\pm jk_x x} \end{cases} \quad (2.55)$$

La forme du système d'équations ( 2.55 page ci-contre) est très explicite car elle nous permet directement de prédire la nature de l'expression du champ électrique diffusé par le réseau acoustique à travers l'interaction photoacoustique, qui est de la forme  $E_{n,1} = E'_{n,1}(z)e^{j(q_{sy}y \pm k_x x - wt)}$ , et le champ électrique incident  $E_{n,0} = E'_{n,0}(z) * e^{j(q_{sy}y - wt)}$ , où  $E'_{n,0} = E_{n,0}^0 * e^{jq_{sz}z}$ . Ainsi, en simplifiant le terme exponentiel ( $e^{j(q_{sy}y \pm k_x x - wt)}$ ) de part et d'autre des équations du système ( 2.55 page précédente), on arrive à un système d'équations différentielles ne dépendant que de  $z$ , car tous les termes en  $x$  et  $y$  vont disparaître. Ce qui se traduit par le système ci-dessous :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2} \mp jk_x \frac{\partial E'_{3,1}}{\partial z} \pm k_x q_{sy} E'_{2,1} + \tilde{q}_{sy}^2 E'_{1,1} = -q_s^2 \delta \bar{\epsilon}_{1n}(z) E'_{n,0} \\ \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} - jq_{sy} \frac{\partial E'_{3,1}}{\partial z} \pm k_x q_{sy} E'_{1,1} + \tilde{k}_x^2 E'_{2,1} = -q_s^2 \delta \bar{\epsilon}_{2n}(z) E'_{n,0} \\ \mp jk_x \frac{\partial E'_{1,1}}{\partial z} - jq_{sy} \frac{\partial E'_{2,1}}{\partial z} + \tilde{q}_{sz}^2 E'_{3,1} = -q_s^2 \delta \bar{\epsilon}_{3n}(z) E'_{n,0} \end{cases} \quad (2.56)$$

Avec  $\delta \bar{\epsilon}_{in} = \frac{\delta \epsilon_{in}}{\epsilon}$  la **perturbation du tenseur de permittivité normalisé**,

$\tilde{q}_{sz}^2 = q_s^2 - (k_x)^2 - q_{sy}^2$ , avec  $\tilde{q}_{sz}$  la projection suivant la direction  $z$  du vecteur d'onde de la sonde diffusée par le réseau acoustique de vecteur d'onde égal à  $\pm 2q$ ,

$\tilde{q}_{sy}^2 = (q_s^2 - q_{sy}^2) = q_{sz}^2$ , la projection du vecteur d'onde la sonde incidente suivant  $z$ ,

$\tilde{k}_x^2 = (q_s^2 - (k_x)^2)$ ,  $\tilde{k}_x$  est la projection suivant  $x$  du vecteur d'onde de la sonde diffusée par les réseaux acoustiques.

De la relation ( 2.56), nous pouvons en tirer directement l'expression du champ  $E'_{3,1}$  et de sa dérivée par rapport à  $z$ , qui se présentent comme suit :

$$E'_{3,1} = -\frac{q_s^2}{\tilde{q}_{sz}^2} \delta \bar{\epsilon}_{3n}(z) E'_{n,0} + \frac{jq_{sy}}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial E'_{2,1}}{\partial z} \pm \frac{jk_x}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial E'_{1,1}}{\partial z} \quad (2.57)$$

et

$$\frac{\partial E'_{3,1}}{\partial z} = -\frac{q_s^2}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial (\delta \bar{\epsilon}_{3n}(z) E'_{n,0})}{\partial z} + \frac{jq_{sy}}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} \pm \frac{jk_x}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2}. \quad (2.58)$$

Donc, en injectant  $\frac{\partial E'_{3,1}}{\partial z}$  dans ( 2.56), on obtient un système beaucoup plus simple, c.-à-d.,

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2} \pm jk_x \frac{q_s^2}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial (\delta \bar{\epsilon}_{3n}(z) E'_{n,0})}{\partial z} + \frac{(k_x)^2}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2} \pm \frac{k_x q_{sy}}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} \pm k_x q_{sy} E'_{2,1} + \tilde{q}_{sy}^2 E'_{1,1} = -q_s^2 \delta \bar{\epsilon}_{1n}(z) E'_{n,0} \\ \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} + jq_{sy} \frac{q_s^2}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial (\delta \bar{\epsilon}_{3n}(z) E'_{n,0})}{\partial z} \pm k_x q_{sy} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2} + \frac{(q_{sy})^2}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} \pm k_x q_{sy} E'_{1,1} + \tilde{k}_x^2 E'_{2,1} = -q_s^2 \delta \bar{\epsilon}_{2n}(z) E'_{n,0} \end{cases} \quad (2.59)$$

En regroupant les termes de même facteur, on obtient le système ci-dessous :

$$\begin{cases} \frac{\tilde{q}_{sy}^2}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2} + \tilde{q}_{sy}^2 E'_{1,1} \pm \frac{k_x q_{sy}}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} \pm k_x q_{sy} E'_{2,1} = -q_s^2 \delta \bar{\epsilon}_{1n}(z) E'_{n,0} \mp jk_x \frac{q_s^2}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial (\delta \bar{\epsilon}_{3n}(z) E'_{n,0})}{\partial z} \\ \frac{\tilde{k}_x^2}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} + \tilde{k}_x^2 E'_{2,1} \pm \frac{k_x q_{sy}}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2} \pm k_x q_{sy} E'_{1,1} = -q_s^2 \delta \bar{\epsilon}_{2n}(z) E'_{n,0} - jq_{sy} \frac{q_s^2}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial (\delta \bar{\epsilon}_{3n}(z) E'_{n,0})}{\partial z} \end{cases} \quad (2.60)$$

En multipliant la première ligne et la deuxième ligne de l'équation ( 2.60 page précédente) par  $\frac{\tilde{q}_{sz}^2}{q_{sy}^2}$  et  $\frac{\tilde{q}_{sz}^2}{k_x^2}$  respectivement, en simplifiant cette équation, on obtient le système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2} + \tilde{q}_{sz}^2 E'_{1,1} \pm \frac{k_x q_{sy}}{q_{sy}^2} \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} \pm \frac{k_x q_{sy}}{q_{sy}^2} \tilde{q}_{sz}^2 E'_{2,1} = -\frac{\tilde{q}_{sz}^2}{q_{sy}^2} q_s^2 \left( \delta \bar{\epsilon}_{1n}(z) E'_{n,0} \pm j \frac{k_x}{q_{sz}^2} \frac{\partial(\delta \bar{\epsilon}_{3n}(z) E'_{n,0})}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} + \tilde{q}_{sz}^2 E'_{2,1} \pm \frac{k_x q_{sy}}{k_x^2} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2} \pm \frac{k_x q_{sy}}{k_x^2} \tilde{q}_{sz}^2 E'_{1,1} = -\frac{\tilde{q}_{sz}^2}{k_x^2} q_s^2 \left( \delta \bar{\epsilon}_{2n}(z) E'_{n,0} + j \frac{q_{sy}}{q_{sz}^2} \frac{\partial(\delta \bar{\epsilon}_{3n}(z) E'_{n,0})}{\partial z} \right) \end{array} \right. \quad (2.61)$$

De ce fait, en faisant les opérations suivantes :  $\left[ (1) - \left( \pm \frac{k_x q_{sy}}{q_{sy}^2} * (2) \right) \right]$  et  $\left[ (2) - \left( \pm \frac{k_x q_{sy}}{k_x^2} * (1) \right) \right]$  pour obtenir respectivement une équation différentielle en  $E'_{1,1}$  et en  $E'_{2,1}$ , on obtient les deux équations différentielles à deux inconnus, décrites par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2} + \tilde{q}_{sz}^2 E'_{1,1} = -\tilde{k}_x^2 \left( \delta \bar{\epsilon}_{1n}(z) E'_{n,0} \pm j \frac{k_x}{q_{sz}^2} \frac{\partial(\delta \bar{\epsilon}_{3n}(z) E'_{n,0})}{\partial z} \right) \\ \quad \pm k_x q_{sy} \left( \delta \bar{\epsilon}_{2n}(z) E'_{n,0} + j \frac{q_{sy}}{q_{sz}^2} \frac{\partial(\delta \bar{\epsilon}_{3n}(z) E'_{n,0})}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} + \tilde{q}_{sz}^2 E'_{2,1} = -\tilde{q}_{sy}^2 \left( \delta \bar{\epsilon}_{2n}(z) E'_{n,0} + j \frac{q_{sy}}{q_{sz}^2} \frac{\partial(\delta \bar{\epsilon}_{3n}(z) E'_{n,0})}{\partial z} \right) \\ \quad \pm k_x q_{sy} \left( \delta \bar{\epsilon}_{1n}(z) E'_{n,0} \pm j \frac{k_x}{q_{sz}^2} \frac{\partial(\delta \bar{\epsilon}_{3n}(z) E'_{n,0})}{\partial z} \right) \end{array} \right. \quad (2.62)$$

Nous rappelons que  $\delta \bar{\epsilon}_{in} = \frac{\delta \epsilon_{in}}{\bar{\epsilon}}$

L'équation ( 2.62) peut être réécrite d'une façon plus compacte, c.-à-d.,

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2} + \tilde{q}_{sz}^2 E'_{1,1} = -\tilde{k}_x^2 \delta \bar{\epsilon}_{1n}(z) E'_{n,0} \mp j k_x \frac{\partial(\delta \bar{\epsilon}_{3n}(z) E'_{n,0})}{\partial z} \pm k_x q_{sy} \delta \bar{\epsilon}_{2n}(z) E'_{n,0} = f_1 \\ \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} + \tilde{q}_{sz}^2 E'_{2,1} = -\tilde{q}_{sy}^2 \delta \bar{\epsilon}_{2n}(z) E'_{n,0} - j q_{sy} \frac{\partial(\delta \bar{\epsilon}_{3n}(z) E'_{n,0})}{\partial z} \pm k_x q_{sy} \delta \bar{\epsilon}_{1n}(z) E'_{n,0} = f_2 \end{array} \right. \quad (2.63)$$

Résoudre ce système revient à résoudre l'équation,

$$y'' + (q_{sz}^2) y = f(z) . \quad (2.64)$$

Par ailleurs, nous rappelons que d'après l'expression du tenseur de permittivité perturbé ( 2.13 page 60), nous avons  $\delta \epsilon_4 = \delta \epsilon_6 = 0$ . De plus, les composantes diagonales  $\delta \epsilon_1$ ,  $\delta \epsilon_2$  et  $\delta \epsilon_3$  sont proportionnelles à la composante  $S_3$  du tenseur de déformation longitudinal. Les composantes hors diagonale sont proportionnelles à la composante  $S_5$  du tenseur de déformation de cisaillement. Donc dans l'interaction acousto-optique, nous ne prendrons en compte que les composantes non nulles du tenseur de permittivité perturbé, en occurrence,  $\delta \epsilon_1$ ,  $\delta \epsilon_2$ ,  $\delta \epsilon_3$  et  $\delta \epsilon_5$ .

Jusque là, nous avons considéré que la sonde avait un état de polarisation arbitraire, à partir de maintenant nous allons dans la résolution de l'équation ( 2.64) spécifier la nature de la polarisation de la sonde incidente. Ainsi, nous allons d'abord donner la solution en considérant

que la sonde est polarisée perpendiculaire au plan d'incidence (s) et en seconde lieu nous traiterons le cas où la sonde est polarisée p, c.-à-d., parallèlement au plan d'incidence. En outre, comme évoqué au début de ce chapitre, nous rappelons que l'objectif principal de ce chapitre est d'étudier la configuration expérimentale la plus favorable à détection dépolarisée des ondes acoustiques transverses. Pour ce faire dans nos solutions, nous prendrons en compte que les termes dépolarisés.

### 2.3.1 Solution de l'équation (2.64) pour une sonde incidente polarisée

S

Dans ce cas, nous allons prendre seulement en compte la configuration où la sonde rétrodiffusée est de polarisation p, et l'expression du champ électrique de la sonde incidente de façon explicite s'écrit :

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_s^0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} * e^{j(q_{sy}y + q_{sz}z - wt)},$$

avec  $E_s^0 = E_1^0$  et  $E_2^0 = E_3^0 = E_p^0 = 0$ .

L'équation ( 2.63 page ci-contre) peut prendre la structure suivante :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_{s,1}}{\partial z^2} + \tilde{q}_{sz}^2 E_{s,1} &= -\tilde{k}_x^2 \delta \bar{\epsilon}_1(z) E_{s,0} \mp j k_x \frac{\partial(\delta \bar{\epsilon}_5(z) E_{s,0})}{\partial z} = f_1 \\ \frac{\partial^2 E_{p,1}}{\partial z^2} + \tilde{q}_{sz}^2 E_{p,1} &= \pm \frac{k_x q_{sy}}{\cos(\varphi)} \delta \bar{\epsilon}_1(z) E_{s,0} - j \frac{q_{sy}}{\cos(\varphi)} \frac{\partial(\delta \bar{\epsilon}_{3n}(z) E_{s,0})}{\partial z} = f_2 \end{cases} \quad (2.65)$$

Comme l'équation ( 2.64 page précédente) et de même nature que l'équation ( 2.25 page 65) trouvée dans la configuration où la sonde et la pompe sont dans le même plan, en appliquant la même méthode de résolution et les mêmes approximations, l'expression de la sonde rétrodiffusée par le réseau acoustique vers un autre état de polarisation (p) s'écrit :

$$E_{p,1}^{\pm 2q} = C_{\pm} \left[ \pm \frac{j k_x q_{sy}}{2 \tilde{q}_{sz} \cos(\varphi)} \int_{\infty}^z \delta \bar{\epsilon}_1(z') E_{s,0} e^{j \Delta q_{sz}^+ z'} dz' - \frac{j q_{sy}}{2 \cos(\varphi)} \int_{\infty}^z \delta \bar{\epsilon}_5(z') E_{s,0}^0 e^{j \Delta q_{sz}^+ z'} dz' \right], \quad (2.66)$$

avec  $C_{\pm} = e^{j(-\tilde{q}_{sz} \pm k_x x + q_{sy} y - wt)}$ , et  $\tilde{q}_{sz} = \sqrt{q_s^2 \cos^2(\varphi) - (2q)^2}$ .

L'expression ( 2.66) met en relief le retournement de la polarisation de la sonde incidente (s) par le réseau acoustique vers un autre état de polarisation (p) à travers l'interaction acousto-optique. Nous nous retrouvons ainsi dans une configuration dépolarisée car l'interaction entre

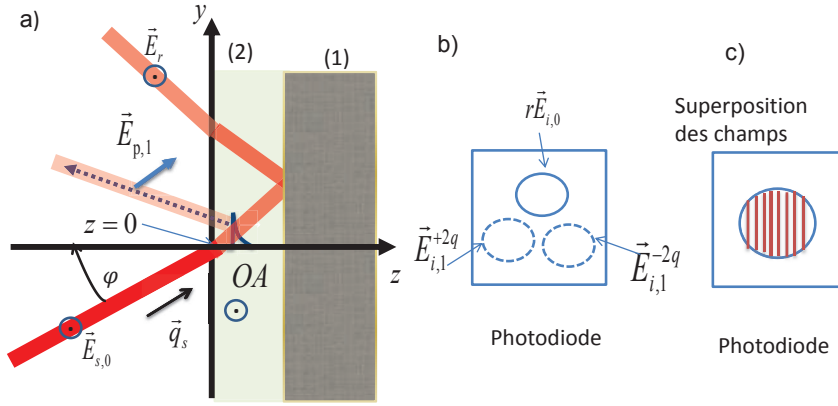


FIGURE 2.7 – Représentation de l’interaction élasto-optique dans le cas où la pompe et la sonde se trouve dans deux plans perpendiculaires. (a) rétrodiffusion d’une s’onde polarisée  $s$  par le réseau acoustique vers un autre état de polarisation  $p$ . Ces ondes acoustiques (OA) sont polarisées verticalement et ont leur amplitude harmoniquement modulée selon la coordonnée latérale  $x$  se trouvant hors plan. (b) Représentation de l’intensité rétrodiffusée par le réseau acoustique et l’échantillon. Superposition partielle des trois faisceaux ( $E_{s,1}^{2q}$ ,  $E_{s,1}^{-2q}$  et  $E_r$ ) sur la photodiode. (c) représentation de l’intensité rétrodiffusée par le réseau acoustique et l’échantillon. Superposition parfaite des trois faisceaux

la sonde incidente polarisée perpendiculairement au plan d’incidence et les ondes acoustiques, résulte en la rétrodiffusion de la sonde de polarisation parallèle au plan d’incidence (voir figure (2.7)). En outre, l’expression (2.66 page précédente) montre que lorsque cette rétrodiffusion est induite par des ondes planes acoustiques homogènes, c.-à-d. en absence de réseau acoustique ( $k_x = 0$ ) la dépolarisation est uniquement induite par les ondes acoustiques transverses. Tandis que, pour des ondes acoustiques ayant leur amplitude harmonique modulée selon la coordonnée latérale  $x$ , c.-à-d., pour ( $q_x \neq 0$ ), nous nous retrouvons dans une configuration où la sonde est dépolarisée par les composantes longitudinales et de cisaillement à travers l’effet élasto-optique. Ainsi si on s’intéresse au mécanisme de la dépolarisation, la sonde incidente peut être polarisée  $s$ , c.-à-d.,  $E_{1,0} = E_{s,0}$  d’après la solution (2.66 page précédente).

Par ailleurs, Nous rappelons l’expression de la perturbation du tenseur de permittivité exprimée au début de ce chapitre :

$$\delta\epsilon(\mathbf{z}, \mathbf{x}) = \begin{pmatrix} P_2 S_3 & 0 & P_3 S_5 \\ 0 & P_2 S_3 & 0 \\ P_3 S_5 & 0 & P_1 S_3 \end{pmatrix}. \quad (2.67)$$

où  $P_i$  sont les coefficients Photo-élastiques, avec  $P_1 = P_{11}; P_{12} = P_2; P_{44} = P_3 = \frac{P_{11}-P_{12}}{2}$ .  $S_i$  sont les composantes du tenseur de déformation. Ce tenseur dans le cas où l'on considère la déformation acoustique comme étant  $\delta$  localisée, s'exprime par  $S_i = S_i^0 L_a \delta(z - z_0(t))$ , où  $S_i^0$  est l'amplitude,  $L_a$  représente "l'étendue spatiale" de la déformation, le produit  $S_i^0 L_a$  est en quelque sorte la surface du profil de la déformation, et  $\delta$  est le symbole de Kronecker.

En appliquant la relation ci-dessous

$$\int_{-\infty}^0 S_i^0 L_a P_i \bar{\delta}(z' - z_0) E_{n,0}^0 e^{j(q_{sz} + \tilde{q}_{sz})(z')} dz' = -S_i^0 L_a P E_{n,0}^0 e^{j(q_{sz} + \tilde{q}_{sz})z_0}, \quad (2.68)$$

avec  $z_0$  la position de l'impulsion à un temps  $t$  donné, nous pouvons réécrire l'équation ( 2.66 page 83) sous la forme :

$$E_{p,1}^{(\pm k_x)} = C1_{\pm} \tan(\varphi) \left[ \pm \frac{j k_x q_s}{2 \tilde{q}_{sz}} P_2 S_3^0 L_a E_{s,0}^0 - \frac{j q_s}{2} P_3 S_5^0 L_a E_{s,0}^0 \right], \quad (2.69)$$

où  $C1_{\pm} = -e^{j(q_{sz} z_0 - \tilde{q}_{sz}(z - z_0) \pm k_x x + q_{sy} y - \omega t)}$ . Nous pouvons remarquer que cette expression est proportionnelle à  $\tan(\varphi)$ . Cette expression décrit les faisceaux sondes diffractés par le réseau acoustique de vecteur d'onde  $\pm k_x$  pour une sonde incidente à la surface de l'échantillon avec une polarisation s.

Comme évoqué au début de ce chapitre, nous utilisons une configuration expérimentale où le réseau pompe et le réseau sonde sont dans deux plans perpendiculaires. Mais pour des besoins de commodité, jusque-là, nous n'avons tenu en compte que l'ordre 1 du faisceau diffracté par le réseau sonde. Comme les ordres 1 et -1 de la sonde sont symétriques par rapport à la normale à l'échantillon, à partir de l'expression ( 2.69), nous pouvons déduire le résultat de l'interaction élasto-optique entre l'ordre -1 de la sonde et le réseau acoustique, en changeant tout simplement l'angle d'incidence  $\varphi$  en  $-\varphi$ . Ainsi, si nous notons  $E_{p,1+}^{(\pm k_x)}$  la résultante de l'interaction acousto-optique entre l'ordre 1 de la sonde et les ondes acoustiques, et  $E_{p,1-}^{(\pm k_x)}$  celle de l'ordre -1, comme la première est proportionnelle à  $\tan(\varphi)$ , nous avons la relation :

$$E_{p,1+}^{(\pm k_x)} = -E_{p,1-}^{(\pm k_x)}.$$

En d'autres mots, nous avons :

$$E_{p,1-}^{(\pm k_x)} = -C1_{\pm} \tan(\varphi) \left[ \pm \frac{j k_x q_s}{2 \tilde{q}_{sz}} P_2 S_3^0 L_a E_{s,0}^0 - \frac{j q_s}{2} P_3 S_5^0 L_a E_{s,0}^0 \right]. \quad (2.70)$$

Ce résultat est très explicite, il montre que les résultantes de l'interaction élasto-optique entre les ordres 1 et -1 de la sonde incidente et le réseau acoustique sont égales en amplitude mais opposés en signe. Par conséquent, la somme de ces deux champs s'annule. Donc si l'on veut

détecter les ondes acoustiques de cisaillement dans cette configuration, il faut bloquer l'un des ordres de diffraction . De ce fait, pour le calcul de l'intensité de l'onde rétrodiffusée par le réseau acoustique transverse, nous allons considérer que seul l'ordre 1 de la sonde est incident à la surface de l'échantillon. Mais avant de procéder au calcul de l'intensité, nous allons d'abord vérifier si les résultantes de l'interaction élasto-optique entre les ordres 1 et -1 de la sonde incidente s'annulent lorsque la sonde est de polarisation p.

### 2.3.2 Solution de l'équation (2.64) pour une sonde incidente polarisée

**p**

Dans ce cas seule la composante rétrodiffusée avec une polarisation s est dépolarisée. En outre, dans ce cas l'expression du champ électrique de la sonde incidente s'écrit :

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} 0 \\ E_p^0 \cos(\varphi) \\ -E_p^0 \sin(\varphi) \end{pmatrix} * e^{j(q_{sy}y + q_{sz}z - \omega t)}.$$

Pour trouver l'expression de la sonde rétrodiffusée vers un autre état de polarisation, en l'occurrence la composante  $E_{s,1}$ , nous ferons usage de la même méthode de calcul. Pour ce faire, en considérant que  $f(z) = f_1 = +\tilde{k}_x^2 \delta\bar{\epsilon}_5(z) E_{p,0} \sin(\varphi) \pm j k_x \frac{\partial(\delta\bar{\epsilon}_3(z) E_{p,0} \sin(\varphi))}{\partial z} \pm k_x q_{sy} \delta\bar{\epsilon}_2(z) E_{p,0} \cos(\varphi)$ , nous obtenons la structure de l'onde rétrodiffusée par le réseau acoustique vers un autre état de polarisation qui se présente comme suit :

$$E_{s,1}^{\pm 2q} = C_{\pm} \left[ \frac{j\tilde{k}_x^2}{2q_{sz}} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_5(z') E_{p,0}^0 \sin(\varphi) e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' \pm j \frac{k_x}{2} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_3(z') E_{p,0}^0 \sin(\varphi) e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' \right. \\ \left. \pm \frac{j k_x q_{sy}}{2q_{sz}} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_2(z') E_{p,0}^0 \cos(\varphi) e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' \right], \quad (2.71)$$

avec  $\tilde{k}_x^2 = q_s^2 - (k_x)^2$ , où  $\tilde{k}_x$  représente la projection du vecteur d'onde de la sonde diffusée par le réseau acoustique de vecteur d'onde  $\pm k_x$ .

Cette équation est très claire, elle montre la rétrodiffusion à travers l'interaction élasto-optique de la sonde incidente de polarisation p vers un état de polarisation s (voir figure (2.8)). Cette dépolarisation de la sonde est induite aussi bien par le réseau acoustique longitudinal que celui de cisaillement. Cependant, lorsque les ondes acoustiques sont des ondes planes homogènes, c.-à-d., lorsque  $k_x = 0$ , seules les ondes acoustiques de cisaillement sont impliquées.

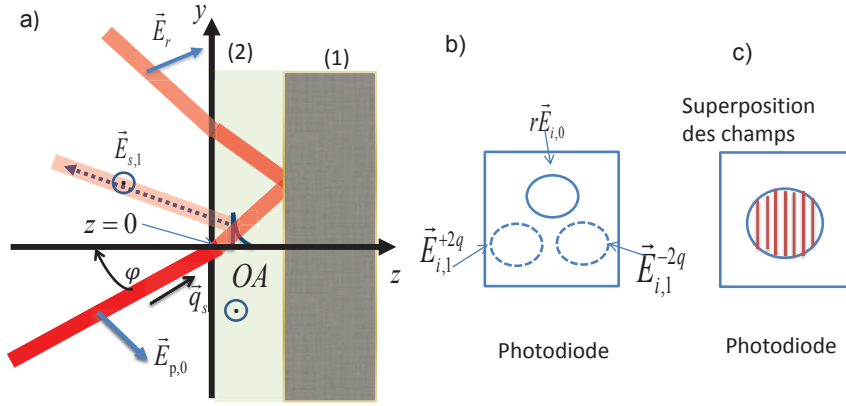


FIGURE 2.8 – Représentation de l'interaction acoustooptique dans le cas où la pompe est la sonde se trouvent dans deux plans perpendiculaires. (a)  $E_{s,1}$  représente la composante rétrodiffusée d'une sonde incidente polarisée  $p$  par les réseaux acoustiques vers un autre état de polarisation  $s$ . Ces ondes acoustiques (OA) sont polarisées verticalement et ont leur amplitude harmoniquement modulée selon la coordonnée latérale  $x$  se trouvant hors plan. (b) Représentation de l'intensité rétrodiffusée par le réseau acoustique et l'échantillon. Superposition partielle des trois faisceaux ( $E_{s,1}^{2q}$ ,  $E_{s,1}^{-2q}$  et  $E_r$ ) sur la photodiode. (c) Représentation de l'intensité rétrodiffusée par le réseau acoustique et l'échantillon. Superposition parfaite des trois faisceaux

En considérant les ondes acoustiques comme étant  $\delta$  localisées, et en appliquant la relation ( 2.68 page 85), nous pouvons reformuler l'expression ( 2.71 page précédente) d'une façon plus compacte :

$$E_{s,1}^{\pm 2q} = C1_{\pm} L_a E_{p,0}^0 \sin(\varphi) \left[ \pm j \frac{k_x}{2} S_3^0 \left( P_1 + \frac{P_2 q_s \cos(\varphi)}{\tilde{q}_{sz}} \right) + \frac{j \tilde{k}_x^2}{2 \tilde{q}_{sz}} S_5^0 P_3 \right]. \quad (2.72)$$

Cette solution représente la sonde rétrodiffusée avec dépolarisation par le réseau acoustique de vecteur d'onde  $\pm k_x$ . Le premier terme dans les crochets met en évidence la contribution du réseau acoustique longitudinal, il n'a pas le même signe car étant proportionnelle à  $\pm k_x$ . Le deuxième terme, est la contribution du réseau acoustique de cisaillement, il garde le même signe quelle que soit la valeur du vecteur d'onde du réseau acoustique de cisaillement. Cependant la solution ( 2.72) est proportionnelle à  $\sin(\varphi)$ , ce qui fait que, de la même façon que le configuration précédente où la sonde était polarisée  $s$ , si nous calculons la composante rétrodiffusée de l'ordre -1 de la sonde, son amplitude sera égale à celle de la composante rétrodiffusée de l'ordre 1 de la sonde incidente, mais elles seront opposées en signe. De ce fait, dans le cas d'une sonde incidente polarisée  $p$ , de la même façon que le cas de la sonde polarisée  $s$ , nous n'allons



considérer que l'ordre 1 de la sonde incidente car la somme des deux ordres est égale à zéro.

Maintenant que nous avons trouvé l'expression du champ électrique de la sonde rétrodiffusée par la déformation acoustique avec dépolarisation, nous allons procéder au calcul de l'intensité reçue par la photodiode. Pour ce faire, nous allons seulement exprimer l'intensité de la résultante de l'interaction élasto-optique entre une sonde incidente de polarisation p et le réseau acoustique.

### a) Intensité de la sonde dépolarisée par le réseau acoustique

En fonction de la valeur du vecteur d'onde du réseau acoustique, l'équation ( 2.72 page précédente) devient :

$$E_{s,1}^{2q} = C1 e^{jk_x} L_a E_{p,0}^0 \sin(\varphi) \left[ j \frac{k_x}{2} S_3^0 \left( P_1 + \frac{P_2 q_s \cos(\varphi)}{\sqrt{q_s^2 \cos^2(\varphi) - (k_x)^2}} \right) + \frac{j \tilde{k}_x^2}{2 \tilde{q}_{sz}} S_5^0 P_3 \right], \quad (2.73)$$

et

$$E_{s,1}^{-2q} = C1 e^{-jk_x} L_a E_{p,0}^0 \sin(\varphi) \left[ -j \frac{k_x}{2} S_3^0 \left( P_1 + \frac{P_2 q_s \cos(\varphi)}{\sqrt{q_s^2 \cos^2(\varphi) - (k_x)^2}} \right) + \frac{j \tilde{k}_x^2}{2 \tilde{q}_{sz}} S_5^0 P_3 \right], \quad (2.74)$$

avec  $C1 = e^{j(q_s \cos(\varphi) z_0 - \tilde{q}_{sz}(z-z_0) + q_s \sin(\varphi) y - \omega t)}$ .

Maintenant d'un point de vue expérimental, grâce à notre dispositif expérimental, nous superposons les deux faisceaux rétrodiffusés par les ondes acoustiques de vecteur d'onde  $\pm k_x$  et le faisceau incident réfléchi par la surface de l'échantillon sur la photodiode. Ce dernier faisceau réfléchi à pour expression :  $E_r = r E_{p,0}^0 e^{j(-q_s \cos(\varphi) z + q_s \sin(\varphi) y - \omega t)}$ , et la superposition des ondes rétrodiffusées par les ondes acoustiques de façon explicite s'écrit :

$$E_{s,1} = C1 \left[ -k_x S_3^0 L_a E_{p,0}^0 \sin(\varphi) \left( P_1 + \frac{P_2 q_s \cos(\varphi)}{\sqrt{q_s^2 \cos^2(\varphi) - (k_x)^2}} \right) \sin(k_x x) + \frac{j \tilde{k}_x^2}{\tilde{q}_{sz}} S_5^0 P_3 L_a E_{p,0}^0 \sin(\varphi) \cos(k_x x) \right]. \quad (2.75)$$

L'intensité reçue par la photodiode peut être calculée par la relation suivant :  $I_s = (E_{s,1} + E_r)(E_{s,1} + E_r)^*$ . Mais avant de calculer l'expression de l'intensité, nous tenons à souligner qu'en superposant ces trois ondes ( $E_{s,1}^{2q}$ ,  $E_{s,1}^{-2q}$  et  $E_r$ ) sur la photodiode, deux cas de figures peuvent se présenter à nous :

- On peut se retrouver dans le cas où les trois faisceaux ne sont pas totalement superposés sur la photodiode. Dans ce cas, comme le montre la figure (2.8(b)), sur la photodiode on verra trois spots représentant les trois différents faisceaux.
- Ou bien, la configuration ou les ondes rétrodiffusées se superposent parfaitement en une tache sur la photodiode comme le montre la figure (2.8(b)).

Au vue de ces deux cas de figures, il s'avère nécessaire d'exprimer l'intensité totale reçue par la photodiode dans le but de trouver laquelle de ces deux configurations offre le maximum de sensibilité de détection des ondes acoustiques de cisaillement. Pour ce faire, comme exprimée un peu plus haut, l'expression de cette intensité est donnée par la relation :

$$I_s = (E_{s,1} + E_r)(E_{s,1} + E_r)^* = |E_{s,1}|^2 + |E_r|^2 + 2E_{s,1}E_r \cos(\theta),$$

avec  $\theta$  étant la phase optique entre l'onde rétrodiffusée par le réseau acoustique et l'onde réfléchie par l'interface.

Le terme  $|E_{s,1}|^2$  représente l'intensité du champ électrique rétrodiffusée par les ondes acoustiques et à pour expression :

$$|E_{s,1}|^2 = (La \sin(\varphi))^2 I_{p,0} \left[ (-k_x S_3^0 P' \sin(k_x x))^2 + \left( \frac{\tilde{k}_x^2}{\tilde{q}_{sz}} S_5^0 P_3 \cos(k_x x) \right)^2 \right], \quad (2.76)$$

avec  $P' = \left( P_1 + \frac{P_2 q_s \cos(\varphi)}{\sqrt{q_s^2 \cos^2(\varphi) - (k_x)^2}} \right)$ .

L'expression ( 2.76) représente le signal homodyne et est proportionnelle au carré de la déformation acoustique. Comme la déformation acoustique est de l'ordre de  $10^{-6}$  à  $10^{-4}$ , nous pouvons considérer le signal homodyne comme étant très négligeable par rapport à l'intensité de l'onde réfléchie par l'interface  $|E_r|^2$ . Bien que cette dernière soit beaucoup plus importante que le signal homodyne, elle peut être ignorée. En effet  $|E_r|^2$  ne dépend pas du temps, c'est une quantité statique avec la spécificité de n'apporter qu'un offset continu. Donc, comme l'intensité du signal homodyne est très faible, et  $|E_r|^2$  est ignorée, il devient évident qu'il faudra tendre vers la configuration où les trois faisceaux se superposent en une tache (voir(figure 2.8)(c), et ne tenir en compte que le terme hétérodyne. Donc, nous allons nous focaliser sur le dernier terme de l'intensité, c'.-à-d., le terme hétérodyne  $2E_{s,1}E_r \cos(\theta)$  qui est proportionnel à la déformation acoustique. En jouant sur la phase, on peut optimiser le signal hétérodyne qui sera positif ou négatif par rapport à la ligne de base qui provient du terme  $|E_r|^2$ . Ainsi le signal hétérodyne que l'on notera  $I_{het}$  à pour expression :

$$I_{het} = (2RLa \sin(\varphi) I_{p,0}) \left[ (-k_x S_3^0 A \sin(k_x x)) \cos(\beta) - \left( \frac{\tilde{k}_x^2}{\tilde{q}_{sz}} S_5^0 P_3 \cos(k_x x) \right) \sin(\beta) \right], \quad (2.77)$$

avec  $\beta = q_{sz}(z + z_0) - \tilde{q}_{sz}(z - z_0)$ .

L'intensité du signal hétérodyne contient des termes d'interférences proportionnels à  $\sin(k_x x)$  et  $\cos(k_x x)$ , donc modulés spatialement suivant  $x$ . Ceci a des conséquences sur l'intensité perçue par la photodiode qui ne mesure qu'une valeur moyenne de l'intensité. Ce qui veut dire que dans cette configuration nous ne pouvons pas profiter de l'hétérodynage pour exalter la sensibilité de la détection des ondes acoustiques de cisaillement car la moyenne d'un cosinus ou d'un sinus est égale à zéro. En d'autres mots, dans la configuration où les réseaux pompes et sondes sont perpendiculaires, l'intensité du signal hétérodyne est en moyenne égale à zéro. En effet, pour l'hétérodynage du signal acoustique, le faisceau de référence et la sonde rétrodiffusée avec dépolarisation doivent être colinéaires. Hors dans notre configuration actuelle, la sonde est rétrodiffusée par les ondes acoustiques dans le plan  $oxz$ , alors que la sonde référence est toujours dans le plan d'incidence  $oyz$ . Certes, grâce aux éléments optiques il est possible de superposer les deux faisceaux sur la photodiode, mais l'intensité, comme le montre l'expression ( [2.77 page précédente](#)), est modulée spatialement suivant l'axe des  $x$ . Afin d'éliminer la modulation spatiale de l'intensité hétérodyne, il faut se mettre dans une configuration où la sonde référence est colinéaire à la sonde rétrodiffusée avec dépolarisation, et pour cela il est nécessaire que la sonde référence soit dans le même plan que la sonde rétrodiffusée. Ceci est possible en utilisant une configuration qui sera la combinaison des deux configurations expérimentales précédentes. C'.-à-d., il nous faut utiliser deux réseaux sondes, un sera disposé perpendiculairement au réseau pompe et l'autre parallèlement au réseau pompe. Ce qui revient à combiner les deux configurations expérimentales précédentes. De ce fait, la troisième partie de la théorie de la détection sera consacrée à l'optimisation du signal hétérodyne en utilisant deux réseaux sondes formant un grillage et un réseau pompe.

## **2.4 Etude de l'interaction élasto-optique dans la configuration où deux réseaux sondes croisés et un réseau pompe sont utilisés.**

Cette configuration correspond en quelque sorte à la combinaison de la configuration traitée dans la partie ( [2.2 page 56](#)) de ce chapitre où le réseau sonde est disposé dans le même plan que celui de la pompe ( $oxz$ ) et de la configuration traitée dans la partie ( [2.3 page 78](#)) où le réseau sonde se trouve dans le plan perpendiculaire ( $oyz$ ). Pour plus de clarté, cette combinaison des

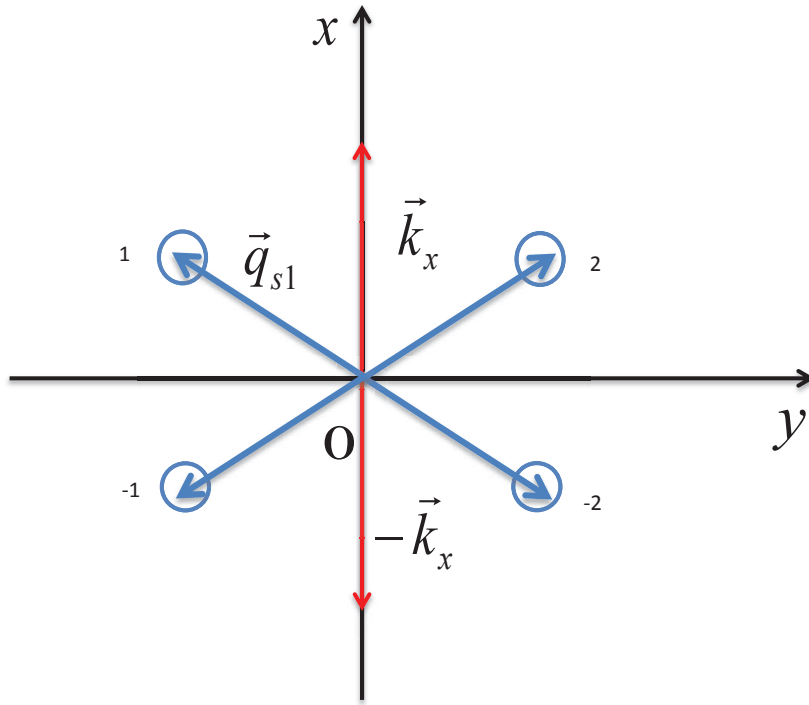


FIGURE 2.9 – Description schématique dans l'espace des vecteurs d'ondes d'une configuration expérimentale mettant en jeu quatre faisceaux sondes incidentes à la surface de l'échantillon. Ces sondes sont obtenues via la création d'un grillage sonde.  $\vec{q}_s$  est la projection du vecteur d'onde de la sonde dans le plan  $(oxy)$ ,  $\pm\vec{k}_x$  est la vecteur d'onde du réseau acoustique suivant l'axe des  $x$ .

deux configurations est représentée dans l'espace des vecteurs d'onde dans le plan  $(oxy)$  comme le montre la figure (2.9). Sur cette figure la projection du vecteur d'onde de chaque faisceau  $\vec{q}_s$  dans le plan  $(oxy)$  est représentée par les vecteurs d'ondes  $\vec{q}_{si}$  où  $i$  est égale à 1 à 4. Par exemple  $\vec{q}_{s1}$  est la projection dans le plan  $(oxy)$  du vecteur d'onde de la sonde numéro 1 dans la figure (2.9). Dans ce plan, Chaque faisceau sonde fait un angle de  $45^\circ$  avec le réseau acoustique de vecteur d'onde  $\vec{k}_x$ . Ainsi, l'expression du champ électrique incident s'écrit de façon explicite comme suit :

$$E_i = E_i^0 e^{j(q_{sz}z + q_{sy}y + q_{sx}x - wt)} = E_i^0 e^{j(q_{sz}z - wt)} e^{jq_{sx}x} e^{jq_{sy}y}, \quad (2.78)$$

avec  $E_i^0$  étant l'amplitude de la sonde incidente.

L'expression du champ électrique est très explicite, elle nous permet de prédire la résultante de l'interaction acousto-optique entre les ondes acoustiques qui ont leur amplitude modulée selon  $x$  et les composantes de la sonde de vecteur d'onde  $\vec{q}_s$ . Nous pouvons remarquer que le champ électrique de la sonde est fonction des coordonnées  $x$ ,  $y$  et  $z$ . Son expression peut être décomposée dans les 3 plans suivants : les plan  $oxz$ ,  $oyz$  et  $oxy$ . Le premier plan correspond à la configuration

où les réseaux pompes et sondes sont disposés de façon colinéaires (voir la section 2.2 page 56), le plan  $oyz$  correspond au cas où le réseau sonde est positionné perpendiculairement au réseau pompe (voir la section 2.3 page 78). De ce fait, nous pouvons dire que la configuration actuelle est en quelque sorte la combinaison des deux premières configurations citées précédemment. Cependant il serait faux de considérer que dans le système présent, la résultante de l'interaction élasto-optique est donnée par la somme des résultantes acousto-optiques trouvées dans les deux premières configurations ( voir la section 2.2 page 56 et la section 2.3 page 78 de ce chapitre). Pour trouver l'expression de l'onde rétrodiffusée avec dépolarisation par le réseau acoustique à travers l'interaction élasto-optique, nous nous sommes confrontés à la même problématique que les deux premières configurations, à savoir la résolution de l'équation de propagation de l'onde lumineuse. La seule différence est que les équations à résoudre sont présentement en 3 dimensions. Ce qui fait que la résolution est plus longue, c'est la raison pour laquelle nous avons préféré mettre cette partie en annexe (voir l'annexe C page 141). Ainsi, en considérant une sonde incidente de polarisation  $s$ , la résultante dépolarisée de l'interaction acousto-optique de façon explicite s'écrit :

$$\begin{aligned}
E'_{p,1} \approx & \frac{\tilde{k}_x}{\tilde{q}_{sz} \sin(\varphi)} C_{\pm} \left[ -j \frac{\tilde{k}_x^2}{2\tilde{q}_{sz}} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_1(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' \right. \\
& \left. -j \frac{\tilde{k}_x}{2} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_5(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' + j \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{2\tilde{q}_{sz}} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_2(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' \right] + \\
& \frac{q_{sy}}{\tilde{q}_{sz} \sin(\varphi)} C_{\pm z} \left[ -j \frac{\tilde{q}_{sy}^2}{2\tilde{q}_{sz}} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_2(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' \right. \\
& \left. -j \frac{q_{sy}}{2} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_5(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' + j \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{2\tilde{q}_{sz}} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_1(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' \right], \tag{2.79}
\end{aligned}$$

avec cette fois ci,  $C_{\pm} = e^{j(-\tilde{q}_{sz} + q_{sy}y + (q_{sx} \pm k_x)x - \omega t)}$  et  $\tilde{k}_x = q_{sx} \pm k_x$ .

L'expression ( 2.79) met en évidence la rétrodiffusion de la sonde incidente vers un autre état de polarisation par les ondes acoustiques inhomogènes. Du fait de la modulation de l'amplitude des ondes acoustiques suivant l'axe des  $x$ , seule la composante de la sonde incidente de vecteur d'onde  $\vec{q}_{sy}$  est impliquée dans la dépolarisation de la sonde. L'autre composante de la sonde de vecteur d'onde  $\vec{q}_{sx}$  est uniquement impliquée dans l'interaction élasto-optique sans dépolarisation. **Cela confirme bien les résultats que nous avons obtenus dans la première partie de ce chapitre, qui nous indiquent que l'interaction acousto-optique ne résulte sur une dépolarisation de la sonde que dans le cas où les ondes acoustiques impliquées dans cette interaction sont polarisées perpendiculairement par rapport au plan de**

la sonde incidente. Ce résultat est valable quelle que soit la nature homogène ou inhomogène des ondes acoustiques picoseconde. En considérant les ondes acoustiques comme étant  $\delta$  localisées, et en appliquant la relation ( 2.68 page 85), nous pouvons réécrire l'expression ( 2.79 page précédente) d'une façon plus compacte :

$$E'_{p,1} \approx j \frac{L_a E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2}}{2 \sin(\varphi)} \left( (\tilde{k}_x + q s_y) P_2 S_3^0 L_a + \frac{(\tilde{k}_x^2 + q s_y^2)}{\tilde{q}_{sz}} P_3 S_5^0 \right) C1_{\pm} \quad (2.80)$$

où  $C1_{\pm} = e^{j(q_{sz} z_0 - \tilde{q}_{sz}(z-z_0) + \tilde{k}_x x + q s_y y - \omega t)}$ .

L'expression ( 2.80) est similaire à celle de l'onde rétrodiffusée ( 2.66 page 83) trouvée dans la configuration où un réseau sonde est disposé perpendiculairement au réseau pompe. De ce fait, les mêmes conclusions sont valables dans cette configuration. En l'occurrence, sur la photodiode il ne faut pas superposer la résultante de l'interaction élasto-optique des ordres 1 et -1 des sondes, car l'expression ( 2.80) est proportionnelles à  $\frac{1}{\sin(\varphi)}$ . Ainsi, il faut sélectionner un seul ordre sur les deux ordres diffractés par chaque réseau sonde. De plus, pour éviter d'avoir une modulation de l'intensité rétrodiffusée, il ne faut pas superposer les deux faisceaux rétrodiffusés par les ondes acoustiques de vecteurs d'ondes  $+k_x$  et  $-k_x$ . En effet, comme le montre l'expression ( 2.75 page 88), la superposition de ces deux faisceaux bien que n'étant pas nulle, résulte en un terme spatialement modulé suivant l'axe des  $x$ . Pour ce faire, à partir de maintenant nous allons seulement prendre en compte la composante de la sonde dépolarisée par le réseau acoustique de vecteur d'onde  $-k_x$  qui s'exprime comme suit :

$$E'_{p,1}^{(-k_x)} \approx j \frac{L_a E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2}}{2 \sin(\varphi)} \left( (\tilde{k}_x + q s_y) P_2 S_3^0 + \frac{(\tilde{k}_x^2 + q s_y^2)}{\tilde{q}_{sz}} P_3 S_5^0 \right) C1_{-} \quad (2.81)$$

avec  $C1_{-} = e^{j(q_{sz} z_0 - \tilde{q}_{sz}(z-z_0) + (q_{sx} - k_x)x + q s_y y - \omega t)}$ .

Maintenant que nous avons donné l'expression de la sonde dépolarisée par le réseau acoustique de vecteur d'onde  $-k_x$ , pour évaluer la sensibilité de la détection des ondes acoustiques de cisaillement impliquées dans ce processus de dépolarisation, il nous faut exprimer l'intensité reçue par la photodiode. Pour ce faire, comme montré dans la sous-section (( a) page 88) consacrée au calcul de l'intensité dans le cas où le réseau sonde et le réseau pompe se trouvent dans deux plans perpendiculaires, pour exalter le signal homodyne, il faut superposer au faisceau rétrodiffusé un faisceau référence beaucoup plus intense. Dans la configuration actuelle, comme le montre la figure (2.10), le faisceau référence de façon explicite s'écrit :

$E_r \propto r E_{i,0}$ , où  $E_{i,0}$  est le champ incident et  $r$  est le coefficient de réflexion optique de l'échantillon.

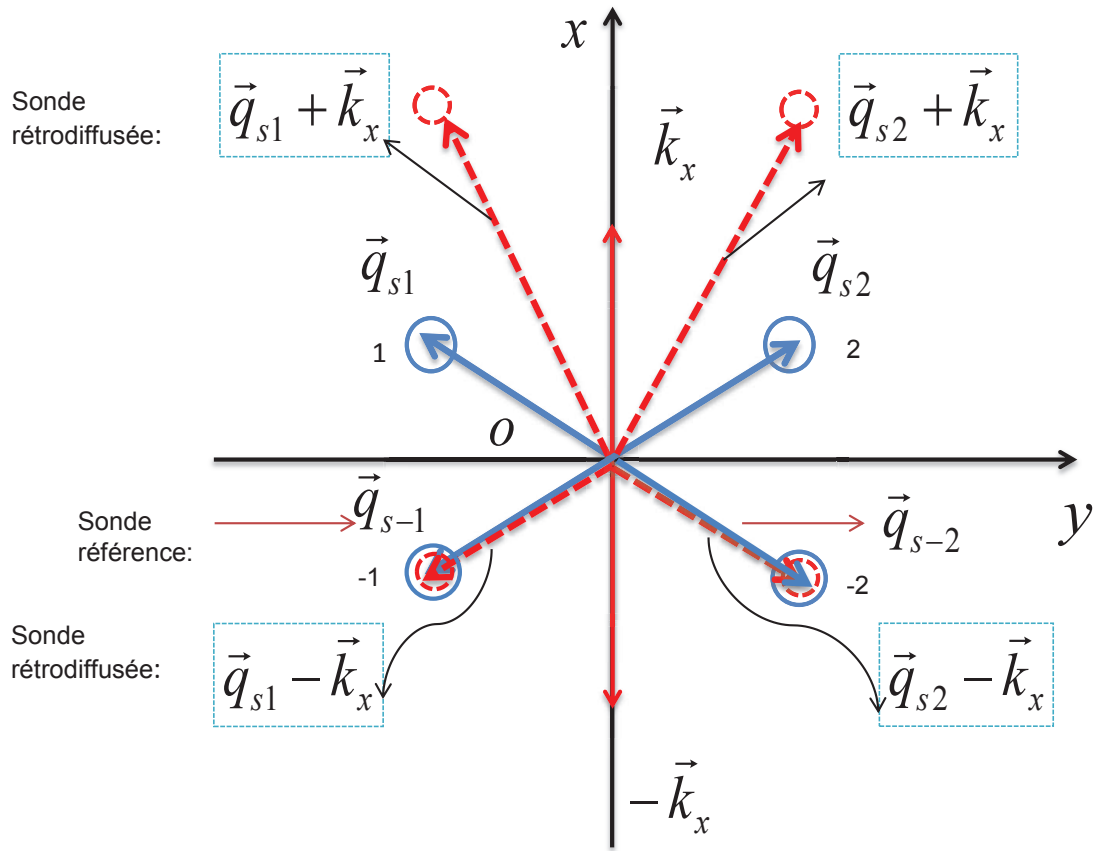


FIGURE 2.10 – Schéma décrivant les résultantes de l'interaction acousto-optique dans le cas de 4 sondes issues d'un grillage et un réseau acoustique suivant l'axe des  $x$ . Les ondes acoustiques sont représentées en rouge par leur vecteur d'onde  $\pm k_x$ . Elles ont leur amplitude périodiquement modulée suivant  $x$ . La projection dans le plan  $oxy$  du vecteur d'onde de la sonde  $\vec{q}_s$  est représenté en bleu pour chaque faisceau sonde. La résultante de l'interaction élasto-optique entre chacun des quatre et le réseau acoustique est représentée par le cercle rouge en pointillé. Cette résultante à pour vecteur d'onde  $\vec{q}_{si} \pm \vec{k}_x$ , où  $i=1$  à 4. Le faisceau référence est représenté par le cercle rouge entourant la sonde dépolarisée. Lorsque la distance entre  $\vec{q}_{s1}$  et  $\vec{q}_{s-1}$  égale  $\pm \vec{k}_x$ , l'hétérodynage est réalisé.

Le choix du faisceau référence est très important pour réaliser l'hétérodynage du signal acoustique. Par exemple sur la figure (2.10), afin de détecter les ondes acoustiques transverses qui sont à l'origine de la dépolarisation du faisceau sonde 1 (cercle rouge), il faut choisir le faisceau -1 (cercle rouge) comme référence. en effet, sur la figure (2.10), nous pouvons constater que la sonde 1 est rétrodiffusée en deux composantes, une de vecteur d'onde  $\vec{q}_{s1} + \vec{k}_x$  due aux ondes acoustiques inhomogènes de vecteur d'onde  $\vec{k}_x$  et une autre composante de vecteur d'onde  $\vec{q}_{s1} - \vec{k}_x$  due au réseau acoustiques de vecteur d'onde  $-\vec{k}_x$ . Cette dernière composante

rétrodiffusée, comme le montre la figure (2.10) (cercle bleu en pointillé) est colinéaire à la sonde -1 qui est choisie comme référence. De même, si on veut réaliser l'hétérodynage de la résultante de l'interaction de la sonde 2 avec le réseau acoustique de vecteur d'onde  $-k_x$ , il faudra choisir la sonde -2 comme référence.

Comme toutes les sondes sont à  $45^\circ$  du réseau acoustique, comme le montre la figure (2.11) la relation entre le vecteur d'onde acoustique  $-k_x$  et  $q_{s1}$  qui est la projection du vecteur d'onde sonde dans le plan  $oxy$  (voir figure 2.11) est :

$$k_x = \sqrt{2}q_{s1} = 2q_x, \quad (2.82)$$

où  $q_x$  est la projection du vecteur d'onde de la pompe  $q$  suivant la surface.

Comme la projection de la sonde suivant la surface  $q_{s1x} = \frac{\sqrt{2}}{2}q_{s1}$ , la condition (2.82) nécessaire pour réaliser l'hétérodynage peut être réécrite sous la forme :

$$2q_x = 2q_{s1x}. \quad (2.83)$$

**En d'autres mots, pour réaliser l'hétérodynage du signal acoustique, il est nécessaire que le pas du réseau sonde soit identique au pas du réseau pompe à la surface de l'échantillon.**

Maintenant que nous avons donné la condition indispensable à la réalisation de l'hétérodynage, nous allons essayer de quantifier l'expression de l'intensité du signal hétérodyne.

Pour ce faire, nous allons considérer que le vecteur d'onde de la sonde est ( $\vec{q}_s$ ) et que la distance entre deux sondes est égale à  $k_x$ . Ainsi, nous pouvons réécrire la référence sous la forme :

$E_r = rE_{i,0}e^{-jk_x x} = rE_{s,0}^0 e^{j(-q_{sz}z + q_{sy}y + (q_{sx} - k_x)x - wt)}$ . De ce fait, conformément au calcul de l'intensité hétérodyne dans la sous-section (a) page 88, l'intensité du signal hétérodyne s'obtient en appliquant la formule suivante :

$$I_{het} = 2E_{s,1}E_r \cos(\theta),$$

où  $\theta$  est la phase optique entre l'onde rétrodiffusée par le réseau acoustique et la référence.

En appliquant cette formule, nous obtenons l'expression du signal hétérodyne qui se présente comme suit :

$$I_{het} \approx 2r \frac{L_a I_{s,0} \frac{\sqrt{2}}{2}}{2 \sin(\varphi)} \left[ (\tilde{k}_x + q_{sy}) P_2 S_3^0 + \frac{(\tilde{k}_x^2 + q_{sy}^2)}{\tilde{q}_{sz}} P_3 S_5^0 \right] \sin(\beta), \quad (2.84)$$

avec  $\beta = q_{sz}(z + z_0) - \tilde{q}_{sz}(z - z_0)$ . Cette expression peut être optimisée en jouant sur la phase  $\beta$ . Ceci est possible en intercalant une lame de verre très fine ([63,65]) sur le trajet de la référence



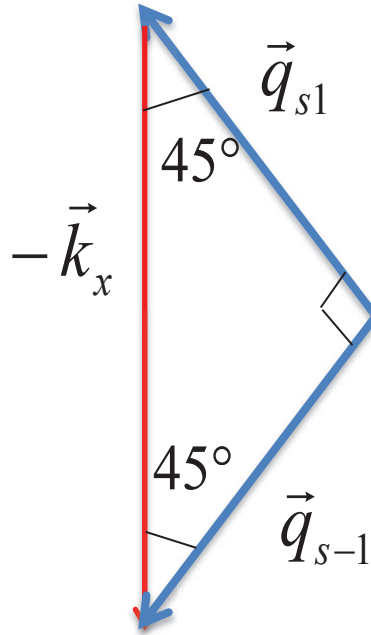


FIGURE 2.11 – Description symbolique des vecteurs d’ondes acoustiques et des sondes.  $-\vec{k}_x$  est le vecteur d’onde du réseau acoustique,  $\vec{q}_{s1}$  est le vecteur d’onde de la sonde 1 et  $\vec{q}_{s-1}$  celui de la sonde référence.

pour modifier son chemin optique.

De plus, l’expression ( 2.84 page précédente) n’est plus modulée spatialement suivant  $x$ . Ceci met en évidence l’importance du choix du faisceau référence qui doit être de même vecteur d’onde que le faisceau rétrodiffusé et parfaitement colinéaire. Le cas échéant, comme nous l’avons remarqué dans la sous-section ( a) page 88, l’intensité est modulée spatialement, ce qui nous fait en moyenne une intensité nulle. Avec l’expression ( 2.84 page précédente) nous démontrons qu’en utilisant une configuration expérimentale dans laquelle un réseau pompe et deux réseaux de diffractions sont disposés perpendiculairement sous forme de grillage sonde, il est possible d’exalter le signal homodyne en choisissant un des 4 faisceaux sondes de telle façon que l’intensité hétérodyne ne soit pas spatialement modulée. Pour cela le grillage sonde et le réseau pompe doivent avoir la même période.

## 2.5 Conclusion

Nous avons étudié la théorie de la détection réflectométrique des ondes planes acoustiques transverses inhomogènes générées par réseaux photo-induits à l'interface entre deux milieux opaques et transparents. Pour ce faire, nous avons basé notre théorie sur l'étude de l'interaction élasto-optique entre des faisceaux sondes obtenues grâce à des réseaux de diffractions et des ondes acoustiques inhomogènes générées par le biais d'un réseau de diffraction pompe. Grâce à ces réseaux de diffraction, nous avons pu mettre sur pied plusieurs configurations expérimentales dans le but d'étudier l'évolution de la sensibilité de la détection réflectométrique des ondes acoustiques transverses. De ce fait, nous avons montré dans la partie ( 2.2 page 56) que les ondes acoustiques peuvent être détectées sélectivement dans le cas où l'interaction élasto-optique résulte en une dépolarisation de la sonde. Nous avons aussi montré dans cette partie que la dépolarisation est uniquement induite par les ondes acoustiques polarisées perpendiculairement par rapport à la sonde, ce qui n'est pas le cas dans cette configuration. Pour pallier à cette limitation, nous nous sommes mis dans la configuration décrite dans la partie ( 2.2 page 56), et nous avons pu vérifier que la sonde est effectivement dépolarisée par le réseau acoustique perpendiculaire au plan d'incidence de la sonde. Afin de détecter les ondes acoustiques transverses impliquées dans ce processus de dépolarisation, nous avons également étudié l'intensité hétérodyne. Malheureusement nous avons trouvé que dans cette configuration nous ne pouvions pas profiter de l'hétérodynage pour exalter le signal acoustique car l'intensité est spatialement modulée selon la coordonnée latérale  $x$ . Pour ce faire, en utilisant une configuration expérimentale qui est la combinaison des deux précédentes, nous avons pu démontrer de façon théorique l'hétérodynage du signal dépolarisé sans modulation spatiale. En outre dans la partie ( 2.2 page 56), nous avons élargi l'étude de l'interaction élasto-optique dans le cas des ondes planes acoustiques transverses homogènes sans modulation d'amplitude. Cette parenthèse sur les ondes planes homogènes nous a permis de vérifier que la détection des ondes planes acoustiques dans la plupart des cas n'est pas possible en incidence normale.

Après l'étude de la théorie de la génération au chapitre 1 et de la détection dans ce chapitre, le prochain chapitre sera consacré à la réalisation expérimentale des résultats théoriques obtenus dans ces deux chapitres.



# Chapitre 3

## Acoustique picoseconde : fondement et dispositif expérimental

Dans ce chapitre, nous allons exposer les fondements de l'acoustique picoseconde notamment la technique pompe sonde tout en détaillant les différents composants optiques majeurs inhérents à la mise en œuvre d'un tel dispositif expérimental. De plus, comme montré dans le chapitre de la génération, l'utilisation de réseaux transitoires (RT) optiques comme source excitatrice peut être une alternative pour l'excitation des ondes acoustiques de cisaillement, nous nous attèlerons à expliciter les paramètres régissant le bon fonctionnement de ces RT. Lors de nos expériences nous avons utilisé la détection de la diffusion Brillouin liée au signal acoustique transverse. De ce fait, nous allons détailler la technique de la mesure Brillouin dépolarisé pour la détection des ondes acoustiques transverses.

### 3.1 L'acoustique picoseconde

L'acoustique picoseconde consiste en la génération et la détection d'ondes acoustiques de très hautes fréquences (10 GHz à 1 THz). L'idée maîtresse d'une expérience d'acoustique picoseconde est de suivre l'évolution temporelle d'ondes acoustiques à de très courtes échelles de temps et d'espace. Le principe est basé sur l'écholocation utilisée chez certains animaux, avec la spécificité de manipuler des échelles peu communes dans le domaine de l'acoustique, notamment des temps caractéristiques de l'ordre de la picoseconde et des échelles spatiales de l'ordre du nanomètre. En 1984, Humphrey J. Maris développe une technique pompe-sonde permettant la génération et la détection d'ondes acoustiques longitudinales de très hautes fréquences. Cette technique repose sur la photographie stroboscopique qui a été inventée par Joseph Plateau en

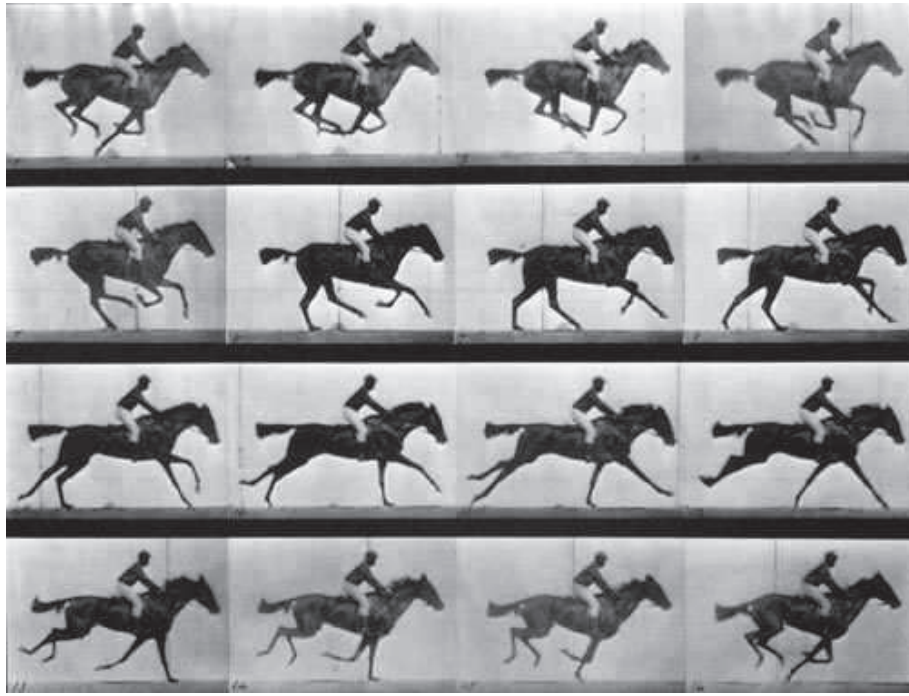


FIGURE 3.1 – Photographie stroboscopique du galop d'un cheval. Grâce à la stroboscopie les peintres ont réussi à représenter avec exactitude le galop d'un cheval. Cela a été possible en prenant plusieurs photos successives du mouvement du cheval dans le but de reconstituer son galop. Mais si la fréquence des mouvements est plus grande que la fréquence des appareils, une alternative pour reconstruire le galop consiste à obliger le cheval à reproduire plusieurs fois la même course. A chaque tour, on prend un cliché décalé par rapport au précédent. En rassemblant tous les clichés, nous pouvons reconstruire avec exactitude le galop du cheval.

Basée sur la même idée que la stroboscopie, les bancs d'acoustique picoseconde permettent d'étudier des phénomènes ultra-rapides de l'ordre de la picoseconde et des échelles spatiales de l'ordre du nanomètre. Ils permettent de suivre en temps réel la dynamique acoustique d'un échantillon en faisant coïncider à la surface d'un échantillon deux impulsions optiques très brèves ( $120\text{fs}$ ), l'une retardée par rapport à l'autre par une ligne à retard. Une première impulsion laser intense ( $0.3\text{mJ/cm}^2$ ), nommée classiquement "faisceau pompe", va déclencher les phénomènes que nous voulons étudier, en l'occurrence l'excitation d'ondes acoustiques se propageant dans le milieu sous investigation. Pour ne pas perturber le phénomène physique que l'on veut observer, une seconde impulsion dont l'intensité est en général moins intense que la pompe est utilisée pour mesurer la dynamique du système à un instant de retard  $t$  donné. Cette seconde impulsion est désignée comme "faisceau sonde". Comme dans la plupart des montages pompe-sonde, les

deux faisceaux proviennent du même laser, grâce à une lame demi-onde et un cube séparateur, nous pouvons contrôler la répartition de l'énergie entre la pompe et la sonde. L'effet combiné des faisceaux pompe et sonde est détecté en analysant directement les perturbations induites sur l'impulsion sonde. Ainsi, une expérience pompe sonde consiste à enregistrer la variation de la réflectivité optique en fonction du décalage temporel entre pompe et sonde.

La faible amplitude des phénomènes physiques engendrés par la pompe ( $10^{-3}$  à  $10^{-7}$ ) et le bruit provenant du laser, implique l'utilisation d'une détection synchrone qui va extraire le signal utile autour de la fréquence de modulation du faisceau pompe.

Dans notre configuration expérimentale, ce n'est pas un faisceau pompe, mais deux faisceaux qui interfèrent à la surface de l'échantillon pour former un RT optique. En effet, en plaçant un réseau de diffraction sur le trajet du faisceau pompe, ce dernier va être diffracté. Grâce à notre dispositif d'imagerie les deux ordres principaux  $+1$  et  $-1$  interfèrent à la surface de l'échantillon pour former un RT qui va induire l'excitation d'ondes acoustiques transverses inhomogènes. Mais avant de décrire le dispositif expérimental utilisé dans ce travail de thèse, nous allons donner une brève description du principe de ces RT ou "transient grating".

### 3.2 Réseaux transitoires (RT)

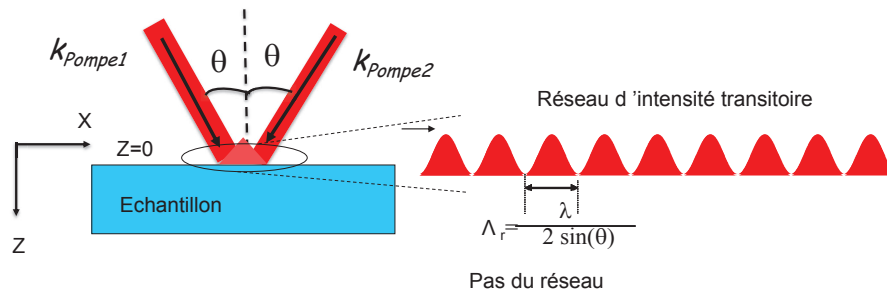


FIGURE 3.2 – *Principe du réseau transitoire.*

Ainsi, comme le montre la figure (3.2), la superposition spatio-temporelle de deux faisceaux lasers "pompe" à la surface de l'échantillon créera une interférence qui peut être considérée comme un réseau d'intensité optique de vecteur d'onde  $k_r$ . En fait, le mot "réseau" peut être utilisé pour toute distribution périodique d'un paramètre donné. Ce paramètre peut être une intensité, une température, une densité etc. Le pas du réseau, i.e., la distance entre deux pics successifs, est lié à la longueur d'onde  $\lambda$  (dans notre cas  $\lambda = 800nm$ ) et à l'angle d'incidence  $\theta$

des faisceaux pompes par la relation suivante :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta)}. \quad (3.1)$$

. Le calcul permettant de retrouver l'expression de l'intensité du RT pompe est bien décrit dans la thèse de Clifford Frez [71]. Dans cette thèse l'intensité a pour expression :

$$I \propto 2I_0 \left[ 1 + \cos(k_r \cdot x) \right], \quad (3.2)$$

avec  $I_0 = E_0^2$ . Donc, en jouant sur l'angle d'incidence, nous pouvons faire varier le pas du réseau. Comme montré dans l'étude de la théorie de la génération (chapitre 1 page 17), la valeur du pas de réseau RT pompe sur l'échantillon détermine l'efficacité de génération des ondes acoustiques de cisaillement. De façon générale, l'efficacité de génération des ondes acoustiques de cisaillement augmente lorsque le pas du RT diminue. C'est pourquoi nous avons élaboré une configuration expérimentale permettant d'obtenir un pas de RT sur l'échantillon, le plus petit possible, à la limite de la diffraction

L'absorption du RT optique par l'échantillon va induire une variation périodique de la température. La rapide variation de température due à l'échauffement laser va induire une variation de contrainte qui sera source d'ondes acoustiques. Du fait de la modulation spatiale de la température, les ondes acoustiques inhomogènes générées sont également modulées spatialement. En d'autres termes, l'absorption du RT pompe induit dans l'échantillon des réseaux d'ondes acoustiques.

Après cette brève description du principe des RT, nous allons maintenant décrire les équipements qui nous ont permis de mettre en œuvre notre dispositif expérimental.

### 3.3 Equipements

La figure (3.3) présente les éléments optiques principaux de notre dispositif expérimental. L'élément essentiel de ce dispositif sont les réseaux de diffraction en transmission qui sont imagés à la surface de l'échantillon. Les faisceaux pompes et sondes proviennent du même laser. Ce dernier possède les caractéristiques suivantes :

- Oscillateur femtoseconde Titane-Saphire (impulsion de 120 fs)
- modèle Mira 900s de chez Cohérent
- pompé par un Verdi de 5 W
- longueur d'onde accordable entre 750 et 800 nm

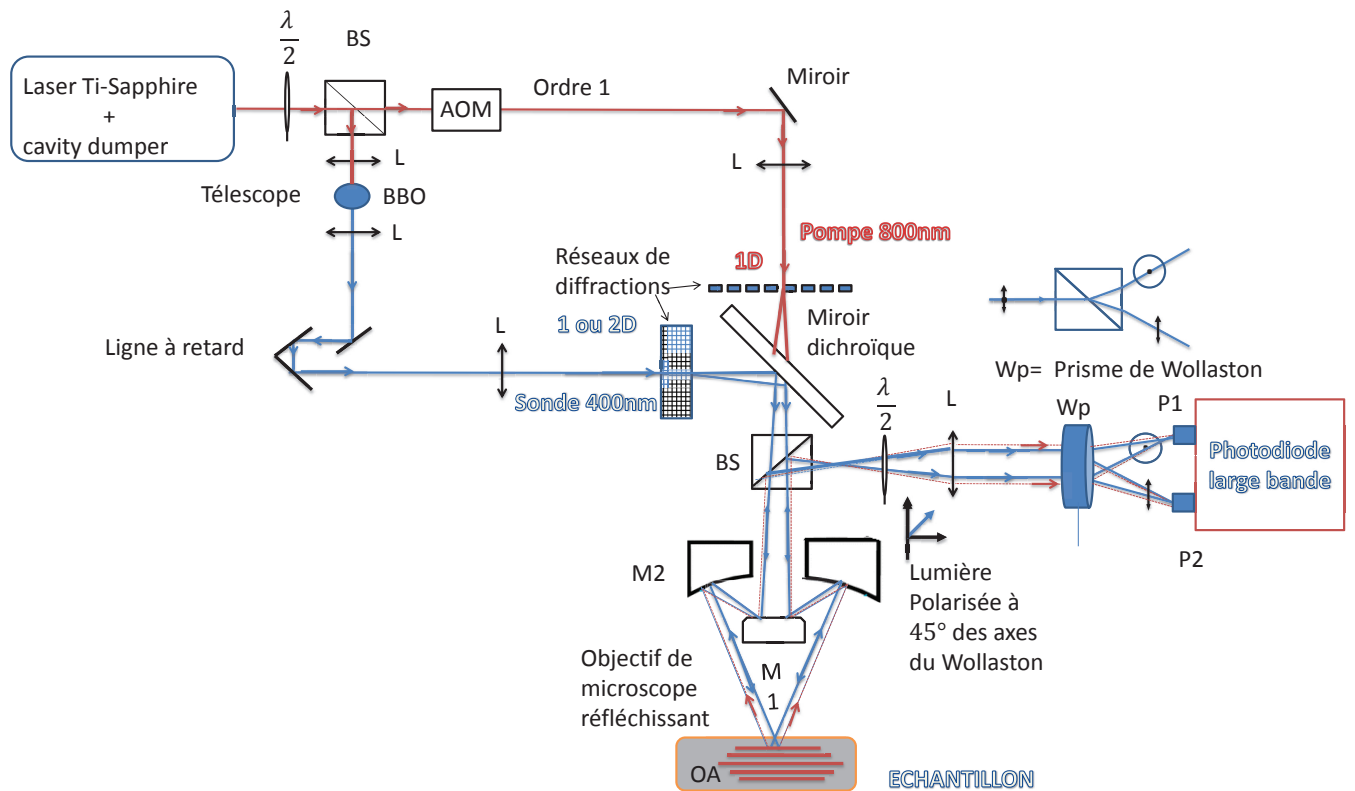


FIGURE 3.3 – *Dispositif expérimental de l'expérience pompe sonde utilisé basée sur des réseaux de diffraction comme sources excitatrices et de détection. Le réseau de diffraction sur le trajet de la sonde peut être un réseau 1D ou 2D. Dans ce dernier cas nous avons un grillage sonde et 4 faisceaux sondes résulteront de la diffraction, mais pour des raisons de commodité nous n'avons représenté que 2 faisceaux sondes sur la figure. BBO : cristal doubleur ; PBS : polazation beam splitter ; L : lentille ;*



- Le train d’impulsion est émis à une fréquence de répétition de 500 kHz
- énergie maximale des impulsions de 40 nJ

Pour obtenir plus d’énergie dans chaque impulsion, nous utilisons un "cavity Dumper" intracavité. En effet, en utilisant un "cavity dumper" acousto-optique, l’énergie de l’impulsion peut être multipliée par un facteur  $\approx 6$  par rapport à un oscillateur classique. En plus du gain en énergie, nous pouvons ajuster la fréquence de répétition jusqu’à 500 kHz. Ainsi dans notre cas, la fréquence de répétition peut être réduite de 76 MHz à 500 kHz.

En combinant un laser Mira 900 et un "cavity dumper", nous obtenons à la sortie du laser des impulsions d’une énergie de 40nJ avec un taux de répétition de 500 kHz. Par le biais d’une lame demi-onde et d’un cube polarisant, le faisceau sortant du "cavity dumper" est scindé en deux faisceaux d’intensités différentes : un faisceau sonde de faible intensité et un faisceau pompe beaucoup plus intense. La sonde (400 nm) est obtenue par doublage de fréquence en faisant passer le faisceau pompe (800 nm) à travers un cristal de BBO. le faisceau pompe est ensuite dirigé vers une cellule acousto-optique qui va le hacher (moduler) à une fréquence de 72 kHz. La fréquence de modulation est choisie de telle façon que le rapport signal sur bruit soit le meilleur. En fait cette modulation en créneaux est créée via le procédé suivant :

la cellule acousto-optique utilisée est composée d’un cristal ( $TeO_2$ ) qui est traversé par une onde à une fréquence de 80 MHz. Cette onde acoustique se comporte comme un réseau de diffraction. Comme les signaux que l’on mesure sont très faibles ( $10^{-4}$  à  $10^{-7}$ ) et de surcroît "noyés" dans du bruit, grâce à une détection synchrone nous pouvons extraire nos signaux utiles à la fréquence de modulation choisie. Cette même détection synchrone est responsable de la modulation des ultrasons qui se propagent dans la cellule acousto-optique. En effet, la détection synchrone émet un signal de référence interne qui va déclencher l’émission d’un signal carré par un générateur de fonctions auquel elle est reliée. Le signal carré commande la cellule acousto-optique qui diffracte sur le premier ordre qui servira de faisceau de pompe. Les deux faisceaux laser (pompe et sonde) ainsi obtenus vont ensuite être dirigés vers l’échantillon à étudier.

Comme notre technique de génération et de détection est basée sur l’utilisation de RT, les faisceaux pompe et sonde sont orientés vers des réseaux de diffraction optimisés pour les longueurs d’onde de 800 nm (pour la pompe) et 400 nm (pour la sonde) avant d’être recombinaé via un miroir dichroïque (voir figure 3.3). Afin d’imager ces réseaux de diffraction sur l’échantillon, nous avons trois possibilités : soit utiliser un système constitué d’un grand miroir sphérique [66], soit un télescope qui est constitué de deux lentilles achromatiques, soit un objectif de microscope réfléchissant (à miroir). Une étude comparative de ces trois systèmes est faite dans la réf-

rence [66], mais dans cette thèse seuls les deux derniers systèmes ont été utilisés. Nous allons présenter une étude comparative de ces deux systèmes d'imagerie en fonction de leur capacité à produire sur l'échantillon le pas de réseau transitoire nécessaire à une excitation efficace des ondes acoustiques et à leur détection. En effet, ces systèmes d'imagerie constituent, avec les réseaux de diffraction, les éléments optiques essentiels à la génération et la détection des ondes acoustiques de cisaillement par réseau photo-induit.

Les réseaux de diffraction ont des pas variables, le premier travail consiste donc à trouver le meilleur pas de réseau qui, combiné avec le grandissement de notre système produira à la surface de l'échantillon un pas qui va de pair avec notre objectif expérimental. Les simulations numériques et la théorie de la génération ont montré que l'efficacité de génération est inversement proportionnelle au pas du réseau. Nous avons constaté d'un point de vue expérimental, qu'il est assez difficile d'obtenir un pas du RT plus petit que  $1\mu\text{m}$ . Cette période est donnée par la relation  $\lambda = \frac{1}{2}G\Lambda_r$ , où  $\Lambda_r$  est le pas du réseau de diffraction pompe et  $G$  est le grandissement du système d'imagerie. Ainsi, il faut combiner le choix du réseau de diffraction et du système d'imagerie pour obtenir  $1\mu\text{m}$ . Nous avons d'abord commencé notre expérience avec le système comprenant le télescope à deux lentilles sphériques.

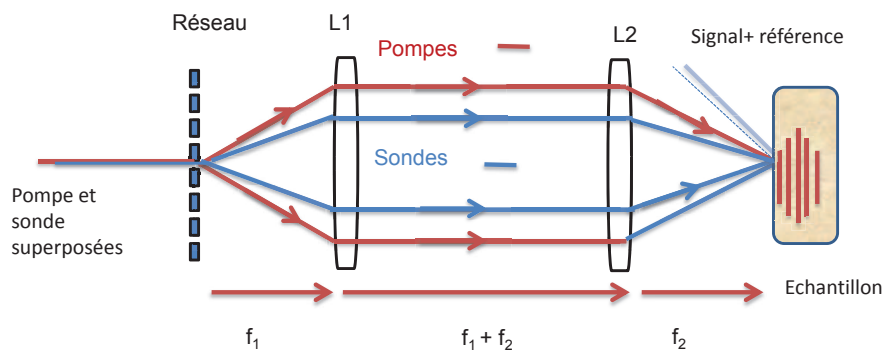


FIGURE 3.4 – Schéma d'un dispositif optique sous forme de télescope pour imager le réseau de diffraction sur l'échantillon ainsi que pour l'hétérodynage.  $f_1$  et  $f_2$  sont respectivement les distances focales des lentilles achromatiques L1 et L2

### 3.3.1 Système : télescope

Cette configuration qui est représenté par la figure (3.4) est un montage  $4f$ , où  $f_{1,2}$  sont les focales des deux lentilles. Cette configuration a déjà été utilisée en acoustique picoseconde pour étudier la dynamique de relaxation des fluides, la propagation des ondes acoustiques de surface

dans les solides, mais aussi pour augmenter la sensibilité de détection des ondes acoustiques par la détection hétérodyne (voir [65,67]). Les lentilles achromatiques L1 et L2 constituent le télescope qui forment l'image du réseau de diffraction sur l'échantillon avec un grandissement égal à  $G = \frac{f_2}{f_1}$ . Ainsi, le choix de  $f_{1,2}$  est fait en fonction du pas de RT désiré sur l'échantillon. Dans notre cas  $f_1 = 25cm$  et  $f_2 = 19mm$  pour un diamètre des lentilles de deux pouces ( $2 \times 2.54cm$ ), ce qui nous fait un grandissement de  $G = 0.076$ . Pour avoir approximativement  $1\mu m$  sur l'échantillon il faut un réseau de diffraction de pas  $\Lambda_r = 27\mu m$ . Mais avec cette période du réseau de diffraction, les deux ordres de diffraction arrivent en bords des lentilles malgré leur diamètre de 2 pouces, ce qui introduit des aberrations géométriques. Pour voir si ces aberrations n'influent pas sur la superposition spatiotemporelle des faisceaux pompes et sondes, nous avons enregistré l'image de la surface de l'échantillon à l'aide d'une webcam. En enregistrant séparément des images où seuls les faisceaux pompes interfèrent à la surface de l'échantillon et des images où seuls les sondes sont incidentes à la surface de l'échantillon, nous nous sommes rendus compte que l'interface des deux pompes et celle des deux sondes ne produisent pas le même nombre de franges. Ce qui peut réduire considérablement la sensibilité de détection des ondes acoustiques qui requiert une superposition parfaite des faisceaux sur l'échantillon. L'explication la plus plausible que nous avons trouvée est que cette différence notée sur les images sondes et pompes est due à une mauvaise superposition spatio-temporelle des faisceaux pompes et sondes, ou bien tout simplement des erreurs commises sur l'alignement des deux lentilles formant le télescope. Car, comme expliqué dans la référence [66], cette configuration est beaucoup plus sensible aux erreurs d'alignement des éléments optiques que les deux autres systèmes d'imagerie cités précédemment. L'avantage de ce système est que l'on peut choisir les deux lentilles en fonction de la période du RT souhaité sur l'échantillon. En même temps le fait que nous avons à régler l'alignement de chaque lentille du télescope augmente les risques d'avoir deux fois plus d'erreur, ce qui ne favorise pas une superposition parfaite des faisceaux pompes et sondes sur l'échantillon. De ce fait, cette configuration nécessite un alignement parfait des deux lentilles. Dans le but d'obtenir une meilleure superposition spatiotemporelle des faisceaux pompes et sondes, nous avons remplacé le télescope par un objectif de microscope réfléchissant constitué de deux miroirs sphériques respectivement concave et convexe (model 25-0522-000).

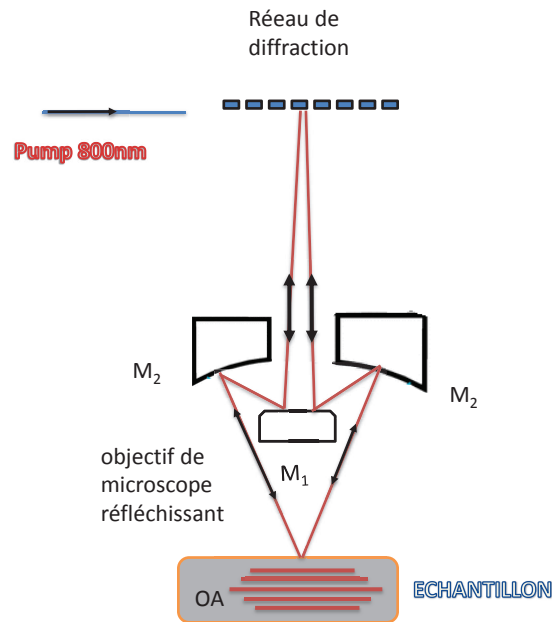


FIGURE 3.5 – Description symbolique de l’objectif de microscope réfléchissant.  $M_1$  et  $M_2$  sont les deux miroirs sphériques respectivement concave et convexe. Pour plus de clarté, sur le schéma nous avons seulement représenté le trajet des faisceaux pompes.

### 3.3.2 Système : objectif de microscope à miroirs

Ce système a l’avantage d’avoir une grande ouverture numérique (0.5), une grande distance de travail ajustable ( $\approx 8mm$ ) et surtout d’être optimisé contre les aberrations, sphériques et de coma, avec un grandissement de 36 qui peut être facilement contrôlé en modifiant la longueur de tube préalablement réglée à 160mm. Le système schématisé en figure (3.5) est constitué de deux miroirs traités à l’aluminium dont les surfaces offrent une réflexion moyenne de 85% dans le domaine de l’UV/VIS et 90% dans l’infrarouge. Le premier miroir a une surface concave sphérique percée d’un trou. La lumière incidente passe par ce trou et est réfléchiée dans un premier temps par le second miroir qui est de nature sphérique convexe et de plus petite taille. Ce miroir, lors de la réflexion, fera diverger la lumière vers le premier miroir. Ce dernier focalise le faisceau sur l’échantillon. Un des avantages de ce microscope est que le grandissement peut être facilement changé en modifiant la distance entre les réseaux de diffraction et l’objectif de microscope. De plus, son fort grandissement nous permet d’utiliser des réseaux de diffraction de plus grand pas, ce qui réduit l’angle de diffraction des faisceaux. Mais même dans ce cas, malgré la grande ouverture numérique, les faisceaux sont un peu coupés à la sortie de l’objectif.

La seule difficulté avec ce système réside dans l'alignement des faisceaux pompes et sondes pour qu'ils focalisent au même point. Mais une fois ce réglage réalisé, le système est très peu sensible aux erreurs d'alignement, car en effet ici nous utilisons deux miroirs qui ne peuvent pas être déplacés séparément, ce qui n'est pas le cas du télescope où nous pouvions commettre des erreurs sur chaque lentille. Dans notre cas, nous avons utilisé un réseau de diffraction avec un pas de  $57\mu m$ , ce qui fait en théorie une période du RT de  $0.8\mu m$  sur l'échantillon pour les faisceaux pompes et sondes, lorsque les réseaux de diffraction sont identiques. Pour juger de

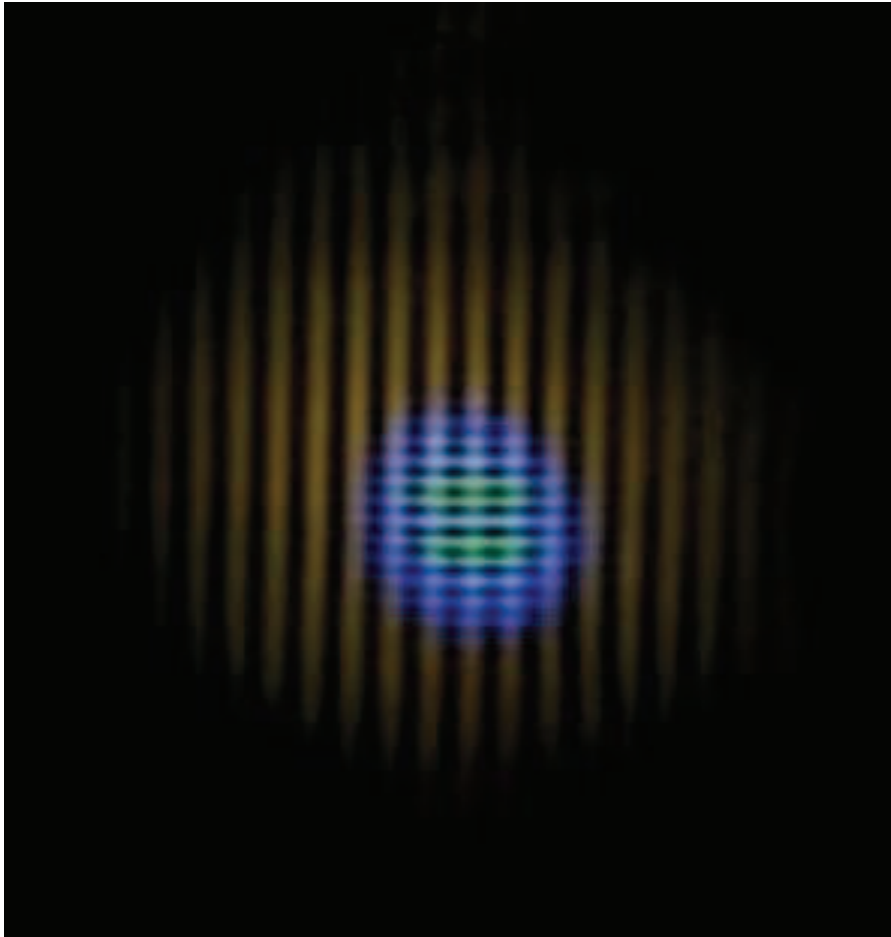


FIGURE 3.6 – Mise en évidence des images des RT pompe et sonde pour des réseaux de diffraction pompe 1D et sonde 1D perpendiculaires de périodes spatiales différentes.

la qualité de l'objectif de microscope, nous avons, de la même façon que pour le télescope à lentilles, enregistré à l'aide d'une webcam l'image des RT sondes et pompes à la surface de l'échantillon. Nous pouvons remarquer que les réseaux pompes et sondes n'ont pas exactement la même période. Cela est peut être due à la grande différence de longueur d'onde entre la pompe (800 nm) et la sonde (400 nm) qui induit des aberrations malgré l'achromatisme de

l'objectif de microscope ou bien tout simplement des aberrations introduites par la lentille disposée sur le trajet des faisceaux réfléchies par l'échantillon et qui sert à imager sur la webcam. L'étude comparative faite dans la référence [66] montre qu'avec les mêmes erreurs d'alignement commises sur les trois systèmes cités ci-dessus, l'objectif de microscope est le moins sensible aux erreurs de réglage et c'est lui qui offre la meilleure superposition spatiotemporelle des ordres de diffraction sur l'échantillon. Ce système peut aussi être utilisé pour la détection hétérodyne des ondes acoustiques de cisaillement, même si contrairement au télescope où nous avons de l'espace entre les deux lentilles pour insérer une fine lame de verre afin d'optimiser la phase  $\varphi$  du signal hétérodyne, nous avons très peu d'espace entre le grillage sonde et le microscope.

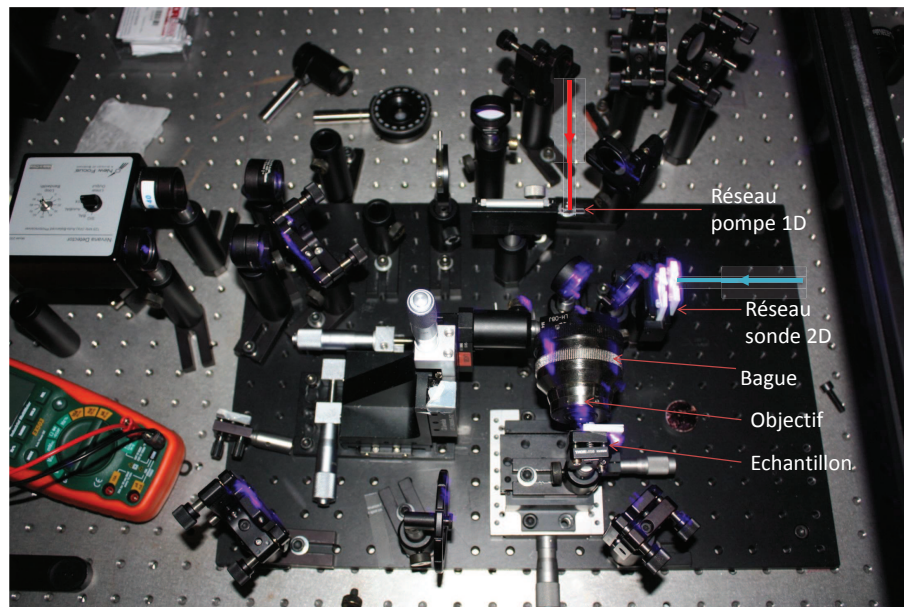


FIGURE 3.7 – Photographie du montage pompe sonde au niveau de l'échantillon.

Pour valider expérimentalement la théorie de la génération et de la détection des ondes acoustiques transverses inhomogènes, certaines conditions doivent être respectées tant sur la disposition des éléments optiques que sur l'alignement des faisceaux pompes et sondes. Nous allons dans la suite apporter des précisions concernant ces conditions.

### 3.3.3 Réglages et alignement du dispositif expérimental

En plus des éléments optiques qui sont en général présents dans un montage pompe/sonde classique, notre dispositif expérimental doit comprendre les éléments cités ci-dessous :

- un réseau de diffraction 1D optimisé pour la pompe. Ce réseau diffractera deux ordres principaux qui vont interférer à la surface de l'échantillon grâce à l'objectif de microscope,

ce qui induira l'excitation des ondes acoustiques inhomogènes.

- Un réseau de diffraction 2D (grille) optimisé pour la sonde dans le but d'obtenir quatre faisceaux sonde qui vont interférer à la surface de l'échantillon par le biais de l'objectif de microscope. En fait, la théorie de la détection a montré que pour une détection efficace des ondes acoustiques de cisaillement (détection hétérodyne (partie 2.4 page 90)), il est nécessaire d'utiliser 4 faisceaux sondes, et les réseaux de diffraction optimisés pour la pompe et la sonde doivent avoir le même pas.
- Pour réaliser une détection hétérodyne des ondes acoustiques de cisaillement, l'image des réseaux pompe et sonde doivent avoir la même période spatiale sur l'échantillon. D'où la nécessité d'utiliser un système optique d'imagerie favorisant la meilleure superposition spatiotemporelle possible des faisceaux pompes et sondes.
- Les faisceaux pompes et sondes sont focalisés au niveau des réseaux de diffraction à l'aide de lentilles asphériques et achromatiques pour éviter d'introduire des aberrations. La taille des faisceaux pompes et sondes au niveau des réseaux de diffraction est proportionnelle à la taille des faisceaux pompes et sondes au niveau de l'échantillon, par le facteur grandissement du dispositif.

Une fois le choix des réseaux de diffraction et du système d'imagerie adopté, l'élément central de ce dispositif est l'objectif de microscope qui relaie l'image des réseaux de diffraction sur la surface de l'échantillon de telle sorte que les périodes des RT pompe et sonde soient identiques. Cela nécessite un réglage minutieux de tous les éléments du dispositif. Ce réglage se fait en différentes étapes :

- Il faut d'abord s'assurer avant de placer les réseaux et l'objectif de microscope que la pompe et la sonde sont bien réglées en les superposant à l'infini.
- Ensuite placer l'objectif de microscope réfléchissant en prenant le soin de bien le centrer par rapport aux faisceaux pompes et sondes. Une méthode pour vérifier cela est d'accoler un miroir sur l'entrée du microscope et de voir si le faisceau rétro-réfléchi se superpose au faisceau sonde (pompe) incident. Une fois ce réglage fait, on peut enlever le miroir accolé au microscope.
- Maintenant il faut positionner les réseaux de diffractions 1D et 2D respectivement sur le trajet de la pompe et de la sonde aux points de focalisation des lentilles disposées devant ces réseaux. De plus, le réseau 1D pompe et le grille sonde doivent être à égale distance de l'objectif de microscope et cette distance doit correspondre à la longueur du tube qui est

préalablement réglée à 160 mm. Cette longueur peut être modifiée en tournant la bague de 90 mm à l'infini. Par exemple si cette bague est sur la position 160, les réseaux doivent être respectivement positionnés à 16 cm de l'objectif de microscope.

- l'étape suivante consiste à mettre en place les réseaux de diffraction 1D et 2D au point de focalisation des lentilles achromatiques disposées devant les réseaux. Pour que les images pompes et sondes coïncident sur l'échantillon, il est nécessaire que les réseaux de diffraction soient soigneusement positionnés bien droit. Cela peut être vérifié même avant le positionnement de l'objectif de microscope; il suffit de disposer les réseaux sur des platines de translations et de mettre un écran sur lequel est collée une feuille de papier à carreaux bien après les réseaux et de régler l'horizontalité (verticalité) des réseaux de telle façon que les faisceaux diffractés soient disposés parallèlement ou perpendiculairement par rapport à une ligne de la feuille de papier.

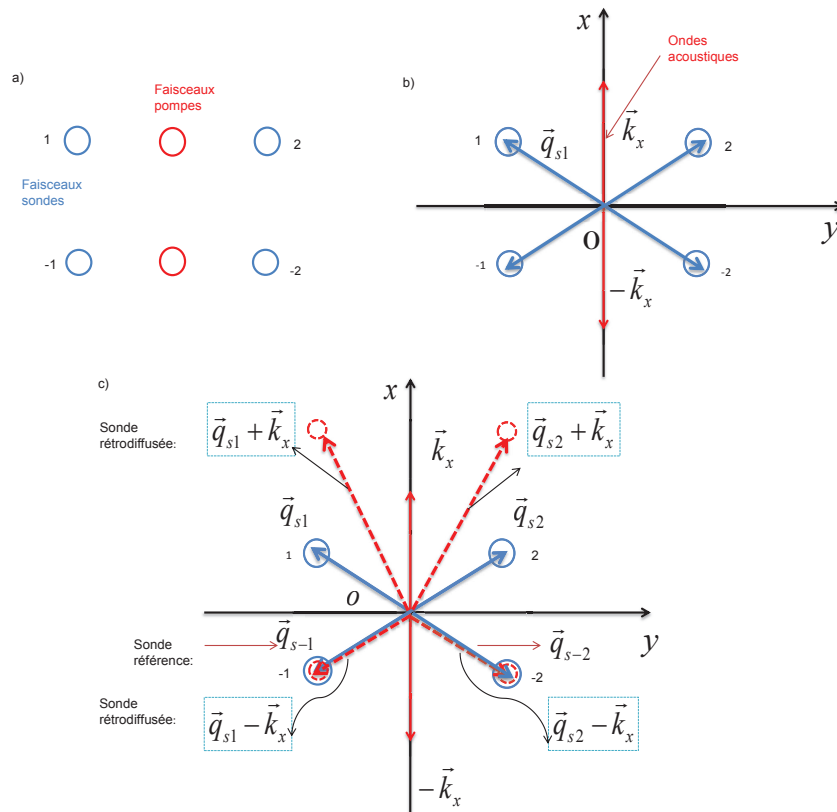


FIGURE 3.8 – a) Mise en évidence de la disposition des faisceaux pompes et sondes à l'entrée du microscope lorsque le montage est bien réglé. les faisceaux pompes sont en rouge et les faisceaux sondes en bleu. b) Schéma montrant la disposition des 4 faisceaux sondes en bleu par rapport au vecteur du RT acoustique  $k_x$  en rouge. c) Représentation du résultat de l'interaction élasto-optique et de l'hétérodynage du signal acoustique.



La partie (a) de la figure (3.8) montre comment les 2 faisceaux pompes et les 4 faisceaux sondes doivent être disposés juste avant d’entrer dans l’objectif de microscope réfléchissant. En (b) nous illustrons la disposition des 4 faisceaux sondes par rapport au vecteur d’onde du RT acoustique. La figure (c) met en évidence les résultantes de l’interaction élasto-optique et le possible hétérodynage de la résultante de l’interaction acousto-optique. En fait, cela a été démontré dans la théorie de la détection des ondes acoustiques transverses, lorsque nous utilisons 4 faisceaux sondes de telle façon que les RT pompe et sonde sur l’échantillon aient le même pas de réseau, l’hétérodynage du signal est possible. L’hétérodynage est possible car il nécessite que le faisceau sonde utilisé comme référence soit colinéaire à la résultante de l’interaction élasto-optique, comme illustré sur la figure 3.8(c) car, si nous utilisons 4 faisceaux sondes qui sont à  $45^\circ$  du vecteur acoustique  $k_x$ , la sonde numérotée 1 est rétrodiffusée par le réseau acoustique de vecteur d’onde  $-k_x$  dans la direction du faisceau sonde -1. De ce fait en utilisant la sonde -1 comme faisceau référence, puisqu’elle est colinéaire au vecteur d’onde du signal homodyne, nous pouvons réaliser la détection hétérodyne. Cependant cela n’est possible que si et seulement si le réglage décrit ci-dessus est minutieusement respecté. Dans le cas où la sonde référence n’est pas colinéaire au signal homodyne, l’intensité sur la photodiode sera modulée, ce qui donnera en moyenne une intensité nulle. D’autre part, si le pas des RT pompe et sonde est légèrement différent au niveau de l’échantillon, alors la superposition des faisceaux diffusés et références est mauvaise. Dans ce cas, l’hétérodynage est inefficace.

Dans la suite, nous présentons la méthode de détection utilisée dans cette thèse, nous allons décrire aussi les échantillons utilisés et les résultats expérimentaux.

### 3.4 Détection

Il existe plusieurs voies de détection possibles en acoustique picoseconde. Parmi ces méthodes, les plus utilisées sont la détection interférométrique et la détection réflectométrique. En fait, par le biais d’excitations laser nous mesurons les fluctuations des propriétés optiques des matériaux. Chaque passage de l’onde acoustique générée dans le milieu, aura pour effet de modifier les parties réelles et imaginaires de l’indice de réfraction. Ces variations se traduisent par un changement de la réflectivité. La détection réflectométrique est utilisée pour une mesure de l’amplitude de la variation de la réflectivité. Pour mesurer les variations de la phase ou la partie imaginaire du changement relatif de réflectivité, des systèmes de détection interférométrique tels que l’interféromètre de Mach-Zehnder ou le Sagnac sont utilisés [69, 70].

Comme la théorie de la génération et de la détection des ondes acoustiques transverses développée dans ce mémoire de thèse concerne des échantillons isotropes constitués d'un film transparent et d'un transducteur métallique opaque, toutes nos expériences sont basées sur la détection réflectométrique des ondes acoustiques transverses à travers l'effet Brillouin.

### 3.4.1 Diffusion Brillouin

La diffusion Brillouin peut être définie comme étant la diffusion inélastique de la lumière par les phonons acoustiques. Elle repose sur le même principe que la diffusion Raman. La seule différence vient du fait que dans le cadre de la diffusion Raman la lumière est diffusée par des phonons optiques, introduisant ainsi un décalage de longueur d'onde plus important entre la sonde incidente et la sonde diffusée. En effet, en diffusion Brillouin on mesure des phonons acoustiques dans la gamme de fréquences du GHz. En acoustique picoseconde, cet effet consiste en l'interférence entre le faisceau sonde incident réfléchi par la surface de l'échantillon et le faisceau sonde rétrodiffusé par les ondes acoustiques via l'effet photoélastique. L'impulsion acoustique étant en mouvement, le faisceau réfléchi par l'échantillon est sinusoïdalement modulé, ce qui se traduit par des oscillations connues sous le nom d'oscillations Brillouin. La détection Brillouin est très utilisée car à partir des oscillations, connaissant l'indice du film transparent on peut déduire la vitesse du son [24,64], ou bien mesurer l'atténuation acoustique [14]. Cependant pour voir les oscillations Brillouin certaines conditions doivent être satisfaites :

- D'abord le substrat doit être suffisamment transparent pour éviter l'atténuation rapide des oscillations Brillouin due à une faible longueur de pénétration optique.
- l'amplitude des oscillations Brillouin étant proportionnelle au coefficient élasto-optique du matériau, plus ce dernier est grand plus les oscillations seront de plus forte amplitude. Comme nous allons le voir dans la suite dans l'expression de la variation de réflectivité  $\Delta R(t)$ , ces coefficients élasto-optiques traduisent la variation d'indice en présence de la déformation acoustique à travers le terme  $\frac{\partial n_2}{\partial \eta_{zz}}$ . En d'autres mots, un fort couplage photoélastique favorise la détection des oscillations Brillouin.

En effet, lorsque le substrat n'est pas transparent, par exemple dans le cas d'un matériau opaque, la sonde n'est sensible aux ondes acoustiques qu'à la surface de l'échantillon puisque la sonde ne pénètre pas dans le matériau. Cet effet, qui met en évidence l'arrivée de la perturbation acoustique à la surface de l'échantillon, peut être observé en réflectométrie et est connu sous le nom de détection d'écho. La mesure des échos peut nous donner des informations sur les

propriétés élastiques de l'échantillon opaque, notamment l'épaisseur du matériau ou la vitesse des ondes acoustiques peuvent être déduites connaissant le temps d'aller-retour.

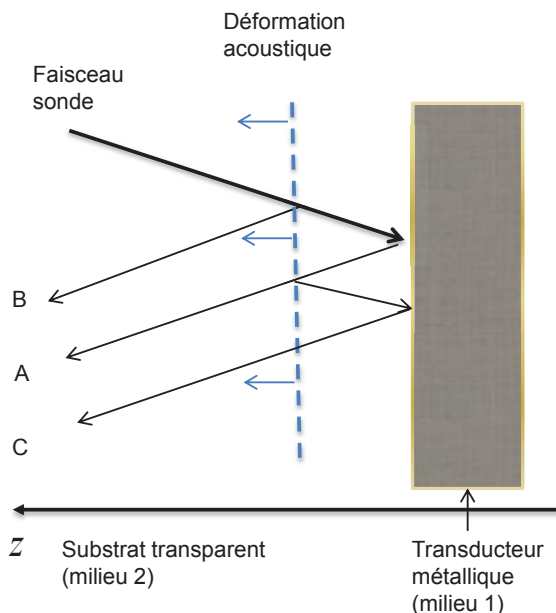


FIGURE 3.9 – Description schématique du mécanisme photoélastique régissant l'effet Brillouin.

La référence [14] décrit d'un point de vue théorique la mesure de la variation de la réflectivité à travers la détection Brillouin. Comme le montre la figure (3.9), l'impulsion sonde interagit avec l'interface du transducteur métallique-substrat, mais aussi avec la déformation acoustique représentée en bleu. Ces deux interactions résultent respectivement en une composante réfléchie notée A et deux composantes réfléchies de plus faibles intensités notées B et C. Ces réflexions B et C induites par la déformation acoustique sont dues à la variation de l'indice de réfraction via l'effet photoélastique. Selon la distance  $d = t * V_2$  ( $V_2$  étant la vitesse des ondes acoustiques dans le milieu transparent) parcourue par la déformation acoustique, les trois portions A, B et C provenant de la réflexion de la sonde peuvent interférer de façon constructive ou destructive. Ce qui résulte en une intensité réfléchie totale modulée dans le temps, dont la durée entre deux maxima (minima) peut être utilisée pour déterminer la vitesse de propagation de la déformation acoustique dans le matériau transparent, tandis que l'amplitude de ces oscillations est liée à celle de la déformation acoustique.

Les trois coefficients de réflexions notés  $r_A$ ,  $r_B$  et  $r_C$  traduisant l'interaction photoélastique entre la sonde incidente et la déformation acoustique, dans le concept de la détection photoacoustique donné dans la référence [2] ont pour expressions :

$$r_A = r_{trans} + \delta r_{trans} \quad (3.3)$$

$$r_B = ik_0 \int_0^\infty \delta n_2(z, t) e^{-2ikz} dz \quad (3.4)$$

$$r_C = ir_{trans} k_0 \int_0^\infty \delta n_2(z, t) e^{2ikz} dz. \quad (3.5)$$

Dans ces équations  $k_0$  et  $k$  représentent respectivement le nombre d'onde de la lumière dans le vide et dans le substrat,  $r_{trans}$  est le coefficient de réflexion de la sonde à l'interface substrat-métal et  $\delta r_{trans}$  son changement dû à la variation de température induite par la pompe dans le transducteur métallique. Le terme  $\delta n_2(z, t)$  dans les équations (3.4) et (3.5) met en évidence la variation de l'indice de réfraction induite par la présence de la déformation acoustique à une position  $z$  et un temps  $t$  donnés dans le substrat. Cette variation de l'indice est supposée faible, ce qui fait que les coefficients dus à la déformation  $r_B$ ,  $r_C$  et  $\delta r_{trans}$  sont beaucoup plus faibles que le coefficient  $r_{trans}$ .

Dans la référence [14], cette variation de l'indice de réfraction est supposée petite et la variation temporelle du coefficient de réflectivité optique totale est donnée par l'expression suivante :

$$\Delta R(t) = |r_A + r_B(t) + r_C(t)|^2 - |r_{trans}|^2. \quad (3.6)$$

Ainsi, en considérant cette dernière expression et l'équation (3.3), l'effet au premier ordre causé par la pompe s'écrit :

$$\Delta R(t) = r_{trans}^* (\delta r_{trans} + r_B(t) + r_C(t)) + c.c.. \quad (3.7)$$

Comme les informations acoustiques du substrat sont contenues dans les expressions de  $r_B$  et de  $r_C$  qui sont des intégrales de la distribution de la déformation acoustique dans le matériau transparent, nous pouvons exprimer la faible variation de l'indice de réfraction en fonction de la déformation acoustique dans la direction  $z$  sous la forme suivante :

$$\delta n_2(z, t) = \frac{\partial n_2}{\partial \eta_{zz}} \eta_{zz}(z, t). \quad (3.8)$$

Ainsi dans la référence [2] la contribution acoustique à la variation temporelle de la réflectivité est donnée par la relation suivante :

$$\Delta R(t) = 2 \frac{\eta_0}{n_2} \frac{\partial n_2}{\partial \eta_{zz}} * \frac{[1 - \cos(2kd')] R^{\frac{1}{2}} (1 - R) \cos(2kv_2 t - \psi)}{|1 + r_{ac} e^{4ikd'}|}, \quad (3.9)$$

où le coefficient de réflexion de la déformation acoustique est donné par la relation :

$$r_{ac} = \frac{Z_{trans} - Z_f}{Z_{trans} + Z_f},$$

avec  $Z_{trans}$  et  $Z_f$  respectivement les impédances acoustiques du substrat et du film métallique.

$r_{ac}$  est égale à - 1 à la surface libre de l'échantillon,  $d'$  représente la période des oscillations dans le substrat et  $R = |r_{trans}|^2$  de l'interface transducteur métallique- substrat <sup>1</sup>. Il est important de souligner que la contribution acoustique à la variation du coefficient de réflectivité  $\Delta R$  exprimée dans la référence [14] est proportionnelle au terme  $(1 - R)\sqrt{R}$ . Cette relation de proportionnalité dicte le choix du transducteur métallique. En effet, le choix d'un transducteur parfaitement réfléchissant réduit fortement l'amplitude de  $\Delta R$  par le facteur  $(1-R)$ , tandis qu'un transducteur peu réfléchissant réduit également l'amplitude de  $\Delta R$  par le facteur  $\sqrt{R}$ . Ainsi, pour une sensibilité de détection maximale, le choix d'un transducteur semi-transparent dont le coefficient de réflexion  $R = 30\%$  s'avère judicieux.

A partir de l'expression de la variation de la réflectivité ( 3.9 page précédente) nous pouvons directement exprimer la période des oscillations acoustiques sous la forme suivante :

$T_B = \frac{\lambda}{2V_2}$ , où  $\lambda$  est la longueur d'onde du faisceau sonde dans le substrat. Cette expression est valide dans le cas d'une sonde en incidence normale. En revanche, la sensibilité de détection Brillouin transverses est nulle [58]. Dans le cas d'une incidence oblique, l'expression de la période devient

$$T_B = \frac{\lambda}{2V_2 \cos \theta} \quad (3.10)$$

où encore,

$$f_B = \frac{2V_2 \cos \theta}{\lambda}, \quad (3.11)$$

avec  $\theta$  étant l'angle entre le faisceau sonde et la normale à l'interface substrat-transducteur et  $f_B$  est la fréquence des oscillations Brillouin. En effectuant une transformée de Fourier du signal de la variation de réflectivité, nous avons accès à la fréquence Brillouin qui nous permet de remonter à la vitesse longitudinale ou transverse des ondes acoustiques connaissant l'indice  $n_2$  du substrat. Un exemple de signal de la variation de réflectivité en fonction du temps est donné sur la figure (3.10). Sur cette figure on peut visualiser assez nettement les oscillations Brillouin. L'échantillon est formé d'un film transparent de 660 nm de PMMA, déposé par spin coating sur une couche d'Aluminium déposée par PVD, sur un substrat de Silicium.

---

1. Le calcul qui permet d'obtenir l'expression de  $\Delta R(t)$  est bien décrite dans la référence [2]

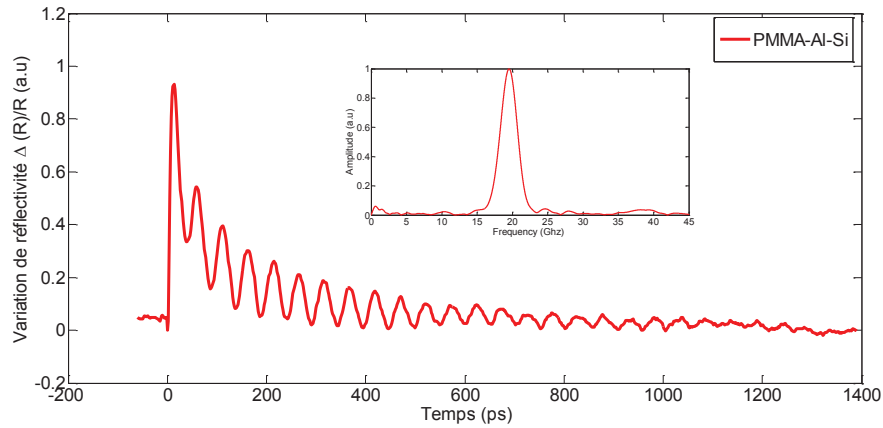


FIGURE 3.10 – *Mesure de la variation de réflectivité  $\Delta R$  en fonction du temps avec un échantillon formé de PMMA/Al/Si. la détection se fait dans le milieu transparent, en l'occurrence le polymère PMMA de 660 nm d'épaisseur. Sur cette figure on voit les oscillations Brillouin à la fréquence de 20 GHz mise en évidence dans l'insert obtenu grâce à une transformée de Fourier du signal temporel.*

. D'autre part, étant donné que bien souvent les ondes acoustiques transverses sont souvent de plus faibles amplitudes que les ondesacoustiques longitudinales, la détection des ondes acoustiques transverses est souvent très difficile voire impossible. Les ondes transverses sont souvent écrantées par les ondesacoustiques longitudinales du fait de leur plus grande amplitude, ce qui rend très difficile leur détection. Pour pallier cette limitation, nous avons choisi une méthode optique de détection qui permet de discriminer la contribution des ondesacoustiques longitudinales afin que les ondes transverses ne soient plus écrantées. Pour ce faire nous avons utilisé la détection Brillouin dépolarisée (DBD).

### 3.4.2 Diffusion Brillouin Dépolarisée (DBD).

Comme son nom l'indique, cette technique repose sur la diffusion Brillouin tout en jouant sur la polarisation du signal de telle façon que la photodiode ne soit sensible qu'à la variation de la direction de polarisation. Pour ce faire, comme le montre la figure (3.11), en intercalant une lame demi-onde ( $\frac{\lambda}{2}$ ) et un prisme de Wollaston, nous pouvons mesurer les variations de direction de la polarisation du signal. Par dépolarisation nous entendons la modification de la polarisation de la sonde rétrodiffusée par rapport à la polarisation de la sonde incidente par les ondes acoustiques à travers l'interaction photoélastique. Comme démontré dans le chapitre de la détection des ondes planes acoustiques transverses et dans la référence [24], seules les ondes acoustiques

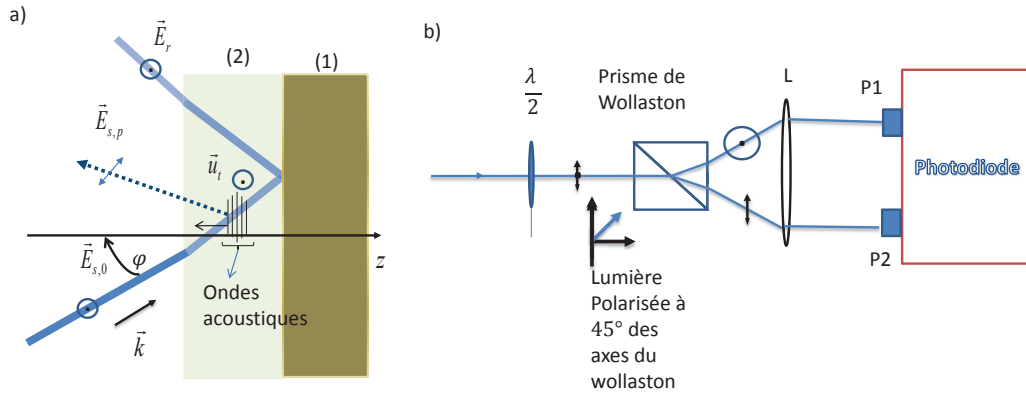


FIGURE 3.11 – Description schématique de la détection Brillouin dépolarisée.

transverses polarisées perpendiculairement par rapport au plan d'incidence de la sonde peuvent modifier via l'interaction élasto-optique la polarisation de la sonde incidente. C'est pour cette raison que sur la figure (3.11) nous avons seulement représenté l'interaction élasto-optique entre une sonde de polarisation s et les ondes acoustiques transverses. En réalité, la sonde incidente interagit aussi bien avec les ondes acoustiques longitudinales que transverses, mais par souci de clarté nous avons seulement représenté les ondes transverses impliquées dans le processus de dépoliarisation. Ainsi, dans ce processus la sonde incidente polarisée s est rétrodiffusée par les ondes acoustiques transverses en une sonde de polarisation p. En jouant sur la lame demi-onde de telle façon que le signal soit polarisé à  $45^\circ$ , le prisme de Wollaston permet de séparer le signal en deux portions d'égales intensités mais de polarisations différentes. Chacun de ces faisceaux est dirigé vers une des voies de notre photodiode balancée qui, en faisant la soustraction des deux signaux A- B, n'est sensible qu'à la variation de direction de polarisation. Nous avons démontré de façon théorique que la détection qu'à travers la détection hétérodyne conjointe à la DBD, nous pouvons augmenter l'efficacité de détection des ondes acoustiques transverses. De ce fait, la sensibilité aux ondes acoustiques transverses peut encore être exaltée dans le cas où la DBD est associée à une détection hétérodyne. Mais avant d'envisager la détection hétérodyne, nous nous sommes attelés d'abord à valider la faisabilité de la DBD de façon expérimentale.

#### a) Validation expérimentale de la diffusion Brillouin dépolarisée homodyne.

Pour valider de façon expérimentale la DBD, nous avons choisi un échantillon qui a déjà fait ses preuves concernant sa capacité à générer des ondes acoustiques transverses [25]. Dans cette référence il a été montré que la génération des ondes transverses est possible avec un

échantillon dont le transducteur a son axe cristallographique  $C_3$  désorienté d'un certain angle par rapport à la normale à l'échantillon. En réalité, des ondes quasi-longitudinales et quasi-transverses générées directement dans le transducteur donnent naissance par conversion de mode en transmission dans le substrat isotrope à des ondes planes acoustiques transverses. De ce fait, pour ces expériences il n'est pas nécessaire d'utiliser une excitation inhomogène (des réseaux de diffraction) pour la génération des ondes acoustiques transverses. Nous avons utilisé la méthode classique d'une expérience pompe sonde qui implique l'utilisation d'un seul faisceau pompe rouge ( $\lambda = 800nm$ ) et d'une sonde à  $\lambda = 400nm$  en incidence oblique. L'échantillon est formé d'un film mince de fer (Fe) comme transducteur sur un substrat de verre ( $SiO_2$ ). Le transducteur a été déposé par épitaxie de telle façon que son axe cristallographique  $C_3$  soit contenu dans le plan vertical pour favoriser la génération et la détection d'ondes acoustiques transverses polarisées verticalement. De plus amples informations concernant l'échantillon  $Fe/SiO_2$  sont données dans les références [25, 68].

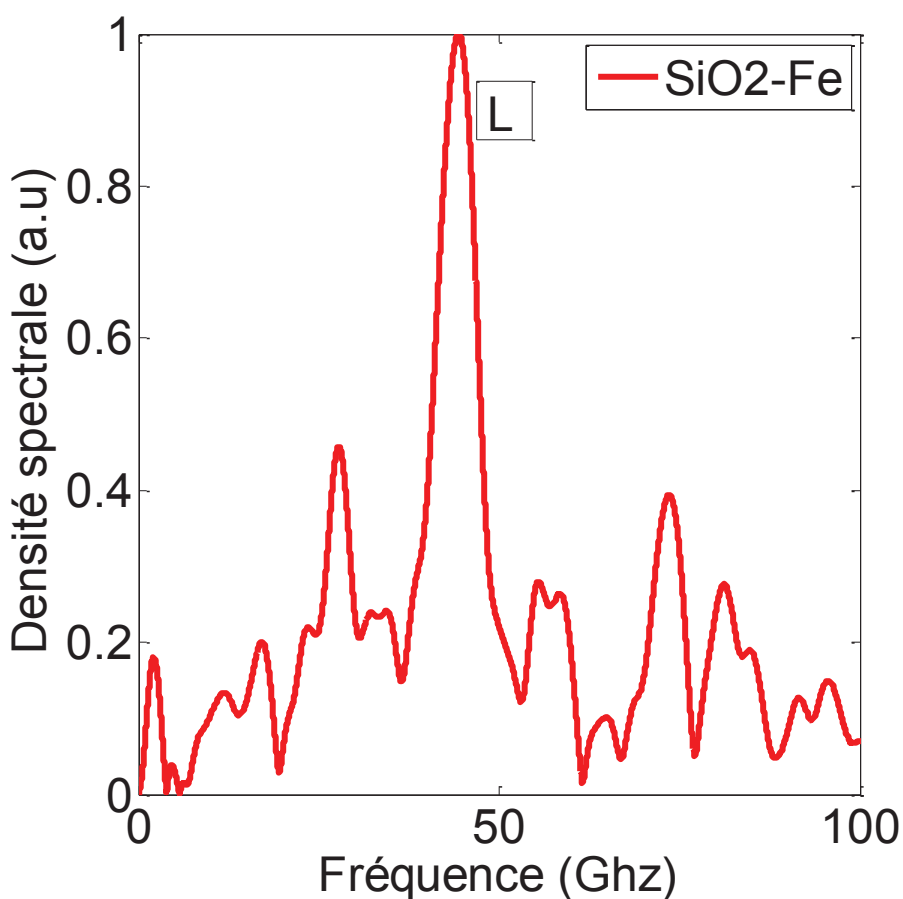


FIGURE 3.12 – Mise en évidence des oscillations Brillouin mesurée dans la silice ( $SiO_2$ ) sur lequel nous avons déposé du Fer. L désigne la fréquence des oscillations Brillouin longitudinale



Pour mettre en évidence l'importance de la dépolarisation nous avons essayé de procéder à la détection des oscillations Brillouin dans la silice sans et avec dépolarisation. Pour réaliser la mesure sans dépolarisation il suffit d'enlever la lame demi-onde et le prisme de Wollaston qui sont présentés sur la figure (3.11(b)). L'échantillon est placé sur un support circulaire gradué de 0 à 360° de façon à observer l'effet de l'orientation des ondes acoustiques transverses sur l'amplitude de la variation de réflectivité. Les positions 0° et 180° correspondent aux cas où les ondes acoustiques transverses sont exactement orientées perpendiculairement par rapport au plan d'incidence, mais de sens opposé. La figure (3.13 page suivante) met en évidence la transformée de Fourier du signal de réflectivité montrant la fréquence des oscillations Brillouin dans la silice dans le cas d'une détection Brillouin non dépolarisée. Sur cette figure nous n'observons qu'une fréquence à 41 GHz qui correspond à celle des oscillations Brillouin longitudinales dans la silice, cela quelle que soit l'orientation des ondes acoustiques transverses. Cependant aucune fréquence transverse n'est décelable après plusieurs moyennes quelle que soit l'orientation de l'échantillon. Dans le but de procéder à la DBD, nous avons replacé la lame demi-onde et le prisme de Wollaston sur le banc optique.

La figure (3.13) présente la(les) fréquence(s) des oscillations Brillouin qui sont détectées dans le verre dans le cadre d'une DBD pour des positions de l'échantillon de 0 à 180°. Comme nous nous y attendions, la DBD révèle l'existence d'une fréquence à 23 GHz correspondant à celle des oscillations Brillouin transverses dans le verre. Nous remarquons que pour  $\Phi=0$  et  $180^\circ$ , l'amplitude de la fréquence longitudinale est presque négligeable devant celle transverse. Ces positions correspondent à la situation où les ondes acoustiques transverses sont exactement perpendiculaires par rapport au plan d'incidence de la sonde. Cela est en phase avec les conclusions que nous avons données dans la partie consacrée à l'étude de la théorie de la détection des ondes planes acoustiques transverses (section (c) page 75). Au travers de la figure (3.13) nous avons mis en évidence le fait qu'il est possible de discriminer l'amplitude des ondes acoustiques longitudinales en faveur des ondes acoustiques transverses par la DBD.

Après avoir validé de façon expérimentale l'importance de la DBD, nous avons voulu vérifier si les ondes acoustiques transverses verticales dépolarisent la sonde de la même façon selon que l'échantillon soit sur la position 0 ou 180°. En d'autres mots, les ondes acoustiques transverses verticale positives ( $\Phi=0^\circ$ ) ou négatives ( $\Phi=180^\circ$ ) dépolarisent-elles la sonde dans la même direction? Pour répondre à cette question, nous avons enregistré le signal de la réflectivité temporelle pour ces deux positions comme le montre la figure (3.14). Sur cette figure sont représentées en rouge les oscillations Brillouin dans la silice pour  $\Phi=0^\circ$  et bleu pour  $\Phi=180^\circ$ .

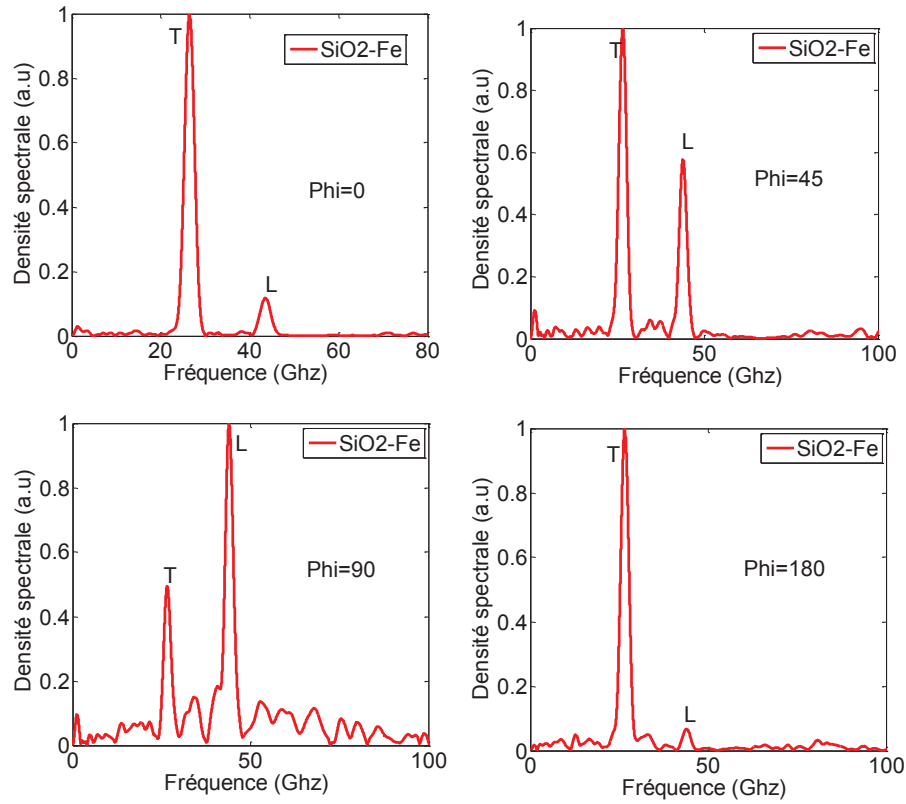


FIGURE 3.13 – Mise en évidence des oscillations Brillouin transverses à travers la DBD dans un substrat de silice sur lequel nous avons déposé du Fer. L et T mettent en évidence respectivement la fréquence des oscillations Brillouin longitudinales et transverses.  $\Phi$  correspond à l'orientation des ondes acoustiques transverses verticales par rapport à la normale à l'échantillon.  $\Phi=0$  correspond au cas où les ondes acoustiques sont orientées verticalement par rapport au plan d'incidence sonde.

Nous pouvons remarquer que les deux signaux sont en opposition de phase, ce qui signifie que le signal dépolarisé dépend bien de l'orientation des ondes acoustiques transverses verticales. Cela nous indique que si les ondes acoustiques transverses verticales (positives) dépolarisent la sonde avec un angle  $\theta$ , les ondes transverses (négatives) dépolarisent la sonde mais avec un angle  $-\theta$ . Cela rejoint les conclusions de la théorie de la détection des ondes acoustiques de cisaillement ( 2 page 55) que nous avons développée dans cette thèse. Ce qui est surprenant est l'inversion du pic électronique. Cela vient peut-être des propriétés magnétiques du fer. Car une mesure DBD est également sensible à la magnétisation de l'échantillon.

Ce paragraphe nous a permis de mettre en évidence qu'il est possible à travers la DBD d'être sensible aux ondes acoustiques transverses. Nous avons aussi montré que la dépolarisation était fonction de l'orientation et du signe des ondes acoustiques transverses. Ces dernières ont été

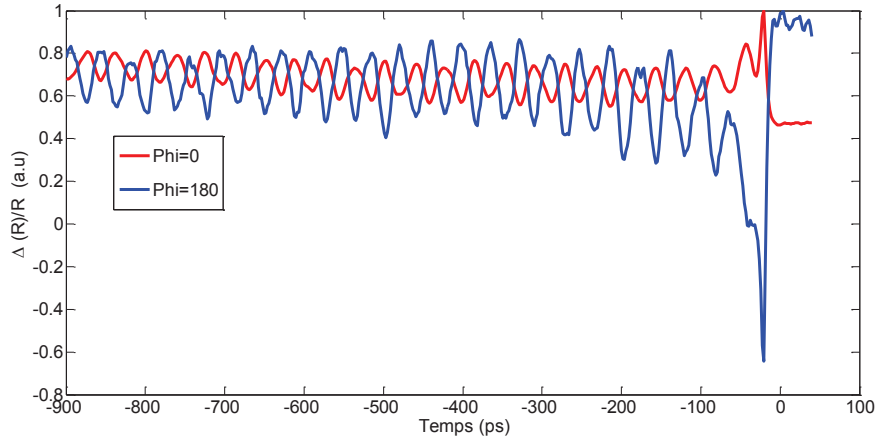


FIGURE 3.14 – *Oscillations Brillouin observées dans la silice pour  $\Phi=0$  et  $\Phi=180^\circ$ . Les deux signaux sont en opposition de phase mettant ainsi en évidence la dépendance de la dépolarisation à l'orientation des ondes acoustiques transverses verticales.*

générées en utilisant un transducteur opto-acoustique dont l'axe de symétrie est désorienté par rapport à la normale à l'échantillon. Cependant, la théorie qui est développée dans cette thèse concerne la génération et la détection des ondes acoustiques par réseaux photo-induits à l'interface entre deux milieux isotropes. Ces derniers, comme indiqué dans le chapitre consacré à la génération et la détection des ondes acoustiques transverses, sont des milieux semi-infinis isotropes composés d'un substrat transparent et d'un transducteur métallique opaque. Pour mener à bien ces expériences qui sont aussi basées sur la DBD et la détection hétérodyne, il est crucial de bien choisir la combinaison de matériaux (substrat transparent/transducteur opaque) pour une génération et une détection efficace des ondes acoustiques transverses. Dans le même ordre d'idée que l'étude faite dans le chapitre 1 concernant l'optimisation du choix des deux milieux, nous allons présenter dans le paragraphe suivant des simulations numériques mettant en évidence l'amplitude des déformations acoustiques longitudinales et transverses inhomogènes qui sont générées pour différentes combinaisons de substrats transparents et de métaux isotropes.

### 3.5 Choix des échantillons

Dans cette partie nous présentons une étude basée sur des simulations numériques concernant le choix optimum des matériaux permettant une génération efficace des ondes acoustiques de cisaillement. Nous présentons dans cette partie l'évolution de l'amplitude des déformations acoustiques de cisaillement et longitudinales inhomogènes transmises dans le substrat en fonc-

tion de la période du RT (réseau transitoire sur l'échantillon). Cette étude est plus globale et plus approfondie que celle faite dans la sous-section consacrée à l'étude de l'évolution de la fonction de transformation spectrale de conversion de l'énergie lumineuse en ondes planes acoustiques inhomogènes. En fait, dans cette sous-section l'analyse n'était basée que sur l'évolution de l'efficacité d'émission des ondes acoustiques en ne prenant en compte que les termes mettant en évidence les propriétés élastiques d'interface, en l'occurrence les paramètres  $F_{0-4}$  en fonction de la vitesse du réseau  $v_r$ . Donc la contribution thermo-acoustique décrit dans le chapitre 1 à travers le terme  $(\alpha\Theta(\pm k_{l\perp})/C)[(1+\nu_1)/(1-\nu_1)]$  n'est pas prise en compte. Dans ce paragraphe l'étude est globale dans la mesure où nous prenons en compte la contribution thermoélastique à l'efficacité d'émission des ondes acoustiques inhomogènes dans différents substrats ainsi que les termes relatifs aux propriétés élastiques d'interface à travers les expressions des profils de déformations acoustiques inhomogènes définies aux équations ( 1.40 page 47 – 1.43 page 47). De plus, d'un point de vue purement expérimental il est plus concret d'étudier l'amplitude des déformations acoustiques inhomogènes transverses en fonction de la période du RT acoustique qu'en fonction de la vitesse du réseau (virtuel) qui rappelons le dépend de la fréquence et de la période du RT. Ainsi, nous mettons en évidence l'amplitude des profils de déformations de cisaillement transmises dans le milieu transparent en fonction de la période spatiale du RT.

La figure (3.15) met en exergue respectivement en a) et c) une comparaison de l'amplitude des déformations acoustiques de cisaillement transmises dans le PMMA et le  $SiO_2$  en fonction du pas du RT pour différents types de transducteurs optoacoustiques métalliques opaques. La tendance qui se dégage sur cette figure est en phase avec les prédictions théoriques émises dans la section ( 1.5 page 45) de la théorie de la génération concernant le choix optimum des milieux 1 et 2 pour une efficacité de générations des ondes acoustiques de cisaillement dans le milieu 2. Ces prédictions postulent que lorsque l'on remplace le milieu 2 par un matériau transparent plus "mou" l'amplitude des ondes de déformations acoustiques transmises dans ce dernier est plus conséquente. En effet, sur la figure (3.15) l'amplitude des ondes acoustiques de cisaillement est beaucoup plus importantes dans le PMMA que dans le  $SiO_2$ , au moins d'un ordre de grandeur quelle que soit la valeur du pas du réseau. Par exemple en utilisant l'aluminium comme transducteur, l'amplitude des ondes de cisaillement transmises dans le PMMA est multipliée par 10 par rapport à celles transmises dans le  $SiO_2$ . La conclusion que l'on peut tirer de ces simulations est qu'en termes d'efficacité de génération des ondes acoustiques de cisaillement il vaut mieux choisir le PMMA comme substrat plutôt que la silice.

De plus, la figure (3.15)(a) confirme la théorie de la génération des ondes acoustiques de ci-

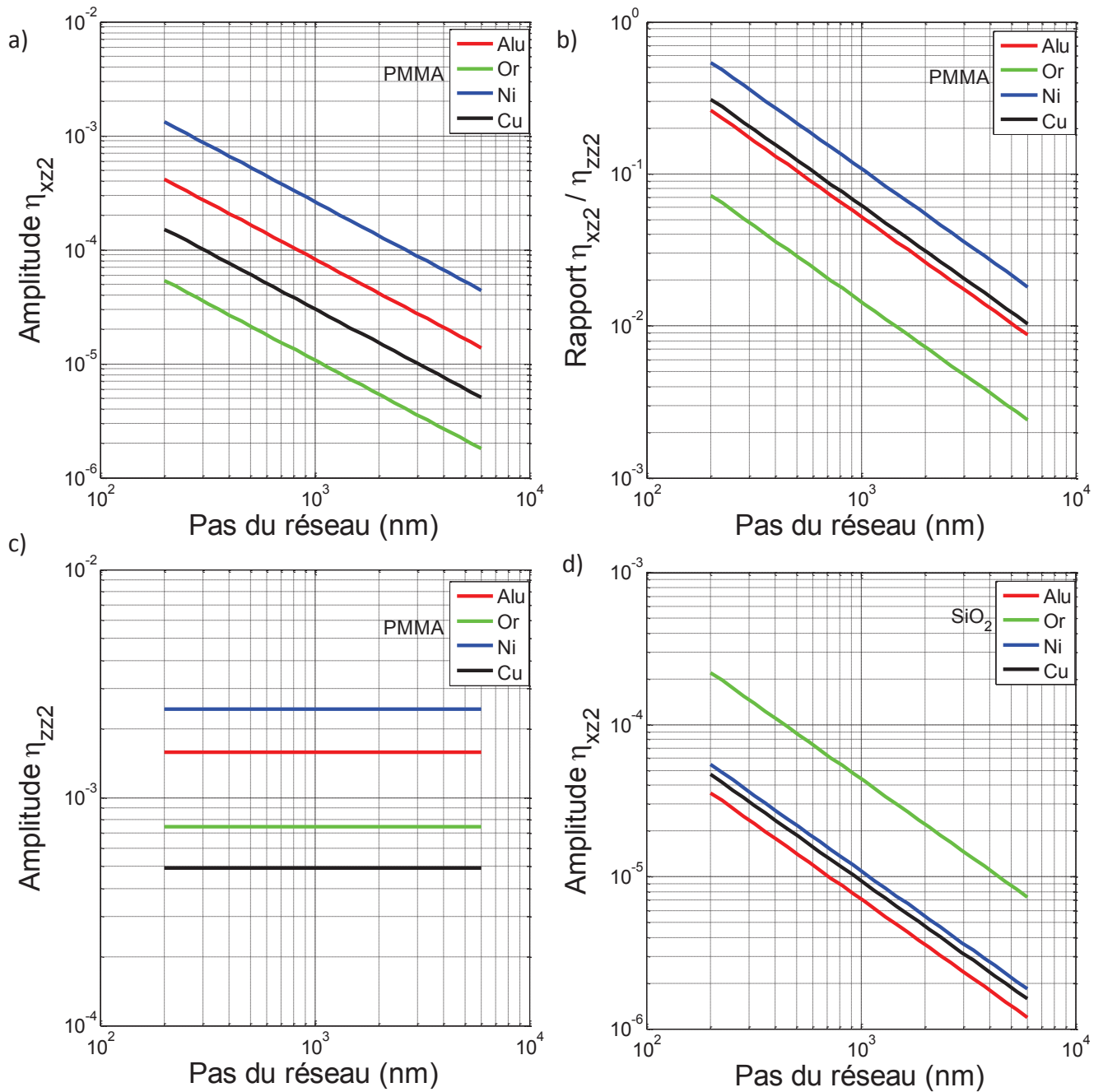


FIGURE 3.15 – Amplitude des déformations acoustiques de cisaillement et longitudinales inhomogènes transmises dans le PMMA pour différents types de transducteurs métalliques isotropes en fonction du pas du réseau. a) Amplitude de  $\eta_{xz2}$  transmise dans le PMMA, b) Amplitude du rapport  $\frac{\eta_{xz2}}{\eta_{zz2}}$ , c) Amplitude de  $\eta_{zz2}$  transmise dans le PMMA, d) Amplitude de  $\eta_{xz2}$  transmise dans le  $\text{SiO}_2$ . Toutes ces figures sont adaptées à une échelle logarithmique.

saillement qui postule que l'amplitude  $\eta_{xz}$  est inversement proportionnelle à la période spatiale du réseau. Par exemple pour le couple Alu/PMMA l'amplitude de  $\eta_{xz}$  est divisée par 2 lorsque le pas du réseau passe de 1 à 2  $\mu\text{m}$ . De même, la figure (3.15)(c) montre que le rapport entre

l'amplitude des déformations de cisaillement  $\eta_{xz2}$  et celle des déformations longitudinales inhomogènes est toujours inférieur à 1. Pour équilibrer ce rapport il est nécessaire que la période du RT soit au moins inférieure à 200 nm, ce qui est expérimentalement très difficile voire impossible dans la configuration expérimentale actuelle. Ceci ne fait que confirmer la nécessité d'utiliser la DBD pour discriminer l'amplitude des ondes acoustiques longitudinales inhomogènes. En effet, même si l'amplitude de  $\eta_{xz2}$  est multipliée par 10 lorsque l'on change le  $SiO_2$  par le PMMA, l'amplitude de  $\eta_{zz2}$  reste toujours supérieure (au moins 100 fois) à celle de  $\eta_{xz2}$ .

Nous avons porté notre choix sur le couple PMMA-Al-Si. Ce choix est dicté par le fait que nous maîtrisons bien la méthode de dépôt de l'aluminium que cela soit sur un substrat de verre ou de silicium par pulvérisation cathodique. Par ailleurs, le silicium résiste mieux à la chaleur provenant du laser car avec un substrat de  $SiO_2$  l'échantillon est endommagé au bout de quelques minutes. Le PMMA est déposé par "spin coating".

### 3.6 Résultats expérimentaux et analyse

Tous les résultats présentés ci-dessous sont obtenus par le biais d'une pompe rouge (800 nm) et d'une sonde bleue (400 nm). Comme évoqué dans la partie ( 3.4 page 112) de ce chapitre, nous avons utilisé un réseau de diffraction pompe 1D qui induit un RT pompe à la surface de l'échantillon et, pour sonder de façon hétérodyne les ondes acoustiques inhomogènes qui en découlent, nous avons utilisé 4 faisceaux sondes issus de la diffraction par une grille (réseau 2D). Les faisceaux pompes et sondes sont focalisés sur l'échantillon par l'objectif de microscope à miroirs de telle façon que le pas des RT respectifs avoisine 1 micron sur l'échantillon.

La figure (3.16) met en évidence le signal de la variation de réflectivité transitoire en fonction du retard pompe sonde avec un échantillon de PMMA-Alu-Si. L'épaisseur du film de PMMA est estimée à 680 nm. Sur la courbe nous notons d'abord le pic de coïncidence des faisceaux pompes et sondes correspondant au moment où le RT pompe induit des ondes acoustiques dans le milieu absorbant (l'aluminium). Ce pic est suivi par une décroissance qui est signe de thermalisation de l'échantillon suivi par la présence d'oscillations Brillouin longitudinales qui sont détectées dans le PMMA à 400 nm. Ces oscillations sont suivies par l'apparition d'une perturbation à 320 ps qui met en relief le déplacement de l'interface air-PMMA dû à l'arrivée de l'onde acoustique à l'interface PMMA-air. Ensuite lorsque le retard pompe-sonde est égal à 640-650 ps nous constatons l'apparition d'un écho qui caractérise le temps que met l'onde acoustique pour faire un aller-retour dans le PMMA. En effet, connaissant l'épaisseur du PMMA

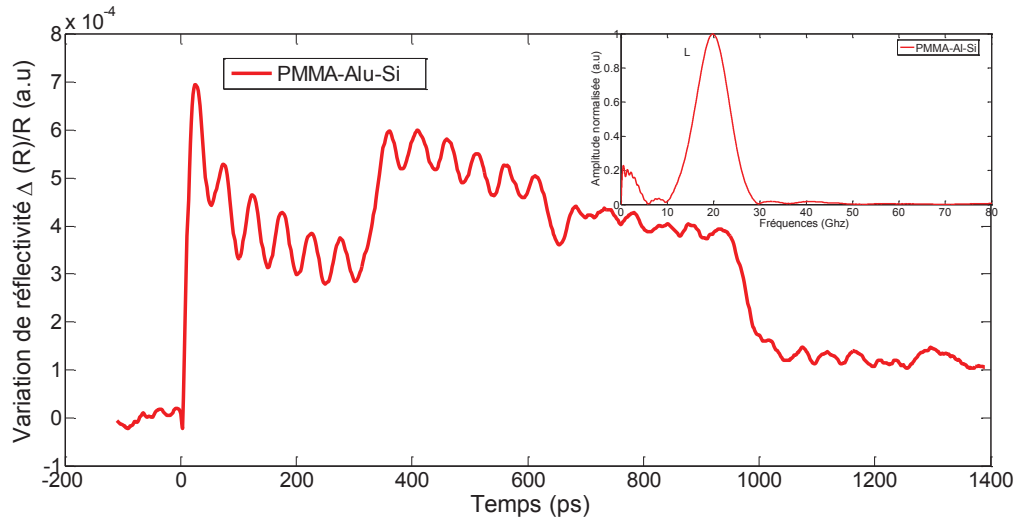


FIGURE 3.16 – *Mesure de la variation de réflectivité sur PMMA-Alu-Si à 400 nm. L’insert met en évidence la fréquence des oscillations Brillouin Dans le PMMA.*

(680 nm), on en déduit facilement un temps d’aller-retour des ondes acoustiques longitudinales inhomogènes de 641 ps. Cependant, comme nous nous intéressons à la DBD, nous nous sommes focalisés sur l’analyse de ces oscillations Brillouin. Ainsi grâce à une transformée de Fourier du signal de réflectivité temporelle nous avons pu trouver que ces oscillations sont à la fréquence Brillouin longitudinale de 20 GHz mise en évidence dans l’insert. En effet cette fréquence correspond à celle des oscillations Brillouin longitudinales dans le PMMA que l’on peut retrouver en appliquant la formule ( 3.11 page 116) avec l’indice du PMMA  $n=1.51$  à 400 nm et la vitesse acoustique longitudinale  $Vl_2 = 2.7nm/ps$ .

Les oscillations Brillouin longitudinales étant détectées, la prochaine étape consiste à vérifier que les deux faisceaux pompes qui interfèrent sur l’échantillon sont bien équilibrés afin de réaliser la détection hétérodyne efficace des ondes acoustiques de cisaillement.

Pour ce faire, il suffit de bloquer l’un des faisceaux pompes et d’enregistrer le signal obtenu avec l’autre pompe. La figure (3.17), met en relief le signal de réflectivité obtenu avec un faisceau pompe. Nous obtenons le même signal que celui obtenu avec les deux pompes (RT pompe), la seule différence étant l’amplitude qui est divisée par deux. En effet avec le RT pompe l’amplitude maximale de la variation de réflectivité est de  $7 \cdot 10^{-4}$  (voir figure (reffig :E1)) alors que sur la figure (3.16) elle est de  $3.5 \cdot 10^{-4}$ . Ce qui montre bien que les deux pompes donnent le même signal, donc qu’elles sont bien équilibrées. Maintenant nous pouvons procéder à la DBD de façon hétérodyne.

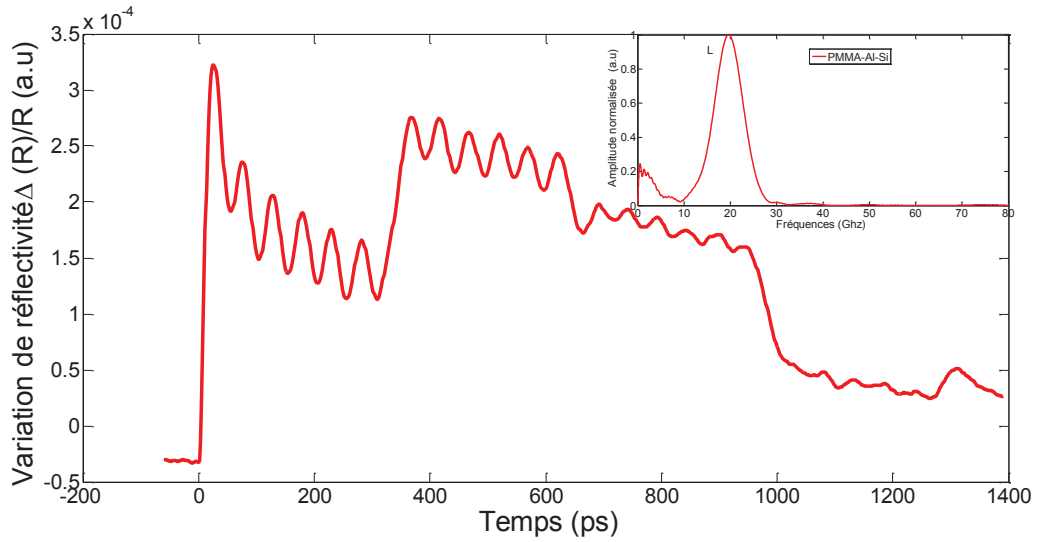


FIGURE 3.17 – *Mesure de la variation de réflectivité avec 1 faisceau pompe. L’insert met en évidence la fréquence des oscillations Brillouin Dans le PMMA. L’amplitude la variation de réflectivité est égale à la moitié de celle générée par le RT pompe*

En ce qui concerne la détection hétérodyne des ondes acoustiques de cisaillement à travers la DBD, nous n’allons pas présenter de résultats. Cela est motivé par le fait que nous n’avons pas pu valider expérimentalement la théorie de la génération et détection par réseaux photoinduits d’ondes acoustiques transverses inhomogènes développée dans cette thèse. En effet, nous avons utilisé différentes configurations expérimentales, mais dans aucune d’elles nous n’avons pu détecter les ondes de cisaillement. Ces configurations sont basées sur la figure ( 3.8 page 111) qui met évidence les différentes possibilités qui s’offrent à nous pour réaliser l’hétérodynage du signal homodyne. De ce fait, nous avons utilisé la configuration où seule la sonde -1 (ou -2) superposée au signal homodyne issu de la dépolarisation de la sonde 1 (ou 2) est envoyée sur la photodiode, mais seules des oscillations Brillouin longitudinales ont pu être détectées. Cela est peut-être dû à un mauvais hétérodynage du signal homodyne, car comme évoqué dans la partie ( 3.3.3 page 109), bien que nous ayons utilisé un système d’imagerie sensé résoudre les problèmes d’aberrations, il est possible que le pas du RT pompe et sonde ne soit pas strictement le même sur l’échantillon. En effet, pour la sonde nous avons obtenu une période de RT de 1.2 micron et pour la pompe 1 micron. La raison principale peut être l’écart important entre la longueur d’onde pompe et sonde. En fait, dans la quasi-totalité des travaux concernant la détection hétérodyne d’onde acoustique par réseaux photoinduit [63, 65, 67] les longueurs d’ondes pompe et sonde sont assez proches (800 et 830 nm). Cela permettrait d’utiliser les



mêmes réseaux de diffractions et de ce fait les faisceaux pompes et sondes seraient incidents sur le microscope avec un angle très similaire. Une façon de vérifier l'hétérodynage consiste à translater un des réseaux de diffraction perpendiculairement par rapport à l'axe optique du système d'imagerie et de vérifier si l'amplitude du signal passe par des pics et des creux (modulation) en fonction de la position du réseau de diffraction. Avec cette méthode nous n'avons pas pu observer une variation notable d'amplitude qui puisse laisser présager une modulation du signal homodyne. Nous avons montré dans la théorie de la détection (section 2.4 page 90) que pour pouvoir réaliser la détection hétérodyne des ondes acoustiques inhomogènes, il est indispensable que les RT pompe et sonde aient le même pas de réseau. Cette condition n'étant peut-être pas vérifiée expérimentalement, au vue des simulations numériques présentées précédemment (sous-section 3.5 page 122), il n'est pas favorable de détecter de façon efficace ces ondes acoustiques de cisaillement. En outre, nous avons noté des incertitudes sur les distances entre les réseaux de diffractions et l'objectif de microscope, alors que celles-ci doivent être strictement égales. L'optimisation du signal hétérodyne peut être réalisé en insérant une fine lame de verre sur le trajet d'un des faisceaux sonde, ce qui aura un effet sur la phase de l'intensité hétérodyne. Mais dans notre montage expérimental, avec une longueur de tube de l'objectif fixée à 90 mm, nous avons très peu d'espace pour agir sur un des faisceaux sondes pour optimiser le signal. Toutes ces conditions non vérifiées nous laissent penser que la non sensibilité aux ondes acoustiques de cisaillement provient de la non réalisation de l'hétérodynage du signal homodyne.

# Conclusion générale

L'idée maitresse de cette thèse est de mettre en évidence par une approche aussi bien théorique qu'expérimentale, la possibilité de générer et de détecter des ondes acoustiques transverses inhomogènes par réseaux photoinduits à l'interface entre deux milieux isotropes. Pour ce faire, ce travail s'est déroulé en trois grands axes. Dans un premier temps, nous avons développé un formalisme théorique qui a permis de donner quelques prédictions sur l'émission des ondes acoustiques inhomogènes générées par réseaux photoinduits, à l'interface entre un solide opaque et un solide transparent. Cette théorie démontre la possibilité de générer des ondes acoustiques de cisaillement inhomogènes dans des milieux isotropes par le biais de réseaux photoinduits. Elle prédit que la génération d'ondes acoustiques inhomogènes dans des milieux adjacents n'est possible qu'avec un réseau à vitesse supersonique. Nous avons montré, l'existence d'une plage, où seules des ondes évanescentes sont émises. Nous avons aussi montré que plus la fréquence augmente plus le type d'ondes acoustiques inhomogènes émises (longitudinales ou transverses) dans les milieux adjacents est importante. De plus, sous certaines conditions, seules des ondes acoustiques de cisaillement inhomogènes sont émises dans ces milieux isotropes. Cette théorie montre aussi que pour certaines combinaisons de paramètres des milieux adjacents, à certaines fréquences, seules des ondes acoustiques de cisaillement se propagent dans les deux milieux. A l'aide de calculs numériques basés sur cette théorie, nous avons montré qu'il est possible d'optimiser le choix des matériaux en contact, pour une génération efficace des ondes acoustiques picosecondes de cisaillement. Nous avons ainsi, grâce à ces simulations numériques vérifié les prédictions théoriques concernant l'optimisation de l'efficacité de génération des ondes acoustiques de cisaillement émises dans les milieux adjacents.

Dans un second temps nous nous sommes attelés à développer une théorie permettant de détecter ces ondes planes acoustiques de cisaillement inhomogènes. Pour ce faire, nous avons mis sur pied une théorie basée sur la détection réflectométrique à travers l'utilisation de réseaux photo-induits optimisés pour la sonde dans le but d'exalter l'efficacité de détection de

ces ondes de cisaillement. Ainsi, nous avons pu analyser, par une approche théorique, plusieurs configurations expérimentales dans le but d'étudier l'évolution de la sensibilité de la détection réflectométrique des ondes acoustiques transverses en fonction de la disposition et du nombre de réseaux de diffraction sonde.

Nous avons montré que la configuration expérimentale la plus propice à la détection des ondes acoustiques de cisaillement est celle où l'interaction élasto-optique résulte en une dépolarisation de la sonde incidente combinée à l'hétérodynage du signal homodyne. De plus, nous avons montré que cette dépolarisation est uniquement induite par les ondes acoustiques de cisaillement orientées perpendiculairement par rapport au plan d'incidence. En outre, parmi toutes les dispositions possibles des réseaux de diffractions sonde, nous avons montré de façon théorique que la seule configuration permettant une détection hétérodyne des ondes acoustiques de cisaillement est celle où le réseau de diffraction sonde est sous forme d'une grille (réseau 2D). De plus, nous avons démontré que pour réaliser cela il est indispensable que le Réseau transitoire (RT) pompe et sonde sur l'échantillon aient le même pas de réseau.

Malheureusement d'un point de vue expérimental nous n'avons pas pu valider le formalisme théorique pour des raisons matérielles. En effet, les expériences que nous avons réalisées ne nous ont pas permis de détecter des ondes transverses. Une des raisons peut provenir du fait que nous n'avons pas pu constater une hétérodynage efficace du signal acoustique à cause de la différence de périodes spatiales des RT pompe et sonde sur l'échantillon. Ceci nous amène directement sur les perspectives qui pourraient nous permettre de pallier cette limitation expérimentale.

Comme perspective, nous pensons que l'utilisation d'un laser permettant de travailler à deux longueurs d'ondes proches pourrait faciliter l'expérience et permettre la détection hétérodyne de ces ondes transverses. Cela permettrait d'utiliser les mêmes réseaux de diffraction pompe et sonde, ce qui permettrait d'avoir le même pas de RT pompe et sonde sur l'échantillon. Une autre alternative pourrait consister à changer le matériau absorbant (l'aluminium) par le Nickel dont l'amplitude des déformations acoustiques de cisaillement est plus importante d'après nos simulations numériques (voir figure 3.15 page 124). De plus, comme ces dernières ont confirmé que l'efficacité de génération des ondes acoustiques de cisaillement est inversement proportionnelle au pas du RT, une autre alternative consiste à graver directement des réseaux nanométriques sur des échantillons. Cela permettrait de pallier à la limitation rencontrée sur la valeur de la période du réseau lorsque les réseaux sont créés optiquement sur l'échantillon et d'augmenter les fréquences des ondes acoustiques. Une fois ce problème expérimental résolu, les réseaux de diffractions pourraient être appliqués à des interfaces recouvertes d'un film polymère

où liquide, ce qui permettrait d'obtenir des informations sur le comportement de ces revêtements et de déduire des paramètres rhéologiques de ces fluides dans une gamme de fréquence de 10 GHz à 1 THz. De même cela pourrait permettre de comprendre le processus d'agencement et d'interaction des molécules aux interfaces solide/ fluide.



# Chapitre 4

## Annexes



# Annexe A

## Expression des Coefficients de réflexion et de transmission à partir de la solution de l'équation (1.21)

L'équation (1.21) a pour expression :

$$\begin{pmatrix} \beta_1 & \beta_2 & -k_x & k_x \\ k_x & -k_x & \alpha_1 & \alpha_2 \\ \beta_1 & \mu_{21}\beta_2 & -\gamma_1 & \mu_{21}\gamma_2 \\ \gamma_1 & -\mu_{21}\gamma_2 & \alpha_1 & \mu_{21}\alpha_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_{lt}^{11} \\ T_{lt}^{12} \\ R_{ll}^{11} \\ T_{ll}^{12} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_x \\ \alpha_1 \\ \gamma_1 \\ \alpha_1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.1})$$

Avec  $\mu_{21} \equiv \mu_2/\mu_1$  and  $\gamma_{1,2} \equiv k_x - k_{t1,2}^2/(2k_x)$ . Afin d'obtenir un système d'équations avec des coefficients sans dimension, chaque coefficient a été divisé par  $k_{l1} = \omega/v_{l1}$ . Comme nous pouvions nous y attendre, il devient alors évident que les coefficients de réflexion et de transmission dépendent uniquement de l'angle d'incidence  $\theta$  des ondesacoustiques longitudinales à l'interface ( $\sin \theta = k_x/k_{l1} = k_x v_{l1}/\omega \equiv s$ ) :



$$\begin{pmatrix}
\sqrt{\left(\frac{v_{l1}}{v_{t1}}\right)^2 - s^2} & \sqrt{\left(\frac{v_{l1}}{v_{t2}}\right)^2 - s^2} & -s & s \\
s & -s & \sqrt{1-s^2} & \sqrt{\left(\frac{v_{l1}}{v_{l2}}\right)^2 - s^2} \\
\sqrt{\left(\frac{v_{l1}}{v_{t1}}\right)^2 - s^2} & \mu_{21}\sqrt{\left(\frac{v_{l1}}{v_{t2}}\right)^2 - s^2} & -\left(s - \left(\frac{v_{l1}}{v_{t1}}\right)^2 \frac{1}{2s}\right) & \mu_{21}\left(s - \left(\frac{v_{l1}}{v_{t2}}\right)^2 \frac{1}{2s}\right) \\
s - \left(\frac{v_{l1}}{v_{t1}}\right)^2 \frac{1}{2s} & -\mu_{21}\left(s - \left(\frac{v_{l1}}{v_{t2}}\right)^2 \frac{1}{2s}\right) & \sqrt{1-s^2} & \mu_{21}\sqrt{\left(\frac{v_{l1}}{v_{l2}}\right)^2 - s^2}
\end{pmatrix}
\begin{pmatrix}
R_{lt}^{11} \\
T_{lt}^{12} \\
R_{ll}^{11} \\
T_{ll}^{12}
\end{pmatrix}
=
\begin{pmatrix}
s \\
\sqrt{1-s^2} \\
s - \left(\frac{v_{l1}}{v_{t1}}\right)^2 \frac{1}{2s} \\
\sqrt{1-s^2}
\end{pmatrix}
\quad (\text{A.2})$$

Le déterminant principal de ce système d'équations est connu sous le nom de déterminant de Stoneley  $\Delta_s$ .

En acoustique picoseconde où le vecteur d'onde acoustique est beaucoup plus grande que le vecteur d'onde optique, nous avons la relation  $|s| \ll 1$ . Ceci implique que les ondes acoustiques sont quasi-colinéaires à l'axe  $z$  qui est normal à la surface de l'échantillon. En d'autres mots, nous pouvons écrire ;

$|s| \ll (v_{l1}/v_{l2}), (v_{l1}/v_{t1}), (v_{l1}/v_{t1}), 1$ . En appliquant c'est approximation, grâce aux logiciel Maple, nous pouvons exprimer le déterminant de Stoneley sous la forme :

$$\Delta_s = -\frac{1}{v_{t1}^4 v_{t2}^4 s^2 v_{l2}} (v_{l1}^5 (\mu_{21}^2 v_{t1}^3 v_{l2} + v_{l1} \mu_{21} v_{t1} v_{t2}^2 + v_{t2} \mu_{21} v_{t1}^2 v_{l2} + v_{l1} v_{t2}^3)).$$

Les expressions des coefficients de réflexion et de transmission avec ou sans conversion de mode sont :

$$R_{lt} = -\frac{2v_{t1}^2 s (\mu_{21}^2 v_{t1}^2 v_{l2} + 2\mu_{21} v_{t2}^3 - \mu_{21} v_{l2} v_{t2}^2 - 2v_{t2}^3)}{v_{l1} (\mu_{21}^2 v_{t1}^3 v_{l2} + v_{l1} \mu_{21} v_{t1} v_{t2}^2 + v_{t2} \mu_{21} v_{t1}^2 v_{l2} + v_{l1} v_{t2}^3)}.$$

$$T_{lt} = -\frac{2v_{t2}^2 s (\mu_{21} v_{t1}^2 v_{l2} - 2\mu_{21} v_{t1} v_{t2}^2 - v_{l2} v_{t2}^2 + 2v_{t2}^2 v_{t1})}{v_{l1} (\mu_{21}^2 v_{t1}^3 v_{l2} + v_{l1} \mu_{21} v_{t1} v_{t2}^2 + v_{t2} \mu_{21} v_{t1}^2 v_{l2} + v_{l1} v_{t2}^3)}.$$

$R_{lt}$  et  $T_{lt}$  désignent respectivement les coefficients de réflexion et de transmission avec conversion de mode. Les coefficients de réflexion et de transmission sans conversion de mode s'expriment de façon explicite comme suit :

$$R_{ll} = \frac{\rho_2 v_{l2} - \rho_1 v_{l1}}{\rho_2 v_{l2} + \rho_1 v_{l1}},$$

pour le coefficient de réflexion sans conversion de mode.

$$T_u = \frac{2\rho_1 v_{l2}}{\rho_2 v_{l2} + \rho_1 v_{l1}},$$

pour le coefficient de transmission sans conversion de mode.

Nous pouvons souligner le fait que les coefficients de réflexion et de transmission sans conversion de modes  $R_{ll}$  et  $T_{ll}$  ne dépendent pas de  $s$ , alors que les coefficients  $R_{lt}$  et  $T_{lt}$  sont proportionnelles à  $s$ , donc à  $\frac{1}{\omega}$ . A cause de cette dépendance à la fréquence, les ondes acoustiques transverses inhomogènes picosecondes sont proportionnelles à l'intégrale temporelle des ondes acoustiques longitudinales inhomogènes picosecondes.



# Annexe B

## Paramètres physiques des matériaux utilisés dans ce travail de thèse

Le tableau ci-dessous donne les paramètres physiques des matériaux utilisés dans les simulations numériques mettant en évidence l'évolution des facteurs  $F_{0-4}$  en fonction de la vitesse du réseau  $v_r$  dans les figures 1.7 à 1.12. Sur ce tableau la première colonne met en évidence les

materials	VI (m s <sup>-1</sup> )	Vt (m s <sup>-1</sup> )	$\rho$ (kg m <sup>-3</sup> )	Poisson ratio	C (J kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	$\alpha$ (10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup> )
Opaque Materials						
Au	3240	1200	19 700	0.42	130	14.2
Al	6420	3040	2700	0.35	910	23.3
Cu	5010	2270	8930	0.36	390	16.5
Ni	5600	3000	8840	0.29	540	13.3
Pb	2200	700	11 200	0.43	130	29.0
Ti	6100	3100	4480	0.32	540	8.50
Sn	3320	1670	7300	0.25	210	22.0
Transparent Materials						
SiO2	5700	3750	2200			
ZnO	6400	2950	5680			
Glycerol	2900	1290	1260			
DC704	1795	475	1070			
PE	1950	540	900			

TABLE B.1 – Paramètres physiques de quelques matériaux isotropes

différents matériaux utilisées lors des simulations numériques ; la deuxième colonne représente les vitesses longitudinales de ces matériaux ; la troisième colonne les vitesses transverses ; la quatrième colonne donne les densités des matériaux, la cinquième colonne met en évidence les

coefficients de poisson ; les sixième et septième colonnes donnent respectivement les capacités calorifiques et les coefficients de dilatation thermique de ces matériaux isotropes.

Dans les cas limites d'acoustique picoseconde, la figure ( 1.13 page 48) qui met en évidence les profils des déformations acoustiques longitudinales et transverses inhomogènes picosecondes dans l'aluminium et le PMMA a été obtenue par le biais des paramètres physiques suivantes : nous avons considéré un faisceau laser d'environ  $10\mu m$  de tache focale sur l'échantillon, dont l'énergie par impulsion est de 10nJ, ce qui nous donne une fluence  $F \approx 1mJ/cm^2$ . Ces profils de déformations ont été numériquement calculé pour un pas de réseau pompe d' $1\mu m$  sur l'échantillon. En ce qui concerne le matériau transparent, en l'occurrence le PMMA, ces paramètres élastiques sont les suivants :  $v_{l2} = 2100ms^{-1}$ ,  $v_{t2} = 1300ms^{-1}$  et  $\rho_2 = 1.100kgm^{-3}$ .

# Annexe C

## Etude de l'interaction élasto-optique dans la configuration où deux réseaux sondes croisés et un réseau pompe sont utilisés.

Dans cette partie nous allons considérer une sonde incidente de vecteur d'onde  $q_s$  qui va interagir avec le réseau acoustique de vecteur d'onde  $k_x$ . Nous allons essayer de résoudre l'équation de propagation de l'onde lumineuse d'une façon détaillée pour retrouver l'expression de la résultante de l'interaction élasto-optique qui a été donnée dans la sous-section ( 2.80 page 93). Cette résolution détaillée à aussi pour but d'explicitier les différentes étapes qui ont conduit aux expressions de l'onde rétrodiffusée dans les sections ( 2.2 page 56 et 2.3 page 78). Par ce calcul nous allons aussi démontrer que la configuration actuelle peut être considérée en quelque sorte comme la combinaison des deux premières configurations (sous-section 2.2 page 56 et sous-section 2.3 page 78) de la théorie de la détection.

Dans cette configuration où un grillage sonde est utilisé (voir figure 2.9 page 91), l'expression de l'une de ces sondes incidente est de la forme :

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_1^0 \\ E_2^0 \\ E_3^0 \end{pmatrix} * e^{j(q_{sz}z + q_{sy}y + q_{sx}x - wt)},$$

avec  $E_i^0$  l'amplitude du champ électrique.

En présence de la déformation la projection de l'équation de propagation 2.51 page 78 dans le repère (oxyz) nous conduit au système d'équations suivants :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_{1,1}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_{1,1}}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 E_{3,1}}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 E_{2,1}}{\partial x \partial y} + q_s^2 E_{1,1} = -q_{s0}^2 \delta \epsilon_{1n}(x, z) E_{n,0} \\ \frac{\partial^2 E_{2,1}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_{2,1}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E_{3,1}}{\partial y \partial z} - \frac{\partial^2 E_{1,1}}{\partial x \partial y} + q_s^2 E_{2,1} = -q_{s0}^2 \delta \epsilon_{2n}(x, z) E_{n,0} \\ \frac{\partial^2 E_{3,1}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_{3,1}}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 E_{1,1}}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 E_{2,1}}{\partial y \partial z} + q_s^2 E_{3,1} = -q_{s0}^2 \delta \epsilon_{3n}(x, z) E_{n,0} \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

. Par ailleurs, comme la perturbation du tenseur de permittivité  $\delta\epsilon$  est due à la propagation des ondes acoustiques inhomogènes de vecteur d'onde  $\pm k_x$  qui dépendent de  $x$  et de  $z$ , le tenseur de permittivité sera aussi fonction de  $x$  et de  $z$ . Ainsi, nous pouvons représenter mathématiquement le tenseur de permittivité perturbé par l'expression  $\delta\epsilon(x, z) = \delta\epsilon(z)e^{\pm jk_x x}$ . De ce fait nous pouvons reformuler l'équation ( 2.54 page 80) comme suit :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_{1,1}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_{1,1}}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 E_{3,1}}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 E_{2,1}}{\partial x \partial y} + q_s^2 E_{1,1} = -q_{s0}^2 \delta \epsilon_{1n}(z) E_{n,0} e^{\pm jk_x x} \\ \frac{\partial^2 E_{2,1}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_{2,1}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E_{3,1}}{\partial y \partial z} - \frac{\partial^2 E_{1,1}}{\partial x \partial y} + q_s^2 E_{2,1} = -q_{s0}^2 \delta \epsilon_{2n}(z) E_{n,0} e^{\pm jk_x x} \\ \frac{\partial^2 E_{3,1}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_{3,1}}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 E_{1,1}}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 E_{2,1}}{\partial y \partial z} + q_s^2 E_{3,1} = -q_{s0}^2 \delta \epsilon_{3n}(z) E_{n,0} e^{\pm jk_x x} \end{cases} \quad (\text{C.2})$$

La forme du système d'équations ( 2.55 page 80) est très explicite car elle nous permet directement de prédire la nature de l'expression du champ électrique diffusé par le réseau acoustique à travers l'interaction photoacoustique, qui est de la forme  $E_{n,1} = E'_{n,1}(z)e^{j(q_{sy}y + (q_{sx} + k_x)x - wt)}$ , et le champ électrique incident  $E_{n,0} = E'_{n,0}(z) * e^{j(q_{sy}y + q_{sx}x - wt)}$ , où  $E'_{n,0} = E_{n,0}^0 * e^{jq_{sz}z}$ . Ainsi, en simplifiant le terme exponentiel ( $e^{j(q_{sy}y + \tilde{k}_x x - wt)}$ ) de part et d'autre des équations du système ( C.2), on arrive à un système d'équations différentielles ne dépendant que de  $z$ , car tous les termes en  $x$  et  $y$  vont disparaître. Ce qui se traduit par le système ci-dessous :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2} - j\tilde{k}_x \frac{\partial E'_{3,1}}{\partial z} + \tilde{k}_x q_{sy} E'_{2,1} + \tilde{q}_{sz}^2 E'_{1,1} = -q_s^2 \delta \bar{\epsilon}_{1n}(z) E'_{n,0} \\ \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} - j q_{sy} \frac{\partial E'_{3,1}}{\partial z} + \tilde{k}_x q_{sy} E'_{1,1} + \tilde{k}_x'^2 E'_{2,1} = -q_s^2 \delta \bar{\epsilon}_{2n}(z) E'_{n,0} \\ -j\tilde{k}_x \frac{\partial E'_{1,1}}{\partial z} - j q_{sy} \frac{\partial E'_{2,1}}{\partial z} + \tilde{q}_{sz}^2 E'_{3,1} = -q_s^2 \delta \bar{\epsilon}_{3n}(z) E'_{n,0} \end{cases} \quad (\text{C.3})$$

Avec  $\delta \bar{\epsilon}_{in} = \frac{\delta \epsilon_{in}}{\bar{\epsilon}}$  la **perturbation du tenseur de permittivité normalisé**,

$\tilde{q}_{sz}^2 = q_s^2 - (\tilde{k}_x)^2 - q_{sy}^2$ , avec  $\tilde{q}_{sz}$  la projection suivant la direction  $z$  du vecteur d'onde de la sonde diffusée par le réseau acoustique de vecteur d'onde égal à  $\pm 2q$ ,

$\tilde{q}_{sy}^2 = (q_s^2 - q_{sy}^2) = q_{sz}^2$ , la projection du vecteur d'onde la sonde incidente suivant  $z$ ,

$\tilde{k}_x^2 = (q_{sx} \pm k_x)^2$  et  $\tilde{k}_x'^2 = (q_s^2 - \tilde{k}_x^2)$ ,  $\tilde{k}_x$  est la projection suivant  $x$  du vecteur d'onde de la sonde diffusée par les réseaux acoustiques.

De la relation ( C.3), nous pouvons en tirer directement l'expression du champ  $E'_{3,1}$  et de sa dérivée par rapport à  $z$ , qui se présentent comme suit :

$$E'_{3,1} = -\frac{q_s^2}{\tilde{q}_{sz}^2} \delta \bar{\epsilon}_{3n}(z) E'_{n,0} + \frac{j q_{sy}}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial E'_{2,1}}{\partial z} + \frac{j \tilde{k}_x}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial E'_{1,1}}{\partial z} \quad (\text{C.4})$$

et

$$\frac{\partial E'_{3,1}}{\partial z} = -\frac{q_s^2}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial(\delta\bar{\epsilon}_{3n}(z)E'_{n,0})}{\partial z} + \frac{j q_{sy}}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} + \frac{j \tilde{k}_x}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2}. \quad (\text{C.5})$$

Donc, en injectant  $\frac{\partial E'_{3,1}}{\partial z}$  dans ( 2.56 page 81), on obtient un système beaucoup plus simple, c.-à-d.,

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2} + j \tilde{k}_x \frac{q_s^2}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial(\delta\bar{\epsilon}_{3n}(z)E'_{n,0})}{\partial z} + \frac{(k_x)^2}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2} + \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} + \tilde{k}_x q_{sy} E'_{2,1} + \tilde{q}_{sz}^2 E'_{1,1} & = -q_s^2 \delta\bar{\epsilon}_{1n}(z) E'_{n,0} \\ \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} + j q_{sy} \frac{q_s^2}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial(\delta\bar{\epsilon}_{3n}(z)E'_{n,0})}{\partial z} + \tilde{k}_x q_{sy} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2} + \frac{(q_{sy})^2}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} + \tilde{k}_x q_{sy} E'_{1,1} + \tilde{k}_x'^2 E'_{2,1} & = -q_s^2 \delta\bar{\epsilon}_{2n}(z) E'_{n,0} \end{cases} \quad (\text{C.6})$$

En regroupant les termes de même facteur, on obtient le système ci-dessous :

$$\begin{cases} \frac{\tilde{q}_{sy}^2}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2} + \tilde{q}_{sz}^2 E'_{1,1} + \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} + \tilde{k}_x q_{sy} E'_{2,1} & = -q_s^2 \delta\bar{\epsilon}_{1n}(z) E'_{n,0} - j \tilde{k}_x \frac{q_s^2}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial(\delta\bar{\epsilon}_{3n}(z)E'_{n,0})}{\partial z} \\ \frac{\tilde{k}_x'^2}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} + \tilde{k}_x'^2 E'_{2,1} + \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2} + \tilde{k}_x q_{sy} E'_{1,1} & = -q_s^2 \delta\bar{\epsilon}_{2n}(z) E'_{n,0} - j q_{sy} \frac{q_s^2}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial(\delta\bar{\epsilon}_{3n}(z)E'_{n,0})}{\partial z} \end{cases} \quad (\text{C.7})$$

En multipliant la première ligne et la deuxième ligne de l'équation ( C.7) par  $\frac{\tilde{q}_{sz}^2}{\tilde{q}_{sy}^2}$  et  $\frac{\tilde{q}_{sz}^2}{\tilde{k}_x'^2}$  respectivement, en simplifiant cette équation, on obtient le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2} + \tilde{q}_{sz}^2 E'_{1,1} + \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{\tilde{q}_{sy}^2} \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} + \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{\tilde{q}_{sy}^2} \tilde{q}_{sz}^2 E'_{2,1} & = -\frac{\tilde{q}_{sz}^2}{\tilde{q}_{sy}^2} q_s^2 \left( \delta\bar{\epsilon}_{1n}(z) E'_{n,0} + j \frac{\tilde{k}_x}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial(\delta\bar{\epsilon}_{3n}(z)E'_{n,0})}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} + \tilde{q}_{sz}^2 E'_{2,1} + \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{\tilde{k}_x'^2} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2} + \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{\tilde{k}_x'^2} \tilde{q}_{sz}^2 E'_{1,1} & = -\frac{\tilde{q}_{sz}^2}{\tilde{k}_x'^2} q_s^2 \left( \delta\bar{\epsilon}_{2n}(z) E'_{n,0} + j \frac{q_{sy}}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial(\delta\bar{\epsilon}_{3n}(z)E'_{n,0})}{\partial z} \right) \end{cases} \quad (\text{C.8})$$

De ce fait, en faisant les opérations suivantes :  $\left[ (1) - \left( \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{\tilde{q}_{sy}^2} * (2) \right) \right]$  et  $\left[ (2) - \left( \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{\tilde{k}_x'^2} * (1) \right) \right]$  pour obtenir respectivement une équation différentielle en  $E'_{1,1}$  et en  $E'_{2,1}$ , on obtient les deux équations différentielles à deux inconnues, décrites par :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2} + \tilde{q}_{sz}^2 E'_{1,1} & = -\tilde{k}_x'^2 \left( \delta\bar{\epsilon}_{1n}(z) E'_{n,0} + j \frac{\tilde{k}_x}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial(\delta\bar{\epsilon}_{3n}(z)E'_{n,0})}{\partial z} \right) \\ & + \tilde{k}_x q_{sy} \left( \delta\bar{\epsilon}_{2n}(z) E'_{n,0} + j \frac{q_{sy}}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial(\delta\bar{\epsilon}_{3n}(z)E'_{n,0})}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} + \tilde{q}_{sz}^2 E'_{2,1} & = -\tilde{q}_{sy}^2 \left( \delta\bar{\epsilon}_{2n}(z) E'_{n,0} + \frac{j q_{sy}}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial(\delta\bar{\epsilon}_{3n}(z)E'_{n,0})}{\partial z} \right) \\ & + \tilde{k}_x q_{sy} \left( \delta\bar{\epsilon}_{1n}(z) E'_{n,0} + \frac{j \tilde{k}_x}{\tilde{q}_{sz}^2} \frac{\partial(\delta\bar{\epsilon}_{3n}(z)E'_{n,0})}{\partial z} \right) \end{cases} \quad (\text{C.9})$$

Nous rappelons que  $\delta\bar{\epsilon}_{in} = \frac{\delta\epsilon_{in}}{\bar{\epsilon}}$

L'équation ( C.9) peut être réécrite d'une façon plus compacte, c.-à-d.,

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2} + \tilde{q}_{sz}^2 E'_{1,1} & = -\tilde{k}_x'^2 \delta\bar{\epsilon}_{1n}(z) E'_{n,0} - j \tilde{k}_x \frac{\partial(\delta\bar{\epsilon}_{3n}(z)E'_{n,0})}{\partial z} + \tilde{k}_x q_{sy} \delta\bar{\epsilon}_{2n}(z) E'_{n,0} = f_1 \\ \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} + \tilde{q}_{sz}^2 E'_{2,1} & = -\tilde{q}_{sy}^2 \delta\bar{\epsilon}_{2n}(z) E'_{n,0} - j q_{sy} \frac{\partial(\delta\bar{\epsilon}_{3n}(z)E'_{n,0})}{\partial z} + \tilde{k}_x q_{sy} \delta\bar{\epsilon}_{1n}(z) E'_{n,0} = f_2 \end{cases} \quad (\text{C.10})$$



Résoudre ce système revient à résoudre l'équation,

$$y'' + (q_{sz}^{\tilde{2}})y = f(z) . \quad (\text{C.11})$$

Pour trouver la solution de l'équation (C.11), nous allons appliquer la même méthode de résolution que celle utilisée pour résoudre l'équation (2.25 page 65). Dans ce calcul nous allons essayer de détailler les différentes étapes qui régissent cette résolution. Ainsi en considérant une sonde incidente de polarisation s, nous pouvons exprimer le champ électrique comme suit :

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_s^0 \frac{\sqrt{2}}{2} \\ E_s^0 \frac{\sqrt{2}}{2} \\ 0 \end{pmatrix} * e^{j(q_{sz}z + q_{sy}y + q_{sx}x - \omega t)},$$

avec  $E_1^0 = E_2^0 = E_s^0 \frac{\sqrt{2}}{2}$ , car la sonde est à 45° du réseau acoustique qui à son amplitude modulée selon l'axe des  $x$ . L'équation (2.63 page 82) peut prendre la structure suivante :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E'_{1,1}}{\partial z^2} + q_{sz}^{\tilde{2}} E'_{1,1} &= -k_x^{\tilde{2}} \delta \bar{\epsilon}_1(z) E'_{s,0} \frac{\sqrt{2}}{2} - j k_x \frac{\partial (\delta \bar{\epsilon}_5(z) E'_{s,0} \frac{\sqrt{2}}{2})}{\partial z} + \tilde{k}_x q_{sy} \delta \bar{\epsilon}_2(z) E'_{s,0} \frac{\sqrt{2}}{2} = f_1 \\ \frac{\partial^2 E'_{2,1}}{\partial z^2} + q_{sz}^{\tilde{2}} E'_{2,1} &= -q_{sy}^{\tilde{2}} \delta \bar{\epsilon}_2(z) E'_{s,0} \frac{\sqrt{2}}{2} - j q_{sy} \frac{\partial (\delta \bar{\epsilon}_{3n}(z) E'_{s,0} \frac{\sqrt{2}}{2})}{\partial z} + \tilde{k}_x q_{sy} \delta \bar{\epsilon}_1(z) E'_{s,0} \frac{\sqrt{2}}{2} = f_2 \end{cases} \quad (\text{C.12})$$

L'équation homogène associée à (C.11) est l'équation :  $y'' + (q_{sz}^{\tilde{2}})y = 0$ .

La solution de cette équation homogène est de la forme :  $y = \lambda_1 e^{jq_{sz}z} + \lambda_2 e^{-jq_{sz}z}$  ;

avec  $\lambda_{1,2}$  des constantes. Comme la méthode de résolution est déjà donnée dans la section 2.2 page 56, nous pouvons directement donner les expressions de  $\lambda_1(z)$  et de  $\lambda_2(z)$  qui sont définies dans la section 2.2 page 56. De ce fait nous avons

$$\lambda_1(z) = \int_0^z \frac{f(z')}{2j q_{sz}^{\tilde{2}}} e^{-jq_{sz}z'} dz', \quad (\text{C.13})$$

et

$$\lambda_2(z) = \int_\infty^z \frac{f(z')}{-2j q_{sz}^{\tilde{2}}} e^{jq_{sz}z'} dz'. \quad (\text{C.14})$$

Par exemple si  $f(z) = f_2$ , en remplaçant  $f_2$  par sa valeur, les expressions  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont de la forme :

$$\begin{aligned} \lambda_1(z) &= j \frac{q_{sy}^{\tilde{2}}}{2q_{sz}^{\tilde{2}}} \int_0^z \delta \bar{\epsilon}_2(z') E'_{s,0} \frac{\sqrt{2}}{2} e^{-jq_{sz}z'} dz' \\ &\quad - \frac{q_{sy}}{2q_{sz}^{\tilde{2}}} \int_0^z \frac{\partial (\delta \bar{\epsilon}_5(z') E'_{s,0} \frac{\sqrt{2}}{2})}{\partial z'} e^{-jq_{sz}z'} dz' - j \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{2q_{sz}^{\tilde{2}}} \int_0^z \delta \bar{\epsilon}_1(z') E'_{s,0} \frac{\sqrt{2}}{2} e^{-jq_{sz}z'} dz'. \end{aligned} \quad (\text{C.15})$$

Comme  $E_{s,0}(z) = E_{s,0}^0 e^{jq_{sz}z}$ , sa dérivée est  $\frac{\partial E_{s,0}(z)}{\partial(z)} = jq_{sz} E_{s,0}^0 e^{jq_{sz}z}$ . De ce fait, nous avons :

$$\begin{aligned} \lambda_1(z) = & j \frac{\tilde{q}_{sy}^2}{2\tilde{q}_{sz}} \int_0^z \delta\bar{\epsilon}_2(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz} z'} dz' - \frac{q_{sy}}{2\tilde{q}_{sz}} \int_0^z \frac{\partial \left( \delta\bar{\epsilon}_5(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} \right)}{\partial z'} e^{-jq_{sz} z'} dz' \quad (C.16) \\ & - j \frac{q_{sy} q_{sz}}{2\tilde{q}_{sz}} \int_0^z \delta\bar{\epsilon}_5(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz} z'} dz' - j \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{2\tilde{q}_{sz}} \int_0^z \delta\bar{\epsilon}_1(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz} z'} dz', \end{aligned}$$

avec  $\Delta q_{sz}^- = q_{sz} - \tilde{q}_{sz}$ .

Hors  $\int \frac{\partial(\delta\bar{\epsilon}_n(z'))}{\partial z'} E_{s,0}^0 e^{j\Delta q_{sz} z'} dz' = \delta\bar{\epsilon}_n(z) E_{s,0}^0 e^{j\Delta q_{sz} z} - j\Delta q_{sz}^- \int \delta\bar{\epsilon}_n(z') E_{s,0}^0 e^{j\Delta q_{sz} z'} dz'$ . Ainsi, en appliquant cette dernière relation, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \lambda_1(z) = & j \frac{\tilde{q}_{sy}^2}{2\tilde{q}_{sz}} \int_0^z \delta\bar{\epsilon}_2(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz} z'} dz' - \frac{q_{sy}}{2\tilde{q}_{sz}} \delta\bar{\epsilon}_5(z) E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz} z} \quad (C.17) \\ & - j \frac{q_{sy}}{2} \int_0^z \delta\bar{\epsilon}_5(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz} z'} dz' + j \frac{q_{sy} q_{sz}}{2\tilde{q}_{sz}} \int_0^z \delta\bar{\epsilon}_5(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz} z'} dz' \\ & - j \frac{q_{sy} q_{sz}}{2\tilde{q}_{sz}} \int_0^z \delta\bar{\epsilon}_5(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz} z'} dz' - j \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{2\tilde{q}_{sz}} \int_0^z \delta\bar{\epsilon}_1(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz} z'} dz', \end{aligned}$$

ce qui nous donne au final l'expression suivante :

$$\begin{aligned} \lambda_1(z) = & j \frac{\tilde{q}_{sy}^2}{2\tilde{q}_{sz}} \int_0^z \delta\bar{\epsilon}_2(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz} z'} dz' - \frac{q_{sy}}{2\tilde{q}_{sz}} \delta\bar{\epsilon}_5(z) E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz} z} \quad (C.18) \\ & - j \frac{q_{sy}}{2} \int_0^z \delta\bar{\epsilon}_5(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz} z'} dz' - j \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{2\tilde{q}_{sz}} \int_0^z \delta\bar{\epsilon}_1(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz} z'} dz'. \end{aligned}$$

En appliquant la même méthode de calcul nous obtenons l'expression de  $\lambda_2$  suivante :

$$\begin{aligned} \lambda_2(z) = & -j \frac{\tilde{q}_{sy}^2}{2\tilde{q}_{sz}} \int_\infty^z \delta\bar{\epsilon}_2(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' + \frac{q_{sy}}{2\tilde{q}_{sz}} \delta\bar{\epsilon}_5(z) E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z} \quad (C.19) \\ & - j \frac{q_{sy}}{2} \int_\infty^z \delta\bar{\epsilon}_5(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' + j \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{2\tilde{q}_{sz}} \int_\infty^z \delta\bar{\epsilon}_1(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz'. \end{aligned}$$

La solution recherchée étant de la forme :  $y = \lambda_1(z) e^{jq_{sz}z} + \lambda_2(z) e^{-jq_{sz}z}$ , en remplaçant  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  par leurs valeurs, nous trouvons :

$$\begin{aligned} y = & e^{jq_{sz}z} \left[ j \frac{\tilde{q}_{sy}^2}{2\tilde{q}_{sz}} \int_0^z \delta\bar{\epsilon}_2(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz} z'} dz' - j \frac{q_{sy}}{2} \int_0^z \delta\bar{\epsilon}_5(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz} z'} dz' \quad (C.20) \right. \\ & \left. - j \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{2\tilde{q}_{sz}} \int_0^z \delta\bar{\epsilon}_1(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz} z'} dz' \right] + \\ & e^{-jq_{sz}z} \left[ -j \frac{\tilde{q}_{sy}^2}{2\tilde{q}_{sz}} \int_\infty^z \delta\bar{\epsilon}_2(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' - j \frac{q_{sy}}{2} \int_\infty^z \delta\bar{\epsilon}_5(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' \right. \\ & \left. + j \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{2\tilde{q}_{sz}} \int_\infty^z \delta\bar{\epsilon}_1(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' \right]. \end{aligned}$$

Ainsi en ne tenant compte que de la composante rétrodiffusée de l'expression (C.20), nous avons :

$$E_{2,1} = C_{\pm} \left[ -j \frac{\tilde{q}_{sy}^2}{2\tilde{q}_{sz}} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_2(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' - j \frac{q_{sy}}{2} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_5(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' \right. \\ \left. + j \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{2\tilde{q}_{sz}} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_1(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' \right], \quad (C.21)$$

avec  $C_{\pm} = e^{j(-\tilde{q}_{sz} + q_{sy}y + (q_{sx} \pm k_x)x - \omega t)}$  et  $\tilde{k}_x = q_{sx} \pm k_x$ .

L'expression (C.21) met en évidence la composante du champ électrique rétrodiffusée  $E'_{2,1}$  dans la direction de l'axe des  $y$ . Le premier crochet représente l'onde diffusée par le réseau acoustique et le deuxième crochet met en évidence l'onde rétrodiffusée. C'est ce dernier terme que nous avons pris en compte dans l'étude de la théorie de la détection. Comme dans ce chapitre nous cherchons à exprimer la composante rétrodiffusée avec dépolarisation, nous allons chercher l'expression du champ rétrodiffusé  $E'_{1,1}$  dans la direction des  $x$ , ce qui nous permettra de retrouver par la suite l'expression de la composante  $E'_{3,1}$  suivante  $z$ . L'expression de cette dernière composante nous permettra de trouver la résultante de l'interaction élasto-optique dépolarisée, c.-à-d., la composante rétrodiffusée de polarisation p.

En considérant que  $f(z) = f_1$  et en appliquant la même méthode que celle utilisée pour trouver la composante  $E'_{2,1}$  du champ électrique rétrodiffusé, la composante de la résultante de l'interaction élasto-optique  $E'_{1,1}$  dans la direction des  $x$  s'exprime de façon explicite comme suit :

$$E'_{1,1} = C_{\pm} \left[ -j \frac{\tilde{k}_x'^2}{2\tilde{q}_{sz}} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_1(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' - j \frac{\tilde{k}_x}{2} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_5(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' \right. \\ \left. + j \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{2\tilde{q}_{sz}} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_2(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' \right]. \quad (C.22)$$

Maintenant que nous avons trouvé l'expression des composantes  $E'_{1,1}$  et  $E'_{2,1}$  du champ électrique de l'onde rétrodiffusée, à l'aide de l'équation (C.4 page 142) nous pouvons trouver la composante  $E'_{3,1}$  du champ électrique rétrodiffusé. Ainsi en combinant les expressions (C.21), (C.22) et (C.4), l'expression de la composante  $E'_{3,1}$  champ électrique rétrodiffusé dans la direction des

$z$  s'écrit :

$$\begin{aligned}
E'_{3,1} = & \frac{\tilde{k}_x}{\tilde{q}_{sz}} C_{\pm} \left[ -j \frac{\tilde{k}_x'^2}{2\tilde{q}_{sz}} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_1(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' \right. \\
& -j \frac{\tilde{k}_x}{2} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_5(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' + j \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{2\tilde{q}_{sz}} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_2(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' \left. \right] + \\
& \frac{q_{sy}}{\tilde{q}_{sz}} C_{\pm} \left[ -j \frac{\tilde{q}_{sy}^2}{2\tilde{q}_{sz}} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_2(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' \right. \\
& \left. -j \frac{q_{sy}}{2} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_5(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' + j \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{2\tilde{q}_{sz}} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_1(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' \right]
\end{aligned} \tag{C.23}$$

De l'expression (C.23) nous pouvons directement en tirer l'expression du champ électrique dépolarisé, c.-à-d., la composante de polarisation p, en faisant la projection de cette composante dépolarisant dans le plan (oxyz); ce qui revient à appliquer la relation ci-dessous :

$$E_{p,1} = \frac{E_{3,1}}{\sin(\varphi)}.$$

Ainsi en appliquant cette relation, la composante dépolarisée du champ électrique de façon explicite s'écrit :

$$\begin{aligned}
E'_{p,1} = & \frac{\tilde{k}_x}{\tilde{q}_{sz} \sin(\varphi)} e^{-jq_{sz}z} \left[ -j \frac{\tilde{k}_x'^2}{2\tilde{q}_{sz}} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_1(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' \right. \\
& \left. -j \frac{\tilde{k}_x}{2} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_5(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' + j \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{2\tilde{q}_{sz}} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_2(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' \right] + \\
& \frac{q_{sy}}{\tilde{q}_{sz} \sin(\varphi)} e^{-jq_{sz}z} \left[ -j \frac{\tilde{q}_{sy}^2}{2\tilde{q}_{sz}} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_2(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' \right. \\
& \left. -j \frac{q_{sy}}{2} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_5(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' + j \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{2\tilde{q}_{sz}} \int_{\infty}^z \delta\bar{\epsilon}_1(z') E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' \right].
\end{aligned} \tag{C.24}$$

Cette expression met en évidence l'onde rétrodiffusée avec dépolarisation dans la configuration où la sonde incidente est de polarisation s. Le calcul est similaire lorsque la sonde incidente est de polarisation p.

En considérant les ondes acoustiques comme étant  $\delta$  localisées, l'expression de la sonde dépolarisée s'écrit :

larisée peut être réécrite d'une façon plus compacte :

$$\begin{aligned}
E'_{p,1} = & \frac{\tilde{k}_x}{\tilde{q}_{sz} \sin(\theta)} C1_{\pm} \left[ + j \frac{\tilde{k}_x^2}{2\tilde{q}_{sz}} P_2 S_3^0 L_a E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} \right. & (C.25) \\
& \left. + j \frac{\tilde{k}_x}{2} P_3 S_5^0 L_a E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} - j \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{2\tilde{q}_{sz}} P_2 S_3^0 L_a E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} \right] + \\
& \frac{q_{sy}}{\tilde{q}_{sz} \sin(\theta)} C1_{\pm z} \left[ + j \frac{\tilde{q}_{sy}^2}{2\tilde{q}_{sz}} P_2 S_3^0 L_a E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} \right. \\
& \left. + j \frac{q_{sy}}{2} P_3 S_5^0 L_a E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} - j \frac{\tilde{k}_x q_{sy}}{2\tilde{q}_{sz}} P_2 S_3^0 L_a E_{s,0}^0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{j\Delta q_{sz}^+ z'} dz' \right].
\end{aligned}$$

# Bibliographie

- [1] C. Thomsen, J. Strait, Z. Vardeny, H. J. Maris, J. Tauc, and J. J. Hauser, *Phys. Rev. Lett.*, **53** 989 (1984).
- [2] C. Thomsen, H. T. Grahn, H. J. Maris, and J. Tauc, *Surface generation and detection of phonons by picosecond light pulses*, *Phys. Rev. B*, **34** 4129-38 (1986).
- [3] H. T. Grahn, H. J. Maris and J. Tauc, *Picosecond ultrasonics*, *IEEE Quantum Electronics*, **25**, 2562-8 (1989).
- [4] S. A. Akhmanov and V. Gusev, *Laser excitation of ultrashort acoustic pulses : New possibilities in solid-state spectroscopy, diagnostics of ultrafast processes, and in nonlinear acoustics*, *Sov. Phys. Uspekhy*, **35**, 153-92 (1992).
- [5] G. L. Eesley, Clemens B M and Paddock C A, *Generation and detection of picosecond acoustic pulses in thin metal films*, *Appl. Phys. Lett.*, **50**, 717-9, (1987).
- [6] G. Tas, R. J. Stoner, H. J. Maris, G. W. Rubloff, G. S. Oehrlein and J. M. Halbout, *Noninvasive picosecond ultrasonic detection of ultrathin interfacial layers :  $CF_x$  at the Al/Si interface*, *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 1787-9 (1992).
- [7] K. A. Svinarich, W. J. Meng and G. L. Eesley, *Picosecond acoustic pulse reflection from a metal-metal interface*, *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 1185-7 (1990).
- [8] O. B. Wright and V. E. Gusev , *Ultrafast generation of acoustic waves in copper*, *IEEE Trans. UFFC*, **42**, 331-8 (1995).
- [9] D. Hurley, O. B. Wright, O. Matsuda, V.E.Gusev, and O.V.Kolosov, *Laser picosecond acoustics in isotropic and anisotropic materials*, *Ultrasonics*, **38**(1-8), 470(5) (2000).
- [10] A. Devos and C. Lerouge, *Evidence of laser-wavelength effect in picosecond ultrasonics : Possible connection with interband transitions* ,*Phys. Rev. Lett.*, **86**,2669-72 (2001).
- [11] O. B. Wright and V. E. Gusev *Acoustic generation in crystalline silicon with femtosecond optical pulses*, *Appl. Phys. Lett.*, **66** ,1190-2 (1995).

- [12] O. B. Wright, B. Perrin, O. Matsuda and V. E. Gusev, *Ultrafast carrier diffusion in gallium arsenide probed with picosecond acoustic pulses*, Phys. Rev. B, 64, 081202 (2001).
- [13] P. Babilotte, P. Ruello, G. Vaudel, T. Pezeril, D. Mounier, J-M. Breteau and V. Gusev, *Picosecond acoustics in p-doped piezoelectric semiconductors*, Appl. Phys. Lett, 97 ,174103 (2010).
- [14] N-H. Lin, R. J. Stoner, H. J. Maris and J. Tauc, *Phonon attenuation and velocity measurements in transparent materials by picosecond acoustic interferometry*, J. Appl. Phys, 69 3816-22 (1991).
- [15] O. B. Wright and T. Hyoguchi, *Ultrafast vibration and laser acoustics in thin transparent films*, Opt. Lett, 16, 1529-31 (1991).
- [16] O. B. Wright, *Thickness and sound velocity measurements in thin transparent films with laser picosecond acoustics*, J. Appl. Phys, 71, 1617-29 (1992).
- [17] O. Matsuda, O. B. Wright, D. H. Hurley, V. E. Gusev and K. Shimitzu, *Coherent shear phonon generation and detection with ultrashort optical pulses*, Phys. Rev. Lett, 93, 095501 (2004).
- [18] C. Rossignol, B. Perrin, S. Laborde, L. Vandenbulcke and M. I. de Barros, *Nondestructive evaluation of micrometric diamond films with an inteferometric picosecond ultrasonics technique*, J. Appl. Phys, 95, 4157-62 (2004).
- [19] T. Pezeril, N. Chegarev, P. Ruello, S. Gougeon, , D. Mounier, J.-M. Breteau, P. Picart, and V. Gusev, *Laser acoustics wiht picosecond collimated shear strain beams in single crystals and polycrystalline materials :Experiment and theory*, Physical Review B, 73(13), Université du Maine 2006.
- [20] C. Mechri, P. Ruello, J-M. Breteau, M. R. Baklanov, P. Verdonck and V. Gusev, *Depth-profiling of elastic inhomogeneities in transparent nanoporous low-k materials by picosecond ultrasonic interferometry*, Appl. Phys. Lett, 95, 091907 (2009).
- [21] V. Gusev, *Laser hypersonics in fundamental and applied research*, ACUSTICA - acta acustica, 82, S37-45 (1996).
- [22] C. Rossignol, J. M. Rampoux, M. Perton, B. Audoin and S. Dilhaire, *Generation and detection of shear acoustic waves in metal sub-micrometric films with ultra-short laser pulses*, Phys. Rev. Let, 94, 166106 (2005)

- [23] T. Pezeril, P. Ruello, S. Gougeon, N. Chigarev, D. Mounier, J-M. Breteau, P. Picart, V. Gusev, *Generation and detection of plane coherent shear picosecond acoustic pulses by lasers : Experiments and theory*, Phys. Rev. B, 75, 174307 (2007)
- [24] O. Matsuda, O. B. Wright, D. H. Hurley , V. Gusev, and K. Shimizu, *Coherent shear phonon generation and detection with picosecond laser acoustics*, Phys. Rev. B, 77, 224110 (2008).
- [25] T. Pezeril, C. Klieber, S. Andrieu, K. A. Nelson, *Optical generation of gigahertz-frequency shear acoustic waves in liquid glycerol*, Phys. Rev. Lett, 102, 107402 (2009).
- [26] L. M. Brekhovskikh and O. A. Godin, *Acoustics of Layered Media I : Plane and Quasi-Plane Waves* (Berlin, Springer-Verlag, 1990).
- [27] V. E. Gusev and A. Karabutov, *Laser Optoacoustics* (New York, AIP, 1993).
- [28] V. E. Gusev, Appl. Phys. Lett. **94**, 164105 (2009).
- [29] V. E. Gusev, J. Appl. Phys. **107**, 114906 (2010).
- [30] N. F. Declercq, R. Briers, J. Degrieck, and O. Leroy, IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control **52**, 776 (2005).
- [31] J. J. Kasinski, L. A. Gomez-Jahn, K. J. Faran, S. M. Gracewski and R. J. Dwayne Miller, J. Chem. Phys. **90**, 1253 (1989).
- [32] K. J. Faran, R. J. Dwayne Miller and S. M. Gracewski, J. Appl. Mech. **57**, 415 (1990).
- [33] S. M. Gracewski and R. J. Dwayne Miller, J. Chem. Phys. **103**, 1191 (1995).
- [34] V. E. Gusev, C. Desmet, W. Lauriks, C. Glorieux, and J. Thoen, J. Acoust. Soc. Am. **100**, 1514 (1996).
- [35] C. Glorieux, K. Van de Rostyne, J. Goossens, G. Shkerdin, W. Lauriks, K. A. Nelson, J. Appl. Phys. **99**, 013511 (2006).
- [36] Q. Shen, A. Harata and T. Sawada, Jpn. J. Appl. Phys. **35**, 2339 (1996).
- [37] T. F. Crimmins, A. A. Maznev, and K. A. Nelson, Appl. Phys. Lett. **74**, 1344 (1999).
- [38] R. M. Slayton, K. A. Nelson and A. A. Maznev, J. Appl. Phys. **90**, 4392 (2001).
- [39] L. M. Lyamshev, L. V. Sedov, Sov.Phys.Acoust.**27**, 4(1981).
- [40] Y. H. Berthelot, J. Bush-Vushniac, J. Acoust. Soc. Am. **81**, 317(1987).
- [41] R. K. Ing, M. Fink, F. gires, IEEE UFFC **39**, 285(1992).
- [42] M. H. Noroy, D. Royer, M. Fink, J. Acoust. Soc. Am. **94**, 1934(1993).



- [43] F. Reverdy, B. Audoin, J. Acoust. Soc. Am. **109**, 1965(2001).
- [44] B. Audoin, M. Perton, N. Chigarev, C. Rossignol, Ultrasonics **48**, 574(2001).
- [45] W. M. Ewing, W. S. Jardetsky, F. Press, *Elastic Waves in Layered Media* (New York, McGraw-Hill, 1957).
- [46] I. A. Victorov, *Rayleigh and Lamb Waves* (New York, Plenum, 1967).
- [47] R. Stoneley, Proc. Roy. Soc. **106**, 416 (1924).
- [48] W. L. Pilant, Bull. Seismol. Soc. Am. **62**, 285 (1975).
- [49] V. E. Gusev, Opt. Commun. **94**, 76 (1992).
- [50] G. Tas and H. Maris, Phys. Rev. B **49**, 15046 (1994).
- [51] V. E. Gusev and O. B. Wright, Phys. Rev. B **57**, 2878 (1998).
- [52] T. Dehoux, N. Chigarev, C. Rossignol, B. Audoin, Phys. Rev. B **77**, 214307(2008).
- [53] D. Mounier, E. Morozov, P. Ruello, M. Edely, P. Babilote, C. Mechri, J.-M. Breteau, V. Gusev, J. Phys. Conf. Ser. **92**, 012179(2007).
- [54] D. Mounier, E. Morozov, P. Ruello, J.-M. Breteau, P. Picart, V. Gusev, Euro. Phys. J. Special Topics **153**, 243(2008).
- [55] D. Mounier, P. Picart, P. Ruello, J.-M. Breteau, P. Babilote, T. Pezeril, G. Vaudel, M. Kouyaté, V. Gusev, Optics Express **18**, 6767(2010).
- [56] D. Mounier, M. Kouyaté, T. Pezeril, G. Vaudel, P. Ruello, P. Picart, J.-M. Breteau and V. Gusev, Chinese Journal **49**, NO.1 (2011).
- [57] G. Auliac, J. Avignant, and E. Azoulay, Techniques mathématiques pour la physique, Ellipses, (2000).
- [58] O. Matsuda, O. B. Wright, *Theory of Detection of Shear Strain Pulses with Laser Picosecond Acoustics*, Analytical science(2001).
- [59] O. Matsuda, O. B. Wright, *Coherent shear phonon generation and detection with picosecond laser acoustics*, Physical Review B (2001).
- [60] T. Pezeril, PhD thesis, *Génération et détection d'ondes acoustiques transverses picosecondes : théories et expériences*, Université du Maine (2005).
- [61] T. Bienville and B. Perrin, Generation and detection of quasi transverse waves in anisotropic crystal by picosecond ultrasonics in Proceedings of the WCU, (2003).

- [62] Karabutov A.A, Matrosov M.P., N.B.Podymova Thermo-optical generator of wideband shear-wave pulses, *Acoustical Physics*, 39(2), 196-197, (1993).
- [63] Keith A. Nelson, R.J. Dwayne Miller, D. R. Lutz, M. D. Fayer, *J.Appl.Phys.* **53**,(2)(1982)
- [64] H. T. Grahn, D. A. Young, H. J. Maris, J. Tauc, J. M. Hong, T. P. Smith, *Appl. Phys. Lett.* **53**,, 2023 (1988)
- [65] A.A. Maznev, K.A. Nelson, J.A. Rogers, *Opt. Lett.* **23**, 1319-1380 (1998).
- [66] I. Z. Kozma, J. Hebling, *Opt. Commun.* **199**, 407-415 (2001).
- [67] J.A. Rogers, J. Hebling, *Annu.Rev. Mater.Sci* **30**, 117-57 (2000).
- [68] P.Frechard, S. Andrieu, D. Chateigner, M. Hallouis, P. Germi, and Pernet. *Thin Solid Film*, 263 :42-46,1995.
- [69] C. Rossignol, PhD thesis, *Etude théorique et numérique d'expériences d'acoustique*, Université Pierre et Marie Curie (2000).
- [70] S. Laborde, PhD thesis, *Acoustique picoseconde dans les multicouches métalliques*, Université Pierre et Marie Curie (2006).
- [71] Clifford Frez, PhD thesis, *Transient grating in particle suspensions*, Brown University,(2004).
- [72] M. Kouyaté, T. Pezeril, D. Mounier and V.Gusev, *J.Appl.Phys.* **110**, 123526 (2011).