



**HAL**  
open science

# Miroirs cristallins en AlGaAs pour la métrologie de l'espace-temps et leur application aux détecteurs d'ondes gravitationnelles

Victor Hui

► **To cite this version:**

Victor Hui. Miroirs cristallins en AlGaAs pour la métrologie de l'espace-temps et leur application aux détecteurs d'ondes gravitationnelles. Vibrations [physics.class-ph]. Université Savoie Mont Blanc, 2022. Français. NNT : 2022CHAMA015 . tel-04078245

**HAL Id: tel-04078245**

**<https://theses.hal.science/tel-04078245>**

Submitted on 22 Apr 2023

**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.

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

### DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ SAVOIE MONT BLANC

Spécialité : **Physique Subatomique et Astroparticules**

Arrêté ministériel : 25 Mai 2016

Présentée par

**Victor HUI**

Thèse dirigée par **Raffaele Flaminio** et  
codirigée par **Christophe Dubarry**

préparée au sein du  
**Laboratoire d'Annecy de Physique des Particules**  
dans l'**École Doctorale de Physique de Grenoble**

## Réduction du bruit thermique dans les détecteurs d'ondes gravitationnelles et réalisation de miroirs cristallins en AlGaAs

Thèse soutenue publiquement le **1<sup>er</sup> Avril 2022**  
devant le jury composé de :

**Dr Jérôme DEGALLAIX**

Chargé de recherche, LMA Villeurbanne, Rapporteur

**Pr Laurent DEROME**

Professeur des universités, UGA Grenoble, Examineur

**Dr Christophe DUBARRY**

Ingénieur de recherche, CEA LETI, Co-encadrant

**Dr Raffaele FLAMINIO**

Directeur de recherche, LAPP Annecy, Directeur de thèse

**Pr Francesco MARIN**

Professeur associé, UniFI Firenze, Examineur

**Pr Giovanni LAMANA**

Maître de conférences, USMB Chambéry, Examineur

**Dr Isabelle SAGNES**

Directrice de recherche, C2N Paris Saclay, Rapportrice

*'Seul, Il étend les cieux, Il marche sur les hauteurs de la mer. Il a créé la Grande Ourse,  
l'Orion et les Pléiades, et les étoiles des régions australes'*

La Bible, Livre de Job chapitre 9, verset 8-9



Dédié à Estelle Hui, précieuse fleur partie bien trop tôt. Tu es plus heureuse à présent que tu ne la jamais été auprès de ton Créateur.



# Remerciements

Je souhaiterais prendre un temps particulier pour remercier tous ceux qui ont permis de près comme de loin à ce que cette thèse puisse se dérouler. On oublie bien souvent que le manuscrit d'une thèse de doctorat est le fruit d'une collaboration de nombreuses personnes qui oeuvrent dans l'ombre et ces pages de remerciements permettent de mettre un peu de lumière sur les contributions précieuses de ces personnes.

Je veux commencer par remercier mon directeur de thèse Raffaele Flaminio qui m'a suivi tout au long de ces trois longues années. Merci de tout coeur Raffaele pour toute la contribution que tu as apportée au cours de ma thèse. Merci pour ta présence et ton écoute, tu t'es toujours rendu disponible dans la mesure du possible malgré tes responsabilités très prenantes. Merci pour toute la pédagogie et la rigueur dont tu as fait preuve pour me transmettre les ficelles de la physique, la volonté de creuser en profondeur pour comprendre les fondements des phénomènes physiques qui ont été effleurés au cours de ce projet de recherche. Merci aussi d'avoir pu réunir différents acteurs de la recherche de différents horizons, à la fois dans la physique des ondes gravitationnelles, l'optique, les matériaux III-V et la micro-électronique. Merci pour ces trois années si enrichissantes qui m'ont donné goût à la recherche fondamentale.

Je souhaite remercier mon co-encadrant de thèse Christophe Dubarry. Un grand merci Christophe pour ton accompagnement dans tout le travail effectué au CEA. Merci pour ton enthousiasme et ta positivité à toute épreuve qui ont été précieux au cours de cette thèse qui a subi les désagréments de la pandémie du Covid19. Merci de m'avoir pris sous ton aile et de m'avoir intégré au sein du LIFT, de m'avoir familiarisé à l'environnement de la salle blanche du LETI, et fait rencontrer les différents passionnés des nombreux domaines de recherche du CEA. Merci pour toutes les conversations riches que l'on a pu avoir, que ce soit côté technique ou côté personnel. Merci de m'avoir fait découvrir toutes ces différentes techniques pour l'intégration de procédés qui touche à de nombreux domaines,

de la physique des matériaux à la chimie de gravure en passant par le traitement de surface, les caractérisations des matériaux et j'en passe. Merci pour tes encouragements et ton soutien tout au long de cette thèse.

Je souhaite remercier tous les membres de mon jury d'avoir accepté d'évaluer mes travaux de recherche et d'être venu à la soutenance pour discuter des résultats. Merci Giovanni, Laurent et Francesco pour vos retours si chaleureux et vos questions qui ont amené à ces échanges stimulants lors de la soutenance. Merci en particulier à Isabelle et Jérôme d'avoir accepté d'endosser le rôle de rapporteurs et de vos retours précieux sur le manuscrit. Merci Isabelle pour ton aide technique et les discussions motivantes sur les perspectives à venir. Merci Jérôme pour ta gentillesse, ton accueil et tes conseils lors de mes passages au LMA et ta curiosité toujours joyeuse.

Je souhaite remercier le LAPP de m'avoir accueilli pendant ces trois années de thèse. Merci à Loïc de m'avoir intégré à l'équipe Virgo. Merci aux différents chercheurs, ingénieurs de l'équipe de m'avoir chaleureusement accueilli au sein du groupe. Je tiens à remercier notamment les doctorants et ceux devenus maintenant docteurs avec qui j'ai vraiment apprécié passer ces années. Merci aux anciens : Carole, Loïc, Dimitri, Florian, Jordan, Méric, Marc, Alix pour tous les bons moments et les discussions que ce soit au RU, dans la salle CAES, à l'Art Malté (notamment l'excellent stage de brassage de bière) etc... Merci à ceux qui sont arrivés en cours de route: Alexandre, Luca, Iuri, Eleonora, Matteo, Nicolas, Paul, Anthony, Gitu, Quim, Pablo, Christopher et ceux que j'oublie. Merci pour tous ces bons déjeuners et pauses cafés au soleil. Je vous souhaite bon courage pour la fin de votre thèse. Merci également aux chercheurs avec lesquels j'ai vraiment apprécié échanger : Monica, Romain B., Laura. Merci Romain G. de m'avoir supporté pendant ces années dans notre bureau. Merci pour les petites conversations informelles qui font du bien après près de deux ans de cycles de confinement/télétravail.

Je souhaiterais aussi remercier toute l'équipe administrative du LAPP pour votre joyeuse humeur et votre implication. Je voudrais penser en particulier à Hélène pour s'être battu bec et ongles pour clarifier ma collaboration avec le CEA auprès de la délégation régionale et Karim d'avoir pris le temps de valider et traiter chacune de mes (trop) nombreuses missions à Grenoble.

Merci également à tous ceux que j'ai oublié, qui sont arrivés sur la fin de ma thèse, doctorants, post-doctorants, stagiaires etc... J'espère vivement que vous apprécierez cet environnement et ce cadre autant que moi.

Je souhaite remercier toute l'équipe du LIFT au CEA Grenoble. Merci de m'avoir accueilli si chaleureusement et de m'avoir intégré comme l'un des vôtres même si j'étais présent qu'en pointillés. Merci à Florence de m'avoir accueilli au sein de l'équipe. Merci à mon co-bureau Yann pour les bons moments, les discussions diverses et variées, et la très bonne expérience culinaire de H2. Merci à tous les doctorants, ingénieurs et techniciens : Julien, Clotilde, Cédric, Nicolas B., Nicolas T., Lucile, Michaël, Guillaume, Thomas, Paul S., Christine, Christelle, Lucie, Soazig, Bastien, Amal, Emmanuel R., Emmanuel A., Julie, Pierrick. Merci aux nouveaux qui sont arrivés entre temps : Alice, Pablo, Javier, Carla, Capucine, Paul B., Florent, Manon, Alexandre, Vladimir. Merci pour les discussions, les déjeuners, les pauses cafés et les moments au mythique Carré. J'en ai sans doute oublié en route, merci à toutes et à tous.

Je voudrais également remercier les ingénieurs et techniciens des différentes plateformes de la salle blanche, sans qui le procédé de transfert de ma thèse n'aurait pas pu se faire. Merci à Thomas, Pascal, Laurence et Virginie pour la partie Wet, Dominique, Richard, pour le dépôt, Thibault et Frank pour la CMP et le collage et Jérôme pour le grinding. Un immense merci à Victor et Agathe pour toute votre contribution sur la partie gravure chimique qui a été la plus laborieuse. Merci pour toute votre patience et votre expertise dans ces étapes finales du transfert. Un grand merci aussi à Pablo pour l'aide précieuse et efficace apportée sur les manips des derniers échantillons de fin de thèse.

Je souhaite remercier le LMA pour toutes les caractérisations optiques qui ont été réalisées sur les multicouches. Un grand merci Laurent pour toutes les mesures que tu m'as faites ainsi que les discussions techniques autour des méthodes de mesures.

Je souhaite également remercier le LAAS pour la réalisation des différents multicouches de la thèse. Merci beaucoup Alexandre et Chantal pour les discussions et informations techniques que vous m'avez apportées notamment concernant la méthode de croissance cristalline et les techniques de suivi de croissance.

Je souhaite terminer par des remerciements un peu plus personnels. Un grand merci à tous mes amis, venant des différents coins de la France. Merci aux amis de lycée qui ont suivi mes aventures jusqu'à maintenant. Merci aussi à ceux de la prépa avec lesquels on continue de partager la passion de la physique. Merci aux amis de Supoptique également, pour toutes ces amitiés précieuses qui se sont forgées au cours du temps.

Je voudrais remercier l'Église d'ABBA qui m'a accueilli lors de mon arrivée Annecy. Merci pour les frères et soeurs que j'ai pu rencontrer, votre amour fraternel et tout votre soutien tout au long de ces trois années et qui continue maintenant.

Je voudrais enfin remercier ma famille, à commencer par mes parents. Merci pour tout votre amour, votre soutien et votre persévérance malgré les deux dernières années qui ont été particulièrement compliquées pour notre famille. Merci pour votre présence tout du long. Merci également à ma belle famille, pour tout votre soutien et tout votre amour. Je tiens particulièrement à remercier mon beau-frère Silvain pour avoir pris le temps de relire avec attention le manuscrit et d'en corriger les fautes, la syntaxe et la forme.

Je voudrais finir en remerciant ma chère femme, Naomi. Merci d'avoir accepté de prendre part à cette aventure qu'est le mariage et d'avoir accepté d'être cette aide et ce vis-à-vis pour le reste de notre vie. Merci pour tout ton soutien, ton amour, ta tendresse, ton écoute. Tu es un cadeau de grande valeur que je ne mérite pas. Merci pour l'épouse que tu es au quotidien.

Je voudrais terminer par une reconnaissance toute particulière à une personne. Celle qui a permis que tout cela arrive. Celle qui est à l'origine de toutes choses et qui en est le but. Celle qui m'a littéralement sauvé la vie et qui la transforme jour après jour: mon Sauveur et mon Seigneur Jésus Christ. A Lui seul soit toute la gloire.

*Bonne lecture!*

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>vii</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>xiii</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xxiii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Les ondes gravitationnelles</b>	<b>5</b>
1.1 Introduction à la théorie des ondes gravitationnelles . . . . .	5
1.1.1 Contexte de la Relativité Générale . . . . .	5
1.1.2 Sources d'ondes gravitationnelles . . . . .	7
1.1.2.1 Systèmes binaires . . . . .	7
1.1.2.2 Fond stochastique . . . . .	8
1.1.2.3 Les supernovae . . . . .	9
1.1.2.4 Sources de type continues . . . . .	9
1.1.2.5 Sources de type "burst" . . . . .	10
1.1.3 Évolution des coalescences de binaires . . . . .	10
1.1.3.1 Phase spiralante . . . . .	10
1.1.3.2 Phase de plongeon et de fusion . . . . .	11
1.1.3.3 Phase de désexcitation . . . . .	11
1.2 Détection d'ondes gravitationnelles . . . . .	12
1.2.1 Le réseau mondial d'interféromètres . . . . .	12
1.2.1.1 Les interféromètres actuellement opérationnels . . . . .	12
1.2.1.2 La collaboration LIGO-Virgo-KAGRA . . . . .	13
1.2.1.3 Les interféromètres futurs . . . . .	14
1.2.2 Principe de l'interférométrie appliquée à l'astronomie gravitationnelle	15
1.3 Le détecteur Advanced Virgo . . . . .	17

1.3.1	Description du détecteur . . . . .	17
1.3.2	Recyclage de la puissance . . . . .	18
1.3.3	Sensibilité du détecteur . . . . .	18
1.3.4	Bruits du détecteur . . . . .	19
1.4	Conclusion . . . . .	21
<b>2</b>	<b>Bruit thermique</b>	<b>23</b>
2.1	Origine du bruit thermique . . . . .	23
2.2	Le Théorème de Fluctuation-Dissipation (TFD) . . . . .	24
2.3	Approche de l'oscillateur harmonique . . . . .	24
2.3.1	Cas de l'effet d'un amortissement visqueux . . . . .	24
2.3.2	Cas de l'effet d'un amortissement structurel . . . . .	26
2.4	Bruit thermique dans les systèmes continus . . . . .	27
2.4.1	Approche classique par décomposition en mode normaux . . . . .	27
2.4.2	Calcul du bruit thermique dans un miroir par application directe du TFD . . . . .	29
2.4.3	Exemple du bruit thermique dans un miroir . . . . .	31
2.5	Le bruit thermo-optique dans les coatings . . . . .	35
2.5.1	Réflexion de la lumière dans les coatings . . . . .	37
2.5.2	Phase de la lumière réfléchi par le coating . . . . .	38
2.5.3	Le bruit thermoélastique . . . . .	40
2.5.4	Le bruit thermoréfractif . . . . .	45
2.5.4.1	Le bruit thermo-optique . . . . .	49
2.6	Conclusion . . . . .	51
<b>3</b>	<b>Réduction du bruit thermiques avec des multicouches cristallins</b>	<b>53</b>
3.1	Motivation de l'utilisation de matériaux cristallins . . . . .	53
3.2	Propriétés des matériaux de type $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$ . . . . .	54
3.2.1	Caractérisation optique . . . . .	55
3.2.2	Caractérisation des bruits thermiques . . . . .	55
3.3	Bruit thermo-optique dans les coatings cristallins . . . . .	57
3.4	Procédé de fabrication : Epitaxie par Jets Moléculaire . . . . .	62
3.4.1	Introduction au procédé . . . . .	63
3.4.2	Méthode expérimentale . . . . .	63
3.4.2.1	Conditions du vide . . . . .	65
3.4.2.2	Composants principaux de la chambre de croissance . . . . .	65

3.4.3	Mécanisme général de la croissance par MBE . . . . .	66
3.4.3.1	Conclusion . . . . .	67
3.5	Miroir cristallin de Thorlabs Cristalline Mirror Solution . . . . .	68
3.5.1	Caractéristiques du miroir . . . . .	68
3.6	Mesures réalisés sur le miroir . . . . .	68
3.6.1	Mesures de diffusion . . . . .	69
3.6.2	Rugosité et défauts du miroir . . . . .	71
3.7	Conclusion . . . . .	74
<b>4</b>	<b>Développement d'un modèle généralisé du bruit thermoélastique et thermoréfractif dans les miroirs de Bragg</b>	<b>77</b>
4.1	Construction du modèle pour un coating monocouche . . . . .	78
4.1.1	Cas du bruit thermoréfractif . . . . .	79
4.1.2	Généralisation à 3 dimensions . . . . .	80
4.1.2.1	Application du théorème de Parseval pour le calcul du bruit thermoréfractif . . . . .	81
4.1.3	Cas du bruit thermoélastique . . . . .	83
4.1.3.1	Tracé du spectre du bruit thermique sur Matlab . . . . .	85
4.1.4	Étude du bruit thermique avec les modes d'ordre supérieurs du laser	91
4.1.4.1	Expression de la puissance dissipée avec les modes d'ordre supérieur du laser pour le modèle thermoréfractif . . . . .	92
4.1.5	Résultats pour le modèle thermoélastique . . . . .	94
4.1.5.1	Courbes de spectre des bruits thermoréfractif et thermoélastique avec les modes d'ordre supérieurs . . . . .	95
4.1.6	Application du modèle au bruit thermo-optique . . . . .	96
4.1.7	Spectre du bruit thermo-optique sur Matlab . . . . .	97
4.2	Construction du modèle de bruit thermo-optique pour un coating multicouches	98
4.2.1	Calcul du facteur de forme dans un coating multicouches . . . . .	99
4.2.1.1	Calcul de la réflexion du champ optique dans une cavité . . . . .	99
4.2.1.2	Comparaison avec le champ réfléchi sur une surface qui se déplace . . . . .	100
4.2.2	Calcul de la température dans le miroir . . . . .	106
4.2.2.1	Modèle de l'évolution de la température en 1D . . . . .	106
4.2.2.2	Modèle de l'évolution de la température en 3D . . . . .	111

4.2.3	Calcul de la dissipation de la chaleur et du bruit thermo-optique dans le miroir . . . . .	114
4.2.3.1	Dans le coating . . . . .	114
4.2.3.2	Dans le substrat . . . . .	115
4.2.4	Application du modèle au calcul du bruit thermo-optique avec les modes laser d'ordre supérieurs . . . . .	115
4.3	Comparaison des modèles multicouches, monocouche et adiabatique du bruit thermo-optique <i>AlGaAs/GaAs</i> pour différentes tailles de faisceau laser . . .	117
4.3.1	Bruit thermo-optique dans le coating cristallin . . . . .	117
4.4	Conclusion . . . . .	118
<b>5</b>	<b>Fabrication et caractérisation de dépôts multicouches cristallins</b>	<b>121</b>
5.1	Caractéristiques des multicouches réalisées . . . . .	121
5.1.1	Cartographie de défauts par interférométrie . . . . .	123
5.2	Fabrication et caractérisation in-situ des dépôts multicouches cristallins en <i>Al<sub>0.92</sub>Ga<sub>0.08</sub>As/GaAs</i> par MBE . . . . .	124
5.2.1	Méthode de suivi de la croissance par épitaxie . . . . .	124
5.3	Caractérisations optiques . . . . .	129
5.3.1	Mesures de diffusivité des échantillons . . . . .	129
5.3.2	Mesures de réflexion et de transmission . . . . .	131
5.4	Simulation du spectre en réflexion du multicouches <i>GaAs/AlGaAs</i> . . . . .	134
5.4.1	Calcul du spectre en réflexion du doublet A1319 avec Optilayer . . .	134
5.4.1.1	Modèle d'indice du <i>GaAs</i> et de l' <i>AlGaAs</i> . . . . .	134
5.4.1.2	Développement d'un modèle de calcul de la réflectivité d'une monocouche d' <i>AlGaAs</i> . . . . .	136
5.4.1.3	Comparaison du modèle Matlab avec les mesures expérimentales . . . . .	138
5.4.1.4	Étude du multicouches A1198 avec le modèle Matlab de simulation de la réflectivité . . . . .	139
5.4.1.5	Étude des multicouches A1195 et A1197 avec le modèle Matlab de simulation de la réflectivité . . . . .	141
5.5	Réalisation d'un nouveau jeu de multicouches . . . . .	144
5.5.1	Caractérisations réalisées . . . . .	146
5.5.1.1	Cartographies de défauts . . . . .	146
5.5.1.2	Diffusivité des multicouches . . . . .	148

5.6	Conclusion . . . . .	151
<b>6</b>	<b>Transfert d'un miroir cristallin AlGaAs/GaAs sur substrat de silice</b>	<b>153</b>
6.1	État de l'art . . . . .	155
6.1.1	Propriétés de l'arséniure de gallium . . . . .	155
6.1.1.1	Oxyde natif . . . . .	156
6.1.1.2	Propriétés thermiques . . . . .	156
6.1.2	Propriétés du dioxyde de silicium amorphe . . . . .	157
6.1.2.1	Propriétés optiques . . . . .	157
6.1.2.2	Propriétés thermiques . . . . .	157
6.1.3	Différence de Coefficient de dilatation thermique des substrats . . . .	158
6.1.4	Techniques de caractérisation des surfaces . . . . .	159
6.1.4.1	Caractérisation de la rugosité : Microscopie à force atomique (AFM) . . . . .	159
6.1.4.2	Caractérisation de l'oxyde natif : Microscopie XPS . . . . .	160
6.1.5	Développement des briques technologiques . . . . .	161
6.1.5.1	État de surface . . . . .	161
6.1.5.2	Dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma . . . . .	162
6.1.5.3	Collage direct . . . . .	163
6.1.5.4	Applications des transferts de matériaux III-V par collage direct . . . . .	168
6.1.5.5	Polissage mécano-chimique (CMP) . . . . .	169
6.1.5.6	Abrasion physique . . . . .	171
6.1.5.7	Gravure chimique en solution aqueuse du GaAs . . . . .	173
6.2	Briques technologiques sur substrats GaAs et $SiO_2$ bulk . . . . .	175
6.2.1	Préparation de surface . . . . .	176
6.2.1.1	Caractérisation de la rugosité . . . . .	176
6.2.1.2	Correction de la rugosité : Polissage mechano-chimique (CMP) . . . . .	177
6.2.1.3	Influence de la différence de CTE entre le GaAs et le $SiO_2$ sur le collage direct . . . . .	177
6.2.1.4	Influence de l'oxyde natif du GaAs sur le collage . . . . .	180
6.2.2	Retrait du substrat . . . . .	184
6.2.2.1	Grinding . . . . .	184
6.2.2.2	Wet etching . . . . .	185

---

6.2.3	Nouveau procédé de transfert de wafer . . . . .	188
6.2.3.1	Traitement de surface . . . . .	188
6.2.3.2	Collage direct . . . . .	189
6.2.3.3	Retrait du substrat de GaAs . . . . .	191
6.3	Résultats des procédés appliqués sur les multicouches GaAs/AlGaAs déposés par épitaxie . . . . .	193
6.3.1	Résultats avec un doublet . . . . .	193
6.3.1.1	Caractérisations sur le doublet transféré . . . . .	198
6.3.2	Résultats avec les multicouches . . . . .	202
6.3.2.1	Procédé appliqué aux nouveaux multicouches . . . . .	205
6.4	Conclusion . . . . .	220
	<b>Conclusion finale et perspectives futures</b>	<b>223</b>
	<b>References</b>	<b>245</b>
	<b>Résumé</b>	<b>255</b>

# Liste des figures

1.1	Représentation d'une onde gravitationnelle se propageant à travers un plan transverse sur lequel sont disposées des masses libres en cercle selon les polarisations $h_+$ et $h_x$ [4]. . . . .	7
1.2	Décroissance de l'orbite du pulsar PSR B1913+16 au cours du temps. . . . .	9
1.3	Forme de l'onde gravitationnelle émise par une BBH dont les masses des objets sont $m_1 = 65M_\odot$ et $m_2 = 30M_\odot$ située à 1 Gpc de l'observateur sans inclinaison. Crédit : Florian Aubin [14]. . . . .	11
1.4	Réseau mondial des interféromètres terrestres avec les dates d'entrée en opération. Crédit : Romain Gouaty. . . . .	13
1.5	Horizons atteints et prévisionnels des différents détecteurs durant les différentes phases d'observations. Crédit : The LIGO-Virgo-KAGRA collaboration. . . . .	14
1.6	Principe de fonctionnement d'un Interféromètre de Michelson. . . . .	16
1.7	Augmentation de la puissance lumineuse dans Advanced Virgo. Credit : The Virgo Collaboration. . . . .	18
1.8	Bruits fondamentaux du détecteur Advanced Virgo. La sensibilité du détecteur est donnée en rose. Credit : The Virgo Collaboration [90] . . . . .	20
2.1	Puissance spectrale du bruit thermique dans un oscillateur harmonique. La courbe continue correspond à l'amortissement visqueuse. La courbe en pointillé correspond à l'amortissement structurelle. Dans les deux cas, le facteur de qualité Q est de 100. Crédit : R. Flaminio [38]. . . . .	25
2.2	Puissance spectrale du bruit thermique dans un double oscillateur. La courbe en pointillé correspond au bruit thermique en considérant uniquement la présence de l'oscillateur inférieur ce qui est équivalent à dire que l'oscillateur supérieur n'a pas de pertes. Crédit : R. Flaminio [38]. . . . .	28

2.3	Densité spectrale du bruit thermique dans un coating amorphe comparé à la sensibilité visée d'Advanced Virgo+ pour la période O4 <sup>1</sup> et de O5 <sup>2</sup> . . .	34
2.4	Schéma d'un miroir avec un coating multicouches. . . . .	36
2.5	Effet donnant le bruit thermoélastique. . . . .	41
2.6	Évolution du déphasage de la lumière réfléchie en fonction de la n-ième couche du coating avec l'effet thermoélastique. . . . .	42
2.7	Densité spectrale du bruit thermoélastique dans un coating amorphe ( $Ti : Ta_2O_5/SiO_2$ ) pour le cas des miroirs d'Advanced Virgo comparé au bruit Brownien et aux sensibilités prévues d'O4 et O5. . . . .	45
2.8	Évolution du déphasage de la lumière réfléchie en fonction de la n-ème couche du coating avec l'effet thermoréfractif. . . . .	46
2.9	Densité spectrale du bruit thermoréfractif dans un coating amorphe ( $Ti : Ta_2O_5/SiO_2$ ) pour le cas des miroirs d'Advanced Virgo comparé au bruit Brownien et à la sensibilité prévue d'O4 et de O5. . . . .	49
2.10	Densité spectrale du bruit thermo-optique, thermoélastique et thermoréfractif dans un coating amorphe pour le cas des miroirs d'Advanced Virgo comparé au bruit Brownien et à la sensibilité d'O4. . . . .	50
3.1	Mesure directe du bruit thermique dans la cavité laser stabilisée en fréquence. La courbe en trait plein correspond au bruit thermique total de l'ensemble cavité+coating+substrat et la courbe en pointillé au bruit Brownien seulement de l'ensemble cavité+coating+substrat. Les angles de pertes sont $\phi_{cavite} = 3.10^{-4}$ , $\phi_{sub} = 1.10^6$ , $\phi_{coat} = 2,5.10^{-5}$ . Crédit Cole et al. [30]. . . .	56
3.2	Comparaison du bruit thermique pour un multicouche amorphe (20 périodes de couches $SiO_2/Ta_2O_5$ alternantes avec $\phi_{SiO_2/Ta_2O_5} = 4.10^{-4}$ [46] ainsi que le coating cristallin développé par Cole et son équipe avec Tholabs CMS. La courbe orange montre le bruit thermique dans le coating amorphe. La courbe bleue montre le bruit thermique dans le coating cristallin. Les courbes vert pointillé et bleu pointillé représentent respectivement les bruits Brownien et thermo-optique dans le coating cristallin. Crédit Cole et al. [30]. . . . .	57
3.3	Comparaison du bruit Brownien dans deux types de coating avec les sensibilités prévues pour O4 et O5. . . . .	58
3.4	Schéma d'un empilement de quart d'ondes [35]. . . . .	59
3.5	Schéma de l'empilement étudié. . . . .	60

3.6	Phase de la lumière réfléchie en fonction de la n-ème couche du coating avec l'effet thermoélastique pour un empilement commençant par une lame à haut indice et finissant par une lame à haut indice. . . . .	60
3.7	Réflexivité de la lumière réfléchie en fonction de la n-ème couche du coating avec l'effet thermoréfractif pour un empilement commençant par une lame à haut indice et finissant par une lame à haut indice. . . . .	61
3.8	Densité spectrale du bruit thermo-optique, thermoélastique et thermoréfractif dans un coating cristallin pour le cas des miroirs d'Advanced Virgo comparé au bruit Brownien et à la sensibilité d'O4. . . . .	62
3.9	Vue d'une chambre MBE simple avec les éléments de croissance, de shutters, de détection de flux et du système RHEED pour contrôler la croissance de la structure. Crédit : J. R. Arthur [9]. . . . .	64
3.10	Imagerie par microscopie à effet tunnel d'une surface de silicium montrant les différentes lignes de croissance. Crédit : Prof. Max Lagally [42]. . . . .	67
3.11	Photo du miroir de Thorlabs CMS en sortie de boîte. . . . .	68
3.12	Spectre en réflexion du miroir de Thorlabs. . . . .	69
3.13	Schéma de la mesure de diffusion. . . . .	70
3.14	Cartographie de diffusion du miroir. . . . .	70
3.15	Figures d'interférences d'un microscope interférométrique. . . . .	72
3.16	Cartographie de défauts. . . . .	72
3.17	Défauts en bosse. . . . .	73
3.18	Défauts en creux. . . . .	73
3.19	Multiplés petits défauts. . . . .	74
4.1	Bruit thermoréfractif dans le coating amorphe pour différentes tailles de faisceaux. Les étoiles bleues correspondent à la fréquence de coupure du coating. Les étoiles rouges sur le graphique indiquent ces fréquences de coupure quand on considère les paramètres thermiques du substrat. . . . .	86
4.2	Bruit thermoréfractif dans le coating cristallin pour différentes tailles de faisceaux. Les étoiles bleues correspondent à la fréquence de coupure du coating. Les étoiles rouges sur le graphique indiquent ces fréquences de coupure quand on considère les paramètres thermiques du substrat. . . . .	88
4.3	Bruit thermoréfractif dans différents coatings comparés. Le modèle développé ici est comparé au modèle adiabatique pour les deux types de coatings considérés et pour un faisceau de 100µm de diamètre. . . . .	89

4.4	Comparaison du bruit thermoélastique dans deux types de coatings. . . . .	90
4.5	Bruit thermoélastique dans un coating cristallin pour différents $r_0$ . . . . .	90
4.6	Bruit thermoélastique dans un coating amorphe pour différents $r_0$ . . . . .	90
4.7	Bruit TR avec modes (2,0) et (0,2) comparé au bruit TR avec faisceau gaussien dans le coating cristallin. . . . .	95
4.8	Bruit TR avec modes (2,0) et (0,2) comparé au bruit TR avec faisceau gaussien dans le coating amorphe. . . . .	95
4.9	Bruit TE avec modes (2,0) et (0,2) comparé au bruit TE avec faisceau gaussien dans le coating cristallin. . . . .	96
4.10	Bruit TE avec modes 20 et 02 comparé au bruit TE avec faisceau gaussien dans le coating amorphe. . . . .	96
4.11	Comparaison du bruit thermo-optique de l'approximation adiabatique dans le coating amorphe et cristallin pour un faisceau laser de diamètre de 100 $\mu$ m. 97	
4.12	Comparaison du modèle du bruit thermo-optique dans un coating épais amorphe et cristallin au modèle adiabatique pour un faisceau laser de diamètre de 100 $\mu$ m. . . . .	98
4.13	Valeur des $q_i$ dans chaque couche d'un coating cristallin en AlGaAs/GaAs. .	105
4.14	Valeur des $R_i$ dans chaque couche d'un coating cristallin en AlGaAs/GaAs.	105
4.15	Évolution de la température en fonction de la profondeur $z$ dans le coating à 100Hz. La courbe bleue représente le modèle multicouches, la courbe rouge le modèle adiabatique et la courbe orange le modèle monocouche épaisse. . .	110
4.16	Évolution de la température en fonction de la profondeur $z$ dans le coating à 10kHz). . . . .	110
4.17	Comparaison du modèle de calcul du bruit thermo-optique entre le modèle monocouche, le modèle multicouches et le modèle adiabatique dans un coating cristallin pour $r_0=1$ cm. . . . .	117
4.18	Comparaison du modèle de calcul du bruit thermo-optique entre le modèle monocouche, le modèle multicouches et le modèle adiabatique dans un coating cristallin pour $r_0=100\mu$ m. . . . .	118
5.1	Structure des multicouches. . . . .	122
5.2	Structure du doublet. . . . .	122
5.3	Cartographie des défauts du miroir A1195. . . . .	123

5.4	Interface de suivi de réflectivité spectrale du multicouches. La variation de couleur correspond à l'évolution de la température de la structure lors du refroidissement post-dépôt. Le rouge correspond aux zones plus chaudes et le bleu aux zones plus froides. . . . .	125
5.5	Descente en température à la fin de la croissance. . . . .	126
5.6	Interface de suivi de la courbure du multicouches. . . . .	127
5.7	Interface de suivi de la flèche du multicouches. . . . .	128
5.8	Cartographie de diffusion du miroir A1195. . . . .	129
5.9	Cartographie de diffusion du miroir A1197. . . . .	130
5.10	Spectre en réflexion de A1195. . . . .	131
5.11	Spectre en réflexion de A1197. . . . .	132
5.12	Comparaison des spectres en réflexion des deux multicouches. . . . .	132
5.13	Spectre en réflexion de A1198. . . . .	133
5.14	Structure du "doublet" A1198. . . . .	134
5.15	Comparaison de la loi spectrale de l'indice optique d'AlGaAs (80% AlAs) mesurée expérimentalement et l'approche par pondération 80% AlAs + 20% GaAs. . . . .	136
5.16	Comparaison du spectre simulé par Optilayer et du spectre en réflexion mesuré expérimentalement. . . . .	137
5.17	Comparaison du spectre simulé avec Matlab et du spectre mesuré expérimentalement. . . . .	138
5.18	Comparaison du spectre en réflexion simulé avec Matlab avec le spectre mesuré. . . . .	139
5.19	Comparaison du spectre en réflexion de l'empilement avec épaisseurs corrigées comparées au spectre mesuré. . . . .	140
5.20	Comparaison du spectre en réflexion de l'empilement avec épaisseurs mesurées à l'ellipsométrie comparé et du spectre mesuré. . . . .	141
5.21	Comparaison du spectre en réflexion simulé avec Matlab avec le spectre mesuré du multicouches A1195. . . . .	142
5.22	Comparaison du spectre en réflexion simulé avec Matlab avec le spectre mesuré du multicouches A1197. . . . .	142
5.23	Comparaison du spectre en réflexion simulé avec Matlab avec le spectre corrigé du multicouches A1195. . . . .	143
5.24	Comparaison du spectre en réflexion simulé avec Matlab avec le spectre corrigé du multicouches A1197. . . . .	143

5.25	Structure des multicouches A1414 et A1426. . . . .	145
5.26	Structure des multicouches A1425 et 1427. . . . .	145
5.27	Cartographie des défauts du miroir A1424. . . . .	146
5.28	Cartographie des défauts du miroir A1426. . . . .	147
5.29	Cartographie des défauts du miroir A1425. . . . .	147
5.30	Cartographie des défauts du miroir A1427. . . . .	148
5.31	Cartographie de diffusion du miroir A1424. Niveau de diffusivité moyen : 80ppm. . . . .	149
5.32	Cartographie de diffusion du miroir A1426. Niveau de diffusivité moyen : 75ppm. . . . .	149
5.33	Cartographie de diffusion du miroir A1425. Niveau de diffusivité moyen : 90ppm. . . . .	150
5.34	Cartographie de diffusion du miroir A1427. Niveau de diffusivité moyen : 77ppm. . . . .	150
6.1	Procédé général de transfert de multicouches AlGaAs/GaAs sur substrat de silice amorphe. . . . .	155
6.2	Maille cristalline du GaAs. En gris les atomes de gallium et en jaune les atomes d'arsenic [19]. . . . .	156
6.3	Spectre en transmission d'un substrat de silice amorphe (Épaisseur : 690µm). 158	
6.4	Principe de l'AFM. Le laser vient se réfléchir sur le lever qui est solidaire à la pointe et lorsque la pointe se déplace à la surface, elle dévie le laser permettant de mesurer la hauteur de la pointe et donc le profil de surface. (Source: [105]). . . . .	160
6.5	Exemple du déroulement du collage direct d'un substrat épais de silice sur un substrat de silicium. . . . .	165
6.6	Schéma de la CMP. Le tampon (Wafer carrier) maintient la plaque en rota- tion avec la face à traiter contre le pad de polissage. Le slurry est déversé sur le pad pendant que celui-ci vient polir la plaque. . . . .	170

6.7	Brosse Scrub. Lors de l'élimination des particules, le nodule en PVA est comprimé lorsque lorsqu'il entre en contact avec une particule adsorbée sur la surface du plaquette. Les pores et les aspérités de la surface de la brosse capturent la particule et font que la surface exposée de la particule s'adsorbe sur la surface de la brosse (mécaniquement, chimiquement ou par aspiration capillaire). Le couple créé par la rotation de la brosse déloge la particule de la surface. Une solution chimique est déversée sur la surface de la plaque, et pompé dans à travers les pores de la brosse, entraîne la particule loin de la plaque. Référence : [92]. . . . .	171
6.8	Action de la brosse sur les particules à la surface de la plaque. . . . .	171
6.9	Schéma vu du dessus du grinding. La roue commence l'abrasion en appuyant à partir du centre de la plaque puis se déplace jusqu'au bord. . . . .	172
6.10	Grinding côté GaAs pour un enlèvement de 550µm d'épaisseur. . . . .	172
6.11	Gravure chimique sélective. . . . .	175
6.12	AFM en entrée d'un substrat de GaAs. . . . .	176
6.13	Comparaison des mesures AFM du substrat de $SiO_2$ avant et après CMP. . . . .	177
6.14	Images IR après collage direct GaAs bulk sur $SiO_2$ bulk. P01-P11 : collage après nettoyage au $NH_3$ dilué P02-P12 : collage après nettoyage $H_2O$ P03-P13 : collage après nettoyage $H_2O$ . . . . .	178
6.15	Photos IR après recuit. . . . .	178
6.16	Photos post-recuit à 100°C. . . . .	179
6.17	Wafers de GaAs après CMP sans nettoyage humide. . . . .	180
6.18	Spectre XPS caractérisant les niveaux d'énergie des liaisons Ga3d-O. En noir le pic de l'énergie de liaison avant nettoyage, en rouge le pic de l'énergie de liaison après nettoyage humide, en bleu le pic d'énergie de liaison après le bombardement plasma. . . . .	183
6.19	Spectre XPS caractérisant les niveaux d'énergie des liaisons As-O. . . . .	184
6.20	Photos de différents temps de gravure d'un multicouches avec la solution SC1.186	
6.21	Mesure ellipso de l'empilement après chaque temps de gravure. La mesure des épaisseurs des premières couches est faites après différentes temps de gravure (75, 90, 120 et 195 secondes de gravure). La couche d'oxyde demeure car le GaAs des couches s'oxyde au fur et à mesure de la gravure, et on observe avec l'évolution de l'épaisseur de chaque couche qu'elles finissent pas être entièrement gravées. . . . .	187
6.22	Photo d'une plaque de GaAs après le dépôt de $SiO_2$ . . . . .	189

6.23	Mesures AFM après le dépôt PECVD de $SiO_2$ . . . . .	189
6.24	Mesures AFM après CMP. . . . .	190
6.25	Image infrarouge du collage direct GaAs bulk sur $SiO_2$ bulk. Pour chaque collage, la plaque de $SiO_2$ est au-dessus et la plaque de GaAs bulk est en-dessous. Les plaques sont alignées à l'aide de l'anneau noir qui permet de les centrer. . . . .	191
6.26	Wafers après grinding côté GaAs (Épaisseur restante : 100 $\mu$ m). . . . .	192
6.27	Doublet après dépôt PECVD de $SiO_2$ . . . . .	194
6.28	Image Infrarouge du collage direct du doublet sur $SiO_2$ . La plaque de silice est au-dessus le substrat de GaAs avec le doublet est dessous. Le collage est uniforme. . . . .	194
6.29	Doublet après la gravure à l'acide citrique. . . . .	195
6.30	Comparaison des épaisseurs de l'empilement après gravure à l'acide citrique. A gauche, on a l'empilement avec les épaisseurs théorique de chaque couche. A droite les épaisseurs des couches mesurées par ellipsométrie. . . . .	196
6.31	Doublet après la gravure à l'HCl. . . . .	197
6.32	Comparaison des épaisseurs de l'empilement après gravure à l'HCl. A gauche les épaisseurs prévues du doublet. A droite les épaisseurs mesurée par ellipsométrie. . . . .	197
6.33	Courbes de réflexion en différents points du doublet. . . . .	198
6.34	Densité de défauts sur le doublet transféré sur silice. . . . .	199
6.35	Densité de défauts sur le doublet avant transfert. . . . .	200
6.36	Diffusion du doublet après transfert. . . . .	201
6.37	Défaut géométrique cristallin. . . . .	202
6.38	Photos du multicouches A1195 collés sur $SiO_2$ après grinding. . . . .	203
6.39	Photos du multicouches A1197 collés sur $SiO_2$ après grinding. . . . .	203
6.40	Observation au microscope du bord du multicouches. Champ : 3mm x 3mm. . . . .	204
6.41	Profil de la topographie de bord du multicouches. . . . .	204
6.42	Photo du multicouches A1424 après CMP. . . . .	206
6.43	Image infrarouge du collage du multicouches. . . . .	207
6.44	Photo du multicouches collé avant la gravure. . . . .	208
6.45	Photo du multicouches collé après 100min de gravure au SC1. . . . .	208
6.46	Palpeur mécanique pour mesurer l'épaisseur d'une plaque. . . . .	209
6.47	Photo du multicouches collé après 115min de gravure au SC1. . . . .	210

6.48 Mesures d'épaisseur en différents points de la plaque après chaque gravure avec SC1. . . . .	210
6.49 Photo du multicouches collé après 120min de gravure avec la solution Acide Citrique/H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> . . . . .	211
6.50 Photo du multicouches collé après 240min de gravure avec la solution Acide Citrique/H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> . . . . .	211
6.51 Photo du multicouches collé après 370min de gravure avec la solution Acide Citrique/H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> . . . . .	212
6.52 Mesures d'épaisseur en différents points de la plaque après chaque gravure avec l'acide citrique. . . . .	213
6.53 Résultats des mesures d'épaisseur à l'ellipsométrie dans la zone verte du multicouches après la gravure à l'acide citrique. . . . .	214
6.54 Résultats des mesures d'épaisseur à l'ellipsométrie dans la zone bleue du multicouches après la gravure à l'acide citrique. . . . .	215
6.55 Résultats des mesures d'épaisseur à l'ellipsométrie dans la zone verte du multicouches après la gravure avec HCl. . . . .	216
6.56 Comparaison des spectre de lumière polarisée avec l'ellipsomètre entre l'empilement théorique (rouge) et l'empilement réel (vert) . . . . .	217
6.57 Photos du multicouches collé après les différentes gravures au SC1 et à l'acide citrique . . . . .	218
6.58 Photos du multicouches collé après les différentes gravures au SC1 et à l'acide citrique . . . . .	219
6.59 Comparaison des spectre de lumière polarisée avec l'ellipsomètre entre l'empilement théorique (rouge) et l'empilement réel (vert) pour trois angles d'incidences différents (55, 60, 65°) . . . . .	220
6.60 multicouches A1198 gravé pour différentes proportions d'acide citrique et différents temps de gravure . . . . .	238
6.61 Mesure de la masse et de l'épaisseur gravée pour chaque proportion de solution de gravure . . . . .	239
6.62 Montage de la gravure chimique. Le porte-plaque est attaché à un agitateur qui lui donne un mouvement d'agitation vertical pour améliorer l'homogénéité de la gravure . . . . .	240
6.63 Mesure de masse et d'épaisseur après différents temps de gravure à 65°C sur GaAs bulk . . . . .	241
6.64 Plaques de GaAs collées sur SiO <sub>2</sub> bulk gravés avec la solution SC1 à 50°C . . . . .	242

---

6.65	Mesure de masse et d'épaisseur après différents temps de gravure à 50°C sur P01 et P02 . . . . .	242
6.66	Plaques de GaAs collées sur SiO <sub>2</sub> bulk gravés avec la solution SC1 à 40°C .	243
6.67	Mesure de masse et d'épaisseur après différents temps de gravure à 40°C sur P03 . . . . .	243

# Liste des tableaux

2.1	Tableau donnant la structure et les paramètres des matériaux composant le coating $Ti : Ta_2O_5/SiO_2$ [25]. . . . .	38
2.2	Paramètres du coating $Ti : Ta_2O_5/SiO_2$ . . . . .	43
3.1	Tableau donnant la structure et les paramètres des matériaux composant le coating $AlGaAs/GaAs$ [25]. . . . .	58



# Introduction

Le 14 Septembre 2015, notre planète a été parcourue d'un frisson de très courte durée. Ce tremblement provenait de la fusion de deux objets très massifs de notre univers qui se sont "percutés" : deux trous noirs, à une distance de 1.3 milliards d'années lumière de notre système solaire. La rencontre de ces trous noirs a donné naissance à ce que l'on appelle des ondes gravitationnelles, des déformations de l'espace temps qui se propagent à la vitesse de la lumière. Ces ondes ont été détectés par des systèmes de détection spécifiquement conçus pour cela, les détecteurs d'ondes gravitationnelles. Plusieurs ont été construits dans les années 90: les détecteurs LIGO basés à Hanford et à Livingston aux États-Unis, le détecteur Virgo, basé à Cascina en Italie, le détecteur GEO basé à Hanovre en Allemagne. Un autre détecteur, KAGRA, situé au Japon a vu le jour dans les années 2010. La première détection des ondes gravitationnelles en 2015, dont l'existence était déjà prédite 100 ans auparavant par Albert Einstein, a ouvert la voie à un tout nouveau domaine de l'astrophysique : l'astronomie gravitationnelle. De nombreuses informations sur les trous noirs, les étoiles à neutron, les objets astrophysiques très denses de notre univers jusqu'alors inaccessibles ont pu être découvertes.

Actuellement, nous sommes dans la deuxième génération des détecteurs d'ondes gravitationnelles. Les détecteurs LIGO et Virgo ont été renommés Advanced LIGO et Advanced Virgo, ayant subi une série d'améliorations depuis les détecteurs originels avec une sensibilité dix fois meilleure qu'auparavant. Les deux détecteurs ont mené conjointement trois phases d'observations: O1 où seul LIGO était opérationnels, O2 où le détecteur Virgo a joint la campagne d'observation durant le dernier mois et O3 où les détecteurs LIGO et Virgo ont fonctionné de concert pendant une période d'un an, la campagne s'étant terminée plus tôt dû à la crise sanitaire de la Covid-19. A présent, une phase d'amélioration des détecteurs est de nouveau en train de se dérouler donnant lieu aux projets A+ et Advanced Virgo + afin d'avoir une sensibilité toujours plus accrue grâce à de nouveaux équipements et infrastructures. Le but étant d'augmenter la sensibilité des détecteurs pour pouvoir

sonder un champ toujours plus vaste de l'univers.

Les détecteurs d'ondes gravitationnelles mesurent les variations de distances provoquées par les ondes gravitationnelles. Pour cela on utilise la méthode de mesure par interférométrie de Michelson. Un faisceau laser est séparé en deux par le biais d'une séparatrice et chacun des deux faisceaux résultants va se propager le long d'une cavité longue de plusieurs kilomètres au bout desquelles se trouve un miroir de très haute qualité. Une fois les faisceaux réfléchis par ces miroirs, ils seront recombinaés au niveau de la séparatrice et on détecte le signal lumineux en sortie. La variation de longueur va induire un changement dans la puissance mesurée du signal. Une explication plus détaillée sur le fonctionnement de l'interféromètre sera donnée plus tard.

L'amplitude des ondes gravitationnelles étant très faible (de l'ordre de  $10^{-21}$ ), les détecteurs doivent avoir une excellente sensibilité afin de pouvoir détecter ces signaux. Or cette sensibilité est limitée par toutes sortes de bruits qui viennent parasiter le signal mesuré en sortie du détecteur. L'origine de ces bruits est multiple et peut provenir autant de l'environnement du détecteur que des différents phénomènes physiques naturels ou issues de l'activité humaine en lien ou non avec le détecteur. Il est donc nécessaire de comprendre d'où viennent ces bruits et de les limiter au mieux. Plus le niveau de ces bruits sera faible, plus le signal provenant de l'onde gravitationnelle sera facile à discerner. L'un des bruits principaux limitant la sensibilité du détecteur est le bruit thermique qui est généré par les fluctuations thermiques dans les miroirs du détecteur. Cela affecte la phase de la lumière réfléchie et donc le signal lumineux mesuré. Afin de réduire ces bruits thermiques nous cherchons des matériaux dont les propriétés thermo-mécaniques conduisent à un bruit thermique plus faible. Ces matériaux doivent également avoir d'excellentes propriétés optiques pour que les miroirs fabriqués à partir de ces matériaux répondent aux conditions de fonctionnement du détecteur. Les matériaux cristallins comme l'arséniure de gallium GaAs et l'arséniure d'aluminium-gallium AlGaAs sont des matériaux prometteurs quand à leurs propriétés optiques et leur faible niveau de bruit thermique.

La voie de la troisième génération de détecteurs d'ondes gravitationnelles est déjà en cours d'exploration. Elle se dirigera notamment vers Einstein Telescope qui sera un observatoire gravitationnel basé sous terre afin de s'affranchir au mieux des bruits sismiques et impliquera trois détecteurs dont les bras sont liés entre eux, formant ainsi un triangle de 10km de côté. Chaque détecteur est double, de sorte qu'il y a en tout six interféromètres, permettant d'explorer différentes gammes de fréquences de signal et d'opérer dans des conditions

de températures différentes afin de répondre au défi du bruit thermique. La figure suivante présente le schéma du détecteur complet.

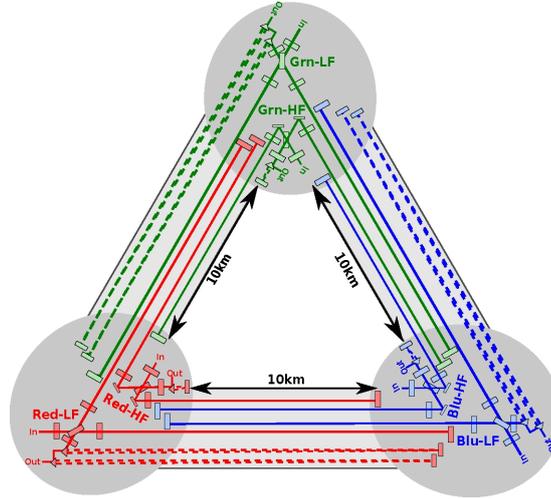


Schéma d'Einstein Telescope. Les trois détecteurs exploreront les gammes de fréquences élevées (HF) et basses (LF) avec des laser à différentes longueurs d'ondes

Ce manuscrit a pour but d'explorer deux axes. Dans un premier temps il s'agit de comprendre le bruit thermique dans ces miroirs cristallins en AlGaAs en développant notamment un modèle pour décrire les bruits thermoélastique et thermoréfractif dans les revêtements (appelés coatings) de ces miroirs. Puis dans un deuxième temps, nous développons la réalisation de ces miroirs cristallins par transfert d'un multicouche cristallin AlGaAs/GaAs sur un substrat de silice amorphe SiO<sub>2</sub> ainsi que la caractérisation des performances optiques et du bruit thermique. L'objectif est de montrer si de tels miroirs peuvent équiper la prochaine génération de détecteurs d'ondes gravitationnelles

Le chapitre 1 présente une introduction brève de la théorie des ondes gravitationnelles, leur nature et les différents évènements astrophysiques qu'ils permettent d'étudier et de comprendre. Le principe de fonctionnement du détecteur Virgo, sa sensibilité et les bruits seront également expliqués.

Le chapitre deux se focalisera plus précisément sur le bruit thermique, son origine et la manière de le calculer, ainsi que son niveau actuel dans Virgo.

Dans le chapitre 3, les propriétés des miroirs cristallins et leur fabrication seront détaillés, ainsi que des résultats de caractérisation qui ont été réalisés sur un miroir cristallin réalisé par la société Thorlabs Crystalline Mirror Solutions.

Le chapitre 4 présente le modèle qui a été développé pour décrire deux types de bruits thermiques : le bruit thermoélastique et le bruit thermo-réfractif dans les miroirs utilisés

actuellement dans Virgo ainsi que dans les miroirs cristallins. Ce modèle prend en compte certaines hypothèses et approximations qui ont notamment été explorées par Evans [35] et apporte également la description du bruit dans le cadre où ces approximations ne sont plus valables pour une approche et une compréhension plus complète de ces bruit thermiques dans les miroirs.

Le chapitre 5 aborde les mesures de caractérisation optique (spectre en réflexion, diffusivité de la surface, cartographie de défauts) qui ont été faites sur les multicouches cristallins réalisés par le LAAS à Toulouse. Ces multicouches seront utilisés pour fabriquer les miroirs au CEA par leur transfert sur substrats de silice.

Enfin, le chapitre 6 détaille les travaux expérimentaux qui ont été menés pour la réalisation de miroirs cristallins en développant un procédé de collage de substrats de GaAs sur des substrats de  $SiO_2$  amorphe. Le procédé sera ensuite appliqué sur les multicouches réalisés par le LAAS. Les différentes caractérisations et l'analyse des résultats obtenus sont également présentés.

Pour relever les différents défis technologiques impliqués dans la réalisation de ces travaux, nous avons mis en place une collaboration avec le CEA LETI à Grenoble qui possède l'expertise et les équipements nécessaires pour comprendre et conduire les expérimentations.

Le site du CEA (Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives) est un organisme de recherche scientifique dans les domaines de la défense et de la sécurité, de l'énergie nucléaire, de la recherche technologique pour l'industrie et de la recherche fondamentale (sciences de la matière et sciences de la vie), implanté sur dix sites en France. L'une de ses divisions est le CEA LETI (Laboratoire d'électronique et de technologie de l'information) qui est l'un des principaux instituts de recherche appliquée dans la micro-électronique et les nanotechnologies du monde. le site du CEA LETI est basé à Grenoble.

# Chapitre 1

## Les ondes gravitationnelles

### 1.1 Introduction à la théorie des ondes gravitationnelles

Ce chapitre traitera brièvement dans un premier temps, de la théorie des ondes gravitationnelles, dont l'existence est une conséquence directe de la théorie de la Relativité Générale. Puis la discussion se fera autour des différentes sources possibles qui génèrent des ondes gravitationnelles et des différents détecteurs d'ondes gravitationnelles qui ont vu le jour. Dans un deuxième temps, nous présenterons les différents moyens de détections de ces signaux mis en oeuvre et nous nous focaliserons sur le principe de fonctionnement du détecteur Virgo, sa sensibilité ainsi que les différents enjeux importants des bruits dans le détecteur qui affectent la détection d'ondes gravitationnelles.

En terme de références, nous nous appuyons principalement sur les ouvrages de Michele Maggiore "Gravitationnal waves" [67] et sur les parties introductives de [14] et [77].

#### 1.1.1 Contexte de la Relativité Générale

La découverte de la théorie de la Relativité Générale par Albert Einstein a révolutionné notre approche de la gravitation, l'une des quatre interactions fondamentales qui régissent l'univers. Cette gravitation n'est plus considérée comme une force mais comme une déformation de l'espace-temps qui a pour origine une masse ou plus largement une énergie.

Cela est illustré par l'équation d'Einstein :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \kappa T_{\mu\nu} \quad (1.1)$$

où  $R_{\mu\nu}$  est le tenseur de Ricci,  $g_{\mu\nu}$  la métrique,  $R$  la courbure scalaire,  $G$  la constante de gravitation universelle et  $T_{\mu\nu}$  le tenseur impulsion-énergie. On définit  $\kappa = \frac{8\pi G}{c^4}$ . Dans cette

équation, la partie gauche correspond à la déformation et la partie droite à l'énergie.

Si l'on suppose un espace plat, la métrique peut être écrite :

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad (1.2)$$

où  $\eta_{\mu\nu}$  est la métrique de l'espace plat de Minkowski avec la convention (+,-,-,-) et  $h_{\mu\nu}$  la perturbation de la métrique.

Les équations d'Einstein linéarisée s'écrivent comme suit :

$$\square^2 \bar{h}_{\mu\nu} = -2\kappa T_{\mu\nu}, \quad (1.3)$$

avec  $\square$  l'opérateur D'Alembertien.

En prenant le cas du vide, loin de toute matière ou énergie, les solutions de l'équation ci-dessus s'écrivent comme la superposition d'ondes planes appelées ondes gravitationnelles :

$$\bar{h}_{\mu\nu} = A_{\mu\nu} \exp(ik_\rho x^\rho), \quad (1.4)$$

où  $A^{\mu\nu}$  est une matrice 4x4 symétrique qui donne quantitativement les variations de distances entre deux points de l'espace-temps dans toutes les directions possibles.  $k_\rho$  est le vecteur d'onde.

Il peut être montré que les deux vecteurs indépendants du tenseur  $A^{\mu\nu}$  sont deux états de polarisation d'une onde gravitationnelles. Chaque onde gravitationnelle peut être écrite comme une combinaison de ces deux polarisations associé à une amplitude et une phase:

$$h_{\mu\nu} = (h_+ \epsilon_{\mu\nu+} + h_X \epsilon_{\mu\nu X}) \exp(ik_\rho x^\rho) \quad (1.5)$$

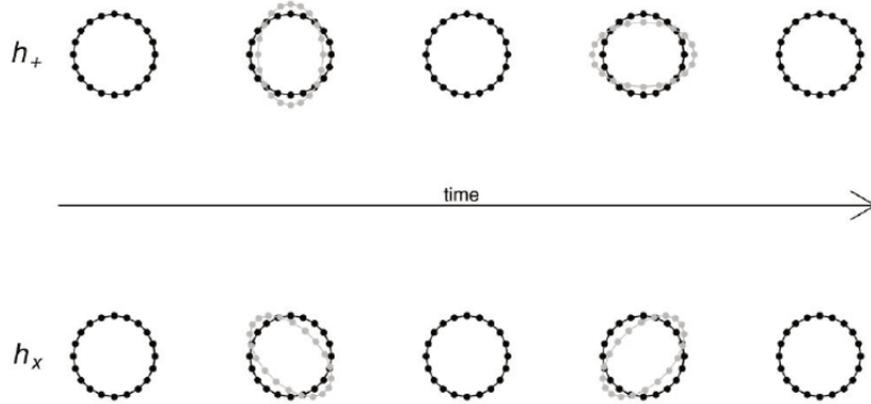
La figure 1 représente l'effet des deux polarisations d'amplitude  $h_x$  and  $h_+$  sur des masses libres. Ces masses forment un cercle dans le plan transverse à la direction de propagation. La variation de distance relative entre les masses correspond au phénomène que les détecteurs d'ondes gravitationnelles cherchent à mettre en évidence.

La variation de distance  $\Delta L$  entre deux masses libres s'écrit en fonction de la distance au repos  $L_0$  et de l'amplitude  $h$  de l'onde

$$\Delta L = L_0 \frac{h}{2} \quad (1.6)$$

Il peut être montré à partir de ces équations que le rayonnement gravitationnel est un rayonnement quadripolaire qui exige une source asymétrique. La luminosité totale du rayonnement gravitationnel dérive de l'équation: (1.3):

$$\mathcal{L} \simeq cste \left(\frac{v}{c}\right)^6 \left(\frac{R_s}{R}\right) \quad (1.7)$$



**Figure 1.1:** Représentation d'une onde gravitationnelle se propageant à travers un plan transverse sur lequel sont disposées des masses libres en cercle selon les polarisations  $h_+$  et  $h_x$ [4].

avec  $cste$  un facteur constant qui a la dimension d'une puissance qui dépend de l'asymétrie de la source,  $v$  la vitesse interne typique de la source,  $R_s = \frac{2GM}{c^2}$  le rayon de Schwarzschild et  $R$  le rayon de la source. Les observations ont confirmé que plus la source est compacte, plus le rayonnement gravitationnel est grand.

### 1.1.2 Sources d'ondes gravitationnelles

Les ondes gravitationnelles sont générées par des objets astrophysiques qui sont en général asymétriques et relativistes durant des événements violents de l'univers. Selon la nature de ces objets, les propriétés de l'onde gravitationnelle (fréquence, durée, forme) seront différentes.

Nous décrirons brièvement dans cette section les différentes sources capables d'émettre des ondes gravitationnelles détectables par Virgo.

#### 1.1.2.1 Systèmes binaires

Les systèmes binaires sont des systèmes impliquant deux objets. Nous allons principalement nous intéresser dans ce manuscrit aux coalescences de binaires compacts (CBC). On en distingue trois:

- Les binaires d'étoiles à neutron, ou BNS (*Binary Neutron Stars*),
- Les binaires de trous noirs ou BBH (*Binary Black Holes*),

- Les binaires constituées d'une étoile à neutron et d'un trou noir, ou NSBH (*Neutron Star–Black Hole*).

Ces systèmes perdent de l'énergie par émission d'ondes gravitationnelles au cours de leur existence mais elles sont trop faibles en amplitude et en fréquence pour être détectables par les instruments actuels (Advanced Virgo et Advanced LIGO). Toutefois, juste avant leur fusion (ou coalescence) ces objets atteignent des vitesses relativistes et peuvent rentrer en collision. L'amplitude et la fréquence des ondes gravitationnelles émises à ce moment-là peuvent être suffisamment importantes pour être détectées.

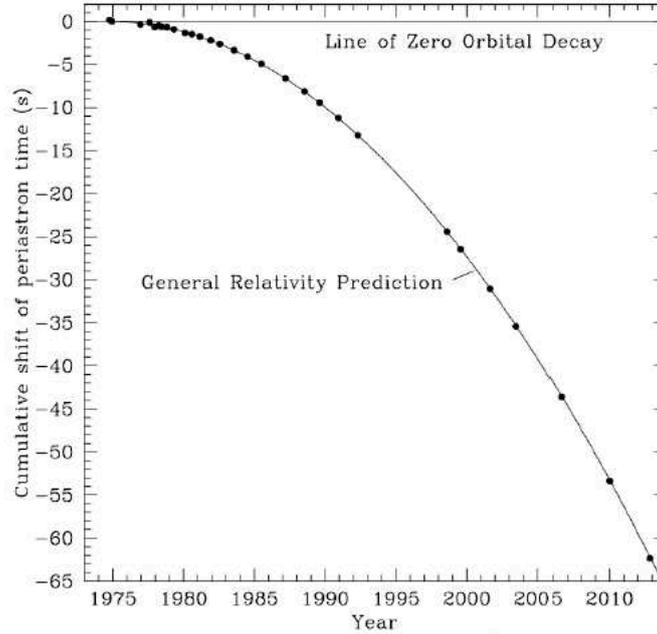
### Première détection indirecte

Historiquement, les premières ondes gravitationnelles ont été détectées indirectement avec la découverte du système binaire PSR B1913+16 par R.A. Hulse et J.H Taylor en 1974 [54]. Il s'agit d'un système binaire composé d'un pulsar, une étoile à neutron en rotation qui émet un puissant rayonnement électromagnétique et son étoile à neutron compagnon. J.H. Taylor et J.M. Weisberg ont pu mesurer la diminution de la période de rotation des deux astres (ou périastre), mettant ainsi en évidence que les deux étoiles se rapprochaient et accéléraient au cours du temps. Cela est en parfaite concordance avec une perte d'énergie par émissions d'ondes gravitationnelles, prédite par la Relativité Générale [104]. La figure 1.2 représente les mesures de cette décroissance du périastre, s'alignant sur la courbe de prédiction de la Relativité Générale.

#### 1.1.2.2 Fond stochastique

Certaines sources parmi les systèmes binaires très éloignés des dispositifs de détection émettent des signaux gravitationnels qui ne pourront être détectés, les sources étant trop éloignées. L'ensemble des ondes gravitationnelles s'additionnent à différentes fréquences pour constituer un bruit de fond astrophysique. L'ensemble de ces sources non résolues s'appelle le fond stochastique. Dans ce fond stochastique on peut aussi trouver des ondes gravitationnelles de l'univers primordial émises au début de l'expansion de l'univers juste après le Big Bang.

Il est possible à partir de la détection de signaux provenant du fond stochastique de définir la densité d'énergie réduite d'ondes gravitationnelles  $\Omega_{GW}$  et en traçant son spectre, d'obtenir les différentes phases de régimes de la coalescence. Pour plus de détails sur le formalisme du fond stochastique ainsi que sa détection, nous conseillons le chapitre 7 de [77].



**Figure 1.2:** Décroissance de l'orbite du pulsar PSR B1913+16 au cours du temps.

### 1.1.2.3 Les supernovae

On appelle supernova le phénomène survenant lors de l'explosion d'une étoile ainsi que ce qui survient suite à cette explosion. On les classe selon 4 catégories : Les types Ia, Ib, Ic et les types II. Les supernovae de type Ia sont issues d'explosions thermonucléaires qui sont symétriques et ne produisent pas d'ondes gravitationnelles détectables. Les Types Ib, Ic, et II sont des supernovae gravitationnelles qui sont produites par des étoiles de masse supérieure à  $9 M_{\odot}$ . L'amplitude des ondes gravitationnelles générées est assez faible et les formes d'ondes difficiles à prévoir. Ces signaux sont attendus autour du kHz [103]. Ils ne peuvent être détectés par les détecteurs actuels que s'ils sont proches (30kpc de distance).

### 1.1.2.4 Sources de type continues

Certaines sources peuvent émettre continuellement des ondes gravitationnelles. Cela peut correspondre aux étoiles asymétriques en rotation, notamment les étoiles à neutron. Les étoiles à neutrons peuvent générer des ondes gravitationnelles seulement si elles sont asymétriques par rapport à leur axe de rotation. Elles constituent les sources de type continues, du fait de l'émission continue et périodique de signaux d'ondes gravitationnelles par ces objets astrophysiques.

Les signaux de ces sources sont attendus sur l'ensemble de la gamme de fréquences des

détecteurs actuels avec une amplitude plus faible que pour les signaux provenant des coalescences de binaires.

#### 1.1.2.5 Sources de type "burst"

Les sources "burst" correspondent aux sources impulsionnelles de durée très brèves (quelques millisecondes à quelques secondes). Ces signaux sont assez peu connus et leur forme d'onde est mal modélisée. Ils sont en général issus de tous types de phénomènes impliquant des variations importantes et rapides d'énergie. Cela peut être des phénomènes tels que des supernovae de type II, les effondrements d'étoiles à neutron en trous noirs, les jets d'énergie dans la rotation des pulsars, ou bien encore certains objets cosmologiques hypothétiques comme les cordes cosmiques. Ces signaux peuvent être détectés dans la bande de fréquences des détecteurs actuels [[2],[3]]

### 1.1.3 Évolution des coalescences de binaires

Dans la section précédente, nous avons évoqué le fait que les coalescences de binaires compacts provoquent la génération d'ondes gravitationnelles. Nous allons brièvement présenter les différentes phases d'évolution des objets composant le système binaire.

Au fur et à mesure, en émettant des ondes gravitationnelles, le système binaire va perdre de l'énergie et les objets le constituant vont se rapprocher de plus en plus en accélérant avant de fusionner. L'énergie libérée est colossale, pouvant atteindre l'énergie de plusieurs masses solaires. La résultante de cette fusion donnera à priori un trou noir qui, après avoir été particulièrement excité par la rapidité de la fusion, va peu à peu se relaxer pour finir vers un état plus stable.

Il y a trois grande phases lors de cette coalescence : la phase spiralante, la phase de fusion, la phase de désexcitation.

#### 1.1.3.1 Phase spiralante

Lors de la phase spiralante, les deux objets vont orbiter l'un autour de l'autre. Au début, ils sont à une certaine distance et vont à une vitesse non relativiste, puis ils vont se rapprocher et accélérer jusqu'à atteindre des vitesses de quelques dizaines de pourcent celle de la lumière.

Le système demeure stable dans cette phase à condition que les deux objets soient assez éloignés l'un de l'autre. L'orbite minimale de stabilité du système est appelée ISCO et

peut être calculée à partir de la masse totale du système binaire :

$$r_{ISCO} = \frac{6GM}{c^2} \quad (1.8)$$

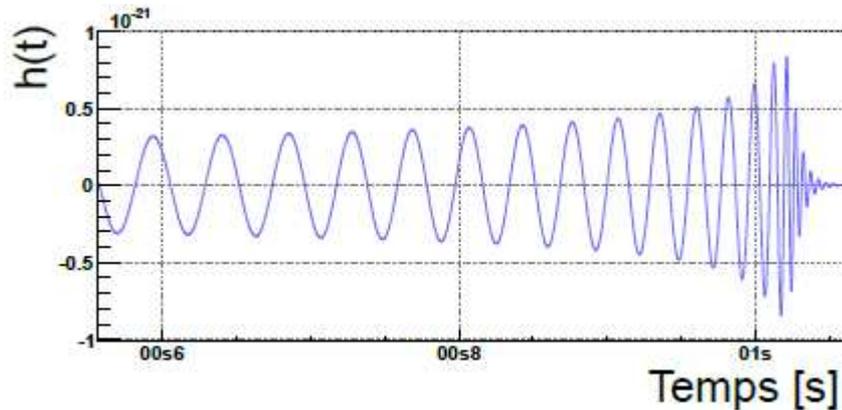
### 1.1.3.2 Phase de plongeon et de fusion

Quand les deux corps ont passé l'orbite ISCO, ils vont plonger l'un vers l'autre et entrer dans la phase de fusion. Les approximations précédentes ne sont alors plus valables. La modélisation du système est très compliquée, n'étant plus en régime adiabatique. On peut approcher ce signal avec des simulations numériques pour résoudre les équations d'Einstein [70].

### 1.1.3.3 Phase de désexcitation

Après la fusion des objets compacts, le corps résultant qui peut être un trou noir sera dans une phase de désexcitation. Sa forme sera tout d'abord asymétrique puis va peu à peu tendre vers une forme sphérique pour ne plus émettre d'ondes gravitationnelles. En utilisant la métrique de Kerr, on peut modéliser la forme d'onde à l'aide d'une superposition de sinusoides amorties.

L'onde gravitationnelle complète émise par la coalescence de binaire compacte est la somme de ces différentes composantes qui viennent d'être détaillées. La figure 1.3 présente une forme d'onde émise par une BBH en fonction du temps.



**Figure 1.3:** Forme de l'onde gravitationnelle émise par une BBH dont les masses des objets sont  $m_1 = 65M_\odot$  et  $m_2 = 30M_\odot$  située à 1 Gpc de l'observateur sans inclinaison. Crédit : Florian Aubin [14].

## 1.2 Détection d'ondes gravitationnelles

Dans la section précédente, nous avons déjà brièvement évoqué la première détection d'ondes gravitationnelles par détection indirecte du pulsar PSR B1913+16.

Comme nous l'avons évoqué, l'amplitude des ondes gravitationnelles étant très faible (de l'ordre de  $10^{-21}$ , leur détection est assez complexe. Il est nécessaire d'utiliser des dispositifs de détection avec une sensibilité particulièrement élevée. C'est ainsi qu'est née l'idée d'utiliser la technique de l'interférométrie laser pour détecter les ondes gravitationnelles.

### 1.2.1 Le réseau mondial d'interféromètres

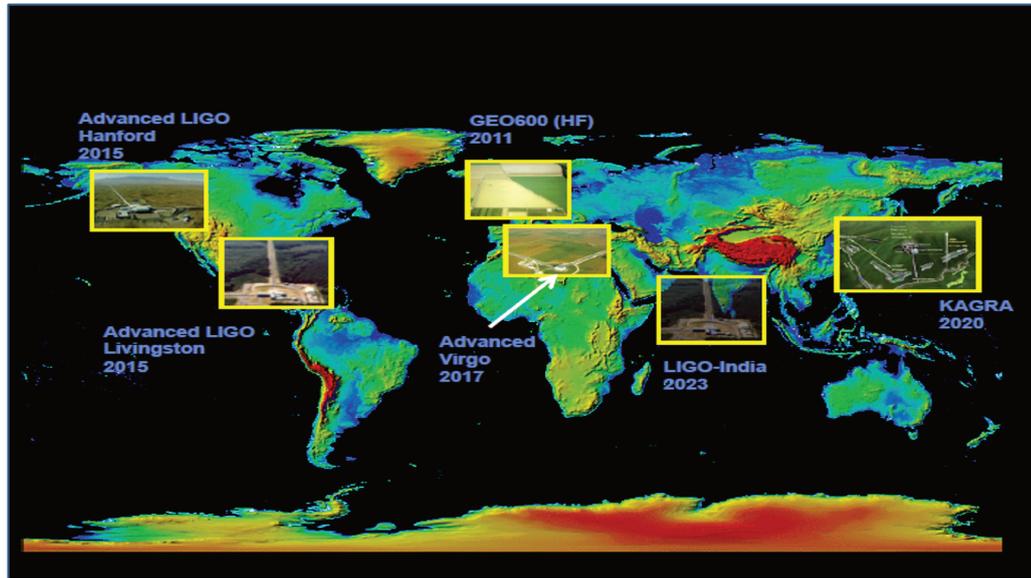
Pour améliorer l'efficacité de détection des ondes gravitationnelles ainsi que les paramètres des sources, il est important de mettre plusieurs interféromètres en réseau. Cela permet entre autres de couvrir un espace plus large de détection et de réduire les zones "aveugles", i.e. les directions de l'espace qui ne peuvent être couvertes par l'interféromètre selon son orientation, et de mieux localiser la position de la source et sa distance par rapport à la terre. Cela permet aussi de pallier aux possibles temps morts lorsque l'un des détecteurs ne peut prendre de données pour une quelconque raison (maintenance, pannes...).

#### 1.2.1.1 Les interféromètres actuellement opérationnels

Actuellement, il y a dans le monde cinq détecteurs en opération situés sur différents continents comme le montre la figure 1.4

**GEO 600** L'interféromètre GEO600 est issu d'une collaboration germano-britannique, dont les bras mesurent 600m de long chacun. Sa taille étant plus petite que les autres, il ne participe pas directement aux détections d'ondes gravitationnelles. Cependant il est opérationnel en particulier pour la recherche et développement de technologies qui seront pas la suite montées sur les autres détecteurs.

**LIGO Hanford et Livingston** Le détecteur LIGO (*Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory*) est composé de deux interféromètres situés aux États-Unis près des villes de Hanford et Livingston. Les bras de ces interféromètres font 4 km de long. Les premières détections d'ondes gravitationnelles en 2015 ont été réalisées grâce à ces instruments donnant lieu au décernement du prix Nobel de physique en 2017 à trois membres de la collaboration LIGO.



**Figure 1.4:** Réseau mondial des interféromètres terrestres avec les dates d'entrée en opération. Crédit : Romain Gouaty.

**Virgo** Le détecteur Virgo, issu de la collaboration européenne portant le même nom, est un interféromètre dont les bras mesurent 3 km de long. L'orientation de ce détecteur par rapport aux deux détecteurs LIGO permet d'obtenir une meilleure mesure des paramètres géométriques des systèmes binaires détectés et de la polarisation de l'onde.

**KAGRA** L'interféromètre KAGRA (*Kamioka Gravitational Wave Detector*) est un détecteur japonais avec également des bras de longueur 3 km. Les conditions de fonctionnement diffèrent des instruments LIGO et Virgo. Il a pour objectif notamment de réduire les bruits sismiques et optiques en opérant sous terre et à des températures cryogéniques. Il n'a pas encore participé aux récentes prises de données et demeure encore dans la phase de tests.

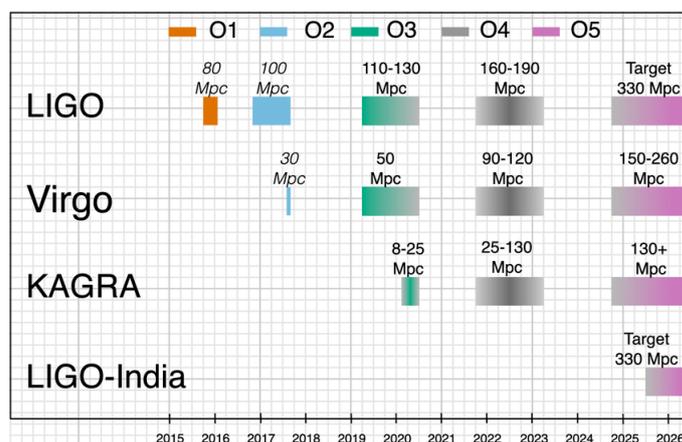
### 1.2.1.2 La collaboration LIGO-Virgo-KAGRA

Une collaboration commune entre les différents groupes de recherche a été créée notamment pour permettre une meilleure localisation des sources d'ondes gravitationnelles comme nous l'avons expliqué dans la section 1.2.1. Depuis 2007 cette collaboration rassemblait LIGO et Virgo qui sont devenus ensuite Advanced Virgo et Advanced LIGO. KAGRA les a rejoints fin 2019. Les données produites par les détecteurs sont analysées en commun et après un certain temps dédié à la publication des travaux scientifiques, les données deviennent

publiques.

Les différents détecteurs de la collaboration travaillent de concert durant des périodes de plusieurs mois que l'on appelle phase d'observation nommées OX. Chaque période est suivie d'une période de pause pour améliorer les instruments. Il y a eu trois grandes périodes d'observation jusqu'à présent, baptisées O1 (De septembre 2015 à Janvier 2016), O2 (De novembre 2016 à août 2017) où seuls les détecteurs LIGO étaient opérationnels, Virgo ayant rejoint l'observation à la fin du dernier mois de O2 et O3 (d'avril 2019 à mars 2020). Entre chaque période de prise de données, les détecteurs sont améliorés avec des nouvelles technologies. Nous sommes actuellement dans une nouvelle phase d'amélioration technique pour donner les versions Advanced LIGO+ et Advanced Virgo+ pour les phases d'observation O4 et O5.

Ces différentes périodes d'amélioration ont pour objectif principal d'affiner la sensibilité du détecteur et d'augmenter le range BNS, c'est à dire la distance moyenne à laquelle l'amplitude du signal d'une BNS est suffisamment intense (selon des critères donnés) pour être détectée. Elle est donnée en parsecs (pc). La figure 1.5 donne les différents ranges moyens atteints à chaque phase d'observation pour les différents détecteurs ainsi que les objectifs futurs.



**Figure 1.5:** Horizons atteints et prévisionnels des différents détecteurs durant les différentes phases d'observations. Crédit : The LIGO-Virgo-KAGRA collaboration.

### 1.2.1.3 Les interféromètres futurs

**LIGO-India** Il est prévu de construire un troisième interféromètre en Inde par la collaboration LIGO. Il sera nommé LIGO-India et devrait être prêt pour 2025. Ses caractéristiques devraient être similaires aux deux détecteurs LIGO.

**Einstein Telescope** Avec les détecteurs Advanced LIGO et Advanced Virgo, nous sommes dans la deuxième génération de détecteurs d'ondes gravitationnelles et les prochaines améliorations semblent prometteuses pour les phases d'observation O4 et O5. Pourtant il arrivera un moment où l'amélioration de la sensibilité des détecteurs atteindra la limite imposée par les infrastructures actuelles. Des instruments de la 3<sup>ème</sup> génération pourraient alors leur succéder. Il s'agit d'Einstein Telescope (ET) en Europe et Cosmic Explorer (CE) aux États-Unis. Ces instruments ne seront pas opérationnels avant les années 2030. Le design pour ET semble être en bonne voie pour être finalisé et l'instrument est rentré en 2021 dans la feuille de route de l'ESFRI (*European Strategy Forum on Research Infrastructures*), une grande structure européenne qui contribue au développement des grands projets scientifiques européens. Le détecteur sera composé d'interféromètres souterrains long de plusieurs dizaines de kilomètres. Les performances permettront peut-être de détecter toutes les fusions d'étoiles à neutron de l'univers.

### 1.2.2 Principe de l'interférométrie appliquée à l'astronomie gravitationnelle

La méthode de l'interférométrie laser consiste à prendre un faisceau laser et de le séparer en deux faisceaux perpendiculaires à l'aide d'une lame séparatrice. Les deux faisceaux vont parcourir une certaine distance le long d'un espace de parcours appelé bras de l'interféromètre. Au bout de chacun des deux bras de l'interféromètre se trouve un miroir qui va renvoyer le faisceau lumineux et les deux faisceaux vont ensuite se recombiner, donnant lieu à des interférences.

Le passage d'une onde gravitationnelle se traduit par la variation relative de la distance de parcours de la lumière entre les deux bras et donc une variation de la puissance lumineuse en sortie. C'est cette puissance lumineuse que l'on va mesurer.

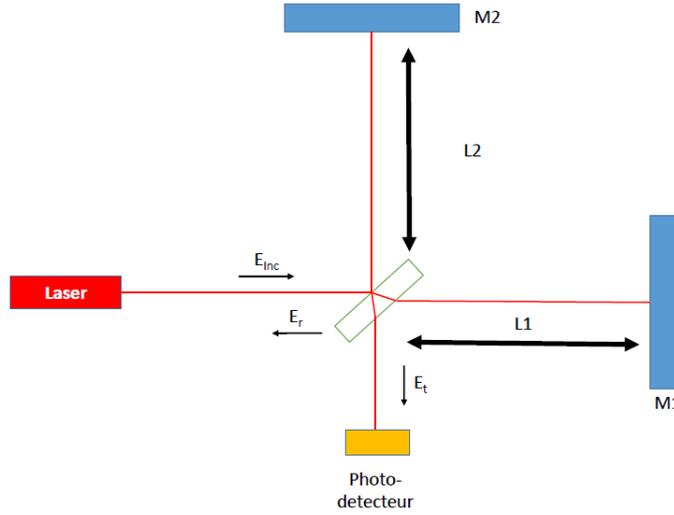
Si l'on considère sur le schéma l'amplitude du faisceau transmis (en supposant que la lame séparatrice est parfaitement semi-réfléchissante), on a :

$$E_t = \frac{E_{inc}}{2} (R_1 e^{-2j\omega \frac{L_1}{c}} + R_2 e^{-2j\omega \frac{L_2}{c}}) \quad (1.9)$$

$L_1$  et  $L_2$  étant les longueurs de bras et  $R_1$  et  $R_2$  les réflectivités des miroirs de bout de bras,  $\omega$  la pulsation du laser et  $E_{inc}$  l'amplitude d'énergie du faisceau laser incident.

La puissance transmise de l'interféromètre est

$$P_t = E_t E_t^* \quad (1.10)$$



**Figure 1.6:** Principe de fonctionnement d'un Interféromètre de Michelson.

$$P_t = \frac{P_{inc}}{4} (R_1^2 + R_2^2 + 2R_1R_2\cos(\Delta\Phi)) \quad (1.11)$$

On note  $\Delta\Phi = 2\omega \frac{L_1 - L_2}{c}$  la différence de phase entre les faisceaux transmis. Afin que le réglage de l'interféromètre soit en frange noire, on doit avoir  $\Delta\Phi = \pi + \epsilon$ ,  $\epsilon$  est un petit décalage de la frange noire choisie de façon à optimiser le rapport signal sur bruit.

On peut appliquer ce principe à la détection d'ondes gravitationnelles. L'effet physique d'une onde gravitationnelle est la variation de distance comme nous l'avons vu avec l'équation (1.6). En se plaçant dans la configuration appelée frange noire, la détection du déphasage entre les deux faisceaux est possible avec l'aide d'un photodétecteur. A partir de ce déphasage on peut en déduire une variation de distance et donc une amplitude d'onde gravitationnelle. La différence de phase équivalente à cette différence de longueur est

$$\delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} 2hL \quad (1.12)$$

$L$  étant la longueur moyenne des deux bras. On peut donc calculer au premier ordre la variation de puissance  $\delta P$  à la sortie de l'interféromètre. En ayant posé le contraste  $C = \frac{2R_1R_2}{R_1^2 + R_2^2}$  :

$$\begin{aligned} \delta P &= \frac{P_{inc}}{4} (R_1^2 + R_2^2) C \delta\phi \sin(\Delta\Phi) \\ &= \frac{P_{inc}}{\lambda} \pi (R_1^2 + R_2^2) ChL \sin(\Delta\Phi) \end{aligned} \quad (1.13)$$

Ainsi pour détecter une onde gravitationnelle, il convient que le signal issu de la variation  $\delta P$  soit le plus important possible. Pour cela il faut soit augmenter la longueur des bras, soit la puissance du laser, sans oublier la contribution du shot noise (les fluctuations du nombre de photons détectés qui augmente avec la racine carré de la puissance du laser). L'amplitude d'une onde gravitationnelle étant de l'ordre de  $h = 10^{-21}$ , il est nécessaire de mettre en place une configuration plus complexe que celle de la figure 1.6 afin d'augmenter la sensibilité du détecteur et de réduire les bruits ambiants. Nous allons présenter dans la section suivante la configuration du détecteur Advanced Virgo.

### 1.3 Le détecteur Advanced Virgo

Le détecteur Virgo est basé en Italie à Cascina. Il est issu de la collaboration entre le CNRS et l'INFN qui ont créé en décembre 2000, le consortium de droit privé italien EGO. Sa construction s'est achevée en juin 2003. La configuration actuelle est la dernière version améliorée du détecteur initial, appelée Advanced Virgo. Comme nous l'avons vu, le fonctionnement du détecteur est basé sur le principe d'interférométrie de Michelson. Nous allons préciser quelques améliorations qui ont été réalisées pour augmenter la sensibilité du détecteur.

#### 1.3.1 Description du détecteur

Afin d'augmenter le déphasage de la lumière induit par le passage de l'onde gravitationnelle, deux miroirs ont été installés en sortie de la séparatrice. Ces deux miroirs sont appelés *North Input* (NI) et *West Input* (WI). Chaque bras devient alors une cavité Fabry-Perot et on cherche à augmenter le gain de la cavité notée  $G$ , ce qui revient à augmenter la longueur effective des bras du détecteur. Cette cavité est caractérisée par la finesse  $F$  qui dépend de la réflectivité des miroirs :

$$F = \frac{\pi\sqrt{r_1 r_2}}{1 - r_1 r_2} \quad (1.14)$$

Cette finesse est lié au gain de la cavité par :

$$G = \frac{2F}{\pi} \quad (1.15)$$

On obtient donc la différence de phase entre les deux bras :

$$\delta\phi = \frac{4\pi}{\lambda} GhL \quad (1.16)$$

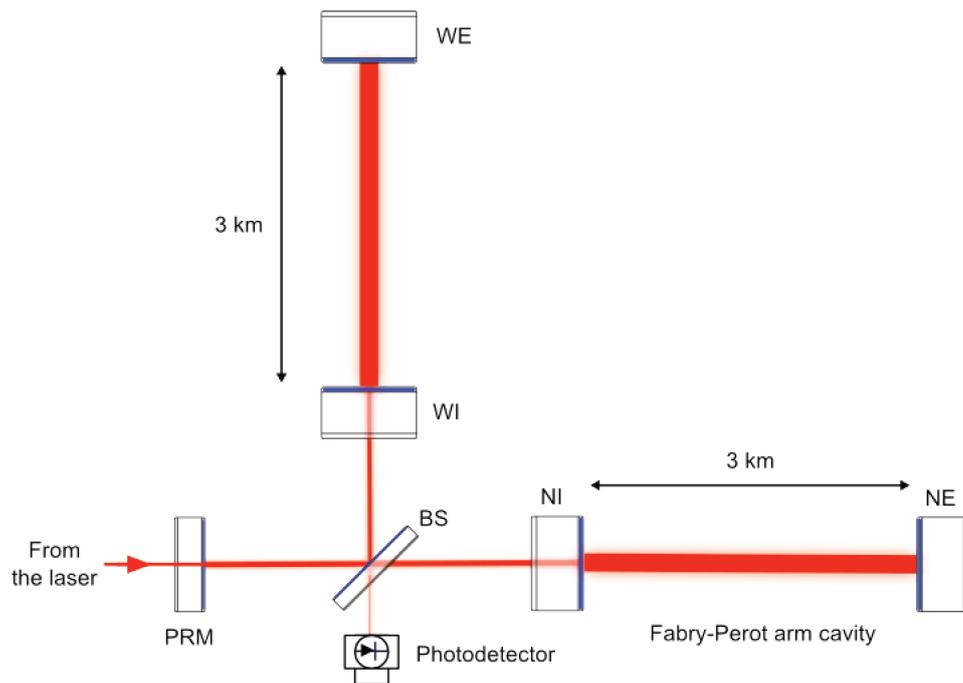
Soit la variation de puissance en sortie du détecteur qui devient :

$$\delta P = \frac{2P_{inc}F}{\lambda} (R_1^2 + R_2^2) ChL \sin(\Delta\Phi) \quad (1.17)$$

### 1.3.2 Recyclage de la puissance

Comme vu dans la section précédente, on pourrait augmenter la sensibilité d'Advanced Virgo si on augmente la puissance incidente du laser qui arrive sur la séparatrice mais cela impliquerait de le faire de façon drastique. En effet, le fait d'augmenter la sensibilité d'un facteur 3 reviendrait à augmenter la puissance du laser d'un facteur 9 (à cause du shot noise) ce qui est difficile en terme de technologie.

Pour pallier à ce problème, un miroir de recyclage est placé en entrée de l'interféromètre afin de renvoyer le faisceau laser qui revient vers le laser pour augmenter la quantité de lumière qui circule dans les bras de l'interféromètre. Avec les miroirs d'entrée NI et WI, ce miroir de recyclage constitue une cavité optique qui va pouvoir renvoyer le faisceau en phase dans l'interféromètre car on est placé en configuration frange noire.



**Figure 1.7:** Augmentation de la puissance lumineuse dans Advanced Virgo. Credit : The Virgo Collaboration.

### 1.3.3 Sensibilité du détecteur

La sensibilité du détecteur est ce qui va caractériser la capacité de détection des ondes gravitationnelles. Elle va dépendre de la fréquence du signal recherché.

On définit la densité spectrale de puissance unilatérale  $S_n(f)$ , communément appelé PSD

(*Power Spectral Density*), la puissance due au bruit dans le signal produit par un détecteur. La courbe de sensibilité est définie par la densité spectrale d'amplitude ou ASD qui est la racine carrée de la PSD. On peut estimer, à partir de la PSD, l'horizon défini comme la distance maximale de détection d'un signal provenant d'une coalescence de binaire:

$$Horizon = \frac{1}{\rho} \frac{(GM)^{\frac{5}{6}}}{\pi^{\frac{2}{3}} c^{\frac{3}{2}}} \sqrt{\frac{5}{6} \int_{f_{min}}^{f_{ISCO}} \frac{f^{-\frac{7}{3}}}{S_n(f)} df} \quad (1.18)$$

Avec  $\rho$  le SNR (*Signal to Noise Ratio*) de la détection,  $f_{min} = 10Hz$  est la fréquence en-dessous de laquelle le bruit du détecteur devient très élevé et  $f_{ISCO}$  la fréquence de la dernière orbite stable, définie par l'équation 1.8. Le paramètre  $M$  est un paramètre important appelée masse "chirp" qui s'exprime en fonction des masses individuelles des binaires :

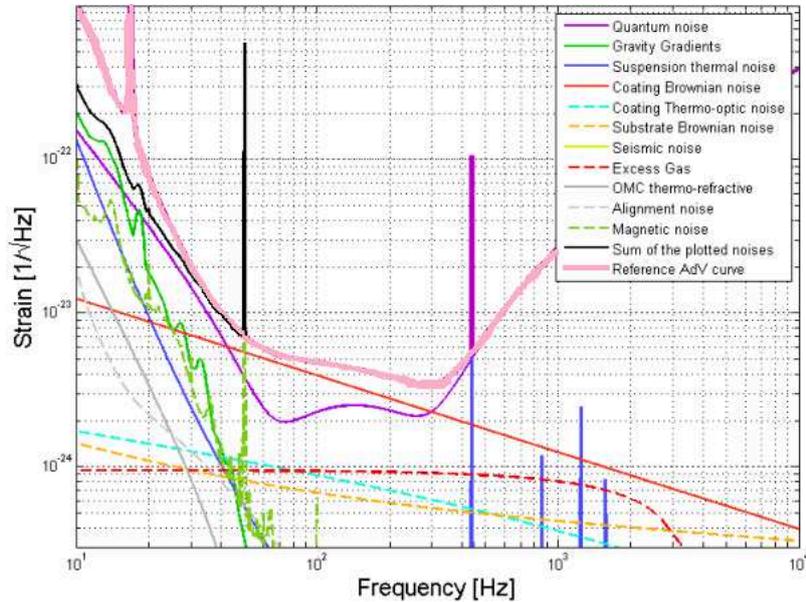
$$M = \frac{(m_1 m_2)^{2/5}}{(m_1 + m_2)^{1/5}}$$

L'impact sur la sensibilité a donc un impact sur cet horizon, à savoir la limite en distance de détection des événements produisant des ondes gravitationnelles. Ainsi pour élargir le champ d'observation des CBC, il est nécessaire d'améliorer au mieux possible la sensibilité du détecteur. Or comme nous l'avons évoqué, ce qui va limiter cette sensibilité est le bruit qui va gêner la détection. Le signal en sortie de l'interféromètre ne sera alors pas seulement induit par le passage d'une onde gravitationnelle mais également par un ensemble de bruits de différentes natures qui vont polluer la détection. Nous allons décrire brièvement dans la prochaine section quelques uns des bruits les plus importants dans le détecteur.

### 1.3.4 Bruits du détecteur

De nombreux bruits fondamentaux et techniques limitent les capacités de détection des ondes gravitationnelles. Ces bruits peuvent être causés par l'environnement qui entoure de près ou de loin le détecteur ou bien des bruits provenant des différentes parties de l'infrastructure de l'interféromètre. Une grande partie du travail d'amélioration du détecteur consiste à rechercher ces différents bruits, comprendre d'où ils viennent et trouver des solutions afin de les réduire. Cette diminution de bruit permet que le signal produit par le passage de l'onde gravitationnelle ne soit pas noyé parmi les signaux parasites générés par ces bruits. Quelques uns des bruits les plus importants sont donnés sur la figure 1.8.

**Bruit sismique** Le bruit sismique est lié aux différentes perturbations dues aux secousses sismiques qui parcourent la planète. Le détecteur est sensible à ces bruits à basse fréquence. Afin de pallier à ces bruits, les miroirs sont suspendus par des systèmes d'atténuation des



**Figure 1.8:** Bruits fondamentaux du détecteur Advanced Virgo. La sensibilité du détecteur est donnée en rose. Credit : The Virgo Collaboration [90]

vibrations. Ces systèmes sont constitués par des chaînes de pendurles. Chaque pendule est lui-même constitué de ressorts à lames, capables d'atténuer aussi les vibrations dans la direction verticale [34].

**Bruit Newtonien** Le bruit Newtonien provient des variations de gravité (en vert sur la figure 1.8) induits par les variations sismiques. Ces variations peuvent avoir un certain impact sur les miroirs [53] mais elles demeurent peu significatives dans la bande de détection d'Advanced Virgo.

**Bruit quantique** Le bruit quantique (en violet sur la figure 1.8) est dû aux fluctuations statistiques du nombre de photons arrivant dans les photo-détecteurs ou réfléchis par les miroirs. Pour réduire ce bruit à haute fréquence on peut augmenter la puissance du laser. Néanmoins cela provoque une augmentation des fluctuations de la pression de radiation à basse fréquence.

Une solution étudiée et implémentée consiste à jouer sur les états comprimés du vide (*Squeezing*) pour réduire à la fois les fluctuations de la pression de radiation à basse fréquence et le bruit de photons à haute fréquence. Récemment, le développement d'une source de squeezing dépendant de la fréquence a été mis en place dans la prochaine version d'amélioration de Virgo (Advanced Virgo+) afin de pouvoir explorer l'ensemble du spectre

et réduire le bruit quantique à la fois à basse fréquence et à haute fréquence. Nous renvoyons pour cela aux travaux de recherche de [33].

**Bruits thermiques des miroirs** Les bruits thermiques sont de nature multiples. Ils peuvent être générés dans la partie revêtement du miroir (que l'on voit dans la figure 1.8 en rouge et bleu pointillé) ou *coating*, ou bien dans le substrat (en jaune pointillé dans la figure 1.8). Ils peuvent être dûs au mouvements statistiques de la surface des miroirs ou bien aux fluctuations thermiques qui vont avoir un impact sur la structure interne des miroirs. Nous détaillerons ces bruits et leur origine physique dans le chapitre 2.

**Bruits thermiques des suspensions** Des fluctuations thermiques (en bleu foncé sur la figure 1.8) parcourant les suspensions du miroir provoquent les bruits thermiques dans les suspensions dans la bande de fréquences allant de dix à quelques centaines de Hertz. Ces bruits peuvent prendre différentes formes:

- Les modes violons ( $>100\text{Hz}$ )
- Les oscillations verticales (quelques Hz)
- L'oscillation pendulaire ( $\simeq 0.7\text{Hz}$ )

Afin de limiter ces bruits thermiques, on peut augmenter la masse des miroirs et aussi réaliser des suspensions monolithique en silice fondue qui ont un facteur mécanique plus élevé, donnant lieu à un bruit thermique plus faible. Pour plus de détails nous renvoyons au chapitre 2 consacré à l'étude du bruit thermique.

**Autres bruits** D'autres bruits peuvent également être présents que l'on peut voir dans la figure 1.8 comme ceux dû à l'alignement de l'interféromètre (en gris), aux actuateurs magnétiques (en vert pointillé) ou les bruits thermiques de la cavité de filtrage OMC (en gris). Chacun de ces bruits peuvent avoir un impact sur la sensibilité du détecteur et les solutions dans les différentes partie du détecteur où ils interviennent sont à l'étude pour les réduire.

## 1.4 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre les bases de la physique des ondes gravitationnelles et évoqué le principe de leur détection par interférométrie laser. Nous avons présenté les

différents instruments de détection qui ont été construits ainsi que leur modèle de fonctionnement.

Comme nous pouvons le voir dans la figure 1.8, la sensibilité de l'interféromètre (correspondant à la somme des bruits du détecteur) est principalement limitée par le bruit thermique dans le coating du miroir. En effet, dans la bande de fréquences où la sensibilité est la meilleure (autour de 100Hz) le bruit thermique devient limitant. Afin que le détecteur soit sensible à des amplitudes d'ondes gravitationnelles inférieures à  $10^{-23}$  à basse fréquence, il est crucial d'étudier ces bruits thermiques et de chercher à les réduire. Les principaux travaux de cette thèse ont été consacrés à cela. Par la suite nous allons nous focaliser sur l'étude du bruit thermique. Nous allons expliquer son origine physique ainsi que le formalisme pour le calculer.

## Chapitre 2

# Bruit thermique

### 2.1 Origine du bruit thermique

Le bruit thermique a été historiquement mis en évidence et mesuré par John B. Johnson en 1926 alors qu'il recherchait du bruit dans les circuits électroniques. Il a alors découvert qu'un bruit faible était présent dans les résistances qui était proportionnel à la température. Ce bruit est connu sous le nom de bruit de Johnson. Il été par la suite théorisé et expliqué par Harry Nyquist [74].

Le bruit de Johnson est dû à l'agitation thermique des électrons dans une résistance qui génère des fluctuations aléatoires dans la tension aux bornes de la résistance. Considérant une bande de fréquences  $\Delta f$ , la tension moyenne due aux agitations thermiques est donnée par

$$\langle V(t)^2 \rangle_{temps} = 4Rk_B T \Delta f \quad (2.1)$$

avec  $R$  la résistance en ohms,  $T$  la température en kelvin de la résistance et  $k_B$  la constante de Boltzmann.

Dans cette équation, la partie de gauche décrit les fluctuations aléatoires du système en équilibre thermodynamique. Elle décrit donc la propriété d'équilibre du système. Les électrons et le réseau sont en équilibre thermodynamique à la température  $T$ . La partie droite de l'équation décrit en revanche une propriété de non équilibre du même système : La résistance  $R$ , mesurée en appliquant une tension (ce qui met le système hors-équilibre) donne la mesure du courant d'électrons qui diffuse à travers le système.

Le bruit de Johnson est un exemple particulier d'un principe physique plus large et fondamental : le théorème de fluctuation dissipation. Nous allons expliciter cette théorie dans la section suivante.

## 2.2 Le Théorème de Fluctuation-Dissipation (TFD)

Le Théorème de Fluctuation-Dissipation a été formulé par Callen et Welton en 1951 [23]. Leur approche est que l'intensité d'une fluctuation aléatoire d'un degré de liberté macroscopique  $\hat{x}$  d'un système thermodynamique est proportionnel à la force de couplage entre  $\hat{x}$  et les degrés de liberté microscopique du système. Concrètement, si l'on considère un système physique linéaire avec une impédance  $Z$  en équilibre thermodynamique à la température  $T$ , le théorème de Fluctuation-Dissipation affirme qu'il y a une relation de proportionnalité entre les fluctuations thermiques microscopiques et la dissipation du mouvement macroscopique de  $\hat{x}$ .

Historiquement, la première preuve d'un tel effet a été relevée par Einstein alors qu'il étudiait le mouvement Brownien de grains de pollen en suspension dans l'eau. Einstein a remarqué que les grains se déplaçaient de manière aléatoire dans l'eau et a conclu que ce mouvement était dû à leur collision avec des molécules d'eau. Il en déduit une relation entre l'amplitude de la fluctuation du mouvement aléatoire, la viscosité du liquide et la température du liquide. Ce n'est que vingt ans plus tard que H. Nyquist explique théoriquement la forme générale du théorème de Fluctuation-Dissipation que nous appellerons FDT. Il fournit une relation entre le spectre de puissance d'une force "thermique fluctuante" appliquée sur une observable  $x(\omega)$  du système et l'impédance du système  $Z(\omega)$ , qui est défini comme le rapport entre la vitesse  $v(\omega) = i\omega x(\omega)$  et la force généralisée  $F(\omega)$  appliquée à l'observable  $x$  :

$$Z(\omega) = \frac{F(\omega)}{v(\omega)}, \quad (2.2)$$

avec  $\omega$  la fréquence angulaire. Nous pouvons alors écrire le spectre de puissance de la fluctuation de  $x$  en utilisant l'admittance  $Y(\omega) = \frac{1}{Z(\omega)}$  :

$$S_x(\omega) = \frac{4k_B T}{\omega^2} \mathcal{R}e\{Y(\omega)\} \quad (2.3)$$

Par la suite, nous allons appliquer ce théorème pour calculer le bruit thermique d'un système mécanique. Nous nous appuyons sur l'approche développé dans [38].

## 2.3 Approche de l'oscillateur harmonique

### 2.3.1 Cas de l'effet d'un amortissement visqueux

Prenons le cas d'un oscillateur harmonique amorti. L'équation de mouvement est définie par (2.4).

$$m\ddot{x} + f\dot{x} + kx = F \quad (2.4)$$

Avec  $m$  la masse de l'oscillateur,  $k$  la constante élastique et  $f$  le facteur de viscosité. L'impédance de ce système est donné par (2.5).

$$Z(\omega) = im\omega + f + \frac{k}{i\omega} \quad (2.5)$$

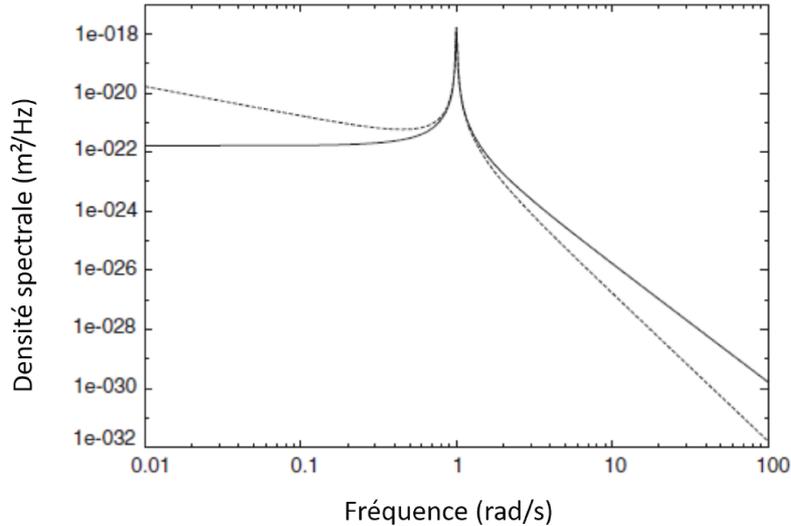
On en déduit l'admittance du système (2.6).

$$Y(\omega) = \frac{-im\omega^3 + f\omega^2 + ik\omega}{(k - m\omega^2)^2 + f^2\omega^2} \quad (2.6)$$

Ainsi le bruit thermique qui affecte la position  $x$  de l'oscillateur harmonique est (2.7).

$$S_x(\omega) = \frac{4k_B T}{(k - m\omega^2)^2 + f^2\omega^2} \quad (2.7)$$

Le spectre de la position de l'oscillateur harmonique affecté par le bruit thermique est donné par la figure 2.1. Nous pouvons remarquer que le spectre présente une résonance (à



**Figure 2.1:** Puissance spectrale du bruit thermique dans un oscillateur harmonique. La courbe continue correspond à l'amortissement visqueux. La courbe en pointillés correspond à l'amortissement structurel. Dans les deux cas, le facteur de qualité  $Q$  est de 100. Crédit : R. Flaminio [38].

la fréquence  $\omega_0$  pour laquelle le terme  $k - m\omega_0^2$  s'annule). La finesse de cette résonance, définie par le ratio entre la fréquence de résonance  $\omega_0$  et la largeur de la résonance  $\delta\omega_0$ , est donnée par le facteur de qualité  $Q = \frac{\omega_0}{\delta\omega}$ . Sa valeur va dépendre du facteur d'amortissement  $f$ , et va être d'autant plus grande que la valeur de  $f$  est faible. Pour les faibles fréquences, la densité spectrale du bruit thermique est constante, autrement dit lorsqu'on est sous la

résonance. Dans cette région, le bruit diminue à mesure que le facteur de qualité augmente ou que le facteur d'amortissement diminue. A haute fréquence, au-dessus de la résonance, le bruit va diminuer avec la fréquence et le bruit va diminuer à mesure que l'amortissement diminue. Ainsi, plus l'amortissement du système diminue, plus le bruit thermique est concentré à la résonance et plus le niveau du spectre en dehors de la résonance diminue. Ainsi, si l'on s'intéresse aux fréquences en dehors des résonances mécaniques des miroirs et de leurs suspensions, ce qui est le cas dans les détecteurs d'ondes gravitationnelles, il est possible de réduire le bruit thermique en améliorant les facteurs de qualité mécanique du système.

### 2.3.2 Cas de l'effet d'un amortissement structurel

A présent, si l'on considère qu'une dissipation a lieu à l'intérieur des matériaux composant l'oscillateur harmonique, on peut modéliser cela en incluant une partie imaginaire  $k\phi$  à la constante élastique  $k$ ,  $\phi$  étant ce que l'on appelle l'angle de perte. Ces pertes sont appelées les pertes structurelles. On peut traduire cela physiquement par le retard entre l'élongation du ressort et la force de rappel.

Par analogie, dans le corps continu qui est modélisé, cela revient à ajouter la partie imaginaire du module d'Young du matériau composant le système. On a donc l'équation du mouvement qui s'écrit:

$$m\ddot{x} + k(1 + i\phi)x = F \quad (2.8)$$

A partir de cela, avec le même raisonnement réalisé au chapitre précédent, on peut en déduire l'impédance de l'oscillateur  $Z$ , son admittance  $Y$  et la densité spectrale du bruit thermique  $S_x$  :

$$S_x(\omega) = \frac{4k_B T k \phi}{\omega [(k - m\omega^2)^2 + k^2 \phi^2]} \quad (2.9)$$

On retrouve donc cette dépendance avec l'angle de perte et le fait que plus les pertes sont faibles, plus les fluctuations se concentrent dans la région de la résonance.

La figure 2.1 présente le spectre de bruit thermique de ce type d'oscillateur en supposant que les pertes structurelles  $\phi$  ne dépendent pas de la fréquence. Si l'on compare avec le cas de l'amortissement visqueux, dans la gamme de fréquence située sous la résonance, la puissance spectrale est inversement proportionnelle à la fréquence. Afin de ne pas avoir de divergence et pour que les relations de Kramers-Krönig soient satisfaites, on doit avoir une fréquence de coupure à basse fréquence où  $\phi$  décroît et devient nul. Après la résonance, on observe que le spectre décroît en  $f^{-5}$ , de manière plus rapide que dans le cas de l'amortissement visqueux.

## 2.4 Bruit thermique dans les systèmes continus

### 2.4.1 Approche classique par décomposition en mode normaux

Si l'on généralise l'approche précédente, on peut modéliser un système mécanique continu comme un système fait d'un nombre infini d'oscillateurs harmoniques qui correspondent aux modes normaux du systèmes. Chaque mode aura sa propre fréquence de résonance, masse équivalente et temps d'amortissement.

Si l'on veut déterminer l'aspect du bruit thermique qui affecte ce système, il faut déterminer le degré de liberté qui nous intéresse. Cela va dépendre de la sonde utilisée pour mesurer le système. Par exemple, si l'on considère un miroir avec ses modes internes, on peut regarder le couplage entre le faisceau laser Gaussien et la déformation de la surface du miroir.

Dans ce cas, on peut imaginer un système composé d'un nombre infini de modes propres  $u_n(r)$  où  $r$  est le vecteur position du système. La fréquence de résonance de chaque mode propre est  $\omega_n$ . D'autre part, on normalise les modes  $u_n$  avec la fonction de densité  $\rho(r)$  tel que

$$\int \rho(r)u_n(r)u_m(r)dr = \delta_{nm}. \quad (2.10)$$

La position du système sera une superposition particulière de modes propres :

$$u_n(r, t) = \sum j_n(t)u_n(x) \quad (2.11)$$

où les  $j_n(t)$  sont les coordonnées généralisées qui sont régies par l'équation de mouvement (2.12).

$$\ddot{j}_n(t) + \omega_n^2(1 + i\phi_n)j_n(t) = J_n(t) \quad (2.12)$$

$J_n(t)$  est la force généralisée qui correspond à la projection de la force  $f(r, t)$  appliquée au système, sur les modes propres  $u_n(r)$ . En appliquant le TFD pour obtenir la puissance spectrale du mode n, nous obtenons :

$$S_{j_n, th}(\omega) = \frac{4k_B T}{\omega} \mathcal{Re}\{Y(\omega)\} \quad (2.13)$$

Or en exprimant l'équation 2.12 dans l'espace temporel de Fourier, on a

$$Y(\omega) = \frac{ij_n(\omega)}{J_n(\omega)} = \frac{i}{-\omega^2 + \omega_n^2 + i\omega_n^2\phi_n} \quad (2.14)$$

En prenant la partie réelle :

$$\begin{aligned} \mathcal{Re}\{Y(\omega)\} &= \mathcal{Re}\left[\frac{i[(\omega_n^2 - \omega^2) - i\omega_n^2\phi_n]}{(\omega_n^2 - \omega^2)^2 + \omega_n^4\phi_n^2}\right] \\ &= \frac{\omega_n^2\phi_n}{(\omega_n^2 - \omega^2)^2 + \omega_n^4\phi_n^2} \end{aligned} \quad (2.15)$$

On peut donc obtenir la puissance spectrale de chaque mode donnée par :

$$S_{jn,th}(\omega) = \frac{4k_B T}{\omega} \frac{\omega_n^2 \phi_n}{(\omega_n^2 - \omega^2)^2 + \omega_n^4 \phi_n^2} \quad (2.16)$$

Toutefois, ces modes propres ne coïncident pas en général avec l'observable  $x(t)$  qui nous intéresse. Cet observable est une combinaison des coordonnées  $u(r, t)$  du système qui peut être écrite comme une superposition de modes propres :

$$\int A(r)u(r, t)dr = \sum_n j_n(t) \int A(r)u_n(r)dr \quad (2.17)$$

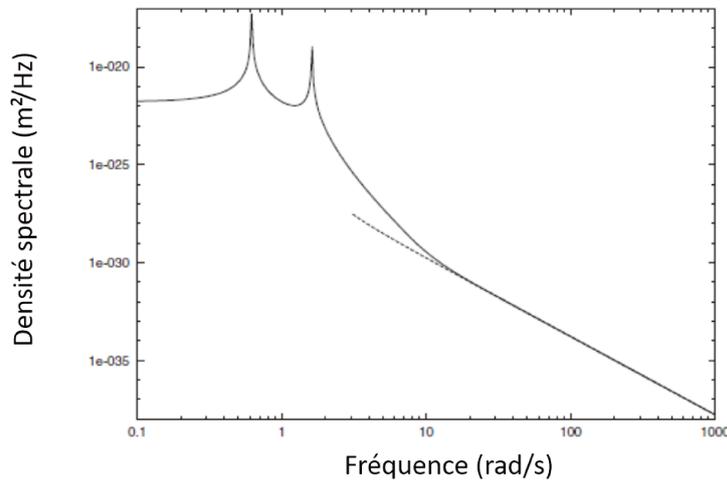
On peut alors déduire le bruit thermique qui affecte  $x(t)$  :

$$S_{x,th} = \frac{4k_B T}{\omega} \sum_n \frac{\omega_n^2 \phi_n}{(\omega_n^2 - \omega^2)^2 + \omega_n^4 \phi_n^2} \int [A(r)u_n(r)dr]^2 \quad (2.18)$$

Où  $\omega_n$  et  $\phi_n$  sont respectivement la fréquence angulaire et l'angle de perte du mode  $n$ .

La principale limite de ce formalisme est qu'il fait l'hypothèse que les pertes sont uniformes dans tout le système. Si on prend, par exemple, un double pendule, on peut calculer l'impédance totale du système dont le développement détaillé peut être consulté dans [37].

La figure 2.2 présente le bruit thermique d'un tel système. On remarque qu'au-delà de la



**Figure 2.2:** Puissance spectrale du bruit thermique dans un double oscillateur. La courbe en pointillé correspond au bruit thermique en considérant uniquement la présence de l'oscillateur inférieur ce qui est équivalent à dire que l'oscillateur supérieur n'a pas de pertes. Crédit : R. Flaminio [38].

résonance, seul les pertes du deuxième oscillateur jouent un rôle dans l'évolution du bruit. On ne peut donc pas approcher ce système par un modèle avec deux modes ayant chacun

son facteur de qualité.

Une autre limite de cette approche est qu'il nous faut considérer dans certains cas un grand nombre de modes ce qui rend le calcul très lourd. Pour le cas du bruit thermique dans le miroir, tous les modes dont la longueur d'onde spatiale correspond à une fraction de la taille du faisceau laser doivent être considérés.

Afin de simplifier le problème, Levin [64] a introduit une approche directe pour calculer le bruit thermique dans les systèmes continus et l'appliquer au cas du bruit thermique dans le miroir.

### 2.4.2 Calcul du bruit thermique dans un miroir par application directe du TFD

Nous allons développer le calcul du bruit thermique dans un miroir en reprenant le raisonnement de [64]. Dans le contexte de l'étude de bruits thermiques qui ont lieu dans le cadre optomécanique de l'interféromètre Virgo utilisant des miroirs, la quantité  $\hat{x}$  est une quantité intégrée sur la surface d'un miroir.

Comme les bruits thermiques ont un impact sur les propriétés physiques du miroir (indice, déformations de surface et déformations internes), ils induisent un déphasage du faisceau laser réfléchi par le miroir. Le bruit thermique va déformer la surface du miroir, et donc la lumière réfléchie en un point donné  $(r, t)$  va arriver avec une phase  $\phi(r, t)$  qui sera proportionnel au déplacement horizontal  $u(r, t)$  au point  $(r, t)$  affecté par la déformation du miroir et pondérée par l'intensité de la lumière. Si l'on note  $I(r)$  le profil de l'intensité du faisceau lumineux (généralement un profil gaussien), l'observable  $x$  s'écrit par (2.19) et la phase de la lumière réfléchie est donnée par (2.20).

$$x(t) = \int I(r)u(r, t)d^2r \quad (2.19)$$

$$\phi(t) = \frac{4\pi}{\lambda} \int f(\vec{r})u(r, t)d^2r \quad (2.20)$$

On définit le facteur de forme  $f(\vec{r})$  dont l'expression est  $f(\vec{r}) = A * I(\vec{r})$  avec  $A$  un facteur de proportionnalité.  $I(\vec{r})$  est l'intensité du faisceau laser. Le facteur de forme est normalisé de telle sorte que  $\int f(\vec{r}, t)dr = 1$ .

Ainsi, le bruit thermique interne du miroir est défini comme les fluctuations de  $x(t)$ .

L'objectif est de trouver la densité spectrale  $S_x(f)$  de ces fluctuations. L'approche de Levin consiste à faire l'expérience de pensée suivante en trois étapes :

- Appliquer une force dépendant du temps  $f(t)$  sur la masse test (le miroir) dont le profil spatial est le même que celui du faisceau laser ( $f(r, t) = I(r)f(t)$ ).
- Calculer la puissance moyenne dissipée  $W_{diss}$  dans la masse test par l'action de cette force de pression oscillatoire.
- Calculer la densité spectrale des fluctuations de  $x$  avec l'équation 2.3.

Nous considérons un ensemble de coordonnées dans lequel  $x$  est l'une des coordonnées. En appliquant une force dépendant du temps  $F(t)$  sur le miroir, nous pouvons écrire le hamiltonien du système comme suit :

$$H_{int} = -F(t)x \quad (2.21)$$

Cette force entraînera une évolution temporelle  $x(t)$  de l'observable  $x$ . Si nous désignons par  $x(\omega)$  et  $F(\omega)$  les transformées de Fourier de la force  $F(t)$  et de sa réponse  $x(t)$ , nous pouvons écrire l'admittance comme suit :

$$Y(\omega) = \frac{\dot{x}(\omega)}{F(\omega)} = \frac{i\omega x(\omega)}{F(\omega)} \quad (2.22)$$

En utilisant la définition de  $x$ , nous pouvons réécrire le hamiltonien  $H_{int}$  de la manière suivante :

$$H_{int} = - \int F(t)f(\vec{r})x(\vec{r}, t)d^2r \quad (2.23)$$

Ou bien nous pouvons écrire :

$$H_{int} = - \int P(\vec{r}, t)x(\vec{r}, t)d^2r \quad (2.24)$$

Où  $P(\vec{r}, t) = F(t)f(\vec{r})$ . On voit ainsi que la force généralisée  $F(t)$  est en fait une pression oscillatoire appliquée à la surface du miroir. La partie réelle de l'admittance  $Y$  va décrire le couplage entre la dissipation sur le miroir et l'observable  $x$ .

À partir de la définition de l'impédance, nous pouvons formuler la puissance dissipée que la pression oscillante  $P(\vec{r}, t) = F_0 \cos(\omega t)f(\vec{r})$  alimente dans le miroir. La puissance dissipée est par définition le produit scalaire de la force  $F$  et de la vitesse  $v$ . En utilisant la définition de l'admittance  $Y(\omega)$ , nous avons l'expression de la vitesse  $v$  :

$$v(\omega) = F(\omega)Y(\omega) \quad (2.25)$$

Avec la force  $F(t)$  écrite comme  $F(t) = F_0 \cos(\omega t)$ , nous pouvons décomposer l'admittance avec sa partie réelle et imaginaire et en déduire la vitesse  $v(t)$  :

$$v(t) = F_0 \mathcal{Re}\{Y(\omega)\} \cos(\omega t) + F_0 \mathcal{Im}\{Y(\omega)\} \sin(\omega t) \quad (2.26)$$

Puisque la puissance dissipée est l'intégrale moyennée dans le temps du produit scalaire de la force  $\vec{F}$  et de la vitesse  $\vec{v}$ , nous avons

$$W_{diss} = \left\langle \int F\vec{v}(t) \cdot v\vec{v}(t) dt \right\rangle = F_0^2 \text{Re}(Y(\omega)) \frac{1}{2} \quad (2.27)$$

Ainsi,

$$|\text{Re}(Y(\omega))| = \frac{W_{diss}}{\frac{F_0^2}{2}} \quad (2.28)$$

Finalement, la puissance spectrale des fluctuations de  $x$  s'écrit alors comme :

$$S_x(\omega) = \frac{8k_B T}{\omega^2} \frac{W_{diss}}{F_0^2} \quad (2.29)$$

$S_x$  est la puissance spectrale des fluctuations de la position  $x$  du miroir dû à l'effet du bruit thermique. Par la suite, par abus de langage, on admet que la grandeur  $S_x$  désigne le bruit thermique ou la densité spectrale du bruit thermique.

### 2.4.3 Exemple du bruit thermique dans un miroir

**Cas d'un amortissement homogène** Nous pouvons utiliser le raisonnement développé précédemment pour calculer le bruit thermique Brownien dans un miroir.

Nous considérons le cas simple d'un miroir avec des pertes structurales homogènes. Dans ce cas, le module de Young  $E$  s'écrit

$$E = E_{subs}(1 + i\phi(\omega)) \quad (2.30)$$

Avec  $\phi(\omega)$  l'angle de perte. Celui-ci correspond donc au retard entre le stress appliqué au matériau et sa déformation. Ainsi, on peut écrire la dissipation comme suit :

$$W_{diss} = \omega\phi(\omega)U_{max}(\omega) \quad (2.31)$$

Avec  $U_{max}$  l'énergie maximale stockée dans le miroir durant l'oscillation forcée à la fréquence  $\omega$ . On considérera par la suite l'équivalence  $\omega = 2\pi f$ . Nous considérons le cas où la fréquence des ondes gravitationnelles sont sous la résonance du miroir<sup>1</sup>. On peut donc considérer lors du calcul de  $U_{max}$  que la force oscillante est une pression constante avec la même distribution spatiale que le faisceau laser sur la surface :

$$P(\vec{r}) = F_0 f(\vec{r}) \quad (2.32)$$

<sup>1</sup>Les fréquences des résonances internes des miroirs de Virgo se situent à plusieurs kHz.

avec  $f(\vec{r}) = \frac{2}{\pi r_0^2} \exp(-\frac{2r^2}{r_0^2})$ ,  $r_0$  étant le diamètre du spot laser. En considérant le diamètre du miroir  $R$  beaucoup plus important que  $r_0$ , le calcul exact est fait dans l'annexe de [64] et on obtient :

$$U_{max} = \frac{1 - \sigma^2}{2\sqrt{\pi}E_{subs}r_0} |F(f)|^2 \quad (2.33)$$

Où  $\sigma$  est le coefficient de Poisson,  $E_{subs}$  le module de Young du miroir.

On en déduit donc la dissipation avec l'équation 2.31 puis en appliquant le TFD, on a finalement la puissance spectrale du bruit Brownien du miroir :

$$S_x(f) = \frac{2k_B T}{f} \frac{1 - \sigma^2}{\pi^{3/2} E_{subs} r_0} \phi(f) \quad (2.34)$$

**Cas d'un amortissement en surface** Dans certains cas, pour améliorer la réflectivité du miroir, on dépose un revêtement (ou coating) à sa surface. C'est le cas des miroirs de Virgo qui possède un tel coating constitué d'un empilement de couches minces. Dans ce cas, aussi surprenant que cela puisse paraître, la majeure partie des pertes proviennent de ce coating épais de quelques  $\mu\text{m}$ . Ainsi, même si ce revêtement représente une infime fraction de l'ensemble du miroir, le bruit thermique qui y est généré domine le bruit thermique de l'ensemble du miroir. Cela est dû à deux raisons principales :

- La première raison est que les pertes dans le coating sont bien plus importantes que dans le substrat du miroir.
- La deuxième raison est que les pertes sont concentrées à la surface du coating au moment de la réflexion du faisceau lumineux.

Il a été montré [46] que pour une force avec un profil gaussien appliqué à la surface du miroir, l'énergie  $U_{max}$  est stockée à la surface où est situé le revêtement. Ainsi les pertes dans celui-ci joue un rôle majeur comparées aux pertes dans les autres parties du miroir. Nous suivons le développement de l'article de Harry et al. pour calculer le bruit thermique du coating.

Dans ce cas, les pertes du miroir s'écrivent :

$$\phi_{mir} = \frac{1}{U_{max}} (U_{subs}\phi_{subs} + U_{coat}\phi_{coat}) \quad (2.35)$$

Avec  $U_{subs}$  la part de l'énergie stockée dans le substrat durant l'application de la force de pression oscillatoire  $P$ ,  $U_{coat}$  la part d'énergie stockée dans le coating,  $\phi_{subs}$  l'angle de perte du substrat et  $\phi_{coat}$  l'angle de perte du coating. Nous sommes toujours soumis à l'hypothèse que les fréquences où le bruit thermique domine sont les fréquences en dessous

de la résonance du miroir.

D'autre part, l'épaisseur du coating étant très faible devant le diamètre du faisceau laser on a :

$$\phi_{coat} = \delta U d \quad (2.36)$$

Où  $d$  est l'épaisseur du coating et  $\delta U$  la densité d'énergie stockée à la surface. De même on a  $U_{subs} \simeq U$  ce qui donne

$$\phi_{mir} = \phi_{subs} + \frac{\delta U d}{U_{max}} \phi_{coat} \quad (2.37)$$

Le coating ayant une structure laminaire, il nous faut considérer l'aspect anisotropique des pertes structurelles. Les densités d'énergies diffèrent selon la direction dans laquelle vont les forces de tension et de déformation au sein de la surface du miroir. On définit respectivement par  $\rho_{\parallel}$  et  $\rho_{\perp}$  les densité d'énergie issue des forces de déformation et de stress dans la direction parallèle à la surface du miroir et perpendiculaire à la surface du miroir. La densité d'énergie sur toute le surface du miroir est également donnée selon ces deux directions :

$$\begin{aligned} \delta U_{\parallel} &= \int_{Surf} \rho_{\parallel} d^2 r \\ \delta U_{\perp} &= \int_{Surf} \rho_{\perp} d^2 \end{aligned} \quad (2.38)$$

On obtient donc en remplaçant dans l'équation 2.37 :

$$\phi_{mir} = \phi_{subs} + \frac{\delta U_{\parallel} d}{U_{max}} \phi_{\parallel} + \frac{\delta U_{\perp} d}{U_{max}} \phi_{\perp} \quad (2.39)$$

Le calcul détaillé des densités d'énergie parallèle et perpendiculaire sont donnée dans l'annexe de [46]. On a l'expression des quantités  $\delta U_{\parallel}/U_{max}$  et  $\delta_{\perp}/U_{max}$  données par

$$\begin{aligned} \delta U_{\parallel}/U_{max} &= \frac{1}{\sqrt{\pi} r_0} \frac{E_{coat}(1 + \sigma_{subs})(1 - 2\sigma_{subs})^2 + E_{subs}\sigma_{coat}(1 + \sigma_{coat})(1 - 2\sigma_{subs})}{E_{subs}(1 + \sigma_{coat})(1 - \sigma_{coat})(1 - \sigma_{subs})} \\ \delta U_{\perp}/U_{max} &= \frac{1}{\sqrt{\pi} r_0} \frac{E_{subs}(1 + \sigma_{coat})(1 - 2\sigma_{coat})^2 - E_{coat}\sigma_{coat}(1 + \sigma_{subs})(1 - 2\sigma_{subs})}{E_{coat}(1 - \sigma_{coat})(1 + \sigma_{subs})(1 - \sigma_{subs})} \end{aligned} \quad (2.40)$$

Ainsi on peut en déduire le bruit thermique du coating. qui est donné par l'expression :

$$S_x(f) = \frac{2k_B T(1 - \sigma_{subs}^2)}{\pi^{3/2} f r_0 E_{subs}} \phi_{coat}(f) \quad (2.41)$$

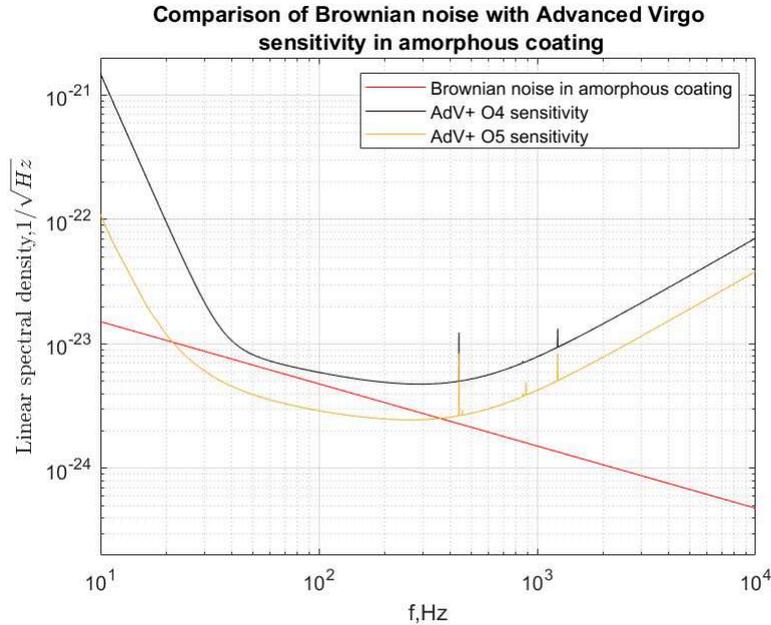
Avec  $\phi_{coat}$  les pertes effectives du coating donnée par l'expression :

$$\begin{aligned} \phi_{coat}(f) = & \frac{d}{\pi^{3/2} r_0 E_{subs} f} \left( \frac{1}{E_{subs} E_{coat} (1 - \sigma_{coat}^2) (1 - \sigma_{subs}^2)} \right. \\ & E_{coat}^2 (1 + \sigma_{subs}^2) (1 - 2\sigma_{subs}^2) \phi_{||} + \\ & E_{subs} E_{coat} \sigma_{coat} (1 + \sigma_{subs}) (1 + \sigma_{coat}) (1 - 2\sigma_{subs}) (\phi_{||} - \phi_{\perp}) + \\ & \left. E_{subs}^2 (1 + \sigma_{coat})^2 (1 - 2\sigma_{coat}) \phi_{\perp} \right) \end{aligned} \quad (2.42)$$

Dans le cas d'un substrat de silice revêtu d'un coating avec des couches d'oxyde de tantale alternant avec des couches de silice amorphe ( $Ta_2O_5/SiO_2$ ), le coefficient de Poisson du coating est suffisamment petit ( $\simeq 0.25$ ) pour que les l'on puisse approximer l'équation 2.34 en mettant  $\sigma_{coat} = \sigma_{subs} = 0$  :

$$S_x(f) = \frac{2k_B T}{\pi^{3/2} f r_0 E_{subs}} \left[ \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{d}{r_0} \left( \frac{E_{coat}}{E_{subs}} \phi_{||} + \frac{E_{subs}}{E_{coat}} \phi_{\perp} \right) \right] \quad (2.43)$$

La figure 2.3 montre le bruit Brownien pour le coating des miroirs d'Advanced Virgo, composé de matériaux amorphe (oxyde de titane et tantale  $Ti : Ta_2O_5$  et de silice amorphe  $SiO_2$ ). Nous détaillerons leur structure dans la section 2.5.



**Figure 2.3:** Densité spectrale du bruit thermique dans un coating amorphe comparé à la sensibilité visée d'Advanced Virgo+ pour la période O4 <sup>1</sup> et de O5 <sup>2</sup>

<sup>1</sup>O4 est la quatrième phase d'observation des détecteurs LIGO, Virgo et KAGRA dont le démarrage est prévu en décembre 2022.

<sup>2</sup>O5 est la cinquième phase d'observation prévue en 2025.

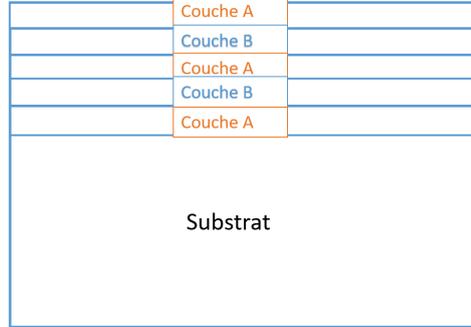
On observe bien que le bruit thermique Brownien limite la sensibilité du détecteur. Si on compare avec la sensibilité d'O5 (dans le meilleur scénario) On remarque que si l'on conserve les miroirs actuels, le bruit Brownien du coating va dégrader la sensibilité. Cela justifie la motivation de les réduire pour améliorer la sensibilité de détection. Avant cela, nous devons présenter un autre bruit thermique qui est généré dans les coatings des miroirs : le bruit thermo-optique.

## 2.5 Le bruit thermo-optique dans les coatings

Nous allons à présent nous focaliser sur la manière dont les bruits thermiques sont générés dans les miroirs, en particulier le bruit dit thermo-optique. Jusqu'à présent, nous avons expliqué comment les bruits thermiques mécaniques apparaissent en raison de modulations aléatoires d'origine thermique dans la forme du miroir qui conduisent à un déplacement aléatoire de sa surface. Ce bruit thermique trouve son origine dans la dissipation thermique des matériaux composant le miroir et pour cette raison ils sont appelés bruits thermiques Brownien. Toutefois, cette approche n'est pas complète. En plus de se réfléchir à la surface du miroir, la lumière pénètre également la surface sur une profondeur de plusieurs longueurs d'ondes avant de se réfléchir complètement. Or la température de cette fine couche de pénétration du champ lumineux n'est pas constante et fluctue thermodynamiquement. Ces fluctuations de température vont induire des changements de phase dans la lumière réfléchie à travers l'effet thermo-optique.

Cet effet a lieu principalement dans ce qu'on appelle le revêtement du miroir, ou coating. En effet, nous considérons des miroirs qui sont composés d'une partie épaisse fabriqué dans un seul matériau (le plus souvent en verre) appelé substrat, et d'un multicouches (structure de Bragg), fait à partir de deux matériaux déposés sous la forme de fines couches qui alternent. Chaque couche est une couche quart-d'onde, c'est à dire que leur épaisseur est  $d_1 = \frac{\lambda}{4n_1}$  et  $d_2 = \frac{\lambda}{4n_2}$ ,  $\lambda$  étant la longueur d'onde du laser. Les indices optiques  $n_1$  et  $n_2$  des deux couches diffèrent légèrement l'une de l'autre de sorte à ce que la réflectivité soit optimale dans la bande de fréquence de fonctionnement du laser.

Le bruit thermo-optique est issu de la contribution de deux bruits thermiques corrélés entre eux : il s'agit du bruit thermoélastique et du bruit thermoréfractif. Ils ont tous les deux pour origine les fluctuations thermiques dans le coating mais dont l'effet physique est différent :



**Figure 2.4:** Schéma d'un miroir avec un coating multicouches.

- Les fluctuations thermiques dans le coating vont générer une variation aléatoire de la position de la surface du miroir due à la dilatation thermique du coating donnant lieu au bruit thermoélastique du coating.
- Les fluctuations thermiques dans le coating vont changer l'indice de réfraction du coating, celui-ci étant dépendant de la température. Cela va changer la phase de la lumière réfléchie par le coating donnant lieu au bruit thermoréfractif du coating.

Dans les deux cas, l'observable sera la phase  $\phi(t)$  de la lumière réfléchie qui de façon générale pourra s'écrire  $\phi(t) = \int d^3\vec{r} f(\vec{r}) \delta T(\vec{r})$ . La fonction  $f(\vec{r})$  est le facteur de forme et donne la relation entre une fluctuation  $\delta T$  de la température dans un point  $\vec{r}$  du coating et la fluctuation induite.

Afin de déterminer ces fluctuations de phase, nous allons injecter dans le miroir une perturbation sous la forme d'une entropie, qui est la quantité spécifique macroscopique conjuguée à la température. Cette entropie sera injectée selon le facteur de forme qui relie la phase de la lumière réfléchie et la fluctuation de température. Elle va induire une variation de température dans le coating.

A partir de cette distribution de température, nous allons calculer la puissance dissipée en utilisant le formalisme de Landau et Lifshitz [62] [Eq (35.1)]. La puissance dissipée est donnée par :

$$W_{diss} = \frac{\kappa}{T} \left\langle \int (\nabla T(\vec{r}))^2 d^3r \right\rangle \quad (2.44)$$

Ensuite, en appliquant le FDT, nous obtenons le spectre de puissance des fluctuations de la phase de la lumière réfléchie par le coating.

### 2.5.1 Réflexion de la lumière dans les coatings

Avant de calculer le spectre de puissance pour nos deux bruits thermiques, nous devons étudier comment la lumière réfléchie par le coating du miroir sera déphasée en raison des fluctuations de température, ceux-ci étant responsables de ces bruits thermiques dans le coating. Nous utilisons pour cela l'annexe B de [35].

Nous allons nous concentrer sur les coatings qui sont impliqués dans cette thèse. Il existe deux types de coatings que nous allons étudier. L'un qui est composé de matériaux amorphes et l'autre qui a une structure cristalline. Le coating amorphe est composé de doublets d'oxyde de tantale et titane ( $Ti : Ta_2O_5$ ) et d'oxyde de silicium amorphe ( $SiO_2$ ). Il s'agit de coatings employés dans Advanced Virgo. Le coating cristallin est constitué de doublets fait en Arséniure d'Aluminium et de Gallium ( $AlGaAs$ ) et en Arséniure de Gallium ( $GaAs$ ). Les propriétés de ces matériaux seront données par la suite. Les deux coatings reposent sur un substrat en  $SiO_2$ . Par la suite, nous désignerons par le terme silice ou silice amorphe la version amorphe du dioxyde de silicium qui constitue les substrats auxquels on s'intéresse (voir chapitre 6).

Pour une couche donnée  $k$  composée d'un matériau avec un coefficient de dilatation thermique  $\alpha_k$ , le coefficient de dilatation thermique moyen  $\bar{\alpha}_k$  de la couche déposée sur le substrat sera :

$$\bar{\alpha}_k = \alpha_k \frac{1 + \sigma_s}{1 - \sigma_k} \left[ \frac{1 + \sigma_k}{1 + \sigma_s} + (1 - 2\sigma_s) \frac{E_k}{E_s} \right] \quad (2.45)$$

Où  $\sigma_k$  et  $\sigma_s$  sont respectivement le coefficient de Poisson de la couche  $k$  et du substrat,  $E_k$  et  $E_s$  le module de Young de la couche  $k$  et du substrat. Comme les différentes couches du coating sont en contact les unes avec les autres, lorsque la dilatation thermique se produit en leur sein, il y aura des déformations et des frictions. C'est pourquoi l'expression ci-dessus fait intervenir ces constantes physiques.

Le coefficient de dilatation thermique du coating  $\alpha_c$ , la capacité thermique volumique  $C_c$  et la conductivité thermique  $\kappa_c$  pour un coating avec  $N$  couches, chacune d'une épaisseur  $d_k$  sont donnés par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} \bar{\alpha}_c &= \sum_{k=1}^N \bar{\alpha}_k \frac{d_k}{d} \\ C_c &= \sum_{k=1}^N C_k \frac{d_k}{d} \\ \kappa_c &= \left( \sum_{k=1}^N \kappa_k \frac{d_k}{d} \right)^{-1} \end{aligned} \quad (2.46)$$

Où  $d$  est l'épaisseur totale du coating :

$$d = \sum_{k=1}^N d_k \quad (2.47)$$

Le tableau suivant 2.1 donne les différentes caractéristiques physiques des deux coatings pris à partir de [35]: Le coating étant constitué de doublets de deux matériaux, ces chiffres sont le résultat de la valeur moyenne des caractéristiques des matériaux à l'aide des équations (2.46) et (2.47). Pour cela, on a supposé que pour chaque couche  $n_k d_k = \frac{\lambda}{4}$ . La structure du coating est faite de 19 couches de  $Ti : Ta_2O_5$  et de 19 couches de  $SiO_2$  qui alternent.

Paramètres	$SiO_2$	$Ti : Ta_2O_5$
Module de Young ( $E$ )	$70 \cdot 10^9 Pa$	$120 \cdot 10^9 Pa$
Conductivité thermique ( $\kappa$ )	$1.38 WmK^{-1}$	$33 WmK^{-1}$
Capacité volumique de chaleur ( $Cv$ )	$1.64 \cdot 10^6 Jm^{-3}K^{-1}$	$2.1 \cdot 10^6 Jm^{-3}K^{-1}$
Coefficient de Poisson ( $\sigma$ )	0.19	0.29
Indice optique ( $n$ )	1.45	2.09
Coefficient d'expansion thermique ( $\alpha$ )	$5.1 \cdot 10^{-7} K^{-1}$	$3.6 \cdot 10^{-7} K^{-1}$
Coefficient de thermoréfraction ( $\beta$ )	$8 \cdot 10^{-6} K^{-1}$	$14 \cdot 10^{-6} K^{-1}$
Épaisseur de la couche ( $d$ )	183 nm	127 nm

**Table 2.1:** Tableau donnant la structure et les paramètres des matériaux composant le coating  $Ti : Ta_2O_5/SiO_2$  [25].

### 2.5.2 Phase de la lumière réfléchiée par le coating

Nous commençons par écrire la réflectivité de l'interface entre des matériaux ayant des indices de réfraction  $n_1$  et  $n_2$ , du matériau 1 au matériau 2 :

$$r_{1,2} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad (2.48)$$

Pour deux de ces interfaces, de 1 à 2 et de 2 à 3, nous assimilons la réflectivité de la couche comprise entre les deux à celle d'une cavité à deux miroirs.

$$r_{1,2,3} = \frac{-r_{2,1} + r_{2,3}e^{-i\phi_2}}{1 - r_{2,1}r_{2,3}e^{-i\phi_2}} \quad (2.49)$$

Où  $\phi_2$  est la phase d'aller-retour dans le matériau 2. En utilisant alors la relation  $r_{k+1,k} = -r_{k,k+1}$ , nous pouvons définir une relation de récurrence :

$$\bar{r}_k = e^{-i\phi_k} \frac{r_k + \bar{r}_{k+1}}{1 + r_k \bar{r}_{k+1}} \quad (2.50)$$

Où  $\bar{r}_k = e^{-i\phi_k} r_{k,k+1,\dots,N}$  est la réflectivité effective d'une couche de coating. Comme les changements auxquels on s'intéresse sont ceux qui se produisent dans la phase de lumière réfléchie, il faut prendre la dérivée par rapport à la phase aller-retour dans chaque couche. La dérivée de la phase de réflexion de l'ensemble du coating est donnée par :

$$\frac{\partial \phi_c}{\partial \phi_k} = \frac{\partial \arg(\bar{r}_0)}{\partial \phi_k} = \text{Im} \left( \frac{1}{\bar{r}_0} \frac{\partial \bar{r}_0}{\partial \phi_k} \right) \quad (2.51)$$

Considérons un changement uniforme de température (par exemple  $\Delta T = 1K$ ) qui induira des changements de phase. Nous avons :

$$\frac{\partial \phi_c}{\partial T} = \sum_{k=0}^N \frac{\partial \phi_c}{\partial \phi_k} \frac{\partial \phi_k}{\partial T} \quad (2.52)$$

Ensuite, les changements de phase dus aux effets thermoélastiques et thermoréfractifs dans un coating avec des couches d'épaisseur  $d_k$  sont les suivants :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_0}{\partial T} &= -\frac{4\pi}{\lambda} \sum_{k=0}^N \bar{\alpha}_k d_k = -\frac{4\pi}{\lambda} \bar{\alpha}_c d \\ \frac{\partial \phi_k}{\partial T} &= \frac{4\pi}{\lambda} (\beta_k + \bar{\alpha}_k n_k) d_k = \frac{4\pi}{\lambda} B_k d_k \end{aligned} \quad (2.53)$$

Où nous utilisons  $\phi_0$  pour tenir compte de l'expression globale du coating. Nous définissons  $\partial_z \equiv -\frac{\lambda}{4\pi}$  avec  $\lambda$  la longueur d'onde du laser.

Dans le cas où nous considérons des coatings hautement réfléchissants, nous utilisons les approximations suivantes :

- Le mécanisme thermoélastique est représenté par le terme  $k = 0$  dans l'équation (2.52). Ce terme peut être exprimé en termes de coefficient de dilatation moyen du coating comme suit :

$$\frac{\partial z_{TE}}{\partial T} = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{\partial \phi_0}{\partial T} = \bar{\alpha}_c d \quad (2.54)$$

Où  $\bar{\alpha}_c$  est le coefficient moyen défini dans l'équation (2.45).

- Le mécanisme de thermoréfraction est représenté par les termes avec  $k > 0$  dans (2.52), qui peuvent être considérés comme le changement de la phase de réflexion mesuré en un point de la surface du coating. Nous définissons un coefficient thermoréfractif effectif  $\bar{\beta}$  tel que :

$$\frac{\partial z_{TR}}{\partial T} = -\bar{\beta} \lambda \quad (2.55)$$

Si l'on considère un coating entièrement constitué de doublets quart-d'ondes, alternant des indices inférieurs de matériau  $n_L$  et supérieurs de matériau  $n_H$ ,  $\bar{\beta}$  peut être approximé par :

$$\bar{\beta}_{QW} = \frac{n_L^2 B_H + n_H^2 B_L}{4(n_H^2 - n_L^2)} \quad (2.56)$$

Où  $B_x$  est la variation fractionnelle de la longueur du chemin optique par rapport à la température dans le matériau  $X$  :

$$B_x = \beta_x + \bar{\alpha}_X n_X \quad (2.57)$$

Dans le cas des coating actuels ( $Ti : Ta_2O_5/SiO_2$ ) utilisés dans Virgo; la première couche est une lame demi-onde. L'expression de  $\bar{\beta}$  est alors:

$$Ti : Ta_2\bar{O}_5/SiO_2 = \frac{(B_H + B_L(2(n_H/n_L)^2 - 1))}{4(n_H^2 - n_L^2)} \quad (2.58)$$

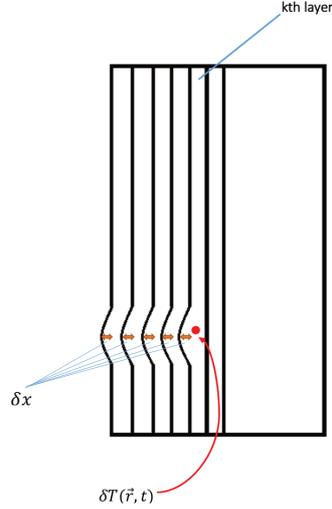
Dans la section suivante, nous allons explorer l'évolution de la phase de la lumière réfléchie à l'intérieur d'un miroir avec un coating cristallin affecté par le bruit thermoélastique et thermoréfractif. En étudiant comment la lumière est réfléchie dans les couches, nous pouvons établir un modèle pour la distribution de la température que nous expliciterons dans le chapitre 4.

### 2.5.3 Le bruit thermoélastique

Le bruit thermoélastique est dû aux fluctuations de température qui vont modifier l'épaisseur des couches du coating en raison de leur coefficient de dilatation thermique. Cela va créer localement une déformation à la surface du coating. Ainsi, lorsque le faisceau illumine le miroir, il en résultera un déphasage du faisceau réfléchi.

Pour modéliser le bruit thermoélastique, nous allons considérer une augmentation locale de la température  $\delta T(\vec{r}, t)$  dans le plan transversal  $\vec{r} = (x, y)$  au sein d'une couche donnée  $k$  qui va créer une déformation de la couche due au coefficient de dilatation thermique  $\alpha$ . La température de la couche  $k$  étant uniforme, le facteur de forme est constant, donc on injecte une entropie constante. On peut supposer que toutes les couches avant la  $k$ -ième couche sont identiquement affectées puisque la déformation est supposée être toujours la même (voir la figure 2.5 ci-dessous). Pour cela on suppose la différence entre les facteurs  $\alpha$  de l'AlGaAs et du GaAs négligeable.

Le figure 2.6 ci-dessous montre le déphasage du champ lors de la réflexion en fonction de la couche dont la température est modifiée par  $\Delta T = 1K$  et affectée par le mécanisme thermoélastique. Comme nous pouvons le voir, le déphasage oscille mais reste relative-



**Figure 2.5:** Effet donnant le bruit thermoélastique.

ment constant (son amplitude est vraiment faible). Nous pouvons donc supposer que le modèle est équivalent à une injection uniforme de chaleur dans tout le volume du coating. Nous pouvons également vérifier que les valeurs prises par le déphasage sont cohérentes avec ce qui a été discuté dans la section précédente. Puisque l'effet thermoélastique est représenté par le terme  $k = 0$  dans l'équation (2.52), nous pouvons calculer ce terme avec les paramètres physiques que nous utilisons pour tracer cette fonction. La fonction oscille entre deux valeurs extrêmes qui sont liées aux valeurs physiques des deux matériaux qui composent le coating. Avec  $\alpha_c = 3,6 \cdot 10^{-6} K^{-1}$  par exemple pour un coating fait d'une seule couche de  $Ti : Ta_2O_5$  (un coating monocouche) et une épaisseur  $d = 127 nm$ , on a avec un laser accordé à  $\lambda = 1064 nm$ ,  $\frac{\partial \phi_0}{\partial T} = \frac{-4\pi}{\lambda} \alpha_c d = -5,4110^{-6} rad.K^{-1}$ .

L'épaisseur  $\delta x$  de la déformation est de :

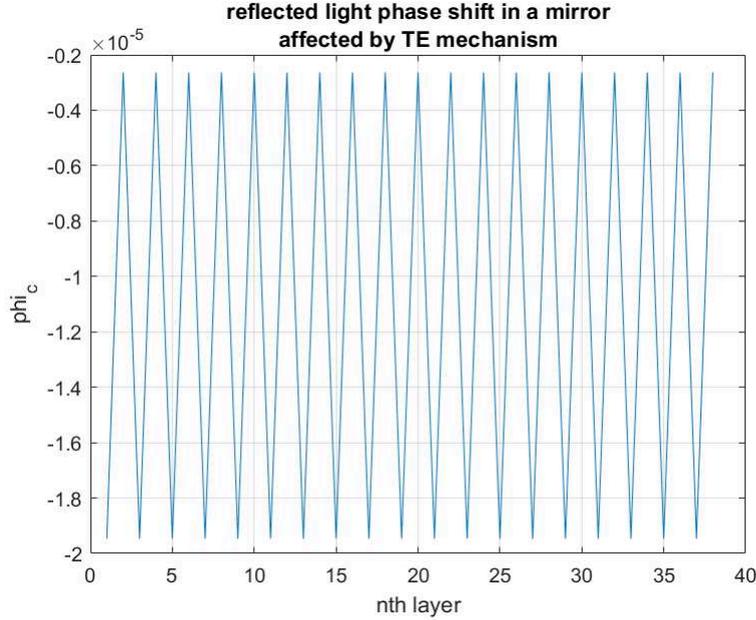
$$\delta x = \alpha_c \delta T dz \quad (2.59)$$

Où  $\delta T$  est la température locale dans la couche du coating,  $\alpha_c$  le coefficient de dilatation thermique du coating et  $dz$  l'épaisseur d'une couche.

La phase de la lumière réfléchie à  $\vec{r}$  est :

$$\phi(\vec{r}, t) = \frac{4\pi}{\lambda} \int \alpha_c \delta T(\vec{r}, t) dz \quad (2.60)$$

Pour obtenir la phase de la lumière réfléchie moyennée sur toute la surface du miroir, nous allons devoir prendre en compte le profil d'intensité du laser. En effet, selon l'endroit où l'on se situe sur le miroir, l'intensité de la lumière ne sera pas la même (prenons par



**Figure 2.6:** Évolution du déphasage de la lumière réfléchi en fonction de la n-ième couche du coating avec l'effet thermoélastique.

exemple un profil gaussien, l'intensité sera beaucoup plus forte au centre du miroir que sur les bords). La phase sera donc pondérée par l'intensité du laser. Si on considère un laser dont l'amplitude est donnée par la fonction  $\Psi(\vec{r})$ , on a alors une phase moyenne de la lumière réfléchi donnée par :

$$\phi(t) = \frac{4\pi}{\lambda} \int d^3r \alpha_c |\Psi(\vec{r})|^2 \delta T(\vec{r}, t) \quad (2.61)$$

Cela signifie que le facteur de forme  $f(\vec{r})$  qui façonne l'entropie à injecter dans le coating pour calculer la fluctuation de la phase due au bruit thermoélastique est donné par  $f(\vec{r}) = \alpha_c |\Psi(\vec{r})|^2 = \alpha_c I(\vec{r})$ .

Pour calculer la fluctuation de la phase du faisceau réfléchi, nous devons injecter de l'entropie (la variable conjuguée à la température) avec ce facteur de forme. Nous injectons donc une chaleur volumique ainsi distribuée et nous allons calculer la distribution de température. Pour simplifier les équations, nous allons considérer un flux diffusif qui ne longe que la direction  $z$  (perpendiculaire à la surface du miroir). Cette approximation, appelée approximation adiabatique, n'est valable que si l'échelle de longueur de diffusion thermique  $l_{th}$  est beaucoup plus petite que la taille du spot du faisceau  $r_0$  ( $l_{th} \ll r_0$ ). Nous définissons la longueur de diffusion thermique comme  $l_{th} = \sqrt{\frac{\kappa_c}{C_c \omega}}$ . Les valeurs des paramètres physiques sont données dans le tableau 2.2 Avec ces valeurs, nous avons  $l_{th} = 4,4 \cdot 10^{-5} m$

Conductivité thermique du coating (W/mK) $\kappa_c$	2.27
Capacité volumique de chaleur du coating ( $J/Km^3$ ) $C_c$	$1.83 * 10^6$
Fréquence (Hz)	100
Taille du spot laser (m)	5e-2

**Table 2.2:** Paramètres du coating  $Ti : Ta_2O_5/SiO_2$ .

ce qui est effectivement très faible par rapport à  $r_0$ . La valeur de la fréquence est choisie car elle correspond au domaine de fréquences dans lequel l'interféromètre Virgo fonctionne et sa sensibilité est bien limitée par le bruit thermique. La valeur de la taille du spot du faisceau est approximativement la même que la taille du spot du laser dans Virgo.

Nous considérons un faisceau laser gaussien injecté sur le miroir multicouches :

$$I(\vec{r}) = \frac{2}{\pi r_0^2} e^{-\frac{2r^2}{r_0^2}} \quad (2.62)$$

Nous considérons ensuite une injection oscillante d'entropie dans un volume :

$$\frac{\delta S}{dV}(t) = F_0 \sin(\omega t) f(\vec{r}) \quad (2.63)$$

Où  $f(\vec{r})$  est le facteur de forme donné ci-dessus. Cela revient à injecter une chaleur volumique  $\frac{dQ}{dV}(t) = T F_0 \sin(\omega t) f(\vec{r})$ .

Nous pouvons déterminer la distribution de la température en utilisant l'équation de diffusion thermique de Langevin :

$$Cv \frac{\partial T(z, t)}{\partial t} - \kappa \frac{\partial^2 T(z, t)}{\partial z^2} = \frac{dQ}{dV}(z, t) \quad (2.64)$$

Où  $\rho$  est la densité,  $\kappa$  est la conductivité thermique et  $C$  la capacité thermique spécifique. En supposant que le coating et le substrat sont uniformes, et que le coating a une épaisseur  $d$  qui est petite par rapport à la longueur de diffusion thermique  $l_{th}$ , nous pouvons considérer que toute la chaleur est générée à la surface du substrat et diffuse ensuite vers l'intérieur. Nous utilisons alors les paramètres du substrat. En intégrant (2.63) sur l'épaisseur du coating, le flux de chaleur dans le substrat est donné par :

$$\frac{dS}{dA}(t) = F_0 \sin(\omega t) f(\vec{r}) d \quad (2.65)$$

Nous voulons résoudre l'équation de diffusion donnée dans (2.64) avec la condition limite

$$-\kappa_s \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=0} = \frac{\partial}{\partial t} \frac{dQ}{dA} \quad (2.66)$$

Où  $\kappa_s$  est la conductivité thermique du substrat.

A partir de là, nous pouvons obtenir l'expression du gradient de température :

$$\frac{\partial T}{\partial z} \approx \frac{-TF_0\omega}{\kappa_s} e^{-\frac{z}{\sqrt{2}l_{th}}} \sin\left(\omega t - \frac{z}{\sqrt{2}l_{th}}\right) I(\vec{r})\alpha_c d \quad (2.67)$$

Avec  $l_{th} = \sqrt{\frac{\kappa_s}{C_s\omega}}$  la longueur de diffusion thermique. Dans le cas de la silice, elle vaut  $l_{th} = 3,7 \cdot 10^{-5}$  à 100Hz. En injectant cette expression dans l'expression de la dissipation de puissance donnée dans l'équation (2.44), nous avons :

$$W_{diss} \approx \frac{TF_0^2\omega^2}{2\sqrt{2}\pi r_0^2\kappa_s} l_{th}(\alpha_c d)^2 \quad (2.68)$$

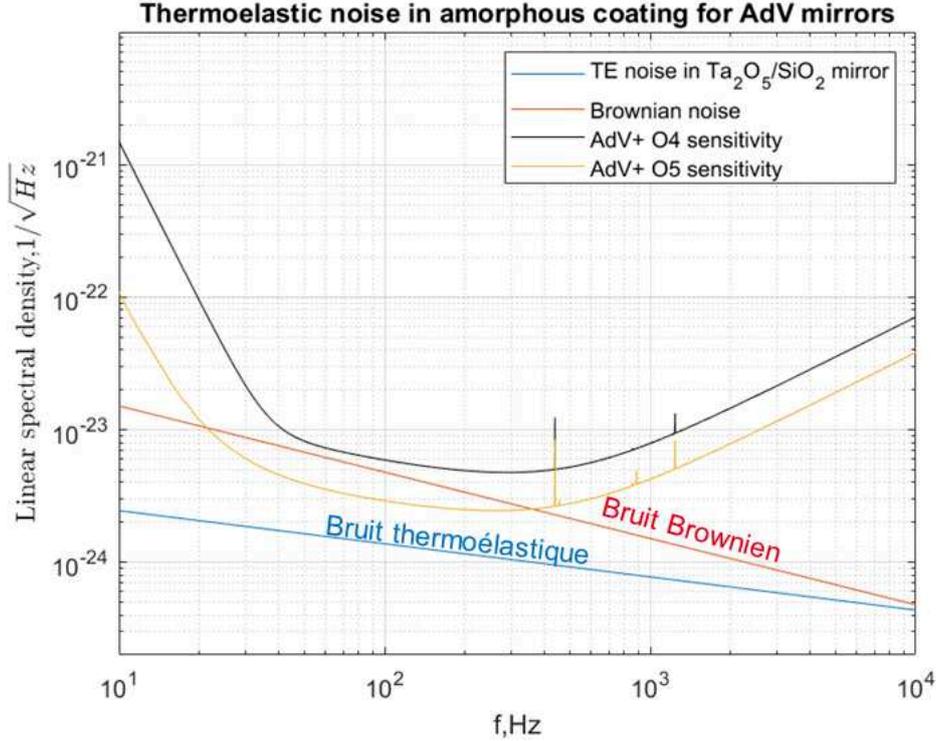
Enfin, nous obtenons le spectre de bruit thermoélastique du coating avec l'expression de (2.29) :

$$S_{TE} = \frac{2\sqrt{2}k_B T^2}{\pi r_0^2 \sqrt{\kappa_s C_s \omega}} (\alpha_c d)^2 \quad (2.69)$$

Ce spectre de bruit est le bruit équivalent sur la phase de la lumière réfléchi dû à un changement de la position détectée du miroir  $\Delta z$ .

Il donne le bruit équivalent en déplacement du miroir qui donne une fluctuation de phase de la lumière réfléchi par le miroir, égale à celle due au bruit thermoélastique.

Le graphique 2.7 représente l'évolution de la densité spectrale du bruit thermoélastique dans le coating ( $Ti : Ta_2O_5/SiO_2$ ) comparé au bruit Brownien et à la sensibilité d'Advanced Virgo pour O4.



**Figure 2.7:** Densité spectrale du bruit thermoélastique dans un coating amorphe ( $Ti : Ta_2O_5/SiO_2$ ) pour le cas des miroirs d’Advanced Virgo comparé au bruit Brownien et aux sensibilités prévues d’O4 et O5.

On observe que le niveau du bruit dans la gamme de fréquence autour de 100Hz demeure en dessous du bruit Brownien. Cependant ce bruit commence à rentrer en compétition avec le bruit Brownien à haute fréquence.

#### 2.5.4 Le bruit thermoréfractif

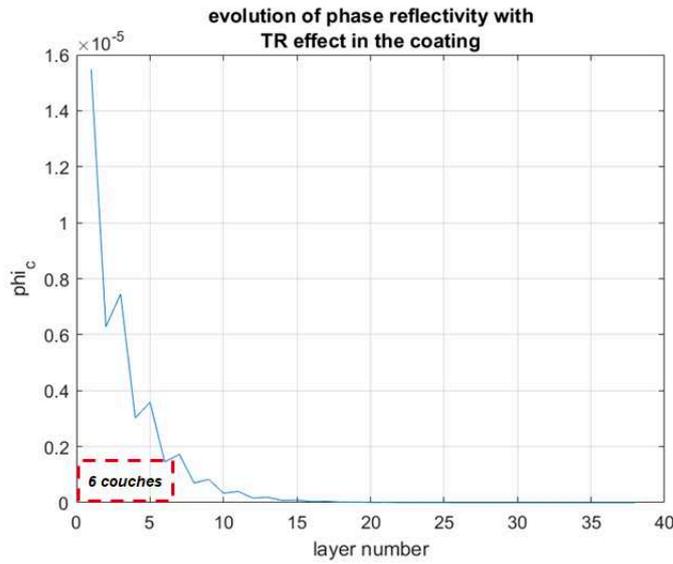
Le bruit thermoréfractif est un autre effet dû aux fluctuations de température mais dont l’origine physique est différente. Il est lié à l’indice de réfraction du matériau dont est constitué le coating du miroir. L’étude de ce bruit appliqué au détecteur d’ondes gravitationnelles LIGO a été développé par Braginsky, Gorodetsky et Vyatchanin [18].

L’indice optique d’un matériau dépend de sa température. Ainsi si des fluctuations thermodynamiques de la température ont lieu dans les couches du coating, cela entraîne des fluctuations de l’épaisseur optique de ces couches, et donc du bruit de phase dans l’onde réfléchie.

Pour définir le modèle de bruit thermoréfractif, considérons un miroir avec un coating mul-

ticouches. Nous observons la lumière incidente arrivant sur le miroir et la lumière réfléchie et nous considérons également un changement local de température  $\delta T$  dans le coating. Le profil d'intensité de la lumière est décrit par la fonction  $|\Psi(\vec{r})|^2$ .

Le graphique 2.8 montre le déphasage du champ lors de la réflexion en fonction de la couche dont la température est modifiée par  $\Delta T = 1K$  et affectée par le mécanisme de thermoréfraction.



**Figure 2.8:** Évolution du déphasage de la lumière réfléchie en fonction de la n-ème couche du coating avec l'effet thermoréfractif.

Sur le graphique, nous pouvons observer que la phase de la lumière réfléchie décroît rapidement vers zéro, ce qui signifie qu'elle pénètre le coating sur une petite longueur  $l$  (une épaisseur maximale de 6 couches). Nous pouvons alors supposer que les couches qui jouent un rôle significatif dans l'effet thermoréfractif sont celles qui sont proches de la surface du coating.

La phase de la lumière réfléchie en un point local  $\vec{r}$  est donnée par :

$$\phi(\vec{r}) = \int \delta T(\vec{r}, t) f(\vec{r}) d^3 r \quad (2.70)$$

Comme pour le bruit thermoélastique, on recherche la fonction de facteur de forme  $f(\vec{r})$ . Puisque l'onde laser pénètre le miroir sur une petite distance le long de la direction  $z$ , le profil d'intensité pondérant la phase moyenne est multiplié par une fonction  $G$  donnée par

:

$$G(z) = Ae^{-\frac{z}{l}} \quad (2.71)$$

Où  $l$  est la profondeur de pénétration de l'onde laser et  $A$  un facteur qui va dépendre des paramètres physiques. On a donc un facteur de forme dont l'expression est :

$$f(\vec{r}) = |\Psi(\vec{r})|^2 Ae^{-\frac{z}{l}} \quad (2.72)$$

La dérivée de la phase du coating  $\phi_c$  avec la température s'écrit donc comme suit:

$$\frac{\partial \phi_c}{\partial T} = \sum_k Ae^{-\frac{z}{l}} \quad (2.73)$$

Si l'on veut passer à la somme continue de l'intégrale, nous sommes les longueurs infinitésimales  $dz$  sur l'ensemble du coating et nous divisons par l'épaisseur  $d$  de la couche pour avoir la bonne dimension :

$$\frac{\partial \phi_c}{\partial T} = A \frac{l}{d} \quad (2.74)$$

La longueur caractéristique  $l$  étant la profondeur de pénétration de la lumière, qui est d'environ six couches ( $l \simeq 6d$ ) ce qui correspond à la longueur pour laquelle la fonction  $\phi$  décroît d'un facteur  $exp(1)$ . Sur la courbe de la figure 2.8, c'est cohérent car on voit que cette longueur correspond environ à six oscillations de la phase. On obtient donc en reprenant l'équation 2.54 :

$$\begin{aligned} \frac{\partial z}{\partial T} &= \frac{\lambda}{4\pi} \frac{\partial \phi_c}{\partial T} = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{Al}{d} \\ \bar{\beta} &= \frac{6A}{4\pi} \end{aligned} \quad (2.75)$$

Si nous essayons de faire correspondre cette équation avec les paramètres de la courbe du tracé de la figure 2.8, nous pouvons trouver  $A = 1,67.10^{-5}$  et  $4\pi\bar{\beta}/6 = 1,66.10^{-3}$ . On obtient bien l'égalité prévue.

Si nous voulons à présent écrire la phase sous la même forme que dans le modèle thermoélastique, nous avons :

$$\phi(\vec{r}) = \frac{4\pi}{\lambda} \iiint d^3r |\Psi(\vec{r})|^2 \bar{\beta} \lambda \frac{e^{-\frac{z}{l}}}{l} \delta T(\vec{r}, t) \quad (2.76)$$

Après intégration sur  $z$ , on obtient :

$$\phi(\vec{r}, t) = \frac{4\pi}{\lambda} \int \bar{\beta} \lambda |\Psi(\vec{r})|^2 \delta T(\vec{r}, t) dx dy \quad (2.77)$$

On peut alors en déduire le facteur de forme  $f(\vec{r})$  qui façonne la chaleur à injecter dans le coating pour ce modèle :  $f(\vec{r}) = \bar{\beta}\lambda|\Psi_m(\vec{r})|^2$ .

Puisque les couches qui ont un réel impact sur le phénomène sont proches de la surface, nous pouvons supposer que le profil de la chaleur injectée est un profil de surface.

En utilisant le même développement que dans le modèle de bruit thermoélastique, nous injectons une chaleur de surface oscillante dans le miroir :

$$\frac{\delta Q}{dA}(t) = F_0 \cos(\omega t) f(\vec{r}). \quad (2.78)$$

Le facteur de forme est donné par :

$$f(\vec{r}) = \bar{\beta}\lambda I(\vec{r}) \quad (2.79)$$

La perturbation de la température satisfait l'équation de diffusion avec la condition aux limites suivante :

$$-\kappa_s \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=0} = T \frac{\partial}{\partial t} F_0 \cos(\omega t) f(\vec{r}) \quad (2.80)$$

Qui stipule que toute la chaleur injectée à la frontière est transportée vers l'intérieur. Nous pouvons maintenant déterminer le gradient de  $T$  :

$$\frac{\partial T(z, t)}{\partial z} = -2 \frac{T F_0 \omega}{\kappa_s \pi r_0^2} e^{-\frac{z}{2l_{th}}} \sin \left( \omega t - \frac{z}{2l_{th}} \right) e^{-\frac{2r^2}{r_0^2}} \quad (2.81)$$

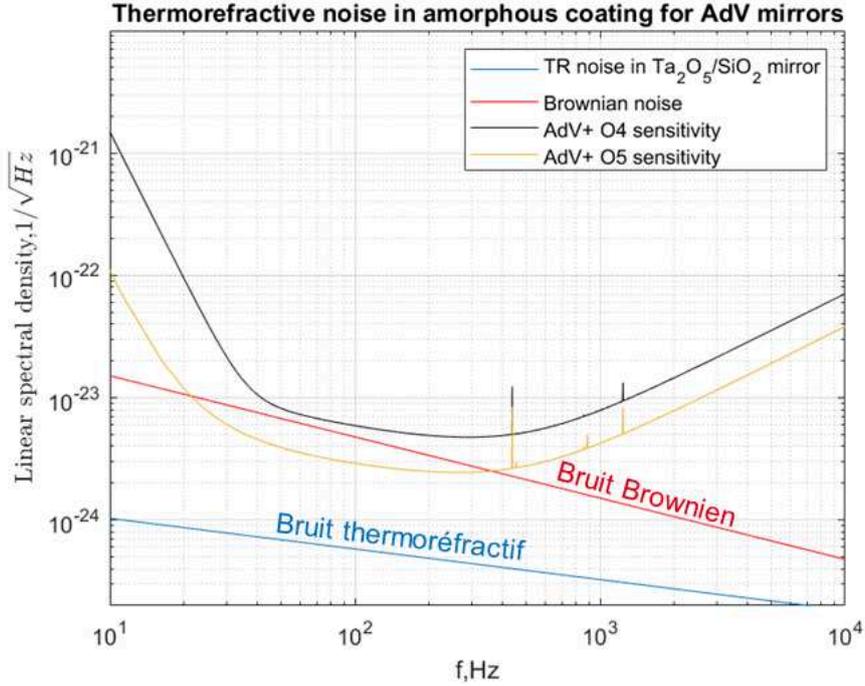
On peut en déduire la puissance dissipée

$$W_{diss} = \int d^3r \frac{\kappa_s}{T} \left\langle \left( \frac{\partial T(z, t)}{\partial z} \right)^2 \right\rangle = \frac{F_0^2 \omega^2 T}{2 \text{sqrt}(2) \pi r_0^2 \kappa_s} l_{th} (\bar{\beta}\lambda)^2 \quad (2.82)$$

Enfin, nous obtenons le spectre de bruit thermoréfractif du coating :

$$S_{TR} = \frac{2\sqrt{2}k_B T^2}{\pi r_0^2 \sqrt{\omega C_s \kappa_s}} (\bar{\beta}\lambda)^2 \quad (2.83)$$

Nous avons tracé les courbes du bruit thermoréfractif dans le cas d'un faisceau laser de taille beaucoup plus grand que l'échelle de longueur de diffusion ( $r_0 = 5\text{cm}$ ). Pour les matériaux utilisés dans Virgo ( $Ti : Ta_2O_5/SiO_2$ ), la longueur de diffusion thermique est typiquement  $l_{th, SiO_2} = 3,7 \cdot 10^{-5} \text{m}$  pour la silice et  $l_{th, Ta_2O_5} = 1,58 \cdot 10^{-4} \text{m}$  pour l'oxyde de tantale à 100Hz. On est donc bien dans l'approximation adiabatique, la longueur de diffusion est négligeable devant la taille du faisceau.



**Figure 2.9:** Densité spectrale du bruit thermoréfractif dans un coating amorphe ( $Ti : Ta_2O_5/SiO_2$ ) pour le cas des miroirs d’Advanced Virgo comparé au bruit Brownien et à la sensibilité prévue d’O4 et de O5.

Si l’on compare avec le bruit thermoélastique, in note que le bruit thermoréfractif est inférieur d’un facteur trois.

#### 2.5.4.1 Le bruit thermo-optique

Jusqu’à présent, nous avons considéré les bruits thermoélastiques et thermoréfractifs séparément, comme s’ils contribuaient au bruit thermique du coating indépendamment les uns des autres. En fait, selon l’article d’Evans et al. [35], ce n’est pas le cas. Nous devons appliquer un traitement cohérent à ces deux mécanismes. En effet, ces deux bruits proviennent de la dissipation thermique dans le coating, entraînant des fluctuations de température. L’expansion thermique du coating et le changement thermique de l’indice de réfraction sont liés, puisqu’une expansion de la taille de la couche influencera automatiquement l’indice de réfraction de la couche.

Le spectre de puissance des fluctuations thermiques du coating, qui induit le bruit thermo-optique observé par un faisceau de détection avec un profil gaussien, est donné par :

$$S_{TO}^{\Delta T} = \frac{2\sqrt{2}k_B T^2}{\pi r^2 \sqrt{\kappa_s C_s \omega}} \quad (2.84)$$

Comme nous l'avons vu à la section 2.5.1, ces fluctuations produisent des fluctuations de la phase du champ réfracté par le miroir. Cela équivaut à un décalage de la position détectée de la surface du miroir  $\Delta z$  donné par :

$$\frac{\partial \Delta z}{\partial T} = \frac{\partial \Delta z}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial T} = \frac{-\lambda}{4\pi} \frac{\partial \phi}{\partial T} \quad (2.85)$$

Avec les résultats de la section 2.5.1, à savoir l'expression de la dérivée du déphasage dû à l'effet de bruit thermoréfractif et thermoélastique, la sensibilité totale à la température de la phase de réflexion du coating est ainsi :

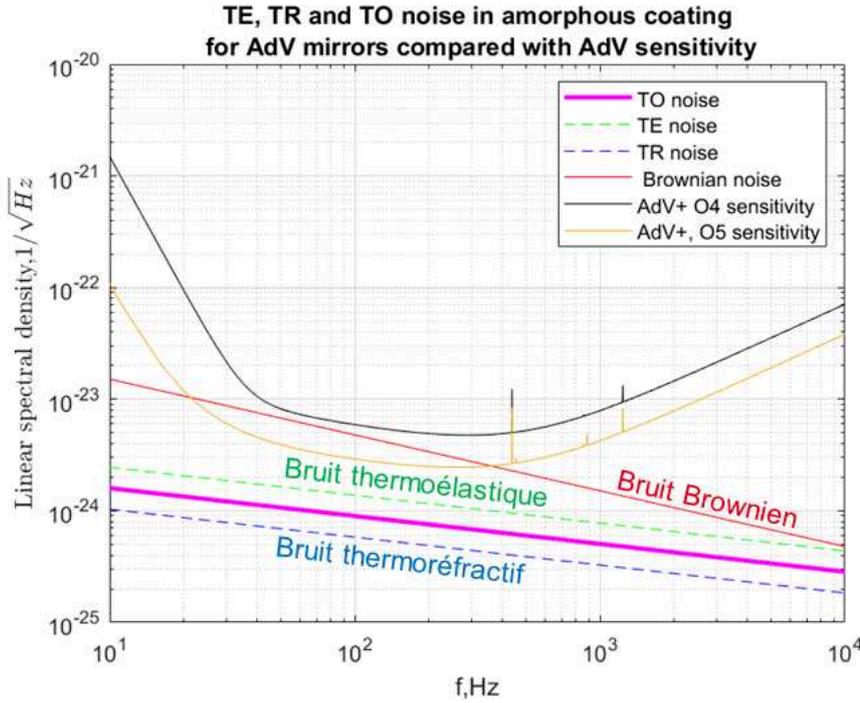
$$\frac{-\lambda}{4\pi} \frac{\partial \phi}{\partial T} = \alpha_c d - \beta \lambda \quad (2.86)$$

Au final, l'expression du spectre de bruit thermo-optique total est donnée par :

$$S_{TO}^{\Delta z} = S_{TO}^{\Delta T} (\alpha_c d - \beta \lambda)^2 \quad (2.87)$$

Nous pouvons remarquer que le signe relatif entre le bruit thermoréfractif et le bruit thermoélastique nous indique qu'il existe une sorte de compensation qui peut induire une réduction du bruit thermo-optique.

Si nous traçons les trois bruits sur Matlab, nous obtenons les courbes de la figure 2.10 :



**Figure 2.10:** Densité spectrale du bruit thermo-optique, thermoélastique et thermoréfractif dans un coating amorphe pour le cas des miroirs d'Advanced Virgo comparé au bruit Brownien et à la sensibilité d'O4.

On observe que la compensation résultante entre le bruit thermoélastique et le bruit thermoréfractif qui donne le bruit thermo-optique. On retrouve aussi le fait que, dans la gamme de fréquence autour de 100Hz, le bruit Brownien est dominant par rapport au bruit thermo-optique. On verra dans le chapitre suivant que ce n'est plus le cas lorsque l'on considère des coating cristallins.

## 2.6 Conclusion

Nous avons introduit dans ce chapitre la notion de bruit thermique, son origine, comment le calculer à partir du théorème de Fluctuation-Dissipation et nous avons plus particulièrement développé le bruit thermoélastique et le bruit thermoréfractif qui sont les deux effets qui contribuent au bruit thermo-optique dans les coatings des miroirs. Ces bruits sont générés par la modification des propriétés thermiques des couches du coating, résultant à un changement de la lumière qui pénètre et qui est réfléchi dans le coating. Nous avons comparé le spectre de ces bruits thermiques pour le coating amorphe  $Ti : Ta_2O_5/SiO_2$  développé pour Advanced Virgo avec la courbe de sensibilité prévue pour la prochaine phase d'observation O4

En traçant les densités spectrales de bruits thermiques, nous remarquons que le bruit Brownien est largement dominant dans la gamme de fréquence de travail du détecteur. Dans les coatings utilisés actuellement dans Advanced Virgo ce bruit est limitant pour la sensibilité de O4. Ainsi, si l'on souhaite pouvoir augmenter la sensibilité du détecteur, il convient de rechercher des nouveaux matériaux pour les futurs coatings des miroirs de sorte à ce que leur niveau de bruit Brownien soit plus faible. De tels matériaux doivent avoir notamment des pertes mécaniques plus faibles que ceux des matériaux utilisés actuellement. Les matériaux ayant une structure cristalline semblent avoir de telles propriétés et il paraît donc judicieux d'étudier ces coatings cristallins pour la réduction du bruit thermique. C'est ce que nous allons développer dans le chapitre suivant.



## Chapitre 3

# Réduction du bruit thermiques avec des multicouches cristallins

La réduction des bruits thermiques dans le revêtement du miroir est un travail de recherche crucial pour abaisser le niveau de ces bruits et améliorer la sensibilité du détecteur. Les miroirs utilisés actuellement dans Advanced Virgo sont des miroirs avec des structures de Bragg faites à partir matériaux amorphes qui constituent les couches du coating: mélange titane-oxyde de tantale et silice amorphe ( $Ti : Ta_2O_5/SiO_2$ ). Des études ont été menés sur des matériaux cristallins avec un niveau de bruit thermique plus faible.

Dans ce chapitre, nous allons montrer comment les propriétés mécaniques des matériaux utilisés ont une influence sur le niveau de bruit thermique et pourquoi il est intéressant d'utiliser des coatings cristallins. Nous expliquerons également le procédé de fabrication de ces multicouches par la méthode d'épitaxie par jet moléculaire. Nous présenterons ensuite les mesures de caractérisation que l'on a faites sur un échantillon de miroir cristallin réalisé par la société ThorLabs Crystalline Mirror Solutions.

### 3.1 Motivation de l'utilisation de matériaux cristallins

Comme nous l'avons démontré dans la section 2.3, si l'on modélise le bruit thermique avec le modèle de l'oscillateur harmonique, la densité spectrale du bruit thermique est :

$$S_x(\omega) = \frac{4k_B T k \phi}{\omega [(k - m\omega^2)^2 + k^2 \phi^2]} \quad (3.1)$$

Avec  $\phi$  l'angle de perte qui traduit le retard entre la fluctuation induite dans le système et sa dissipation. La figure du spectre du bruit (2.1) thermique présente une résonance dont

la finesse dépend de l'angle de perte. Cet angle de perte est inversement proportionnel au facteur de qualité  $Q$  qui caractérise la finesse du pic de résonance.

Ainsi plus les pertes sont faibles, plus les fluctuations se concentrent dans la région de la résonance. L'effet du bruit thermique est donc moins dominant dans les régions de fréquences éloignées de la résonance. Il est donc intéressant de chercher les matériaux de faibles valeurs de  $\phi$ . C'est pour cela que l'on se tourne vers les matériaux cristallins. De par la structure cristalline ordonnée, les facteurs de qualité mécanique de ces matériaux sont plus élevées et ont donc un angle de perte plus faible. Nous allons explorer plus spécifiquement le cas de l'arséniure de Gallium et de l'arséniure d'Aluminium-Gallium.

### 3.2 Propriétés des matériaux de type $\text{Al}_x\text{Ga}(1-x)\text{As}$

Les coatings de type diélectriques  $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$  utilisés pour les miroirs de Virgo ont été, depuis les années 1980, les représentants de l'état de l'art en matière de coatings optiques hautement réfléchissants avec une absorption optique de l'ordre de quelques dixièmes de parties-par-million (ppm) [85]. Cependant, en dépit de leurs excellentes propriétés optiques, les couches de ces coatings présentent un facteur élevé d'atténuation mécanique [31, 50] en raison notamment des pertes internes dans les couches de  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  [76]. Les mesures montrent que les pertes de tels coatings s'élèvent à  $\phi_{\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2} \simeq 4.10^{-4}$  [46].

D'autre part, le bruit thermique Brownien est également très élevé et limite la sensibilité du détecteur comme nous l'avons montré au chapitre précédent sur les graphes. Pour atténuer le niveau de ce bruit, le matériau des couches a été modifié : pour Advanced Virgo, le coating est réalisé avec deux types de matériaux : un mélange titane-oxyde de tantale ( $\text{Ti} : \text{Ta}_2\text{O}_5$ ) et de la silice amorphe ( $\text{SiO}_2$ ).

De nombreuses pistes sont à l'étude pour chercher à minimiser d'une part les effets du bruit thermique et d'autre part les pertes mécaniques.

Pour réduire les effets du bruit thermique, on peut considérer l'allongement de la cavité optique [5]. En effet, le bruit thermique induit un bruit de déplacement de la surface du miroir  $\frac{\Delta l}{L}$ ,  $\Delta l$  étant le déplacement horizontal de la surface et  $L$  la longueur des bras de l'interféromètre). Ainsi si l'on augmente  $L$ , on diminue ce bruit en déplacement. Toutefois, cela génère d'autres complications, à commencer par le coût de construction. Plus les bras sont longs, plus le budget financier est important. D'autre part, avec des longueurs de bras de plusieurs kilomètres de long, la courbure de la terre finit par devenir non négligeable et il faudrait alors commencer à creuser dans le sol pour faire passer les bras. D'autre part, augmenter la longueur des bras implique une cavité optique dans laquelle circule le

faisceau laser plus grande. Or lorsque la distance entre les miroirs est trop importante, les phases de Gouy des différents modes finissent par se superposer et un couplage des modes du laser a lieu. On dit que la cavité est dégénérée.

Une autre piste pour réduire les effets du bruit thermique est d'augmenter la taille du faisceau laser. En effet, plus le faisceau est grand, plus les déformations locales à la surface du miroir sont moyennées et donc le bruit généré plus faible. Mais là aussi, il faut considérer en conséquence des miroirs de plus grande taille et donc plus chers, voire impossible à faire si on considère la qualité optique exigée.

Dans ce contexte, les hétérostructure mono-cristallines  $Al_xGa_{1-x}As$  sont une option prometteuse pour les coatings en particulier parce que ces matériaux présentent des angles de pertes particulièrement réduites [28, 29] et donc des faibles pertes mécaniques. L'équipe de Garrett Cole qui mène des recherches sur ce type de coatings a pu mesurer sur des coatings en AlGaAs réalisés par épitaxie des facteurs de qualité  $Q$  allant jusqu'à 40000 à température ambiante [28]. On peut calculer à partir de ce facteur un angle de perte  $\phi_{AlGaAs} = Q^{-1} \simeq 2,5 \cdot 10^{-5}$ . En sachant que l'angle de perte du coating amorphe  $Ti : Ta_2O_5/SiO_2$  est  $\phi_{SiO_2/Ta_2O_5} = 4 \cdot 10^{-4}$ . On gagne donc un facteur 10 en terme de pertes mécaniques. Nous présentons brièvement les mesures de caractérisations réalisées par l'équipe de Cole avec la société Thorlabs Crystalline Mirror Solutions [30].

### 3.2.1 Caractérisation optique

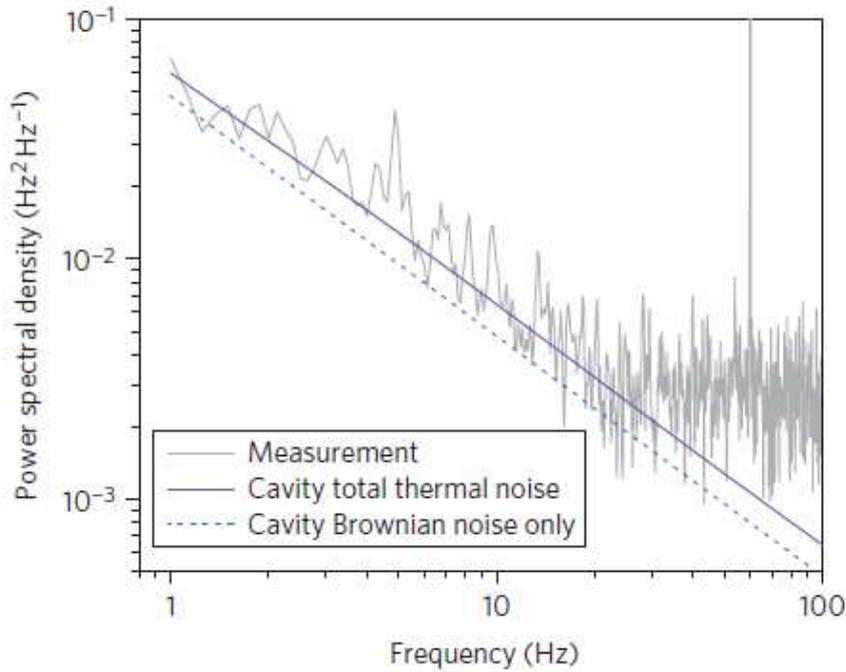
Après avoir réalisé un multicouche en AlGaAs/GaAs à partir d'un substrat de GaAs selon la méthode de l'épitaxie par jets moléculaire (que nous détaillerons dans la section 3.4) l'équipe de Cole a transféré le coating sur un substrat de silice. Le miroir a été intégré dans une cavité Fabry-Pérot réalisé à l'aide d'une cavité Zerodur de 35 mm de long [73] pour en mesurer les différentes performances optiques.

En mesurant le défilement des différents modes du laser, la finesse de la cavité a pu être déterminée avec une valeur  $F = 1,5 \cdot 10^5$ . Cette valeur est parfaitement cohérente avec la valeur théorique estimée à partir de la lumière transmise (4ppm), diffusée (4ppm) et absorbée (12.5ppm). De tels résultats sont rendus possible par l'aspect combiné de la qualité de surface aux interfaces et un processus de croissance épitaxiale optimisé.

### 3.2.2 Caractérisation des bruits thermiques

La mesure directe du bruit thermique a également été réalisée par l'équipe de Cole avec la mise en place d'une cavité laser à 1064nm. Le laser est un laser Nd:YAG stabilisé

en fréquence sur une cavité au bout de laquelle se trouve le coating cristallin. Le bruit thermique est mesuré en regardant le battement entre le signal du laser stabilisé sur la cavité avec un laser de référence ultra-stable à 698 nm stabilisé par un peigne de fréquence. La figure 3.1 donne le bruit thermique mesuré dans la cavité et le compare avec le bruit Brownien et le bruit thermique total de la cavité avec un coating cristallin AlGaAs/GaAs.

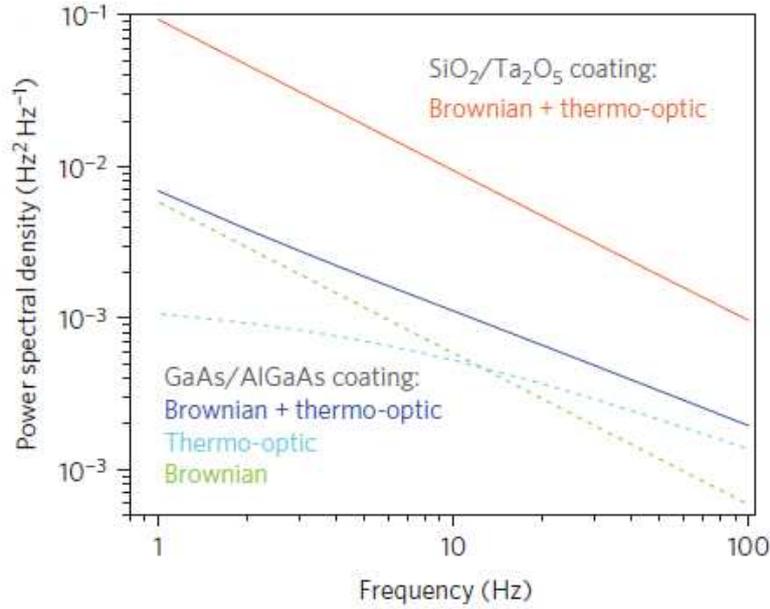


**Figure 3.1:** Mesure directe du bruit thermique dans la cavité laser stabilisée en fréquence. La courbe en trait plein correspond au bruit thermique total de l'ensemble cavité+coating+substrat et la courbe en pointillé au bruit Brownien seulement de l'ensemble cavité+coating+substrat. Les angles de pertes sont  $\phi_{cavite} = 3.10^{-4}$ ,  $\phi_{sub} = 1.10^6$ ,  $\phi_{coat} = 2,5.10^{-5}$ . Crédit Cole et al. [30].

Puis en connaissant les valeurs d'atténuation mécanique des matériaux caractérisés, l'angle de perte de ces coatings cristallin a été évalué à  $\phi_{coat} = 2,5.10^{-5}$ . C'est en accord avec les mesures à température ambiante réalisées sur des résonateurs en AlGaAs [28].

La figure 3.2 montre la comparaison du bruit thermique mesuré pour un coating amorphe classique SiO<sub>2</sub>/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> et le bruit thermique mesuré dans les coatings cristallins développés par Thorlabs CMS. On observe une réduction du bruit thermique Brownien et thermo-optique d'un facteur 10. Il convient toutefois de noter ici que dans son article, Cole prend

la densité spectrale de puissance et non la densité spectrale linéaire. Il y a donc un carré de différence. Si l'on veut comparer avec les bruits que l'on calcule et trace, c'est en réalité une amélioration d'un facteur 3 en terme de densité spectrale linéaire (voir figure 3.2). L'exploration de ces matériaux est donc très prometteuse pour les performances des futurs détecteurs d'ondes gravitationnelles.



**Figure 3.2:** Comparaison du bruit thermique pour un multicouche amorphe (20 périodes de couches  $SiO_2/Ta_2O_5$  alternantes avec  $\phi_{SiO_2/Ta_2O_5} = 4.10^{-4}$  [46] ainsi que le coating cristallin développé par Cole et son équipe avec Tholabs CMS. La courbe orange montre le bruit thermique dans le coating amorphe. La courbe bleue montre le bruit thermique dans le coating cristallin. Les courbes vert pointillé et bleu pointillé représentent respectivement les bruits Brownien et thermo-optique dans le coating cristallin. Crédit Cole et al. [30].

### 3.3 Bruit thermo-optique dans les coatings cristallins

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté les courbes du bruit thermique Brownien pour un miroir doté d'un coating amorphe. Nous avons évoqué les bruits thermoréfractif et thermoélastique. Dans le cas d'un coating amorphe, le bruit thermo-optique est plus faible comparé au bruit Brownien comme l'ont montré les courbes de la figure 2.10.

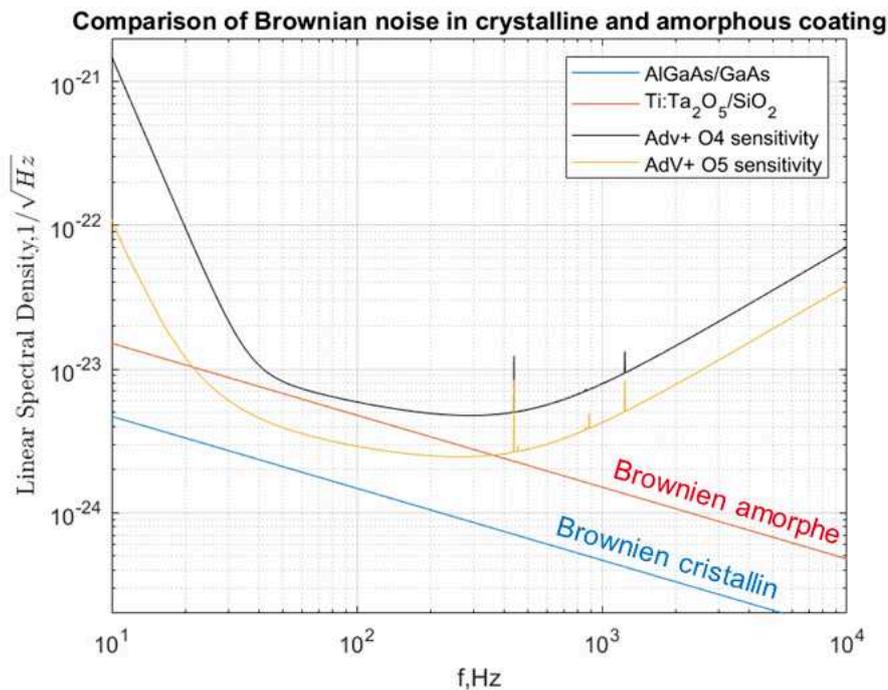
Nous pouvons nous interroger maintenant sur le niveau de ce bruit dans le cas du coating cristallin. Nous considérons un coating réalisé avec des lames quart d'onde en AlGaAs/GaAs dont la structure est faite de 37 couches de GaAs et 36 couches d'AlGaAs

qui alternent. La concentration d'Aluminium dans l'AlGaAs est de 92%. Les paramètres donnés par le tableau 3.1 suivant [25] :

Paramètres	<i>AlGaAs</i>	<i>GaAs</i>
Module de Young ( $E$ )	$100 \cdot 10^9 Pa$	$100 \cdot 10^9 Pa$
Conductivité thermique ( $\kappa$ )	$70 WmK^{-1}$	$55 WmK^{-1}$
Capacité volumique de chaleur ( $C$ )	$1.70 \cdot 10^6 Jm^{-3}K^{-1}$	$1.75 \cdot 10^6 Jm^{-3}K^{-1}$
Coefficient de Poisson ( $\sigma$ )	0.32	0.32
Indice optique ( $n$ )	2.98	3.48
Coefficient d'expansion thermique ( $\alpha$ )	$5.2 \cdot 10^{-6} K^{-1}$	$5.7 \cdot 10^{-6} K^{-1}$
Coefficient de thermoréfraction ( $\beta$ )	$179 \cdot 10^{-6} K^{-1}$	$366 \cdot 10^{-6} K^{-1}$
Épaisseur de la couche ( $d$ )	$89.3 nm$	$76.4 nm$

**Table 3.1:** Tableau donnant la structure et les paramètres des matériaux composant le coating *AlGaAs/GaAs*[25].

On peut maintenant comparer les résultats du calcul de bruits thermiques dans le coating amorphe avec le coating cristallin. En reprenant la formule du bruit Brownien avec les paramètres des coatings, on obtient la densité spectrale linéaire dans les deux coatings :

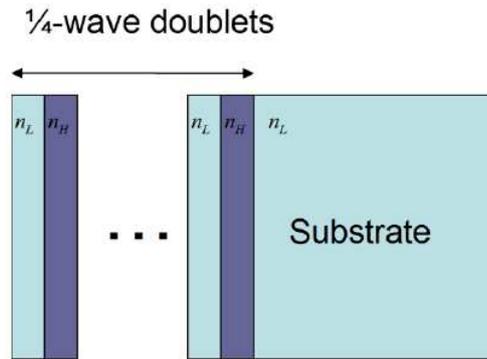


**Figure 3.3:** Comparaison du bruit Brownien dans deux types de coating avec les sensibilités prévues pour O4 et O5.

On observe bien que le bruit Brownien est plus faible dans le coating cristallin que dans le coating amorphe. De plus, pour le scénario d'O5, ce bruit Brownien n'est plus limitant dans le cas du coating cristallin.

De même que dans le chapitre 2, nous pouvons essayer de calculer la réflectivité de l'empilement lors du déphasage induit par l'effet thermoélastique et thermoréfractif pour le cas d'un coating cristallin.

Dans [35], le calcul de la réflectivité est fait pour un empilement de lames quart d'ondes fait des matériaux  $Ta_2O_5$  (indice supérieur H) et  $SiO_2$  (indice inférieur L) avec la structure donnée par la figure 3.4.



**Figure 3.4:** Schéma d'un empilement de quart d'ondes [35].

Cet empilement commence donc par une lame à bas indice ( $n_L$ ) et finit par une lame à haut indice ( $n_H$ ) avant le substrat. En prenant un tel empilement et en mettant les paramètres du GaAs pour les couches H et les paramètres de l'AlGaAs pour les couches L, on obtient la figure 2.8.

Or l'empilement cristallin que l'on souhaite étudier fait de lames 1/4-d'ondes en AlGaAs et GaAs commence par une couche de GaAs (haut indice  $n_H$ ) et finit par une couche de GaAs. En effet, l'AlGaAs s'oxydant très vite au contact de l'air, il est important de protéger la surface de la couche. L'empilement désiré correspond donc au schéma 3.5.

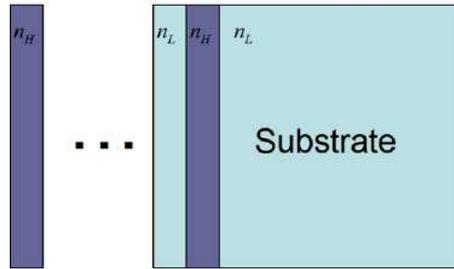


Figure 3.5: Schéma de l'empilement étudié.

Si on calcule la réflectivité d'un tel empilement avec un déphasage induit par l'effet thermoélastique, avec les paramètres du GaAs et de l'AlGaAs on obtient le tracé 3.6.

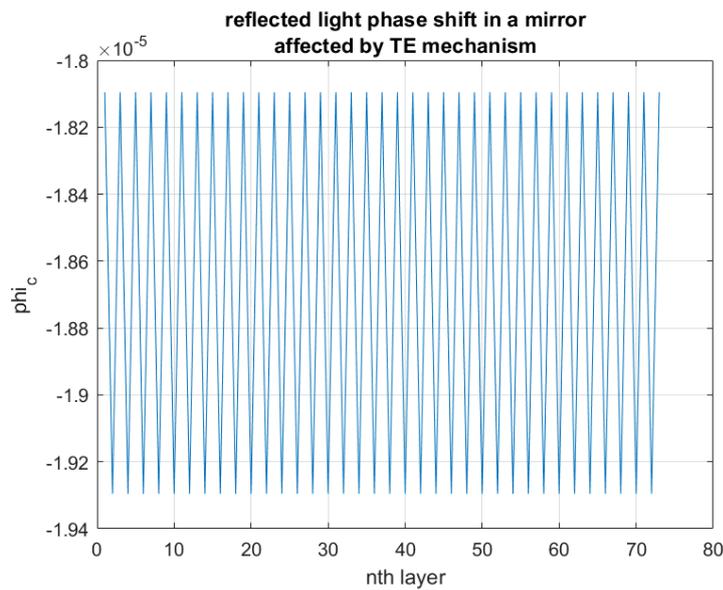
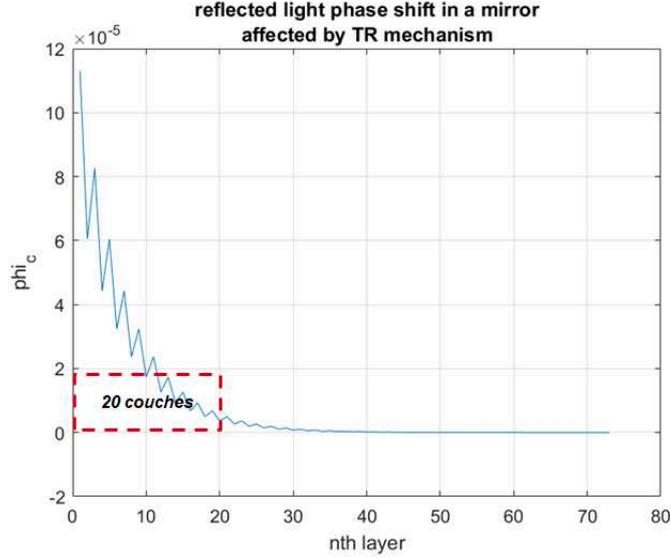


Figure 3.6: Phase de la lumière réfléchiée en fonction de la n-ème couche du coating avec l'effet thermoélastique pour un empilement commençant par une lame à haut indice et finissant par une lame à haut indice.

Si on regarde à présent la réflectivité de l'empilement affecté par le bruit thermoréfractif, on obtient la figure 3.7.



**Figure 3.7:** Réflectivité de la lumière réfléchiée en fonction de la n-ème couche du coating avec l'effet thermoréfractif pour un empilement commençant par une lame à haut indice et finissant par une lame à haut indice.

Comme dans le cas du coating amorphe, on cherche de nouveau le facteur  $A$  pour obtenir le facteur de forme donnée par l'équation 2.72. Puisque l'empilement est légèrement différent que celui d'Evans, l'expression du facteur  $\beta_{QW}$  est également différente.

Michael Gorodetsky a fait le calcul du coefficient beta pour les deux types d'empilement [44]. Il montre que pour un coating constitué de  $2N$  couches qui alternent commençant et finissant par une couche à indice élevé  $n_H$ , le facteur  $\bar{\beta}$  est :

$$\bar{\beta}_{QW,H} = \frac{\beta_H + \beta_L}{4(n_H^2 + n_L^2)} \quad (3.2)$$

Puisque l'on prend l'approximation de l'équation 2.57, on obtient donc :

$$\bar{\beta}_{QW,H} = \frac{B_H + B_L}{4(n_H^2 + n_L^2)} \quad (3.3)$$

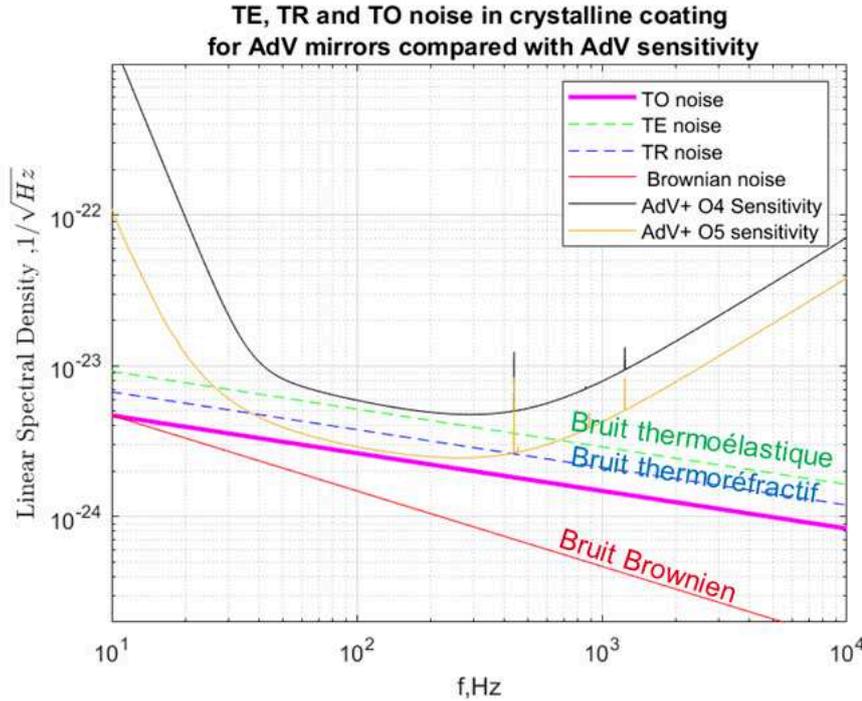
Avec les paramètres du coating, nous pouvons calculer la nouvelle valeur de  $\bar{\beta}_{QW,H}$  avec l'équation (2.75) :

$$4\pi\bar{\beta}_{QW,H}/6 = 1,078.10^{-4} \quad (3.4)$$

Ce qui correspond bien à la valeur de  $A$ .

A présent, on peut s'intéresser au bruit thermo-optique. Si celui-ci n'était pas préoccupant dans le cas du coating amorphe, il le devient maintenant pour le coating cristallin

car le bruit Brownien étant plus faible, le bruit thermo-optique devient dominant. Si l'on trace le bruit thermo-optique et Brownien pour le cas du coating cristallin, on obtient la figure 3.8.



**Figure 3.8:** Densité spectrale du bruit thermo-optique, thermoélastique et thermoréfractif dans un coating cristallin pour le cas des miroirs d’Advanced Virgo comparé au bruit Brownien et à la sensibilité d’O4.

On observe que pour le coating cristallin, le bruit thermo-optique devient dominant. C’est lui qui va alors limiter la sensibilité prévue d’Advanced Virgo pour O5 même si des travaux ont montré qu’en modifiant légèrement les épaisseurs des couches, on peut réussir à améliorer la compensation entre le bruit thermoélastique et le bruit thermoréfractif afin de réduire le niveau du bruit thermo-optique [25]. Ainsi il devient donc pertinent d’étudier ce bruit thermique. Nous avons établi un modèle de ce bruit thermique qui sera présenté en détail dans le chapitre 4.

### 3.4 Procédé de fabrication : Epitaxie par Jets Moléculaire

Afin de réaliser les multicouches, on utilise la technique de l’épitaxie par jets moléculaire (EJM) ou MBE (*Molecular Beam Epitaxy*) en anglais. Cette technique est utilisée par le LAAS (Laboratoire d’Analyse et d’Architecture des Systèmes) à Toulouse. Nous présen-

terons sommairement dans cette section le procédé général. Nous nous appuyons sur les explications de l'article de John R. Arthur [9].

### 3.4.1 Introduction au procédé

Comme son nom l'indique, le procédé MBE utilise des faisceaux d'atomes ou de molécules localisés dans un environnement sous ultra-vide (*Ultra High Vacuum* ou UHV) afin de fournir une source de composants formant la surface de croissance d'un substrat cristallin. Le faisceau frappe le cristal maintenu à une température relativement élevée (d'environ 580-600°C) qui donne une énergie thermique suffisante pour que les atomes arrivant à la surface puissent migrer sur les sites du réseau cristallin.

L'environnement UHV permet de minimiser la contamination de la surface. Dans cet environnement, le faisceau d'atomes voyagent quasiment sans collision jusqu'à leur arrivée sur le substrat ou bien sur les parois refroidis de la chambre où ils condensent et sont retirés du dispositif. Lorsque qu'un shutter se trouve devant le faisceau, celui-ci s'éteint quasiment instantanément. Ces fonctions permettent une croissance très lente sans contamination mais surtout de changer la composition du flux d'atomes de manière très abrupte. En réalité, la composition du flux peut être modifiée dans des temps plus courts que le temps nécessaire pour faire croître un film d'un seul atome en épaisseur.

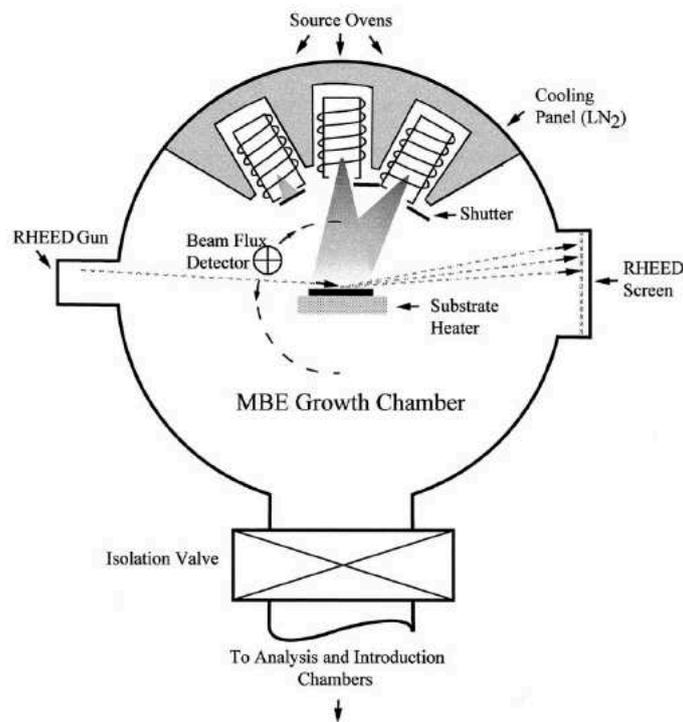
La croissance par MBE revient à l'action d'une bombe de peinture sur des substrats de cristal avec des couches d'atomes, en changeant la composition ou le niveau d'impuretés à chaque couche jusqu'à obtenir la structure désirée. Le méthode MBE est l'approche quasi-idéale pour la préparation de matériaux car la composition peut être manipulée couche par couche.

### 3.4.2 Méthode expérimentale

La technique MBE est une approche expérimentale de la croissance de film par épitaxie qui a contribué au développement d'outil de contrôle et d'analyse de surface en temps réel. Dans cette partie, nous allons discuter des composants de fonctionnement des systèmes MBE.

La figure 3.9 montre le schéma d'une chambre de croissance MBE basique. Un substrat cristallin mince est placé sur un bloc chauffant de sorte à ce qu'il puisse être face aux sources qui sont utilisés pour faire évaporer les constituants atomiques ou moléculaires. Des shutters mécaniques permettent d'allumer ou d'éteindre les faisceaux. Ceux-ci effectuent un seul passage à travers la chambre avant de se condenser sur les murs refroidis.

Les panneaux cryogéniques, dans lesquels on fait circuler de l'azote liquide ( $LN_2$ ), permettent de baisser la pression dans la chambre de croissance. On gagne typiquement un ordre de grandeur en vide lorsqu'ils sont froids. Cela repose sur le fait que toute molécule plus lourde que le  $N_2$  se condense sur ce panneau. En revanche, lorsqu'il se réchauffe (quand on coupe l'arrivée du  $LN_2$ ), une partie des flux condensés se re-évapore dans la chambre. La pression du système demeure très faible ( $10^{-10}$  Torr) préservant la pureté



**Figure 3.9:** Vue d'une chambre MBE simple avec les éléments de croissance, de shutters, de détection de flux et du système RHEED pour contrôler la croissance de la structure. Crédit : J. R. Arthur [9].

du film qui croît et permettant à un système de diffraction d'électrons réfléchissants à haute énergie d'opérer sans réagir avec des vapeurs résiduelles. Ce système appelé RHEED (*Reflection High Energy Electron Diffraction*) fournit une figure de diffraction sur une fenêtre revêtue d'une couche de phosphore qui est indicative de l'orientation cristalline de la surface du substrat. Ainsi l'observateur peut immédiatement voir l'effet du film cristallin selon les conditions de croissance, comme le changement de l'intensité du faisceau ou bien la température du substrat.

L'équipement de croissance MBE utilisé par le LAAS ne comprend pas que le système RHEED. D'autres méthodes de suivi en temps réel sont utilisées comme le suivi de l'épaisseur

des couches déposées ainsi que la courbure du wafer. Ces méthodes de caractérisation in-situ seront détaillées dans le chapitre 5.

#### 3.4.2.1 Conditions du vide

Le coeur du procédé MBE repose sur le fait que la surface de croissance est maintenue propre par les conditions UHV ; ainsi la pression qui entoure le cristal en croissance doit être maintenu aussi basse que possible pour éviter toute contamination qui pourrait affecter les propriétés électriques, la morphologie du film et également la possibilité que la croissance épitaxiale ait lieu ou non. Pour mettre cela en perspective, considérons que le nombre  $n$  d'atomes de gaz frappant une unité de surface en une unité de temps est de :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{P}{\sqrt{2\pi mkT}} \quad (3.5)$$

$P$  est la pression des gaz,  $m$  la masse atomique,  $k$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température absolue.

Pour un poids moléculaire typique de gaz résiduel d'environ  $40g$  et une température du gaz de  $25^\circ C$ , le taux d'arrivée du gaz est de  $3,2 \cdot 10^{20} cm^2 s^{-1} \times P$  avec  $P$  la pression exprimée en Torr, et pour une pression de  $10^{-6}$  Torr, le taux d'arrivée est de  $3,2 \cdot 10^{14} cm^2 s^{-1}$ . Le nombre d'atomes dans  $1 cm^2$  de la face cubique d'un composant comme le silicium est également d'environ  $3,2 \cdot 10^{14}$ , donc le taux d'arrivée en une seconde à  $10^{-6}$  Torr est pratiquement égal au nombre d'atomes dans  $1 cm^2$  de surface. Par conséquent, en une seconde, une monocouche complète de gaz résiduel arrive et s'adsorbent à la surface. L'équation 3.5 montre que, même avec un bon environnement UHV de  $10^{-10}$  Torr, une surface propre deviendra gravement contaminée par un gaz de fond réactif en seulement quelques heures. Une grande attention doit donc être accordée à la conception de tous les composants utilisés dans un système MBE pour éviter le dégazage à des températures élevées, et un traitement sous vide soigneux est essentiel. Il est nécessaire de considérer les températures et pressions que l'on a évoqué plus haut (La température du substrat doit être autour de  $600^\circ C$  et la pression de la chambre autour de  $10^{-10}$  Torr).

#### 3.4.2.2 Composants principaux de la chambre de croissance

La chambre de croissance est l'endroit où se déroule la partie critique du processus et elle contient généralement les composants essentiels suivants pour la croissance MBE :

1. Les source,
2. Obturateurs de faisceau et mécanisme d'actionnement,

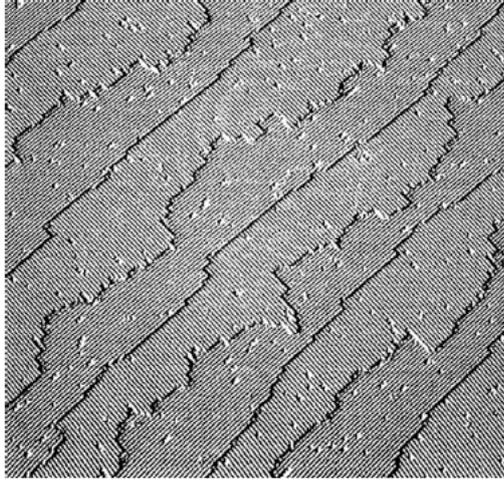
3. Chauffage du substrat et mécanisme d'arrimage des échantillons,
4. Outils de caractérisation de la croissance in situ,
5. Spectromètre de masse et/ou moniteur de flux de faisceau séparé,
6. Des panneaux cryogéniques servant de cryo-pompes et permettant de condenser le flux de faisceau inutilisé.

Les fours à sources sont généralement montés de manière à ce que chacun soit entouré d'un panneau réfrigéré (généralement rempli de N<sub>2</sub> liquide), ce qui permet de réduire le chauffage radiatif de la chambre. Une grande variété de modèles de source ont été utilisées en fonction de la température nécessaire à l'évaporation du matériau source et selon que le matériau est un constituant présent en grande quantité ou en faible quantité dans les couches déposées.

#### 3.4.3 Mécanisme général de la croissance par MBE

Afin de pouvoir réaliser le dépôt sans risque de délamination des premières couches, l'oxyde de surface du substrat est éliminé par traitement sous vide. Après ce traitement, la surface du substrat demeure généralement rugueuse comme le montre un motif RHEED ponctuel et des observations TEM (Microscope Electronique en Transmission) qui indiquent des caractéristiques rugueuses jusqu'à 10 nm au-dessus des zones plates environnantes. Le degré de rugosité est en grande partie dépendant du traitement de polissage et du recuit ultérieur en UHV.

Cependant, une fois que la croissance épitaxiale commence, la surface devient rapidement beaucoup plus lisse et le modèle RHEED montre ce lissage en développant des caractéristiques diffractées striées [61]. Ce lissage de la surface a été prédit par Frank et Van der Merwe [43] sur la base d'un modèle qui implique la migration des atomes/molécules arrivant sur des stries plates par dessus une surface rugueuse avec incorporation dans le réseau au niveau des bords des créneaux. Les stries plates plus larges ont une plus grande surface de collecte pour les espèces en vapeur et ont donc des bords de stries qui avancent plus rapidement que ceux des stries plates étroites. La conséquence de cette croissance est que les stries tendent à devenir de taille similaire, les plus petites stries disparaissent et la surface devient plus lisse. Finalement, la surface évolue vers un réseau presque uniforme de stries, comme on peut le voir sur l'image STM d'une surface de Si(1 0 0) dans la figure 3.10 [42].



**Figure 3.10:** Imagerie par microscopie à effet tunnel d'une surface de silicium montrant les différentes lignes de croissance. Crédit : Prof. Max Lagally [42].

### 3.4.3.1 Conclusion

Ainsi nous avons pu présenter les différentes conditions expérimentales dans lesquelles se déroulent la croissance par MBE pour la réalisation de multicouches cristallines et comment contrôler rigoureusement cette croissance de couches pour obtenir la structure souhaitée. Les mécanismes de métrologie et de contrôle de la croissance des couches sont très importants pour avoir les épaisseurs de couches désirées ainsi que la composition chimique des différentes couches. D'autre part, les conditions du vide sont également cruciales afin de pouvoir optimiser la qualité de la surface des échantillons. C'est d'autant plus important dans notre cas pour avoir le moins de défauts possibles sur les miroirs cristallins pour de meilleures caractéristiques optiques.

Ce procédé est appliqué par le LAAS pour faire la croissance des multicouches AlGaAs/GaAs sur un substrat de GaAs. Le contrôle métrologique de la croissance est réalisé à l'aide d'outils innovants développés par le LAAS. Nous avons caractérisé optiquement les multicouches ainsi réalisés au LMA. La description des méthodes de croissance ainsi que les caractérisations faites seront développées au chapitre 5.

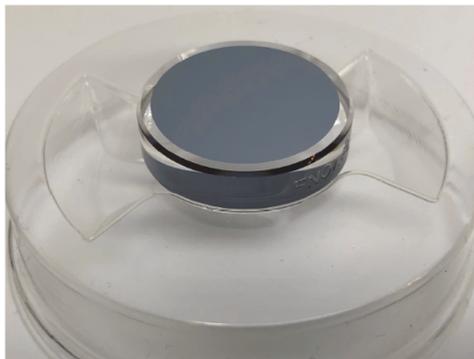
Par la suite, pour réaliser le miroir complet, il reste à transférer le multicouches qui a été déposé sur un substrat de GaAs vers le substrat de silice amorphe. Ce transfert a été réalisé dans le cadre des travaux expérimentaux qui ont été menés au CEA LETI et qui seront abordés au chapitre 6.

En attendant de pouvoir le faire sur le miroir réalisé à partir du multicouches du LAAS,

nous avons commencé à caractériser optiquement le miroir cristallin fait par l'équipe de Cole dont les mesures thermiques ont été montrés plus haut.

#### 3.5 Miroir cristallin de Thorlabs Crystalline Mirror Solution

Nous avons réalisé des mesures de caractérisation optique sur les miroirs développés par Garrett Cole et son équipe. Nous avons pu commander un des échantillons qu'ils ont réalisé pour faire les mesures au LMA (Laboratoire des Matériaux Avancés) à Lyon.



**Figure 3.11:** Photo du miroir de Thorlabs CMS en sortie de boîte.

##### 3.5.1 Caractéristiques du miroir

L'échantillon livré par ThorLabs Crystalline Solution est constitué d'un substrat de silice amorphe recouvert d'un revêtement à haute réflexion constitué de couches alternées d'AlGaAs et de GaAs. Le diamètre du revêtement est de 22 mm (1 pouce), il a une transmission de 5 ppm RMS et son spectre en réflexion est centré à 1064nm (voir figure 3.12). Le substrat quant à lui est un substrat Corning 7980 de 25.4 mm de diamètre et de 6.25 mm d'épaisseur.

#### 3.6 Mesures réalisés sur le miroir

Nous avons réalisé deux types de mesures sur le miroir:

- Des mesures de diffusion en éclairant l'échantillon par un laser et en regardant la valeur de la BRDF (*Bidirectionnal Reflectance Distribution Function*) en différents points de la surface du miroir,
- Une cartographie de défauts de surface du miroir.

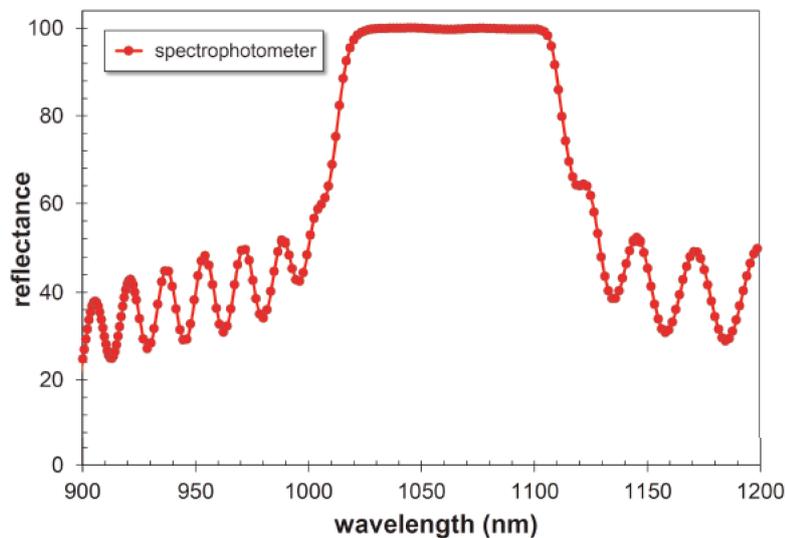


Figure 3.12: Spectre en réflexion du miroir de Thorlabs.

### 3.6.1 Mesures de diffusion

Pour effectuer les mesures de diffusion, nous utilisons un laser YAG qui éclaire l'échantillon miroir et nous mesurons la puissance lumineuse diffusée et la normalisons par une valeur de référence.

La première mesure est effectuée sur une zone choisie de la surface du miroir qui n'est pas la surface entière afin d'éviter une réflexion indésirable sur les bords du miroir. Une deuxième mesure est effectuée dans le plan du faisceau laser. Celui-ci parcourt un demi-cercle dans une plage allant de  $-80^\circ$  à  $80^\circ$  avec un pas de  $1^\circ$  en passant par le centre du miroir. La figure 3.13 donne le schéma du dispositif de mesure de diffusion.

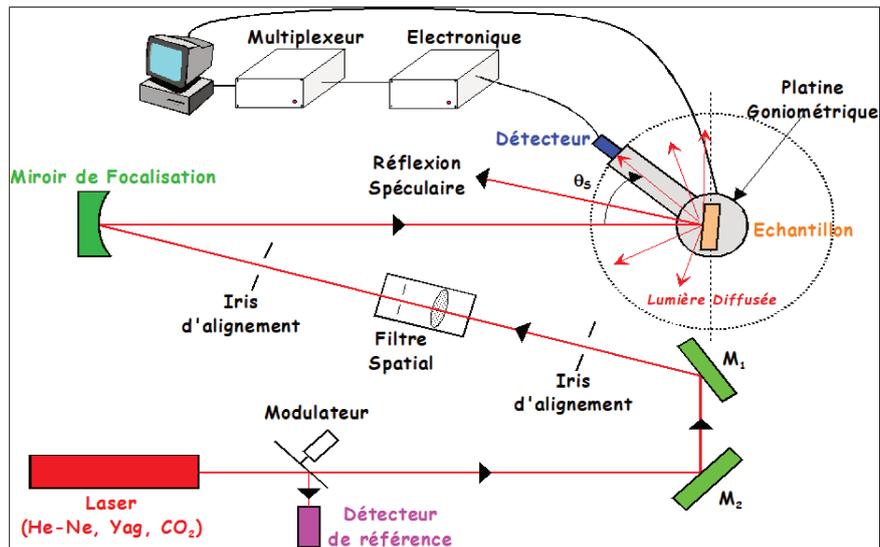


Figure 3.13: Schéma de la mesure de diffusion.

En approchant de la zone de réflexion spéculaire (qui est située près du centre du miroir), nous réduisons le pas de mesure ainsi que l'ouverture du détecteur. Le laser balaie ensuite une zone carrée de 14mm de côté pour obtenir la diffusion en chaque point du miroir. La cartographie de diffusivité est donnée sur la figure 3.14.

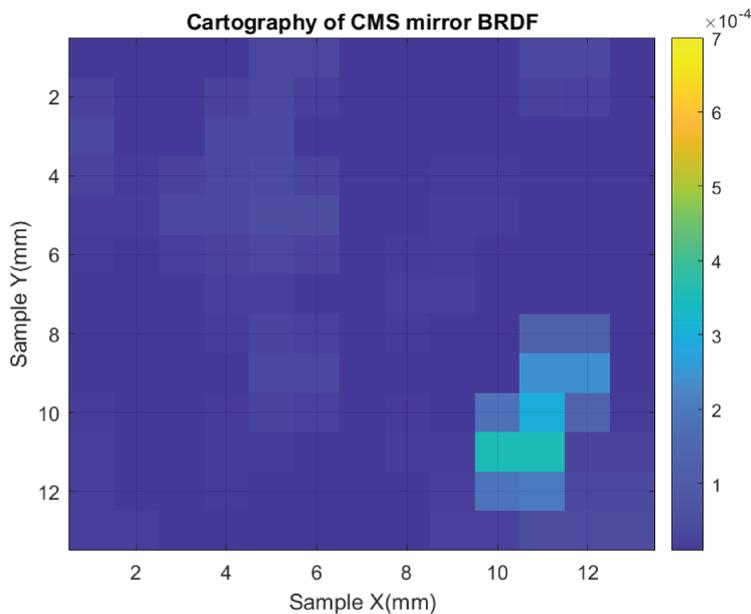


Figure 3.14: Cartographie de diffusion du miroir.

On voit que les valeurs de la BRDF demeurent assez faible. Avec les abaques de calcul fournies par le LMA, on trouve une diffusion moyenne de 9 ppm. A titre de comparaison, la spécificité pour les miroirs de Virgo est que leur diffusion doit être inférieure à 10ppm. Les miroirs réalisés pour Advanced Virgo ont une diffusion de 5 ppm. En conclusion, la diffusion de ces miroirs AlGaAs/GaAs est compatible avec leur utilisation dans les détecteurs d'ondes gravitationnelles, même si les miroirs actuels ont des performances légèrement meilleures.

### 3.6.2 Rugosité et défauts du miroir

Pour mesurer la rugosité du miroir, nous utilisons un microscope interférométrique (Micromap 550). Un faisceau lumineux est séparé en deux par une séparatrice. Puis lorsque l'un des deux faisceaux arrive à travers l'objectif du microscope sur l'objet à observer, est renvoyé par l'objet vers un photodétecteur et l'autre faisceau est renvoyé par un miroir de référence vers le photodétecteur. La longueur d'onde du faisceau qui interfère est  $\lambda = 550nm$ . La sensibilité du Micromap est de 0.2 angström RMS.

Au départ, on se place dans la configuration du contact optique, c'est à dire, lorsque la différence de marche entre les deux faisceaux est nulle.

Puis, lorsque l'un des deux faisceau arrive sur un défaut, celui-ci renvoie une lumière réfléchie d'intensité  $I_O$  qui sera déphasé par rapport au faisceau de référence d'intensité  $I_R$ . Les deux faisceaux vont alors interférer. L'intensité résultante s'écrit alors :

$$I(k, z, \theta) = I_R(k) + I_O(k) + 2\sqrt{I_R(k)I_O(k)}\cos(2k(h - z)\cos(\theta) + \phi(k)) \quad (3.6)$$

Avec  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $h$  la hauteur du défaut,  $z$  la position du miroir de référence,  $\theta$  l'angle du faisceau et  $\phi(k)$  la phase du faisceau réfléchi par le défaut.

Ainsi, un petit défaut crée un déphasage de la lumière du faisceau qu'il réfléchit par rapport au faisceau de référence. Les deux faisceaux vont alors interférer, ce qui induit une figure d'interférence (voir 3.15) dont l'aspect et la taille des franges seront différentes selon la taille et la hauteur du défaut.

Le Micromap possède deux configuration : le mode interférométrique pour mesurer la rugosité et le mode champ sombre pour la détection de défauts.

Une première acquisition est faite en balayant les franges d'un côté et de l'autre de la position du contact optique. Ensuite, nous avons fait l'acquisition d'une carte de focalisation afin que le logiciel prenne en compte la différence de niveau du miroir (par exemple, s'il y a une inclinaison lors de la mise en place du miroir ou si celui-ci n'est pas entièrement plat). La figure 3.16 montre la cartographie générale réalisée sur l'ensemble de la zone sélectionnée du miroir.

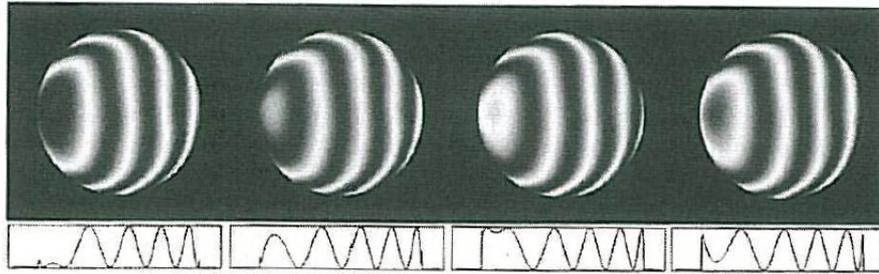


Figure 3.15: Figures d'interférences d'un microscope interférométrique.

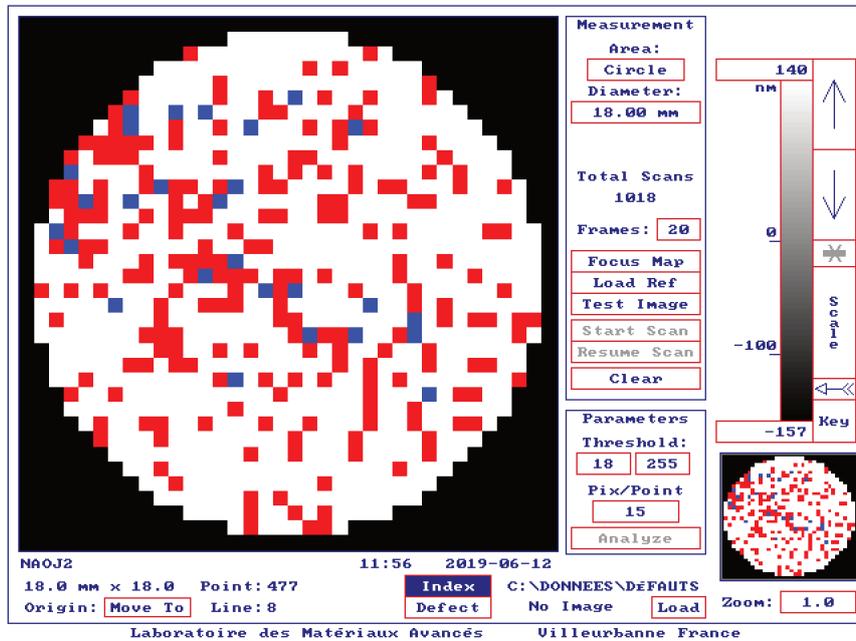


Figure 3.16: Cartographie de défauts.

Les points en rouge correspondent aux petits défauts (de taille inférieure à  $5\mu\text{m}$  de diamètre) et les points en bleu aux gros défauts (de taille supérieur à  $5\mu\text{m}$  de diamètre). Le nombre total de défauts correspond aux chiffres du paramètre "Point" auquel il faut ajouter le chiffre "Line" correspondant aux rayures ou alignements de point. Il y a donc 477 défauts de taille inférieurs à  $5\mu\text{m}$  répertoriés sur une zone circulaire de mesure d'un diamètre de 18mm. Cela nous donne environ une densité de défauts de  $1,9 \text{ def}_{<5\mu}/\text{mm}^2$  ce qui est très raisonnable. A titre de comparaison, les densités de défauts du miroir Virgo était de  $0.25 \text{ def}_{<5\mu}/\text{mm}^2$  pour les défauts de taille inférieure à  $5\mu\text{m}$ .

Ensuite, une caractérisation des défauts du miroir est effectuée. Les défauts sont classés en trois catégories : petits, grands et linéaires. Une fois l'ensemble des défauts acquis, on peut voir sur la carte générale les différentes zones où un défaut ou plusieurs défauts ont été détectés. On peut alors faire une analyse plus fine avec un défilement de franges pour voir si c'est un défaut en bosse ou en creux. Les figures 3.17, 3.18 et 3.19 montrent différents exemples de défauts.

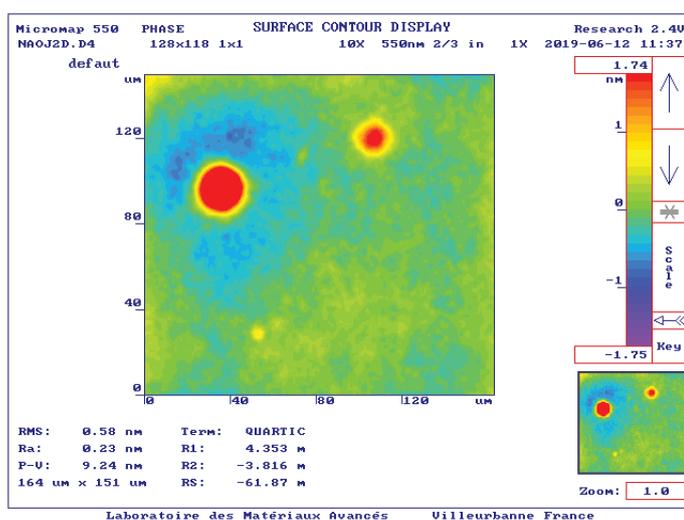


Figure 3.17: Défauts en bosse.

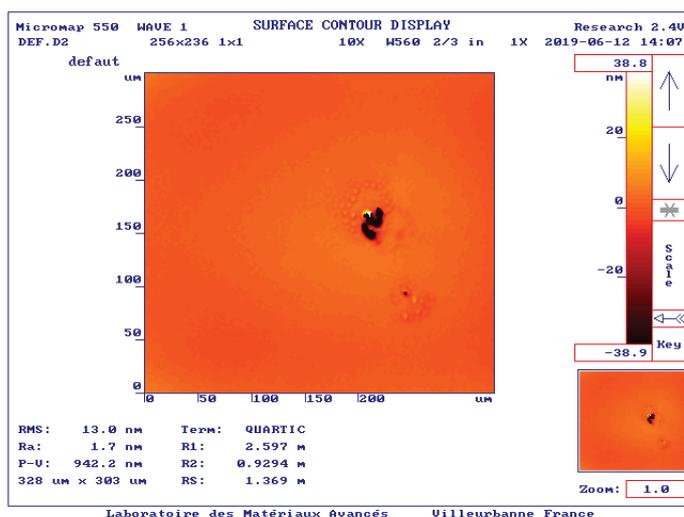


Figure 3.18: Défauts en creux.

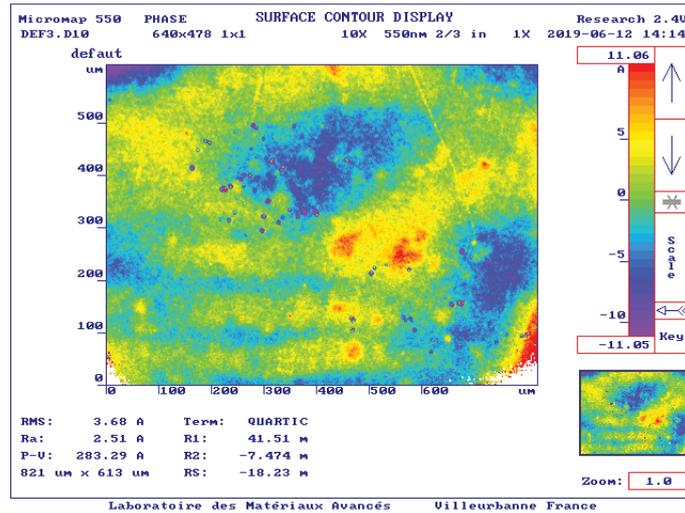


Figure 3.19: Multiples petits défauts.

On peut voir les quelques défauts les plus importants que l'on a pu repérer à la surface du miroir. De manière générale, l'état de surface de l'échantillon est excellente avec des défauts d'un diamètre maximal de 30  $\mu\text{m}$  et une densité de défauts très faible. La rugosité RMS de la surface est de 3.7 angström ce qui est excellent du point de vue de l'état de surface que l'on recherche. Sur les premiers miroirs de Virgo qui avaient un diamètre de 150 mm, la rugosité était de 1 angström. Bien évidemment, plus le diamètre est important, plus la rugosité augmente.

### 3.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons démontré la pertinence d'explorer la piste des matériaux cristallins pour les coatings des miroirs. En effet, ils possèdent d'excellentes propriétés optiques que l'on a pu vérifier sur un échantillon réalisé par la société Thorlabs Crystalline Mirror Solution avec des caractérisations de la diffusion et des défauts du miroir. Par ailleurs, les propriétés mécaniques de ces matériaux, notamment l'angle de perte conduit à des pertes mécaniques très faibles et à un bruit Brownien beaucoup plus bas comparé aux bruits thermiques d'un coating amorphe  $Ta_2O_5/SiO_2$  utilisé actuellement dans Virgo. Un facteur de réduction de 10 entre les valeurs des paramètres des deux matériaux est observé. Il y a donc un vrai intérêt à explorer la recherche et le développement de coatings réalisés avec ce type de matériaux.

Nous avons également expliqué la méthode de fabrication de ces multicouches par épitaxie

et les paramètres auxquels il faut être sensible pour une bonne qualité de fabrication.

Les chapitres suivants se focaliseront sur les travaux menés sur les différents aspects qui ont été introduits jusqu'à présent : Tout d'abord l'étude du bruit thermo-optique qui devient non-négligeable dans les coatings cristallins (chapitre 4) puis les caractérisations optiques menées au LMA sur les coatings qui ont été réalisés avec les méthodes de croissance cristalline MBE au LAAS (chapitre 5) et enfin le développement du miroir cristallin au CEA LETI en transférant le coating AlGaAs/GaAs sur un substrat de silice (chapitre 6). Dans le chapitre suivant, nous allons détailler le modèle du bruit thermo-optique que nous avons développé afin de bien comprendre comment ce bruit est généré dans le coating du miroir et de pouvoir comparer ces simulations avec les mesures expérimentales de bruit thermique sur les échantillons de miroirs cristallins qui ont été réalisés.



## Chapitre 4

# Développement d'un modèle généralisé du bruit thermoélastique et thermoréfractif dans les miroirs de Bragg

Dans notre chapitre 2, nous avons introduit les bruits thermiques, et nous venons d'établir que le bruit brownien, dominant dans les miroirs avec des coatings amorphe est beaucoup plus faible dans les coatings cristallins. Toutefois le bruit thermo-optique quand à lui est plus important dans les coatings fait de matériaux cristallins. C'est ce bruit thermique qui devient dominant dans ces coatings cristallins. Il est donc important de l'étudier et de le comprendre si l'on souhaite utiliser ces coatings cristallins pour les futures générations de détecteurs d'ondes gravitationnelles.

Dans l'approche décrite dans [35] pour calculer le bruit thermo-optique, on considérait que la taille du faisceau laser était suffisamment grande devant la longueur de diffusion thermique  $l_{th}$  du faisceau ce qui permettait de considérer une propagation de la chaleur diffusée dans le coating uniquement le long de l'axe  $z$  (l'axe passant à travers le miroir). Il s'agit d'un modèle unidimensionnel qui convient bien au calcul du bruit thermo-optique du coating dans les conditions d'opération du détecteur Virgo. En effet, le spot du faisceau laser arrivant sur les miroirs est de l'ordre de 5 cm de diamètre, alors qu'au chapitre 2, nous avons calculé une longueur de diffusion thermique dans les coatings amorphes de  $l_{th,amorph} = 4,4 \cdot 10^{-5} m$  à 100 Hz. Elle est donc négligeable devant la taille du faisceau (qui est de 5 cm) ce qui permet de faire l'approximation que la chaleur ne se propage que le long de l'axe  $z$ . Bien que dans les coatings cristallins, la longueur de diffusion thermique à

100Hz est plus importante ( $l_{th,cristal} = 6.10^{-4}$ ), l'approximation reste valable.

Cependant, si nous souhaitons caractériser ces bruits thermiques dans un laboratoire, nous sommes contraints par les dimensions beaucoup plus réduites des bancs d'expériences. Les diamètres des faisceaux lasers employés pour réaliser les mesures sont plutôt de l'ordre de la centaine de  $\mu\text{m}$  voire de la dizaine de  $\mu\text{m}$ . Dans ce cas, l'approximation adiabatique n'est plus valable et il faut considérer une dissipation de la chaleur dans les trois directions de l'espace et à l'intérieur du coating et du substrat.

Par ailleurs dans [35], on considère un coating formé d'une seule couche dont les caractéristiques correspondent aux paramètres des matériaux moyennés sur l'ensemble des couches (équation 2.46). Dans le cas où l'on considérerait un grand faisceau, on pouvait approcher le miroir avec ce modèle de coating très fin mais avec des petits faisceaux, l'effet des couches du coating peuvent avoir un impact sur le calcul du bruit thermique.

Ces différentes considérations expérimentales nous conduisent à construire un modèle plus général pour le calcul du bruit thermo-optique en prenant en compte la dissipation à 3 dimensions de la chaleur et la contribution des couches du coating.

Dans ce chapitre nous allons développer ce modèle pour calculer les bruits thermoélastiques, thermoréfractif et thermo-optique dans le cas d'un coating monocouche puis dans le cas réel du coating multicouches.

## 4.1 Construction du modèle pour un coating monocouche

Afin de considérer l'approche générale en dehors de l'approximation adiabatique, nous devons résoudre l'équation de la chaleur dans tout l'espace. En nous appuyant sur [36], nous commençons par reprendre l'équation de la chaleur en une dimension pour la généraliser à 3 dimensions. Nous allons détailler le procédé complet pour le cas du bruit thermoréfractif. Le développement étant similaire pour le bruit thermoélastique, nous ne montrerons que les résultats mathématiques.

En partant de l'équation de la chaleur :

$$C \frac{\partial T(z, t)}{\partial t} - \kappa \frac{\partial^2 T(z, t)}{\partial z^2} = Q(z, t) \quad (4.1)$$

Selon la nature du bruit étudié, la chaleur injectée  $q(z, t)$  aura une expression différente.

En utilisant la transformée de Fourier, nous obtenons :

$$\frac{C}{\kappa} i\omega \tilde{T}(z, \omega) - \frac{\partial^2 \tilde{T}(z, \omega)}{\partial z^2} = \frac{\tilde{Q}(\omega)}{\kappa} \quad (4.2)$$

Nous définissons  $k = \sqrt{\frac{i\omega C}{\kappa}}$ ,  $k$  est lié à la longueur de propagation thermique :  $l_{th} \rightarrow l_{th} = \frac{1}{|k|}$ .

#### 4.1.1 Cas du bruit thermoréfractif

Considérons comme nous l'avons fait dans le modèle de la section précédente un flux de chaleur injecté à la surface  $z = 0$  qui donne la condition limite :

$$-\kappa_c \frac{\partial \tilde{T}_c(0, \omega)}{\partial z} = \tilde{Q}(\omega) \quad (4.3)$$

Où  $\kappa_c$  est la conductivité thermique du coating.

En revanche, la distribution de la température et le flux thermique sont continus à l'interface entre le coating et le substrat :

$$\begin{aligned} \kappa_c \left( \frac{\partial \tilde{T}_c}{\partial z} \right)_{z=d} &= \kappa_s \left( \frac{\partial \tilde{T}_s}{\partial z} \right)_{z=d} \\ \tilde{T}_c(z)_{z=d} &= \tilde{T}_s(z)_{z=d} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Avec  $d$  l'épaisseur du coating et  $\kappa_s$  la conductivité thermique du substrat.

La solution de l'équation de la chaleur dans le coating et dans le substrat est donnée par :

$$\begin{aligned} \tilde{T}_c(z, \omega) &= A e^{k_c z} + B e^{-k_c z} \\ \tilde{T}_s(z, \omega) &= B_s e^{k_s(z-d)} \end{aligned} \quad (4.5)$$

Avec les conditions aux limites, nous pouvons calculer les coefficients  $A$ ,  $B$  et  $B_s$  :

$$\begin{aligned} A &= \frac{R-1}{2} \frac{\tilde{Q}(\omega)}{\kappa_c k_c} e^{-k_c d} \frac{1}{\cosh(k_c d) + R \sinh(k_c d)} \\ B &= \frac{R+1}{2} \frac{\tilde{Q}(\omega)}{\kappa_c k_c} e^{k_c d} \frac{1}{\cosh(k_c d) + R \sinh(k_c d)} \\ B_s &= \frac{\tilde{Q}(\omega)}{\kappa_s k_s} \frac{1}{\cosh(k_c d) + R \sinh(k_c d)} \end{aligned}$$

Avec  $R = \frac{\kappa_c k_c}{\kappa_s k_s}$ .

Ainsi les températures dans le coating et dans le substrat sont données par :

$$\begin{aligned} \tilde{T}_c(z, \omega) &= \frac{\tilde{Q}(\omega)}{\kappa_c k_c} \frac{\sinh[k_c(d-z)] + R \cosh[k_c(d-z)]}{\cosh(k_c d) + R \sinh(k_c d)} \\ \tilde{T}_s(z, \omega) &= \frac{\tilde{Q}(\omega)}{\kappa_s k_s} \frac{e^{-k_s(z-d)}}{\cosh(k_c d) + R \sinh(k_c d)} \end{aligned} \quad (4.6)$$

#### 4.1.2 Généralisation à 3 dimensions

Nous allons maintenant considérer le cas général avec une température tridimensionnelle qui se propage dans toutes les directions de l'espace. L'équation thermique peut être écrite comme suit :

$$\frac{C}{\kappa} \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} - \nabla^2 T(\vec{r}, t) = \frac{Q(t)}{\kappa} \quad (4.7)$$

Dans l'espace de Fourier temporel et spatial, nous définissons  $k_{\perp} = (k_x, k_y)$ .

Nous avons alors :

$$(k^2 + k_{\perp}^2)T - \frac{\partial^2 T(k_{\perp}, \omega)}{\partial z^2} = \frac{\tilde{Q}(\omega)}{\kappa} \quad (4.8)$$

Comme nous l'avons fait pour le modèle unidimensionnel, nous considérons un faisceau laser dont le profil d'intensité est donné par :

$$I(\vec{r}) = \frac{2}{\pi r_0^2} e^{-\frac{2r^2}{r_0^2}} \quad (4.9)$$

Si nous prenons la transformée de Fourier spatiale, nous obtenons alors :

$$I(k_x, k_y) = e^{-\frac{(k_x^2 + k_y^2)r_0^2}{8}} = e^{-\frac{k_{\perp}^2 r_0^2}{8}} \quad (4.10)$$

La chaleur que nous injectons est exprimée par :

$$Q(\omega) = TF_0 \sin(\omega t) f(\vec{r}) \quad (4.11)$$

Où l'expression de  $f(\vec{r})$  dépend du fait que nous injectons une chaleur surfacique (cas du bruit thermoréfractif) ou une chaleur volumique (cas du bruit thermoélastique).

Enfin, l'expression de la chaleur injectée est donnée par :

$$Q(\omega) = e^{-\frac{k_{\perp}^2 r_0^2}{8}} Q_0(\omega) \quad (4.12)$$

Où  $Q_0(\omega) = \beta \lambda \omega T F_0 \sin(\omega t) = \tilde{Q}_{TR}(\omega)$  pour le modèle thermoréfractif. Nous avons explicité le raisonnement pour obtenir cette expression de la chaleur dans le chapitre 2 (section 2.5.4).

Cette expression de  $Q_0$  est déduite de l'expression de la chaleur injectée dans la section

4.1.1. Ce modèle est formellement équivalent au modèle unidimensionnel. Les équations (4.6) sont toujours valables avec les substitutions suivantes :

$$k_{c,s}^2 \rightarrow k_{c,s}^2 + k_{\perp}^2 \left( k_{c,s}^2 = i \frac{C\omega}{\kappa_{c,s}} \right)$$

$$\tilde{q}(\omega) \rightarrow Q(\omega)$$

Le facteur R s'écrit alors  $R = \sqrt{\frac{k_c^2 + k_{\perp}^2}{k_s^2 + k_{\perp}^2}}$

Nous obtenons ensuite la distribution de température pour le modèle thermoréfractif dans le coating et le substrat.

$$\tilde{T}_c^{TR}(z) = \frac{e^{-\frac{k_{\perp}^2 r_0^2}{8}}}{\kappa_c \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2}} \frac{\sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} (d - z) \right] + R \cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} (d - z) \right]}{\cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right]} Q_{TR}(\omega)$$

$$\tilde{T}_s^{TR}(z) = \frac{e^{-\frac{k_{\perp}^2 r_0^2}{8}}}{\kappa_s \sqrt{k_s^2 + k_{\perp}^2}} \frac{e^{-\sqrt{k_s^2 + k_{\perp}^2} (z-d)}}{\cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right]} Q_{TR}(\omega)$$
(4.13)

Nous pouvons maintenant calculer la dissipation. Nous pouvons utiliser pour cela le théorème de Parseval. Pour calculer le gradient, nous devons écrire la transformée de Fourier de la dérivée de la température. Cependant, nous avons une sorte de fonction "hybride" qui dépend en partie des vecteurs d'onde transversaux  $(k_x, k_y)$  et de la coordonnée spatiale  $z$ . Nous calculons dans l'annexe 6.4 le théorème de Parseval en l'adaptant pour une telle fonction.

#### 4.1.2.1 Application du théorème de Parseval pour le calcul du bruit thermoréfractif

Nous voulons à présent calculer la puissance dissipée  $W_{diss}$  dans le modèle thermoréfractif. La puissance dissipée peut être écrite comme :

$$W_{diss} = \frac{\kappa}{T} \int^{(3)} d^3r \langle |\nabla T(k_x, k_y, z)|^2 \rangle$$

$$= \frac{\kappa}{T} \frac{1}{(2\pi)} \int^{(2)} dk_{\perp} dz \left[ |\tilde{T}(k_{\perp}, z)|^2 k_{\perp}^3 + \left| \frac{\partial \tilde{T}}{\partial z}(k_{\perp}, z) \right|^2 k_{\perp} \right]$$
(4.14)

En utilisant la formulation précédente, on peut calculer  $W_{diss}$  dans le revêtement et dans

le substrat, la température dépendant de  $k_{\perp}$  et de  $z$ .

$$W_{diss_{miroir}} = \frac{\kappa_c}{T} \frac{1}{(2\pi)} \int_{coating}^{(2)} dk_{\perp} dz \left[ |\tilde{T}(k_{\perp}, z)|^2 k_{\perp}^3 + \left| \frac{\partial \tilde{T}}{\partial z}(k_{\perp}, z) \right|^2 k_{\perp} \right] \\ + \frac{\kappa_s}{T} \frac{1}{(2\pi)} \int_{substrat}^{(2)} dk_{\perp} dz \left[ |\tilde{T}(k_{\perp}, z)|^2 k_{\perp}^3 + \left| \frac{\partial \tilde{T}}{\partial z}(k_{\perp}, z) \right|^2 k_{\perp} \right] \quad (4.15)$$

En conséquence, on obtient pour la partie coating :

$$W_{diss_{coat}}^{TR} = \frac{1}{(2\pi)\kappa_c T} \int_0^{\infty} \int_0^{z_{coat}} \frac{e^{-\frac{k_{\perp}^2 r_0^2}{4}}}{\left| \cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right] \right|^2} \\ \left( \frac{k_{\perp}^3}{\left| \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} \right|^2} \left| \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} (d - z) \right] + R \cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} (d - z) \right] \right|^2 \right. \\ \left. + k_{\perp} \left| \cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} (d - z) \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} (d - z) \right] \right|^2 \right) \langle Q_{TR}(\omega)^2 \rangle dz dk_{\perp} \quad (4.16)$$

Quant au substrat, nous avons :

$$W_{diss_{subst}}^{TR} = \frac{1}{(2\pi)\kappa_s T} \int_0^{\infty} \int_{z_{coat}}^{\infty} \frac{e^{-\frac{k_{\perp}^2 r_0^2}{4}}}{\left| \cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right] \right|^2} \\ \left| e^{-\sqrt{k_s^2 + k_{\perp}^2} (z-d)} \right|^2 \left[ \frac{k_{\perp}^3}{\left| \sqrt{k_s^2 + k_{\perp}^2} \right|^2} + k_{\perp} \right] \langle Q_{TR}(\omega)^2 \rangle dz dk_{\perp} \quad (4.17)$$

$Q_0(\omega)$  est défini dans l'équation (4.12) et en calculant la moyenne temporelle de  $Q_{TR}$  on a un facteur 1/2 qui sort. Ainsi, nous avons :

$$W_{diss_{coat}}^{TR} = \frac{(\beta\lambda)^2 T F_0^2 \omega^2}{4\pi\kappa_c} \int_0^{\infty} \int_0^{z_{coat}} \frac{e^{-\frac{k_{\perp}^2 r_0^2}{4}}}{\left| \cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right] \right|^2} \\ \left( \frac{k_{\perp}^3}{\left| \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} \right|^2} \left| \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} (d - z) \right] + R \cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} (d - z) \right] \right|^2 \right. \\ \left. + k_{\perp} \left| \cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} (d - z) \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} (d - z) \right] \right|^2 \right) dz dk_{\perp} \quad (4.18)$$

Et pour le substrat :

$$W_{diss_{subst}}^{TR} = \frac{(\beta\lambda)^2 T F_0^2 \omega^2}{4\pi\kappa_s} \int_0^\infty \int_{z_{coat}}^\infty \frac{e^{-\frac{k_\perp^2 r_0^2}{4}}}{\left| \cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_\perp^2} d \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_\perp^2} d \right] \right|^2} \left| e^{-\sqrt{k_s^2 + k_\perp^2} (z-d)} \right|^2 \left[ \frac{k_\perp^3}{|\sqrt{k_s^2 + k_\perp^2}|^2} + k_\perp \right] dz dk_\perp \quad (4.19)$$

### 4.1.3 Cas du bruit thermoélastique

Pour obtenir le modèle du bruit thermoélastique, nous partons de l'équation de diffusion thermique (4.8), avec la condition aux limites :

$$-\kappa_c \frac{\partial T(z, t)}{\partial z} (0) = 0 \quad (4.20)$$

Cela signifie que tout le flux de chaleur est généré dans tout le volume du coating et diffuse dans le substrat. Les conditions aux limites aux interfaces entre le revêtement et le substrat restent les mêmes que dans le modèle thermoréfractif :

$$\begin{aligned} \kappa_c \left( \frac{\partial \tilde{T}_c}{\partial z} \right)_{z=d} &= \kappa_s \left( \frac{\partial \tilde{T}_s}{\partial z} \right)_{z=d} \\ \tilde{T}_c(z)_{z=d} &= \tilde{T}_s(z)_{z=d} \end{aligned} \quad (4.21)$$

La solution de l'équation de la chaleur dans le coating multicouches et dans le substrat est donnée par :

$$\begin{aligned} \tilde{T}_c(z, \omega) &= A' e^{k_c z} + B' e^{-k_c z} + \frac{Q(\omega)}{\kappa_c k_c} \\ \tilde{T}_s(z, \omega) &= B'_s e^{k_s (z-d)} \end{aligned} \quad (4.22)$$

Avec  $\frac{Q(\omega)}{\kappa_c k_c}$  la solution particulière à l'équation de la chaleur.

A partir des conditions aux limites, on peut alors déterminer les coefficients de la solution générale dans le coating et le substrat :

$$\begin{aligned} A' = B' &= \frac{\frac{\tilde{Q}(\omega)}{\kappa_c k_c}}{\cosh(k_c d) + R \sinh(k_c d)} \\ B'_s &= \frac{\frac{\tilde{Q}(\omega)}{\kappa_c k_c} R \sinh(k_c d)}{\cosh(k_c d) + R \sinh(k_c d)} e^{-k_s (z-d)} \end{aligned}$$

On peut alors obtenir la dérivée de la température à la surface du coating. En résolvant l'équation de la chaleur comme dans le cas du bruit thermoréfractif, on peut écrire la distribution de la température dans le revêtement et le substrat :

$$\begin{aligned}\tilde{T}_c(z) &= \frac{\tilde{Q}(\omega)}{\kappa_c k_c^2} \left[ 1 - \frac{\cosh(k_c z)}{\cosh(k_c d) + R \sinh(k_c d)} \right] \\ \tilde{T}_s(z) &= \frac{\tilde{Q}(\omega)}{\kappa_c k_c^2} \frac{R \sinh(k_c d)}{\cosh(k_c d) + R \sinh(k_c d)} e^{-k_s(z-d)}\end{aligned}\quad (4.23)$$

Après cela, nous pouvons construire le modèle 3D comme pour le bruit thermoréfractif. L'expression de la chaleur injectée est la même que (4.12).

$$Q(\omega) = e^{-\frac{k_{\perp}^2 r_0^2}{8}} Q_0(\omega) \quad (4.24)$$

Avec cette fois-ci,  $Q_0(\omega) = \alpha \omega T F_0 \sin(\omega t) = \tilde{Q}_{TE}(\omega)$ .

Par conséquent, l'expression des températures est donnée par :

$$\begin{aligned}\tilde{T}_c^{TE}(z) &= \frac{e^{-\frac{k_{\perp}^2 r_0^2}{8}}}{\kappa_c (k_c^2 + k_{\perp}^2)} \left[ 1 - \frac{\cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} z \right]}{\cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right]} \right] Q_{TE}(\omega) \\ \tilde{T}_s^{TE}(z) &= \frac{e^{-\frac{k_{\perp}^2 r_0^2}{8}}}{\kappa_c (k_c^2 + k_{\perp}^2)} \frac{R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right]}{\cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right]} e^{-\sqrt{k_s^2 + k_{\perp}^2} (z-d)} Q_{TE}(\omega)\end{aligned}\quad (4.25)$$

De là, avec l'équation (4.14) et en appliquant le théorème de Parseval comme pour le bruit thermoréfractif, on obtient :

$$\begin{aligned}W_{disscoat}^{TE} &= \frac{T F_0^2 \alpha^2 \omega^2}{4\pi \kappa_c} \int_0^{\infty} \int_0^{z_{coat}} \frac{e^{-\frac{k_{\perp}^2 r_0^2}{4}}}{|k_c^2 + k_{\perp}^2|^2} \left[ k_{\perp}^3 \left| 1 - \frac{\cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} z \right]}{\cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right]} \right|^2 \right. \\ &\quad \left. + k_{\perp} \left| \frac{\sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} z \right]}{\cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right]} \right|^2 \right] dz dk_{\perp}\end{aligned}\quad (4.26)$$

Et pour la partie substrat :

$$W_{diss_{subst}}^{TE} = \frac{\kappa_s T F_0^2 \alpha^2 \omega^2}{4\pi \kappa_c^2} \int_0^\infty \int_{z_{coat}}^\infty e^{-\frac{k_\perp^2 r_0^2}{4}} \left| \frac{R \sinh [\sqrt{k_c^2 + k_\perp^2} d]}{\cosh [\sqrt{k_c^2 + k_\perp^2} d] + R \sinh [\sqrt{k_c^2 + k_\perp^2} d]} \right|^2 \left| e^{-\sqrt{k_s^2 + k_\perp^2} (z-d)} \right|^2 \left[ \frac{k_\perp |\sqrt{k_s^2 + k_\perp^2}|^2 + k_\perp^3}{|k_c^2 + k_\perp^2|^2} \right] dz dk_\perp \quad (4.27)$$

Enfin, on obtient la densité spectrale pour le modèle de bruit thermoréfractif et thermoélastique à partir de l'équation (2.29) que nous comparons au modèle adiabatique [35, 65]:

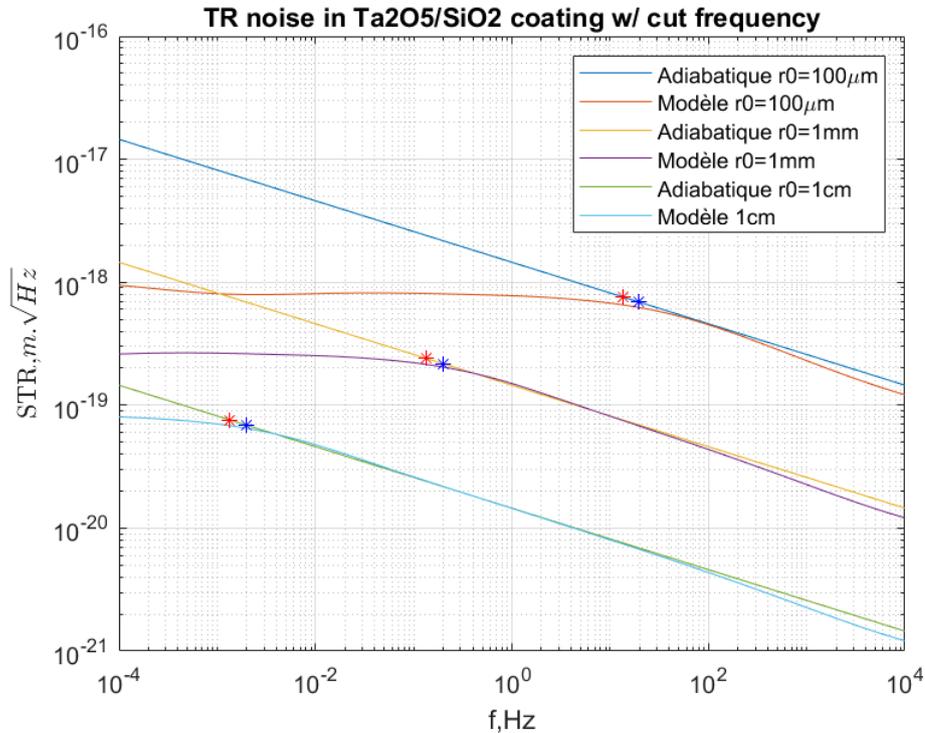
$$\begin{aligned} S_{TR} &= \frac{8k_B T}{\omega^2 F_0^2} \left( W_{diss_{coat}}^{TR} + W_{diss_{subst}}^{TR} \right) \\ S_{TE} &= \frac{8k_B T}{\omega^2 F_0^2} \left( W_{diss_{coat}}^{TE} + W_{diss_{subst}}^{TE} \right) \end{aligned} \quad (4.28)$$

#### 4.1.3.1 Tracé du spectre du bruit thermique sur Matlab

Nous avons implémenté la fonction qui donne la dissipation de puissance dans le miroir et le calcul de la densité spectrale des bruits thermiques à l'aide de Matlab et nous comparons les courbes obtenues avec les formules établies par [35, 65].

Les densités spectrales du bruit thermique ont été calculées pour les deux types de revêtements que nous avons présenté dans le chapitre précédent. Un revêtement amorphe composé de couches alternées de tantale ( $Ta_2O_5$ ) et de silice ( $SiO_2$ ) et un revêtement cristallin composé de couches alternées d'AlGaAs et de GaAs. Nous considérons un coating composé d'une seule couche dont l'épaisseur est égale à celle du vrai coating multicouches (6 $\mu$ m). Les propriétés thermiques seront les propriétés moyennes telles que définies dans la section 3.3.

Si nous essayons de tracer le bruit thermoréfractif dans le coating amorphe pour différentes tailles de faisceaux, nous obtenons la figure 4.1 :



**Figure 4.1:** Bruit thermoréfractif dans le coating amorphe pour différentes tailles de faisceaux. Les étoiles bleues correspondent à la fréquence de coupe du coating. Les étoiles rouges sur le graphique indiquent ces fréquences de coupe quand on considère les paramètres thermiques du substrat.

On peut observer plusieurs régimes de fréquences :

- Tout d'abord, à basse fréquence, les courbes du bruit thermoréfractif établi par notre modèle tendent à s'éloigner du modèle adiabatique. Le bruit thermoréfractif du miroir est dominé par le bruit thermoréfractif du substrat. A basse fréquence, c'est la diffusion de la chaleur dans le substrat qui compte. En effet, lorsque la fréquence diminue, la longueur de diffusion thermique  $l_{th}$  va augmenter, et tout se passe comme si le coating était une couche mince très fine qui est ignorée par la chaleur, qui se propage essentiellement dans le substrat.

Les courbes de notre modèle présentent donc une fréquence de coupure  $\omega_c$  donnée par :

$$f = \frac{1}{2\pi} \frac{\kappa}{Cr_0^2} \quad (4.29)$$

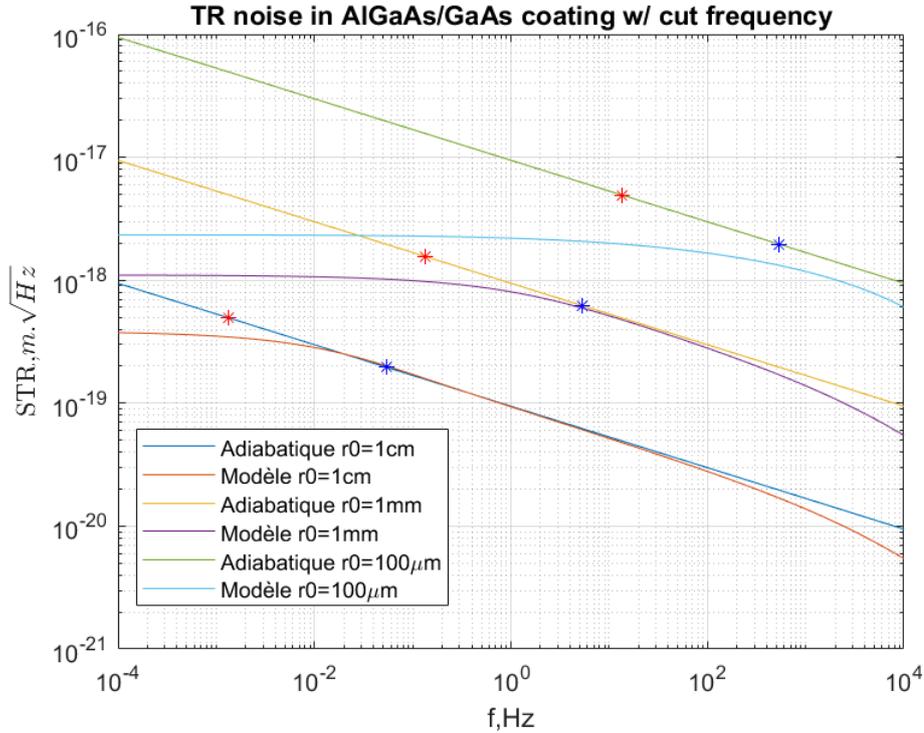
En dessous de cette fréquence, le modèle adiabatique n'est alors plus valable car la longueur de diffusion thermique devient comparable à la taille du faisceau. La propagation de la chaleur se fait dans les trois directions de l'espace et pas seulement dans une seule direction, créant cet effet de filtrage.

- Ensuite lorsque la fréquence augmente, c'est le contraire : la longueur de diffusion thermique dans le substrat devient de plus en plus petite. Lorsqu'elle devient du même ordre de grandeur que l'épaisseur du coating, ce dernier ne peut plus être ignoré. Le coating agit comme un filtre réduisant l'impact des fluctuations thermodynamiques dans le substrat à la surface du coating. Cela provoque donc un autre effet de masquage qui se traduit par un décrochage du bruit à haute fréquence par rapport au modèle adiabatique.

- Enfin, au-delà de 1 kHz, on observe que le bruit thermoréfractif établi par notre modèle suit de nouveau le modèle adiabatique à un niveau légèrement inférieur. A ce moment, le bruit n'est généré que dans la monocouche du coating. On peut vérifier cela en calculant le bruit thermoréfractif dans le miroir avec les paramètres du coating, on retrouve le niveau du bruit à hautes fréquences.

Une autre manière de le voir est que lorsque l'on augmente la fréquence de la chaleur injectée, l'onde thermique qui se propage oscille de plus en plus rapidement. Le température augmente alors dans le coating mais avec un certain retard car elle n'arrive plus à suivre la propagation de la chaleur. Ainsi à haute fréquence, l'onde thermique demeure de plus en plus confinée dans le coating créant ce filtrage. Par conséquent, la température à l'interface coating/substrat augmente plus lentement. Le gradient de température et donc la dissipation de la chaleur dans le substrat devient constante avec la fréquence. Donc le bruit thermique diminue avec la fréquence car il évolue en  $1/\omega^2$  (équation 4.28).

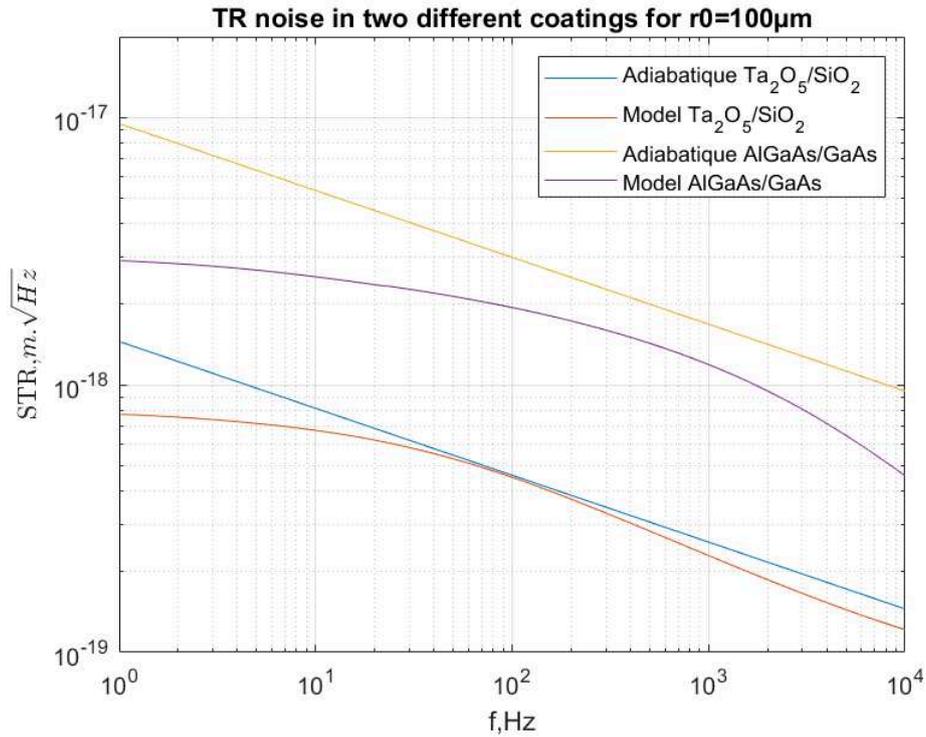
Si nous nous intéressons au bruit thermoréfractif du coating cristallin pour plusieurs tailles de faisceaux nous avons la figure 4.2.



**Figure 4.2:** Bruit thermoréfractif dans le coating cristallin pour différentes tailles de faisceaux. Les étoiles bleues correspondent à la fréquence de coupure du coating. Les étoiles rouges sur le graphique indiquent ces fréquences de coupure quand on considère les paramètres thermiques du substrat.

On peut observer que la fréquence de coupure à basse fréquence intervient plus tôt (à une fréquence plus élevée). Les coatings cristallins ayant une plus grande conductivité que les coatings amorphes mais une capacité thermique comparable, ils contribuent davantage à augmenter la longueur thermique globale du miroir. En revanche, la fréquence de coupure à haute fréquence est comparable étant donné que dans ce cas c'est la capacité thermique du coating qui compte. Néanmoins, la diminution du bruit est plus importante pour le coating cristallin à cause du plus faible bruit thermoréfractif quand les fluctuations thermique sont confiné dans le coating. Le rapport  $\frac{\kappa}{C}$  est plus important dans les matériaux cristallins, d'où une fréquence de coupure plus élevée que dans le coating amorphe.

Si on veut s'intéresser de plus près au bruit thermoréfractif dans les deux coatings pour un faisceau de 100  $\mu\text{m}$  on a la figure 4.3 :



**Figure 4.3:** Bruit thermoréfractif dans différents coatings comparés. Le modèle développé ici est comparé au modèle adiabatique pour les deux types de coatings considérés et pour un faisceau de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre.

Nous observons bien ces deux aspects, d'une part l'effet de filtrage à basse fréquence dû à la contribution du substrat et l'effet de filtrage à haute fréquence dû à la contribution du coating.

Nous voulons maintenant comparer notre approche avec celle du modèle adiabatique dans le cas du bruit thermoélastique, nous obtenons les figures 4.4, 4.5 et 4.6 :

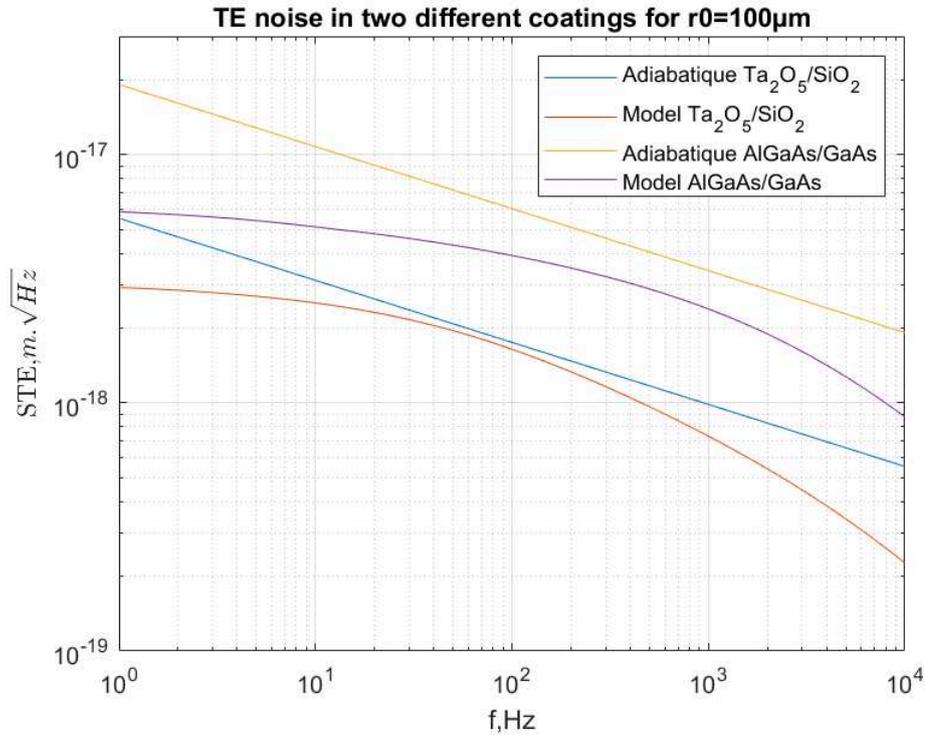


Figure 4.4: Comparaison du bruit thermoélastique dans deux types de coatings.

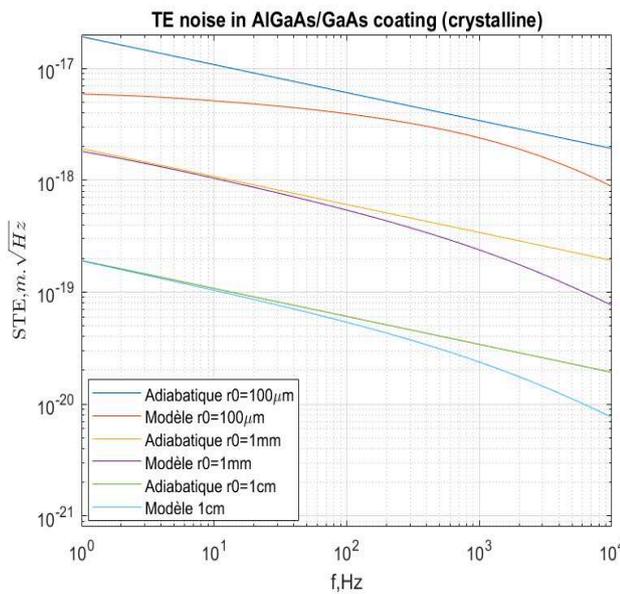


Figure 4.5: Bruit thermoélastique dans un coating cristallin pour différents  $r_0$ .

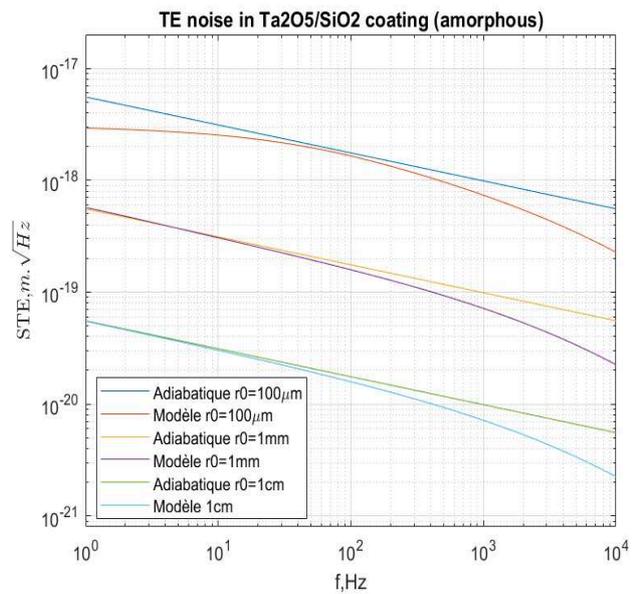


Figure 4.6: Bruit thermoélastique dans un coating amorphe pour différents  $r_0$ .

On observe de même pour le bruit thermoréfractif un décalage avec le modèle adiabatique à basse fréquence.

Pour le bruit thermoélastique dans le coating amorphe, l'effet du décrochage à haute fréquence est plus visible. Cela provient du fait que le bruit thermoréfractif est issu de l'effet de la propagation de la chaleur dans les premières couches du coating proches de la surface. Seules ces premières couches contribuent à cet effet alors que pour le bruit thermoélastique, la propagation de la chaleur se fait dans tout le volume du coating et à haute fréquence l'impact sur la dissipation de la chaleur est donc plus importante.

#### 4.1.4 Étude du bruit thermique avec les modes d'ordre supérieurs du laser

Jusqu'à présent, nous avons construit le modèle en supposant que le laser utilisé est accordé dans le mode gaussien classique. Dans cette section, nous voulons explorer les modes d'ordre supérieur et étudier l'impact sur les bruits thermiques. Comme l'effet mécanique des bruits thermiques est la déformation de la surface du miroir, selon la forme du faisceau qui sonde la surface du miroir, il ne verra pas les mêmes déformations, donc pas les mêmes bruits thermiques.

L'article de Gras et al. [45] présente un montage qui vise à faire une mesure directe du bruit thermique dans un coating Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub>. Le laser qu'ils ont utilisé était accordé sur les modes électromagnétiques transverses TEM<sub>02</sub> et TEM<sub>20</sub> d'une cavité dont un des miroirs est le miroir dont on souhaite mesurer le bruit thermique. Pour ce faire, les modes sont focalisés sur le miroir étudié de façon à maximiser l'effet de son bruit thermique. Le faisceau a donc un rayon assez petit d'environ 50 µm. Ils ont particulièrement étudié le bruit brownien dans le miroir en explorant le battement entre les deux modes qui est sensible à la déformation mécanique induite par le bruit thermique.

Afin de pouvoir réaliser expérimentalement la mesure des bruits thermiques dans les coatings, nous souhaitons reprendre le montage de l'article [45]. Il est donc important d'intégrer dans notre modèle l'évolution du bruit thermique dans le cas où le laser est accordé dans les modes d'ordre supérieurs.

Nous utilisons les modes TEM<sub>20</sub> et TEM<sub>02</sub> pour explorer les bruits thermoréfractifs et thermoélastiques. Dans notre modèle, le paramètre de mode du faisceau laser est dans le facteur de forme  $q(\vec{r})$  qui dépend du profil d'intensité du faisceau laser. Pour obtenir le bruit thermique, il faut remplacer l'expression du profil d'intensité lumineuse avec un faisceau dans le mode gaussien (0,0) par l'expression de l'intensité pour les modes (2,0) et (0,2). Le calcul mathématique est donné dans l'annexe 6.4.

#### 4.1.4.1 Expression de la puissance dissipée avec les modes d'ordre supérieur du laser pour le modèle thermoréfractif

Nous voulons maintenant exprimer la puissance dissipée résultant d'une source de chaleur injectée à la surface du miroir avec un laser accordé en mode (0,2) et (2,0).

Dans l'expérience de Gras et al., ils réalisent l'injection de deux sources laser, l'une dans le mode transversal (0,2) et l'autre dans le mode (2,0). La superposition de ces deux modes résulte en un signal  $E_{02/20}$  produit par le couplage du déplacement de la surface du miroir avec la différence des modes transversaux exprimée par :

$$\int |\Psi_{02}|^2 d\vec{r} - \int |\Psi_{20}|^2 d\vec{r}$$

avec  $|\Psi|^2$  l'intensité de la lumière.

On peut en déduire le facteur de forme du bruit thermoréfractif et thermoélastique :

$$\begin{aligned} q_{TR_{HOM}} &= \beta\lambda (|\Psi_{02}(k_x, k_y)|^2 - |\Psi_{20}(k_x, k_y)|^2) \\ q_{TE_{HOM}} &= \alpha (|\Psi_{02}(k_x, k_y)|^2 - |\Psi_{20}(k_x, k_y)|^2) \end{aligned} \quad (4.30)$$

Où  $|\Psi(k_x, k_y)|^2$  est la transformée de Fourier de l'intensité des modes 02/20 donnée par les équations (6.14) et (6.15). Avec l'expression calculée dans l'annexe 6.4, nous obtenons :

$$\begin{aligned} |\Psi_{02/20}(k_x, k_y)|^2 &= \frac{1}{8} e^{-\frac{(k_x^2 + k_y^2)r_0^2}{8}} \left[ (k_y^4 - k_x^4) \frac{r_0^4}{4} - 4(k_y^2 - k_x^2)r_0^2 \right] \\ &= \frac{1}{8} e^{-\frac{(k_x^2 + k_y^2)r_0^2}{8}} (k_y^2 - k_x^2) \left[ (k_y^2 + k_x^2) \frac{r_0^4}{4} - 4r_0^2 \right] \end{aligned} \quad (4.31)$$

Maintenant, si nous voulons calculer la puissance dissipée, nous allons exprimer la distribution de la température dans le revêtement et dans le substrat pour le modèle thermoréfractif. Ces expressions seront très similaires aux expressions dans le cas d'un faisceau gaussien. La principale différence sera l'expression de l'intensité et le fait que nous ne pouvons plus utiliser le vecteur  $k_{\perp}$  car il n'y a plus de symétrie cylindrique et nous avons des termes  $k_x$  et  $k_y$  dans la transformée de Fourier de l'intensité.

Écrivons les distributions de température :

$$\begin{aligned}\tilde{T}_{CHOM}^{TR}(z) &= \frac{e^{-\frac{(k_x^2+k_y^2)r_0^2}{8}} \left[ (k_y^4 - k_x^4) \frac{r_0^4}{4} - 4(k_y^2 - k_x^2)r_0^2 \right]}{8\kappa_c \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2}} \\ &\quad \frac{\sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2}(d-z) \right] + R \cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2}(d-z) \right]}{\cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2}d \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2}d \right]} Q_{TR}(\omega) \\ \tilde{T}_{SHOM}^{TR}(z) &= \frac{e^{-\frac{(k_x^2+k_y^2)r_0^2}{8}} \left[ (k_y^4 - k_x^4) \frac{r_0^4}{4} - 4(k_y^2 - k_x^2)r_0^2 \right]}{8\kappa_s \sqrt{k_s^2 + k_x^2 + k_y^2}} \\ &\quad \frac{e^{-\sqrt{k_s^2+k_x^2+k_y^2}(d-z)}}{\cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2}d \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2}d \right]} Q_{TR}(\omega)\end{aligned}$$

Ensuite, nous appliquons le théorème de Parseval pour une fonction dépendante de  $(k_x, k_y, z)$  comme nous l'avons établi dans la section 4.3.1. Mais comme nous ne pouvons pas utiliser  $k_\perp$ , nous devons utiliser la formule de l'équation (4.14) :

$$W_{diss} = \frac{\kappa}{T} \int (\nabla T(k_x, k_y, z))^2 dk_x dk_y dz = \frac{\kappa}{T} \frac{1}{2\pi^2} \int^{(3)} dk_x dk_y dz \left[ |\tilde{T}(k_x, k_y, z)|^2 (k_x^2 + k_y^2) + \left| \frac{\partial \tilde{T}}{\partial z}(k_x, k_y, z) \right|^2 \right]$$

A partir de là, nous pouvons formuler l'expression de la puissance dissipée du modèle thermoréfractif :

$$\begin{aligned}W_{diss_{coatHOM}}^{TR} &= \frac{(\beta\lambda)^2 T F_0^2 \omega^2}{4\pi^2 \kappa_c 8^2} \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^{z_{coat}} \frac{e^{-\frac{(k_x^2+k_y^2)r_0^2}{4}} \left[ (k_y^2 - k_x^2) \left[ (k_y^2 + k_x^2) \frac{r_0^4}{4} - 4r_0^2 \right] \right]^2}{\left| \cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2}d \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2}d \right] \right|^2} \\ &\quad \left( \frac{k_x^2 + k_y^2}{\left| \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2} \right|^2} \left| \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2}(d-z) \right] + R \cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2}(d-z) \right] \right|^2 \right. \\ &\quad \left. + \left| \cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2}(d-z) \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2}(d-z) \right] \right|^2 \right) dz dk_x dk_y \\ W_{diss_{substHOM}}^{TR} &= \frac{(\beta\lambda)^2 T F_0^2 \omega^2}{4\pi^2 \kappa_s 8^2} \int_0^\infty \int_0^\infty \int_{z_{coat}}^\infty \frac{e^{-\frac{(k_x^2+k_y^2)r_0^2}{4}} \left[ (k_y^2 - k_x^2) \left[ (k_y^2 + k_x^2) \frac{r_0^4}{4} - 4r_0^2 \right] \right]^2}{\left| \cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2}d \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2}d \right] \right|^2} \\ &\quad \left| \exp \left[ -\sqrt{k_s^2 + k_x^2 + k_y^2}(z-d) \right] \right|^2 \left[ \frac{(k_x^2 + k_y^2)}{\left| \sqrt{k_s^2 + k_x^2 + k_y^2} \right|^2} + 1 \right] dz dk_x dk_y\end{aligned}$$

#### 4.1.5 Résultats pour le modèle thermoélastique

Le modèle mathématique du bruit thermoélastique est similaire à celui du bruit thermoréfractif. Nous avons l'expression des distributions de température :

$$\begin{aligned} \tilde{T}_{CHOM}^{TE}(z) &= \frac{e^{-\frac{(k_x^2+k_y^2)r_0^2}{8}} \left[ (k_y^4 - k_x^4) \frac{r_0^4}{4} - 4(k_y^2 - k_x^2)r_0^2 \right]}{8\kappa_c(k_c^2 + k_x^2 + k_y^2)} \\ &\quad \left[ 1 - \frac{\cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_\perp^2} z \right]}{\cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2} d \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2} d \right]} \right] Q_{TE}(\omega) \\ \tilde{T}_{sHOM}^{TE}(z) &= \frac{e^{-\frac{(k_x^2+k_y^2)r_0^2}{8}} \left[ (k_y^4 - k_x^4) \frac{r_0^4}{4} - 4(k_y^2 - k_x^2)r_0^2 \right]}{8\kappa_c(k_c^2 + k_x^2 + k_y^2)} \\ &\quad \frac{R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2} d \right]}{\cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2} d \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2} d \right]} e^{-\sqrt{k_s^2+k_x^2+k_y^2}(z-d)} Q_{TE}(\omega) \end{aligned}$$

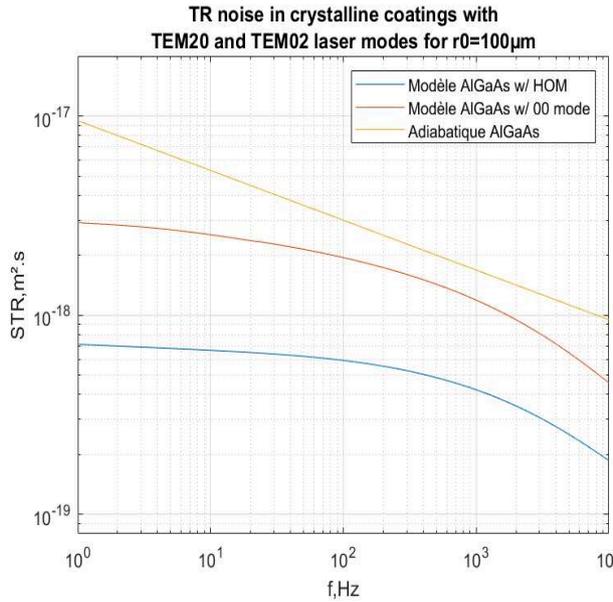
Après avoir appliqué le théorème de Parseval, on obtient la puissance dissipée :

$$\begin{aligned} W_{disscoat}^{TE} &= \frac{TF_0^2 \alpha^2 \omega^2}{2\kappa_c 8^2} \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^{z_{coat}} \frac{e^{-\frac{(k_x^2+k_y^2)r_0^2}{4}} \left[ (k_y^2 - k_x^2) \left[ (k_y^2 + k_x^2) \frac{r_0^4}{4} - 4r_0^2 \right] \right]^2}{|k_c^2 + k_x^2 + k_y^2|^2} \\ &\quad \left[ (k_x^2 + k_y^2) \left| 1 - \frac{\cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2} z \right]}{\cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2} d \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2} d \right]} \right|^2 \right. \\ &\quad \left. + \left| \frac{\sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2} \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2} z \right]}{\cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2} d \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2} d \right]} \right|^2 \right] dz dk_x dk_y \\ W_{disssubst}^{TE} &= \frac{\kappa_s TF_0^2 \alpha^2 \omega^2}{2\kappa_c^2 8^2} \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^{z_{coat}} \frac{e^{-\frac{(k_x^2+k_y^2)r_0^2}{4}} \left[ (k_y^2 - k_x^2) \left[ (k_y^2 + k_x^2) \frac{r_0^4}{4} - 4r_0^2 \right] \right]^2}{\left| \frac{R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2} d \right] e^{-\sqrt{k_s^2+k_x^2+k_y^2}(z-d)}}{\cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2} d \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_x^2 + k_y^2} d \right]} \right|^2} \\ &\quad \left[ \frac{\left| \sqrt{k_s^2 + k_x^2 + k_y^2} \right|^2 + (k_x^2 + k_y^2)}{|k_c^2 + k_x^2 + k_y^2|^2} \right] dz dk_x dk_y \end{aligned}$$

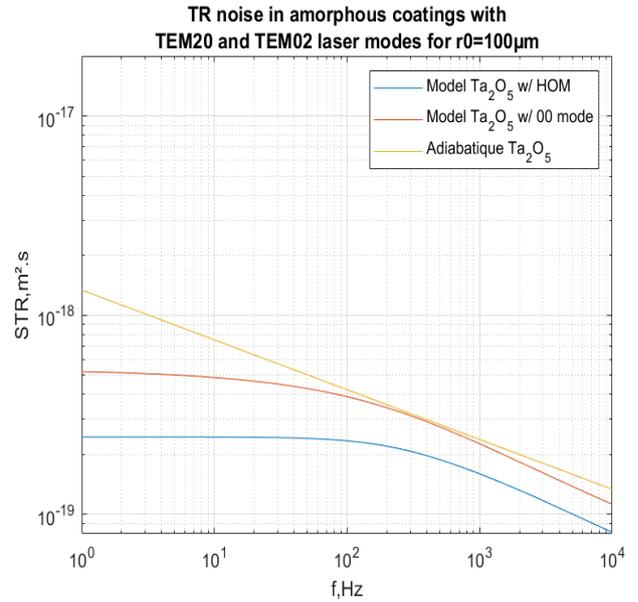
#### 4.1.5.1 Courbes de spectre des bruits thermoréfractif et thermoélastique avec les modes d'ordre supérieurs

À partir des expressions de la dissipation, la densité spectrale du bruit thermoélastique et thermoréfractif est calculée comme la section précédente avec l'équation (4.28).

Nous avons tracé le bruit thermoréfractif et thermoélastique du coating éclairé par un laser TEM en mode (0,2) et (2,0) dans deux types de miroir revêtu : revêtement cristallin (AlGaAs) et revêtement amorphe (TaSiO<sub>2</sub>). Nous l'avons comparé au bruit avec un laser en mode gaussien.

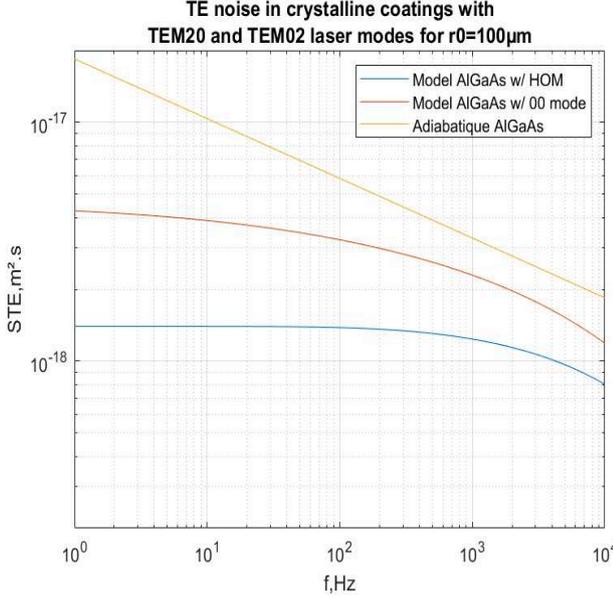


**Figure 4.7:** Bruit TR avec modes (2,0) et (0,2) comparé au bruit TR avec faisceau gaussien dans le coating cristallin.

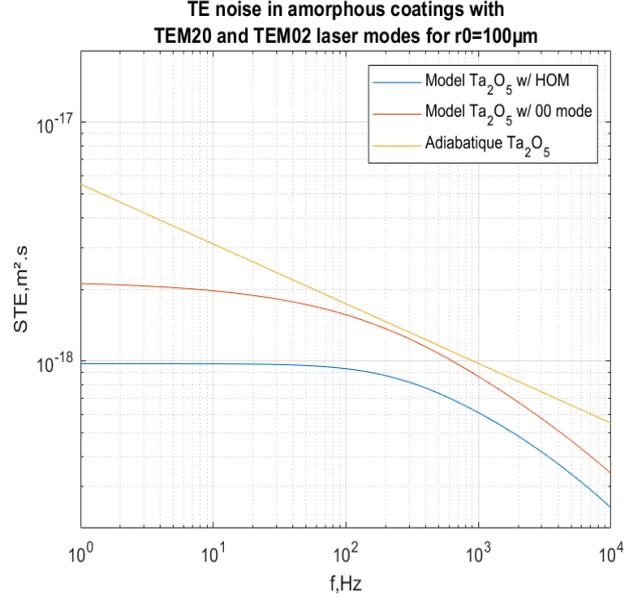


**Figure 4.8:** Bruit TR avec modes (2,0) et (0,2) comparé au bruit TR avec faisceau gaussien dans le coating amorphe.

On peut observer ici que le bruit est beaucoup plus faible avec les modes TEM. Comme la forme du profil du faisceau laser est différente, les zones explorées de la surface du miroir sont différentes et le faisceau laser est plus ou moins sensible aux autres modes de déformation de la surface du miroir.



**Figure 4.9:** Bruit TE avec modes (2,0) et (0,2) comparé au bruit TE avec faisceau gaussien dans le coating cristallin.



**Figure 4.10:** Bruit TE avec modes 20 et 02 comparé au bruit TE avec faisceau gaussien dans le coating amorphe.

#### 4.1.6 Application du modèle au bruit thermo-optique

Avec la démonstration de la corrélation des bruits thermoélastique et thermoréfractif pour donner le bruit thermo-optique que nous avons établie au chapitre 2, nous pouvons aisément obtenir l'expression de ce bruit avec notre modèle. A partir de la distribution de température induite par les deux bruits, nous additionnons les distributions et nous obtenons :

$$\begin{aligned}
 \tilde{T}_c^{TO}(z) &= \frac{e^{-\frac{k_{\perp}^2 r_0^2}{8}}}{\kappa_c \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2}} \frac{\sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} (d - z) \right] + R \cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} (d - z) \right]}{\cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right]} Q_{TR}(\omega) \\
 &+ \frac{e^{-\frac{k_{\perp}^2 r_0^2}{8}}}{\kappa_c (k_c^2 + k_{\perp}^2)} \left[ 1 - \frac{\cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} z \right]}{\cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right]} \right] Q_{TE}(\omega) \\
 \tilde{T}_s^{TO}(z) &= \frac{e^{-\frac{k_{\perp}^2 r_0^2}{8}}}{\kappa_s \sqrt{k_s^2 + k_{\perp}^2}} \frac{e^{-\sqrt{k_s^2 + k_{\perp}^2} (z-d)}}{\cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right]} Q_{TR}(\omega) \\
 &+ \frac{e^{-\frac{k_{\perp}^2 r_0^2}{8}}}{\kappa_c (k_c^2 + k_{\perp}^2)} \frac{R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right]}{\cosh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right] + R \sinh \left[ \sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2} d \right]} e^{-\sqrt{k_s^2 + k_{\perp}^2} (z-d)} Q_{TE}(\omega)
 \end{aligned} \tag{4.32}$$

On rappelle ici que les facteurs  $QTE(\omega) = \alpha\omega TF_0$  et  $QTR(\omega) = \beta\lambda\omega TF_0$ .

Une fois la distribution de la température obtenue, nous pouvons calculer la puissance dissipée. A partir de l'équation (4.14) nous avons :

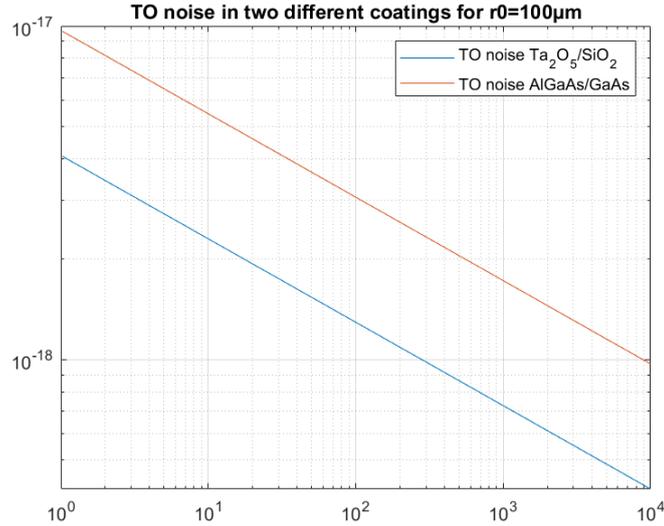
$$W_{diss}^{TO} = \frac{\kappa}{T} \frac{1}{(2\pi)} \int^{(2)} dk_{\perp} dz \left[ |\tilde{T}^{TO}(k_{\perp}, z)|^2 k_{\perp}^3 + \left| \frac{\partial \tilde{T}^{TO}}{\partial z}(k_{\perp}, z) \right|^2 k_{\perp} \right] \quad (4.33)$$

Nous obtenons finalement la densité spectrale pour le modèle de bruit thermo-optique :

$$S_{TO} = \frac{8k_B T}{\omega^2 F_0^2} \left( W_{diss_{coat}}^{TO} + W_{diss_{subst}}^{TO} \right) \quad (4.34)$$

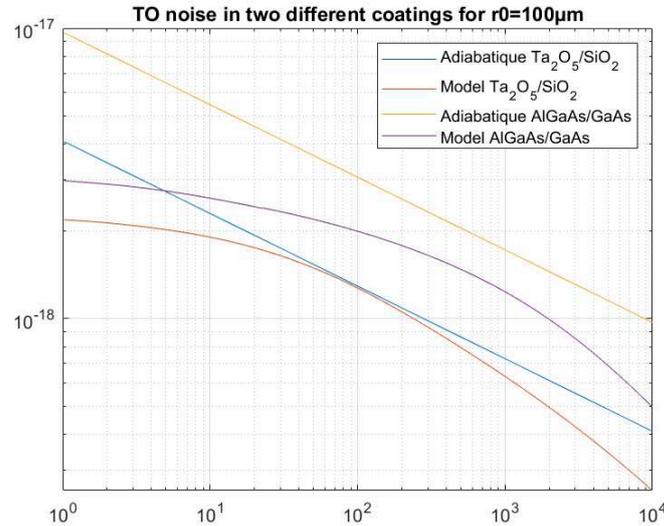
#### 4.1.7 Spectre du bruit thermo-optique sur Matlab

Comme pour les bruits thermoréfractif et thermoélastique, nous avons implémenté la densité spectrale du bruit thermo-optique et l'avons comparée au modèle de [35]. Nous avons pris les deux mêmes types de revêtements : revêtement amorphe  $Ta_2O_5/SiO_2$  et revêtement cristallin AlGaAs/GaAs. Nous avons tracé la courbe correspondant au modèle adiabatique dans le chapitre 2 (voir la figure 4.11).



**Figure 4.11:** Comparaison du bruit thermo-optique de l'approximation adiabatique dans le coating amorphe et cristallin pour un faisceau laser de diamètre de 100µm.

Nous avons ensuite le tracé de notre modèle pour une taille de faisceau  $r_0 = 0.1mm$  que nous comparons au modèle adiabatique donné par la figure 4.12.



**Figure 4.12:** Comparaison du modèle du bruit thermo-optique dans un coating épais amorphe et cristallin au modèle adiabatique pour un faisceau laser de diamètre de 100µm.

Nous retrouvons donc ce décrochage à basse et haute fréquences dues aux approximations qui ne sont plus valables dans ces domaines pour des faisceaux laser de petite taille et pour un coating assimilé à une monocouche avec des paramètres moyennés. Il nous faut compléter le modèle en prenant en compte la structure réelle du coating.

## 4.2 Construction du modèle de bruit thermo-optique pour un coating multicouches

Le modèle construit jusqu'à présent considérait que le miroir était constitué de deux blocs : un revêtement constitué d'une monocouche et un substrat. Cette approche convenait bien pour un faisceau de grande taille où la contribution des couches n'était pas déterminante sur le spectre du bruit thermo-optique. Cependant, comme nous avons déjà pu le remarquer dans la section 4.1, le comportement du bruit à basse et haute fréquences diffère basé sur l'approximation adiabatique quand le faisceau est plus petit. En effet, quand on considère des tailles de faisceaux plus petits, l'approximation adiabatique n'est plus valable et la contribution des couches va jouer sur la propagation de la chaleur et donc la génération de bruit thermo-optique.

Le but de cette section est d'explorer le bruit thermique dans le miroir en tenant compte de la contribution de chaque couche du revêtement.

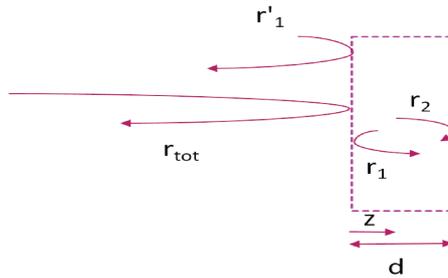
### 4.2.1 Calcul du facteur de forme dans un coating multicouches

Les couches qui constituent le revêtement sont constituées de deux matériaux aux indices de réfraction différents. Elles alternent entre un matériau à haut indice (couches H) et un matériau à faible indice (couches L).

Si nous assimilons chaque couche du coating à une cavité aux parois réfléchissantes, nous devons avant de calculer la chaleur dissipée dans le coating, comprendre comment le champ de la lumière se propage à travers des cavités en série.

#### 4.2.1.1 Calcul de la réflexion du champ optique dans une cavité

Supposons une cavité optique dans laquelle une onde lumineuse se réfléchit telle que représenté à la figure 4.2.1.1.



Avec  $r_1$  et  $r_2$  les coefficients de réflexion et de transmission des parois 1 et 2 respectivement dans la cavité et  $r'_1$  le coefficient de réflexion de la paroi 1 vers la source incidente. On note  $r_{tot}$  le coefficient de réflexion total,  $\phi$  la phase aller-retour et  $d_{opt} = nd$  la largeur optique,  $n$  étant l'indice de réfraction du matériau de la cavité.

Si l'on considère maintenant un empilement de couches minces quart d'ondes on a :

$$\begin{aligned} r'_1 &= -r_1 \text{ lorsque l'on a un nombre pair de couches} \\ r'_1 &= r_1 \text{ lorsque l'on a un nombre impair de couches} \end{aligned} \quad (4.35)$$

Par conséquent,

$$r_{tot} = \pm \frac{r_1 - r_2 \exp(-i\phi)}{1 - r_1 r_2 \exp(-i\phi)} \quad (4.36)$$

Le signe '+' correspond au cas où le nombre de couches est impair et le signe '-' correspond au cas où le nombre de couches est pair.

Si on considère maintenant une cavité de longueur  $L = \frac{\lambda}{4} + \delta L$  avec  $\delta L$  les fluctuations de

la longueur de la cavité, on a :

$$\begin{aligned} \phi &= \bar{\phi} + \delta\phi & \bar{\phi} &= \pi \\ d_{opt} &= \bar{d}_{opt} + \delta d_{opt} & \bar{d}_{opt} &= \frac{\lambda_{vac}}{4} \end{aligned} \quad (4.37)$$

En définissant  $r_{tot}^- = \pm \frac{r_1+r_2}{1+r_1r_2}$ , on obtient :

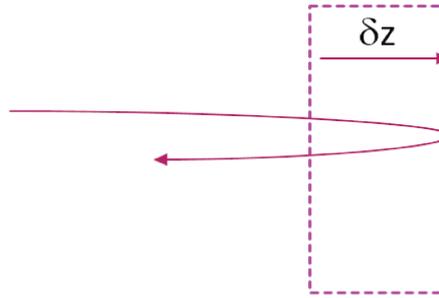
$$r_{tot} \simeq r_{tot}^- [1 + iR\delta\phi] \quad (4.38)$$

Avec  $R = \frac{r_2(r_1^2-1)}{(r_1+r_2)(1+r_1r_2)}$

Puisque nous explorons l'impact du bruit thermique sur le déplacement  $\delta z$  de la surface du miroir (dans notre cas de la surface de la cavité), comparons à présent les réflexions de champ optique en prenant en compte un déplacement infinitésimal d'une des surfaces de la cavité le long de l'axe  $z$ .

#### 4.2.1.2 Comparaison avec le champ réfléchi sur une surface qui se déplace

Du fait des changements locaux de température dans chaque couche, son indice change avec l'effet thermoréfractif ce qui équivaut à un déplacement de la surface de la cavité représentant la couche du coating.



Pour un déplacement  $\delta z$  de la paroi, calculons le déplacement optique "effectif"  $\delta z_{opt}$  : La propagation du champ est notée  $\alpha e^{-ikz}$ . Le champ réfléchi s'écrit comme suit :

$$e^{-2ik\delta z} = e^{-i\frac{4\pi}{\lambda_{vac}}\delta z} \quad (4.39)$$

Par conséquent, en comparant avec (4.38) nous avons :

$$\begin{aligned} -\frac{4\pi}{\lambda_{vac}}\delta z_{opt} &= R\delta\phi \\ \Rightarrow \delta z_{opt} &= -\frac{\lambda_{vac}}{4\pi}R\delta\phi \end{aligned} \quad (4.40)$$

Évaluons  $\delta\phi$  :

$$\frac{\delta\phi}{\bar{\phi}} = \frac{\delta d_{opt}}{\bar{d}_{opt}} \Rightarrow \delta\phi = \frac{\bar{\phi}}{\bar{d}_{opt}} \delta d_{opt} = \frac{4\pi}{\lambda_{vac}} \delta d_{opt} \quad (4.41)$$

Le déplacement optique est la somme des déplacements de chaque couche pondéré par l'effet de dépendance de l'indice avec la température induite par le bruit thermoréfractif. Il s'écrit comme suit :

$$\delta d_{opt} = \delta(nd) = \gamma \int_0^d \left( \frac{\partial n}{\partial T} + \alpha n \right) \delta T dz \quad (4.42)$$

Où  $\gamma = \frac{1+\sigma_s}{1-\sigma_k} \left[ \frac{1+\sigma_k}{1+\sigma_s} + (1-2\sigma_s) \frac{E_k}{E_s} \right]$ .

Ainsi on obtient :

$$\delta z_{opt} = -R\gamma \int_0^d \left( \frac{\partial n}{\partial T} + \alpha n \right) \delta T dz \quad (4.43)$$

A ce déplacement s'ajoute le déplacement de la surface en entrée du miroir dû à la dilatation thermique de l'effet thermoélastique :

$$\delta z = -\gamma\alpha \int_0^d \delta T dz \quad (4.44)$$

Enfin, le déplacement effectif total est :

$$\delta z_{eff} = -\gamma \int_0^d \left[ R \left( \frac{\partial n}{\partial T} + \alpha n \right) + \alpha \right] \delta T dz \quad (4.45)$$

L'expression de l'observable X couplée au déplacement est donnée par :

$$X = \int \int d^2r (-\delta z_{eff}) \frac{e^{-\frac{r_{\perp}^2}{r_0^2}}}{\pi r_0^2} \quad (4.46)$$

Puisque les effets de toutes les couches sont incohérents, nous pouvons additionner les effets :

$$X = \int \int \int \delta T q(r_{\perp}, z) d^2r dz \quad (4.47)$$

La chaleur couplée  $q$  peut être écrite comme :

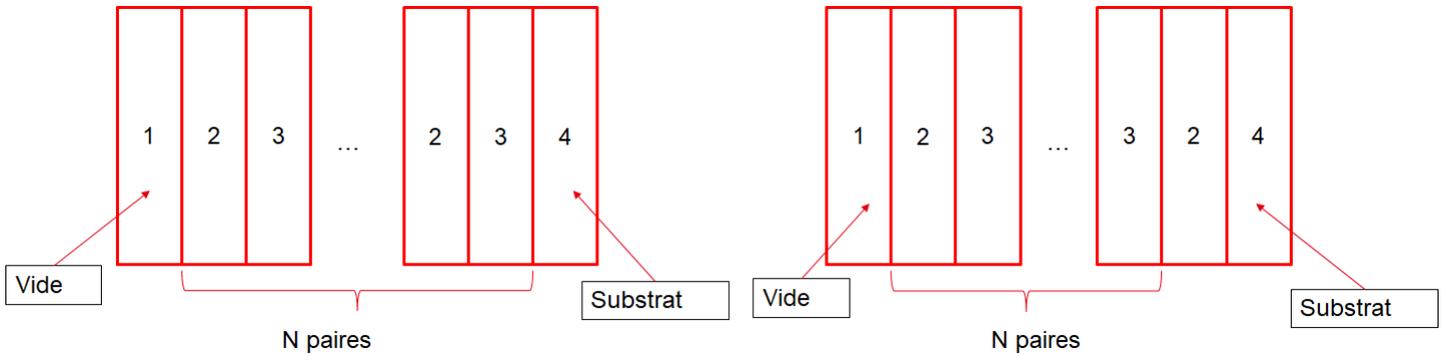
$$\begin{aligned} q(r_{\perp}, z) &= \frac{e^{-\frac{r_{\perp}^2}{r_0^2}}}{\pi r_0^2} \gamma \sum_i \left[ R_i \left( \frac{\partial n_i}{\partial T} + \alpha_i n_i \right) + \alpha_i \right] \Theta_i(z) \\ &= \frac{e^{-\frac{r_{\perp}^2}{r_0^2}}}{\pi r_0^2} \sum_i q_i \Theta_i(z) \end{aligned} \quad (4.48)$$

Où  $\Theta_i = 1$  à l'intérieur de la couche et  $\Theta_i = 0$  ailleurs. Et nous avons l'expression de la chaleur à injecter dans chaque couche pour calculer le bruit thermo-optique :  $q_i = \gamma \left[ R_i \left( \frac{\partial n_i}{\partial T} + \alpha_i n_i \right) + \alpha_i \right]$   
 On retrouve donc ce facteur caractérisant l'effet thermo-optique qui mélange l'effet combiné du bruit thermoélastique et thermoréfractif dépendant des paramètres du coating.

**Calcul des coefficients  $R_i$**  Afin de calculer les différents  $R_i$ , nous devons calculer la réflectivité d'un multicouches quart d'onde. L'expression de la réflectivité est donnée par :

$$r = \frac{1 - s}{1 + s} \quad (4.49)$$

En utilisant les calculs de M. Born et E Wolf dans "Principles of Optics" [17], selon que le nombre de couches est pair ou impair, nous pouvons avoir ces deux expressions de  $s$  :



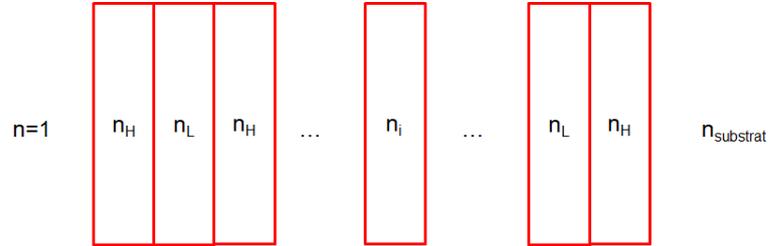
$$s = \frac{n_4}{n_1} \left( \frac{n_2}{n_3} \right)^{2N} \quad (4.68a)$$

$$s = \frac{n_2}{n_1} \frac{n_2}{n_4} \left( \frac{n_2}{n_3} \right)^{2N} \quad (4.68b)$$

Maintenant, considérons un empilement avec un nombre  $2N+1$  de couches, alternant avec des couches d'indice haut ( $n_H$ ) et des couches d'indice bas ( $n_L$ ). On s'intéresse à la  $i$ ème couche tel qu'on peut le voir sur la figure suivante :

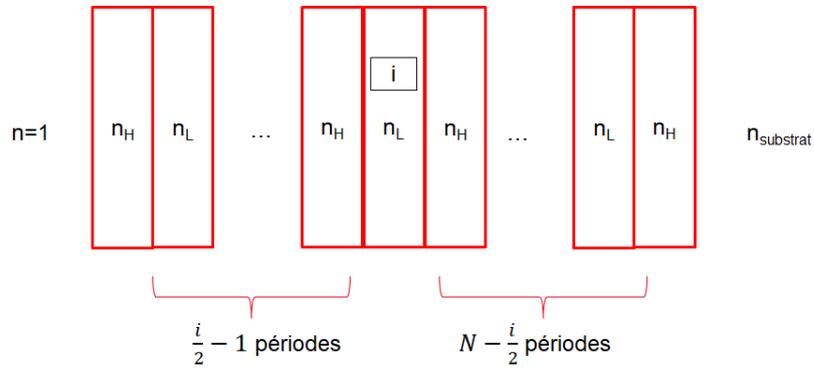
## 4.2 Construction du modèle de bruit thermo-optique pour un coating multicouches

103



On considère deux cas : lorsque  $i$  est pair et lorsque  $i$  est impair.

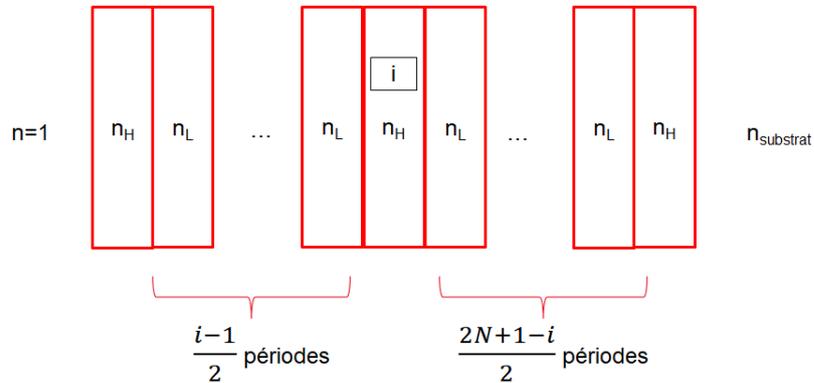
Lorsque  $i$  est pair l'empilement est le suivant :



En prenant avec l'équation (4.68a) avec  $n_1 = n_L, n_2 = n_H, n_3 = n_L, n_4 = n_1$  ou  $n_4 = n_S$ , nous obtenons  $s_1$  et  $s_2$  de la couche, 1 et 2 étant les parois 1 et 2 de la couche  $i$  :

$$\begin{aligned}
 s_{pair_i} &= \frac{n_H}{n_L} \frac{n_H}{1} \left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{i-2} = n_H \left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{i-1} \\
 s_{impair_i} &= \frac{n_H}{n_L} \frac{n_H}{n_S} \left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2N-i} = \frac{n_H}{n_S} \left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2N-i+1}
 \end{aligned}
 \tag{4.50}$$

Lorsque  $i$  est impair l'empilement est le suivant :



et en prenant l'équation (4.68b) avec  $n_1 = n_H$ ,  $n_2 = n_L$  et  $n_4 = 1$  ou  $n_4 = n_S$  nous obtenons les  $s_1$  et  $s_2$  :

$$\begin{aligned} s_1 &= \frac{1}{n_H} \left( \frac{n_L}{n_H} \right)^{i-1} \\ s_2 &= \frac{n_S}{n_H} \left( \frac{n_L}{n_H} \right)^{2N-i+1} \end{aligned} \quad (4.51)$$

Enfin, pour un empilement donné, en ayant les  $s_1$  et  $s_2$  pour chaque couche  $i$ , on en déduit les  $r_1$  et  $r_2$  correspondants et on obtient les  $R_i$  :

$$R_i = \frac{r_2(i)(r_1(i)^2 - 1)}{(r_1(i) + r_2(i))(1 + r_1(i)r_2(i))} \quad (4.52)$$

Finalement avec les paramètres du coating, on a donc les chaleurs  $q_i$  à injecter dans chaque couche du coating.

Il est important de remarquer ici que les coefficients de réflexion  $r_1$  et  $r_2$  sont du même signe et que  $r_1^2 < 1$ . Ainsi,  $R$  est toujours négatif. On a une compensation du déplacement de la surface dû à l'effet thermoélastique par l'effet optique du changement d'indice dû à l'effet thermoréfractif. On retrouve donc ici cette compensation des deux effets caractérisant le bruit thermo-optique.

**Application du calcul pour un empilement cristallin** Si l'on considère l'empilement cristallin AlGaAs/GaAs avec lequel on réalise notre modèle, les paramètres sont données dans le tableau 3.1 du chapitre 3.

On a alors les  $R_i$  et les  $q_i$  pour le coating cristallin qui sont donné dans les figures 4.13 et 4.14.

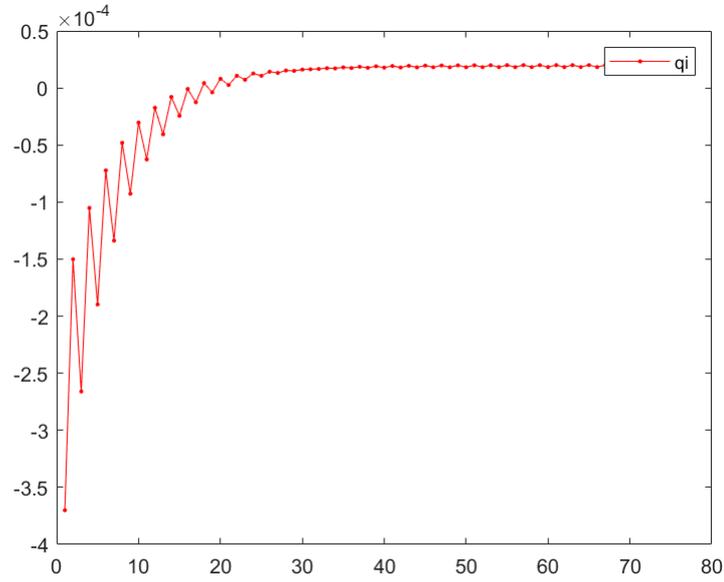


Figure 4.13: Valeur des  $q_i$  dans chaque couche d'un coating cristallin en AlGaAs/GaAs.

On peut remarquer ici que les  $q_i$  sont négatifs au début du coating leur signe s'inverse et ils deviennent positifs.

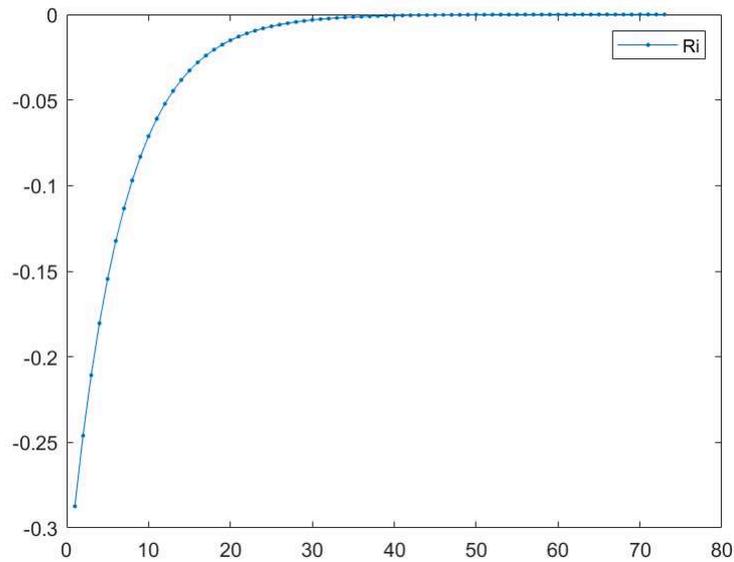


Figure 4.14: Valeur des  $R_i$  dans chaque couche d'un coating cristallin en AlGaAs/GaAs.

## 4.2.2 Calcul de la température dans le miroir

### 4.2.2.1 Modèle de l'évolution de la température en 1D

Maintenant que l'on a établi les bases pour construire le modèle, nous pouvons calculer l'évolution de la température dans le coating en commençant comme d'habitude par l'équation de diffusion thermique dans le domaine temporel de Fourier :

$$(k^2 - \frac{d^2}{dz^2})T = \frac{Q}{\kappa} \quad (4.53)$$

Où  $k = \sqrt{\frac{i\omega C}{\kappa}}$  et  $Q$  est une constante. La solution de cette équation est :

$$T(z) = \frac{Q}{\kappa k^2} + A \cosh(kz) + B \sinh(kz) \quad (4.54)$$

Et les conditions au limites donnent :

$$\begin{aligned} T(0) &= \frac{Q}{\kappa k^2} + A \rightarrow A = T(0) - \frac{Q}{\kappa k^2} \\ T'(0) &= kB \rightarrow B = \frac{T'(0)}{k} \end{aligned} \quad (4.55)$$

Ainsi on a :

$$T(z) = \frac{Q}{\kappa k^2} + \left[ T(0) - \frac{Q}{\kappa k^2} \right] \cosh(kz) + \frac{T'(0)}{k} \sinh(kz) \quad (4.56)$$

Et donc pour  $z = d$  :

$$\begin{aligned} T(d) &= T(0) \cosh(kd) + \frac{T'(0)}{\kappa} \sinh(kd) + (1 - \cosh(kd)) \frac{Q}{\kappa k^2} \\ \frac{T'(d)}{k} &= T(0) \sinh(kd) + \frac{T'(0)}{\kappa} \cosh(kd) - \sinh(kd) \frac{Q}{\kappa k^2} \end{aligned} \quad (4.57)$$

On définit le vecteur  $V(z) = \begin{bmatrix} T(z) \\ \frac{T'(z)}{k} \end{bmatrix}$

L'équation (4.57) peut être écrite sous la forme :

$$V(d) = \begin{bmatrix} \cosh(kd) & \sinh(kd) \\ N \sinh(kd) & \cosh(kd) \end{bmatrix} V(0) + \frac{Q}{\kappa k^2} \begin{bmatrix} 1 - \cosh(kd) \\ -\sinh(kd) \end{bmatrix} \quad (4.58)$$

Les conditions aux limites peuvent être écrites comme suit :

$$\begin{cases} T_{i+1}(0) = T_i(d_i) \\ \kappa_{i+1} T'_{i+1}(0) = \kappa_i T'_i(d_i) \end{cases} \quad (4.59)$$

Qui peut s'écrire comme suit :

$$V_{i+1}(0) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & R_i \end{bmatrix} V_i(d_i) \quad (4.60)$$

Avec :

$$R_i = \frac{\kappa_i k_i}{\kappa_{i+1} k_{i+1}} \quad (4.61)$$

Considérons maintenant une seule période, par exemple, la succession d'une couche d'indice élevé (i), d'une couche d'indice faible (i+1) puis à nouveau d'une couche d'indice élevé (i+2). Les couches d'indice élevé (couches H) sont associées aux i impairs et les couches d'indice faible (couches L) sont associées aux i pairs. On définit :

$$R = \frac{\kappa_H k_H}{\kappa_L k_L} \quad (4.62)$$

Et pour chaque période :

$$\begin{aligned} C_{H/L} &= \cosh(k_{H/L} d_{H/L}) \\ S_{H/L} &= \sinh(k_{H/L} d_{H/L}) \\ V_i &= V_i(0) \end{aligned} \quad (4.63)$$

D'où :

$$\begin{aligned} V_{i+2} &= \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{R} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_L & S_L \\ S_L & C_L \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_H & S_H \\ S_H & C_H \end{bmatrix} V_i \\ &+ \frac{1}{\kappa_H k_H^2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{R} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_L & S_L \\ S_L & C_L \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 - C_H \\ -S_H \end{bmatrix} Q_i \\ &+ \frac{1}{\kappa_L k_L^2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{R} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 - C_L \\ -S_L \end{bmatrix} Q_{i+1} \end{aligned} \quad (4.64)$$

L'expression des  $Q_i$  est donnée par :

$$\begin{aligned} Q_i &= \gamma \left[ \left( \frac{\partial n_H}{\partial T} + \alpha_H n_H \right) R_i + \alpha_H \right] \text{ for odd } i \\ Q_i &= \gamma \left[ \left( \frac{\partial n_L}{\partial T} + \alpha_L n_L \right) R_i + \alpha_L \right] \text{ for even } i \end{aligned} \quad (4.65)$$

Les  $Q_i$  sont les mêmes que les  $q_i$  calculés dans la section 4.2.1.2. Les coefficients  $R_i$  sont calculés en utilisant les coefficients de réflexion à l'intérieur d'une couche démontrés dans la même section.

Définissant M, U1 et U2 par :

$$\begin{aligned} M &= \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{R} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_L & S_L \\ S_L & C_L \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_H & S_H \\ S_H & C_H \end{bmatrix} \\ U_1 &= \frac{1}{\kappa_H k_H^2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{R} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_L & S_L \\ S_L & C_L \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 - C_H \\ -S_H \end{bmatrix} \\ U_2 &= \frac{1}{\kappa_L k_L^2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{R} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 - C_L \\ -S_L \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (4.66)$$

Nous pouvons écrire (4.64) sous forme compacte :  $V_{i+2} = MV_i + U_1Q_i + U_2Q_{i+1}$  où  $M, U_1, U_2$  ne dépendent que des propriétés du revêtement.

En considérant les  $(2N+1)$  couches, nous avons :

$$V_{2N+1} = M^N V_1 + \sum_{j=1}^N M^{N-j} (U_1 Q_{2j-1} + U_2 Q_{2j}) \quad (4.67)$$

Il faut encore calculer la dernière couche et entrer dans le substrat.

En définissant  $R_s = \frac{\kappa_H k_H}{\kappa_s k_s}$ , on a finalement :

$$V_s = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & R_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_H & S_H \\ S_H & C_H \end{bmatrix} V_{2N+1} + \frac{1}{\kappa_H k_H^2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & R_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 - C_H \\ -S_H \end{bmatrix} Q_{2N+1} \quad (4.68)$$

Conditions limites

À la surface du revêtement :

$$T'(0) = 0 \Rightarrow V_1[2] = 0 \quad (4.69)$$

Dans le substrat, la solution non divergente est :

$$T(z) = T_s e^{-k_s z} \quad (4.70)$$

Avec

$$T'(0) = -k_s T_s \text{ et donc } V_s = \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix} T_s \quad (4.71)$$

A partir des équations (4.67) et (4.68), nous pouvons écrire :

$$V_s = M' V_1 + S \quad (4.72)$$

Où :

$$M' = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & R_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_H & S_H \\ S_H & C_H \end{bmatrix} M^N \quad (4.73)$$

$$S = \frac{1}{\kappa_H k_H^2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & R_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 - C_H \\ -S_H \end{bmatrix} Q_{2N+1} + \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & R_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_H & S_H \\ S_H & C_H \end{bmatrix} \sum_{j=1}^N M^{N-j} (U_1 Q_{2j-1} + U_2 Q_{2j}) \quad (4.74)$$

L'équation (4.72) peut être écrite en utilisant les équations (4.69) et (4.71) :

$$\begin{cases} T_s = M'_{11} T(0) + S_1 \\ -T_s = M'_{21} T(0) + S_2 \end{cases} \quad (4.75)$$

Cela est résolu pour  $T(0)$  :

$$T(0) = V_1[1] = -\frac{S_1 + S_2}{M'_{11} + M'_{21}} \quad (4.76)$$

Le vecteur  $V$  dans une couche quelconque peut alors être trouvé comme suit :

$$V_i = M^{\frac{i-1}{2}} V_1 + \sum_{j=1}^{\frac{i-1}{2}} M^{\frac{i-1}{2}-j} (U_1 Q_{2j-1} + U_2 Q_{2j}) \quad (4.77)$$

Pour les couches impaires "i" (couches H), et d'autre part :

$$V_i = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_H & S_H \\ S_H & C_H \end{bmatrix} V_{i-1} + \frac{Q_{i-1}}{\kappa_H k_H^2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 - C_H \\ -S_H \end{bmatrix} \quad (4.78)$$

Pour les couches paires "i" (couches L).

Finalement, la température dans chaque couche peut être écrite comme suit :

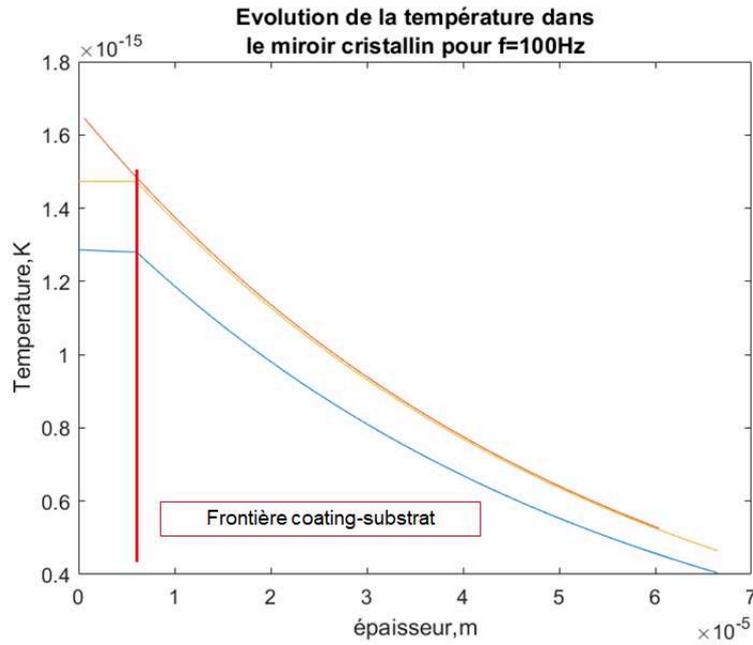
$$T_{coat}(z') = \frac{Q_i}{\kappa_i k_i^2} [1 - \cosh(k_i z')] + V_i[1] \cosh(k_i z') + V_i[2] \sinh(k_i z') \quad (4.79)$$

où l'origine de  $z'$  est décalée au début de la couche : ( $z' = z - \sum_{j=1}^{i-1} d_j$ )

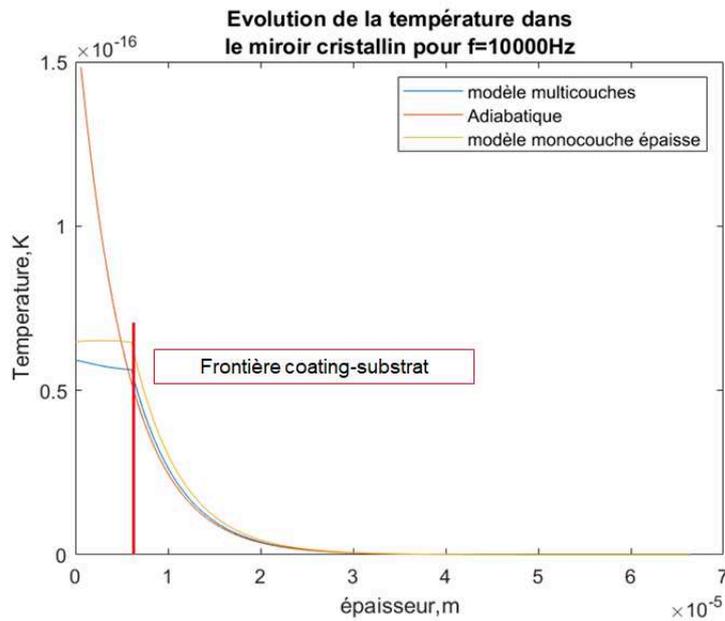
Puis dans le substrat, la température est donnée par l'équation (4.70) :

$$T_{subst}(z) = T_s e^{-k_s z} \quad (4.80)$$

Avec  $T_s$  défini avec l'équation (4.75) :  $T_s = -M'_{11} \frac{S_1 + S_2}{M'_{11} + M'_{21}} + S_1$  Si on trace l'évolution de la température 1D dans le coating à plusieurs fréquences en fonction de la profondeur  $z$  on obtient le graphe de la figure 4.15 et 4.16



**Figure 4.15:** Évolution de la température en fonction de la profondeur  $z$  dans le coating à 100Hz. La courbe bleue représente le modèle multicouches, la courbe rouge le modèle adiabatique et la courbe orange le modèle monocouche épaisse.



**Figure 4.16:** Évolution de la température en fonction de la profondeur  $z$  dans le coating à 10kHz).

On peut observer que notre modèle avec un coating formé d'une couche épaisse suit très bien le modèle adiabatique dans le régime de fréquence autour de 100Hz. La différence avec le multicouches peut venir de la compensation des couches qui donne une température plus faible.

On remarque aussi que pour les hautes fréquences, les modèles tendent à s'éloigner de l'approximation adiabatique ce qui est cohérent avec ce que l'on avait déjà observé sur les courbes du bruit thermo-optique.

#### 4.2.2.2 Modèle de l'évolution de la température en 3D

Nous voulons maintenant calculer la température dans le substrat. Afin d'avoir le modèle 3D complet, on peut travailler dans l'espace de Fourier. En raison de la symétrie axiale, la transformée de Fourier de la température  $T(r, z)$  est  $\Theta(k_{\perp}, z)$ . Le passage du modèle 1D au modèle 3D se fait en remplaçant  $k_i$  par  $\sqrt{k_i^2 + k_{\perp}^2}$  obtenant ainsi directement  $\Theta(k_{\perp}, z)$  de  $T(z)$ .

L'objectif final est de calculer la dissipation, qui est obtenue par l'intégration 3D du gradient de température, ce qui donne ce qui suit :

$$\int \int \int |\nabla T|^2 d^3r = \int_0^{\infty} \frac{dk_{\perp}}{2\pi} \int_0^{\infty} dz \left[ k_{\perp}^3 |\Theta|^2 + k_{\perp} \left| \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right|^2 \right] \quad (4.81)$$

L'expression analytique de  $\Theta$  peut être obtenue et l'équation (4.81) peut être intégrée numériquement. Cependant, il y a le terme  $\sqrt{k_c^2 + k_{\perp}^2}$  dans l'argument de la fonction hyperbolique qui peut poser problème. Mais comme  $k_{\perp} < \frac{1}{r_0}$  est dû à la fonction de poids gaussienne, le modèle 1D ( $\sqrt{k_i^2 + k_{\perp}^2}$ ) est une bonne approximation lorsque la profondeur de pénétration thermique  $\frac{1}{|k_i|}$  est inférieure à la taille du faisceau.

De plus, puisque  $r_0 \gg d$  (où  $d$  est l'épaisseur totale du revêtement), l'argument des fonctions cosh et sinh est très inférieur à 1 et on peut remplacer ces fonctions hyperboliques par une expansion de Taylor lorsque la profondeur de pénétration thermique est supérieure à l'épaisseur du revêtement. Nous pouvons donc définir trois régions de fréquences :

- Haute fréquence ( $|k_c| > 1/d$ )
- Fréquence moyenne ( $1/r_0 < |k_c| < 1/d$ )
- Fréquence basse ( $|k_c| < 1/r_0$ )

Le modèle 1D pour le revêtement est valide dans la gamme de fréquences élevées et moyennes (et dans le substrat pour  $1/r_0 < |k_s|$ ), tandis que l'expansion de Taylor des fonctions hyperboliques est valide dans la gamme de fréquences basses et moyennes. Heureusement, dans la gamme de fréquences moyennes, les deux approximations sont valides, nous

pouvons donc comparer et joindre les deux solutions.

Le but ici est de calculer une expression approximative de  $\Theta$  en 3D en utilisant l'expansion d'ordre zéro et du premier ordre des fonctions hyperboliques. Ensuite, on peut chercher la possibilité de joindre l'expression 1D complète aux expressions 3D approximatives afin d'obtenir une expression qui peut raisonnablement être utilisée dans toute la gamme de fréquences.

Prenant les expressions des matrices 1D  $M$ ,  $U_1$ ,  $U_2$ ,  $M'$  et  $S$  de l'équation (4.66), de l'équation (4.73) et l'équation (4.74), la température à l'entrée du miroir est donnée par :

$$T(0) = \frac{S_1 + S_2}{M'_{11} + M'_{12}} \quad (4.82)$$

. La température dans le substrat est :

$$T(z') = T_s e^{-k_s z'} \quad (4.83)$$

Où  $z'$  commence au début du substrat et :

$$T_s = M'_{11} T(0) + S_1 = -S_2 + \frac{M'_{21}}{M'_{11} + M'_{21}} (S_1 + S_2) \quad (4.84)$$

Dans l'expression des matrices :

$$\begin{aligned} R &= \frac{\kappa_H k_H}{\kappa_L k_L} \\ R_s &= \frac{\kappa_H k_H}{\kappa_s k_s} \end{aligned} \quad (4.85)$$

Le développement au premier ordre dans les fonctions hyperboliques est  $C_H \rightarrow 1, C_L \rightarrow 1, S_H \rightarrow k_H d_H, S_L \rightarrow k_L d_L$ . Au premier ordre dans  $k_i d_i$ , les expressions ci-dessus se réduisent à :

$$M = I + \begin{bmatrix} 0 & k_H d_H + \frac{1}{R} k_L d_L \\ k_H d_H + R k_L d_L & 0 \end{bmatrix} \quad (4.86)$$

$$M' = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & R_s \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & (N+1) \frac{\kappa_H k_H}{\kappa_s k_s} k_H d_H + N \frac{\kappa_L d_L}{\kappa_s k_s} k_L d_L \\ (N+1) k_H d_H + N \frac{\kappa_H d_H}{\kappa_L k_L} k_L d_L & 0 \end{bmatrix} \quad (4.87)$$

$$M'_{11} \approx 1 \quad (4.88)$$

$$M'_{21} \approx (N+1) \frac{\kappa_H k_H}{\kappa_s k_s} k_H d_H + N \frac{\kappa_L d_L}{\kappa_s k_s} k_L d_L \quad (4.89)$$

$$U_1 Q_i + U_2 Q_{i+1} \approx \frac{d_H Q_i + d_L Q_{i+1}}{\kappa_H k_H} \begin{bmatrix} 0 \\ -1 \end{bmatrix} \quad (4.90)$$

La matrice S est donnée par :

$$S \approx \begin{bmatrix} \frac{1}{\kappa_H k_H} & 0 \\ 0 & \frac{1}{\kappa_s k_s} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sum_{j=1}^N [(N_j + 1)k_H d_H + (N - j)Rk_L d_L] (d_H Q_{2j-1} + d_L Q_{2j}) \\ d_H Q_{2N+1} + \sum_{j=1}^N (d_H Q_{2j-1} + d_L Q_{2j}) \end{bmatrix} \quad (4.91)$$

Ce qui donne les termes suivants de la matrice S :

$$S_1 \approx - \sum_{j=1}^N [(N - j + 1) \frac{d_H}{\kappa_H} + (N - j) \frac{d_L}{\kappa_L}] (d_H Q_{2j-1} + d_L Q_{2j}) \quad (4.92)$$

$$S_2 \approx - \frac{1}{\kappa_s k_s} \sum_{i=1}^{2N+1} d_i Q_i$$

De l'équation (4.84) nous déduisons qu'à l'ordre zéro :

$$T_s \approx T_s^{(0)} \equiv -S[2] \approx \frac{1}{\kappa_s k_s} \sum_{i=1}^{2N+1} d_i Q_i \quad (4.93)$$

Au premier ordre :

$$T_s \approx T_s^{(0)} + M'_{21} (S_1 + S_2) \quad (4.94)$$

À l'ordre zéro, le terme  $k_\perp$  apparaît dans  $\Theta_s$  dans le facteur  $\frac{1}{\sqrt{k_s^2 + k_\perp^2}}$  qui provient du terme proportionnel à  $S_2$ . Par conséquent, on peut écrire une expression de  $\Theta_s$  qui coïncide avec  $T_s$  du modèle 1D et avec l'ordre zéro de  $\Theta_s$  dans le domaine des basses fréquences. Pour ce faire, la dépendance à l'égard de  $\frac{1}{k_s}$  doit être mise en évidence, en réécrivant la matrice S :

$$S = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & R_s \end{bmatrix} S' \quad (4.95)$$

$$S' = \frac{1}{\kappa_H k_H^2} \begin{bmatrix} 1 - C_H \\ -S_H \end{bmatrix} Q_{2N+1} + \begin{bmatrix} C_H & S_H \\ S_H & C_H \end{bmatrix} \sum_{j=1}^N M^{N-j} (U_1 Q_{2j+1} + U_2 Q_{2j})$$

Ensuite, en utilisant l'expression 3D à la place de  $k_s$ , on obtient l'expression de S :

$$S = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{\kappa_H k_H}{\kappa_s \sqrt{k_s^2 + k_\perp^2}} \end{bmatrix} S' \quad (4.96)$$

En gardant l'expression 1D de  $S'$ ,  $\Theta_s$  peut être à présent écrit sous la forme :

$$\Theta_s = A + \frac{B}{\sqrt{k_s^2 + k_\perp^2}} \quad (4.97)$$

Où A et B ne contiennent pas le terme  $k_{\perp}$  et sont définis par :

$$\begin{aligned} A &= \frac{M'_{21}}{M'_{11} + M'_{21}} S'_1 \\ B &= -\frac{\kappa_H k_H}{\kappa_s} \frac{M'_{11}}{M'_{11} + M'_{21}} S'_2 \end{aligned} \quad (4.98)$$

### 4.2.3 Calcul de la dissipation de la chaleur et du bruit thermo-optique dans le miroir

Nous avons donc tous les éléments pour pouvoir calculer la dissipation de la chaleur dans le coating et dans le substrat et donc en déduire la densité spectrale du bruit thermo-optique dans tout le miroir.

#### 4.2.3.1 Dans le coating

Écrivons la température dans chaque couche :

$$T(z, r_{\perp}) = \frac{e^{-\frac{r_{\perp}^2}{r_0^2}}}{\pi r_0^2} (A \cosh(kz) + B \sinh(kz) + C) \quad (4.99)$$

Avec l'équation (4.81), A, B et C sont définis par  $A = T(0) - \frac{Q_i}{\kappa_i k_i^2}$ ,  $B = \frac{T'(0)}{k_i}$  et  $C = \frac{Q_i}{\kappa_i k_i^2}$ .

En prenant le gradient, on obtient :

$$\nabla T = \frac{e^{-\frac{r_{\perp}^2}{r_0^2}}}{\pi r_0^2} \left[ (Ak \sinh(kz) + Bk \cosh(kz)) \vec{e}_z - \frac{2r_{\perp}}{r_0^2} (A \cosh(kz) + B \sinh(kz) + C) \vec{e}_{r_{\perp}} \right] \quad (4.100)$$

Puis en prenant le module au carré :

$$|\nabla T|^2 = \frac{e^{-\frac{2r_{\perp}^2}{r_0^2}}}{\pi^2 r_0^4} \left[ |k|^2 |A \sinh(kz) + B \cosh(kz)|^2 + \frac{4r_{\perp}^2}{r_0^4} |A \cosh(kz) + B \sinh(kz) + C|^2 \right] \quad (4.101)$$

Puis on effectue l'intégrale sur  $r_{\perp}$  en utilisant :

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} \left[ \frac{e^{-\frac{r_{\perp}^2}{r_0^2}}}{\pi^2 r_0^4} \right] 2\pi r_{\perp} dr_{\perp} &= \frac{1}{\pi r_0^2} \\ \int_0^{\infty} \left[ \frac{e^{-\frac{r_{\perp}^2}{r_0^2}}}{\pi^2 r_0^2} \right]^2 \frac{4r_{\perp}^2}{r_0^4} 2\pi r_{\perp} dr_{\perp} &= \frac{1}{\pi r_0^2} \end{aligned} \quad (4.102)$$

Enfin, en prenant l'intégrale sur tout l'espace, on obtient :

$$\int \int \int |\nabla T|^2 = \frac{1}{\pi r_0^4} \int dz \left[ r_0^2 |k|^2 |A \sinh(kz) + B \cosh(kz)|^2 + |A \cosh(kz) + B \sinh(kz) + C|^2 \right] \quad (4.103)$$

A ce stade, l'équation (4.103) peut être calculé numériquement avec Matlab. Dans la section suivante, les graphiques de la température dans le miroir et des deux bruits thermiques étudiés (le bruit thermoélastique et le bruit thermoréfractif) seront affichés.

#### 4.2.3.2 Dans le substrat

Dans le substrat, la température est donnée par :

$$\Theta(k_{\perp}, z) = \Theta_s e^{-\sqrt{k_s^2 + k_{\perp}^2} z} \quad (4.104)$$

Où l'origine pour  $z$  est décalée à l'interface entre le revêtement et le substrat. La dissipation dans le substrat est proportionnelle à :

$$\int \int \int |\nabla T|^2 d^3 r = \int_0^{\infty} \frac{dk_{\perp}}{2\pi} \left| A + \frac{B}{\sqrt{k_s^2 + k_{\perp}^2}} \right|^2 \int_0^{\infty} dz e^{-\frac{k_{\perp}^2 r_0^2}{4} [k_{\perp}^3 + k_{\perp} |k_s^2 + k_{\perp}^2|]} |e^{-\sqrt{k_s^2 + k_{\perp}^2} z}|^2 \quad (4.105)$$

Le calcul de cette intégrale sera donnée dans l'annexe 6.4.

Ainsi :

$$\begin{aligned} \int \int \int |\nabla T|^2 d^3 r = & \left[ |A|^2 I_1 + \frac{|B|^2}{|k_s|^2} I_2 \right. \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}|k_s|} (ReA ReB + ImA ImB) I_3 \\ & \left. + \frac{1}{\sqrt{2}|k_s|} (ReA ImB - ImA ReB) I_4 \right] \end{aligned}$$

Où les intégrales sont données par :

$$\begin{aligned} I_1 &= \int_0^{\infty} dx e^{-\frac{k_s^2 r_0^2}{4} x} \sqrt{x + \sqrt{1 + x^2}} \\ I_2 &= \int_0^{\infty} dx e^{-\frac{k_s^2 r_0^2}{4} x} \sqrt{\frac{x + \sqrt{1 + x^2}}{1 + x^2}} \\ I_3 &= \int_0^{\infty} dx e^{-\frac{k_s^2 r_0^2}{4} x} \left( 1 + \frac{x}{\sqrt{1 + x^2}} \right) \\ I_4 &= \int_0^{\infty} dx e^{-\frac{k_s^2 r_0^2}{4} x} \frac{1}{\sqrt{1 + x^2}} \end{aligned} \quad (4.106)$$

#### 4.2.4 Application du modèle au calcul du bruit thermo-optique avec les modes laser d'ordre supérieurs

Comme exploré dans le modèle 1D, on souhaiterait étudier le bruit thermique dans le miroir lorsque le laser d'entrée est accordé dans les modes (0,2) et (2,0).

Le champ du mode TEM20 peut être écrit comme suit :

$$E_{20} = \frac{1}{\sqrt{2^2 2!}} H_2\left(\frac{\sqrt{2}x}{r_0}\right) E_{00} \quad (4.107)$$

Où  $H_2(x) = 4x^2 - 2$ . Quant à l'intensité du mode TEM20 :

$$I = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{2x}{r_0} \right)^2 - 1 \right]^2 G \quad (4.108)$$

Où  $G \propto \exp\left(-\frac{2r_{\perp}^2}{r_0^2}\right)$  est l'intensité du faisceau gaussien TEM00 et  $r_0$  est la taille du faisceau. Quant au mode TEM10, son intensité s'écrit comme suit :

$$I = 8 \frac{x^2}{r_0^2} G \quad (4.109)$$

Dans l'espace de Fourier, la différence entre le mode TEM20 et TEM02 est :

$$\tilde{I} = \left( \frac{1}{2} r_0^2 k_{\perp}^2 (\sin^2 \theta - \cos^2 \theta) + \frac{1}{32} r_0^4 k_{\perp}^4 (\cos^4 \theta - \sin^4 \theta) \right) \tilde{G} \quad (4.110)$$

Comme les deux modes ne sont pas invariants lors de la rotation des axes, nous devons conserver la dépendance de l'angle polaire :

$$\int \int \int |\nabla T|^2 d^3 r = \int_0^{\infty} \frac{dk_{\perp}}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{2\pi} \int_0^{\infty} dz \left[ k_{\perp}^3 |\Theta|^2 + k_{\perp} \left| \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right|^2 \right] \quad (4.111)$$

Puisque  $\Theta$  est proportionnel à  $\tilde{I}$ , il a un facteur supplémentaire montré dans (4.110). Par conséquent, nous avons :

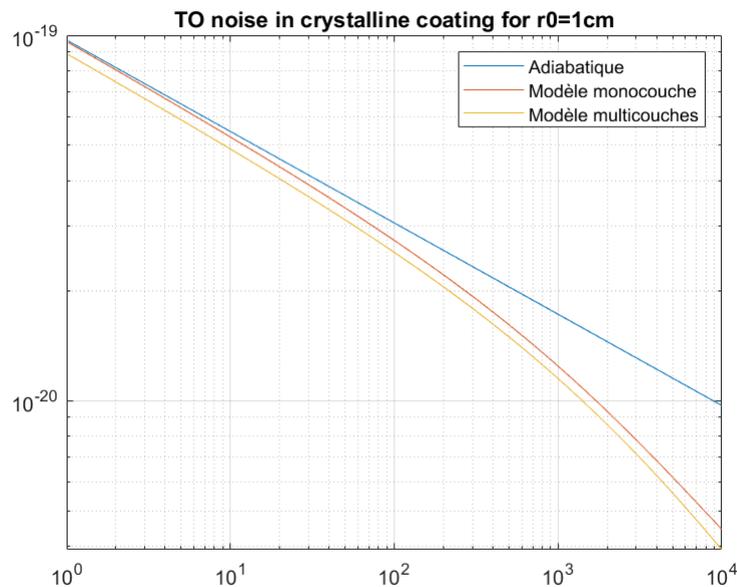
$$\int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{2\pi} \left( \frac{1}{2} r_0^2 k_{\perp}^2 (\sin^2 \theta - \cos^2 \theta) + \frac{1}{32} r_0^4 k_{\perp}^4 (\cos^4 \theta - \sin^4 \theta) \right)^2 = \frac{1}{2^3} (k_{\perp} r_0)^4 - \frac{1}{2^6} (k_{\perp} r_0)^6 + \frac{1}{2^{11}} (k_{\perp} r_0)^8 \quad (4.112)$$

### 4.3 Comparaison des modèles multicouches, monocouche et adiabatique du bruit thermo-optique *AlGaAs/GaAs* pour différentes tailles de faisceau laser

### 4.3 Comparaison des modèles multicouches, monocouche et adiabatique du bruit thermo-optique *AlGaAs/GaAs* pour différentes tailles de faisceau laser

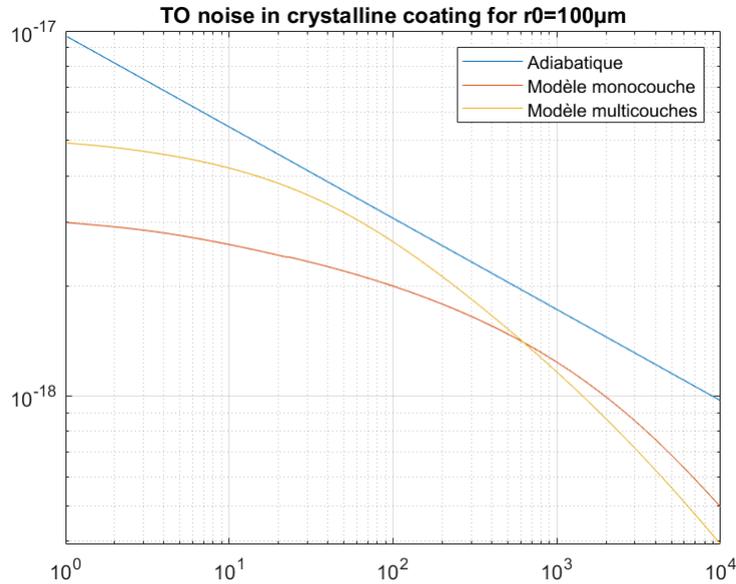
#### 4.3.1 Bruit thermo-optique dans le coating cristallin

On cherche à tracer le bruit thermo-optique avec les deux modèles que l'on a développé : Le modèle 1D avec un coating monocouche, Le modèle 1D dans le coating et 3D dans le substrat avec un coating multicouches et on compare avec le modèle simplifié de [35]. La figure 4.17 et 4.18 donne le graphe des trois modèles pour le coating cristallin pour deux tailles de faisceau laser.



**Figure 4.17:** Comparaison du modèle de calcul du bruit thermo-optique entre le modèle monocouche, le modèle multicouches et le modèle adiabatique dans un coating cristallin pour  $r_0=1\text{cm}$ .

Pour un diamètre de faisceau de 1 cm, le modèle multicouches suit bien le modèle monocouche que l'on avait développé auparavant. Le coating se comporte comme une monocouche simple de la même épaisseur.



**Figure 4.18:** Comparaison du modèle de calcul du bruit thermo-optique entre le modèle monocouche, le modèle multicouches et le modèle adiabatique dans un coating cristallin pour  $r_0=100\mu\text{m}$ .

Pour des tailles de faisceaux plus petits, on observe des différences entre le modèle monocouches et le modèle multicouches. Le décrochement à haute fréquence intervient beaucoup plus tôt dans le modèle multicouches par rapport au modèle monocouche. La différence dans l'établissement des deux modèles se situe surtout dans l'expression des intégrales. Nous avons vu que l'allure de l'évolution de la température était assez similaire entre les deux modèles (voir 4.15 et 4.16). Une hypothèse possible est que dans le modèle multicouches, la diffusion latérale de la chaleur dans les couches joue un rôle.

#### 4.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons montré le modèle pour calculer le bruit thermo-optique dans le miroir que nous avons développé. Nous avons généralisé l'approche classique du bruit thermique en s'affranchissant d'abord de l'approximation adiabatique pour obtenir le bruit thermique généré pour n'importe quelle taille de faisceau laser puis pour des coatings minces pour prendre en considération la contribution des couches du coating au bruit thermique. Nous avons comparé les différentes approches pour voir dans quelles gammes de fréquences les spectres se rejoignent et pour quelles fréquences les modèles s'éloignent.

Nous établissons ainsi un modèle plus complet et plus précis du comportement du bruit thermo-optique dans les coatings cristallins. Ce modèle rend compte de l'effet de la partie substrat sur le bruit thermo-optique à basse fréquence et de l'effet du coating sur le bruit thermo-optique à haute fréquence. Il est important de comprendre comment le bruit thermo-optique dans le coating cristallin évolue dans la gamme de fréquence d'opération d'Advanced Virgo si l'on souhaite utiliser ce type de coating dans le futur (voir figure 3.8). A 100Hz dans le coating cristallin, la densité spectrale du bruit thermo-optique est presque deux fois plus élevée que le bruit Brownien ( $2,8 \cdot 10^{-24}$  contre  $1,5 \cdot 10^{-24}$ ). L'écart est encore plus important à 1kHz (Le niveau du bruit thermo-optique est de  $1,6 \cdot 10^{-24}$  tandis que celui du bruit Brownien est de  $4,8 \cdot 10^{-25}$



## Chapitre 5

# Fabrication et caractérisation de dépôts multicouches cristallins

La première étape de réalisation des miroirs cristallins est la réalisation des dépôts par épitaxie sur substrat de GaAs. Ce travail a été fait par le LAAS qui a fait les coatings par la méthode d'épitaxie par Jets Moléculaire expliquée au chapitre 3. Une fois les échantillons terminés, je les ai apportées au LMA (Laboratoire des Matériaux Avancés) à Lyon où j'ai pu réaliser plusieurs caractérisations avec les équipements du laboratoire. Il s'agit de mesures optiques telles que la réflectivité spectrale, la diffusion optique, la rugosité, la densité de défauts de surface.

### 5.1 Caractéristiques des multicouches réalisées

L'ensemble des échantillons fournis par le LAAS contient quatre miroirs avec des dépôts multicouches. Ces miroirs ont tous un diamètre de 4" (100 mm). Deux types d'échantillons sont étudiés : des structures de Bragg appelées "multicouches" et des structures simplifiées appelées "doublets". Tous les dépôts sont déposés sur un substrat massif de GaAs. Le schéma du multicouches reposant sur un substrat de GaAs est donné par la figure 5.1 et le schéma du doublet est donné par la figure 5.2.

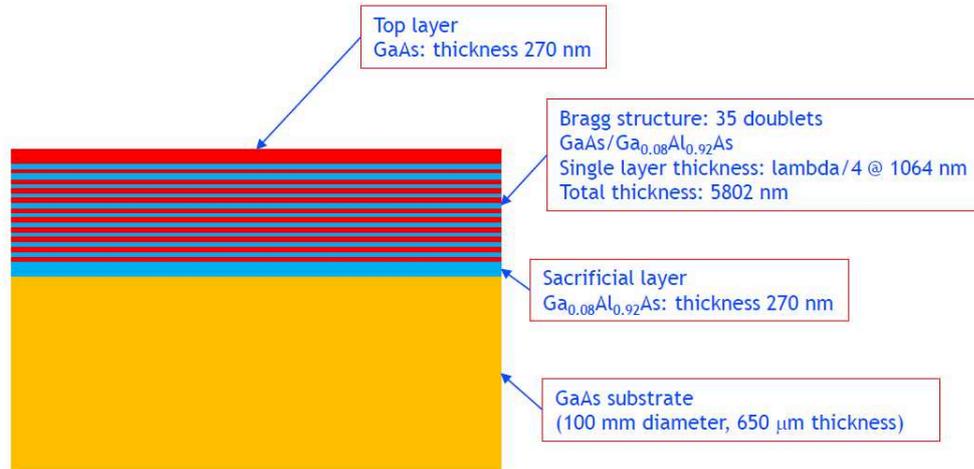


Figure 5.1: Structure des multicouches.

L'empilement du multicouches est constitué de couches minces avec une première couche de GaAs de 270nm d'épaisseur, 35 couches de GaAs et d' $Al_{0.92}Ga_{0.08}As$  qui alternent et une couche sacrificielle d' $Al_{0.92}Ga_{0.08}As$  de 270nm d'épaisseur. Le tout repose sur un substrat de GaAs brut de 650 $\mu$ m d'épaisseur.

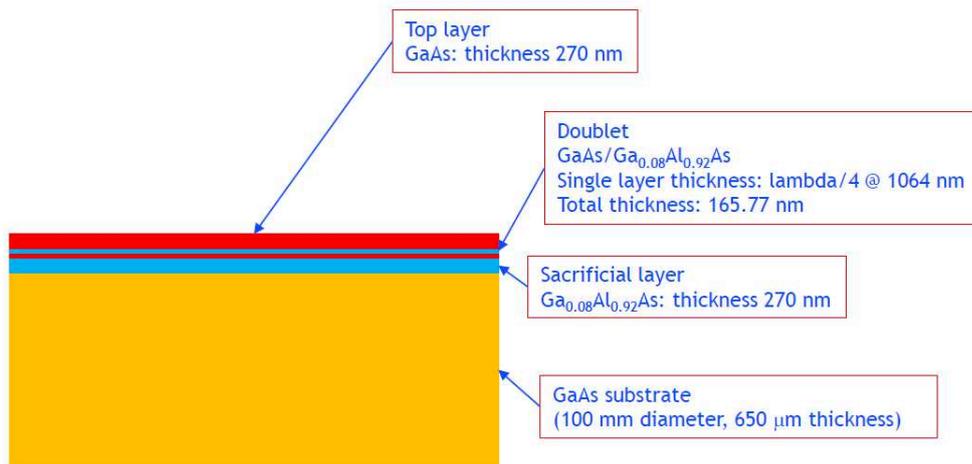


Figure 5.2: Structure du doublet.

L'empilement du doublet est constitué d'une couche de GaAs de 270nm d'épaisseur, une couche d' $Al_{0.92}Ga_{0.08}As$  et une couche de GaAs et une couche sacrificielle d' $Al_{0.92}Ga_{0.08}As$

de 270nm.

Les couches minces de GaAs et d'AlGaAs sont des lames quart d'ondes. Leur épaisseur est donc fixée par  $d = \lambda/(4n)$ ,  $n$  étant l'indice de réfraction du matériau et  $\lambda = 1064nm$  la longueur d'onde de travail du miroir. Les épaisseurs visées sont:

$$- d_{AlGaAs} = 89nm - d_{GaAs} = 76nm$$

### 5.1.1 Cartographie de défauts par interférométrie

La cartographie de défauts a été réalisée grâce à l'équipement Micromap. La technique a été expliquée au chapitre 3. Un seuil a été fixé pour avoir une détection de défauts au-delà d'une taille minimale donnée de 5  $\mu m$ . Le scan a été fait sur une zone de diamètre 80mm. La cartographie est donnée par la figure 5.3.

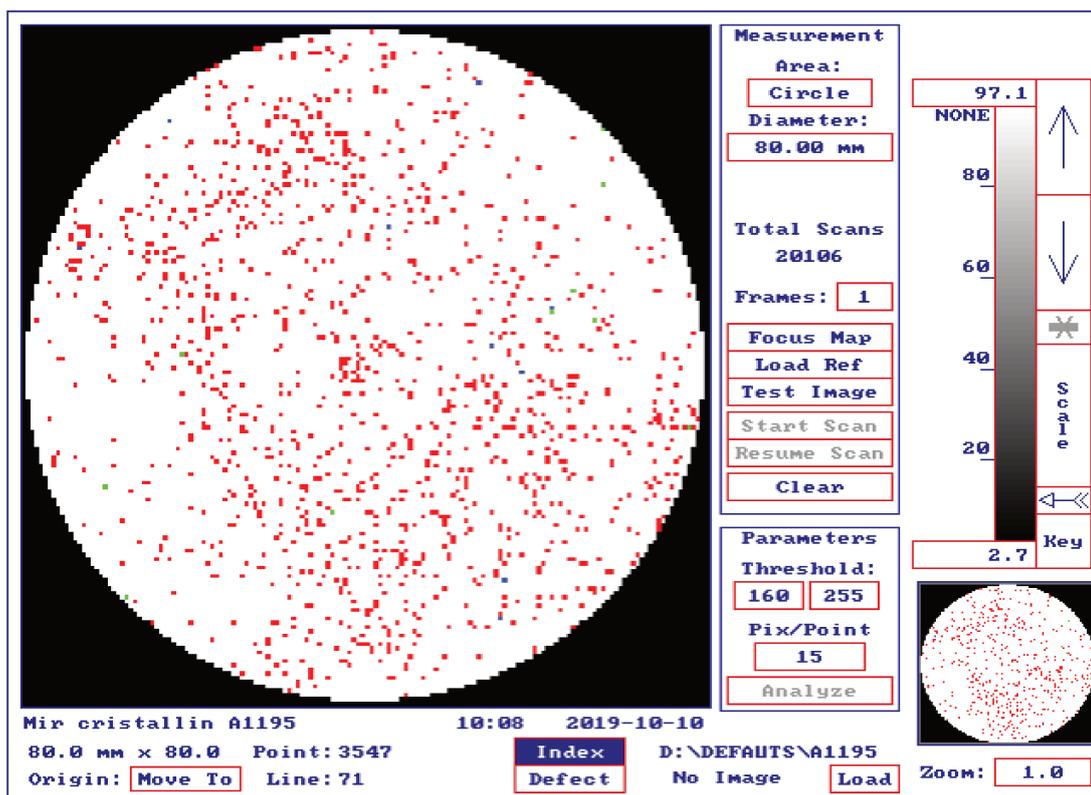


Figure 5.3: Cartographie des défauts du miroir A1195.

On obtient donc en tout un nombre de défauts de 3618 ce qui correspond à  $0,7 def_{<5\mu}/mm^2$  à comparer avec le miroir de Thorlabs dont la densité de défauts était de  $0,5 def_{<5\mu}/mm^2$ . Pour rappel, la densité de défaut des miroirs de Virgo est de  $0,25 def_{<5\mu}/mm^2$ .

Afin d'étoffer ces mesures de défauts, nous avons également réalisé des caractérisations

de surface au CEA LETI avec d'autres équipements pour corroborer ces résultats. Nous détaillerons ces mesures dans le chapitre 6.

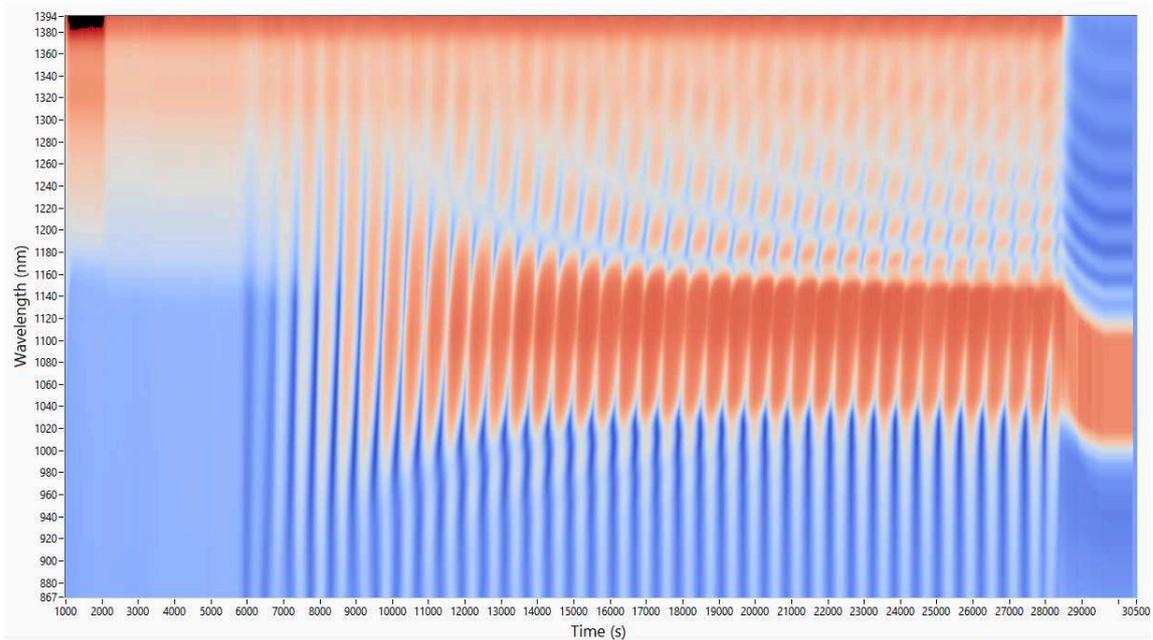
## **5.2 Fabrication et caractérisation in-situ des dépôts multicouches cristallins en $Al_{0.92}Ga_{0.08}As$ /GaAs par MBE**

### **5.2.1 Méthode de suivi de la croissance par épitaxie**

Afin de réaliser les multicouches, le LAAS utilise la technique d'épitaxie MBE qui a été décrite dans le chapitre 3. Le procédé MBE a bénéficié énormément de l'utilisation d'outils analytiques qui fournissent des informations en temps-réel sur la topographie de la surface, l'état du vide et la précision du taux de croissance.

Diverses autres techniques optiques ont été utilisées pour observer ou déduire la vitesse de croissance des films, notamment la réflectométrie infrarouge [87, 91] et l'ellipsométrie [11, 13].

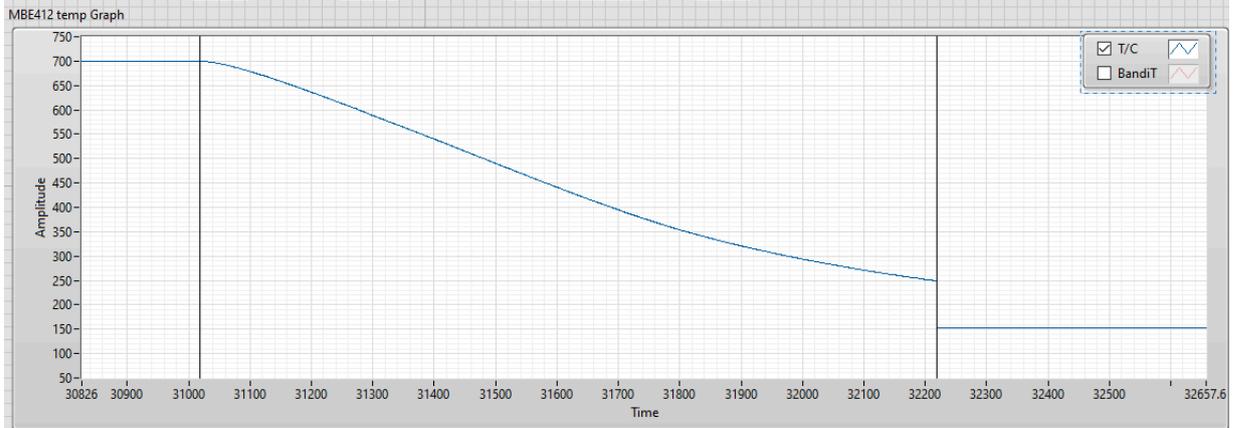
Au LAAS, certains outils de suivi in-situ en temps-réel ont été développés en interne pour le bâti utilisé pour la croissance des couches. L'équipement utilisé pour la croissance des couches est appelé Riber EZ-CURVE, construit par l'industriel Riber. Les coatings réalisés ont bénéficié de ces méthodes innovantes. Il s'agit par exemple du suivi de la réflectivité en temps-réel, où l'on peut observer le spectre en réflexion évoluer au fur et à mesure que les couches sont déposées. La figure 5.4 donne l'évolution du spectre en réflexion au cours du temps de dépôt.



**Figure 5.4:** Interface de suivi de réflectivité spectrale du multicouches. La variation de couleur correspond à l'évolution de la température de la structure lors du refroidissement post-dépôt. Le rouge correspond aux zones plus chaudes et le bleu aux zones plus froides.

Sur le graphe, on a la longueur d'onde en ordonnée et le temps de croissance en abscisse en secondes. On observe une partie uniforme au début de la croissance (jusqu'à environ 5800 secondes) correspondant au dépôt d'un buffer épais ( $1\mu\text{m}$ ) de GaAs. Puis au fur et à mesure du dépôt des couches, le spectre en réflexion se construit. A la fin de la croissance, il y a un décalage du plateau de réflectivité autour de 1150nm.

En effet, la croissance se fait à environ  $600^\circ\text{C}$ . A la fin de la croissance, on refroidit le wafer pour le sortir de la chambre de croissance. L'indice des couches va changer avec la température, ce qui décale l'ensemble du plateau de réflectivité. La descente n'est pas linéaire avec le temps (voir figure 5.5), et donc la variation de longueur d'onde du plateau non-plus. Mais les deux sont bien corrélés. C'est la difficulté de cette technique : afin de suivre la réflectivité à la température de croissance, il faut connaître les indices de GaAs et AlAs à cette température (et aussi bien contrôler la température).



**Figure 5.5:** Descente en température à la fin de la croissance.

Afin d'obtenir ce spectre, un faisceau lumineux en lumière blanche (lampe halogène) à  $20^\circ$  de la normale à la surface du multicouches est envoyée et la lumière réfléchiée par le wafer est renvoyée dans un spectromètre NIR (867-1394nm). Pour plus de détail sur le montage et la technique de mesure, on peut se référer à [60]. Le suivi de la courbure de la plaque a aussi été réalisé. Cette courbure est proportionnelle à l'épaisseur déposée. Cette technique est appelée Magnification Inferred Curvature (MIC). C'est une technique assez peu répandue qui est spécifique au LAAS. On peut trouver le détail complet de la technique dans [1].

En effet, la formule donnant la courbure d'une plaque est donnée par la formule de Stoney [7] :

$$\kappa = \frac{1}{R_{Stoney}} = \frac{6\sigma_f h_f}{M_s h_s^2} \quad (5.1)$$

Avec  $\kappa$  la courbure,  $\sigma_f$  la contrainte dans le film,  $h_f$  l'épaisseur du film,  $M_s$  le module biaxial du substrat et  $h_s$  l'épaisseur du substrat.

L'interface de suivi de la courbure est donnée par la figure 5.6.

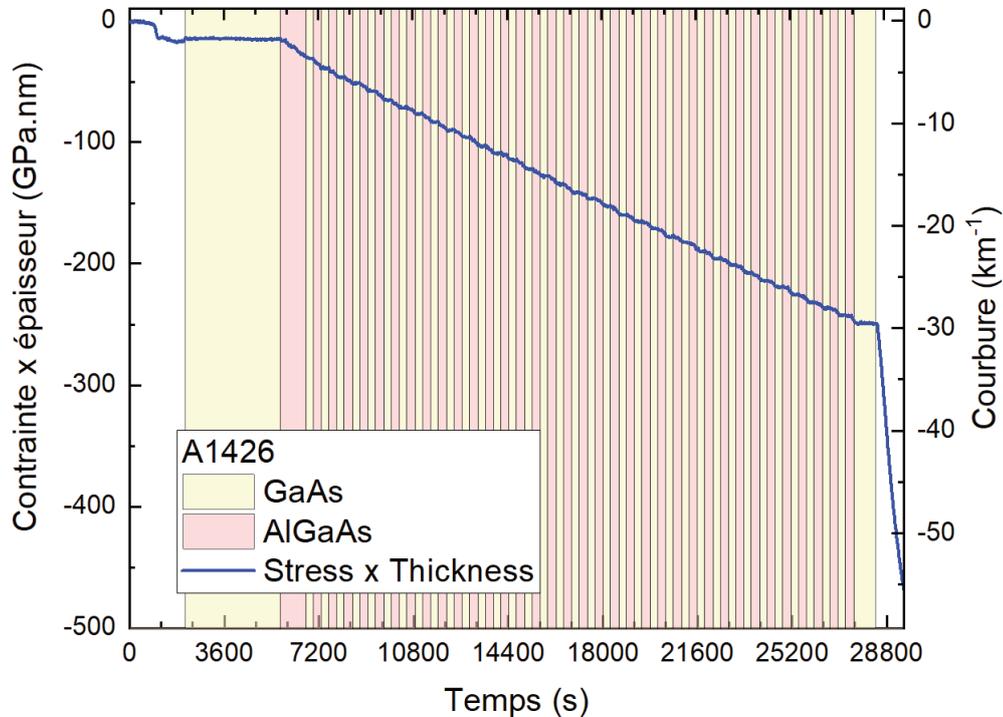


Figure 5.6: Interface de suivi de la courbure du multicouches.

On observe que la courbure demeure inchangée au début du processus et qu'elle commence à augmenter en valeur absolue au fur et à mesure que les couches sont déposées. La raison est que la courbure augmente linéairement avec le produit  $\sigma_f \cdot h_f$  ainsi, lors de la croissance du GaAs, la contrainte étant nulle, la courbure ne change pas. Par contre, à chaque fois qu'une couche d'AlGaAs croît, il y a une petite contrainte due au fait que le paramètre de maille de l'AlAs est plus grand que celui du GaAs. La courbure va donc augmenter à chaque couche d'AlGaAs, puis être constante pendant le GaAs suivant, et ainsi de suite. C'est pour cela que l'on observe une sorte d'escalier descendant dans la figure 5.2. La marche, c'est le GaAs. La contremarche, c'est l'AlGaAs (dont la pente dépend de la vitesse de croissance de l'AlAs).

Après la descente en température et avant la sortie de l'échantillon, on observe une augmentation drastique de la courbure à la fin de l'épitaxie. Cela vient de la descente en température du wafer après croissance. La différence de coefficients de dilatation thermique du GaAs et de l'AlAs provoque alors des contraintes internes aux couches ce qui influe sur la courbure du substrat.

Enfin, on peut également suivre la flèche (bow) du multicouches au fur et à mesure de

la croissance donnée par la figure 5.7. Celle-ci possède la même allure mais inversée par rapport à la courbure. La surface de la plaque est une surface convexe (centre bombé vers le haut). A la fin de la croissance, la baisse de température fait drastiquement augmenter la flèche jusqu'à 90µm. Cela est notamment dû aux différences de dilatation thermique de l'AlAs et du GaAs. L'évolution de la courbure va être importante à considérer notamment sur son impact au niveau des bords de la plaque lors du transfert du multicouches. Nous en parlerons plus en détails au chapitre 6.

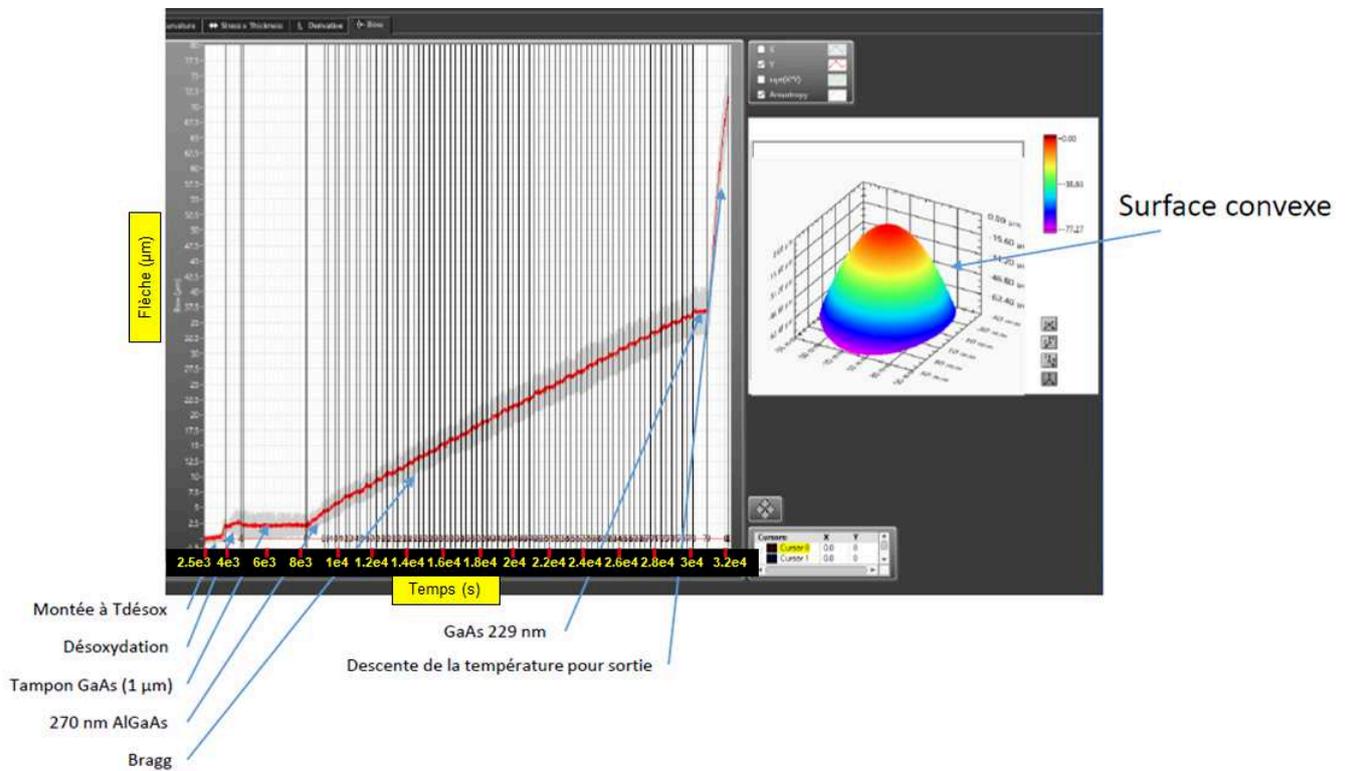


Figure 5.7: Interface de suivi de la flèche du multicouches.

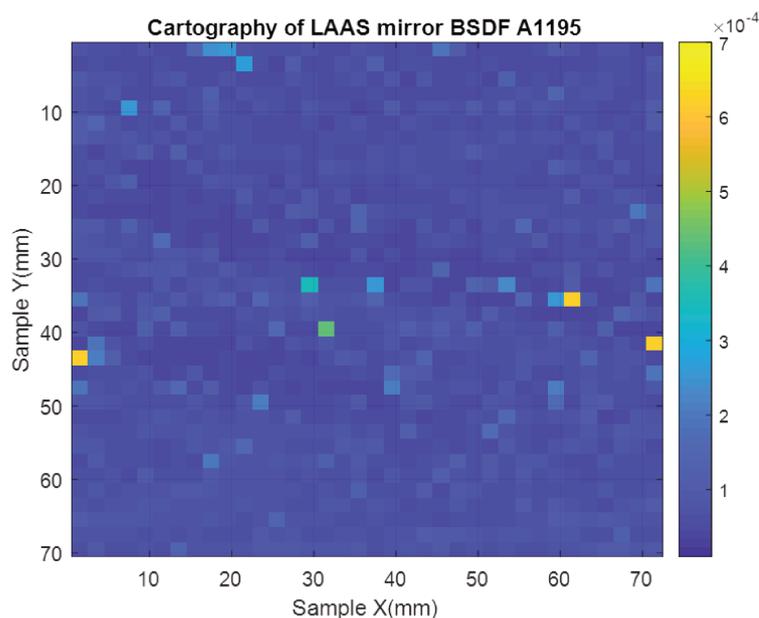
## 5.3 Caractérisations optiques

Pour les miroirs produits au LAAS, comme mentionné dans la section 5.1, les quatre échantillons ont été caractérisés.

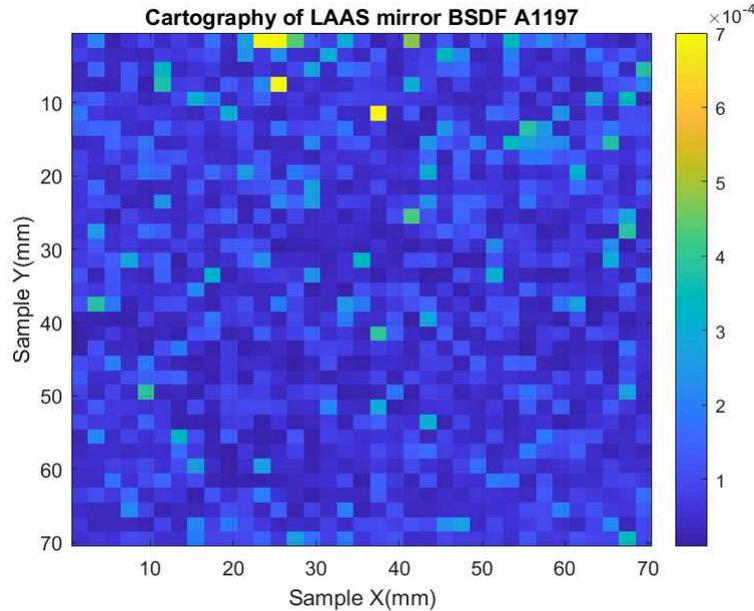
### 5.3.1 Mesures de diffusivité des échantillons

Des mesures de diffusion et de rugosité ont été effectuées sur les deux échantillons qui sont recouverts d'un dépôt cristallin multicouches. Dans les figures 5.8 et 5.9 ci-dessous, nous avons la carte de diffusion des deux échantillons, nommés A1195 et A1197.

La diffusion optique est le phénomène par lequel un rayon lumineux est dévié dans plusieurs directions lorsqu'il interagit avec certains objets. Cette déviation peut être répartie uniformément dans tout l'espace, on parle de diffusion isotrope. Dans le cas où il est dévié dans une direction particulière, on parle de diffusion anisotrope. Dans le cadre des applications pour le détecteur Advanced Virgo, la lumière diffusée est une source importante de pertes optiques et de bruit dans le détecteur ce qui dégrade sa sensibilité. Il convient donc d'avoir des miroirs qui soit le moins diffusant possible.



**Figure 5.8:** Cartographie de diffusion du miroir A1195.



**Figure 5.9:** Cartographie de diffusion du miroir A1197.

La technique de mesure de la diffusion a été décrite au chapitre 3.

De manière générale, il semble que l'échantillon A1197 est légèrement plus diffusif que l'échantillon A1195. L'échelle de valeurs correspond aux valeurs de BRDF en chaque point avec 1252 points de mesures qui ont été réalisés en tout. Toutes les mesures ont été effectuées avec le laser YAG à  $\lambda = 1064nm$ .

Pour l'A1195, la valeur RMS est de  $7.7 \cdot 10^{-5}$  ce qui correspond à une diffusivité de 45 ppm. Pour A1197, nous avons une valeur RMS de  $2.3 \cdot 10^{-4}$  ce qui correspond à une diffusivité de 60 ppm. Pour rappel, la diffusion du miroir de Tholabs CMS était de 9 ppm. Il convient toutefois de noter que le diamètre de ce miroir est bien inférieure (22 mm) à celui des miroirs du LAAS qui est de 100 mm. Pour convertir la mesure RMS en ppm, on réalise une mesure de BRDF en fonction de l'angle en un point de la carte où la BRDF mesurée correspond à cette valeur moyenne. En intégrant cette courbe, on obtient ce que l'on appelle la TIS (Total Integrated Scatter) qui est la valeur en ppm. Le LMA a généré une abaque avec toutes les mesures réalisées au cours du temps sur les différents miroirs et échantillons qui ont été étudiés. Cette abaque convertit la valeur moyenne de la BRDF en ppm. La relation entre la valeur RMS et la valeur en ppm n'est pas linéaire.

Si on compare avec les miroirs de Virgo qui ont une diffusivité de l'ordre de 4-5 ppm, il reste donc une certaine marge pour atteindre les valeurs de diffusivité exigée par le détecteur. La

spécification demandée pour les miroirs de Virgo est que leur diffusivité doit être inférieure à 10ppm.

### 5.3.2 Mesures de réflexion et de transmission

Nous avons également exploré les propriétés de réflexion des échantillons fabriqués par le LAAS. Nous avons mesuré la réflectivité des miroirs avec un spectromètre en mode réflexion. Les mesures ont été faites avec différents angles d'incidences ( $6^\circ$ ,  $-6^\circ$ ) et avec une lumière polarisée S et P. Nous ne présenterons que les résultats obtenus avec la polarisation S à  $6^\circ$  d'incidence par rapport à la normale à l'échantillon.

Les figures 5.10 et 5.11 montrent le spectre de réflexion de A1195 et A1197. Nous avons également superposé les deux spectres pour les comparer dans la figure 5.12. Les spectres en réflexion correspondent pas tout à fait à ce que l'on attendait : les spectres n'étant pas centrés à la longueur d'onde du laser (1064nm), il y a un décalage vers les petites longueurs d'ondes.

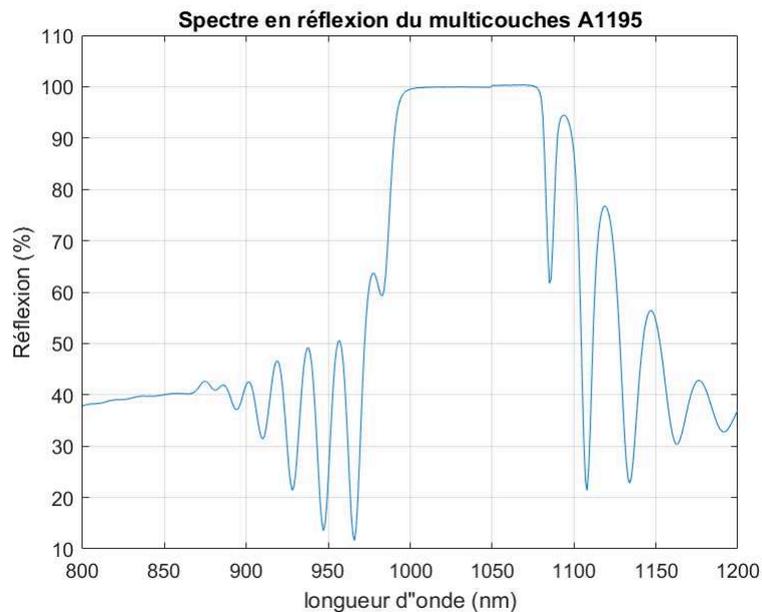


Figure 5.10: Spectre en réflexion de A1195.

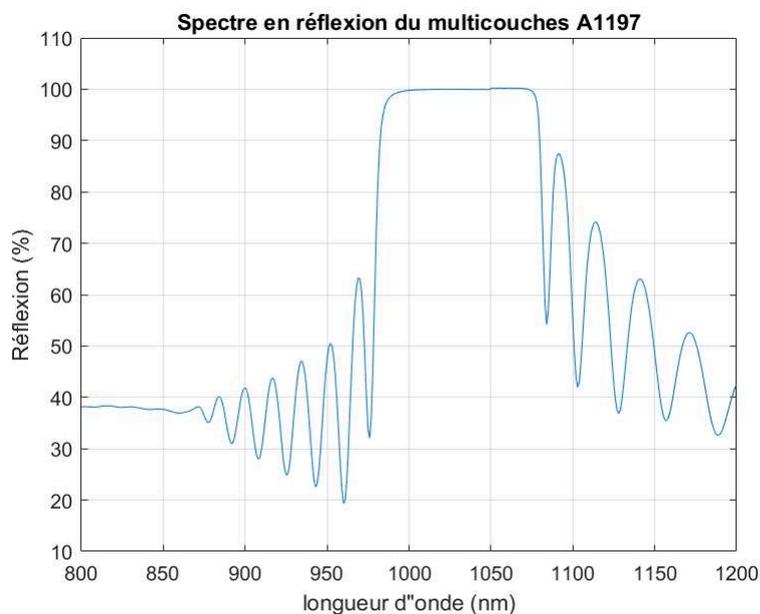


Figure 5.11: Spectre en réflexion de A1197.

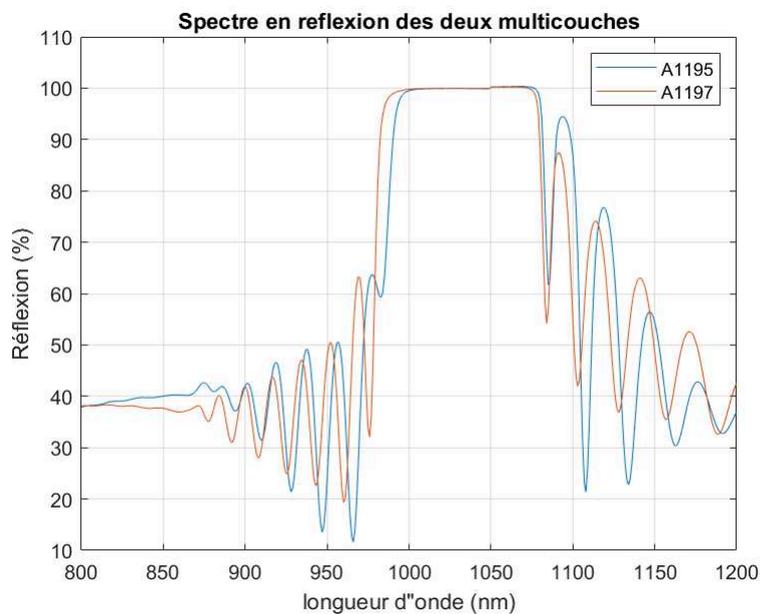


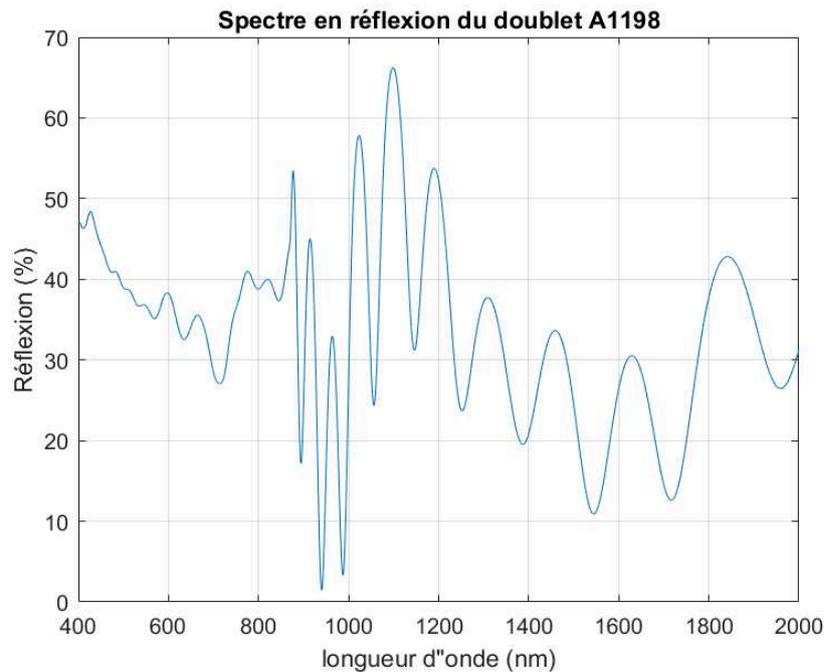
Figure 5.12: Comparaison des spectres en réflexion des deux multicouches.

On observe un léger décalage entre les deux spectres en longueur d'onde. Le décalage étant d'environ 10nm sur 1000nm, ce résultat peut s'expliquer par une différence entre l'épaisseur attendue des couches et l'épaisseur des couches déposées d'environ 1%. D'autre

part, on observe également un décalage en amplitude entre les deux courbes. Ces décalages en longueur d'onde et en amplitude témoignent d'une différence à la fois dans les épaisseurs des couches et les indices optiques des matériaux entre les deux échantillons. Les épaisseurs visées ne sont pas forcément celles des couches effectivement déposées et la composition des couches en *AlGaAs* qui doit être de 92% d'Aluminium et 8% de GaAs n'est pas toujours exacte.

Afin de valider l'empilement, des simulations de spectres en réflexion ont été calculées pour les comparer aux spectres mesurés dans la section 5.4.1.5.

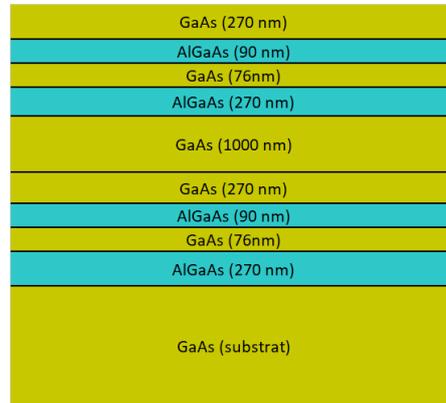
Par la suite, le A1198 a également été caractérisé dont le spectre est donné par la figure 5.13.



**Figure 5.13:** Spectre en réflexion de A1198.

Nous nous sommes rendus compte que le spectre obtenu n'était pas celui attendu. On remarque que le spectre de l'échantillon A1198 peut correspondre au spectre en réflexion d'un dépôt constitué d'un petit nombre de couches. En enquêtant auprès du LAAS, il s'avère en effet que le dépôt demandé a été réalisé deux fois sur le substrat de GaAs du A1198 et n'a pas été fait sur le substrat du A1196. Ainsi le doublet A1198 s'est retrouvé avec deux paires de doublets GaAs/AlGaAs séparé par une couche épaisse de 1µm de GaAs.

La structure du doublet A1198 est donnée par la figure 5.14.



**Figure 5.14:** Structure du "doublet" A1198.

## 5.4 Simulation du spectre en réflexion du multicouches GaAs/AlGaAs

A la suite de l'échantillon A1198 dont l'empilement n'était pas celui attendu, nous avons commandé au LAAS des nouveaux doublets à réaliser. La structure de ces nouveaux doublets est la même que donnée par la figure 5.14 avec les épaisseurs indiquées sur le schéma de la section 5.1. Pour confirmer l'empilement, nous avons demandé un premier doublet (A1319) afin de le caractériser optiquement et de vérifier si on retrouve le spectre en réflexion attendu en calculant la réflectivité du miroir avec les indices des matériaux et l'épaisseur des couches du doublet déposé. Ainsi en comparant le spectre obtenu par spectrométrie et le calcul théorique du spectre, on peut confirmer l'épaisseur des couches ainsi que leur composition.

### 5.4.1 Calcul du spectre en réflexion du doublet A1319 avec Optilayer

#### 5.4.1.1 Modèle d'indice du GaAs et de l'AlGaAs

Pour simuler le spectre en réflexion d'un wafer, nous pouvons utiliser le logiciel OptiLayer. Il s'agit d'un programme de simulation permettant de donner les courbes en réflexion et en transmission d'un matériau donné. Cela peut concerner un substrat fait d'un matériau brut ou bien un empilement complexe fait de plusieurs matériaux comme les multicouches étudiés.

En donnant les valeurs des épaisseurs et la loi spectrale de l'indice de réfraction de chaque matériau composant l'empilement, le logiciel peut calculer le spectre en réflexion en utilisant les formules de calcul des coefficients de réflexion à partir des champs électromag-

nétiques E et H [95]. L'inverse est également possible, à savoir de fournir les valeurs des coefficients de réflexion et de transmission dans une gamme de longueur d'ondes donnée. Optilayer va alors calculer les lois d'indice ainsi que les épaisseurs attendues d'un empilement pour obtenir les valeurs de réflexion et transmission mesurées.

Ainsi en fournissant les valeurs des épaisseurs et des indices des matériaux, nous pouvons obtenir le spectre simulé et le comparer au spectre mesuré expérimentalement pour valider l'empilement.

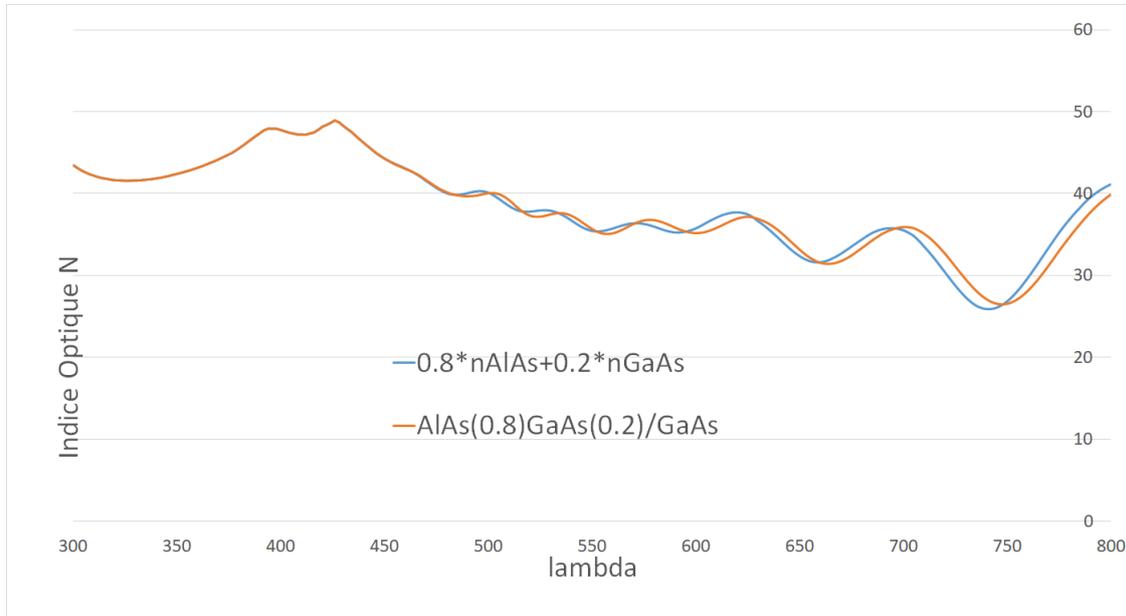
Nous avons également besoin de la loi spectrale de l'indice du GaAs et de l'AlGaAs dans le domaine de longueur d'onde qui nous intéresse. Les mesures expérimentales du spectre en réflexion ont été faites dans la gamme [0.4 $\mu$ m-2 $\mu$ m]. Le site `refractiveindex.info` rassemble une base de données de nombreuses mesures d'indice de différents matériaux. Nous avons utilisé les papiers de Rakic et Majewski [83] qui ont fait des mesures des coefficient n et k du GaAs dans la gamme [0.2 $\mu$ m-12.4 $\mu$ m] et de l'AlAs dans la gamme [0.2 $\mu$ m-2.48 $\mu$ m].

Pour la loi d'indice de l'AlGaAs, Aspnes et al. [12] ont mesuré les indices optiques pour différentes proportions de GaAs et d'AlAs (Les mesures sont faites pour une composition  $Al_xGa_{1-x}As$  avec x allant de 0 à 0.8). Dans les multicouches réalisés par le LAAS, l'AlGaAs comporte 92% d'aluminium et 8% de Gallium. Mais la proportion maximale d'Aluminium dans l'AlGaAs pour laquelle l'indice optique a été mesuré par Aspnes et al. est 80%.

Afin d'obtenir les indices pour le composé AlGaAs dans notre cas, nous sommes partis des indices du GaAs et de l'AlAs et nous les avons pondérés par leurs proportions :

$$\begin{aligned} n_{Al(0.92)Ga(0.08)As} &= 0.08 * n_{GaAs} + 0.92 * n_{AlAs} \\ k_{Al(0.92)Ga(0.08)As} &= 0.08 * k_{GaAs} + 0.92 * k_{AlAs} \end{aligned} \tag{5.2}$$

Afin de vérifier cette approche, nous avons comparé dans la figure 5.15 les courbes obtenues avec les lois spectrales d'indices mesurés pour l'AlGaAs avec 80 pourcent d'Aluminium et celle obtenue en faisant la pondération correspondante ( $0.8 \times n(AlAs) + 0.2 \times n(GaAs)$ ) :



**Figure 5.15:** Comparaison de la loi spectrale de l'indice optique d'AlGaAs (80% AlAs) mesurée expérimentalement et l'approche par pondération 80% AlAs + 20% GaAs.

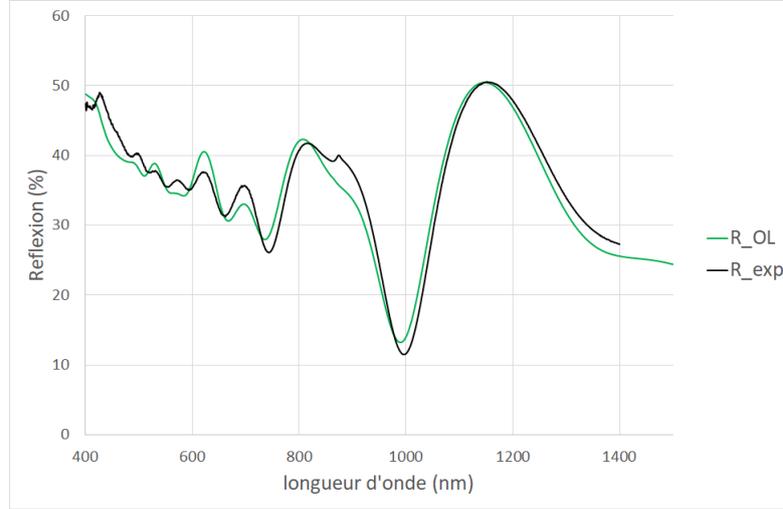
La courbe orange correspond aux valeurs des indices d'un matériau en AlGaAs avec 80% d'aluminium et 20% de GaAs. La courbe bleue correspond aux valeurs d'indices avec la pondération que l'on a faite.

On peut constater que notre modèle de pondération demeure proche des mesures d'indices d'AlGaAs pour un mélange avec 80% d'AlAs. On peut donc supposer que cela reste valide pour la loi spectrale d'indice de l'AlGaAs composant les couches du multicouches avec 92% d'AlAs.

Ainsi, nous pouvons renseigner les valeurs d'indices obtenus à partir des données de Rajic et Majewski dans Optilayer et spécifier la structure de l'empilement de la figure 5.14 avec les valeurs des épaisseurs. Nous obtenons alors le spectre en réflexion correspondant que nous comparons au spectre mesuré expérimentalement au LMA par spectrométrie donné par la figure 5.16. La courbe simulée et les mesures expérimentales sont très proches l'une de l'autre sur la gamme de longueurs d'onde ce qui permet de confirmer la structure de l'empilement.

#### 5.4.1.2 Développement d'un modèle de calcul de la réflectivité d'une monocouche d'AlGaAs

Afin de renforcer la validité du modèle obtenu avec Optilayer, nous avons calculé le spectre en réflexion avec Matlab, à partir des coefficients  $n$  et  $k$  des indices du GaAs et de l'AlGaAs.



**Figure 5.16:** Comparaison du spectre simulé par Optilayer et du spectre en réflexion mesuré expérimentalement.

Pour obtenir la réflectivité du miroir, nous avons besoin de calculer son coefficient de réflexion  $R$ . Nous adoptons l'approche matricielle pour obtenir le champ électromagnétique en fonction des paramètres des matériaux :

$$E_a \begin{bmatrix} 1 \\ Y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_1 & \frac{i \sin \delta_1}{\eta_1} \\ i \eta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_b \\ H_b \end{bmatrix} \quad (5.3)$$

Avec  $E, H$  les champs électrique et magnétique,  $\delta$  le déphasage de la lumière et  $\eta$  l'admittance optique modifiée. Son expression est :  $\eta = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0} N \cos(\theta)}$  avec  $N$  l'indice complexe du milieu et  $\theta$  l'angle de propagation de la lumière dans la couche par rapport à la normale aux interfaces des couches. Cette expression est donnée avec une polarisation  $s$  du champ électrique.

Il est important de prendre la partie réelle et imaginaire de l'indice. Si nous négligeons le coefficient d'extinction  $k$ , il y aura des erreurs dans le calcul du spectre. L'indice complexe s'écrit donc en fonction de  $n$  et  $k$ :  $N = n - ik$ .

Dans le cas général, pour un nombre  $q$  de couches minces, l'expression du coefficient de réflexion  $R$  est donnée par :

$$R = \left( \frac{\eta_{air} B - C}{\eta_{air} B + C} \right) \left( \frac{\eta_{air} B - C}{\eta_{air} B + C} \right)^* \quad (5.4)$$

Avec  $B$  et  $C$  le coefficient du champ incident :

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_k & \frac{i \sin \delta_k}{\eta_k} \\ i \eta_k \sin \delta_k & \cos \delta_k \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_s u b \end{bmatrix} \quad (5.5)$$

Avec

$$\delta_k = \frac{2\pi N_k d_k \cos \theta_k}{\lambda} \quad (5.6)$$

$$\theta_k = \arcsin\left(\frac{N_{air}}{N_k} \sin \theta_{air}\right)$$

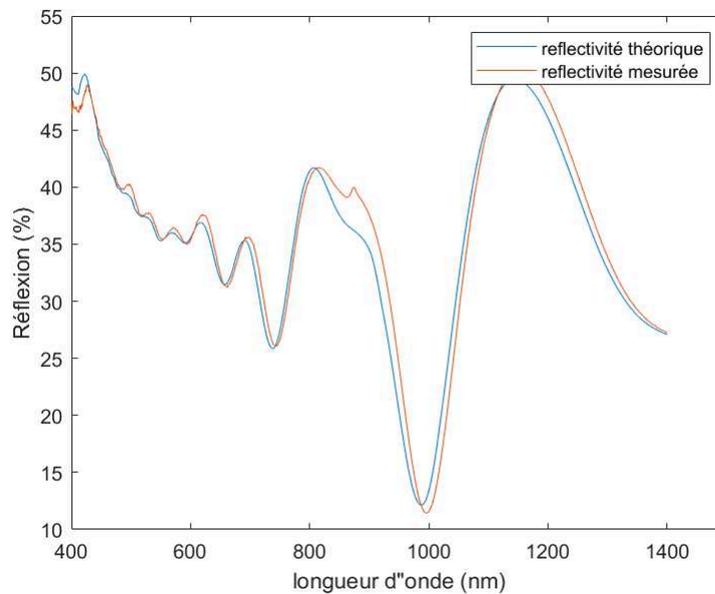
$d_k$  est l'épaisseur de la couche  $k$ .

### 5.4.1.3 Comparaison du modèle Matlab avec les mesures expérimentales

Nous évaluons le spectre de réflexion du doublet, en donnant de même les indices des matériaux et l'épaisseur théorique des couches.

Tous les paramètres nécessaires sont donnés et les calculs sont effectués pour chaque longueur d'onde, les matrices de chaque couche sont calculées pour obtenir les coefficients B et C.

On obtient donc le coefficient de réflexion pour chaque longueur d'onde que l'on compare avec les données expérimentales:



**Figure 5.17:** Comparaison du spectre simulé avec Matlab et du spectre mesuré expérimentalement.

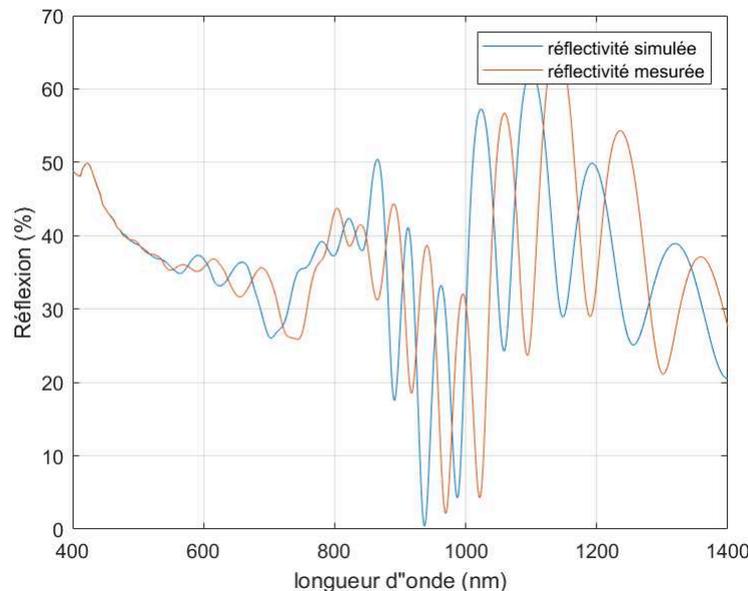
Nous constatons ici un faible écart entre les valeurs mesurées et le modèle Matlab. La précision obtenue est ainsi meilleure que pour le modèle Optilayer. L'empilement est donc bien le bon.

Par la suite, nous nous sommes servis de ce programme pour étudier l'empilement de

l'échantillon A1198 dont l'empilement est un peu plus complexe, puisqu'il s'agit d'un doublet qui a été déposé deux fois avec une couche épaisse de GaAs entre les deux doublets. Le schéma de l'échantillon est donné par la figure 5.12.

#### 5.4.1.4 Étude du multicouches A1198 avec le modèle Matlab de simulation de la réflectivité

Si l'on utilise les épaisseurs théoriques des couches du multicouches A1198 dans notre modèle et que l'on compare la réflectivité calculée avec les mesures expérimentales on obtient le graphe suivant de la figure 5.18 :



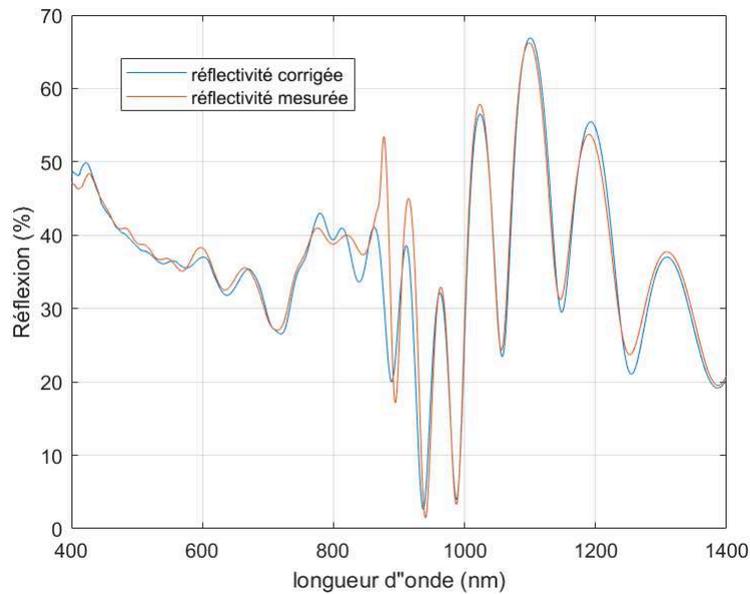
**Figure 5.18:** Comparaison du spectre en réflexion simulé avec Matlab avec le spectre mesuré.

On observe que les deux spectres sont décalés horizontalement l'un par rapport à l'autre. Cela témoigne d'un écart entre les épaisseurs théoriques qui ont été données dans la figure 5.12 et les épaisseurs réelles des couches.

Pour faire correspondre les deux courbes, il faudrait modifier les épaisseurs des différentes couches peu à peu de sorte à faire coïncider les courbes. Dans la pratique, la vitesse de dépôt des couches par MBE dépend principalement du matériau. Les couches de GaAs vont toutes être déposées à la même vitesse de même pour les couches d'AlGaAs. Ainsi les variations d'épaisseur des couches par rapport à celles visées sont propres à chaque matériau. Il suffit donc de faire varier de la même quantité l'épaisseur des couches de

GaAs, de même pour les couches d'AlGaAs.

Ainsi en appliquant une différence de  $-4\%$  sur l'épaisseur des couches GaAs et de  $-3\%$  sur l'épaisseur des couches d'AlGaAs du multicouche A1198, nous obtenons le graphique suivant :



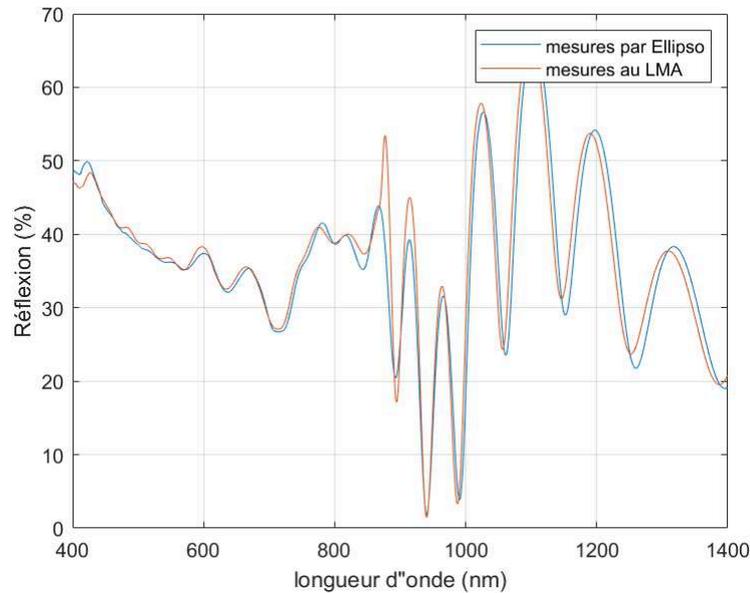
**Figure 5.19:** Comparaison du spectre en réflexion de l'empilement avec épaisseurs corrigées comparées au spectre mesuré.

Nous observons un faible écart entre les courbes de la figure 5.19. Par la suite, nous avons effectué des mesures avec la technique de l'ellipsométrie qui consiste à utiliser le changement d'état de polarisation de la lumière après réflexion sur une surface plane pour mesurer les caractéristiques d'un empilement de couches minces. Ces mesures ont été faites pour connaître l'épaisseur précise des couches dans le cadre des travaux expérimentaux réalisés sur cet échantillon. Nous présentons un peu plus les détails de cette technique ainsi que les expériences qui ont été faites dans le chapitre 6.

Les mesures d'ellipsométrie nous donnent les épaisseurs de chaque couche de l'échantillon, rassemblées dans le tableau suivant :

Couche sacrificielle GaAs	262.12nm
Couche d'AlGaAs	85.13nm
Couche de GaAs	74.62nm
Couche sacrificielle d'AlGaAs	255.28nm
Couche de GaAs	1 $\mu$ m
Couche sacrificielle GaAs	225.82nm
Couche d'AlGaAs	93.43m
Couche de GaAs	74.27nm
Couche sacrificielle d'AlGaAs	254.04nm

En rentrant ces épaisseurs dans le programme on obtient le graphe :



**Figure 5.20:** Comparaison du spectre en réflexion de l'empilement avec épaisseurs mesurées à l'ellipsométrie comparé et du spectre mesuré.

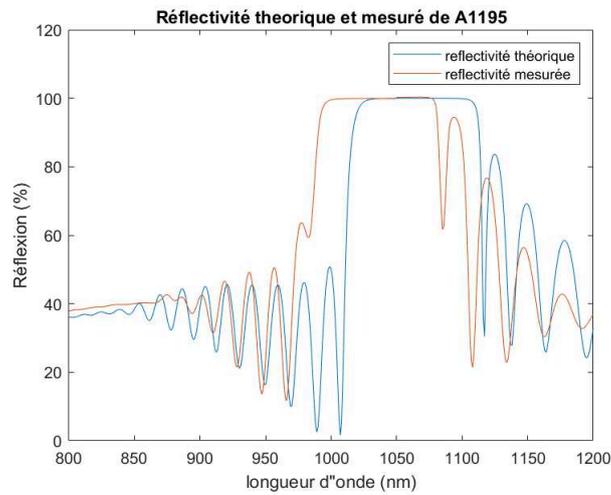
Nous obtenons des valeurs qui coïncident également avec le spectre mesuré. A noter que les mesures en ellipsométrie sont moins précises car on ne prend que quelques points de mesure sur la surface du wafer.

#### 5.4.1.5 Étude des multicouches A1195 et A1197 avec le modèle Matlab de simulation de la réflectivité

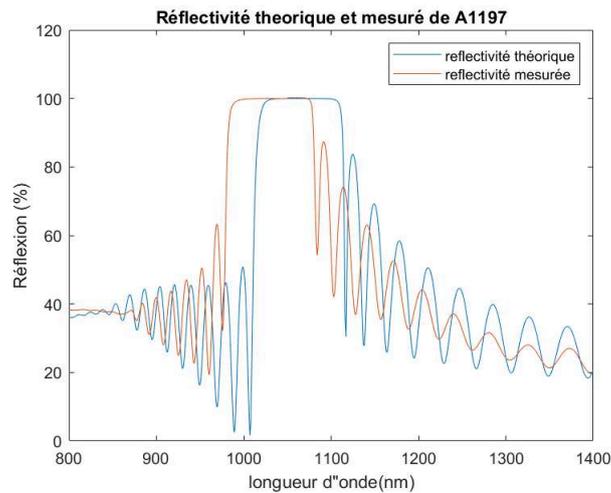
Nous avons également comparé le spectre en réflexion des multicouches A1195 et A1197 qui sont les vrais miroirs de Bragg dont l'empilement théorique est donné par la figure 5.1. L'empilement est composé d'une première couche épaisse de GaAs, suivie de 35 paires de couches minces quart d'ondes GaAs/AlGaAs et se terminant sur une couche dite sacrificielle

d'AlGaAs, le tout reposant sur un substrat de GaAs. La couche d'AlGaAs va servir de couche d'arrêt lors du procédé de transfert pour réaliser les miroirs cristallins (voir chapitre 6).

En prenant les épaisseurs théoriques des couches on peut calculer le spectre en réflexion avec notre modèle et le comparer aux mesures qui ont été faites. Les spectres sont donnés par les figures 5.21 et 5.22.

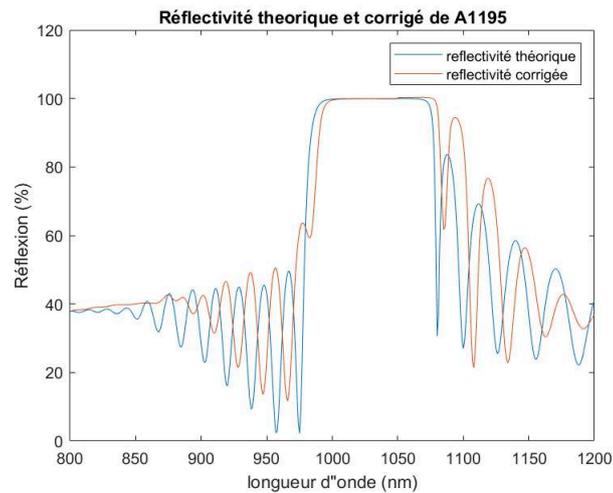


**Figure 5.21:** Comparaison du spectre en réflexion simulé avec Matlab avec le spectre mesuré du multicouche A1195.

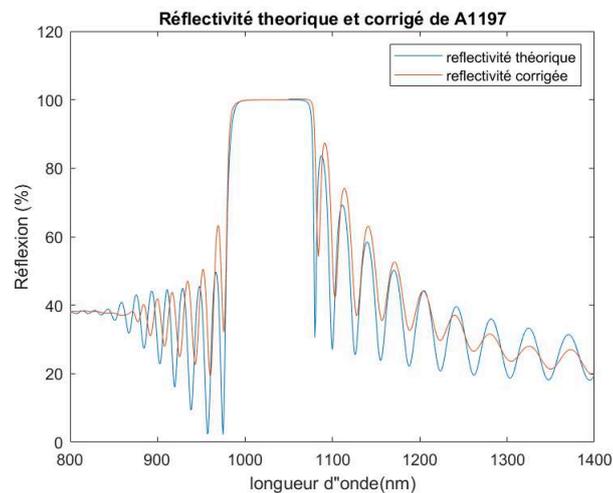


**Figure 5.22:** Comparaison du spectre en réflexion simulé avec Matlab avec le spectre mesuré du multicouche A1197.

On remarque de nouveau le décalage horizontal témoignant d'une différence entre les épaisseurs réelles des couches de l'empilement et des épaisseurs attendues. En appliquant de nouveau une différence de -4% sur les épaisseurs des couches de GaAs et de -3% sur les couches d'AlGaAs, on obtient les courbes suivantes :



**Figure 5.23:** Comparaison du spectre en réflexion simulé avec Matlab avec le spectre corrigé du multicouches A1195.



**Figure 5.24:** Comparaison du spectre en réflexion simulé avec Matlab avec le spectre corrigé du multicouches A1197.

On remarque un décalage conséquent dans les petites longueurs d'ondes (inférieur à 1000nm), notamment pour le A1195 ce qui laisse penser qu'il y a des différences d'épaisseur d'une couche à l'autre. D'autre part, on peut observer qu'il y a également un décalage en

amplitude. Les maxima et les minima de la réflectivité théorique ne sont pas tout à fait à la même hauteur que ceux de la réflectivité corrigée. Cela peut provenir des lois d'indice du GaAs et de l'AlGaAs d'onde utilisée dans le modèle. Nous avons effectué une interpolation à partir des données utilisées sur le site `refractiveindex.info` et les différences entre les valeurs d'indice mesurées et théoriques peuvent générer ces décalages en amplitude entre le spectre théorique et mesuré.

## 5.5 Réalisation d'un nouveau jeu de multicouches

Afin d'étoffer le nombre d'échantillons de multicouches pour les tests expérimentaux de transfert au CEA (voir chapitre 6), nous avons demandé au LAAS de réaliser un nouveau jeu de multicouches. Un doublet (A1423) et quatre multicouches (A1424, A1425, A1426, A1427) ont été déposés sur substrat de GaAs. La structure du doublet demeure la même que le A1319. Concernant les multicouches, des modifications ont été opérées : Deux multicouches (A1425 et A1427) sur les quatre ont une couche sacrificielle faite en InGaP et non en AlGaAs. Cela aura de l'importance dans le procédé expérimental mis en place pour réaliser les miroirs de Bragg (voir chapitre 6). Les deux autres multicouches sont les mêmes que les premiers avec une couche sacrificielle en AlGaAs. Par ailleurs, l'épaisseur de la couche de GaAs Top a été modifiée pour qu'elle devienne une  $3/4$  d'onde ( $d_{GaAsTop} = 3\lambda/4 = 229nm$ ). Enfin, les multicouches ont été déposés sur des substrats DOWA qui présentent une meilleure qualité du point de vue de la défektivité [32]. Le schéma de l'empilement des nouveaux multicouches est donné par la figure 5.25 et 5.26.

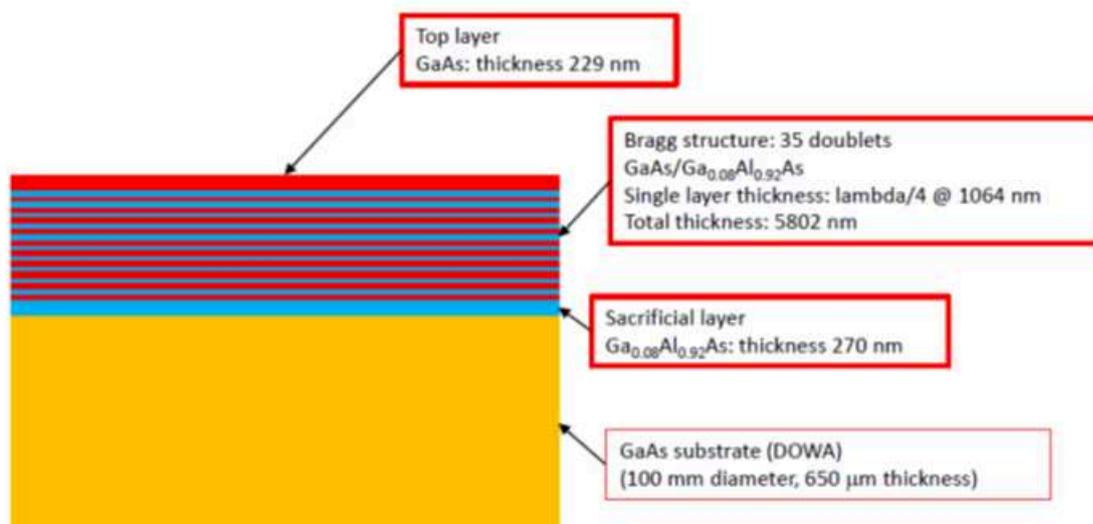


Figure 5.25: Structure des multicouches A1414 et A1426.

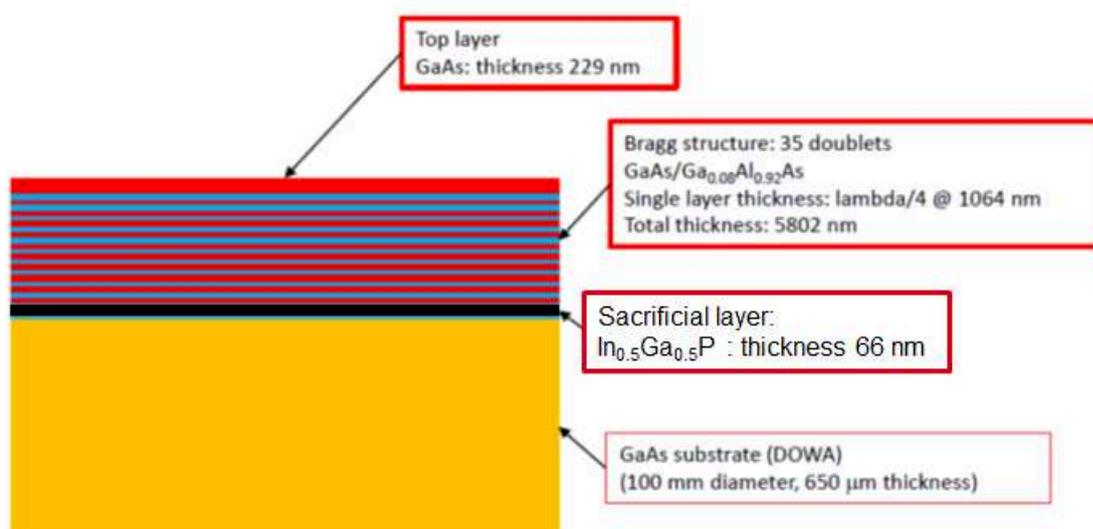


Figure 5.26: Structure des multicouches A1425 et 1427.

### 5.5.1 Caractérisations réalisées

Nous avons caractérisé les nouveaux multicouches notamment en regardant leurs défauts et leurs diffusivités.

#### 5.5.1.1 Cartographies de défauts

La cartographie de défauts est toujours réalisé par le Micromap avec le même seuillage.

Les défauts des multicouches A1424 et 1426 sont données par les figures 5.27 et 5.28.

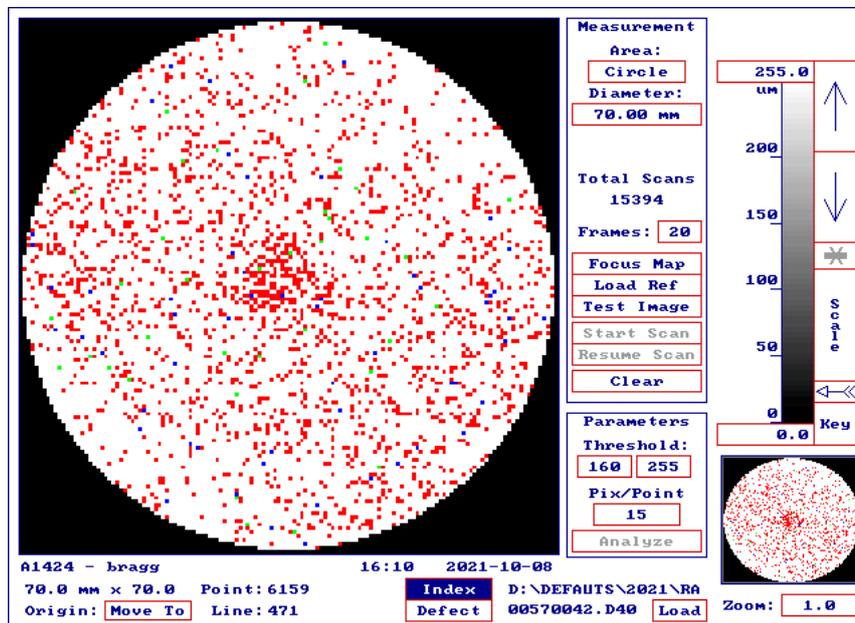


Figure 5.27: Cartographie des défauts du miroir A1424.

Le nombre de défauts total du A1424 est de 6768 donnant une densité de  $1,8 \text{ def}_{<5\mu}/\text{mm}^2$ .

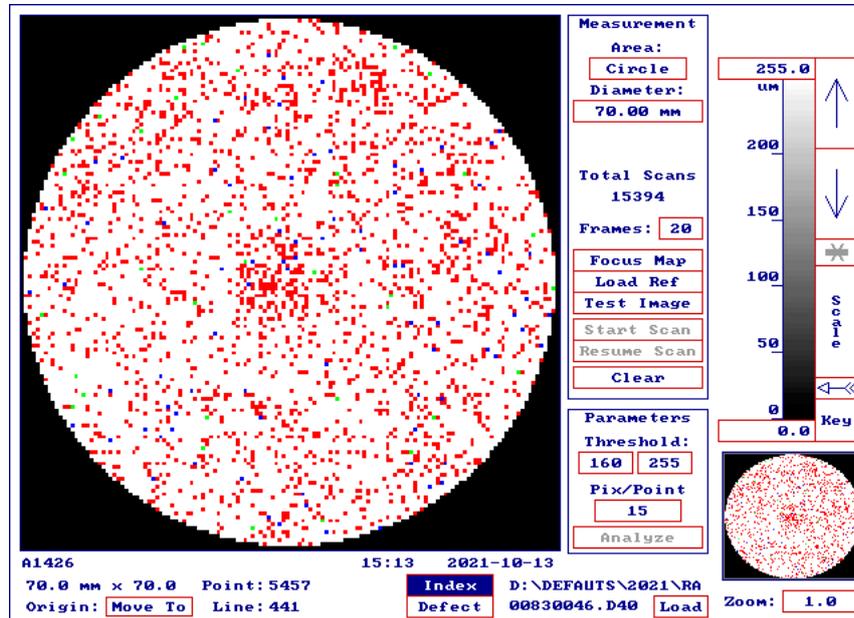


Figure 5.28: Cartographie des défauts du miroir A1426.

Le nombre de défauts total du A1426 est de 6043 donnant une densité de  $1,6 \text{ def}_{<5\mu}/\text{mm}^2$ . Ensuite, pour les échantillons A1425 et A1427, les cartographies de défauts sont données par les figures 5.29 et 5.30.

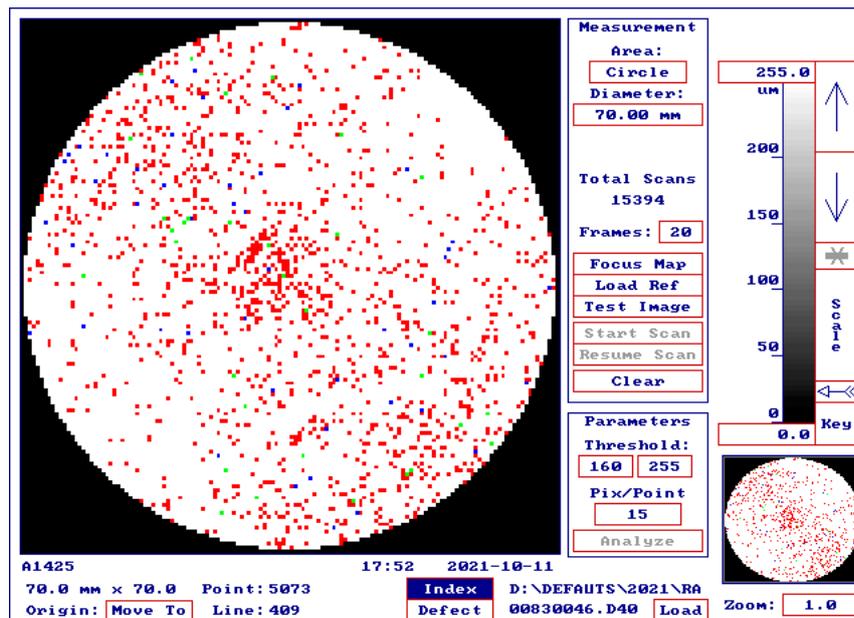


Figure 5.29: Cartographie des défauts du miroir A1425.

Le nombre de défauts total du A1425 est de 5569 donnant une densité de  $1,4 \text{ def}_{>5\mu}/\text{mm}^2$ .

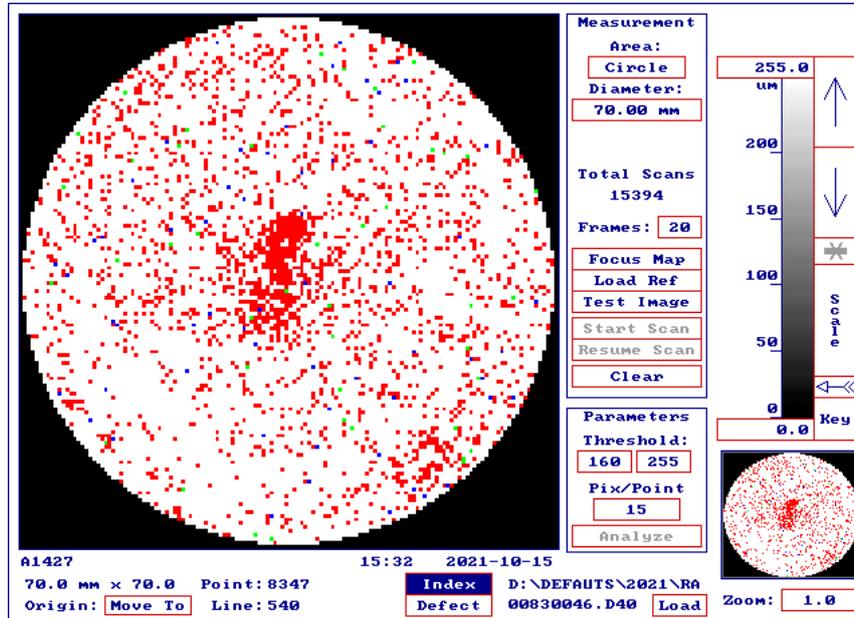
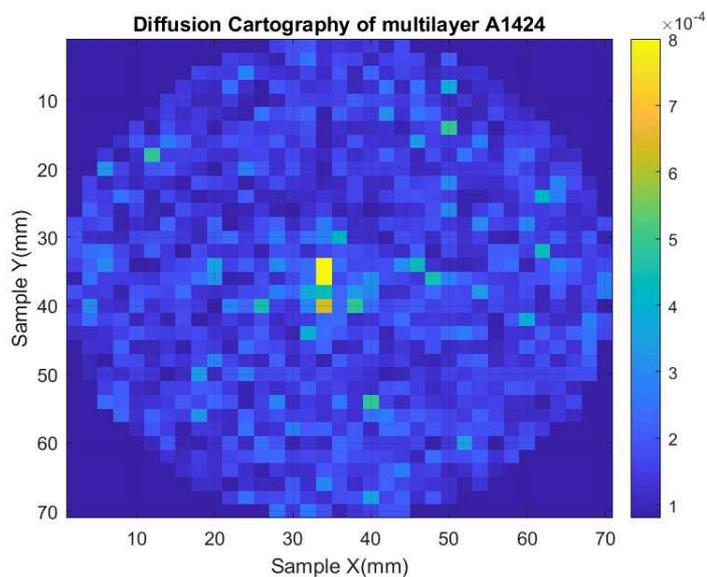


Figure 5.30: Cartographie des défauts du miroir A1427.

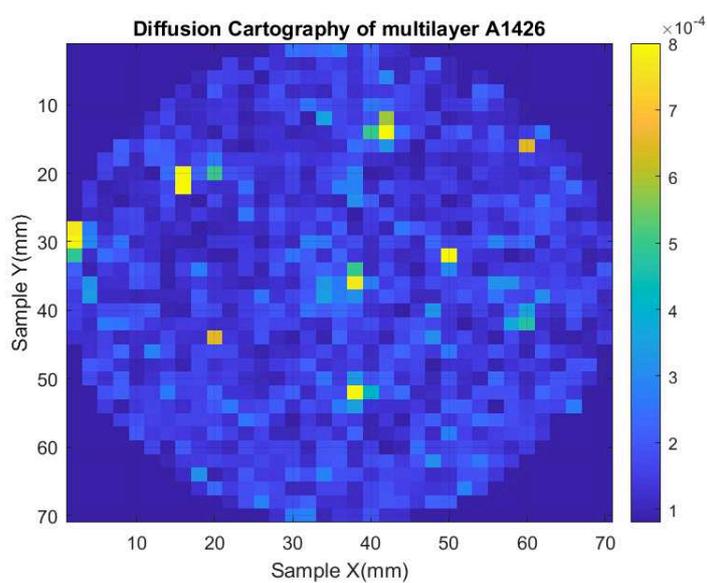
Le nombre de défauts total du A1427 est de 9065 donnant une densité de  $2,4 \text{ def}_{<5\mu}/\text{mm}^2$ . On rappelle ue pour le miroir de Thorlabs CMS, la densité de défauts était de  $0,5 \text{ def}_{<5\mu}/\text{mm}^2$ . On remarque que sur ces nouveaux échantillons, le centre de la plaque concentre beaucoup de défauts. Ce centre est ensuite entourée par une zone où la densité de défauts est plus faible. Cela se voit notamment sur les échantillons A1425 et A1427. Une hypothèse que l'on peut évoquer pour expliquer cette différence de densité de défauts est de faire appel à la différence de température lors de l'épitaxie entre le centre et le bord de la plaque qui peut provoquer une concentration de défauts au centre des couches déposées.

### 5.5.1.2 Diffusivité des multicouches

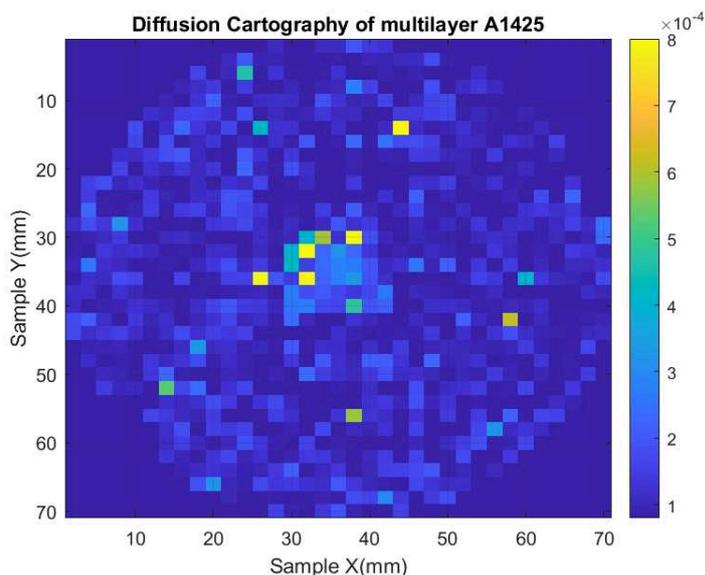
Nous avons également mesuré la diffusivité des multicouches réalisés :



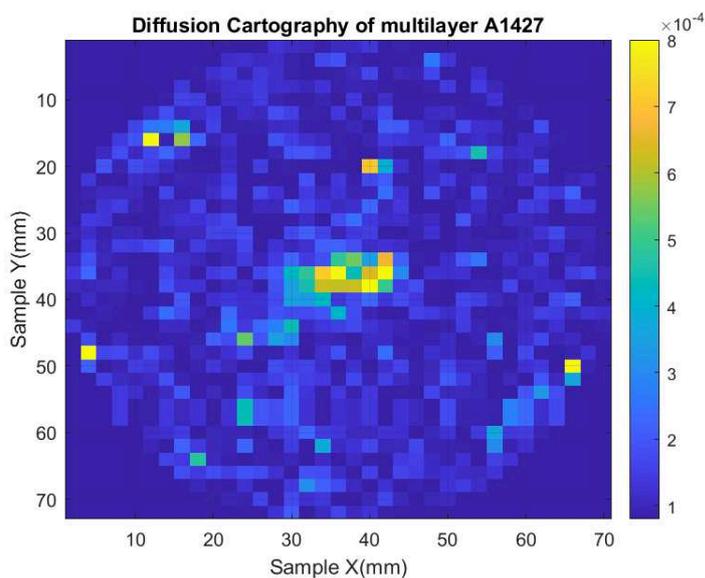
**Figure 5.31:** Cartographie de diffusion du miroir A1424. Niveau de diffusivité moyen : 80ppm.



**Figure 5.32:** Cartographie de diffusion du miroir A1426. Niveau de diffusivité moyen : 75ppm.



**Figure 5.33:** Cartographie de diffusion du miroir A1425. Niveau de diffusivité moyen : 90ppm.



**Figure 5.34:** Cartographie de diffusion du miroir A1427. Niveau de diffusivité moyen : 77ppm.

On observe que les multicouches ont un niveau de diffusion plus élevé que les premiers. Ceux-ci avait une diffusion moyenne de 45 et 60ppm. Ces résultats corroborent les mesures sur les défauts. On retrouve une diffusion plus importante au centre et une couronne autour du centre moins diffuse. Cette diffusivité peut avoir plusieurs origines : cela

peut être dû aux défauts qui apparaissent au cours de l'épitaxie en raison des dislocations cristallines qui se multiplient à chaque couche déposée. Pour le cas des multicouches avec la couche sacrificielle en InGaP, cette couche a d'abord été réalisée au LTM (Laboratoire des Technologies et de la Microélectronique) avant d'être envoyé au LAAS pour continuer la croissance. Des défauts à l'interface InGaP/GaAs peuvent ensuite se propager pendant la reprise d'épitaxie et générer une diffusion plus importante.

## 5.6 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre les mesures de caractérisation optique tels que la diffusivité et la réflectivité réalisées sur les coatings fabriqués par le LAAS. Nous observons que les résultats sont plutôt bons. Les densités de défauts sont autour de  $1-2 \text{ de } f_{>5\mu}/\text{mm}^2$  et la diffusion autour de 80 ppm. Les résultats sont un peu plus dégradés que pour le miroir de Tholabs CMS. Bien entendu, les échantillons étant de plus grande taille, il est plus délicat de contrôler le nombre de défauts et la rugosité de surface. Nous avons également pu développer un modèle pour calculer le spectre en réflexion théorique des échantillons pour le comparer aux mesures expérimentales afin de pouvoir valider la structure réelle de l'empilement. Par la suite, ces dépôts déposés sur des substrats de GaAs seront l'objet d'un transfert du multicouches vers un substrat de silice amorphe pour en faire des miroirs de Bragg. C'est la deuxième grande partie de la thèse qui s'est déroulée au CEA LETI pour réaliser ce procédé délicat.



## Chapitre 6

# Transfert d'un miroir cristallin AlGaAs/GaAs sur substrat de silice

Le but des travaux expérimentaux de mon projet de thèse est de réaliser un miroir de Bragg cristallin avec les matériaux GaAs et AlGaAs que l'on a étudié dans les chapitre précédent, selon le modèle développé par Garrett Cole et son équipe à Tholabs CMS [30]. Dans ce chapitre nous allons présenter l'état de l'art des propriétés des matériaux que nous avons utilisé dans le miroir. Puis nous préciserons le détail du processus expérimental que l'on a mis en place et exécuté pour concevoir le miroir. Les difficultés rencontrées seront exposées ainsi que les solutions pour pallier aux différents obstacles techniques. Nous présenterons aussi les résultats des mesures de caractérisation faites à différentes étapes du processus.

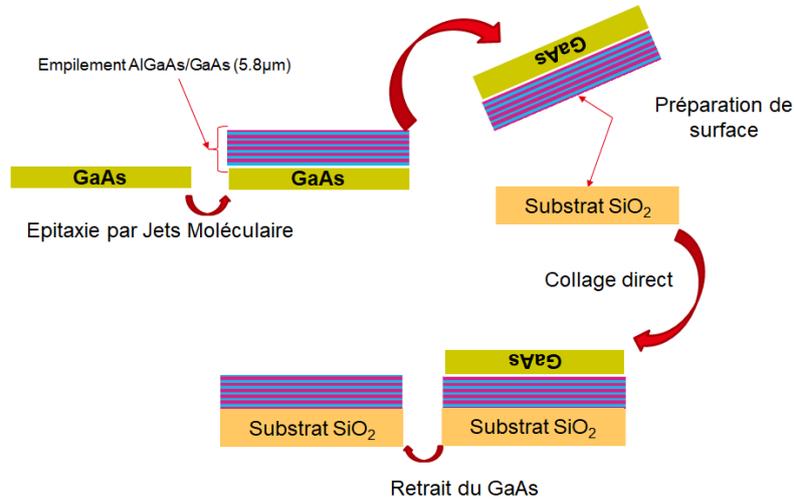
Afin de pouvoir réaliser le miroir cristallin, nous avons développé un procédé qui implique plusieurs aspects techniques développées au CEA. Comme nous l'avions vu dans le chapitre 2, le miroir de Bragg est composé de deux parties, un multicouches composées de paires AlGaAs/GaAs et un substrat de verre. L'objectif des travaux est de réaliser le miroir de Bragg complet. Pour cela, il est nécessaire comme nous l'avions évoqué dans le chapitre 3 de partir d'un substrat dont la matière est la même que les couches minces qui sont déposées par épitaxie en raison des défauts de dislocations qui peuvent apparaître entre des matériaux différents [86].

La composition de l'AlGaAs est également choisie de sorte à avoir un accord de maille cristalline qui soit suffisamment bon pour minimiser le nombre de dislocations qui peuvent apparaître au cours de la croissance (voir chapitre 3 section 3.4). La croissance du multicouche est donc réalisée sur un substrat de GaAs.

Notre objectif est de transférer ce multicouche sur un substrat de silice. Pour cela, trois grandes étapes (appelées briques) doivent être développées.

- La première est la préparation de surface. En effet, l'étape clé est le collage direct entre le multicouche et le substrat de  $SiO_2$ . Cette technique a été beaucoup explorée au CEA LETI, nous l'expliquerons dans le détail au présent chapitre. Pour que ce collage direct soit réalisé dans les bonnes conditions, il est important de faire une bonne préparation de surface. Les surfaces à coller doivent être traitées de sorte à ce que leur qualité et caractéristiques soient compatibles avec les exigences du collage direct, en terme de rugosité, de contamination particulières et de composition structurelle.
- La deuxième étape est donc ce collage direct. Il permet l'adhésion du multicouche sur le substrat de silice. Plusieurs caractérisations de surface ont été réalisées sur les wafers afin de s'assurer que les états de surfaces soient bons pour le collage.
- La troisième étape est le retrait du substrat de GaAs. Une fois que le collage direct a été réalisé, il s'agit dans une dernière étape d'enlever le substrat de GaAs pour se retrouver dans la configuration avec le multicouche transféré sur silice. Cette brique de retrait du GaAs est réalisée par voie chimique principalement pour consommer le substrat. La chimie doit être choisie selon des critères spécifiques de sélectivité que nous détaillerons dans la suite.

La figure 6.1 présente les étapes principales du procédé.



**Figure 6.1:** Procédé général de transfert de multicouches AlGaAs/GaAs sur substrat de silice amorphe.

## 6.1 État de l'art

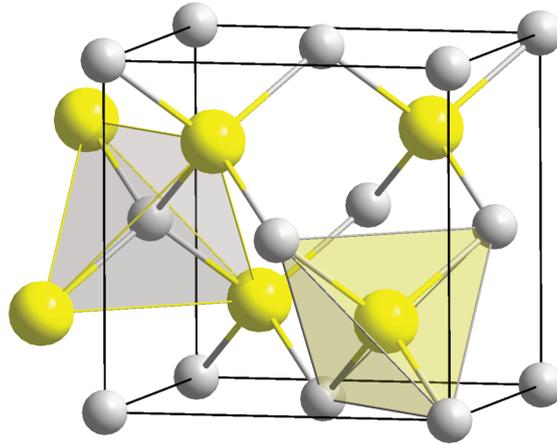
Nous allons exposer les données bibliographiques sur les matériaux que l'on a utilisé dans les différents travaux expérimentaux. Il s'agit notamment de présenter les propriétés des matériaux impliqués dans la conception des miroirs cristallins. Nous travaillons avec des plaques appelés communément wafers de 100mm de diamètre. Ces wafers sont soit fait de matériaux purement brut (bulk) ou bien ont un coating cristallin. Par la suite nous désignerons par le terme substrat les wafers de matériaux brut et multicouches les wafers constitués d'un substrat et d'un multicouche déposé par dessus. Les matériaux constituant les substrats sont l'arséniure de gallium ou GaAs et le dioxyde de silicium amorphe ou  $SiO_2$ .

### 6.1.1 Propriétés de l'arséniure de gallium

Nous présentons dans cette section les propriétés du GaAs qui vont nous intéresser, notamment les propriétés optiques, thermiques et d'oxydation naturelle de ce matériau.

L'arséniure de gallium est un composé chimique d'arsenic et de gallium. Il est notamment utilisé pour ses propriétés semi-conductrices dans les composants micro-ondes, les composants opto-électroniques ou encore les cellules photo-voltaïques. C'est un matériau dit III-V car le gallium et l'arsenic sont respectivement dans les colonnes III et V du tableau de classification périodique des éléments [6].

Le GaAs présente une structure cristalline de type blende. Si les atomes de gallium occupent les noeuds d'un réseau cubique face centré, les atomes d'arsenic occupent quatre des huit sites tétraédriques de cette maille et réciproquement.



**Figure 6.2:** Maille cristalline du GaAs. En gris les atomes de gallium et en jaune les atomes d'arsenic [19].

#### 6.1.1.1 Oxyde natif

Lorsque le GaAs est exposé à l'air à température ambiante, il se forme naturellement une couche d'oxyde à sa surface. Cette oxydation est notamment due au fait que les formes oxydés du Gallium et de l'Arsenic sont thermodynamiquement plus stables. Thurmond et al. [94] ont montré par des calculs du diagramme de phase des composants Ga-As-O que le GaAs est en équilibre thermodynamique uniquement avec  $Ga_2O_3$  et de l'Arsenic élémentaire. Ainsi, comme indiqué dans [94], il se forme une couche d'oxyde mince sur la surface de GaAs dans l'air; cette couche est composée principalement de  $Ga_2O_3$  avec des traces de  $As_2O_3$  et une monocouche d'As. Par la suite, il a été montré [16, 41] que cet oxyde natif contenait majoritairement du  $Ga_2O_3$  ainsi qu'une couche d'As entre le GaAs et la couche de  $Ga_2O_3$ .

#### 6.1.1.2 Propriétés thermiques

Quelques propriétés thermiques du GaAs sont données dans le tableau suivant:

Propriétés à 20°C	GaAs
Température de ramollissement (°C)	1600
Température de fusion (°C)	1238
Température de déformation (°C)	1000
Capacité calorifique volumique ( $J/m^3/K$ )	$1,75.10^6$
Conductivité thermique ( $W/m^*K$ )	46
Coefficient d'expansion thermique ( $K^{-1}$ )	$5,7.10^{-6}$

La température de fusion du GaAs est de 1238°C mais l'arsenic a une température de sublimation à 616°C à pression ambiante. Si l'on effectue un recuit au-delà de cette température, on risque de dégrader la surface en raison de l'évaporation de l'arsenic. D'autre part, étant donné la toxicité de l'arsenic, des précautions doivent être prises comme la réalisation de recuit dans des fours isolés hermétiquement.

### 6.1.2 Propriétés du dioxyde de silicium amorphe

Nous abordons à présent les propriétés du dioxyde de silicium qui constitue la partie substrat des miroirs cristallins que l'on souhaite réaliser. Ce composé chimique de formule  $SiO_2$  est un solide incolore abondamment présent dans le milieu naturel. Il peut exister sous différentes formes cristallines ou amorphes. Dans notre cas, nous considérons la version amorphe qui peut aussi être nommée silice amorphe. Ce matériau est utilisé comme matériau structural, en micro-électronique comme isolant électrique ainsi que comme ingrédient pour l'industrie pharmaceutique et agro-alimentaire. Ce matériau est très utilisé dans la fabrication d'instruments d'optique (lentilles, fibre optiques...).

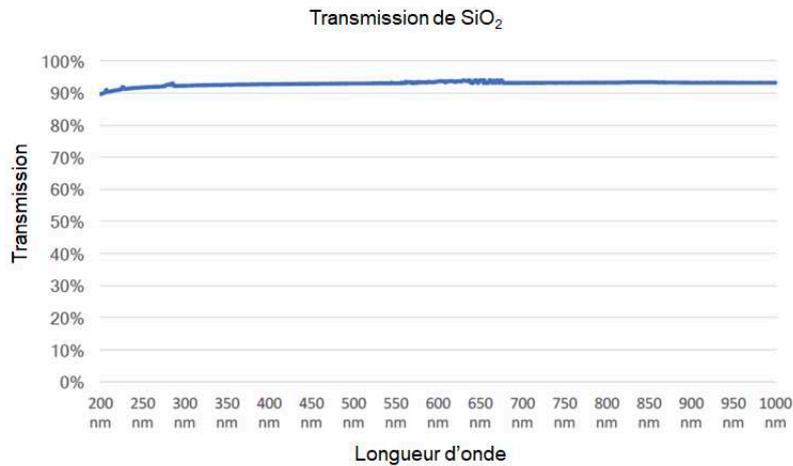
La silice constituant les substrats de nos échantillons est dit amorphe, c'est à dire que les atomes ne respectent aucun ordre particulier à moyenne et grande distance, le distinguant des composés cristallisés. Parmi les substances amorphes, on peut trouver le verre, les élastomères et les liquides.

#### 6.1.2.1 Propriétés optiques

La silice amorphe est transparent dans tout le spectre visible et son indice de réfraction dans le visible est voisin de 1,46. Son spectre en transmission est donné dans la figure suivante :

#### 6.1.2.2 Propriétés thermiques

Quelques propriétés thermiques sont données dans le tableau suivant :



**Figure 6.3:** Spectre en transmission d'un substrat de silice amorphe (Épaisseur : 690µm).

Propriétés à 20°C	$SiO_2$
Température de ramollissement (°C)	110
Température de fusion (°C)	600
Température de déformation (°C)	1000
Conductivité thermique ( $W/m * K$ )	1.38
Coefficient d'expansion thermique ( $K^{-1}$ )	$5, 1.10^{-7}$

La température de fusion est de 600°C, la température de déformation est définie par la température où un échantillon, positionné aux deux extrémités et soumis à une charge définie appliquée en son centre ainsi qu'à une température en élévation constante, atteint une flexion préétablie est 1000°C

### 6.1.3 Différence de Coefficient de dilatation thermique des substrats

Un paramètre qui va devenir important dans les travaux sur le transfert du GaAs silice est le coefficient de dilatation thermique ou CTE (pour Coefficient of Thermal Expansion) des deux matériaux. Le GaAs présente un CTE de l'ordre de  $6.10^{-6} K^{-1}$  dans la gamme de température 0 à 900°C [19]. La silice amorphe quand à elle présente un CTE de  $5.10^{-7} K^{-1}$ . On a donc une décade de différence entre les deux CTE. Une telle différence va impliquer des contraintes mécaniques importantes lorsque les deux matériaux vont être mis en contact lors du collage direct (voir plus loin) en particulier lorsque l'on augmente la température de

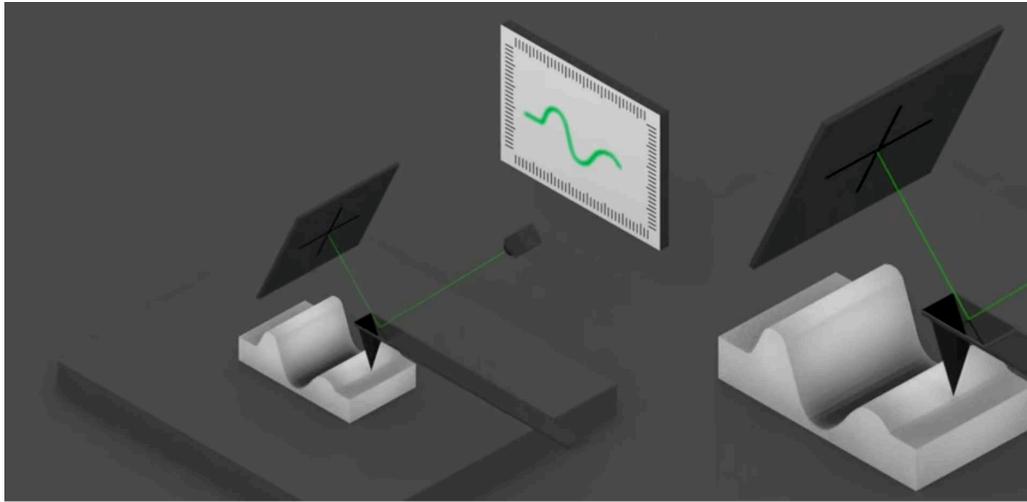
l'hétérostructure de type GaAs sur silice amorphe. Nous reviendrons sur ces considérations lorsque nous présenterons les premiers essais de transfert réalisés sur substrats bulk.

#### 6.1.4 Techniques de caractérisation des surfaces

##### 6.1.4.1 Caractérisation de la rugosité : Microscopie à force atomique (AFM)

Pour caractériser la rugosité de surface des substrats, nous utilisons la microscopie à force atomique (ou AFM) qui permet d'obtenir la topographie locale d'un échantillon. Cela repose sur une sonde assimilable à une pointe effilée qui va balayée point par point l'objet sondé. On peut alors analyser des zones allant de quelques nanomètres à quelques microns de côté.

**Principe** Cette méthode exploite l'interaction entre les atomes de la structure formant la pointe de la sonde et les atomes surfaciques du miroir. Cette pointe est positionnée à l'extrémité d'un micro-levier flexible capable de se déplacer dans toutes les directions de l'espace. En analysant les flexions de ce micro-levier, on peut connaître le parcours de la pointe et la mesure des forces d'interactions entre cette pointe et la surface de l'échantillon. La méthode la plus simple pour analyser les mouvements de la pointe est par réflexion laser. La pointe est alors montée sur un micro-levier réfléchissant et un rayon laser se réfléchit sur le levier. Lorsque la pointe rencontre certains obstacles à la surface (bosses ou creux), les forces d'interaction avec les atomes surfaciques vont donner lieu à des inflexions du micro-levier ce qui va faire dévier le rayon laser de sa position d'origine. Ainsi on peut mesurer la déviation de la pointe en mesurant celle de la position de la lumière réfléchi à l'aide d'un quadrant de photodiodes[105].



**Figure 6.4:** Principe de l'AFM. Le laser vient se réfléchir sur le levier qui est solidaire à la pointe et lorsque la pointe se déplace à la surface, elle dévie le laser permettant de mesurer la hauteur de la pointe et donc le profil de surface. (Source: [105]).

#### 6.1.4.2 Caractérisation de l'oxyde natif : Microscopie XPS

Afin de pouvoir caractériser la présence d'oxyde de GaAs, nous avons réalisé des mesures de spectrométrie photoélectronique X. Cette méthode consiste à mesurer des spectres de photoélectrons produits par les photons issus de bombardements de rayons X.

**Principe** Le principe de la méthode consiste à irradier un échantillon par des rayons X monochromatiques ce qui aura pour conséquence d'ioniser les atomes dû à l'effet photoélectrique. L'énergie des rayons X va de 0 à 1 000 eV. Si l'énergie d'un photon est suffisamment grande, l'atome va émettre un électron de coeur et se retrouve alors sous forme ionisée. La photoémission obéit à la loi de conservation de l'énergie suivante

$$h\nu = E_c + E_L \quad (6.1)$$

où  $h\nu$  est l'énergie d'un photon (J) ;  $h$  la constante de Planck (J.s);  $\nu$  la fréquence de radiation ( $s^{-1}$ );  $E_L$  l'énergie de liaison (J) et  $E_c$  l'énergie cinétique électronique (J).

On mesure alors l'énergie cinétique  $E_c$  des photoélectrons ce qui donne le spectre de l'intensité des électrons en fonction de l'énergie mesurée.

Les photons X incident ont tous la même énergie car le faisceau est monochromatique. En interagissant avec l'atome, une partie de cette énergie va rompre la liaison des atomes, c'est l'énergie de liaison  $E_L$ .

On a donc un spectre en énergie cinétique qui présente des pics et l'énergie de liaison correspondant à chaque pic peut être déterminée avec la relation d'Einstein.

Ainsi on peut donc remonter aux différentes liaisons qui existent à la surface du matériau caractérisé et obtenir la composition chimique de sa surface sur une profondeur d'environ 10 nm.

### 6.1.5 Développement des briques technologiques

Nous allons expliquer brièvement dans cette section les différentes technologies développées pour la réalisation des opérations sur les wafers.

#### 6.1.5.1 État de surface

Les surfaces des wafers ne sont pas complètement propres en sortie de boîte, c'est à dire qu'elles ont à leur surface des particules, des poussières déposées lors de leur manipulation et une contamination organique par divers hydrocarbures. Elles peuvent aussi parfois s'oxyder au contact de l'air comme c'est le cas pour le GaAs. Il s'agit alors d'utiliser des procédés en chimie aqueuse pour nettoyer la surface afin de réduire au maximum sa contamination. Nous allons présenter en particulier les contaminations possibles sur les wafers de GaAs [58].

En général, on nomme Face Avant (FAV) la face des plaques qui subit les différents traitements et Face Arrière (FAR) l'autre face. De manière générale lors des différentes manipulations que l'on a réalisé au cours de cette thèse, seule la face avant des plaques a été traitée. Sur les wafers brut de GaAs, les deux faces sont polies, il est donc important d'être attentif lors des manipulations de plaque car la contamination de la face arrière est en générale beaucoup plus importante que la face avant traitée. Pour les multicouches du LAAS, le dépôt épitaxié est réalisé sur des plaque de GaAs avec une FAR dépolie rendant la distinction plus facile. Cette dépoliarisation de la FAR est lié à la technique du MBE: Les wafers sont chauffés par l'arrière avec une résistance chauffante. C'est donc par rayonnement. Grâce au dépoli de la face arrière, les rayons infrarouges sont absorbés bien plus efficacement.

Si des wafers polis double face sont utilisés, on fait face à deux problèmes :

- L'absorption de la FAR étant moins efficace, il faut envoyer un courant plus important dans la résistance (ce qui chauffe davantage le wafer, induisant plus de dégazages).
- Le réchauffement est moins bien réparti sur la surface du wafer.

La contamination du GaAs peut être classée en trois types :

- Contamination particulaire : Les particules présentes sur les surfaces ont un impact négatif sur le collage. On estime [97] qu'une particule de  $1\mu m$  entraînera une zone non collée 10000 fois plus grande. Le travail en salle blanche permet d'éviter la plupart de ces contaminations, mais certaines peuvent encore avoir un impact sur le collage du fait de la présence humaine et de l'utilisation de machines.
- Contamination métallique : Les éléments métalliques sur les surfaces n'ont pas d'impact sur le processus de collage tant qu'ils ne sont pas sous forme de particules. Cependant, des éléments comme le cuivre ou les métaux nobles (Pt, Ag, Au) peuvent diffuser rapidement à l'interface de collage dans le substrat pendant les étapes à haute température et parfois même à température ambiante. Cela peut fortement endommager l'efficacité des produits finaux.
- Contamination organique : Les substances organiques qui se trouvent sur les surfaces empêchent les liaisons de Van Der Waals ou d'hydrogène entre les surfaces au moment du collage et gêne l'établissement des liaisons covalentes lors du recuit de collage. Elles peuvent même se dégrader et induire des délaminations avec la génération de gaz à l'interface de collage.

#### 6.1.5.2 Dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma

Le dépôt PECVD (Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition) est une méthode qui permet de déposer des couches minces sur un substrat depuis un état gazeux (vapeur). Une décharge électrique qui est générée par des électrodes, des sources radio-fréquences ou micro-ondes va créer un plasma à partir de ces gaz. Ce plasma va induire une réaction chimique donnant lieu au produit souhaité qui sera déposé sur le substrat. Cela permet ainsi de s'affranchir des difficultés liées aux différences structurelles des matériaux. Nous allons décrire brièvement le principe du dépôt PECVD.

**Principe de la technique** Un plasma est un gaz dont les atomes ou molécules sont en grande partie ionisés. Cette ionisation est réalisée par une décharge électrique. Les plasma présentent deux avantages principaux dans les dépôts par phase vapeur :

- Les électrons ayant une très faible masse par rapport aux atomes ou molécules échangent que très peu d'énergie avec le gaz neutre. Ainsi, ils peuvent être maintenus à des températures très élevées tandis que les atomes neutres sont à température ambiante. Ces électrons à haute énergie peuvent donner lieu à des processus qui ne peuvent avoir lieu à température ambiante comme la dissociation de molécules ou la création de radicaux libres

- Les électrons ont une plus grande mobilité que les ions ce qui signifie que le plasma est chargé plus positivement que n'importe quel objet en contact avec lui. Ainsi la différence de potentiel entre le plasma et les objets à son contact chute sur un très faible épaisseur et les ions vont subir une force électrostatique pour être accélérés sur la surface des objets. Ainsi toute surface exposée au plasma reçoit un bombardement d'ions à une énergie de quelques eV. Cela a pour effet d'augmenter la densité du film déposé et d'éliminer les contaminants.

Le dépôt par plasma est utilisé notamment dans le domaine de la micro-électronique, des semi-conducteurs et il est bien adapté aux problématiques de collage direct. Dans notre cas, on dépose des films de  $SiO_2$ . Cela peut se faire à partir de Dichlorosilane ou d'un mélange de Silane et d'Oxygène. On peut également utiliser du Tétrahydroxysilane (TEOS) dans un plasma oxygène ou oxygène-argon. Dans notre procédé, on part du mélange de Silane et d'Oxygène.

### 6.1.5.3 Collage direct

Le mécanisme du collage direct est utilisé dans de nombreux projets du CEA LETI et constitue une technologie clé de son savoir-faire. Elle est au coeur du procédé développé dans le cadre de cette thèse pour réaliser les miroirs de Bragg cristallins.

Il s'agit de coller des wafers ensemble en exploitant notamment les forces de Van Der Waals qui permettent le collage spontané des wafers sans utiliser de substance adhésive ou d'une force extérieure entre les surfaces à coller. Cette technique repose sur la compréhension des mécanismes physico-chimique à l'échelle microscopique et nanoscopique qui ont lieu dans l'interface de collage. Des études de collages standards entre des plaques de silicium [82] ont montré que l'origine de ces collages spontanés venait des forces de Van der Waals et des forces associées aux liaisons hydrogènes ainsi que des ponts capillaires pour les collages qui mettent en œuvre des surfaces hydrophiles [56].

Il existe deux grands types de collage : le collage hydrophile et le collage hydrophobe.

Dans le cas du collage hydrophile, les surfaces des échantillons ont un traitement chimique permettant d'obtenir des surfaces hydrophiles qui présentent un angle de goutte avec l'eau inférieur à  $5^\circ$ . L'énergie d'adhésion qui représente l'énergie disponible pour propager le collage spontané est alors principalement due aux liaisons hydrogène et aux ponts capillaires entre les pointes d'aspérité de la rugosité. L'énergie d'adhésion est typiquement comprise entre 50 et  $100 \text{ mJ/m}^2$ .

Dans la technique de collage hydrophobe, le traitement de surface permet d'obtenir des terminaisons chimiques de surface hydrophobe. L'angle de goutte est alors typiquement au de

dessus de  $80^\circ$  comme par exemple dans le cas d'une surface de silicium traité par de l'acide fluorhydrique qui passive le silicium avec des liaisons Si-H. L'adhésion d'un tel collage n'est assuré que par des liaisons de van der Waals de type dipôles induits et est alors faible aux alentours de  $10 \text{ mJ/m}^2$ . Technologiquement, les collages hydrophiles seront donc toujours préférés en général.

Cette étape est souvent associée à une étape de recuit, où l'on porte les wafers collés à des hautes températures pour renforcer l'interface de collage. C'est ce type de collage que nous allons exploiter dans le procédé expérimental que l'on a développé.

Comme ces liaisons ont une portée très limitée, les surfaces de liaison doivent être séparées de quelques nanomètres. Cela n'est possible que si les surfaces sont très lisses. Cela signifie que la rugosité doit être inférieure à  $0,55 \text{ nm RMS}$  pour avoir un collage spontané dans le cas des collages hydrophiles [69].

La tenue mécanique est caractérisée par une quantité appelée énergie d'adhérence (ou très souvent appelé "énergie de collage")  $G$  ( $G_c$ ) donnée en  $J/m^2$ . Elle représente l'énergie nécessaire pour séparer les deux surfaces. C'est l'énergie de fracture de l'interface de collage.. Parfois, on utilise la quantité appelée énergie de surface qui est égale à la moitié de l'énergie de fracture dans le cas de surfaces collées symétriques.

La valeur typique de l'énergie de collage de deux surfaces collées à température ambiante est inférieure à  $200 \text{ mJ/m}^2$ . Il est intéressant de noter qu'elle est cependant déjà supérieure à l'énergie d'adhésion. En effet quelques liaisons covalentes apparaissent sur les pointes d'aspérité. On peut augmenter cette valeur par un recuit [22, 107].

D'autres techniques de collage comme le SAB (Surface Activated Bonding) donnent d'excellents résultats, notamment pour le collage de matériaux GaAs sur silicium [55]. Il s'agit d'une technique in-situ, où toutes les étapes se déroulent dans un même équipement, de la préparation de surface au collage. Il se fait dans un vide poussé ( $<10^{-6} \text{ Pa}$ ) où un faisceau d'ions vient bombarder la plaque pour 'activer' la surface et laisser ainsi une couche d'atomes III-V radicalaires (des liaisons pendantes). Étant très réactifs, ces atomes vont former spontanément à température ambiante des liaisons covalentes lors de la mise en contact des deux plaques à coller. Il existe aussi le collage ADB (atomic diffusion bonding) qui est très similaire mais où le bombardement est remplacé par un dépôt très fin d'un matériau qui peut être celui des surfaces ou d'une autre nature..

**Déroulement du collage direct des surfaces à température ambiante** La plaque est posée sur un support circulaire. On vient poser délicatement la plaque à coller sur celle de la plaque sur le support en s'assurant que les deux plaques se recouvrent bien et que ce

sont bien les FAV que l'on colle. On vient ensuite appuyer très légèrement sur un bord de la plaque pour que le collage direct s'enclenche et se propage tout seul (l'appui est retiré dès le début du collage). Visuellement c'est le même effet que lorsque l'on vient mettre un film de protection sur l'écran d'un smartphone. Le contact au bord amorce une 'onde de collage' qui vient se propager sur l'ensemble de l'interface de collage des deux plaques. Pour les films de protection, une fine couche de polymère 'molle' permet cependant de grandement faciliter la mise en œuvre de ce collage spontané.



**Figure 6.5:** Exemple du déroulement du collage direct d'un substrat épais de silice sur un substrat de silicium.

**Techniques de traitement de surface pré-collage** Afin de traiter les différents types de contamination de surface, des solutions ont été développées pour nettoyer les surfaces des wafers sans dégrader la rugosité de surface.

- Traitement de la contamination organique :

L'utilisation du traitement UV-ozone semble bien adaptée au nettoyage de la contamination organique des plaques de GaAs. L'ozone gazeux est généré à proximité du substrat par le rayonnement UV ( $\lambda = 185 \text{ nm}$ ) de l'oxygène de l'air. L'ozone est ensuite décomposé par le rayonnement à  $\lambda = 248 \text{ nm}$  et donne de l'oxygène mono-atomique hautement réactif. Cette longueur d'onde est absorbée par de nombreux composants organiques donnant naissance à des radicaux libres, ce qui permet à la surface de ces contaminants d'être plus

réactive. Les produits organiques sont décomposés en composants gazeux tels que  $CO_2$ ,  $H_2O$ ,  $N_2$ .

Les mesures de spectroscopie électronique [100] ont montré que cette méthode de nettoyage est très efficace, notamment sur le carbone.

- Traitement de la contamination particulaire

Afin de traiter ce type de contamination, on retrouve dans la littérature l'utilisation des solutions SC1 (Standard Cleaning 1) [89] ( $NH_4OH : H_2O_2 : H_2O$ ) mais fortement diluées. Ce procédé est efficace mais montre une légère augmentation de la rugosité. D'autres suggèrent d'utiliser une solution moins forte à base de  $NH_3$  dilué [72]. Un tel traitement peut être pertinent après un traitement à l'ozone. Les particules emprisonnées dans l'oxyde formé par le traitement UV-ozone seront éliminées en même temps que la dissolution de l'oxyde formé par l'ammoniac [75]. L'aspect fondamental de la solution (forte concentration d'ions  $OH^-$ ) assurera une protection contre la contamination par les particules. De plus, une fine couche d'oxyde (provenant de l'adsorption en surface des groupes OH) protégera la surface du GaAs de la contamination par l'air [71].

- Traitement de la contamination métallique

De même que pour la décontamination particulaire, on propose la solution SC2 ( $HCl : H_2O_2 : H_2O$ ) diluée [89] qui semble efficace d'après les mesures par TXRF (Total X-Ray Reflections Fluorescence) [89]. Il est également possible d'utiliser des solutions acides telles que  $H_2SO_4$ , HCl, HF, mais la dissolution des contaminants métalliques sera moins efficace si elle n'est pas assistée par l'action du peroxyde d'hydrogène.

- Élimination des oxydes natifs

Comme nous l'avons évoqué à la section 6.1.1.1, le GaAs s'oxyde très rapidement à l'air et une couche d'oxyde de Gallium ( $Ga_2O_3$ ) se forme à la surface du substrat avec également des traces d'oxyde d'arsenic ( $Al_2O_3$ ). Le traitement de cet oxyde peut être réalisée par plusieurs méthodes. Elle est bien documentée puisqu'il s'agit de l'étape préliminaire avant de faire de la croissance par épitaxie sur GaAs. Une première option consiste à effectuer une désoxydation thermique sous vide du wafer de GaAs [99] : l'oxyde d'arsenic s'évapore entre 400 et 500°C et il faut monter jusqu'à 600°C pour décomposer l'oxyde de gallium. L'inconvénient d'un tel procédé est une augmentation potentielle de la rugosité de la surface. L'opération peut être réalisée avec un traitement thermique à basse température (<400°C) en atmosphère d'hydrogène mono-atomique [21] car le recuit en hydrogène moléculaire est moins efficace car la réaction de réduction de l'oxyde par l'hydrogène

moléculaire n'est pas énergétiquement favorable.

D'autre part, des solutions acides comme l'acide fluorhydrique HF ou l'acide chlorhydrique [84] sont également utilisées pour éliminer l'oxyde natif des plaquettes de GaAs, mais elles laissent une surface riche en arsenic.

L'un des inconvénients de cette méthode est qu'elle n'empêche pas la ré-oxydation de la surface qui est inévitable lorsque celle-ci est exposée à l'air. On estime que 1 nm d'oxyde se forme lorsque le temps d'exposition de la surface à l'air dépasse 10 min. Deux solutions peuvent être explorées :

- Effectuer la désoxydation sous vide dans le même équipement que l'étape suivante afin d'éviter l'exposition directe à l'air.
- Si l'exposition à l'air ne peut être évitée entre l'étape de préparation de surface et l'étape suivante, il faut ajouter une étape de passivation après la désoxydation pour empêcher ou au moins limiter temporairement la réoxydation.

**Recuit post-collage** Dans le cas d'un collage direct hydrophile, deux surfaces mises en contact ne peuvent pas former beaucoup de liaisons covalentes permanentes. L'apport d'énergie thermique par une étape de recuit est nécessaire pour augmenter la densité de ces liaisons fortes. Les mécanismes du collage direct lors des recuits a été bien étudié dans le cas du silicium et de la silice au sein du LETI. Ils reposent principalement sur un modèle de contact par des surfaces rugueuses où l'élargissement des point de contact lors du recuit assure l'augmentation de l'adhérence. Dans le collage hydrophile de silice, cet élargissement est principalement basé sur l'hydrolyse de la silice et la condensation des liaisons silanol [39]. La température et la durée du recuit varient en fonction des matériaux utilisés. Cependant, dans le cas de collage de matériaux différents, d'hétérostructures, des contraintes thermo-mécaniques vont apparaître pendant ce recuit de renforcement. Si ces contraintes sont trop importantes, elles peuvent décoller la structure ou même provoquer la fracture de la structure. Il est important de trouver ici un compromis entre renforcement et intégrité structurelle.

**Conditions de collage** Afin que les wafers puissent coller efficacement, les surfaces de ceux-ci doivent répondre à des critères de qualité et de propreté particuliers. Ainsi il est nécessaire de traiter convenablement les surfaces avant le collage direct. C'est l'étape de la préparation de surface.

**État de surface** L'état de surface des plaques impliquées dans le processus de collage présentent différents niveaux de qualité. Les impuretés présentes sur la surface peuvent affecter la qualité de surface et, comme nous l'avons vu dans les sections précédentes, elles peuvent être éliminées par différents procédés au cours de l'étape de préparation de surface. Plusieurs travaux ont montré l'importance de la condition de surface pour que le collage direct puisse avoir lieu [96].

La qualité de l'état de surface est caractérisée par plusieurs aspects. Haisma et al. ont notamment étudié différents critères d'état de surface pour que le collage direct puisse avoir lieu [101]. Parmi ces différents aspects, on peut en citer deux : La planéité ainsi que la rugosité de surface. La planéité est définie par la déviation du plan de la surface d'un plan idéal parfaitement plat. En pratique, la planéité renvoie à la différence entre le point le plus élevé et le point le moins élevé de la surface. La texture lisse de la surface est définie par les variations topologiques locales exprimée par sa rugosité RMS qui donne l'amplitude de pic à vallée des défauts sur la surface.

Deux surfaces suffisamment lisses peuvent spontanément coller même s'il y a une petite variation de planéité. Cette variation ne doit toutefois pas être trop importante ce qui empêche le collage [47]. Des études ont été menées pour calculer les conditions pour que le gap de l'interface de collage soit fermé [48, 98]. Les paramètres qui sont étudiés sont la hauteur du gap  $h$  ainsi que le diamètre  $R$  de ce gap. Dans notre cas, une rugosité maximale de 0,3 nm est nécessaire pour obtenir un collage spontané [49].

#### **6.1.5.4 Applications des transferts de matériaux III-V par collage direct**

L'utilisation de matériaux III-V dans le cadre du collage direct est de plus en plus fréquente, en particulier dans la micro-électronique, les nano-transistors etc... Les application pour la réalisation de substrats SOI (Silicon-On-Insulator) sont également très importantes. Ces substrats sont constitués d'une couche de silicium (de 50 nm à quelques  $\mu\text{m}$  d'épaisseur) sur une couche d'isolant. Cet isolant peut être du saphir (Silicon-On-Sapphire), de l'air (Silicon-On-Nothing) ou du dioxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ). C'est une alternative prometteuse au silicium dans le développement des transistors à haute fréquence. Christiansen et al. présentent dans un article [27] le mécanisme du collage direct et des différentes applications du collage de matériaux III-V dans la réalisation de différentes technologies (CMOS, MEMS etc...).

Un autre domaine d'application est celui de l'énergie solaire. Tanabe et al. [93] ont travaillé sur le collage direct du GaAs sur Si pour la réalisations d'hétérojonctions conductrices GaAs/Si sans métal ni oxyde. Ils ont également pu mettre au point des cellules solaires

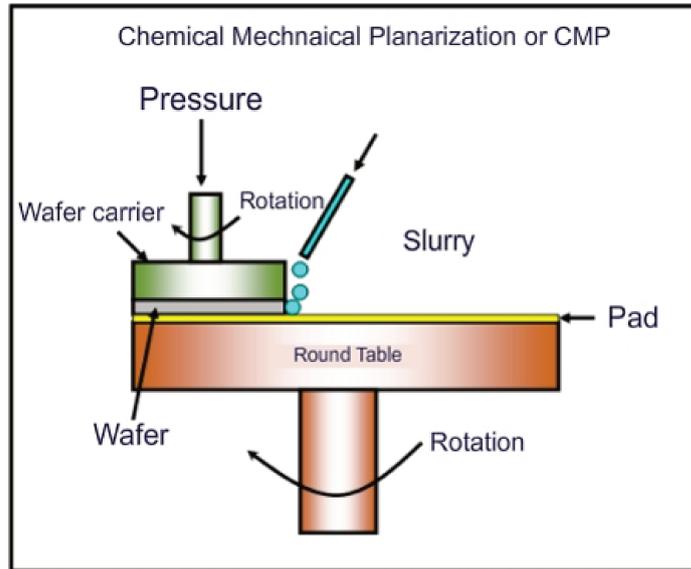
à double jonction AlGaAs/Si par p-GaAs/p-Si et p-GaAs/n-Si. La technique de collage qu'ils ont développée conduit à une nouvelle voie pour la réalisation de cellules solaires à multijonctions à très haut rendement, permettant la création de nouveaux dispositifs optoélectroniques pratiques et à haute performance par intégration hybride III-V/Si.

La photonique est également un domaine largement exploré par le transfert de matériaux III-V. Roelkens et al. ont travaillé dans un article [40] sur l'intégration d'une couche épitaxiée de matériaux III-V sur SOI au moyen d'un procédé de collage de puce à puce afin de réaliser l'émission d'un laser proche de l'infrarouge couplé au SOI. Les travaux sur le transfert de matériaux III-V sur SOI ont développé entre autre la réalisation de semiconducteurs par collage direct, permettant l'intégration de couches épitaxiales III-V de haute qualité sur une plate-forme en Si en transférant l'empilement de couche minces III-V depuis son substrat natif de croissance vers le substrat SOI. Afin de réduire le coût du processus d'intégration, le procédé de liaison puce à plaque (die-to-wafer) a été proposé, dans lequel des filières InP/InGaAsP non traitées sont collées, sur un substrat de SOI traité. Cela réduit la consommation de matériaux, car les semi-conducteurs III-V ne sont collés que là où ils sont nécessaires.

#### 6.1.5.5 Polissage mécano-chimique (CMP)

Pour atteindre la valeur nominale de 0.3nm en rugosité, certaines techniques peuvent être nécessaires pour lisser la surface de la plaque. L'une de ces techniques est appelée polissage mécano-chimique ou CMP (Chemico-Mechanical Polishing).

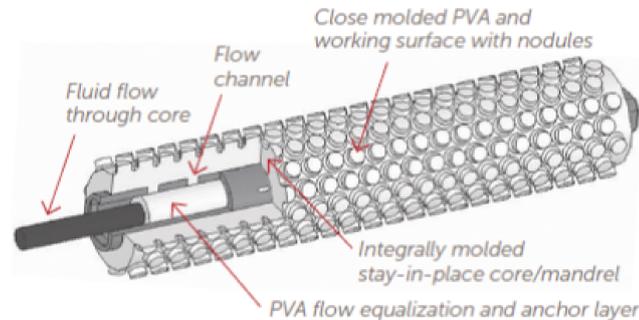
**Principe de la technique** Le principe de la CMP comme son nom l'indique, est basé sur une action à la fois chimique et mécanique. L'action chimique est menée par de la silice colloïdale qui forme une substance appelée *slurry*. Un schéma du principe est donné par la figure 6.1.5.5 Elle est menée conjointement avec une pastille de polissage (Pad) et un anneau de retenue (wafer carrier), généralement d'un diamètre supérieur à celui de la plaque. La plaque est pressée par une tête de polissage dynamique sur le pad. L'anneau de retenue ainsi que le pad sont tous les deux en rotation et l'anneau vient faire un balayage du centre du pad au bord. La vitesse de rotation, la constitution de slurry ainsi que le temps de polissage vont dépendre de la quantité à enlever et de la matière constituant la plaque. Cette technique a de nombreuses applications notamment dans la micro-électronique [108]. La composition du slurry ne pourra être donnée en raison d'aspects de confidentialité et de savoir-faire. Il a été montré [24] qu'un équilibre entre les actions mécaniques et chimique est primordial pour permettre un polissage optimisé. En effet, si l'action chimique est trop



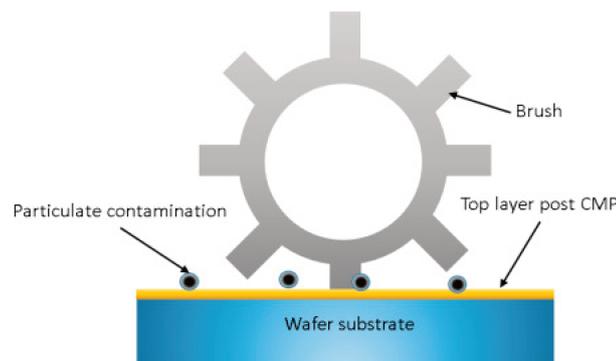
**Figure 6.6:** Schéma de la CMP. Le tampon (Wafer carrier) maintient la plaque en rotation avec la face à traiter contre le pad de polissage. Le slurry est déversé sur le pad pendant que celui-ci vient polir la plaque.

importante (par exemple, si la concentration de la solution est trop élevée), on observera un effet 'peau d'orange' sur la rugosité. Si l'action mécanique est trop importante, il y aura dans ce cas des rayures sur la surface du substrat traité.

**Brossage post-CMP** Associée à la CMP, un équipement appelé 'Scrubber' est une technique qui est appliquée juste après que la plaque soit sortie du polissage. En effet, le slurry qui est déversée lors de l'étape de la CMP peut demeurer sur la plaque même après le rinçage de celle-ci, ce qui peut causer plusieurs désagréments comme des arrachements ou des zones de corrosion du matériau. Il ne s'agit pas d'une brosse classique avec des poils passant de manière mécanique. La brosse est constituée de nodules réalisés en PVA (Alcool Polyvynilique) qui servent à capturer les particules restantes à la surface de la plaque après la CMP. La figure 6.7 donne le schéma de la brosse Scrub et la figure 6.8 montre le schéma de l'action de la brosse sur la surface de la plaque. Pour une description complète de la technique et des principes physiques impliqués, on peut se référer aux travaux de Manish et Zhenxing [59].



**Figure 6.7:** Brosse Scrub. Lors de l'élimination des particules, le nodule en PVA est comprimé lorsque lorsqu'il entre en contact avec une particule adsorbée sur la surface du plaquette. Les pores et les aspérités de la surface de la brosse capturent la particule et font que la surface exposée de la particule s'adsorbe sur la surface de la brosse (mécaniquement, chimiquement ou par aspiration capillaire). Le couple créé par la rotation de la brosse déloge la particule de la surface. Une solution chimique est déversée sur la surface de la plaque, et pompé dans à travers les pores de la brosse, entraîne la particule loin de la plaque. Référence : [92].



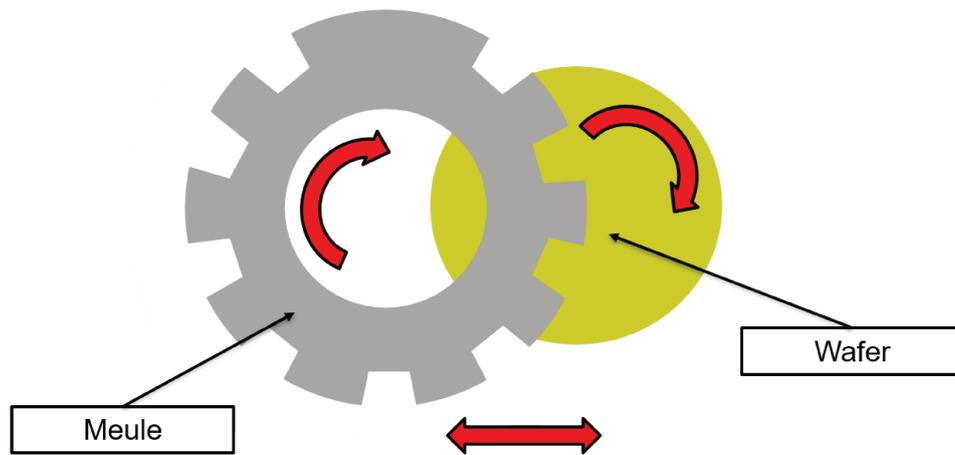
**Figure 6.8:** Action de la brosse sur les particules à la surface de la plaque.

#### 6.1.5.6 Abrasion physique

La technique de l'abrasion physique (ou grinding) permet d'amincir les wafers en enlevant de la matière par abrasion.

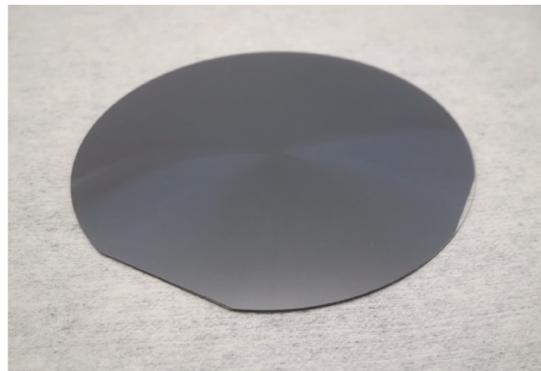
**Principe de la technique** L'amincissement au grinding se fait par une meule qui tourne autour de son axe et qui vient appuyer contre le wafer à amincir qui est lui-même en rotation. Celui-ci est fixé sur un plateau par simple aspiration de la face arrière (celle qui n'est pas en contact avec la meule). La meule est une roue contenant des grains de

diamants plus ou moins fins selon la dureté de la matière que l'on souhaite enlever. On commence par calibrer la vitesse d'amincissement en mesurant l'épaisseur de départ et celle après un certain temps de grinding pour avoir l'épaisseur de matière enlevée par seconde (en général en  $\mu\text{m/s}$ ). On définit ensuite le temps de grinding pour amincir le wafer sur l'épaisseur désirée.



**Figure 6.9:** Schéma vu du dessus du grinding. La roue commence l'abrasion en appuyant à partir du centre de la plaque puis se déplace jusqu'au bord.

La plaque dont le côté GaAs a été gravé est donnée par la figure. On peut observer des rayures partant du centre et allant vers le bord de la plaque après le grinding, correspondant au passage de la roue sur la plaque.



**Figure 6.10:** Grinding côté GaAs pour un enlèvement de  $550\mu\text{m}$  d'épaisseur.

### 6.1.5.7 Gravure chimique en solution aqueuse du GaAs

La gravure chimique consiste à consommer chimiquement de la matière afin d'amincir un substrat ou d'enlever une couche par la réaction chimique des molécules la composant avec une solution chimique donnée. Le but est le même que le grinding mais permet de réaliser un amincissement beaucoup plus fin. Elle est notamment adaptée à la gravure d'empilement de couches minces de différentes natures, lorsque l'on souhaite arrêter précisément l'amincissement sur une couche sans toucher celle qui est en-dessous ce qui sera le cas pour nos multicouches.

**Principe de la technique** Le principe de la gravure chimique est simple : On sélectionne une solution chimique composé de réactifs qui vont attaquer la matière que l'on souhaite consommer. On prépare un bain chimique avec cette solution avec des proportions de dilution données pour réaliser la gravure dans un temps imparti et on trempe la plaque dans le bain chimique pendant une durée déterminée. Afin de mener à bien cette étape il y a plusieurs aspects important à considérer : la chimie de gravure, la vitesse d'attaque et la sélectivité de la gravure.

**Chimie de gravure** Pour que le GaAs soit consommé, il faut choisir une solution chimique qui soit efficace pour graver le substrat. De manière générale, les solutions chimiques utilisées pour la gravure humide sont constitués de deux composants : un agent chimique oxydant et un agent chimique complexant. L'agent oxydant vient oxyder progressivement la surface à graver et l'agent complexant va réagir avec cet oxyde pour former un complexe qui part dans la solution. Dans le cas du GaAs, on utilise la solution dite SC1 (Standard Cleaning 1) qui est aussi utilisée lors du nettoyage humide. L'oxydant utilisé est le peroxyde d'hydrogène  $H_2O_2$  et le complexant est l'ammonium hydroxyde  $NH_4OH$ .

**Vitesse de gravure** La vitesse d'attaque correspond au temps nécessaire pour que la chimie de gravure consomme une certaine quantité de matière. Puisque le but est de graver une certaine épaisseur du substrat, il faut que la chimie choisie ait une certaine vitesse d'attaque, exprimée habituellement en nm/min ou  $\mu\text{m}/\text{min}$  selon que l'on grave des couches minces ou des substrats. Il est important de ne pas avoir une vitesse de gravure trop faible, pour deux raisons notamment : d'une part le peroxyde d'hydrogène se dégrade à l'air libre au fur et à mesure du temps ce qui le rend moins efficace au bout d'un certain temps de gravure, d'autre part la gravure est plus importante aux bords qu'au centre, ainsi plus le temps de gravure est long, plus la gravure devient inhomogène. Il faut

donc pouvoir réaliser la gravure dans des temps raisonnables (au maximum 2-3 heures de gravure).

Le procédé de gravure chimique ne consomme pas la matière de manière uniforme. Les bains chimique dans lesquels sont plongés les plaques ne sont pas mélangés par un agitateur mécanique et la gravure est en générale plus importante aux bords par rapport au centre. Les conditions expérimentales sur lesquelles on peut agir afin d'avoir une vitesse d'attaque raisonnable (qui grave typiquement le matériau en deux heures maximum) sont la concentration du mélange chimique et la température.

En modifiant les proportions entre l'oxydant et le complexant et la dilution dans l'eau de ces composants, on peut augmenter ou diminuer la vitesse d'attaque à une température donnée.

Si l'on augmente la température, la vitesse d'attaque augmente également. Il faut être vigilant car l'augmentation de la vitesse d'attaque n'est pas linéaire avec la température. D'autre part, il faut veiller à ce qu'une augmentation de température n'ait pas de conséquence sur la structure de l'échantillon, en particulier lorsqu'il s'agit d'un collage hétérostructure (voir section 6.3.).

On trouve dans la littérature de nombreuses solutions chimiques pour graver les matériaux III-V. On peut citer notamment la solution  $H_3PO_4 : H_2O_2 : H_2O$  qui pour une proportion 1:1:8 grave l'InGaAs à 0.40  $\mu\text{m}/\text{minute}$  [51]. On a aussi la solution  $HCl : H_3PO_4$  à une proportion de 1:1 qui grave l'InP à une vitesse de 2.5  $\mu\text{m}/\text{min}$  et l'InGaP à une vitesse de 0.60  $\mu\text{m}/\text{minute}$  [63, 66, 78].

Pour le GaAs, la solution dite SC1 a une vitesse de gravure à température ambiante et pour la proportion 1:2:8 d'environ 1-2 $\mu\text{m}$ . Une étude complète de cette solution de gravure peut être trouvée dans les travaux de thèse de Christine Bryce [20].

**Sélectivité de la gravure** Lorsque l'on souhaite graver des couches composés d'atomes de nature différentes (comme c'est le cas pour nos multicouches qui sont fait de GaAs et d'AlGaAs), il est important de sélectionner une solution chimique qui grave l'un des matériau sélectivement par rapport à l'autre de sorte à consommer la matière du matériau souhaité sans que l'autre matériau ne le soit. Ainsi il s'agit de graver l'entièreté du substrat de GaAs sans graver le multicouches qui est déposé dessus.

La chimie à sélectionner doit être telle qu'elle réagisse avec le matériau que l'on désire graver (avec la bonne vitesse d'attaque) tout en étant le moins réactif possible avec le matériau que l'on souhaite préserver. Ainsi le matériau à graver va être peu à peu consommé par la chimie et lorsqu'il sera entièrement gravé, la gravure s'arrêtera.

Par ailleurs, il est très important d'avoir une chimie sélective compte tenu du fait que la gravure n'est pas homogène. Les bords de la plaque sont gravés plus rapidement que le centre et le wafer prend peu à peu la forme d'un dôme avec une différence de quelques  $\mu\text{m}$  entre le centre et le bord. Ainsi, quand le GaAs est presque entièrement consommé sur les bords et que l'on arrive sur l'AlGaAs, il faut que ce dernier ne réagisse pas avec la solution chimique pour que le reste du substrat soit entièrement gravé sans que la couche suivante ne le soit, aboutissant à une surface plate et donc homogène du point de vue de l'épaisseur. La figure 6.11 donne le déroulement de la gravure avec une chimie sélective.

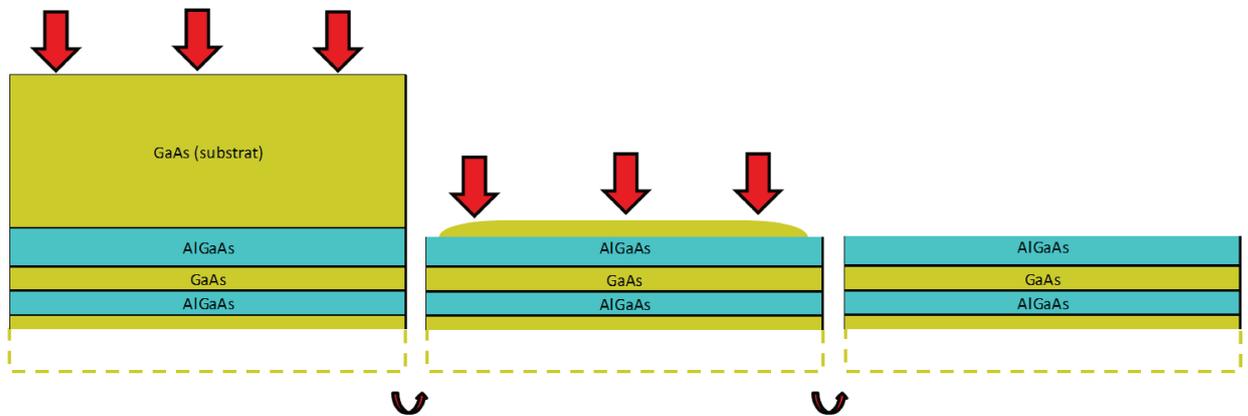


Figure 6.11: Gravure chimique sélective.

## 6.2 Briques technologiques sur substrats GaAs et $SiO_2$ bulk

Dans cette section, nous allons développer les étapes élémentaires nécessaires au transfert du multicouche GaAs/AlGaAs sur  $SiO_2$  telles que le collage direct hydrophile, le polissage du  $SiO_2$  et le retrait du substrat de GaAs.

Nous avons commencé l'étude de ce procédé de transfert sur des substrats brut (ou bulk). En effet, d'une part les coatings sont en général fragiles et coûteux à réaliser et d'autre part, l'une des étapes clés de ce transfert est l'étape de collage entre le multicouche et la silice. La couche qui sera directement en contact avec la silice est la dernière couche du multicouche (celle appelée Top layer), qui est une couche de GaAs. Il convient donc de tester ce collage avec du GaAs bulk.

Les plaques de GaAs sont fournies par le fabricant AXT Inc. Il s'agit de plaques de 10 cm de diamètre et d'épaisseur  $650\mu\text{m}$ . La matière est du GaAs non dopé et les plaques sont polies sur les deux faces. Les spécifications complètes peuvent être trouvées dans [15].

Les plaques de  $SiO_2$  sont fournies par le fabricant PlanOptik. Il s'agit de plaques de 10 cm de diamètre et leur épaisseur est de 525 $\mu$ m. La matière est du silice amorphe type quartz, les plaques sont polies double faces. Les spécifications complètes se trouvent dans [80].

### 6.2.1 Préparation de surface

Comme nous l'avions expliqué dans la section précédente, pour que le collage direct des substrats soit efficace, il est nécessaire que les surfaces qui vont coller soient les plus propres possible. Pour cela, un des critères porte sur la rugosité de la surface. Afin que les plaques puissent coller directement, la surface de celles-ci doit être suffisamment lisses.

Afin de s'assurer ce critère est satisfait, nous avons d'abord caractérisé les surfaces des substrats en entrée, en sortie de leur boîte de stockage.

#### 6.2.1.1 Caractérisation de la rugosité

Nous avons caractérisé la surface des substrats de GaAs et de  $SiO_2$  avec la technique de l'AFM. Pour toutes les mesures, nous avons sondé une surface de 10 $\mu$ m x 10 $\mu$ m de large et nous avons obtenu la rugosité en valeur efficace (RMS) et la valeur pic-vallée (PV) de la zone sondée. Trois zones ont été explorées : au centre de la plaque, à mi-rayon et au bord de la plaque. Le champ de mesure est de 10  $\mu$ m x 10  $\mu$ m. Les résultats sont données dans le tableau ci-dessous: On observe que les plaques de GaAs sont compatibles collage. En effet,

		P01
centre	RMS, nm	0.21
	PV, nm	2.57
Mi-rayon	RMS, nm	0.24
	PV, nm	2.2
bord	RMS, nm	0.22
	PV, nm	2.3

Figure 6.12: AFM en entrée d'un substrat de GaAs.

nous avons donné la valeur de la rugosité compatible au collage direct qui est de 0.2-0.3 nm. RMS[49]. En revanche, nous avons relevé pour la silice des valeurs de rugosité trop élevées (de l'ordre de 0.8  $\mu$ m RMS) pour que le collage direct puisse se faire.

Afin de corriger cela, il est nécessaire d'aplanir les plaques à l'aide d'un polissage mécano-chimique.

### 6.2.1.2 Correction de la rugosité : Polissage mechano-chimique (CMP)

La CMP est réalisée comme nous l'avons présenté dans la section précédente avec le slurry préparé et dilué dans de l'eau déionisée. L'équipement utilisé est la Mecapol Alpsitec E550. Une pompe amène le mélange sur le plateau de polissage couvert d'un tissu Politex. Une fois polis, les substrats sont stockés dans l'eau déionisée jusqu'à l'étape de scrub.

Une fois la CMP et le scrub réalisés sur les substrats de silice, nous avons de nouveau fait des mesures à l'AFM.

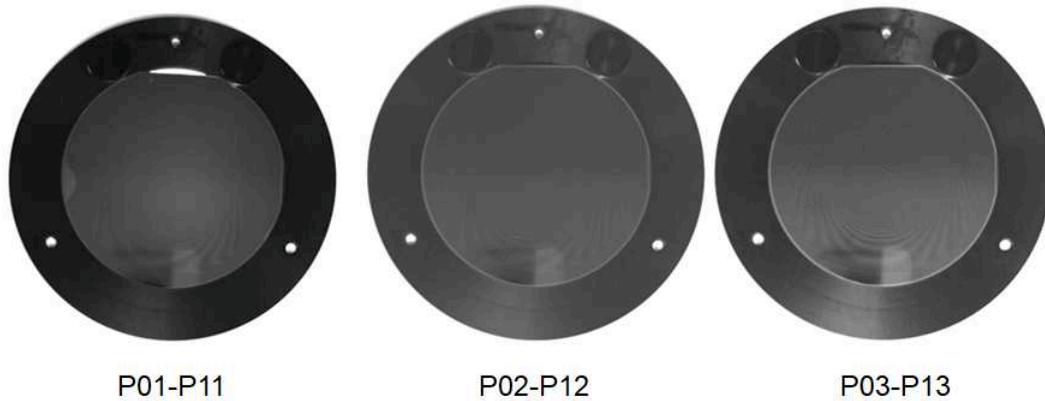
		P01 avant CMP	P01 après CMP
Centre	RMS,nm	0,80	0.26
	PV,nm	14,1	6.6
Mi-rayon	RMS,nm	0,87	0.26
	PV,nm	15,6	3.5
Bord	RMS,nm	0,58	0.28
	PV,nm	5,92	3.5

**Figure 6.13:** Comparaison des mesures AFM du substrat de  $SiO_2$  avant et après CMP.

Par ailleurs, au cours des différents essais expérimentaux, nous nous sommes rendu compte que d'autres caractéristiques des surfaces des plaques ont une influence sur la qualité du collage. Un premier aspect qui a donné des difficultés à coller ressortent lors des expériences est la différence des propriétés thermo-mécaniques (le CTE) entre le GaAs et le  $SiO_2$ .

### 6.2.1.3 Influence de la différence de CTE entre le GaAs et le $SiO_2$ sur le collage direct

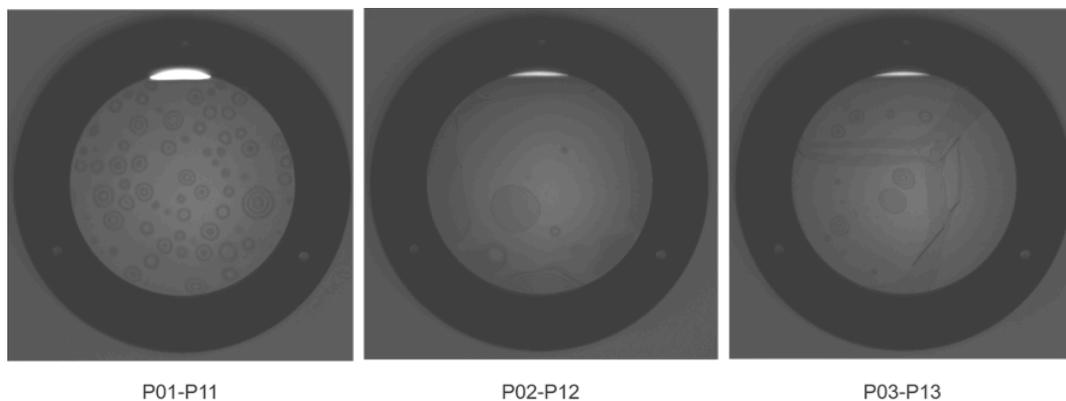
Comme nous l'avons vu dans la section 6.1.3, le CTE du GaAs est dix fois supérieur à celui du  $SiO_2$ . Cela signifie que le GaAs se dilate beaucoup plus que le  $SiO_2$  lorsque la température augmente. Du fait que les plaques sont collées, la dilation de ces dernières induit des contraintes mécaniques à l'interface de collage et puisque la dynamique de dilation est différente entre le GaAs et le  $SiO_2$  ces fortes contraintes peuvent conduire à la rupture du matériau. C'est ce qui s'est passé lors des premiers tests de collages que nous avons effectué: On peut voir que les collages sont plutôt uniformes, un morceau au bord de la plaque P01/P11 n'a pas bien collé. On peut également observer une figure d'interférence sur les trois paires de plaques collées qui est plutôt due à la variation d'épaisseur de la silice.



**Figure 6.14:** Images IR après collage direct GaAs bulk sur  $SiO_2$  bulk. P01-P11 : collage après nettoyage au  $NH_3$  dilué P02-P12 : collage après nettoyage  $H_2O$  P03-P13 : collage après nettoyage  $H_2O$ .

Afin de renforcer le collage et de pouvoir augmenter la densité de liaisons covalentes, nous avons besoin de réaliser un recuit des substrats. Le choix de la température et du temps de recuit dépend du matériau utilisé et de ses propriétés thermo-mécaniques [22].

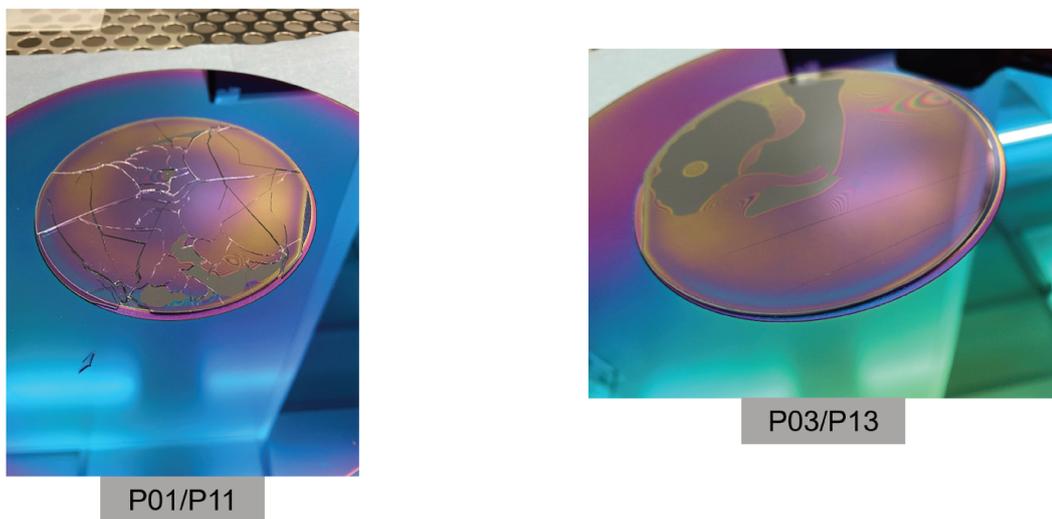
Nous avons de nouveau pris des photos avec la caméra infrarouge après un recuit qui est fait dans un four de marque TEMPRESS. Il se fait à une température qui est programmée à 200°C pendant deux heures dans une atmosphère azote. Les recuits sont faits dans cette atmosphère de façon à éviter l'oxydation du GaAs en face arrière. En effet, même si la plaque est recouverte par le dépôt de  $SiO_2$  l'oxygène peut diffuser à travers l'interface de collage, provoquant la ré-oxydation du GaAs. Nous observons des anneaux d'interférences



**Figure 6.15:** Photos IR après recuit.

sur l'ensemble de la plaque P01/P11 ce qui laisse à penser que des décollements locaux ont eu lieu à ces endroits. La plaque P02/P12 a été décollée au niveau des bords et sur une partie proche du centre. La plaque P03/P13 s'est fissurée avec également quelques décollements locaux.

Afin de renforcer l'interface de collage, nous avons fait un essai de recuit sur deux paires de plaques collées à 100°C pendant deux heures dans le four TEMPRESS. Malheureusement, les plaques sont ressorties fissurées du four de recuit : La casse des plaques provient du fait



**Figure 6.16:** Photos post-recuit à 100°C.

de la différence de dilatation thermique entre la silice et le GaAs. Elle demeure présente même en ayant baissé la température de recuit. Elle est aussi d'autant plus importante que les substrats sont épais. La dilatation du GaAs impose de fortes contraintes mécaniques sur la silice et provoque sa casse [81].

Suite à ce constat, nous avons pris la décision de ne pas faire le recuit de consolidation et de passer directement à la partie de retrait du substrat de GaAs.

**Solution développée pour améliorer le collage  $GaAs/SiO_2$  : dépôt PECVD de  $SiO_2$  sur GaAs** Afin d'améliorer la collabilité entre le GaAs et la silice, nous avons voulu réaliser une étape de dépôt par voie chimique assisté par plasma (PECVD) sur les plaques de GaAs. L'idée étant d'avoir des plaques de GaAs avec une fine couche de silice pour que le collage soit réalisé non plus entre deux matériaux distincts mais entre deux matériaux identiques (collage oxyde-oxyde).

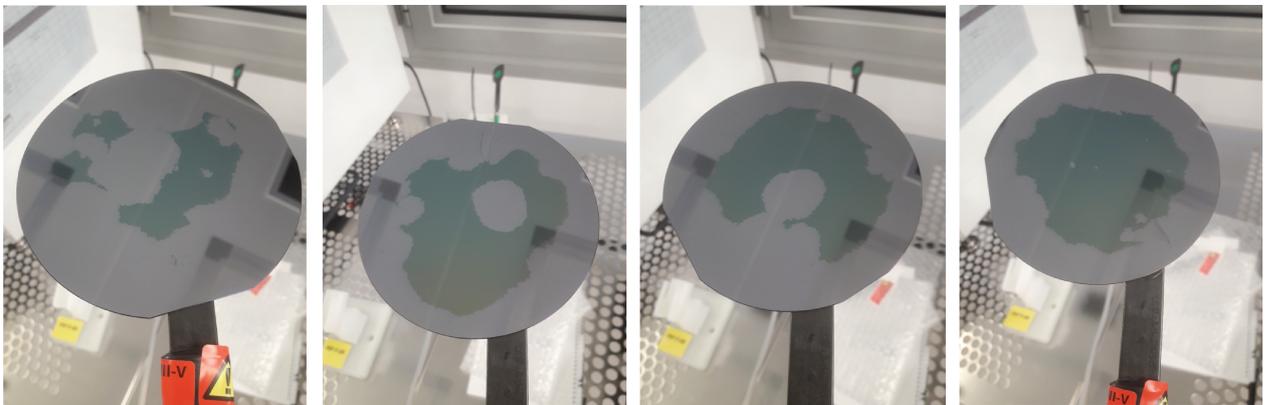
**Procédé expérimental du dépôt PECVD** Les étapes du procédé de cette deuxième série d'essais sont les mêmes que le précédent protocole, avec une étape supplémentaire pour déposer la couche de  $SiO_2$  sur les plaques de GaAs avant de les coller. On a utilisé quatre plaques de GaAs et quatre plaques de  $SiO_2$  pour ces essais.

Nous avons également ajouté une étape supplémentaire de pré-nettoyage. Celle-ci est réalisée sur les wafers de GaAs, consistant en un bombardement d'un gaz ionisé (plasma). Le but de ce bombardement est d'enlever l'oxyde natif de GaAs. Par ailleurs, le bombardement plasma se fait dans le même équipement que le dépôt et les deux étapes s'enchaînent sans casser le vide, sans que les plaques retournent à l'air afin que la couche d'oxyde de GaAs ne se reforme pas.

Les détails du pré-nettoyage plasma ne pourront pas être divulgués dans le présent manuscrit en raison du fait que le protocole a été mis en place dans le cadre d'une collaboration avec un partenaire industriel du CEA et un accord de confidentialité a été établi pour garder la propriété intellectuelle de ce savoir-faire.

#### 6.2.1.4 Influence de l'oxyde natif du GaAs sur le collage

Un paramètre essentiel pour maîtriser le collage est la gestion de l'oxyde natif du GaAs qui se forme sur les wafers de GaAs en contact avec l'atmosphère. Une couche mince d'oxyde se forme d'une épaisseur de quelques nanomètres. Dans la technique du dépôt par PECVD, nous avons mis en place un traitement par voie plasma pour enlever cette couche d'oxyde de GaAs. Malheureusement, il s'avère que ce bombardement n'est pas suffisant. En effet, le polissage par CMP des wafers a conduit à l'arrachement du dépôt de silice comme le montre les photos sur la figure 6.17



**Figure 6.17:** Wafers de GaAs après CMP sans nettoyage humide.

On observe des résidus de couleur vert sur les wafers de GaAs. Ces résidus correspondent à ce qui reste des couches de silice qui a été déposé sur le GaAs. On dit que la couche de silice a délaminé. Elle n'a pas tenu au passage du polissage de la CMP qui a arraché une bonne partie de la couche. Le pré-nettoyage par plasma n'a pas retiré entièrement la couche d'oxyde de GaAs. Cette couche empêche le dépôt de silice de tenir sur le GaAs.

**Solution développée pour traiter l'oxyde natif du GaAs : Nettoyage humide renforcé avant l'étape de dépôt** Après avoir discuté avec plusieurs experts du traitement de surface des matériaux III-V qui ont fait face à ces problématiques d'oxyde natif, on a conclu qu'il était nécessaire de d'abord traiter la couche d'oxyde natif par un nettoyage humide renforcé avant le dépôt PECVD. Il s'agit d'un nettoyage par une solution chimique qui viendrait consommer la couche d'oxyde de GaAs. Nous avons donc développé une recette avec une solution à base de  $NH_4OH$ , qui est une solution chimique qui réagit avec le GaAs. Le but étant de consommer la couche de GaAs oxydé en réagissant avec cette solution. Il est important d'avoir une solution qui ne soit pas trop concentrée pour consommer le moins de substrat de GaAs possible. Le nettoyage est suivi du brossage avec un équipement appelé Entrepix Ontrak DSS-200.

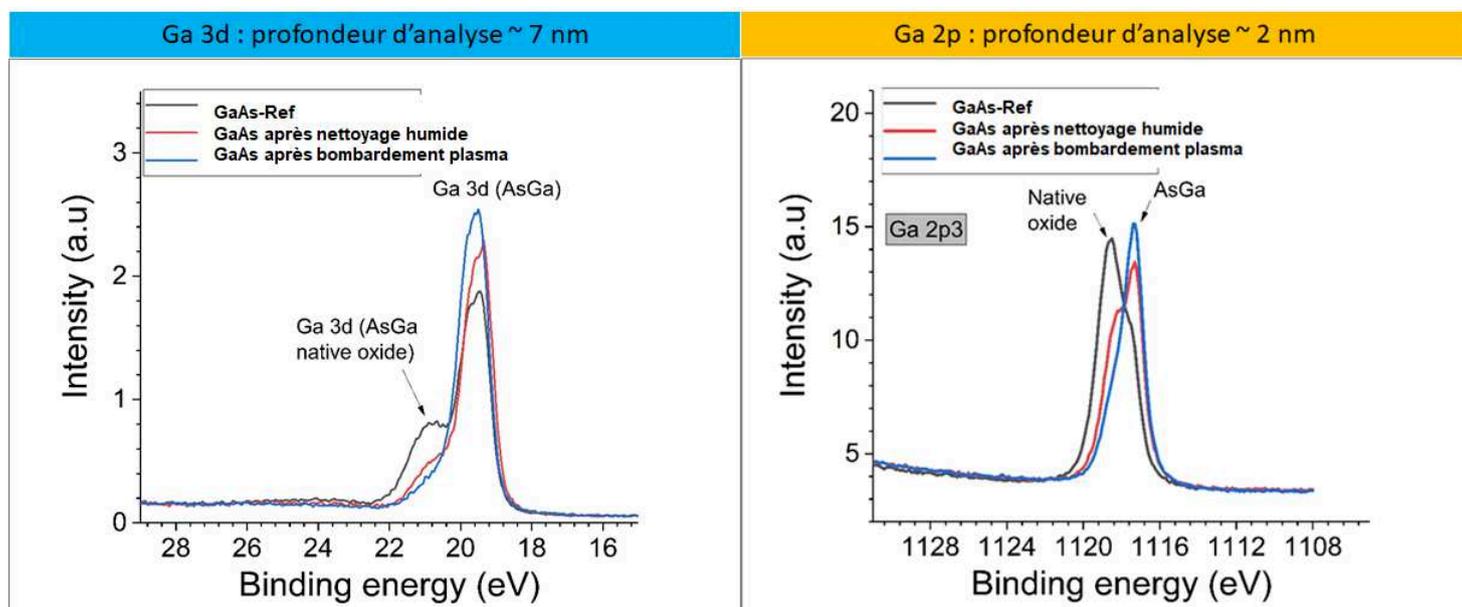
Une fois ce nettoyage réalisé, le traitement plasma et le dépôt doivent suivre directement afin que la couche d'oxyde natif ne se reforme pas quand les plaques sont de nouveau exposées à l'air. Ainsi une contrainte d'enchaînement a été mise en place pour que le nettoyage humide soit suivi du bombardement plasma et du dépôt PECVD dans un délai maximal de 24 heures. Le bombardement plasma va notamment traiter l'oxyde natif qui a pu se reformer dans le temps imparti entre le nettoyage humide et le dépôt.

C'est la combinaison de ces deux étapes (nettoyage et bombardement plasma suivi du dépôt in-situ) qui permet le traitement de la couche d'oxyde natif et la tenue du dépôt de silice.

**Mise en évidence de l'efficacité du nettoyage et du bombardement sur l'oxyde natif de GaAs par caractérisation XPS** Afin de confirmer l'effet combiné du nettoyage humide et du bombardement plasma lors de la phase de dépôt de la couche de  $SiO_2$ , nous avons réalisé des mesures sur un substrat de GaAs à trois moments différents : avant le nettoyage humide, après le nettoyage humide et après le bombardement plasma.

Les mesures ont été faites par l'équipement XPS en deux temps : une première mesure a été faite juste après le nettoyage humide  $NH_4OH$ . Puis, la plaque a été introduite dans l'équipement qui réalise le dépôt PECVD. Mais l'équipement a été programmé pour ne faire que l'étape du traitement plasma. La plaque a été sortie juste après ce traitement sans subir le dépôt de silice et nous l'avons rapidement apporté au spectromètre XPS pour faire la mesure. Ainsi, on a obtenu les spectres des énergies de liaisons en surface de la plaque avant tout traitement, après le nettoyage et après le traitement plasma. Nous pouvons donc observer la présence d'oxyde natif par les liaisons que l'oxyde fait avec les atomes de Gallium et d'Arsenic et quantifier le traitement de cet oxyde par le nettoyage et le plasma.

Le spectres XPS de la liaison Ga3d et Ga2p sont donnés dans la figure 6.18 ci-dessous :



**Figure 6.18:** Spectre XPS caractérisant les niveaux d'énergie des liaisons Ga3d-O. En noir le pic de l'énergie de liaison avant nettoyage, en rouge le pic de l'énergie de liaison après nettoyage humide, en bleu le pic d'énergie de liaison après le bombardement plasma.

Nous observons les différents pics d'énergie de liaison entre le Gallium et l'oxygène et le Gallium et l'Arsenic. La profondeur d'analyse (correspondant à la profondeur de pénétration des rayons X à la surface du substrat) est de 7 nm. On observe le pic à 21 eV indiquant la présence des liaisons Ga-O avant nettoyage qui diminue après le nettoyage et disparaît après le bombardement plasma. Ainsi l'oxyde de Gallium  $Ga_2O_3$  disparaît au cours des différents traitements. A l'inverse, le pic à 19,6 eV correspondant à l'énergie de liaison Ga-As augmente après les différents étapes de traitement ce qui indique que les liaisons Gallium arsenic sont plus importantes.

L'effet est encore plus flagrant à une profondeur plus faible : le pic pour la liaison Ga2p-oxyde à 1119 eV indiquant la présence de liaisons avec l'oxygène est très prédominant mais disparaît complètement après le traitement au nettoyage humide et au bombardement plasma tandis que les liaisons Ga2p-Arsenic à 1117 eV sont beaucoup plus présentes après le nettoyage et le bombardement.

On peut également regarder le spectre pour l'arsenic donné par la figure 6.19. On voit une bosse large dont le maximum est à 44.5 eV indiquant la liaison de l'arsenic avec l'oxygène qui témoigne de la présence de l'oxyde d'arsenic ( $As_2O_3$ ). Celui-ci disparaît après le bombardement plasma. La liaison As3d avec le Gallium à 41.8 eV et 41 eV quand à elle augmente en intensité. Pour la liaison As2p-oxyde le pic de l'oxyde natif d'arsenic à 1324

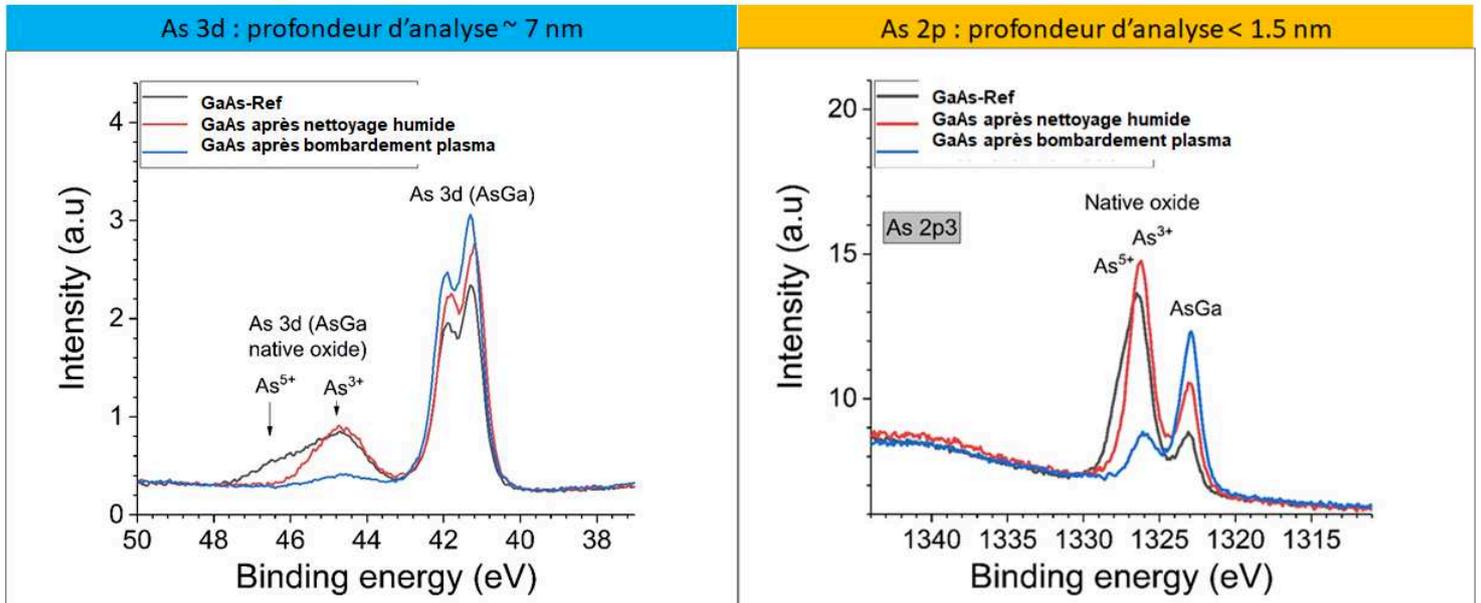


Figure 6.19: Spectre XPS caractérisant les niveaux d'énergie des liaisons As-O.

eV est très important avant le nettoyage puis c'est après le bombardement plasma qu'il diminue drastiquement (passant d'une intensité de 14 à 8.5). Le pic avec la liaison avec le Gallium augmente comme attendu. Le rapport d'intensité entre les deux pics d'énergie (As-Oxyde et As-Ga) est environ équivalent ce qui suggère que les liaisons entre l'arsenic et l'oxyde natif sont devenues des liaisons avec le Gallium.

On peut donc confirmer l'efficacité de ce traitement avec l'enchaînement de ces deux solutions pour enlever l'oxyde de GaAs.

## 6.2.2 Retrait du substrat

La partie de retrait du GaAs consiste à enlever entièrement le substrat de GaAs de l'hétérostructure formé par le collage GaAs/ $SiO_2$ . Pour cela on a choisi de faire un amincissement physique par le grinding puis un amincissement chimique par le wet etching.

### 6.2.2.1 Grinding

Le grinding a l'avantage d'aller vite et d'enlever beaucoup de matière de manière uniforme sur la plaque. Cependant, son action est assez violente et dans le cas où il y a des couches minces ou bien un collage qui n'a pas été renforcé par un recuit tel que celui que l'on réalise, il peut y avoir un risque de décollement, de fissuration des plaques sous l'action de la meule. Par ailleurs, le grinding ne fait pas la distinction des matériaux, c'est une

simple action mécanique qui va enlever l'épaisseur qu'on lui indique avec les incertitudes qui accompagnent. Le grinding est bien adapté à l'amincissement des substrats bulk. Son action étant assez rapide, on peut retirer une grande épaisseur de matériau en quelques minutes. Les résultats obtenus sur les substrats bulk sont donnés dans la section suivante.

### 6.2.2.2 Wet etching

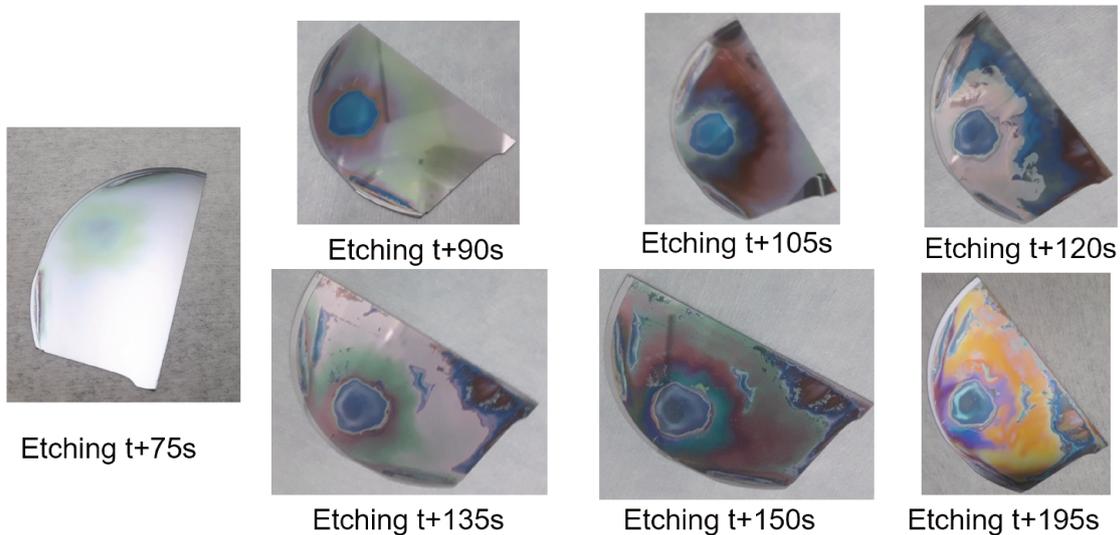
Contrairement au grinding, le wet etching est beaucoup plus lent et grave le substrat de manière non-uniforme : les bords sont en général consommés plus rapidement que le centre comme nous l'avons déjà évoqué. Mais cette technique présente l'avantage de pouvoir s'arrêter de manière précise, en jouant notamment avec la composition de la chimie de gravure de sorte à graver uniquement le GaAs sans consommer ce qu'il y a en-dessous. Nous avons testé la sélectivité de la chimie avec laquelle on grave habituellement le GaAs.

**Test de la sélectivité de la chimie de gravure** Comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe 6.1.5.7, puisque notre objectif final est de pouvoir démonter le substrat de GaAs et s'arrêter sur le multicouches, il est impératif que la solution chimique utilisée pour graver le substrat soit sélective entre le matériau composant le substrat et celui composant le multicouches. D'autre part, la gravure chimique n'étant pas homogène, nous avons besoin d'une couche d'arrêt qui joue le rôle de couche tampon entre le substrat et le multicouches pour laquelle la chimie ne réagit pas. Dans notre empilement donné au chapitre 5, la couche d'arrêt est une couche faite en AlGaAs d'une épaisseur de 270nm. Il est donc primordial que la solution chimique qui doit consommer le substrat de GaAs ne réagisse pas avec l'AlGaAs pour que la gravure s'arrête lorsque l'on arrive sur la couche sacrificielle d'AlGaAs. Puis il s'agit de changer de chimie pour consommer la couche d'AlGaAs sans consommer la première couche du multicouche qui est faite en GaAs. On aura donc gravé le substrat de GaAs et la couche tampon en AlGaAs sans toucher à l'empilement du multicouches

Nous avons réalisé des tests de cette sélectivité en prenant le faux doublet (A1198) dont la structure a été donnée dans la figure 5.12 du chapitre 5. Pour savoir si la solution SC1 est sélective entre le GaAs et l'AlGaAs, nous devons le tremper dans le bain et voir si la couche de GaAs de 270 nm est consommée et que celle d'AlGaAs qui est en-dessous est intacte. Visuellement, nous pouvons le voir car les propriétés optiques des deux matériaux n'étant pas les mêmes, nous nous attendons à un changement de couleur de la face de la plaque. Avec les proportions que l'on avait utilisé pour faire la gravure, la vitesse d'attaque

est trop importante pour cette manipulation. On a donc dilué la solution pour avoir une proportion  $NH_4OH/H_2O_2/EDI$  de 1/1/100. Avec ces proportions, la vitesse d'attaque est de 346.6nm/min. Étant donné que sur cette structure, il y a du GaAs sur les deux faces de la plaque (la couche de 270nm et le substrat), la chimie va attaquer sur les deux faces. Il nous faut donc diviser par deux la vitesse d'attaque. On a donc une vitesse d'attaque par face de 173.3nm/min.

Nous avons réalisé la gravure en trempant la plaque plusieurs fois dans le bain. L'échantillon a été coupé en deux pour faire plusieurs essais. Nous avons pris la plaque en photo après chaque temps de gravure donnée par la figure 6.2.2.2:



**Figure 6.20:** Photos de différents temps de gravure d'un multicouches avec la solution SC1.

Nous observons qu'après 75 secondes de gravure, une partie de la plaque change de couleur (verdâtre) tandis que le reste de l'échantillon demeure gris. Puis en continuant, nous observons une tâche bleutée dont la couleur n'évolue pas ou peu tandis que le reste change de couleur. Entre t+120s et t+135s, il semble que la chimie révèle la couche de GaAs (de couleur grise) en dessous de la couche en AlGaAs. Cela laisse suggérer que la couche d'AlGaAs sous la première couche épaisse de 270nm de GaAs a été consommée et que celle de GaAs qui est dessous est en train de l'être également.

Nous avons réalisé également des mesures d'épaisseur de l'empilement entre chaque temps de gravure pour avoir l'épaisseur des différentes couches au cours de la gravure. Ces mesures confirment les observations faites sur les photos : La couche épaisse de GaAs a été

Couche	Matériaux	Zone grise verte				
		T (nm) Initiale	Gravure 1 t = 75s	Gravure 2 t = 15s soit 90s	Gravure 3 t = 2*15 s soit 120s	Gravure 4 t = 2*15s + 45s = 195s
9	GaAs oxyde	3	1	11	1	169
8	GaAs	262	32	0	0	0
7	AlGaAs	85	83	79	0	0
6	GaAs	75	75	75	34	0
5	AlGaAs	255	255	255	255	5.6

**Figure 6.21:** Mesure ellipso de l'empilement après chaque temps de gravure. La mesure des épaisseurs des premières couches est faites après différents temps de gravure (75, 90, 120 et 195 secondes de gravure). La couche d'oxyde demeure car le GaAs des couches s'oxyde au fur et à mesure de la gravure, et on observe avec l'évolution de l'épaisseur de chaque couche qu'elles finissent pas être entièrement gravées.

entièrement consommé après 90 secondes de gravure puis la couche d'AlGaAs également après 120 secondes de gravure et la couche de GaAs dessous également. On peut donc conclure avec ces mesures que la solution de gravure SC1 consomme le GaAs et l'AlGaAs sans sélectivité particulière. Ainsi cette solution ne peut être utilisée si l'on veut pouvoir s'arrêter sur le multicouches lors de la gravure du substrat de GaAs.

**Solution développée : Gravure chimique avec un mélange à base d'acide citrique** Il est nécessaire d'identifier une solution chimique qui puisse être sélective entre le GaAs et l'AlGaAs. Des études ont montré que l'acide citrique ( $C_6H_8O_7$ ) [68], [26] était un composant prometteur du point de vue de la sélectivité entre le GaAs et l'AlAs. C'est le principal composant du jus de citron. La solution aqueuse d'acide citrique est obtenue en réalisant un mélange à 50% avec de l'eau déionisée. L'acide citrique étant à l'état solide sous forme de poudre, il faut en mélanger une proportion égale en masse avec de l'eau. Puis, la chimie est constituée en mélangeant cette solution d'acide citrique avec du peroxyde d'hydrogène  $H_2O_2$  dans des proportions spécifiques. Moon et al. ont observé une bonne sélectivité de gravure entre le GaAs et l'AlGaAs à partir d'une proportion de 1.7 volume de citrique pour 1 volume d'EDI [68]. Au-delà de ratios 7:1 entre l'acide citrique et le peroxyde d'hydrogène (7 volumes de AC pour 1 volume de  $H_2O_2$ ), Chang et al. [26] observent une sélectivité maximale de 600 entre la gravure du GaAs et de l'AlAs. La vitesse de gravure du GaAs est donc 600 fois supérieure à celle de l'AlAs.

Nous avons réalisé quelques premiers tests de cette solution chimique avec différentes proportions qui sont décrites dans l'annexe 6.4.

La composition finale que l'on a prise pour le mélange citrique/ $H_2O_2$  vient du savoir faire du C2N [88]

En faisant quelques tests de gravure avec cette composition sur des substrats de GaAs bulk,

on obtient une vitesse d'attaque de 380 $\mu$ m/min. Les échantillons du multicouches A1198 n'étant plus disponibles après les gravures au SC1, nous avons fait les tests de sélectivité sur le doublet A1319 dont les résultats sont données dans la section 6.3.1

### **6.2.3 Nouveau procédé de transfert de wafer**

Suite aux différentes modifications implémentées pour répondre aux défis techniques, nous avons pu mettre en place un procédé pour réaliser le transfert des wafers de GaAs sur SiO<sub>2</sub>. Nous avons donc établi le procédé qui se compose de 3 briques principales avec différentes étapes à chaque brique:

- Traitement de surface
- Collage direct
- Retrait du substrat de GaAs

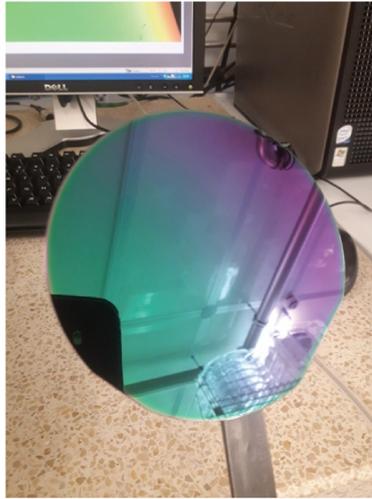
#### **6.2.3.1 Traitement de surface**

La première brique comprend les différentes techniques appliquées aux wafers pour traiter l'oxyde natif et permettre l'adhésion entre la silice et le GaAs avec le dépôt de la couche intermédiaire de silice.

**Nettoyage humide  $NH_4OH$  en milieu ozone** Le nettoyage humide est fait selon la recette développée précédemment dans la ProduceClean avec le  $NH_4OH$  diluée en atmosphère ozone.

**Dépôt PECVD de  $SiO_2$**  Les plaques de GaAs subissent un bombardement plasma puis le dépôt d'une couche de 500nm de silice le tout in-situ dans un équipement appelé Centura5200D. On a pu déposer 500nm de  $SiO_2$  sur les quatre substrat de GaAs. Les photos des plaques après le dépôt sont données par la figure 6.22

**Recuit de consolidation** Avant de passer à la brique suivante, nous réalisons un recuit de consolidation sur les plaques de GaAs après le dépôt PECVD de  $SiO_2$ . Ce recuit est réalisé à 450°C et a pour but de consolider l'interface entre la couche de silice déposée et le wafer de GaAs.



**Figure 6.22:** Photo d'une plaque de GaAs après le dépôt de  $SiO_2$ .

### 6.2.3.2 Collage direct

La deuxième brique concerne le collage direct des wafers. Afin que les états de surfaces soient compatibles au collage direct, il est nécessaire de réaliser la CMP sur les wafers.

Nous avons caractérisé la surface des substrats de GaAs après le dépôt avec l'AFM. En effet, le dépôt de la couche de silice va dégrader la rugosité de surface dans la mesure où le dépôt de la couche de silice n'est pas parfait et laisse un état de surface de moins bonne qualité du point de vue de la rugosité. Les mesures AFM post-dépôt sont données dans le tableau ci-dessous, toujours pour un champ de  $10\mu\text{m}$  par  $10\mu\text{m}$  : On observe bien

		GaAs après dépôt
Centre	RMS,nm	0,52
	PV,nm	19
Mi-rayon	RMS,nm	0,60
	PV,nm	20
Bord	RMS,nm	0,57
	PV,nm	16

**Figure 6.23:** Mesures AFM après le dépôt PECVD de  $SiO_2$ .

que la rugosité est beaucoup plus importante que celle des substrats brut de GaAs. Afin de pouvoir corriger cette rugosité pour atteindre les exigences du collage direct, il est

nécessaire de faire un polissage par CMP des plaques de GaAs après le dépôt.

**CMP sur GaAs et sur  $SiO_2$**  Une fois que les substrats de GaAs ont eu le dépôt de  $SiO_2$ , on réalise une CMP sur ces substrats et également les substrats de  $SiO_2$ . En effet, comme nous l'avions montré lors des mesures AFM sur les substrats de  $SiO_2$  en sortie de boîte, leur rugosité est également trop élevée pour passer l'étape du collage direct.

L'étape de la CMP qui s'est déroulée cette fois sans accroc et les plaques de GaAs n'ont pas délaminé après le polissage.

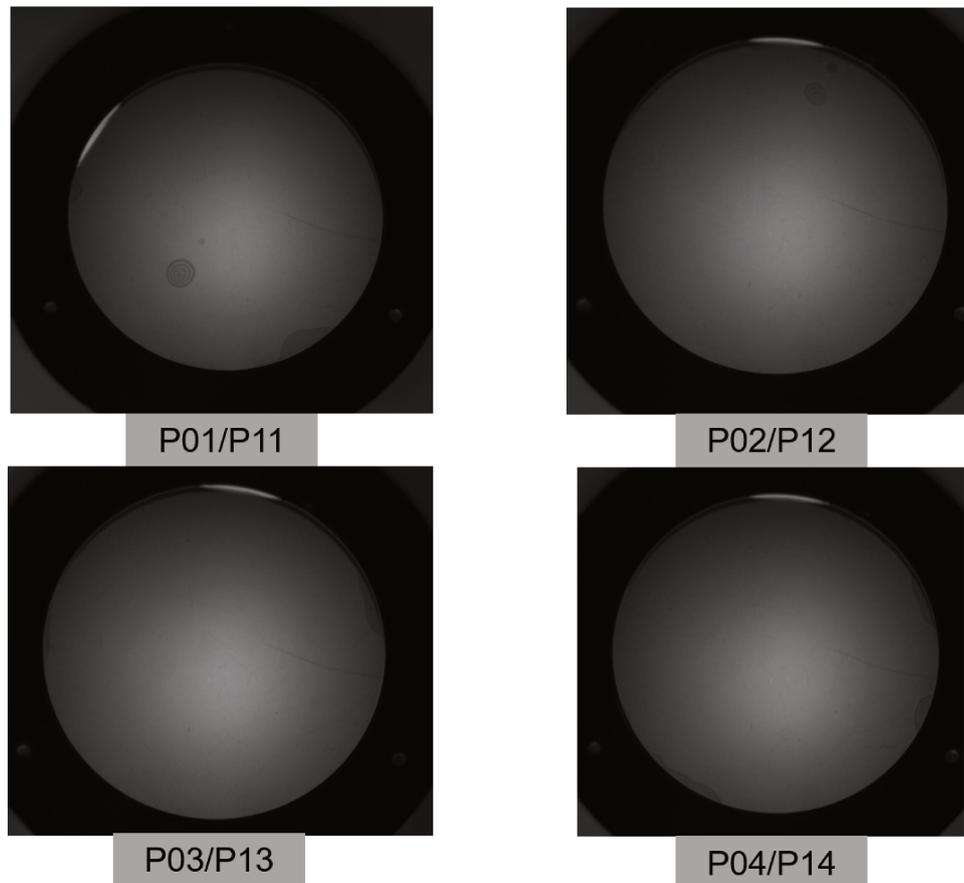
Afin de s'assurer que la rugosité après la CMP est bonne, nous avons de nouveau réalisé des mesures AFM après le dépôt pour vérifier que l'on a les bons état de surface avant le collage. Ces mesures sont données par la figure 6.24:

		GaAs après CMP
Centre	RMS,nm	0,215
Mi-rayon	RMS,nm	0,212
Bord	RMS,nm	0,198

**Figure 6.24:** Mesures AFM après CMP.

On observe donc que la rugosité du GaAs est inférieure à 0.3nm RMS. Elle est donc compatible avec les exigences du collage direct.

**Résultats du collage direct** Nous avons pu coller directement les plaques après le polissage de ces dernières et la figure 6.25 montre les résultats après le collage direct :



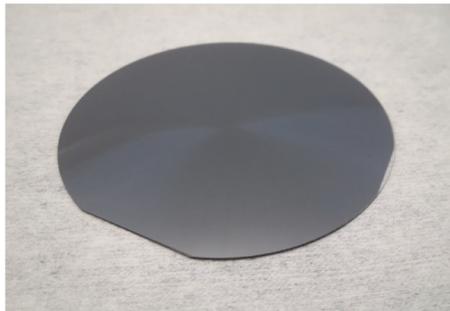
**Figure 6.25:** Image infrarouge du collage direct GaAs bulk sur  $SiO_2$  bulk. Pour chaque collage, la plaque de  $SiO_2$  est au-dessus et la plaque de GaAs bulk est en-dessous. Les plaques sont alignées à l'aide de l'anneau noir qui permet de les centrer.

Les photos sont prises à l'aide d'une caméra infrarouge qui fonctionne à la longueur d'onde  $\lambda_{cam} = 1.1\mu m$  et on peut donc voir les plaques par transparence. Les paires de plaques collées présentent quelques petits défauts de collage par les bulles en anneaux (P01/P11 et P02/P12) et quelques petites zones sur les bords n'ont également pas bien collé sur P04/P14. mais le résultat est bien meilleur que le premier essai de collage. Nous avons donc pu valider les étapes de traitement de la surface.

### 6.2.3.3 Retrait du substrat de GaAs

La dernière brique est la partie retrait du GaAs. On commence par l'amincissement physique qu'est le Grinding puis on finit par un amincissement chimique (Wet Etching).

**Grinding** Nous avons réalisé le grinding des plaques pour amincir le substrat de GaAs. L'équipement utilisé est appelé DISCO3.5 qui est un équipement dédié au traitement des matériaux III-V. Il était nécessaire de réaliser l'abrasion par étape car les wafers n'ayant pas recuit, il y avait un risque de décollement suite aux contraintes mécaniques imposées par la roue du grinding. L'amincissement a été fait en deux étapes : On a d'abord visé un amincissement jusqu'à laisser une épaisseur de 300 $\mu\text{m}$  de GaAs puis on a continué à amincir pour ne laisser que 100 $\mu\text{m}$  de GaAs. Par la suite, afin de terminer le procédé, nous



**Figure 6.26:** Wafers après grinding côté GaAs (Epaisseur restante : 100 $\mu\text{m}$ ).

avons réalisé une gravure chimique.

**Gravure chimique** Afin de graver chimiquement le reste du substrat, nous utilisons la solution SC1 composé de 3 agents chimiques que nous avons évoqué dans la section 6.1.5.7 : l'ammonium hydroxyde  $NH_4OH$ , Le peroxyde d'hydrogène ( $H_2O_2$ ), le tout dilué dans de l'eau déionisée (EDI).

Le protocole de la gravure chimique consiste à tremper la plaque dans un bain chimique qui est déversé dans un bac (voir figure). Le bain chimique est préparé avec un mélange des composés chimiques sélectionné pour réagir avec le matériau souhaité. Les proportions de ces composés chimiques sont toujours données en volumes. Le mélange SC1 que l'on utilise pour graver le GaAs est noté  $NH_4OH/H_2O_2/EDI$ . Ce mélange est en proportions 1/2/8 (un volume de  $NH_4OH$  pour deux volumes de  $H_2O_2$  dans 8 volumes d'EDI). Avec ces proportions, nous avons gravé le wafer de GaAs brut collé sur du  $SiO_2$  brut à une vitesse d'attaque de 1.6 $\mu\text{m}$  par min. Pour qualifier la vitesse de gravure nous avons commencé par tremper la plaque pendant 15min puis nous avons trempé la plaque pendant 30 min. Nous avons pesé la plaque avant et après chaque temps de gravure. Connaissant la masse volumique du GaAs, l'épaisseur du substrat ainsi que sa surface, nous pouvons en déduire

l'épaisseur de GaAs qui a été gravée. Nous avons donc gravé au total environ 80µm de GaAs.

## 6.3 Résultats des procédés appliqués sur les multicouches GaAs/AlGaAs déposés par épitaxie

Une fois le procédé qualifié avec les différentes briques technologiques sur les substrats bulk, nous avons pu l'appliquer avec les échantillons qui ont été fabriqué au LAAS. Nous avons commencé par le doublet A1319 pour réaliser le transfert sur silice.

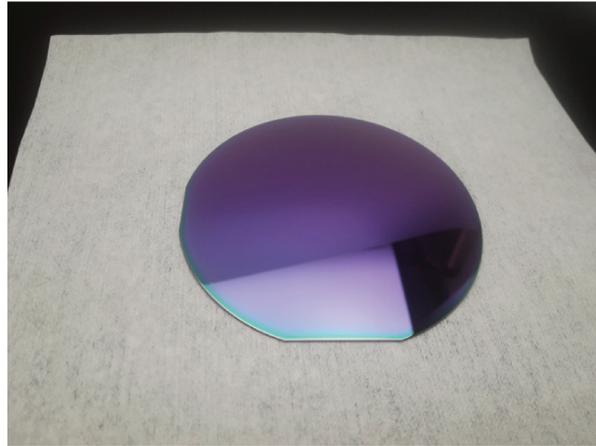
### 6.3.1 Résultats avec un doublet

La structure du doublet donné au chapitre 5 par la figure 5.14 comporte une couche sacrificielle d'AlGaAs de 270 nm, une couche quart-d'onde de GaAs, une couche quart-d'onde d'AlGaAs et une couche épaisse de GaAs de 270nm le tout déposé sur un substrat de GaAs comme ceux qui ont été utilisé pour qualifier le procédé.

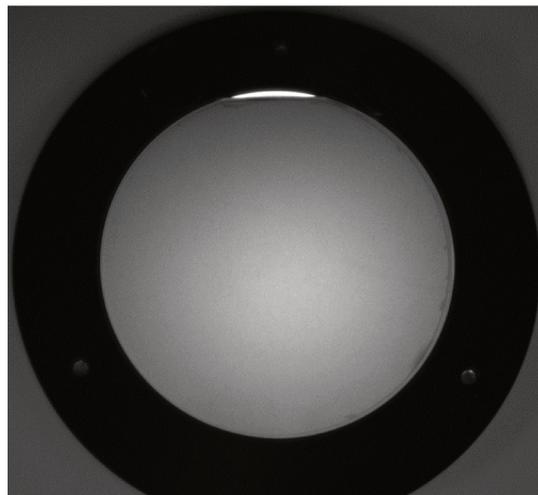
**Préparation de surface** Avant de réaliser le collage, l'étape de nettoyage du doublet est réalisée selon la recette développée dans la brique de préparation de surface, avec la solution  $NH_4OH$  en milieu Ozone. Puis immédiatement après le nettoyage, un enchaînement avec le prénettoyage et le dépôt PECVD d'une couche de silice amorphe est réalisé (Les deux étapes sont menés l'une après l'autre avec un délai de 24 heures maximum pour éviter la ré-oxydation du GaAs). Une photographie du doublet après le dépôt de silice amorphe est donnée par la figure 6.27:

**Collage direct** Une fois le dépôt réalisé, le recuit de consolidation du doublet est fait à 450°C dans des fours appelé TEMPRESS. Puis le doublet passe par le polissage CMP afin de corriger la rugosité de surface. On peut alors réaliser le collage direct entre le doublet et le substrat de silice. Le résultat du collage est donné par la figure 6.28. Le collage ne comporte quasiment aucun défaut, mis à part des légères traces sur le bord droit de la plaque prise en photo. Le collage est donc bien validé pour le doublet.

**Retrait** Une fois le collage direct réalisé, il faut finir par le retrait de la partie GaAs de l'hétérostructure. On réalise d'abord le grinding de la plaque côté GaAs. L'amincissement est réalisé jusqu'à une épaisseur restante de GaAs de 50µm. L'étape du grinding a donc pu enlever 600 µm de substrat de GaAs.



**Figure 6.27:** Doublet après dépôt PECVD de  $SiO_2$ .



**Figure 6.28:** Image Infrarouge du collage direct du doublet sur  $SiO_2$ . La plaque de silice est au-dessus le substrat de GaAs avec le doublet est dessous. Le collage est uniforme.

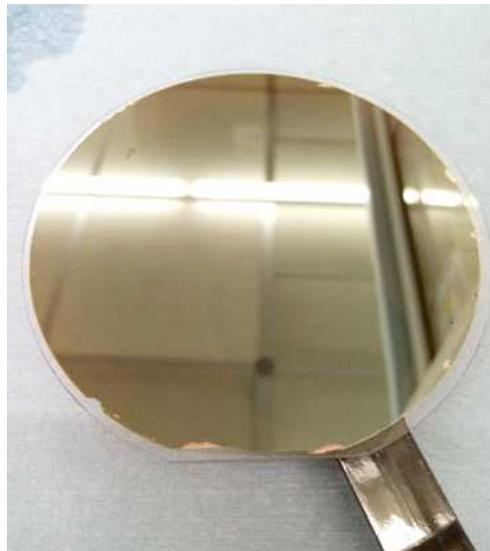
**Gravure par Acide Citrique** La dernière partie et la plus délicate est la gravure chimique des 50 $\mu$ m de GaAs restants. On utilise alors la recette qui a été développée avec l'aide d'Isabelle Sagnes du C2N [88] au cours des tests de gravure avec l'acide citrique. Le protocole est le suivant :

- Gravure avec HCl dilué à 10% afin de désoxyder la surface du GaAs.
- Gravure avec un mélange de solution aqueuse d'acide citrique à 50% et de peroxyde d'hydrogène  $H_2O_2$  pour enlever le GaAs et s'arrêter sur l'AlGaAs.
- Gravure avec HCl dilué à 10% pour enlever l'AlGaAs et s'arrêter sur la couche mince

quart-d'onde en GaAs du doublet.

La vitesse d'attaque de la solution d'acide citrique pour graver le GaAs a été évaluée à 370nm/min ce qui corrobore les résultats obtenus lors des tests de gravure de la section 6.2.2.2. Afin de s'assurer que tout le substrat de GaAs a été consommé, on réalise une surgravure : On laisse volontairement la plaque plus longtemps dans la chimie pour que tout le matériau réagissant avec celle-ci ait entièrement disparu. Pour le doublet, on a visé une surgravure de 50%, on a donc laissé la plaque 1,5 fois plus longtemps que le temps théorique avec la vitesse de gravure. Avec 370nm/min, il faudrait environ 140 min pour graver 50µm de GaAs. On a donc laissé la plaque dans la solution chimique pendant 210 minutes en tout. Les gravures ont été effectuées en trempant la plaque dans un béccher dans lequel a été versée la solution chimique de gravure.

A l'issue de la gravure avec la solution chimique Acide citrique/ $H_2O_2$ , la plaque est ressortie avec l'aspect présenté par la photo 6.29:



**Figure 6.29:** Doublet après la gravure à l'acide citrique.

On observe un clair changement de couleur uniforme sur toute la surface du doublet transféré. Afin de s'assurer que la gravure s'est arrêtée dans la couche d'AlGaAs, on a effectué une mesure à l'ellipsométrie de l'empilement. La figure 6.30 donne la comparaison entre l'empilement théorique et les épaisseurs des couches restantes ainsi que l'empilement mesuré.

Empilement théorique		Empilement mesuré	
AlGaAs	270 nm	AlGaAs : 257 nm	
GaAs	76,4 nm	GaAs : 78,2 nm	
AlGaAs	89,3 nm	AlGaAs : 89,6 nm	
GaAs	270 nm	GaAs : 273.8 nm	
SiO2	525 μm	SiO2: 0.52 μm	

**Figure 6.30:** Comparaison des épaisseurs de l'empilement après gravure à l'acide citrique. A gauche, on a l'empilement avec les épaisseurs théorique de chaque couche. A droite les épaisseurs des couches mesurées par ellipsométrie.

Les mesures d'épaisseur indiquent que la couche d'AlGaAs a été que très peu consommée (10nm ont été gravés sur les 270nm attendus). Cela valide la sélectivité de la solution chimique utilisé qui a consommé le GaAs sans attaquer l'AlGaAs.

Pour terminer la gravure et s'arrêter sur le doublet, on grave la couche sacrificielle avec une solution d'acide chlorhydrique diluée à 10%. Des études ont montré que cette solution grave sélectivement l'AlGaAs en s'arrêtant sur le GaAs [106].

**Gravure par HCl dilué à 10%** La gravure avec la solution HCl a été réalisée avec le même matériel utilisé pour la gravure avec l'acide citrique. Le temps de gravure est très court : seule une minute a été suffisante pour graver la couche de 270nm d'AlGaAs. Au cours de la gravure, on observe cet effet "peel-off" décrite dans le papier de Xiao et al. [106] : différentes parties de la couche d'AlGaAs se décollent avant d'être consommée par la chimie. Le résultat visuel de la gravure a été prise en photo :



**Figure 6.31:** Doublet après la gravure à l'HCl.

On observe un nouveau changement de couleur et la surface de la plaque reprend l'aspect métallique caractéristique du GaAs.

On a de nouveau effectué une mesure ellipsométrique pour obtenir l'empilement final:

Empilement théorique		Empilement mesuré	
GaAs	76,4 nm	GaAs : 77,8 nm	
AlGaAs	89,3 nm	GaAs : 89,08 nm	
GaAs	270 nm	GaAs : 274 nm	
SiO2	525 μm	SiO2 : 0.52 μm	

**Figure 6.32:** Comparaison des épaisseurs de l'empilement après gravure à l'HCl. A gauche les épaisseurs prévues du doublet. A droite les épaisseurs mesurée par ellipsométrie.

On obtient l'épaisseur de la couche de GaAs du doublet attendue avec une différence d'1,4nm ce qui correspond à une erreur relative de 1,7%. Le transfert a donc bien été effectué avec succès sur le substrat de silice. Cela valide donc le procédé de transfert du doublet depuis son substrat de GaAs natif vers le substrat de silice amorphe.

6.3.1.1 Caractérisations sur le doublet transféré

Une fois le transfert du doublet réalisé, nous avons réalisé quelques mesures de caractérisations pour déterminer la qualité de surface, les propriétés optiques etc...

**Mesures post-gravure de la planéité** Afin de s'assurer de la planéité de la surface, nous avons réalisé deux mesures : tout d'abord une mesure de spectre en réflexion en différents points de la surface. L'idée étant que si les courbes de mesures en réflexion sont confondues, on aura alors les mêmes propriétés du point de vue de l'indice de réfraction des matériaux composant l'empilement ainsi que l'épaisseur des couches. Comme nous l'avions vu au chapitre 4, une différence sur ces deux paramètres induit un décalage du spectre en réflexion horizontalement (si les épaisseurs varient par rapport à celles attendues) ou verticalement (si les indices optiques varient par rapport à ceux attendus). La courbe en réflexion est faite en 9 points situés à différents endroits sur la plaque sur le schéma de la figure suivante. Les résultats sont données ci-dessous:

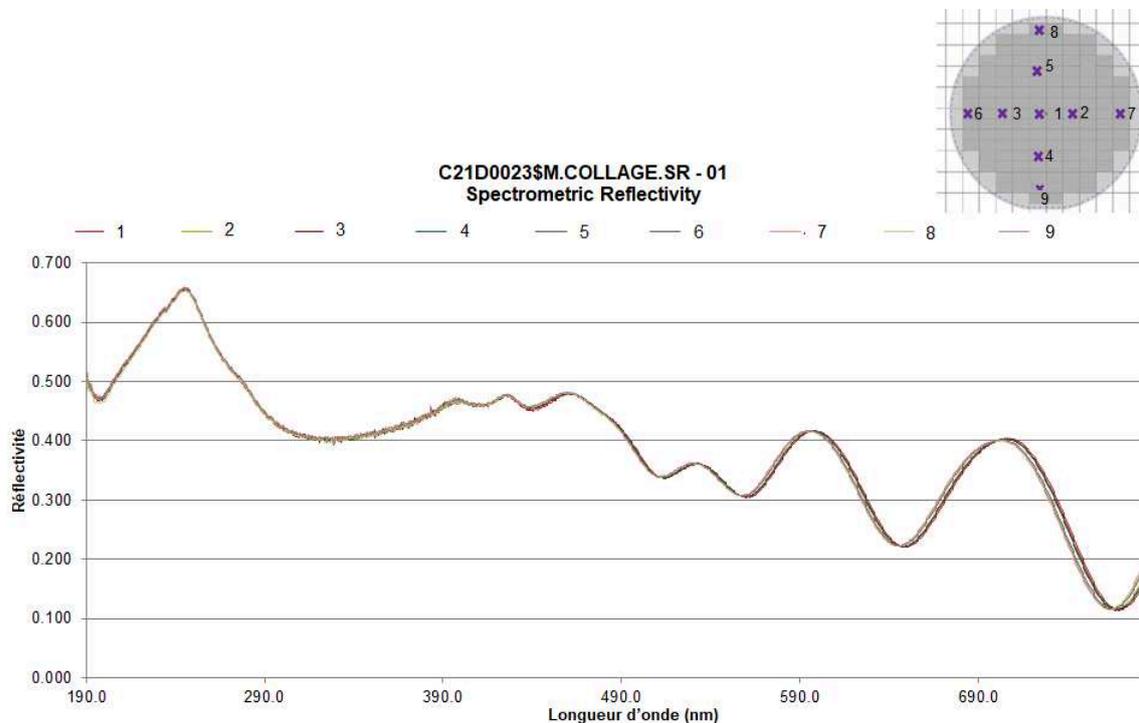


Figure 6.33: Courbes de réflexion en différents points du doublet.

On observe que les courbes sont regroupés en deux séries : Les courbes mesurées en des

### 6.3 Résultats des procédés appliqués sur les multicouches GaAs/AlGaAs déposés par épitaxie

points qui sont alignés horizontalement (les points 1,2,3,6 et 7) et les courbes de réflexion mesurées en des points alignés verticalement (4,5,8,9). Il y a donc une légère différence en épaisseurs entre ces deux lignes de points qui reste très minime (0.5%).

**Caractérisations optiques** Les caractérisations optiques ont été faites au LMA, la détection de défauts avec le Micromap et le niveau diffusion au CASI à 1064 nm. On a pu donc déterminer un nombre de défauts et un niveau de diffusion du doublet transféré. Les résultats sont données par les figures 6.34 et 6.35:

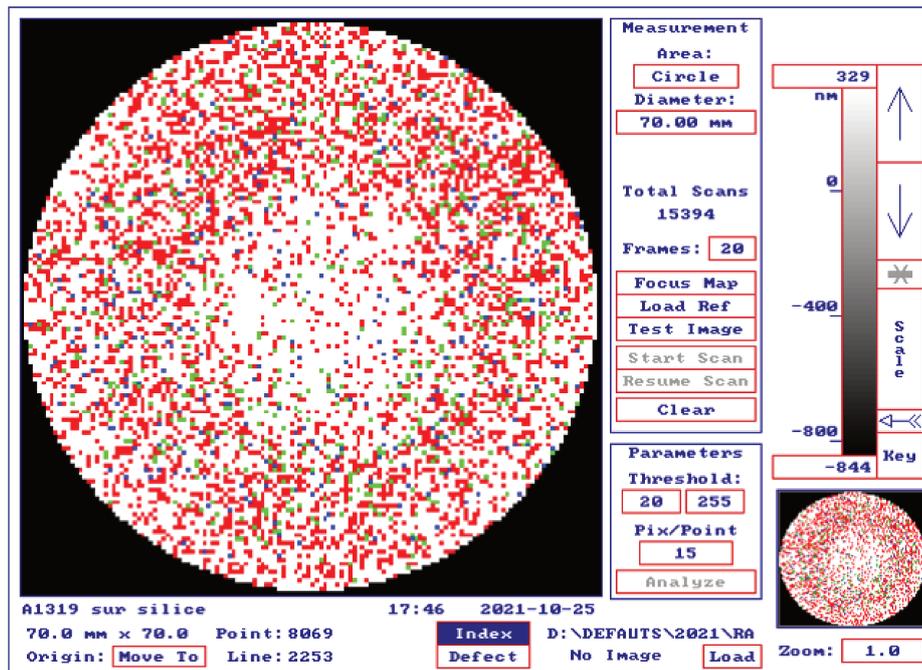


Figure 6.34: Densité de défauts sur le doublet transféré sur silice.

Il y a 8069 défauts de taille inférieure à  $6\mu\text{m}$  et 2799 gros défauts supérieurs à  $6\mu\text{m}$ . Si l'on compare à la mesure de défauts faite avant le transfert :

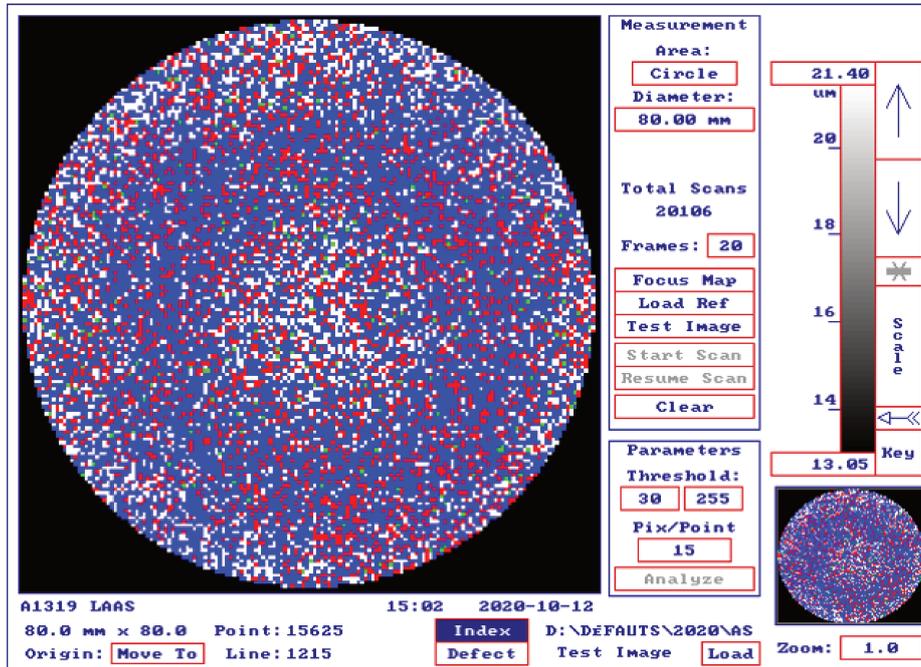


Figure 6.35: Densité de défauts sur le doublet avant transfert.

Ici, on avait avant le transfert du doublet sur silice 15625 petits défauts et 1215 gros défauts. On a donc beaucoup moins de défauts de l'autre côté du doublet après le transfert ce qui est plutôt encourageant car cela implique des meilleures performances optiques notamment au niveau de la diffusion.

Si l'on mesure la diffusivité du doublet transféré on obtient la figure suivante :

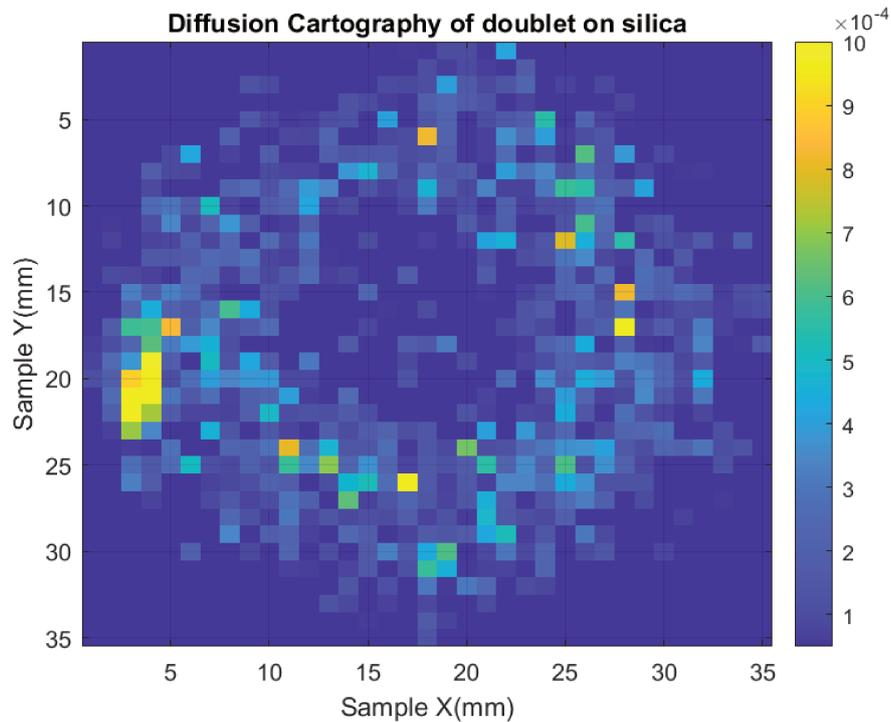


Figure 6.36: Diffusion du doublet après transfert.

Le niveau moyen de diffusion est de 80 ppm. Cela reste élevé par rapport aux exigences de Virgo. La mesure avant transfert n'avait pas été effectuée car le GaAs est partiellement transparent à la longueur d'onde du Micromap (550nm). On aurait vu la diffusion de la face arrière du substrat qui se serait superposé à la diffusion de la face avant, ce qui fausse la mesure.

La diffusion semble moins importante au centre du doublet et on retrouve la couronne que l'on avait observée sur le nouveau jeu de multicouches du LAAS (voir chapitre 5) entourant le centre où la diffusion est plus élevée.

Lors de l'observation des défauts du doublet transféré, certains avaient une apparence très géométrique, de forme carré. En les analysant, on voit que ce sont des défauts cristallins d'une profondeur de 900nm :

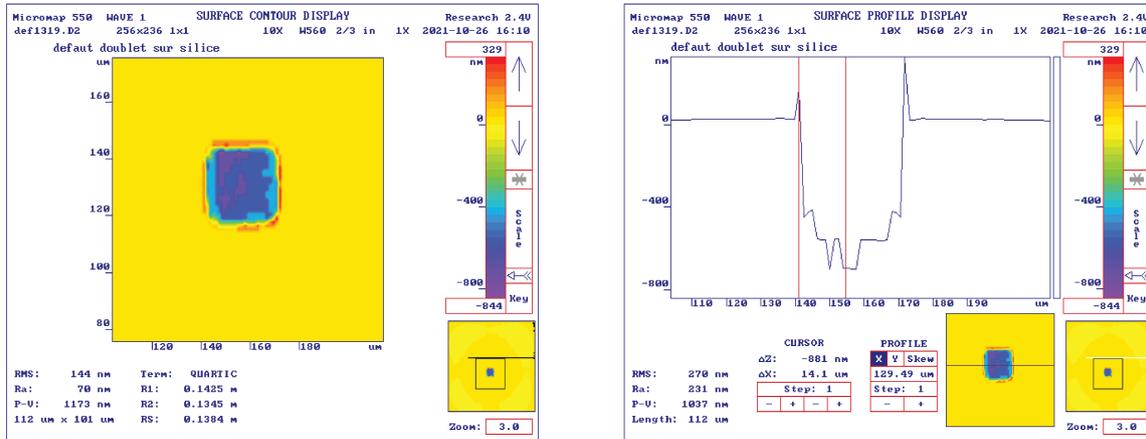


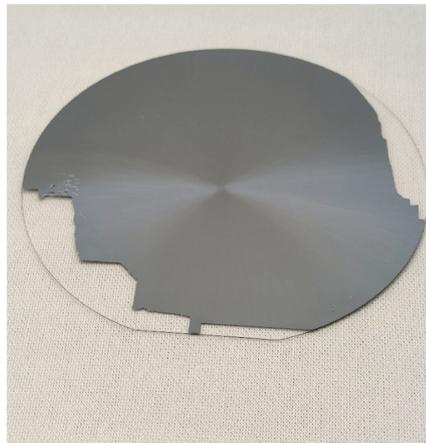
Figure 6.37: Défaut géométrique cristallin.

Ces défauts sont une caractéristique typique de la croissance par épitaxie. En raison de l'oxyde natif du GaAs, la croissance ne démarre pas correctement, l'oxygène empêchant localement les couches de croître. Ces défauts sont également dus à la différence de paramètre de maille entre le GaAs et l'AlGaAs. D'autre part, plus le nombre de couches déposées est important, plus le nombre de dislocations augmente [8]. Une solution pour diminuer le nombre de ces défauts est de réaliser une couche épaisse de GaAs de l'ordre d'1μm d'épaisseur avant de commencer l'épitaxie dans le but d'enterrer ces défauts.

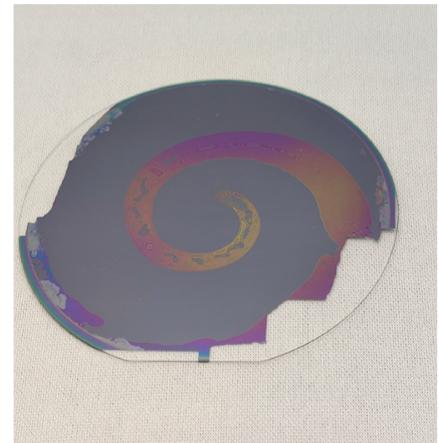
### 6.3.2 Résultats avec les multicouches

Suite aux résultats bons résultats du transfert du doublet, il reste à présent le transfert final du multicouches. Nous avons commencé les essais avec les premiers multicouches réalisés au LAAS (A1195 et A1197) avec le procédé complet.

La partie traitement de surface et collage direct se sont déroulées sans accros. Malheureusement, au cours de l'étape du grinding dans la brique retrait du multicouches, nous nous sommes aperçu que l'action de la meule avait fortement dégradé la surface des multicouches. Les bords des multicouches ont été arrachés comme le montre les photos de la figure 6.38

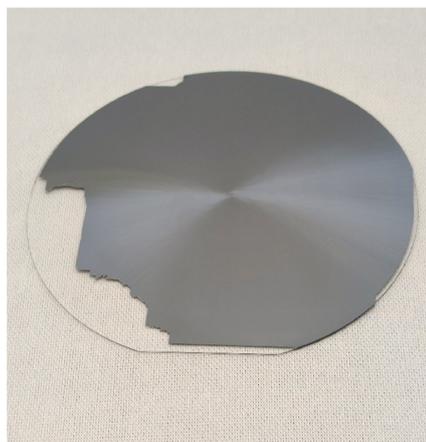


P01 Face avant (côté substrat GaAs)

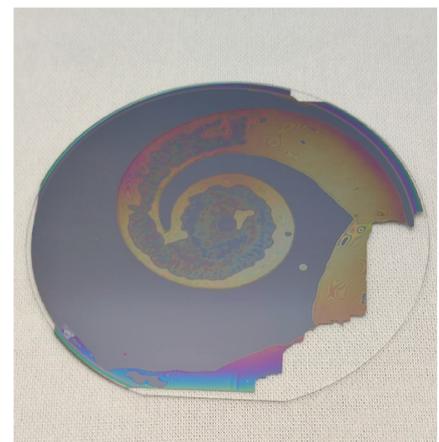


P01 Face Arrière (côté SiO2)

**Figure 6.38:** Photos du multicouches A1195 collés sur  $SiO_2$  après grinding.



P02 Face avant (côté substrat GaAs)



P02 Face Arrière (côté SiO2)

**Figure 6.39:** Photos du multicouches A1197 collés sur  $SiO_2$  après grinding.

Nous observons le même schéma sur les deux plaques, avec un arrachement du bord et une spirale partant du centre, qui témoigne de l'action de la meule tournante sur la plaque qui a fait décoller le multicouches. En réalisant des observations au microscope du bord des plaques, nous avons pu relever que le bord du multicouches ne se situe pas au bord de la plaque comme le montre la figure 6.40. Cela est dû au support sur lequel repose la

plaque lors de la phase de croissance par épitaxie des couches. Ce support circulaire est un anneau dont la largeur correspond à la largeur entre le bord du multicouches et le bord de la plaque.

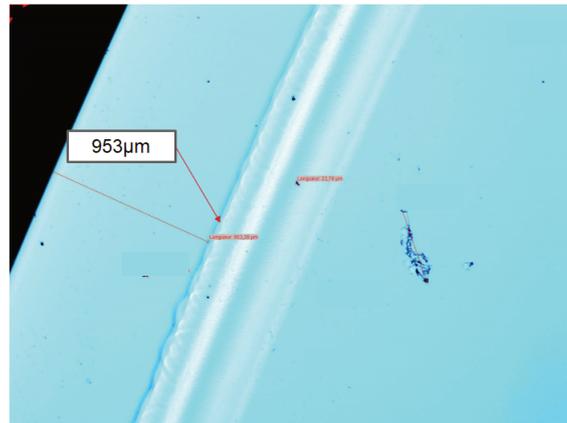


Figure 6.40: Observation au microscope du bord du multicouches. Champ : 3mm x 3mm.

Par ailleurs, on peut observer sur l'imagerie par microscope que le bord du multicouches présente une marche qui n'est pas nette. on voit les différentes couches déposées qui ne sont pas parfaitement empilées créant cette marche avec une pente linéaire. On a pu mesurer ce profil donnée par la figure 6.41 On observe une pente plutôt linéaire qui devient légèrement

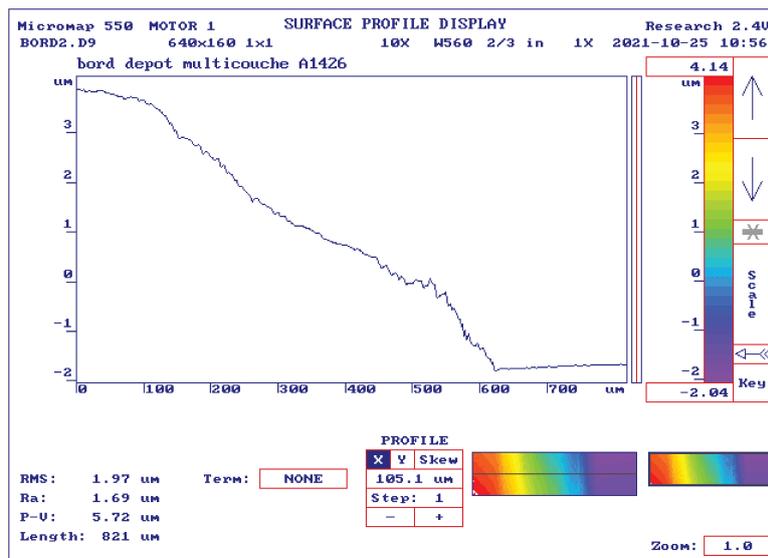


Figure 6.41: Profil de la topographie de bord du multicouches.

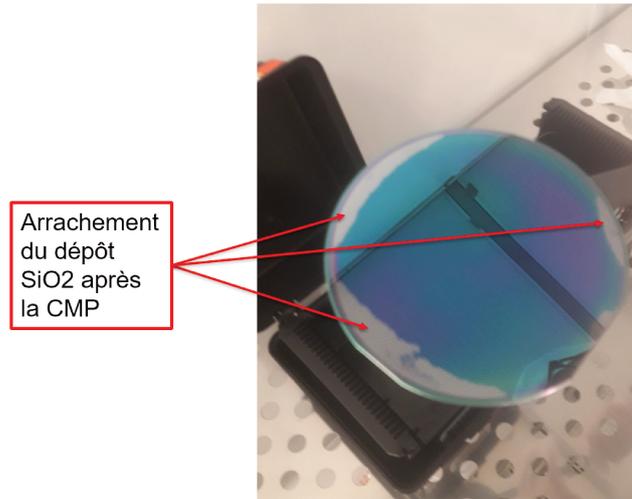
plus raide en s'approchant du bord du substrat. Il est possible que cette topologie de bord de plaque est ce qui a conduit à l'arrachement suite au grinding. Après avoir discuté avec les techniciens, il s'avère que l'étape de la CMP a commencé à fragiliser ce bord lors de l'action mécanique du pas au niveau de cet endroit. Cela a résulté en un collage défectueux au niveau du bord des plaques et le grinding a emporté ce bord qui n'était pas correctement collé.

Une autre hypothèse que l'on peut avancer est que cet arrachement a pour origine la flèche du multicouches en sortie du dépôt. Comme nous l'avons vu au chapitre 5, la flèche du multicouches déposée sur le substrat de GaAs est de 80 $\mu$ m. Puisque l'on ne réalise pas de recuit après le collage, il peut rester un certain gap à l'interface entre le multicouches et le substrat de silice. L'action du grinding conduit ce gap à s'élargir, donnant lieu au décollement et à l'arrachage. Afin de ne pas avoir de tels dégâts sur les autres échantillons, nous avons décidé de ne pas utiliser le grinding et de faire l'essai d'enlever le substrat de GaAs entièrement par voie chimique.

### 6.3.2.1 Procédé appliqué aux nouveaux multicouches

Nous avons relancé le procédé avec un multicouches provenant du nouveau jeu fourni par le LAAS. Afin de ne pas gâcher des échantillons, nous avons lancé qu'un seul multicouches à la fois. Nous avons fait l'essai avec le multicouches A1424, dont la structure est donné au chapitre 5 par la figure 5.25. Cette structure est la même que les premiers empilements avec une couche d'arrêt en AlGaAs de 270nm.

**Résultats du traitement CMP et du collage direct** Le multicouches a été nettoyé puis le dépôt PECVD de  $SiO_2$  réalisé. Après le recuit de consolidation, la CMP a été effectuée sur la plaque. A la sortie de la CMP, on a obtenu le résultat de la figure 6.42



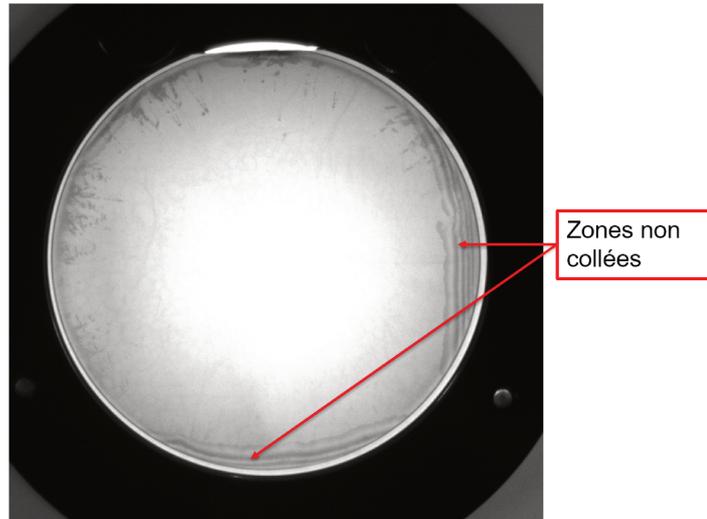
**Figure 6.42:** Photo du multicouche A1424 après CMP.

Nous observons sur la photo un nouvel arrachement à deux endroits au bord de la plaque. Il s'agit d'une partie du dépôt de silice amorphe. La raison de cet arrachement provient probablement d'un changement de recette au niveau de l'étape de nettoyage qui a été effectué par la plate-forme de nettoyage humide : Au lieu de faire le nettoyage avec la solution de  $NH_4OH$  dans l'équipement ProduceClean, le nettoyage est fait en trempant la plaque dans une solution de  $(NH_4)_2S$ . Cette solution a pour but de désoxyder la surface du GaAs, donc d'enlever l'oxyde natif et de réagir avec le GaAs afin de créer une passivation soufrée, c'est-à-dire une couche de soufre à la surface de la plaque de GaAs. Cette couche va piéger les particules type poussières et sera évacuée par la brosse Scrubber.

D'après les experts du nettoyage, cette technique a donné de très bons résultats, bien meilleurs que le nettoyage avec le  $NH_4OH$  pour le traitement de surface des plaques de GaAs en terme du traitement de la contamination particulaire et de l'oxyde natif.

Toutefois, notre procédé comporte des différences, notamment par le fait que l'on introduit une étape de dépôt de silice amorphe après le nettoyage humide du GaAs. Il apparaît alors comme le montre les résultats que le dépôt de silice ne tient pas après que la plaque de GaAs ait été nettoyée avec cette nouvelle recette. En effet, l'action du polissage par la CMP vient arracher des parties du dépôt. Une hypothèse que l'on peut faire est que le dépôt a besoin d'une légère réoxydation de la plaque pour tenir. Le nettoyage avec la solution du  $(NH_4)_2S$  semble alors trop 'efficace' pour notre application.

Suite à la CMP, le collage du multicouche sur substrat de silice amorphe a été effectué. La photo du collage est donnée par la figure 6.43:



**Figure 6.43:** Image infrarouge du collage du multicouches.

Comme prévu, les zones où le dépôt a été arraché ne collent pas. Cela s'observe avec les franges d'interférence sur les bords de la plaque.

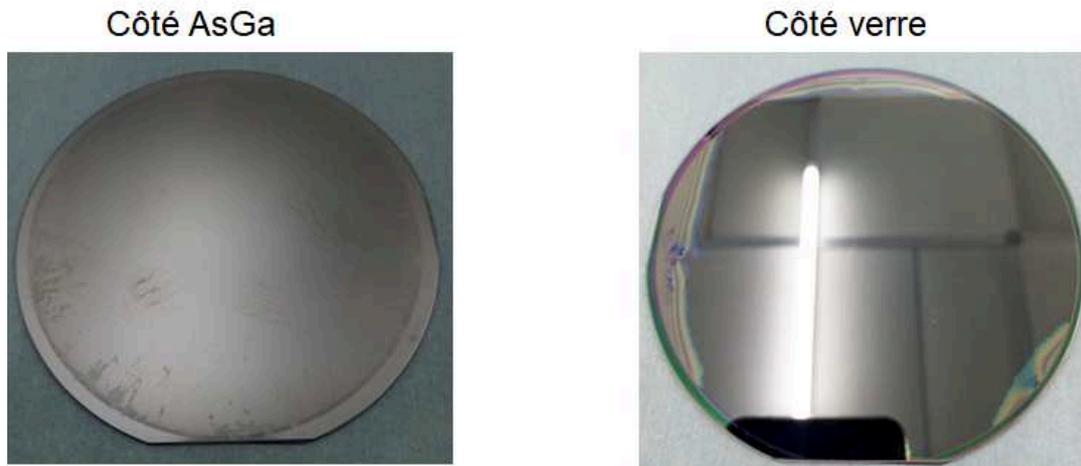
Pour terminer le procédé, nous avons réalisé le retrait du substrat de GaAs entièrement par voie chimique.

**Retrait du substrat de GaAs par gravure chimique** Etant donné qu'il faut pouvoir graver 650µm de GaAs ce qui est une épaisseur très importante pour la gravure, il faut tout d'abord consommer un maximum de GaAs avec la solution chimique nominale, à savoir le mélange SC1 ( $NH_4OH/H_2O_2/H_2O$ ) en proportion 1/2/8. Pour que la gravure soit plus rapide, on peut élever la température du bac dans lequel trempe la plaque. Des tests ont été réalisés (voir annexe 6.4) pour déterminer la vitesse de gravure à haute température (40-50°C).

Il faut cependant que la température ne soit pas trop élevée, d'une part parce que cela accentue l'inhomogénéité de gravure, d'autre part parce que les tests ont montré que cela avait un impact à l'interface de collage de l'hétérostructure. La chimie s'infiltrait alors entre les plaques collées.

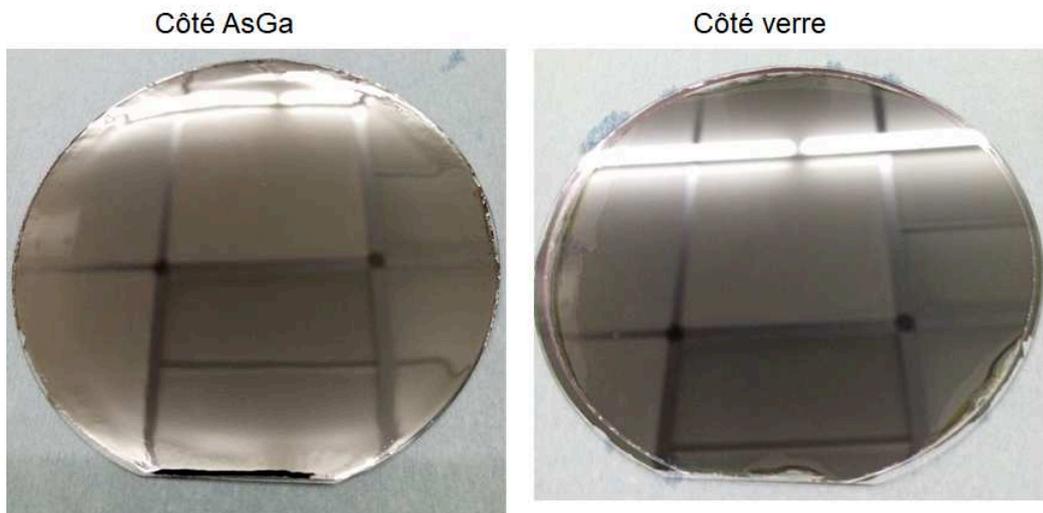
Il apparaît que la bonne température pour graver le substrat de GaAs suffisamment vite sans dégrader l'interface de collage est 40°C. A cette température, la vitesse d'attaque de la chimie est d'environ 5µm par minute.

Pour déterminer l'état initial, nous avons pris la photo de la plaque avant de commencer la gravure.



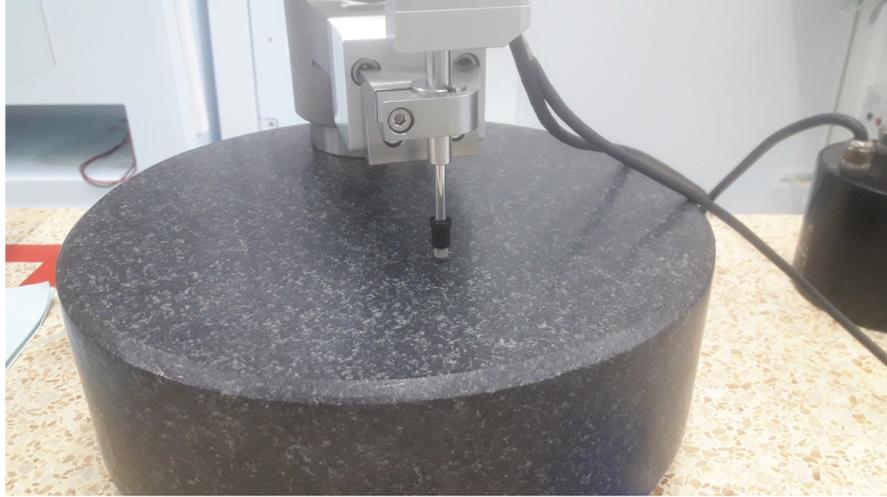
**Figure 6.44:** Photo du multicouches collé avant la gravure.

Puis nous avons trempé la plaque à 40°C avec la solution SC1. Nous avons réalisé une première gravure pendant 100 minutes. La photo du résultat de la gravure est donné par 6.45



**Figure 6.45:** Photo du multicouches collé après 100min de gravure au SC1.

Nous pouvons observer que les bords de la plaque commencent déjà à être consommés. La grande difficulté de la gravure chimique est qu'elle est très inhomogène. Les bords de la plaque sont plus vite gravés que le centre. Nous avons réalisé des mesures de l'épaisseur de la plaque en différent points à l'aide d'un palpeur mécanique.



**Figure 6.46:** Palpeur mécanique pour mesurer l'épaisseur d'une plaque.

La plaque est maintenue sur le support en marbre et on soulève la petite sonde. Celle-ci est calibrée avant chaque mesure pour que le 0 corresponde à la mesure à vide. Avant de commencer la gravure, nous avons fait une mesure de l'épaisseur initiale ( $e_{ini}$ ) puis l'épaisseur en différents positions sur la surface de la plaque après chaque temps de gravure pour en déduire l'épaisseur gravée. Les résultats sont donnés par la figure 6.48. L'incertitude de gravure est d'environ  $5\mu\text{m}$ . Après 100 minutes de gravure, l'épaisseur de l'hétérostructure est d'environ  $706\mu\text{m}$  au centre. Sachant que le substrat de silice fait environ  $530\mu\text{m}$  et le multicouches  $6\mu\text{m}$ , il reste environ  $170\mu\text{m}$  de GaAs au centre. C'est un peu trop pour terminer la gravure avec l'acide citrique qui grave à une vitesse de  $0.3\mu\text{m}/\text{min}$ . Il faut donc continuer la gravure pour enlever de la matière au centre.

Nous avons donc gravé pendant 15 minutes supplémentaires. L'aspect de la plaque est donnée par la figure 6.47.

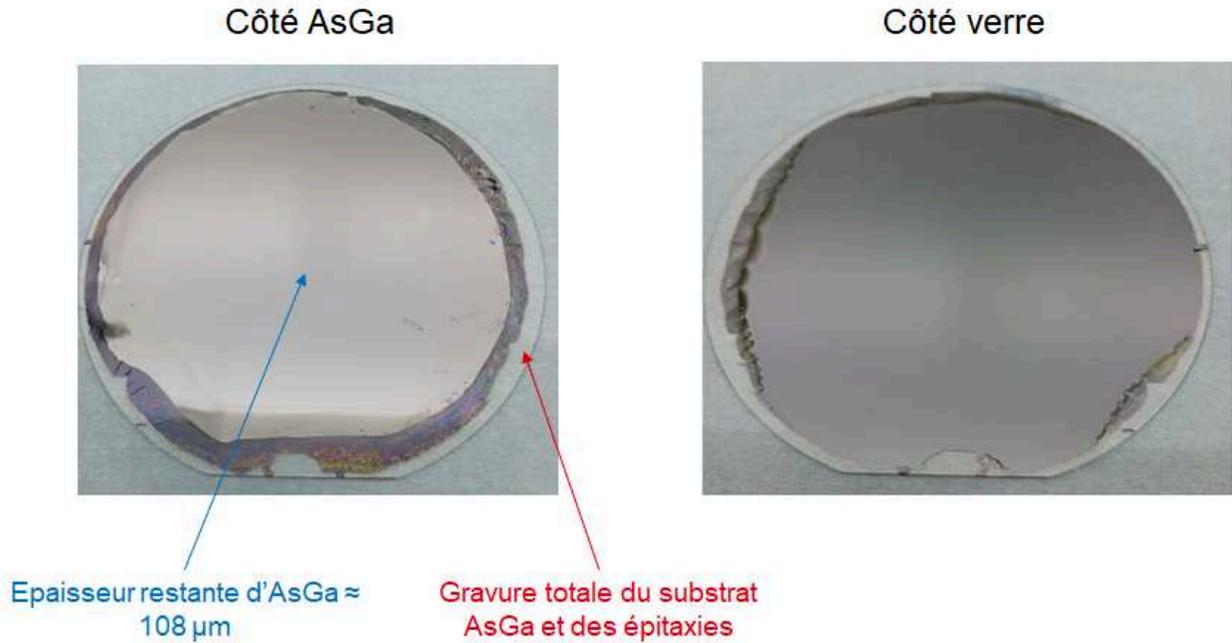


Figure 6.47: Photo du multicouches collé après 115min de gravure au SC1.

On observe que les bords du substrats ont été consommés, découvrant les couches du multicouches. L'épaisseur restante au centre a été mesurée à 108μm.



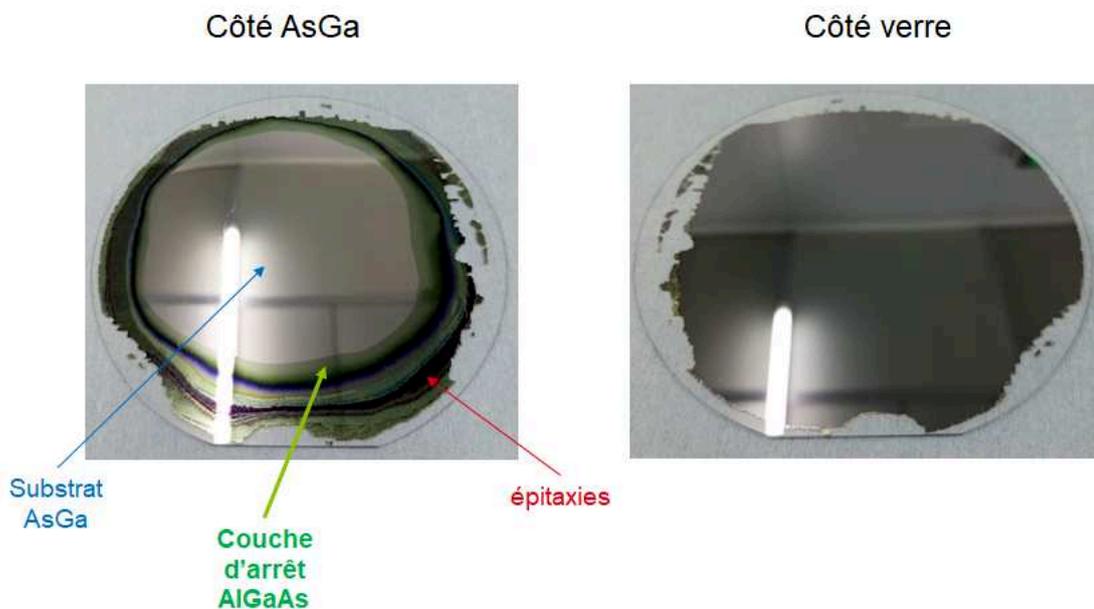
Figure 6.48: Mesures d'épaisseur en différents points de la plaque après chaque gravure avec SC1.

Nous sommes ensuite passé à la gravure avec le mélange Acide citrique et peroxyde d'hydrogène. Les proportions sont les mêmes que lors de la gravure du substrat de GaAs lors du transfert du doublet. Une première attaque pendant 120 minutes a été réalisée. Le résultat est donné par la figure 6.49.



**Figure 6.49:** Photo du multicouches collé après 120min de gravure avec la solution Acide Citrique/ $H_2O_2$ .

Les couches épitaxiées apparaissent peu à peu, à mesure que le GaAs est consommé. On a ensuite de nouveau réalisé une attaque de 120 minutes.

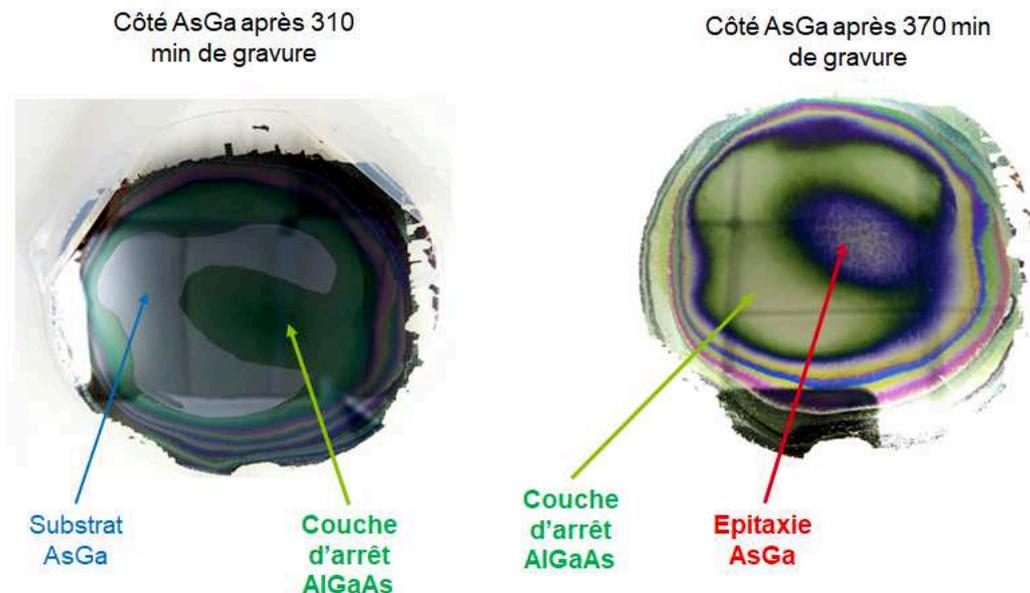


**Figure 6.50:** Photo du multicouches collé après 240min de gravure avec la solution Acide Citrique/ $H_2O_2$ .

On observe que le substrat de GaAs gravé découvre peu à peu le multicouches. La

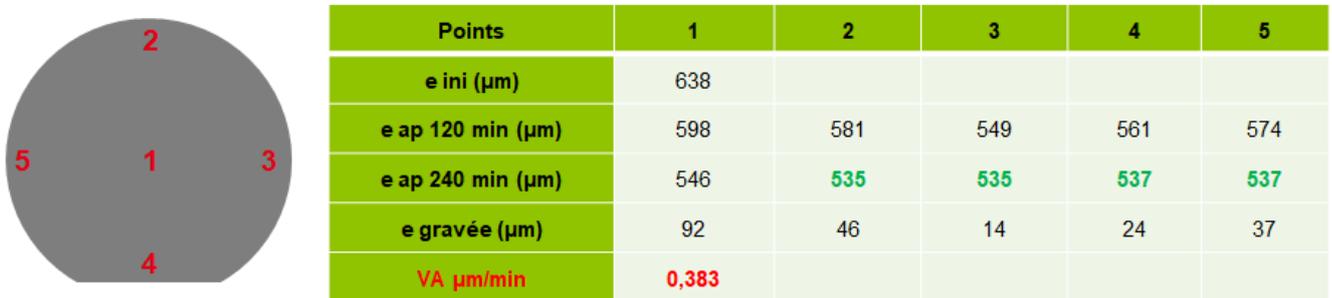
gravure étant inhomogène entre les bords et le centre, le bord du multicouches est de plus en plus exposé à la chimie.

Enfin après de nouveau 70 minutes de gravure, nous commençons à voir un changement de couleur. La couleur grise disparaît peu à peu pour laisser place à une couche de couleur verte que l'on suppose être la couche sacrificielle d'AlGaAs. Nous avons continué la gravure pendant encore 60 minutes pour essayer de graver entièrement le GaAs. Le résultat obtenu est donné par la figure 6.51. Le temps de gravure total avec la solution Acide Citrique/ $H_2O_2$  est de 370 minutes, soit un peu plus de 6 heures.



**Figure 6.51:** Photo du multicouches collé après 370min de gravure avec la solution Acide Citrique/ $H_2O_2$ .

Sur la photo de gauche, on observe la fin de la gravure du GaAs qui laisse place peu à peu à l'AlGaAs. Sur la photo de droite, on observe un nouveau changement de couleur non uniforme : au centre de la plaque, la couleur est passée du vert au bleu. Cela laisse suggérer que la couche d'AlGaAs a commencé à être consommé et que la chimie est en train de percer cette couche d'arrêt pour graver la couche de GaAs qui se trouve en-dessous, cette couche étant la première couche mince du multicouches.



**Figure 6.52:** Mesures d'épaisseur en différents points de la plaque après chaque gravure avec l'acide citrique.

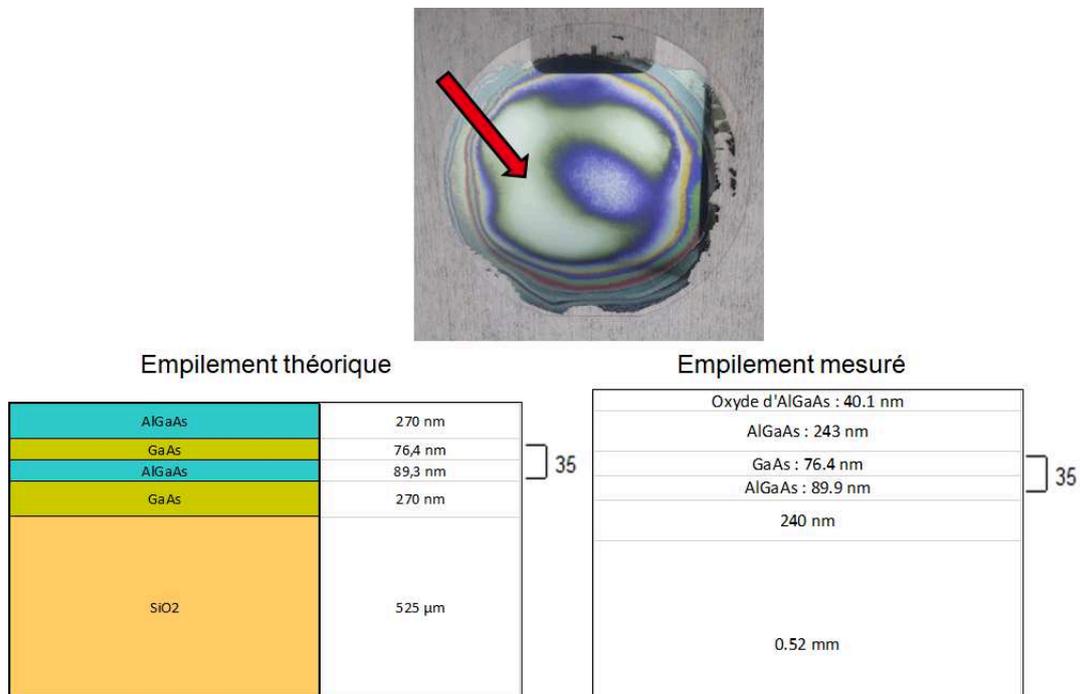
**Synthèse et caractérisation post-gravure** Au vu des différents résultats obtenus lors de la gravure chimique, nous pouvons faire deux remarques générales:

-Premièrement, la gravure est très lente, c'est pour cela qu'elle est surtout utilisée pour enlever des couches minces de quelques centaines de nanomètres tout au plus. Graver un substrat entier avec cette méthode est très difficile à réaliser car cela donne lieu à des temps de gravure très longs. Or lorsque la gravure dure longtemps, il y a deux conséquences importantes sur la plaque : D'une part, l'efficacité de gravure diminue à mesure que le temps de gravure augmente car le peroxyde d'hydrogène se dégrade à l'air libre. D'autre part, l'inhomogénéité de gravure s'accroît à mesure que l'on grave. La vitesse de gravure latérale est plus importante que la vitesse de gravure normale. Et plus la gravure est longue, plus elle devient inhomogène. Cela a pour conséquence de consommer les bords du multicouches.

-Deuxièmement, la sélectivité entre le GaAs et l'AlGaAs ne semble pas être suffisante, du moins pas pour les temps de gravure que l'on a du réaliser. Lorsque l'on avait appliqué cette recette pour le doublet, le résultat était meilleur car il n'a fallu graver que 50μm de GaAs. En revanche pour le multicouches, il a fallu graver 100μm de GaAs ce qui est deux fois plus long et favorise la gravure latérale. Par ailleurs, la gravure étant inhomogène, certaines parties de la plaque avait sans doute une épaisseur encore plus importante que 100μm ce qui explique qu'il a fallu en tout 6 heures de gravure avec l'acide citrique quand il fallait 2 heures pour graver le substrat de GaAs du doublet.

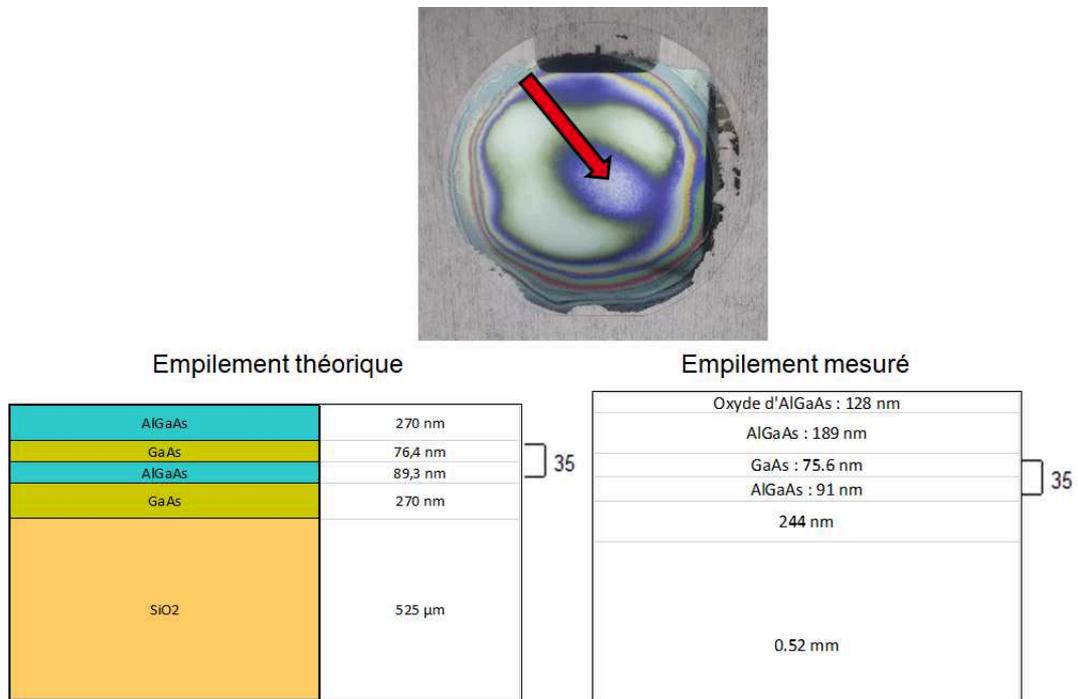
Il convient cependant de noter que dans le cas du multicouches qui a été gravé, le collage était beaucoup moins efficace que pour le doublet. Dû à l'arrachement des bords du dépôt, une bonne partie du bord du multicouches n'a pas collé avec le substrat de silice. Cela a pour conséquence l'infiltration de la solution chimique aux endroits qui n'ont pas collé et l'accentuation de la gravure latérale.

Afin de confirmer les hypothèses suite à nos observations après la gravure, nous avons réalisé des mesures à l'ellipsométrie dans les deux zones de couleur de la plaque (verte et bleue). Les résultats sont données dans les figures 6.53 et 6.54:



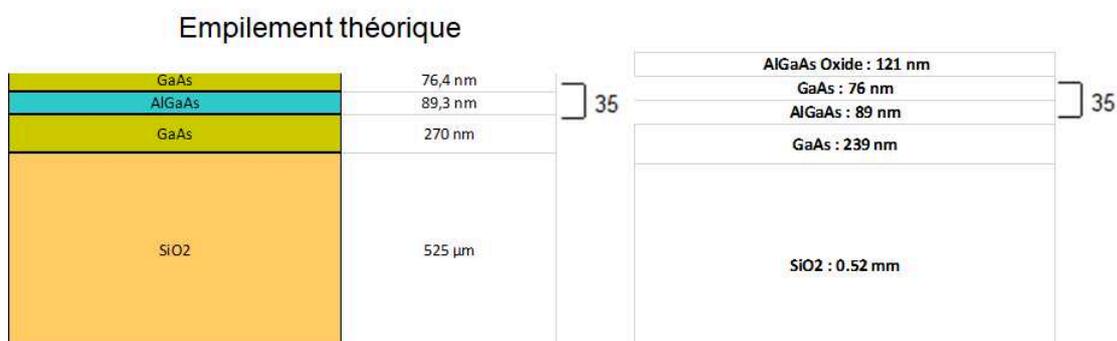
**Figure 6.53:** Résultats des mesures d'épaisseur à l'ellipsométrie dans la zone verte du multicouches après la gravure à l'acide citrique.

6.3 Résultats des procédés appliqués sur les multicouches GaAs/AlGaAs déposés par épitaxie  
215



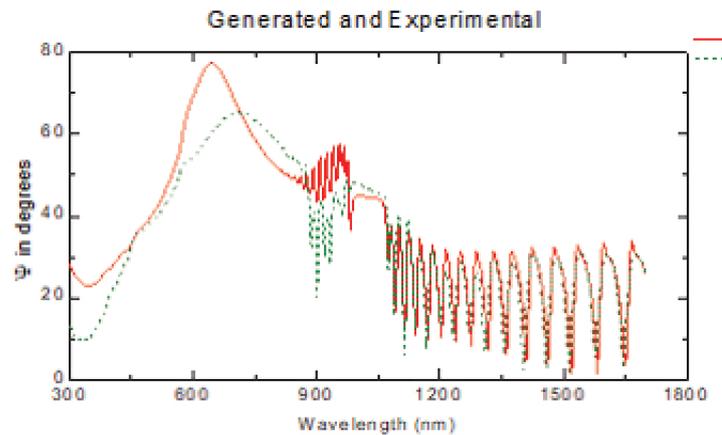
**Figure 6.54:** Résultats des mesures d'épaisseur à l'ellipsométrie dans la zone bleue du multicouches après la gravure à l'acide citrique.

Il apparaît donc qu'il reste encore une partie de la couche sacrificielle d'AlGaAs dans les zones vertes et bleue. On peut donc enlever cette couche avec la solution HCl pour terminer la gravure et s'arrêter sur la première couche de GaAs du multicouches. Après la dernière attaque avec la solution HCl on obtient le résultat de la figure 6.57 suivante:



**Figure 6.55:** Résultats des mesures d'épaisseur à l'ellipsométrie dans la zone verte du multicouches après la gravure avec HCl.

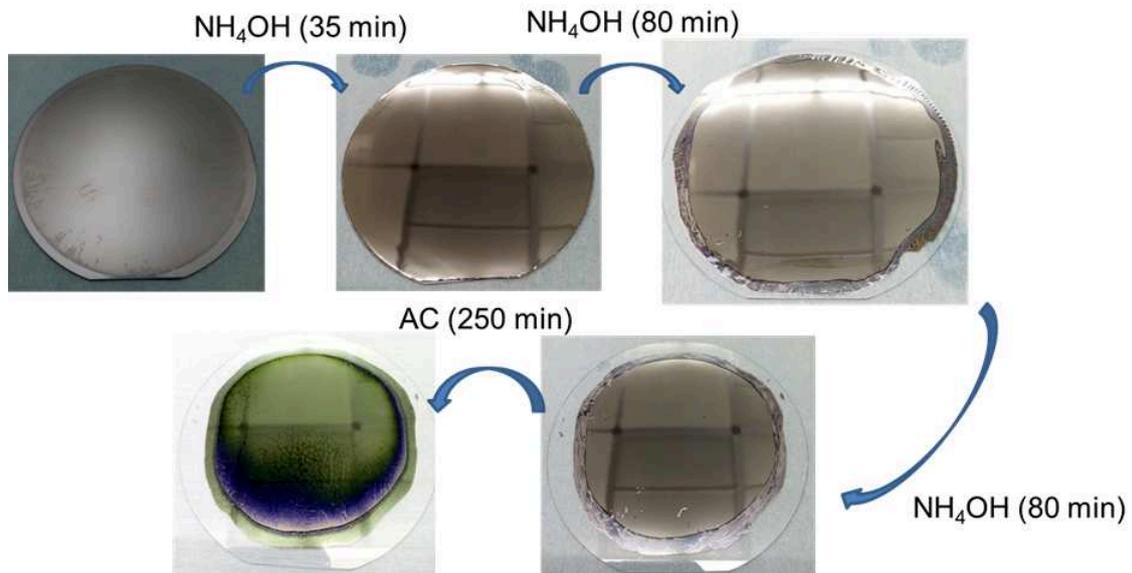
Nous observons une couleur de surface devenue uniforme ce qui est encourageant. Il semble cependant que la modélisation de l'ellipsométrie montre qu'il reste une couche épaisse d'oxyde. En l'état actuel, il est difficile de s'assurer qu'il s'agit d'un oxyde d'AlGaAs. On atteint les limites de la méthode de mesure par ellipsométrie. Il faudrait d'autres mesures pour confirmer la couche qui se trouve à la surface. Si on compare les spectres de la lumière polarisée entre l'empilement théorique et l'empilement mesuré on obtient la figure 6.56:



**Figure 6.56:** Comparaison des spectre de lumière polarisée avec l'ellipsomètre entre l'empilement théorique (rouge) et l'empilement réel (vert)

Ainsi en dessous de 1000 nm, la modélisation n'est plus correcte et le spectre mesuré s'éloigne du modèle. Cela peut s'expliquer par deux possibilités : soit les épaisseurs des couches en surface ne sont pas bonnes, soit leur composition n'est pas correcte. C'est pour cela que l'on ne peut affirmer avec certitude si l'oxyde de surface est un oxyde d'AlGaAs ou de GaAs.

**Résultat final** Un dernier échantillon d'un multicouches complet avec couche d'arrêt en AlGaAs est passé par le protocole expérimental complet. Au cours de la gravure, il a été décidé de tourner la plaque de manière plus régulière, de 90° toutes les 15 minutes de gravure. Cela a permis d'obtenir un profil plus homogène de la plaque notamment sur les bords, bien que ceux-ci aient été malgré tout consommés. La figure 6.58 montre les différents aspects de la plaque après les successions de gravures chimiques :

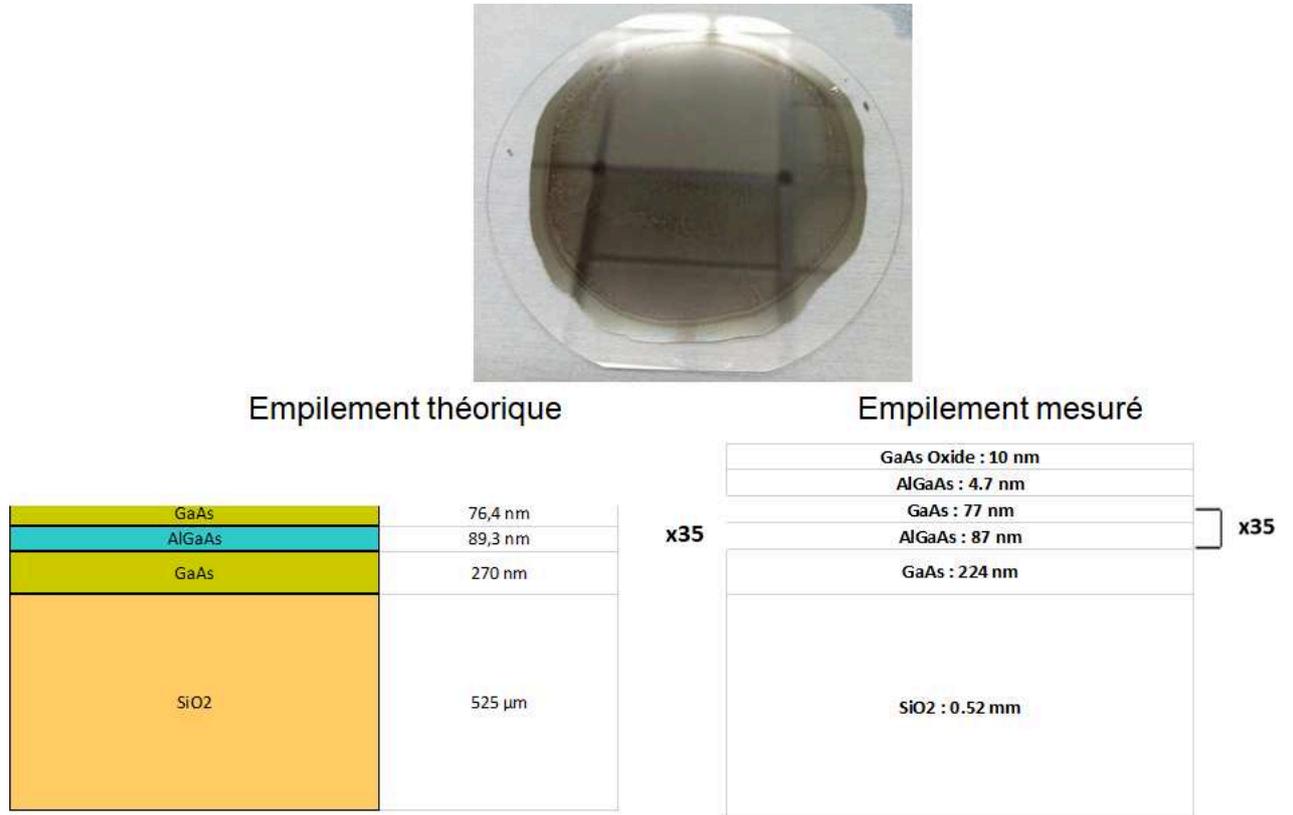


**Figure 6.57:** Photos du multicouches collé après les différentes gravures au SC1 et à l'acide citrique

Nous pouvons observer que le résultat de la gravure sur les bords est plus satisfaisant avec une bande plus homogène et surtout après la gravure à l'acide citrique, la surface semble bien plus homogène que l'échantillon précédent. La gravure a également été faite à 50°C au lieu de 40°C. Même si augmenter la température accentue la gravure au bord, cela permet de pouvoir réduire le temps de gravure et la rotation régulière rattrape l'inhomogénéité de gravure aux bords.

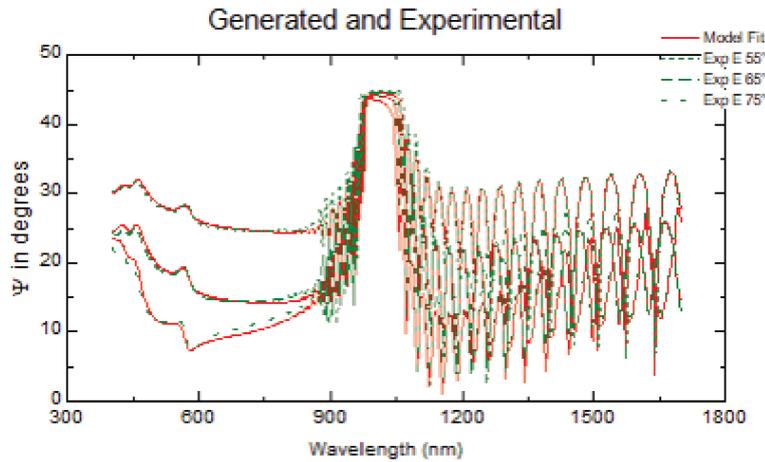
219 **6.3 Résultats des procédés appliqués sur les multicouches GaAs/AlGaAs déposés par épitaxie**

Après la gravure final avec le HCl pour enlever la dernière couche d'AlGaAs, on obtient le résultat suivant :



**Figure 6.58:** Photos du multicouches collé après les différentes gravures au SC1 et à l'acide citrique

On observe donc qu'il reste seulement une légère couche d'oxyde en surface et quelques nanomètres d'AlGaAs. Ces résidus peuvent être aisément ôtés avec un dernier trempage avec l'HCl. Par surcroît, si on extrait de nouveau les spectres de polarisation on obtient la figure 6.59:



**Figure 6.59:** Comparaison des spectre de lumière polarisée avec l'ellipsomètre entre l'empilement théorique (rouge) et l'empilement réel (vert) pour trois angles d'incidences différents (55, 60, 65°)

Ainsi, cette fois, les deux spectres collent parfaitement et on peut donc confirmer l'épaisseur et la composition des couches de l'empilement final. Il semble donc que ce dernier protocole est meilleur pour la gravure chimique du substrat, donnant lieu à un résultat homogène et une fin de gravure plus satisfaisante. Ce résultat est prometteur pour la suite des recherches sur ces thématiques.

## 6.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons fait état du travail expérimental mené au CEA LETI sur le transfert de couches minces cristallines depuis un substrat de GaAs vers un substrat de  $SiO_2$ . Nous avons construit, testé et validé chacune des briques technologiques du procédé en réalisant les essais de traitement de surface, de collage et de retrait sur des substrats bulk avant de passer sur les multicouches. C'était un travail de longue haleine mais d'une richesse particulière, notamment parce que cela a impliqué des domaines très différents, que ce soit l'étude des matériaux III-V, les techniques de traitement de surface, du collage direct et de la gravure chimique, ainsi que les différentes méthodes de caractérisation pour valider chaque étape. La partie la plus délicate de ce travail a été et demeure celle du retrait du substrat. La réussite du transfert de deux couches minces est contrebalancée par les résultats obtenus avec la tentative de transfert du multicouches.

De nombreuses pistes de recherche sont à explorer, à commencer par la réflexion sur une solution pour enlever de manière uniforme et dans un temps raisonnable le substrat, ce

que la gravure chimique ne peut faire. Le grinding semble être le moyen le plus efficace, à condition de s'assurer que l'interface de collage et que le bord des plaques tiennent bon. En effet, celle-ci n'est pas adaptée au retrait d'un substrat entier, tant par sa lenteur que par son inhomogénéité qui s'accroissent l'un l'autre ce qui occasionne des dégâts sur l'empilement des couches minces. Quand à la gravure chimique et sa sélectivité entre les différents matériaux, une piste de réflexion est d'utiliser des couches d'arrêt réalisées dans des matériaux dont la gravure possède une sélectivité bien plus élevée. Les multicouches avec la couche d'arrêt en InGaP semble être une solution intéressante du point de vue de cette étape de retrait. Toutefois, il faut aussi s'assurer que les exigences au niveau des performances optiques soient satisfaites. Le défi consiste donc à trouver le bon compromis entre le bon déroulement des étapes du procédé de transfert et l'impact sur l'application finale.



# Conclusion finale et perspectives futures

Au cours de ce manuscrit, nous avons pu étudié le bruit thermique dans les miroirs des détecteurs d'ondes gravitationnelles, leur origine physique et les mécanismes qui régissent la manière dont il est généré. Nous avons également exploré une voie pour réduire ce bruit en s'intéressant aux matériaux cristallins et notamment au GaAs et à l'AlGaAs pour constituer le revêtement multicouches de ces miroirs. Enfin, nous avons travaillé en profondeur sur un protocole pour réaliser ces revêtements multicouches en transférant des couches minces réalisées par croissance épitaxiale depuis un substrat natif de GaAs vers un substrat de silice amorphe.

## Bruit thermique Brownien

Nous avons commencé par étudié le bruit thermique dominant dans les miroirs de Virgo, qui est le bruit Brownien. Nous avons présenté dans le chapitre 2 le formalisme pour calculer le bruit thermique dans un miroir à partir du théorème de Fluctuation-Dissipation. Cela nous a permis de mettre en évidence l'importance des performances mécaniques du système, notamment les pertes structurelles. Plus ces pertes sont faibles, plus le bruit thermique se dissipe loin des fréquences de travail du détecteur et moins la sensibilité du détecteur en est affectée. Nous avons également montré que les pertes sont majoritaires dans le coating des miroirs.

Par ailleurs, nous avons également étudié les effets thermo-réfractif et thermoélastiques du bruit thermo-optique dans les coatings amorphes actuels. Le spectre de ces bruits sont comparés au bruit brownien ainsi qu'aux sensibilités prévues des prochaines phases d'observation O4 et O5 d'Advanced Virgo+ pour les coatings amorphes actuels en  $Ti : Ta_2O_5/SiO_2$  utilisés dans Advanced Virgo. Nous avons démontré que pour augmenter la sensibilité du détecteur dans la gamme de fréquence de travail, il est nécessaire de diminuer

le bruit Brownien. Pour cela, il faut s'intéresser à des matériaux avec des pertes mécaniques plus faibles que ceux des matériaux amorphes utilisés actuellement.

## L'effet des matériaux cristallins sur le bruit thermique

Pour rechercher des matériaux à faibles pertes, nous avons présenté le cas des matériaux cristallins dans le chapitre 3 et plus spécifiquement le GaAs, pour lequel les performances optiques et mécaniques sont prometteuses.

Les mesures de bruit thermique ont montré une réduction d'un facteur 3 sur le niveau du bruit brownien.

Ce genre de revêtement à bas bruit thermique possède en outre des applications dans le domaine de l'optique (horloges optiques [52], dispositifs opto-mécaniques quantiques [10]...) et de l'industrie (applications dans les gyrolasers utilisées pour la navigation qui sont fait avec des couches minces immergés dans un plasma laser qui a tendance à détériorer les couches. Les matériaux cristallins ont une meilleure résistance au plasma laser). Ces types de couches minces sont aussi utilisés pour la réalisation de semi-conducteurs VCSEL [57]. Cependant, si le bruit brownien a un niveau plus faible avec ces matériaux cristallins, le bruit thermo-optique devient alors limitant. Si ce bruit n'était pas préoccupant dans les miroirs qui sont utilisés actuellement dans le détecteur Virgo, il le devient lorsque l'on considère des matériaux cristallins. Nous avons donc étudié ce bruit plus en profondeur.

## Modélisation du bruit thermo-optique

Le bruit thermo-optique est le résultat de la combinaison cohérente entre le bruit thermo-élastique et le bruit thermo-réfractif. Ces deux bruits ont des origines physiques liés aux fluctuations de températures dans le miroir. Ces fluctuations induisent une déformation de la surface du miroir et un changement de l'indice des couches du coating. Cela crée des déphasages de la lumière réfléchi et dégrade donc la qualité du fonctionnement du détecteur.

J'ai donc développé un modèle du bruit thermo-optique dans le miroir, d'abord simplifié en considérant une monocouche d'épaisseur égale au vrai revêtement avec une propagation de la chaleur dans les trois directions de l'espace puis plus complexe et plus proche de la réalité en prenant en compte l'empilement du coating. Ce modèle prend également en compte les effets de la taille du faisceau laser, ce qui n'était pas le cas des modèles développés jusqu'à présent, qui ne sont valables que pour des faisceaux de grande taille devant la longueur de propagation thermique. Ce modèle est donc adapté pour comparer

des résultats expérimentaux réalisés sur des bancs optiques, avec la contrainte de petites dimensions pour le matériel utilisé. Le modèle est cohérent avec ce que l'on trouve dans la littérature et explique ce qu'il se passe dans les basses et les hautes fréquences, là où le modèle simple avec l'approximation adiabatique ne le faisait pas. Ce modèle a été développé pour les bruits thermoréfractif, thermoélastique et thermo-optique.

## Caractérisation de couches minces épitaxiées

Suite à la réalisation des couches déposés par épitaxie par le LAAS, j'ai caractérisé au LMA les échantillons en examinant le nombre de défauts, la diffusion et le spectre en réflexion. Il y a une bonne marge de progression pour améliorer les performances optiques des multicouches, comparés aux exigences du détecteur Virgo sur les spécificité des miroirs. Il s'agit notamment de chercher à réduire le nombre de défauts cristallins qui apparaissent lors de la croissance. Ces résultats obtenus sur des plaques de diamètre 10 cm restent très encourageants.

## Transfert de couches minces cristallines sur un substrat de verre

Les travaux expérimentaux pour le transfert des couches minces sur substrat de verre ont constitué une partie importante de la thèse, tant sur le contenu que sur le temps consacré aux différentes actions. Cela a été une expérience très riche car c'était un travail pluridisciplinaire, impliquant la connaissance des matériaux III-V, les techniques de traitement de surface, du collage direct, en passant par la chimie des solutions.

### Travaux effectués

J'ai pu développer, conduire et valider chaque étape du procédé de transfert en exploitant différentes exigences sur la qualité de surface des plaques, sur le traitement de l'oxyde natif, sur la rugosité de surface, et les différences thermo-mécanique des matériaux GaAs et  $SiO_2$  impliqués. De nombreux tests ont été conduit pour trouver les bonnes conditions expérimentales à implémenter tant sur le nettoyage des plaques, le dépôt PECVD, le collage direct et le retrait du substrat de GaAs.

Concernant l'objectif final du transfert, j'ai pu appliquer les différentes briques qui ont été validées sur un doublet cristallin (nettoyage des plaques, dépôt PECVD, CMP, Collage direct, retrait par gravure chimique). Ce doublet a pu être reportée sur une plaque de

silice amorphe avec succès. J'ai pu caractériser optiquement le doublet après le transfert, donnant lieu à de meilleurs résultats au niveau de la densité de défauts comparé aux résultats avant le transfert. Le procédé a donc pu être entièrement validé pour le report d'un doublet cristallin GaAs/AlGaAs sur substrat de  $SiO_2$ .

Par la suite, plusieurs aspects ont créé des difficultés et conduit à des résultats qui demandent à être améliorés :

D'une part, l'abrasion physique utilisée pour amincir le substrat de GaAs s'est révélée trop violente lorsqu'il est appliqué sur les multicouches. Cela a donné lieu à un arrachement assez conséquent des bords des plaques conduisant à l'abandon de cette étape et à se tourner vers la voie du retrait du substrat entièrement par gravure chimique. D'autre part, le passage de la CMP contribue également à fragiliser la surface des plaques, conduisant à l'arrachement du bord du dépôt de  $SiO_2$  résultant en un collage fragilisé dans ces zones. Les conséquences de ce résultat se situent au niveau de la gravure chimique, où la solution de gravure s'infiltrerait au niveau des bords là où l'interface de collage est fragile et cela endommagerait les multicouches qui n'est plus protégé dans ces zones. La partie retrait s'étant réduite à enlever le substrat de GaAs uniquement par voie chimique mais cela implique un temps de gravure très long qui comporte plusieurs risques :

- l'infiltration latérale de la chimie à l'interface de collage qui dégrade les multicouches
- Une accentuation de l'inhomogénéité de gravure qui conduit la solution chimique à consommer les bords de la plaque plus rapidement que le centre.

### Pistes d'amélioration

Afin d'obtenir de meilleurs résultats sur le transfert des multicouches, plusieurs solutions peuvent être envisagées :

Il s'agit tout d'abord de renforcer l'interface de collage. Nous ne pouvons effectuer de recuit de consolidation après le collage direct des multicouches sur la silice, en raison des différences de coefficient d'expansion thermique qui conduisent à des contraintes importantes lors d'une élévation de température. À  $100^\circ\text{C}$ , les plaques cassent car la dilatation de la silice est moins importante que celle du GaAs. Une première piste est de tester si les plaques peuvent être recuites à basse température, c'est à dire, inférieure à  $100^\circ\text{C}$ . Les derniers tests de recuit ont été réalisés à plusieurs températures et ont montré que l'hétérostructure ne cassait pas jusqu'à une température de recuit de  $90^\circ\text{C}$ .

Ensuite, pour renforcer le collage, on peut également agir sur les liaisons qui se forment entre les surfaces qui adhèrent. Une solution pour cela est de faire un collage où les plaques vont être traitées avec un plasma qui va favoriser la formation de groupes silanol ( $Si-OH$ ) à

la surface des plaques de  $SiO_2$ . Ces atomes vont alors former des liaisons avec une énergie de collage plus importante à température ambiante [102]. Un tel traitement permettra un collage direct dont l'énergie de collage est beaucoup plus élevée que pour un collage direct simple.

Une fois que le collage sera consolidé, on peut essayer de reprendre l'étape de l'abrasion (grinding). Cette étape avait été abandonnée dû à l'arrachement des bords du multicouches. L'hypothèse qui avait été évoquée est que le bord du dépôt d'épitaxie possède une certaine marche et qu'à cet endroit, le collage n'est pas bien consolidé. D'autre part, le centre des plaques avait également été détérioré, donnant lieu à une spirale résultant du passage des dents de la meule d'abrasion. Tout cela est la conséquence d'un collage non renforcé par le recuit de consolidation. Mais si l'on réalise un collage assisté par le plasma  $SF_6$ , il peut alors tenir le passage de la meule. L'avantage étant de pouvoir retirer un maximum de matériau du substrat de GaAs de manière uniforme avant de passer à la gravure chimique. La dernière piste d'amélioration concerne la gravure chimique. Nous avons vu que la chimie utilisée pour graver les derniers  $\mu m$  de GaAs (Acide citrique/ $H_2O_2$ ) n'était pas suffisamment sélective entre le GaAs du substrat et la couche d'AlGaAs recouvrant le multicouches. Puisque la gravure devait durer suffisamment longtemps pour enlever tout le substrat de GaAs, elle risque de finir par consommer la couche sacrificielle d'AlGaAs. D'autre part, la gravure latérale étant plus rapide que la gravure au centre, les bords des plaques étaient entamés plus rapidement que le centre, dégradant peu à peu le multicouches. Nous avons alors deux options :

Si la piste du grinding après un collage renforcé par plasma fonctionne, alors on pourrait enlever jusqu'à laisser  $50\mu m$  d'épaisseur de GaAs. On retomberait alors dans la situation avec le doublet et on pourrait enlever sans problème le reste de substrat avec la solution d'acide citrique.

Si l'on devait essayer de graver tout le substrat, une solution serait alors de changer de couche d'arrêt. Une couche en InGaP semble selon la littérature et l'expertise des chimistes du CEA beaucoup plus efficace en terme de sélectivité de chimie de gravure. Une telle couche pourrait tenir la solution chimique suffisamment longtemps pour que tout le substrat soit gravé. On n'aurait plus à se soucier des problèmes posés par la gravure des bords, car même si les bords se découvrent plus vite que le centre, le fait d'avoir une couche d'InGaP qui résiste à la chimie protège le multicouches de la gravure. Mais une dernière problématique demeure : La chimie peut toujours s'infiltrer à l'interface entre la silice et le multicouches et graver latéralement l'empilement.

## Perspectives futures

Au cours de cette thèse, nous avons pu soulever la pertinence d'utiliser des matériaux cristallins dans les revêtements des miroirs du détecteur d'ondes gravitationnelles Virgo pour la réduction des bruits thermiques dans ces miroirs. Afin de pouvoir obtenir le niveau de sensibilité de la phase O5 et des futurs détecteurs, ces matériaux doivent être pris en compte dans la réalisation des futurs coatings. La réalisation de ces coatings sur un diamètre de 100 mm est bien avancée et a pu aboutir à des premiers résultats positifs, permettant de valider un certain nombre de jalons importants sur le nettoyage de surface des matériaux III-V, le collage direct du GaAs sur  $SiO_2$  et la gravure d'un substrat de GaAs.

Par la suite, il s'agit pour les futurs miroirs de Virgo d'aller à des diamètres plus importants. Les miroirs actuels font 35 cm de diamètre et ceux des futurs détecteurs comme Einstein Telescope ont une taille prévue de 45 cm de diamètre pour ET-LF et 62 cm de diamètre pour ET-HF. Le travail futur consiste donc d'abord de changer de taille d'échantillon, en essayant avec des wafers de 20 cm de diamètre, puis de poursuivre avec le développement de coatings cristallins ayant des diamètres de 30 cm.

Pour de tels diamètres de plaques, de nombreux défis sont en jeu:

Il s'agit tout d'abord de réaliser les croissances par MBE sur des tailles de wafers plus importantes en gardant un nombre de dislocations et de défauts faible pour maintenir un niveau de diffusion compatible avec les exigences de Virgo (inférieur à 10 ppm). Les wafers de GaAs de diamètre 200 mm sont disponibles en production depuis peu. Il s'agit donc de caractériser leur performances optiques. Par ailleurs, l'étude de la croissance sur des substrats de Germanium est également à considérer. En effet, les résultats de croissance par épitaxie sur substrat de Ge sont très encourageants [57] et les wafers en Ge de 300 mm de diamètre sont déjà disponibles.

D'autre part, la croissance par MBE se doit d'être le plus uniforme possible sur toute la surface du substrat de croissance. L'apparition de non-uniformités au niveau des épaisseurs des couches du coating lors de la croissance est équivalent à des défauts d'épaisseurs dans le miroir final [79]. Les multicouches réalisées sur les substrats de GaAs et de Ge devront donc être caractérisés optiquement pour analyser le nombre de défauts, le niveau de diffusion et la spectrophotométrie.

Le transfert du multicouches sur substrat de silice comportera également de nombreux défis (cités plus haut), notamment le fait de ne pas rajouter de défauts ou de dégrader la rugosité de surface des wafers après le procédé.

Une fois le transfert réalisé, il faudra de nouveau opérer des mesures de caractérisation optique pour s'assurer des performances que doit avoir le miroir final. En outre, deux caractérisations sont très importantes à réaliser : il s'agit d'abord de mesurer l'absorption optique avec des instruments de mesure sensibles au dixième de ppm. Puis il s'agit de mesurer le bruit thermique des miroirs à l'aide du montage expérimental de [45].

Enfin, le dernier verrou technologique concerne le report de couches minces sur des substrats épais. En effet, les substrats évoqués jusqu'à présent sont des substrats relativement fins, ayant une épaisseur de quelques dixième de millimètres. Or les substrats de silice utilisés pour les miroirs de Virgo sont des blocs de verre très épais de plusieurs centaines de millimètres d'épaisseur et pesant 40 kg. Ceux prévus pour Einstein Telescope auront non seulement des diamètres au-delà de 300mm mais aussi des épaisseurs de 30 à 60 cm et pèseront plus de 200 kg. Une collaboration entre RIBER, le LAAS, le LMA, le III-V lab et le LAPP est en train d'être montée pour ces futurs travaux.

## Épilogue

Le travail de recherche que j'ai pu mener au cours de ce doctorat a été extrêmement riche tant du point de vue des aspects physiques explorées que des rencontres et relations tissées au sein de plusieurs collaborateurs provenant de différents domaines de recherche en France et aussi à l'international. Ce travail a permis de mettre en place les fondements physiques et technologiques pour la réalisation de miroirs cristallins transféré sur silice amorphe de grande diamètre. Cela m'a ouvert à de nombreux domaines de recherche différents et passionnants, tels que la physique des ondes gravitationnelles, mais aussi la micro-fabrication précise de couches minces par Epitaxie à Jet Moléculaire et la technologie du collage direct et de la gravure de matériaux III-V. L'environnement du CEA Leti et de la salle blanche a constitué aussi des défis formateurs: savoir dialoguer et communiquer clairement les objectifs avec les techniciens, préparer un protocole avec les différentes conditions expérimentales et faire le point régulièrement avec la salle blanche pour le suivi des actions, réfléchir sur les solutions pour valider chaque action du procédé, présenter ses travaux au sein du laboratoire dans lequel j'étais rattaché etc...

Finalement ce travail permet de beaux espoirs pour la mise en place d'une collaboration française dans la réalisation de miroirs de très haute qualité optique permettant aux détecteurs d'ondes gravitationnelles actuels et futurs d'enrichir toujours plus leur exploration et leur compréhension de notre Univers.



# Annexe A

## Théorème de Parseval pour une fonction dépendant de variables dans l'espace de Fourier et l'espace direct

Considérons une fonction 3D  $f(x, y, z) = f(\vec{r})$ . Elle peut s'écrire comme suit

$$f(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \iint \tilde{f}(k_x, k_y, z) e^{ik_x x} e^{ik_y y} dk_x dk_y. \quad (6.2)$$

Maintenant, si nous prenons la dérivée de cette fonction par rapport à l'une de ses variables, que nous l'élevons au carré et que nous prenons ensuite l'intégrale sur la surface, nous obtenons

$$\begin{aligned} & \int^{(3)} \left( \frac{\partial f}{\partial z} \right)^2 (x, y, z) d^3 r \\ &= \int^{(3)} \int^{(2)} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial z}(k_x, k_y, z) e^{ik_x x} e^{ik_y y} dk_x dk_y \int^{(2)} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial z}(k'_x, k'_y, z) e^{ik'_x x} e^{ik'_y y} dk'_x dk'_y d^3 r \\ &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int^{(3)} \left| \frac{\partial \tilde{f}}{\partial z}(k_x, k_y, z) \right|^2 dk_x dk_y dz. \end{aligned} \quad (6.3)$$

Ainsi, si l'on veut calculer le carré du gradient d'une fonction à trois variables, on peut

écrire

$$\begin{aligned}
& \int^{(3)} \left| \frac{\partial f}{\partial x} \right|^2 + \left| \frac{\partial f}{\partial y} \right|^2 + \left| \frac{\partial f}{\partial z} \right|^2 d^3 r \\
&= \frac{1}{(2\pi)^2} \int^{(3)} d^3 r \left[ \int \tilde{f}(k_x, k_y, z) e^{ik_x x} e^{ik_y y} i k_x dk_x dk_y \int f(k'_x, k'_y, z) e^{ik'_x x} e^{ik'_y y} i k'_x dk'_x dk'_y \right. \\
&+ \frac{1}{(2\pi)^2} \int^{(2)} \tilde{f}(k_x, k_y, z) e^{ik_x x} e^{ik_y y} i k_y dk_x dk_y \int^{(2)} \tilde{f}(k'_x, k'_y, z) e^{ik'_x x} e^{ik'_y y} i k'_y dk'_x dk'_y \left. \right] \\
&+ \frac{1}{(2\pi)^2} \int^{(3)} dk_x dk_y dk_z \left| \frac{\partial \tilde{f}}{\partial z}(k_x, k_y, z) \right|^2 \\
&= \int^{(3)} dk_x dk_y dz \left[ |\tilde{f}(k_x, k_y, z)|^2 (k_x^2 + k_y^2) + \left| \frac{\partial \tilde{f}}{\partial z}(k_x, k_y, z) \right|^2 \right].
\end{aligned} \tag{6.4}$$

En supposant une symétrie cylindrique dans le plan (x,y), nous pouvons simplifier les équations en introduisant le vecteur d'onde orthogonal  $k_\perp = (k_x, k_y)$  et l'égalité  $dk_x dk_y = 2\pi k_\perp dk_\perp$ .

Par conséquent,

$$\int^{(3)} [\nabla f(x, y, z)]^2 d^3 r = \frac{1}{(2\pi)} \left[ \int^{(2)} dk_\perp dz |\tilde{f}(k_\perp, z)|^2 k_\perp^3 + \left| \frac{\partial \tilde{f}}{\partial z}(k_\perp, z) \right|^2 k_\perp \right]. \tag{6.5}$$

## Calcul du profil d'intensité d'un faisceau laser réglé dans les modes (2,0) et (0,2)

L'amplitude du mode (2,0) et du mode (0,2) du laser est donnée par

$$\begin{aligned}
A_{20}(x, y) &= \frac{1}{2\sqrt{\pi}r_0} e^{-\frac{x^2}{r_0^2}} e^{-\frac{y^2}{r_0^2}} H_2\left(\sqrt{2}\frac{x}{r_0}\right) \\
A_{02}(x, y) &= \frac{1}{2\sqrt{\pi}r_0} e^{-\frac{x^2}{r_0^2}} e^{-\frac{y^2}{r_0^2}} H_2\left(\sqrt{2}\frac{y}{r_0}\right),
\end{aligned} \tag{6.6}$$

avec  $r_0$  la taille du spot du faisceau laser et  $H_2$  le polynôme d'Hermite d'ordre 2. Le facteur  $\frac{1}{4\pi r_0^2}$  est le facteur de normalisation afin d'avoir  $\int I(\vec{r}) dr = 1$  avec  $I(\vec{r})$  l'intensité du laser qui est alors donnée par

$$\begin{aligned}
I_{20}(x, y) &= \frac{1}{4\pi r_0^2} e^{-\frac{2x^2}{r_0^2}} e^{-\frac{2y^2}{r_0^2}} H_2^2\left(\sqrt{2}\frac{x}{r_0}\right) \\
I_{02}(x, y) &= \frac{1}{4\pi r_0^2} e^{-\frac{2x^2}{r_0^2}} e^{-\frac{2y^2}{r_0^2}} H_2^2\left(\sqrt{2}\frac{y}{r_0}\right).
\end{aligned} \tag{6.7}$$

$H_2$  est le polynôme d'Hermite d'ordre 2. On a

$$\begin{aligned} H_0(x) &= 1 \\ H_2(x) &= 4x^2 - 2 \\ H_4(x) &= 16x^4 - 48x^2 + 12 \end{aligned}$$

Comme les deux modes sont symétriques, nous ne donnerons que le détail pour le mode (2,0) et déduirons l'autre en échangeant  $x$  avec  $y$ .

Nous utiliserons le changement de variable suivant :  $r = \frac{r_0}{\sqrt{2}}$  et  $X = \frac{x}{r}\sqrt{2}$ .

Écrivons la puissance du laser  $I_{20}$  :

$$I_{20}(x, y) = \frac{1}{8\pi r^2} e^{-\frac{x^2}{r^2}} e^{-\frac{y^2}{r^2}} H_2^2\left(\frac{x}{r}\right). \quad (6.8)$$

En utilisant le changement de variable avec  $X$

$$\begin{aligned} I_{20}(X, Y) &= \frac{1}{8\pi r^2} e^{-\frac{X^2}{2}} e^{-\frac{Y^2}{2}} H_2^2\left(\frac{X}{\sqrt{2}}\right) \\ &= \frac{1}{8\pi r^2} e^{-\frac{X^2}{2}} e^{-\frac{Y^2}{2}} \left(4\frac{X^2}{2} - 2\right)^2 \\ &= \frac{1}{8\pi r^2} e^{-\frac{X^2}{2}} e^{-\frac{Y^2}{2}} (4X^2 - 8X^2 + 4). \end{aligned} \quad (6.9)$$

On veut écrire  $I_{20}$  comme une combinaison linéaire de polynômes d'Hermite :  $I_{20}(X, Y) = e^{-\frac{X^2}{2}} e^{-\frac{Y^2}{2}} (aH_4 + bH_2 + cH_0)$ .

Nous identifions alors avec l'expression ci-dessus  $16aX^4 - 48aX^2 + 12a + 4bX^2 - 2b + c = 4X^4 - 8X^2 + 4$

Nous avons donc

$$\begin{aligned} 16a &= 4 \rightarrow a = \frac{1}{4} \\ -48a + 4b &= -8 \rightarrow -12 + 4b = -8 \rightarrow b = 1 \\ 12a - 2b + c &= 4 \rightarrow 3 - 2 + c = 4 \rightarrow c = 3 \end{aligned}$$

d'où

$$I_{20}(X, Y) = \frac{1}{8\pi r^2} e^{-\frac{X^2}{2}} e^{-\frac{Y^2}{2}} \left(\frac{1}{4}H_4 + H_2 + 3H_0\right). \quad (6.10)$$

Sachant que dans nous avons dans le domaine de l'espace de Fourier  $\psi_n(X) = e^{-\frac{X^2}{2}} H_n(X)$  nous avons

$$TF(\psi_n(X)) = \sqrt{2\pi} i^n \psi_n(k). \quad (6.11)$$

Par conséquent, si nous exprimons la fonction de Fourier de l'équation (6.8) :

$$TF(I_{20}(x, y)) = \frac{1}{8\pi r^2} \iint dx dy e^{-\frac{x^2}{r^2}} e^{-\frac{y^2}{r^2}} H_2^2\left(\frac{x}{r}\right) e^{ik_x x} e^{ik_y y}. \quad (6.12)$$

Pour en revenir au changement de variable :  $X = \frac{x}{r}\sqrt{2}$ , et en utilisant l'équation (6.8) nous avons alors

$$\begin{aligned} TF(I_{20}(X, Y)) &= \frac{1}{8\pi r^2} \iint \frac{dX dY}{2} r^2 e^{-\frac{X^2}{2}} e^{-\frac{Y^2}{2}} H_2^2\left(\frac{X}{\sqrt{2}}\right) e^{ik_x \frac{X}{\sqrt{2}} r} e^{ik_y \frac{Y}{\sqrt{2}} r} \\ &= \frac{1}{16\pi} \iint dX dY e^{-\frac{X^2}{2}} e^{-\frac{Y^2}{2}} \left[ \frac{1}{4} H_4(X) + H_2(X) + 3H_0(X) \right] e^{ik_x \frac{X}{\sqrt{2}} r} e^{ik_y \frac{Y}{\sqrt{2}} r} \\ &= \frac{1}{16\pi} \sqrt{2\pi} \sqrt{2\pi} \left[ \frac{1}{4} i^4 \psi_4\left(\frac{k_x r}{\sqrt{2}}\right) + i^2 \psi_2\left(\frac{k_x r}{\sqrt{2}}\right) + 3i^0 \psi_0\left(\frac{k_x r}{\sqrt{2}}\right) \right] \psi_0\left(\frac{k_y r}{\sqrt{2}}\right) \\ &= \frac{1}{8} e^{-\frac{k_x^2 r^2}{4}} e^{-\frac{k_y^2 r^2}{4}} \left[ \frac{1}{4} H_4\left(\frac{k_x r}{\sqrt{2}}\right) - H_2\left(\frac{k_x r}{\sqrt{2}}\right) + 3H_0\left(\frac{k_x r}{\sqrt{2}}\right) \right]. \end{aligned} \quad (6.13)$$

Étant donné les expressions des polynômes et l'expression du paramètre  $r = \frac{r_0}{\sqrt{2}}$ , nous obtenons finalement

$$TF(I_{20}(X, Y)) = \frac{1}{8} e^{-\frac{k_x^2 r_0^2}{8}} e^{-\frac{k_y^2 r_0^2}{8}} \left[ k_x^4 \frac{r_0^4}{4} - 4k_x^2 r_0^2 + 8 \right]. \quad (6.14)$$

Nous déduisons ensuite le mode (02) également

$$TF(I_{02}) = \frac{1}{8} e^{-\frac{k_x^2 r_0^2}{8}} e^{-\frac{k_y^2 r_0^2}{8}} \left[ k_y^4 \frac{r_0^4}{4} - 4k_y^2 r_0^2 + 8 \right]. \quad (6.15)$$

# Annexe B

## Calcul de la dissipation de chaleur dans le substrat

$$k_s^2 = i\omega \frac{\rho_s C_s}{\lambda_s} = i|k_s|^2$$

L'intégrale précédente devient

$$\int \int \int |\nabla T|^2 d^3r = \int_0^\infty \frac{dk_\perp}{2\pi} \left| A + \frac{B}{\sqrt{i|k_s|^2 + k_\perp^2}} \right|^2 \int_0^\infty dz e^{-\frac{k_\perp^2 r_0^2}{4}} [k_\perp^3 + k_\perp \sqrt{|k_s|^4 + k_\perp^4}] e^{-2z \operatorname{Re}[\sqrt{i|k_s|^2 + k_\perp^2}]} \quad (6.16)$$

En intégrant sur  $z$ , l'équation (6.16) devient

$$\int \int \int |\nabla T|^2 d^3r = \frac{|k_s|^3}{8\pi} \sqrt{2} \int_0^\infty dx \left| A + \frac{B}{\sqrt{i|k_s|^2 + k_\perp^2}} \right|^2 e^{-\frac{k_\perp^2 r_0^2}{4}} \frac{k_\perp^3 + k_\perp \sqrt{|k_s|^4 + k_\perp^4}}{2 \operatorname{Re}[\sqrt{i|k_s|^2 + k_\perp^2}]} \quad (6.17)$$

Définissons

$$x := \frac{k_\perp^2}{|k_s|^2}$$

Après un peu d'algèbre, l'équation précédente peut être écrite sous la forme suivante

$$\int \int \int |\nabla T|^2 d^3r = \frac{|k_s|^3}{8\pi} \sqrt{2} \int_0^\infty dx \left| A + \frac{B}{|k_s| \sqrt{i+x}} \right|^2 e^{-\frac{k_\perp^2 r_0^2}{4}} \sqrt{x + \sqrt{1+x^2}} \quad (6.18)$$

On peut montrer que

$$\begin{aligned} \left| A + \frac{B}{|k_s| \sqrt{1+x}} \right|^2 &= |A|^2 + \frac{|B|^2}{|k_s|^2} \frac{1}{\sqrt{1+x^2}} \\ &+ \frac{1}{\sqrt{2}|k_s|} (\operatorname{Re} A \operatorname{Re} B + \operatorname{Im} A \operatorname{Im} B) \sqrt{\frac{x + \sqrt{1+x^2}}{1+x^2}} \\ &+ \frac{1}{\sqrt{2}|k_s|} (\operatorname{Re} A \operatorname{Im} B - \operatorname{Im} A \operatorname{Re} B) \sqrt{\frac{-x + \sqrt{1+x^2}}{1+x^2}}. \end{aligned}$$



# Annexe C

## Tests de gravure chimique

Nous présentons dans cette annexe les différents tests de gravure chimique que l'on a réalisés sur des substrats de GaAs bulk et sur des multicouches. Le but étant de trouver les bonnes proportions du mélange chimique de gravure pour les appliquer aux multicouches finaux.

### Tests de gravure chimique à l'acide citrique

Afin de tester la vitesse de gravure de la solution acide citrique/H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> évoqué dans le paragraphe 6.2.2.2, nous avons effectué sur le multicouches A1198 des gravures avec différents mélanges. Nous avons testé plusieurs volumes d'acide citrique différents pour obtenir les proportions données dans [68]. Nous avons donc réalisé des mélanges acide citrique/H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> de 1.5:1, 1.7:1, et 2.3:1. Pour chaque mélange, nous avons trempé la plaque pendant différents temps de gravure et mesuré la masse à chaque fois. La figure 6.60 donne l'aspect visuel de la plaque.



AC/H2O2 1.5:1  
Temps d'immersion : 2min



AC/H2O2 1.7:1  
Temps d'immersion : 5min



AC/H2O2 2.3:1  
Temps d'immersion : 5min



AC/H2O2 2.3:1  
Temps d'immersion : 20min

**Figure 6.60:** multicouches A1198 gravé pour différentes proportions d'acide citrique et différents temps de gravure

On remarque que pour une proportion de 2.3 volumes d'acide citrique, un changement de couleur s'opère qui devient uniforme au bout de vingt minutes de gravure. Cela peut indiquer l'apparition de la couche d'AlGaAs sous la première couche de GaAs. La solution semble sélective car on observe ce changement de couleur uniforme, contrairement aux résultats obtenus avec la solution SC1.

Les résultats des mesures de masse après chaque gravure sont donnés par les tableaux de la figure

Ratio Vcitrrique/VH2O2 = 1,5				
durée (s)	masse (g)	m gravée (g)	m gravée totale (g)	e gravée par face (nm)
0	10.6923	0	0	0
10	10.6923	0	0	0
40	10.6923	0	0	0
130	10.6921	0.0002	0.0002	4.63704239

**VA = 2 nm/min**

Ratio Vcitrrique/VH2O2 = 1,7				
durée (s)	masse (g)	m gravée (g)	m gravée totale (g)	e gravée par face (nm)
0	10.6921	0	0	0
30	10.6919	0.0002	0.0002	4.63704239
330	10.6893	0.0026	0.0028	64.91859347

**VA = 12 nm/min**

Ratio Vcitrrique/VH2O2 = 2,3				
durée (s)	masse (g)	m gravée (g)	m gravée totale (g)	e gravée par face (nm)
0	10.6893	0	0	0
60	10.6879	0.0014	0.0014	32.45929673
360	10.677	0.0109	0.0123	252.7188103
1560	10.6338	0.0432	0.0555	1001.601156

**VA = 50 nm/min**

**Figure 6.61:** Mesure de la masse et de l'épaisseur gravée pour chaque proportion de solution de gravure

Il apparaît que l'on a au maximum, pour le ratio 2,3:1 une vitesse d'attaque de 50nm/min. Bien que sélective, c'est une solution qui grave très lentement. Si l'on souhaite graver 50µm de GaAs, il faudrait dix-sept heures de temps de gravure avec cette proportions. Mais avec les informations données par [88], nous avons pu développé un mélange qui a fait la gravure dans un temps raisonnable pour le doublet.

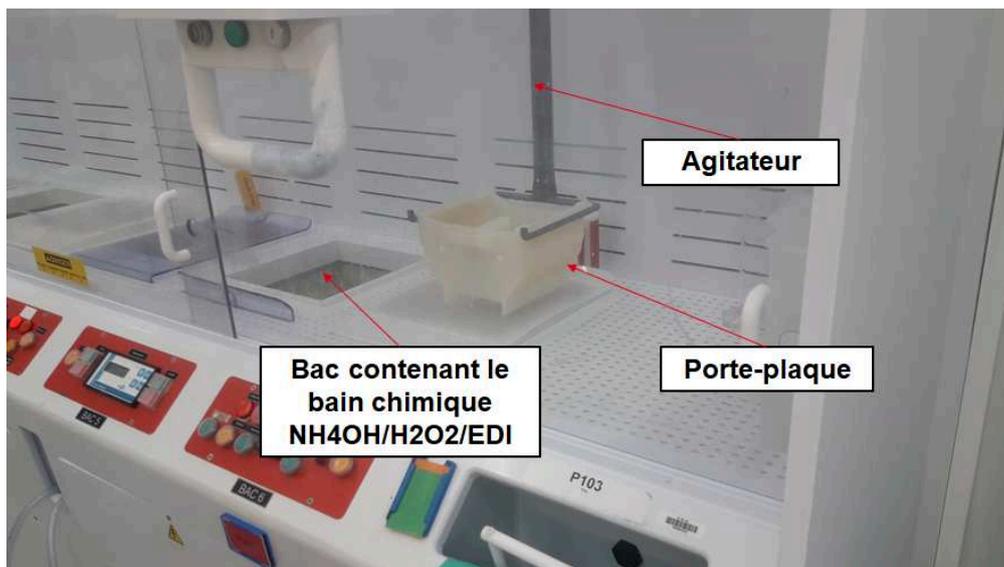
### Tests de gravure chimique à température élevée

Nous avons effectué des tests pour graver un substrat de GaAs avec une élévation de température. Les premiers tests de gravure ont été fait avec le mélange SC1  $NH_4OH/H_2O_2/EDI$  comme solution chimique de gravure. Les résultats sont donnés dans la section 6.1.5.7 du chapitre 6. Pour les besoins de la gravure appliqué au multicouches que l'on souhaite transférer sur substrat de silice, il est nécessaire de graver une quantité importante de matière (650µm de GaAs). Les vitesse d'attaque de la solution SC1 (1.6µm/min) nécessite un temps de gravure beaucoup trop long (plus de 6 heures) ce qui a des conséquence sur la qualité de l'échantillon. Pour agir sur la cinétique de la gravure, on peut augmenter la température du bain chimique afin d'avoir des vitesse de gravure plus importante et donc

des temps de gravure plus raisonnables. Pour cela, nous avons fait le test de graver des substrats de GaAs bulk ainsi que sur des substrats de GaAs bulk collés sur SiO<sub>2</sub> bulk à différentes températures.

### Protocole et condition expérimentales

Le mélange SC1 est réalisé avec les mêmes proportions que dans les premiers tests de gravure, c'est à dire 1/2/8 : un volume de  $NH_4OH$  pour deux volumes de  $H_2O_2$  dans huit volumes d'eau déionisée (EDI). La solution est versée dans un bac et les plaques sont transportées dans un porte-plaque qui est plongé dans le bain chimique. Une photo de la paillasse est donnée par la figure



**Figure 6.62:** Montage de la gravure chimique. Le porte-plaque est attaché à un agitateur qui lui donne un mouvement d'agitation verticale pour améliorer l'homogénéité de la gravure

De même que pour les premiers tests de gravure, nous pesons avant et après chaque gravure la masse de la plaque sur une balance de précision pour en déduire ensuite l'épaisseur gravée.

### Gravure sur GaAs bulk

La première gravure que l'on a essayé est de graver un substrat de GaAs bulk en chauffant le bain chimique à 65°C. Les résultats de la gravure sont donnés dans le tableau de la figure

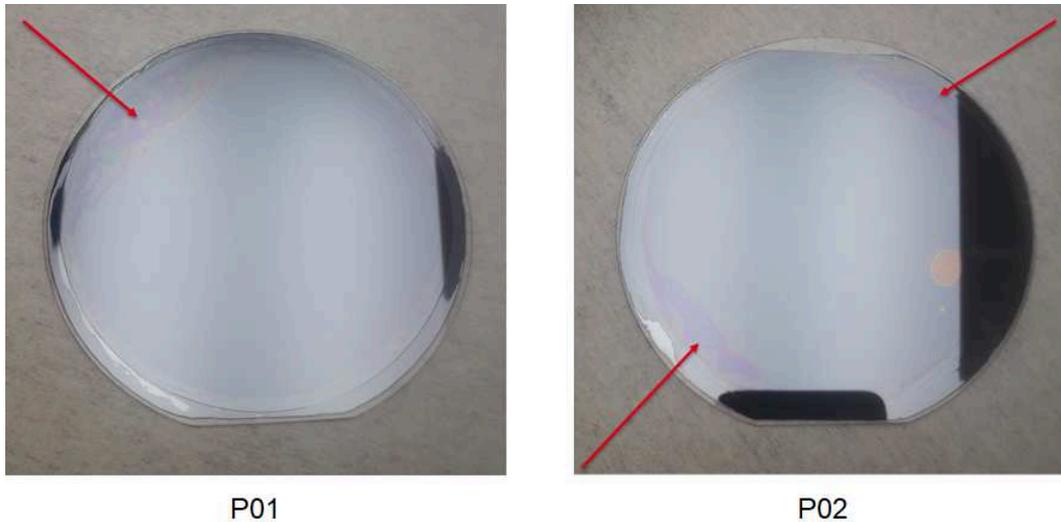
durée (s)	masse (g)	m gravée (g)	m gravée totale (g)	e gravée par face ( $\mu\text{m}$ )	VA ( $\mu\text{m}/\text{min}$ )
0	27.2747	0	0	0	
5	21.8232	5.4515	5.4515	63.197	12.64

**Figure 6.63:** Mesure de masse et d'épaisseur après différents temps de gravure à 65°C sur GaAs bulk

En ayant gravé pendant 5 secondes, on grave environ 64  $\mu\text{m}$  ce qui donne une vitesse de gravure de 12.6 $\mu\text{m}/\text{min}$ . On est effectivement bien plus rapide qu'à température ambiante. Il faut cependant être attentif car une vitesse de gravure plus trop élevée risque de poser problème lorsqu'il faudra s'arrêter de graver pour le multicouches. Dans le chapitre 6, nous avons montré que la solution SC1 n'est pas sélective entre le GaAs et l'AlGaAs. Il est donc important de s'arrêter avant d'atteindre la couche d'arrêt du GaAs. Si l'on veut laisser environ 50 $\mu\text{m}$  de GaAs avant de changer de chimie de gravure, une vitesse de 12 $\mu\text{m}/\text{min}$  ne laisse pas beaucoup de marge pour s'arrêter sans avoir trop gravé. Par la suite, nous avons également fait des tests de gravure sur des substrats de GaAs collés sur des substrats de silice.

### Gravure sur plaques collées

Des plaques de GaAs bulk ont été collés sur de la silice bulk selon le protocole que l'on a développé et validé. Nous avons commencé par graver deux plaques, P01 et P02 à une température légèrement plus faible que pour les essais sur GaAs bulk, pour avoir une vitesse de gravure plus faible afin d'avoir une plus grande marge de manoeuvre pour arrêter la gravure. Les photos des plaques gravées sont données par la figure 6.64.



**Figure 6.64:** Plaques de GaAs collées sur SiO<sub>2</sub> bulk gravés avec la solution SC1 à 50°C

Malheureusement, nous observons que la solution chimique s'est infiltrée sur les bords ce qui a créé des décollements locaux entre les wafers, observables par les changements de couleur et les interférences qui sont apparus sur les bords des deux plaques. Il faut noter que ces plaques ont également subi une étape de détournage. Le substrat de GaAs a été détourné sur 5mm depuis le bord et sur une profondeur de 8 $\mu$ m. Le but étant de pouvoir obtenir un bord plus net et que le collage soit meilleur à ce niveau là. Mais cela implique aussi qu'il y ait un certain gap au niveau de l'endroit détourné qui favorise une infiltration de la solution chimique.

Couplé à une élévation de température, l'interface est fragilisée et se décolle alors localement, entraînant la chimie qui s'insère entre les plaques collées. Le mesure de l'épaisseur

durée (s)	masse (g)	m gravée (g)	m gravée totale (g)	e gravée par face ( $\mu$ m)	VA ( $\mu$ m/min)
0	36.5219	0	0	0	
10	33.5028	3.0191	3.0191	86.116	<b>8.61</b>
70	16.7461	16.7567	19.7758	564.08	<b>8.06</b>
durée (s)	masse (g)	m gravée (g)	m gravée totale (g)	e gravée par face ( $\mu$ m)	VA ( $\mu$ m/min)
0	35.698	0	0	0	
10	32.6892	3.0088	3.0088	85.822	<b>8.58</b>
70	15.8244	16.8648	19.8736	566.87	<b>8.10</b>

**Figure 6.65:** Mesure de masse et d'épaisseur après différents temps de gravure à 50°C sur P01 et P02

gravée donne une vitesse de gravure à  $8\mu\text{m}/\text{min}$  ce qui est correct pour graver rapidement sans aller trop vite. Mais le problème du décollement des plaques nous a conduit à baisser la température de gravure.

Nous avons donc gravé la troisième plaque GaAs collées sur  $\text{SiO}_2$ , P03 à  $40^\circ\text{C}$ .



P03

**Figure 6.66:** Plaques de GaAs collées sur  $\text{SiO}_2$  bulk gravés avec la solution SC1 à  $40^\circ\text{C}$

Nous observons que la gravure à  $40^\circ\text{C}$  semble ne pas avoir fragilisé l'interface, la chimie ne s'étant pas infiltré entre les plaques. Nous avons alors mesuré l'épaisseur gravée.

durée (s)	masse (g)	m gravée (g)	m gravée totale (g)	e gravée par face ( $\mu\text{m}$ )	VA ( $\mu\text{m}/\text{min}$ )
0	36.3749	0	0	0	
80	19.486	16.8889	16.8889	481.7358	<b>6.02</b>

**Figure 6.67:** Mesure de masse et d'épaisseur après différents temps de gravure à  $40^\circ\text{C}$  sur P03

La vitesse de gravure pour le SC1 à  $40^\circ\text{C}$  est de  $6\mu\text{m}/\text{min}$ . Cela reste raisonnable pour graver le substrat de GaAs par voie chimique et on a vraisemblablement moins de risque que la chimie s'infiltré à l'interface, à condition que le collage soit bien réalisé.



# References

- [1] Alexandre Aarnoult and Jonathan Colin. Magnification inferred curvature for real-time curvature monitoring. *Scientific report*, 11(9393), 2021. 126
- [2] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. R. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, and R. X. Adhikari et al. All-sky search for short gravitational-wave bursts in the first advanced ligo run. *Physical Review D*, 95, 2017. 10
- [3] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, R. X. Adhikari, V. B. Adya, and C. Affeldt et al. All-sky search for short gravitational wave bursts in the second advanced ligo and advanced virgo run. *Physical Review D*, 95, 2017. 10
- [4] Asad Ali, Salman Ahmad, Muhammad Nawaz, Saleem Ullah, and Muhammad Aqeel. Bayesian inference on gravitational waves. *Pakistan Journal of Statistics and Operation Research*, 11(4):645–665, 2015. xiii, 7
- [5] S. et al. Amairi. Reducing the effect of thermal noise in optical cavities. *Appl. Phys. B*, 20, 2013. 54
- [6] APA. *National Center for Biotechnology Information (2021). PubChem Compound Summary for CID 14770, Gallium arsenide. Retrieved December 14, 2021 from <https://pubchem.ncbi.nlm.nih.gov/compound/Gallium-arsenide>, 2021. 155*
- [7] Maria Rosa Ardigo, Maher Ahmed, and Aurélien Besnard. Stoney formula: Investigation of curvature measurements by optical profilometer. *HAL open science*, hal-01058720, 2014. 126
- [8] A. Arnoult, J Degallaix, C. Dubarry, Flaminio R., J. Guyaux, L. Pinard, and I Sagnes. communication personnelle, Décembre 2021. 202

- [9] John R. Arthur. Molecular beam epitaxy. *Surface Science*, 500:189–217, 2002. xv, 63, 64
- [10] M. Aspelmeyer, P. Meystre, and K. Schwab. Quantum optomechanics. *Physics Today*, 65:29–35, 2012. 224
- [11] D.E. Aspnes. Real-time optical diagnostics for epitaxial growth. *Surf. Sci.*, 307:1017, 1995. 124
- [12] D.E. Aspnes, S.M. Kelso, R.A. Logan, and R. Bhat. Optical properties of alxga(1-x)as. *Journal of Applied Physics*, 60(754), 1986. 135
- [13] D.E. Aspnes, W.E. Quinn, and S. Gregory. Application of ellipsometry to crystal growth by organometallic molecular beam epitaxy. *J. Vac. Sci. Technol.*, 56:2569, 1990. 124
- [14] Florian Aubin. *Recherche à faible latence d’ondes gravitationnelles émises lors de coalescences de binaires compactes durant la troisième période d’observation d’Advanced Virgo et Advanced LIGO*. PhD thesis, USMB, 2020. xiii, 5, 11
- [15] AXT. Products. 175
- [16] V. L. Berkovits, A. B. Gordeeva, and V. A. Kosobukin. Local-field effects in reflectance anisotropy spectra of the (001) surface of gallium arsenide. *Physics of the Solid State*, 43(6):1018–1024, 2000. 156
- [17] Max Born and Emil Wolff. *Principles of Optics*. Cambridge University Press, 1999. 102
- [18] VB. Braginsky, ML. Gorodetsky, and SP. Vyatchanin. Thermorefractive noise in gravitational wave antennae. *Physics Letters A* 271 303-307, 2000. 45
- [19] M.R. Brozel and G.E. Stillman. *Properties of Gallium Arsenide*. Institution of Electrical Engineers, 1996. xviii, 156, 158
- [20] Christine Bryce. *A KINETIC STUDY OF GALLIUM ARSENIDE ETCHING IN H2O2-NH4OH-H2O SOLUTIONS*. PhD thesis, 1996. 174
- [21] T.M Burke, E.H. Linfield, D.A. Ritchie, M. Pepper, and J.H. Burroughes. Hydrogen radical surface cleaning of gaas for mbe regrowth. *Journal of Crystal Growth*, 175-176:416–421, 1997. 166

- [22] J. M. Hartmann • A.-M. Charvet • F. Fournel • D. Mariolle • C. Morales • H. Moriceau C. Rauer, F. Rieutord. Hydrophobic direct bonding of silicon reconstructed surfaces. *Microsystem technologies*, 19:pp. 675–679, 2013. 164, 178
- [23] Herbert B. Callen and Theodore A. Welton. Irreversibility and generalized noise. *Phys. Rev.*, 83(1):34–40, 1951. 24
- [24] 1. Chabli, E. Molva, A. Giraudel, and J. Toffin. Mise au point d’un procédé de polissage de tranches d’asga pour l’électronique. *Rapport final Crismatec GR 740 542*, 2008. 169
- [25] Tara Chalermongsak<sup>1</sup>, Evan D Hall, Garrett D Cole, David Follman, Frank Seifert, Koji Arai, Eric K Gustafson, Joshua R Smith, Markus Aspelmeyer, and Rana X Adhikari. Coherent cancellation of photothermal noise in *gaas/al<sub>0.92</sub>ga<sub>0.08</sub>as* bragg mirrors. *Metrologia* 53 860, 2016. xxiii, 38, 58, 62
- [26] E.Y. Chang, Yeong-Lin Lai, Y. S. Lee, and S. H. Chena. Gaas/alas wet selective etch process for the gate recess of gaas power metal-semiconductor field-effect transistors. *ournal of The Electrochemical Society*, 148(7):G4–G9, 2001. 187
- [27] S. H. Christiansen, Rajendra Singh, and Ulrich Gösele. Wafer direct bonding : From advanced substrate engineering to future applications in micro/nanoelectronics. *Proceedings of the IEEE*, 94, 2006. 168
- [28] G. D. Cole. Optics and photonics, optical trapping and optical micromanipulation ix. *Proceedings of SPIE*, 8458:7, 2012. 55, 56
- [29] G. D. Cole, S. Gröblacher, K. Gugler, S. Gigan, and M. Aspelmeyer. Monocrystalline alxga<sub>1-x</sub>as heterostructures for high-reflectivity high-q micromechanical resonators in the megahertz regime. *Appl. Phys. Lett*, 92:261108, 2008. 55
- [30] Garrett D. Cole, Wei Zhang, Michael J. Martin, Jun Ye, and Markus Aspelmeyer. Tenfold reduction of brownian noise in high-reflectivity optical coatings. *Nature Photonics*, 7:644–650, 2013. xiv, 55, 56, 57, 153
- [31] D. R. M. et al Crooks. Excess mechanical loss associated with dielectric mirror coatings on test masses in interferometric gravitational wave detectors. *Class. Quant. Grav.*, 19:883–896, 2002. 54
- [32] LTD. DOWA Co. Gaas-sub. 144

- [33] Marc Eisenmann. *Utilisation des états comprimés du vide de la lumière pour réduire le bruit quantique du détecteur d'ondes gravitationnelles Advanced Virgo*. PhD thesis, USMB, 2020. 21
- [34] F. Acernese et al. Measurements of superattenuator seismic isolation by virgo interferometer. *Astroparticle Physics*, 33:182–189, 2010. 20
- [35] M. Evans, S. Ballmer, M. Fejer, P. Fritschel, G. Harry, and G. Ogin. Thermo-optic noise in coated mirror for high-precision optical measurements. *Physics Letters D78 111*, 2008. xiv, 4, 37, 38, 49, 59, 77, 78, 85, 97, 117
- [36] Alessandro Farsi, Mario Siciliani de Cumis, Francesco Marino, and Francesco Marin. Photothermal and thermo-refractive effects in high reflectivity mirrors at room and cryogenic temperature. *Journal of Applied Physics 111*, 2012. 78
- [37] R. Flaminio. Peter r. saulson. *Phys. Rev. D*, 42:2437, 1990. 28
- [38] R. Flaminio. Thermal noise in laser interferometer gravitational wave detectors. *Advanced Interferometers and the Search for Gravitational Waves*, 404:225–249, 2014. xiii, 24, 25, 28
- [39] F. Fournel, C. Martin-Cocher, D. Radisson, V. Larrey, E. Beche, C. Morales, P.A. Delean, F. Rieutord, and H. Moriceau. From direct bonding mechanism to 3d applications. *ECS Journal of Solid State Science and Technology*, 4(5):124–130, 2015. 167
- [40] G. G. Roelkens, J. Van Campenhout, J. Brouckaert, D. Van Thourhout, R. Baets, P. Rojo Romeo, P. Regreny, A. Kazmierczak, C. Seassal, X. Letartre2, G. Hollinger, J.M. Fedeli, L. Di Cioccio, and C. Lagahe-Blanchard. Iii-v/si photonics by die-to-wafer bonding. *Materials Today*, 10(7-8):pp. 36–43, 2007. 169
- [41] I. Gerard, C. Debiemme-Chouvy, C. Vigneron, F. Bellenger, S. Kostelitz, and A. Etcheberry. Local oxide growth on the n-gaas surface studied by small area xps. *Surface Science*, 433–435:131–135, 1999. 156
- [42] C.M. Gilmore and J.A. Sprague. Direct determination of step and kink energies on vicinal si(001). *Phys. Rev. Lett.*, 65:1913, 1990. xv, 66, 67
- [43] C.M. Gilmore and J.A. Sprague. Direct determination of step and kink energies on vicinal si(001). *Phys. Rev. Lett.*, 65:1913, 1990. 66

- [44] Michael L. Gorodetsky. Thermal noises and noise compensation in high-reflection multilayer coating. *Physics Letters A*, 372:6813—6822, 2008. 61
- [45] S. Gras, H. Yu, W. Yam, D. Martynov, and M. Evans. Audio-band coating thermal noise measurement for advanced ligo with a multimode optical resonator. *Physics Review D95*, 2017. 91, 229
- [46] Harry M. Gregory, Andri. M. Gretarsson, Peter R. Peter R Saulson, Scott E. Kittelberger, Steven D. Steven D Penn, William J. Startin, Sheila Rowan, Martin M. Martin M Fejer, D.R.M. Crooks, Gianpietro Cagnoli, Jim Hough, and Norio Nakagawa. Thermal noise in interferometric gravitational wave detectors due to dielectric optical coatings. *Class. and Quantum Gravity*, 19(5):897–917, 2002. xiv, 32, 33, 54, 57
- [47] U. Gösele. Bsilicon wafer bonding: Chemistry, elasto-mechanics, and manufacturing. *IEEE SOS/SOI Technol. Conf.*, page pp. 123–124, 1989. 168
- [48] U. Gösele, M. A. Tong, Q.-Y.and Schmidt, T. Abe, C.E. Hunt, and H. Baumgart. Bsilicon wafer bonding: Chemistry, elasto-mechanics, and manufacturing. *Science, Technology, and Appl., Electrochem. Soc.*, page 395, 1992. 168
- [49] Jan Haisma, Gijsbertus A.C.M. Spiering, Theo M. Michielsen, and Cor L. Adema. Adhesion energy and bonding wave velocity measurements. *Philips journal of research*, 49(1-2):pp. 23–46, 1995. 168, 176
- [50] G. M. et al Harry. Thermal noise in interferometric gravitational wave detectors due to dielectric optical coatings. *Class. Quant. Grav.*, 19:897–918, 2002. 54
- [51] Y. He, B.W. Liang, N.C. Tien, and C.W. Tu. Selective chemical etching of inp over inalas. *J. Electrochem. Soc.*, 139(7):2046, 1992. 174
- [52] N. Hinkley, J.A Sherman, N.B. Phillips, M. Schioppo, N.D. Lemke, K. Beloy, M. Pizzocaro, C.W. Oates, and A.D. Ludlow. An atomic clock with  $10^{-18}$  instability. *Science*, 139:1215–1218, 2013. 224
- [53] Scott A. Hughes and Kip S. Thorne. Seismic gravity-gradient noise in interferometric gravitational-wave detectors. *Phys. Rev. D*, 58:122002, 1998. 20
- [54] R.A. Hulse and J.H. Taylor. Discovery of a pulsar in a binary system. *Astrophys. J. Lett.*, 195:L51–L53, 1975. 8

- [55] D. Häussler, L. Houben, S. Essig, M Kurttepel, F. Dimroth, R.E. Dunin-Borkowski, and W. Jäger. Aberration-corrected transmission electron microscopy analyses of gaas/si interfaces in wafer-bonded multi-junction solar cells. *Ultramicroscopy*, 34:pp. 55–61, 2013. 164
- [56] S. S. Iyer and A. J. Auberton-Herve. *Intermolecular and Surface Forces*. New York: Academic, 1985. 163
- [57] A. Johnson, A. Joel, A. Clark, D. Pearce, M. Geen, W. Wang, R. Pelzel, and S. Wook Lim. High performance 940nm vcsels on large area germanium substrates: the ideal substrate for volume manufacture. In *SPIE OPTO*, volume 11704, 2021. 224, 228
- [58] Thomas Jouanneau. *Réalisation de substrats innovants à base de couches minces monocristallines d'Arséniure de Gallium reportées sur substrat saphir par la technologie Smart Cut*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2012. 161
- [59] Manish Keswani and Zhenxing Han. *Chapter 4: Post CMP Cleaning, Developments in Surface Contamination and Cleaning, Volume VIII Wet and Dry Cleaning Methods*. William Andrew, Elsevier, 2015. 170
- [60] K.P. Killeen and W.G. Breiland. In situ spectral reflectance monitoring of iii-v epitaxy. *Journal of Electronic Materials*, 23(2), 1994. 126
- [61] M.G. Lagally, D.E. Savage, and M.C. Tringides. *Reflection High-Energy Electron Diffraction and Reflection Electron Imaging of Surfaces*. Plenum Press, New York, 1988. 66
- [62] L.D. Landau and E.M. Lifshitz. *Theory of elasticity, third ed.* Perfamon Oxford, 1986. 36
- [63] J.W. Lee, S.J. Pearton, and C.R. et al Abernathy. Wet chemical etching of alinp. *J. Electrochem. Soc.*, 142(6):L100, 1995. 174
- [64] Y. Levin. Internal thermal noise in the ligo test masses : A direct approach. *Physical Review D57*, 1997. 29, 32
- [65] Y. Levin. Fluctuation-dissipation theorem for thermo-refractive noise. *Physics Letters A 372*, 2007. 85

- [66] J.R Lothian, J.M. Kuo, F. Ren, and S.J. Pearton. Plasma and wet chemical etching of ingap. *J. Elec. Mat.*, 26(4):441, 1992. 174
- [67] Michele Maggiore. *Gravitationnal waves Vol. 1 : Theory and experiments*. Oxford Master series in physics, 2007. 5
- [68] Eun-A Moon, Jong-Lam Lee, and Hyung Mo Yoo. Selective wet etching of gaas on alxga(1-x)as for algaas/ingaas/algaas pseudomorphic high electron mobility transistor. *Journal of Applied Physics*, 84(7):3933–3938, 1998. 187, 237
- [69] H. Moriceau, F. Rieutord, F. Fournel, Di Cioccio L., C. Moulet, L. Libralesso, P. Gueguen, R. Taibi, and C. Deguet. Low temperature direct bonding : An attractive technique for heterostrucures build-up. *Microelectronics Reliability* 52, page pp. 331–341, 2012. 164
- [70] Nikolaos E. Myridis. Numerical relativity : Solving einstein’s equations on the computer. *Contemporary Physics*, 52:598–599, 2011. 11
- [71] F. Negri and E. Bedel. Improved surface treatments for recycled (100) gaas substrates in view of molecular-beam epitaxy growth: Auger electron spectroscopy, raman, and secondary ion mass spectrometry analyses. *Journal of Vacuum Science and Technology B* 20, 144(6):2214–2218, 2002. 166
- [72] F. Negri, E. Bedel, and P. Schmitz. Experimental study of alumina particle removal from a plane surface. *The Journal of Adhesion*, 78:79–95, 2002. 166
- [73] M. Notcutt, L Ma, A.D. Ludlow, S.M. Foreman, J. Ye, and J.L. Hall. Contribution of thermal noise to frequency stability of rigid optical cavity via hertz-linewidth lasers. *Physical Review A*, 73(031804), 2006. 55
- [74] Harry Nyquist. Thermal agitation of electric charge in conductors. *Phys. Rev.*, 32:110–113, 1928. 23
- [75] S. Osakabe and S. Adachi. Chemical treatment effect of (001) gaas surfaces in alkaline solutions. *Journal of The Electrochemical Society*, 78:79–95, 2002. 166
- [76] S. D. et al Penn. Mechanical loss in tantala/silica dielectric mirror coatings. *Class. Quant. Grav.*, 20:2917–2928, 2003. 54
- [77] Carole Perigois. *Etude des bruits dans le détecteur Virgo et de la contribution des CBCs au fond stochastique gravitationnel*. PhD thesis, USMB, 2021. 5, 8

- [78] S.B. Phatuk and G. Kelner. Material-selective chemical etching in the system in-gaasp/inp. *J. Electrochem. Soc.*, 126(2):287, 1979. 174
- [79] L. Pinard, C. Michel, B. Sassolas, L. Balzarini, J. Degallaix, V. Dolique, R. Flaminio, D. Forest, M. Granata, B. Lagrange, N. Straniero, J. Teillon, and G. Cagnoli. Mirrors used in the ligo interferometers for first detection of gravitational waves. *Applied Optics*, 56:C11–C15, 2017. 228
- [80] PlanOptik. Quartz wafers semiconductor grade. 176
- [81] Y. Qiu, X. Qiu, X. Guo, D. Wang, and L. Sun. Thermal analysis of si/gaas bonding wafers and mitigation strategies of the bonding stresses. *Advances in Materials Science and Engineering*, 2017:pp. 1–8–625, 2017. 179
- [82] Damien Radisson. *Direct bonding of patterned surfaces*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2014. 163
- [83] Aleksandar D. Rakić and Marian L. Majewski. Modeling the optical dielectric function of gaas and alas: Extension of adachi’s model. *Journal of Applied Physics*, 80(5909), 1996. 135
- [84] M. Rebaud, M.C. Roure, V. Loup, Ph. Rodriguez, E. Martinez, and P. Besson. Chemical treatments for native oxides removal of gaas wafers. *ECS Transactions*, 69:243–250, 2015. 167
- [85] G. Rempe, R. J. Thompson, H. J. Kimble, and R. Lalezari. Measurement of ultralow losses in an optical interferometer. *Opt. Lett.*, 17:363–365, 1992. 54
- [86] S. Ritchie, S.R. Johnson, C. Lavoie, J.A. Mackenzie, T. Tiedj, and R. Streater. Semiconductor substrate cleaning and surface morphology in molecular beam epitaxy. *Surface Science*, 374:418–426, 1997. 153
- [87] R.N. Sacks, R.M. Sieg, and S.A. Ringel. Investigation of the accuracy of pyrometric interferometry in determining  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  growth rates and compositions. *J. Vac. Sci. Technol.*, B 14:2157, 1996. 124
- [88] I Sagnes. communication personnelle, Septembre 2021. 187, 194, 239
- [89] J.S Song, Y.C. Choi, S.H. Seo, D.C. Oh, M.W. Cho, T. Yao, and M.H. Oh. Wet chemical cleaning process of gaas substrate for ready-to-use. *Journal of Crystal Growth* 264 (1-3), pp98-103, 2004. 166

- [90] Fiodor Sorrentino. The advanced virgo interferometer. In *IEEE Explore*, June 2016. xiii, 20
- [91] A.J. Springthorpe, T.P. Humphreys, A. Majeed, and W.T. Moore. In situ growth rate measurements during molecular beam epitaxy using an optical pyrometer. *Appl. Phys. Lett.*, 55:2138, 1989. 124
- [92] Rakesh K. Singh; Christopher R. Wargo; David W. Stockbower. Post-cmp clean pva brush design advancements and characterization in cu/low-k applications. In *IEEE Explore*, Oct 2007. xix, 171
- [93] Katsuaki Tanabe, Katsuyuki Watanabe, and Yashuhiko Arakawa. Iii-v/si hybrid photonic devices by direct fusion bonding. *SCIENTIFIC REPORT*, 2(349), 2012. 168
- [94] C.D. Thurmond, G.P. Schwartz, G. W. Kammlott, and B. Schwartz. Gaas oxidation and the ga-as-o equilibrium phase diagram. *Journal of The Electrochemical Society*, 127(6), 1980. 156
- [95] A. Tokhinranov. *OptiLayer thin film software user guide*. Optlayer GmbH, 2012. 135
- [96] Q.-Y. Tong and U. Gösele. *Semiconductor Wafer Bonding: Science and Technology*. New York: Wiley, 1999. 168
- [97] Q.-Y. Tong and U.M. Gösele. Wafer bonding and layer splitting for microsystems. *Advanced materials*, 11 no 17, 1999. 162
- [98] Kevin Turner. *Type I collagen-integrin interactions in angiogenesis*. PhD thesis, Thomas Jefferson University, 2010. 168
- [99] T. Van Buuren, K. Weilmeier, I. Athwal, K.M. Colbow, J.A. Mackenzie, T. Tiedje, P.C. Wong, and K.A.R. Mitchell. Oxide thickness effect and surface roughening in the desorption of the oxide from gaas. *Appl. Phys. Lett.*, 59:464–466, 1991. 166
- [100] J.R. Vig. Uv/ozone cleaning of surfaces. *Journal of Vacuum Science and Technology A 3 (3)*, pp.1027-1035, 1985. 166
- [101] Vincent Vincent Larrey, Gaelle Mauguen, Frank Fournel, Damien Radisson, François Rieutord, Christophe Morales, Claudine Bridoux, and Hubert Moriceau. Surface preparation and phenomenological aspects of direct bonding. *The Electrochemical Society*, 75(9), 2016. 168

- 
- [102] Chenxi Wang, Yannan Liu, Yue Li, Yanhong Tian, Chunqing Wang, and Tadatomo Sugab. Mechanisms for room-temperature fluorine containing plasma activated bonding. *ECS Journal of Solid State Science and Technology*, 6:373–378, 2017. 227
- [103] Joel M. Weisberg and Yuping Huang. Annual review of nuclear and particle science,. *Astrophys. J. Lett.*, 2012. 9
- [104] Joel M. Weisberg and Yuping Huang. Relativistic measurements from timing the binary pulsar psr b1913+16. *Astrophys. J. Lett.*, 829:55, 2016. 8
- [105] Wikipédia. Microscope à force atomique. xviii, 159, 160
- [106] Juan Sun Xiao, Hu Lizhong, Song Hang, Li Zhiming, Li Dabing, Jiang Hong, and Miao Guoqing. Selective wet etching of al<sub>0.7</sub>ga<sub>0.3</sub>as layer in concentrated hcl solution for peeling off gaas microtips. *Solid-State Electronics*, 53(9):1032–1035, 2009. 196
- [107] Naoteru Shigekawa Ryo Kozono Sanji Yoon Tomoya Hara Jianbo Liang Akira Yasui. Effects of post bonding annealing on gaas//si bonding interfaces and its application for sacrificial-layer-etching based multijunction solar cells. *Solar energy materials and solar cell*, 210, 2020. 164
- [108] Parshuram B. Zantye, Ashok Kumar, and A.K. Sikder. Chemical mechanical planarization for microelectronics applications. *Materials Science and Engineering: R: Reports*, 45:89—220, 2004. 169

## Résumé

Depuis les premières détections d'ondes gravitationnelles en 2015, les détecteurs d'ondes gravitationnelles Advanced LIGO et Advanced Virgo n'ont cessé d'améliorer leurs performances afin de pouvoir explorer et de comprendre de plus en plus les événements ultra-violents de l'univers telles que la fusion de deux trous noirs ou d'un trou noir et d'une étoile à neutrons. Pour élargir leur horizon de détection, les détecteurs d'ondes gravitationnelles qui sont des instruments d'une grande complexité basée sur des interféromètres de plusieurs kilomètres de long doivent améliorer leur sensibilité de détection. L'une des principales sources de bruit qui vient limiter cette sensibilité est le bruit thermique brownien provenant de la fluctuation de la position de la surface du miroir équipant ces interféromètres. Ce bruit est notamment dominant dans le revêtement multicouche déposé sur le substrat en verre du miroir. Le travail de recherche qui a été mené au cours de cette thèse a eu pour objectif de comprendre et modéliser les mécanismes physiques qui vont générer ce bruit thermique et d'explorer des matériaux dont les propriétés optiques et mécaniques sont compatibles avec les exigences des détecteurs. Des matériaux monocristallins tels que l'AlGaAs et le GaAs se révèlent être de très bons candidats pour obtenir des revêtements avec un faible bruit thermique et d'excellents spécifications optiques (faible diffusion et absorption optique). La réalisation de revêtements de miroirs à partir de tels matériaux a été conduite au cours de cette thèse avec le transfert de couches minces faites en AlGaAs/GaAs depuis son substrat natif de GaAs vers un substrat de verre. Ce travail expérimental a permis l'exploration de nombreuses technologies en lien avec la physique des matériaux tels que le traitement de la surface, le collage direct, la gravure chimique et différentes techniques de caractérisations pour valider le protocole de transfert. Finalement, le transfert de 35 paires de couches cristallines AlGaAs/GaAs depuis un substrat de GaAs vers un substrat de verre sur des plaques de 10 centimètres de diamètre a pu être réalisé pour concevoir un miroir de Bragg cristallin.

## Abstract

Improving gravitational wave detectors sensitivity has been the main challenge to continue to dig deep in gravitational astronomy. One of the main limitation of the sensitivity of such detectors are the coatings thermal noise of the mirrors. The goal of this thesis research project is to understand thermal noises that occur in the Virgo detector mirrors and to explore new materials in order to reduce these thermal noises in the coatings. Focus has

been made on new monocrystalline coatings to produce high reflectivity mirrors with low optical absorption and low mechanical dissipation. An excellent candidate is a crystalline III-V material: Gallium arsenide (GaAs). Such materials have both excellent optical specifications (low level of optical diffusion and absorption) and better mechanical properties (quality factor of  $1e5$ ), thus lower thermal noises. The conception of a crystalline Bragg mirror has been explored through the transfer of an AlGaAs/GaAs multilayer coating from a GaAs substrate to a SiO<sub>2</sub> substrate.