Contribution à l'étude de l'adhérence des structures du type couche sur substrat par modes de Rayleigh générés et détectés par sources laser

Martin Robin

▶ **To cite this version:**

Martin Robin. Contribution à l'étude de l'adhérence des structures du type couche sur substrat par modes de Rayleigh générés et détectés par sources laser. Acoustique [physics.class-ph]. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2019. Français. NNT : 2019VALE0015 . tel-02316995

HAL Id: tel-02316995
https://theses.hal.science/tel-02316995

Submitted on 15 Oct 2019

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.

Université Polytechnique HAUTS-DE-FRANCE

Thèse de doctorat

Pour obtenir le grade de Docteur de

l'UNIVERSITÉ POLYTECHNIQUE HAUTS-DE-FRANCE

Spécialité : Acoustique

Présentée et soutenue par Martin ROBIN.

Le 15/07/2019, à Valenciennes

Ecole doctorale : Sciences Pour l'Ingénieur (ED SPI 072)

Equipe de recherche, Laboratoire : Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie - Département Opto-Acousto-Electronique (IEMN DOAE – UMR 8520)

Contribution à l'étude de l'adhérence des structures du type couche sur substrat par modes de Rayleigh générés et détectés par sources laser

JURY

Président de jury

- M. AUDOIN Bertrand, Professeur à l'Université de Bordeaux

Rapporteurs

- M. AUDOIN Bertrand, Professeur à l'Université de Bordeaux
- M. ECH-CHERIF EL-KETTANI Mounsif, Professeur à l'Université du Havre

Examinateurs

- M. ACHDJIAN Hossep, Maître de Conférences à l'INSA Centre Val de Loire
- Mme. CALLENS-DEBAVELAERE Dorothée, Maître de Conférences à l'UPHF

Co-directeurs de thèse

- M. JENOT Frédéric, Professeur à l'UPHF
- M. OUAFTOUH Mohammadi, Professeur à l'UPHF

Remerciements

Je souhaiterai tout d'abord remercier M. Frédéric Jenot et M. Mohammadi Ouaftouh, Professeurs à l'Université Polytechnique des Hauts-de-France, d'avoir proposé ce sujet de thèse et d'avoir encadré mes recherches avec rigueur, sympathie et bonne humeur pendant un peu moins de 4 ans.

J'exprime aussi toute ma gratitude et ma sympathie à l'ensemble du personnel de l'IEMN-DOAE, dirigé par M. Jamal Assaad, pour m'avoir accueilli chaleureusement pendant toute ces années au sein du laboratoire.

Je souhaiterai aussi remercier vivement M. Bertrand Audoin, Professeur à l'Université de Bordeaux, et M. Mounsif Ech-Cherif El-Kettani, Professeur à l'Université du Havre, d'avoir accepté d'être rapporteurs sur ce travail, ainsi que M. Hossep Achdjian, Maître de Conférence à l'INSA Centre Val De Loire, et Mme Dorothée Callens-Debavelaere, Maître de Conférence à l'Université Polytechnique des Hauts-de-France, d'être membres du jury.

J'exprime également ma gratitude aux personnes qui ont contribué à m'aider lors de mes expériences, en m'accordant de leur temps ou en me prêtant du matériel, notamment M. Frédéric Rivart, M. Eric Cattan, M. Marc Duquennoy, M. Nikolay Smagin, M. Wei-Jiang Xu et M. Bertrand Nongaillard.

J'ai aussi une pensée pour tous les autres doctorants pour leur sympathie qui permettait de rendre le plus agréable le temps passé au laboratoire et plus particulièrement les autres occupants du bureau 210, Le Anh, Khadija et Justine, pour leur bonne humeur et les bons moments passés ensembles, ainsi que mon compagnon de thèse avec qui on s'est suivi depuis la L2, Bowei. Je ne nommerai pas tous les autres doctorants qui ont été bien trop nombreux mais je les remercie tous !

Enfin, je remercie mes proches, mes amis et ma famille, qui ont su être là pour me soutenir dans les moments les plus stressants et les plus difficiles qui ont pu constituer ces dernières années.

Sommaire

Introduction 1

Chapitre 1. Couches minces, ondes élastiques et adhésion 5

Table des matières du Chapitre 1 5

Introduction 6

I. Couches minces 7

1. Présentation des procédés PVD (Physical Vapor Deposition) 7

2. Présentation des procédés CVD (Chemical Vapor Deposition) 9

3. Comparatif entre les différentes techniques de dépôts présentées 10

II. Adhérence et ondes élastiques 10

1. Définitions et théories de l'adhésion 11

2. Contrôle Non Destructif par ultrasons 12

3. Etat de l'art sur le contrôle de l'adhésion par ultrasons 13

III. Films polymères et adhérence 17

1. Choix des échantillons 17

2. « Pressure Sensitive Adhesive » 19

3. Théorie électrique de l'adhésion 20

4. Forces de van der Waals 20

IV. Caractérisation des films utilisés 22

1. Caractéristiques du substrat d'aluminium 22

2. Caractéristiques du film en PET 25

3. Caractéristiques du film en PVC 30

4. Résumé des caractéristiques des différents matériaux 36

Conclusion 37

Bibliographie du Chapitre 1 38

Chapitre 2. Ultrasons-Laser 41

Table des matières du Chapitre 2 41

Introduction 42

I. Interaction laser-métal 42

1. Principe de fonctionnement du laser 42

2. Interaction entre une onde électromagnétique et un métal 44

II. Régimes de génération d'ondes élastiques par laser 45

1. Régime thermoélastique 45

2. Elévation de la température 46

3. Ondes élastiques générées par Ultrasons-Laser 52

4. Régime d'ablation 58
III. Détection d'ondes acoustiques par laser 60
1. Méthodes non-interférométriques 61
2. Dispositifs interférométriques 62
IV. Mise en œuvre de la méthode Ultrasons-Laser 70
1. Méthode pompe-sonde 70
2. Méthode point source–point récepteur 71
Conclusion 72
Bibliographie du Chapitre 2 74
Chapitre 3. Ondes acoustiques de surface et guidées pour la caractérisation de l'adhésion 75
Table des matières du Chapitre 3 75
Introduction 76
I. Ondes élastiques dans un solide 76
1. Théorie de l'élasticité 76
2. Ondes acoustiques de volume 77
II. Ondes de surface et guidées dans un multicouche 81
1. Ondes de Rayleigh et de Lamb 81
2. Multicouche et méthode des matrices de transfert 86
III. Modélisation de l'influence de l'adhérence sur la propagation des ondes acoustiques 93
1. Présentation du modèle des sauts de déplacement 93
2. Justification mathématique du modèle 95
3. Intégration au modèle des matrices de transfert 97
IV. Etude de l'influence des incertitudes de mesure des caractéristiques mécaniques des échantillons en comparaison de celle de l'adhérence sur les courbes de dispersion des ondes de surface 100
1. Courbes de dispersion des modes de Rayleigh dans les échantillons étudiés 100
2. Influence de la vitesse de propagation de l'onde longitudinale 102
3. Influence de la vitesse de propagation de l'onde transversale 105
4. Influence de la masse volumique 107
5. Influence de l'épaisseur 108
6. Influence des conditions de contact 109
Conclusion 114
Bibliographie du Chapitre 3 115
Chapitre 4. Etude, pour différents degrés d'adhérence, de l'influence de la position de la source sur le comportement dispersif des modes de Rayleigh 117
Table des matières du Chapitre 4 117

Introduction 118
I. Configuration expérimentale et description des échantillons analysés 118
1. Dispositif expérimental 118
2. Conception d'échantillons possédant différentes adhérences 119
II. Méthodes de traitement des signaux utilisées 121
1. Pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée 121
2. Méthode Matrix-Pencil 125
III. Premiers résultats expérimentaux 128
1. Configuration expérimentale 128
2. Présentation des résultats 129
3. Mesures réalisées avec le film en PP 132
IV. Etude de l'influence de la position de la source à partir des simulations par éléments finis 134
1. Modèle éléments finis utilisé 135
2. Source et sondes à l'interface film-substrat 137
3. Source et sondes à la surface du film 140
4. Autres configurations 144
Conclusion 146
Bibliographie du Chapitre 4 147
Chapitre 5. Etude expérimentale de l'influence de l'adhérence sur le comportement dispersif des ondes acoustiques de surface 149
Table des matières du Chapitre 5 149
Introduction 150
I. Influence de la surface de contact du film en PVC avec le substrat 150
II. Contrôle de la surface de contact et de la pression appliquée aux films 157
1. Etude de l'adhérence du film en PET 157
2. Etude de l'adhérence du film en PVC 163
III. Quantification de l'adhérence par la résolution du problème inverse 174
1. Film en PET 175
2. Film en PVC 184
Conclusion 187
Conclusion et perspectives 189

Introduction

La problématique de la caractérisation non destructive de l'adhérence par ondes acoustiques a déjà été étudiée par de nombreux auteurs. Parmi toutes les méthodes existantes, l'utilisation d'ondes acoustiques de surface et guidées a été choisie. Ces ondes possèdent la particularité d'être dispersives et leur dispersion dépend des caractéristiques de la structure dans laquelle elles se propagent. Leur grande distance de propagation est un avantage puisqu'elle permet un contrôle plus rapide des échantillons par rapport à celui qui serait effectué avec des ondes de volume qui conduisent essentiellement à un examen local. Les structures étudiées ici sont de type couche sur substrat dont les applications sont nombreuses dans différents domaines comme celui de la microélectronique. L'objectif est de caractériser l'adhérence de la couche.

La génération et la détection des ondes de surface sont effectuées par la méthode Ultrasons-Laser pour les nombreux avantages qu'elle présente : les mesures peuvent être réalisées sans contact et il n'est pas nécessaire d'utiliser un milieu de couplage susceptible de polluer la surface de l'échantillon. De plus, ce procédé est bien adapté aux environnements difficiles (forte pression ou température élevée) ainsi qu'aux structures de géométries complexes. C'est aussi une méthode large bande.

Par soucis de praticité et au regard de la bande passante du système de détection ($200\ kHz$ à $45\ MHz$), les films utilisés sont d'une épaisseur de l'ordre de $100\ \mu m$ et par conséquent plus épais que des couches minces. Cette épaisseur reste néanmoins faible en comparaison de celle du substrat considéré et des longueurs d'onde acoustique mises en jeu. Les structures étudiées sont donc bien de type couche sur substrat. Nous supposons que les phénomènes dispersifs observés sont les mêmes pour des couches minces que pour des films un peu plus épais et qu'il devrait donc être possible de transposer les résultats obtenus.

Les objectifs de ce travail sont les suivants :

- Etudier l'influence des conditions de contact entre une couche et son substrat sur la propagation des ondes acoustiques de surface et effectuer un état de l'art des études existantes dans ce domaine en ce qui concerne plus particulièrement l'utilisation de la méthode Ultrasons-Laser.
- Elaborer des échantillons permettant de palier aux problèmes habituels rencontrés lors de l'étude de l'adhérence des couches par ondes acoustiques de surface. Parmi ceux-ci, nous pouvons citer les variations d'épaisseur de la couche qui peuvent induire des effets similaires à une variation d'adhérence sur le comportement dispersif des ondes considérées. Dans les assemblages collés, la méconnaissance des caractéristiques de la couche de colle peut aussi induire des incertitudes sur les résultats obtenus.
- Rechercher et mettre en œuvre des moyens de faire varier l'adhérence d'un même échantillon sans modifier ses constituants. Ainsi, seules les conditions de contact varient d'une expérience à l'autre et les résultats peuvent donc être attribués avec certitude à l'adhérence.
- Distinguer comparativement différentes adhérences sur un même échantillon grâce à la dispersion des ondes de surface et obtenir par résolution du problème inverse les raideurs d'interface caractérisant l'influence de l'adhérence sur la propagation des ondes acoustiques.
- Mettre en évidence les limites et la fiabilité du contrôle d'adhérence par ondes acoustiques de surface.

Ce manuscrit de thèse est divisé en cinq chapitres.

Le premier chapitre définit dans un premier temps les caractéristiques d'une couche mince et quels sont ses principaux procédés de fabrication. Un bref rappel des différentes théories de l'adhésion est ensuite effectué et les principales méthodes de Contrôle Non Destructif de l'adhérence par ondes

acoustiques sont décrites. Un état de l'art dans ce domaine se concentrant sur les études relatives aux ondes de surface et guidées générées et détectées par sources laser est alors présenté. Celui-ci permet d'introduire les échantillons utilisés par la suite et de justifier leur choix. Une description plus complète des théories de l'adhésion pouvant être appliquées aux films polymères considérés est effectuée. Finalement, les films et le substrat adoptés pour la conception des échantillons sont caractérisés grâce à différentes techniques.

Le deuxième chapitre présente la méthode Ultrasons-Laser en décrivant dans une première partie les différents régimes de génération et plus particulièrement le régime thermoélastique utilisé en Contrôle Non Destructif. L'élévation de température dans un substrat d'aluminium est calculée à partir du profil temporel de l'impulsion laser obtenu expérimentalement. Ce dernier sert de terme de source dans l'équation de diffusion de la chaleur qui est résolue numériquement. Les différents dispositifs de détection des ondes acoustiques par laser sont aussi introduits en se concentrant principalement sur les systèmes interférométriques. Enfin, les différentes configurations expérimentales relatives à la méthode Ultrasons-Laser sont décrites.

Le troisième chapitre s'intéresse à la propagation des ondes acoustiques et spécialement à celle des ondes de surface et guidées. Les ondes de Rayleigh et de Lamb sont d'abord introduites en considérant un milieu de propagation homogène et isotrope puis la propagation de ce type d'ondes dans les structures multicouches est étudiée. Le formalisme des matrices de transfert est utilisé pour obtenir leur relation de dispersion. L'influence de l'adhérence sur la propagation des ondes acoustiques est ensuite présentée en utilisant le modèle des sauts de déplacement. Dans une dernière partie, les courbes de dispersion analytiques des modes de Rayleigh se propageant dans les échantillons considérés sont calculées pour différentes adhérences en tenant compte des incertitudes sur les mesures des caractéristiques des films et du substrat. Cela permet de déterminer si celles-ci peuvent induire un mauvais résultat lors de l'inversion des courbes de dispersion et par conséquent une erreur sur l'estimation des conditions de contact.

Le quatrième chapitre détaille le dispositif expérimental ainsi que les différents procédés utilisés pour modifier l'adhérence des films. Les méthodes de traitement des signaux permettant d'observer la dispersion des ondes de surface sont ensuite présentées en commençant par la pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée. Grâce à celle-ci, les signaux sont visualisés dans le plan temps-fréquence à partir d'une configuration de mesure donnée. La méthode Matrix-Pencil est ensuite choisie pour calculer les courbes de dispersion dans le plan fréquence-vitesse de phase. Cette dernière est adoptée car les contraintes imposées par le dispositif et les échantillons rendent très difficile le déplacement de la source sur une grande distance. Pour cette raison, l'emploi de la transformée de Fourier en 2 dimensions conduit à une mauvaise résolution sur la partie basse fréquence des signaux. Des premiers résultats expérimentaux sont ensuite brièvement présentés pour introduire une des particularités des films utilisés et son influence sur la caractérisation de l'adhérence. Ces films sont en effet transparents à la lumière visible. La longueur d'onde du laser considéré pour la génération étant de $532\ nm$, l'impulsion délivrée peut être focalisée à travers le film directement sur le substrat à l'interface. Cela induit un changement de localisation de la source acoustique par rapport à l'utilisation d'un film opaque. Cette configuration, non rencontrée dans la littérature, permet donc d'étudier l'influence de la position de la source sur la caractérisation de l'adhérence par ondes de surface. Dans ce contexte, une étude basée sur des simulations par éléments finis est effectuée et conclut ce chapitre.

Le cinquième chapitre présente les résultats expérimentaux obtenus pour différents films en s'intéressant d'abord à une différenciation de l'adhérence au travers de l'observation directe de la surface de contact du film. Différentes méthodes sont ensuite utilisées pour faire varier les conditions de contact de manière quantifiable. Cela conduit à une étude comparative permettant de distinguer différentes adhérences par l'analyse de la dispersion des ondes de surface. Finalement, des signaux sont acquis pour plusieurs positions de mesure afin d'obtenir les courbes de dispersion des modes de

Rayleigh pour différentes adhérences. Un algorithme d'inversion est ensuite appliqué pour déduire les raideurs d'interface correspondantes à chaque cas. Cela permet alors d'en déduire la pertinence et les limites de la méthode.

Ce travail se termine par un bilan des tâches effectuées et des résultats obtenus. En dernier lieu, les perspectives de cette étude sont introduites.

Chapitre 1. Couches minces, ondes élastiques et adhésion

Table des matières du Chapitre 1

Introduction 6
I. Couches minces 7
1. Présentation des procédés PVD (Physical Vapor Deposition) 7
2. Présentation des procédés CVD (Chemical Vapor Deposition) 9
3. Comparatif entre les différentes techniques de dépôts présentées 10
II. Adhérence et ondes élastiques 10
1. Définitions et théories de l'adhésion 11
2. Contrôle Non Destructif par ultrasons 12
3. Etat de l'art sur le contrôle de l'adhésion par ultrasons 13
III. Films polymères et adhérence 17
1. Choix des échantillons 17
2. « Pressure Sensitive Adhesive » 19
3. Théorie électrique de l'adhésion 20
4. Forces de van der Waals 20
IV. Caractérisation des films utilisés 22
1. Caractéristiques du substrat d'aluminium 22
2. Caractéristiques du film en PET 25
3. Caractéristiques du film en PVC 30
4. Résumé des caractéristiques des différents matériaux 36
Conclusion 37
Bibliographie du Chapitre 1 38

Introduction

Une couche-mince (ou film mince) est un revêtement, dont l'épaisseur est généralement comprise entre quelques couches atomiques et une dizaine de micromètres [1], utilisé pour couvrir un matériau appelé substrat. L'épaisseur du substrat peut généralement être considérée comme semi-infinie en comparaison de celle de la couche mince.

Le but de ce type de revêtement est de modifier les propriétés du substrat, en changeant par exemple son indice optique dans le but d'obtenir une couche réfléchissante ou au contraire de rendre non-réfléchissant un matériau qui l'est. Les couches minces peuvent aussi être utilisées pour renforcer un matériau, en le rendant plus résistant contre la corrosion ou imperméable.

Une autre de leur caractéristique est leur grande sensibilité à des sollicitations extérieures, ce qui en fait un excellent constituant pour des capteurs (de températures, de pressions et chimiques, notamment). Enfin, les couches minces sont très utilisées dans le domaine de l'électronique, notamment pour l'interconnexion entre les composants des semi-conducteurs, la création de filtres à ondes de surface et pour recouvrir les surfaces des panneaux photovoltaïques.

Du fait de ces diverses applications, les couches minces sont utilisées de manière relativement importante dans l'industrie. Il est donc intéressant de veiller à ce que leur durée de vie soit la plus grande possible, et donc de détecter d'éventuels défauts de fabrication. Parmi ceux-ci se trouvent les variations d'épaisseur, les porosités et les inclusions créées au cours du dépôt, les défauts liés aux contraintes thermomécaniques présentes dans l'échantillon au moment de sa création (fissures, délaminations/décollements de la couche) ainsi que les défauts d'adhérence. La Figure 1.1 représente schématiquement les différents défauts qu'il est possible de rencontrer au sein d'une couche mince.

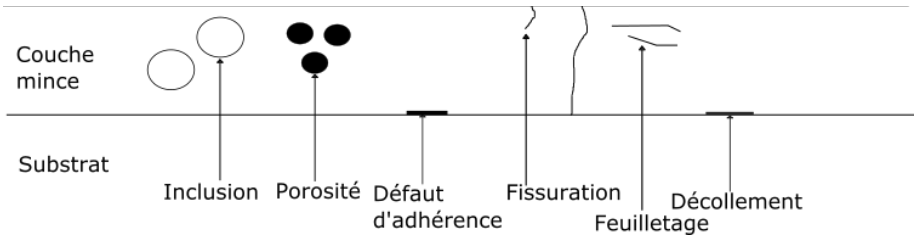


Figure 1.1 : Schéma des différents types de défauts pouvant être rencontrés dans une couche mince (d'après [2]).

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons aux problèmes liés à l'adhérence de la couche mince par rapport au substrat et à la possibilité de caractériser l'adhérence de manière non destructive. La méthode de contrôle ultrasonore par ondes de surface et guidées, générées et détectées par laser, a été choisie ici.

Ce premier chapitre se décompose en quatre parties. Une première partie traite des différentes techniques d'élaboration des couches minces et de leurs avantages et inconvénients. Une seconde partie est vouée aux problématiques de l'adhérence et plus particulièrement au contrôle des conditions de contact à l'interface entre deux matériaux par ondes acoustiques. Cette seconde partie permet de justifier le choix des échantillons utilisés expérimentalement. Une troisième partie détaille avec plus de précisions les mécanismes de l'adhérence en insistant principalement sur ceux liés aux forces de nature électrostatique comme les forces de van der Waals ou la théorie électrique puisque ce sont très certainement les phénomènes à l'origine de l'adhésion des films utilisés. Enfin, une dernière partie est dédiée à la caractérisation de ces films de par la mesure de leurs épaisseurs respectives ainsi que de certaines de leurs caractéristiques élastiques.

I. Couches minces

Il existe de nombreux processus de fabrication des couches minces. Les plus couramment utilisés peuvent être divisés en deux catégories :

- les dépôts obtenus par un procédé physique, les PVD, pour Physical Vapor Deposition (dépôt physique en phase vapeur),
- les dépôts obtenus par un procédé chimique, les CVD, pour Chemical Vapor Deposition (dépôt chimique en phase vapeur).

1. Présentation des procédés PVD (Physical Vapor Deposition)

Il existe plusieurs types de dépôts obtenus par un procédé physique. Les trois techniques majoritairement utilisées sont [3] :

- l'évaporation sous vide,
- la pulvérisation cathodique,
- les dépôts ioniques.

a. L'évaporation sous vide :

L'évaporation sous vide consiste à déposer dans un creuset le matériau que l'on souhaite voir transformé en couche mince et à le chauffer afin de le convertir en phase vapeur. Celle-ci va ensuite venir se déposer sur le substrat situé en face du creuset et former une couche. Afin de garantir au maximum la pureté et l'uniformité de l'épaisseur de la couche, cette manipulation s'effectue sous vide, à basse pression afin d'optimiser la trajectoire rectiligne des particules et de limiter les collisions entre elles (le libre parcours moyen des particules, distance moyenne parcourue par une particule entre deux collisions, est très grand devant les dimensions du système). Il est possible d'obtenir un dépôt d'épaisseur plus ou moins uniforme selon la géométrie de la source, comme le montre la Figure 1.2. Cette technique de dépôt a l'avantage d'être simple, rapide et peu coûteuse mais l'adhérence entre la couche mince et le substrat est généralement mauvaise [1], [3], [4].

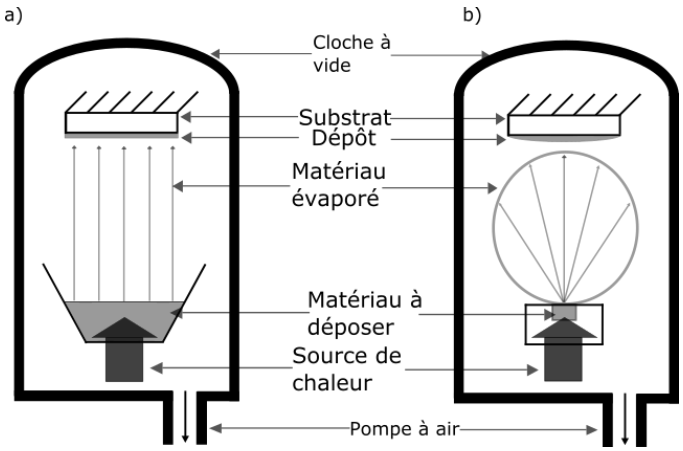


Figure 1.2 : Schéma représentant l'évaporation sous vide avec une source étendue (a) et une source ponctuelle (b) (d'après [1], [3], [4]).

b. La pulvérisation cathodique sous vide :

Le principe de la pulvérisation cathodique est de polariser le substrat positivement (anode) et le matériau à déposer négativement (cathode). Le vide est fait entre les deux électrodes ainsi créées et de l'argon est injecté. Après avoir induit un champ électrique entre les deux électrodes, la polarisation de

l'argon va devenir positive par ionisation (création de plasma). Les ions ainsi créés vont venir heurter fortement le matériau à déposer (puisqu'il est polarisé négativement), et éjecter des atomes, qui vont ensuite se diriger et se fixer sur le substrat grâce à la transmission d'énergie cinétique obtenue via les cations de l'argon, comme le représente la Figure 1.3. Cette seconde technique propose une bien meilleure adhérence de la couche au substrat que la première, mais le système est plus complexe et le dépôt s'effectue plus lentement [1], [3], [5]. Il est de plus possible que des résidus du gaz utilisé se trouvent dans le dépôt, celui-ci peut donc être impur.

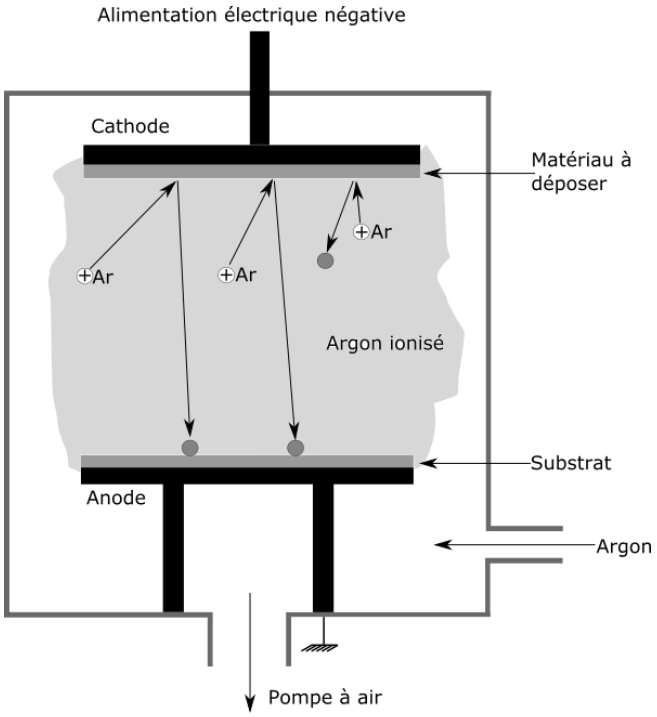


Figure 1.3 : Schéma représentant le principe de la pulvérisation cathodique sous vide (d'après [1]).

c. Les dépôts ioniques :

La technique du dépôt ionique consiste à introduire un gaz (de l'argon le plus souvent pour les dépôts métalliques) au sein d'une enceinte dans laquelle le substrat est placé sur une électrode chargée négativement (cathode) par rapport au reste de l'enceinte (qui est reliée à la masse). En produisant une décharge électrique, le gaz introduit dans l'enceinte s'ionise et ses particules viennent s'écraser contre le substrat et le nettoie donc de ses impuretés de surface. En face du substrat, le matériau à déposer est placé dans un creuset et est chauffé (par exemple par effet Joule) afin de l'obtenir sous forme gazeuse. Ses particules viennent alors se déposer sur le substrat et sont tassées par le bombardement du gaz introduit. Les atomes en surface du substrat (sur une profondeur de quelques nanomètres d'après [6]) peuvent être éjectés lors de l'impact produit par le bombardement des atomes et ions du gaz pour venir se mélanger avec les atomes et ions du matériau à déposer [3], [6], comme le montre la Figure 1.4.

Ainsi, l'adhérence du dépôt créé est plutôt bonne du fait du nettoyage du substrat avant déposition et de la création d'une interface où des particules du matériau à déposer viennent se mélanger avec celles du substrat. Malheureusement, sa pureté n'est pas toujours très bonne puisque des particules d'argon peuvent s'y retrouver et l'épaisseur du dépôt n'est pas toujours constante.

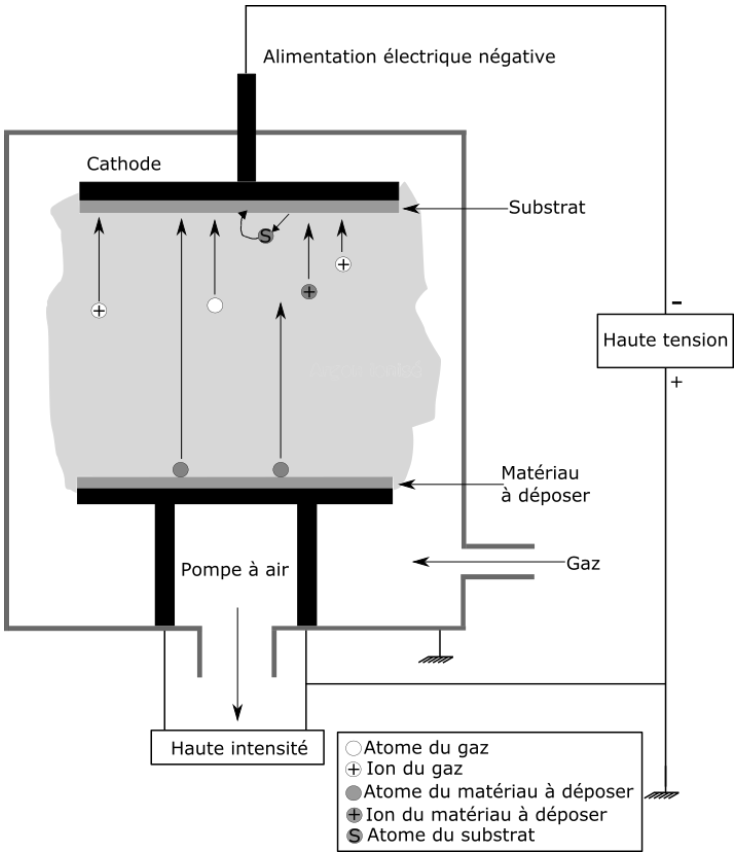


Figure 1.4 : Schéma représentant le principe de création d'un dépôt ionique (d'après [6]).

2. Présentation des procédés CVD (Chemical Vapor Deposition)

Une autre catégorie de procédés de fabrication des couches minces, appelée CVD, se base sur l'utilisation de réactions chimiques. Deux types de CVD sont distingués [3] :

- les procédés dynamiques,
- les procédés statiques.

a. Procédés dynamiques :

Dans un premier temps, le matériau à déposer est mis en phase vapeur et est mélangé avec une autre espèce chimique gazeuse dont le rôle va être de déclencher la réaction. La réaction chimique avec le substrat peut être enclenchée par une augmentation de température, par une ionisation du gaz (décharge électrique afin d'obtenir du plasma), ou par l'interaction du gaz avec des rayons lumineux. Ce mélange de gaz va ensuite former une couche sur le substrat à partir de la réaction chimique, de telle sorte que les espèces chimiques constituant le matériau à déposer deviennent solides alors que celles du gaz utilisé pour enclencher la réaction restent sous forme gazeuse. Ce processus est appelé dynamique car le gaz est ensuite évacué (l'atmosphère au sein de l'enceinte où a lieu la réaction chimique est renouvelée au fur et à mesure du dépôt). Les couches minces ainsi obtenues sont caractérisées par une très bonne adhérence, une formation rapide et une grande pureté. Malheureusement, ce procédé peut induire des déformations sur l'échantillon du fait de la haute température nécessaire au processus de déposition, et met en jeu des constituants souvent nocifs [3], [7].

b. Procédés statiques :

Les procédés statiques fonctionnent sur le même principe que les procédés dynamiques, mais cette fois le gaz n'est pas évacué et les réactions chimiques ont lieu dans un environnement clos. Ce procédé permet de traiter de nombreux substrats à la fois mais induit des soucis de pureté du dépôt [3], [7].

3. Comparatif entre les différentes techniques de dépôts présentées

En définitif, les dépôts obtenus par CVD sont souvent de meilleures qualités en termes d'adhérence et de pureté que ceux obtenus par PVD. Ils peuvent notamment être réalisés à des pressions proches de la pression atmosphérique. Cependant, les dispositifs utilisés pour les CVD mettent en jeu des composants dangereux et nocifs et imposent de très hautes températures, ce qui peut engendrer des déformations de l'échantillon, au contraire des PVD, qui peuvent en revanche avoir de plus faibles adhérences couche/substrat.

Le tableau comparatif de la Figure 1.5 [3] résume les caractéristiques principales des différentes méthodes de création de dépôts présentées ici.

	Evaporation	Pulvérisation	Dépôt ionique	CVD
Epaisseur ou vitesse de dépôt	0,1 à 100 µm/h Epaisseur de 1 µm maximum	0,01 à 0,1 µm/h	1 à 100 µm/h	0,1 à 100 µm/h
Porosité	Très faible	Très faible	Très faible	Très faible
Adhérence	Médiocre	Bonne	Très bonne	Très bonne
Pouvoir de recouvrement	Bon à faible pression (au détriment de la vitesse)	Bon	Bon	Bon
Matériaux déposés	Tous métaux, alliages, céramiques	Tous métaux, alliages, céramiques	Tous métaux, alliages, céramiques	Tous métaux, alliages, céramiques
Matériaux recouverts	Tous matériaux : métaux, alliages, plastiques	Tous matériaux : métaux, alliages, plastiques	Tous matériaux : métaux, alliages, plastiques	Tous matériaux résistant à l'environnement chimique et à la température (plutôt matériaux réfractaires)
Ambiance de dépôt	10^{-1} à 10^{-7} Torr	10^{-1} à 10^{-3} Torr	10^{-3} à 10^{-5} Torr	Gaz réactifs donc pression inférieure à une atmosphère
Température de traitement	Faible (quelques dizaines de degrés au dessus de la température ambiante)	Relativement faible mais peut augmenter si le traitement est long (100-150 °C)	Relativement faible mais peut augmenter si le traitement est long (100-150 °C)	600 à 1400 °C
Pureté	Très bonne si la pression est inférieure à 10^{-6} Torr	La pureté augmente quand la pression diminue	Des gaz provenant du bombardement peuvent être inclus dans le dépôt	Dépôts généralement très purs

Figure 1.5 : Tableau comparatif entre les différentes techniques de création de couches minces [3].

II. Adhérence et ondes élastiques

Afin d'estimer les caractéristiques d'un multicouche comme l'adhérence entre ses couches constituantes, leurs épaisseurs ou leurs constantes élastiques, les techniques utilisant les ondes

acoustiques sont très sollicitées puisqu'elles permettent de contrôler des structures de manière non destructive et non-nocive (contrairement aux méthodes radiographiques). Elles sont adaptées à tout type de matériaux (contrairement à la méthode des courants de Foucault et à la magnétoscopie) et ne se limitent pas qu'à une détection de défauts débouchant (contrairement au ressuage). Elles disposent aussi d'une résolution d'imagerie relativement bonne (par rapport à la thermographie). De ce fait, les méthodes ultrasonores se révèlent être un bon compromis par rapport aux autres techniques existantes actuellement pour le contrôle de structures [8].

Le contrôle de l'adhérence par ondes acoustiques est un problème complexe qui a généré un nombre conséquent de publications dans la littérature scientifique. Les difficultés rencontrées sont causées par différents paramètres, comme la détermination précise des causes physiques de l'adhésion, qui peuvent être multiples, ainsi que la complexité liée à la création d'échantillons où l'adhérence varie de manière certaine. Certains paramètres peuvent aussi influer sur la propagation des ondes acoustiques mais ne doivent pas remettre en question les résultats concernant l'adhérence.

Les différentes théories utilisées pour expliquer l'adhésion sont ici brièvement explicitées, et un bref état de l'art du contrôle de l'adhérence par ondes acoustiques est ensuite présenté.

1. Définitions et théories de l'adhésion

La différence entre les termes « adhésion » et « adhérence » n'est pas toujours évidente. Il n'existe d'ailleurs pas de distinction entre ces deux termes en anglais. Généralement, l'adhésion est définit comme l'ensemble des phénomènes physiques et chimiques qui se produisent lorsque deux corps sont mis en contact intime et l'adhérence est définie comme la force nécessaire pour séparer ces deux corps [3], [9].

La complexité de l'étude des phénomènes d'adhésion dans la recherche scientifique est causée par la difficulté à définir précisément ses causes. Il existe en effet une multitude de théories qui permettent d'expliquer l'adhésion [9]–[12]. Celles-ci sont brièvement décrites ici.

- La théorie de l'ancrage mécanique, l'une des plus anciennes théories, suppose que deux matériaux sont attachés l'un à l'autre via la pénétration de l'adhésif dans les porosités et les aspérités présentes à la surface du substrat. Cette théorie n'explique pas totalement le phénomène d'adhésion puisqu'elle ne justifie pas comment deux surfaces parfaitement lisses peuvent être collées l'une à l'autre [9]–[11]. Certains auteurs considèrent d'ailleurs que l'ancrage mécanique n'est pas une cause possible de l'adhésion [13].

- La théorie électrique repose sur les forces électrostatiques et suppose que des charges sont présentes à la surface des matériaux mis en jeu et que l'attraction ou la répulsion entre celles-ci sont responsables de l'adhésion. Cette théorie met cependant en jeu des forces trop faibles pour être à elles seules à l'origine de l'adhérence. De plus, elle ne peut exister que pour certains couples de matériaux (métal / semi-conducteur, métal / diélectrique et diélectrique / diélectrique) [10]–[12].

- La théorie des forces de van der Waals : elle explique les phénomènes d'adhésion par la présence des forces de van der Walls, qui sont dues aux liaisons intermoléculaires. Certaines théories démontrent que seules les forces de van der Walls peuvent être à l'origine de l'adhésion [13] mais celles-ci s'expriment sur de très petites distances et sont souvent trop faibles pour expliquer les résultats obtenus en pratique [9], [10].

- La théorie chimique : elle suppose que l'adhésion est due aux liaisons chimiques dites « iono-covalentes », c'est-à-dire deux atomes mettant en commun des électrons. La théorie chimique inclut les liaisons acide-base [9], [11]. Ce type de liaison est plus résistant que les liaisons de Van der Walls mais impose qu'il y ait eu une réaction chimique entre les deux matériaux pour exister.

- La théorie de la diffusion : cette théorie considère que c'est l'inter-diffusion des molécules entre deux surfaces en contact qui est responsable du phénomène d'adhésion. Cette théorie n'est cependant valable que pour les polymères [9], [11], [12].

- La théorie du mouillage : cette dernière théorie repose sur le phénomène de mouillage, qui peut être définit par la capacité d'un liquide à se repandre sur la surface d'un solide. Cette théorie peut donc expliquer en partie l'adhésion entre un solide et un adhésif disposé à l'état liquide par exemple [10], [12].

Toutes ces théories sont cohérentes mais aucune d'entre elles n'est à priori encore à ce jour capable d'expliquer totalement le phénomène d'adhésion. En réalité, ces multiples causes coexistent certainement à des degrés d'importance divers selon les situations et les matériaux mis en jeu dans la mise en place d'une adhésion.

Il est de plus important de bien faire la distinction entre la cohésion et l'adhésion. Lorsque la rupture d'un joint adhésif est considérée par exemple, si elle se situe à l'interface entre le joint et l'un des milieux à son contact, on parle de rupture adhésive. En revanche, lorsque la rupture se situe au sein du joint lui-même, le terme de rupture cohésive est alors employé. Ce phénomène n'est pas en lien direct avec l'adhésion.

2. Contrôle Non Destructif par ultrasons

Il existe principalement trois façons d'utiliser les ondes ultrasonores pour contrôler l'état d'une structure : la spectroscopie, l'étude des coefficients de réflexion/transmission des ondes de volume, ainsi que l'emploi d'ondes de surface et d'ondes guidées.

a. Spectroscopie acoustique

La spectroscopie acoustique consiste à faire vibrer un échantillon avec des ondes ultrasonores et à mesurer ses fréquences de résonance. Celles-ci sont modifiées par la présence de défauts à l'intérieur de l'échantillon [14]. Cette méthode est relativement peu rencontrée dans la littérature, notamment pour l'étude de l'adhérence.

b. Réflexion et de transmission des ondes de volumes

L'étude de l'état d'une structure via le coefficient de réflexion ou de transmission des ondes de volume lorsqu'elles rencontrent une interface (que ce soit un changement de milieu dans un multicouche ou un défaut à l'intérieur d'un matériau censé être homogène) reste la méthode la plus utilisée. La réflexion et la transmission d'une onde à une interface entre deux matériaux dépend en effet de ses conditions de contact. Si cette méthode est bien adaptée pour la quantification de l'adhérence dans certaines situations, elle ne permet qu'un examen local de l'échantillon et est assez contraignante quant à la position du couple émetteur/récepteur.

Il existe plusieurs techniques qui font appel aux réflexions des ondes de volumes, comme la microscopie acoustique [15], [16] ou les Ultrasons-Laser [17], [18].

c. Ondes de surface et guidées

La méthode utilisant les ondes de surface et guidées consiste à étudier l'influence de l'adhérence (ou de la présence de défauts) en utilisant le plus souvent les courbes de dispersion de ces ondes qui sont très sensibles aux caractéristiques de l'échantillon. Cette technique possède l'avantage de pouvoir scanner des zones relativement larges et parfois difficiles d'accès. Elle peut aussi être utilisée localement dans le cas des modes à vitesse de groupe nulle [19],[20], [21].

De la même manière que pour les ondes de volume, les ondes de surface et guidées sont également utilisées en microscopie acoustique [15], [22] et en Ultrasons-Laser [23].

3. Etat de l'art sur le contrôle de l'adhésion par ultrasons

a. Etat de l'art général

Un grand nombre d'études scientifiques ont été menées sur le contrôle de l'adhésion par ondes élastiques. Néanmoins, parmi les différents articles parus à ce sujet, une partie des études sont basées sur le contrôle de la qualité d'un joint d'adhésif ou d'une soudure et sur la recherche de défauts dans ceux-ci, ce qui revient donc à une recherche de défauts internes à la couche d'adhésif (problème de cohésion) plutôt qu'à étudier les conditions de contact entre deux couches d'un échantillon [23].

De plus, la majorité des études réalisées sur le sujet mettent en jeu le coefficient de réflexion des ondes de volume [11], [17], [25] et utilisent des transducteurs pour la génération et la détection lorsque des ondes de surface et guidées sont considérées [22], [26]–[29].

Il existe donc une quantité assez faible d'études sur l'influence des conditions de contact sur les ondes guidées générées et détectées par laser [3], [19]–[21], [23], [30]–[40]. De plus, certaines sont uniquement théoriques et basées sur des simulations et des modèles numériques [41], [42] et ne comportent donc pas de vérification expérimentale.

Parmi les différentes publications considérées dans le cadre de l'étude bibliographique de cette thèse, de nombreuses méthodes sont utilisées pour étudier l'influence de l'adhérence sur la propagation des ondes de surface et guidées. Les études relatives à l'acoustique non-linéaire n'ont cependant pas été considérées ici.

b. Ondes guidées et de surface générées et/ou détectées par transducteurs piézo-électriques

Dans le cadre d'une génération et détection par transducteurs piézo-électriques, Sherafat et al. [27] utilisent le diagramme de directivité des premiers modes symétriques (S0) et antisymétriques (A0) des ondes de Lamb pour repérer une bonne et une mauvaise adhérence (créée par l'insertion d'un morceau de téflon au niveau de l'adhésif). Ils remarquent qu'en présence du défaut d'adhésion, le mode S0 a tendance à devenir moins directif, tandis que le mode A0 devient plus directif (surtout en basse fréquence).

Puthillath et Rose [26] sélectionnent quant à eux le mode de Lamb qui correspondrait le mieux à une détection d'une mauvaise adhérence en considérant qu'il est primordial que le déplacement tangent à l'interface soit important. Dans leur configuration expérimentale, il s'avère que le dix-huitième mode de Lamb est le plus approprié. Le mode sélectionné est ensuite généré expérimentalement et est capté après passage par une zone possédant plusieurs valeurs d'adhérence selon les configurations (bonne adhérence, adhérence médiocre via l'introduction de téflon, et décollement total via l'introduction d'une bulle d'air). Plus l'adhérence est faible, plus l'amplitude de l'onde reçue l'est aussi, en atténuant plus fortement les fréquences les plus hautes.

Bourse et al. [16] ont réalisé un échantillon comportant quatre épaisseurs de revêtement, avec un défaut d'adhérence différent sur chacune des configurations, créé en faisant varier la rugosité du substrat localement. Ils utilisent ensuite la méthode « V(z) » afin d'obtenir les coefficients de réflexion et de transmission des ondes longitudinales et transversales à partir de l'inversion de la signature acoustique. Le coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence et de la fréquence de l'onde pour différentes valeurs d'adhérence est calculé en utilisant le modèle des sauts de déplacement pour obtenir la valeur de la raideur tangentielle d'interface K_t (en considérant que l'influence de la raideur normale d'interface K_n est négligeable). Les résultats obtenus sont ensuite mis à l'épreuve avec des tests destructifs d'indentation qui confirment que la valeur de K_t est plus faible lorsque l'adhérence est mauvaise et que la qualité de l'interface dépend de la rugosité du substrat (plus celle-ci est importante, plus l'adhérence est élevée).

Gowini et Moussa [28] utilisent des ondes de surface en générant et en détectant ces ondes sur le substrat de part et d'autre du film dont l'adhérence doit être quantifiée. Ils remarquent que le spectre de la réponse en fréquence se décale légèrement vers les basses fréquences lorsque l'adhérence est forte (ils utilisent pour cela un revêtement spécial pour améliorer l'accroche entre deux couches). La vitesse de l'onde de surface diminue aussi légèrement (entre 1 et 3 m/s).

Enfin, Du et al. [22] mesurent la différence de comportement entre des ondes de surface se propageant dans un échantillon dont l'adhérence est relativement bonne et dans un échantillon à l'adhérence plutôt mauvaise (en diminuant la qualité du nettoyage du substrat avant que la couche mince ne soit déposée). Il en résulte que les courbes de dispersion des ondes se propageant dans le deuxième échantillon sont différentes des premières, avec une diminution des fréquences et des vitesses mises en jeu. Les résultats sont ensuite comparés aux courbes théoriques tracées avec le modèle des sauts de déplacement et les valeurs de K_t et K_n obtenues sont comparées avec un scratch test afin de vérifier la fiabilité des mesures.

De nombreuses autres publications existent sur le sujet. Seules les études nous semblant les plus intéressantes ont été considérées pour cet état de l'art.

c. Ondes guidées et de surface générées et détectées par sources laser

Dans notre cas, la génération et la détection sont effectuées par sources laser. Il est donc important d'avoir un aperçu global de ce qui a pu être réalisé dans ce domaine.

Salmi et al. [23] utilisent les ondes guidées dans une structure composée d'un hémisphère métallique collé à un substrat de polymère afin de quantifier son adhérence. Les échantillons fabriqués possèdent différents niveaux d'adhérence (libre, adhésion partielle via l'utilisation de ruban adhésif double face ou d'une faible quantité d'époxy, et adhésion complète via une forte quantité d'époxy). Les ondes guidées sont d'abord générées et détectées par des transducteurs en aiguille, puis par laser pour obtenir des mesures sans contact. Les signaux temporels obtenus s'apparentent aux modes S0 et A0 respectivement pour les mesures avec et sans contact. Plus l'adhérence est importante, plus l'amplitude du signal temporel est faible, avec une sensibilité plus forte pour les mesures avec contact. Dans une autre étude [31], des défauts d'adhérence sont placés dans des échantillons similaires en creusant un trou dans le substrat en polymère pour créer une zone sans contact avec l'hémisphère métallique. Des défauts de différentes tailles sont créés. L'hémisphère est collé au substrat avec de l'époxy. Les défauts d'adhérence sont ensuite localisés angulairement par utilisation d'ondes guidées en faisant tourner l'échantillon. Plus le défaut est important, plus sa localisation est précise. La présence du défaut d'adhérence (zone de décollement) se traduit par une augmentation d'amplitude des composantes haute fréquence des ondes guidées.

Mezil et al. [21] cherchent à évaluer l'adhérence d'un échantillon composé de deux plaques de Duralumin attachées par une couche d'époxy en faisant correspondre les calculs théoriques (obtenus en

modélisant l'influence de l'adhérence sur la propagation des ondes acoustiques avec le modèle des sauts de déplacement) aux mesures expérimentales, en utilisant les modes de Lamb à vitesse de groupe nulle (Zero Group Velocity Lamb waves). Ils en concluent qu'il est possible de remonter aux raideurs d'interface si le profil de l'épaisseur est bien connu.

Xiao et al. [30], [34] considèrent qu'un système couche mince sur substrat possède une moins bonne adhérence lorsque la porosité du film est augmentée. Ils génèrent des ondes de surface dans ce type de structure à l'aide d'un laser, mais détectent les signaux en utilisant un transducteur piézo-électrique. Les résultats des mesures réalisées (courbe de dispersion d'un mode de Rayleigh) sont ensuite comparés à des calculs théoriques afin d'obtenir des valeurs d'adhérence, qui sont ensuite elles-mêmes comparées aux résultats d'un test de nanoscratch. En conclusion, la valeur de l'adhérence du film poreux est plus faible que celle du film dense, ces résultats étant confirmés par le test de scratch. Les ondes se propageant sur le film poreux sont plus lentes et de plus basse amplitude. Pour le modèle théorique, Xiao et al. utilisent ce qui pourrait être considéré comme une variante du modèle des sauts de déplacement, en exprimant les raideurs d'interface à partir du modèle de zone cohésive (Cohesive Zone Model), qui consiste à mesurer la valeur de la contrainte maximale qu'il est possible d'obtenir avant décollement du film et l'étirement qu'elle induit. Ils définissent alors la raideur normale à l'interface $K_n = \frac{\sigma_m}{\delta_n}$, où σ_m est la contrainte normale maximale appliquée à l'interface entre la couche et le substrat avant qu'une rupture adhésive se produise, et δ_n la distance existant alors entre la couche et le substrat. Ils considèrent que la composante tangentielle de l'adhérence est négligeable.

Abbate [32] compare quatre échantillons différents pour obtenir une couche « rapide » sur un substrat « lent » (configuration « stiffening », couche de chrome électrodéposée sur un substrat d'acier et couche de nickel collée avec de l'époxy sur un substrat de cuivre) et une couche « lente » sur un substrat « rapide » (configuration « loading », couche de tantale déposée par pulvérisation cathodique sur un substrat d'acier et couche de tantale collée avec de l'époxy sur un substrat d'acier). Les échantillons sont considérés comme possédant une bonne adhérence lorsque les couches sont déposées directement sur le substrat (par électrodéposition pour le chrome et par pulvérisation cathodique pour le tantale). Lorsque les couches sont collées sur le substrat avec de l'époxy, l'adhérence est considérée comme étant plus faible. Des ondes acoustiques de surface (type modes de Rayleigh) sont ensuite générées et détectées par laser via une source annulaire. Une détection est effectuée en son centre pour augmenter le rapport signal sur bruit et les signaux sont traités par une transformée en ondelettes. L'épaisseur de l'époxy utilisée pour les échantillons collés n'est pas précisée et les épaisseurs des couches ne sont pas identiques d'un échantillon à l'autre. Les courbes de dispersion du premier mode de Rayleigh alors obtenues sont différentes lorsque les couches sont déposées sur le substrat et lorsqu'elles sont collées. Dans le premier cas, la vitesse de phase croît (configuration stiffening) ou décroît (configuration loading) strictement lorsque la fréquence augmente. Dans le second cas, pour les échantillons collés, la vitesse de phase décroît dans un premier temps, puis augmente en fonction de la fréquence à partir d'1 MHz environ. Il semble cependant difficile d'attribuer cette variation uniquement à une variation d'adhérence, la couche d'époxy venant certainement modifier les courbes de dispersion des modes de Rayleigh par sa présence.

Ikeda et al. [33] réalisent l'éjection par laser (« Laser Spallation ») d'un film en diamant déposé sur un substrat en carbure de silicium et mesurent en temps réel le décollement du film par émission acoustique en mesurant le mode S0 des ondes de Lamb se propageant dans la structure. Après chaque expérience, une mesure par ondes de surface générées et détectées pas laser est réalisée afin de mesurer l'influence des délaminations du film sur la dispersion des signaux. Dans le cas où une délamination est présente, l'amplitude du mode de Rayleigh détecté diminue.

Clorennec et al. [19], [20] utilisent les modes de Lamb à vitesse de groupe nulle sur des échantillons collés par une couche d'époxy contenant une bulle d'air responsable du décollement d'une portion de

l'échantillon. Il s'avère que l'atténuation du mode à vitesse de groupe nulle étudié est bien plus faible au niveau de la bulle d'air en raison de l'absence d'époxy qui a pour tendance d'atténuer l'onde et il est donc possible de déterminer assez précisément la zone décollée de cette façon.

Schneider et al. [35], [36] mesurent l'influence de l'adhérence sur la propagation d'ondes de surface se propageant dans des films minces de nitrure de titane déposés sur un substrat en acier. Afin de faire varier l'adhérence des films, le substrat est nettoyé plus ou moins longtemps par bombardement d'argon avant la déposition de la couche par pulvérisation cathodique. Les échantillons nettoyés longtemps sont considérés comme possédant une bonne adhérence, et ceux nettoyés brièvement comme possédant une mauvaise adhérence. Ces hypothèses sont confirmées par des tests destructifs (test de scratch couplé à de l'émission acoustique). La vitesse de phase du mode de Rayleigh généré dans la structure varie faiblement en fonction du temps de nettoyage du substrat. Plus celui-ci est nettoyé longtemps (et donc plus l'adhérence est bonne), plus la vitesse du mode est élevée (configuration « stiffening »). Néanmoins, une augmentation d'épaisseur de la couche semble influer sur les courbes de dispersion d'une façon similaire à une augmentation du temps de nettoyage du substrat, et l'effet semble bien plus important. Schneider et al. considèrent que le module d'Young du film est influencé par la présence de micro-défauts au sein de la couche mince et que ceux-ci modifient l'adhérence du film. Elle peut alors être corrélée au module d'Young. Ils ont aussi montré qu'un temps de nettoyage du substrat plus faible induit un module d'Young plus faible.

Cho et al. [37] étudient l'influence de la qualité d'une soudure entre une feuille d'acier et une feuille d'acier au carbone sur la propagation des modes de Rayleigh dans une telle structure. Plusieurs échantillons avec différentes qualités de soudure sont réalisés afin de simuler différentes adhérences au sein des échantillons. Lorsque la qualité de la soudure diminue (et donc l'adhérence), le mode de Rayleigh généré initialement tend de plus en plus vers le mode de Lamb dans la feuille d'acier. La tendance visualisée sur les courbes obtenues expérimentalement lorsque l'adhérence se dégrade correspond à celle obtenue analytiquement avec le modèle des sauts de déplacement. Cette étude ne conduit cependant pas à une quantification de l'adhérence.

Wu et Chen [38] mesurent l'influence d'une zone décollée dans un assemblage plaque de cuivre – époxy – bloc d'aluminium sur la propagation des ondes de surface et guidées. Lorsque la génération et la détection (réalisée par un transducteur) ont lieu sur la zone collée, les ondes mesurées correspondent aux modes de Rayleigh dans la structure tri-couche. En négligeant dans un premier temps l'influence de l'épaisseur de colle (époxy), Wu et Chen se rendent compte que l'erreur entre les courbes de dispersion expérimentales et analytiques est assez importante. Ils en déduisent donc que l'épaisseur de colle influence de manière non négligeable la propagation des ondes de surface dans une telle structure. Lorsque la génération et la détection des ondes ont lieu sur la zone décollée, les signaux obtenus correspondent alors aux ondes de Lamb (mode A0) se propageant dans la plaque de cuivre. En générant dans une zone collée et en détectant dans la zone décollée (ou l'inverse), Wu et Chen obtiennent des signaux dont les courbes de dispersion en vitesse de groupe sont comprises entre celles des modes de Lamb dans la couche de cuivre et celles des modes de Rayleigh dans la structure cuivre – époxy – aluminium. Ils proposent alors un modèle théorique pour déterminer la vitesse de groupe de l'onde. Celle-ci serait proportionnelle à la vitesse de groupe des ondes de Lamb dans la couche de cuivre selon le trajet de l'onde effectué sur la zone décollée et à la vitesse de groupe des modes de Rayleigh dans la structure cuivre-époxy-aluminium en fonction du trajet de l'onde sur la zone collée. Les prédictions du modèle semblent bien correspondre aux résultats expérimentaux obtenus.

Dans sa thèse, Bruno [39] étudie la possibilité de détecter au sein d'une structure collée les caractéristiques du joint de colle ainsi que l'adhérence de l'assemblage à partir des modes de Lamb à vitesse de groupe nulle. Les résultats de ce travail semblent indiquer qu'il est possible de remonter aux raideurs K_n et K_t, caractérisant l'adhérence de l'assemblage, en mesurant le décalage en fréquence des

modes à vitesse de groupe nulle, moyennant la connaissance des caractéristiques mécaniques de la colle et surtout son profil d'épaisseur.

Zhang et Zhou [40] détectent la position d'un décollement total, lié à une absence de colle, dans une structure plomb – époxy – acier en étudiant l'amplitude du déplacement particulaire produit par les ondes de Lamb dans la structure. Ils observent que l'amplitude du déplacement mesurée est plus importante lorsque l'onde se propage longtemps sur une portion de l'échantillon décollée.

Enfin, dans sa thèse, Fourez [3] a remarqué que lorsque l'énergie incidente du laser est augmentée progressivement, tout en restant dans le régime thermoélastique (dans un premier temps), l'amplitude du premier mode de Rayleigh se propageant sur une couche faiblement adhérente est plus faible que lorsque la couche adhère fortement. De plus, le seuil d'ablation de la couche est plus bas pour une mauvaise adhérence. Celle-ci est créée en supprimant la couche d'accroche de chrome (dont l'épaisseur est négligeable) présente entre une couche d'or et un substrat de silicium dans le cas d'une bonne adhérence.

Pour conclure cet état de l'art, nous pouvons noter un nombre important d'études concernant la caractérisation de l'adhérence par ondes acoustiques. La majorité de ces études utilisent des transducteurs piézo-électriques et se concentrent sur la propagation des ondes de volume et leur réflexion/transmission à l'interface à caractériser. Parmi les publications qui traitent du contrôle de l'adhérence par ondes de surface et guidées générées et détectées par laser, une partie non-négligeable s'intéresse uniquement aux variations d'amplitude causées par les conditions de contact, et seulement quelques études concernent directement l'influence de l'adhérence sur la dispersion des ondes de surface et guidées. Il s'avère que les résultats obtenus ne sont pas toujours répétitifs, qu'il est assez difficile de quantifier précisément des niveaux d'adhérence intermédiaires compris entre le contact parfait et le décollement total, et que certains auteurs rapportent une difficulté à distinguer précisément l'influence des conditions de contact de celle des variations d'épaisseur sur les courbes de dispersion des ondes de surface et guidées.

Cette problématique, étudiée dans le Chapitre 3, a conditionné notre choix dans les échantillons utilisés expérimentalement. En effet, la majorité des études concernant le contrôle de l'adhérence par ondes acoustiques utilisent principalement deux types d'échantillons : les assemblages collés et les couches et revêtements minces. Dans les deux cas, il est très difficile de contrôler les variations d'épaisseur lors de la conception de l'échantillon. Ceci entraine des incertitudes importantes sur l'origine des résultats obtenus : tant que la variation d'épaisseur n'est pas négligeable, il semble difficile d'attribuer avec certitude une variation dans la propagation des ondes de surface aux conditions de contact entre les constituants de la structure.

III. Films polymères et adhérence

1. Choix des échantillons

En raison de l'influence néfaste des variations d'épaisseur sur l'interprétation des résultats obtenus, le choix a été fait de travailler sur des films polymères comportant (ou non) une face adhésive, dont l'épaisseur est de l'ordre de la centaine de micromètres. Les variations d'épaisseur dans ce type de revêtement sont en effet plus faibles que dans des couches minces, et il n'est pas nécessaire d'ajouter une couche de colle ou une couche d'accroche pour faire adhérer ces films à des substrats.

Ce choix a été motivé par quatre autres raisons. La première est que l'épaisseur des films considérés est plus importante que celle des couches et revêtements minces, ce qui permet de travailler à des fréquences plus basses, qui sont mieux adaptées au matériel à notre disposition puisque le laser utilisé pour la génération des ondes acoustiques délivre des impulsions de l'ordre de la nanoseconde et l'interféromètre utilisé pour la détection possède une bande passante comprise entre $200\,kHz$ et

$45\ MHz$. La fréquence des ondes acoustiques considérées est donc de l'ordre de quelques mégahertz, ce qui conduit à des longueurs d'onde de l'ordre du millimètre. Les couches minces les plus épaisses qu'il est possible d'obtenir couramment étant de l'ordre du micromètre (contre la centaine de micromètres pour les films polymères utilisés dans le cadre de la thèse), il est préférable de travailler sur des revêtements plus épais, tout en considérant que si la caractérisation de l'adhérence est possible pour des épaisseurs supérieures, elle devrait tout autant l'être à des épaisseurs plus faibles. Ce changement d'échelle ne devrait donc pas nuire à l'application des méthodes développées aux structures présentant des couches et revêtements plus minces.

La deuxième raison est que ces films sont transparents à la lumière visible. Puisque le laser utilisé pour la génération des ondes acoustiques est de type Nd-YAG doublé en fréquence, la longueur d'onde lumineuse utilisée est de $532\ nm$ et se situe donc dans le domaine du visible. Ainsi, il est possible de générer les ondes acoustiques en focalisant l'impulsion laser à travers les films polymères utilisés, en plaçant la source acoustique à la surface du substrat, au niveau de l'interface film – substrat. Cette propriété nous permet donc d'étudier l'influence de la position de la source sur la génération des modes de Rayleigh pour différentes adhérences.

La troisième raison est que les films utilisés proposent une facilité d'utilisation que ne présentent pas les couches minces. Il suffit en effet de les appliquer sur un substrat pour les faire adhérer, sans avoir besoin de rajouter un agent intermédiaire comme une couche de colle ou une couche d'accroche, ni de passer par une étape de dépôt. De plus, ils possèdent la propriété d'être repositionnable. Cela permet donc une plus grande liberté dans les procédés utilisés pour faire varier l'adhérence des échantillons et surtout une meilleure fiabilité des résultats. Lors d'utilisation de couches minces, il est difficile d'introduire différents niveaux d'adhérence sur une même portion d'un échantillon. L'onde acoustique utilisée pour caractériser les conditions de contact va donc se propager sur deux portions de couche différentes, qui peuvent présenter des profils d'épaisseur différents et donc influencer la dispersion des ondes utilisées. L'aspect repositionnable des films polymères utilisés permet d'obtenir des échantillons avec plusieurs degrés d'adhérence sans changer le film. Celui-ci présente donc les mêmes caractéristiques d'une configuration à l'autre. Les variations observées entre deux adhérences différentes ne peuvent pas provenir d'une variation d'épaisseur ou d'une modification des caractéristiques du film.

Enfin, la dernière raison est qu'il est possible de se procurer ces films dans la grande distribution à des coûts faibles. A contrario, un dépôt de couche mince peut s'avérer contraignant et moins facilement accessible (utilisation de substrats de natures et de dimensions précises, utilisation de techniques de dépôt relativement complexes).

Trois types de films ont été étudiés dans ce travail.

- Des films transparents en PolyPropylène (abrégé PP) d'épaisseur $50\ \mu m$ environ de la marque Stafix, possédant la particularité d'être chargés en électricité statique. Ils adhèrent donc à la surface via ce type de forces sans avoir besoin d'ajouter une couche de colle. Les deux faces du film adhèrent à des substrats de différentes natures tant que ceux-ci ne sont pas trop rugueux. Leur adhérence est en revanche assez faible et elle n'oppose que très peu de résistance à l'application d'une force tangente à l'interface : il est facile de faire glisser et de déplacer le film sur la surface du substrat à laquelle il adhère. L'adhérence semble donc ne pas comporter de composante tangentielle (contact glissant).

- Des films en poly(téréphtalate d'éthylène) (abrégé PET pour PolyEthylene Terephtalate) d'épaisseur $155\ \mu m$, comportant une couche très fine d'adhésif solide, très vraisemblablement un « Pressure Sensitive Adhesive ». Une couche de colle n'est donc, là encore, pas nécessaire

pour faire adhérer ces films au substrat. La présence d'une fine couche d'adhésif solide à la surface des films n'est pas dérangeante puisque la mesure de l'épaisseur du film prend en compte cette couche adhésive. Ces films sont essentiellement vendus pour la protection d'écrans de téléphone. Ils sont en réalité composés de trois couches : une fine couche protectrice, une couche principale composée de PET et une fine couche d'adhésif. Ils adhèrent sur tous les types de substrats suffisamment lisses, uniquement sur la face comportant l'adhésif.

- Des films en poly(chlorure de vinyle) (abrégé PVC pour PolyVinyl Chloride) d'épaisseur $213\ \mu m$, vendus comme étant « électrostatiques ». Ces films adhèrent sans intermédiaire, lorsqu'ils sont apposés sur une surface relativement lisse. Leurs deux faces peuvent être utilisées pour les faire adhérer et il semble que tous types de substrat peuvent être utilisés si leur rugosité est faible. Ils sont initialement vendus comme protection contre les ultra-violets pour être collés sur les fenêtres. Il semble que leur adhérence soit sensible à la pression appliquée lors de la pose du film et que la surface de contact entre le film et son substrat augmente petit à petit avec le temps jusqu'à un certain point. Nous émettons l'hypothèse que les forces de van der Waals sont à l'origine de l'adhésion de ces films.

Les mécanismes physiques responsables de l'adhésion de ces trois types de films sont brièvement décrits par la suite. Comme exprimé précédemment, les théories de l'adhésion sont nombreuses, et il est difficile de connaitre précisément le poids pris par chacune dans un phénomène d'adhésion. Les observations présentées ne sont donc que des hypothèses, qui ne sont étayées par aucune preuve tangible autre que les arguments énoncés. Il est probable que la réalité soit un peu plus complexe.

2. « Pressure Sensitive Adhesive »

Les « Pressure Sensitive Adhesive » (abrégé PSA, adhésif sensible à la pression) est une catégorie d'adhésif solide composé d'un solide mou viscoélastique s'adaptant à l'état de surface d'un matériau pour venir, sous l'application d'une faible pression, mettre en contact le plus proche possible les deux matériaux dont l'adhésion est souhaitée. La particularité de ces adhésifs est qu'ils ne nécessitent pas de réaction chimique ou de transformation physique pour permettre l'adhésion [43], à l'inverse des colles par exemple. La mise en place de l'adhésion ne requiert pas non plus de conditions de température particulières et peut s'effectuer à température ambiante. Selon les cas de figure et matériaux employés, ces adhésifs peuvent être repositionnés un certain nombre de fois avant de ne plus adhérer de par la pollution de leurs surfaces. Ils ne laissent pas de résidus sur le substrat où ils sont déposés dans des conditions d'utilisation normales.

Les mécanismes d'adhésion utilisés par les PSA ont longtemps été incompris du fait de l'étude empirique de ce type d'adhésif pour des besoins industriels. L'hypothèse qui est avancée aujourd'hui par la communauté qui étudie ce type d'adhésif est que leur adhésion est très certainement causée par les forces de van der Waals [43], [44].

Ce type d'adhésif est utilisé dans de nombreuses applications de la vie courante, comme par exemple le ruban adhésif, certaines étiquettes, ou les films de protection d'écran de téléphone. Selon le type d'application, le PSA utilisé peut-être permanent, semi-permanent, ou repositionnable.

Les films en PET utilisés comportent toutes les caractéristiques précédemment décrites pour les PSA et disposent donc certainement de ce type d'adhésif sur une de ses faces. De plus, le fabricant de ce type de film indique bien qu'une de ses faces est recouvert d'un adhésif solide solidaire du film qui permet de le repositionner plusieurs fois. Il est donc très probable que les forces de van der Waals jouent un rôle prépondérant dans l'adhésion des films en PET utilisés au cours de la thèse.

3. Théorie électrique de l'adhésion

Parmi les théories de l'adhésion énoncées précédemment, nous avons choisi de nous attarder plus longuement sur celles mettant en jeu des forces de nature électrostatique. Cette catégorie regroupe à la fois les forces de van der Waals, décrites dans la sous-partie suivante, et les forces appelées grossièrement « forces électrostatiques », qui constituent les forces d'attraction et de répulsion entre deux particules chargées. C'est la théorie de l'adhésion reposant sur ce type de forces, parfois appelée « théorie électrique de l'adhésion », qui est décrite brièvement dans cette sous-partie, puisqu'elle est certainement à l'origine de l'adhésion des films en PP (PolyPropylène) utilisés pendant la thèse.

Souvent attribuée à Derjaguin [45], cette théorie suppose qu'une double couche électrique (double electric layer) se situe à l'interface entre deux matériaux, dont une des couches est chargée positivement et l'autre négativement. Ce couple de couche est donc le lieu d'attractions électrostatiques entre les charges, à l'image d'un condensateur plan [46], [47], et serait l'origine de l'adhésion entre certains matériaux, ou du moins y contribuerait. Ce phénomène ne serait cependant présent qu'entre un matériau diélectrique et un métal [46], [47], un matériau semi-conducteur et un métal [45], ou entre deux diélectriques.

Certains auteurs mettent en doute le fait que les forces électrostatiques joueraient un rôle majeur dans l'adhésion [47]. En effet, la participation de ces forces serait faible en comparaison de celle des forces de van der Waals pour des faibles distances entre deux surfaces adhérentes [46]. Néanmoins, à plus longues distances, leur effet est plus important [47], alors que les forces de van der Waals, à contrario, sont plus faibles [46], [48].

Les grandeurs influençant ce type de force serait principalement la densité de charge mise en jeu à l'interface entre les deux matériaux et la distance entre leurs deux surfaces adhérentes [47]. L'humidité dans l'air ambiant aurait aussi une grande importance [13], [49].

En pratique, un grand nombre de brevets sur la charge de films polymères permettant de les faire adhérer à des substrats existent [50]–[52]. Pour ce faire, ces films peuvent être exposés à un champ électrostatique pendant un certain temps [50]. La durée pendant laquelle ces films adhèrent dépendrait de plusieurs paramètres comme les propriétés électriques du film et du substrat, de la façon dont le matériau est chargé et de l'humidité [51]. Ces durées pourraient aller de quelques jours à plus d'une année.

L'adhésion des films en PP que nous avons utilisé semble correspondre aux caractéristiques décrites ci-dessus : leur adhérence est faible (contact glissant, pas de résistance aux déplacement tangents à la surface du substrat où ils sont déposés) et elle semble très peu dépendre de la distance à la surface du substrat puisqu'ils adhèrent sur des surfaces assez rugueuses. De plus, l'application d'une pression pour rapprocher le film au plus près du substrat ne semble avoir aucune influence. Par ailleurs, l'entreprise produisant ce type de film certifie qu'ils sont chargés électriquement et que leur tenu est d'environ 3 mois, ce qui correspond bien aux ordres de grandeurs indiqués dans [51].

4. Forces de van der Waals

Les forces de van der Waals sont des forces intermoléculaires de nature électrostatique dont l'énergie évolue selon r^{-6} (et donc les forces selon r^{-7}), où r est la distance entre deux molécules. L'origine de ces forces ne peut s'expliquer précisément qu'en se situant dans le cadre de la physique quantique. De ce fait, elle ne sera que brièvement explicitée ici.

Les forces de van der Waals sont constituées de 3 composantes, reposant sur l'interaction entre des molécules dipolaires (combinaison de deux charges électriques q opposées en signe et espacées d'une petite distance d) [53] :

- Les forces d'orientation de Keesom. Ces forces reposent sur l'interaction entre deux dipôles permanents qui s'attirent l'un l'autre de par leur polarité.
- Les forces d'induction de Debye. Ces forces sont produites par la polarisation d'une molécule par l'autre. Par exemple, une molécule polaire (dipôle permanent) va induire un dipôle dans une molécule apolaire (dipôle induit). Deux molécules polaires vont s'influencer l'une l'autre.
- Les forces de dispersion de London. Ces forces ne peuvent être expliquées que par la mécanique quantique. Cette composante est la plus importante des forces de van der Waals, et est considérée comme étant donc prédominante par rapport aux deux autres dans les phénomènes d'adhésion. Maugis [53] explique que ces forces sont dues aux mouvement des électrons au sein des atomes ou des molécules, qui créent un moment dipolaire fluctuant très rapidement de valeur moyenne nulle. Les oscillations de ce dipôle induisent un dipôle oscillant à la même fréquence dans les molécules voisines.

La contribution des forces de van der Waals aux phénomènes d'adhésion est considérée comme étant prédominante par rapport à toutes les autres théories par certains auteurs, comme Kendall [13]. Cependant, la distance sur laquelle leur application n'est pas négligeable est relativement faible.

La capacité des geckos à s'accrocher à des surfaces très lisses est attribuée à ces forces. De même, les « Pressures Sensitives Adhesives » sont considérés comme adhérant grâce à elles. Elles sont donc certainement à l'origine de l'adhésion des films en PET utilisés.

De même, les films en PVC considérés pendant la thèse semblent adhérer principalement grâce aux forces de van der Waals. Trois observations viennent étayer cette hypothèse.

La première est que l'adhérence du film semble très sensible à sa distance au substrat. Les films en PVC présentent en effet une adhérence extrêmement mauvaise aux substrats dont la rugosité est importante. De plus, l'adhérence de ces films augmente avec la pression qui leur est appliquée. Cette pression va venir rapprocher le film de son substrat et donc diminuer la distance entre leurs surfaces. Les forces de van der Waals étant extrêmement sensible à la distance, cela semble cohérent de penser que ces forces sont à l'origine de l'adhérence du film en PVC. Les forces électrostatiques sont elles aussi sensibles à la distance (évolution selon r^{-2}), mais de manière moindre par rapport aux forces de van der Waals (évolution selon r^{-7}). De plus, les films en PP dont le fabricant certifie qu'ils sont chargés en électricité statique comportent une adhérence qui semble bien moins dépendante de la rugosité du substrat et ne paraissent pas être sensibles à la pression appliquée en les apposant, alors que leur adhérence est bien plus faible sur les surfaces lisses (contact glissant) que celle des films en PVC. Il apparait donc bien que cette dépendance à la distance de contact film – substrat ne peut à priori pas être expliqué par les simples forces électrostatiques.

La deuxième observation qui permet d'étayer cette hypothèse est que les films PVC sont assez souples et semblent bien s'adapter aux profils de rugosité des surfaces relativement lisses. Ceci explique pourquoi la surface de contact du film avec le substrat augmente de proche en proche avec le temps. Le fait que le film puisse donc facilement se déformer et s'adapter à de faibles rugosités permet donc de penser qu'il est tout à fait possible que la distance film – substrat soit suffisamment faible pour laisser les forces de van der Waals s'exprimer de manière non négligeable.

La troisième et dernière observation repose sur le fait que le film ne semble pas comporter de face adhésive, et qu'il adhère de manière semblable sur ses deux faces. La cause de l'adhésion ne peut à priori pas être chimique ou due au mouillage, puisqu'il n'y a pas de colle liquide mise en jeu dans le processus d'adhésion. Il semble tout aussi peu probable qu'elle soit produite par l'ancrage mécanique puisque le film n'adhère pas aux substrats trop rugueux. La théorie de la diffusion ne concernant que deux polymères entre eux, elle ne pourrait pas expliquer l'adhésion des films en PVC à des surfaces métalliques par exemple. Il ne reste donc que la théorie basée sur les forces de van der Waals qui reste crédible, puisque ces forces sont présentes quel que soit le processus utilisé pour faire adhérer un

matériau à un autre du moment que la distance entre eux est suffisamment faible pour qu'elles ne soient pas négligeables.

IV. Caractérisation des films utilisés

Les films utilisés expérimentalement proviennent de la grande distribution, aucune information concernant leurs caractéristiques mécaniques réelles et leurs épaisseurs n'a pu être obtenue auprès des revendeurs et des fournisseurs.

Il a donc été nécessaire d'obtenir ces différents paramètres pour pouvoir ensuite remonter aux conditions de contact par la résolution du problème inverse :

- l'épaisseur du film h,
- la vitesse de l'onde acoustique longitudinale c_L,
- la vitesse de l'onde acoustique transversale c_T,
- la masse volumique ρ.

Ces paramètres ont été mesurés pour le film en PET, le film en PVC et pour le substrat d'aluminium sur lequel sont apposés ces films. Ils n'ont pas été mesurés pour le film en PP. Celui-ci étant plus mince, les méthodes utilisées ici ne sont pas adaptées. Il a de plus été impossible de visualiser des variations des conditions de contact avec ce film.

Les films sont considérés comme étant isotropes. Cela a pu être vérifié : les ondes acoustiques de surface ne présentent pas de variations de vitesse en faisant varier leur direction de propagation sur les films lorsqu'ils sont apposés sur le substrat en aluminium.

Le substrat utilisé est un alliage majoritairement composé d'aluminium. Il est donc possible qu'il présente une faible anisotropie. Néanmoins, la même face du substrat est à chaque fois utilisée et les ondes sont toujours générées dans la même direction. Même si une faible anisotropie est présente, celle-ci n'influence donc pas les résultats obtenus.

Les mesures des vitesses des ondes élastiques présentées par la suite ont été réalisées lorsque l'onde se propage dans l'axe correspondant à l'épaisseur des films. Pour les expériences concernant l'adhérence, les ondes de surface générées se propagent dans le plan dont la direction orthogonale est l'axe de l'épaisseur des films. La direction de propagation des ondes de volume considérée ici pour la caractérisation est donc orthogonale à celle employée lors des tests d'adhérence par ondes de surface. Avec les moyens à notre disposition, il n'est pas possible de déterminer si une anisotropie est présente entre ces deux directions de propagation.

1. Caractéristiques du substrat d'aluminium

Le substrat utilisé est un bloc d'aluminium, choisi pour sa surface très peu rugueuse, ce qui permet une bonne adhérence des films et une détection des ondes acoustiques par interférométrie avec un rapport signal sur bruit satisfaisant.

a. Dimensions et masse volumique du bloc

Le bloc possède une largeur L et une longueur l chacune égale à $10{,}00\ cm\ \pm 0{,}05\ cm$. Sa hauteur h est quant à elle de $4{,}50\ cm\ \pm 0{,}05\ cm$.

Lors des expériences, les films sont toujours apposés sur la même face du substrat de dimensions de $4{,}5\ cm$ x $10\ cm$. Les ondes acoustiques générées le sont toujours de manière à se propager dans la même direction, c'est à dire le sens de la longueur l.

Le bloc est pesé avec une balance dont la précision est estimée à $\pm\ 1g$. Une masse $m = \ 1259\ g$ est obtenue. Ceci correspond à une masse volumique $\rho = 2798\ kg.m^{-3}\ \pm 60\ kg.m^{-3}$.

b. Mesure de la vitesse de propagation de l'onde longitudinale

La vitesse de l'onde longitudinale c_L est mesurée avec une sonde piézo-électrique de fréquence 5 MHz. Celle-ci génère en incidence normale une onde longitudinale dans le substrat en aluminium qui est réfléchie lorsqu'elle atteint le fond du bloc. Cette réflexion est ensuite mesurée par la sonde lorsqu'elle atteint à nouveau la surface de l'échantillon.

En mesurant le temps de vol de l'onde, c'est-à-dire la durée nécessaire pour qu'elle traverse deux fois l'épaisseur du substrat, et en connaissant la distance parcourue, il est alors possible d'obtenir la vitesse de propagation.

Par précaution, les mesures sont réalisées dans deux directions différentes, pour prendre en compte une éventuelle anisotropie du substrat. Les ondes sont générées dans un premier temps de façon à se propager dans la même direction que lors des tests d'adhérence (dans le sens de la longueur l). Ensuite, elles sont générées de façon à se propager dans l'axe correspondant à la hauteur h du bloc. Dans cette direction de propagation, une plus grande surface est disponible pour apposer le transducteur (10 cm x 10 cm contre 10 cm x 4,5 cm dans la configuration précédente). Cela permet de réaliser un plus grand nombre de mesures à différentes positions.

Pour la première direction de propagation, 5 mesures à différentes positions sont réalisées en mesurant le temps de vol pour les 5 premières réflexions sur le fond du bloc. La Figure 1.6 représente les signaux obtenus pour les deux premières réflexions.

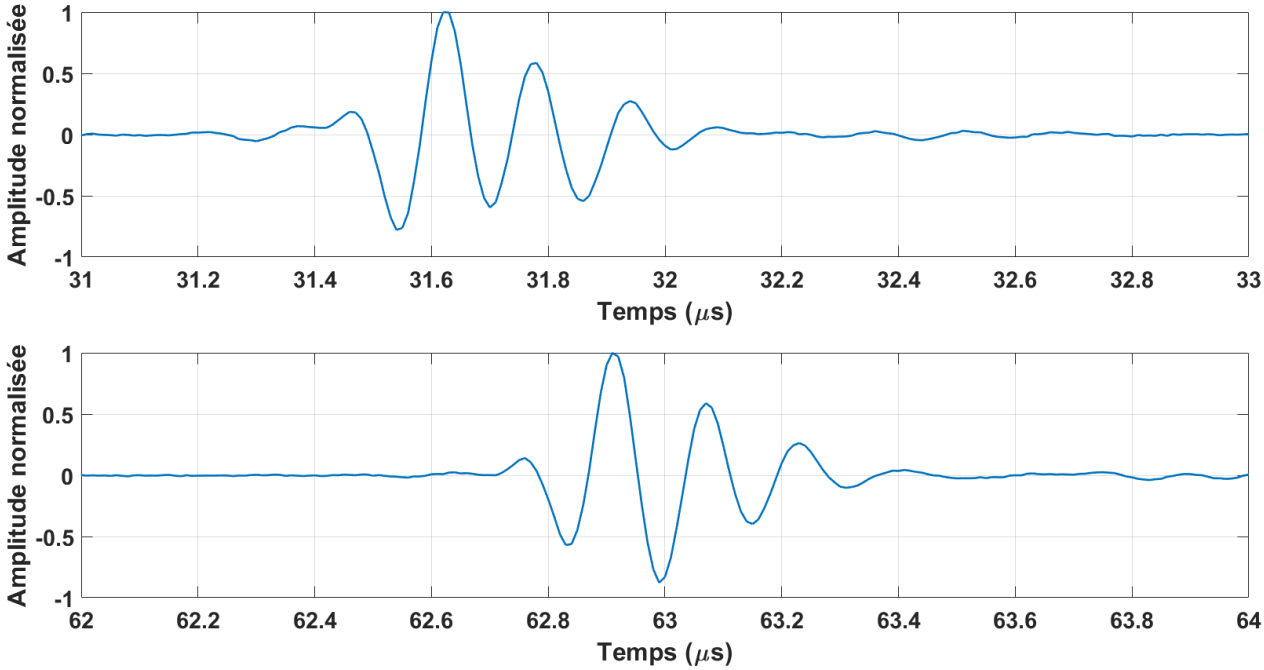


Figure 1.6 : Signaux obtenus pour la première (a) et la seconde (b) réflexion de l'onde longitudinale dans la longueur du bloc d'aluminium.

Le même type de mesure est ensuite effectué en générant l'onde selon la hauteur du bloc. Les 6 premières réflexions sont détectées pour 12 positions de mesure différentes, ce qui permet d'obtenir 60 valeurs du temps de vol dans cette configuration.

Une série de 20 puis de 60 mesures de temps de vol sont donc réalisées respectivement dans le sens de la longueur et de la hauteur du bloc. Les différences entre les vitesses de l'onde longitudinale mesurées pour une propagation selon la longueur du bloc et pour une propagation selon la hauteur sont faibles et comprises dans les erreurs de mesures. L'influence d'une éventuelle anisotropie sur la vitesse de propagation de l'onde longitudinale est donc considérée comme négligeable. Une vitesse pour l'onde longitudinale dans l'aluminium de 6400 $m.s^{-1}$ $\pm$ 60 $m.s^{-1}$ est obtenue.

c. Mesure de la vitesse de propagation de l'onde transversale

La même méthode est appliquée en utilisant une sonde de 5 MHz dédiée à la génération d'onde transversale. Cette onde étant plus lente, seul le premier aller-retour de l'onde dans le sens de la longueur du bloc et les 2 premiers dans le sens hauteur sont obtenus.

La Figure 1.7 représente les signaux acquis pour les deux premières réflexions dans la longueur du bloc.

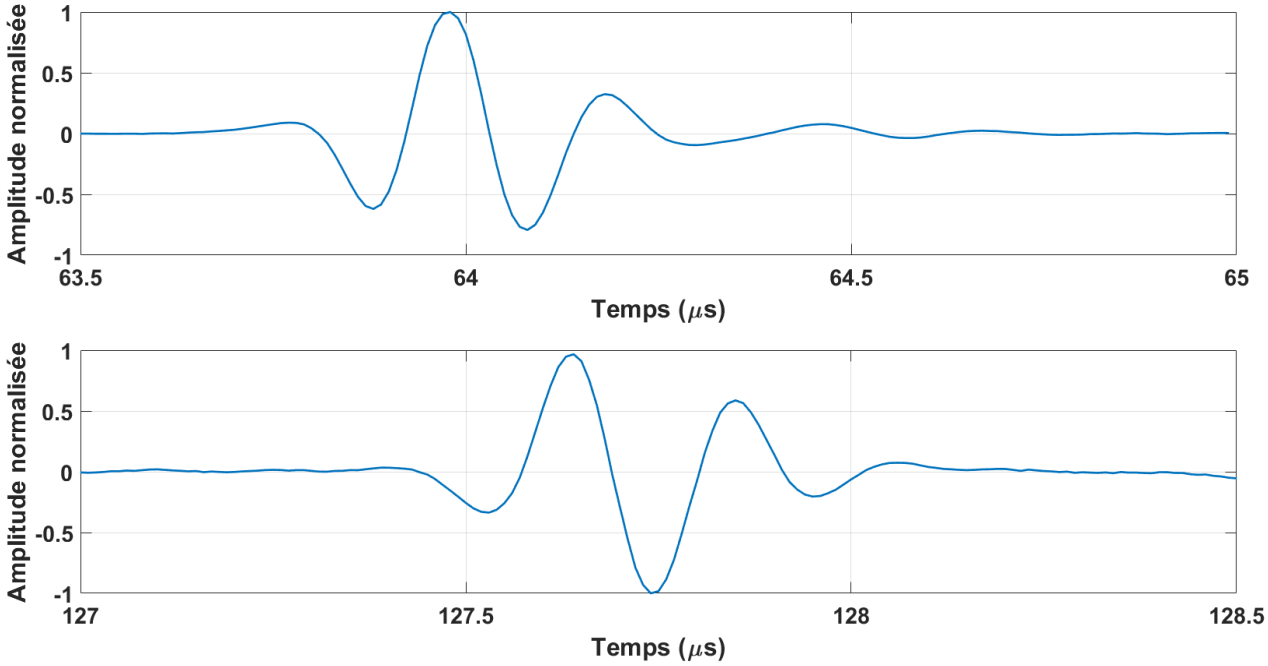


Figure 1.7 : Signaux obtenus pour la première (a) et la seconde (b) réflexion de l'onde transversale dans le sens de la longueur du bloc d'aluminium.

Le temps de vol correspondant à un aller-retour de l'onde transversale dans le bloc d'aluminium n'est pas toujours simple à identifier, la sonde utilisée générant aussi une onde longitudinale de plus faible amplitude dans le matériau. La vitesse de celle-ci étant de l'ordre du double de celle de l'onde transversale, la première réflexion de l'onde transversale est détectée presqu'au même moment que la seconde réflexion de l'onde longitudinale dans le fond du bloc d'aluminium. L'amplitude de l'onde longitudinale générée est parfois négligeable en comparaison de celle de l'onde transversale, comme sur la Figure 1.7 qui ne présente aucun signe visible de l'onde de compression, mais ce n'est pas toujours le cas.

La Figure 1.8 montre les signaux obtenus pour la deuxième et troisième réflexion de l'onde transversale dans l'épaisseur du substrat. La quatrième et la sixième réflexion de l'onde longitudinale dans celui-ci arrivent presque aux mêmes instants. Un léger décalage temporel (de l'ordre de quelques centaines de nanosecondes) est observable dans le temps d'arrivée d'une des deux composantes par rapport à l'autre entre la deuxième et la troisième réflexion, ceci étant causé par le fait que la vitesse de l'onde longitudinale est un peu plus de deux fois celle de l'onde transversale. Plus le nombre de réflexions dans l'échantillon est grand, plus les deux ondes vont avoir tendance à se séparer temporellement.

L'onde longitudinale est visible sur la Figure 1.8 car l'amplitude de l'onde transversale est plus faible que sur la Figure 1.7, comme peut en témoigner le niveau de bruit visible sur les signaux, alors que l'onde se propage sur une moins grande distance dans l'aluminium (4 et 6 fois 4,5 cm pour la Figure 1.8 contre 2 et 4 fois 10 cm pour la Figure 1.7), celle-ci devrait donc être moins atténuée. Cela peut être

expliqué par un contact de moins bonne qualité entre le transducteur, le couplant et le substrat, qui induit une mauvaise transmission de l'onde transversale au substrat.

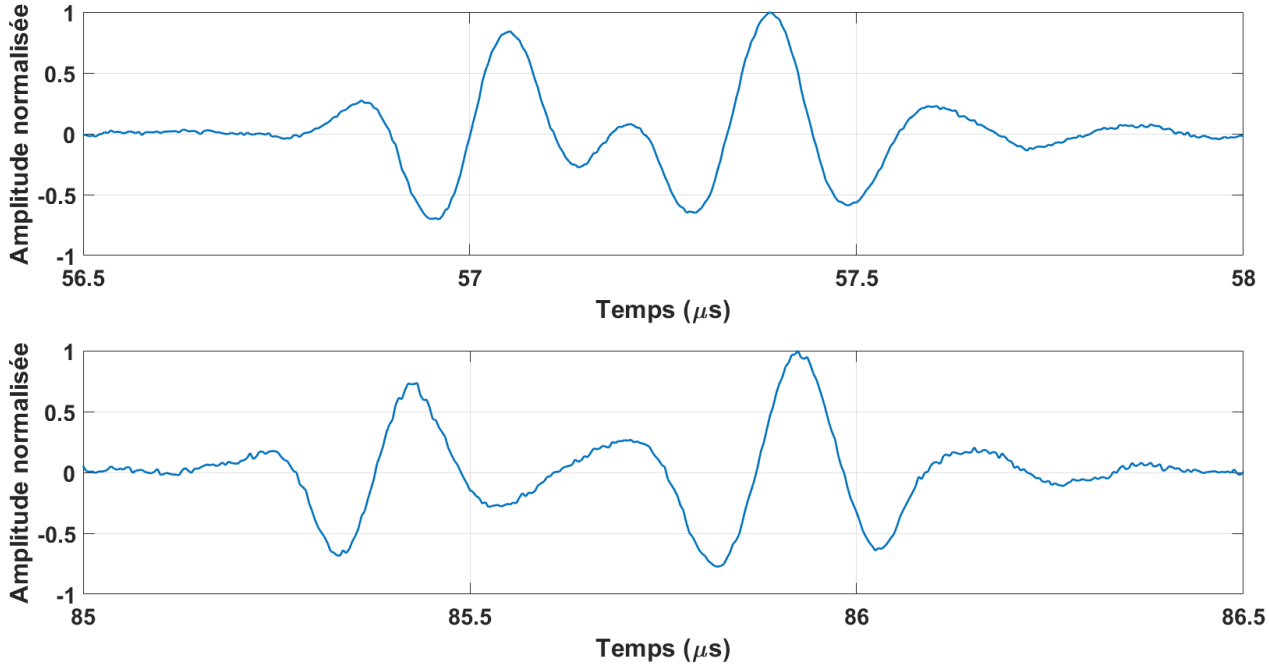


Figure 1.8 : Signaux obtenus pour la deuxième (a) et la troisième (b) réflexion de l'onde transversale sur le fond du bloc d'aluminium selon l'épaisseur.

Une série de 5 et une série de 24 mesures de temps de vol ont été réalisées respectivement dans le sens de la longueur puis de la hauteur du substrat. Comme pour l'onde longitudinale, les différences entre les valeurs des vitesses des ondes transversales lorsqu'elles se propagent selon la longueur ou la hauteur du bloc d'aluminium sont comprises dans les marges d'erreur de chacune des mesures, il est donc difficile d'associer ces résultats à la présence d'une éventuelle anisotropie. Une vitesse de $c_T = 3140\ m.s^{-1} \pm 50\ m.s^{-1}$ est alors obtenue.

2. Caractéristiques du film en PET

a. Mesure d'épaisseur

L'épaisseur des films a été obtenue au comparateur de haute précision. Celui-ci mesure la différence de marche entre un substrat plan (considéré comme l'origine de la mesure) et un point du film apposé sur ce substrat.

La différence de hauteur entre les deux points correspond à l'épaisseur h du film. La précision du comparateur est de $0{,}1\ \mu m$. Cependant, l'erreur estimée sur les mesures d'épaisseur réalisées est de $1\ \mu m$ du fait de différentes causes possibles (vibrations, substrat pas toujours parfaitement plan).

La pointe du comparateur est déplacée à plusieurs positions de mesure sur le film pour obtenir son épaisseur moyenne et estimer la constance de celle-ci.

Trente mesures ont été réalisées sur un échantillon d'une surface d'environ 4 cm x 2,5 cm.

L'épaisseur du film obtenue est $h = 155\ \mu m\ \pm 3\ \mu m$, soit une variation d'épaisseur de l'ordre de ± 2 %. D'autres séries de mesures ont été réalisées par la suite sur d'autres échantillons du même film et les résultats sont toujours compris aux alentours de $155\ \mu m$.

b. Mesure de la masse volumique

Pour mesurer la masse volumique du film en PET, des échantillons de trois dimensions différentes ont été découpés. Ceux-ci ont été pesés dix fois chacun avec une balance de précision ($\pm 0{,}01\ g$). Leur volume a ensuite été calculé.

La masse volumique obtenue est $\rho = 1350\ kg.m^{-3} \pm 150\ kg.m^{-3}$. Cette estimation est assez imprécise à causes des erreurs causées sur l'épaisseur et les dimensions de la surface du film.

c. Mesure de la vitesse de propagation de l'onde longitudinale

La vitesse de propagation de l'onde longitudinale dans le film en PET est difficile à obtenir avec la méthode du temps de vol. En effet, celui-ci est composé de trois couches (couche protectrice, base en PET et couche adhésive). Les expériences réalisées ultérieurement étant situées à des fréquences acoustiques relativement basses ($\sim 1\ MHz$), les longueurs d'onde mises en jeu (de l'ordre du millimètre) sont trop importantes pour que l'hétérogénéité du milieu influence de façon considérable la propagation des ondes de surface. Le milieu est donc vu comme un milieu homogène possédant une vitesse de l'onde longitudinale, une vitesse de l'onde transversale et une masse volumique.

Cependant, le capteur piézo-électrique générant et détectant l'onde longitudinale possède une bande passante centrée autour d'une fréquence de $70\ MHz$. Les longueurs d'onde considérées sont alors de quelques dizaines de micromètres et les hétérogénéités du film sont visibles sur les réflexions. Ne connaissant pas la nature de chacun des matériaux composant le film ni leurs épaisseurs, il est alors difficile d'interpréter les signaux.

Pour ce faire, le temps de vol a été mesuré dans quatre configurations différentes. En considérant que l'épaisseur et les caractéristiques élastiques de chacun des matériaux composants le film sont différentes, il devient très probable qu'exciter l'onde sur la face protectrice de celui-ci donnera un résultat différent par rapport au cas où la génération se situe sur la face adhésive, l'onde ne traversant alors pas les constituants dans le même ordre. La seule réflexion qui devrait être identique correspond donc à la réflexion après que l'onde se soit propagée à travers les trois couches composant le film, qui est la seule partie de l'onde excitée à effectuer le même trajet dans les deux configurations.

Ces deux configurations ont été étudiées sur un seul film et sur deux films superposés entre eux, en apposant la face adhérente d'un des films sur la face protectrice de l'autre, comme le montre la Figure 1.9.

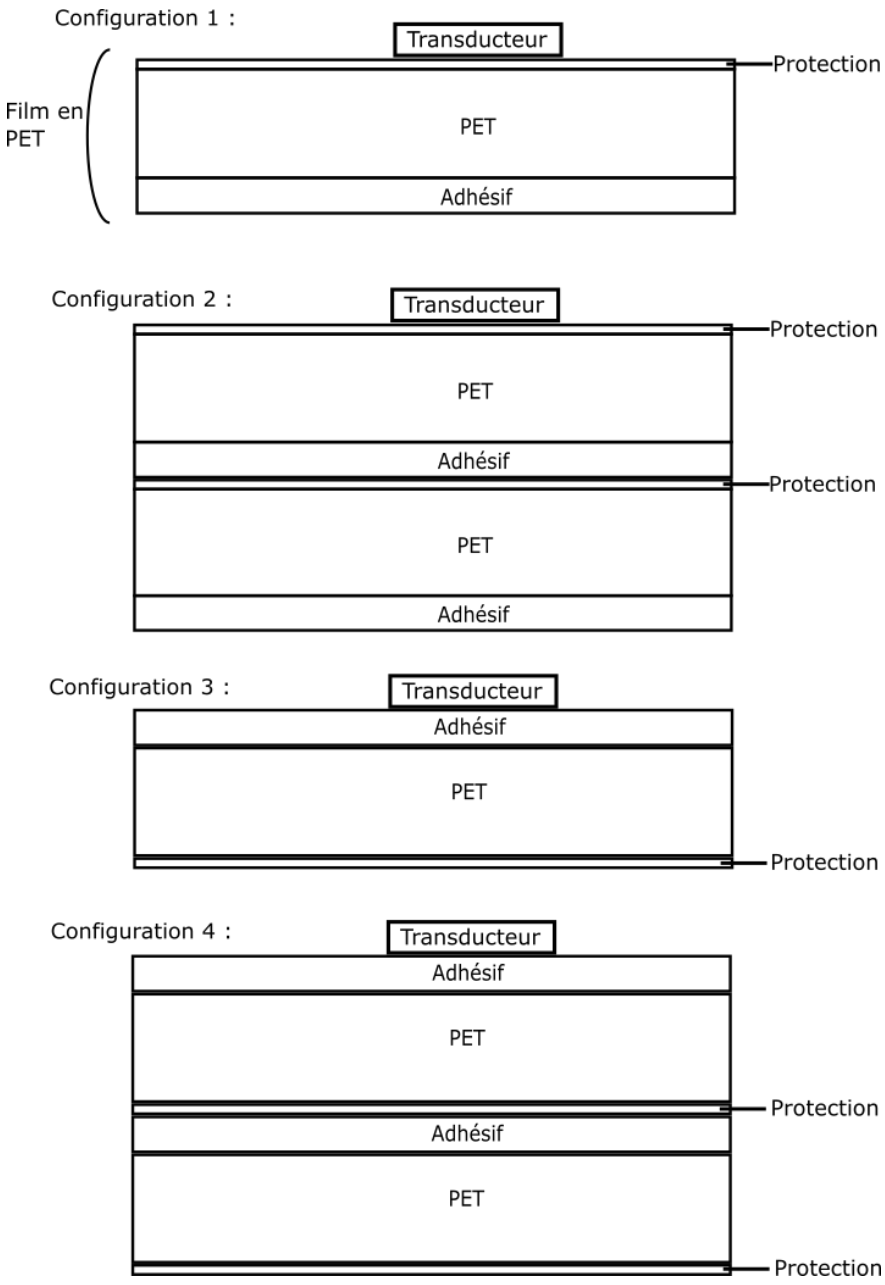


Figure 1.9 : Présentation des 4 configurations utilisées pour mesurer le temps de vol de l'onde longitudinale dans la totalité du film en PET.

Le Tableau 1.1 décrit le trajet effectué par chaque réflexion de l'onde en fonction de leur temps d'arrivée.

Trajet parcouru par l'onde	**Configuration 1**	**Configuration 2**	**Configuration 3**	**Configuration 4**
1 aller-retour dans l'adhésif (**1A**)			$\sim 0{,}10\ \mu s$	$\sim 0{,}10\ \mu s$
2 allers-retours dans l'adhésif (**2A**)			$\sim 0{,}14\ \mu s$	$\sim 0{,}14\ \mu s$
1 aller-retour dans le PET (**1P**)	$\sim 0{,}17\ \mu s$	$\sim 0{,}17\ \mu s$		
3 allers-retours dans l'adhésif (**3A**)			$\sim 0{,}18\ \mu s$	$\sim 0{,}18\ \mu s$
1 aller-retour dans le film (1P+1A)	$\mathbf{\sim 0{,}21\ \mu s}$	$\mathbf{\sim 0{,}21\ \mu s}$	$\mathbf{\sim 0{,}21\ \mu s}$	$\mathbf{\sim 0{,}21\ \mu s}$
1 aller-retour dans le PET et 2 allers-retours dans l'adhésif (**1P+2A**)	$\sim 0{,}26\ \mu s$	$\sim 0{,}26\ \mu s$	$\sim 0{,}26\ \mu s$	$\sim 0{,}26\ \mu s$
2 allers-retours dans le PET (**2P**)	$\sim 0{,}28\ \mu s$	$\sim 0{,}28\ \mu s$		
1 aller-retour dans le PET et 3 allers-retours dans l'adhésif (**1P+3A**)			$\sim 0{,}31\ \mu s$	$\sim 0{,}31\ \mu s$
2 allers-retours dans le PET et un aller-retour dans l'adhésif (**2P+1A**)	$\sim 0{,}33\ \mu s$	$\sim 0{,}33\ \mu s$	$\sim 0{,}33\ \mu s$	$\sim 0{,}33\ \mu s$
1 aller-retour dans les deux films (2P+2A)		$\mathbf{\sim 0{,}37\ \mu s}$		$\mathbf{\sim 0{,}37\ \mu s}$

Tableau 1.1 : Détail des trajets des différentes réflexions de l'onde longitudinale dans le film en PET.

La Figure 1.10 représente les signaux temporels obtenus pour chacune des configurations. La partie du signal aux alentours de $0{,}05\ \mu s$ correspond à l'écho de sonde. Selon que la génération ait lieu sur la face protectrice ou la face adhésive du film, les réflexions existantes entre le moment où se produit l'excitation et l'instant correspondant à $0{,}21\ \mu s$ (1P+1A) sont différentes.

Le signal associé à l'onde longitudinale visible à $0{,}1\ \mu s$ en générant sur la face adhésive (signaux jaune et violet) correspond donc à la réflexion entre l'adhésif et le PET (1A) puisqu'elle arrive presque juste après l'excitation. L'onde effectue un second aller-retour dans la couche d'adhésif en étant réfléchie à l'interface avec le PET (2A) puisque le temps de vol entre la réflexion visible à $0{,}15\ \mu s$

environ et celle arrivant autour de 0,1 μs étant le même qu'entre cette dernière et le signal d'excitation. L'atténuation de l'onde dans l'adhésif est bien visible.

L'onde réfléchie visible aux alentours de 0,17 μs lorsque la génération a lieu sur la face protectrice (signaux bleu et orange) correspond donc à la réflexion entre le PET et l'adhésif (1P). L'onde incidente étant située de l'autre côté de l'interface, le coefficient de réflexion de celle-ci est alors de signe opposé, ce qui explique l'inversion de phase de l'onde réfléchie. La réflexion visible juste après 0,2 μs correspondrait donc à la réflexion sur la totalité du film (1P+1A), qui est celle recherchée pour obtenir la vitesse globale de l'onde dans celui-ci. De plus, le temps de vol entre la réflexion arrivant peu après 0,2 μs et celle autour de 0,17 μs pour une génération sur la face protectrice est le même que celui entre le signal d'excitation est la réflexion vers 0,1 μs dans le cas où la sonde est placée sur la face adhésive. Cela tend donc à prouver que les réflexions vers 0,17 μs ont lieu à l'interface avec l'adhésif et celles après 0,2 μs se situent au fond du film.

Cette réflexion existe de plus dans les deux situations d'excitation avec une inversion de phase, ce qui confirme bien la nature de celle-ci. La réflexion à l'interface entre la couche protectrice et la base en PET ne semble pas être visible ici. Peut-être que la rupture d'impédance entre ces deux composants est trop faible pour qu'une réflexion de l'onde acoustique ait lieu.

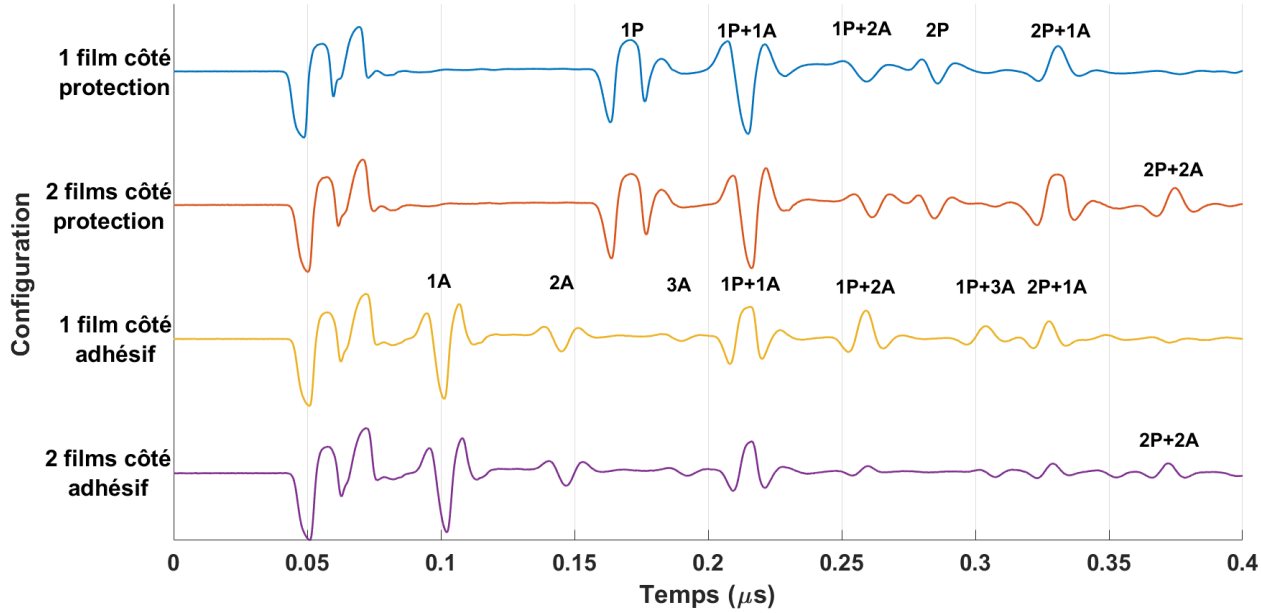


Figure 1.10 : Signaux temporels obtenus pour les réflexions de l'onde longitudinale sur les différents composants du film en PET pour 4 configurations différentes.

Enfin, il ne semble pas exister de différence majeure entre les signaux obtenus dans un seul film et dans 2 films superposés sauf après 0,35 μs (2P+2A). Une composante de faible amplitude semble apparaître alors, quelle que soit la position de la source. Le temps de vol entre celle-ci et la réflexion sur la totalité du premier film (un peu après 0,20 μs) est le même que celui entre le signal d'excitation et la réflexion sur le fond du premier film. Il s'agit donc certainement de la réflexion sur le fond du deuxième film.

Une série de 6 expériences est réalisée dans chacune des configurations. En mesurant le temps de vol entre le signal d'excitation et la première réflexion, et entre la réflexion dans le fond du premier film et dans le fond du deuxième film lorsque 2 films sont superposés et en considérant une épaisseur de 155 $\mu m \pm 3\ \mu m$, il en résulte une vitesse de l'onde longitudinale de $c_L = 1950 \pm 70\ m.s^{-1}$.

Afin de s'assurer de la fiabilité de la mesure réalisée, la même méthode que pour la mesure de l'onde transversale dans le film en PVC a été utilisée avec une sonde longitudinale de fréquence 5 MHz pour s'affranchir de l'hétérogénéité du film. La différence de temps de vol est mesurée sur l'épaisseur

du substrat en aluminium (comme pour le film en PVC) et les vitesses déduites sont les mêmes que celles calculées ci-dessus.

d. Mesure de la vitesse de l'onde transversale

Le temps de vol de l'onde transversale dans le film en PET a été mesuré à l'aide d'une sonde dont la bande passante est située autour d'une fréquence centrale de 20 MHz. Ce transducteur est dédié à la génération d'ondes transversales. Cette fois-ci, les hétérogénéités du milieu n'apparaissent pas car les longueurs d'onde sont alors deux fois plus grandes que celles de l'onde longitudinale.

Une série de 15 mesures a été réalisée sur deux échantillons de films différents.

La Figure 1.11 représente un des signaux acquis. La partie du signal autour de 0,15 μs correspond à la première réflexion de l'onde transversale dans le film et celle autour de 0,45 μs à la seconde réflexion. La petite impulsion visible aux alentours de 0,33 μs est présente même quand la sonde n'est pas placée en contact avec l'échantillon, il s'agit donc certainement d'un écho fixe sur la lentille de la sonde.

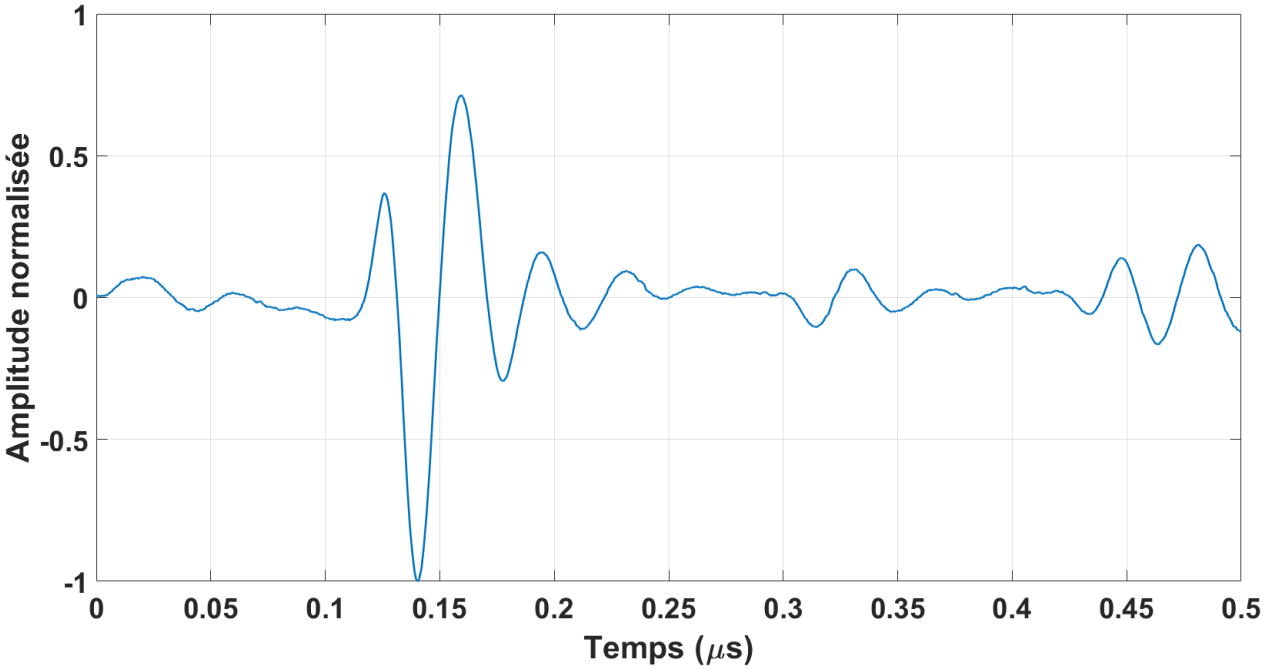


Figure 1.11 : Signal temporel correspondant aux deux premières réflexions de l'onde transversale sur le fond du film en PET.

Pour une épaisseur de film de 155 $\mu m \pm 3\ \mu m$, la vitesse obtenue pour l'onde transversale est $c_T = 1000\ m.s^{-1} \pm 40\ m.s^{-1}$.

3. Caractéristiques du film en PVC

a. Mesure d'épaisseur

Des mesures d'épaisseur ont été réalisées sur un morceau de film en PVC de dimensions 18 cm x 11 cm. Le film en PVC étant très souple et assez mou, la pointe du comparateur s'enfonce lentement ($\sim$ 0,1 μm toutes les 2-3 secondes) dans celui-ci et la valeur de l'épaisseur indiquée diminue donc constamment en fonction du temps jusqu'à un certain point. Ces variations entrainent donc une erreur supplémentaire. Les mesures sont prises assez rapidement après avoir posé la pointe du comparateur sur la surface du film pour ne pas qu'elle ait le temps de trop s'enfoncer.

Une série de 56 mesures a été réalisée en différentes positions sur la surface du film.

D'autres séries de mesures moins complètes réalisées sur d'autres morceaux de film PVC à d'autres moments donnent des résultats similaires.

L'épaisseur obtenue pour le film en PVC est alors de $h = 213\,\mu m \pm 2\,\mu m$, soit une variation d'épaisseur de l'ordre de 1 %.

b. Mesure de la masse volumique

La masse volumique a été mesurée de la même façon que pour le film en PET, pour trois morceaux de film de dimensions différentes. Pour chaque morceau, la masse a été pesée 10 fois et elle est ensuite moyennée.

La masse volumique obtenue pour le film PVC est $\rho = 1300\ kg.m^{-3} \pm 40\ kg.m^{-3}$. Cette mesure est beaucoup plus précise que pour le film en PET car la dimension des films en PVC est beaucoup plus grande (plusieurs m^2 contre quelques cm^2 pour le PET). Il est donc possible de découper des échantillons de surfaces plus importantes dans ces films. L'erreur relative sur la mesure de la largeur et de la longueur de chaque morceau est donc moins importante que pour des échantillons de surface plus faible (comme c'est le cas pour le film en PET).

c. Mesure de la vitesse de l'onde longitudinale

La vitesse de l'onde longitudinale dans le film en PVC a été obtenue en mesurant le temps de vol entre la première et la seconde réflexion de l'onde longitudinale dans l'épaisseur du film avec une sonde de 70 MHz dédiée à la génération d'onde longitudinale.

Deux générateurs d'impulsions large bande ont été utilisés, le premier délivrant des signaux dans une gamme de fréquence autour de 20 MHz et le second autour de 60 MHz. L'atténuation du film étant assez forte, seules les deux premières réflexions sont visibles en utilisant le premier générateur. Pour le second générateur, seule la première réflexion dans le film existe.

Une série de 18 mesures a été réalisée en différentes positions sur un morceau de film de dimensions 10 cm x 10 cm avec le premier générateur. La Figure 1.12 représente un des signaux acquis. Pour l'épaisseur du film considérée comme étant de $213\,\mu m \pm 2\,\mu m$, il en résulte une vitesse $c_L = 1900\ m.s^{-1} \pm 60\ m.s^{-1}$ pour l'onde longitudinale dans le film en PVC. Une série de 12 mesures a aussi été réalisée avec le second générateur en mesurant le temps de vol entre l'impulsion d'excitation et la première réflexion et la vitesse de propagation obtenue correspond bien au précédent résultat.

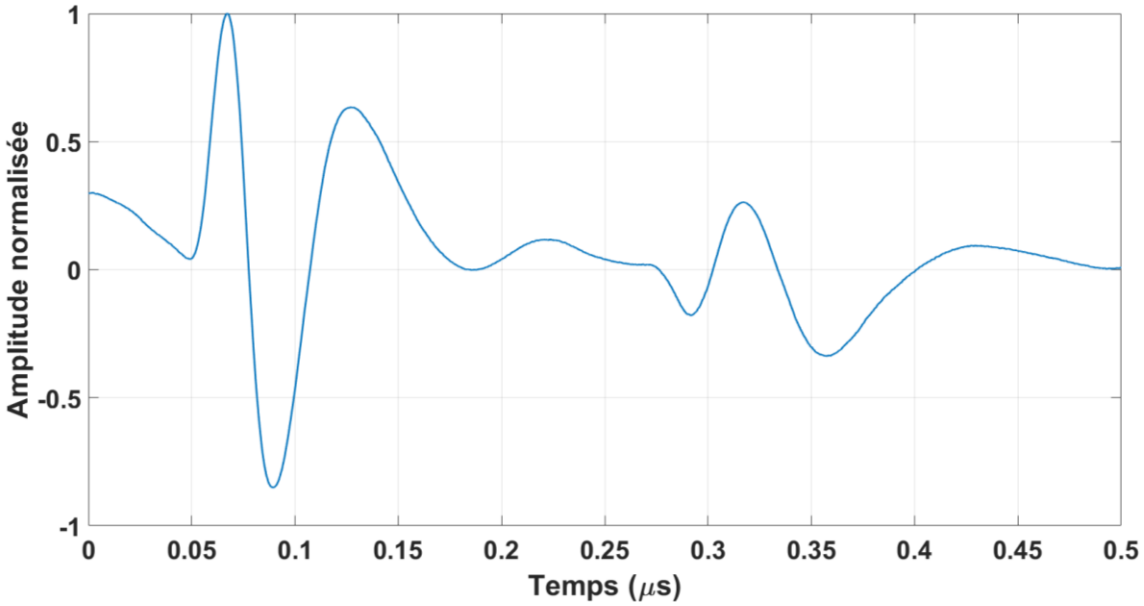


Figure 1.12 : Signal temporel correspondant aux deux premières réflexions de l'onde longitudinale dans le film en PVC (fréquence centrale autour de 20 MHz).

d. Mesure de la vitesse de l'onde transversale

Il n'a pas été possible d'obtenir la vitesse de l'onde transversale dans les films en PVC par la simple acquisition du temps de vol. Celui-ci étant très mou et souple, l'atténuation des ondes transversales s'y propageant est assez forte. De ce fait, il n'a pas été possible de mesurer un aller – retour de l'onde à des fréquences relativement élevées (à 20 et 50 MHz). Les autres sondes disponibles étant plus basses fréquences (2,25 et 5 MHz), la faible épaisseur du film rend la distinction des échos difficiles, ceux-ci étant confondus avec l'impulsion d'excitation délivrée par le capteur. De plus, l'atténuation du film est encore assez forte à ces fréquences et il ne semble pas possible de distinguer plus d'un aller-retour dans celui-ci.

Une méthode dont l'interprétation des résultats est plus délicate a donc été utilisée. Celle-ci consiste à mesurer le temps de vol de l'onde dans le substrat avec la sonde à 5 MHz en contact direct, puis d'insérer le film entre la sonde et le substrat et de mesurer à nouveau le temps de vol pour en déduire le déphasage induit par la présence du film sur celui-ci.

Cette différence peut alors être directement reliée aux allers – retours de l'onde dans le film. En théorie, le retard mesuré devrait être équivalent à un aller et un retour mais il est aussi possible que plusieurs allers – retours dans le film viennent influencer le signal acquis et faussent l'interprétation des résultats. Il est donc nécessaire d'étudier si cette possibilité peut réellement venir mettre en péril la bonne identification du temps de vol.

En considérant un ratio équivalent entre la vitesse des ondes longitudinale et transversale dans le film en PVC que celui obtenu pour le film en PET, une vitesse aux alentours des 900 $m.s^{-1}$ est obtenue. Le film en PVC étant plus souple et mou que celui en PET, il est probable que la vitesse soit en réalité inférieure. Le cas le plus complexe étant l'identification du temps de vol pour des vitesses élevées, où les multiples échos dans le film pourraient se recouper, la vitesse de l'onde transversale est considérée comme étant possiblement exagérément élevée pour se prémunir des situations les plus difficiles. La vitesse envisagée est donc comprise entre 500 et 1200 $m.s^{-1}$.

La Figure 1.13 représente le signal obtenu pour une réflexion dans le substrat avec la sonde en contact direct (signal bleu). Le retard induit par le film est ensuite simulé en retardant le signal en conséquence pour plusieurs valeurs possibles de l'onde transversale dans le film. La Figure 1.13 b permet de visualiser l'influence sur le signal obtenu si deux allers-retours avaient lieu dans le film sans aucune atténuation.

La Figure 1.13 montre que si de multiples réflexions coexistaient dans le film, même pour des vitesses de l'onde transversale très élevées (1200 $m.s^{-1}$), il est possible de remonter au temps de vol de l'onde dans le film en considérant le début du signal qui n'est pas influencé par les réflexions futures.

Il devrait donc être possible de mesurer la vitesse de l'onde transversale dans le film avec cette méthode.

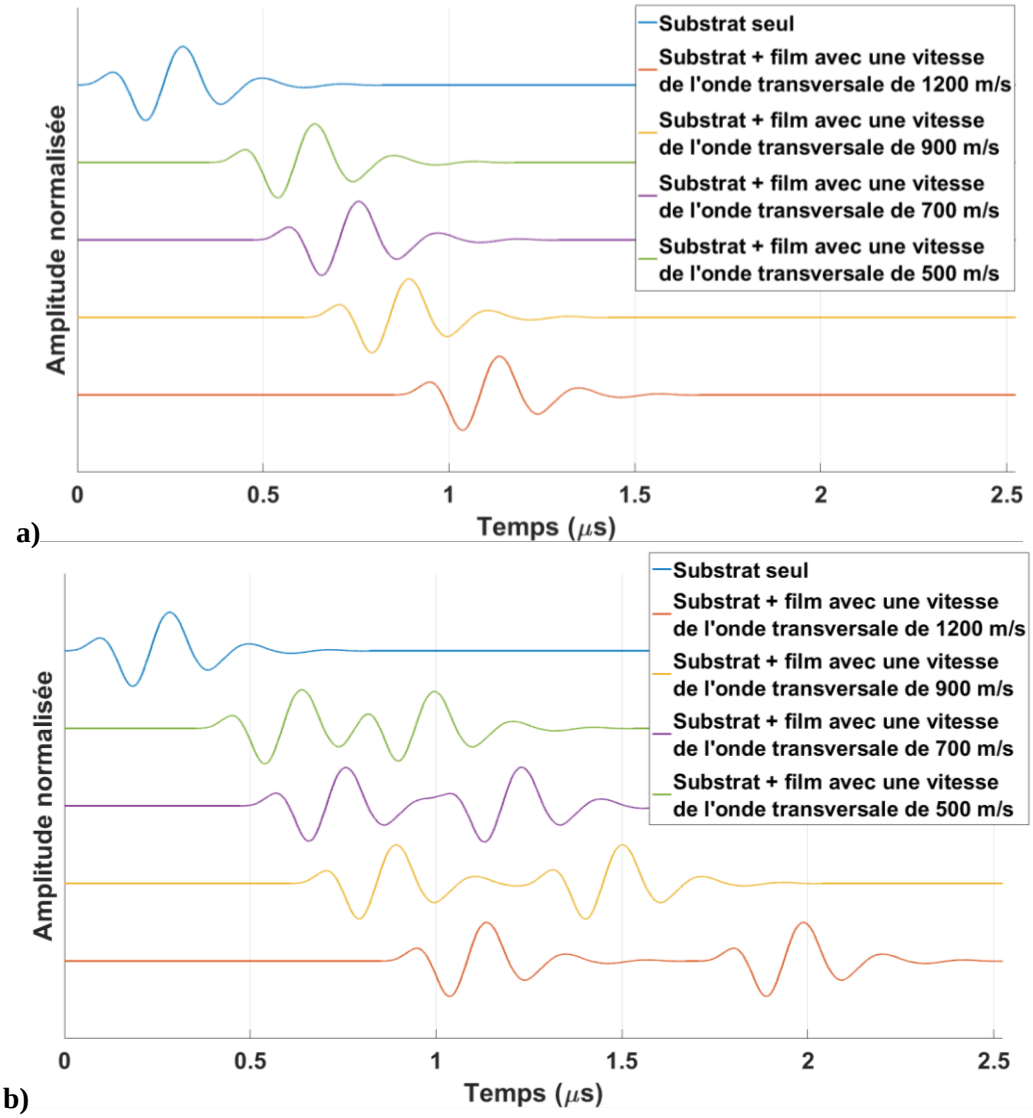


Figure 1.13 : Simulation du retard induit par la présence du film sur la réflexion de l'onde transversale dans le substrat pour différentes valeurs de vitesse dans le film. a) Une seule réflexion existe dans le film. b) Deux réflexions sont présentes.

Une difficulté supplémentaire est causée par l'excitation d'une onde longitudinale dans le substrat, comme expliqué dans la section IV.1.c, dont les réflexions peuvent là encore se superposer avec les échos correspondant aux ondes transversales et fausser l'interprétation du résultat.

La Figure 1.14 montre le signal obtenu pour une large fenêtre temporelle avec la sonde en contact direct avec le substrat (a), lorsqu'un film est présent sur le substrat (b) et lorsque deux films sont superposés entre la sonde et le substrat (c).

La Figure 1.14 montre que les réflexions de l'onde transversale observées en présence du film coïncident avec celles dans le bloc d'aluminium seul : aucune réflexion supplémentaire liée à la présence du film ne semble donc exister. Le signal visible autour de 14 μs correspond à la première réflexion de l'onde longitudinale sur le fond du substrat et celui autour de 22 μs est causé par la conversion de mode de l'onde longitudinale en onde transversale (certainement due à la divergence du faisceau) lorsqu'elle est réfléchie sur le fond du substrat. Ces deux dernières réflexions ne sont presque pas visibles sur les Figure 1.14 b et c, ce qui confirme que l'atténuation dans le film est très forte.

Enfin, les réflexions aux alentours de 29, 58 et 87 μs correspondent à la première, la seconde et la troisième réflexion de l'onde transversale sur le fond du substrat d'aluminium. Lorsqu'un film est apposé sur le substrat d'aluminium, un léger retard est induit sur les réflexions. Celui-ci est présent de

manière répété sur plusieurs expériences, et est doublé lorsqu'un film supplémentaire est superposé au premier.

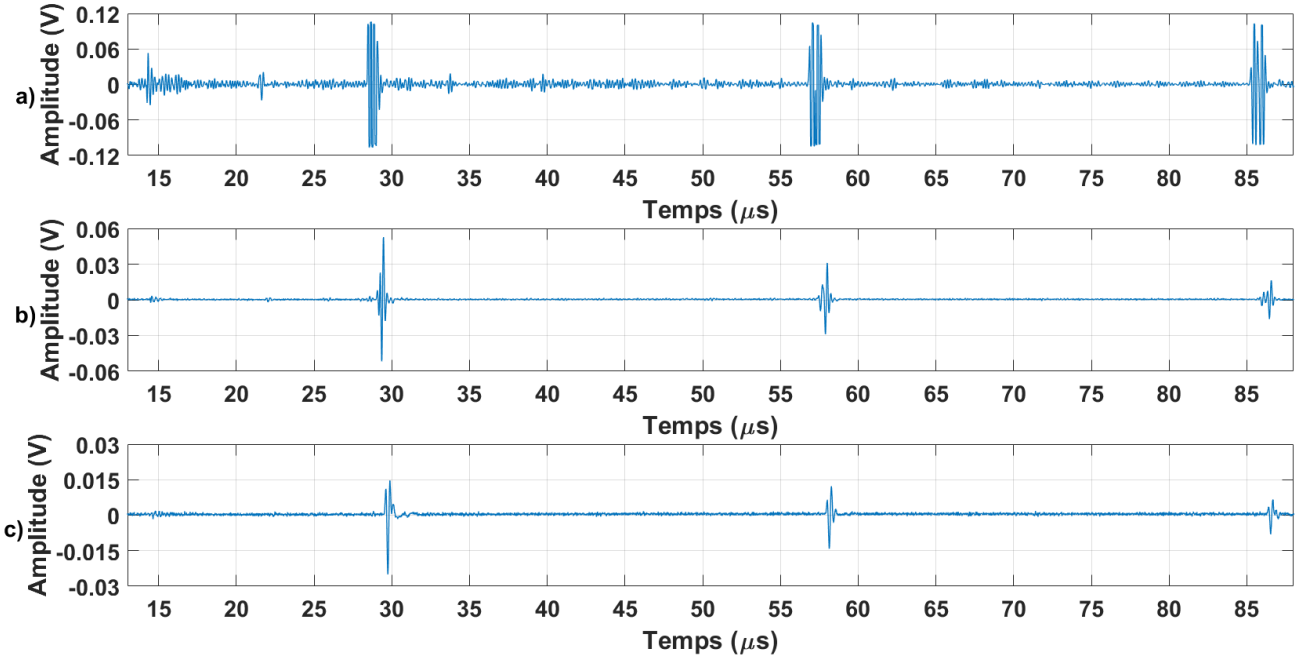


Figure 1.14 : Signaux temporels correspondant aux trois premières réflexions de l'onde transversale. a) Substrat seul. b) Substrat avec un film. c) Substrat avec 2 films.

Ce retard est donc bien corrélé directement au temps de vol de l'onde transversale dans le film.

L'atténuation de l'onde transversale causée par le film est observable sur l'amplitude des signaux, qui diminue d'un facteur 2 dès qu'un film est ajouté entre le substrat et le capteur. Cela confirme qu'il est peu probable que les échos mesurés correspondent à des superpositions de réflexions dans le film, un aller-retour dans celui-ci divisant par 2 l'amplitude de l'onde réfléchie.

Les résultats obtenus sont répétitifs et la vitesse correspondant aux temps de vol mesurés s'avère être toujours comprise entre 690 et 790 $m.s^{-1}$. Cette méthode peut donc être considérée comme fiable, la valeur de la vitesse obtenue étant de plus cohérente.

Une détection de la première réflexion de l'onde transversale dans l'épaisseur du substrat est réalisée en 12 positions différentes sur le substrat seul, puis avec un film intercalé et enfin avec 2 films superposés entre le substrat et la sonde. Le retard temporel du signal obtenu est à chaque fois mesuré. La Figure 1.15 présente un des signaux ainsi obtenus pour chacune des configurations.

La série de 24 mesures obtenue a pour valeur moyenne $c_T = 760 \pm 60\, m.s^{-1}$. L'erreur de mesure est volontairement considérée comme importante pour tenir compte des multiples facteurs pouvant influencer la valeur du temps de vol.

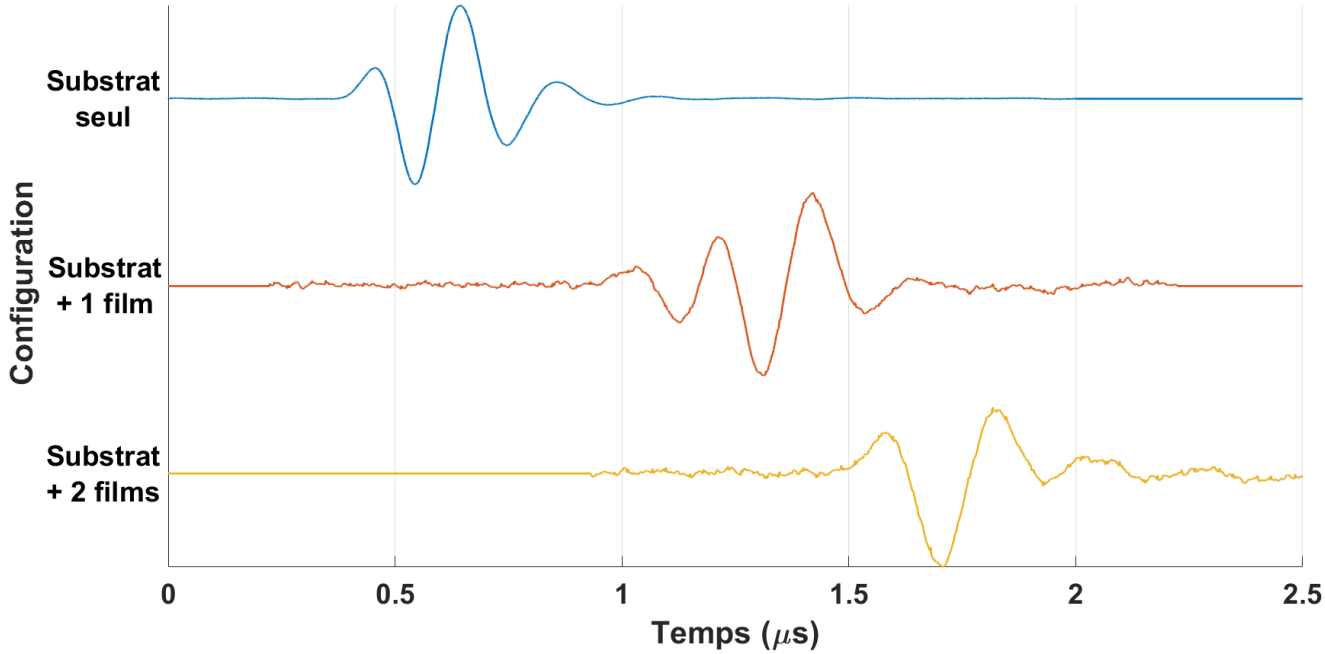


Figure 1.15 : Signaux temporels acquis pour la première réflexion de l'onde transversale pour trois configurations différentes : le substrat seul (bleu), le substrat avec film (orange) et le substrat avec 2 films (jaune).

La longueur d'onde transversale dans le film pour une vitesse $c_T = 760\ m.s^{-1}$ et une fréquence $f = 5\ MHz$ est $\lambda = 152\ \mu m$. L'épaisseur du film en PVC étant $h = 213\ \mu m$, celle-ci équivaut à 1,4 λ. Puisque la distance de propagation dans le film est faible en regard de la longueur d'onde, les approximations de champs lointain considérant le front d'onde comme plan ne sont alors pas forcément valables et la distance parcourue dans le film pourrait ne pas correspondre forcément à un aller-retour dans son épaisseur.

Afin de confirmer les résultats expérimentaux, une simulation par éléments finis est réalisée avec le logiciel COMSOL Multiphysics. Deux configurations sont étudiées : la première consiste à générer une onde transversale dans le substrat en aluminium seul et la seconde lorsqu'un film en PVC est présent à la surface du substrat.

Les caractéristiques suivantes sont utilisées pour le modèle :

- modèle en deux dimensions,
- substrat en aluminium, de largeur $3\ cm$ et d'épaisseur $1\ cm$, dont les caractéristiques mécaniques sont celles mesurées en section IV.1,
- film en PVC, de largeur $3\ cm$ et d'épaisseur $213\ \mu m$, dont les caractéristiques mécaniques sont celles mesurées en section IV.3 (avec $c_T = 760\ m.s^{-1}$),
- le transducteur ultrasonore est modélisé par une frontière de 1,5 cm de longueur (diamètre du transducteur utilisé dans la réalité) et l'excitation est produite par une force linéique tangente à la surface et constituée de deux périodes d'un sinus de fréquence $f = 5\ MHz$
- la mesure du déplacement tangent à l'interface est assurée par une sonde placée sur la frontière modélisant le transducteur et intégrant la valeur du déplacement sur le diamètre du transducteur,
- l'échantillonnage temporel est de $5\ ns$ ($\frac{1}{40f}$),
- un maillage triangulaire (avec avancée de fronts) est adopté. La taille maximale des éléments est de $0{,}75\ \mu m$ pour le film et de $50\ \mu m$ pour le substrat.

L'atténuation du film n'est pas modélisée, de multiples réflexions de l'onde ont donc lieu dans celui-ci.

La Figure 1.16 représente les signaux temporels obtenus via la simulation COMSOL dans chacune des configurations (signal bleu pour le substrat seul et substrat + film pour le signal en orange). Malgré les multiples réflexions dans le film visibles sur le signal orange n'existant pas expérimentalement de par l'atténuation de l'onde dans le PVC, il est possible de distinguer la réflexion sur le fond du substrat à l'aide de la différence entre les amplitudes. La différence de temps de vol entre l'écho correspondant à la réflexion de l'onde transversale sur le fond du substrat en absence du film $t1$ et en présence du film $t2$ est de $t2 - t1 = 7{,}05 - 6{,}49 = 0{,}56\ \mu s$. En considérant une distance de propagation de deux fois l'épaisseur du film, une vitesse pour l'onde transversale $c_T = 760{,}7\ m.s^{-1}$ est obtenue, ce qui correspond à la vitesse de l'onde transversale utilisée pour les caractéristiques mécaniques du film. Le résultat confirmant bien que le temps de vol mesuré correspond à un aller-retour dans l'épaisseur du film, les mesures de la vitesse de l'onde transversale réalisées expérimentalement avec cette méthode peuvent être considérées comme fiables.

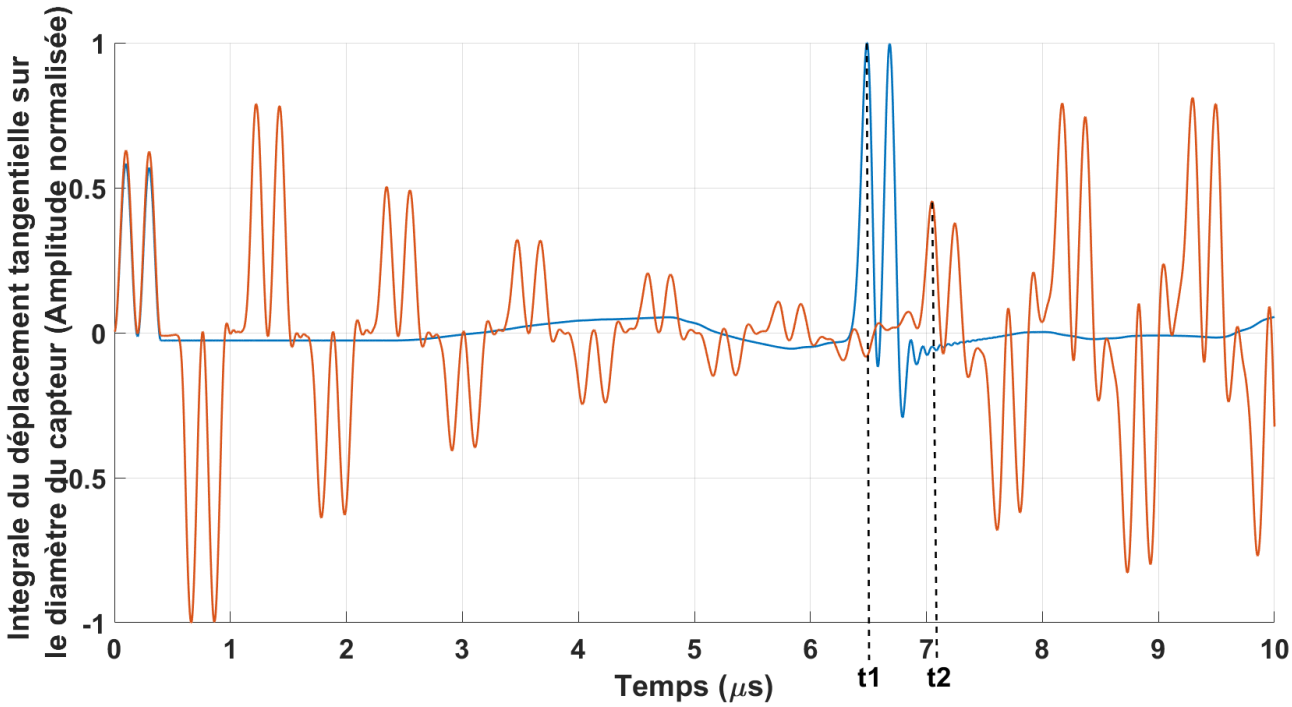


Figure 1.16 : Signaux temporels obtenus par simulation COMSOL pour l'onde transversale dans le substrat seul (bleu) et dans le substrat avec un film en PVC (orange).

4. Résumé des caractéristiques des différents matériaux

Le Tableau 1.2 ci-dessous présente le résumé des différentes caractéristiques pour chacun des matériaux ainsi que les erreurs associées. Pour les mesures d'épaisseurs, les incertitudes tiennent aussi compte des variations d'épaisseur du film. Ces valeurs sont celles utilisées dans les chapitres suivants pour les calculs analytiques et les simulations.

	Film en PET	Film en PVC	Film en PP	Substrat d'aluminium
Epaisseur h (μm)	155 ± 3	213 ± 2	~ 50 (donnée du fabricant)	Considéré comme semi-infini
Vitesse de l'onde longitudinale $c_L\ (m.s^{-1})$	1950 ± 70	1900 ± 60	Non mesurée	6400 ± 60
Vitesse de l'onde transversale $c_T\ (m.s^{-1})$	1000 ± 40	760 ± 60	Non mesurée	3140 ± 50
Masse volumique $\rho\ (kg.m^{-3})$	1350 ± 150	1300 ± 40	Non mesurée	2798 ± 60

Tableau 1.2 : Caractéristiques des différents matériaux utilisés expérimentalement.

Conclusion

Dans ce premier chapitre nous avons présenté dans un premier temps les différentes méthodes de fabrication des couches minces avec leurs avantages et leurs inconvénients. La problématique de l'adhésion a été évoquée avec une brève présentation des différentes théories utilisées pour décrire l'origine de ce phénomène. Un état de l'art du contrôle de l'adhésion par ondes acoustiques via différentes techniques (coefficient de réflexion et ondes de surface et guidées) et différents dispositifs de génération et de détection (transducteurs piézo-électriques et laser) a été présenté. Il s'est avéré que de nombreuses études existent déjà sur le sujet, mais qu'assez peu d'entre elles s'intéressent à la dispersion des ondes de surface et guidées générées et détectées par sources laser pour caractériser l'adhérence. De plus, un certain nombre d'études présentent des difficultés d'interprétation et de répétabilité des résultats, notamment lorsqu'une couche de colle est présente. L'épaisseur de celle-ci et ses caractéristiques mécaniques doivent en effet être parfaitement connues pour pouvoir identifier l'influence de l'adhérence sur la dispersion des ondes étudiées, et ce n'est souvent pas le cas en pratique. Le problème est le même avec l'emploi de revêtement mince présentant des variations d'épaisseur trop importantes.

Par la suite, les films polymères utilisés dans ce travail ont été présentés et les raisons qui ont conduit à les choisir ont été explicitées. Ceux-ci sont plus épais que les revêtements minces traditionnels et ne sont pas déposés à la surface du substrat de la même façon, mais ils possèdent une épaisseur quasi-constante, ce qui permet de contourner les problèmes liés au contrôle de l'adhésion par ondes acoustiques de surface. Les résultats obtenus devraient néanmoins pouvoir être transposés à des couches et revêtements minces.

Les phénomènes physiques les plus probables pour expliquer l'adhésion de ces films ont été décrits via une présentation un peu plus complète de la théorie électrique de l'adhésion et des forces de van der Waals.

Enfin, les différentes caractéristiques de ces films (épaisseur, vitesses de propagation des ondes de volume, masse volumique), nécessaires aux calculs analytiques et aux simulations numériques présentées dans les chapitres suivants, ont été déterminées expérimentalement à l'aide de plusieurs méthodes.

Dans le prochain chapitre, nous nous intéressons aux Ultrasons-Laser en décrivant les phénomènes liés à la génération d'ondes acoustiques par laser et à la détection de ces ondes par interférométrie.

Bibliographie du Chapitre 1

[1] M. Massénat, « Circuits en couches minces: Couches minces traditionnelles », *Tech. Ing. Electron.*, vol. 5, nº E3365, p. E3365–1, 2003.

[2] G. Béranger et H. Mazille, « Revêtements et traitements de surface. Approche technologique », *Tech. Ing. Electron.*, 2005.

[3] S. Fourez, « Caractérisation de couches minces par ondes de surface générées et détectées par sources lasers », PhD Thesis, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2013.

[4] J.-J. Bessot, « Dépôts par évaporation sous vide », *Tech. Ing. Electron.*, 1985.

[5] J.-J. Bessot, « Dépôts par pulvérisation cathodique », *Tech. Ing. Electron.*, 1985.

[6] J. Machet, « Dépôts ioniques », *Tech. Ing. Electron.*, 1986.

[7] S. Audisio, « Dépôts chimiques à partir d'une phase gazeuse », *Tech. Ing. Electron.*, 1985.

[8] F. Faëse, « Génération d'ondes acoustiques de surface par différentes sources lasers: applications à la caractérisation sans contact de défauts », PhD Thesis, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2013.

[9] E. Darque-Ceretti et E. Felder, *Adhésion et adhérence*. CNRS Editions, 2003.

[10] M. Ouaftouh, « Modélisation de la propagation ultrasonore au niveau des joints collés. Application au contrôle de la qualité de l'adhérence. », Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, 1990.

[11] N. Collier, « Développement d'un outil ultrasonore de caractérisation des propriétés d'adhésion de milieux modèles avec application aux dépôts laitiers », Université des Sciences et Technologies de Lille, 2014.

[12] J. Cognard, *Science et technologie du collage*. Presses polytechniques et universitaires romandes, 2003.

[13] K. Kendall, M. Kendall, et F. Rehfeldt, *Adhesion of Cells, Viruses and Nanoparticles*. Dordrecht: Springer Netherlands, 2011.

[14] N. Nakamura, T. Nakashima, S. Oura, H. Ogi, et M. Hirao, « Resonant-ultrasound spectroscopy for studying annealing effect on elastic constant of thin film », *Ultrasonics*, vol. 50, nº 2, p. 150-154, févr. 2010.

[15] T. Monnier, « Microscopie acoustique », *Tech. Ing.*, vol. 1, p. 12, 2014.

[16] G. Bourse, W.-J. Xü, A. Mouftiez, L. Vandevoorde, et M. Ourak, « Interfacial adhesion characterization of plasma coatings by V(z) inversion technique and comparison to interfacial indentation », *NDT E Int.*, vol. 45, nº 1, p. 22-31, janv. 2012.

[17] H. Wang, M. L. Qian, et W. Liu, « Laser ultrasonic characterization of adhesive bonds between epoxy coating and aluminum substrate », *Ultrasonics*, vol. 44, p. e1349-e1353, déc. 2006.

[18] D. M. Profunser, J. Vollmann, et J. Dual, « Determination of the material properties of microstructures by laser based ultrasound », *Ultrasonics*, vol. 42, nº 1-9, p. 641-646, avr. 2004.

[19] D. Clorennec, C. Prada, M. Yoshida, et D. Royer, « Local and noncontact measurements of corrosion and adhesive disbond using zero-group velocity lamb modes », in *Ultrasonics Symposium, 2008. IUS 2008. IEEE*, 2008, p. 824–827.

[20] D. Clorennec, C. Prada, et D. Royer, « Laser ultrasonic inspection of plates using zero-group velocity lamb modes », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 57, nº 5, p. 1125-1132, mai 2010.

[21] S. Mezil, F. Bruno, S. Raetz, J. Laurent, D. Royer, et C. Prada, « Investigation of interfacial stiffnesses of a tri-layer using Zero-Group Velocity Lamb modes », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 138, nº 5, p. 3202–3209, 2015.

[22] J. Du, B. R. Tittmann, et H. S. Ju, « Evaluation of film adhesion to substrates by means of surface acoustic wave dispersion », *Thin Solid Films*, vol. 518, nº 20, p. 5786-5795, août 2010.

[23] A. Salmi, P. Karppinen, E. Haeggstrom, et S. A. Hacking, « Non-contact quantification of adhesion between a metal hemispherical shell and a polymer by guided acoustic waves », 2012, p. 1-4.

[24] D. Lévesque *et al.*, « Inspection of thick welded joints using laser-ultrasonic SAFT », *Ultrasonics*, vol. 69, p. 236-242, juill. 2016.

[25] K. Zhang, Z. Zhou, J. Zhou, et G. Sun, « Characteristics of laser ultrasound interaction with multi-layered dissimilar metals adhesive interface by numerical simulation », *Appl. Surf. Sci.*, vol. 353, p. 284-290, oct. 2015.
[26] P. Puthillath et J. L. Rose, « Ultrasonic guided wave inspection of a titanium repair patch bonded to an aluminum aircraft skin », *Int. J. Adhes. Adhes.*, vol. 30, nº 7, p. 566-573, oct. 2010.
[27] M. H. Sherafat, R. Guitel, N. Quaegebeur, L. Lessard, P. Hubert, et P. Masson, « Guided wave scattering behavior in composite bonded assemblies », *Compos. Struct.*, vol. 136, p. 696-705, févr. 2016.
[28] M. M. EL Gowini et W. A. Moussa, « Theoretical and Experimental Investigation on the Use of a Surface Acoustic Wave Sensor for SU-8 Thin-Film Adhesion Characterization », *IEEE Sens. J.*, vol. 15, nº 8, p. 4667-4676, août 2015.
[29] B. Ren et C. J. Lissenden, « Ultrasonic guided wave inspection of adhesive bonds between composite laminates », *Int. J. Adhes. Adhes.*, vol. 45, p. 59-68, sept. 2013.
[30] X. Xiao, H. Qi, Y. Tao, et T. Kikkawa, « Study on the interfacial adhesion property of low-k thin film by the surface acoustic waves with cohesive zone model », *Appl. Surf. Sci.*, vol. 388, p. 448-454, déc. 2016.
[31] A. Salmi *et al.*, « Detecting defects in adhesion between a metal hemisphere and a polymer base », 2013, p. 695-698.
[32] A. Abbate, B. Knight, M. A. Hussain, et J. Frankel, « Coating-bond evaluation using dispersion curves and laser-ultrasonics », in *Ultrasonics Symposium, 2000 IEEE*, 2000, vol. 1, p. 721–724.
[33] R. Ikeda, H. Cho, A. Sawabe, et M. Takemoto, « Laser spallation method to measure strength against Mode-I decohesion of CVD diamond films », *Diam. Relat. Mater.*, vol. 14, nº 3-7, p. 631-636, mars 2005.
[34] X. Xiao, Y. Sun, et X.-M. Shan, « Nondestructive determination of interfacial adhesion property of low-k/Si by the surface acoustic waves », *Surf. Coat. Technol.*, vol. 207, p. 240-244, août 2012.
[35] D. Schneider, H. Ollendorf, et T. Schwarz, « Non-destructive evaluation of the mechanical behaviour of TiN-coated steels by laser-induced ultrasonic surface waves », *Appl. Phys. Mater. Sci. Process.*, vol. 61, nº 3, p. 277-284, sept. 1995.
[36] H. Ollendorf, D. Schneider, Th. Schwarz, et A. Mucha, « Non-destructive evaluation of TiN films with interface defects by surface acoustic waves », *Surf. Coat. Technol.*, vol. 74-75, p. 246-252, sept. 1995.
[37] H. Cho, S. Ogawa, et M. Takemoto, « Non-contact laser ultrasonics for detecting subsurface lateral defects », *NDT E Int.*, vol. 29, nº 5, p. 301-306, oct. 1996.
[38] T.-T. Wu et Y.-Y. Chen, « Wavelet Analysis of Laser-Generated Surface Waves in a Layered Structure With Unbond Regions », *J. Appl. Mech.*, vol. 66, nº 2, p. 507, oct. 1999.
[39] F. Bruno, « Optimisation des modes de Lamb à vitesse de groupe nulle engendrés par laser et évaluation de structures collées », Université Paris Diderot, 2017.
[40] K. Zhang et Z. Zhou, « Quantitative characterization of disbonds in multilayered bonded composites using laser ultrasonic guided waves », *NDT E Int.*, vol. 97, p. 42-50, juill. 2018.
[41] J. Gao, J. Yang, L.-J. Cui, J.-C. Cheng, et M.-L. Qian, « Modeling laser-generated guided waves in bonded plates by the finite element method », *Ultrasonics*, vol. 44, p. e985-e989, déc. 2006.
[42] J. Du et J.-C. Cheng, « Modelling of Laser-Generated Guided Waves in Bonded Plates with a Weak Interface by the Two-Layer Normal Mode Expansion Method », *Chin Phys Lett*, vol. 20, nº 1, p. 76-79, 2003.
[43] C. Creton, « Pressure-Sensitive Adhesives: An Introductory Course », *MRS Bull.*, vol. 28, nº 06, p. 434-439, juin 2003.
[44] Y. Ruedenauer, « Influence of Interfacial Parameters on the Adhesion of Soft Polymers », Karlsruher Institut für Technologie, 2013.
[45] B. V. Derjaguin et V. P. Smilga, « Electronic Theory of Adhesion », *J. Appl. Phys.*, vol. 38, nº 12, p. 4609-4616, nov. 1967.
[46] H. G. V. Harrach et B. N. Chapman, « Charge effects in thin film adhesion », *Thin Solid Films*, p. 5, 1972.
[47] W. Possart, « Experimental and theoretical description of the electrostatic component of adhesion at polymer/ metal contacts », p. 7.

[48] B. Gady, D. Schleef, R. Reifenberger, D. Rimai, et L. P. DeMejo, « Identification of electrostatic and van der Waals interaction forces between a micrometer-size sphere and a flat substrate », *Phys. Rev. B*, vol. 53, nº 12, p. 8065-8070, mars 1996.
[49] M. Corn, « The Adhesion of Solid Particles to Solid Surfaces, I. a Review », *J. Air Pollut. Control Assoc.*, vol. 11, nº 11, p. 523-528, nov. 1961.
[50] G. Traver, « Method of conditioning polyethylene surfaces for the adhesion of materials coated thereon and resulting product », 3018189, 23-janv-1962.
[51] R. Rubino, « Electrostatic Charging », 4992121, 12-févr-1991.
[52] C.-C. Hsu, S. Austin, C. Lee, et T. Morris, « Adhesive electrostatic sheets », 6660352, 09-déc-2003.
[53] D. Maugis, *Contact, adhesion and rupture of elastic solids*. Berlin; New York: Springer, 2010.

Chapitre 2. Ultrasons-Laser

Table des matières du Chapitre 2

Introduction 42

I. Interaction laser-métal 42

1. Principe de fonctionnement du laser 42

2. Interaction entre une onde électromagnétique et un métal 44

II. Régimes de génération d'ondes élastiques par laser 45

1. Régime thermoélastique 45

2. Elévation de la température 46

3. Ondes élastiques générées par Ultrasons-Laser 52

4. Régime d'ablation 58

III. Détection d'ondes acoustiques par laser 60

1. Méthodes non-interférométriques 61

2. Dispositifs interférométriques 62

IV. Mise en œuvre de la méthode Ultrasons-Laser 70

1. Méthode pompe-sonde 70

2. Méthode point source–point récepteur 71

Conclusion 72

Bibliographie du Chapitre 2 74

Introduction

La génération et la détection d'ondes ultrasonores par sources laser présentent certains avantages par rapport à l'utilisation de transducteurs piézo-électriques comme la possibilité d'effectuer des mesures à distance sans nécessiter un milieu de couplage. Il est donc possible de caractériser des structures à de fortes températures, difficilement accessibles au contact, ou encore lorsqu'il n'est pas possible d'utiliser un milieu de couplage pour ne pas venir polluer la surface des échantillons à contrôler.

De plus, la génération d'ondes élastiques par laser est une méthode large bande permettant d'exciter plusieurs types d'onde simultanément. Dans un solide semi-infini homogène et isotrope, des ondes longitudinales, ondes transversales, ondes de surface et guidées et ondes de tête sont ainsi générées.

Du fait de ces nombreux avantages, la génération et la détection d'ondes acoustiques par sources laser est une option de choix pour le Contrôle Non Destructif par ultrasons, notamment dans le domaine industriel puisqu'il est maintenant possible d'introduire ce procédé dans les lignes de montage (contrôle à la chaine).

Néanmoins, cette méthode possède certains inconvénients. L'amplitude des ondes générées est en effet limitée, puisqu'au-delà d'une certaine intensité lumineuse, la surface du matériau est détériorée de manière irréversible par l'impulsion laser. De plus, la détection est souvent limitée à la mesure du déplacement normal de la surface induit par la propagation de l'onde. Enfin, ce type de dispositif est bien plus coûteux que lorsque les mesures sont effectuées par transducteurs piézo-électriques et il impose des conditions de sécurité [1].

Ce second chapitre se décompose en quatre parties. Une première partie est consacrée au principe de fonctionnement du laser et à l'interaction des ondes électromagnétiques avec les matériaux métalliques. Les principes physiques mis en jeu dans la génération d'ondes élastiques en régime thermoélastique et d'ablation dans un milieu métallique sont ensuite brièvement décrits. Des simulations par éléments finis seront présentées dans la suite de ce travail et celles-ci nécessitent de connaitre l'effet de l'impulsion laser sur l'évolution de la température en fonction du temps à la surface du matériau. L'équation de diffusion de la chaleur est alors résolue numériquement en insérant comme terme source le profil temporel de l'impulsion laser, mesuré au préalable. Une troisième partie est dédiée à la détection d'ondes acoustiques par source laser. Différentes méthodes optiques permettant la mesure du déplacement particulaire engendré par la propagation de l'onde acoustique sont présentées. Enfin, les différents montages pouvant être utilisés en Ultrasons-Laser sont décrits.

I. Interaction laser-métal

1. Principe de fonctionnement du laser

Le mot L.A.S.E.R. est originellement un acronyme signifiant « Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation ». Il est désormais considéré comme un nom commun et définit un appareil basé sur l'effet laser, qui permet d'obtenir un rayonnement lumineux cohérent spatialement et temporellement [2], [3].

L'effet laser consiste à amplifier une onde lumineuse par une émission stimulée. Pour expliquer ce phénomène, il faut se situer dans le cadre de la mécanique quantique. Lorsqu'un atome, initialement au niveau d'énergie E_i, reçoit une quantité d'énergie donnée, il progresse alors vers le niveau d'énergie E_{i+1}.

Lorsqu'un photon interagit avec un atome, il est possible que celui-ci l'absorbe afin d'augmenter son niveau d'énergie. L'atome devient alors excité (son état d'énergie passe de E_i à E_{i+1}). Ce phénomène est appelé processus d'absorption (voir Figure 2.1).

Après un certain temps (durée de vie), l'atome va revenir à son niveau d'énergie initial E_i et produire un photon qui sera émis dans une direction quelconque. C'est le processus d'émission spontanée.

Il existe une troisième interaction entre un atome et un rayonnement lumineux, appelée processus d'émission stimulée. Lorsqu'un atome excité interagit avec de la lumière, un photon est émis dans la même direction que le faisceau incident et l'atome revient à son état d'énergie initial E_i. L'énergie lumineuse est alors augmentée.

Ces trois types d'interaction sont schématisés sur la Figure 2.1 ci-dessous [2].

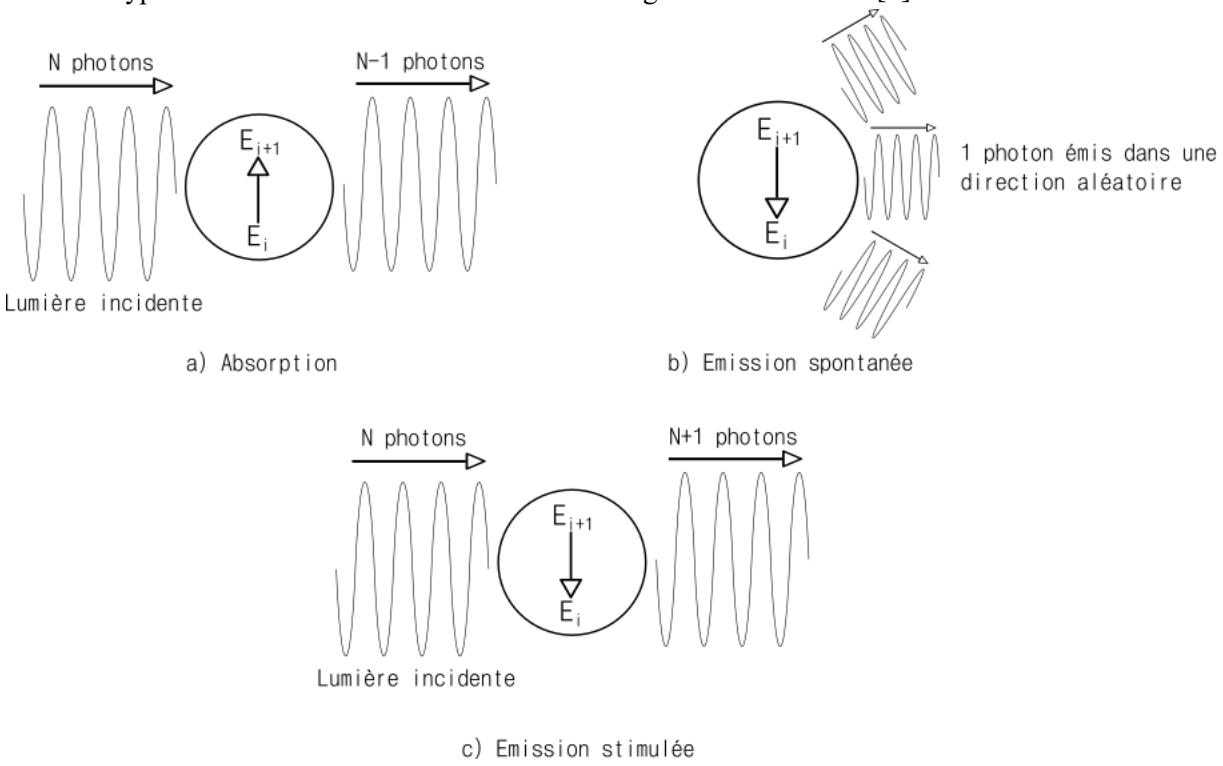


Figure 2.1 Schéma représentant le principe des interations possibles entre atomes et rayonnement lumineux [2].

Afin d'augmenter l'énergie lumineuse, il faut donc permettre à l'émission stimulée d'être prépondérante. La probabilité pour qu'une émission stimulée se produise est proportionnelle au nombre d'atomes excités dans le volume de matière considéré, et à l'inverse, la probabilité pour qu'une absorption se produise est proportionnelle au nombre d'atomes avec un état d'énergie E_i. Il suffit donc qu'un maximum d'atomes soit dans un état excité au sein du volume de matière pour que l'émission stimulée soit dominante, conduisant ainsi à une augmentation de l'énergie lumineuse. Pour cela, on réalise une inversion de population en apportant de l'énergie aux atomes composant la matière. Il existe plusieurs moyens différents pour arriver à ce résultat (excitation électrique, chimique, lumineuse, etc.) et le processus est appelé pompage.

La lumière est amplifiée au maximum en la redirigeant de manière répétée vers le milieu amplificateur (milieu à l'intérieur duquel a lieu l'inversion de population) en utilisant un réseau de miroirs. Un des miroirs n'est pas totalement réfléchissant, afin de ne laisser sortir du laser qu'une fraction de la lumière produite. Les miroirs sont disposés de telle sorte que la direction des émissions de photons par le milieu excitateur soit cohérente. Les photons qui ne se propagent pas dans la direction souhaitée sont absorbés par des parois opaques. La Figure 2.2 représente le principe de fonctionnement de l'amplificateur d'un laser [2]. Le dispositif de réflexion le plus simple (composé de deux miroirs se faisant face) est appelé cavité de Fabry-Perot.

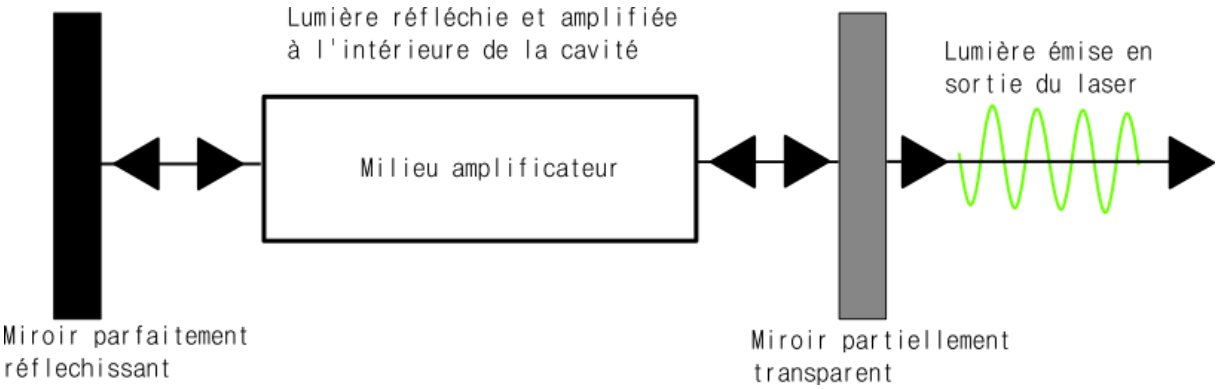


Figure 2.2 : Principe de l'amplification de la lumière dans un laser [2].

Un laser est donc constitué de trois éléments : un milieu amplificateur (gaz, liquide ou solide), un dispositif de pompage dont le rôle est d'effectuer une inversion de population du milieu amplificateur et une cavité optique qui a pour but d'amplifier le phénomène en le répétant un grand nombre de fois. Les lasers utilisés au cours de cette thèse utilisent comme milieu amplificateur un cristal de grenat d'yttrium-aluminium dopé au néodyme (Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet défini par l'acronyme Nd:YAG).

Un laser peut délivrer un faisceau de manière continue ou impulsionnelle. Le mode déclenché (« Q-Switched ») consiste à délivrer l'énergie sous forme d'impulsions. Pour ce faire, les pertes dans la cavité optique sont augmentées (diminution du facteur de qualité Q du résonateur) en masquant temporairement un des miroirs par une porte optique. De cette façon, il n'y a pas de réflexion de lumière vers le milieu amplificateur et le processus d'émission stimulée est donc moins prépondérant. L'inversion de population devient alors très importante et l'énergie du milieu amplificateur augmente progressivement sous l'influence du pompage. Lorsque cette énergie atteint un niveau suffisant, la porte optique est ouverte pour permettre aux réflexions de se produire à nouveau dans la cavité optique (augmentation du facteur de qualité Q du résonateur, d'où le terme « Q-Switch »). Le faisceau laser est alors produit par émission stimulée. Etant donné la forte énergie contenue dans le milieu amplificateur, seulement quelques allers-retours dans la cavité sont nécessaires à la formation du faisceau et l'énergie stockée dans le milieu amplificateur diminue très rapidement. Il en résulte alors une impulsion de courte durée, de l'ordre de la dizaine de nanosecondes, et d'une énergie importante [4]. Il existe un autre principe de fonctionnement pour les lasers impulsionnels, appelé blocage de mode (« mode locking »), qui permet d'obtenir des durées d'impulsions plus courtes, de l'ordre de la dizaine de picosecondes. Le laser impulsionnel utilisé lors de cette thèse est de type « Q-Switch », le fonctionnement des lasers à blocage de mode n'est donc pas décrit ici.

La méthode Ultrasons-Laser consiste à utiliser un laser impulsionnel pour la génération d'ondes acoustiques et un interféromètre constitué d'un laser continu pour leur détection. Les principes physiques sur lesquels sont basés les processus de génération et de détection sont brièvement décrits par la suite.

2. Interaction entre une onde électromagnétique et un métal

Lorsqu'une onde électromagnétique arrive sur une interface séparant deux milieux, l'énergie émise se retrouve principalement sous forme d'énergie réfléchie dans le milieu d'incidence et d'énergie transmise dans le second milieu. Dans le cas où le second milieu est opaque, l'atténuation est très forte et l'onde ne pénètre que très faiblement dans le milieu.

Pour un métal, lorsque l'onde lumineuse est en incidence normale, Bleaney et Bleaney [5] expriment le coefficient de transmission en puissance A_L (aussi appelé coefficient d'absorption [1], [6]) d'une onde électromagnétique comme suit :

$$A_L = \left\|\frac{A_t}{A_i}\right\|^2 = 1 - \left\|\frac{Z_t - Z_i}{Z_i + Z_t}\right\|^2 = \frac{4\mu_0 c\sigma\gamma}{2 + 2\mu_0 c\sigma\gamma + (\mu_0 c\sigma\gamma)^2} \quad , \qquad (2.1)$$

avec A_t l'amplitude de l'onde transmise, A_i l'amplitude de l'onde incidente, $Z_t = \frac{1+j}{\sigma\gamma}$ l'impédance électromagnétique du milieu dans lequel l'onde est transmise (ici un métal), $Z_i = \mu_0 c$ l'impédance électromagnétique du milieu d'incidence (ici de l'air ou du vide), μ_0 la perméabilité magnétique du vide, σ la conductivité du métal, c la célérité de la lumière dans le vide et γ l'épaisseur de peau, qui correspond à la profondeur de pénétration de l'onde dans le métal pour laquelle son amplitude a diminué d'un facteur $1/e$ par rapport à la surface.

L'épaisseur de peau γ s'exprime alors [5]–[7] :

$$\gamma = \left(\frac{\lambda_0}{\pi\sigma c\mu_m}\right)^{\frac{1}{2}}, \qquad (2.2)$$

avec λ_0 la longueur d'onde lumineuse, μ_m la perméabilité magnétique du métal.

Par exemple, pour l'aluminium et une longueur d'onde de $532\,nm$, l'épaisseur de peau est d'environ $3{,}5\,nm$ et le coefficient d'absorption est de l'ordre de 8%.

D'après Ready [1], [6], [8], la densité de puissance lumineuse limite absorbée P_{aL} par la surface du matériau à partir de laquelle une détérioration se produit est donnée par :

$$P_{aL} = \sqrt{\frac{\pi}{4}\frac{K\rho C_m}{\Delta t}}\,(T_v - T_0), \qquad (2.3)$$

avec K la conductivité thermique du matériau, ρ sa masse volumique, C_m sa capacité thermique massique, Δt la largeur de l'impulsion laser à mi-hauteur, T_v la température d'ébullition du matériau et T_0 sa température initiale.

Le régime thermoélastique correspond à des densités de puissance lumineuse inférieures à ce seuil limite. Dans ce cas, les ondes acoustiques sont excitées de manière non destructive. Pour des densités de puissance lumineuse supérieures à ce seuil limite, dit également seuil d'ablation, il se produit une détérioration plus ou moins importante au niveau de la surface du matériau. On parle alors du régime d'ablation [7], [8].

II. Régimes de génération d'ondes élastiques par laser

1. Régime thermoélastique

En régime thermoélastique, les ondes acoustiques sont générées par l'échauffement local du matériau. Celui-ci est causé par la conversion de l'énergie électromagnétique en énergie thermique dans le milieu [6], [8]. La dilatation du matériau produite par la brusque élévation de température puis sa contraction lors de son refroidissement sont à l'origine de contraintes mécaniques qui vont donc générer des ondes élastiques, comme le montre le schéma de la Figure 2.3 [1]. Puisque l'élévation de température n'est pas suffisamment élevée pour atteindre la température de fusion du matériau, le matériau n'est pas détérioré de façon irréversible et donc la génération des ondes acoustiques s'effectue de manière non destructive.

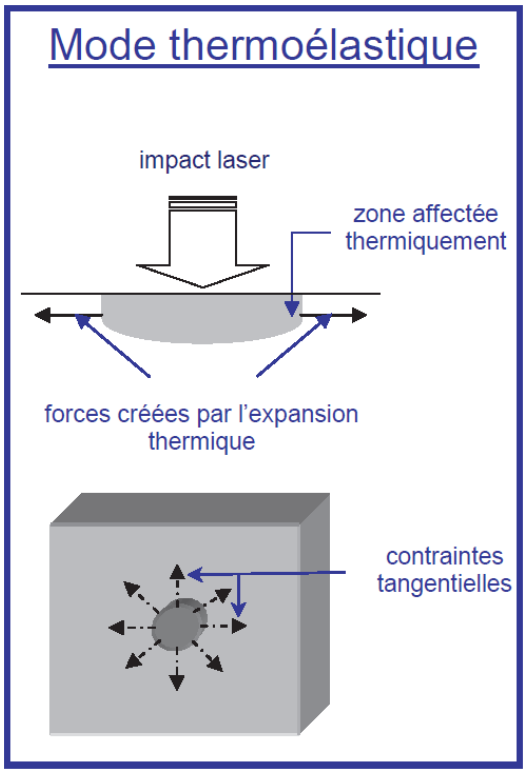


Figure 2.3 : Principe de la génération d'ondes élastiques par laser en régime thermoélastique [1].

2. Elévation de la température

a. Equation de diffusion de la chaleur dans un solide semi-infini

D'après Ready [8], lorsque le milieu est métallique et que la durée de l'impulsion laser est suffisamment grande pour que les équations de Fourier soient valides (durées supérieures à celles de l'ordre de la picoseconde) et suffisamment courte pour que les pertes thermiques par convection et radiation à partir de la surface du matériau soient négligeables (durées inférieures à celles de l'ordre de la milliseconde) en négligeant les variations des propriétés thermiques du matériau dues à l'élévation de température, l'équation régissant la diffusion de la chaleur dans un solide semi-infini, en considérant un système de coordonnées cartésiennes, peut alors s'exprimer comme suit :

$$\Delta T(x,y,z,t) - \frac{1}{\kappa}\frac{\partial T(x,y,z,t)}{\partial t} = -\frac{A(x,y,z,t)}{K}, \qquad (2.4)$$

où T est l'élévation de température produite par l'impulsion laser au point de coordonnées spatiales x, y et z et au temps t, κ est la diffusivité thermique du matériau, K la conductivité thermique, A la chaleur produite par unité de volume et de temps par l'impulsion laser (équivalent à la puissance lumineuse volumique absorbée par le matériau d'après [6]) et Δ l'opérateur laplacien.

Dans la plupart des cas, les distances sur lesquelles la chaleur est diffusée pendant la durée de l'impulsion laser sont très faibles au regard des dimensions latérales de la source lumineuse, et le problème peut alors être regardé comme unidimensionnelle, ne dépendant pas des coordonnées x et y mais uniquement de la profondeur z [8], ce qui simplifie l'expression de l'Equation (2.4) comme suit :

$$\frac{\partial^2 \mathrm{T}(\mathrm{z},\mathrm{t})}{\partial z^2} - \frac{1}{\kappa}\frac{\partial T(z,t)}{\partial t} = -\frac{A(z,t)}{K}. \qquad (2.5)$$

La condition initiale du problème considéré est que l'élévation de température est nulle à l'instant initial $t = 0$ puisque l'échauffement n'a pas encore eu lieu. La première condition aux limites du problème est que l'élévation de température est nulle lorsque la profondeur z tend vers l'infini. La seconde condition aux limites est qu'il n'existe pas de flux de chaleur Φ sortant de la surface du matériau

en $z = 0$ (les échanges thermiques avec l'extérieur du matériau sont négligés). Mathématiquement, ces conditions s'expriment comme suit :

$$\begin{cases} T(z, t = 0) = 0 \\ \lim_{z \to +\infty} T(z, t) = 0 \\ \Phi(\mathrm{z} = 0) = -K \dfrac{\partial T(z,t)}{\partial z}\Big|_{z=0} = 0 \end{cases} . \qquad (2.6)$$

En résolvant l'Equation (2.5) et en appliquant les conditions de l'Equation (2.6) il est donc possible d'obtenir l'expression de l'évolution de la température selon le temps et la profondeur dans le matériau.

b. Résolution numérique

Dans l'optique de réaliser des simulations par éléments finis (qui seront présentées dans la suite de ce travail), il peut être utile de considérer l'expression de la température à la surface du matériau. Pour ce faire, le profil temporel de l'impulsion du laser Surelite I-10 Continuum Q-Switch doublé en fréquence (longueur d'onde $1064\ nm$ et $532\ nm$), utilisé pour la génération des ondes acoustiques, a été mesuré à l'aide d'une photodiode pour $\lambda = 532\ nm$ et pour un délai Q-Switch de $390\ \mu s$. Celui-ci a ensuite été modélisé par une fonction polynomiale de degré 30 afin d'obtenir une valeur approchée de son expression mathématique. Les deux courbes obtenues sont représentées sur la Figure 2.4, avec en noir le profil temporel de l'impulsion laser normalisé à l'unité et en rouge la courbe obtenue à partir de l'approximation polynomiale. La durée de l'impulsion laser obtenue est $\Delta t = 23\ ns$ (largeur à mi-hauteur).

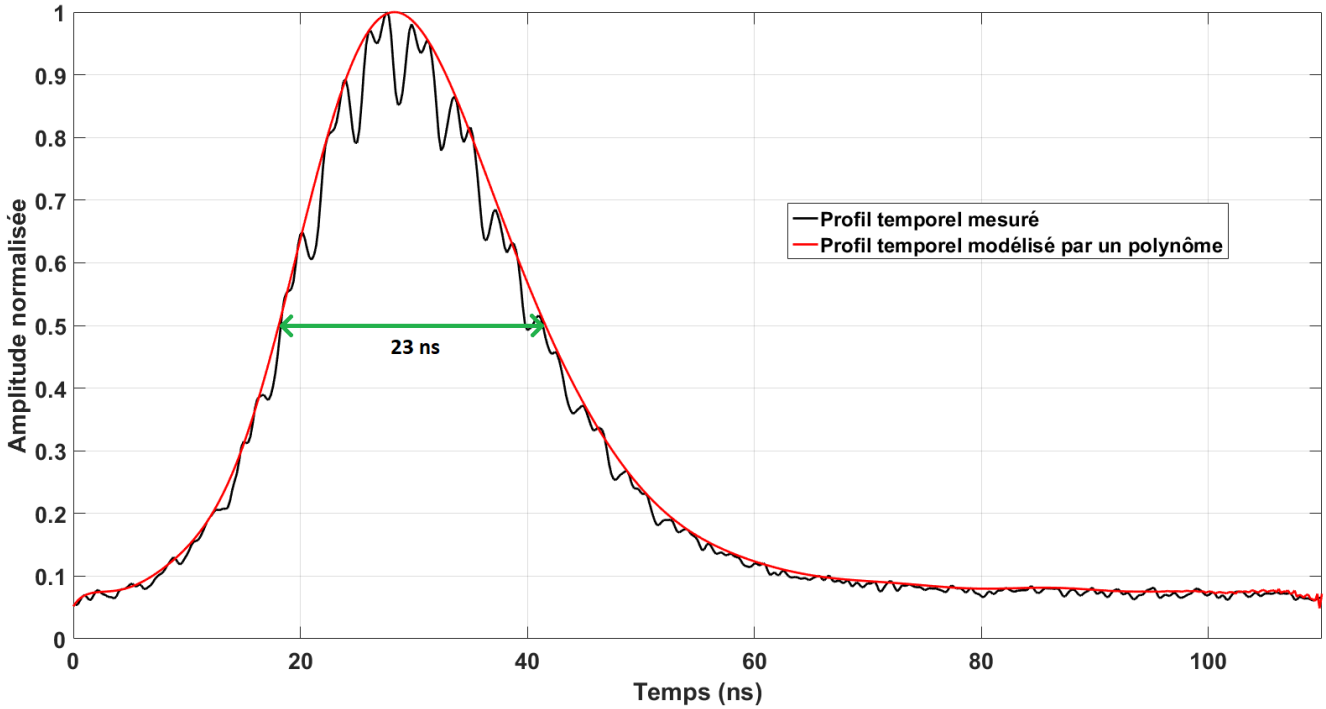


Figure 2.4 : Profil temporel de l'impulsion laser pour une valeur de Q-Switch de $390\ \mu s$ mesuré (noire) et modélisé (rouge).

L'expression de la puissance lumineuse volumique absorbée par le matériau $A(z, t)$ insérée dans l'Equation (2.5) en vue de sa résolution est alors la suivante [8] :

$$A(z, t) = f(t) e^{-\frac{z}{\gamma}}, \qquad (2.7)$$

avec $f(t)$ le profil temporel de l'impulsion laser obtenu précédemment et $\gamma = 3{,}45\ nm$ l'épaisseur de peau calculée pour l'aluminium en utilisant l'Equation (2.2), avec :

- $\lambda_0 = 532\ nm$,
- $\sigma = 37{,}7.10^6\ S.m^{-1}$,
- $c = 3.10^8\ m.s^{-1}$,
- $\mu_m \approx 4\pi.10^{-7}\ H.m^{-1}$.

La résolution de l'Equation (2.5) est alors réalisée numériquement avec la fonction *pdepe* du logiciel Matlab, dédiée à la résolution d'équations aux dérivées partielles paraboliques et elliptiques en une dimension spatiale. Les valeurs suivantes de la conductivité et de la diffusivité thermiques pour l'aluminium ont été utilisées :

- $K = 237\ W.m^{-1}.K^{-1}$,
- $\kappa = 98{,}8.10^{-6}\ m^2.s^{-1}$.

Pour une impulsion laser correspondant à une énergie absorbée de $1\ mJ$, de durée à mi-hauteur de $23\ ns$ et de longueur d'onde $532\ nm$, comme c'est le cas ici (une valeur de Q-Switch de $390\ \mu s$ est utilisée), la diffusion de la chaleur dans l'aluminium s'effectue sur une dizaine de micromètres seulement et l'élévation de température est d'environ $100\ K$ [1], [6], [7].

Les profondeurs dans l'échantillon pour la résolution numérique ont donc été choisies entre 0 et $0{,}2\ mm$ par pas de $50\ nm$ pour ne pas alourdir inutilement le calcul. Ainsi, le milieu peut être considéré comme semi-infini par rapport aux profondeurs de pénétration de l'onde électromagnétique et de la diffusion thermique dans l'aluminium.

Les valeurs temporelles prises pour la résolution sont au nombre de 50 000 et elles sont espacées d'un pas de $0{,}2\ ns$. La source $A(z,t)$ est considérée comme nulle à partir de $t = 110\ ns$, ce qui correspond à la durée de l'acquisition réalisée pour obtenir le profil temporel de l'impulsion laser.

La Figure 2.5 montre l'élévation de température normalisée $T(z,t)$ en fonction du temps en $z = 0$. Celle-ci est obtenue par résolution numérique et est représentée en noire. La courbe obtenue est divisée en trois parties qui sont chacune modélisée par des polynômes de degré 30. Les expressions de ces trois polynômes sont ensuite utilisées pour modéliser l'évolution temporelle de la température à la surface du matériau dans les simulations par éléments finis. La Figure 2.6 montre la partie de la Figure 2.5 où l'évolution de température est la plus importante.

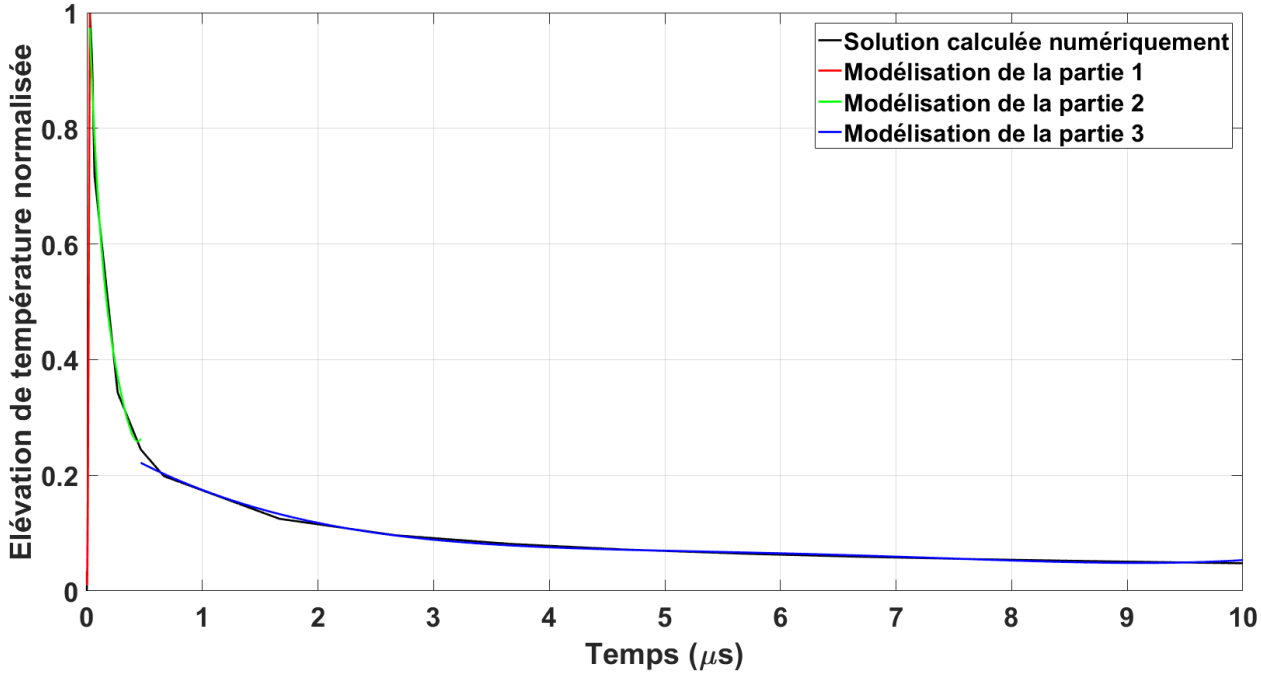


Figure 2.5 : Elévation de température normalisée en fonction du temps à la surface du matériau (aluminium). La courbe noire représente la solution numérique de l'équation de diffusion de la chaleur et les courbes colorées les trois polynômes utilisés pour modéliser la solution.

L'élévation de température à la surface de l'aluminium croît dans un premier temps rapidement pour atteindre son maximum à $t = 26{,}6\ ns$. Elle décroit ensuite rapidement pour ne garder que 10 % de sa valeur maximale à partir de $t = 2{,}5\ \mu s$. La décroissance devient alors très faible, puisque l'élévation de température passe de 10 % de sa valeur maximale à environ 5% de $t = 2{,}5\ \mu s$ à $t = 10\ \mu s$.

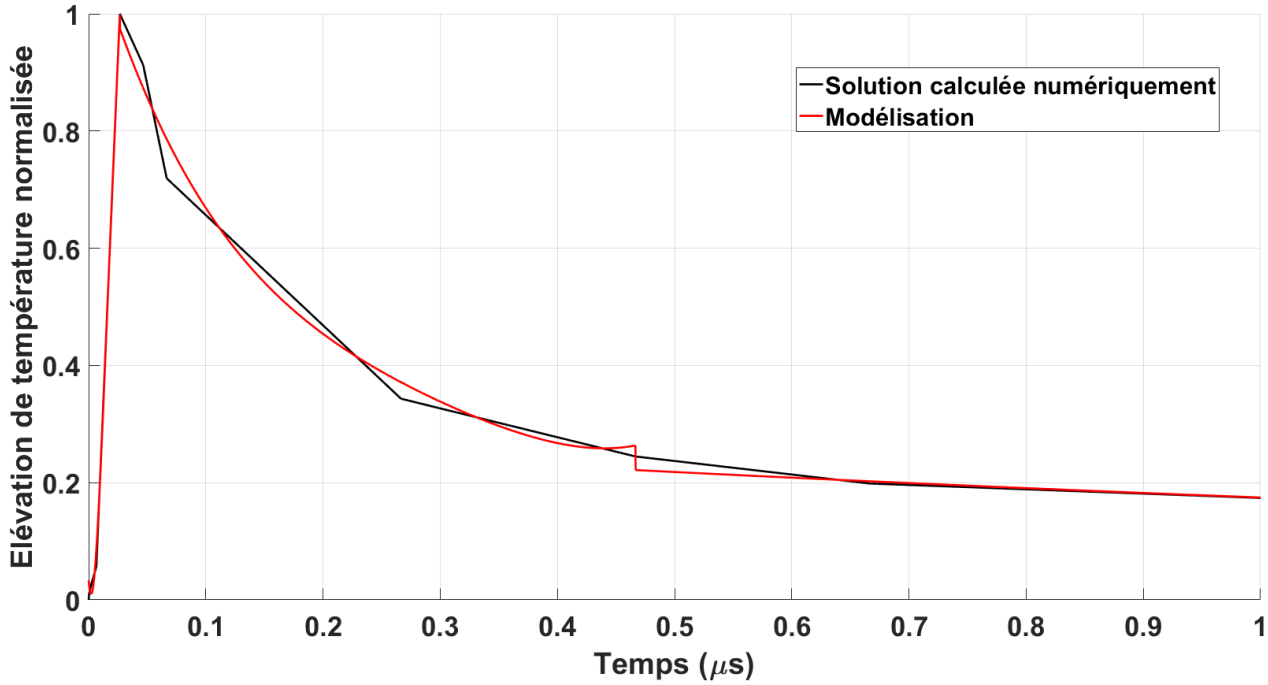


Figure 2.6 : Partie de la Figure 2.5 comprise entre 0 et 1 μs. La courbe noire représente la solution calculée numériquement de l'équation de diffusion de la chaleur et la courbe rouge l'assemblage des trois polynômes utilisés pour modéliser la solution.

La Figure 2.7 montre l'évolution de l'élévation de température dans l'aluminium à différents temps en fonction de la profondeur. Les valeurs sont normalisées par rapport à l'élévation de température maximale. Comme montré dans [1], [6], [7], l'élévation de température devient faible à partir de la dizaine de micromètres où elle atteint 10 % de sa valeur maximale.

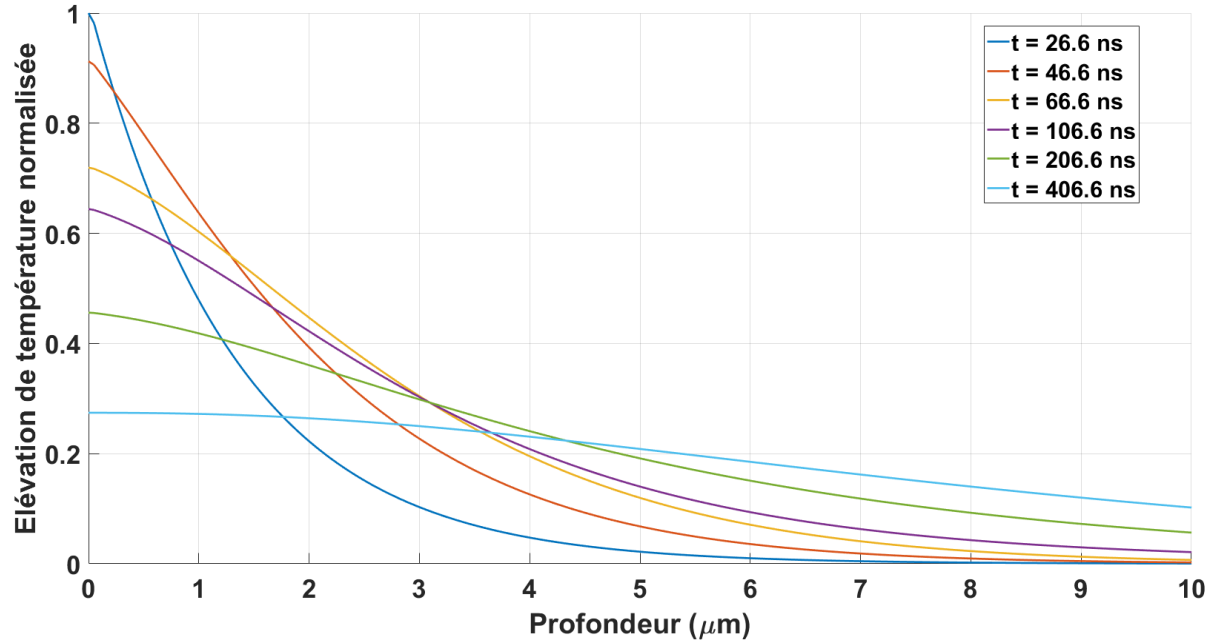


Figure 2.7 : Elévation de température normalisée (dans l'aluminium) en fonction de la profondeur pour différents temps t.

La Figure 2.8 représente l'élévation de température en fonction du temps pour des profondeurs discrètes. Le profil temporel est semblable pour les différentes profondeurs, avec un décalage dans le temps du maximum d'élévation de température selon la profondeur considérée.

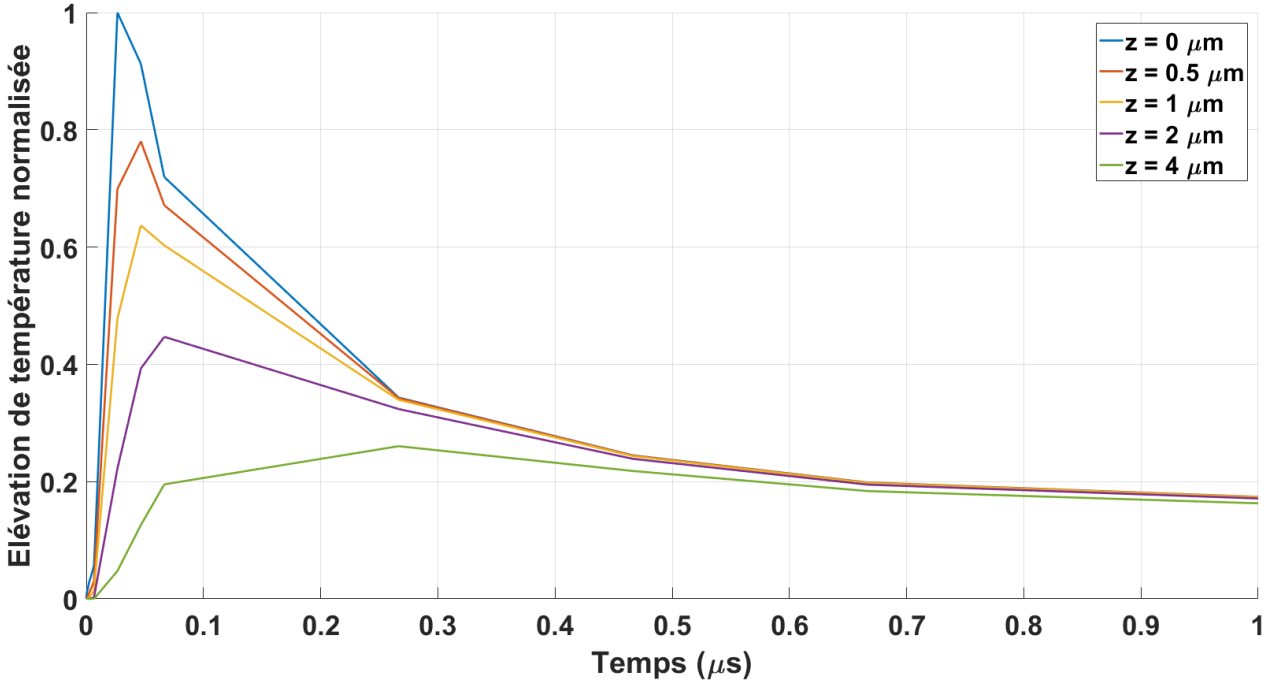


Figure 2.8 : Elévation de température (dans l'aluminium) normalisée en fonction du temps pour différentes profondeurs *z*.

Ces résultats sont semblables à ceux obtenus par certains auteurs [1], [6], [7] en utilisant la solution analytique de l'équation de diffusion de la chaleur dans un milieu semi-infini (Equation (2.10)) avec un profil temporel pour l'impulsion laser de type :

$$f(t) = \frac{t}{\tau^2} e^{-\frac{t}{\tau}}, \tag{2.8}$$

pour [1], [6], avec $\tau = \frac{\Delta t}{2,4}$, et de type :

$$f(t) = e^{-\frac{\xi t^2}{\Delta t^2}}, \tag{2.9}$$

pour [7], avec $\xi = 2.7726$.

c. Comparaison avec la solution analytique

Il est aussi possible de comparer la solution obtenue numériquement pour l'équation de diffusion de la chaleur avec la solution analytique, donnée par Royer et Dieulesaint pour un faisceau laser spatialement gaussien [6] :

$$T(r,z,t) = \frac{Q}{\pi K}\sqrt{\frac{\kappa}{\pi}} \int_0^t \frac{f(t-t')}{\sqrt{t'}\,(4\kappa t' + a^2)} e^{-\frac{z^2}{4\kappa t'} - \frac{r^2}{4\kappa t' + a^2}}\, dt', \tag{2.10}$$

avec Q l'énergie absorbée par le matériau, $f(t)$ l'évolution temporelle de l'impulsion laser, et a le rayon du faisceau gaussien. Pour cette solution, Royer et Dieulesaint posent :

$$A(r,z,t) = \frac{Q}{\gamma}\, e^{-\frac{z}{\gamma}} \frac{1}{\pi a^2} e^{-\frac{r^2}{a^2}} f(t). \tag{2.11}$$

Lorsque le produit κt est très petit devant a^2, il est possible de simplifier l'Equation (2.10). Par exemple, pour l'aluminium, à $t = 1\ \mu s$, $\kappa t \sim 10^{-10} m^2$. En considérant que le diamètre du faisceau laser est de l'ordre de la centaine de micromètre, $a^2 \sim 2{,}5.10^{-9}\ m^2$. Il est donc possible de considérer, pour des temps inférieurs à la microseconde, que $a^2 + 4\kappa t \approx a^2$. L'Equation (2.10) devient alors [1] :

$$T(r,z,t) = \frac{Q}{\pi K a^2}\sqrt{\frac{\kappa}{\pi}}\, e^{-\frac{r^2}{a^2}} \int_0^t \frac{f(t-t')}{\sqrt{t'}} e^{-\frac{z^2}{4\kappa t'}}\, dt'. \qquad (2.12)$$

En considérant le problème comme unidimensionnel, sans dépendance de l'évolution de température selon les directions spatiales contenues dans le plan de la surface du matériau considéré, l'expression peut encore être simplifiée comme suit :

$$T(z,t) = \frac{Q}{\pi K a^2}\sqrt{\frac{\kappa}{\pi}} \int_0^t \frac{f(t-t')}{\sqrt{t'}} e^{-\frac{z^2}{4\kappa t'}}\, dt'. \qquad (2.13)$$

En choisissant pour $f(t)$ le polynôme utilisé pour modéliser le profil temporel de l'impulsion laser, tracé en rouge sur la Figure 2.4, il est possible de calculer l'évolution de l'élévation de température dans le matériau à l'aide de la solution analytique présentée par l'Equation (2.13) et de comparer le résultat à celui de la solution obtenue précédemment par résolution numérique.

La Figure 2.9 traduit les différences existantes entre la solution obtenue par l'Equation (2.13) pour l'élévation de température et celle provenant de la résolution numérique de l'Equation (2.5), en $z = 0$. Les Figures 2.10 et 2.11 montrent l'équivalent des Figures 2.7 et 2.8 avec cette fois l'élévation de température calculée à l'aide de la solution analytique. Les valeurs temporelles choisies pour la Figure 2.10 sont indexées sur la position temporelle du maximum de l'élévation de température obtenue analytiquement ($38\,ns$). Comme pour les Figures précédentes, les valeurs de température sont normalisées par rapport à la valeur maximale.

En dehors de la légère différence entre les profils temporels visible sur la Figure 2.9, comme le décalage en temps du maximum de $26{,}6\,ns$ à $38\,ns$ et la décroissance légèrement plus rapide de la solution analytique au cours du temps, l'évolution de température en fonction de la profondeur et du temps est sensiblement la même pour la solution analytique et la solution numérique.

L'origine de cette différence peut être expliquée par l'utilisation d'un échantillonnage temporel mal adapté lors du calcul de la solution numérique.

Le profil de l'élévation de température permet ensuite d'obtenir une estimation des contraintes générées dans le matériau suite à l'impulsion laser et de simuler la propagation des ondes élastiques ainsi excitées.

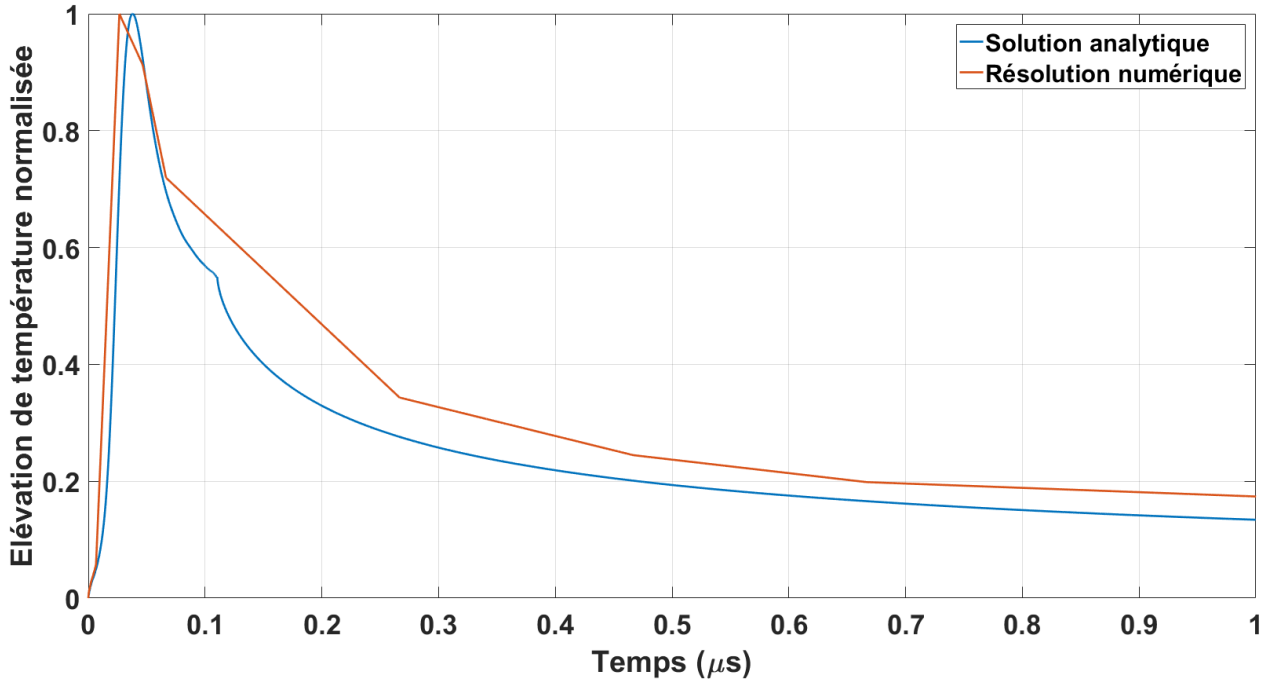


Figure 2.9 : Comparaison du profil temporel de l'élévation de température pour la solution analytique (en bleu) et la résolution numérique (en rouge).

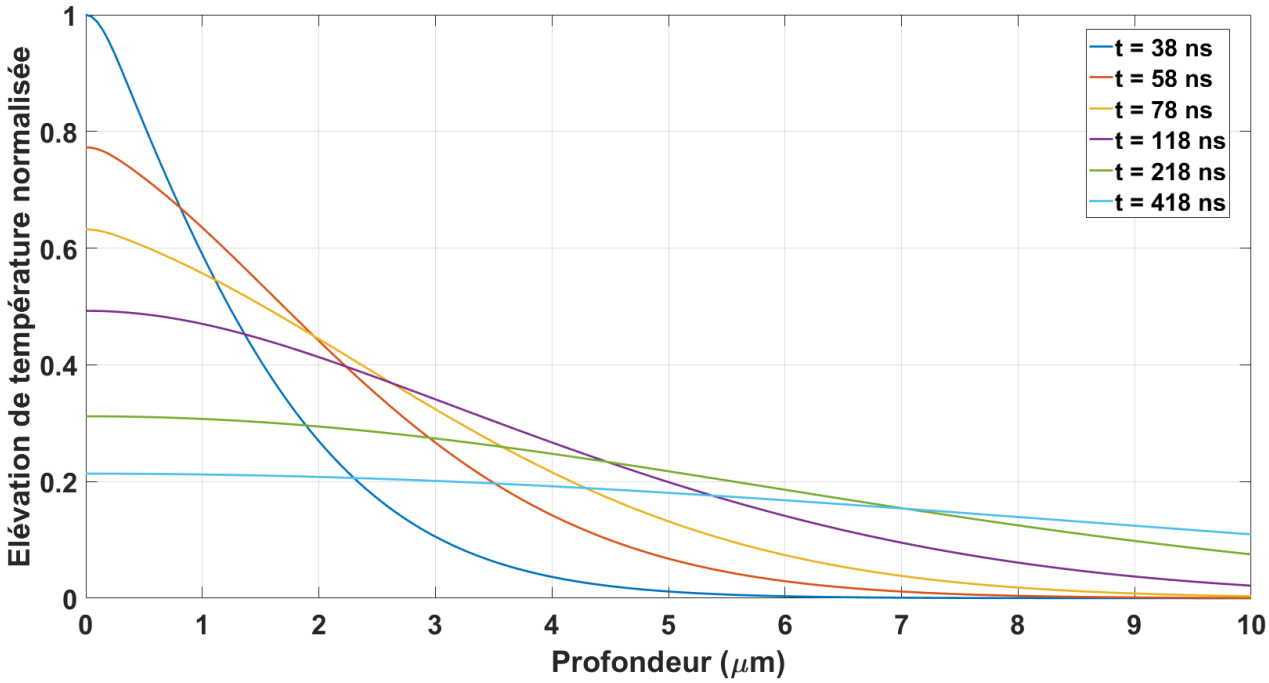


Figure 2.10 : Elévation de température normalisée en fonction de la profondeur à différents instants t.

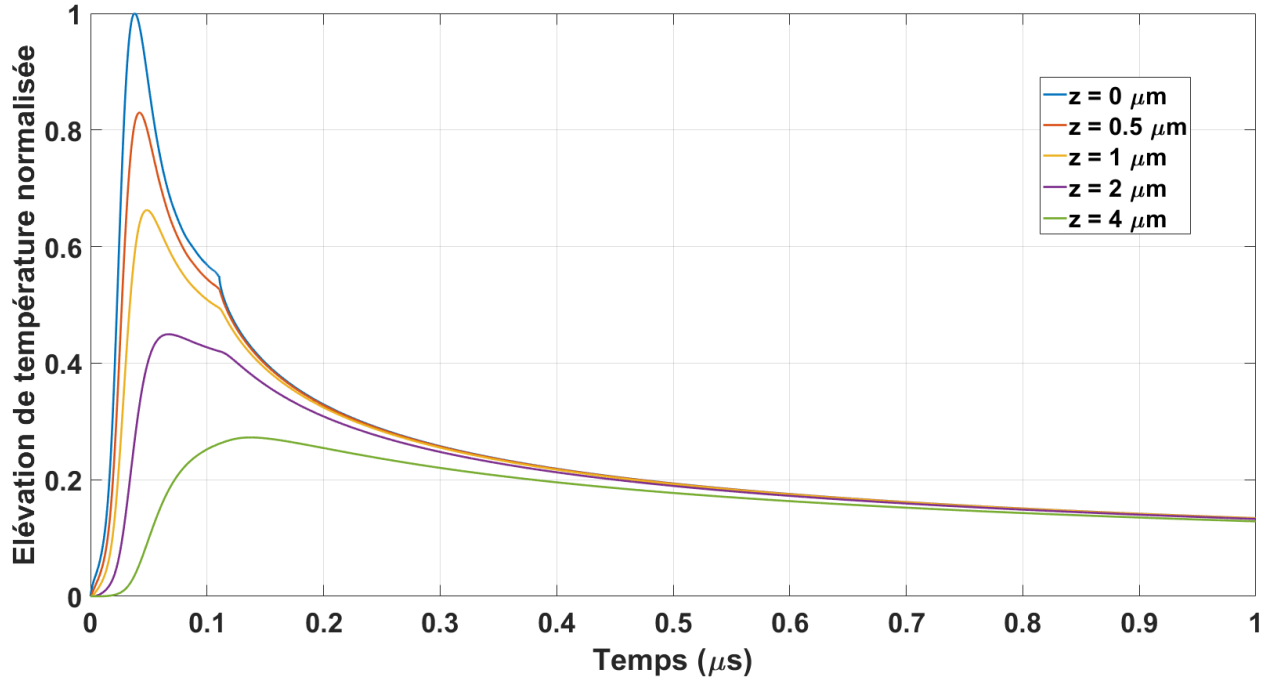


Figure 2.11 : Elévation de température normalisée en fonction du temps à différentes profondeurs z.

3. Ondes élastiques générées par Ultrasons-Laser

a. Types d'onde générés

La génération laser d'ondes élastiques induit l'apparition de plusieurs types d'onde dans un milieu isotrope semi-infini. La Figure 2.12 représente ces ondes [6].

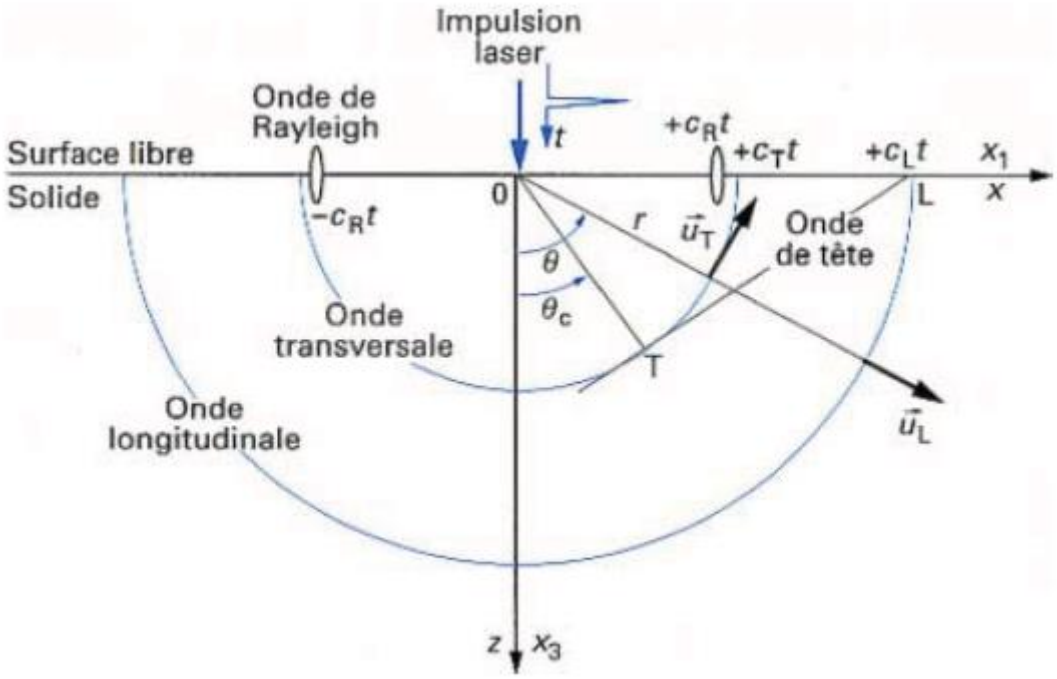


Figure 2.12 : Fronts d'onde générés par une source laser ponctuelle ou linéique dans un solide isotrope semi-infini [6].

Initialement, seule une onde longitudinale (onde de compression de vitesse de propagation c_L) est produite dans le milieu, très proche de la surface irradiée par l'impulsion laser. Lors de son interaction avec la surface du matériau, une onde transversale verticale (onde de cisaillement de vitesse de propagation c_T) va être créée par conversion de mode [7]. Ces deux ondes de volumes interagissent entre elles à la surface de l'échantillon et l'onde de Rayleigh (onde de surface de vitesse de propagation c_R) est alors générée par leur combinaison.

Cette onde possède la particularité de se propager sur des distances relativement grandes (atténuation en $r^{-\frac{1}{2}}$ contre une atténuation en r^{-1} pour les ondes de volume [7], où r est la distance parcourue par l'onde à partir de la position où elle est générée) avec une polarisation elliptique contenue dans le plan sagittal. Celle-ci se propage à la surface du matériau et son extension en profondeur est de l'ordre de la longueur d'onde.

L'onde de tête apparaît à partir de l'angle critique θ_c défini par :

$$\sin(\theta_c) = \frac{c_T}{c_L}. \qquad (2.14)$$

Son front d'onde relie celui de l'onde transversale (à l'angle critique) à celui de l'onde longitudinale (à la surface du milieu de propagation). Sa vitesse de propagation en surface du matériau est donc identique à celle de l'onde longitudinale. A l'angle critique, la vitesse de l'onde de tête est celle de l'onde transversale. Sa présence est due à la non-satisfaction des conditions de surface libre par l'onde longitudinale. L'onde de tête émet de l'énergie vers l'intérieur du matériau et son amplitude décroît très rapidement par rapport à celle de l'onde de Rayleigh au fur et à mesure que la distance à la source augmente [6].

b. Modèle tridimensionnel

L'un des modèles les plus répandus pour décrire la génération d'ondes élastiques par une source laser au sein d'un milieu métallique semi-infini est le modèle SCOE pour « Surface Center Of Expansion » [6], [7], [9]. Celui-ci considère que l'élévation de température causée par l'impulsion laser a lieu dans un petit volume V qui va se comporter comme un centre d'expansion lors de sa dilatation.

Des contraintes mécaniques vont alors être générée dans le milieu par la résistance de celui-ci à la dilatation du petit volume V.

La variation de volume $\frac{\delta V}{V}$ induite dans le matériau est alors égale à la trace du tenseur des déformations $[\epsilon]$ [7] :

$$trace([\epsilon]) = \epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33} = \frac{\delta V}{V}, \quad (2.15)$$

avec ϵ_{ij} la composante du tenseur des déformations $[\epsilon]$ selon l'axe i appliquée à la surface de normale j.

En considérant un matériau isotrope, le coefficient de dilatation linéaire α est le même dans chacune des directions. La variation de volume s'exprime donc :

$$\frac{\delta V}{V} = 3\alpha T(z,t), \quad (2.16)$$

où $T(z,t)$ est l'élévation de température causée par l'impulsion laser à la profondeur z dans le matériau et à l'instant t.

De plus, les déformations dans des directions différentes sont identiques :

$$\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = \epsilon_{33} = \alpha T(z,t). \quad (2.17)$$

La loi de Hooke permet de relier l'expression de ces déformations à celle des contraintes mécaniques produites dans le matériau :

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl}\epsilon_{kl}, \quad (2.18)$$

avec σ_{ij} la composante du tenseur des contraintes $[\sigma]$ selon la direction i appliquée à la surface de normale j et c_{ijkl} la composante du tenseur des constantes élastiques $[C]$. La convention de sommation de Einstein est utilisée ici, c'est-à-dire que $c_{ijkl}\epsilon_{kl}$ équivaut en réalité à $\sum_{k=1}^{3}\sum_{l=1}^{3} c_{ijkl}\epsilon_{kl}$.

Pour un matériau isotrope, en ne tenant compte que des contraintes de compression ($i = j$) du fait de l'absence de déformations de cisaillement ($i \neq j$), la loi de Hooke se simplifie comme suit :

$$\sigma_{ii} = (\lambda + 2\mu)\epsilon_{ii} + \lambda\epsilon_{jj}, \quad (2.19)$$

où λ et μ sont respectivement le premier et le second coefficient de Lamé.

D'après l'Equation (2.17), la relation suivante est alors obtenue :

$$\sigma_{11} = \sigma_{22} = \sigma_{33} = (3\lambda + 2\mu)\epsilon_{11} = (3\lambda + 2\mu)\alpha T(z,t). \quad (2.20)$$

Ces contraintes peuvent alors être regardées comme un ensemble de dipôles de force D_{ii} données par [7] :

$$D_{11} = D_{22} = D_{33} = \sigma_{11}V = (3\lambda + 2\mu)\alpha V T(z,t). \quad (2.21)$$

Chaque dipôle de force D_{ii} étant égal à l'amplitude de chacune des forces le composant multipliée par la distance entre ces deux forces. Le calcul exact de la valeur de chaque dipôle est difficile car en réalité le volume chauffé V augmente en fonction du temps à cause de la diffusion thermique. Afin de simplifier le calcul, celui-ci est alors considéré comme constant. Cette approximation semble cependant mener à une correspondance relativement bonne entre la théorie et les résultats expérimentaux observés [9], [10].

Dans le cas où la surface du milieu est libre, la contrainte normale à la surface de ce milieu est nulle et donc le dipôle de force l'est aussi, comme représenté sur la Figure 2.13 [7] :

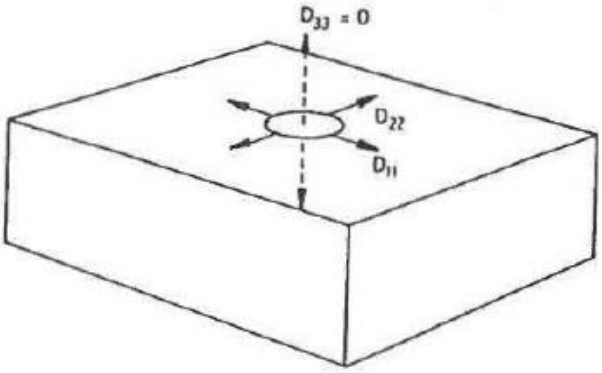


Figure 2.13 : Représentation des dipôles de force du modèle « Surface Center Of Expansion » [7].

Ce n'est plus le cas lorsque la source est enterrée ou lorsque la surface du milieu est contrainte, par exemple lorsque l'impulsion laser est focalisée sur un substrat opaque à travers un film transparent à la longueur d'onde lumineuse utilisée. Dans cette situation, le dipôle de force normal à la surface du milieu D_{33} n'est pas égal aux deux autres dipôles D_{11} et D_{22} [7]. Celui-ci dépend alors de plusieurs paramètres, comme des caractéristiques mécaniques du milieu transparent et de son adhérence au milieu opaque. La Figure 2.14 illustre ce phénomène [7].

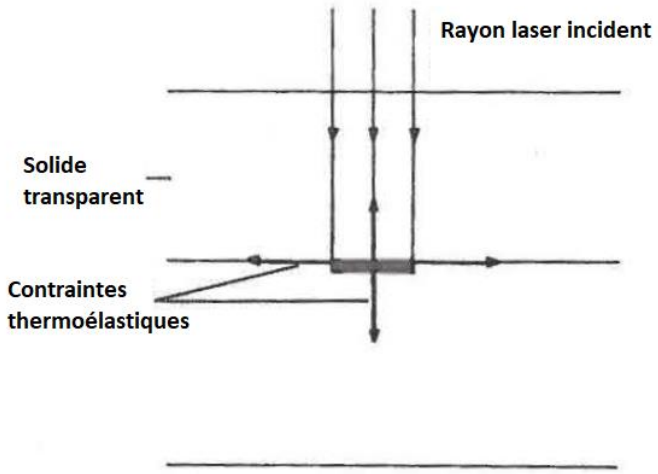


Figure 2.14 : Représentation des dipôles de force dans une situation où la surface est contrainte [7].

c. Diagrammes de directivité des ondes de volume pour une source ponctuelle

En utilisant les fonctions de Green, Rose calcule le déplacement particulaire obtenu pour le modèle « Surface Center Of Expansion » en champ lointain [9]. Il en déduit alors les diagrammes de directivité des ondes longitudinale et transversale dans le cadre d'un régime de génération thermoélastique grâce aux expressions suivantes :

$$\begin{cases} D_{Lt}(\theta) = \dfrac{\sin(\theta)\sin(2\theta)\,(R^{-1}-\sin^2(\theta))^{\frac{1}{2}}}{(R^{-1}-2\sin^2(\theta))^2+2\sin(\theta)\sin(2\theta)\,(R^{-1}-\sin^2(\theta))^{\frac{1}{2}}} \\ D_{Tt}(\theta) = \dfrac{\sin(2\theta)\,(1-2\sin^2(\theta))}{(1-2\sin^2(\theta))^2+2\sin(\theta)\sin(2\theta)\,(R-\sin^2(\theta))^{\frac{1}{2}}} \end{cases}, \qquad (2.22)$$

où $D_{Lt}(\theta)$ et $D_{Tt}(\theta)$ sont respectivement la dépendance angulaire des ondes longitudinale et transversale dans le plan sagittal pour un régime de génération thermoélastique, θ l'angle par rapport à la normale à la surface et $R = \left(\frac{c_T}{c_L}\right)^2$ le rapport des vitesses de propagation des ondes transversale et longitudinale au carré.

Les deux expressions de l'Equation (2.22) permettent de calculer les diagrammes de directivité des ondes de volume représentés sur la Figure 2.15 pour une source ponctuelle dans l'aluminium ($c_L = 6400\ m.s^{-1}$ et $c_T = 3140\ m.s^{-1}$).

Dans les deux cas, l'amplitude des ondes de volume est nulle dans la direction normale à la surface du milieu et est maximale aux alentours de 60° pour l'onde longitudinale et aux alentours de 30° pour l'onde transversale, avec un lobe secondaire aux alentours de 70°.

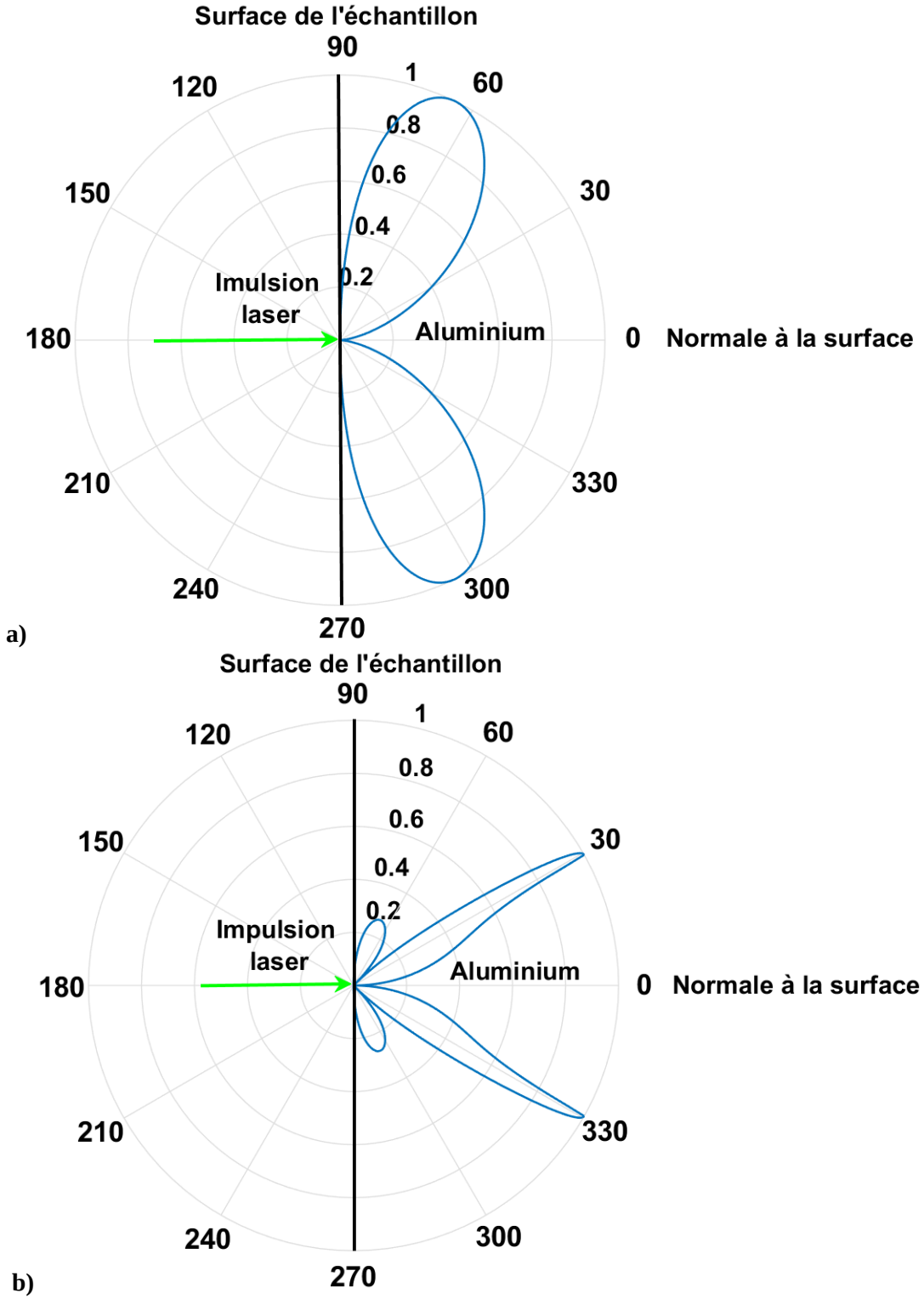


Figure 2.15 : Diagrammes de directivité de l'onde longitudinale (a) et de l'onde transversale (b) dans l'aluminium pour une source ponctuelle en régime thermoélastique.

d. Diagrammes de directivité des ondes de Rayleigh pour une source linéique

Le principal inconvénient de la génération des ondes acoustiques en régime thermoélastique est que l'amplitude des ondes générées est relativement faible. Lorsque la source laser est de forme circulaire, les ondes de Rayleigh sont produites de manière omnidirectionnelle à la surface du matériau autour de la source. L'énergie acoustique est donc répartie dans toutes les directions. En détectant l'onde à une position donnée, l'amplitude de celle-ci est donc faible.

Pour maîtriser la direction de propagation de ces ondes de surface, il est possible de focaliser l'impulsion laser à l'aide d'une lentille cylindrique pour donner au faisceau une géométrie linéique. Ainsi, les ondes générées sont plus directives et se propagent sur la surface de l'échantillon dans une même direction. L'énergie acoustique est donc concentrée dans la direction de propagation des ondes, ce qui permet d'obtenir des signaux de plus forte amplitude [11].

Aindow, Dewhurst et Palmer [11] proposent l'expression suivante pour calculer la directivité des ondes de Rayleigh à la surface d'un matériau métallique en régime thermoélastique :

$$D_{Rt}(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{\pi l f}{c_R}\sin(\theta)\right)}{\frac{\pi l f}{c_R}\sin(\theta)}, \tag{2.23}$$

où $D_{Rt}(\theta)$ est la dépendance angulaire des ondes de Rayleigh générées à la surface du matériau par une source ligne thermoélastique de longueur l, θ est l'angle par rapport à la normale à la ligne source, f est la fréquence de l'onde de surface et c_R est la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh dans le matériau considéré.

La Figure 2.16 montre les diagrammes de directivité de l'onde de Rayleigh pour plusieurs fréquences (0,5 MHz, 1 MHz et 2 MHz) et plusieurs longueurs de ligne source (1 mm, 3 mm et 6 mm), pour une onde se propageant dans l'aluminium ($c_R = 2932\ m.s^{-1}$).

La Figure 2.16 montre que plus la longueur de la ligne source est grande devant la longueur d'onde acoustique, plus l'onde de Rayleigh est directive. Des lobes d'ordre secondaire mais d'amplitudes relativement faibles apparaissent également au fur et à mesure que le rapport entre la longueur d'onde acoustique et la longueur de la ligne source diminue.

Il peut être intéressant de noter que d'autres formes de sources existent, comme les réseaux de sources linéiques ou les sources annulaires. Celles-ci permettent par exemple de générer des ondes acoustiques à une fréquence particulière ou de concentrer l'énergie acoustique dans une certaine zone de l'échantillon [1].

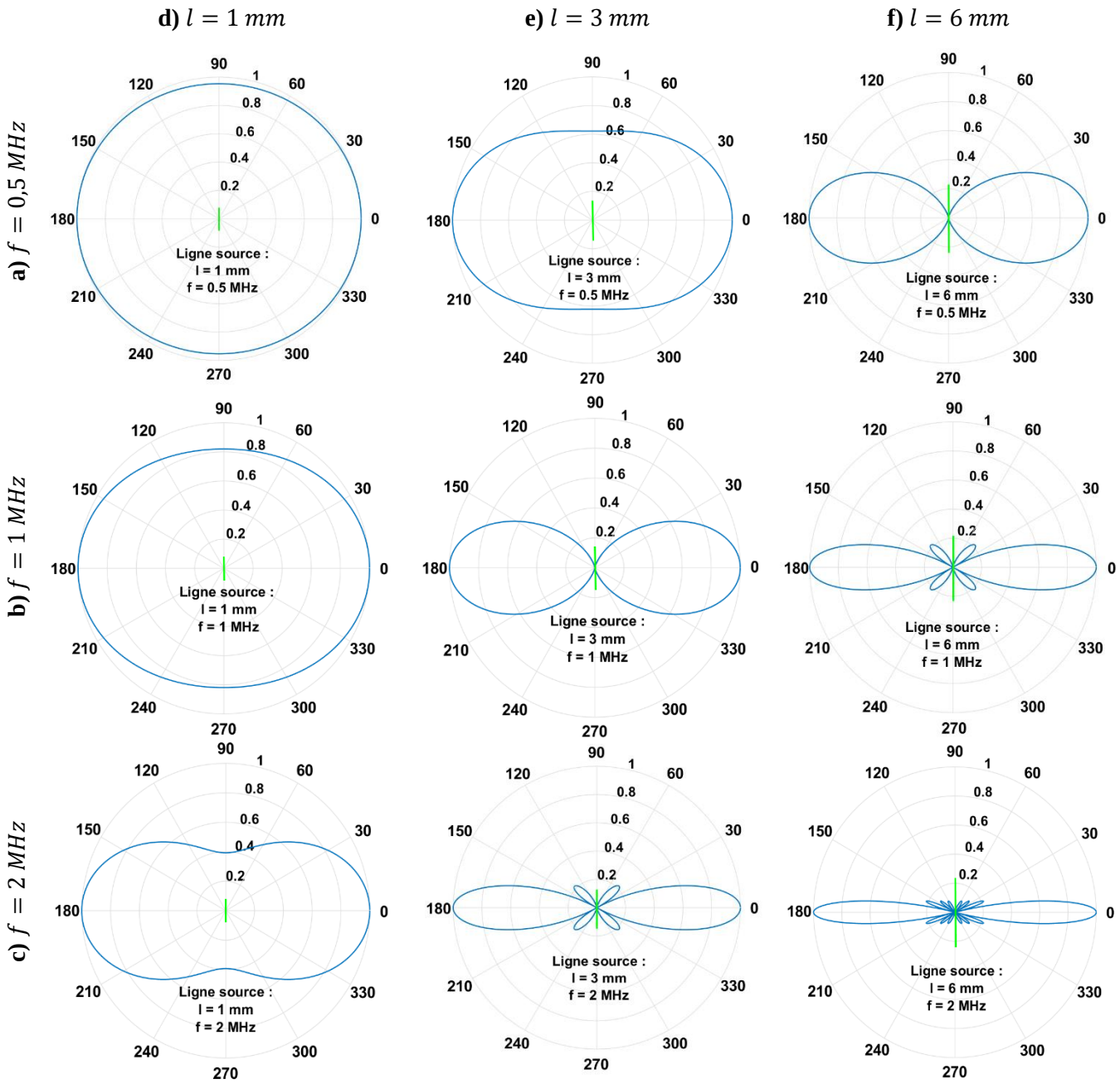


Figure 2.16 : Diagrammes de directivité de l'onde de Rayleigh dans l'aluminium pour une source linéique en régime thermoélastique. a) $f = 0,5\ MHz$. b) $f = 1\ MHz$. c) $f = 2\ MHz$. d) $l = 1\ mm$. e) $l = 3\ mm$. f) $l = 6\ mm$.

4. Régime d'ablation

En régime d'ablation, la densité de puissance lumineuse absorbée par la surface de l'échantillon est suffisante pour faire fondre puis évaporer une petite quantité du volume du matériau irradié. Le transfert de la quantité de mouvement causé par l'éjection des particules crée alors des forces normales à la surface du milieu considéré qui viennent ainsi générer des ondes élastiques de volume, de surface et guidées et de tête dans l'échantillon.

La Figure 2.17 représente le principe de la génération d'ondes élastiques en régime d'ablation [1]. Ce régime de génération étant destructif, il n'est que peu intéressant dans le cadre de cette thèse et n'est donc pas étudié en profondeur. Il est cependant intéressant de noter que l'amplitude des ondes générées est supérieure à celles produites en régime thermoélastique, et que leur diagramme de directivité est différent.

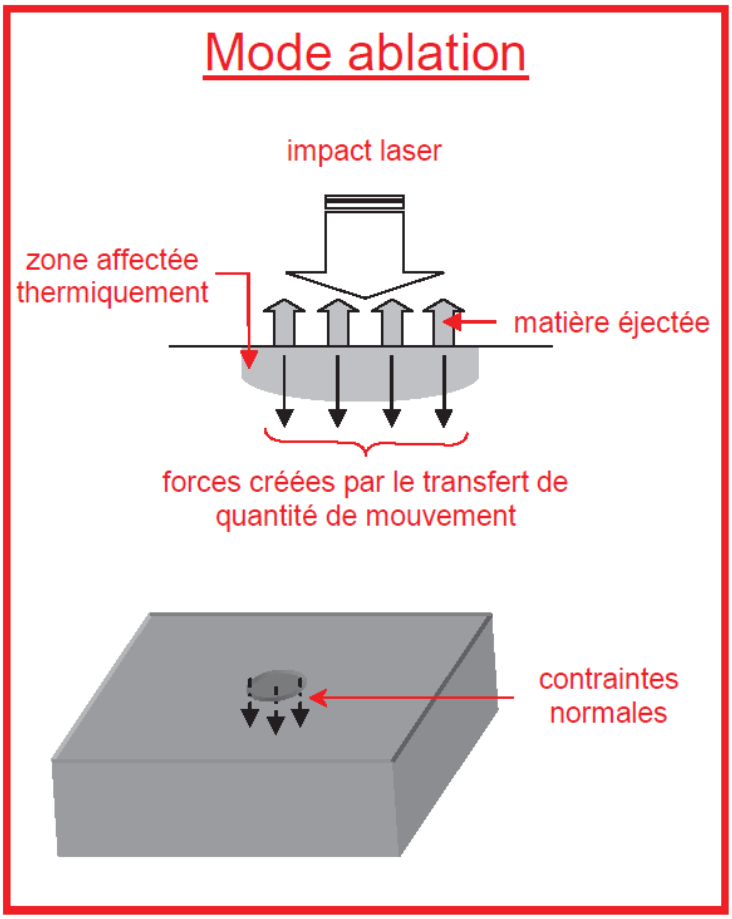


Figure 2.17 : Principe de la génération d'ondes élastiques par laser en régime d'ablation [1].

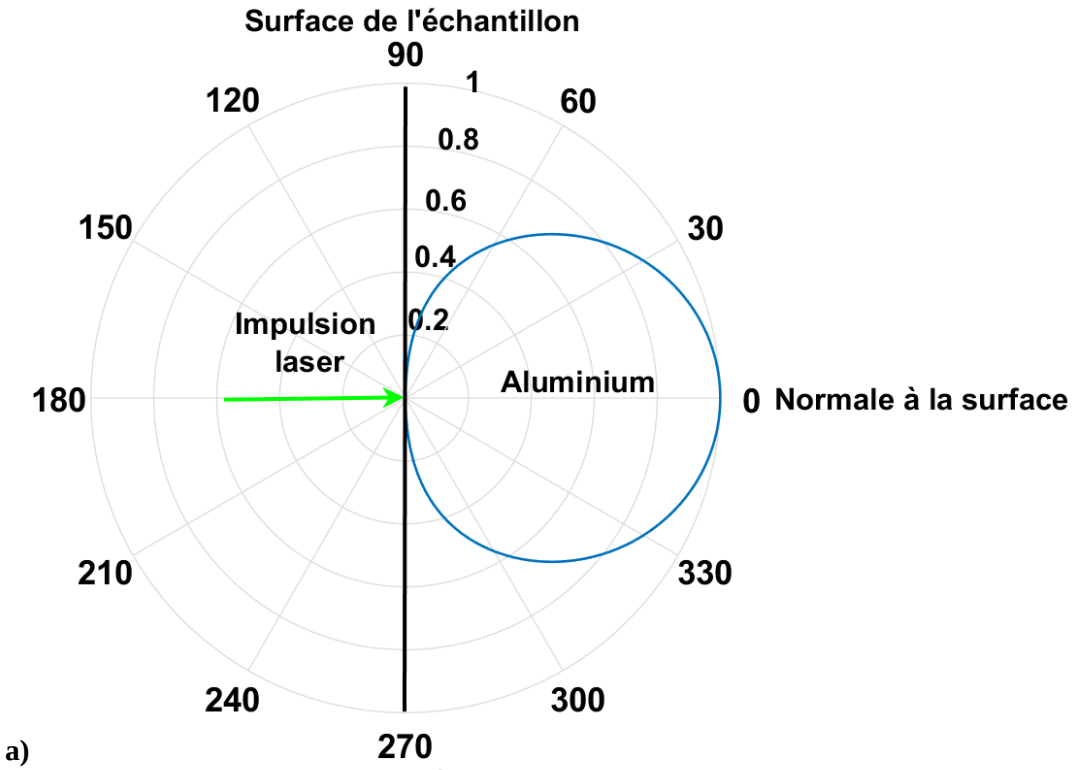
Royer et Dieulesaint [6] utilisent les expressions suivantes pour calculer la directivité des ondes longitudinale et transversale générées en régime d'ablation :

$$\begin{cases} D_{La}(\theta) = \dfrac{\cos(\theta)\,(R^{-1} - 2\sin^2(\theta))}{(R^{-1} - 2\sin^2(\theta))^2 + 2\sin(\theta)\sin(2\theta)\,(R^{-1} - \sin^2(\theta))^{\frac{1}{2}}} \\ D_{Ta}(\theta) = \dfrac{\sin(2\theta)\,(R - \sin^2(\theta))^{\frac{1}{2}}}{\cos^2(2\theta) + 2\sin(\theta)\sin(2\theta)\,(R - \sin^2(\theta))^{\frac{1}{2}}} \end{cases}, \quad (2.24)$$

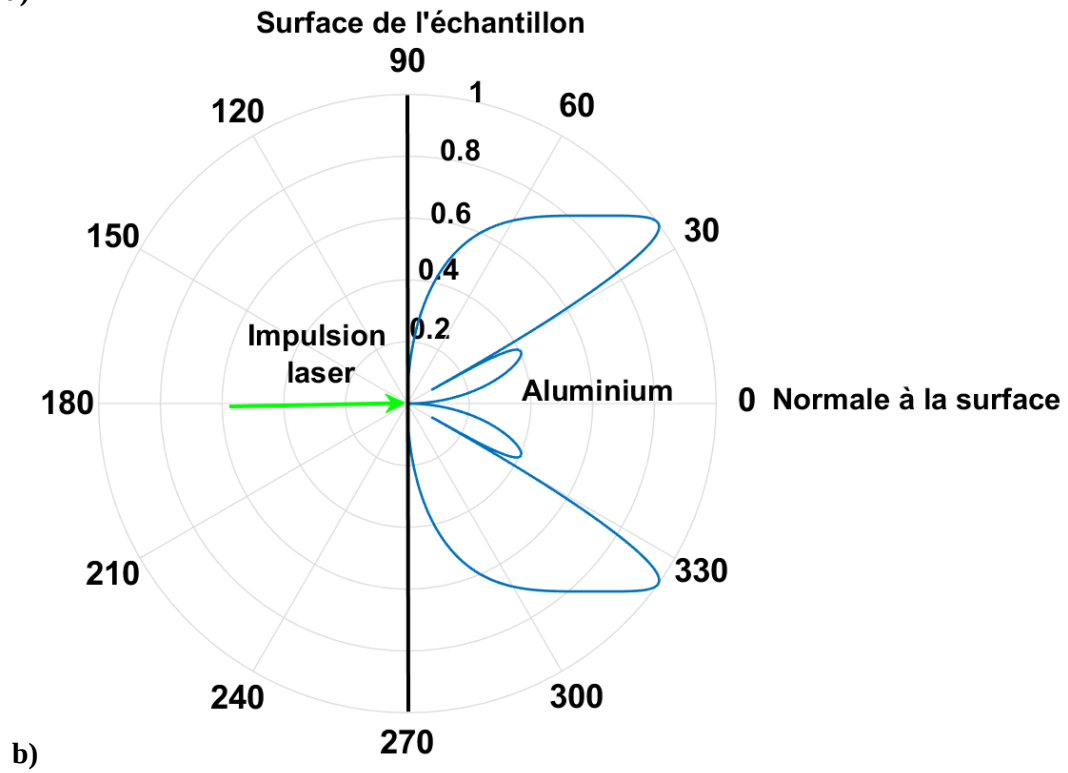
$D_{La}(\theta)$ et $D_{Ta}(\theta)$ sont respectivement la dépendance angulaire des ondes longitudinale et transversale dans le plan sagittal (plan contenant la direction normale à la surface du milieu de propagation et la direction de propagation des ondes), θ est l'angle par rapport à la normale à la surface du milieu de propagation et $R = \left(\frac{c_T}{c_L}\right)^2$ le rapport des vitesses des ondes transversale et longitudinale au carré.

Ces deux expressions permettent de calculer les diagrammes de directivité des ondes longitudinale et transversale générées en régime d'ablation pour une source ponctuelle. En considérant un échantillon d'aluminium ($c_L = 6400\ m.s^{-1}$ et $c_T = 3140\ m.s^{-1}$), ceux-ci sont présentés sur la Figure 2.18.

En régime d'ablation, l'onde longitudinale est générée (de manière quasi omnidirectionnelle) principalement dans l'axe de la normale à la surface. L'onde transversale est excitée dans un angle par rapport à la normale compris entre 30 ° et 70 °, avec un lobe secondaire de faible amplitude aux alentours de 25 °.



a)



b)

Figure 2.18 : Diagrammes de directivité correspondant au régime d'ablation de l'onde longitudinale (a) et de l'onde transversale (b) dans l'aluminium pour une source ponctuelle.

III. Détection d'ondes acoustiques par laser

Il existe de nombreux dispositifs optiques permettant de détecter des ondes acoustiques se propageant dans un échantillon. Ces dispositifs peuvent être principalement répartis en deux catégories : ceux basés sur des méthodes interférométriques et ceux qui ne le sont pas [12]. Les dispositifs les plus couramment rencontrés sont brièvement décrits par la suite.

1. Méthodes non-interférométriques

Il existe deux grandes méthodes non-interférométriques pour détecter le déplacement particulaire de la surface d'un solide induit par la propagation d'une onde élastique. Celles-ci dépendent des dimensions de la tâche focale du laser par rapport à la longueur d'onde acoustique [1], [12].

Ces techniques possèdent l'avantage d'être relativement précises et simples à mettre en œuvre mais sont extrêmement sensibles à l'état de surface de l'échantillon qui doit être le plus réfléchissant et poli possible [12], [13].

a. Technique de la « lame de couteau »

Lorsque le diamètre du faisceau lumineux est petit en comparaison avec les longueurs d'onde acoustique mises en jeu, une déflexion du faisceau laser incident est alors produite dont l'angle est conditionné par les ondulations de surface causées par l'onde élastique.

Le rayonnement réfléchi par la surface est alors détecté par un photodétecteur partiellement masqué par une « lame de couteau ». La surface du photodétecteur recevant le faisceau lumineux est donc différente selon l'angle de déflexion et il est alors possible de remonter aux oscillations de la surface à partir de la puissance lumineuse obtenue [1], [12], [13].

La Figure 2.19 montre le principe de la technique de détection des ondes acoustiques de surface avec une lame de couteau [1]. Whitman et Korpel [13] expriment la puissance lumineuse reçue $P(t)$ par le photodétecteur pour une source de géométrie carrée de côté D comme suit :

$$P(t) = \frac{4\pi P_0 f_1}{D\lambda_s} A cos(\omega_s t + \phi), \qquad (2.25)$$

où P_0 la puissance lumineuse totale contenue dans la source, f_1 la distance focale de la lentille L_1 utilisée pour focaliser le rayon laser à la surface de l'échantillon, λ_s est la longueur d'onde des ondes de surface à la pulsation ω_s, A leur amplitude et ϕ leur phase.

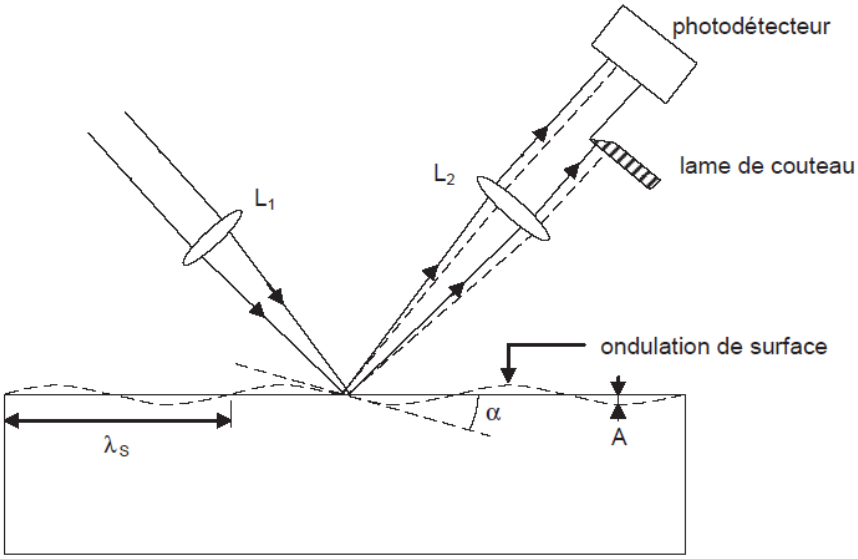


Figure 2.19 : Principe de détection d'une onde acoustique de surface à l'aide de la technique dite de la « lame de couteau » [1].

b. Technique du réseau de phase

Lorsque le diamètre du faisceau laser est grand en comparaison avec la longueur d'onde acoustique, le rayonnement lumineux incident est alors diffracté par les ondulations de surface de l'échantillon produites par la propagation de l'onde élastique qui agit comme un réseau de phase [1], [4], [7], [12], [13].

La Figure 2.20 [1] représente le principe de cette technique de détection. Un photodétecteur permet de détecter les réflexions lumineuses de différents ordres (notés m) obtenus après diffraction. L'angle θ_m de chacune des réflexions d'ordre m avec la normale à la surface dépend du rapport entre la longueur d'onde lumineuse λ_0 et la longueur d'onde acoustique λ_s [1], [4], [13] :

$$\sin(\theta_m) = \sin(\theta_0) + m\frac{\lambda_0}{\lambda_s}. \tag{2.26}$$

Chaque rayon diffracté d'ordre m subit aussi un décalage en fréquence proportionnel à la fréquence de l'onde acoustique [6] :

$$f_{Lm} = f_0 \pm mf_s, \tag{2.27}$$

où f_{Lm} est la fréquence du rayon diffracté d'ordre m, f_0 la fréquence de l'onde lumineuse incidente et f_S la fréquence de l'onde acoustique se propageant à la surface de l'échantillon.

En plaçant le photodétecteur dans le plan normal à la direction de propagation du rayon réfléchi d'ordre 0, un déphasage $\Delta\phi$ est alors obtenu avec les réflexions d'ordres supérieurs et celui-ci influe sur la puissance détectée des rayons lumineux proportionnellement à l'amplitude de l'onde acoustique [6], [13].

L'intensité lumineuse I_m du faisceau d'ordre m est alors égale à [1], [4], [7] :

$$I_m = RI_0J_m^2(\Delta\phi) = RI_0J_m^2\left(\frac{4\pi}{\lambda_0}A\right), \tag{2.28}$$

avec R le coefficient de réflexion en intensité de la surface de l'échantillon, I_0 l'intensité incidente, A l'amplitude de l'onde acoustique et J_m la fonction de Bessel d'ordre m.

Pour les réflexions d'ordre 1, il est possible d'approximer l'Equation (2.28) par $I_1 \approx RI_0\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}A\right)^2$ [1], [4].

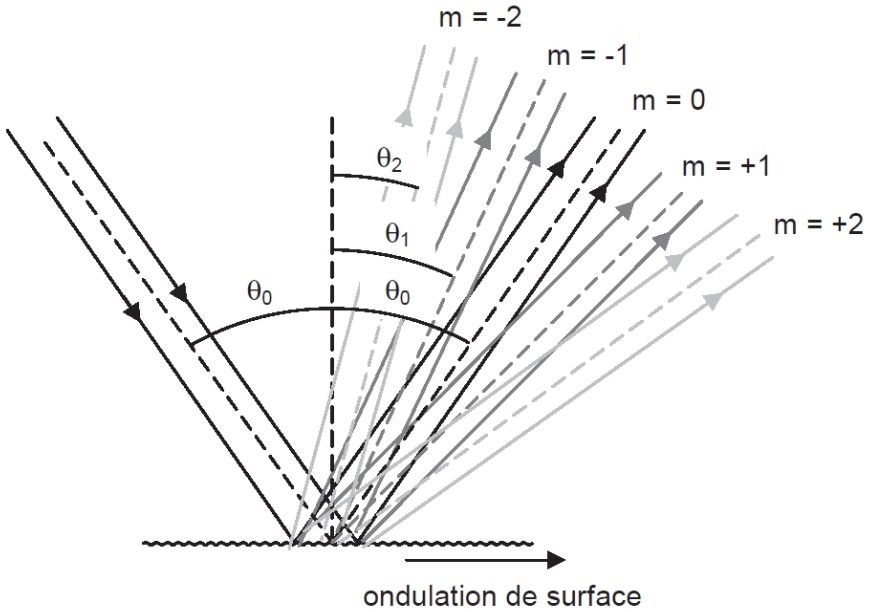


Figure 2.20 : Principe de détection d'une onde acoustique de surface à l'aide de la technique du réseau de phase [1].

2. Dispositifs interférométriques

L'interférométrie consiste à combiner deux rayons lumineux afin d'obtenir une interférence entre eux et ainsi mesurer le déplacement normal d'une surface à partir de celle-ci. Cette technique nécessite cependant un bon état de surface afin d'obtenir une bonne réflexion lumineuse et elle est extrêmement sensible aux vibrations basses fréquences. Plusieurs constructions types d'interféromètre existent. Les plus couramment utilisées sont présentées brièvement ici.

a. Interféromètre de Michelson stabilisé

La Figure 2.21 représente le principe de fonctionnement de l'interféromètre de Michelson stabilisé [1], [6]. Le faisceau laser est séparé en deux par une lame séparatrice (notée LS sur le schéma). La partie sonde (notée S sur le schéma) est focalisée à la surface de l'échantillon. L'autre partie, le faisceau de référence (noté R sur le schéma), est dirigée vers un miroir. Un isolateur optique empêche tout rayon lumineux de pénétrer dans la cavité laser.

Le faisceau sonde est réfléchi par la surface de l'échantillon et sa phase est modulée par le déplacement normal de l'onde acoustique qui s'y propage. Le faisceau de référence est quant à lui réfléchi par un miroir avant d'être recombiné avec le faisceau sonde sur la lame séparatrice et former une interférence sur le photodétecteur.

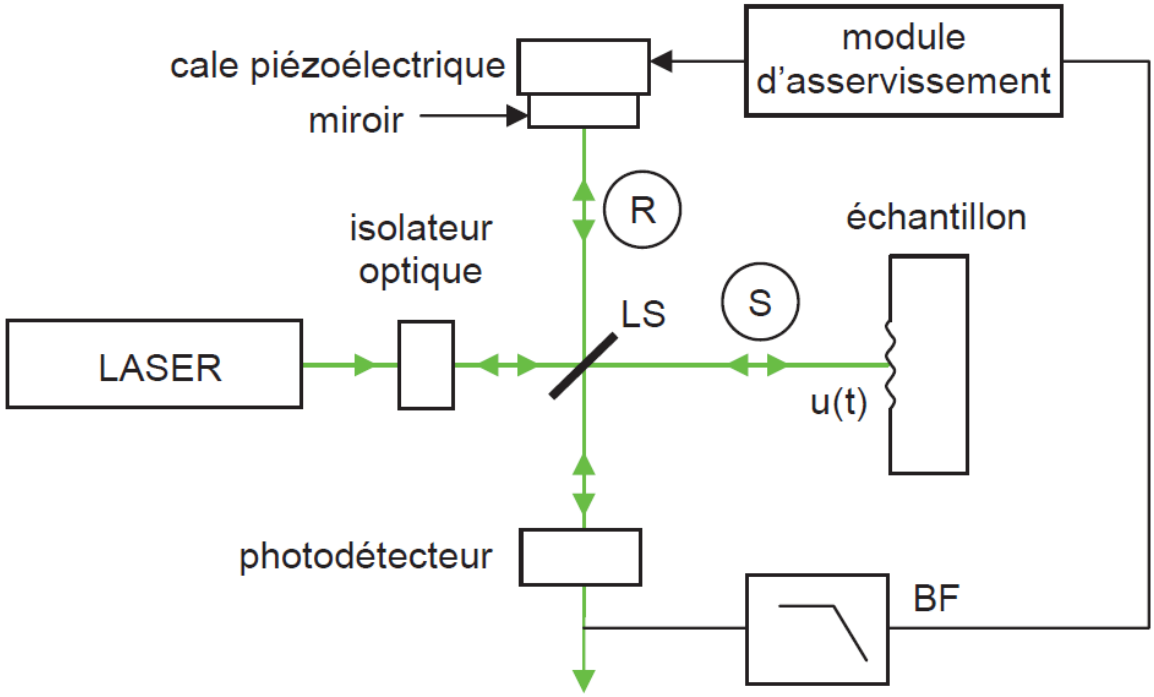


Figure 2.21 : Principe de fonctionnement de l'interféromètre de Michelson stabilisé [1].

En considérant que l'onde acoustique produit un déplacement de la surface $u(t)$ de type [6] :

$$u(t) = Asin(\omega_s t + \phi), \tag{2.29}$$

avec A l'amplitude du déplacement, ϕ la phase et ω_s la pulsation de l'onde acoustique, le champ électrique $E_S(t)$ du faisceau sonde réfléchi par la surface peut s'exprimer comme suit [6] :

$$E_S(t) = E_0\, e^{j\,(\omega_0 t + \phi_S + 2k_0 A sin(\omega_S t + \phi))}, \tag{2.30}$$

avec E_0 l'amplitude du champ électrique réfléchi par la surface (qui peut être considérée comme égale à l'amplitude de l'onde incidente en négligeant l'absorption par l'échantillon), ω_0 la pulsation de l'onde électromagnétique constituant le faisceau sonde, ϕ_S la phase du faisceau sonde, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ le nombre d'onde du faisceau sonde.

En considérant l'expression du champ électrique $E_R(t)$ du faisceau de référence comme :

$$E_R(t) = E_0 e^{j(\omega_0 t + \phi_R)}, \tag{2.31}$$

où ϕ_R est la phase du faisceau de référence, l'intensité du courant délivrée par le photodétecteur s'exprime alors [6] :

$$I(t) = s(E_R + E_S)(E_R + E_S)^*, \tag{2.32}$$

avec s la sensibilité du photodétecteur et $(E_R + E_S)^*$ le conjugué de $(E_R + E_S)$. En remplaçant les expressions des Equations (2.30) et (2.31) dans l'Equation (2.32), $I(t)$ équivaut donc à :

$$I(t) = 2sE_0^2[1 + \cos(2k_0 A sin(\omega_S t + \phi) + \phi_S - \phi_R)]. \quad (2.33)$$

La différence de phase $\phi_S - \phi_R$ entre le faisceau sonde et le faisceau de référence peut être directement reliée à la différence des trajets parcourus par chacun d'eux entre la lame séparatrice et l'objet les réfléchissant [6] :

$$\phi_S - \phi_R = k_0(l_S - l_R), \quad (2.34)$$

où l_S est le trajet parcouru par le faisceau sonde entre la lame séparatrice et la surface de l'échantillon et l_R le trajet parcouru par le faisceau de référence entre la lame séparatrice et le miroir.

Afin d'optimiser la sensibilité de l'interféromètre au déplacement de la surface de l'échantillon engendré par la propagation de l'onde acoustique, un module d'asservissement est commandé par les basses fréquences du signal mesuré par le photodétecteur pour ajuster la distance entre la lame séparatrice et le miroir et assurer un déphasage en quadrature de phase ($\phi_S - \phi_R = \pm\frac{\pi}{2} + 2n\pi$, avec n un entier). Ceci permet de s'affranchir des perturbations thermiques et mécaniques.

Ainsi, lorsque le déphasage entre les faisceaux sonde et de référence est de $\pm\frac{\pi}{2}$ et que l'amplitude de l'onde acoustique est faible devant la longueur d'onde lumineuse tel que $k_0 A \ll 1$, il est possible d'approximer l'Equation (2.33) comme suit [6] :

$$I(t) = 2sE_0^2[1 + 2k_0 A sin(\omega_S t + \phi)]. \quad (2.35)$$

L'intensité du courant délivrée par le photodétecteur tient donc directement compte du déplacement de la surface causée par l'onde acoustique.

Cet interféromètre est dit « homodyne » car le faisceau sonde et le faisceau de référence possèdent la même fréquence. Il est possible d'ajouter au dispositif un modulateur acousto-optique (une cellule de Bragg) dans l'une des branches de l'interféromètre (devant le miroir ou devant l'échantillon) pour créer un décalage en fréquence $\pm f_B$ d'un des faisceaux.

L'interféromètre est alors dit « hétérodyne ». L'avantage de ce type d'interféromètre est d'être moins sensible aux vibrations basses fréquences [12].

b. Interféromètre hétérodyne SH-140 de type Mach-Zehnder

L'interféromètre SH-140 est un interféromètre hétérodyne imaginé par Royer et Dieulesaint à partir d'une structure de type Mach-Zehnder [1], [14]. Ce type d'interféromètre est celui qui est utilisé dans le cadre de cette thèse.

La Figure 2.22 [1], [14] représente le principe de fonctionnement de l'interféromètre hétérodyne SH-140.

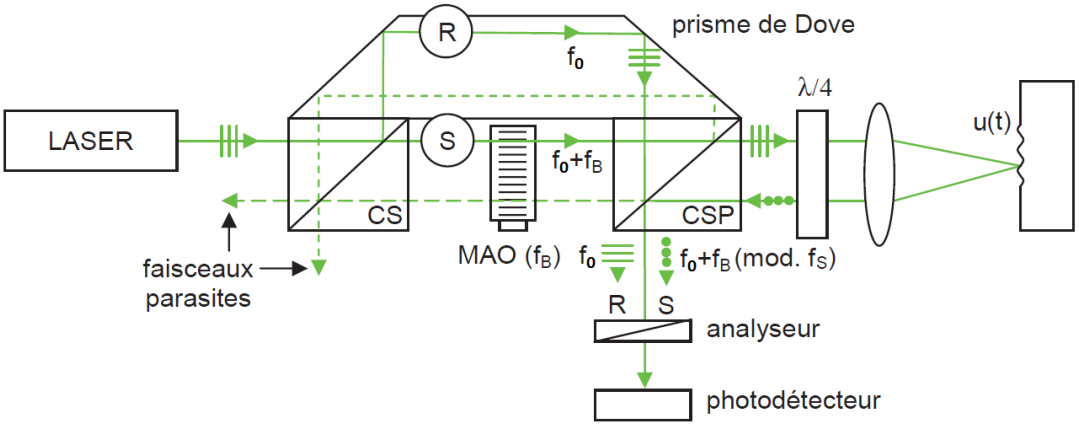


Figure 2.22 : Principe de fonctionnement de l'interféromètre hétérodyne SH-140 [1].

Le faisceau laser de fréquence f_0, initialement polarisé horizontalement, est d'abord séparé en un faisceau sonde S et un faisceau de référence R par un cube séparateur (CS sur le schéma). Le faisceau de référence va alors être réfléchi à l'intérieur d'un prisme de Dove pour être orienté vers le photodétecteur en passant auparavant par un cube séparateur de polarisation (CSP sur le schéma) dont le but est de ne laisser passer que les faisceaux polarisés horizontalement et de réfléchir ceux dont la polarisation est verticale.

Le faisceau sonde subit un décalage d'une fréquence $f_B = 70\ MHz$ [14] grâce à un modulateur acousto-optique (MAO sur le schéma). Il passe ensuite à travers le cube séparateur de polarisation, étant polarisé horizontalement, avant que sa polarisation ne devienne circulaire du fait de son interaction avec une lame quart d'onde ($\lambda/4$ sur le schéma). Le faisceau sonde est alors focalisé sur la surface de l'échantillon et va interagir avec l'onde acoustique de fréquence f_S s'y propageant et subir une modulation de phase. En passant à nouveau par la lame quart d'onde, sa polarisation devient verticale. Le cube séparateur agit alors comme un miroir et dévie le faisceau sonde vers le photodétecteur. Chacun des rayons traversent un analyseur orienté à 45 ° avec leurs polarisations respectives pour leur permettre d'interférer sur la photodiode [6].

Cet interféromètre est dit de type Mach-Zehnder car les faisceaux sont dans un premier temps divisés par un cube séparateur avant d'être assemblés à nouveau par un cube séparateur de polarisation [1].

Dans cette situation, l'Equation (2.30) devient :

$$E_S(t) = E_0 e^{j((\omega_0+\omega_B)t+\phi_S+2k_0 A sin(\omega_S t+\phi))}, \tag{2.36}$$

où ω_B est la pulsation de l'onde acoustique se propageant dans la cellule de Bragg. Le décalage en fréquence du faisceau sonde est ici supposé comme étant égal à f_B, il est aussi possible qu'il soit de $2f_B$ [6].

Ainsi, l'Equation (2.33) devient [6] :

$$I(t) = 2sE_0^2[1 + \cos(\omega_B t + 2k_0 A sin(\omega_S t + \phi) + \phi_S - \phi_R)]. \tag{2.37}$$

Cette expression peut être écrite de façon plus succincte en décomposant la composante continue I_0 et la composante dépendante du temps $I_S(t)$:

$$I(t) = I_0 + I_0 I_S(t), \tag{2.38}$$

avec $I_0 = 2sE_0^2$.

Le signal $I(t)$ obtenu en sortie du photodétecteur est ensuite filtré autour de la fréquence du modulateur acousto-optique f_B et en étant déphasé de $\frac{\pi}{2}$ pour obtenir $I_F(t)$ [6] :

$$I_F(t) \propto \cos\left(\omega_B t + \phi_S - \phi_R + \frac{\pi}{2}\right) = -sin(\omega_B t + \phi_S - \phi_R). \tag{2.39}$$

Le signal $I_F(t)$ est ensuite multiplié par le signal $I_S(t)$ pour obtenir l'expression suivante [6] :

$$I_F(t)I_S(t) \propto \sin\left(2k_0 A sin(\omega_S t + \phi)\right) - sin\left(2\omega_B t + 2k_0 A sin(\omega_S t + \phi) + 2(\phi_S - \phi_R)\right). \quad (2.40)$$

Un filtre basse fréquence est ensuite appliqué afin d'éliminer la composante de fréquence $2f_B$, et l'expression suivante est alors obtenue :

$$I_A(t) \propto \sin\left(2k_0 A sin(\omega_S t + \phi)\right). \quad (2.41)$$

En considérant à nouveau que l'amplitude du déplacement est faible devant la longueur d'onde lumineuse tel que $k_0 A \ll 1$, il est possible d'approximer l'Equation (2.41) comme suit [6] :

$$I_A(t) \propto 2k_0 A sin(\omega_S t + \phi). \quad (2.42)$$

Le signal $I_A(t)$ est donc directement proportionnel au déplacement de la surface de l'échantillon causé par la propagation de l'onde acoustique.

c. Interféromètre différentiel dans le temps

La Figure 2.23 [1], [4] représente le principe de fonctionnement de l'interférométrie différentielle dans le temps. Un faisceau laser incident est réfléchi sur la surface de l'échantillon sur lequel se propage l'onde acoustique. Une lame séparatrice sépare alors le faisceau en deux. Une partie est alors directement dirigée vers le photodétecteur alors que l'autre est propagée sur une distance L avant d'être réfléchie pour atteindre le photodétecteur. Cela permet de retarder l'une des parties du faisceau par rapport à l'autre d'un temps $\tau = \frac{2L}{c}$, avec c la célérité de la lumière dans l'air [1], [6]. L'avantage de ce type d'interférométrie est qu'elle est moins sensible à l'état de surface de l'échantillon.

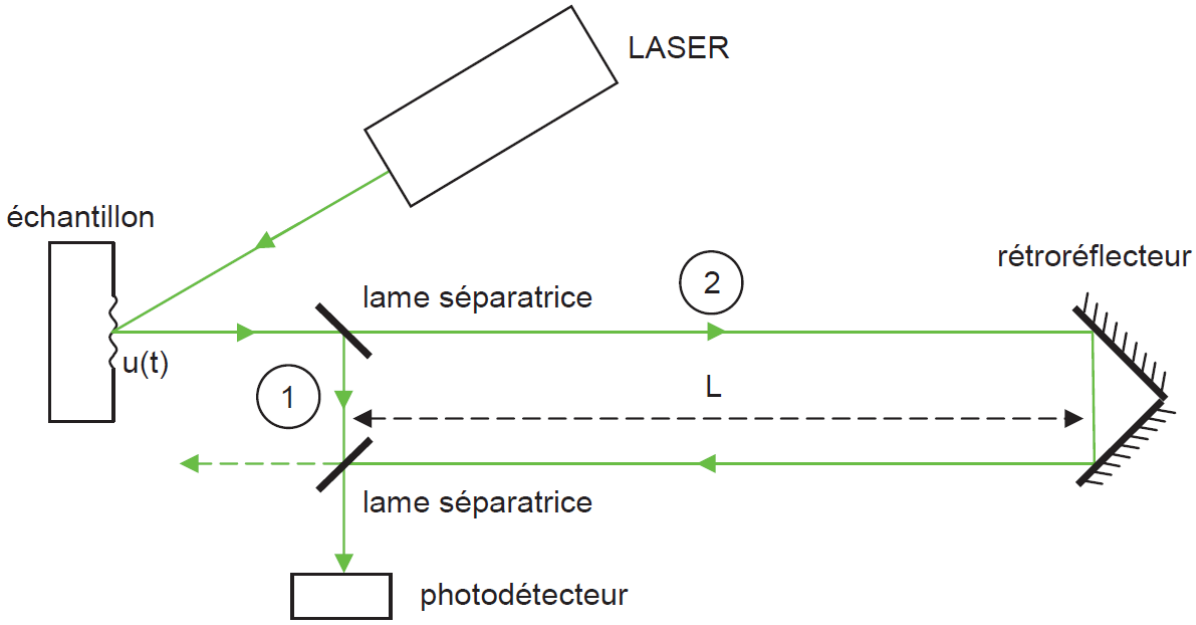


Figure 2.23 : Principe de fonctionnement de l'interférométrie différentielle dans le temps [1].

Ainsi, le champ électrique de chacune des parties du faisceau s'exprime comme suit :

$$\begin{cases} E_1(t) = E_0 e^{j(\omega_0 t + \phi_S + 2k_0 A sin(\omega_S t + \phi))} \\ E_2(t) = E_1(t+\tau) = E_0 e^{j(\omega_0 (t+\tau) + \phi_S + 2k_0 A sin(\omega_S (t+\tau) + \phi))} \end{cases}. \quad (2.43)$$

L'Equation (2.32) donnant l'intensité du courant délivrée par le photodétecteur s'exprime alors par :

$$I(t) = 2sE_0^2\left[1 + \cos\left(\omega_0 \tau + 2k_0 A(sin(\omega_S(t+\tau) + \phi) - sin(\omega_S t + \phi))\right)\right]. \quad (2.44)$$

En choisissant L de façon à ce que $\omega_0\tau = \frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire pour $L = \frac{\pi}{4}\frac{c}{\omega_0} = \frac{\lambda_0}{8}$, et en considérant que l'amplitude du déplacement de l'onde acoustique est faible par rapport à la longueur d'onde lumineuse de sorte que $k_0 A \ll 1$, l'Equation (2.44) devient alors :

$$I(t) = 2sE_0^2[1 + 2k_0A(sin(\omega_S(t+\tau)+\phi) - sin(\omega_S t + \phi))]. \quad (2.45)$$

En considérant les cas limites où τ est très grand ou très petit en comparaison avec la durée de propagation de l'onde acoustique Δt_a, il est possible de simplifier encore cette expression [1], [6].

Lorsque $\tau \gg \Delta t_a$:

$$I(t) \approx 2sE_0^2[1 - 2k_0Asin(\omega_s t + \phi)] = 2sE_0^2[1 - 2k_0u(t)], \quad (2.46)$$

puisque $u(t+\tau) = 0$ car l'instant $t+\tau$ est alors supérieur à la durée de propagation de l'onde Δt_a. Dans cette situation l'intensité du courant mesurée est donc directement liée au déplacement de la surface.

Lorsque $\tau \ll \Delta t_a$:

$$I(t) \approx 2sE_0^2\left[1 - 2k_0A\frac{d\,sin(\omega_s t+\phi)}{dt}\right] = 2sE_0^2\left[1 - 2k_0\frac{du(t)}{dt}\right], \quad (2.47)$$

puisque les variations temporelles sont infinitésimales. L'intensité du courant mesurée est alors directement reliée à la vitesse particulaire de la surface de l'échantillon.

En pratique, il semble cohérent de penser que $\tau \ll \Delta t_a$. En effet, pour que $L = \frac{\lambda_0}{8}$, en prenant par exemple une longueur d'onde $\lambda_0 = 532\ nm$, un temps $\tau \approx 4.10^{-16} s$ est obtenu. En considérant une onde de Rayleigh dans l'aluminium, dont la vitesse de propagation est d'environ $c_R = 2932\ m.s^{-1}$, même pour de très courtes distances de propagation de l'ordre de la dizaine de nanomètres, $\Delta t_a \approx 3.10^{-14}\ s \gg \tau$. L'Equation (2.46) semble donc être valide dans la très grande majorité des cas.

Ce type d'interférométrie est parfois aussi appelé vélocimétrie Doppler [6].

d. Interférométrie holographique

L'interférométrie holographique se base sur le principe de l'holographie pour mesurer un déplacement. Ce type d'interféromètre a pour avantage de fonctionner sur des surfaces rugueuses mais il est moins bien adapté aux surfaces réfléchissantes [1], [15].

L'holographie consiste à enregistrer sur un support photosensible (comme un cristal photoréfractif) l'interférence entre un faisceau sonde diffracté par un objet et un faisceau de référence. En éclairant à nouveau le support avec le faisceau de référence, une image de l'objet est alors obtenue grâce aux informations (contenues dans le faisceau sonde) enregistrées dans le support [16].

En appliquant ce processus à un objet en mouvement, comme un échantillon sur lequel se propage une onde acoustique de surface par exemple, l'image restituée tient compte de l'interférence entre les faisceaux sondes aux différents instants et permet donc de remonter aux différents états de l'objet [17].

Il existe quatre dispositifs différents d'interférométrie holographique [17] mais seulement deux sont applicables à la mesure du déplacement particulaire dans le cadre de la méthode Ultrasons-Laser.

- *L'interférométrie holographique par double exposition :*

La Figure 2.24 [17] montre le principe de l'interférométrie holographique par double exposition. Le laser utilisé pour sonder l'objet est dans un premier temps divisé en un faisceau sonde et un faisceau de référence par une lame séparatrice (LS sur le schéma). Le faisceau de référence est directement dirigé vers le support photosensible via les miroirs m_1 et m_2. Le faisceau sonde est quant à lui réfléchi par la surface de l'objet vers le support. L'hologramme est donc constitué de l'enregistrement de l'interférence entre le faisceau de référence et le faisceau diffracté par l'objet à différents instants (notés Σ_1 et Σ_2). Celui-ci caractérise l'évolution de l'état de l'objet entre deux expositions (notées 1 et 2 aux points M_1

et M_2 sur le schéma). L'hologramme est ensuite éclairé par le faisceau de référence pour restituer l'interférence entre les faisceaux sondes enregistrés à différents instants (Figure 2.24 b).

En notant $\Delta\phi$ le déphasage induit entre les faisceaux réfléchis Σ_1 et Σ_2 de phases ϕ_1 et ϕ_2 et δx le déplacement de la surface induit par le passage de l'onde entre les instants t_1 et t_2 de la première et de la seconde exposition de l'échantillon au faisceau sonde, la relation entre ces deux grandeurs s'exprime selon l'Equation (2.34) :

$$\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0}\delta x, \tag{2.48}$$

avec λ_0 la longueur d'onde du faisceau sonde.

L'amplitude A de l'onde restituée par l'hologramme lors de l'éclairement du support photoréfractif par le faisceau de référence s'exprime alors [17] :

$$A = f_0(A_1, A_2, A_R) + f_{-1}(A_1, A_2, A_R) + f_{+1}(A_1, A_2, A_R), \tag{2.49}$$

où A_1 est l'amplitude du faisceau diffracté Σ_1 par l'objet à la première exposition, A_2 à la seconde exposition, A_R l'amplitude du faisceau de référence, f_0 la fonction correspondant à l'amplitude transmise à travers l'hologramme d'ordre 0, f_{-1} la fonction correspondant à l'amplitude d'ordre -1 et f_{+1} à l'amplitude d'ordre +1. Les expressions de chacune des fonctions sont explicitées dans [17].

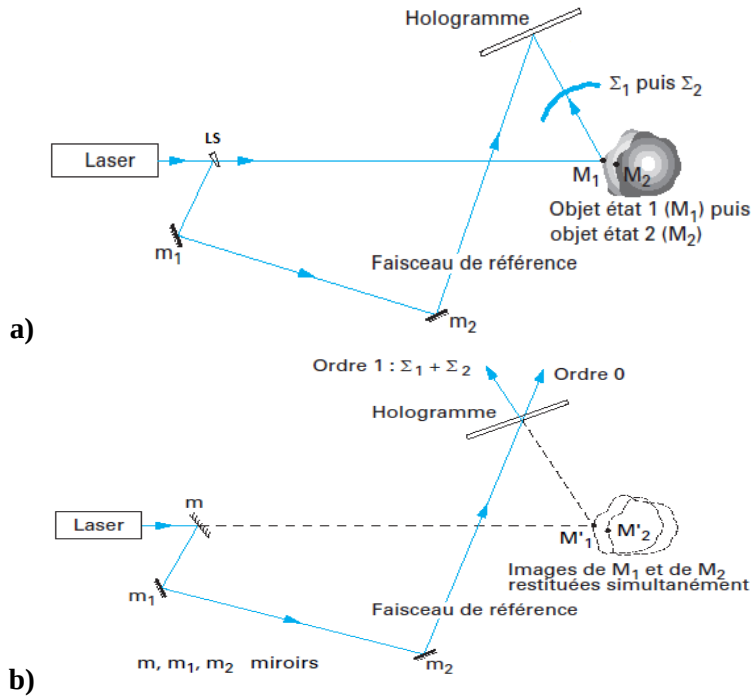


Figure 2.24 : Principe de fonctionnement de l'interférométrie holographique par double exposition [17]. a) Enregistrement de l'hologramme. b) Restitution de l'hologramme.

Comme le montre la Figure 2.24 b, l'amplitude transmise d'ordre 1 correspond directement aux ondes Σ_1 et Σ_2 :

$$f_{+1} = t_a\, \tau\, |A_R|^2\, (A_1 + A_2), \tag{2.50}$$

avec t_a la transparence en amplitude de l'hologramme et τ la durée d'exposition (supposée ici égale lors de la première et de la seconde exposition).

En posant $A_1 = a_1\, e^{j\phi_1}$ et $A_2 = a_2\, e^{j\phi_2} = a_2\, e^{j(\phi_1+\Delta\phi)}$, et en exprimant l'intensité lumineuse $I_{+1} = |f_{+1}|^2$, l'Equation (2.50) peut s'écrire :

$$I_{+1} = t_a^2\, \tau^2\, |A_R|^4\, a_1 \left|\left(1 + \frac{a_2}{a_1} e^{j\Delta\phi}\right)\right|^2 = I_0(1 + \alpha\cos(\Delta\phi)), \tag{2.51}$$

où $I_0 = t_a^2\,\tau^2\,|A_R|^4\,(a_1^2 + a_2^2)$ et $\alpha = 2\,\frac{a_1 a_2}{(a_1^2+a_2^2)}$.

L'Equation (2.51) montre que l'intensité du faisceau d'ordre 1 obtenu lors de la restitution de l'hologramme est directement proportionnelle au déphasage $\Delta\phi$ permettant de remonter au déplacement de la surface au point M.

- *L'interférométrie holographique à double faisceau de référence :*

L'interférométrie à double faisceau de référence fonctionne d'une façon similaire à la double exposition, le faisceau de référence étant cette fois simplement divisé en deux faisceaux R_1 et R_2 avec un angle d'incidence différent sur le support de l'hologramme, comme présenté sur la Figure 2.25 [17].

Le faisceau laser est dans un premier temps scindé en un faisceau sonde et un faisceau de référence à travers un prisme possédant un faible angle (noté SP_1 sur la Figure 2.25 [17]), puis en deux faisceaux de référence à l'aide d'un second prisme (SP_2). Des obturateurs Ob_1 et Ob_2 sont placés sur le trajet des faisceaux de référence R_1 et R_2. Ceux-ci permettent de changer de faisceau de référence entre la première exposition (où le faisceau sonde est diffracté au point M_1) et la seconde exposition (où le faisceau sonde est diffracté au point M_2).

Un miroir piézo-électrique m_3 permet de faire varier sensiblement la phase ϕ_R du faisceau de référence auquel il est affecté, induisant ainsi un déphasage entre les faisceaux de référence R_1 et R_2. L'intensité lumineuse obtenue lors de la restitution de l'hologramme est alors équivalente à :

$$I_1 = I_0[1 + m\,cos(\delta\phi + \phi_R)]. \qquad (2.52)$$

Pour trois valeurs de ϕ_R différentes, trois valeurs d'intensité sont alors obtenues et celles-ci permettent d'obtenir pour chaque point l'amplitude et le sens du déplacement [17].

Ce type d'interférométrie holographique permet de calculer les déplacements en chaque point de la surface d'un objet [17].

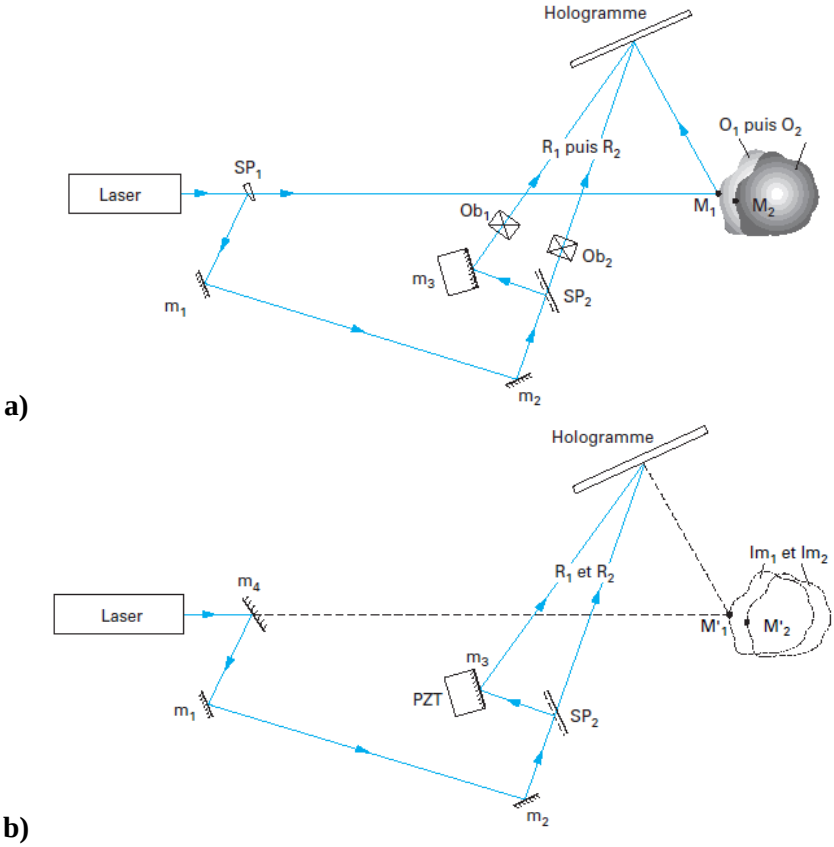


Figure 2.25 : Principe de fonctionnement de l'interférométrie holographique à double faisceau de référence [17]. a) Enregistrement de l'hologramme. b) Restitution de l'hologramme.

e. Tableau comparatif des différentes méthodes d'interférométrie

Le Tableau 2.1 ci-dessous décrit les avantages et inconvénients de chacune des méthodes d'interférométrie décrites précédemment [1], [4], [15], [17].

	Avantages	Inconvénients
Interférométrie homodyne (Michelson stabilisé)	• Système relativement simple • Sensibilité élevée (de l'ordre du nanomètre)	• Sensible aux vibrations basses fréquences • Limitée aux surfaces lisses et réfléchissantes
Interférométrie hétérodyne	• Moins sensible aux vibrations basses fréquences qu'un système homodyne • Sensibilité élevée (de l'ordre du nanomètre)	• Plus couteux et complexe à mettre en place qu'un système homodyne • Limitée aux surfaces lisses et réfléchissantes
Interférométrie différentielle dans le temps	• Peu sensible aux vibrations basses fréquences • Moins sensible à l'état de surface que les systèmes interférométriques homodyne et hétérodyne	• Plus sensible aux vibrations basses fréquences que l'interférométrie hétérodyne
Interférométrie holographique	• Adaptée aux surfaces rugueuses • Peu sensible aux vibrations basses fréquences	• Moins bien adaptée aux surfaces réfléchissantes • Sensibilité plus faible

Tableau 2.1 : Tableau comparatif des différentes méthodes d'interférométrie.

Les échantillons étudiés au cours de la thèse étant composé d'un substrat en aluminium dont la surface est bien polie et réfléchissante, la sonde interférométrique hétérodyne SH-140 de type Mach-Zehnder est très bien adaptée.

IV. Mise en œuvre de la méthode Ultrasons-Laser

Il existe principalement deux configurations permettant de mettre en œuvre la méthode Ultrasons-Laser : la configuration pompe-sonde, utilisée notamment pour la caractérisation de couches et de revêtements minces [15], [18], [19], et la configuration point source–point récepteur qui sera celle utilisée au cours de cette thèse. Nous présentons chacune d'entre elles.

1. Méthode pompe-sonde

La Figure 2.26 [15], [18] représente un montage typique pour la méthode pompe-sonde. Le même laser est à la fois utilisé pour générer et détecter les ondes acoustiques. Son faisceau est divisé en un faisceau pompe dont l'objectif est d'exciter les ondes acoustiques et un faisceau sonde qui permet de les détecter. Une table de déplacement est placée sur le trajet du faisceau sonde pour introduire une ligne à retard et permettre d'adapter le temps d'arrivé du faisceau sonde en fonction de celui du faisceau pompe. Le faisceau sonde est enfin réfléchi par la surface de l'échantillon et il est capté par un photodétecteur.

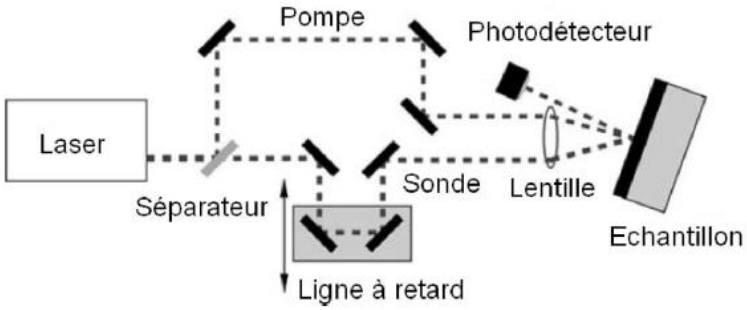


Figure 2.26 : Montage typique de la méthode pompe–sonde [15].

Ce type de dispositif utilise généralement des lasers femtosecondes. Les ondes acoustiques excitées sont les ondes longitudinales et les couches et revêtements sont caractérisés grâce au temps de vol de ces ondes lorsqu'elles sont réfléchies à l'interface couche-substrat. Celui-ci permet d'obtenir soit la vitesse de propagation des ondes longitudinales dans la couche en connaissant son épaisseur, soit l'épaisseur de la couche en connaissant la vitesse de propagation. Il est aussi possible d'obtenir des informations sur l'état de l'interface entre la couche et le substrat grâce au coefficient de réflexion des ondes de volume : plus l'adhérence entre la couche et le substrat est élevée, plus l'onde incidente est transmise au substrat et plus l'amplitude de l'onde réfléchie est faible.

La Figure 2.27 [15], [19] représente les signaux obtenus avec la méthode pompe-sonde. La réflectivité optique de la surface de l'échantillon est modifiée par les vibrations causées par l'onde longitudinale lorsqu'elle atteint la surface de l'échantillon, ce qui permet de détecter les temps d'arrivé des différents échos dans l'échantillon et donc de mesurer le temps de vol des ondes. La Figure 2.27 montre des signaux pour trois couches d'aluminium d'épaisseurs différentes déposées sur un substrat de saphir [19]. Le maximum observable sur chacun des signaux peu après le début de la mesure est produit par la dilatation thermique causée par l'impulsion pompe [15].

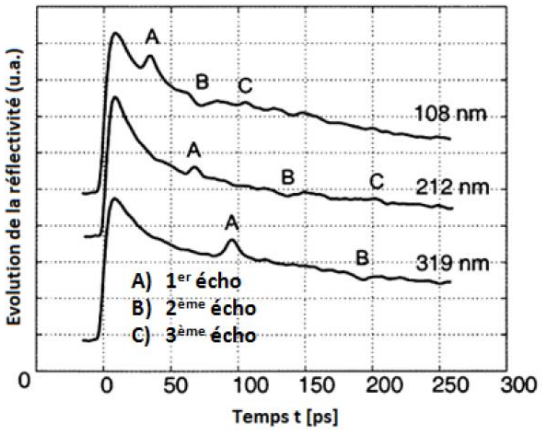


Figure 2.27 : Signaux typiques obtenus par la méthode pompe-sonde pour trois couches d'aluminium d'épaisseurs différentes déposées sur un substrat de saphir [15].

Cette méthode possède l'avantage d'être non destructive mais nécessite de connaître soit l'épaisseur de la couche au point de mesure, soit ses caractéristiques mécaniques. De plus, c'est une méthode locale.

2. Méthode point source–point récepteur

La méthode point source-point récepteur consiste à utiliser un laser impulsionnel pour la génération et le plus souvent un interféromètre pour la détection des ondes acoustiques en une position qui est

généralement différente de la position de génération. Cette méthode permet de générer à la fois des ondes de surface et des ondes de volume.

Le système de détection permet de mesurer le déplacement de la surface de l'échantillon au passage de l'onde acoustique. Dans la plupart des cas, uniquement la composante normale à la surface du déplacement particulaire est obtenue.

En déplaçant la position de la source ou la position de la détection sur la surface de l'échantillon, il est donc possible de remonter à la vitesse de propagation des ondes acoustiques générées en mesurant les différents temps de vol, ce qui permet de contrôler et caractériser l'échantillon.

La Figure 2.28 représente le montage utilisé au cours de cette thèse. Un laser nanoseconde Nd:YAG délivre une impulsion qui est focalisée à travers une lentille cylindrique pour obtenir une source linéique à la surface de l'échantillon. Un miroir de renvoi et la lentille sont placés sur une table de déplacement de haute précision. Celle-ci permet de modifier précisément la position de la source et donc de faire varier la distance source-détection pour pouvoir remonter à la vitesse de propagation des ondes acoustiques. Un interféromètre SH-140 est utilisé pour détecter le déplacement normal de la surface produit par les ondes élastiques ainsi générées.

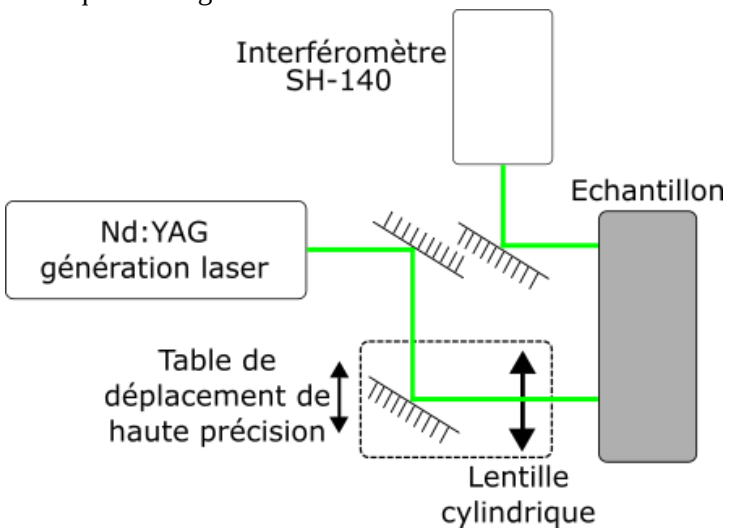


Figure 2.28 : Dispositif expérimental utilisé.

L'avantage de ce type de montage est qu'il est possible de sonder une zone importante de l'échantillon grâce aux ondes de surface. Il est aussi possible d'obtenir de nombreuses informations en utilisant les différents types d'ondes générés.

Conclusion

Dans ce chapitre, les phénomènes physiques mis en jeu dans la génération et la détection d'ondes acoustiques par sources laser ont été présentés.

Dans un premier temps, le principe de fonctionnement du laser et l'interaction laser-matière métallique ont été décrits. Les régimes thermoélastique et ablation permettant de générer des ondes élastiques ont ainsi été introduits.

Un intérêt plus particulier a ensuite été porté sur la génération thermoélastique avec une résolution numérique de l'équation de diffusion de la chaleur dans un matériau métallique. L'élévation de température causée à l'intérieur d'un substrat d'aluminium et l'implication de celle-ci dans les contraintes et déformations mécaniques à l'origine des ondes acoustiques ont été présentées. Pour cela, un modèle de la génération d'ondes acoustiques par source laser en régime thermoélastique a été utilisé.

Les principales méthodes existantes pour la détection des ondes acoustiques par des sources laser ont ensuite été exposées en s'attardant plus longuement sur les dispositifs interférométriques.

Enfin, les principaux montages permettant la mise en œuvre de la méthode Ultrasons-Laser ont été décrits et leur avantages et inconvénients ont été présentés.

Dans le prochain chapitre, la propagation des ondes élastiques est étudiée en s'intéressant principalement à l'influence de l'adhérence d'une structure couche sur substrat sur les caractéristiques des ondes de surface.

Bibliographie du Chapitre 2

[1] F. Faëse, « Génération d'ondes acoustiques de surface par différentes sources lasers - Applications à la caractérisation sans contact de défauts », Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2013.

[2] C. Schwob et L. Julien, « Le laser : principe de fonctionnement », *Reflets Phys.*, nº 21, p. 12-16, oct. 2010.

[3] M. Lemaire, « Caractérisation de structures du type couche sur substrat par ultrasons-lasers », Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2008.

[4] F. Jenot, « Génération et détection d'ondes élastiques par sources lasers. Applications au contrôle non destructif », Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2003.

[5] B. I. Bleaney et B. Bleaney, *Electricity and magnetism*, Second Edition. Oxford University Press, 1965.

[6] D. Royer et E. Dieulesaint, *Elastic Waves in Solides II - Generation, Acousto-optic Intecation Applications*. Springer, 2000.

[7] C. B. Scruby et L. E. Drain, *Laser ultrasonics: techniques and applications*. Bristol: Hilger, 1990.

[8] J. F. Ready, *Effects of high-power laser radiation*. Academic Press, Inc., 1971.

[9] L. R. F. Rose, « Point-source representation for laser-generated ultrasound », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 75, nº 3, p. 723-732, mars 1984.

[10] C. B. Scruby, R. J. Dewhurst, D. A. Hutchins, et S. B. Palmer, « Quantitative studies of thermally generated elastic waves in laser-irradiated metals », *J. Appl. Phys.*, vol. 51, nº 12, p. 6210-6216, déc. 1980.

[11] A. M. Aindow, R. J. Dewhurst, et S. B. Palmer, « Laser-generation of directional surface acoustic wave pulses in metals », *Opt. Commun.*, vol. 42, nº 2, p. 116-120, juin 1982.

[12] J.-P. MONCHALIN, « Optical Detection of Ultrasound », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. UFFC-33, nº 5, p. 485-499, 1986.

[13] R. L. Whitman et A. Korpel, « Probing of Acoustic Surface Perturbations by Coherent Light », *Appl. Opt.*, vol. 8, nº 8, p. 1567, août 1969.

[14] D. Royer et E. Dieulesaint, « Optical Detection of Sub-Angstrom Transient Mechanical Displacements », 1986, p. 527-530.

[15] S. Fourez, « Caractérisation de couches minces par ondes de surface générées et détectées par sources lasers », PhD Thesis, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2013.

[16] P. Smigielski, « Holographie optique », *Tech. Ing.*, p. 23, 1998.

[17] P. Smigielski, « Interférométrie holographique », *Tech. Ing.*, p. 17, 1998.

[18] D. M. Profunser, J. Vollmann, et J. Dual, « Determination of the material properties of microstructures by laser based ultrasound », *Ultrasonics*, vol. 42, nº 1-9, p. 641-646, avr. 2004.

[19] J. Vollmann, D. M. Profunser, et J. Dual, « Sensitivity improvement of a pump–probe set-up for thin film and microstructure metrology », *Ultrasonics*, vol. 40, nº 1-8, p. 757-763, mai 2002.

Chapitre 3. Ondes acoustiques de surface et guidées pour la caractérisation de l'adhésion

Table des matières du Chapitre 3

Introduction 76

I. Ondes élastiques dans un solide 76

1. Théorie de l'élasticité 76

2. Ondes acoustiques de volume 77

II. Ondes de surface et guidées dans un multicouche 81

1. Ondes de Rayleigh et de Lamb 81

2. Multicouche et méthode des matrices de transfert 86

III. Modélisation de l'influence de l'adhérence sur la propagation des ondes acoustiques 93

1. Présentation du modèle des sauts de déplacement 93

2. Justification mathématique du modèle 95

3. Intégration au modèle des matrices de transfert 97

IV. Etude de l'influence des incertitudes de mesure des caractéristiques mécaniques des échantillons en comparaison de celle de l'adhérence sur les courbes de dispersion des ondes de surface 100

1. Courbes de dispersion des modes de Rayleigh dans les échantillons étudiés 100

2. Influence de la vitesse de propagation de l'onde longitudinale 102

3. Influence de la vitesse de propagation de l'onde transversale 105

4. Influence de la masse volumique 107

5. Influence de l'épaisseur 108

6. Influence des conditions de contact 109

Conclusion 114

Bibliographie du Chapitre 3 115

Introduction

Comme il a été présenté dans le Chapitre 1, le Contrôle Non Destructif de l'adhérence par ondes acoustiques est étudié depuis de nombreuses années à travers diverses méthodes utilisant différents types d'onde. Parmi celles-ci, les ondes de surface et guidées permettent de quantifier l'adhérence grâce à leur caractère dispersif.

Les modes de Rayleigh sont des ondes de surface se propageant dans un milieu composé d'une ou de plusieurs couches déposées sur un substrat. L'influence de l'adhérence au niveau de l'interface entre une couche et un substrat sur le comportement dispersif de ces ondes est présentée ici à travers des calculs analytiques.

Pour ce faire, la théorie de l'élasticité et de la propagation des ondes élastiques au sein d'un solide sont d'abord brièvement présentées à travers les équations dédiées. Les formulations proposées ne sont pas applicables à des milieux piézo-électriques et sont dans un premier temps mises sous une forme suffisamment générale pour prendre en compte l'anisotropie éventuelle du matériau considéré, avant d'être appliquées uniquement à des cas isotropes.

Cette première partie permet d'introduire les ondes acoustiques de surface et guidées dont les caractéristiques sont décrites ainsi que les relations mathématiques permettant de remonter aux courbes de dispersion.

Le modèle le plus répandu dans la littérature pour étudier l'influence des conditions de contact sur la propagation des ondes acoustiques est ensuite présenté.

Enfin, celui-ci est utilisé pour étudier l'influence de différents paramètres et plus particulièrement la qualité d'adhérence sur les courbes de dispersion des modes de Rayleigh se propageant dans une structure couche sur substrat.

I. Ondes élastiques dans un solide

1. Théorie de l'élasticité

Lorsqu'une force vient perturber un milieu solide initialement à l'équilibre, des ondes élastiques sont excitées au sein de celui-ci. Celles-ci obéissent aux lois de l'élasticité, qui étudie les relations entre déformations et contraintes d'un point de vue macroscopique [1]. Les phénomènes ayant lieu à l'échelle atomique ou moléculaire sont considérés comme négligeables à l'échelle macroscopique et ne sont donc pas pris en compte dans la théorie de l'élasticité.

a. Loi de Hooke

La loi de Hooke relie, en régime d'élasticité linéaire, les composantes σ_{ij} du tenseur des contraintes $[\sigma]$ (selon la direction i appliquée à la surface de normale sortante j) aux composantes ϵ_{kl} du tenseur des déformations $[\epsilon]$ (selon la direction k appliquée à la surface de normale sortante l) de la manière suivante [1]–[3] :

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl}\epsilon_{kl}, \tag{3.1}$$

où c_{ijkl} sont les composantes du tenseur d'ordre 4 des constantes élastiques $[c]$ du milieu. Ce tenseur possède 3^4 composantes. Cependant, du fait des symétries des tenseurs $[\sigma]$ et $[\epsilon]$, le tenseur $[c]$ est aussi symétrique par rapport à respectivement i et j, k et l d'où : $c_{ijkl} = c_{jikl} = c_{ijlk} = c_{jilk}$. De plus, pour des considérations énergétiques, on a aussi une symétrie en échangeant les deux premiers et les deux derniers indices : $c_{ijkl} = c_{klij}$ [3]. Par la suite le nombre de constantes élastiques indépendantes est ramené à 21 dans le cas le plus général. Selon la géométrie des cristaux du matériau étudié, le nombre

de composantes indépendantes du tenseur peut encore être réduit, jusqu'à un minimum de 2 dans le cas d'un solide isotrope par exemple.

Il est important de noter que la convention d'Einstein est ici utilisée. Ainsi, dans l'Equation (3.1), il y a sommation sur les indices k et l, avec $k, l \in [1,3]$.

En exprimant les déformations en fonction du déplacement particulaire u_i dans la direction i, $\epsilon_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)$, la relation entre contrainte et déplacement particulaire est obtenue :

$$\sigma_{ij} = \frac{1}{2}\, c_{ijkl}\left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k}\right) = c_{ijkl}\,\frac{\partial u_k}{\partial x_l}, \tag{3.2}$$

puisque $c_{ijkl} = c_{ijlk}$.

b. Seconde loi de Newton

Le principe fondamental de la dynamique stipule que [2] :

$$div([\sigma]) + \overrightarrow{f_v} = \rho\,\frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2}, \tag{3.3}$$

où div est l'opérateur divergence, $\overrightarrow{f_v}$ les forces volumiques (comme le poids par exemple), ρ la masse volumique du solide considéré et $\vec{u}$ le vecteur déplacement particulaire.

En présence de sources, représentées par le terme f_{vi}, l'équation fondamentale de la dynamique est donc :

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + f_{vi} = \rho\,\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}. \tag{3.4}$$

c. Equation de propagation

Ainsi, en appliquant la seconde loi de Newton (Equation (3.4)) et la loi de Hooke (Equation (3.2)), l'équation de propagation peut être obtenue. L'influence des sources est ici considérée comme nulle et les valeurs des constantes élastiques (contenues dans le tenseur des rigidités) sont considérées comme uniformes (elles ne varient pas avec la position) :

$$\rho\,\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl}\,\frac{\partial^2 u_l}{\partial x_k \partial x_j}. \tag{3.5}$$

Les solutions de cette équation permettent d'obtenir le déplacement particulaire caractérisant la propagation d'une onde élastique.

2. Ondes acoustiques de volume

a. Recherche de solutions en ondes planes progressives

Les ondes générées sont ici considérées comme planes. Cette approximation est régulièrement réalisée pour sa simplicité mathématique et est valide en champ lointain où un front d'onde initialement cylindrique ou sphérique peut être considéré comme plan.

La forme caractéristique d'une onde plane dans un fluide non visqueux est la suivante :

$$u(\vec{r}, t) = F\left(t - \frac{\vec{n}.\vec{r}}{V_\phi}\right) + G\left(t + \frac{\vec{n}.\vec{r}}{V_\phi}\right), \tag{3.6}$$

où F et G sont toutes deux des fonctions déterminées par la résolution de l'équation de propagation, t le temps, $\vec{n}$ la direction de propagation de l'onde (vecteur orthogonal au front d'onde qui est ici considéré comme plan), $\vec{r} = \overrightarrow{OM} = \begin{vmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{vmatrix}$ avec O l'origine du repère et M un point quelconque de l'espace auquel l'influence de l'onde plane veut être connue (M est donc le point d'observation), et V_ϕ à la vitesse

de phase de l'onde, qui correspond à la vitesse à laquelle doit se déplacer un observateur pour voir au cours du temps la vibration caractérisant l'onde dans le même état de phase [2].

Ici, F correspond à l'onde « allée », c'est-à-dire à l'onde se propageant dans le sens de $\vec{n}$, alors que G correspond à l'onde « retour », c'est-à-dire à l'onde se propageant dans le sens contraire de $\vec{n}$. Lorsque l'espace considéré est très grand devant les caractéristiques de l'onde (longueur d'onde $\lambda = \frac{V_\phi}{f}$ où f est la fréquence des vibrations caractérisant l'onde), il est possible de considérer qu'il n'y a pas de réflexion sur les parois du milieu et donc qu'il n'y a pas d'onde retour. Pour plus de simplicité, cette approximation est ici utilisée et seule la fonction F est alors prise en compte.

Dans un solide, l'Equation (3.6), en négligeant le terme de l'onde retour, s'exprime comme suit :

$$u_i = P_i\, F\left(t - \frac{\vec{n}.\vec{r}}{V_\phi}\right) = P_i\, F\left(t - \frac{n_j x_j}{V_\phi}\right), \tag{3.7}$$

où P_i est la polarisation du déplacement u_i. Ce terme n'est pas présent sur l'Equation (3.6) car il n'existe qu'une polarisation possible dans un fluide non visqueux (celle de la propagation de l'onde).

En insérant cette expression dans l'équation de propagation, les relations suivantes sont obtenues :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = P_i\, F''\left(t - \dfrac{n_j x_j}{V_\phi}\right) \\ \dfrac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} = P_l \dfrac{n_j\, n_k}{V_\phi^2}\, F''\left(t - \dfrac{n_j x_j}{V_\phi}\right) \end{cases}, \tag{3.8}$$

où F'' signifie la dérivée seconde de la fonction F par rapport au temps t.

Ainsi, l'équation de propagation peut être écrite sous la forme suivante, appelée équation de Christoffel :

$$\rho V_\phi^2 P_i = c_{ijkl} n_j n_k\, P_l. \tag{3.9}$$

b. Tenseur de Christoffel

Dans l'équation précédente, le produit du tenseur des rigidités par les coordonnées de la direction de propagation de l'onde est appelé le tenseur de Christoffel, qui est un tenseur d'ordre 2 noté Γ_{il} :

$$\Gamma_{il} = c_{ijkl} n_j n_k, \tag{3.10}$$

soit :

$$\begin{aligned} \Gamma_{il} = {} & c_{i11l} n_1^2 + c_{i22l} n_2^2 + c_{i33l} n_3^2 + (c_{i12l} + c_{i21l}) n_1 n_2 \\ & + (c_{i13l} + c_{i31l}) n_1 n_3 + (c_{i23l} + c_{i32l}) n_2 n_3. \end{aligned} \tag{3.11}$$

Par exemple :

$$\begin{aligned} \Gamma_{12} = {} & c_{1112} n_1^2 + c_{1222} n_2^2 + c_{1332} n_3^2 + (c_{1122} + c_{1212}) n_1 n_2 \\ & + (c_{1132} + c_{1312}) n_1 n_3 + (c_{1232} + c_{1322}) n_2 n_3. \end{aligned} \tag{3.12}$$

Par la suite, pour simplifier les notations, les indices du tenseur des rigidités sont mis sous forme de notation matricielle :

$$c_{ab} = c_{ijkl}, \tag{3.13}$$

avec $11 \to 1$, $22 \to 2$, $33 \to 3$, $32 = 23 \to 4$, $31 = 13 \to 5$ et $21 = 12 \to 6$, avec par exemple $c_{16} = c_{1121}$.

D'après [1], $\Gamma_{il} = \Gamma_{li}$ car $c_{ijkl} = c_{klij} = c_{lkji}$ et donc $\Gamma_{li} = c_{ljki} n_j n_k = c_{lkji} n_k n_j = c_{ijkl} n_j n_k = \Gamma_{il}$. Le tenseur de Christoffel est donc symétrique.

L'équation de propagation (équation de Christoffel) s'écrit comme suit :

$$\rho V_\phi^2 P_i = \Gamma_{il} P_l, \tag{3.14}$$

où ρV_ϕ^2 est donc la valeur propre du tenseur de Christoffel et P_i son vecteur propre, avec $P_i = P_l\, \delta_{il}$, avec δ_{il} le symbôle de Kronecker dont la valeur vaut 1 pour $i = l$ et 0 sinon.

Ainsi, l'équation de propagation se résume à :

$$\left[\Gamma_{il} - \rho V_\phi^2 \delta_{il}\right] P_l = 0, \tag{3.15}$$

dont la solution non-triviale (les différentes composantes P_l ne sont pas toutes nulles) correspond à l'annulation du déterminant :

$$\left|\Gamma_{il} - \rho V_\phi^2 \delta_{il}\right| = 0. \tag{3.16}$$

Ainsi, pour une direction de propagation donnée, il existe trois racines à l'équation correspondant à trois vitesses de phases V_ϕ différentes, ce qui équivaut donc à trois ondes distinctes. Chacune de ces vitesses permet ensuite d'obtenir le vecteur propre correspondant, le vecteur polarisation $\vec{P}$ traduisant la direction de vibration des particules.

c. Application au cas isotrope

Les équations présentées précédemment sont valables pour un solide homogène quelconque, qu'il soit isotrope ou anisotrope.

Afin de simplifier les calculs, le solide considéré ici est désormais isotrope, c'est à dire que la vitesse des ondes est identique quelque-soit la direction de propagation de l'onde.

Ainsi, en considérant des ondes se propageant selon la direction x_3, $\vec{n} = \overrightarrow{e_{x_3}}$, avec $\overrightarrow{e_{x_3}}$ le vecteur unitaire correspondant à l'axe x_3 donc, l'équation de propagation s'écrit comme suit :

$$\left[\Gamma_{il} - \rho\, V_\phi^2\, \delta_{il}\right] P_l = 0, \tag{3.17}$$

avec :

$$\Gamma_{il} = c_{i33l} n_3 n_3 = c_{i33l}, \tag{3.18}$$

et donc :

$$[\Gamma] = \begin{bmatrix} c_{55} & c_{54} & c_{53} \\ c_{45} & c_{44} & c_{43} \\ c_{35} & c_{34} & c_{33} \end{bmatrix}. \tag{3.19}$$

Les caractéristiques d'un solide isotrope peuvent être décrites par seulement deux constantes élastiques indépendantes, c_{11} et c_{12}. Les autres constantes du tenseur des rigidités prennent les valeurs suivantes :

$$\begin{cases} c_{11} = c_{22} = c_{33} = \lambda + 2\mu \\ c_{12} = c_{23} = c_{13} = \lambda \\ c_{44} = c_{55} = c_{66} = \mu = \dfrac{c_{11} - c_{12}}{2} \end{cases}, \tag{3.20}$$

$$c_{14} = c_{15} = c_{16} = c_{24} = c_{25} = c_{26} = c_{34} = c_{35} = c_{36} = c_{45} = c_{56} = c_{46} = 0, \tag{3.21}$$

où λ et μ sont les constantes de Lamé, avec μ le module de cisaillement.

Ainsi, la solution de l'équation de propagation revient à calculer l'annulation du déterminant de la matrice suivante :

$$\begin{bmatrix} \dfrac{c_{11} - c_{12}}{2} - \rho V_\phi^2 & 0 & 0 \\ 0 & \dfrac{c_{11} - c_{12}}{2} - \rho V_\phi^2 & 0 \\ 0 & 0 & c_{11} - \rho V_\phi^2 \end{bmatrix}. \tag{3.22}$$

Il existe donc trois ondes dont les vitesses de phase sont $V_{\phi_1} = V_{\phi_2} = \sqrt{\dfrac{\mu}{\rho}} = c_T$ pour les deux premières et $V_{\phi_3} = \sqrt{\dfrac{\lambda+2\mu}{\rho}} = c_L$ pour la troisième.

Il ne reste désormais plus qu'à obtenir leurs polarisations afin d'obtenir une meilleure connaissance de ces trois ondes. Il suffit pour cela de projeter la matrice sur le vecteur polarisation. Il en ressort que la première onde est polarisée selon x_1, la deuxième selon x_2 et la troisième selon la direction de propagation, x_3.

Les deux premières ondes sont appelées ondes transversales (ou ondes de cisaillement) car leur polarisation est orthogonale à la direction de propagation de l'onde. La dernière onde est appelée

longitudinale (ou onde de compression) car sa polarisation est colinéaire à la direction de propagation de l'onde (il s'agit de l'unique onde pouvant se propager dans un milieu fluide non visqueux).

Ainsi, dans un solide isotrope, il est possible d'écrire l'équation de propagation comme suit [3], [4] :

$$\frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \vec{\nabla}.\vec{\nabla}.\vec{u} - \frac{\mu}{\rho}\vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{u}, \tag{3.23}$$

où $\Delta = \nabla^2 = \sum_{i=1}^{3} \frac{\partial^2}{\partial x_i^2}$ et $\vec{\nabla} = \sum_{i=1}^{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \overrightarrow{e_{x_i}}$.

Cette expression permet de démontrer que $\vec{u}$ peut se décomposer en une somme d'un potentiel scalaire ϕ et vectoriel ψ dans le cas d'un milieu isotrope (ce n'est pas le cas dans un milieu anisotrope car les ondes considérées ne sont pas purement longitudinales ou purement transversales, et ne peuvent donc pas être décrites en potentiel purement scalaire ou vectoriel) :

$$\vec{u} = \vec{\nabla}.\phi + \vec{\nabla} \wedge \vec{\psi} = \overrightarrow{u_L} + \overrightarrow{u_T}, \tag{3.24}$$

avec $\overrightarrow{u_L}$ le déplacement particulaire des ondes longitudinales et $\overrightarrow{u_T}$ le déplacement particulaire des ondes transversales.

Ces potentiels possèdent les propriétés suivantes :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla}\phi = \vec{0}, \tag{3.25}$$

et :

$$\vec{\nabla}.\left(\vec{\nabla} \wedge \vec{\psi}\right) = 0. \tag{3.26}$$

L'équation de propagation peut donc être décomposée en deux équations, l'une possédant pour inconnue le potentiel scalaire, l'autre le potentiel vectoriel :

$$\Delta\phi - \frac{1}{c_L^2}\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0, \tag{3.27}$$

puisque $\vec{\nabla}.\vec{\nabla}.\phi = \Delta\phi$,

et :

$$\Delta\vec{\psi} - \frac{1}{c_T^2}\frac{\partial^2 \vec{\psi}}{\partial t^2} = \vec{0}, \tag{3.28}$$

car $\Delta\vec{\psi} = \vec{\nabla}.\vec{\nabla}.\vec{\psi} - \vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{\psi}$, avec donc $\vec{\nabla}.\vec{\nabla} \wedge \vec{\psi} = 0$.

En résolvant ces deux équations par la technique de séparation des variables, il est possible d'obtenir les expressions de $\phi(x_1, x_2, x_3, t)$ et de $\vec{\psi}(x_1, x_2, x_3, t)$, et donc de $\vec{u}\left(\phi, \vec{\psi}\right)$ et $[\sigma(\vec{u})]$.

Les solutions obtenues pour ϕ et $\vec{\psi}$ sont :

$$\begin{aligned}\phi = &\left[A_{T\phi}e^{-jC_{1\phi}c_L t} + B_{T\phi}e^{+jC_{1\phi}c_L t}\right]\left[A_{X_1\phi}e^{-jC_{2\phi}x_1}\right. \\ &+ B_{X_1\phi}e^{+jC_{2\phi}x_1}\left]\left[A_{X_2\phi}e^{-jC_{3\phi}x_2}\right.\right. \\ &+ B_{X_2\phi}e^{+jC_{3\phi}x_2}\left]\left[A_{X_3\phi}e^{-jC_{4\phi}x_3} + B_{X_3\phi}e^{+jC_{4\phi}x_3}\right.\right],\end{aligned} \tag{3.29}$$

$$\begin{aligned}\vec{\psi} = &\left[\overrightarrow{A_{T\psi}}e^{-jC_{1\psi}c_T t} + \overrightarrow{B_{T\psi}}e^{+jC_{1\psi}c_T t}\right]\left[\overrightarrow{A_{X_1\psi}}e^{-jC_{2\psi}x_1}\right. \\ &+ \overrightarrow{B_{X_1\psi}}e^{+jC_{2\psi}x_1}\left]\left[\overrightarrow{A_{X_2\psi}}e^{-jC_{3\psi}x_2}\right.\right. \\ &+ \overrightarrow{B_{X_2\psi}}e^{+jC_{3\psi}x_2}\left]\left[\overrightarrow{A_{X_3\psi}}e^{-jC_{4\psi}x_3} + \overrightarrow{B_{X_3\psi}}e^{+jC_{4\psi}x_3}\right.\right],\end{aligned} \tag{3.30}$$

où A_{MN} et B_{MN} sont respectivement les amplitudes des ondes aller et retour et C_{MN} les nombres d'onde, avec M pouvant prendre la forme T, X_1, X_2 et X_3 et N la forme ϕ ou ψ. L'indice T représente la composante temporelle des grandeurs ϕ et $\vec{\psi}$ et les indices X_1, X_2 et X_3 les coordonnées spatiales.

Les composantes temporelles n'ont de sens physique que si l'une des amplitudes est nulle (l'onde ne se propage que selon une dimension temporelle). Le choix de la direction temporelle prise par l'onde est en réalité une convention. La convention choisie ici est e^{jCt}.

La constante $C_{1\phi}c_L$ doit s'exprimer en $rad.s^{-1}$, soit la dimension d'une pulsation, notée ici $\omega = C_{1\phi}c_L = C_{1\psi}c_T$ (les deux types d'onde sont considérés ici comme étant produits par la même source et possèdent donc la même fréquence d'oscillation). De même, la constante $C_{2,3,4\phi,\psi}$ se mesure

en $rad.m^{-1}$, soit la dimension d'un nombre d'onde, noté ici $\overrightarrow{k_L} = \sum_{i=1}^{3} C_{(i+1)\phi}\, \overrightarrow{e_{x_i}} = \sum_{i=1}^{3} k_{Li}\, \overrightarrow{e_{x_i}}$ et $\overrightarrow{k_T} = \sum_{i=1}^{3} C_{(i+1)\psi}\, \overrightarrow{e_{x_i}} = \sum_{i=1}^{3} k_{Ti}\, \overrightarrow{e_{x_i}}$. $\overrightarrow{k_L}$ est le vecteur d'onde de l'onde longitudinale dont la norme vaut : $\left|\left|\overrightarrow{k_L}\right|\right| = \sqrt{k_{L1}^2 + k_{L2}^2 + k_{L3}^2} = \frac{\omega}{c_L}$. De la même manière, $\overrightarrow{k_T}$ est le vecteur d'onde des ondes transversales dont la norme vaut : $\left|\left|\overrightarrow{k_T}\right|\right| = \sqrt{k_{T1}^2 + k_{T2}^2 + k_{T3}^2} = \frac{\omega}{c_T}$.

Il est alors possible d'obtenir les expressions du déplacement particulaire grâce à l'Equation (3.24), puis celles des contraintes grâce à l'Equation (3.2).

II. Ondes de surface et guidées dans un multicouche

Parmi les différents types d'onde exploités en Contrôle Non Destructif des matériaux par ondes acoustiques, les ondes de surface et les ondes guidées possèdent l'avantage de se propager sur des distances relativement grandes et d'être très sensibles aux caractéristiques de leur milieu de propagation.

La modélisation de la propagation d'ondes acoustiques de surface (modes de Rayleigh) et guidées est donc abordée ici en reprenant le cheminement mathématique qui permet d'obtenir les courbes de dispersion des modes de Rayleigh.

1. Ondes de Rayleigh et de Lamb

a. Onde de Rayleigh

L'onde de Rayleigh est un type particulier d'onde élastique se propageant à la surface d'un milieu semi-infini (c'est-à-dire un milieu dont l'épaisseur est très grande en comparaison des longueurs d'onde mises en jeu). Elle a été découverte par Lord Rayleigh à la fin du XIXème siècle [5].

Cette onde est caractérisée par une polarisation elliptique dans le plan sagittale (plan comprenant la direction de propagation de l'onde et la normale à la surface du milieu) et se propage avec une vitesse légèrement plus faible que celle des ondes transversales. Ses composantes longitudinales et transversales sont déphasées de $\frac{\pi}{2}$. Cette onde est en réalité une combinaison d'ondes transversales verticales et longitudinales afin de satisfaire la condition-limite de surface libre à la surface du solide : l'annulation des contraintes normales et tangentielles.

Afin de calculer la vitesse de l'onde de Rayleigh, un espace à deux dimensions est considéré, pouvant être décrit par sa masse volumique ρ et les constantes de Lamé λ et μ, comme le représente la Figure 3.1. L'origine du repère orthonormé est prise ici à la surface du solide. Le milieu est semi-infini selon x_2 et infini selon x_1.

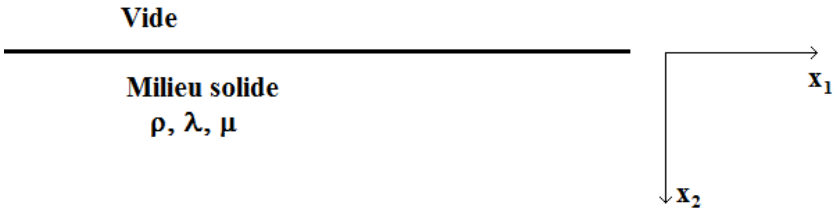


Figure 3.1 : Schéma représentant un milieu solide semi-infini ainsi que le choix du repère orthonormé.

Le problème étant considéré seulement à deux dimensions, selon x_1 et x_2, les variations par rapport à x_3 peuvent être négligées :

$$\begin{cases} u_1 = \dfrac{\partial \phi}{\partial x_1} + \dfrac{\partial \psi_3}{\partial x_2} - \dfrac{\partial \psi_2}{\partial x_3} = \dfrac{\partial \phi}{\partial x_1} + \dfrac{\partial \psi_3}{\partial x_2} \\ u_2 = \dfrac{\partial \phi}{\partial x_2} + \dfrac{\partial \psi_1}{\partial x_3} - \dfrac{\partial \psi_3}{\partial x_1} = \dfrac{\partial \phi}{\partial x_2} - \dfrac{\partial \psi_3}{\partial x_1} \end{cases}. \quad (3.31)$$

La seule composante du vecteur $\vec{\psi}$ dont dépendent les équations est donc ψ_3. Par soucis de simplicité, ψ_3 est noté ψ par la suite.

Dans le cas de l'onde de Rayleigh, celle-ci se propage à la vitesse de phase c_R à la surface du solide (selon x_1). Il existe une égalité entre les nombres d'ondes k_{L1} et k_{T1} : $k_{L1} = k_{T1} = k = \frac{\omega}{c_R}$, avec k le nombre d'onde de l'onde de Rayleigh. De plus, le milieu étant infini dans la direction de x_1, il n'existe pas d'onde se propageant selon les x_1 décroissants : $B_{X_1\phi} = B_{X_1\psi} = 0$.

L'onde de Rayleigh se propage à la surface du milieu solide, c'est-à-dire qu'elle n'engendre des déplacements particulaires qu'à une profondeur faible (de l'ordre de de la longueur d'onde [5]). De ce fait, sa dépendance en x_2 peut-être modélisée par une décroissance exponentielle et correspond donc à une composante inhomogène de l'onde. Ainsi, k_{L2} et k_{T2} sont en réalité imaginaires purs :

$$\begin{cases} k_{L2} = -j\sqrt{k^2 - \dfrac{\omega^2}{c_L^2}} = -jk\sqrt{1 - \dfrac{c_R^2}{c_L^2}} = k\,\beta_1 \\ k_{T2} = -j\sqrt{k^2 - \dfrac{\omega^2}{c_T^2}} = -jk\sqrt{1 - \dfrac{c_R^2}{c_T^2}} = k\,\beta_2 \end{cases}. \quad (3.32)$$

Les déplacements particulaires créés par une onde de Rayleigh peuvent donc s'exprimer comme suit :

$$\begin{cases} u_1 = \left[A_1 e^{-jk\beta_1 x_2} + A_2 e^{jk\beta_1 x_2} + \beta_2\left(A_3 e^{-jk\beta_2 x_2} - A_4 e^{jk\beta_2 x_2}\right)\right] e^{j(\omega t - kx_1)} \\ u_2 = \left[\beta_1\left(A_1 e^{-jk\beta_1 x_2} - A_2 e^{jk\beta_1 x_2}\right) - A_3 e^{-jk\beta_2 x_2} - A_4 e^{jk\beta_2 x_2}\right] e^{j(\omega t - kx_1)} \end{cases}, \quad (3.33)$$

où $A_1 = -jkB_{T\phi}A_{X_1\phi}A_{X_2\phi}$, $A_2 = -jkB_{T\phi}A_{X_1\phi}B_{X_2\phi}$, $A_3 = -jkB_{T\psi}A_{X_1\psi}A_{X_2\psi}$, et $A_4 = -jkB_{T\psi}A_{X_1\psi}B_{X_2\psi}$.

Il reste alors à obtenir les expressions des contraintes normales et tangentielles, σ_{22} et σ_{12}, grâce à l'Equation (3.2), les forces volumiques étant ici supposées nulles :

$$\sigma_{12} = -jk\big[2\beta_1\big(A_1 e^{-jk\beta_1 x_2} - A_2 e^{jk\beta_1 x_2}\big) + (\beta_2^2 - 1)\big(A_3 e^{-jk\beta_2 x_2} + A_4 e^{jk\beta_2 x_2}\big)\big]\rho c_T^2 e^{j(\omega t - kx_1)}, \quad (3.34)$$

$$\sigma_{22} = -jk\big[(\beta_2^2 - 1)\big(A_1 e^{-jk\beta_1 x_2} + A_2 e^{jk\beta_1 x_2}\big) - 2\beta_2\big(A_3 e^{-jk\beta_2 x_2} - A_4 e^{jk\beta_2 x_2}\big)\big]\rho c_T^2 e^{j(\omega t - kx_1)}. \quad (3.35)$$

Il est possible de présenter les Equations (3.33), (3.34) et (3.35) sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \sigma_{12} \\ \sigma_{22} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(P) & -jsin(P) & -\beta_2 jsin(Q) & \beta_2\cos(Q) \\ -\beta_1 jsin(P) & \beta_1\cos(P) & -\cos(Q) & jsin(Q) \\ -2k\beta_1\sin(P)\,\rho c_T^2 & -j2k\beta_1\cos(P)\rho c_T^2 & -jk[\beta_2^2-1]\cos(Q)\,\rho c_T^2 & -k[\beta_2^2-1]\sin(Q)\rho c_T^2 \\ -jk[\beta_2^2-1]\cos(P)\rho c_T^2 & -k[\beta_2^2-1]\sin(P)\,\rho c_T^2 & 2k\beta_2\sin(Q)\,\rho c_T^2 & j2k\beta_2\cos(Q)\,\rho c_T^2 \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_1 + A_2 \\ A_1 - A_2 \\ A_3 + A_4 \\ A_3 - A_4 \end{pmatrix} e^{j(\omega t - kx_1)}, \quad (3.36)$$

avec $P = k\beta_1 x_2$ et $Q = k\beta_2 x_2$.

Etant donné que le milieu est semi-infini, il est possible de négliger les ondes réfléchies, se propageant vers les x_2 décroissants. Les amplitudes A_2 et A_4 peuvent donc être considérées comme nulles. Après application des conditions aux limites (annulation des contraintes normale et tangentielle du fait de la surface libre), l'Equation (3.36) en $x_2 = 0$ s'exprime par :

$$\begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}_{x_2=0} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & \beta_2 \\ 0 & \beta_1 & -1 & 0 \\ 0 & -j2k\beta_1\rho c_T^2 & -jk[\beta_2^2-1]\rho c_T^2 & 0 \\ -jk[\beta_2^2-1]\rho c_T^2 & 0 & 0 & j2k\beta_2\rho c_T^2 \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_1 \\ A_1 \\ A_3 \\ A_3 \end{pmatrix} e^{j(\omega t - kx_1)}, \quad (3.37)$$

qui mène donc à un système de deux équations, qui, après réduction, conduit à l'équation suivante appelée « équation de Rayleigh » :

$$[\beta_2^2 - 1]^2 + 4\beta_1\beta_2 = 0. \quad (3.38)$$

Cette équation ne comporte qu'une seule solution réelle et positive qui permet d'obtenir la vitesse de phase de l'onde de Rayleigh.

En utilisant l'Equation (3.38) et en l'implémentant dans le programme Matlab élaboré au cours de la thèse, une vitesse $c_R = 2769\ m.s^{-1}$ est obtenue pour un substrat de verre dont les caractéristiques mécaniques sont : $c_L = 5130\ m.s^{-1}$, $c_T = 3020\ m.s^{-1}$ et $\rho = 2760\ kg.m^{-3}$, ce qui correspond bien au résultat obtenu par Du, Tittman et Ju [6].

b. Ondes de Lamb

Lorsque l'on diminue la fréquence des ondes mises en jeu ou l'épaisseur du milieu de manière à ce qu'elle ne soit plus considérée comme infinie devant la longueur d'onde, les ondes générées deviennent alors guidées par la structure. Celles-ci sont aussi appelées ondes de Lamb dans le cas d'une plaque isotrope et homogène. Ce sont des ondes modales qui sont dispersives.

La démarche pour obtenir l'équation de dispersion des ondes de Lamb est très similaire à celle permettant d'obtenir l'équation de Rayleigh. L'Equation (3.36) est tout d'abord considérée. L'épaisseur du milieu étant désormais finie, il faut à nouveau prendre en compte les ondes se propageant selon les x_2 décroissants. Il faut donc désormais 4 équations de conditions aux limites pour pouvoir obtenir la relation de dispersion du problème. Le milieu (considéré d'épaisseur h) étant libre sur chacune de ses surfaces, les conditions aux limites de l'Equation (3.37) doivent aussi être appliquées en $x_2 = h$:

$$\begin{pmatrix}\sigma_{12}(x_2=0)\\ \sigma_{22}(x_2=0)\\ \sigma_{12}(x_2=h)\\ \sigma_{22}(x_2=h)\end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -j2k\beta_1\rho c_T^2 & -jk[\beta_2^2-1]\rho c_T^2 & 0 \\ -jk[\beta_2^2-1]\rho c_T^2 & 0 & 0 & j2k\beta_2\rho c_T^2 \\ -2k\beta_1\sin(P(h))\rho c_T^2 & -j2k\beta_1\cos(P(h))\rho c_T^2 & -jk[\beta_2^2-1]\cos(Q(h))\rho c_T^2 & -k[\beta_2^2-1]\sin(Q(h))\rho c_T^2 \\ -jk[\beta_2^2-1]\cos(P(h))\rho c_T^2 & -k[\beta_2^2-1]\sin(P(h))\rho c_T^2 & 2k\beta_2\sin(Q(h))\rho c_T^2 & j2k\beta_2\cos(Q(h))\rho c_T^2 \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix}A_1+A_2\\ A_1-A_2\\ A_3+A_4\\ A_3-A_4\end{pmatrix} e^{j(\omega t-kx_1)} = \begin{pmatrix}0\\0\\0\\0\end{pmatrix}, \quad (3.39)$$

avec $P(h) = k\beta_1 h$ et $Q(h) = k\beta_2 h$, où $\beta_1 = -j\sqrt{1-\frac{V_L^2}{c_L^2}}$ et $\beta_2 = -j\sqrt{1-\frac{V_L^2}{c_T^2}}$, V_L étant la vitesse de phase des ondes de Lamb.

L'annulation du déterminant de la matrice de l'Equation (3.39) permet donc d'obtenir la relation de dispersion des ondes de Lamb. Celles-ci peuvent être décomposées selon deux types de modes : les modes dits antisymétriques et ceux dits symétriques. Chacun des deux types de modes sont présentés sur la Figure 3.2 [3].

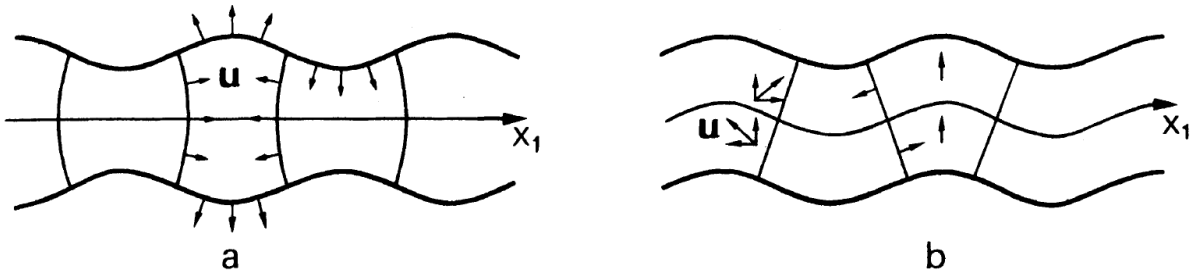


Figure 3.2 : Schéma représentant la forme des modes de Lamb [3]. a) Mode symétrique. b) Mode antisymétrique.

Il est possible d'exprimer autrement la matrice de l'Equation (3.39) de manière à faire ressortir mieux l'expression des modes symétriques et antisymétriques [7]. En changeant l'origine du repère pour le placer au centre de l'épaisseur de la plaque et en appliquant les conditions aux limites en $x_2 = -\frac{h}{2}$ et en $x_2 = \frac{h}{2}$, les équations obtenues sont alors simplifiées du fait de la symétrie centrale de la fonction sinus et de la symétrie axiale de la fonction cosinus en les additionnant et soustrayant entre eux. L'Equation (3.39) devient :

$$\begin{pmatrix} \frac{\left[\sigma_{12}\left(x_2=-\frac{h}{2}\right)-\sigma_{12}\left(x_2=+\frac{h}{2}\right)\right]}{2k\rho c_T^2} \\ \frac{\left[\sigma_{22}\left(x_2=-\frac{h}{2}\right)+\sigma_{22}\left(x_2=+\frac{h}{2}\right)\right]}{2k\rho c_T^2} \\ -\frac{\left[\sigma_{12}\left(x_2=-\frac{h}{2}\right)+\sigma_{12}\left(x_2=+\frac{h}{2}\right)\right]}{2k\rho c_T^2} \\ \frac{\left[\sigma_{22}\left(x_2=-\frac{h}{2}\right)-\sigma_{22}\left(x_2=+\frac{h}{2}\right)\right]}{2k\rho c_T^2} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 2\beta_1\sin\left(P\left(\frac{h}{2}\right)\right) & [\beta_2^2-1]\sin\left(Q\left(\frac{h}{2}\right)\right) & 0 & 0 \\ -j[\beta_2^2-1]\cos\left(P\left(\frac{h}{2}\right)\right) & 2j\beta_2\cos\left(Q\left(\frac{h}{2}\right)\right) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & j[\beta_2^2-1]\cos\left(Q\left(\frac{h}{2}\right)\right) & 2j\beta_1\cos\left(P\left(\frac{h}{2}\right)\right) \\ 0 & 0 & -2\beta_2\sin\left(Q\left(\frac{h}{2}\right)\right) & [\beta_2^2-1]\sin\left(P\left(\frac{h}{2}\right)\right) \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix}A_1+A_2\\ A_3-A_4\\ A_3+A_4\\ A_1-A_2\end{pmatrix} e^{j(\omega t-kx_1)} = \begin{pmatrix}0\\0\\0\\0\end{pmatrix}, \quad (3.40)$$

avec $P\left(\frac{h}{2}\right) = k\beta_1 \frac{h}{2}$ et $Q\left(\frac{h}{2}\right) = k\beta_2 \frac{h}{2}$.

La matrice de l'Equation (3.40) peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\begin{bmatrix} [M_S] & [0] \\ [0] & [M_A] \end{bmatrix}, \tag{3.41}$$

avec $[M_S]$ la matrice dont l'annulation du déterminant permet d'obtenir la relation de dispersion des modes symétriques des ondes de Lamb et $[M_A]$ pour les modes antisymétriques. Les relations de dispersion suivantes sont ainsi obtenues [4], [7] :

$$-\frac{4\beta_1\beta_2}{[\beta_2^2 - 1]^2} = \frac{\tan\left(Q\left(\frac{h}{2}\right)\right)}{\tan\left(P\left(\frac{h}{2}\right)\right)}, \tag{3.42}$$

pour les modes symétriques, et :

$$-\frac{4\beta_1\beta_2}{[\beta_2^2 - 1]^2} = \frac{\tan\left(P\left(\frac{h}{2}\right)\right)}{\tan\left(Q\left(\frac{h}{2}\right)\right)}, \tag{3.43}$$

pour les modes antisymétriques. Ces deux équations sont tout à fait semblables et sont simplement déphasées de $\frac{\pi}{2}$.

La Figure 3.3 a représente les courbes de dispersion en vitesse de phase des ondes de Lamb se propageant dans un film d'or de $0{,}5\ \mu m$ d'épaisseur. Les constantes mécaniques choisies sont prises dans la littérature ([6]) pour pouvoir vérifier la fiabilité du programme développé sous Matlab : $c_L = 3240\ m.s^{-1}$, $c_T = 1200\ m.s^{-1}$ et $\rho = 19300\ kg.m^{-3}$.

Les lettres A correspondent aux modes antisymétriques et les lettres S aux modes symétriques. Le chiffre accolé aux lettres correspond au numéro du mode, par ordre d'apparition selon les fréquences croissantes. En haute fréquence, les modes $A0$ et $S0$ se rejoignent pour former l'onde de Rayleigh. La longueur d'onde devenant en effet très faible devant l'épaisseur du matériau, celui-ci peut être considéré comme d'épaisseur semi-infinie et l'onde qui s'y propage devient donc une onde de Rayleigh.

Les modes d'ordre 0 existent quelle que soit la fréquence considérée. Ce n'est pas le cas des modes d'ordres supérieurs qui n'existent qu'à partir d'une certaine fréquence, appelée fréquence de coupure.

La Figure 3.3 b représente les courbes de dispersion en vitesse de groupe des ondes de Lamb dans la même structure. La vitesse de groupe correspond à la vitesse de propagation de l'énergie. Lorsque l'onde considérée n'est pas dispersive, toutes ses composantes fréquentielles possèdent la même vitesse de phase. Dans ce cas, la vitesse de groupe est égale à la vitesse de phase, ce qui n'est plus le cas lorsque l'onde est dispersive. L'expression suivante définit la vitesse de groupe V_G d'une onde :

$$V_G = \frac{\partial\omega}{\partial k}, \tag{3.44}$$

avec ω la pulsation et k le nombre d'onde.

Cette formule peut être exprimée en fonction de la fréquence f et de la vitesse de phase V_ϕ de l'onde :

$$V_G = \frac{V_\phi^2}{V_\phi - f\frac{\partial V_\phi}{\partial f}}, \tag{3.45}$$

qui conduit bien à $V_G = V_\phi$ si $\frac{\partial V_\phi}{\partial f} = 0$.

Il existe certaines conditions pour lesquelles il est possible de générer des modes de Lamb à vitesse de groupe nulle. Ceux-ci permettent de contrôler localement un échantillon car l'énergie ne se propage

alors pas. Ce type de mode a été utilisé par certains auteurs pour la quantification de l'adhérence, comme il a été présenté dans le Chapitre 1.

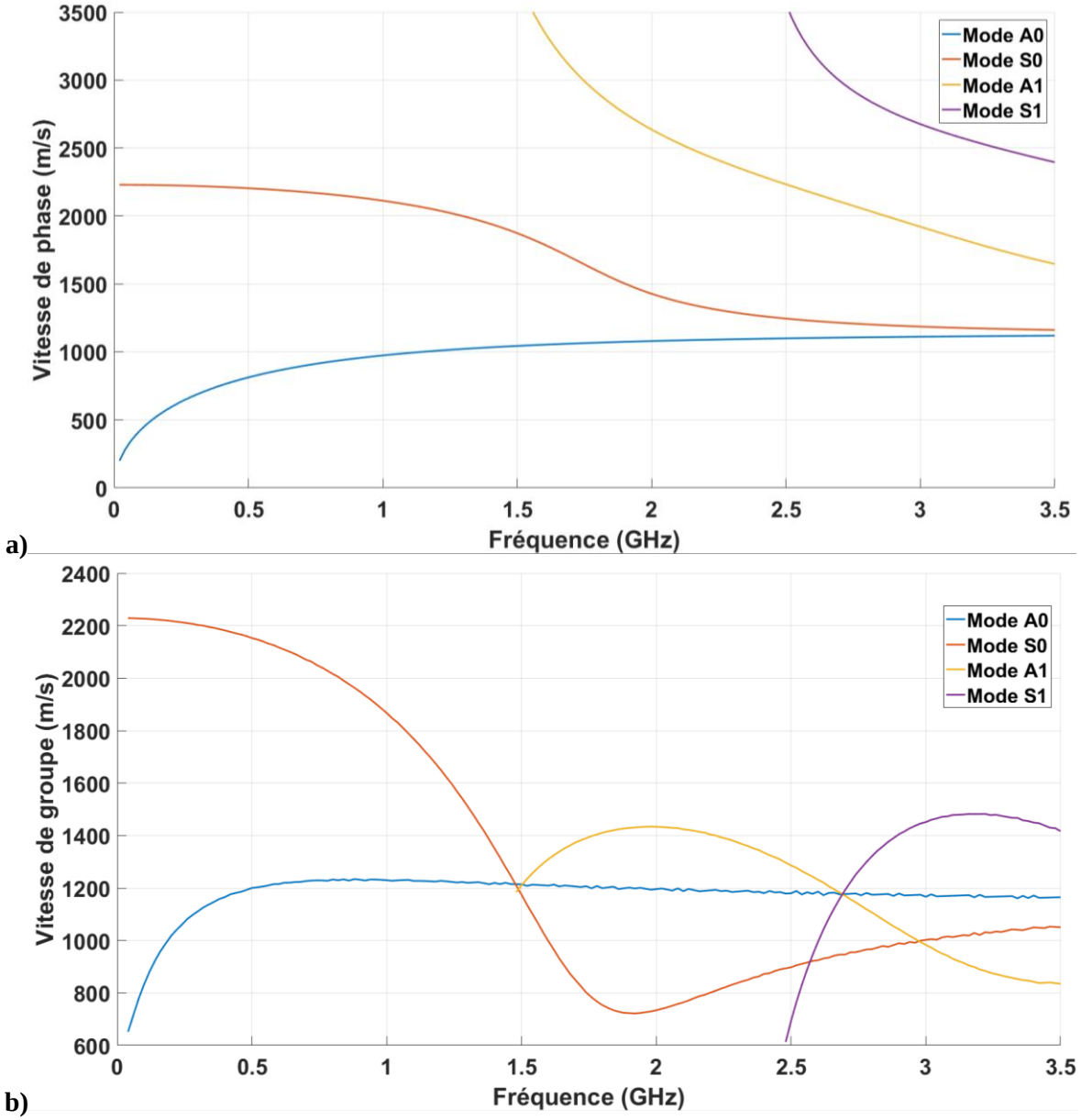


Figure 3.3 : Courbes de dispersion en vitesse de phase (a) et de groupe (b) des ondes de Lamb dans un film d'or de $0,5\ \mu m$ d'épaisseur.

2. Multicouche et méthode des matrices de transfert

a. Méthode des matrices de transfert et relation de dispersion des modes de Rayleigh

Dans un milieu composé de plusieurs couches, l'onde de surface, appelée onde de Rayleigh dans un milieu semi-infini, devient modale et dispersive, du fait de l'influence (différente) de chaque couche. La dénomination de modes de Rayleigh est alors employée.

Le raisonnement afin d'obtenir les relations de dispersion de ces ondes reste similaire au cas précédent. La structure présentée sur la Figure 3.4, composée de n couches d'épaisseur h_n et d'un substrat (considéré comme semi-infini), est donc désormais prise en compte.

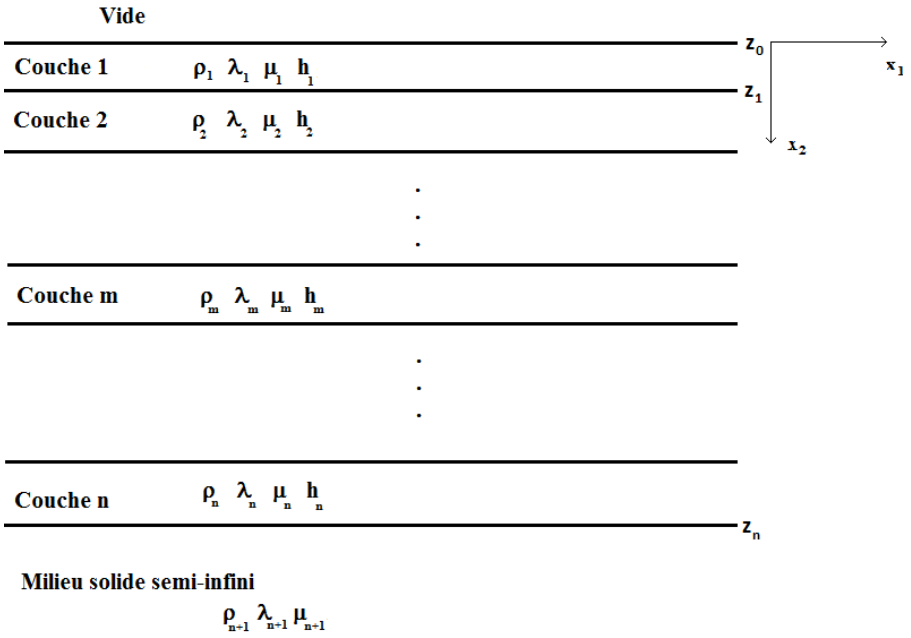


Figure 3.4 : Multicouche sur un substrat semi-infini.

L'une des méthodes les plus utilisées, en raison notamment de sa grande souplesse du point de vue du calcul numérique, est la méthode des matrices de transfert, proposée en premier lieu par Thomson [8] en 1950 pour le calcul des coefficients de réflexion et de transmission des ondes de volume au sein d'un multicouche et ensuite adaptée par Haskell [9] en 1951 aux ondes de surface.

Le principe des matrices de transfert est d'utiliser une écriture matricielle afin de décrire la relation entre les états de sortie et d'entrée d'un système quelconque. Pour ce faire, les conditions aux limites sont utilisées.

Ainsi, les expressions des contraintes et des déplacements dans une quelconque couche numéro $m \in [1, n]$ peuvent s'exprimer, d'après l'Equation (3.36), comme suit :

$$\begin{pmatrix} u_{1m} \\ u_{2m} \\ \sigma_{12m} \\ \sigma_{22m} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(P_m) & -j\sin(P_m) & -\beta_2 j\sin(Q_m) & \beta_2\cos(Q_m) \\ -\beta_{1m} j\sin(P_m) & \beta_{1m}\cos(P_m) & -\cos(Q_m) & j\sin(Q_m) \\ -2k\beta_{1m}\sin(P_m)\rho_m c_{Tm}^2 & -j2k\beta_{1m}\cos(P_m)\rho_m c_{Tm}^2 & -jk[\beta_{2m}^2-1]\cos(Q_m)\rho_m c_{Tm}^2 & -k[\beta_{2m}^2-1]\sin(Q_m)\rho_m c_{Tm}^2 \\ -jk[\beta_{2m}^2-1]\cos(P_m)\rho_m c_{Tm}^2 & -k[\beta_{2m}^2-1]\sin(P_m)\rho c_{Tm}^2 & 2k\beta_{2m}\sin(Q_m)\rho_m c_{Tm}^2 & j2k\beta_{2m}\cos(Q_m)\rho_m c_{Tm}^2 \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_{1m}+A_{2m} \\ A_{1m}-A_{2m} \\ A_{3m}+A_{4m} \\ A_{3m}-A_{4m} \end{pmatrix} e^{j(\omega t - kx_1)}, \quad (3.46)$$

où l'indice m est relatif à la couche m, comme par exemple $\beta_{1m} = -j\sqrt{1 - \frac{V_{MR}^2}{c_{Lm}^2}}$, avec V_{MR} la vitesse de phase des modes de Rayleigh et c_{Lm} la vitesse des ondes longitudinales dans la couche m.

Ce système matriciel peut aussi être écrit sous la forme suivante :

$$[G_m(x_1, x_2, t)] = [M_m(x_2)][A_m] f(x_1, t), \quad (3.47)$$

avec $[G_m] = \begin{pmatrix} u_{1m} \\ u_{2m} \\ \sigma_{12m} \\ \sigma_{22m} \end{pmatrix}$, $[A_m] = \begin{pmatrix} A_{1m}+A_{2m} \\ A_{1m}-A_{2m} \\ A_{3m}+A_{4m} \\ A_{3m}-A_{4m} \end{pmatrix}$, $f(x_1, t) = e^{j(\omega t - kx_1)}$ et $[M_m]$ la matrice centrale de l'Equation (3.46).

Ainsi, la matrice de transfert de la couche m s'écrit à partir de l'expression des contraintes et déplacements particulaires aux interfaces entre la couche $m-1$ et m (notée par la profondeur z_{m-1}) et entre la couche m et $m+1$ (notée par la profondeur z_m, avec donc $z_m - z_{m-1} = h_m$, l'épaisseur de la couche m) :

$$[G_m(x_1, x_2 = z_{m-1}, t)] = [M_m(x_2 = z_{m-1})][A_m] f(x_1, t), \quad (3.48)$$

$$[G_m(x_1, x_2 = z_m, t)] = [M_m(x_2 = z_m)][A_m]f(x_1, t) \\ = [M_m(x_2 = z_m)][M_m(x_2 = z_{m-1})]^{-1}[G_m(x_1, x_2 = z_{m-1}, t)]. \quad (3.49)$$

Sachant que, d'après les conditions aux limites, $[G_m(x_1, x_2 = z_m, t)] = [G_{m+1}(x_1, x_2 = z_m, t)]$ et $[G_m(x_1, x_2 = z_{m-1}, t)] = [G_{m-1}(x_1, x_2 = z_{m-1}, t)]$, il est alors possible de mettre en relation les matrices de transfert des couches $m+1$, m et $m-1$. En extrapolant, il est alors possible de relier les grandeurs de la couche n à celles de la couche 1. Comme il s'avère que $[M_m(z_m)][M_m(z_{m-1})]^{-1} = [M_m(h_m)][M_m(0)]^{-1}$, et ce quel que soit m, l'expression suivante est obtenue :

$$[G_n(x_1, x_2 = z_n, t)] = \\ ([M_n(x_2 = h_n)][M_n(x_2 = 0)]^{-1} \dots [M_1(x_2 = h_1)][M_1(x_2 = 0)]^{-1}) \\ .[G_1(x_1, x_2 = 0, t)]. \quad (3.50)$$

Puisque $[G_n(x_1, x_2 = z_n, t)] = [G_{n+1}(x_1, x_2 = z_n, t)] = [M_{n+1}(x_2 = z_n)][A_{n+1}]f(x_1, t)$, en exprimant les conditions aux limites à la borne supérieure de la première couche (annulation des contraintes) et dans le substrat (condition de Sommerfeld, pas d'onde retour du fait de la propagation dans un milieu semi-infini et donc $A_2 = A_4 = 0$), l'expression suivante est obtenue :

$$\begin{bmatrix} A_{1n+1} \\ A_{1n+1} \\ A_{3n+1} \\ A_{3n+1} \end{bmatrix} f(x_1, t) = [M] \begin{bmatrix} u_{11}(x_2 = 0, x_1, t) \\ u_{21}(x_2 = 0, x_1, t) \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (3.51)$$

où $[M] = [M_{n+1}(0)]^{-1}[M_n(h_n)][M_n(0)]^{-1} \dots [M_1(h_1)][M_1(0)]^{-1}$.

Ainsi, il en découle le système d'équation :

$$\begin{cases} A_{1n+1}f(x_1, t) = M_{11}u_{11}(x_2 = 0, x_1, t) + M_{12}u_{21}(x_2 = 0, x_1, t), \\ A_{1n+1}f(x_1, t) = M_{21}u_{11}(x_2 = 0, x_1, t) + M_{22}u_{21}(x_2 = 0, x_1, t), \\ A_{3n+1}f(x_1, t) = M_{31}u_{11}(x_2 = 0, x_1, t) + M_{32}u_{21}(x_2 = 0, x_1, t), \\ A_{3n+1}f(x_1, t) = M_{41}u_{11}(x_2 = 0, x_1, t) + M_{42}u_{21}(x_2 = 0, x_1, t), \end{cases} \quad (3.52)$$

avec donc M_{ij} la composante de la matrice $[M]$ selon la ligne i et la colonne j. Les amplitudes des ondes dans le substrat peuvent alors être éliminées par soustraction, ce qui permet d'obtenir le rapport des déplacements particulaires à la surface du multicouche :

$$\frac{u_{21}(x_2 = 0, x_1, t)}{u_{11}(x_2 = 0, x_1, t)} = \frac{M_{21} - M_{11}}{M_{12} - M_{22}} = \frac{M_{41} - M_{31}}{M_{32} - M_{42}}. \quad (3.53)$$

La relation de dispersion est donc (puisque la matrice $[M]$ ne dépend que du nombre d'onde k et de la vitesse de phase V_{MR} des modes de Rayleigh) :

$$\frac{M_{21} - M_{11}}{M_{12} - M_{22}} - \frac{M_{41} - M_{31}}{M_{32} - M_{42}} = 0. \quad (3.54)$$

b. Cas d'une couche sur un substrat

Dans le cas d'une structure composée d'une seule couche mince déposée sur un substrat, il existe 3 situations possibles pour les modes de Rayleigh qui dépendent de la relation entre les vitesses des ondes transversales de chacun des milieux [10], [11]. Le premier cas est :

$$\frac{c_T'}{c_T} < \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad (3.55)$$

avec $c_T{}'$ la vitesse des ondes transversales dans la couche et c_T celle dans le substrat. L'Equation (3.55) correspond au cas dit « loading », dans lequel la couche « charge » le substrat : ses caractéristiques mécaniques ont tendance à ralentir l'onde de surface. Celui-ci se caractérise par l'existence de plusieurs modes dont la vitesse de phase décroît lorsque la fréquence augmente.

L'exemple d'une couche d'oxyde de zinc (ZnO) d'1 μm ($c_L = 6000\ m.s^{-1}$, $c_T = 2831\ m.s^{-1}$ et $\rho = 5675\ kg.m^{-3}$) placée sur un substrat de silicium ($c_L = 8945\ m.s^{-1}$, $c_T = 5341\ m.s^{-1}$ et $\rho = 2331\ kg.m^{-3}$), tracé avec le programme élaboré, est présenté sur la Figure 3.5.

Ces matériaux ont été choisis pour pouvoir comparer les résultats obtenus avec ceux de Farnell et Adler [10], afin de vérifier la fiabilité du programme développé.

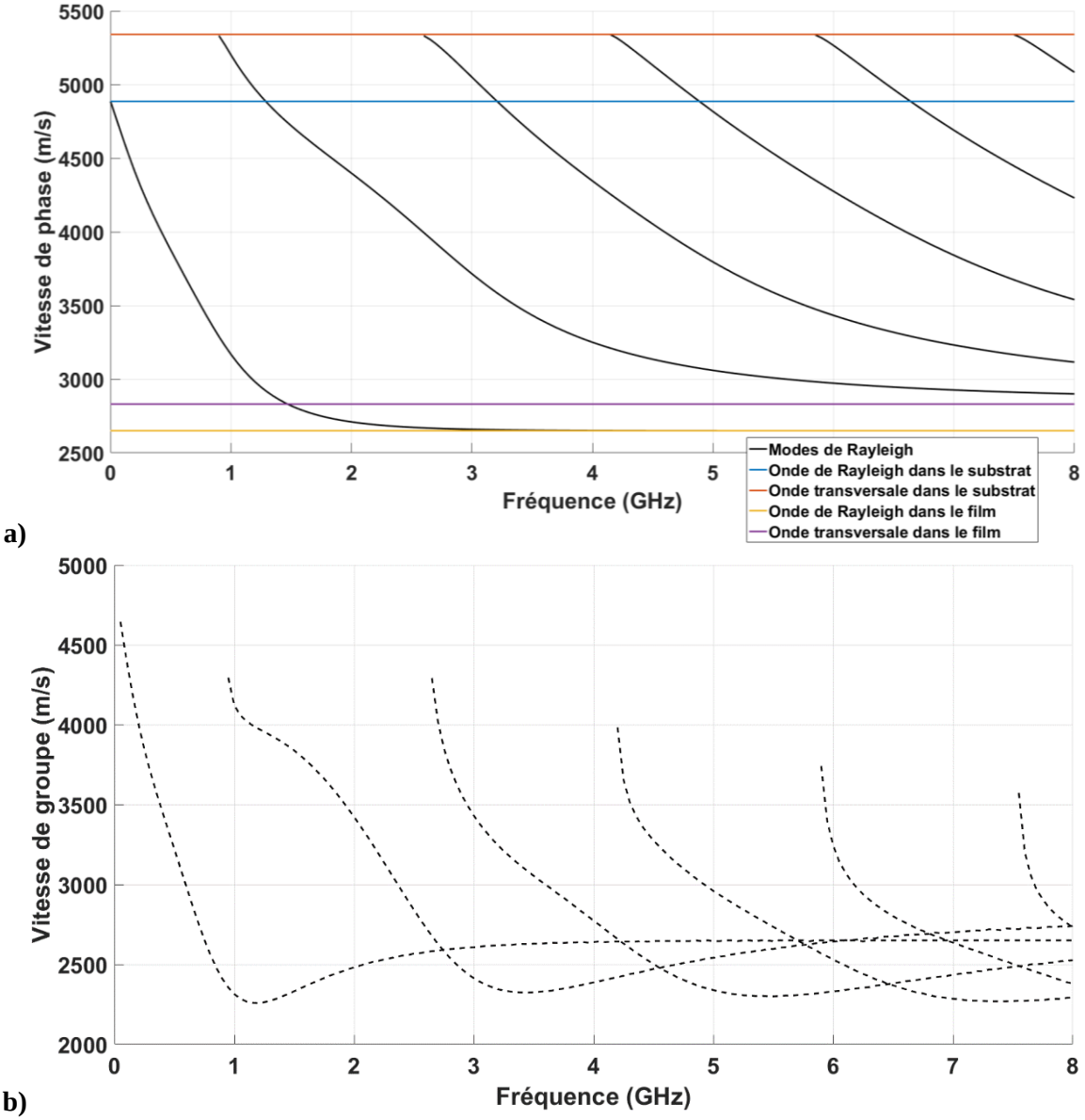


Figure 3.5 : Courbes de dispersion en vitesse de phase (a) et de groupe (b) des modes de Rayleigh se propageant à la surface d'une structure composée d'une couche d'oxyde de zinc d'1 μm déposée sur un substrat de silicium (cas loading).

Dans le cas « loading », pour les courbes en vitesse de phase (Figure 3.5 a), le premier mode de Rayleigh apparait à la vitesse de l'onde de Rayleigh dans le substrat. En effet, en basse fréquence, la longueur d'onde est grande en comparaison de l'épaisseur de la couche qui n'affecte alors pas la propagation. Lorsque la fréquence augmente, la vitesse de phase du premier mode décroît jusqu'à atteindre la vitesse de l'onde de Rayleigh dans la couche. En haute fréquence, la longueur d'onde est alors suffisamment faible pour considérer l'épaisseur de la couche comme étant semi-infinie, et l'onde devient alors une onde de Rayleigh dans celle-ci. La variation du rapport entre la longueur d'onde et l'épaisseur de la couche aux différentes fréquences est donc bien responsable de la dispersion de l'onde de surface, la couche influençant la propagation de l'onde de façon de plus en plus importante lorsque la fréquence augmente.

Le même phénomène est observé pour les modes d'ordres supérieurs, mais cette fois-ci la vitesse de phase en basse fréquence à laquelle ils apparaissent est la vitesse de l'onde transversale verticale dans

le substrat. Lorsque la fréquence augmente, la vitesse de phase de ces modes tend vers la vitesse de l'onde transversale verticale dans la couche. D'autres modes d'ordres supérieurs existent à des fréquences plus élevées que celles présentées sur la Figure 3.5. Le second mode est aussi souvent appelé « mode de Sesawa ».

Le deuxième cas correspond à :

$$\frac{c_T'}{c_T} > \sqrt{2}. \tag{3.56}$$

La situation est celle du cas « stiffening », c'est-à-dire que la couche « tire » le substrat : les caractéristiques mécaniques de celle-ci augmentent la vitesse de phase de l'onde de surface. Un unique mode existe alors dont la pente croît avec la fréquence. La Figure 3.6 représente l'exemple d'une couche de silicium d'1 μm sur un substrat d'oxyde zinc (les caractéristiques mécaniques utilisées sont les mêmes que pour la Figure 3.5).

Dans le cas « stiffening », l'unique mode de Rayleigh existant tend vers la vitesse de propagation des ondes de Rayleigh dans le substrat en basse fréquence, où l'épaisseur de la couche est alors négligeable en comparaison de la longueur d'onde. Celle-ci n'influence donc pas la propagation de l'onde de surface. Lorsque la fréquence augmente, la longueur d'onde diminue et la couche perturbe de plus en plus la propagation de l'onde en augmentant sa vitesse de phase jusqu'à atteindre la vitesse de l'onde transversale dans le substrat en haute fréquence. En situation « stiffening », le mode de Rayleigh possède une fréquence de coupure haute à partir de laquelle l'onde générée est alors une onde transversale verticale. Pour le couple de matériau présenté sur la Figure 3.6, celle-ci est d'environ 360 MHz, ce qui correspond à une longueur d'onde $\lambda \approx 8\ \mu m$. La couche n'est donc jamais considérée comme étant semi-infinie en comparaison de la longueur d'onde du mode de Rayleigh se propageant dans la structure.

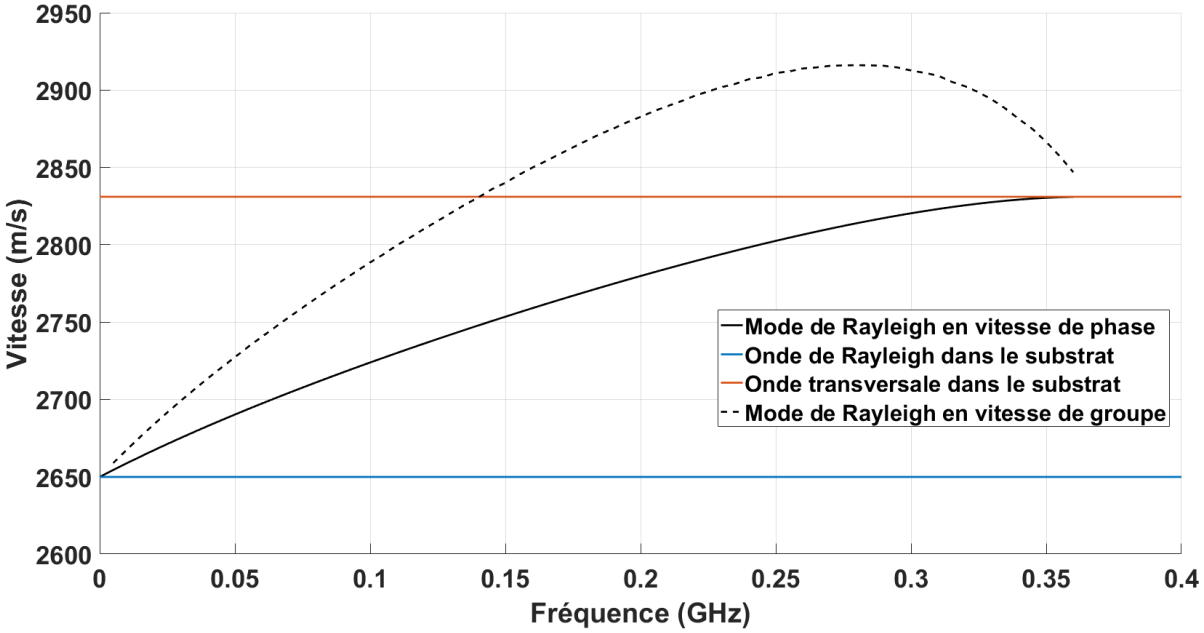


Figure 3.6 : Courbes de dispersion en vitesse de phase et de groupe des modes de Rayleigh se propageant à la surface d'une structure composée d'une couche de silicium d'1 μm déposée sur un substrat d'oxyde de zinc (cas stiffening).

Finalement, lorsque :

$$\frac{1}{\sqrt{2}} < \frac{c_T'}{c_T} < \sqrt{2}, \tag{3.57}$$

la situation est intermédiaire. Les courbes ne sont plus monotones et un unique mode comme plusieurs modes de Rayleigh peuvent exister selon les combinaisons de matériaux considérées.

La Figure 3.7 représente les courbes de dispersion d'une couche d'aluminium d'épaisseur 1 μm ($c_L = 6422\ m.s^{-1}$, $c_T = 3110\ m.s^{-1}$ et $\rho = 2699\ kg.m^{-3}$) placée sur un substrat de nickel ($c_L = 5894\ m.s^{-1}$, $c_T = 3219\ m.s^{-1}$ et $\rho = 8967\ kg.m^{-3}$), tracées en lignes continues, et celles d'une couche de nickel d'1 μm déposée sur un substrat d'aluminium, tracées sous forme de points.

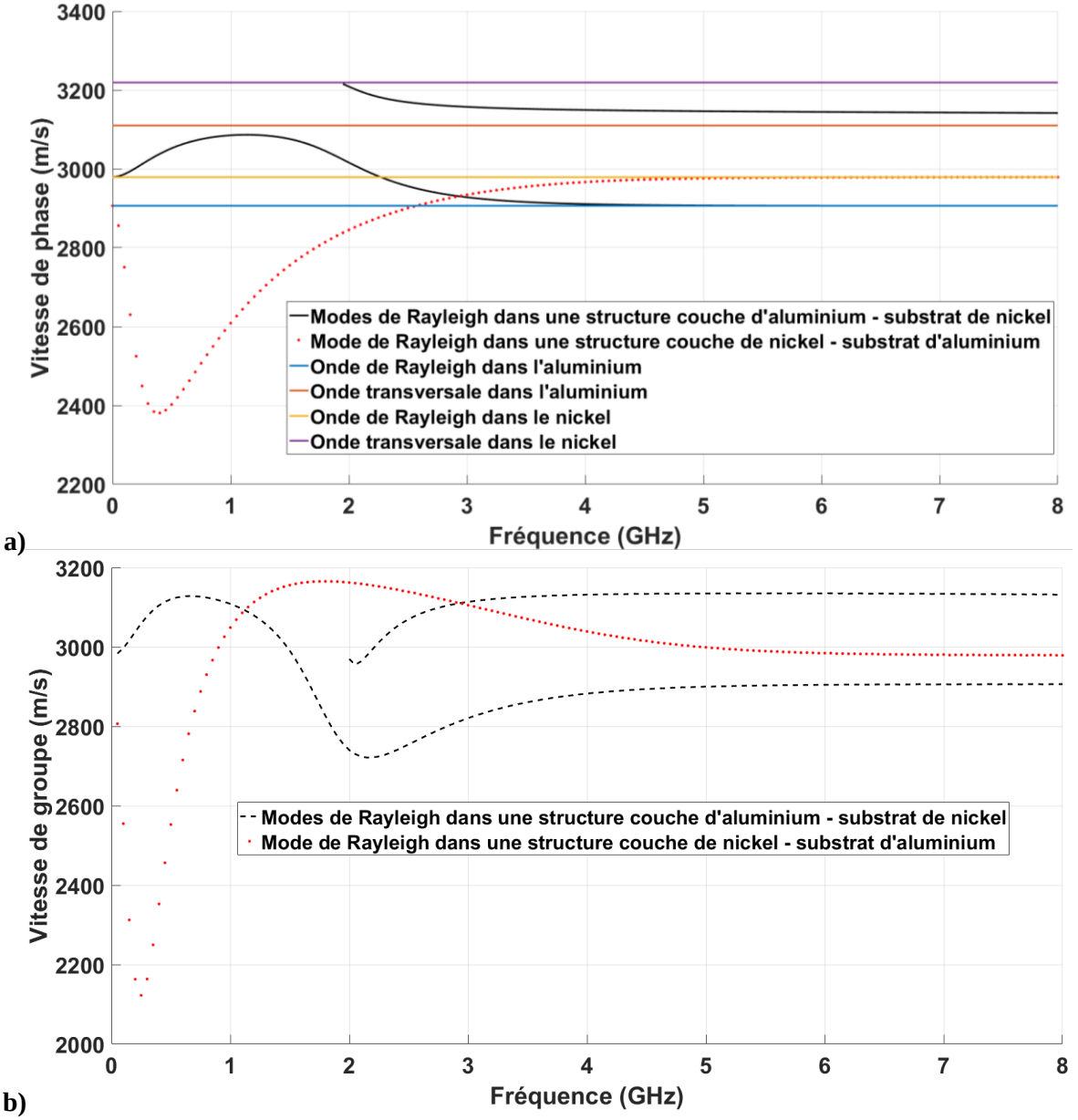


Figure 3.7 : Courbes de dispersion en vitesse de phase (a) et de groupe (b) des modes de Rayleigh se propageant à la surface d'une structure composée d'une couche d'aluminium d'1 μm déposée sur un substrat de nickel (lignes) et d'une structure composée d'une couche de nickel d'1 μm déposée sur un substrat d'aluminium (points).

Lorsque la couche est composée d'aluminium et le substrat de nickel, $\frac{c_T'}{c_T} = 0{,}966$. Il existe alors plusieurs modes. Le premier mode de Rayleigh prend pour vitesse de phase celle de l'onde de Rayleigh dans le substrat en basse fréquence, où la couche n'influence là encore pas la propagation de l'onde. Lorsque la fréquence augmente, la vitesse de phase du premier mode va augmenter dans un premier temps pour s'approcher de la vitesse de propagation des ondes transversales verticales dans la couche avant de décroitre vers la vitesse des ondes de Rayleigh dans la couche en haute fréquence, où celle-ci peut être considérée comme semi-infinie aux longueurs d'onde mises en jeu. Le second mode tend quant

à lui vers la vitesse des ondes transversales dans le substrat en basse fréquence, puis décroît pour tendre vers la vitesse des ondes transversales dans la couche en haute fréquence.

Lorsque la couche est composée de nickel et le substrat d'aluminium, $\frac{c'_T}{c_T} = 1{,}035$. Un unique mode de Rayleigh existe alors. A fréquence nulle, sa vitesse est égale à la vitesse de l'onde de Rayleigh dans le substrat. Sa vitesse de phase décroit dans un premier temps pour ensuite tendre vers la vitesse de l'onde de Rayleigh dans la couche en haute fréquence.

Pour certains matériaux, il est possible d'observer l'onde de Stoneley qui se propage à l'interface entre deux solides [10]. La courbe représentée en ligne continue sur la Figure 3.8 montre l'existence de cette onde dans une structure composée d'une couche d'aluminium d'1 μm déposée sur un substrat de tungstène ($c_L = 5231\, m.s^{-1}$, $c_T = 2860\, m.s^{-1}$ et $\rho = 18711\, kg.m^{-3}$). Le rapport des vitesses transverses est alors de $\frac{c'_T}{c_T} = 1{,}087$. Un seul mode existe. La vitesse de phase de celui-ci tend vers la vitesse de l'onde de Rayleigh dans le substrat en basse fréquence. Lorsque la fréquence augmente, la vitesse de phase croît jusqu'à atteindre un seuil à la vitesse de l'onde de Stoneley $c_S = 2769\, m.s^{-1}$ dans une structure aluminium – tungstène [10].

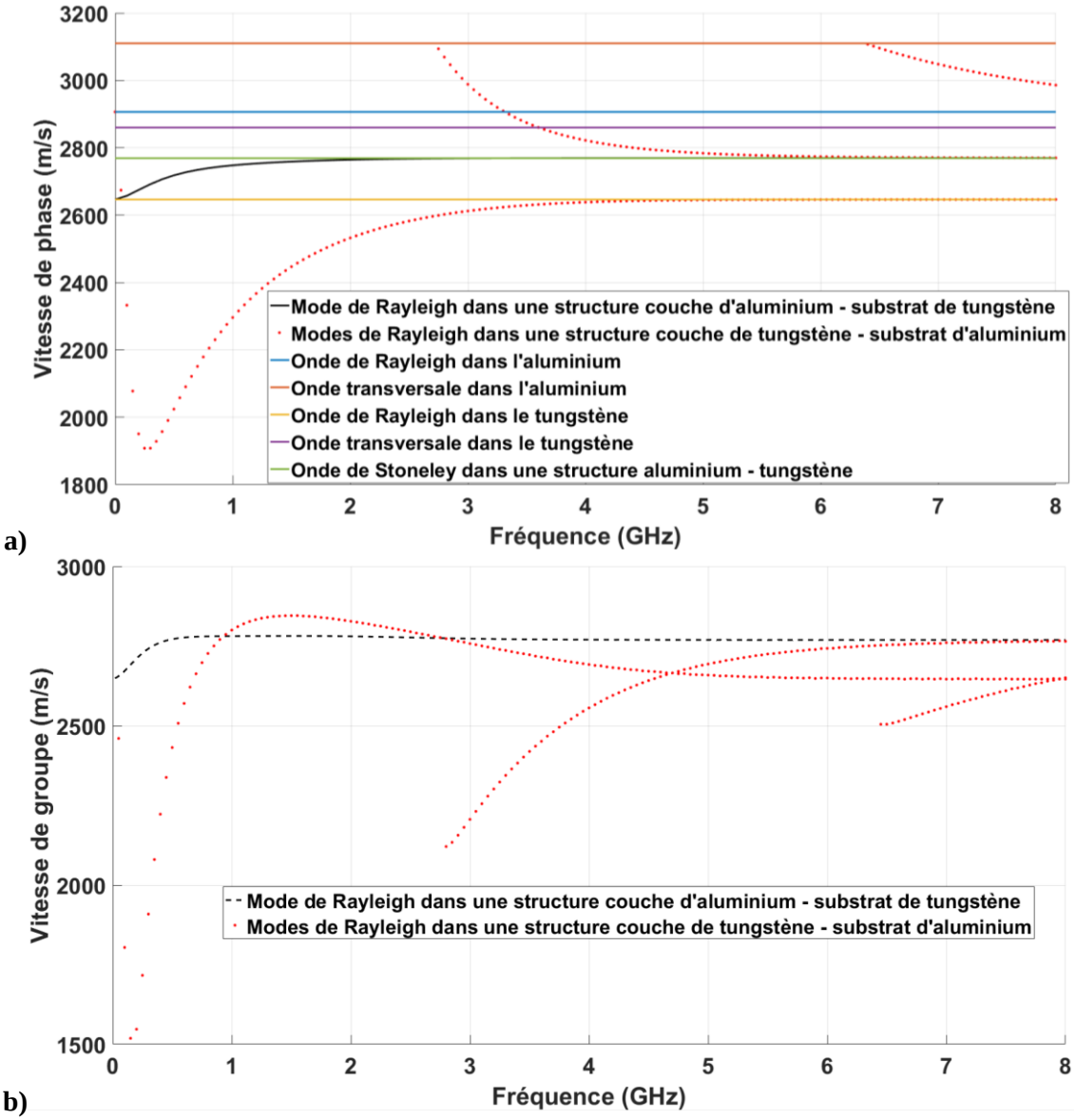


Figure 3.8 : Courbes de dispersion en vitesse de phase (a) et de groupe (b) des modes de Rayleigh se propageant à la surface d'une structure composée d'une couche d'aluminium d'1 μm déposée sur un substrat de tungstène (lignes) et d'une structure composée d'une couche de tungstène d'1 μm déposée sur un substrat d'aluminium (points).

Les courbes de dispersion des modes de Rayleigh se propageant à la surface d'une structure composée d'une couche de tungstène d'1 μm déposée sur un substrat d'aluminium sont tracées en lignes discontinues sur la Figure 3.8. Dans ce cas, le rapport des vitesses des ondes transversales verticales est $\frac{c_T'}{c_T} = 0{,}920$. Plusieurs modes coexistent. Le premier mode apparait en basse fréquence à la vitesse de phase de l'onde de Rayleigh dans le substrat, puis il décroît avant de croître à nouveau pour tendre vers la vitesse de l'onde de Rayleigh dans la couche. Les modes d'ordres supérieurs apparaissent à la vitesse de l'onde transversale verticale dans le substrat en basses fréquences et leur vitesse de phase diminue jusqu'à tendre vers la vitesse de l'onde Stoneley en haute fréquence.

c. Méthode des matrices de transfert pour les ondes guidées

Lorsque la structure considérée n'est plus semi-infinie selon x_2, les conditions aux limites changent au niveau de la couche $n+1$ qui devient alors finie. Ainsi, au lieu d'avoir la condition de Sommerfeld qui stipule que les ondes se propageant selon les x_2 décroissants peuvent être négligées dans un espace infini ou semi-infini, l'annulation des contraintes sur la frontière inférieure de la dernière couche est utilisée.

L'expression obtenue est alors la suivante :

$$\begin{aligned}&[G_{n+1}(x_1, x_2 = z_{n+1}, t)]\\&= ([M_{n+1}(h_{n+1})][M_{n+1}(0)]^{-1} \dots [M_1(h_1)][M_1(0)]^{-1})[G_1(x_1, 0, t)]\\&= [M_G][G_1(x_1, 0, t)],\end{aligned} \tag{3.58}$$

où $[M_G]$ est la matrice de transfert pour les ondes guidées. L'Equation (3.58) peut s'écrire après application des conditions aux limites :

$$\begin{bmatrix} u_{1n+1}(x_1, x_2 = z_{n+1}, t) \\ u_{2n+1}(x_1, x_2 = z_{n+1}, t) \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = [M_G] \begin{bmatrix} u_{11}(x_1, x_2 = 0, t) \\ u_{21}(x_1, x_2 = 0, t) \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \tag{3.59}$$

soit :

$$\begin{cases} 0 = M_{G31} u_{11}(x_1, x_2 = 0, t) + M_{G32} u_{21}(x_1, x_2 = 0, t) \\ 0 = M_{G41} u_{11}(x_1, x_2 = 0, t) + M_{G42} u_{21}(x_1, x_2 = 0, t)' \end{cases} \tag{3.60}$$

Après réduction, l'équation suivante est obtenue :

$$\frac{M_{G41}}{M_{G42}} - \frac{M_{G31}}{M_{G32}} = 0, \tag{3.61}$$

qui constitue la relation de dispersion des ondes guidées pour un multicouche, obtenue à partir de la méthode des matrices de transfert.

III. Modélisation de l'influence de l'adhérence sur la propagation des ondes acoustiques

Les expressions précédentes ont été obtenues dans le cadre d'un contact considéré comme parfait, où il est en quelque sorte impossible de séparer les matériaux entre eux. Certains auteurs se sont penchés sur la manière de modéliser l'influence de différentes conditions de contact sur la propagation des ondes élastiques.

1. Présentation du modèle des sauts de déplacement

Parmi les différentes études sur l'influence de l'adhésion sur la propagation d'ondes élastiques au sein d'un multicouche, le modèle le plus souvent rencontré est celui dit des « sauts de déplacement ». Celui-ci stipule que les conditions de contact à l'interface entre deux solides ne sont pas forcément parfaites et qu'elles dépendent des forces d'adhérence. Ainsi, les conditions-limites aux interfaces sur

les contraintes mécaniques et les déplacements particulaires nécessaires à la résolution des équations de propagation sont modifiées.

Dans le cas d'un contact parfait entre deux solides, les contraintes normales et tangentielles à l'interface sont considérées comme continues, au même titre que les déplacements particulaires normaux et tangentiels. Lorsqu'aucun contact n'existe, la surface de chacun des matériaux est considérée comme libre et cette condition se traduit par l'annulation des contraintes à la surface de chacun des milieux. Autre cas extrême, le cas dit « glissant », qui traduit un contact entre deux solides, mais où aucun phénomène d'adhésion tangentielle n'existe. Dans ce cas, chacun des solides peut être translaté librement par rapport à l'autre. Cette condition de contact se traduit par une continuité des déplacements normaux et des contraintes normales à l'interface, par contre les contraintes tangentielles sont nulles [12], [13].

Entre ces cas extrêmes, qui supposent en théorie une adhérence parfaite ou nulle, il existe une infinité de situations intermédiaires possibles. Pour modéliser cela, le modèle le plus répandu est celui des sauts de déplacement. Celui-ci a été l'objet de nombreuses études et il existe différents degrés de complexité mathématique plus ou moins fidèles à la réalité [14].

Ce modèle propose de représenter les conditions de contact à l'interface par une couche intermédiaire extrêmement fine (son épaisseur est négligeable devant les longueurs d'onde acoustique), dont la constitution traduit directement la qualité de l'interface. Ainsi, une mauvaise adhérence est modélisée par une couche caractérisée par des vitesses de propagation plus faibles pour les ondes de volume et une épaisseur plus importante qu'une couche modélisant une bonne adhérence.

La forme la plus basique de ce modèle consiste à remplacer les conditions aux limites au niveau de l'interfaces par l'expression suivante :

$$\begin{cases} \sigma_{ij} = \sigma'_{ij} \\ \sigma_{ij} = K_a[u_i{}' - u_i] \end{cases}, \tag{3.62}$$

où σ_{ij} représente la contrainte dans le premier milieu, $\sigma_{ij}{}'$ la contrainte dans le deuxième milieu, u_i et $u_i{}'$ les déplacements particulaires dans la direction i dans le premier et second milieu, et K_a la raideur de l'interface correspondant en réalité à la qualité des conditions de contact (c'est-à-dire à l'adhérence). $K_a = K_n$ si $i = j$ et $K_a = K_t$ si $i \neq j$. K_n correspond à la raideur normale (lorsque des déplacements particulaires normaux à l'interface sont considérés) et K_t à la raideur tangentielle (lorsque des déplacements particulaires tangents à l'interface sont considérés).

Lorsque $K_{t,n} \to \infty$, alors $u_i{}' - u_i \to 0$ et donc $u_i = u_i{}'$, les conditions d'un contact parfait sont donc retrouvées. Lorsque $K_{t,n} \to 0$, $\sigma_{ij} \to 0$, ce qui correspond donc aux conditions de contact d'un solide libre. Enfin, lorsque $K_t \to 0$ et $K_n \to \infty$, $\sigma_{ij} \to 0$ pour $i \neq j$ et $u_i = u_i{}'$ pour $i = j$, qui correspondent aux conditions d'un contact glissant.

Beaucoup d'auteurs se sont penchés sur la modélisation des conditions de contact par une couche intermédiaire, en commençant par Jones et Whittier en 1967 [15] qui étudièrent la propagation d'ondes de Rayleigh et de Stoneley à l'interface entre deux milieux séparés par un joint. Ils proposèrent le modèle des sauts de déplacement comme présenté ci-dessus, en donnant comme expression pour $K_t = \frac{\mu}{h}$ et pour $K_n = \frac{E}{h}$, avec μ, h et E respectivement le module de cisaillement (second coefficient de Lamé), l'épaisseur et le module d'Young du joint pouvant s'apparenter à la couche intermédiaire.

Murty [16] a ensuite proposé le cas d'une onde se propageant le long de l'interface et n'a appliqué les conditions du saut de déplacement qu'à la contrainte et au déplacement tangentiels, en prenant en compte une couche intermédiaire visqueuse et donc un K_t complexe pour tenir compte de cette viscosité.

Schoenberg [17] présente lui aussi en 1980 une publication utilisant la méthode des sauts de déplacement, en étudiant le cas d'ondes transversales horizontales puis d'ondes longitudinales et transversales verticales, afin de démontrer l'influence d'une discontinuité à l'interface entre deux solides

sur les coefficients de réflexion et transmission. Schoenberg exprime les constantes de raideurs comme suit :

$$\begin{cases} K_t = \dfrac{\mu}{\rho} = \dfrac{c_T^2 \rho}{h} \\ K_n = \dfrac{(\lambda + 2\,\mu)}{h} = \dfrac{c_L^2 \rho'}{h} \end{cases} \qquad (3.63)$$

avec λ le premier coefficient de Lamé de la couche intermédiaire, ρ sa masse volumique, et c_L et c_T la vitesse des ondes longitudinale et transversale à l'intérieur de cette couche. Ces expressions des constantes K_t et K_n sont les plus couramment rencontrées dans les publications utilisant le modèle des sauts de déplacement.

Si le modèle des sauts de déplacement est la forme la plus simple et la plus utilisée du modèle de la couche intermédiaire, d'autres formes plus complexes existent, comme celle proposée par Baik et Thompson [18] ou Margetan et al. [19] qui tient compte de l'inertie apportée par la couche intermédiaire et qui étudie son influence sur les coefficients de réflexion et de transmission des ondes de volume et celle proposée par Nayfeh et Nassar [20] qui introduit des termes de couplage entre les déplacements normaux et tangentiels dans les conditions aux limites.

Rokhlin et Wang [14] ont démontré que des modèles plus complexes que celui des sauts de déplacement peuvent en réalité mieux convenir, comme par exemple dans le cas où la couche intermédiaire est considérée comme une couche dont la viscosité est forte.

2. Justification mathématique du modèle

Il est possible de retrouver les conditions de l'Equation (3.63) en partant des équations de base de la théorie de l'élasticité. La Figure 3.9 représente le système utilisé pour démontrer les relations des conditions aux limites induites par le modèle des sauts de déplacement.

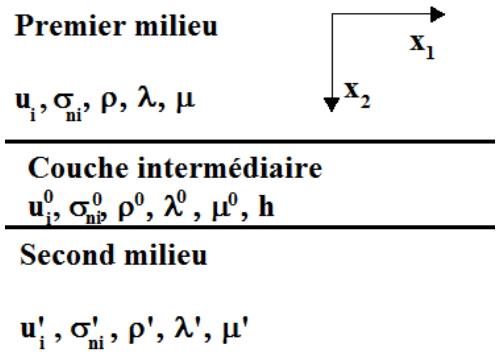


Figure 3.9 : Système utilisé pour modéliser les conditions de contact.

D'après la loi de Hooke, dans un milieu isotrope, les relations entre contrainte et déplacement particulaire dans la couche intermédiaire modélisant les conditions de contact sont les suivantes :

$$\begin{cases} \sigma_{12}^0 = \mu^0 \left[\dfrac{\partial u_1^0}{\partial x_2} + \dfrac{\partial u_2^0}{\partial x_1} \right] \\ \sigma_{22}^0 = \lambda^0 \dfrac{\partial u_1^0}{\partial x_1} + [\lambda^0 + 2\,\mu^0] \dfrac{\partial u_2^0}{\partial x_2} \end{cases}, \qquad (3.64)$$

l'exposant « 0 » indiquant que les grandeurs sont associées à la couche intermédiaire.

Puisque l'épaisseur h de la couche intermédiaire est considérée comme étant très faible devant les longueurs d'onde, il est possible de discrétiser les variations de déplacement particulaire par rapport à x_2, puisque celles-ci sont aussi très faibles. Etant donné que la composante des déplacements particulaires dépendant de x_1 est e^{-jkx_1}, et que les conditions aux limites entre chacun des milieux et

la couche intermédiaire s'expriment par la continuité des déplacements et des contraintes, l'Equation (3.64) devient :

$$\begin{cases} \sigma_{12} = \mu^0 \left[\dfrac{u_1{}' - u_1}{h} - jku_2 \right] \\ \sigma_{22} = -jk\lambda^0 u_1 + [\lambda^0 + 2\,\mu^0] \dfrac{u_2{}' - u_2}{h} \end{cases} . \tag{3.65}$$

Le caractère « $'$ » indiquant les grandeurs relatives au second milieu. L'Equation (3.65) exprime donc les conditions aux limites pour les contraintes entre deux milieux séparés par une couche extrêmement fine d'épaisseur h bien inférieure aux longueurs d'onde mises en jeu.

A partir de la seconde loi de Newton, il est ensuite possible d'obtenir les conditions aux limites pour les déplacements particulaires :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \sigma_{12}^0}{\partial x_2} + \dfrac{\partial \sigma_{11}^0}{\partial x_1} = \rho^0 \dfrac{\partial^2 u_1^0}{\partial t^2} \\ \dfrac{\partial \sigma_{22}^0}{\partial x_2} + \dfrac{\partial \sigma_{21}^0}{\partial x_1} = \rho^0 \dfrac{\partial^2 u_2^0}{\partial t^2} \end{cases} . \tag{3.66}$$

Grâce à la loi de Hooke, il est possible d'exprimer σ_{11}^0 en fonction de σ_{22}^0 et de u_1^0, qui devient après simplification (les constantes de Lamé sont considérées comme ne dépendant pas de la position dans la couche) :

$$\frac{\partial \sigma_{11}^0}{\partial x_1} = D_0 \frac{\partial \sigma_{22}^0}{\partial x_1} + 2[D_0 + 1] {c_T^0}^2 \rho^0 \frac{\partial^2 u_1^0}{\partial x_1^2}, \tag{3.67}$$

où $D_0 = 1 - 2\left(\frac{c_T^0}{c_L^0}\right)^2$, avec $c_L^0 = \sqrt{\frac{\lambda^0 + 2\,\mu^0}{\rho^0}}$ les vitesses de propagation des ondes longitudinales dans la couche intermédiaire et $c_T^0 = \sqrt{\frac{\mu^0}{\rho^0}}$ celle des ondes transversales.

Puisque la dépendance temporelle des déplacements particulaires est $e^{j\omega t}$ et la composante spatiale selon x_1 des contraintes et des déplacements est égale à e^{-jkx_1}, il est possible de simplifier l'Equation (3.66). Il est encore une fois possible de discrétiser les dérivées partielles par rapport à x_2. Après applications des conditions aux limites entre chacun des milieux et la couche intermédiaire, le système d'équations suivant est obtenu :

$$\begin{cases} \sigma_{12}' - \sigma_{12} - jkhD_0\sigma_{22} = \left[2k^2[D_0 + 1]{c_T^0}^2 - \omega^2\right] h\rho^0 u_1 \\ \sigma_{22}' - \sigma_{22} - jkh\sigma_{12} = -\omega^2 h\rho^0 u_2 \end{cases} . \tag{3.68}$$

L'Equation (3.68) représente donc les conditions aux limites pour les déplacements particulaires à l'interface entre deux milieux séparés d'une couche intermédiaire extrêmement fine. Celle-ci peut être retrouvée dans l'article de Rokhlin et Wang [14] aux conventions de signe près.

Si l'épaisseur de la couche est vraiment considérée comme négligeable devant la longueur d'onde λ, alors $kh = \frac{2\pi h}{\lambda} \ll 1$, il devient alors possible de négliger les termes mettant en jeu le produit kh. Le produit $k^2 h$ dans le second membre de la première ligne de l'Equation (3.68) ne peut cependant pas être négligé, en effet, aux fréquences considérées $\lambda < 1$, ce qui induit donc que $\lambda^2 < \lambda$.

Les conditions aux limites à l'interface, présentées sur les Equations (3.65) et (3.68) peuvent donc être exprimées comme suit [14], [18] :

$$\begin{cases} \sigma_{12} = \dfrac{\rho^0 {c_T^0}^2}{h}[{u_1}' - u_1] \\ \sigma_{22} = \dfrac{\rho^0 {c_L^0}^2}{h}[u_2' - u_2] \\ \sigma_{12}' - \sigma_{12} = \left[2k^2[D_0 + 1]{c_T^0}^2 - \omega^2\right] h\rho^0 u_1 \\ \sigma_{22}' - \sigma_{22} = -\omega^2 h\rho^0 u_2 \end{cases} . \quad (3.69)$$

Puisque la couche est encore une fois extrêmement fine, le produit de sa masse volumique par son épaisseur $\rho^0 h$ peut être considéré comme négligeable. Les conditions aux limites à l'interface peuvent alors être mise sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \sigma_{12} = \dfrac{\rho^0 {c_T^0}^2}{h}[{u_1}' - u_1] \\ \sigma_{22} = \dfrac{\rho^0 {c_L^0}^2}{h}[u_2' - u_2], \\ \sigma_{12}' = \sigma_{12} \\ \sigma_{22}' = \sigma_{22} \end{cases} \quad (3.70)$$

avec $\frac{\rho^0 {c_T^0}^2}{h} = K_t$ et $\frac{\rho^0 {c_L^0}^2}{h} = K_n$, conformément aux relations (3.63). L'Equation (3.70) constitue les conditions aux limites utilisées dans le « modèle des sauts de déplacement ».

Dans leur article, Rokhlin et Wang [14] ont comparé l'influence des trois méthodes permettant de modéliser l'interface sur le coefficient de réflexion en prenant comme référence le modèle des matrices de transfert où la couche intermédiaire est introduite comme une couche à part entière. Il en résulte que l'écriture la moins simplifiée pour les conditions aux limites (Equations (3.65) et (3.68)) est extrêmement proche du modèle des matrices de transfert, mais commence à diverger faiblement lorsque le rapport $\frac{h}{\lambda}$ se rapproche de 1.

Lorsque la couche considérée est un fluide ou une couche vraiment très fine, le modèle le plus simple (Equation (3.70)) suffit. En revanche, lorsqu'elle est solide, ce modèle diverge beaucoup. Ainsi, lorsque sa masse volumique est de l'ordre de celles des deux autres milieux, le modèle tenant compte de l'inertie est plus adapté (Equation (3.69)). Cependant, ce modèle trouve ses limites en présence d'un solide présentant une forte viscosité et une masse volumique conséquente (comme l'époxy par exemple). Dans ce cas, le modèle prenant en compte les termes de couplage (Equations (3.65) et (3.68)) est plus approprié.

Il est possible d'intégrer ces modèles à la méthode des matrices de transfert afin d'automatiser le calcul des courbes de dispersion des modes de Rayleigh à un nombre quelconque de couches avec des conditions de contact diverses.

3. Intégration au modèle des matrices de transfert

Une structure composée de n couches et d'un substrat est considérée (Figure 3.4).

La modélisation la plus exacte de la qualité des différentes interfaces par des couches intermédiaires d'épaisseurs faibles devant les longueurs d'ondes mises en jeu conduit à une structure globale de $2n$ couches. La matrice de transfert globale correspondante permet alors d'étudier l'influence des conditions de contact sur les courbes de dispersion des modes de Rayleigh.

Comme démontré auparavant, si l'épaisseur de la couche est suffisamment faible devant la longueur d'onde, il est possible de simplifier le modèle afin de simplement modifier les conditions aux limites à l'interface entre deux couches, sans avoir besoin d'intégrer la couche intermédiaire aux matrices de transfert. Les conditions aux limites sont alors celles exprimées dans les Equation (3.65) et (3.68) :

$$\begin{cases} u_{1m+1} = u_{1m} + jkh_{0m}u_{2m} + \dfrac{\sigma_{12m}}{K_{tm}} \\ u_{2m+1} = jkh_{0m}D_{0m}u_{1m} + u_{2m} + \dfrac{\sigma_{22m}}{K_{nm}} \\ \sigma_{12m+1} = [2k^2[D_{0m}+1]c_{T0m}^2 - \omega^2]h_{0m}\rho_{0m}u_{1m} + \sigma_{12m} + jkh_{0m}D_{0m}\sigma_{22m} \\ \sigma_{22m+1} = -\omega^2 h_{0m}\rho_{0m}u_{2m} + jkh_{0m}\sigma_{12m} + \sigma_{22m} \end{cases}, \quad (3.71)$$

où h_{0m}, c_{T0m} et ρ_{0m} sont respectivement l'épaisseur, la vitesse des ondes transversales et la masse volumique de la couche intermédiaire à l'interface m (entre les couches m et $m+1$), $K_{tm} = \frac{c_{T0m}^2\rho_{0m}}{h_{0m}}$ et $K_{nm} = \frac{c_{L0m}^2\rho_{0m}}{h_{0m}}$ avec c_{L0m} la vitesse des ondes longitudinales et $D_{0m} = 1 - 2\frac{c_{T0m}^2}{c_{L0m}^2}$.

L'Equation (3.71) peut être exprimée sous forme matricielle :

$$[G_{m+1}(x_1, x_2 = z_m, t)] = [M_{intm}][G_m(x_1, x_2 = z_m, t)], \quad (3.72)$$

avec :

$$[M_{intm}] = \begin{bmatrix} 1 & jkh_{0m} & 1/K_{tm} & 0 \\ jkh_{0m}D_{0m} & 1 & 0 & 1/K_{nm} \\ [2k^2[D_{0m}+1]c_{T0m}^2 - \omega^2]h_{0m}\rho_{0m} & 0 & 1 & jkh_{0m}D_{0m} \\ 0 & -\omega^2 h_{0m}\rho_{0m} & jkh_{0m} & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.73)$$

Ainsi, en reprenant la démonstration des matrices de transfert, la relation suivante est obtenue :

$$\begin{aligned}[G_n(x_1, x_2 = z_n, t)] = \\ ([M_{intn}][M_n(x_2 = z_n)][M_n(x_2 = z_{n-1})]^{-1} \dots [M_{int1}] \\ [M_1(x_2 = z_1)][M_1(x_2 = z_0)]^{-1})[G_1(x_1, x_2 = z_0, t)],\end{aligned} \quad (3.74)$$

qui mène ensuite à la relation de dispersion.

Pour les modèles plus simplifiés, il suffit d'appliquer à la matrice intermédiaire de la couche m, $[M_{intm}]$, les conjectures établies auparavant. En prenant en compte l'inertie et en négligeant les termes de couplage, la matrice obtenue est la suivante :

$$[M_{intm}] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1/K_{tm} & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 1/K_{nm} \\ [2k^2[D_{0m}+1]c_{T0m}^2 - \omega^2]h_{0m}\rho_{0m} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\omega^2 h_{0m}\rho_{0m} & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.75)$$

Enfin, lorsque le produit $\rho_0 h_0$ est considéré comme négligeable, la matrice pour le modèle des sauts de déplacement est obtenue :

$$[M_{intm}] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1/K_{tm} & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 1/K_n \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.76)$$

Lorsque K_{tm} et K_{nm} tendent vers l'infini, la matrice intermédiaire tend vers la matrice unité et le cas d'un contact parfait est retrouvé. Ce dernier modèle est utilisé pour la suite.

La Figure 3.10 représente les courbes de dispersion des modes de Rayleigh se propageant à la surface d'une structure composée d'une couche d'or de 0,5 μm d'épaisseur déposée sur un substrat de verre considéré comme semi-infini. Ces courbes sont tracées pour différentes conditions de contact allant du contact parfait (trait plein noir) au décollement total qui correspond en fait aux modes de Lamb se propageant dans la couche d'or (trait plein rouge). Les valeurs utilisées pour obtenir les courbes de dispersion sont reprises de l'article de Du, Tittmann et Ju [6] pour vérifier la fiabilité du programme élaboré. Les caractéristiques mécaniques choisies pour la couche sont : $c_L = 3240\ m.s^{-1}$, $c_T = 1200\ m.s^{-1}$ et $\rho = 19300\ kg.m^{-3}$, et pour le substrat : $c_L = 5130\ m.s^{-1}$, $c_T = 3020\ m.s^{-1}$ et $\rho = 2760\ kg.m^{-3}$. Les conditions de contact utilisées sont indiquées dans le Tableau 3.1.

	$K_n\ (N.m^{-3})$	$K_t\ (N.m^{-3})$
Contact parfait	∞	∞
Conditions de contact 1	216.10^{16}	$61{,}44.10^{16}$
Conditions de contact 2	54.10^{16}	$15{,}36.10^{16}$
Conditions de contact 3	$13{,}5.10^{16}$	$3{,}84.10^{16}$
Conditions de contact 4	$3{,}38.10^{16}$	$0{,}69.10^{16}$
Conditions de contact 5	$0{,}84.10^{16}$	$0{,}24.10^{16}$
Décollement total (ondes de Lamb dans la couche)	0	0

Tableau 3.1 : Conditions de contact utilisées pour déterminer les courbes de dispersion de la Figure 3.10.

Lorsque les raideurs K_n et K_t diminuent, les courbes de dispersion des modes de Rayleigh progressent alors vers celles des modes de Lamb dans la couche seule. Ce phénomène peut être expliqué par le fait que plus l'adhérence entre la couche et le substrat est faible, plus le couplage entre ces deux constituants est négligeable. Pour une très mauvaise adhérence, l'onde générée n'est plus perturbée par le substrat et se comporte comme une onde guidée par la seule couche.

Un phénomène supplémentaire, non-évoqué à notre connaissance par les multiples auteurs ayant travaillés sur l'adhérence, est visible sur la Figure 3.10. Lorsque l'adhérence se dégrade suffisamment, le troisième mode de Rayleigh devient de moins en moins dispersif en basse fréquence, et semble tendre vers une vitesse différente de celle des ondes de Lamb. Il s'agit en réalité de la vitesse de l'onde de Rayleigh dans le substrat.

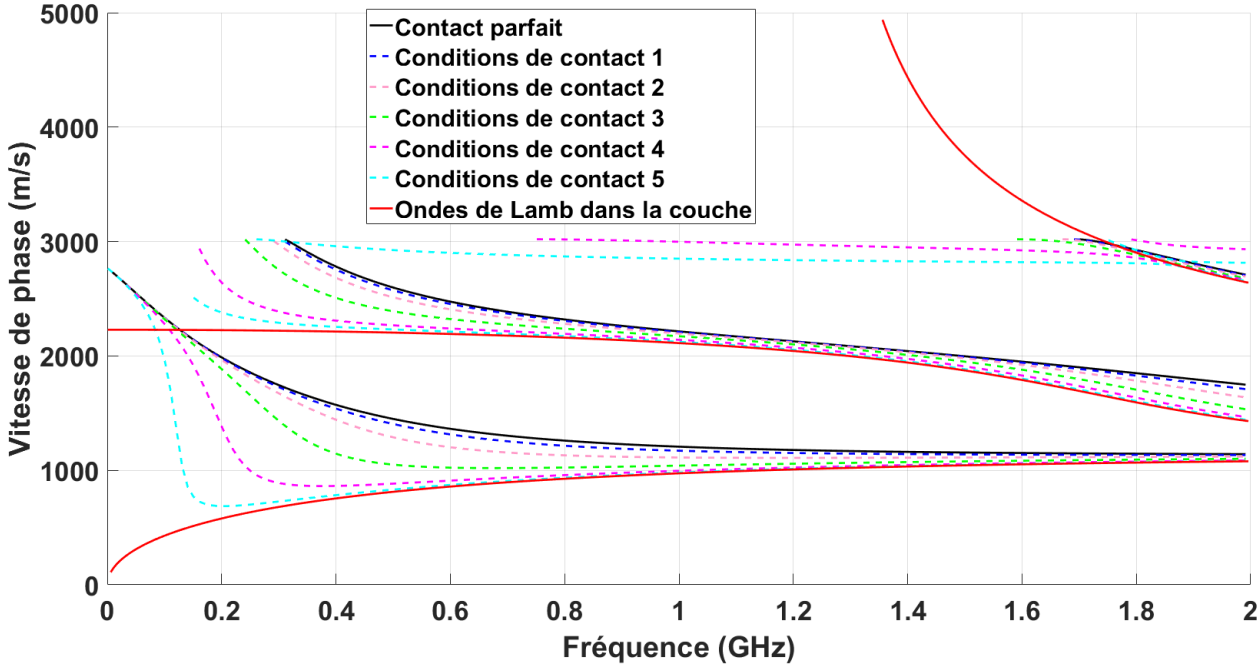


Figure 3.10 : Courbes de dispersion des modes de Rayleigh se propageant dans une structure composée d'une couche d'or de $0,5\ \mu m$ déposée sur un substrat en verre. Ces courbes sont calculées pour différentes conditions de contact.

IV. Etude de l'influence des incertitudes de mesure des caractéristiques mécaniques des échantillons en comparaison de celle de l'adhérence sur les courbes de dispersion des ondes de surface

Nous avons vu dans le Chapitre 1 que les caractéristiques mécaniques des matériaux utilisés sont mesurées avec une certaine précision. Il est donc nécessaire de connaitre l'influence de ces incertitudes sur les courbes de dispersion afin de pouvoir estimer la qualité d'adhérence le plus précisément possible lors de l'inversion des courbes obtenues expérimentalement.

Les calculs analytiques présentés précédemment sont donc désormais appliqués ici aux échantillons utilisés expérimentalement afin d'étudier l'influence qu'ont les incertitudes de mesure des différents paramètres sur les courbes de dispersion des modes de Rayleigh.

1. Courbes de dispersion des modes de Rayleigh dans les échantillons étudiés

Les courbes de dispersion relatives à chaque échantillon utilisé expérimentalement sont, dans un premier temps, présentées. Chacun des couples de matériaux utilisés situe les études réalisées dans le cas « loading ». Plusieurs modes de Rayleigh dont la vitesse de phase décroît lorsque la fréquence augmente sont donc attendus.

La Figure 3.11 représente les courbes de dispersion des modes de Rayleigh en vitesse de phase pour le film en PET et le film en PVC lorsqu'ils sont déposés sur le substrat en aluminium. Les caractéristiques mécaniques considérées sont celles présentées dans le Tableau 1.1 du Chapitre 1. Chaque graphique est représenté sur une plage de fréquence de 0 à 6 MHz, un filtre étant appliqué à l'interféromètre utilisé lors des manipulations entre 0,2 MHz et 4 MHz pour augmenter la rapport signal sur bruit des acquisitions.

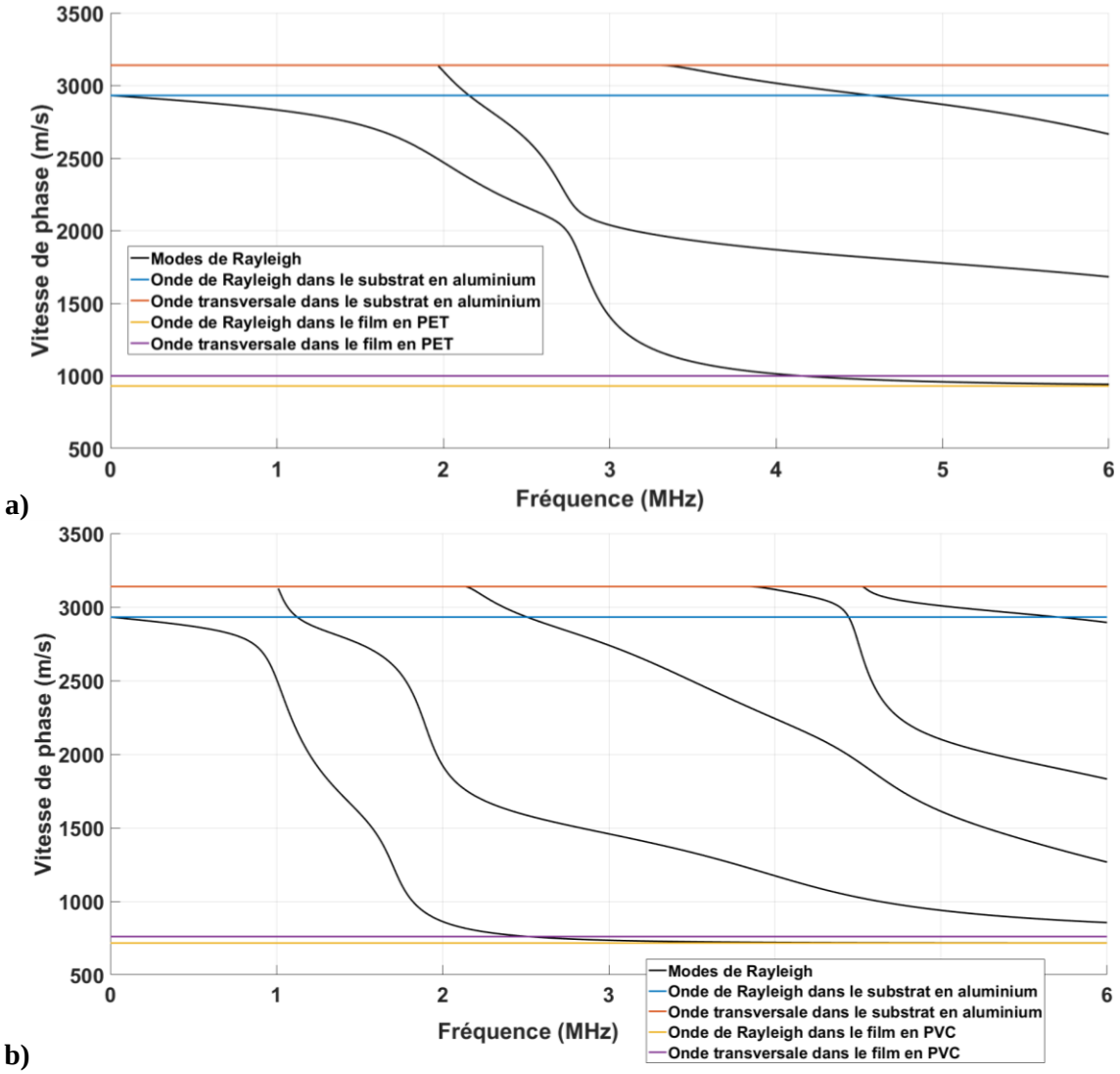


Figure 3.11 : Courbes de dispersion des modes de Rayleigh en vitesse de phase pour une structure composée d'un substrat en aluminium sur lequel sont déposés un film en PET de 155 μm (a) et un film PVC de 213 μm (b).

La Figure 3.12 présente les courbes de dispersion pour le film de 50 μm en PP. Comme il nous a été impossible de mesurer les caractéristiques mécaniques de ce film, celles-ci ont été prises dans la littérature [21]. L'épaisseur du film étant plus faible, il est nécessaire de prendre en compte une plage de fréquence plus importante pour observer différents modes. La Figure 3.12 b présente donc une plage de fréquence comprise entre 0 et 20 MHz.

La masse volumique considérée est $\rho = 900\ kg.m^{-3}$. Cette valeur a été vérifiée par des mesures de masse des films utilisés expérimentalement.

Les vitesses des ondes longitudinale $c_L = 2227\ m.s^{-1}$ et transversale $c_T = 1097\ m.s^{-1}$ sont obtenues à partir du module d'Young $E = 2{,}9.10^9\ Pa$ et du coefficient de Poisson $\nu = 0{,}34$ du PP [21].

L'ensemble de ces courbes de dispersion sont conformes à celles relatives au cas « loading ». En basse fréquence, la vitesse de phase du premier mode de Rayleigh tend vers la vitesse de l'onde de Rayleigh et celle des modes d'ordres supérieurs vers la vitesse de l'onde transversale dans le substrat. En haute fréquence, ils tendent respectivement vers la vitesse de l'onde de Rayleigh et de l'onde transversale dans la couche. Entre les deux, une décroissance de la vitesse de phase est observée lorsque la fréquence augmente.

Pour le film en PP, aux gammes de fréquences considérées, un seul mode n'est visible et sa dispersion est faible. Puisque ce film n'a que peu été utilisé expérimentalement, l'influence des différents paramètres sur ses courbes de dispersion n'est pas étudiée par la suite.

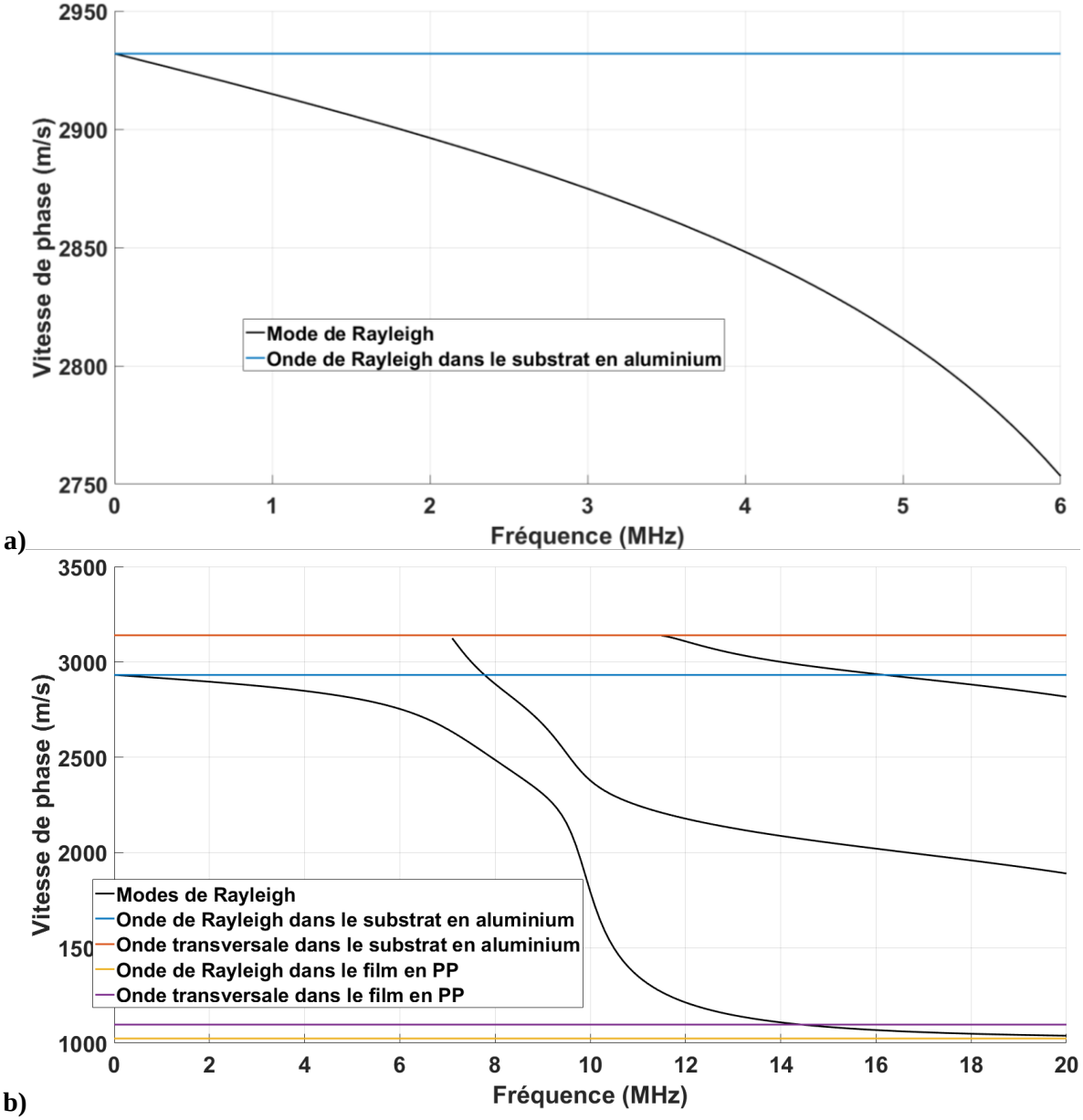


Figure 3.12 : Courbes de dispersion des modes de Rayleigh en vitesse de phase dans une structure composée d'un film en PP de 50 μm déposé sur un substrat d'aluminium pour 2 plages de fréquences différentes.

2. Influence de la vitesse de propagation de l'onde longitudinale

La Figure 3.13 représente l'influence de la vitesse de propagation longitudinale sur les courbes de dispersion de chacune des structures étudiées. Les bornes de l'intervalle de variation de cette vitesse sont celles de l'incertitude de mesure présentée au Chapitre 1.

Dans le cas de la structure PET – aluminium, les variations de la vitesse de l'onde longitudinale dans le film (courbes rouges) semblent avoir une influence non négligeable sur les courbes de dispersion, contrairement à celles de la vitesse de l'onde longitudinale dans le substrat (courbes vertes). Les modes sont affectés différemment : les deux premiers modes semblent bien plus sensibles aux variations que le troisième.

Dans la structure PVC – aluminium, le même phénomène est observé. Cette fois, le premier mode semble être moins sensible aux variations de la vitesse de l'onde longitudinale que les modes d'ordre supérieur.

Ces résultats peuvent s'expliquer par le fait que les variations relatives de vitesse dans les films sont plus importantes puisqu'elles sont de l'ordre de 3 % contre environ 1 % dans le substrat. Les incertitudes de mesure sur la vitesse de l'onde longitudinale dans le substrat sont donc considérées comme négligeables.

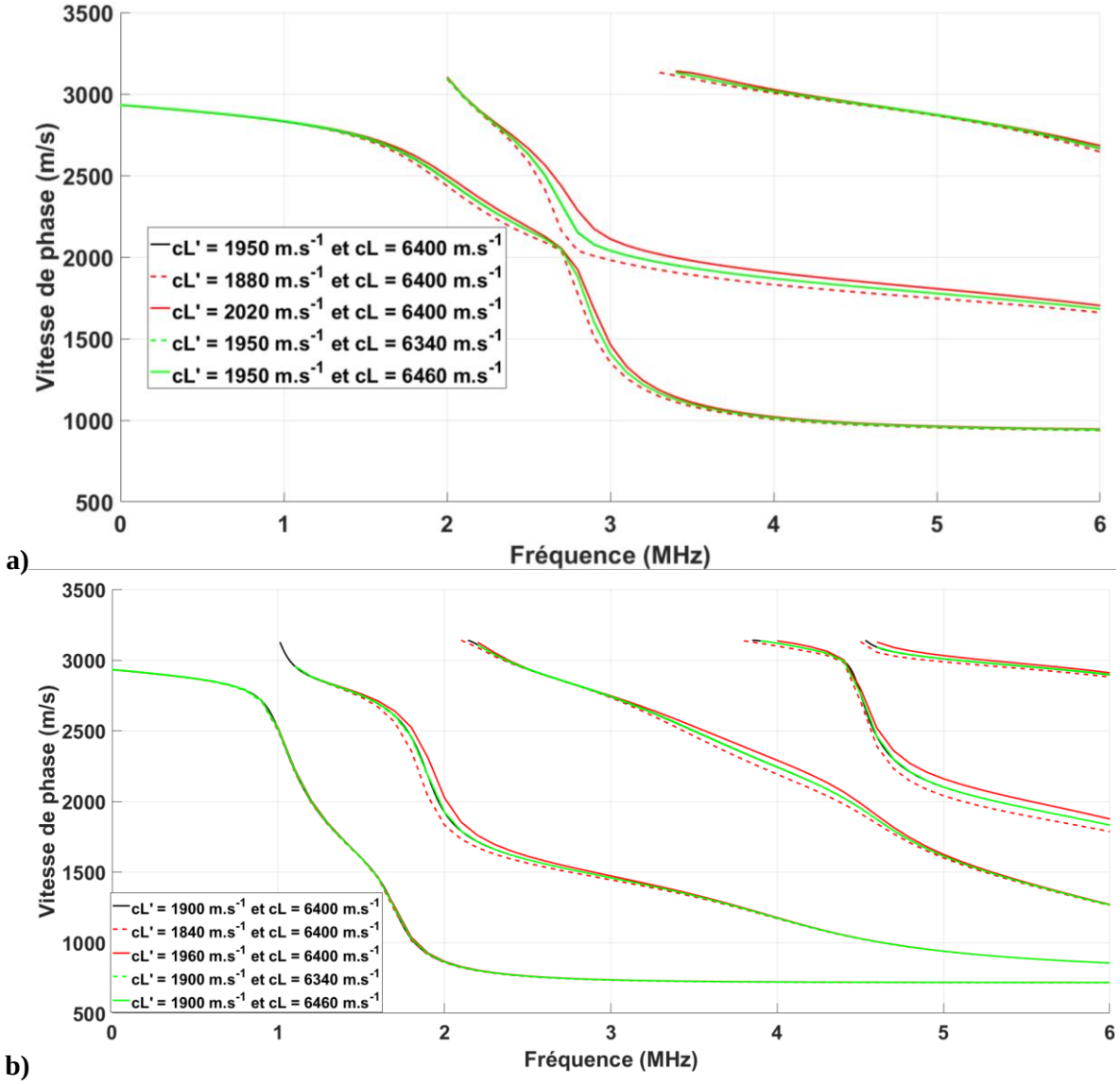


Figure 3.13 : Courbes de dispersion des modes de Rayleigh en vitesse de phase en faisant varier la vitesse de l'onde longitudinale dans le film et dans le substrat, pour un substrat d'aluminium sur lequel est déposé un film en PET de 155 μm (a) et un film en PVC de 213 μm (b). $c_L{}'$: vitesse de l'onde dans le film, c_L : vitesse de l'onde dans le substrat.

La Figure 3.14 compare l'influence d'une variation de la vitesse de l'onde longitudinale dans le film en PET (a) et en PVC (b) sur les courbes de dispersion à celle relative aux conditions de contact correspondant à une faible dégradation de l'adhérence. Les raideurs normales et tangentielles utilisées pour modéliser l'interface sont choisies de manière arbitraire et ont pour valeur $K_n = 2.10^{15} N.m^{-3}$ et $K_t = 1.10^{15} N.m^{-3}$. Les courbes noires et rouges représentent des conditions de contact parfait et les courbes bleues et vertes une dégradation d'adhérence.

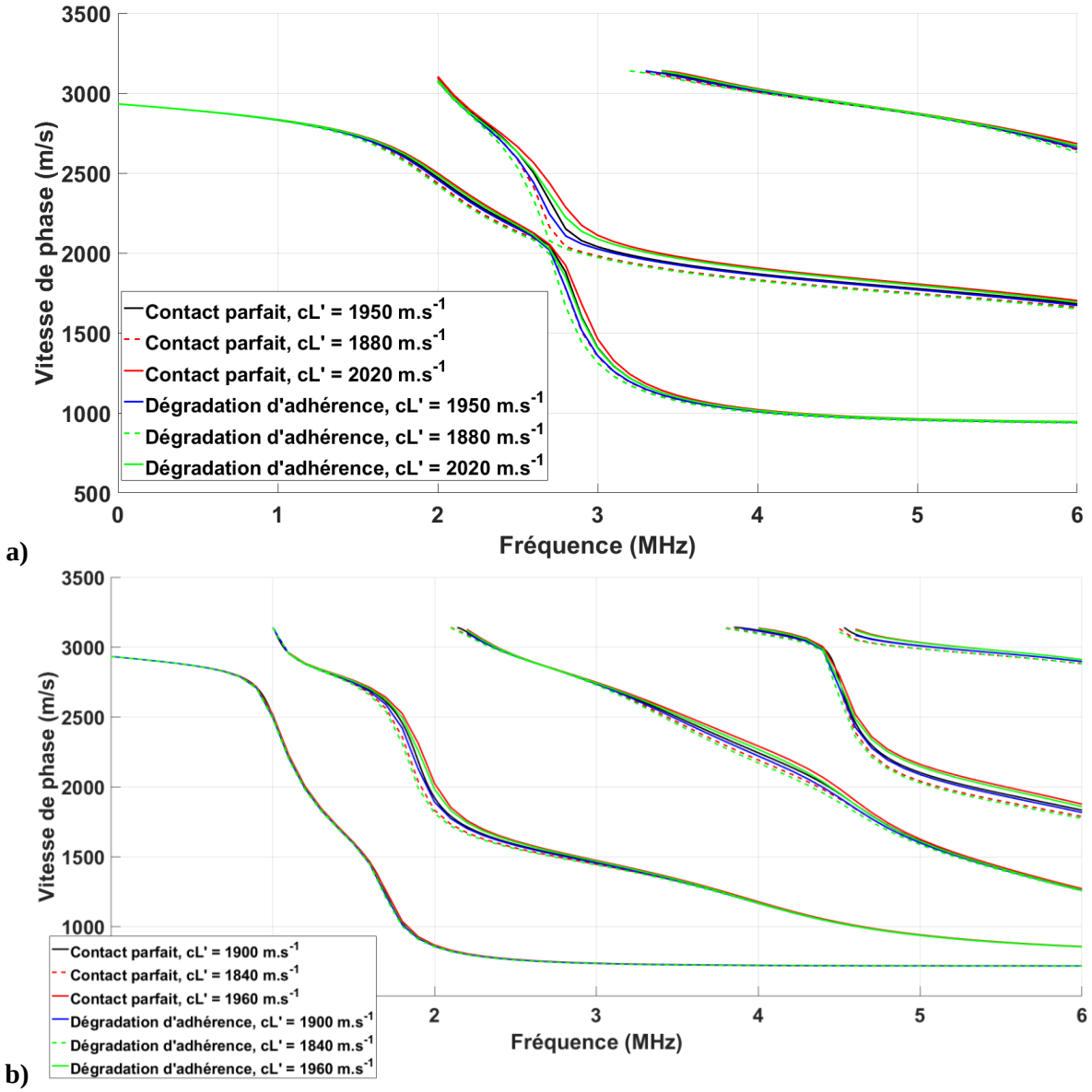


Figure 3.14 : Comparaison de l'influence d'une variation de la vitesse de l'onde longitudinale dans le film en PET (a) et en PVC (b) à celle d'une dégradation d'adhérence sur les courbes de dispersion des modes de Rayleigh.

Pour le film en PET, l'influence d'une faible dégradation d'adhérence sur les courbes de dispersion des modes de Rayleigh peut être dans certains cas similaire à celle d'une diminution de la vitesse de l'onde longitudinale dans le film tout en restant dans la fourchette de variation indiquée au Chapitre 1. Par exemple, pour le premier mode, entre 2,7 et 4 MHz, la courbe correspondant à une dégradation de l'adhérence (en bleu) est presque confondue avec celle représentant un contact parfait et une diminution de 70 $m.s^{-1}$ pour la vitesse de l'onde (courbe rouge discontinue). Il est donc possible dans certaines configurations qu'une mauvaise estimation de la vitesse de l'onde longitudinale dans le film puisse être confondue avec une faible variation d'adhérence.

Dans le cas du film en PVC, des observations similaires peuvent être faites. Les modes sensibles aux variations de la vitesse de l'onde longitudinale le sont aussi à une dégradation d'adhérence.

Pour chacun des films, une méconnaissance de la valeur exacte de la vitesse de l'onde longitudinale peut entrainer une mauvaise identification des conditions de contact lorsqu'elles sont proches du contact parfait. En revanche, de plus fortes dégradations d'adhérence influencent les courbes de dispersion de façon bien plus importante. Les variations considérées pour la vitesse de l'onde longitudinale ont alors un effet négligeable sur les courbes de dispersion en comparaison.

3. Influence de la vitesse de propagation de l'onde transversale

Les Figures 3.15 représente cette fois les courbes de dispersion des modes de Rayleigh pour les différents échantillons en faisant varier la vitesse de l'onde transversale dans une plage de variations correspondant aux incertitudes de mesure présentées dans le Chapitre 1.

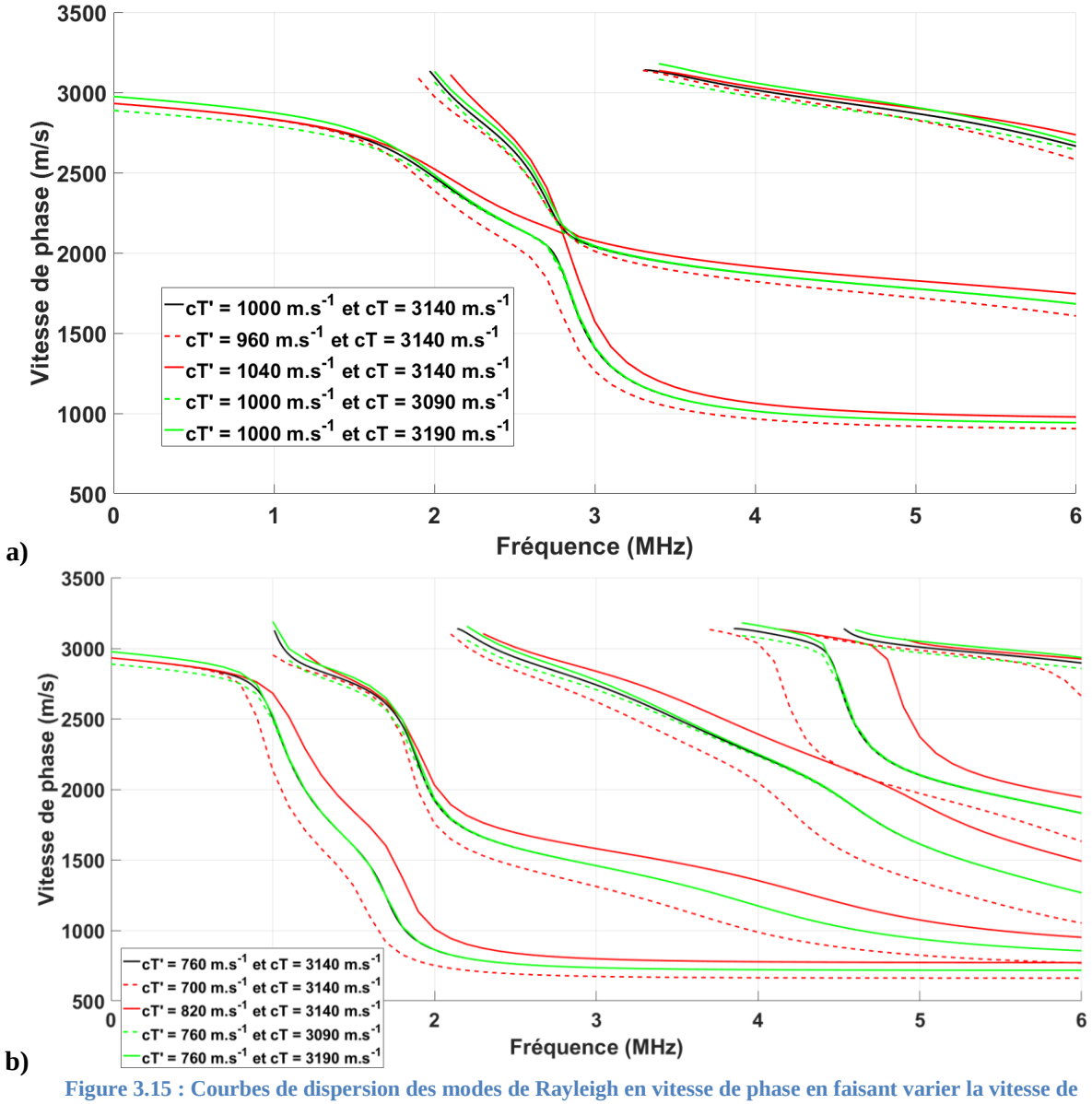


Figure 3.15 : Courbes de dispersion des modes de Rayleigh en vitesse de phase en faisant varier la vitesse de l'onde transversale dans le film et dans le substrat, pour un substrat d'aluminium sur lequel est déposé un film en PET de 155 μm (a) et un film en PVC de 213 μm (b). $c_T{}'$: vitesse de l'onde dans le film, c_T : vitesse de l'onde dans le substrat.

Dans le cas du film en PET, le premier mode semble plus sensible aux variations de vitesse de l'onde transversale dans le film que le second mode. L'inverse était vrai pour l'onde longitudinale. Là encore, la vitesse dans le substrat a une influence beaucoup plus faible sur les courbes de dispersion, sauf en basse fréquence où des fluctuations sont clairement visibles, notamment pour le premier et le troisième mode de Rayleigh. Cela peut s'expliquer par le fait que la longueur d'onde λ est bien supérieure à l'épaisseur du film h (à 1 MHz, $\lambda \approx 2{,}8\ mm \sim 20\ h$), une variation de vitesse de l'onde transversale dans celui-ci n'affecte donc que très faiblement la propagation de l'onde.

Dans le cas du film en PVC, le même phénomène peut être observé, mais cette fois l'influence d'une variation de la vitesse de l'onde transversale dans le film est bien plus importante. Cela peut

encore s'expliquer par la variation relative de vitesse : pour le film en PVC, une variation de l'ordre de 8 % est observée contre 4 % pour le film en PET et 2 % pour le substrat en aluminium.

La Figure 3.16 compare l'influence sur les courbes de dispersion d'une dégradation d'adhérence avec celle d'une modification de la valeur de la vitesse de l'onde transversale dans le film. Cette fois, la dégradation d'adhérence considérée est plus importante ($K_n = 2.10^{14} N.m^{-3}$ et $K_t = 1.10^{14} N.m^{-3}$) car les fluctuations des courbes de dispersion liées aux variations de la vitesse de l'onde transversale le sont aussi.

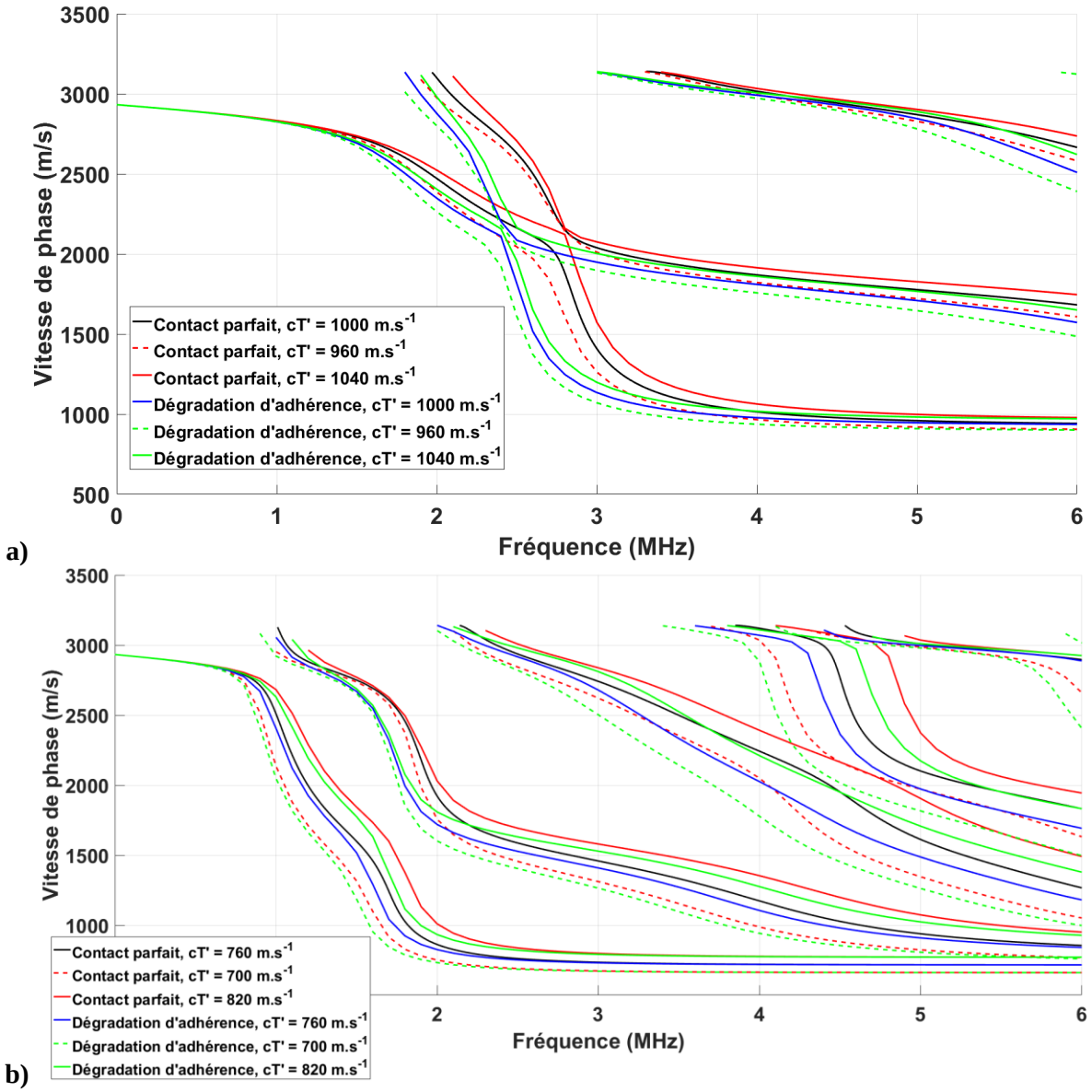


Figure 3.16 : Comparaison de l'influence d'une variation de la vitesse de l'onde transversale dans le film en PET (a) et en PVC (b) à celle d'une dégradation d'adhérence sur les courbes de dispersion des modes de Rayleigh.

Comme pour la vitesse de l'onde longitudinale, les incertitudes de mesure sur la vitesse de l'onde transversale peuvent entrainer une difficulté d'interprétation des courbes de dispersion lorsque la dégradation d'adhérence n'est pas extrêmement importante par rapport au contact parfait (pour des valeurs des raideurs d'interface de l'ordre de $10^{14}\, N.m^{-3}$, ce qui correspond à une adhérence relativement bonne). Même si l'influence sur les courbes de dispersion des modes de Rayleigh n'est pas exactement la même pour chacun des paramètres, le comportement de certains modes est identique sur certaines plages de fréquences. Pour le film en PET, un contact parfait avec une vitesse transversale

$c_T{}' = 960\ m.s^{-1}$ se comporte de la même manière qu'une dégradation d'adhérence avec une vitesse de $c_T{}' = 1000\ m.s^{-1}$ pour le second mode à partir de 3 MHz par exemple.

4. Influence de la masse volumique

La Figure 3.17 représente cette fois les courbes de dispersion des modes de Rayleigh pour les différents échantillons en faisant varier la masse volumique dans un intervalle conforme aux incertitudes de mesure présentées dans le Chapitre 1.

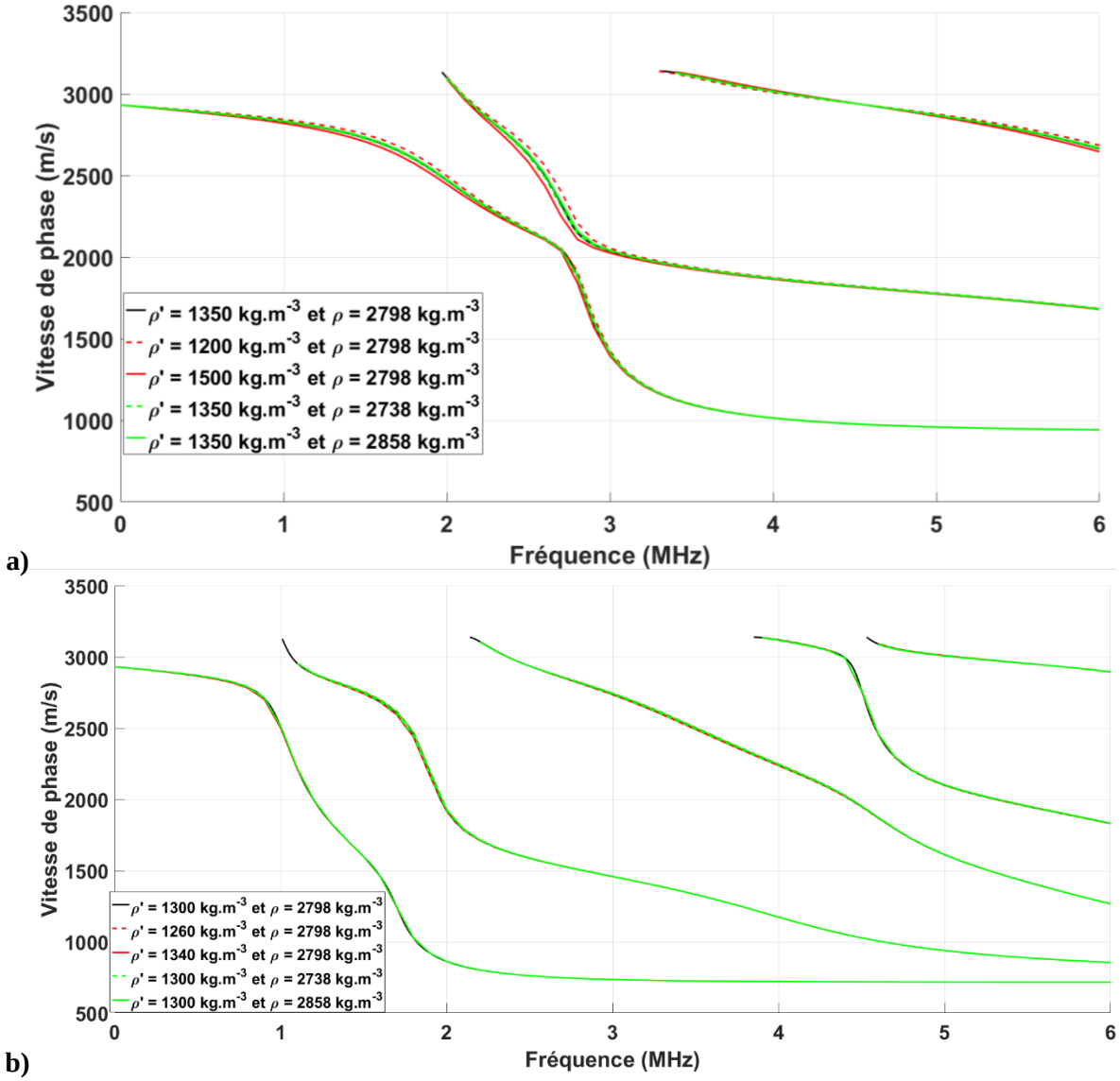
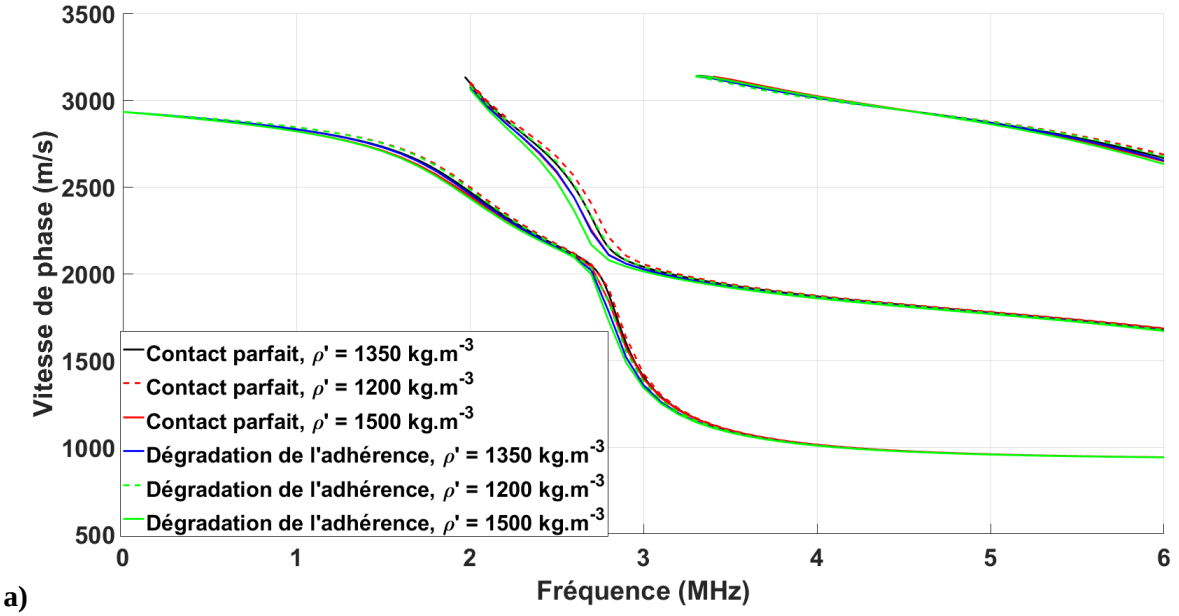


Figure 3.17 : Courbes de dispersion des modes de Rayleigh en vitesse de phase en faisant varier la masse volumique du film et du substrat, pour un substrat d'aluminium sur lequel est déposé un film en PET de 155 μm (a) et un film en PVC de 213 μm (b). ρ' : masse volumique du film, ρ : masse volumique du substrat.

La Figure 3.17 montre que les courbes de dispersion des modes de Rayleigh dépendent beaucoup moins fortement de la valeur de la masse volumique que de celles des vitesses longitudinales et transversales. Avec les incertitudes de mesure considérées, la fluctuation de la masse volumique du PET influe de façon non négligeable sur la dispersion, à l'inverse de celles du film en PVC et du substrat en aluminium. Cela s'explique par la variation relative plus importante dans le premier (~ 11 %) que dans les deux derniers (~ 3 %).

La Figure 3.18 compare l'influence sur les courbes de dispersion d'une faible dégradation d'adhérence ($K_n = 2.10^{15} N.m^{-3}$ et $K_t = 1.10^{15} N.m^{-3}$) à celle due aux variations de la masse volumique dans chacun des films.

Le constat est le même que pour les variations des vitesses des ondes de volume : pour certaines plages de fréquences, une faible dégradation d'adhérence peut induire un résultat similaire sur les courbes de dispersion qu'une augmentation de la masse volumique. Cet effet se limite cependant aux adhérences proches du contact parfait pour les incertitudes de mesure considérées ici.



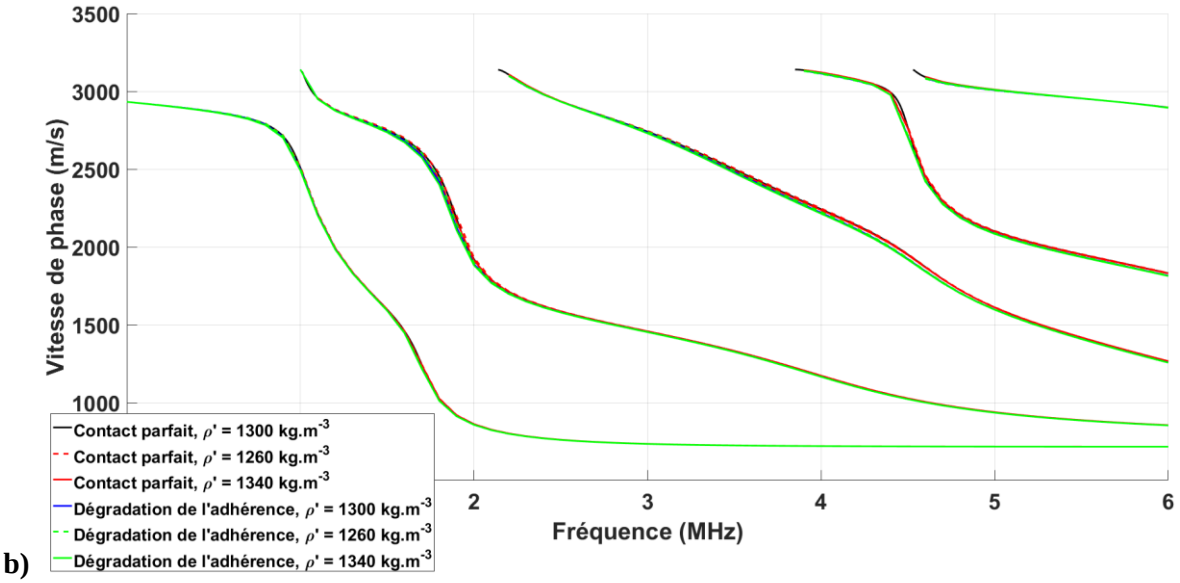
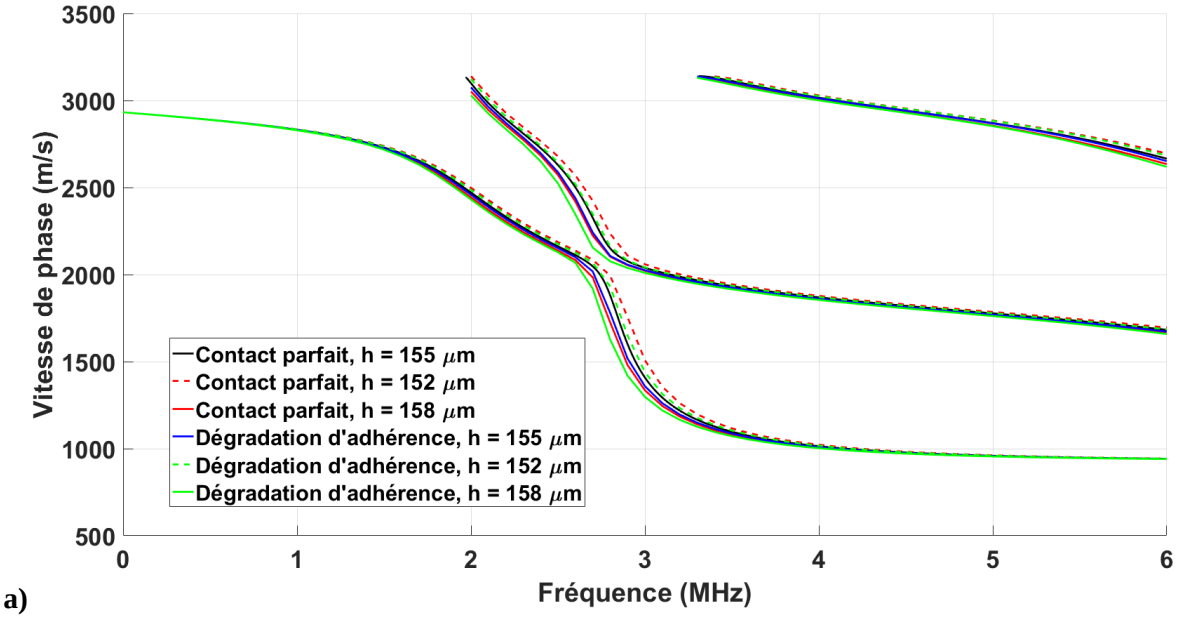


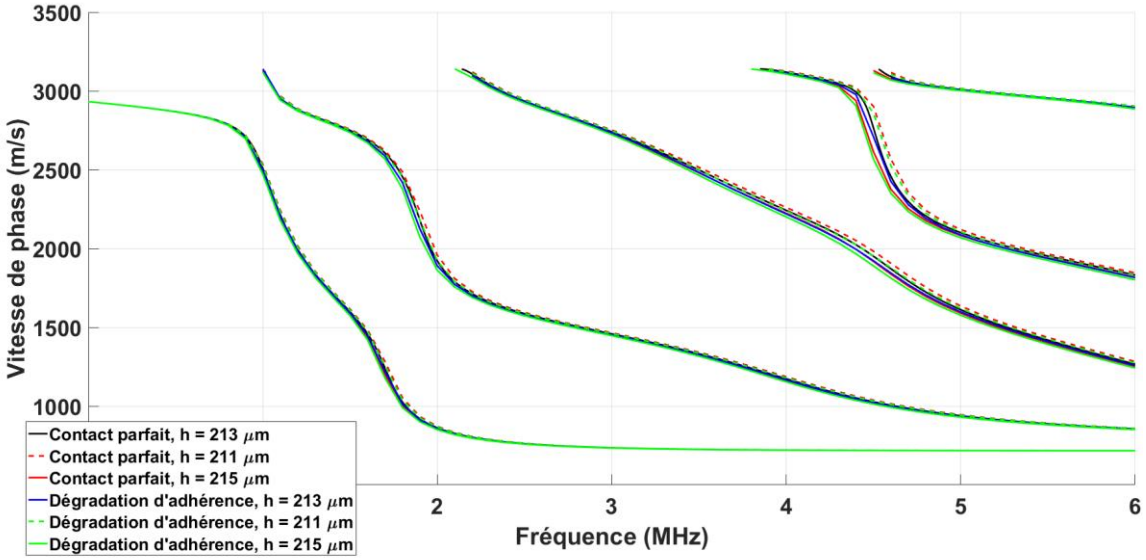
Figure 3.18 : Comparaison de l'influence d'une variation de la masse volumique du film en PET (a) et en PVC (b) à celle d'une dégradation d'adhérence sur les courbes de dispersion des modes de Rayleigh.

5. Influence de l'épaisseur

La Figure 3.19 représente les courbes de dispersion des modes de Rayleigh se propageant dans les différents échantillons pour différentes épaisseurs de film, dont les valeurs sont prises à l'intérieur des plages d'incertitude présentées au Chapitre 1. L'influence d'une variation d'épaisseur est comparée à celle d'une faible dégradation d'adhérence ($K_n = 2.10^{15}\ N.m^{-3}$ et $K_t = 1.10^{15}\ N.m^{-3}$).



a)



b)

Figure 3.19 : Courbes de dispersion des modes de Rayleigh en vitesse de phase en faisant varier l'épaisseur du film, pour un substrat d'aluminium sur lequel est déposé un film en PET (a) et un film en PVC (b). h : épaisseur du film.

La Figure 3.19 montre qu'une augmentation d'épaisseur du film influence les courbes de dispersion d'une manière similaire à une dégradation d'adhérence. Lorsqu'un échantillon présente des variations d'épaisseur de l'ordre de celles qui sont considérées ici, il est alors difficile d'isoler leur influence sur les courbes de dispersion des modes de Rayleigh de celle d'une faible dégradation d'adhérence par rapport au contact parfait (pour des valeurs des raideurs d'interface de l'ordre de $10^{15}\ N.m^{-3}$, ce qui correspond à une très bonne adhérence).

6. Influence des conditions de contact

La Figure 3.20 représente l'influence des conditions de contact sur les courbes de dispersion pour des dégradations d'adhérence importantes concernant la structure avec le film en PET (a) et celle avec le film en PVC (b). Les raideurs d'interface utilisées pour les niveaux d'adhérence sont données dans le Tableau 3.2. Celles-ci ont été choisies de manière arbitraire.

Niveau d'adhérence	Raideur normale $K_n(N.m^{-3})$	Raideur tangentielle $K_t\ (N.m^{-3})$
1	6.10^{13}	3.10^{13}
2	2.10^{13}	1.10^{13}
3	2.10^{12}	1.10^{12}

Tableau 3.2 : Raideurs d'interfaces utilisées pour modéliser les différents niveaux d'adhérence représentés sur la Figure 3.20.

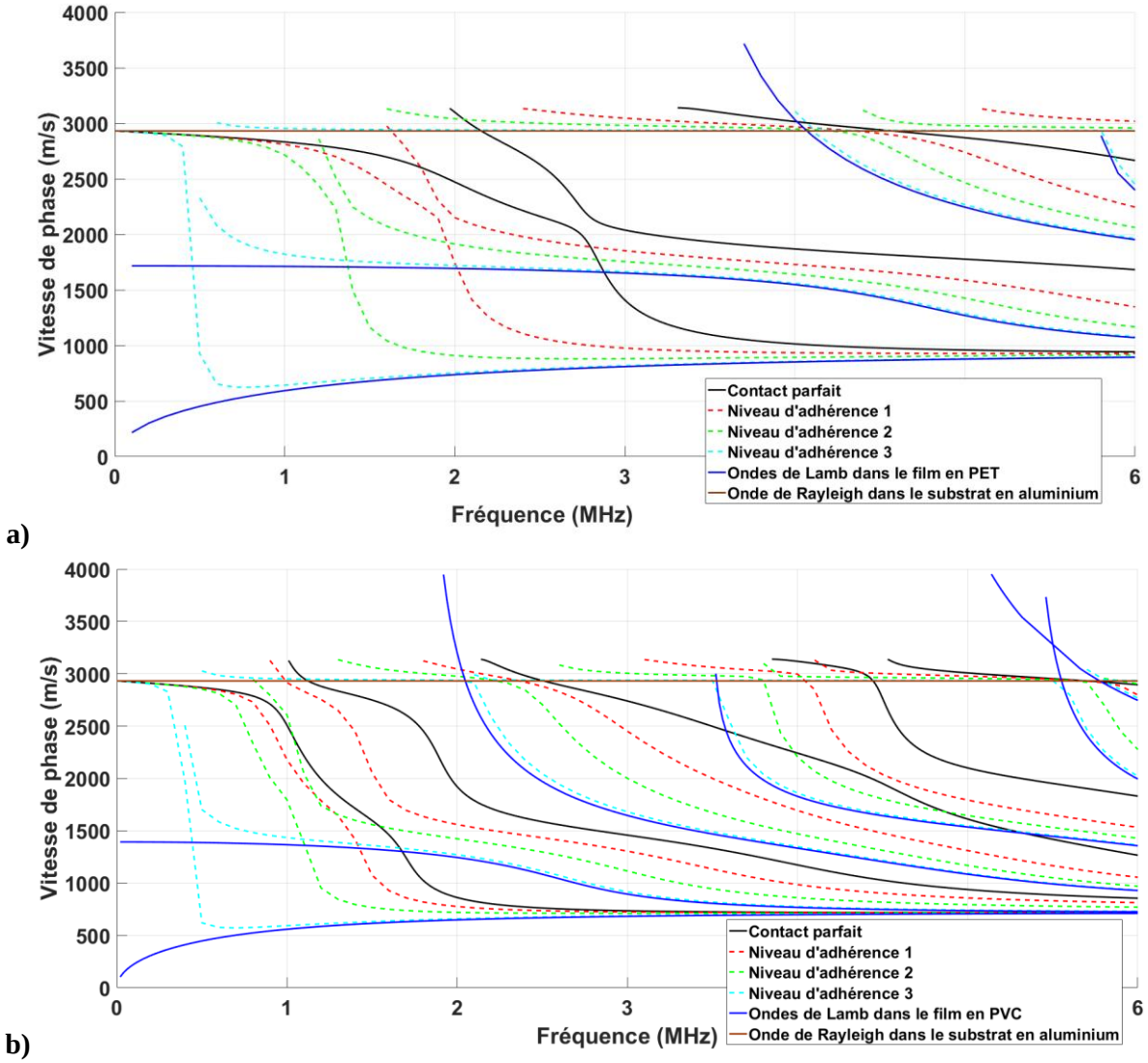


Figure 3.20 : Courbes de dispersion des modes de Rayleigh pour différents niveaux d'adhérence dans une structure film – substrat d'aluminium avec un film en PET (a) et en PVC (b).

La Figure 3.20 montre que plus la dégradation d'adhérence est importante, plus les modes se décalent vers les basses fréquences. Le même phénomène est observé pour chacune des structures : lorsque l'adhérence diminue fortement, certaines parties de modes tendent vers les modes de Lamb dans le film et d'autres vers la vitesse de l'onde de Rayleigh dans le substrat. Pour les deux structures, les deux premiers modes tendent vers les deux premiers modes de Lamb dans le film. Chaque mode d'ordre supérieur tend vers l'onde de Rayleigh dans le substrat pour certaines plages de fréquences et vers certains modes de Lamb pour d'autres bandes de fréquences.

Par exemple, la partie basse fréquence du troisième mode de Rayleigh tend vers l'onde de surface dans l'aluminium, tandis que sa partie haute fréquence tend vers une portion du troisième mode de Lamb dans la couche. Le quatrième mode de Rayleigh tend en basse fréquence vers le troisième mode de Lamb

dans la couche (il fusionne avec la partie haute fréquence du troisième mode de Rayleigh pour former le troisième mode de Lamb) et vers le quatrième mode de Lamb dans la couche en haute fréquence. Entre ces deux plages de fréquence, le quatrième mode de Rayleigh tend vers l'onde de Rayleigh dans le substrat.

Pour plus de clarté, la Figure 3.21 représente la progression du phénomène avec un niveau d'adhérence supplémentaire ($K_n = 2.10^8\ N.m^{-3}$ et $K_t = 1.10^8\ N.m^{-3}$). Ce phénomène est alors aussi visible pour les modes de Rayleigh d'ordre supérieur à 4 : les hautes fréquences du quatrième mode fusionnent avec les basses fréquences du cinquième mode de Rayleigh pour former le quatrième mode de Lamb et ainsi de suite. Aux fréquences situées entre les hautes et basses fréquences, la vitesse de phase des modes de Rayleigh tend vers celle de l'onde de Rayleigh dans le substrat.

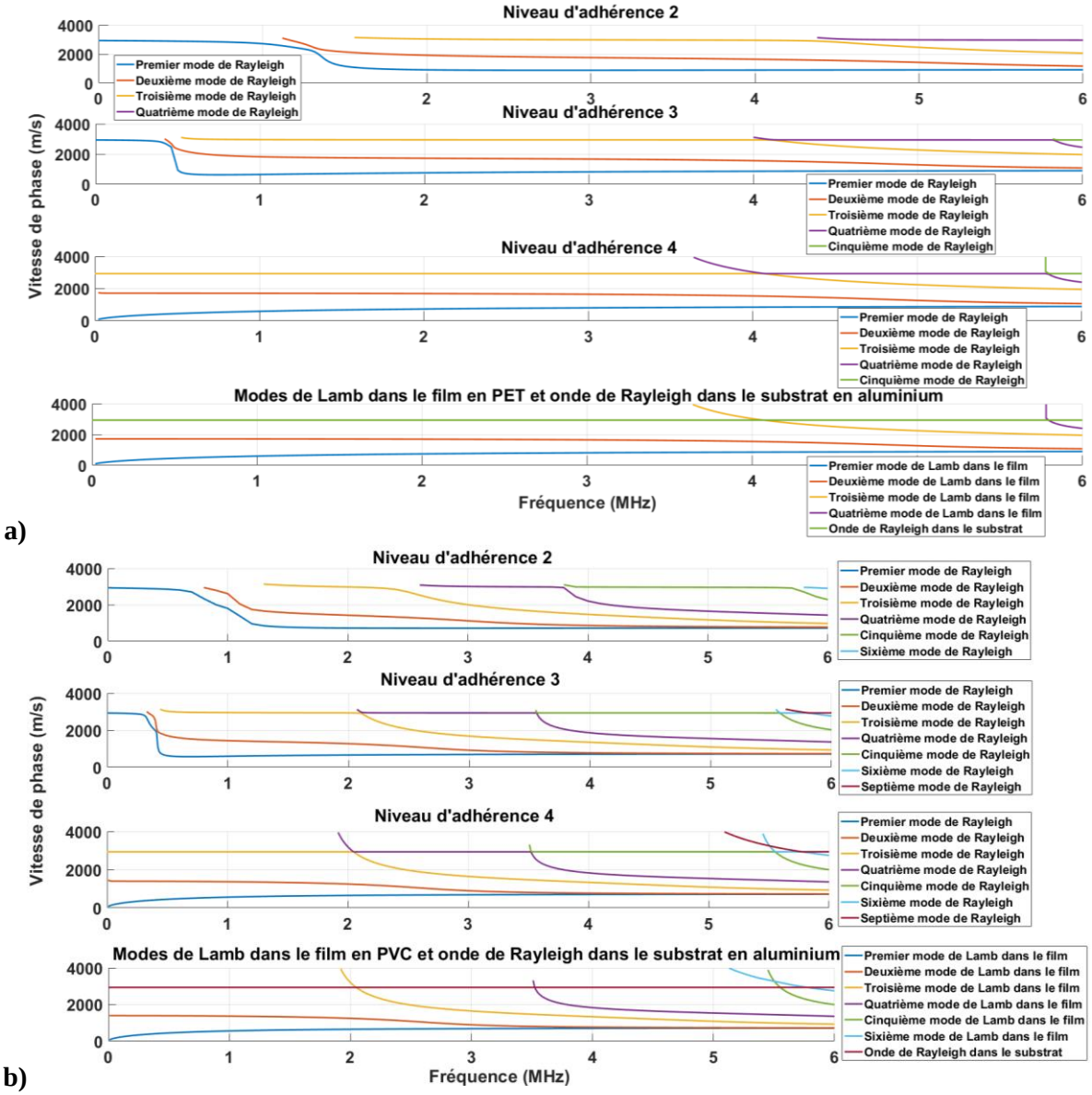


Figure 3.21 : Progression des modes de Rayleigh vers les modes de Lamb dans le film et l'onde de Rayleigh dans le substrat au fur et à mesure que l'adhérence se dégrade. Structure composée d'un substrat en aluminium sur lequel sont déposés un film en PET (a) et en PVC (b).

Ces résultats sont originaux puisque la majorité des auteurs ayant travaillés sur le sujet n'évoquent que la tendance des modes de Rayleigh à tendre vers les modes de Lamb dans le film. Pour cause, les résultats expérimentaux trouvés dans la littérature vont dans ce sens. L'étude de ce phénomène sera l'objet du Chapitre 4 et il n'est donc pas expliqué plus en profondeur ici.

La Figure 3.22 représente l'évolution des courbes de dispersion des modes de Rayleigh pour différentes raideurs d'interface. Celles-ci sont choisies de façon arbitraire en définissant $K_t = K_n$. Il apparait alors qu'au-delà de $10^{16}\ N.m^{-3}$, les conditions de contact sont presque confondues avec un contact parfait. Il n'est donc pas nécessaire de considérer des raideurs d'interface d'ordres de grandeur supérieurs. Pour des raideurs de l'ordre de $10^{8}\ N.m^{-3}$, les courbes de dispersion sont presque confondues avec celles des modes de Lamb dans la couche et de l'onde de Rayleigh dans le substrat. Il existe quelques différences avec des raideurs de $10^{10}\ N.m^{-3}$ mais elles sont assez faibles. Il n'est donc pas nécessaire de prendre en compte des raideurs d'ordre inférieur à $10^{8}\ N.m^{-3}$. Il existe des variations non négligeables des courbes de dispersion pour les raideurs comprises entre 10^{16} et $10^{14}\ N.m^{-3}$ mais celles-ci restent faibles.

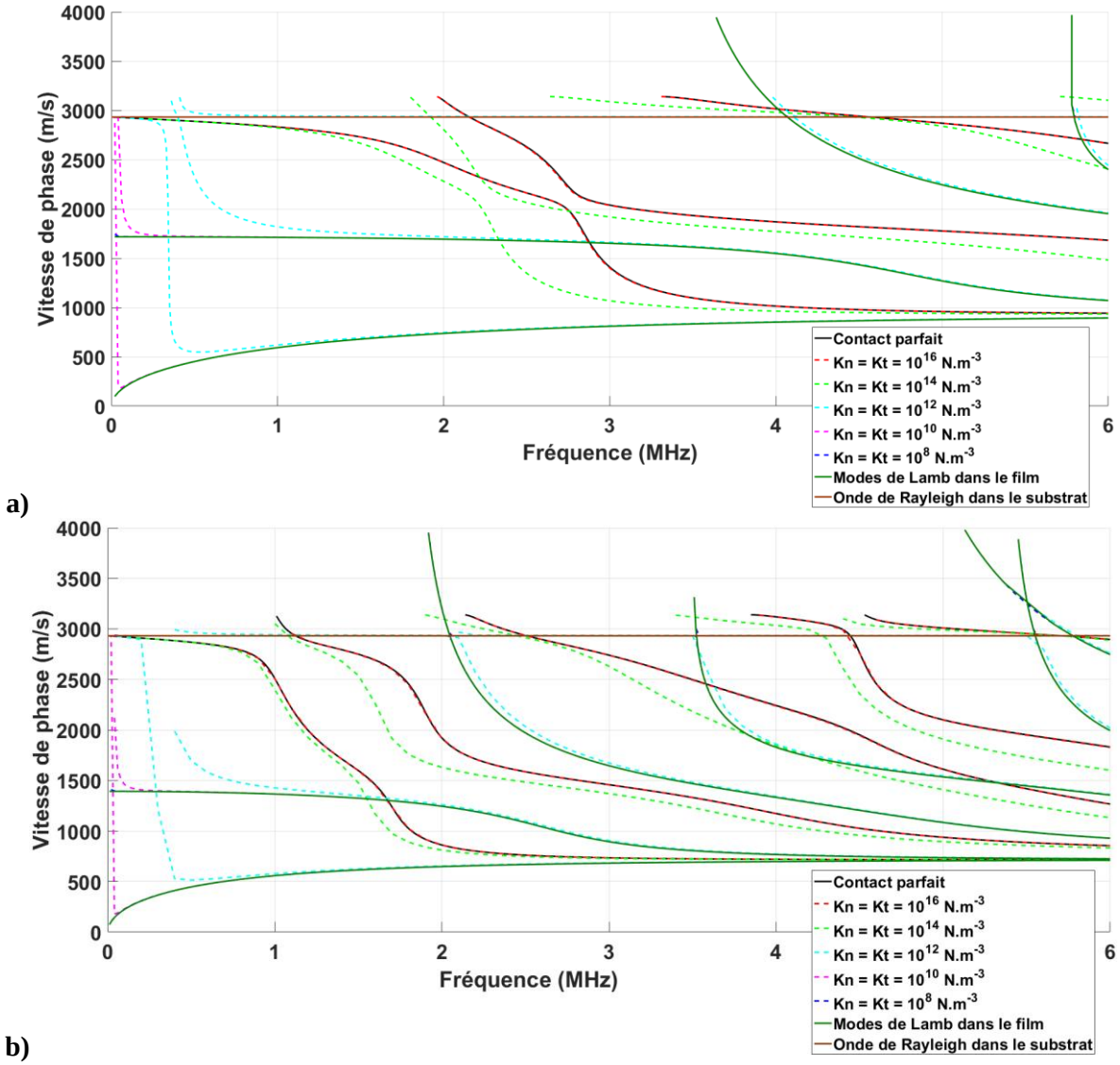


Figure 3.22 : Etude de la progression des courbes de dispersion lors de dégradations d'adhérence pour un substrat d'aluminium sur lequel est déposé un film en PET (a) et en PVC (b).

En définitif, il est possible d'en conclure que les raideurs d'interface influencent les courbes de dispersion des modes de Rayleigh pour des valeurs comprises entre 10^{16} et $10^{8}\ N.m^{-3}$, avec la majorité des variations comprises entre 10^{16} et $10^{10}\ N.m^{-3}$. Les raideurs comprises entre 10^{14} et $10^{12}\ N.m^{-3}$ étant à l'origine des fluctuations les plus importantes, ceci justifie les choix des valeurs présentées dans le Tableau 3.2.

La Figure 3.23 montre l'influence de chacune des raideurs d'interface K_n et K_t indépendamment. Les Figures 3.23 a et b représentent respectivement les courbes de dispersion des modes de Rayleigh dans une structure film en PET sur aluminium et celles pour un film en PVC sur aluminium en fixant la valeur de $K_t = 10^{16}\ N.m^{-3}$ et en faisant varier K_n. Les Figures 3.23 c et d représentent ces mêmes courbes en fixant $K_n = 10^{16}\ N.m^{-3}$ et en faisant fluctuer K_t.

Selon les modes mis en jeu, l'influence n'est pas la même selon que K_n ou K_t varie : certains modes (ou certaines parties de modes) semblent plus sensibles à une variation de K_n qu'à une variation de K_t et inversement pour d'autres. Il est intéressant de noter que le phénomène ne semble pas dépendre du couple de matériaux utilisé : pour chacun des films, les mêmes modes semblent réagir de façon similaire. Le troisième mode par exemple, semble très peu influencé par une dégradation de K_t. Une dégradation de K_n le fait tendre vers la vitesse de l'onde de Rayleigh dans le substrat.

Le quatrième mode pour le film en PVC tend vers l'onde de Rayleigh dans le substrat lorsque K_n diminue et vers le quatrième mode de Lamb dans le film lorsque K_t décroît. Le premier mode de Rayleigh tend vers le premier mode de Lamb dans la couche pour de faibles valeurs de la raideur normale. Lorsque la raideur d'interface tangentielle se dégrade, une portion du premier mode tend vers le second mode de Lamb (aux alentours de $1\ MHz$ aux épaisseurs considérées) et la partie haute fréquence tend vers le premier mode de Lamb dans la couche.

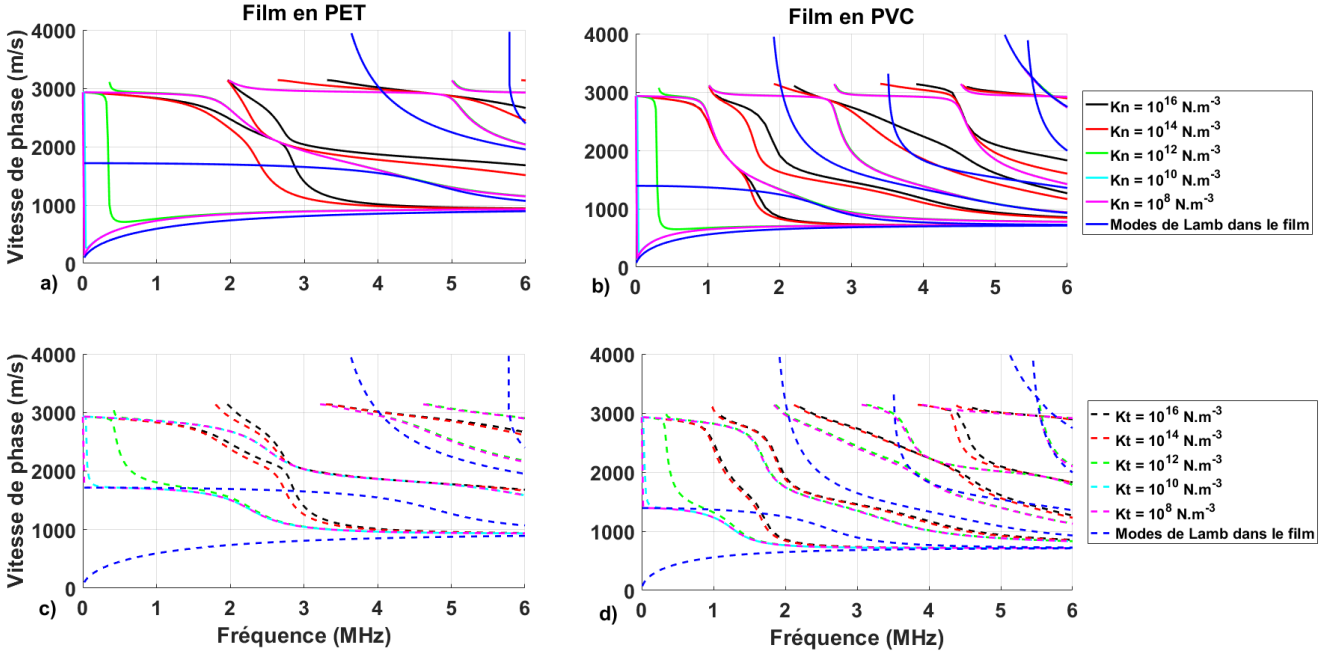


Figure 3.23 : Comparaison des courbes de dispersion des modes de Rayleigh pour une raideur d'interface variable et l'autre constante.

La majorité des paramètres dont dépendent les courbes de dispersion des modes de Rayleigh dans une structure couche sur substrat peuvent donc influer sur celles-ci d'une manière similaire à une faible variation d'adhérence. Une mauvaise estimation d'un des paramètres peut donc conduire à une incertitude dans l'estimation des raideurs d'interface à partir des courbes de dispersion.

Pour chacun des paramètres considérés ici, les incertitudes de mesure peuvent induire une faible erreur sur l'estimation de ces raideurs : une condition de contact parfait peut être confondue avec une raideur de l'ordre de $10^{15}\ N.m^{-3}$ par exemple. Seules les incertitudes de mesure sur la vitesse de l'onde transversale dans le film en PVC peuvent conduire à des erreurs plus importantes dans le cas présent.

Cependant, l'influence de chaque paramètre sur les courbes de dispersion est caractéristique. Il est possible de confondre localement pour certaines gammes de fréquences et de vitesses de phase une variation d'adhérence avec une mauvaise estimation des caractéristiques de l'échantillon. En revanche,

ça n'est pas le cas en considérant un plus grand nombre de modes de Rayleigh sur des échelles de fréquence et de vitesse de phase plus importantes où le comportement global induit par chaque paramètre sur les courbes de dispersion est différent.

De plus, la tendance des courbes de dispersion à tendre vers les modes de Lamb dans la couche et vers l'onde de Rayleigh dans le substrat n'existe que pour une dégradation de l'adhérence et non pour une fluctuation de chacun des paramètres considérés précédemment. Il devrait donc être possible d'isoler l'influence d'importantes variations d'adhérence sur la propagation des ondes de surface de celle des caractéristiques de l'échantillon.

Conclusion

Ce chapitre a permis d'introduire les équations régissant la propagation des ondes acoustiques en se concentrant sur les ondes de surface et guidées. Leur nature a été décrite et la méthode utilisée pour établir leurs équations de dispersion dans des structures multicouches a été présentée. Les courbes de dispersion obtenues à partir du programme développé lors de ce travail ont été exposées et comparées pour différentes structures à celles trouvées dans la littérature pour confirmer la fiabilité de l'algorithme développé.

Le modèle le plus couramment utilisé pour représenter l'influence de l'adhérence sur la propagation des ondes acoustiques a ensuite été décrit et appliqué pour étudier l'influence des différents paramètres sur le comportement dispersif des modes de Rayleigh dans les échantillons utilisés expérimentalement. Il a été mis en évidence que les modes de Rayleigh tendent à la fois vers les ondes de Lamb dans le film et vers l'onde de Rayleigh dans le substrat lorsque l'adhérence se dégrade fortement.

Il s'avère que dans la marge d'erreur considérée pour l'estimation des paramètres présentés au Chapitre 1, il est possible de confondre leur influence sur les courbes de dispersion avec celle d'une faible dégradation d'adhérence par rapport au contact parfait. Cependant, de fortes variations des conditions de contact ont une influence bien plus importante sur les courbes de dispersion des modes de Rayleigh. Il est donc possible d'isoler leur influence sur la propagation des ondes de surface par rapport à celle des incertitudes de mesure.

La tendance des modes de Rayleigh à tendre vers les modes de Lamb dans la couche et l'onde de Rayleigh dans le substrat pour de mauvaises adhérences est étudiée dans le prochain chapitre.

Bibliographie du Chapitre 3

[1] L. D. Landau et E. M. Lifshitz, *Theory of elasticity*, Second Edition. Pergamon Press, 1970.

[2] C. Potel et M. Bruneau, *Acoustique générale. Equations différentielles et intégrales, solutions en milieux fluides et solides, applications.* Ellipses Editions, 2006.

[3] D. Royer et E. Dieulesaint, *Ondes élastiques dans les solides. Tome 1 : Propagation libre et guidée*. Masson, 1996.

[4] O. Xeridat, « Etude expérimentale de la propagation, de la diffusion et de la localisation des ondes de Lamb », PhD Thesis, Université Nice Sophia Antipolis, 2011.

[5] Lord Rayleigh, « On Waves Propagated along the Plane Surface of an Elastic Solid », *Johns Hopkins Univ. Circ.*, vol. IV, n° 42, p. 4-11, nov. 1885.

[6] J. Du, B. R. Tittmann, et H. S. Ju, « Evaluation of film adhesion to substrates by means of surface acoustic wave dispersion », *Thin Solid Films*, vol. 518, n° 20, p. 5786-5795, août 2010.

[7] J.-P. Groby, « Modélisation de la propagation des ondes élastiques générées par un séisme proche ou éloigné à l'intérieur d'une ville », Université Aix-Marseille II, 2005.

[8] W. T. Thomson, « Transmission of Elastic Waves through a Stratified Solid Medium », *J. Appl. Phys.*, vol. 21, n° 2, p. 89-93, févr. 1950.

[9] N. A. Haskell, « The dispersion of surface waves on multilayered media », *Bull. Seismol. Soc. Am.*, vol. 43, n° 1, p. 17–34, 1953.

[10] G. W. Farnell et E. L. Adler, « Elastic wave propagation in thin layers », in *Physical Acoustics*, vol. 9, Academic Press, Inc., 1971.

[11] H. F. Tiersten, « Elastic Surface Waves Guided by Thin Films », *J. Appl. Phys.*, vol. 40, n° 2, p. 770-789, févr. 1969.

[12] M. Ouaftouh, « Modélisation de la propagation ultrasonore au niveau des joints collés. Application au contrôle de la qualité de l'adhérence. », Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, 1990.

[13] N. Collier, « Développement d'un outil ultrasonore de caractérisation des propriétés d'adhésion de milieux modèles avec application aux dépôts laitiers », Université des Sciences et Technologies de Lille, 2014.

[14] S. I. Rokhlin et Y. J. Wang, « Analysis of boundary conditions for elastic wave interaction with an interface between two solids », *J Acoust Soc Am*, vol. 89, n° 2, p. 503-515, 1991.

[15] J. P. Jones et J. S. Whittier, « Waves at a flexibly bonded interface », *J Appl Mech*, vol. 34, n° 4, p. 905–909, 1967.

[16] G. S. Murty, « A theoretical model for the attenuation and dispersion of Stoneley waves at the loosely bonded interface of elastic half spaces », *Phys. Earth Planet. Inter.*, vol. 11, n° 1, p. 65–79, 1975.

[17] M. Schoenberg, « Elastic wave behavior across linear slip interfaces », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 68, n° 5, p. 1516–1521, 1980.

[18] J.-M. Baik et R. B. Thompson, « Ultrasonic scattering from imperfect interfaces: a quasi-static model », *J. Nondestruct. Eval.*, vol. 4, n° 3-4, p. 177–196, 1984.

[19] F. J. Margetan, R. B. Thompson, et T. A. Gray, « Interfacial spring model for ultrasonic interactions with imperfect interfaces: theory of oblique incidence and application to diffusion-bonded butt joints », *J. Nondestruct. Eval.*, vol. 7, n° 3-4, p. 131–152, 1988.

[20] A. H. Nayfeh et E. M. Nassar, « Simulation of the influence of bonding materials on the dynamic behavior of laminated composites », *J Appl Mech*, vol. 45, p. 822–828, 1978.

[21] B. Le Neindre, « Constantes mécaniques - Coefficients d'élasticité », *Tech. Ing.*, p. 30, 1991.

Chapitre 4. Etude, pour différents degrés d'adhérence, de l'influence de la position de la source sur le comportement dispersif des modes de Rayleigh

Table des matières du Chapitre 4

Introduction 118

I. Configuration expérimentale et description des échantillons analysés 118

1. Dispositif expérimental 118

2. Conception d'échantillons possédant différentes adhérences 119

II. Méthodes de traitement des signaux utilisées 121

1. Pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée 121

2. Méthode Matrix-Pencil 125

III. Premiers résultats expérimentaux 128

1. Configuration expérimentale 128

2. Présentation des résultats 129

3. Mesures réalisées avec le film en PP 132

IV. Etude de l'influence de la position de la source à partir des simulations par éléments finis 134

1. Modèle éléments finis utilisé 135

2. Source et sondes à l'interface film-substrat 137

3. Source et sondes à la surface du film 140

4. Autres configurations 144

Conclusion 146

Bibliographie du Chapitre 4 147

Introduction

L'une des principales difficultés dans l'étude de l'adhérence se situe dans la conception d'échantillons représentatifs de différentes conditions de contact tout en s'assurant que des paramètres autres que le degré d'adhérence ne puissent pas avoir une influence très significative sur le comportement dispersif des ondes de surface et guidées.

Les films utilisés présentent la propriété d'être repositionnables. Il est donc possible d'utiliser un même film pour différents essais sur des échantillons représentatifs de plusieurs niveaux d'adhérence. Ces films adhèrent au substrat sans nécessiter l'ajout d'un agent extérieur (comme de la colle). Les problèmes habituellement liés à la méconnaissance exacte des paramètres élastiques et du profil d'épaisseur de la couche de colle permettant l'adhésion sont ici évités. De ce fait, l'influence des conditions de contact sur la propagation des ondes élastiques peut être plus facilement identifiée.

De plus, ces films offrent aussi la possibilité de focaliser l'impulsion laser directement à la surface du substrat grâce à leur transparence à la longueur d'onde lumineuse utilisée. La source acoustique est alors située dans le substrat en aluminium à l'interface entre le film et le substrat. Cette configuration a rarement été étudiée et permet de s'intéresser à l'influence de la position de la source sur la dispersion des ondes acoustiques excitées pour différentes valeurs d'adhérence.

Le dispositif expérimental utilisé est dans un premier temps présenté et les différentes méthodes appliquées pour faire varier les conditions de contact sont détaillées.

L'analyse des signaux obtenus est effectuée dans le plan temps-fréquence en appliquant la pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée et dans le plan fréquence-vitesse de phase grâce à la méthode Matrix-Pencil dont les principes sont expliqués brièvement ici.

Ensuite, les premiers résultats obtenus expérimentalement sont présentés afin d'introduire la problématique liée à la position de la source et la raison du recours aux simulations par éléments finis.

Celles-ci sont réalisées à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics pour étudier l'influence de la position de la source sur la dispersion des modes de Rayleigh pour différentes qualités d'adhérence. Le modèle utilisé est présenté et les résultats obtenus sont comparés aux courbes de dispersion analytiques.

I. Configuration expérimentale et description des échantillons analysés

1. Dispositif expérimental

La Figure 4.1 représente le dispositif expérimental utilisé. Le laser impulsionnel employé pour la génération est un Surelite I-10 (Nd :YAG, Continuum) doublé en fréquence. Les impulsions laser sont d'une durée d'environ 10 ns et sont émises à une fréquence de 10 Hz.

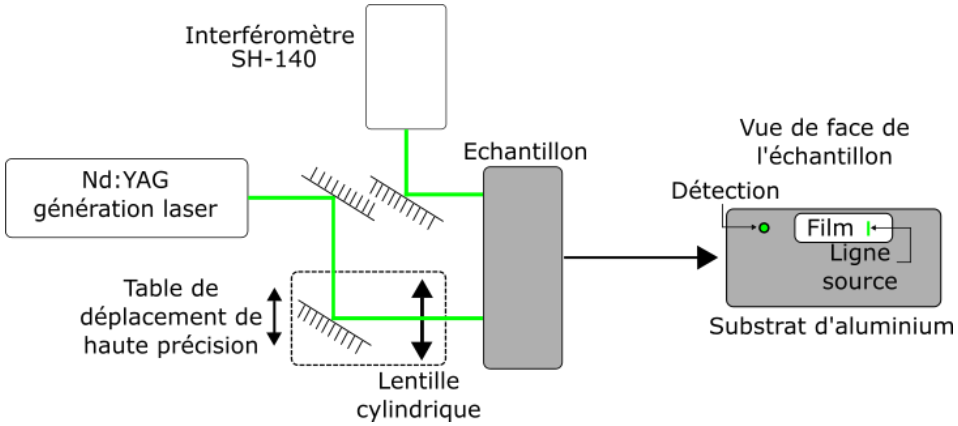


Figure 4.1 : Configuration expérimentale utilisée.

L'impulsion laser est réfléchie à travers deux miroirs et est ensuite focalisée (sur le substrat à travers le film transparent) sous forme d'une ligne grâce à une lentille cylindrique. La longueur d'onde utilisée est $\lambda_0 = 532\ nm$. Le second miroir et la lentille cylindrique sont montés sur une table de déplacement de haute précision pour pouvoir modifier avec précision la distance entre la source et la détection.

Un interféromètre (SH-140) est utilisé pour mesurer le déplacement normal de la surface engendré par la propagation de l'onde. Le faisceau laser est redirigé vers la surface de l'échantillon à l'aide d'un miroir. Sa longueur d'onde est de $\lambda_0 = 532\ nm$ et sa puissance d'environ $100\ mW$. La détection a lieu sur la surface du substrat, en dehors du film, pour s'assurer que le signal obtenu correspond bien au déplacement de la surface du substrat.

2. Conception d'échantillons possédant différentes adhérences

Trois films différents sont utilisés : un film en PET (PolyEthylene Terephthalate), un film en PVC (PolyVinyl Chloride) et un film en PP (PolyPropylène). Nous présentons les différents procédés qui ont été appliqués pour faire varier leur adhérence.

a. Vaporisation de PTFE

Le premier procédé consiste à déposer, grâce à un spray, de fines particules de PTFE (téflon) sur la face des films en contact avec le substrat. Les particules sont de très petite taille et l'épaisseur de la couche de téflon déposée est donc considérée comme négligeable.

Le PTFE est connu pour ses propriétés antiadhérentes. Ainsi, plus la surface du film recouverte de particules est importante, plus la surface de contact avec le substrat est faible, et donc plus l'adhérence est mauvaise.

Pour modifier la surface du film recouverte de téflon, des grilles présentant différentes tailles de trous sont posées sur le film avant d'appliquer le spray. Celles-ci sont visibles sur la Figure 4.2. La grille de gauche, possédant les plus petits trous, permet de recouvrir très faiblement le film de PTFE en protégeant environ 80 % de sa surface. La grille du milieu permet de recouvrir moyennement le film de téflon en protégeant environ 50 % de sa surface. Enfin, la grille de droite permet de déposer des particules sur presque la totalité de la surface du film en protégeant environ 20 % de celle-ci.

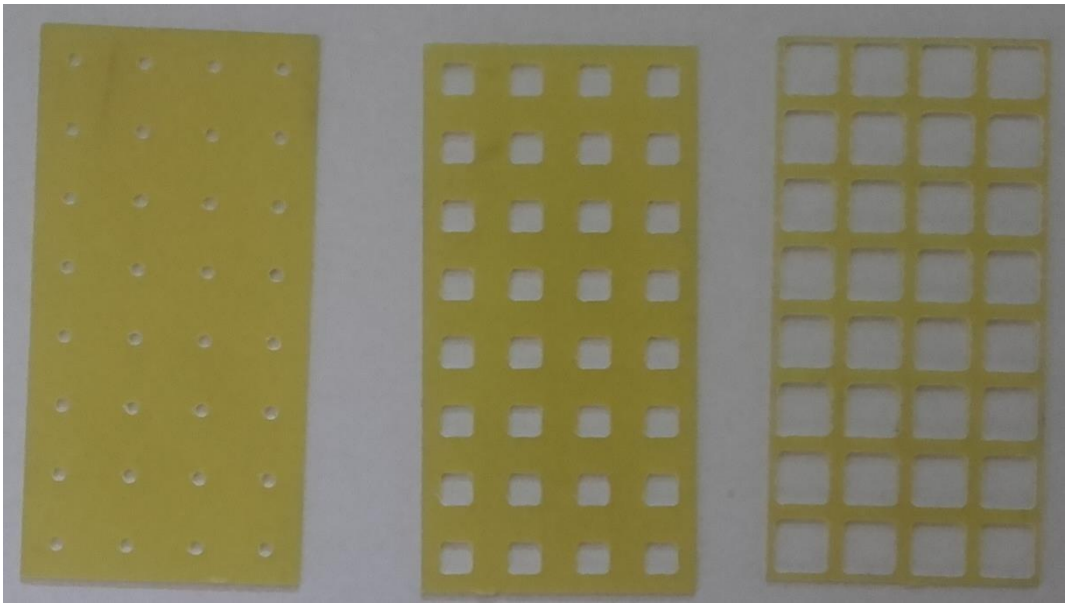


Figure 4.2 : Grilles permettant de faire varier la surface du film recouverte de téflon.

La méthode employée consiste à mettre tout d'abord le film sans téflon en contact direct avec le substrat et à réaliser les mesures acoustiques. Il est ensuite décollé, le PTFE est appliqué à travers la

grille possédant les plus petits trous, le film est réapposé sur le substrat à la même position que précédemment (celle-ci ayant été repérée au préalable) et les mesures sont réitérées. Cette méthode est ensuite répétée pour chacune des autres grilles de façon à augmenter à chaque fois la surface de téflon recouvrant le film. Le niveau d'adhérence est donc dégradé d'une expérience à l'autre.

Ce procédé permet d'obtenir tout au plus quatre niveaux d'adhérence différents : sans téflon et avec dépôt de téflon à travers chacune des grilles.

b. Application d'une pression lors de la pose du film

Un autre procédé utilisé pour faire varier l'adhérence consiste à poser un poids sur le film pour appliquer une pression. Différentes masses sont utilisées et appliquées pendant différentes durées. Les masses ont toutes les mêmes surfaces, il est alors possible de relier directement la valeur de la masse posée sur le film à la pression appliquée.

L'augmentation d'adhérence en fonction du temps d'application des poids peut s'expliquer par le fait que les films utilisés sont en polymère et qu'appliquer une pression sur ceux-ci tend à déformer légèrement le film pour qu'il s'adapte à la rugosité du substrat.

Le procédé utilisé est le suivant : une première acquisition est réalisée, puis une masse est appliquée sur l'échantillon pendant une certaine durée choisie arbitrairement. Une seconde acquisition est ensuite réalisée (la masse est enlevée du film lors de la mesure). En répétant ce procédé un certain nombre de fois, il est alors possible d'obtenir plusieurs degrés d'adhérence croissants. Ceux-ci dépendent de deux paramètres : la masse du poids et la durée de son application.

Cependant, ce procédé de variation d'adhérence n'est vraiment efficace que pour le film en PVC. En effet, l'adhérence du film en PP ne semble pas varier lorsqu'une pression est appliquée, et celle du film en PET y est beaucoup moins sensible.

Ce procédé est utilisé en combinaison du dépôt de PTFE pour obtenir plus de sensibilité dans les variations des conditions de contact.

c. Procédé spécifique au film en PVC

Les films en PVC possèdent la particularité, lorsqu'ils sont déposés sur la surface relativement lisse d'un substrat, d'augmenter leur surface de contact avec celui-ci naturellement au cours du temps.

Une hypothèse pour expliquer cette caractéristique est l'expansion de proche en proche des différents points de contact : en ces points, la distance entre le film et le substrat est suffisamment faible pour que les forces de van der Waals soient non négligeables. De ce fait, la surface du film autour de ces points de contact est aussi plus proche du substrat qu'en des points où le contact n'a pas lieu. Les forces de van der Walls tendent donc à attirer le film vers le substrat et à étendre ainsi de proche en proche la surface de contact intime entre le film et le substrat sur laquelle les forces deviennent de plus en plus importantes. La surface de contact entre le film et le substrat s'étend donc naturellement de proche en proche en fonction du temps.

En relevant à différents instants les signaux relatifs à la propagation des ondes acoustiques, il est alors possible d'obtenir l'influence de différentes surfaces de contact (et donc de différents niveaux d'adhérence).

d. Cas particulier du film en PP

Il n'a pas été possible de faire varier les conditions de contact des films en polypropylène. En effet, même sans vaporiser de PTFE, ceux-ci présentent déjà une très mauvaise adhérence. Lorsqu'une faible surface est recouverte par du téflon, aucune modification n'est visible sur les signaux considérés, et dès que la surface recouverte devient trop importante, les films n'adhèrent plus du tout.

Par ailleurs, ils ne semblent pas sensibles à la pression et il n'a donc pas été possible d'augmenter leur adhérence avec la méthode du poids. Cela peut s'expliquer par le fait que ces films sont plus rigides que les deux autres, par conséquent l'application d'une pression ne suffit pas à ce qu'ils s'adaptent à la rugosité du substrat pour améliorer la surface de contact. De plus, les forces électrostatiques sont moins sensibles à la distance entre 2 constituants que celles de van der Waals. Il semble donc cohérent qu'essayer d'approcher la surface du film de celle du substrat en y appliquant une pression n'a que peu d'effet sur l'adhérence.

Puisque ces films sont chargés en électricité statique, un dispositif de mise en charge sous forme d'un condensateur a été réalisé afin de tenter de faire varier la densité de charges présentes à la surface du film. Cependant, aucune modification n'a pu être observée sur leur adhérence, les tensions utilisées (comprises entre $500\ V$ et $2\ 500\ V$) étaient certainement trop faibles.

II. Méthodes de traitement des signaux utilisées

Deux méthodes de traitement des signaux ont été utilisées au cours de la thèse : la pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée et la méthode Matrix-Pencil. La première permet de visualiser la dispersion des signaux dans le plan temps-fréquence et la seconde de calculer les courbes de dispersion en fréquence-vitesse de phase.

La grande majorité des acquisitions expérimentales sont traitées uniquement par la pseudo-distribution de Wigner-Ville. Le recours à la méthode Matrix-Pencil requiert l'acquisition de signaux en plusieurs positions de la source et les mesures nécessaires sont donc plus longues.

La méthode Matrix-Pencil est appliquée dans ce chapitre uniquement aux signaux obtenus par simulations pour comparer la fiabilité de cette méthode avec celle de la transformée de Fourier en 2 dimensions. Elle est ensuite utilisée sur des signaux obtenus expérimentalement dans le Chapitre 5.

1. Pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée

La distribution de Wigner-Ville se base sur une transformation proposée par Wigner dans le cadre de la mécanique quantique et adaptée par Ville au domaine du traitement des signaux afin d'obtenir une analyse de ceux-ci dans le plan temps-fréquence [1]. Elle permet l'étude des signaux non-stationnaires mais possède la particularité de créer des interférences entre les différentes composantes fréquentielles et temporelles du signal du fait de sa bilinéarité [2] sans à priori aucune signification physique[1], [3].

La distribution de Wigner-Ville $WV(t,f)$ du signal temporel $x(t)$ est une représentation de l'énergie de ce signal dans le plan temps t – fréquence f [1], [2] :

$$WV(t,f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x\left(t+\frac{\tau}{2}\right)\, x^*\left(t-\frac{\tau}{2}\right)\, e^{-j2\pi f\tau} d\tau. \qquad (4.1)$$

La transformée de Wigner-Ville peut donc être considérée comme la transformée de Fourier de l'autocorrélation $x\left(t+\frac{\tau}{2}\right)\, x^*\left(t-\frac{\tau}{2}\right)$ au temps t du signal $x(t)$ [4].

Afin de supprimer une partie des interférences et de faciliter l'interprétation du résultat, le signal analytique $z(t)$ associé à $x(t)$ est utilisé. Celui-ci est constitué pour sa partie réel du signal $x(t)$ et pour sa partie imaginaire de la transformée de Hilbert du signal. L'utilisation du signal analytique à la place du signal réel permet de supprimer les interférences entre les fréquences positives et négatives [1]–[3].

La mise en place d'un fenêtrage temporel $h(t)$ permet de supprimer une partie des interférences restantes en agissant comme un lissage fréquentiel [1]–[3] :

$$PWV(t,f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left|h\left(\frac{\tau}{2}\right)\right|^2 z\left(t+\frac{\tau}{2}\right)\, z^*\left(t-\frac{\tau}{2}\right)\, e^{-j2\pi f\tau} d\tau, \qquad (4.2)$$

où $PWV(t,f)$ est la pseudo-distribution de Wigner-Ville du signal analytique $z(t)$ associé au signal réel $x(t)$.

L'ajout d'un lissage temporel permet de réduire encore un peu plus l'influence des interférences non-désirées [1]–[3] :

$$PWV_L(t,f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left|h\left(\frac{\tau}{2}\right)\right|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} g(u-t) z\left(u+\frac{\tau}{2}\right) z^*\left(u-\frac{\tau}{2}\right) du \; e^{-j2\pi f\tau} d\tau, \qquad (4.3)$$

avec $PWV_L(t,f)$ la pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée et $g(u-t)$ la fenêtre temporelle utilisée pour le lissage temporel.

Ce lissage en temps et en fréquence de la distribution de Wigner-Ville permet de s'affranchir d'une bonne partie des interférences venant gêner l'interprétation des résultats. Néanmoins, certaines subsistent et le lissage réduit la précision temporelle et fréquentielle de la représentation du signal.

D'autres méthodes de représentation des signaux dans le plan temps – fréquence existent et ont été appliquées au cours de la thèse, comme la transformée de Fourier à court terme, qui consiste à effectuer une transformée de Fourier sur une fenêtre temporelle glissante pour obtenir l'évolution des composantes fréquentielles du signal au cours du temps, ou la transformée en ondelettes, qui consiste à décomposer un signal en fonctions localisées à la fois en temps et en fréquence.

Dans notre cas, la méthode permettant de visualiser au mieux la dispersion des signaux s'est avérée être la distribution de Wigner-Ville. Celle-ci a donc été sélectionnée. Cependant, concernant la transformée en ondelettes, seules les ondelettes de Morlet ont été testées.

La fenêtre de Kaiser a été choisie pour les fonctions $h(t)$ et $g(t)$ utilisées pour le lissage de la distribution de Wigner-Ville, en utilisant la fonction Matlab *kaiser* avec pour paramètre $\alpha = 7$. Ce type de fenêtrage a été adopté car il permet de visualiser majoritairement les données contenues dans le lobe fréquentiel principal, et donc de limiter l'influence des interférences. De plus, celui-ci semble donner des résultats satisfaisant chez différents auteurs dans des cas de figure relativement éloignés [1], [2].

La Figure 4.3 représente un signal temporel typiquement obtenu lors des acquisitions (Figure 4.3 a), ainsi que le module de sa transformée de Fourier (Figure 4.3 b). La Figure 4.4 compare trois représentations dans le plan temps-fréquence de ce signal : la transformée en ondelettes de Morlet (Figure 4.4 a), la distribution de Wigner-Ville (Figure 4.4 b) et la pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée à l'aide de fenêtres de Kaiser (Figure 4.4 c).

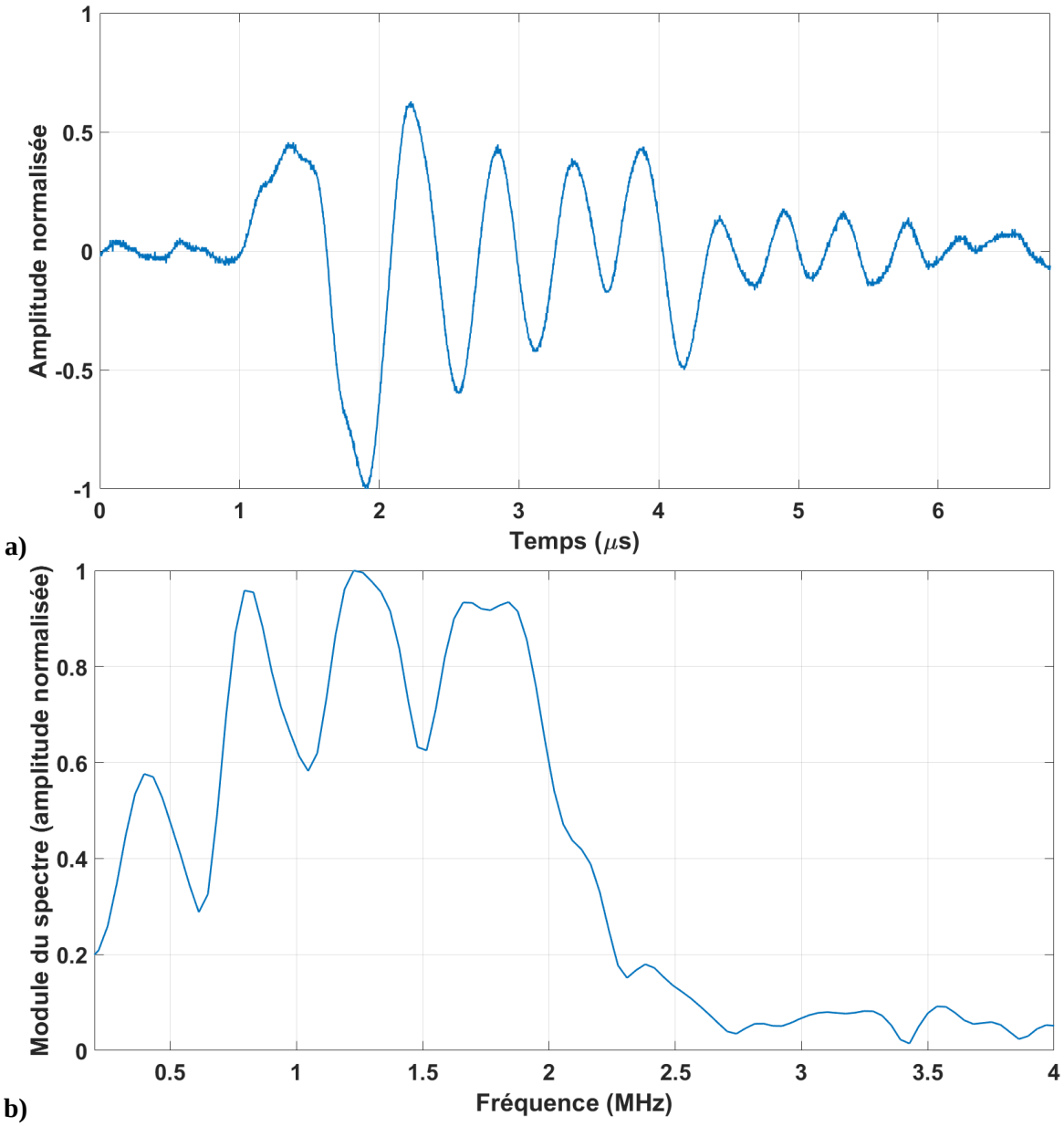


Figure 4.3 : Signal temporel acquis expérimentalement (a) et module de sa transformée de Fourier (b).

L'expression suivante est utilisée pour la transformée en ondelettes $O(\tau, s)$ du signal $x(t)$:

$$O(\tau, s) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)\psi_{\tau,s}{}^{*}(t)\, dt, \tag{4.4}$$

avec $\psi^{*}_{\tau,s}(t)$ le complexe conjugué de l'ondelette de Morlet complexe de paramètres τ et s, définie comme :

$$\psi_{\tau,s}(t) = \frac{1}{\sqrt{s}} (\pi\sigma^2)^{-\frac{1}{4}} e^{-\frac{1}{2}\frac{\left(\frac{t-\tau}{s}\right)^2}{\sigma^2}} e^{j2\pi F_0 \frac{t-\tau}{s}}, \tag{4.5}$$

où τ est le paramètre définissant la localisation temporelle de l'ondelette, s est le paramètre d'échelle qui définit la dilatation (ou contraction) fréquentielle de l'ondelette dont la fréquence centrale est F_0, et σ un paramètre d'étalonnage dont la valeur est ici choisie à $\sigma = \frac{5{,}5}{2\pi F_0}$.

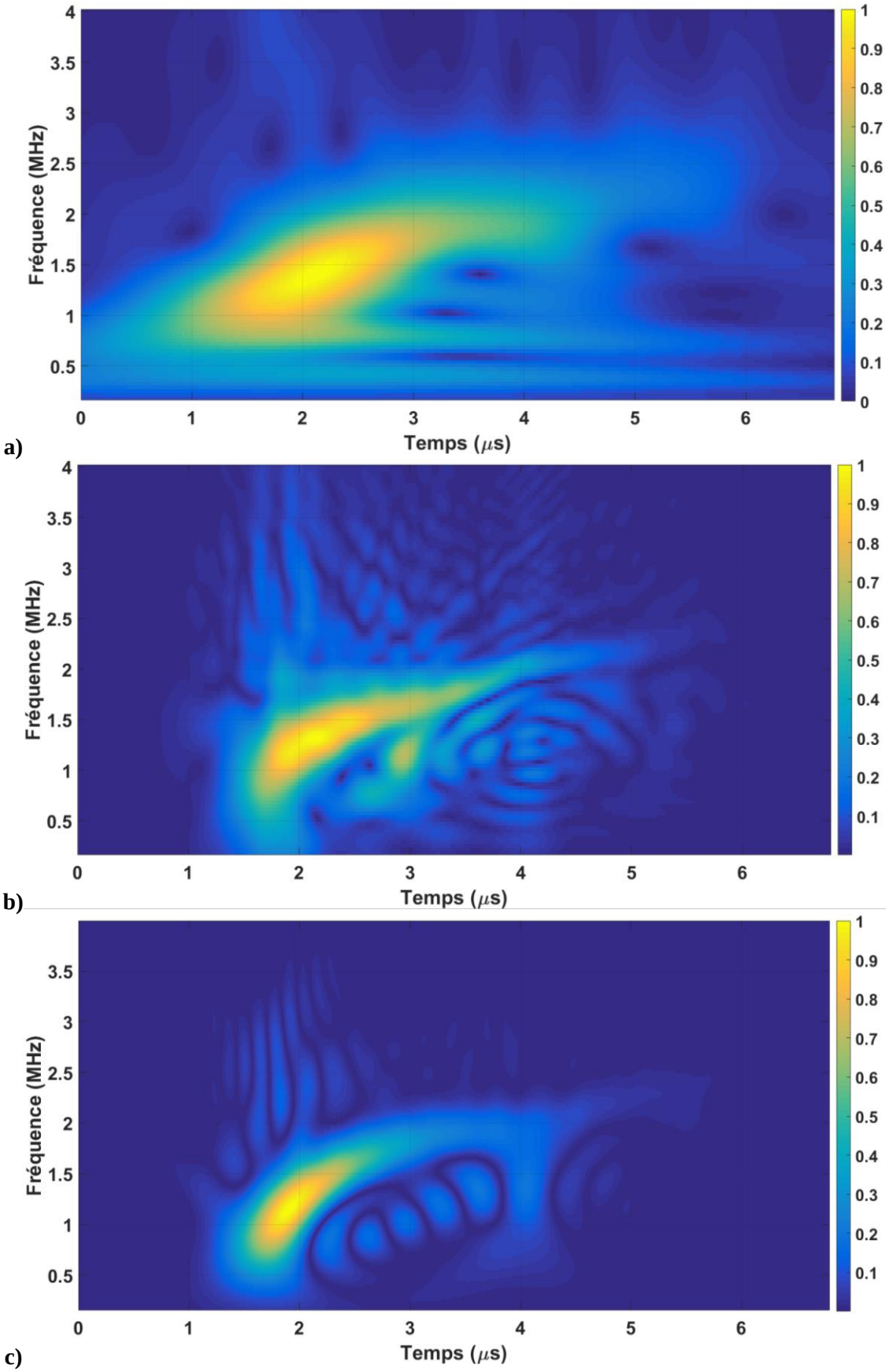


Figure 4.4 : Représentations dans le plan temps–fréquence du signal temporel de la Figure 4.3. a : Module de la transformée en ondelettes de Morlet. b : Module de la distribution de Wigner-Ville. c : Module de la pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée.

L'acquisition est réalisée avec une période d'échantillonnage $T_e = 2\,ns$ et le signal obtenu correspond à une moyenne effectuée sur 8 générations lasers. La bande passante du filtre de l'interféromètre utilisé est de $200\,kHz - 4\,MHz$, les signaux générés étant relativement basse fréquence, il n'est pas nécessaire de considérer des fréquences plus élevées. Un zero-padding est appliqué au signal temporel pour calculer la transformée de Fourier, la transformée en ondelettes de Morlet et la distribution de Wigner-Ville.

Les paramètres choisis pour la transformée en ondelettes sont : une fréquence centrale $F_0 = 1MHz$, un paramètre d'échelle s tel que $\frac{F_0}{s} \in [0{,}2\ ;\ 4]$ MHz et un pas pour τ égal à la période d'échantillonnage du signal temporel.

Le fenêtrage utilisé pour la pseudo-distribution de Wigner-Ville est une fenêtre de Kaiser de largeur $0{,}3\ \mu s$ pour $h(t)$ et $0{,}1\ \mu s$ pour $g(t)$. Ces valeurs sont choisies de façon empirique, via plusieurs essais pour déterminer quelles tailles de fenêtres apportent un bon compromis entre atténuation des interférences et précision temporelle/fréquentielle.

Comme le montre la Figure 4.4, les représentations à base de la distribution de Wigner-Ville semblent mieux adaptées aux signaux obtenus expérimentalement que la transformée en ondelettes de Morlet. L'effet du fenêtrage sur les interférences de la distribution de Wigner-Ville est bien visible, même si certaines persistent encore.

2. Méthode Matrix-Pencil

La méthode Matrix-Pencil a été mise en œuvre dans ce travail afin de remonter aux courbes de dispersion des modes de Rayleigh. Certains auteurs [5], [6] l'ont déjà appliquée dans ce but et ont souligné son efficacité et son intérêt. Cette méthode possède l'avantage de permettre l'obtention de résultats plus précis que la transformée de Fourier en 2 dimensions qui nécessite un nombre assez important d'échantillons à une fréquence donnée pour assurer une bonne résolution. La méthode Matrix-Pencil conduit à des résultats satisfaisants dans notre configuration expérimentale n'offrant pas la possibilité de réaliser des mesures en déplaçant la source sur une grande distance spatiale. Ainsi, en basse fréquence, la résolution spatiale de la transformée de Fourier en 2 dimensions est très mauvaise car le déplacement de la source se fait sur une distance correspondant à un nombre faible de longueurs d'onde.

La méthode Matrix-Pencil, proposée initialement par Hua et Sarkar [5], [7], permet d'extraire des paramètres d'un signal discret y se présentant comme une somme d'exponentielle [7] :

$$y_n = \sum_{u=1}^{U} \|A_u\| e^{(j\omega_u + \alpha_u)n + j\phi_u} + B_n, \tag{4.6}$$

où y_n représente la valeur du signal y à l'échantillon n, U est le nombre de composantes fréquentielles contenues dans le signal y, A_u l'amplitude de la composante u, ω_u sa pulsation, α_u son atténuation, ϕ_u sa phase et B_n le bruit associé à la composante n.

Soit le signal acoustique $S(x,t)$ acquis à différents instants t et différentes positions x. L'application d'une transformée de Fourier selon la dimension temporelle permet d'écrire :

$$Y(x,\omega) = \int S(x,t) e^{-j\omega t} dt. \tag{4.7}$$

En considérant le bruit comme négligeable, le signal $Y(x,\omega)$ peut se décomposer sous la forme d'une somme d'exponentielles complexes dépendant du nombre d'onde :

$$Y(x,\omega) = \sum_{u=1}^{U} a_u(\omega) e^{-jk_u(\omega)x}, \tag{4.8}$$

avec $k_u(\omega)$ le nombre d'onde associé à la composante u et $a_u(\omega)$ son amplitude. Ainsi, à la position $x_n = (n-1)\Delta x$, avec Δx la distance séparant deux positions de mesure, le signal $Y(x,\omega)$ s'exprime :

$$Y(x_n,\omega) = y_n = \sum_{u=1}^{U} a_u(\omega) e^{-jk_u(\omega)(n-1)\Delta x}, \tag{4.9}$$

la formulation de l'Equation (4.6), comme proposée par Hua et Sarkar, est retrouvée [5]–[8].

En posant $z_u(\omega) = e^{-jk_u(\omega)\Delta x}$, y_n s'exprime : $y_n = \sum_{u=1}^{U} a_u(\omega) z_u(\omega)^{n-1}$. La valeur de U correspond alors aux nombres de modes considérés à la pulsation ω.

Soit $L \in [U, N-U]$ le paramètre pinceau (*pencil parameter*) [5], [7], [8], avec N le nombre d'échantillons présents dans le signal y ($n \in [1,N]$). La valeur du paramètre L est fixée entre $N/3$ et $N/2$ la majorité du temps [5], [7].

Soit les matrices M_1 et M_2 de rang U définies telles que :

$$\begin{cases} M_1 = \begin{bmatrix} y_1 & y_2 & \cdots & y_L \\ y_2 & y_3 & \cdots & y_{L+1} \\ \cdots & \cdots & & \cdots \\ y_{N-L} & y_{N-L+1} & \cdots & y_{N-1} \end{bmatrix} \\ M_2 = \begin{bmatrix} y_2 & y_3 & \cdots & y_{L+1} \\ y_3 & y_4 & \cdots & y_{L+2} \\ \cdots & \cdots & & \cdots \\ y_{N-L+1} & y_{N-L+2} & \cdots & y_N \end{bmatrix}. \end{cases} \tag{4.10}$$

Les matrices M_1 et M_2 peuvent être décomposées en valeurs singulières [5], [7], [8] :

$$\begin{cases} M_1 = Z_L A Z_R \\ M_2 = Z_L A Z Z_R' \end{cases} \tag{4.11}$$

avec $Z_L = \begin{bmatrix} 1 & \cdots & 1 \\ z_1 & \cdots & z_U \\ z_1^{N-L-1} & \cdots & z_U^{N-L-1} \end{bmatrix}$, $Z_R = \begin{bmatrix} z_1^{L-1} & z_1^{L-2} & \cdots & 1 \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ z_U^{L-1} & z_U^{L-2} & \cdots & 1 \end{bmatrix}$, $A = \begin{bmatrix} a_1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & a_2 & \cdots & 0 \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ 0 & 0 & \cdots & a_U \end{bmatrix}$ et $Z = \begin{bmatrix} z_1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & z_2 & \cdots & 0 \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ 0 & 0 & \cdots & z_U \end{bmatrix}$.

Soit le pinceau de matrices (*Matrix-Pencil*) suivant [5], [7], [8] :

$$M_2 - \lambda M_1. \tag{4.12}$$

Chaque valeur de $\lambda = z_u$ réduit le rang du pinceau de matrices présenté par la relation (4.12). Chaque valeur complexe de λ telle que $\det(M_2 - \lambda M_1) = 0$ est une valeur propre du pinceau de matrice (M_1, M_2).

D'après l'Equation (4.11), il est possible d'exprimer l'Equation (4.12) comme suit :

$$M_2 - \lambda M_1 = Z_L A (Z - \lambda) Z_R. \tag{4.13}$$

Ainsi, les valeurs λ annulant le déterminant du pinceau de matrices (M_1, M_2) sont régies par l'expression suivante :

$$\det(Z - \lambda I) = 0. \tag{4.14}$$

Les valeurs propres du pinceau de matrices (M_1, M_2) sont donc égales à z_u, $u \in [1,U]$, avec $z_u = e^{-jk_u(\omega)\Delta x}$. Le nombre d'onde associé au mode u pour une pulsation ω est alors $k_u(\omega) = j\frac{\ln(z_u)}{\Delta x}$.

Obtenir les valeurs propres du pinceau de matrices de la relation (4.12) pour chaque valeur de pulsation ω permet donc d'obtenir les valeurs du nombre d'onde k correspondantes pour chacun des modes. Celles-ci sont nécessaires pour tracer les courbes de dispersion des modes de Rayleigh.

Afin de déterminer le nombre de modes (valeur de U), un seuil arbitraire compris entre 0 et 1 est fixé. La diagonale de la matrice A de l'Equation (4.13) est divisée par la valeur maximale la composant

et chaque résultat supérieur au seuil fixé est considéré comme étant un mode existant. En dessous du seuil, les solutions obtenues sont attribuées au bruit [5].

La relation (4.12) peut aussi s'exprimer de la façon suivante [5] :

$$Z_L^{-1} M_2 Z_R^{-1} - \lambda A. \tag{4.15}$$

Ainsi, en connaissant les valeurs de M_1 et M_2, obtenues expérimentalement, et en décomposant M_1 en valeur singulière, il est possible de rechercher les valeurs propres de l'Equation (4.12) et de remonter aux courbes de dispersion expérimentales des modes de Rayleigh.

Un programme Matlab permettant de traiter avec la méthode Matrix-Pencil les signaux acquis expérimentalement, afin d'obtenir les courbes de dispersion, a été développé. La décomposition en valeurs singulières est effectuée grâce à la fonction *svd* de Matlab et les valeurs propres ont été obtenues par la fonction *eig*.

Le principal problème de la méthode Matrix-Pencil est que certaines solutions sont trouvées alors qu'elles n'ont pas de sens physiques [5]. Par exemple, il existe des plages de fréquences ou aucune partie d'un mode de Rayleigh n'est excitée. Dans cette situation, la méthode Matrix-Pencil fournit quand même des solutions qu'il faut savoir identifier pour pouvoir les éliminer. Pour ce faire, un algorithme écartant les résultats trop éloignés des valeurs attendues ainsi que les valeurs dont le module du spectre fréquentiel est trop faible est développé. Cependant, celui-ci n'est pas optimal et des solutions aberrantes subsistent.

La Figure 4.5 représente un exemple de courbes de dispersion obtenues expérimentalement avec la transformée de Fourier en 2 dimensions en couleurs (module normalisé) et les résultats obtenus avec la méthode Matrix-Pencil en points. Les points noirs représentent les résultats non-filtrés et les points rouges les mêmes données après suppression des valeurs aberrantes par l'algorithme. Ces données ont été acquises pour un échantillon composé d'un film en PET d'épaisseur $132\ \mu m$ (film identique à ceux utilisés dans les résultats présentés ultérieurement mais d'épaisseur inférieure), pour 151 positions de source, espacées de $50\ \mu m$. L'acquisition temporelle comporte 5000 points avec une période d'échantillonnage de $2\ ns$. Un zero-padding est appliqué pour calculer la transformée de Fourier temporelle de l'acquisition en rajoutant 10^4 zéros. Pour la transformée de Fourier en 2 dimensions, un zero-padding de 4000 points est appliqué avant la transformée de Fourier spatiale.

Même si d'importantes variations sont observées en basse fréquence pour la méthode Matrix-Pencil (entre 0 et $1{,}5\ MHz$), la précision de la méthode reste bien supérieure à celle de la transformée de Fourier en 2 dimensions dans le cas présent.

La fiabilité de l'algorithme développé pour la méthode Matrix-Pencil est vérifié dans la partie IV en comparant ses résultats avec les courbes de dispersion calculées analytiquement et celles obtenues à partir des simulations par éléments finis via la transformée de Fourier en 2 dimensions. Il s'avère que les résultats possèdent une bonne concordance, la principale difficulté de la méthode restant d'identifier quelles solutions ont un sens physique. Il est parfois difficile de déterminer si une suite de solutions semblant cohérente correspond bien à un mode de Rayleigh.

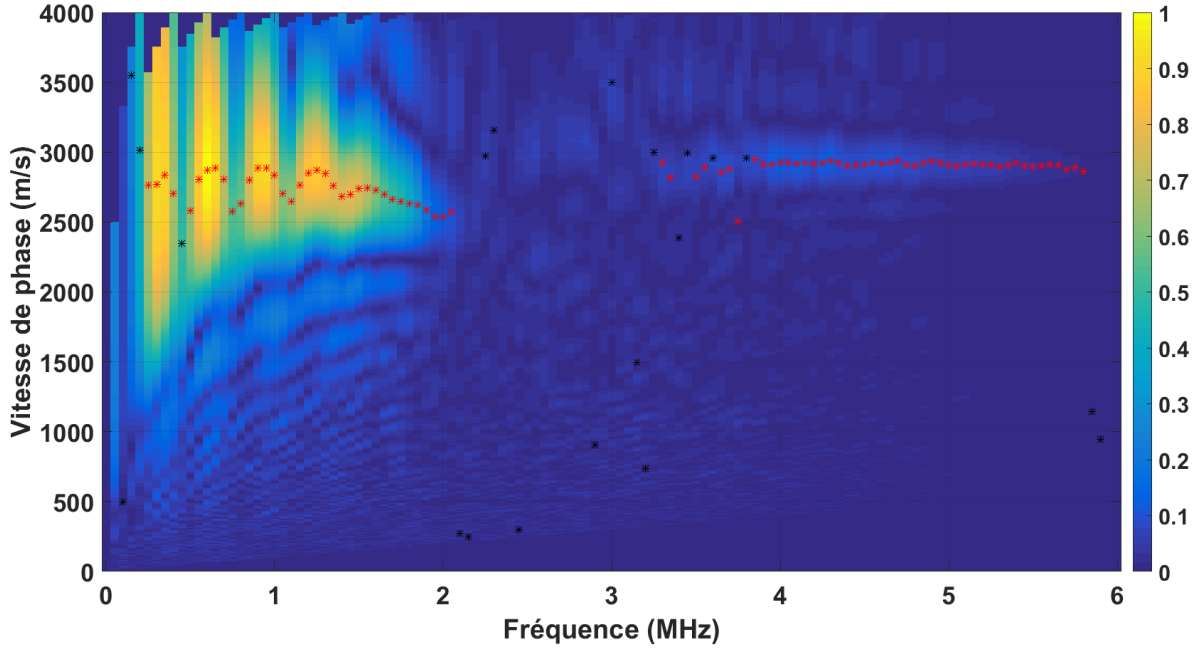


Figure 4.5 : Courbes de dispersion expérimentales obtenues par la transformée de Fourier en 2 dimensions (couleurs) et par la méthode Matrix-Pencil (points).

III. Premiers résultats expérimentaux

Cette première présentation des résultats expérimentaux est volontairement succincte. Elle a pour but d'expliquer le cheminement suivi pour étudier l'influence de la position de la source acoustique en utilisant des simulations par éléments finis détaillées ci-après. Ces simulations permettront de mieux comprendre les résultats expérimentaux, qui seront donc présentés plus largement dans le Chapitre 5. Les mesures réalisées sur le film en PP sont aussi présentées ici pour illustrer un peu mieux le propos.

1. Configuration expérimentale

L'échantillon étudié est composé d'un film en PET de dimensions $\sim 1{,}6\ x\ 3{,}2\ cm$ déposé sur le substrat en aluminium. L'impulsion laser utilisée pour la génération est focalisée sur le substrat à travers le film et la détection du déplacement normal engendré par l'onde acoustique est localisée sur le substrat (Figure 4.1). L'onde de surface se propage sur une distance de l'ordre de quelques centimètres. Sa propagation a lieu dans une structure composée du film et du substrat dans un premier lieu, et sur le substrat uniquement sur la deuxième partie de son trajet.

Cinq configurations sont étudiées. La première consiste à poser le film sur le substrat en appliquant une masse sur celui-ci de $50\ g$ pendant $5\ s$ et en augmentant la masse de $50\ g$ toutes les $5\ s$ (pour arriver à $200\ g$ au bout de $20\ s$). Cela permet de s'assurer de la qualité du contact. Une première mesure est réalisée, puis le film est décollé du substrat, de fines particules de téflon sont déposées sur sa face adhésive via l'utilisation d'un spray. La grille avec les plus petits trous (visible sur la Figure 4.2) est employée pour contrôler la surface sur laquelle le téflon est présent. Le film est ensuite apposé à nouveau contre le substrat à la même position que précédemment, en plaçant une nouvelle fois les masses pendant $20\ s$ pour appliquer une pression comparable à celle exercée précédemment. Une seconde mesure est alors réalisée.

Le procédé est ensuite répété à l'identique en déposant le téflon à travers la grille avec les trous de taille moyenne, puis à travers celle avec les gros trous. La cinquième et dernière configuration est une mesure de l'onde acoustique de surface se propageant à la surface du bloc d'aluminium en l'absence du film, qui correspond donc à l'onde de Rayleigh.

Chaque mesure est moyennée sur les signaux issus de 8 excitations lasers. La période d'échantillonnage est de 2 ns et les signaux comportent 5000 points. Un zero-padding de 4998 points est employé pour réaliser le traitement des signaux obtenus. Une fenêtre de Kaiser de largeur 0,1 μs est utilisée pour le lissage temporel ($g(t)$) et de 0,3 μs pour le lissage fréquentiel ($h(t)$) de la distribution de Wigner-Ville.

2. Présentation des résultats

La Figure 4.6 représente les cinq signaux temporels ainsi obtenus et la Figure 4.7 les pseudo-distributions de Wigner-Ville qui leur sont associées. La mesure correspondant à l'onde de Rayleigh (Figure 4.6 e et 4.7 e) n'a pas été réalisée dans les mêmes conditions que les autres acquisitions. Le substrat n'était pas placé de la même façon, et la détection était plus éloignée du bord de l'échantillon. Ceci explique que la réflexion existant aux alentours de 7 μs sur le cinquième signal n'apparait qu'aux alentours de $5-6$ μs pour les 4 premiers signaux. Les autres paramètres utilisés sont les mêmes pour les cinq mesures.

Les Figures 4.6 et 4.7 montrent qu'il est possible de distinguer 4 niveaux d'adhérence différents. Plus la surface du film recouverte de téflon est importante, plus le signal obtenu comporte des composantes haute fréquence et plus la dispersion est faible, jusqu'à tendre vers une forme d'onde quasi non-dispersive similaire à celle de l'onde de Rayleigh dans le substrat. De la même façon, les signaux arrivent légèrement en avance lorsque la surface de téflon recouvrant le film est importante (c'est-à-dire lorsque la qualité d'adhérence est mauvaise). La dispersion est typique d'une configuration *loading* pour les modes de Rayleigh, comme présentée au Chapitre 3 : les composantes en basse fréquence sont plus rapides que celles en haute fréquence.

Afin de s'assurer que les signaux associés à une mauvaise adhérence tendent bien vers l'onde de Rayleigh dans le substrat, leur vitesse de phase est comparée avec celle de l'onde de Rayleigh dans l'aluminium.

Il est difficile de remonter aux courbes de dispersion expérimentales avec le dispositif utilisé. En effet, les signaux obtenus sont relativement en basse fréquence et la distance sur laquelle il est possible de déplacer la source tout en plaçant la génération à l'interface film-substrat est faible (inférieure à 2,5 cm). Les longueurs d'onde obtenues aux fréquences les plus basses étant d'environ 1,5 cm, la distance disponible entre la première et la dernière position de mesure est trop faible pour acquérir un grand nombre de ces longueurs d'onde. De ce fait, il n'est pas possible d'obtenir une résolution satisfaisante lors de l'application de la transformée de Fourier en deux dimensions. La méthode Matrix-Pencil sera alors utilisée et les résultats sont présentés au Chapitre 5.

Cependant, l'onde de Rayleigh étant non-dispersive, il est possible de mesurer sa vitesse de phase à l'aide du temps de vol. En considérant que pour une adhésion très mauvaise (Figures 4.6 d et 4.7 d), la dispersion est suffisamment faible pour que l'erreur commise sur l'estimation de la vitesse de phase via le temps de vol soit négligeable, il est alors possible de comparer ces deux vitesses.

Pour ce faire, la source est déplacée d'un millimètre vers la position de détection et une nouvelle mesure est effectuée dans chacune des situations. La Figure 4.8 présente les résultats obtenus.

La vitesse de l'onde de Rayleigh dans l'aluminium, calculée analytiquement en considérant les constantes mécaniques obtenues dans le Chapitre 1, est $c_R = 2932\ m.s^{-1} \pm 45\ m.s^{-1}$.

En mesurant le temps de vol de l'onde de Rayleigh sur la Figure 4.8, une vitesse $c_R = 2907\ m.s^{-1}$ est obtenue. Le temps de vol de l'onde associée à une mauvaise adhérence correspond à une vitesse de phase $V = 2924\ m.s^{-1}$. La différence étant faible, elle est considérée comme étant due à la différence des conditions expérimentales et aux imprécisions effectuées sur la mesure du temps de vol. Il est donc possible de considérer que pour une mauvaise adhérence, la vitesse de phase des modes de Rayleigh dans la configuration expérimentale utilisée ici tend vers celle de l'onde de Rayleigh dans le substrat.

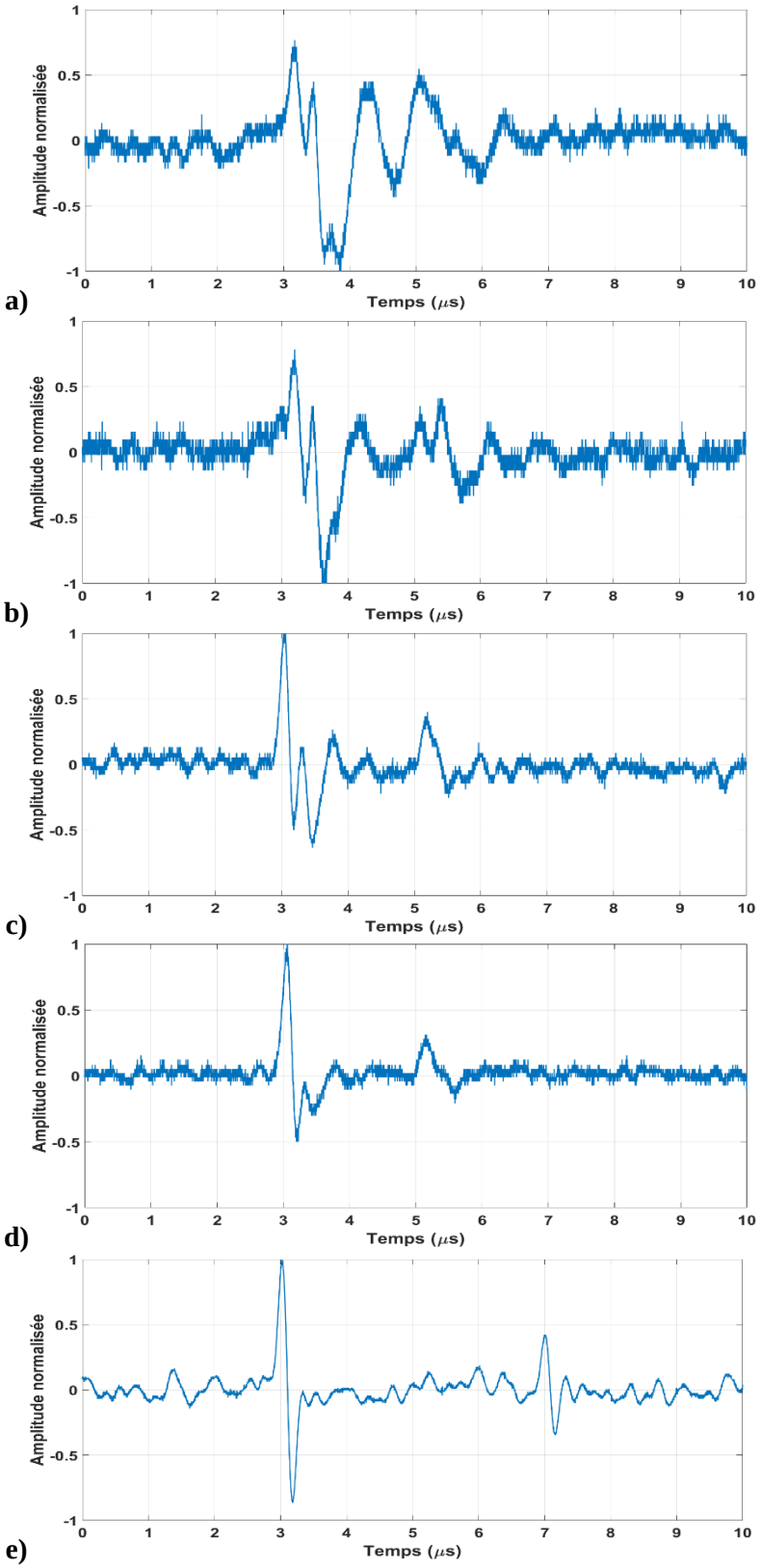


Figure 4.6 : Signaux temporels expérimentaux pour les modes de Rayleigh se propageant à la surface d'une structure composée d'un film en PET sur un substrat en aluminium. a) Film appliqué sans téflon. b) Film appliqué avec du téflon déposé à travers la grille à petits trous. c) Film appliqué avec du téflon déposé à travers la grille à trous moyens. d) Film appliqué avec du téflon déposé à travers la grille à gros trous. e) Onde de Rayleigh dans le substrat.

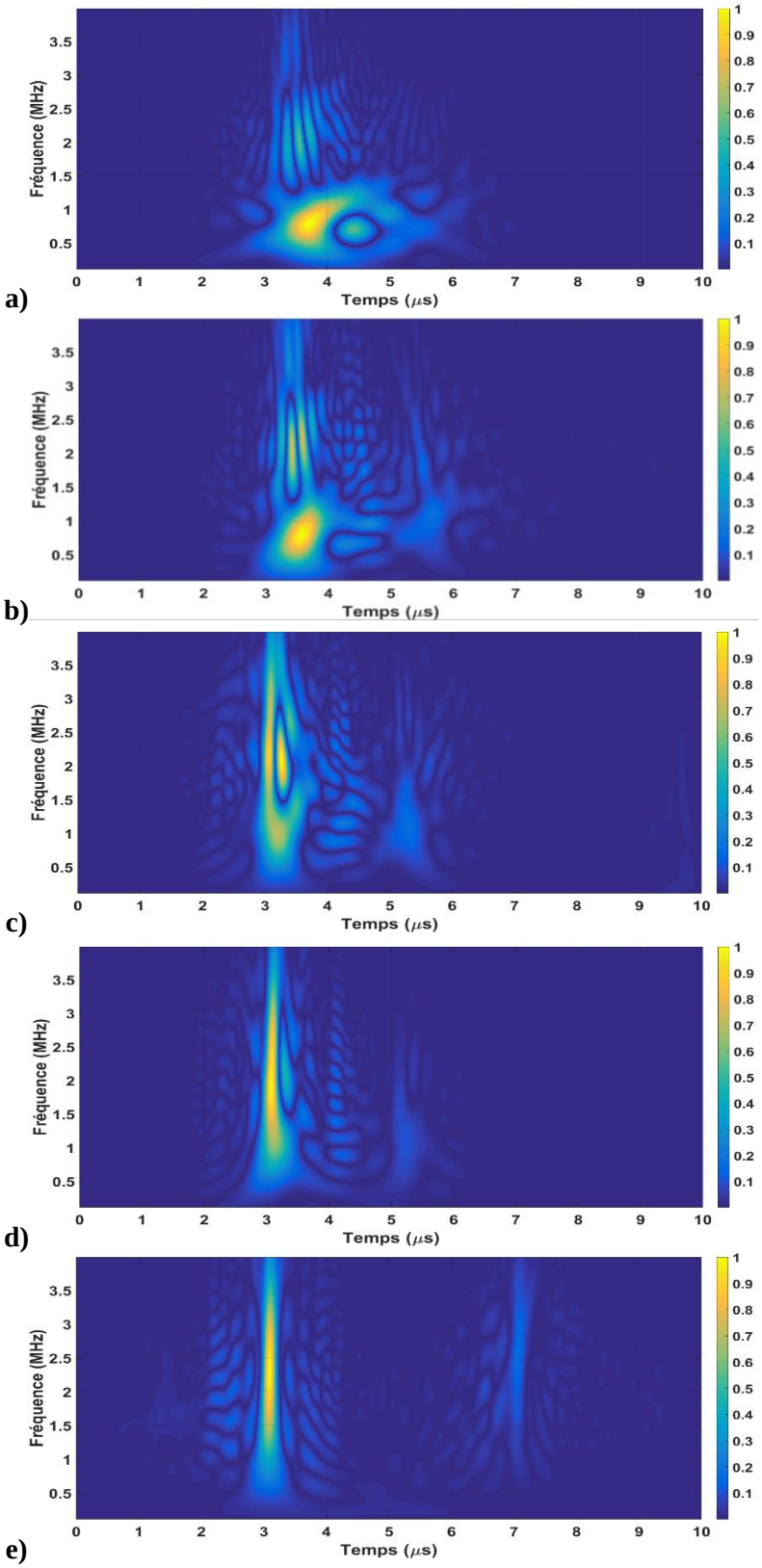


Figure 4.7 : a) à e) : Modules des pseudo-distributions de Wigner-Ville lissées associées respectivement aux signaux a) à e) présentés sur la Figure 4.6.

Ces résultats sont un peu surprenants. En effet, lorsque la surface du film recouverte de téflon augmente, et donc lorsque l'adhérence diminue, les modes de Rayleigh ne semblent pas tendre vers les modes de Lamb dans la couche, comme le montre l'étude analytique effectuée au Chapitre 3 et la majorité des études existantes dans la littérature à ce sujet.

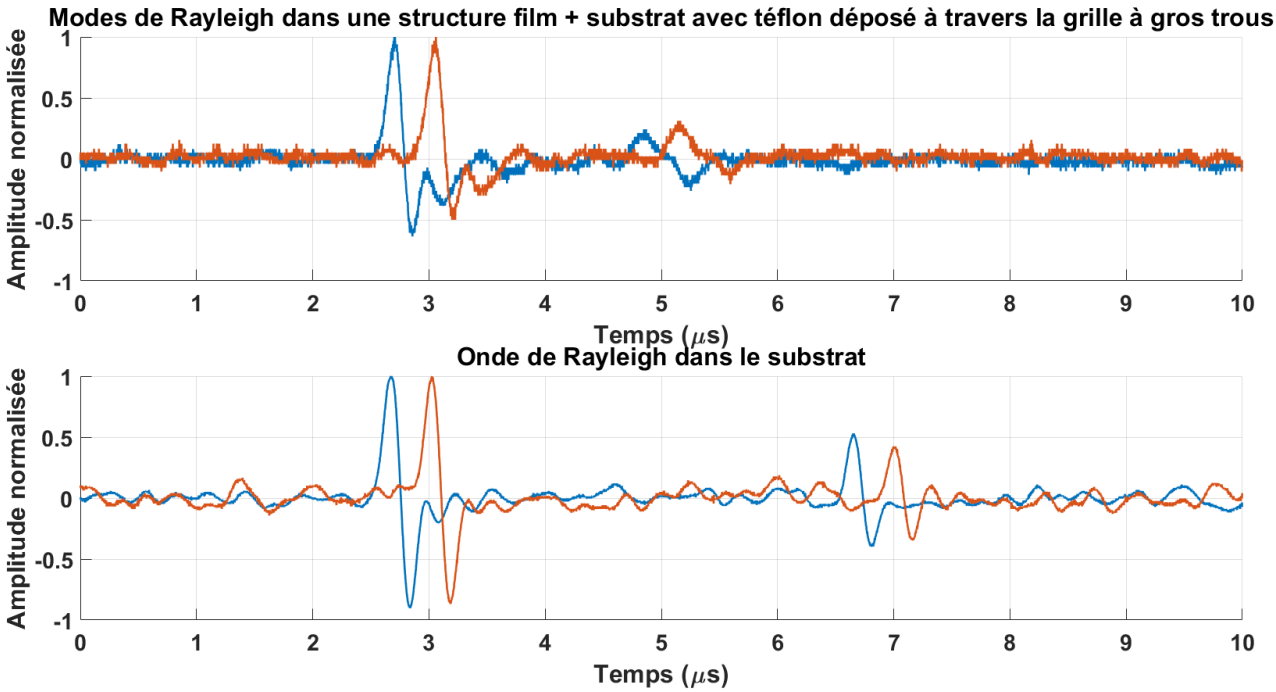


Figure 4.8 : Signaux temporels pour deux positions de source éloignées de 1 mm. a) Modes de Rayleigh dans une structure film + substrat avec du téflon déposé sur le film à travers la grille à gros trous. b) Onde de Rayleigh dans l'aluminium.

L'hypothèse qui est avancée pour expliquer ce phénomène est que le film étant transparent à la longueur d'onde du laser utilisée pour la génération, la source acoustique est située dans le substrat. De ce fait, lorsque l'adhérence est faible, le film n'influence plus que de façon négligeable la propagation de l'onde créée à la surface du substrat, qui devient donc une onde de Rayleigh dans celui-ci.

En plaçant la source acoustique dans le film, comme c'est le cas dans la très grande majorité des études parues sur le sujet (film opaque), la dégradation de l'adhérence fait tendre les modes de Rayleigh vers les modes de Lamb dans la couche puisque l'influence du substrat est cette fois négligeable.

Afin de confirmer cette hypothèse, une série de simulations par éléments finis sera présentée dans la suite.

3. Mesures réalisées avec le film en PP

Lorsque des films en polypropylène (PP) sont utilisés, quel que soit l'échantillon considéré (avec téflon, sans téflon, avec une pression appliquée lors de la pose du film, avec ou sans charges électrostatiques …), les résultats obtenus sont toujours les mêmes et correspondent à une onde de Rayleigh dans le substrat, comme le montre la Figure 4.9.

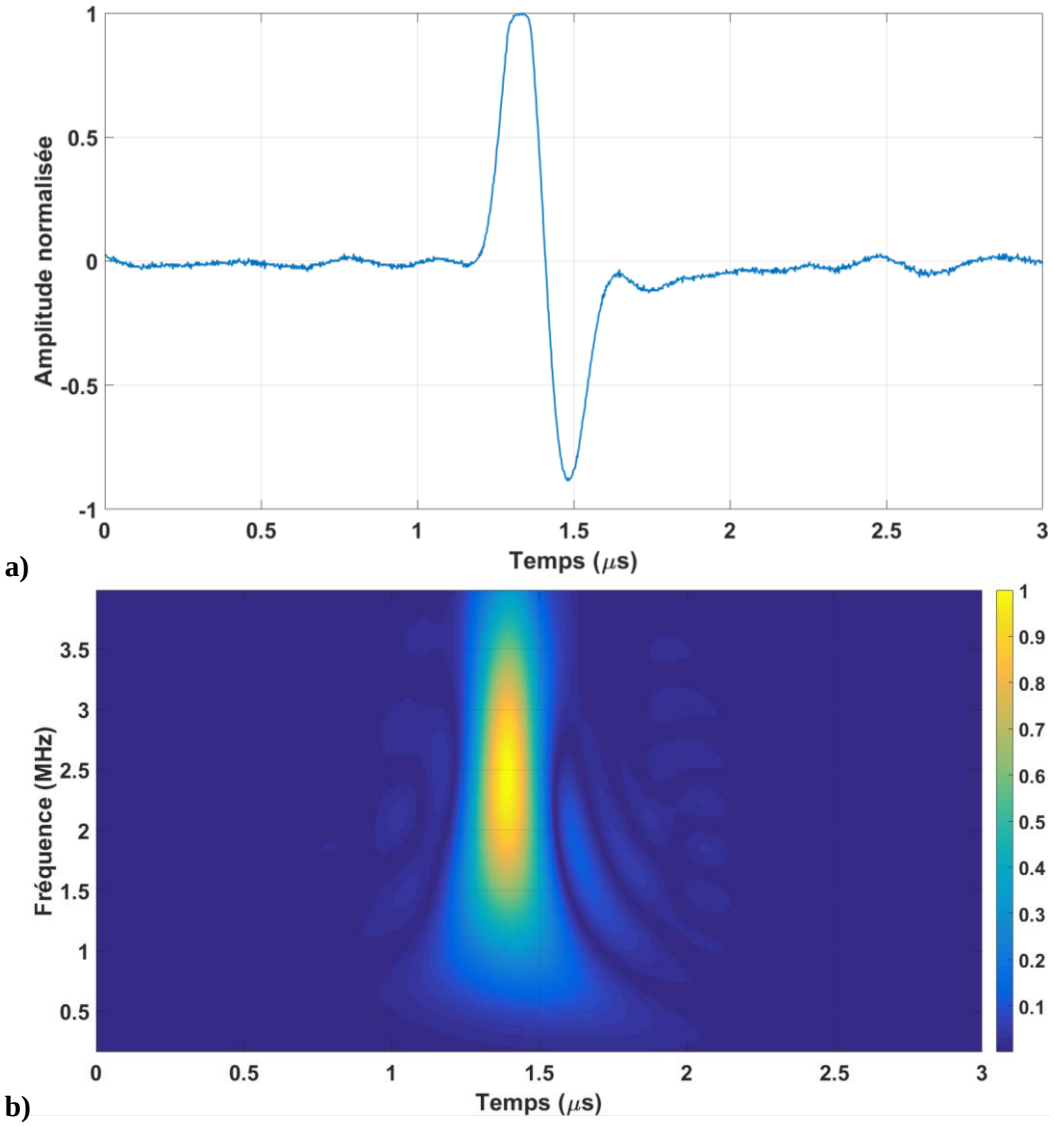


Figure 4.9 : Signal temporel (a) et module de la pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée (b) des modes de Rayleigh se propageant dans une structure film en PP – substrat d'aluminium.

La Figure 4.10 représente les courbes de dispersion des modes de Rayleigh calculées analytiquement pour un film en PP de $50\ \mu m$ d'épaisseur déposé sur un substrat en aluminium. Les caractéristiques mécaniques pour le PP, en provenance de [9], sont : $c_L = 2227\ m.s^{-1}$, $c_T = 1097\ m.s^{-1}$, $\rho = 900\ kg.m^{-3}$. Celles choisies pour le substrat en aluminium sont celles mesurées dans le Chapitre 1. Pour simuler un contact glissant, les raideurs d'interface introduites sont $K_n = 10^{16}\ N.m^{-3}$ et $K_t = 10^8\ N.m^{-3}$ (K_n élevé et K_t très faible). Pour simuler le décollement, les deux raideurs sont fixées telles que $K_n = K_t = 10^8\ N.m^{-3}$ (K_n et K_t très faibles).

La courbe tracée en noire correspond au seul mode de Rayleigh existant dans cette configuration pour cette gamme de fréquence dans le cas du contact parfait. Les courbes tracées en rouge et en vert correspondent respectivement aux modes de Lamb dans le film et à la vitesse de l'onde de Rayleigh dans le substrat. En traits discontinus, les courbes bleues sont associées au contact glissant et les courbes grises au décollement.

Les trois modes observables pour une situation de décollement sont confondus avec les deux premiers modes de Lamb dans le film et l'onde de Rayleigh dans le substrat, comme constaté pour les films en PET et en PVC dans le Chapitre 3. Dans le cas du contact glissant, deux modes sont visibles,

et tendent fortement vers l'onde de Rayleigh dans le substrat ou vers le second mode de Lamb dans la couche.

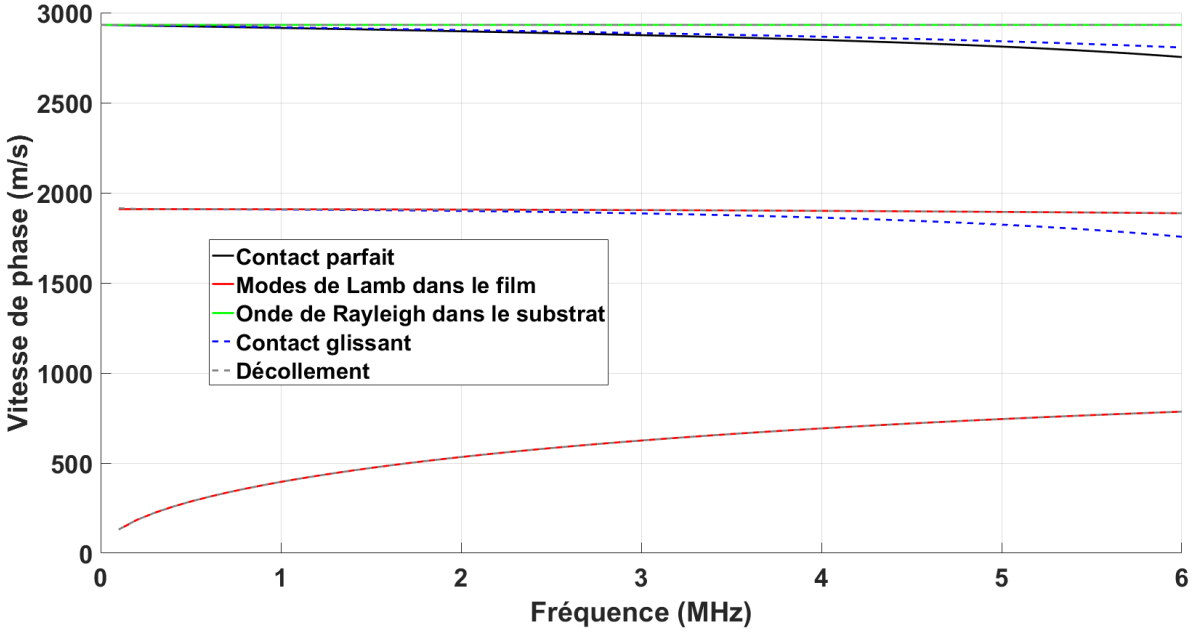


Figure 4.10 : Courbes de dispersion calculées analytiquement des modes de Rayleigh dans une structure composée d'un film en PP et d'un substrat en aluminium pour différentes conditions de contact.

Cependant, pour la gamme de fréquences considérées (0 à 6 MHz), l'épaisseur du film étant faible devant les longueurs d'onde acoustique, même pour un contact parfait l'influence du film sur les ondes de surface se propageant dans l'échantillon est faible, comme le montre la courbe noire, très peu éloignée de l'onde de surface dans le substrat. En effet, c'est aux alentours de 2 MHz que le maximum d'énergie se situe d'après la pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée présentée à la Figure 4.9. A cette fréquence, une variation de vitesse de phase de moins de 40 $m.s^{-1}$ entre le premier mode de Rayleigh et l'onde de Rayleigh dans le substrat est observée sur la Figure 4.10, soit une variation relative inférieure à 2 %. Il est donc difficile de savoir si une variation d'adhérence a réellement lieu car pour cette épaisseur de film et la gamme de fréquences dans laquelle sont générées et détectées les ondes de surface, les variations théoriques sont inférieures aux erreurs et incertitudes de mesures causées sur les courbes de dispersion expérimentales.

Expérimentalement, en déplaçant la position de source expérimentale de 1 mm et en mesurant le temps de vol entre les signaux temporels, une vitesse de 2907 $m.s^{-1}$ est obtenue. L'onde observée expérimentalement correspond donc au mode de Rayleigh tendant vers l'onde de Rayleigh dans le substrat.

Lorsqu'il est apposé sur le substrat, le film en PP n'oppose aucune résistance à l'application d'une force dans une direction tangente à l'interface film-substrat. Il semble donc que l'adhérence électrostatique est caractérisée essentiellement pas une raideur d'interface normale (K_n) mais il est difficile de quantifier celle-ci pour l'épaisseur de film et la gamme de fréquence utilisée.

IV. Etude de l'influence de la position de la source à partir des simulations par éléments finis

Une série de simulations par éléments finis consistant à générer et détecter des ondes acoustiques de surface dans une structure couche sur substrat pour différentes positions des sources d'excitation et de détection en considérant différentes qualités d'adhérence a été réalisée. Les signaux ainsi obtenus sont ensuite traités par la méthode Matrix-Pencil et la transformée de Fourier en 2 dimensions.

1. Modèle éléments finis utilisé

Les simulations ont été réalisées grâce au logiciel COMSOL Multiphysics avec le module mécanique des structures dans une étude temporelle avec l'hypothèse des déformations planes (modèle en 2 dimensions). Afin d'alléger au maximum le calcul en temps et en ressources, les dimensions considérées sont inférieures à celles des échantillons utilisés en réalité.

La Figure 4.11 représente la structure modélisée par éléments finis. Les dimensions choisies sont de 1,2 cm pour la hauteur du substrat et de 4 cm pour sa largeur. L'épaisseur du film est celle mesurée au Chapitre 1 (213 μm pour un film en PVC et 155 μm pour un film en PET) et sa largeur est de 3 cm afin que le film ne recouvre pas la surface totale du substrat comme expérimentalement.

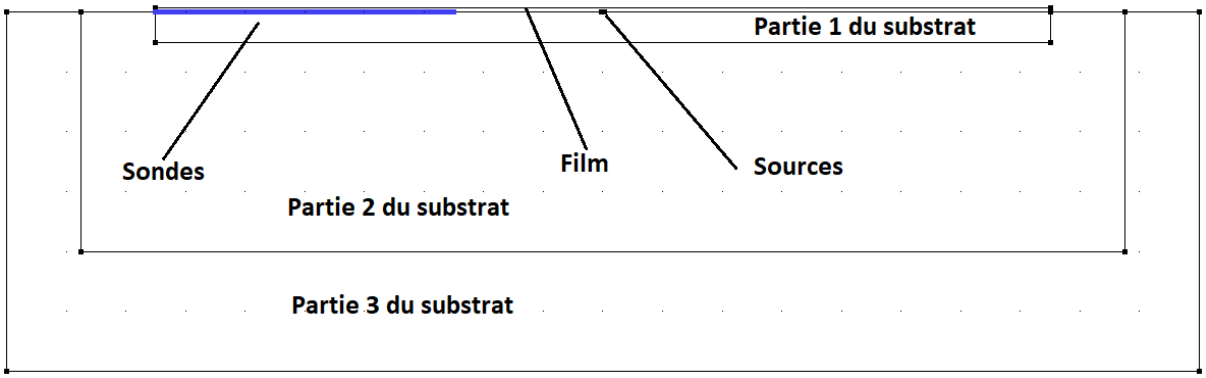


Figure 4.11 : Modèle géométrique utilisé pour la simulation par éléments finis.

Un maillage triangulaire par avancement de front est choisi. Pour diminuer le temps de calcul, le substrat est divisé en trois parties, comme présenté sur la Figure 4.11. Chaque partie est maillée différemment en affinant le maillage en fonction de la proximité au film.

Le Tableau 4.1 donne les dimensions de chacune des parties et le Tableau 4.2 les valeurs des tailles d'éléments maximales (distances entre 2 nœuds) utilisées pour le maillage dans chacune des parties.

Partie du substrat	Hauteur (mm)	Largeur (cm)
1	1	3
2	8	3,5
3	12	4

Tableau 4.1 : Dimensions de chacune des parties du substrat.

Partie considérée	Taille maximale des éléments (μm)
Film	25
Couche intermédiaire	5
Partie 1 du substrat	25
Partie 2 du substrat	50
Partie 3 du substrat	100

Tableau 4.2 : Taille maximale des éléments du maillage de chacune des parties de la Figure 4.11.

Les variations d'adhérences sont modélisées par une couche intermédiaire très fine d'épaisseur 0,1 μm insérée entre le substrat et le film. Ses caractéristiques mécaniques déterminent les conditions de contact entre le substrat et le film. Il a été difficile de trouver une dimension de maillage satisfaisante qui permet une continuité avec le maillage du film et du substrat tout en étant suffisamment faible pour être contenue dans la faible épaisseur de la couche.

Le maillage a été dimensionné en fonction des résultats expérimentaux. Les signaux obtenus sont contenus dans une gamme de fréquence assez restreinte pour la plupart : entre 200 kHz (fréquence de

coupure basse du filtre de l'interféromètre) et 2 MHz pour les échantillons possédant une bonne adhérence et entre 1 MHz et 4 MHz (fréquence de coupure haute du filtre de l'interféromètre) pour une mauvaise adhérence ou une absence de couche.

En considérant des vitesses acoustiques majoritairement comprises entre 2000 et 3000 $m.s^{-1}$, pour obtenir 20 nœuds par longueur d'onde des éléments d'une taille de 25 μm sont nécessaires à 4 MHz. Puisque nous ne nous intéressons qu'aux ondes de surface, il n'a pas semblé pertinent de conserver beaucoup de nœuds par longueur d'onde en profondeur dans le substrat.

Des tests ont été préalablement effectués avec des tailles d'éléments bien plus faibles et il s'est avéré que le temps de calcul était bien plus important pour des résultats identiques. Ces dimensions semblent donc suffisantes pour le modèle considéré.

L'étude temporelle est réalisée en commençant à $t = 0\ s$ par pas de 5 ns et contient 2000 points.

Les ondes sont générées par deux forces ponctuelles, tangentes à l'interface film-substrat, pour simuler le dipôle de force créé par une impulsion laser dans un milieu métallique de surface libre (voir Chapitre 2). Les deux points d'application des forces sont espacés de 100 μm ($x_1 = -50\ \mu m$ et $x_2 = +50\ \mu m$). Leur expression est considérée comme étant la suivante (voir Chapitre 2) :

$$F = \frac{(3\lambda + 2\mu)\alpha V}{\Delta x} T(z = 0, t), \tag{4.16}$$

où F est la force d'excitation, λ et μ le premier et second coefficient de Lamé, α le coefficient de dilatation linéaire, V le volume chauffé par l'impulsion laser, Δx la distance entre les points d'application des deux forces composant le dipôle et $T(z, t)$ l'élévation de température en fonction du temps à une profondeur nulle (le dipôle est situé à la surface du substrat ou du film).

L'élévation de température est obtenue en mesurant le profil temporel de l'impulsion laser et en l'insérant comme terme source dans l'équation de la chaleur. Le résultat obtenu en résolvant l'équation est alors normalisé à l'unité et décomposé en trois parties, chacune étant modélisée par un polynôme de degré trente. Ces trois polynômes sont alors insérés dans l'expression de l'Equation (4.16) et définissent le profil de l'élévation de température.

La force utilisée pour l'excitation est normalisée à l'unité par soucis de simplicité. La force choisie suit donc simplement le profil temporel de l'élévation de température à une profondeur nulle.

201 sondes espacées de 50 μm sont introduites pour mesurer le déplacement normal de la surface en fonction du temps.

Différentes positions de sondes et de sources sont utilisées pour étudier leur influence sur les courbes de dispersion des modes de Rayleigh et ce pour plusieurs qualités d'adhérence entre le film et le substrat.

Les constantes mécaniques utilisées pour le film et le substrat sont celles définies dans le Chapitre 1.

La couche intermédiaire est caractérisée par sa masse volumique ρ_0, son module d'Young E_0 et son coefficient de Poisson ν_0. Leurs valeurs sont calculées pour correspondre aux raideurs d'interface voulues, K_n et K_t, telles que :

$$\begin{cases} K_n = \dfrac{c_L^2 \rho_0}{h_0} = \dfrac{1}{h_0} \dfrac{E_0(1-\nu_0)}{(1+\nu_0)(1-2\nu_0)} \\ K_t = \dfrac{c_T^2 \rho_0}{h_0} = \dfrac{1}{h_0} \dfrac{E_0}{2(1+\nu_0)} \end{cases}. \tag{4.17}$$

L'épaisseur de la couche h_0 est constante et égale à 0,1 μm. La valeur de ρ_0 (qui n'influence donc pas celle des raideurs d'interface) et celle de ν_0 sont fixées arbitrairement : $\rho_0 = 400\ kg.m^{-3}$ et $\nu_0 = 0$. Seule la valeur de E_0 est alors modifiée pour modéliser différentes adhérences.

2. Source et sondes à l'interface film-substrat

La première configuration étudiée consiste à placer les sondes et la source acoustique à l'interface entre le film et le substrat, sur la surface du substrat, comme représentée sur la Figure 4.12, ce qui correspond à une génération à travers le film transparent à la longueur d'onde de l'impulsion laser.

La position de la source est fixée et c'est la position de la sonde qui varie. Contrairement à la configuration utilisée expérimentalement, la détection est ici située à la surface du substrat alors que celle-ci est recouverte par le film. Si les positions de détection étaient placées sur le substrat seul, les signaux obtenus ne comporteraient pas de différences dans les temps d'arrivé des différentes composantes fréquentielles puisque la propagation de l'onde se fait en partie sur la même distance en présence du film et en partie sur le substrat seul. Cela est nécessaire pour pouvoir observer la dispersion des ondes. Dans la configuration expérimentale, c'est la source, placée à l'interface film-substrat, qui est déplacée pour observer la dispersion en gardant fixe la position de détection. Il n'est donc pas nécessaire de placer celle-ci à l'interface film-substrat.

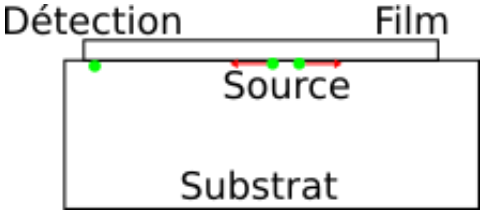


Figure 4.12 : Positions de la source et de la détection pour une génération et une détection à la surface du substrat.

Le Tableau 4.3 donne les raideurs d'interface utilisées pour les 5 niveaux d'adhérence considérés. Celles-ci sont choisies arbitrairement. Le premier niveau correspond à une bonne adhérence puisque les valeurs des raideurs d'interface sont élevées et le niveau d'adhérence 5 à une mauvaise adhérence car les valeurs des raideurs sont faibles.

Niveau d'adhérence	$K_n\ (N.m^{-3})$	$K_t\ (N.m^{-3})$
1 (contact quasi-parfait)	2.10^{16}	1.10^{16}
2	6.10^{13}	3.10^{13}
3	2.10^{13}	1.10^{13}
4	2.10^{12}	1.10^{12}
5 (décollement quasi-total)	2.10^{8}	1.10^{8}

Tableau 4.3 : Valeurs des raideurs d'interface utilisées pour modéliser 5 niveaux d'adhérence.

Les Figures 4.13 et 4.14 représentent les courbes de dispersion obtenues via les résultats des simulations pour cette configuration. La Figure 4.13 modélise une structure composée d'un film en PET ($h = 155\ \mu m$) et la Figure 4.14 celle composée d'un film en PVC ($h = 213\ \mu m$) tout deux déposés sur un substrat en aluminium. Les courbes présentées en couleurs correspondent au module normalisé de la transformée de Fourier en 2 dimensions des signaux simulés, celles en points rouges aux résultats obtenus avec la méthode Matrix-Pencil (après élimination des valeurs aberrantes) et celles en traits pleins noirs aux courbes calculées analytiquement avec la méthode présentée au Chapitre 3. Pour les niveaux d'adhérence 1 (a) et 5 (e), les courbes analytiques associées correspondent à un contact parfait (a) et à la vitesse de l'onde de Rayleigh dans le substrat (e).

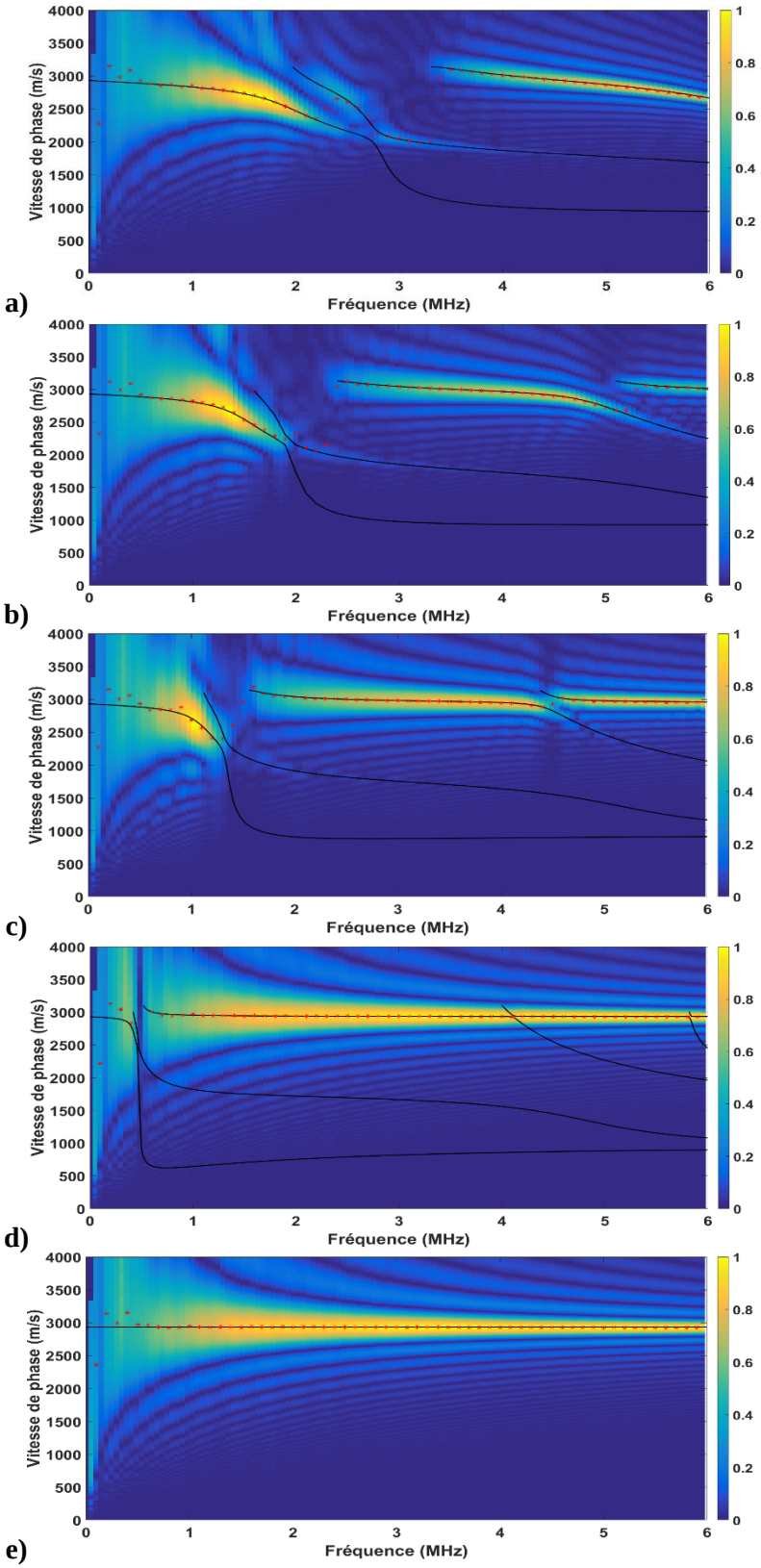


Figure 4.13 : Courbes de dispersion obtenues par simulations éléments finis pour un film en PET ($h = 155\ \mu m$) déposé sur un substrat en aluminium. Source et sondes sont positionnées à la surface du substrat au niveau de l'interface film-substrat. a) à e) : Niveaux d'adhérence 1 à 5.

La transformée de Fourier en 2 dimensions a été réalisée avec un zero-padding ajoutant 2096 points temporel et 3895 points spatiaux. Un zero-padding ajoutant 5000 points temporels est utilisé lors de l'application de la transformée de Fourier au cours de la méthode Matrix-Pencil. Cette comparaison

entre les résultats obtenus par la transformée de Fourier en 2 dimensions, les courbes analytiques et la méthode Matrix-Pencil permet de vérifier la fiabilité de cette dernière.

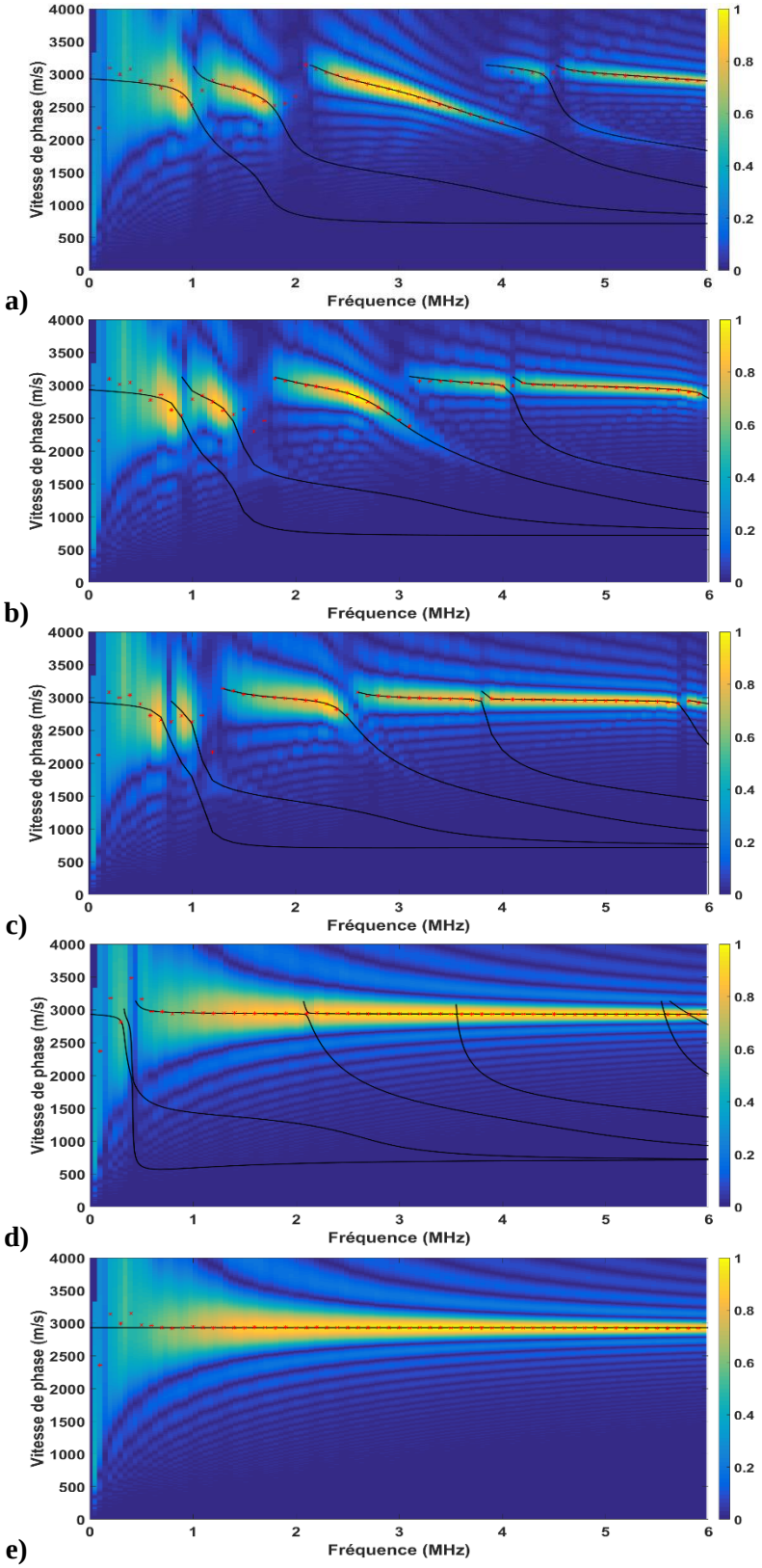


Figure 4.14 : Courbes de dispersion obtenues par simulations éléments finis pour un film en PVC ($h = 213\ \mu m$) déposé sur un substrat en aluminium. Source et sondes sont positionnées à la surface du substrat au niveau de l'interface film-substrat. a) à e) : Niveaux d'adhérence 1 à 5.

Il s'avère qu'à part quelques points aberrants qui n'ont pas été supprimés par l'algorithme de filtrage, et une mauvaise précision en basse fréquence due au peu de longueurs d'onde qu'il est possible d'observer entre les deux sondes les plus éloignées, les courbes obtenues grâce à la méthode Matrix-Pencil sont presque similaires aux courbes analytiques. La localisation des solutions en vitesse de phase est plus précise qu'avec la transformée de Fourier en 2 dimensions, notamment pour les fréquences situées entre 0,5 et 2 MHz. L'algorithme développé pour l'obtention des courbes de dispersion via la méthode Matrix-Pencil peut donc être considéré comme fiable.

Que ce soit pour le film en PET ou le film en PVC, les Figures 4.13 et 4.14 montrent des résultats intéressants. Pour chaque niveau d'adhérence, seules les vitesses de phase autour de la vitesse de l'onde de Rayleigh dans le substrat sont excitées dans cette configuration. Cela est sans doute lié au fait que la source acoustique se situe dans le substrat. Les ondes générées sont alors certainement plus influencées par le substrat que par la couche, ce qui provoque uniquement l'excitation des parties des modes situées à des vitesses proches de la vitesse de l'onde de surface dans le substrat.

Certains modes ne sont quasiment pas excités, comme le second mode pour dans la structure avec le film en PET (Figure 4.13).

Lorsque l'adhérence se dégrade, les modes tendent à fusionner pour former un seul et unique mode non dispersif dont la vitesse de phase est celle de l'onde de Rayleigh dans le substrat. Ces résultats confirment ceux observés expérimentalement, comme montrés précédemment. Les modes de Lamb dans la couche ne semblent jamais être excités dans cette configuration.

Le phénomène observé ici semble finalement assez logique : lorsque la source est située dans le substrat, une onde de surface prend naissance dans celui-ci. Celle-ci est alors influencée par la présence du film. Plus l'adhérence est faible, moins l'influence du film sur l'onde générée est importante, jusqu'à devenir finalement nulle.

Une approximation est effectuée ici en considérant la surface du substrat comme libre, ce qui n'est pas le cas puisque le film est déposé dessus. Comme expliqué au Chapitre 2, un dipôle de forces normales à l'interface film-substrat est donc aussi présent. Des simulations par éléments finis réalisées au préalable ont montré que cette composante normale n'avait pas d'influence sur les modes de Rayleigh excités. Le dipôle normal à l'interface est donc négligé par soucis de simplicité et de comparaison avec la configuration présentée dans la sous-partie suivante.

3. Source et sondes à la surface du film

La seconde configuration étudiée ici consiste à placer la source et les sondes de détection à la surface du film, afin de simuler un cas de génération et de détection sur un film opaque. La Figure 4.15 représente le modèle utilisé pour simuler cette configuration. Afin d'avoir une source identique à celle de la configuration précédente pour pouvoir comparer les résultats entre eux, le même dipôle de force est utilisé pour représenter l'excitation laser. Cela permet de visualiser uniquement l'influence de la position de la source et de la détection sans induire de paramètres supplémentaires. En pratique, il est possible d'imaginer qu'une fine couche d'aluminium est déposée à la surface du film polymère au niveau de la génération et de la détection. Son épaisseur doit être suffisamment importante en comparaison avec l'épaisseur de peau (de l'ordre du nanomètre) pour conserver une excitation identique tout en étant suffisamment faible devant les longueurs d'onde acoustiques (de l'ordre du millimètre) pour ne pas perturber la propagation de l'onde de surface.

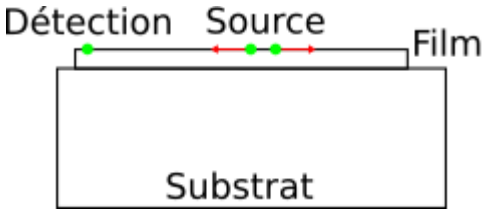


Figure 4.15 : Positions de la source et de la détection pour une génération et une détection à la surface du film.

Les Figures 4.16 et 4.17 montrent les courbes de dispersion obtenues à partir des résultats de simulation par la transformée de Fourier en 2 dimensions et la méthode Matrix-Pencil, ainsi que les courbes analytiques associées. Le traitement effectué et les niveaux d'adhérence considérés sont les mêmes que pour les Figures 4.13 et 4.14. La seule différence se situe ici dans la position de la source et de la détection. La Figure 4.16 est obtenue pour une structure composée d'un film en PET et la Figure 4.17 d'un film en PVC tous deux déposés sur un substrat en aluminium. Pour le niveau d'adhérence 5, les courbes analytiques représentées correspondent aux modes de Lamb dans le film en PET (Figure 4.16 e) et en PVC (Figure 4.17 e).

Les parties des modes excitées dans cette configuration ne sont pas les mêmes que dans la précédente. L'énergie est cette fois concentrée sur les parties comportant une vitesse de phase plus faible. Les deux premiers modes sont prédominants et les modes d'ordres supérieurs sont générés bien plus faiblement. Lorsque l'adhérence devient faible, les sections des modes qui tendent vers la vitesse de l'onde de Rayleigh dans le substrat ne sont pas excitées contrairement à celles tendant vers les modes de Lamb dans la couche. Comme montré au Chapitre 3, les modes d'ordres supérieurs à 2 se combinent entre eux pour former les modes de Lamb.

Dans certains cas (Figure 4.16 a et b), les résultats de simulation montrent que de l'énergie est présente au-delà de la vitesse de l'onde transversale dans le substrat. Ce phénomène est causé par la présence de modes associés à des nombres d'onde complexes. Dans les calculs analytiques, seuls les solutions réelles sont prises en compte, ce qui explique la différence avec la simulation.

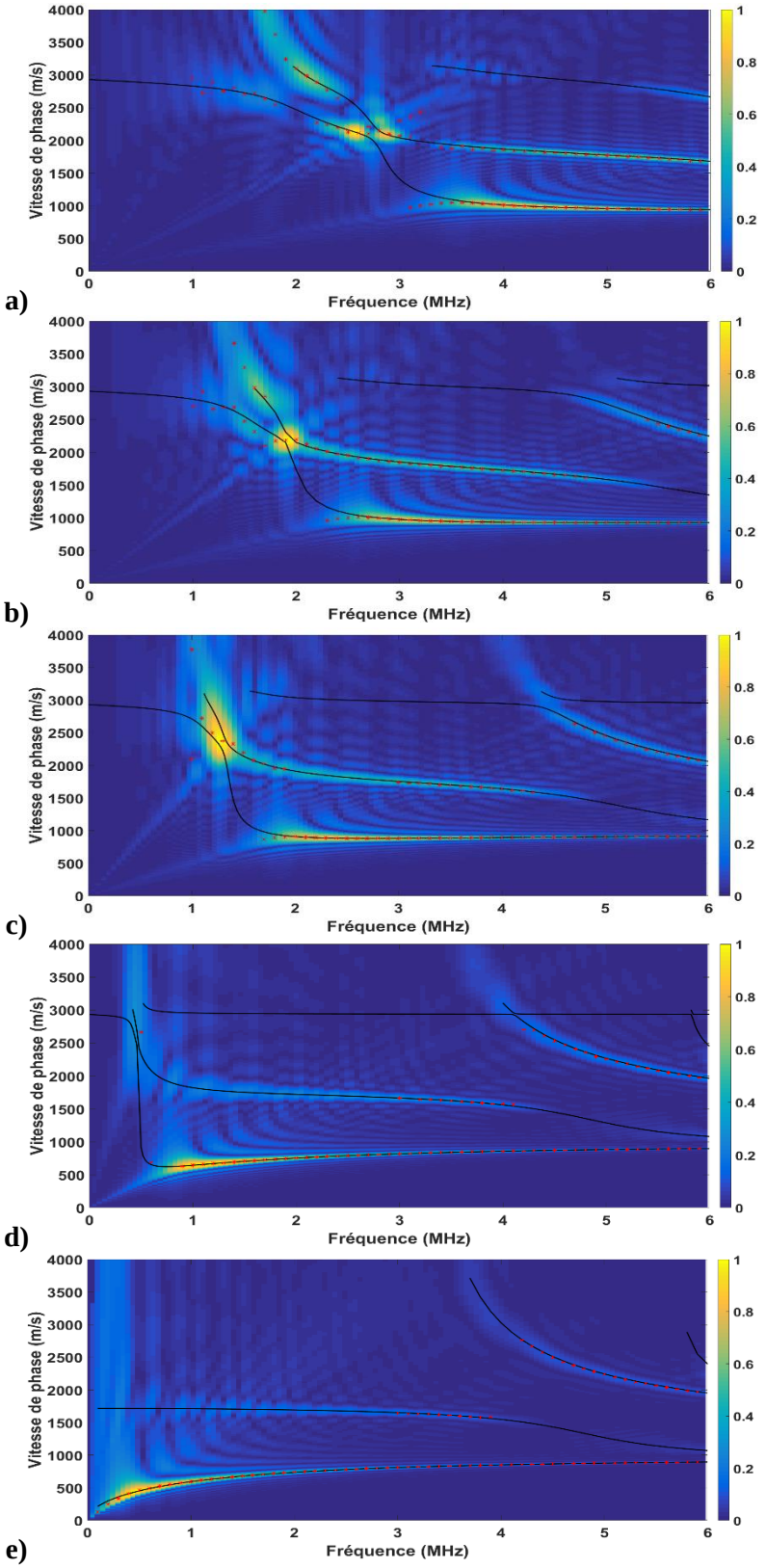


Figure 4.16 : Courbes de dispersion obtenues par simulations éléments finis pour un film en PET ($h = 155\ \mu m$) déposé sur un substrat en aluminium. Source et sondes sont positionnées à la surface du film. a) à e) : Niveaux d'adhérence 1 à 5.

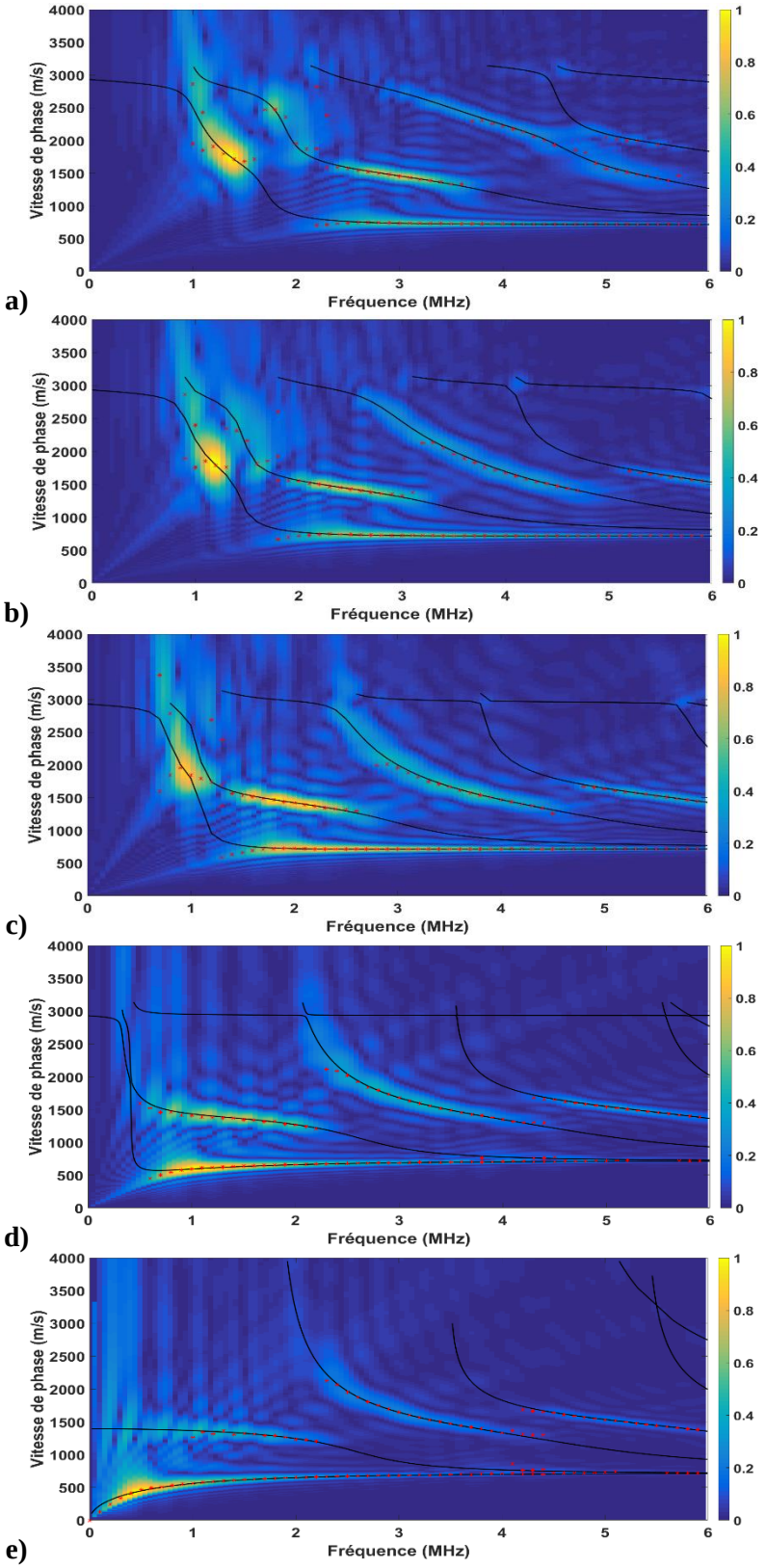


Figure 4.17 : Courbes de dispersion obtenues par simulations éléments finis pour un film en PVC ($h = 213\ \mu m$) déposé sur un substrat en aluminium. Source et sondes sont positionnées à la surface du film. a) à e) : Niveaux d'adhérence 1 à 5.

4. Autres configurations

D'autres configurations pour les positions de la source et des sondes ont été étudiées plus succinctement. Pour gagner du temps, les simulations ont été réalisées uniquement pour le modèle avec le film en PVC, puisque ce film a été le plus utilisé expérimentalement, et seuls les niveaux d'adhérence 1, 3 et 5 sont considérés.

Les deux configurations étudiées sont décrites par la Figure 4.18. La première consiste à placer les sondes à l'interface sur le substrat et la source à l'interface sur le film. Les courbes de dispersion calculées associées à la configuration 1 sont présentées sur la Figure 4.19. La source est située à l'interface côté substrat et les sondes à l'interface côté film pour la seconde configuration. Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure 4.20.

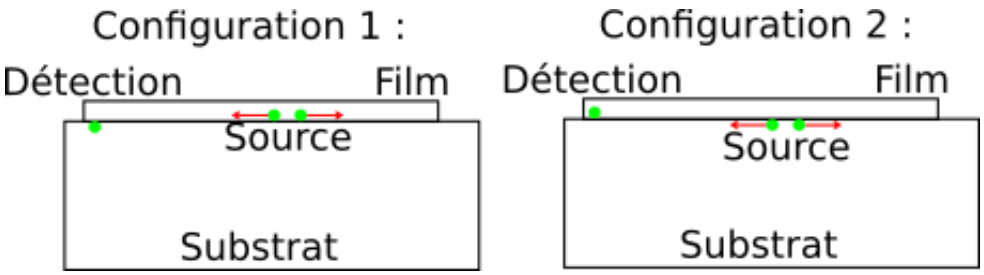


Figure 4.18 : Positions de la source et de la détection associées aux configurations 1 et 2.

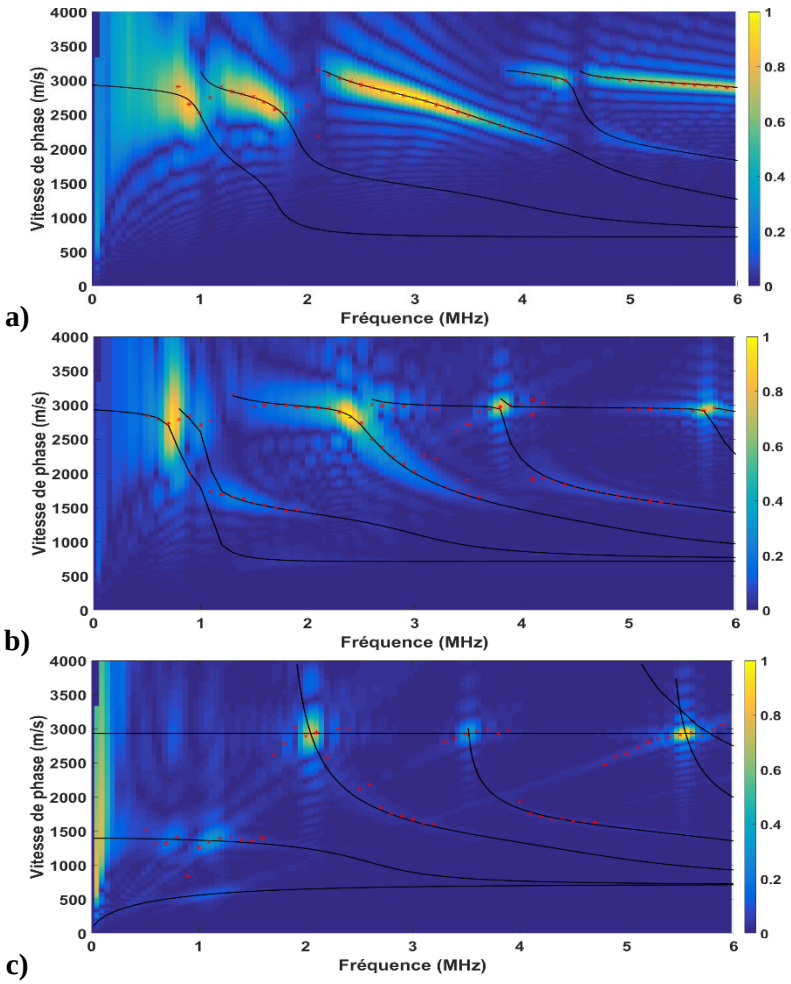


Figure 4.19 : Courbes de dispersion obtenues par simulations éléments finis pour un film en PVC ($h = 213\ \mu m$) déposé sur un substrat en aluminium. La source est positionnée à l'interface côté film et les sondes côté substrat. a) Niveau d'adhérence 1. b) Niveau d'adhérence 3. c) Niveau d'adhérence 5.

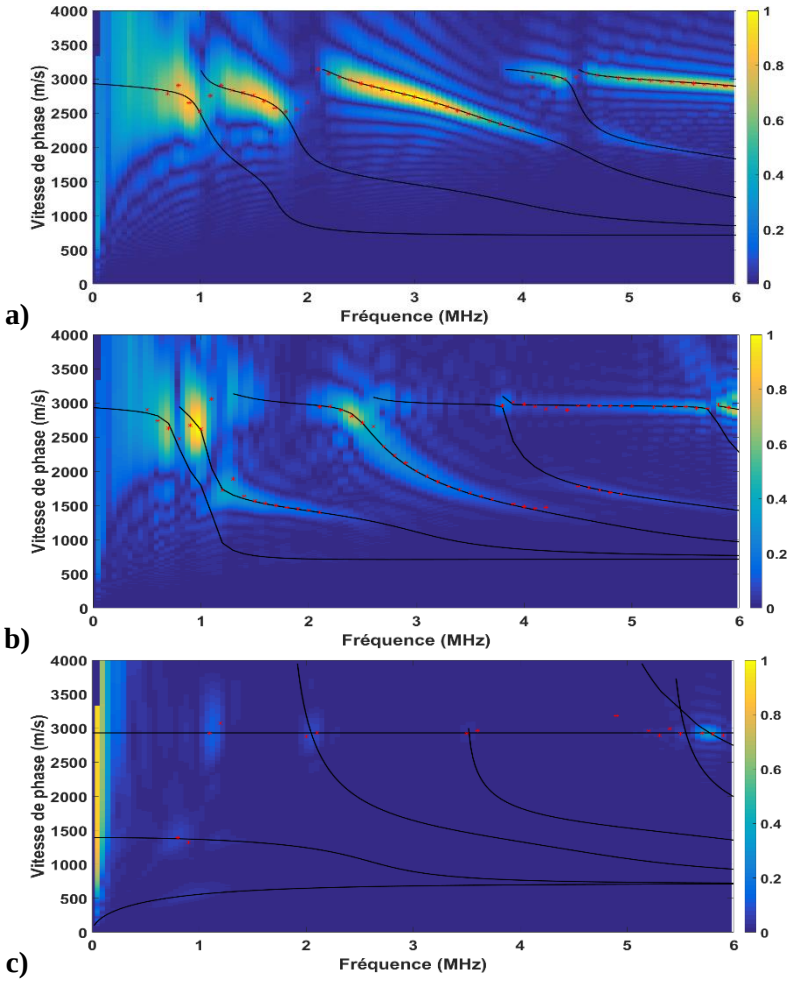


Figure 4.20 : Courbes de dispersion obtenues par simulations éléments finis pour un film en PVC ($h = 213\ \mu m$) déposé sur un substrat en aluminium. La source est positionnée à l'interface côté substrat et les sondes côté film. a) Niveau d'adhérence 1. b) Niveau d'adhérence 3. c) Niveau d'adhérence 5.

Pour de bonnes adhérences (Figures 4.19 a et 4.20 a), les courbes de dispersion obtenues sont très proches de celles présentées sur la Figure 4.14 a, correspondant à une bonne adhérence pour une excitation et une détection des ondes sur le substrat, au niveau de l'interface. Lorsque les conditions de contact sont proches du contact parfait, les portions des modes excitées se situent aux alentours de la vitesse de l'onde de Rayleigh dans le substrat et sont donc les mêmes que la génération et la détection soient situés sur le substrat ou sur le film du moment qu'elles soient localisées au niveau de l'interface.

Pour des adhérences intermédiaires (Figures 4.19 b et 4.20 b), les résultats obtenus sont différents de ceux présentés sur les Figures 4.14 c et 4.17 c. Dans le cas d'une génération et d'une détection à la surface du substrat au niveau de l'interface (Figure 4.14), les portions de modes générées sont situées aux alentours de la vitesse de l'onde de Rayleigh dans le substrat. Pour une génération et une détection à la surface du film (Figure 4.17), les parties des modes excitées tendent vers les modes de Lamb dans le film. Lorsque la source et les sondes sont situées de part et d'autre de l'interface, les modes excités tendent à la fois vers l'onde de Rayleigh dans le substrat et l'onde de Lamb dans le film (Figures 4.19 et 4.20). Quelques différences sont visibles entre les Figures 4.19 b et 4.20 b mais celles-ci sont relativement faibles.

Enfin, pour de mauvaises adhérences (Figures 4.19 c et 4.20 c), les résultats sont très différents de ceux présentés sur les Figures 4.14 e et 4.17 e. L'amplitude des signaux temporels obtenus par les sondes est 10 000 fois plus faible pour les configurations présentées sur la Figure 4.18 que pour celles visibles sur les Figures 4.12 et 4.15.

Pour une génération côté film et une détection côté substrat (configuration 1, Figure 4.19 c), les deux premiers modes de Lamb sont détectés faiblement aux alentours de $1\,MHz$. Dans cette configuration, une onde de Lamb est générée par la source dans la couche. L'amplitude détectée est extrêmement faible car le contact entre le film et le substrat est très mauvais, peu d'énergie acoustique est donc transmise au substrat. Les parties des modes excitées les plus fortement (aux alentours de $2\,MHz$, $3{,}5\,MHz$ et $5{,}5\,MHz$ et de $3000\,m.s^{-1}$) sont situées aux intersections entre les modes de Lamb dans la couche et l'onde de Rayleigh dans le substrat. Les mêmes phénomènes sont visibles lorsque l'onde est générée dans le substrat et détectée sur le film (configuration 2, Figure 4.20 c) mais les ondes sont générées avec des amplitudes plus faibles.

Conclusion

Ce chapitre a introduit et présenté le dispositif utilisé expérimentalement ainsi que les différentes techniques permettant de faire varier l'adhérence d'un échantillon. Les méthodes de traitement des signaux appliquées pour visualiser la dispersion des ondes acoustiques dans le plan temps-fréquence (pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée) et dans le plan fréquence-vitesse de phase (Matrix-Pencil) ont été explicitées. Les premiers résultats obtenus expérimentalement ont permis d'introduire la problématique du positionnement de la source.

Des simulations par éléments finis ont été réalisées et exploitées pour étudier l'influence de la position de la source sur la dispersion des ondes de surface dans une structure couche sur substrat lorsque l'adhérence varie. Il s'avère que les résultats diffèrent en fonction de la localisation. Lorsque l'adhérence diminue, les modes de Rayleigh excités tendent vers l'onde de Rayleigh dans le substrat pour une génération et une détection au niveau de l'interface sur le substrat. Pour une génération et une détection à la surface du film, les modes existants tendent alors vers les modes de Lamb dans la couche. Pour des situations intermédiaires, en générant et en détectant de part et d'autre de l'interface, les deux types d'onde semblent coexister mais les signaux observés sont alors de très faible amplitude.

L'influence de l'adhérence sur le comportement dispersif des ondes de surface est étudié expérimentalement par la suite.

Bibliographie du Chapitre 4

[1] P. Flandrin et B. Escudié, « Principe et mise en oeuvre de l'analyse temps-fréquence par transformation de Wigner-Ville », *Trait. Signal*, vol. 2, nº 2, p. 143-151, 1985.
[2] J. F. Allard, R. Bourdier, et C. Depollier, « Utilisation de la pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée pour la détermination de l'instant de fermeture de la glotte », *Trait. Signal*, vol. 4, p. 6, 1987.
[3] P. Flandrin, « Some features of time-frequency representations of multicomponent signals », in *ICASSP '84. IEEE International Conference on Acoustics, Speech, and Signal Processing*, San Diego, USA, 1984, vol. 9, p. 4.
[4] Y. S. Shin et J.-J. Jeon, « Pseudo Wigner–Ville Time-Frequency Distribution and Its Application to Machinery Condition Monitoring », *Shock Vib.*, vol. 1, nº 1, p. 65-76, 1993.
[5] F. Schöpfer *et al.*, « Accurate determination of dispersion curves of guided waves in plates by applying the matrix pencil method to laser vibrometer measurement data », *CEAS Aeronaut. J.*, vol. 4, nº 1, p. 61-68, avr. 2013.
[6] Y. Dammak, D. Mounier, N. Yaakoubi, J.-H. Thomas, et M.-H. Ghozlen, « Détermination expérimentale des courbes de dispersion des Ondes Acoustiques de Surface (SAW) se propageant dans des multicouches métalliques déposées sur substrat de silicium », présenté à Congrès Français d'Acoustique, Le Mans, France, 2016.
[7] Y. Hua et T. K. Sarkar, « Matrix Pencil method for estimating parameters of exponentially damped/undamped sinusoids in noise », *IEEE Trans. Acoust. Speech Signal Process.*, vol. 38, nº 5, p. 814-824, mai 1990.
[8] T. K. Sarkar et O. Pereira, « Using the matrix pencil method to estimate the parameters of a sum of complex exponentials », *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 37, nº 1, p. 48-55, févr. 1995.
[9] B. Le Neindre, « Constantes mécaniques - Coefficients d'élasticité », *Tech. Ing.*, p. 30, 1991.

Chapitre 5. Etude expérimentale de l'influence de l'adhérence sur le comportement dispersif des ondes acoustiques de surface

Table des matières du Chapitre 5

Introduction 150

I. Influence de la surface de contact du film en PVC avec le substrat 150

II. Contrôle de la surface de contact et de la pression appliquée aux films 157

1. Etude de l'adhérence du film en PET 157

2. Etude de l'adhérence du film en PVC 163

III. Quantification de l'adhérence par la résolution du problème inverse 174

1. Film en PET 175

2. Film en PVC 184

Conclusion 187

Introduction

Les échantillons utilisés, le dispositif expérimental et les premiers résultats expérimentaux ont été présentés précédemment. Nous avons mis en évidence l'importance de la localisation de la source sur le comportement des modes selon le niveau d'adhérence.

Ce dernier chapitre analyse les différents résultats expérimentaux obtenus. Une comparaison entre la dispersion des modes de Rayleigh, obtenue par la pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée, caractéristique d'une bonne et d'une mauvaise adhérence, est effectuée afin de pouvoir caractériser les conditions de contact.

Une première partie s'intéresse à l'adhérence du film en PVC. La surface de contact de ce film avec le substrat augmente en effet en fonction du temps et lors de l'application d'une faible pression. Plus l'aire de la surface de contact est importante, plus l'adhérence est élevée. Cela permet de confirmer que l'adhérence est bien la source des observations effectuées.

La deuxième partie présente les résultats induits sur le comportement dispersif des ondes de surface pour différentes techniques de variation de l'adhérence appliquées aux films en PET et en PVC. Lorsque l'adhérence est mauvaise, les modes de Rayleigh se propageant dans l'échantillon tendent en effet vers l'onde de Rayleigh dans le substrat. Il est alors possible de déterminer si le film adhère plus ou moins bien. Une étude de l'influence de la position de la source est ensuite réalisée. Celle-ci permet de confirmer la pertinence des résultats de simulation.

Finalement, la problématique de la quantification de l'adhérence est abordée au travers des courbes de dispersion expérimentales puis en remontant aux raideurs d'interface par problème inverse. Les limites de l'inversion rencontrées sont alors présentées.

I. Influence de la surface de contact du film en PVC avec le substrat

Nous avons vu dans le Chapitre 4 (Partie I.2.c) que la surface de contact du film en PVC augmente en fonction du temps lorsque le film est déposé sur un substrat relativement lisse et sans appliquer de pression sur celui-ci. La transparence du film rend possible la connaissance des zones où le contact avec le substrat est effectif en fonction de son aspect.

La Figure 5.1 présente ce phénomène pour un morceau de film en PVC déposé sur un substrat en aluminium. Lors de la pose du film, il n'est pas possible de visualiser les signes caractéristiques de la présence d'une surface de contact entre le substrat et le film. Celui-ci adhère au substrat en certaines positions mais les dimensions de celles-ci sont trop faibles pour être visibles à l'œil nu : la surface de contact du film avec le substrat est alors considérée comme nulle et l'adhérence est mauvaise.

La photographie de la Figure 5.1 a est prise environ deux heures après l'application du film : des traces blanchâtres sont apparues. Celles-ci sont le signe de l'apparition d'une surface de contact entre le film et le substrat. L'adhérence globale du film a donc augmenté puisque les positions auxquels il est en contact avec le substrat sont plus nombreuses.

La seconde photographie (Figure 5.1 b) est prise une heure après et montre que cette surface s'est agrandie. Entre les instants correspondant à la pose du film et à chacune des photographies, le film est simplement laissé sur le substrat. Sa surface de contact a augmenté en fonction du temps.

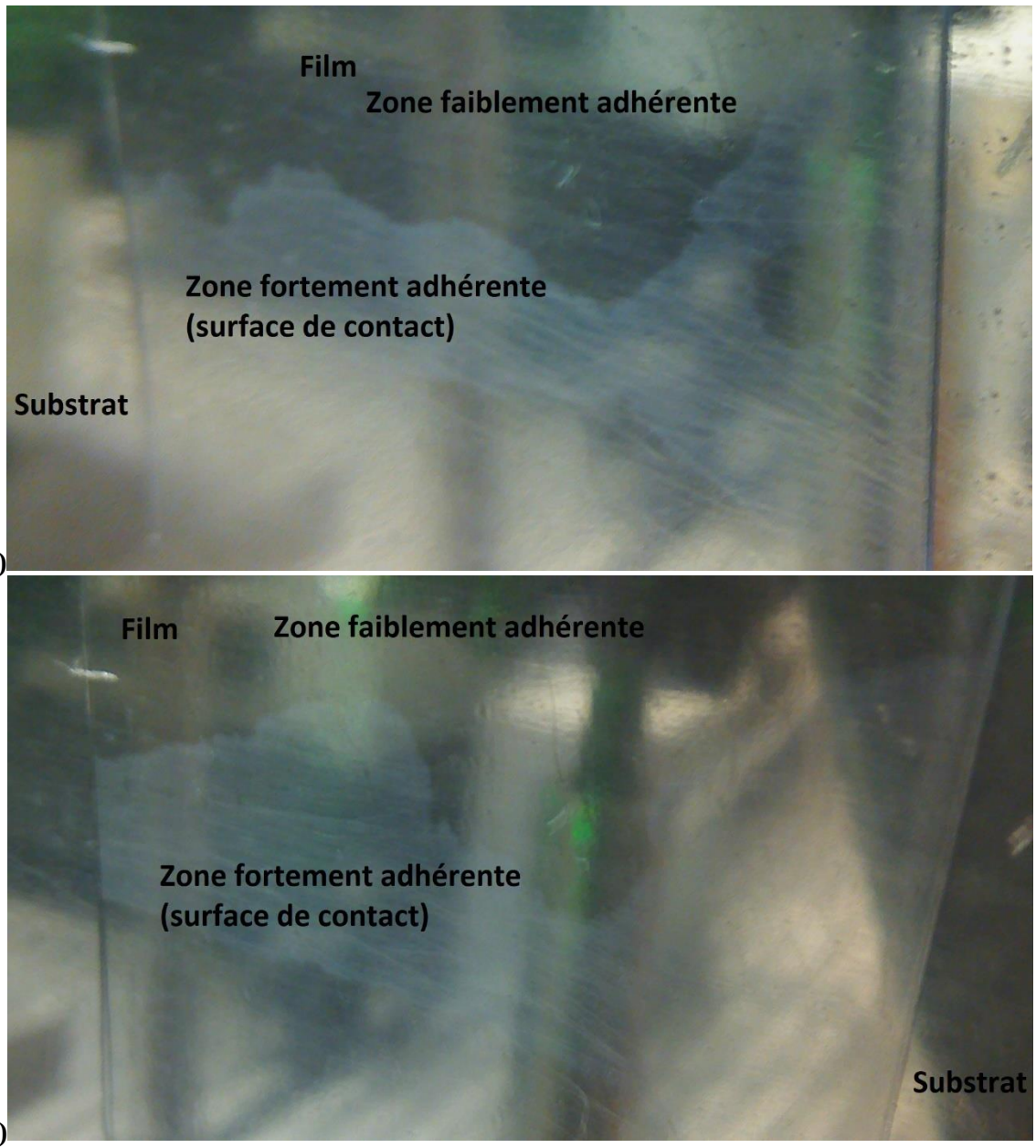


Figure 5.1 : Augmentation de la surface de contact du film en PVC avec le substrat en aluminium au cours du temps. La photographie b a été prise une heure plus tard que la photographie a.

Plusieurs expériences ont été réalisées pour déterminer si ce phénomène était répétitif. Il s'avéra que pour différents morceaux de film, les durées nécessaires à l'augmentation de la surface de contact, la localisation où cette surface s'initie ainsi que les directions dans lesquelles elle s'étend varient énormément.

Les Figures 5.2 et 5.3 représentent respectivement les signaux temporels acquis et les modules des pseudo-distributions de Wigner-Ville lissées calculées pour une structure composée d'un film en PVC déposé sur le substrat en aluminium. Les Figures 5.2 a et 5.3 a présentent respectivement le signal et sa pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée lorsque l'acquisition est réalisée directement après la pose du film, lorsqu'aucun signe de surface de contact n'est visible (le film adhère faiblement au substrat), et les Figures 5.2 b et 5.3 b environ 18 heures après, lorsque la surface de contact recouvre tout le film.

Les paramètres d'acquisition et de traitement des signaux sont les mêmes pour tout le chapitre : les signaux temporels sont acquis sur 5000 points avec une période d'échantillonnage de $2\,ns$, un zero-padding est utilisé pour rajouter 5000 zéros aux signaux avant l'application de la pseudo-distribution de

Wigner-Ville lissée, dont le fenêtrage est réalisé grâce à une fenêtre d'une durée de 0,3 μs pour le lissage fréquentiel et de 0,1 μs pour le lissage temporel.

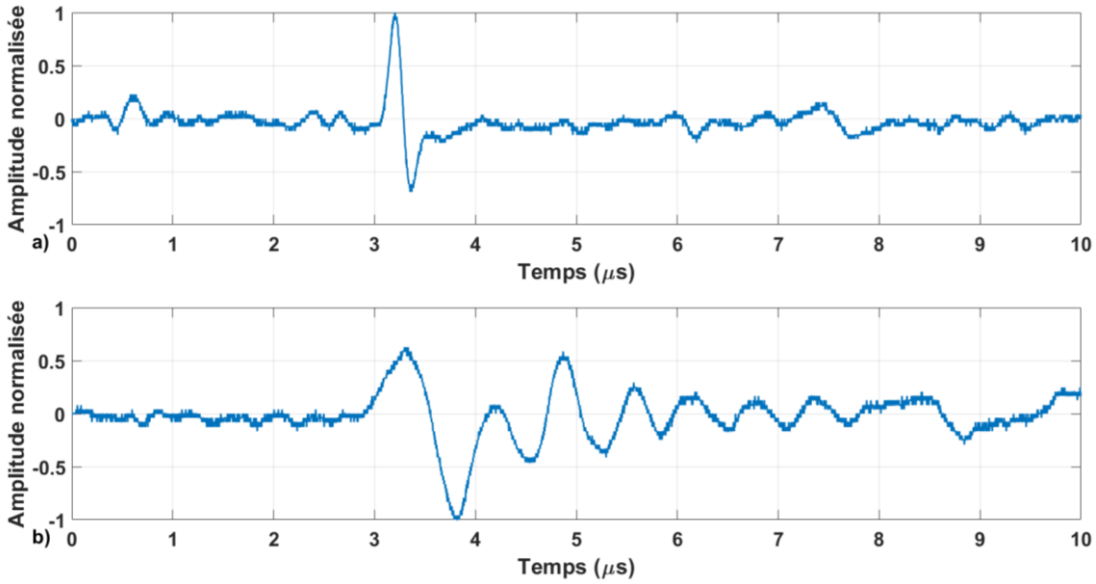


Figure 5.2 : Signaux temporels associés à un film sans surface de contact visible (a) et plusieurs heures après lorsque la surface de contact s'est étendue sur tout le film (b).

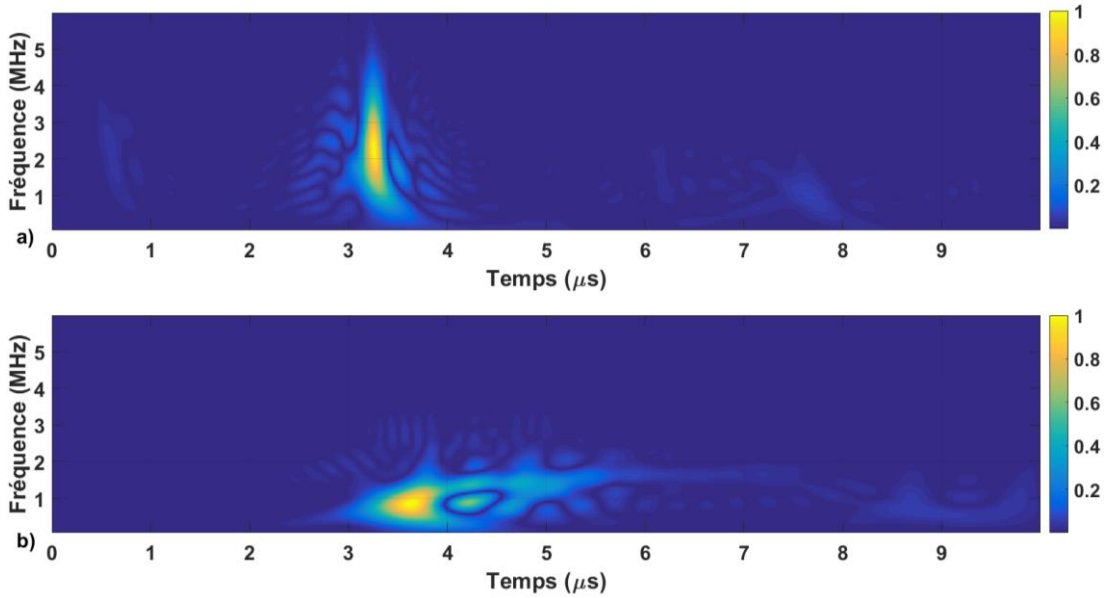


Figure 5.3 : Pseudo-distributions de Wigner-Ville lissées associées aux signaux temporels de la Figure 5.2. a) Figure 5.2 a et b) Figure 5.2 b.

L'onde de surface se propageant sur l'échantillon lorsque l'adhérence est mauvaise (Figures 5.2 a et 5.3 a, lorsqu'aucun signe d'une surface de contact n'est présent sur le film) est très peu dispersive, sauf en basse fréquence (en dessous de 1 MHz). Une mesure du temps de vol pour la partie haute fréquence donne une vitesse de propagation $V = 2940\ m.s^{-1}$, ce qui correspond à la vitesse de l'onde de Rayleigh dans le substrat. Cette partie correspond donc à une onde de surface générée dans le substrat en aluminium et faiblement influencée par la présence du film en basse fréquence, là où les longueurs d'onde sont plus importantes, ce qui explique la faible dispersion observée en dessous de 1 MHz.

Les Figures 5.2 b et 5.3 b présentent les résultats correspondant à une adhérence de meilleure qualité que dans le cas précédent puisqu'une surface de contact est visible sur tout le film. L'onde s'y propageant est bien plus dispersive et uniquement des basses fréquences (inférieures à 2 MHz) sont

excitées. Les basses fréquences sont en avances sur les hautes fréquences, ce qui correspond bien au comportement des modes de Rayleigh en configuration « loading ».

Laisser simplement le film posé sur le substrat a permis à celui-ci d'augmenter sa surface de contact, et donc son adhérence, en fonction du temps. Les ondes acoustiques permettent d'observer cette différence puisque leur dispersion est plus importante lorsqu'elles se propagent sur cette surface de contact entre le film et le substrat.

Une autre expérience sur un autre morceau du film est alors réalisée à plusieurs instants pour essayer d'obtenir plusieurs niveaux d'adhérence. La Figure 5.4 représente les quatre configurations étudiées. Les signaux ainsi obtenus sont présentés sur la Figure 5.5 et la Figure 5.6 montre les pseudo-distributions de Wigner-Ville qui leurs sont associées.

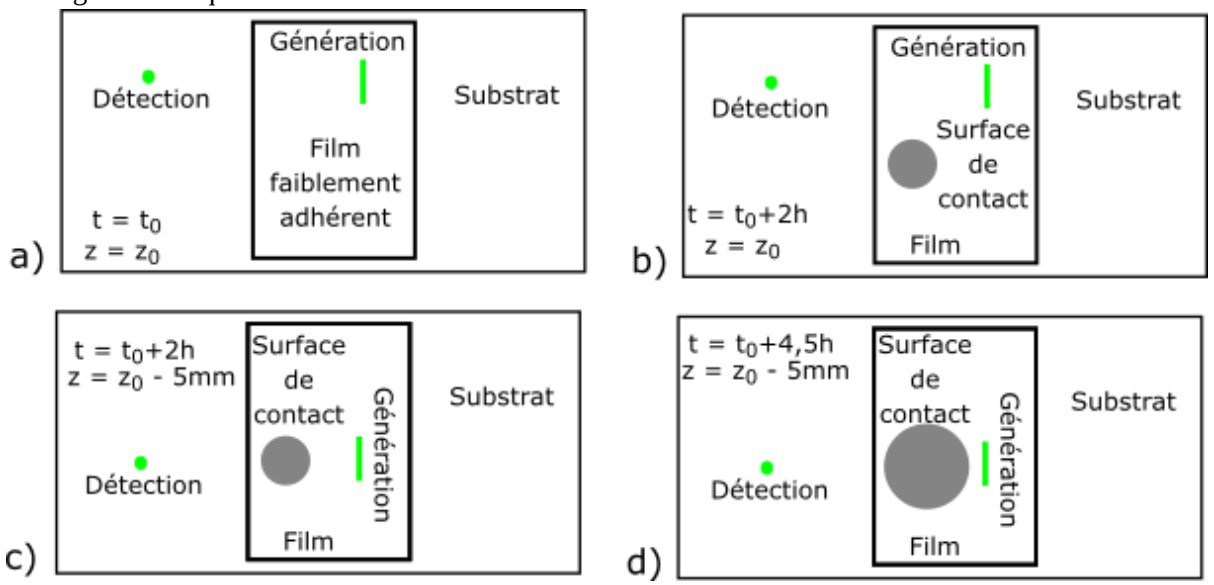


Figure 5.4 : Configurations associées aux signaux de la Figure 5.5. a) Film faiblement adhérent. b) Une surface de contact s'est créée sur le film mais l'onde ne se propage pas dessus. c) L'onde se propage sur la surface de contact. d) La surface de contact s'est agrandie.

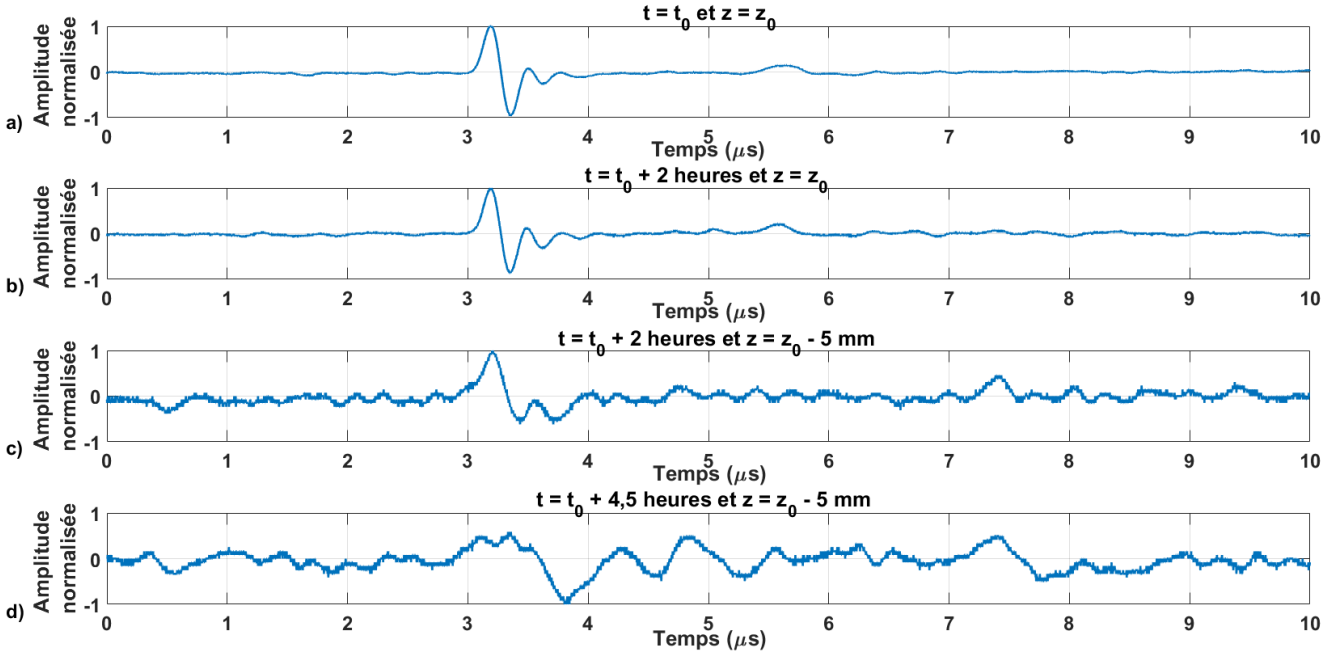


Figure 5.5 : Signaux temporels acquis sur un film en PVC déposé sur un substrat en aluminium et présentant différentes conditions de contact selon l'instant et la position. a) Instant initial t_0 et position initiale z_0. b) Instant $t = t_0 + 2\ heures$ et position z_0. c) Instant $t = t_0 + 2\ heures$ et position $z = z_0 - 5\ mm$. d) Instant $t = t_0 + 4,5\ heures$ et position $z = z_0 - 5\ mm$.

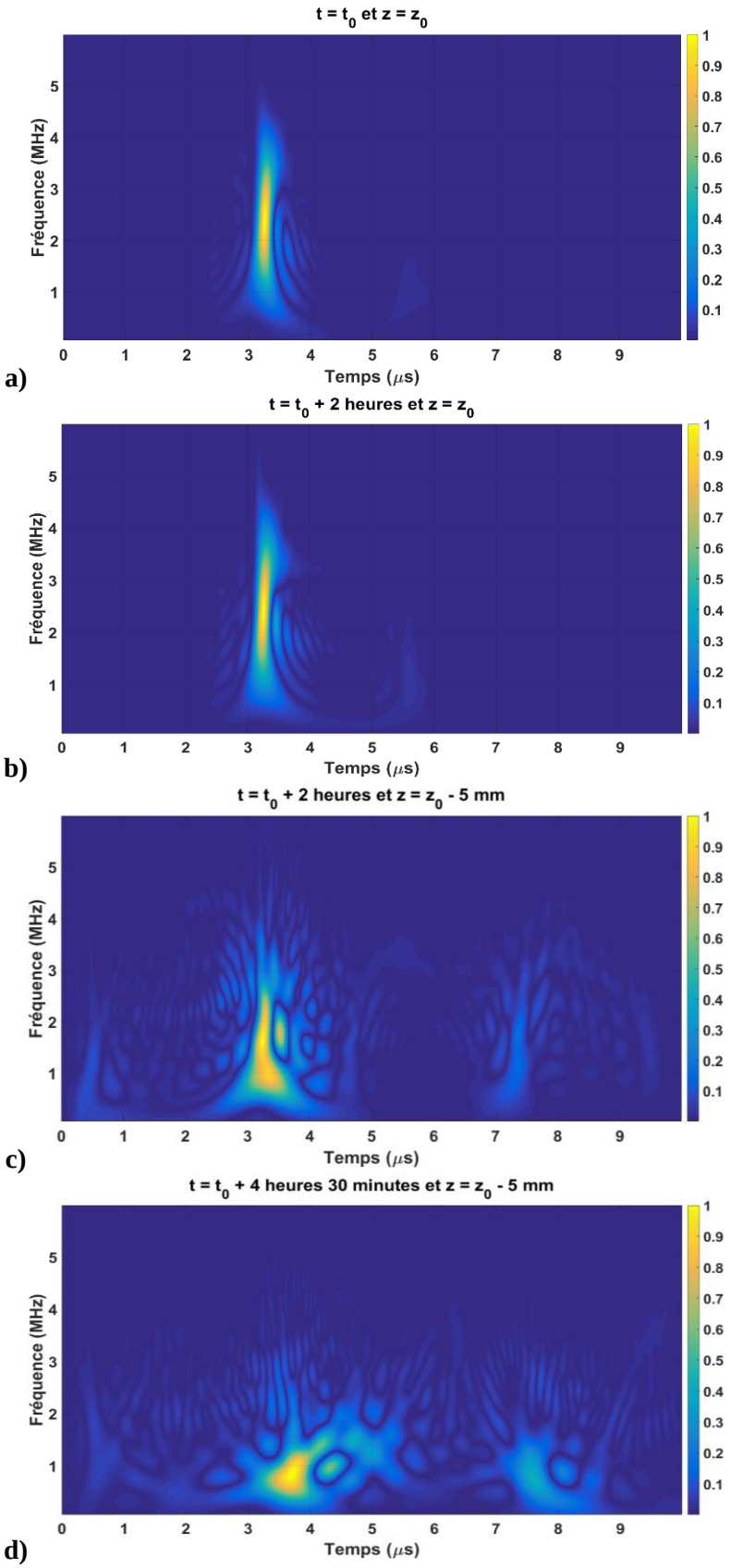


Figure 5.6 : a) à d) : Pseudo-distributions de Wigner-Ville lissées associées respectivement aux signaux temporels a) à d) de la Figure 5.5.

Le signal sur la Figure 5.5 a est obtenu à $t = t_0$, ce qui correspond à l'instant où le film est déposé sur le substrat. Lors de cette acquisition, aucune surface de contact synonyme d'une adhérence de meilleure qualité n'est visible sur le film : celui-ci adhère alors faiblement au substrat. Le signal obtenu se rapproche là encore de celui associé à une onde de Rayleigh dans le substrat, synonyme d'une très mauvaise condition de contact : le film adhère au substrat mais trop faiblement pour influencer de manière significative la propagation de l'onde de surface générée sur celui-ci.

Le signal de la Figure 5.5 b est acquis 2 heures après dans la même configuration que le signal de la Figure 5.5 a. Une surface de contact s'est créée sur le film. Cependant, l'onde ne se propage pas sur celle-ci, comme le montre la Figure 5.4 b. Le signal détecté est alors identique à celui obtenu sur la Figure 5.5 a, à l'instant $t = t_0$ lors de la pose du film. Malgré que l'adhérence globale du film ait augmenté du fait de la création d'une surface de contact où l'adhérence est plus élevée, l'influence de cette augmentation d'adhérence n'influence pas l'onde acoustique. En effet, la zone du film sur laquelle a lieu la propagation est faiblement adhérente.

Le signal de la Figure 5.5 c est obtenu juste après celui de la Figure 5.5 b, en déplaçant l'échantillon de 5 mm pour situer la génération dans la zone où une surface de contact est visible. La pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée de la Figure 5.6 c et le signal de la Figure 5.5 c auquel elle est associée montrent que l'allure et la dispersion sont encore fortement similaire à celles de l'onde de Rayleigh dans le substrat. Cependant, l'onde de surface devient dispersive en basse fréquence, ce qui prouve que le film influence sa propagation. La meilleure adhérence de cette partie du film peut donc être constatée en analysant la dispersion des ondes de surface.

Enfin, le signal de la Figure 5.5 d est obtenu environ 4,5 heures après la pose du film à la même position de celui de la Figure 5.5 c, comme présenté sur les Figures 5.4 c et 5.4 d. La zone adhérente s'est grandement étendue et occupe une plus grande surface. L'onde de surface est alors bien plus dispersive et comparable à celles présentées sur les Figures 5.2 b et 5.3 b. Seules les basses fréquences sont là encore excitées et une augmentation de la fréquence induit un temps d'arrivé de l'onde plus important, comme observé précédemment. La meilleure adhérence du film influence donc là encore la dispersion des ondes acoustiques de surface.

Les Figures 5.7 et 5.8 représentent les signaux temporels et leurs pseudo-distributions de Wigner-Ville obtenus en initiant cette fois l'apparition de la surface de contact via une faible pression locale appliquée sur le film. Celle-ci permet ainsi de le rapprocher du substrat et d'initier l'endroit où la surface de contact se créer, afin de placer directement la zone adhérente sur le trajet de propagation de l'onde.

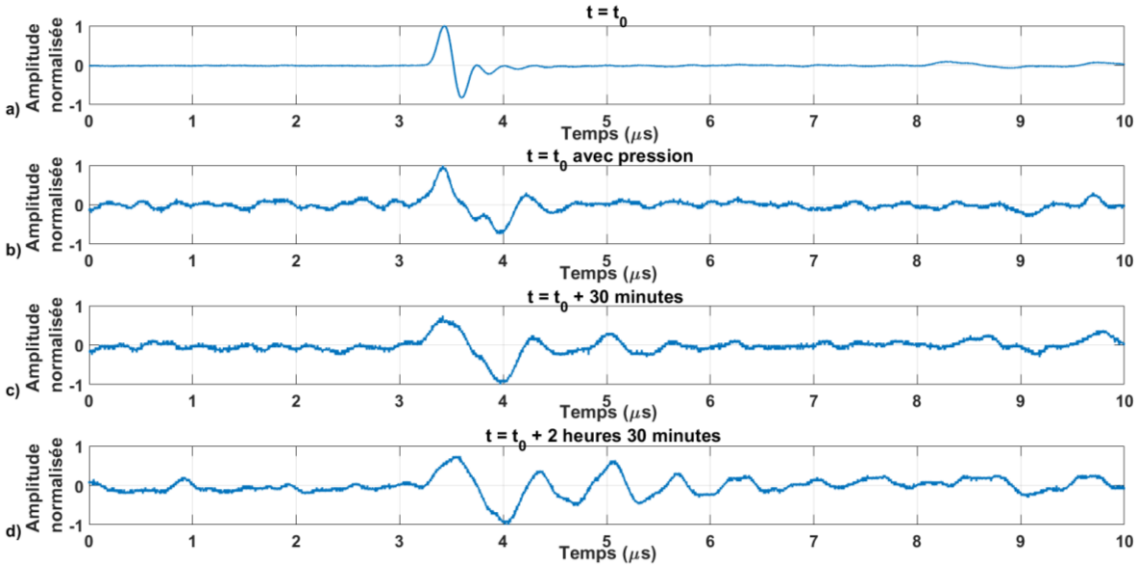


Figure 5.7 : Signaux temporels acquis sur un film en PVC déposé sur un substrat en aluminium à différents instants. a) Instant $t = t_0$. b) Instant $t = t_0$ après application une faible pression. c) Instant $t = t_0 + 0,5$ *heures*. d) Instant $t = t_0 + 2,5$ *heures*.

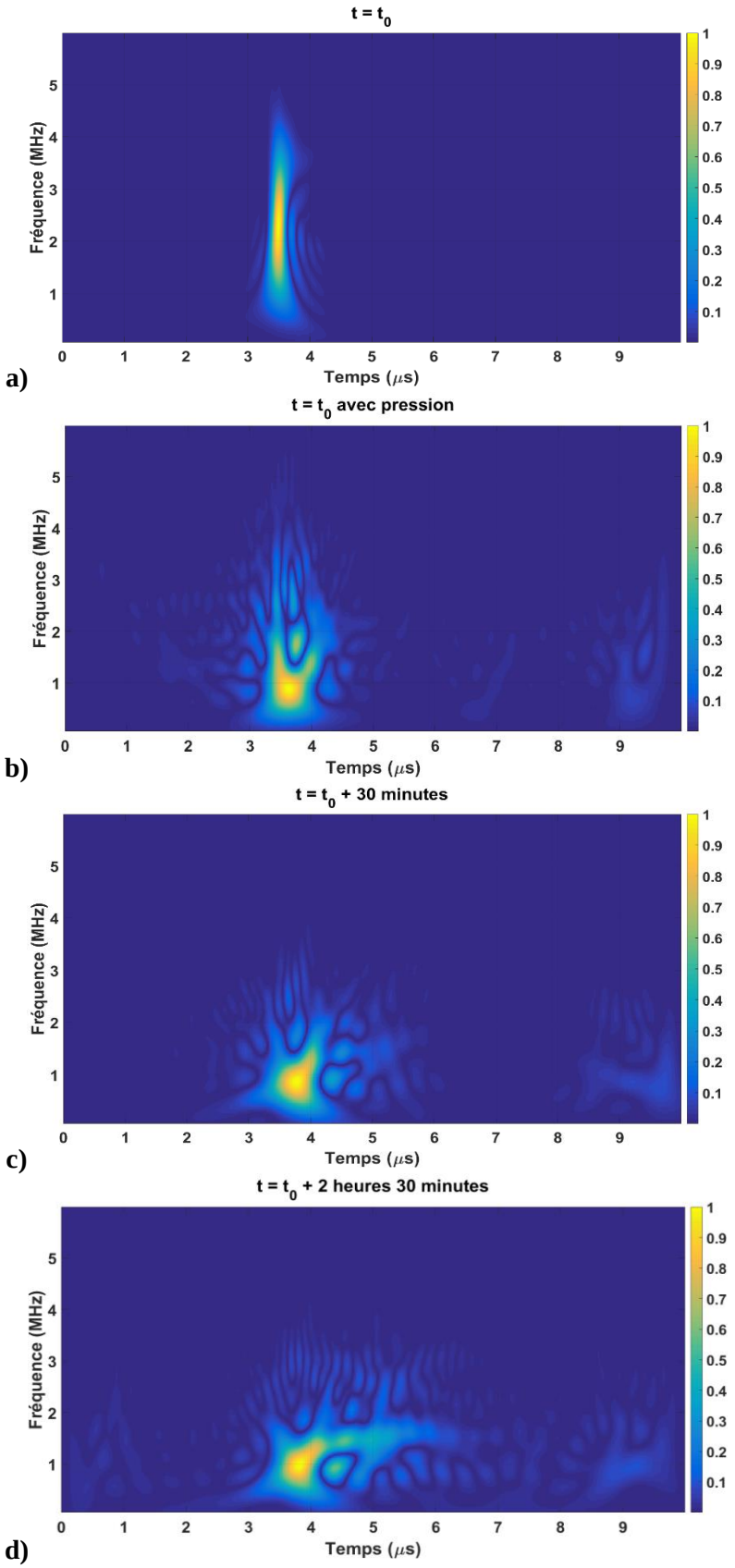


Figure 5.8 : a) à d) : Pseudo-distributions de Wigner-Ville lissées associées respectivement aux signaux temporels a) à d) de la Figure 5.7.

Le signal de la Figure 5.7 a correspond à l'acquisition réalisée lors de la pose du film, l'allure de l'onde de surface générée est alors presqu'identique à celle de l'onde de Rayleigh dans le substrat. Le signal de la Figure 5.7 b est obtenu après l'application d'une légère pression sur le chemin de propagation de l'onde. La surface de contact créée de cette manière influence l'onde de surface lorsqu'elle s'y propage. Elle devient alors dispersive. La petite taille de la surface de contact induit seulement un faible décalage dans le temps d'arrivée des composantes fréquentielles, ce qui explique que le signal est encore relativement semblable à celui de l'onde de Rayleigh dans le substrat. Néanmoins, la pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée (Figure 5.8 b) laisse entrevoir une dispersion relativement importante des composantes basse fréquence.

Le signal de la Figure 5.7 c est acquis après avoir laissé le temps à la surface de contact initiée par la faible pression de s'étendre de proche en proche et donc à l'adhérence du film d'augmenter. Le signal obtenu est alors plus dispersif (Figure 5.8 c). La dispersion est semblable à celle observée sur le signal de la Figure 5.7 b (et à sa pseudo-distribution de Wigner-Ville présentée Figure 5.8 b). La composante non-dispersive, associée à l'onde de Rayleigh dans le substrat et visible entre environ 1,5 MHz et 4 MHz aux alentours de 3,3 μs sur la Figure 5.8 b, n'est cependant plus présente.

Enfin, le signal de la Figure 5.7 d est obtenu après avoir laissé le film reposer encore 2 heures après l'acquisition du signal de la Figure 5.7 c. La zone adhérente s'est donc encore étendue et recouvre une surface du film plus importante. La dispersion obtenue sur la Figure 5.8 d est très semblable à celle de la Figure 5.7 c mais cette fois les composantes haute fréquence (situées aux alentours de 1,5 MHz) sont bien plus dispersives. Ceci est dû à une meilleure adhérence du film et à une plus grande distance de propagation de l'onde sur la surface de contact.

Ces premiers résultats montrent que l'adhérence des films utilisés est caractérisable par la dispersion des ondes de surface générées dans le substrat, à l'interface avec le film. Une faible adhérence induit une faible influence du film sur la propagation des modes de Rayleigh excités. Lorsque l'adhérence augmente, le film modifie plus fortement le comportement de l'onde en affectant d'abord les composantes de basse fréquence, puis celles de plus haute fréquence. Il s'avère que des paramètres comme la surface de contact du film et la pression appliquée sur celui-ci lors de sa pose sur le substrat influencent l'adhérence.

Des séries d'acquisitions sont ensuite réalisées en essayant de calibrer au mieux les paramètres influençant l'adhérence des films. Du téflon, ainsi que différentes masses possédant une surface identique, sont utilisés pour maîtriser la surface de contact et la pression appliquée sur le film.

II. Contrôle de la surface de contact et de la pression appliquée aux films

1. Etude de l'adhérence du film en PET

Un premier procédé est appliqué au film en PET. Celui-ci consiste à déposer du téflon sur la surface adhésive du film à travers les grilles présentées au Chapitre 4 afin de pouvoir contrôler sa répartition. Plus la surface du film recouverte de téflon est importante, plus la surface de contact entre le film et le substrat est faible.

Puisque l'adhérence des films dépend aussi de la pression appliquée sur ceux-ci lors de leur pose, il est important de pouvoir quantifier celle-ci. Pour ce faire, des masses de 50 g sont utilisées. Puisque chacune des masses possède la même surface, il est alors possible de ramener le poids appliqué directement à une pression.

La manipulation réalisée est la suivante : le film est d'abord posé sur le substrat sans appliquer de pression, et une première mesure est effectuée. Une masse de 50 g est ensuite posée sur le film pendant

5 s pour appliquer une pression, et une autre acquisition est faite. Deux masses de 50 g sont ensuite déposées pendant 5 s sur le film, et une autre mesure est réalisée. Le procédé est répété identiquement jusqu'à avoir déposé 5 masses de 50 g sur le film. Les masses sont retirées de la surface du film lors des acquisitions pour conserver les conditions de surface libre.

La manipulation est ensuite répétée sur le même film après l'avoir décollé et replacé sur le substrat. Du téflon est d'abord déposé à travers la grille la plus faiblement trouée (grille trouée sur environ 20 % de sa surface) sur sa face adhésive pour créer une faible surface antiadhérente. Le procédé est ensuite réitéré après avoir déposé du téflon à travers les grilles moyennement et fortement trouées (grilles trouées respectivement sur environ 50 % et 80 % de leur surface). Le film est repositionné à chaque fois au même endroit sur le substrat pour que les chemins de propagation soient à chaque fois identiques.

Au total, 24 mesures sont réalisées avec 6 pressions différentes appliquées chacune pour 4 surfaces de contact différentes.

Les Figures 5.9 à 5.12 représentent les signaux temporels associés à chaque surface de contact : la Figure 5.9 correspond au cas sans téflon, la Figure 5.10 lorsque le téflon est déposé à travers la grille faiblement trouée (faible surface antiadhérente), la Figure 5.11 à travers la grille moyennement trouée et la Figure 5.12 à travers la grille grandement trouée (grande surface antiadhérente). Dans le cas de la Figure 5.9, le film en PET étant relativement peu sensible à la pression lorsque du téflon n'est pas déposé dessus (celui-ci adhère assez fortement même sans pression appliquée), seules la première (sans pression appliquée) et la dernière (la pression la plus importante appliquée) configuration sont présentées.

Les Figures 5.13 à 5.16 représentent les pseudo-distributions de Wigner-Ville associées aux signaux temporels des Figures 5.9 à 5.12 respectivement. Là encore, pour les mesures effectuées sur le film sans dépôt de téflon (Figure 5.13), seule la première (Figure 5.13 a) et la dernière configuration (Figure 5.13 b) sont présentées puisque celles-ci sont quasi identiques.

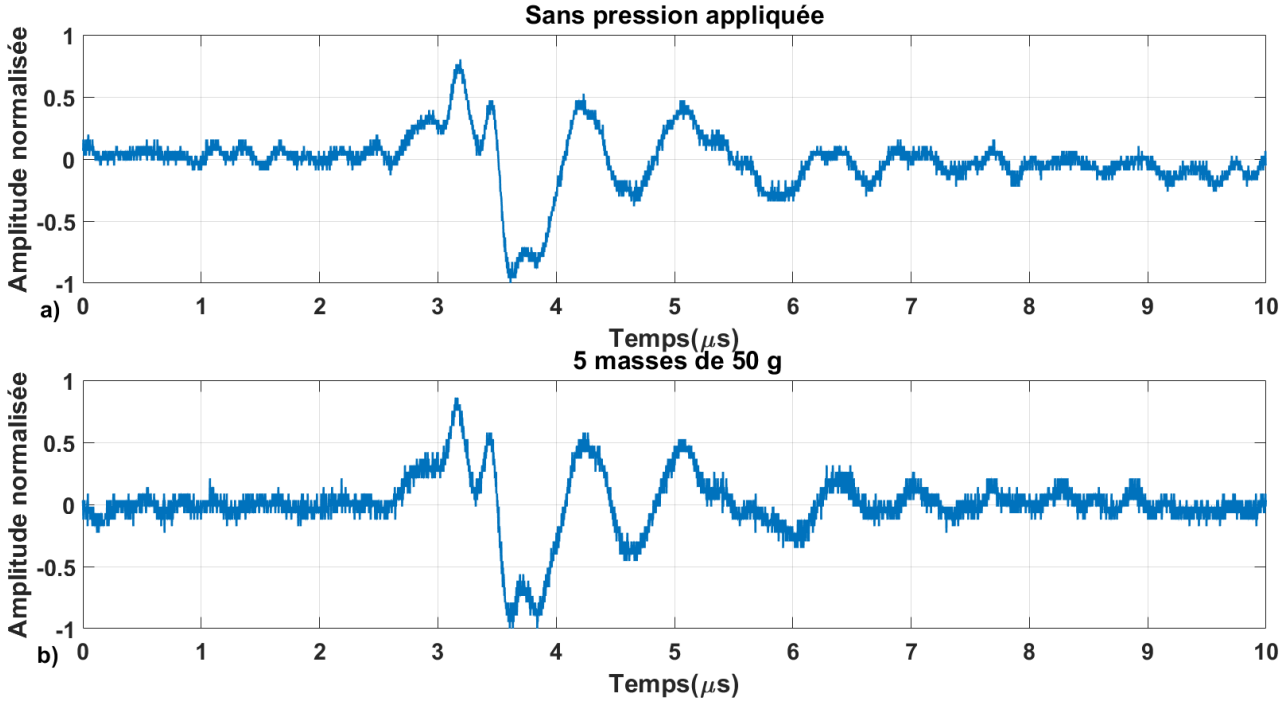


Figure 5.9 : Signaux temporels obtenus pour un film en PET déposé sur le substrat en aluminium sans appliquer de téflon. a) Sans appliquer de pression sur le film. b) Après avoir déposé une masse sur le film en augmentant celle-ci de 50 g toutes les 5 secondes jusqu'à atteindre 5 masses.

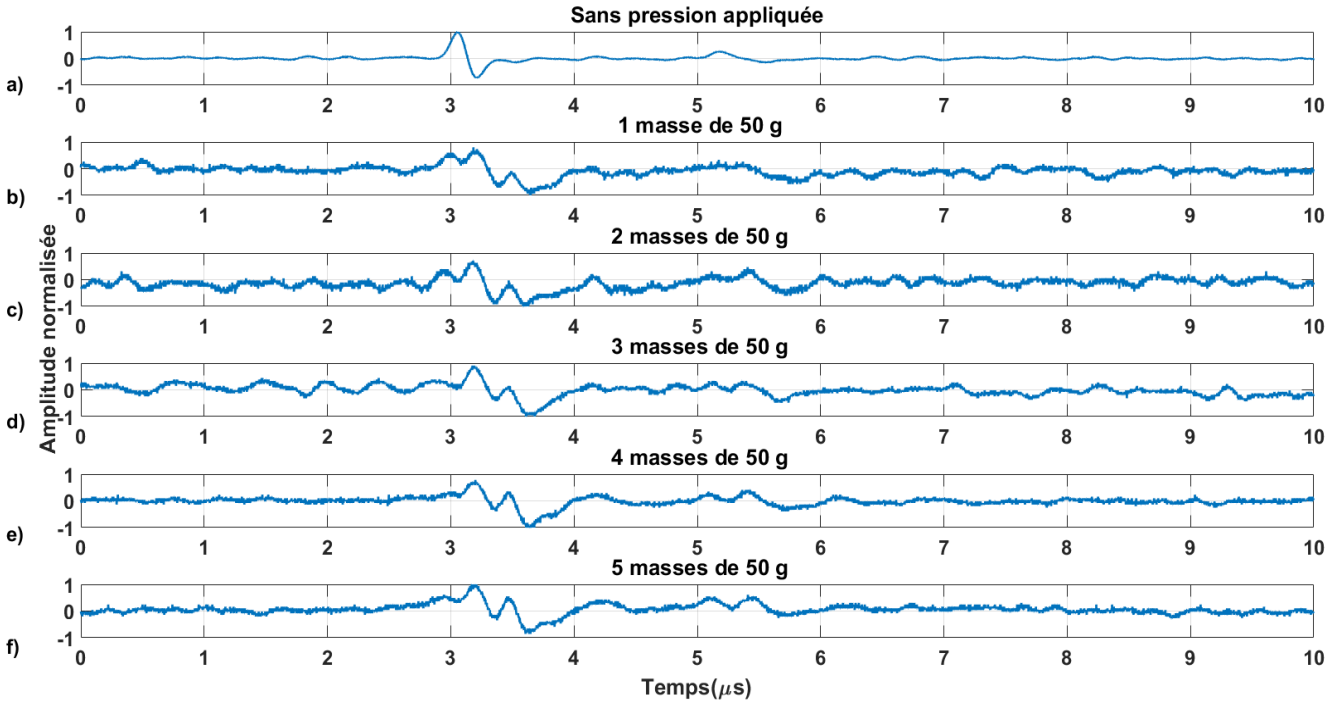


Figure 5.10 : Signaux temporels obtenus pour un film en PET déposé sur le substrat en aluminium après avoir appliqué du téflon à travers la grille faiblement trouée. a) Sans appliquer de pression sur le film. b) à f) Après avoir appliqué une masse sur le film en augmentant celle-ci de 50 g toutes les 5 secondes jusqu'à atteindre 250 g.

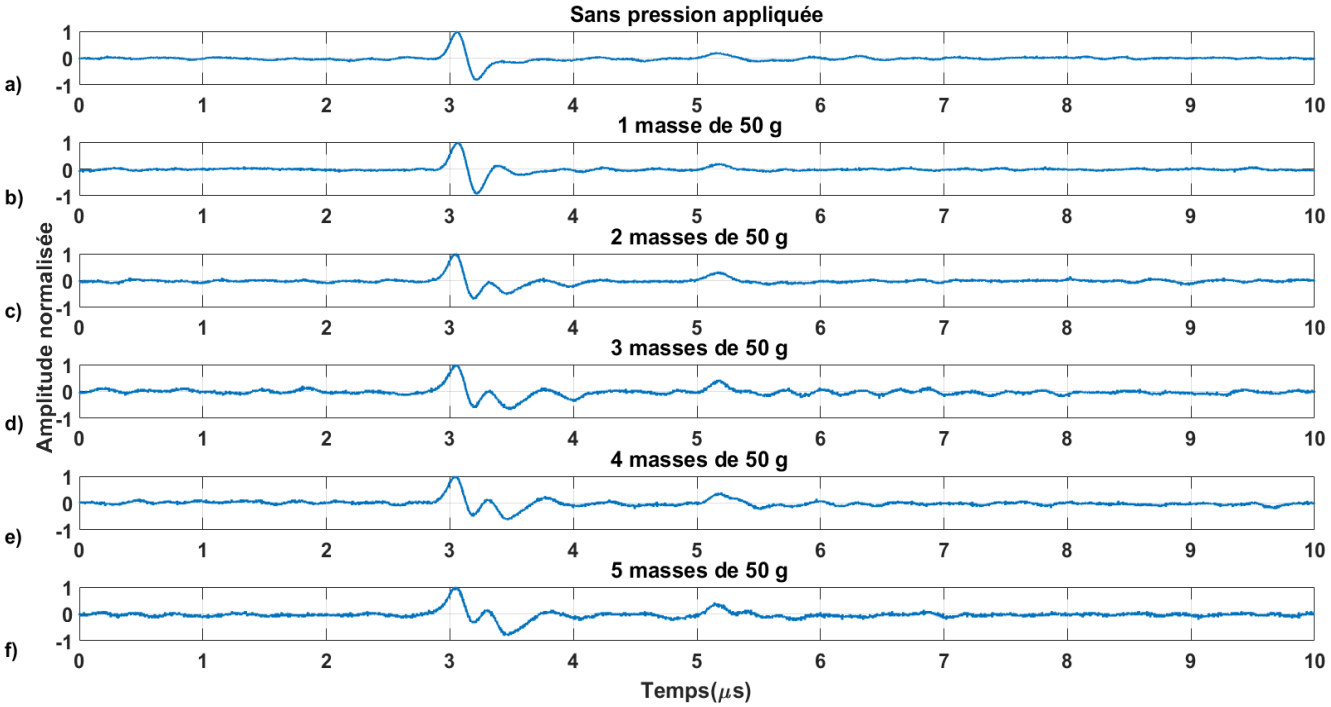


Figure 5.11 : Signaux temporels obtenus pour un film en PET déposé sur le substrat en aluminium après avoir appliqué du téflon à travers la grille moyennement trouée. a) Sans appliquer de pression sur le film. b) à f) Après avoir appliqué une masse sur le film en augmentant celle-ci de 50 g toutes les 5 secondes jusqu'à atteindre 250 g.

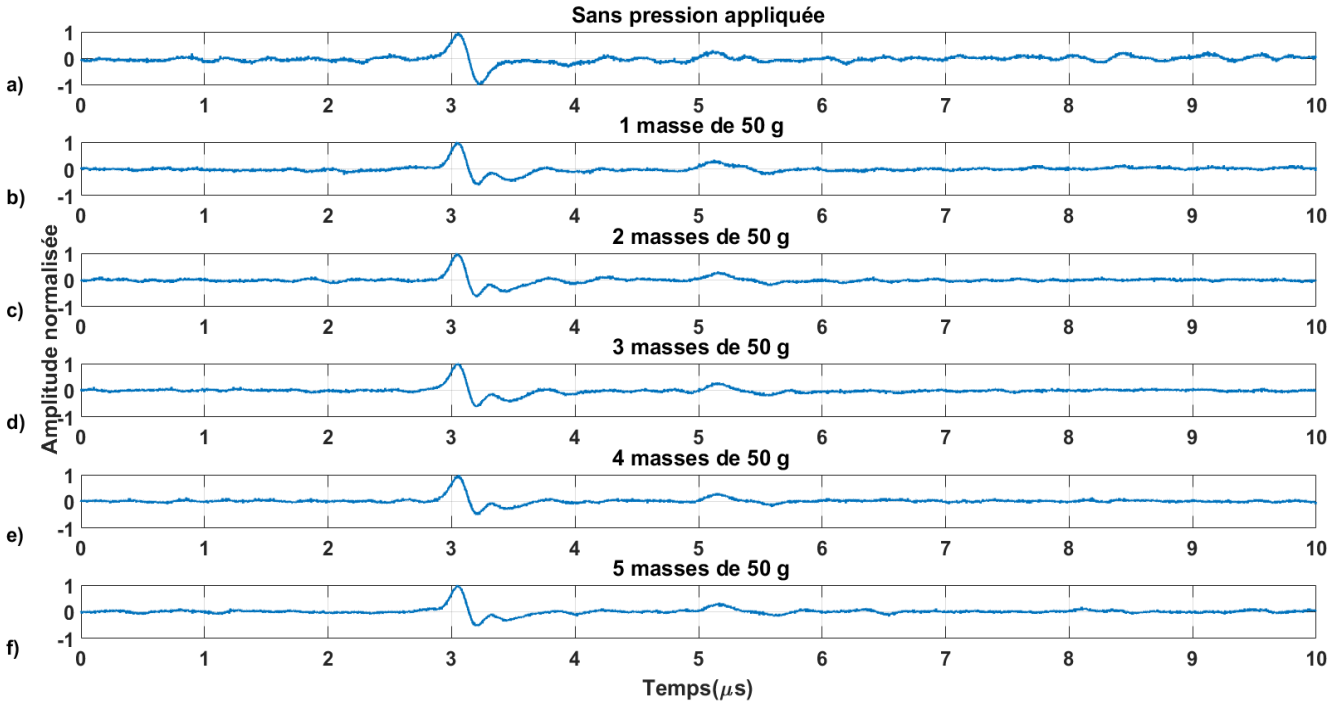


Figure 5.12 : Signaux temporels obtenus pour un film en PET déposé sur le substrat en aluminium après avoir appliqué du téflon à travers la grille grandement trouée a) Sans appliquer de pression sur le film. b) à f) Après avoir appliqué une masse sur le film en augmentant celle-ci de 50 g toutes les 5 secondes jusqu'à atteindre 250 g.

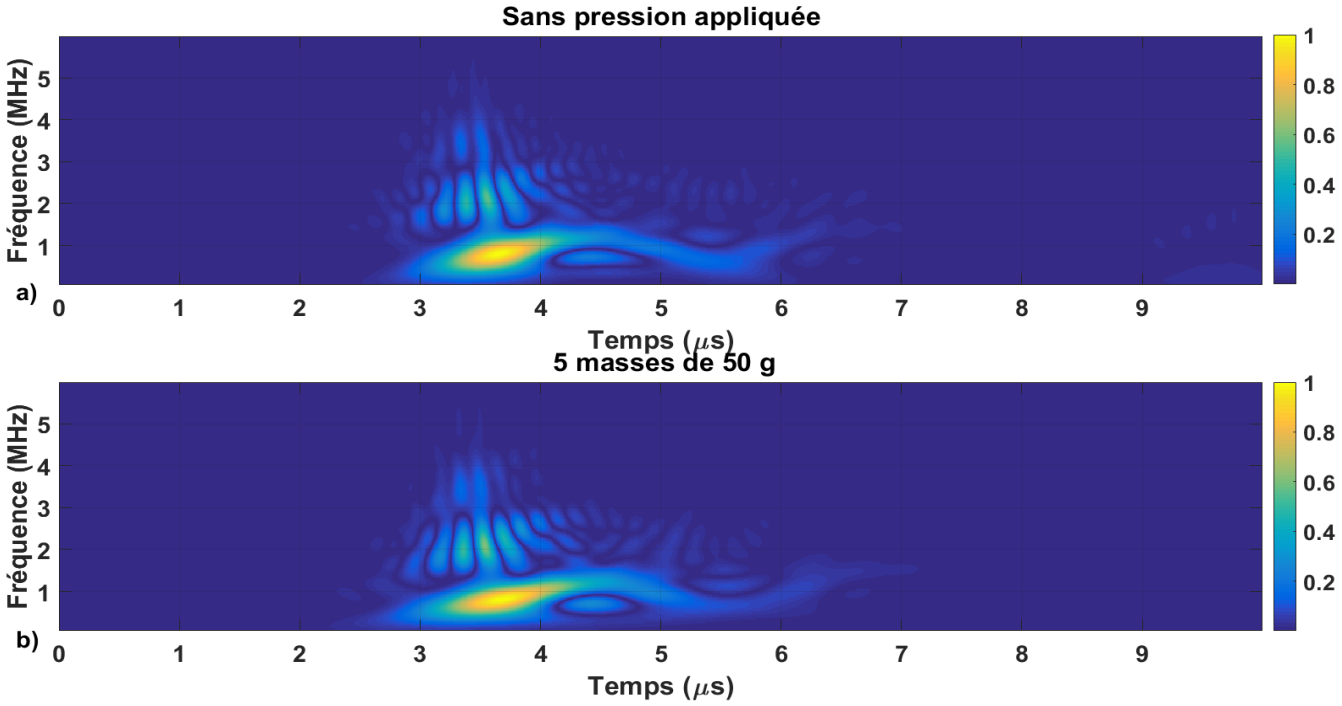


Figure 5.13 : a) à b) : Pseudo-distributions de Wigner-Ville lissées associées respectivement aux signaux temporels a) à b) de la Figure 5.9.

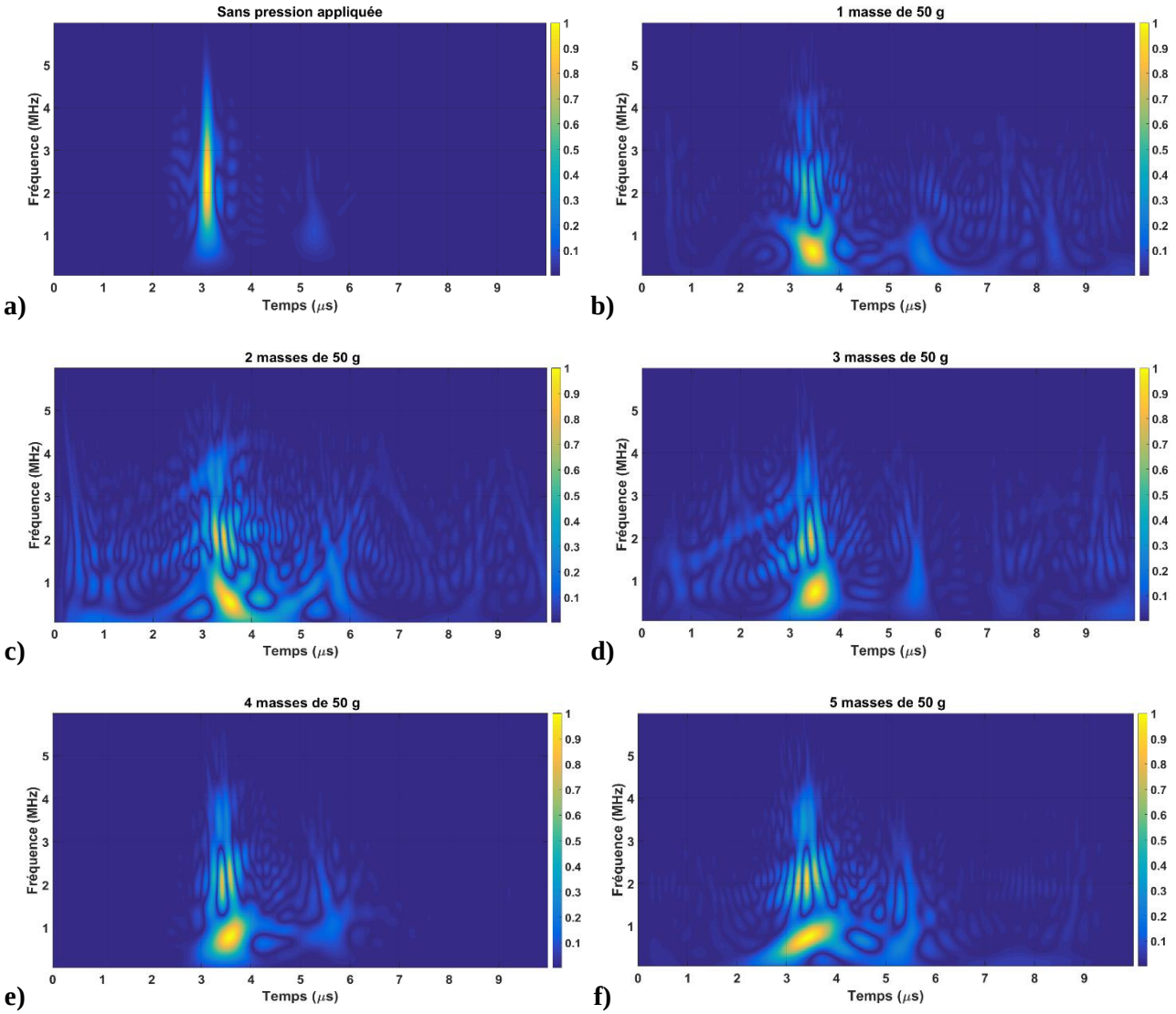


Figure 5.14 : a) à f) : Pseudo-distributions de Wigner-Ville lissées associées respectivement aux signaux temporels a) à f) de la Figure 5.10.

Les signaux temporels présentés sur la Figure 5.9 et leurs pseudo-distributions de Wigner-Ville présentées sur la Figure 5.13 montrent qu'appliquer une pression lorsque le film en PET est utilisé sans déposer de téflon sur sa face adhésive ne modifie pas les signaux détectés : dans chaque cas, un signal dispersif représentatif d'une adhérence relativement bonne est obtenu. En effet, l'adhérence du film en PET est suffisamment forte pour directement s'exprimer lors de la pose du film sans avoir besoin d'appliquer une pression particulière.

En revanche, ce n'est pas le cas lorsque du téflon est déposé sur le film pour diminuer sa surface de contact, comme le montre les Figures 5.10 à 5.12 et 5.14 à 5.16. La pose du film sur le substrat sans appliquer de pression (Figures désignés par la lettre a) se caractérise par des signaux acoustiques typiques d'une mauvaise adhérence (signaux très peu dispersifs très proches de l'onde de Rayleigh dans le substrat). L'application d'une pression graduelle induit progressivement une dispersion de plus en plus importante sur les signaux, signe d'une augmentation de l'adhérence. Plus la surface de contact est faible (et donc plus la surface de téflon est importante), plus cette progression est lente : les Figures 5.10 f et 5.14 f, correspondant à la configuration pour laquelle le téflon est déposé à travers la grille faiblement trouée et une masse de $250\ g$ est appliquée, présentent une dispersion proche de celles des Figures 5.9 et 5.13, quand il n'y a pas de téflon déposé sur le film.

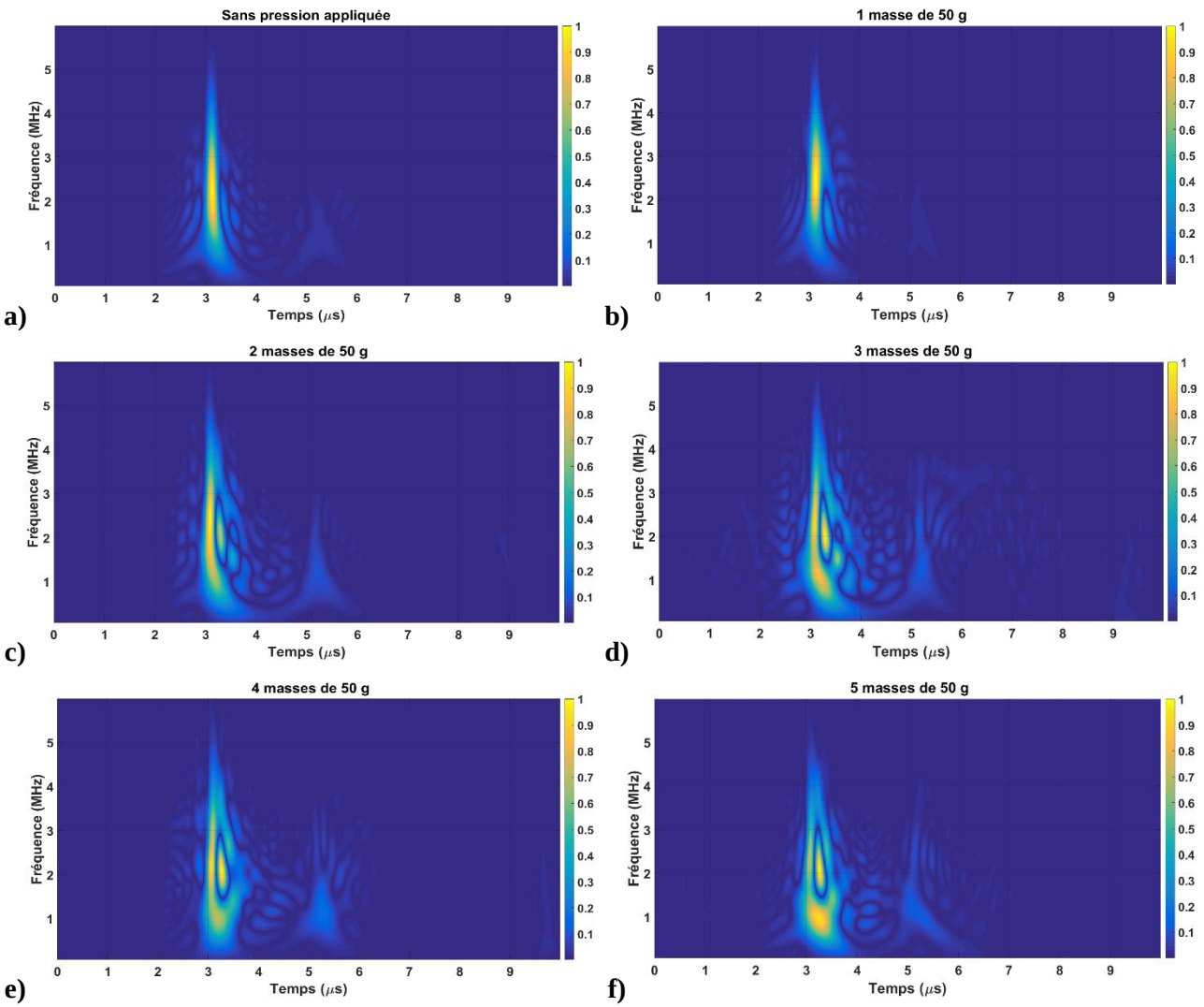


Figure 5.15 : a) à f) : Pseudo-distributions de Wigner-Ville lissées associées respectivement aux signaux temporels a) à f) de la Figure 5.11.

Lorsque la grille moyennement trouée est utilisée (Figures 5.11 et 5.15), les modes de Rayleigh tendent vers de l'onde de Rayleigh dans le substrat : la dispersion du signal est faible. Il est nécessaire d'appliquer une pression plus forte et plus longue pour augmenter la dispersion que lorsque la grille faiblement trouée est utilisée. La dispersion du signal de la configuration obtenue pour une masse de 250 g (Figures 5.11 f et 5.15 f) est relativement semblable à celle obtenue avec une masse de 150 g et la grille faiblement trouée (Figures 5.10 d et 5.14 d).

Enfin, lorsque la grille grandement trouée (Figures 5.12 et 5.16) est employée, la dispersion est encore plus faible, signe que l'onde de surface générée tend très fortement vers l'onde de Rayleigh dans le substrat, même si les basses fréquences (en dessous de 1,5 MHz) deviennent dispersives lors de l'application d'une pression. La mesure réalisée après application d'une masse de 250 g (Figures 5.12 f et 5.16 f) est similaire à celle obtenue avec la grille moyennement trouée (Figures 5.11 c et 5.15 c) en apposant une masse de 100 g sur le film. Cela montre qu'il est encore une fois nécessaire d'appliquer une pression plus importante et plus longue pour augmenter la dispersion du signal à cause de l'augmentation de la surface de téflon recouvrant le film.

Ces résultats prouvent qu'une augmentation de la pression sur le film et une augmentation de la surface de contact avec le substrat induit une plus forte influence du film sur la propagation de l'onde de surface générée initialement dans le substrat, afin de la rendre de plus en plus dispersive. Il est donc

possible de quantifier le niveau d'adhérence entre deux échantillons en comparant la dispersion des ondes se propageant sur chacun d'eux.

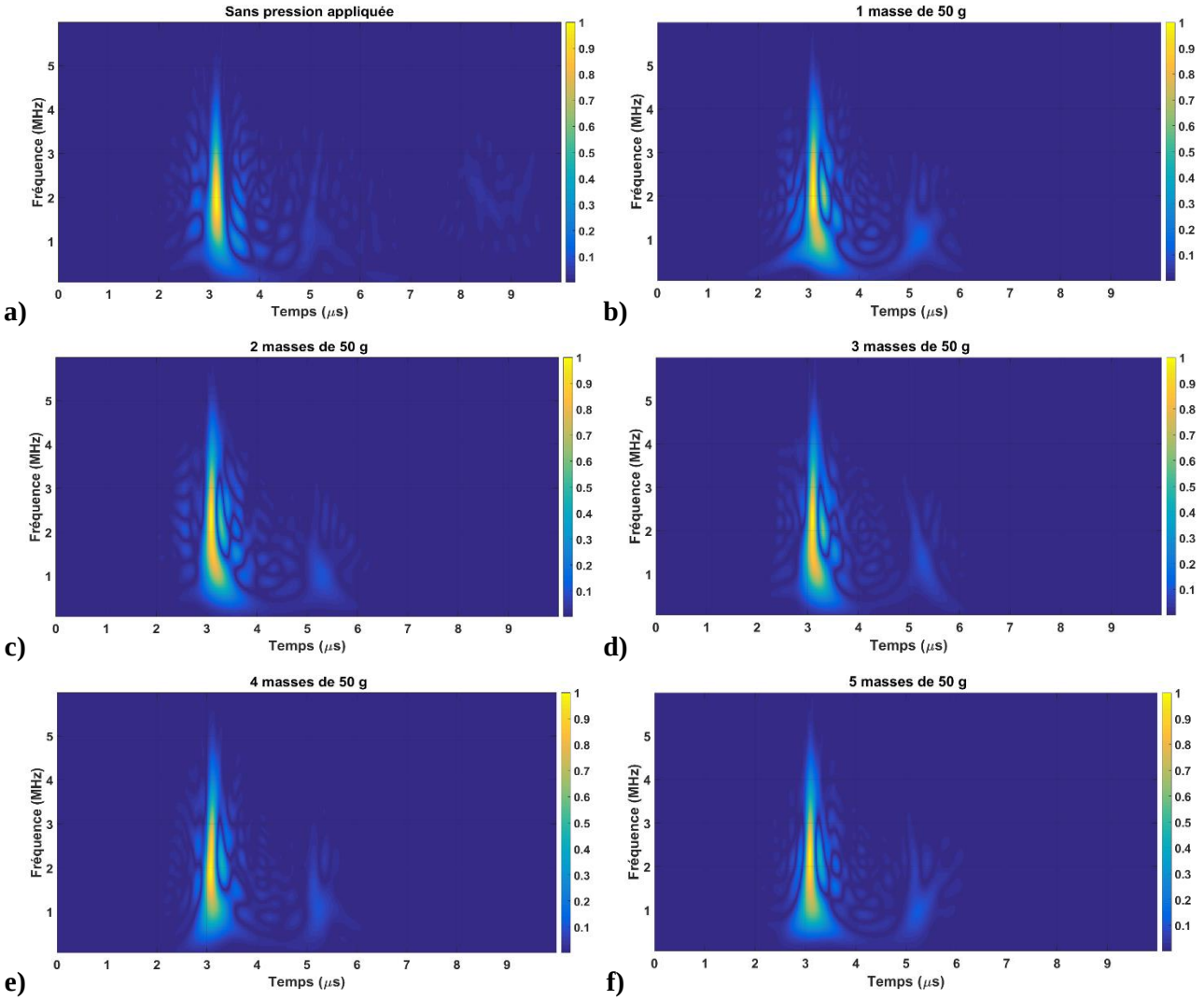


Figure 5.16 : a) à f) : Pseudo-distributions de Wigner-Ville lissées associées respectivement aux signaux temporels a) à f) de la Figure 5.12.

2. Etude de l'adhérence du film en PVC

D'autres essais ont été réalisés avec le film en PVC pour pouvoir s'assurer de leur répétitivité sur des échantillons de natures différentes. Le film en PVC possède des caractéristiques différentes de celui en PET : son adhérence est plus faible et il est plus sensible à la pression appliquée. En effet, même sans ajouter de téflon, des différences sur les signaux acquis sont observés en fonction de celle-ci, ce qui n'est pas le cas sur le film en PET.

a. Influence de la pression à travers les paramètres de masse et de durée d'application

Une première expérience comparant l'influence de la masse appliquée et de sa durée d'application est réalisée en utilisant différents poids sur le film en PVC sans que du téflon soit déposé dessus. Pour ce faire, quatre tests différents sont envisagés.

Un premier test « témoin » est effectué en plaçant une masse de $75\,g$ sur le film entre deux acquisitions pour appliquer une pression pendant $5\,s$, jusqu'à avoir cumulé l'application de cinq pressions de $5\,s$ chacune au total. Les signaux temporels obtenus et leurs pseudo-distributions de

Wigner-Ville lissées sont présentées sur les Figures 5.17 et 5.18. Le deuxième test effectué consiste à augmenter la masse utilisée entre deux acquisitions par pas de $50\ g$, en débutant avec une masse de $125\ g$ et jusqu'à atteindre une masse de $325\ g$. Les résultats obtenus sont présentés sur les Figures 5.19 (signaux temporels) et 5.20 (pseudo-distributions de Wigner-Ville lissées). Le troisième test est comparable au premier test en plaçant cette fois une masse plus importante, de $275\ g$. Les résultats obtenus sont visibles sur les Figures 5.21 et 5.22. Enfin, le quatrième test consiste à augmenter la durée d'application de la pression (effectuée avec la masse de $75\ g$) entre deux acquisitions, en démarrant à $5\ s$ et en terminant à $25\ s$. Les signaux temporels ainsi obtenus ainsi que leurs pseudo-distributions de Wigner-Ville lissées sont présentées sur les Figures 5.23 et 5.24. Cette fois encore, les masses utilisées ont la même aire et elles sont retirées de la surface de l'échantillon lors des acquisitions.

Les résultats sont présentés pour des temps de propagation compris entre 2 et 5 μs.

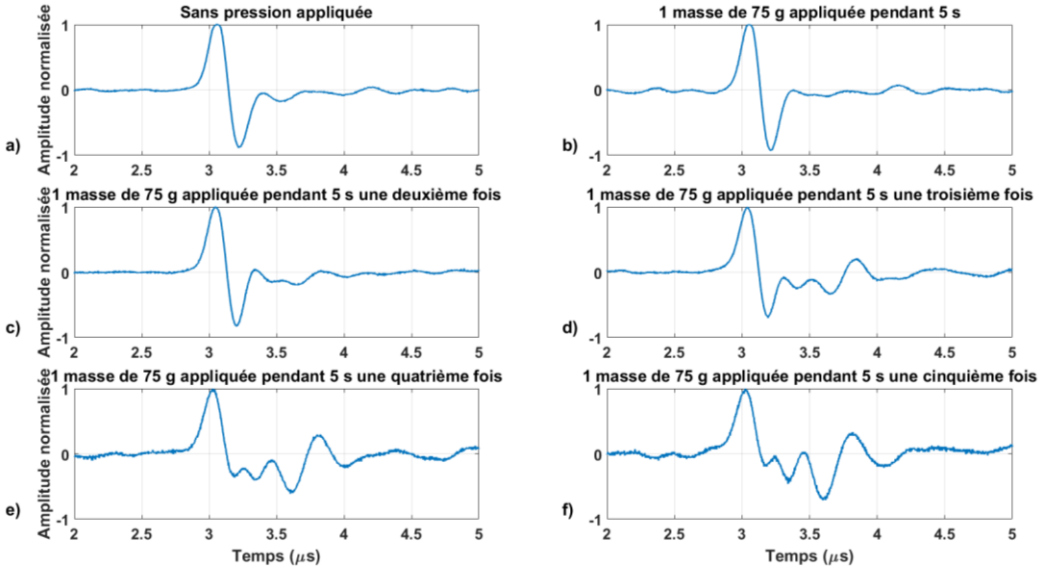


Figure 5.17 : Signaux temporels obtenus sur une structure composée d'un film en PVC déposé sur un substrat en aluminium en appliquant une pression à l'aide d'une masse de 75 g pendant 5 s entre deux acquisitions. a) Sans pression appliquée. b) à f) : En cumulant l'application d'une pression avec une masse de 75 g pendant 5 s.

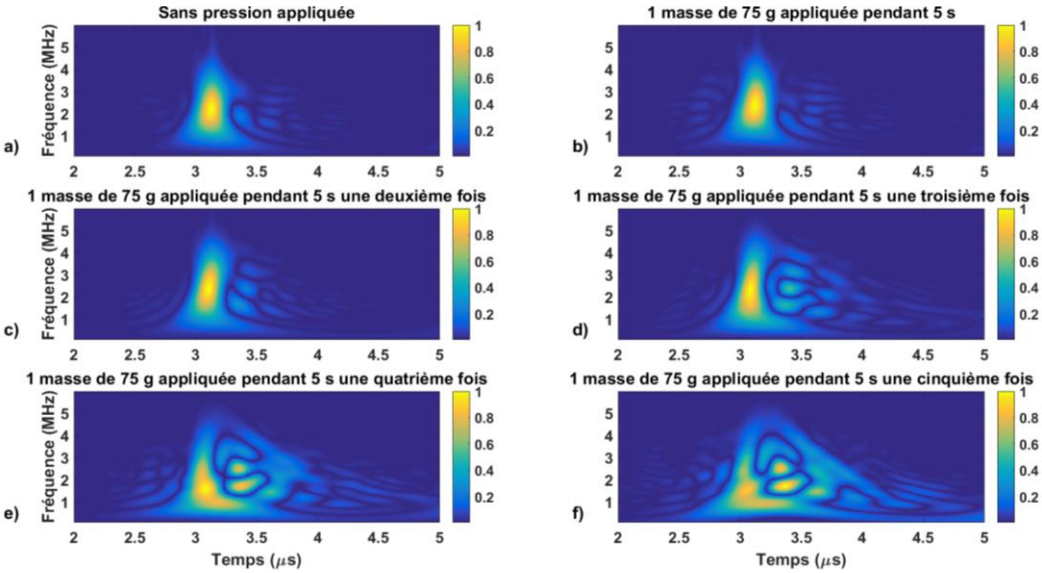


Figure 5.18 : a) à f) : Pseudo-distributions de Wigner-Ville lissées associées respectivement aux signaux temporels a) à f) de la Figure 5.17.

Le test témoin, dont les résultats sont présentés sur les Figures 5.17 et 5.18, montre que pour le film en PVC l'adhérence dépend assez fortement de la pression appliquée sur celui-ci, même sans déposer

de téflon pour diminuer la surface de contact entre le film et le substrat. Pour la masse utilisée (75 g) et les durées d'application (5 s), l'apparition du caractère dispersif de la propagation de l'onde de surface n'est pas instantanée : il faut avoir cumulé trois pressions de 5 s pour commencer à discerner le phénomène. Avant cela, l'adhérence est très mauvaise et le film n'influence pas la propagation de l'onde.

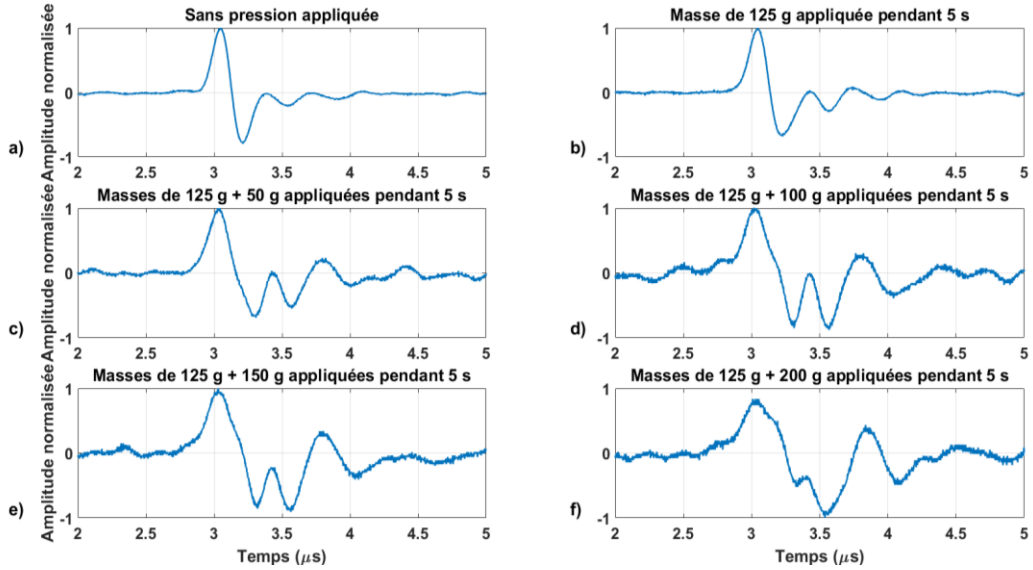


Figure 5.19 : Signaux temporels obtenus sur une structure composée d'un film en PVC déposé sur un substrat en aluminium en appliquant une pression à l'aide d'une masse de 125 g pendant 5 s et en augmentant la masse appliquée par pas de 50 g entre deux acquisitions. a) Sans pression appliquée. b) à f) : En appliquant une pression avec une masse de 125 g pendant 5 secondes en augmentant la masse de 50 g à chaque fois.

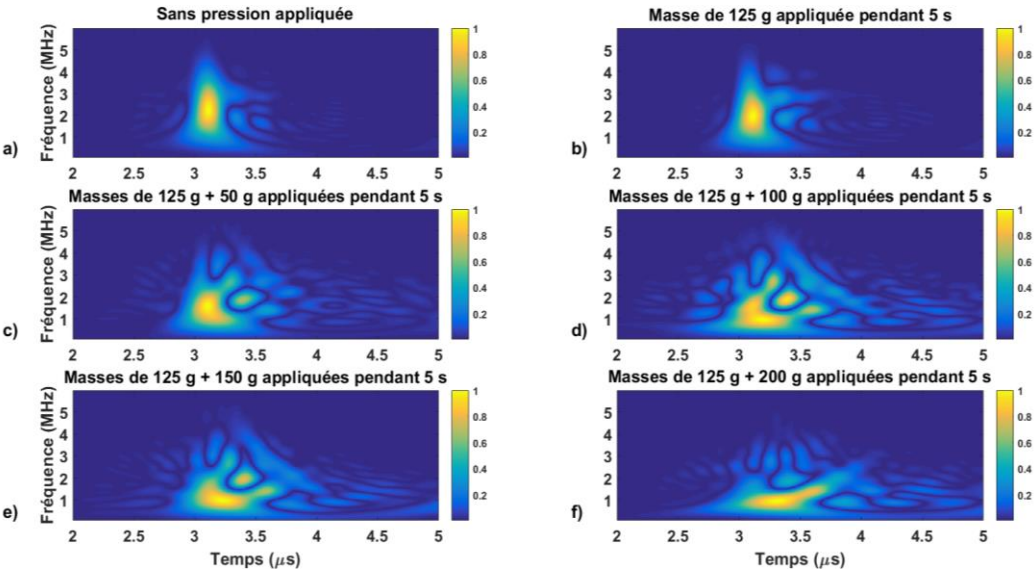


Figure 5.20 : a) à f) : Pseudo-distributions de Wigner-Ville lissées associées respectivement aux signaux temporels a) à f) de la Figure 5.19.

Le second test (Figures 5.19 et 5.20) montre que la valeur de la masse employée lors de l'application de la pression a une importance sur l'adhérence du film : l'apparition du caractère dispersif de la propagation de l'onde de surface est beaucoup plus rapide. La dispersion du signal présentée sur la Figure 5.20 b, après avoir posé une masse de 125 g sur le film pendant 5 s, est équivalente à celle obtenue après 15 s cumulée pour une masse de 75 g seule (Figure 5.18 d). De plus, la dispersion obtenue sur la Figure 5.18 f pour un cumul de 25 s d'application de pression avec une masse de 75 g est semblable à celle observée sur la Figure 5.20 d pour une superposition d'une masse de 125 g et de 2 masses de 50 g avec un temps cumulé de 15 s.

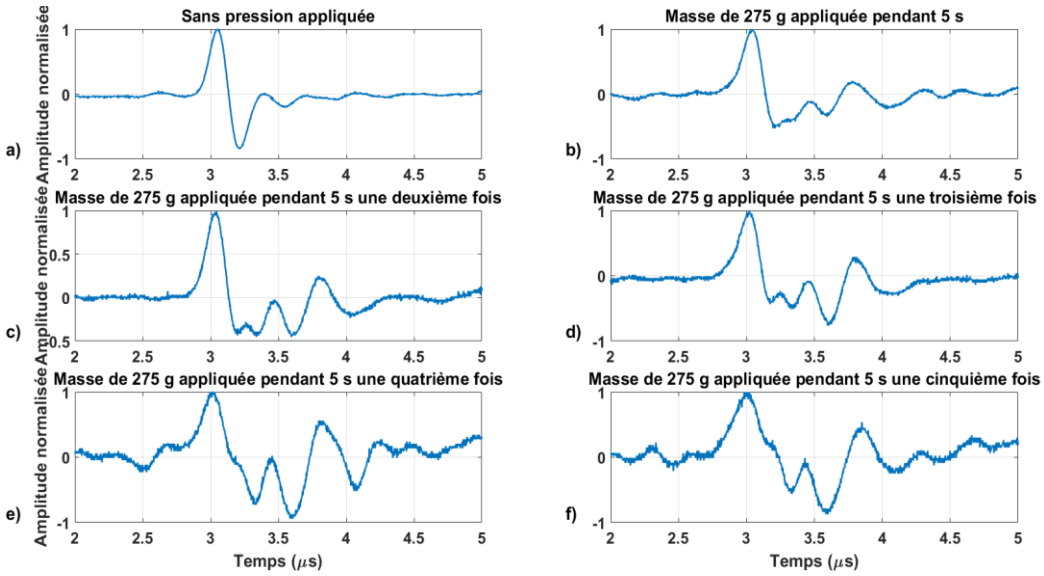


Figure 5.21 : Signaux temporels obtenus sur une structure composée d'un film en PVC déposé sur un substrat en aluminium en appliquant une pression à l'aide d'une masse de 275 g pendant 5 s entre deux acquisitions. a) Sans pression appliquée. b) à f) : En cumulant l'application d'une pression avec une masse de 275 g pendant 5 s.

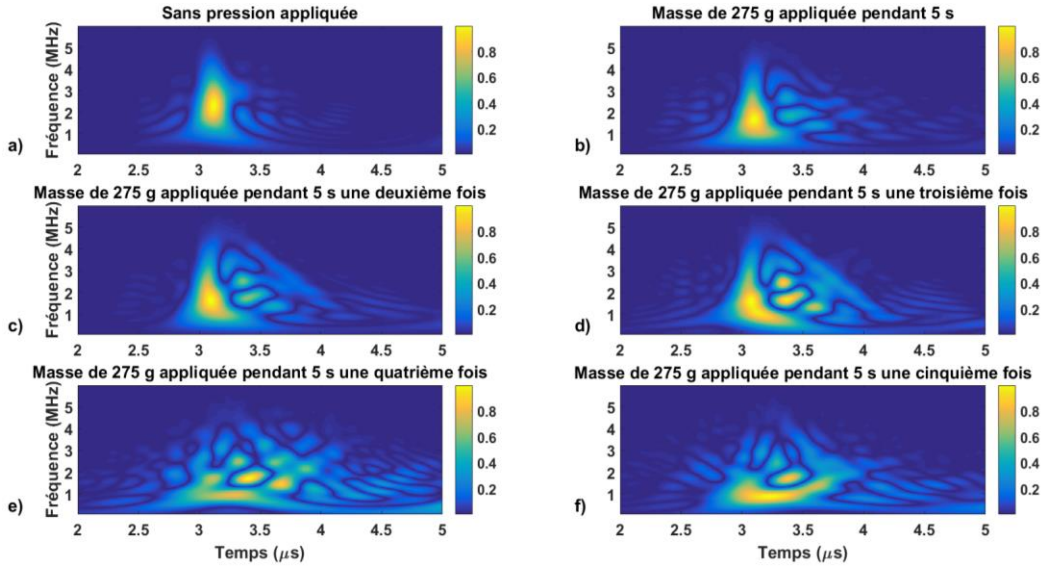


Figure 5.22 : a) à f) : Pseudo-distributions de Wigner-Ville lissées associées respectivement aux signaux temporels a) à f) de la Figure 5.21.

Le troisième test (Figures 5.21 et 5.22) confirme ce résultat : en augmentant la masse de 200 g par rapport au test témoin et en laissant les durées d'application identiques, la dispersion caractéristique d'une bonne adhérence est obtenue bien plus rapidement. En revanche, les résultats obtenus sont comparables à ceux du deuxième test. Une hypothèse avancée pour expliquer ce phénomène est qu'il existerait un seuil au-delà duquel une augmentation de la masse n'a plus d'influence et à partir duquel seule la durée d'application augmente l'adhérence du film.

Le quatrième test tend à confirmer cette hypothèse : en gardant une unique masse de 75 g et en allongeant progressivement la durée d'application de celle-ci sur le film, l'obtention d'une dispersion caractéristique d'une meilleure adhérence demande un nombre d'application de la masse moins important que pour le test témoin où la même masse est utilisée mais où l'application est d'une durée inférieure. Les premiers résultats sont relativement semblables (Figures 5.17 et 5.18 a, b et c et Figures 5.23 et 5.24 a, b et c) mais la dispersion présentée sur la Figure 5.24 f tend vers celle des Figures 5.20 e et 5.22 e, ce qui n'est pas le cas pour la Figure 5.18 f.

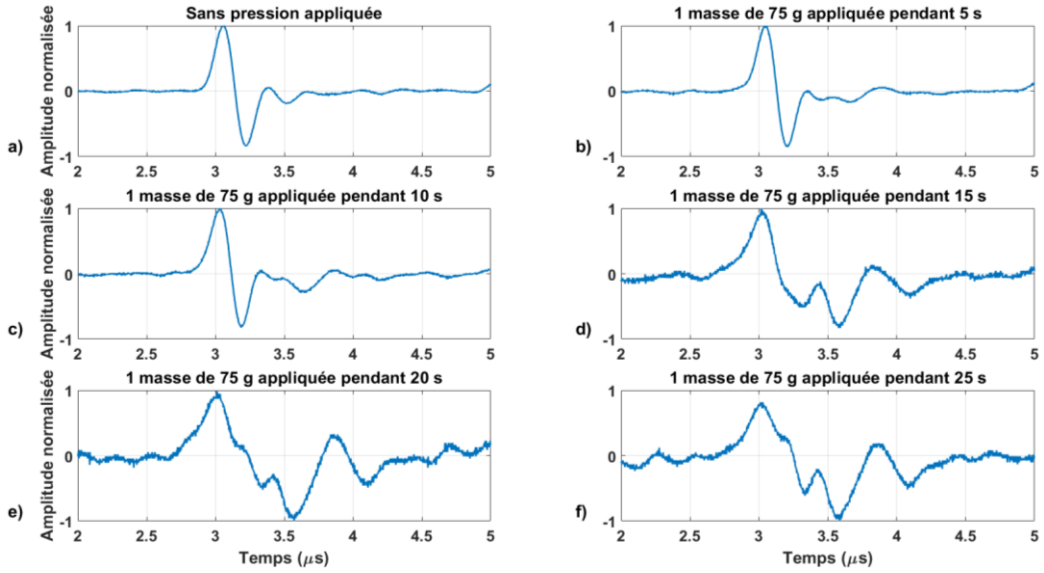


Figure 5.23 : Signaux temporels acquis sur une structure composée d'un film en PVC déposé sur un substrat en aluminium en appliquant une pression à l'aide d'une masse de 75 g pendant 5 s en augmentant la durée d'application par pas de 5 s entre deux acquisitions. a) Sans pression appliquée. b) à f) : En augmentant la durée d'application de la pression au film de 5 s entre chaque acquisition.

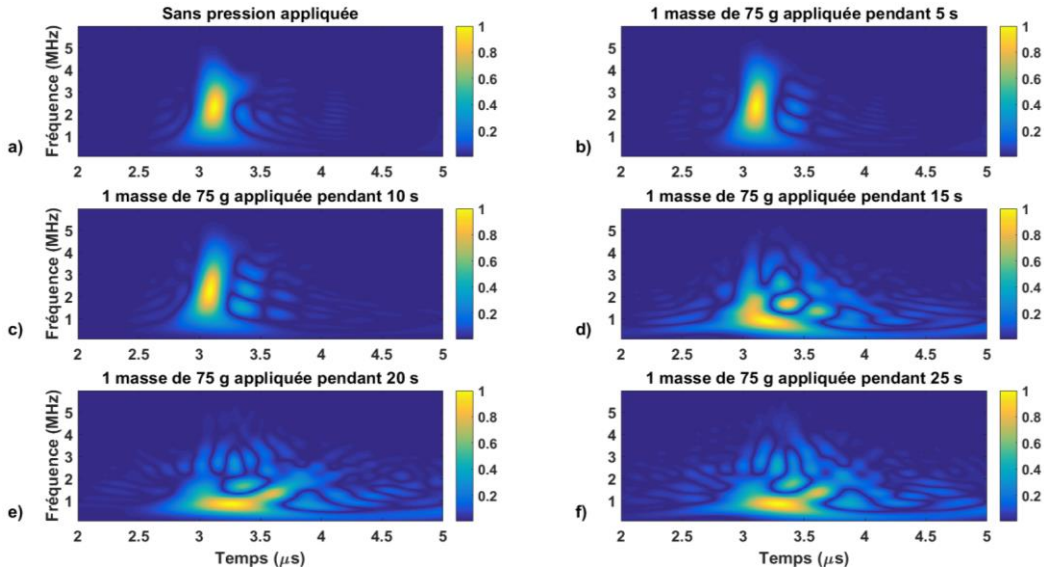


Figure 5.24 : a) à f) : Pseudo-distributions de Wigner-Ville lissées associées respectivement aux signaux temporels a) à f) de la Figure 5.23.

Ces résultats confirment une fois de plus qu'il est possible de quantifier comparativement l'adhérence entre plusieurs échantillons en étudiant la dispersion des ondes acoustiques de surface lorsque la source est située au niveau de l'interface entre le film et le substrat, à la surface du substrat. En effet, dans cette situation, le fait que des modes de Rayleigh tendent vers l'onde de Rayleigh dans le substrat pour de mauvaises adhérences permet de caractériser l'adhérence des échantillons. De plus, ces résultats prouvent que dans le cas des films utilisés, l'application d'une pression augmente leur adhérence et que cette augmentation dépend à la fois de la durée d'application de la pression et de la valeur de cette dernière.

b. Variations de l'adhérence avec un procédé téflon-pression

Une deuxième expérience, comparable à celle effectuée sur le film en PET, est réalisée sur le film en PVC. Le même procédé est utilisé en n'augmentant cette fois pas la masse appliquée. Celle-ci est de

75 g et elle est appliquée 8 fois sur le film. La durée des 7 premières applications est fixée à 10 s et la dernière application dure quant à elle 20 s. Ces durées sont choisies afin d'augmenter l'adhérence du film. Des tests empiriques réalisés au préalable ont conduit au choix de ces valeurs. De plus, un nouveau morceau de film est employé à chaque fois pour déposer le téflon. Quatre morceaux de films différents sont donc utilisés. Leurs dimensions et leur placement sur le substrat sont identiques.

L'utilisation de quatre morceaux différents permet de vérifier si les variations d'adhérence sont toujours visibles sur les signaux acoustiques lorsque différents échantillons composés des mêmes matériaux sont utilisés.

Les résultats obtenus sont présentés sur les Figures 5.25 à 5.28 pour les signaux temporels et sur les Figures 5.29 à 5.32 pour les pseudo-distributions de Wigner-Ville lissées associées.

Ces résultats vont dans le même sens que ceux présentés précédemment pour d'autres types d'expériences : plus le temps cumulé d'application d'une pression est important, plus le signal s'éloigne de celui de l'onde de Rayleigh dans le substrat en devenant dispersif. Plus la surface de téflon recouvrant le film est importante, plus le nombre de fois où la pression est appliquée doit être élevé pour que l'onde de surface devienne dispersive. Les ondes restent d'ailleurs non-dispersives pour les Figures 5.28 et 5.32, même malgré l'application d'une pression.

Ces résultats confirment que ces tests sont répétitifs et qu'il est possible de comparer l'adhérence de deux échantillons comportant les mêmes composants avec cette méthode.

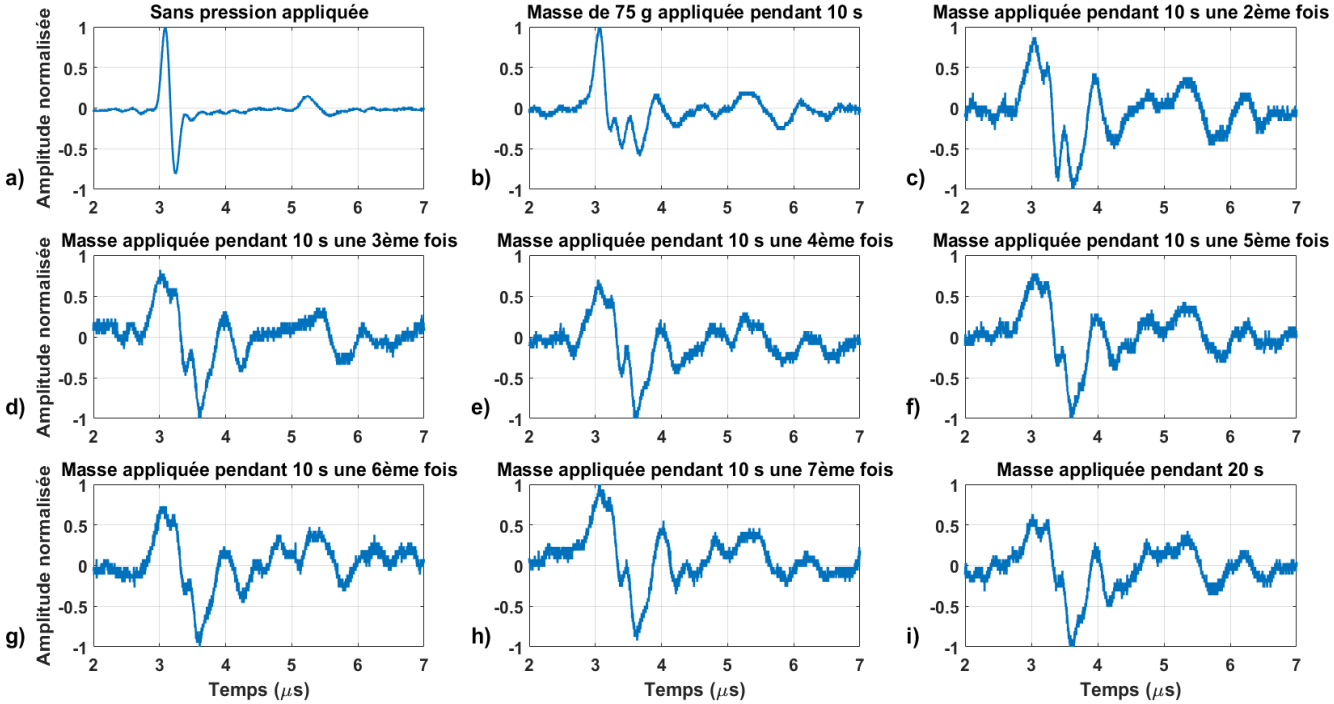


Figure 5.25 : Signaux temporels observés sur une structure composée d'un film en PVC déposé sur un substrat en aluminium sans appliquer de téflon. a) Sans pression appliquée sur le film. b) à h) : En appliquant une pression à l'aide d'une masse de 75 g pendant 10 s. i) En appliquant une pression à l'aide d'une masse de 75 g pendant 20 s.

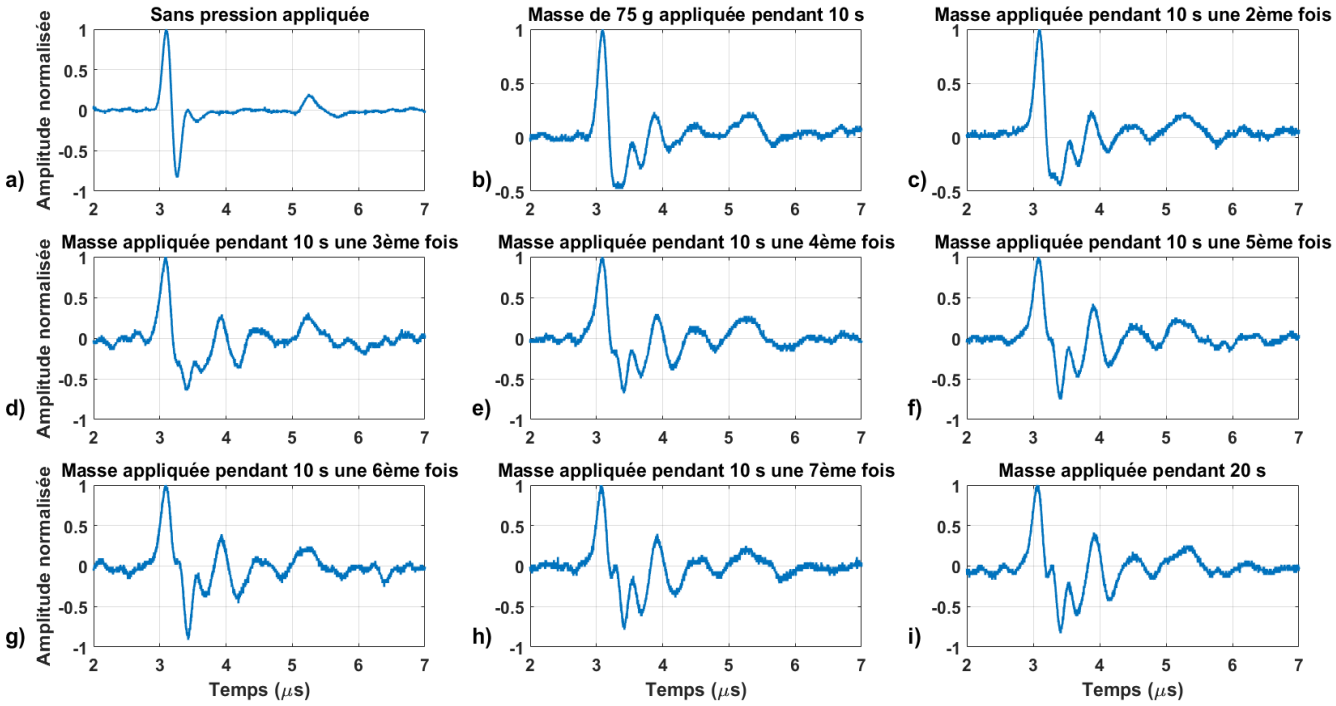


Figure 5.26 : Signaux temporels observés sur une structure composée d'un film en PVC déposé sur un substrat en aluminium après avoir appliqué du téflon à travers la grille faiblement trouée. a) Sans pression appliquée sur le film. b) à h) : En appliquant une pression à l'aide d'une masse de 75 g pendant 10 s. i) En appliquant une pression à l'aide d'une masse de 75 g pendant 20 s.

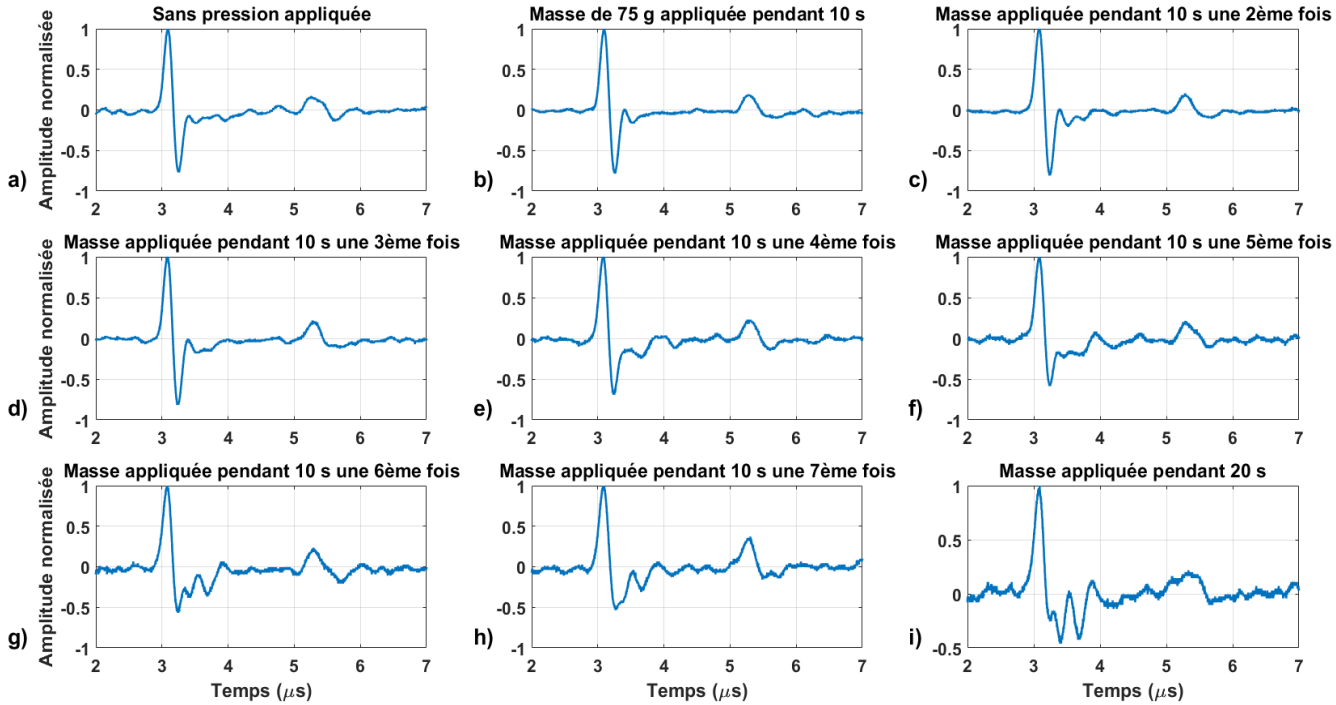


Figure 5.27 : Signaux temporels observés sur une structure composée d'un film en PVC déposé sur un substrat en aluminium après avoir appliqué du téflon à travers la grille moyennement trouée. a) Sans pression appliquée sur le film. b) à h) : En appliquant une pression à l'aide d'une masse de 75 g pendant 10 s. i) En appliquant une pression à l'aide d'une masse de 75 g pendant 20 s.

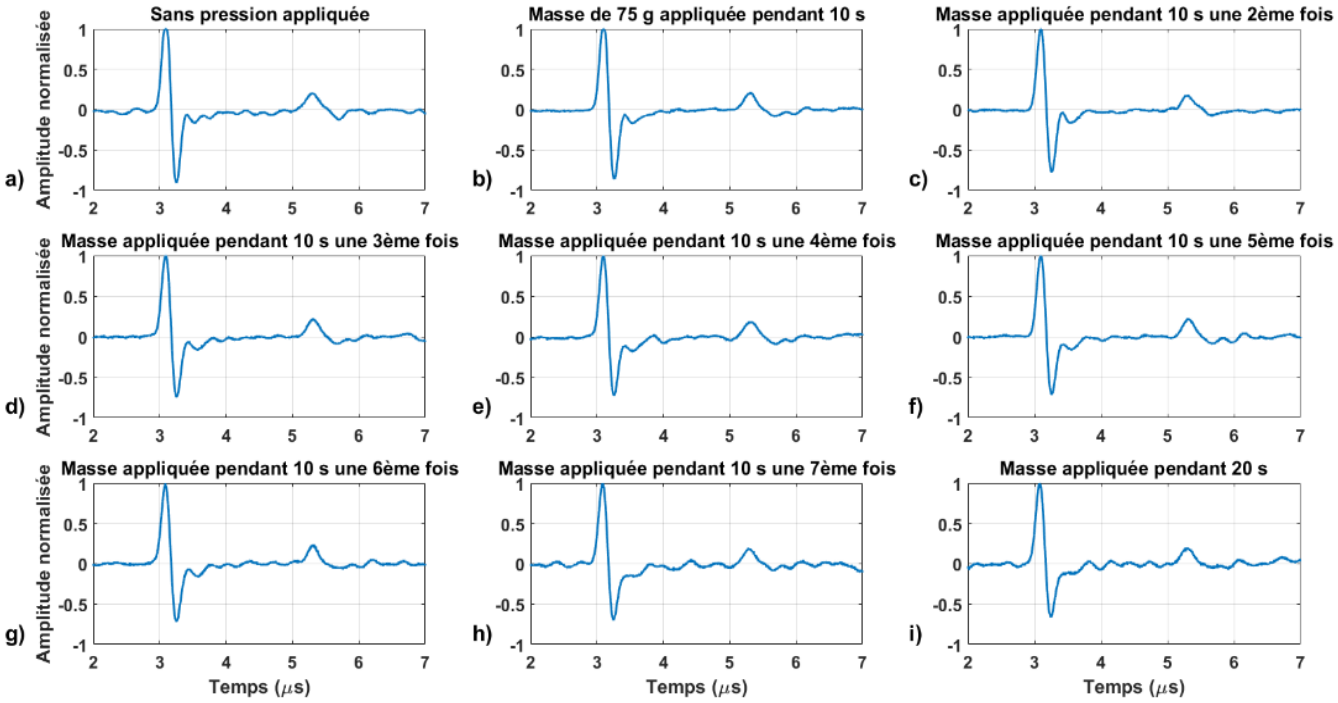


Figure 5.28 : Signaux temporels observés sur une structure composée d'un film en PVC déposé sur un substrat en aluminium après avoir appliqué du téflon à travers la grille grandement trouée. a) Sans pression appliquée sur le film. b) à h) : En appliquant une pression à l'aide d'une masse de 75 g pendant 10 s. i) En appliquant une pression à l'aide d'une masse de 75 g pendant 20 s.

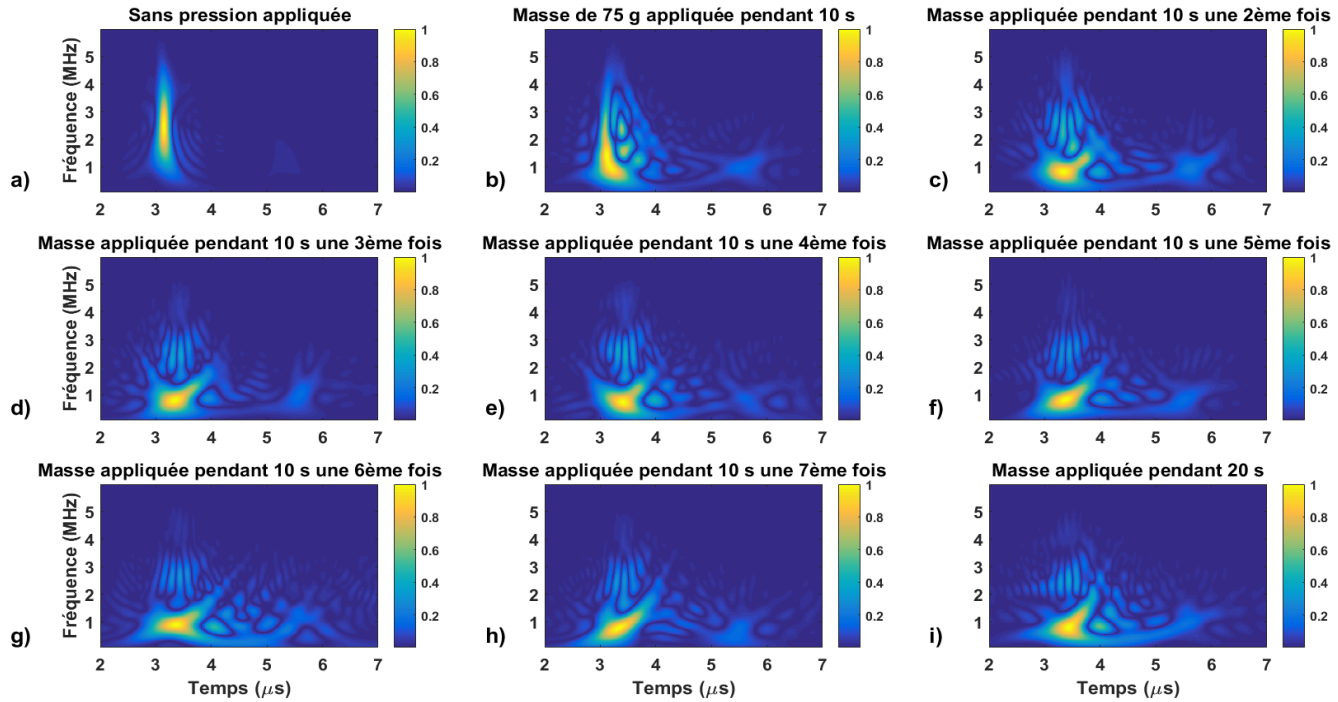


Figure 5.29 : a) à i) : Pseudo-distributions de Wigner-Ville lissées associées respectivement aux signaux temporels a) à i) de la Figure 5.25.

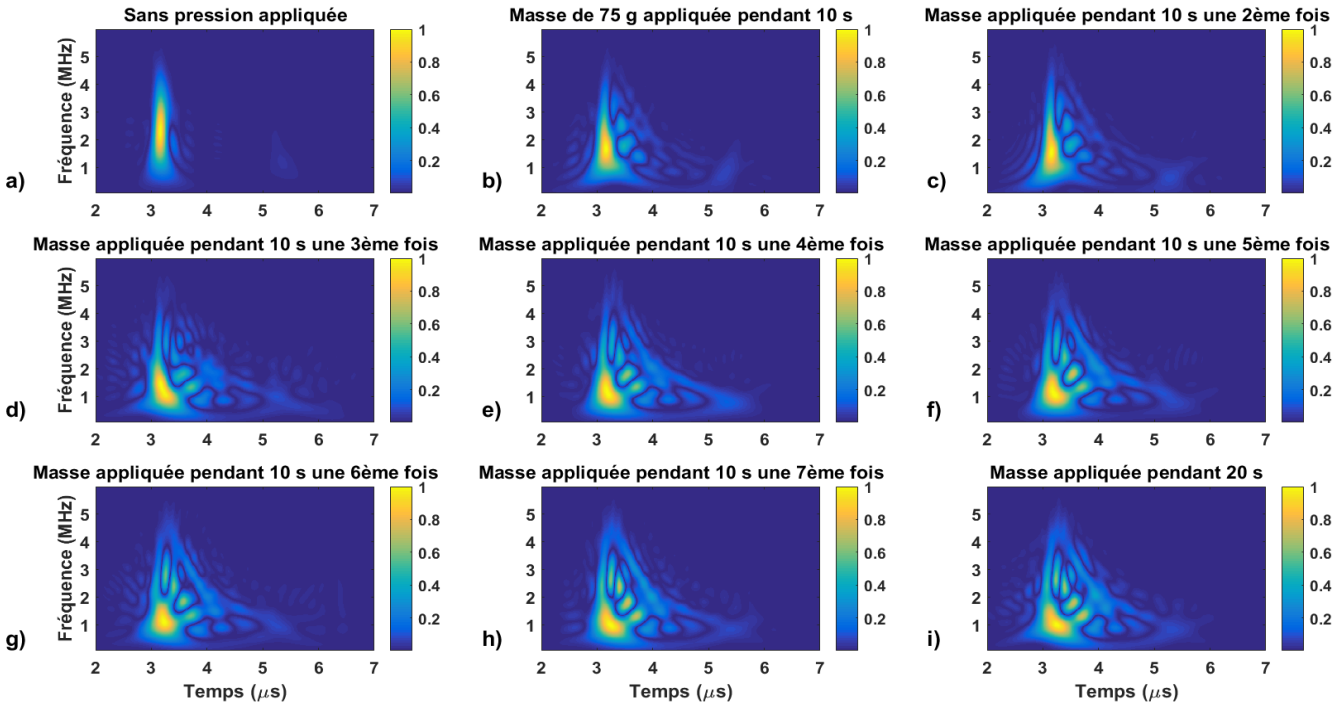


Figure 5.30 : a) à i) : Pseudo-distributions de Wigner-Ville lissées associées respectivement aux signaux temporels a) à i) de la Figure 5.26.

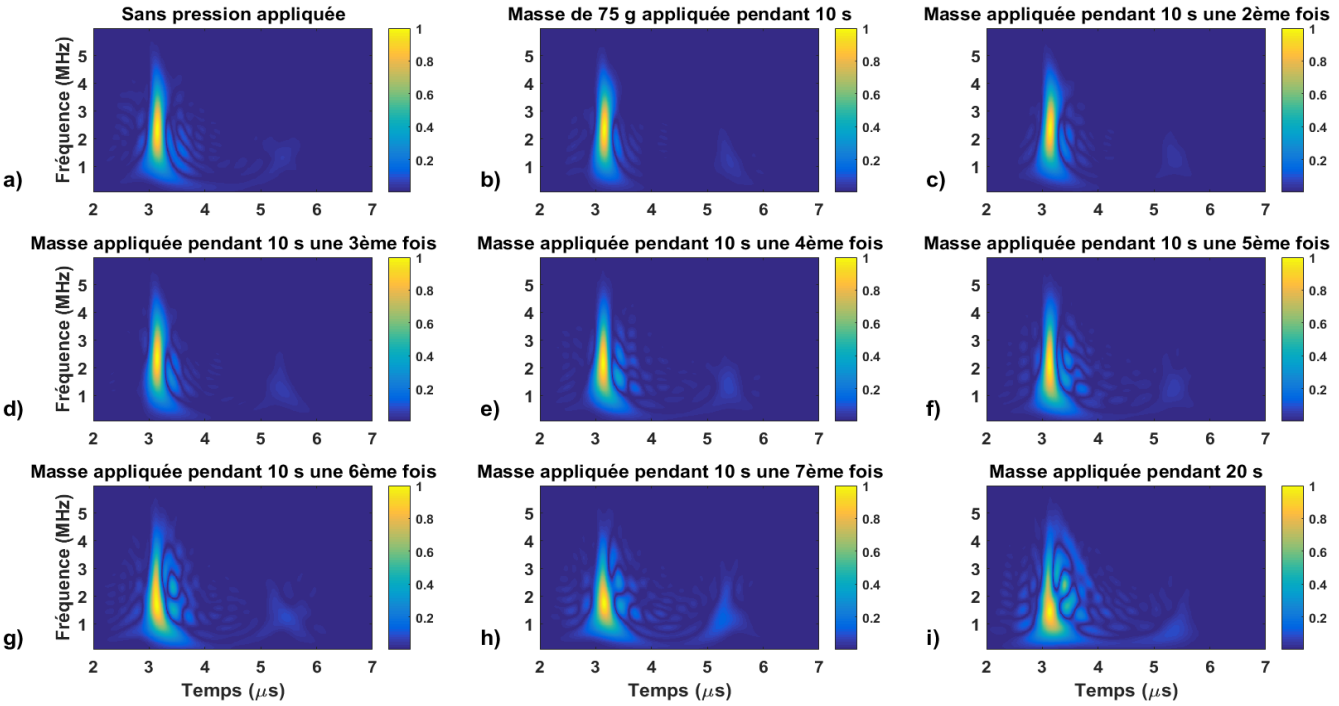


Figure 5.31 : a) à i) : Pseudo-distributions de Wigner-Ville lissées associées respectivement aux signaux temporels a) à i) de la Figure 5.27.

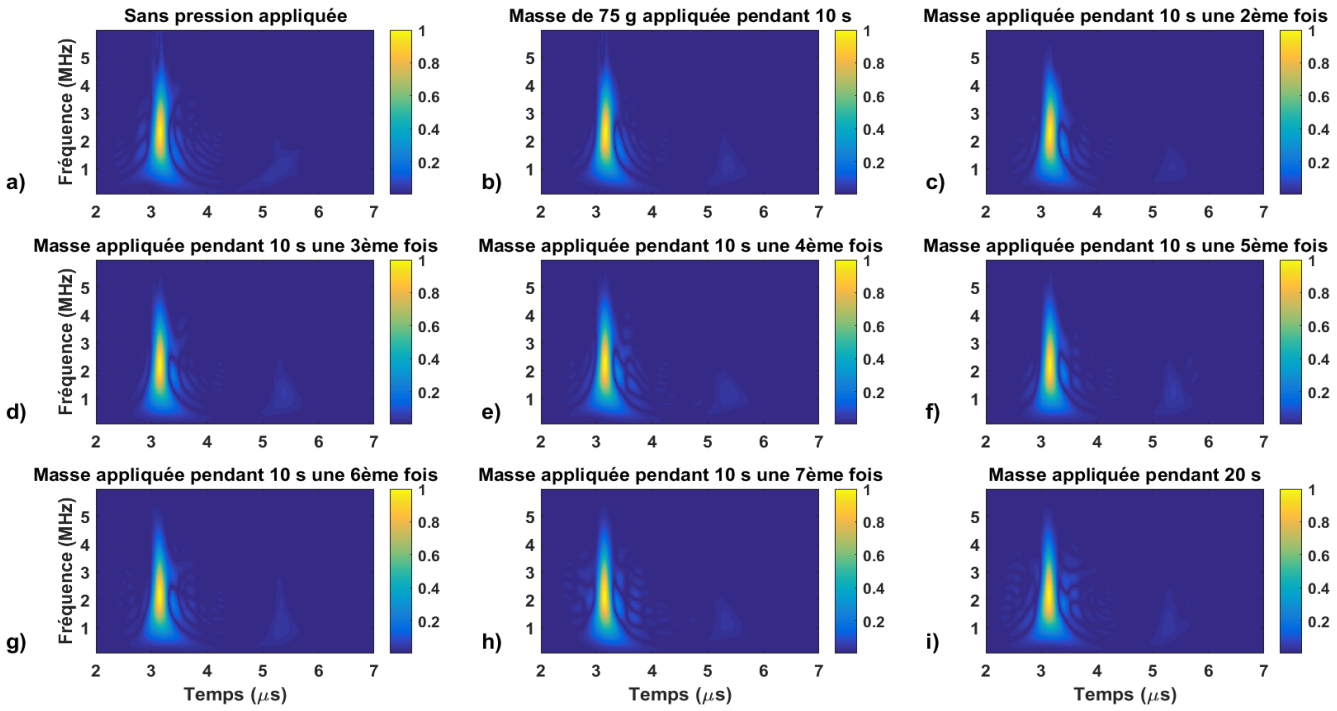


Figure 5.32 : a) à i) : Pseudo-distributions de Wigner-Ville lissées associées respectivement aux signaux temporels a) à i) de la Figure 5.28.

c. Etude de l'influence de la position de la source sur les modes excités en fonction de l'adhérence

La source utilisée dans les expériences réalisées jusqu'ici était placée dans le substrat au niveau de l'interface. En déposant du marqueur noir à la surface du film, il est alors possible de placer la source acoustique sur celle-ci.

Un échantillon est réalisé avec un film en PVC sur lequel une couche de marqueur est localement appliquée sur sa surface libre. Celui-ci est ensuite déposé sur le substrat en aluminium sans appliquer de pression et une première mesure est réalisée en déplaçant la source par pas de 1 mm pour 13 positions de sources différentes. La Figure 5.33 représente la configuration expérimentale utilisée et la Figure 5.34 les signaux temporels obtenus. Du marqueur est ensuite redéposé sur le film et une pression est appliquée sur celui-ci pour améliorer son adhérence. Lorsque la génération est située en dehors du marqueur, les signaux acquis sont moyennés sur 8 tirs lasers. Les acquisitions pour une source placée sur le marqueur sont obtenues avec uniquement un tir laser puisque le marqueur est vaporisé par l'impulsion laser.

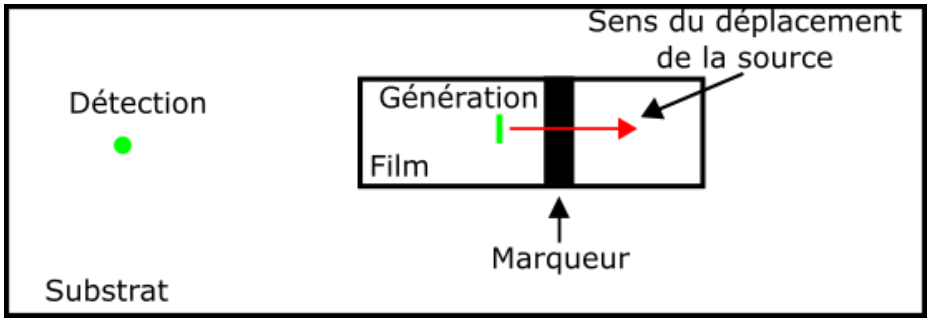


Figure 5.33 : Schéma présentant la configuration expérimentale utilisée pour obtenir les signaux des Figures 5.34 et 5.35.

Les signaux présentés sur les Figures 5.34 et 5.35 confirment les résultats obtenus par les simulations éléments finis du Chapitre 4. Pour les positions de source de 5 à 8 mm où du marqueur est

déposé sur le film, et où la source acoustique est placée à la surface du film au lieu d'être placée à la surface du substrat au niveau de l'interface, aucune onde n'est détectée pour une mauvaise adhérence aux échelles de temps considérées (Figure 5.34). Dans cette configuration, les modes générés dans la structure devraient tendre vers les modes de Lamb dans le film (aux gammes de fréquences considérées, les six premiers modes coexistent), comme expliqué au Chapitre 4. La détection ayant lieu sur le substrat, il est fort probable que la très faible adhérence du film fait que l'onde guidée possiblement générée dans celui-ci ne se transmette pas suffisamment au substrat pour être détectable. Lorsque la source est située au niveau de l'interface à la surface du substrat, une onde de surface très proche de l'onde de Rayleigh dans le substrat est alors obtenue, preuve que l'adhérence du film est mauvaise.

Après application d'une pression sur le film (Figure 5.35), des signaux dispersifs typiques d'une bonne adhérence sont alors obtenus. Les ondes excitées sont semblables lorsque la génération est localisée sur la surface du film (focalisation du laser sur le marqueur, signaux rouges sur la Figure 5.35) et lorsqu'elle est localisée sur le substrat au niveau de l'interface (focalisation du laser à travers le film transparent, signaux noirs sur la Figure 5.35). L'adhérence étant bonne, l'onde générée en plaçant la source à la surface du film est cette fois transmise au substrat et il est alors possible de la détecter.

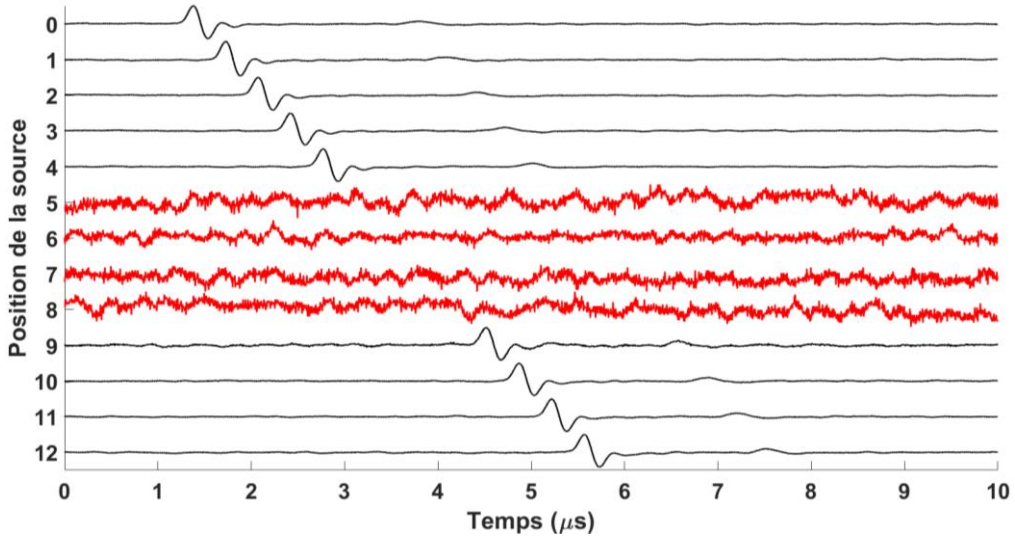


Figure 5.34 : Signaux temporels obtenus sur une structure composée d'un film en PVC déposé sur un substrat en aluminium pour différentes positions de mesure. L'échantillon présente une mauvaise adhérence. Le film est recouvert de marqueur sur les positions de mesure 5 à 8.

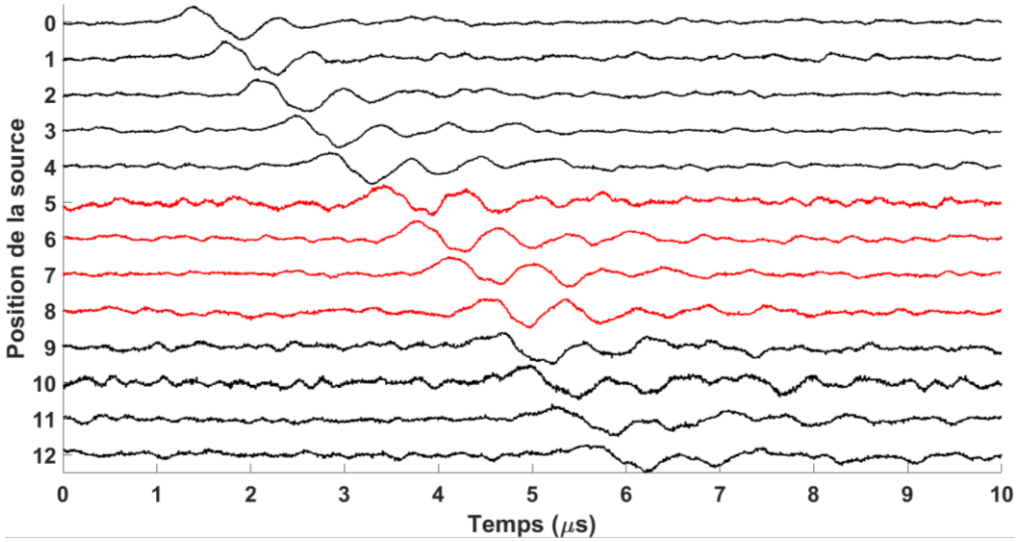


Figure 5.35 : Signaux temporels obtenus sur une structure composée d'un film en PVC déposé sur un substrat en aluminium pour différentes positions de mesure. L'échantillon présente une bonne adhérence. Le film est recouvert de marqueur sur les positions de mesure 5 à 8.

III. Quantification de l'adhérence par la résolution du problème inverse

La dispersion des ondes a jusqu'ici été présentée dans le plan temps-fréquence grâce à l'emploi de la pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée. Il est possible de remonter aux courbes de dispersion (fréquence-vitesse de phase) à l'aide de la méthode Matrix-Pencil comme présentée dans le Chapitre 4.

Un algorithme d'inversion est développé pour pouvoir en déduire les raideurs d'interface correspondantes aux différentes adhérences. Celui-ci calcule les courbes de dispersion analytiques pour différents couples de valeurs pour K_n et K_t. Les résultats sont comparés aux courbes de dispersion obtenues expérimentalement.

L'algorithme d'inversion utilisé procède comme suit. Les couples fréquence-vitesse de phase constituant les courbes de dispersion calculées à partir des résultats expérimentaux sont triés dans l'ordre des fréquences croissantes. La valeur de la plus basse fréquence, celle de la plus haute fréquence et la plus faible différence de fréquence entre deux points consécutifs sont alors choisies respectivement comme le début, la fin et le pas du vecteur fréquentiel. La même démarche est appliquée pour les valeurs des vitesses de phase. Les courbes de dispersion analytiques pour un couple de raideurs d'interface donné sont ensuite calculées aux valeurs des fréquences contenues dans le vecteur fréquentiel en cherchant une solution située autour des valeurs contenues dans le vecteur des vitesses de phase obtenues expérimentalement.

L'algorithme recherche ensuite pour chaque valeur contenue dans le vecteur fréquentiel s'il existe à la fois une solution présente dans les courbes de dispersion obtenues analytiquement et expérimentalement. S'il existe une correspondance pour une fréquence donnée, une différence des vitesses de phase qui leur sont associées est effectuée et celle-ci est stockée dans un vecteur. Si aucune fréquence n'est commune, cette différence est fixée arbitrairement à $100\, m.s^{-1}$ (valeur choisie empiriquement après de nombreux tests) pour signifier qu'il n'y a pas de correspondance et ainsi pénaliser la solution considérée.

Lorsque toutes les valeurs des fréquences contenues dans le vecteur fréquentiel ont été testées, les valeurs des différences entre les vitesses de phases des résultats analytiques et expérimentaux sont mises au carré et sommées entre elles. Le résultat est multiplié par la différence entre le nombre de points présents dans la solution analytique aux fréquences considérées et le nombre de points comportant une correspondance en fréquence entre les courbes de dispersion calculées analytiquement et à partir des données expérimentales. Cela permet de pénaliser une nouvelle fois les résultats dont les paramètres induisent un faible nombre de points communs.

Le couple de raideurs minimisant la valeur ainsi obtenue est alors considéré comme étant le plus proche de la réalité. Cet algorithme a été développé de façon empirique après de nombreux tests.

Les valeurs des raideurs testées sont choisies comme suit :

- La valeur minimale est de $10^{12}\ N.m^{-3}$ et la valeur maximale de $10^{16}\ N.m^{-3}$. En effet, comme présenté au Chapitre 3, au-delà de $10^{16} N.m^{-3}$, les différences existantes sur les courbes de dispersion des modes de Rayleigh avec le cas du contact parfait sont négligeables, et en dessous de $10^{12}\ N.m^{-3}$, les variations avec le décollement total se situent uniquement en basse fréquence, où la résolution des courbes de dispersion obtenues expérimentalement est trop mauvaise pour que les résultats soient vraiment fiables.
- Le pas des raideurs testées est fixé à $10^{12}\ N.m^{-3}$ entre 10^{12} et $10^{13}\ N.m^{-3}$, puis à $10^{13}\ N.m^{-3}$ entre 10^{13} et $10^{14}\ N.m^{-3}$, et ainsi de suite jusqu'à $10^{16}\ N.m^{-3}$. Pour chaque raideur, 37 valeurs sont donc testées. Un ensemble de 1369 possibilités est donc considéré pour l'inversion des courbes expérimentales.

Les incertitudes de mesures et les variations d'épaisseur ne sont pas prises en compte lors de l'inversion afin que les temps de calculs nécessaires à la détermination des raideurs soient raisonnables. De plus, les courbes de dispersion analytiques présentées au Chapitre 3 en tenant compte des incertitudes de mesure des paramètres des films et du substrat ont montré que l'influence de celles-ci est relativement mineure et négligeable en comparaison d'importantes variations d'adhérence, exceptée pour la vitesse de propagation de l'onde transversale dans le PVC. Ces incertitudes viennent donc limiter la précision de l'inversion de façon relativement faible.

Afin de vérifier la fiabilité de l'algorithme d'inversion, celui-ci a été testé sur des résultats de simulation et sur des courbes de dispersion analytiques pour plusieurs configurations. A chaque fois, le bon couple de raideurs a été obtenu.

Dans un premier temps, les échantillons utilisés comportent un film en PET.

1. Film en PET

L'expérience réalisée consiste à dégrader l'adhérence d'un film en PET grâce au spray de téflon déposant des particules à travers les grilles présentées au Chapitre 4. Le procédé est presque identique à celui utilisé pour obtenir les Figures 5.9 à 5.16.

Le film est dans un premier temps déposé sur le substrat sans ajout de téflon, une première série d'acquisitions est réalisée. Le film est ensuite décollé, du téflon est vaporisé dessus à travers la grille possédant les plus petits trous afin de faiblement recouvrir la face adhésive du film d'une substance antiadhérente. Le film est ensuite repositionné sur le substrat et une nouvelle série d'acquisitions est effectuée. Le processus est ensuite répété à travers la grille moyennement trouée et la grille grandement trouée pour diminuer à chaque fois la surface où le film adhère avec le substrat et donc la surface de contact.

La pression appliquée lors de la pose du film n'est pas quantifiée. L'objectif ici est de tenter d'obtenir 4 adhérences différentes et de remonter aux raideurs d'interface à l'aide des courbes de dispersion obtenues. Une faible pression est appliquée sur le film lorsque sa surface n'est pas ou peu recouverte de téflon. Une pression un peu plus forte est appliquée pour les deux dernières configurations. Celle-ci est nécessaire pour s'assurer que le film ne se décolle pas au cours de l'expérience, les acquisitions nécessaires à l'obtention d'une courbe de dispersion sont en effet relativement longues (de l'ordre d'1,5 heures).

Les acquisitions sont réalisées sur 401 positions, en déplaçant la source par pas de $50\ \mu m$ entre deux acquisitions. La première et la dernière mesure sont donc espacées de $2\ cm$.

a. Configuration sans téflon

La Figure 5.36 représente le signal temporel et la pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée pour une position de source de la première série d'acquisitions, avec des conditions de contact relativement bonnes puisque le film ne comporte pas encore de téflon.

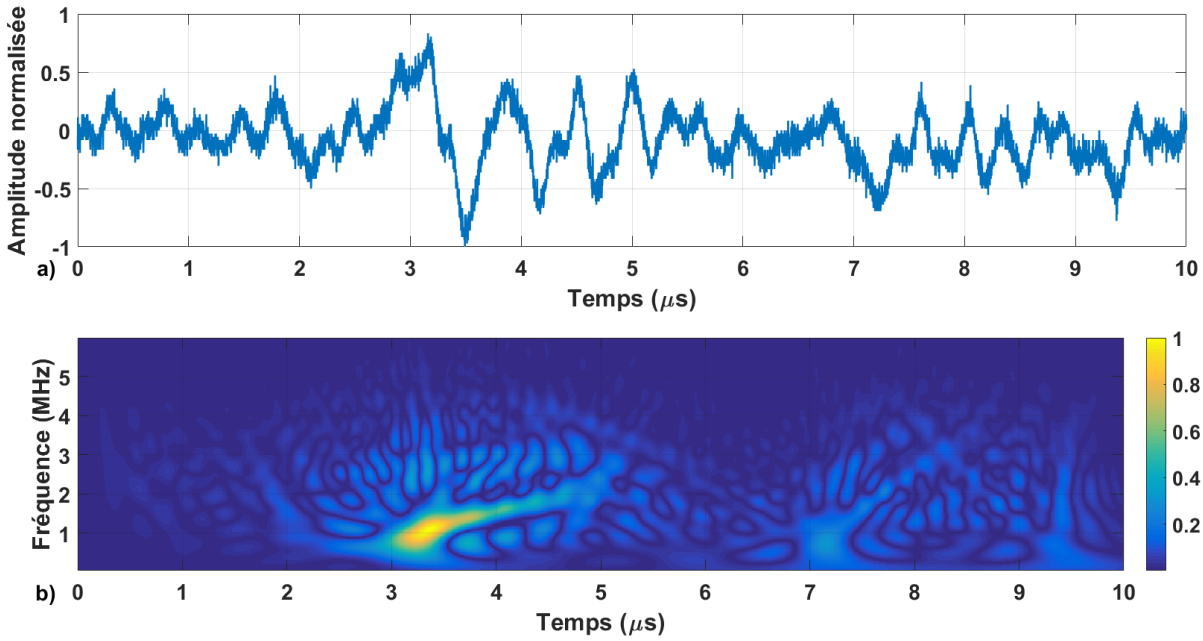


Figure 5.36 : Signal temporel (a) et pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée (b) obtenus pour l'onde de surface se propageant sur une structure film en PET-substrat en aluminium avec une bonne adhérence.

La forme du signal et sa dispersion sont typiques de celles déjà obtenues dans des structures similaires pour une bonne adhérence, comme présentées sur les Figures 5.9 et 5.13.

401 positions de sources sont utilisées pour obtenir les courbes de dispersion expérimentales et chaque mesure est moyennée 8 fois. 3208 tirs lasers sont donc nécessaires à l'obtention des courbes de dispersion.

Nous avons vu au Chapitre 4 qu'avec la méthode Matrix-Pencil, certaines solutions sont obtenues alors qu'elles n'ont pas vraiment de sens physique. De plus, comme montré dans ce chapitre, en générant et en détectant sur le substrat au niveau de l'interface, il n'est possible d'exciter que les parties des modes dont les vitesses de phases sont proches de celles de l'onde de Rayleigh dans le substrat, soit aux alentours de $3000\,m.s^{-1}$. En considérant ceci, il est alors possible d'identifier les points qui correspondraient aux modes réellement excités. Pour aider à les identifier, la transformée de Fourier en 2 dimensions est utilisée. Avec le protocole expérimental considéré, celle-ci possède une mauvaise résolution pour les grandes longueurs d'onde, ce qui rend son exploitation peu pertinente mais elle permet de déterminer où sont localisés les modes dans le plan fréquence-vitesse de phase grâce à la répartition énergétique observée.

La Figure 5.37 représente ces courbes à travers le module de la transformée de Fourier en 2 dimensions. Nous constatons qu'il existe bien un mode assez mal résolu entre $\sim 500\,kHz$ et $2{,}5\,MHz$, qui correspond à la composante la plus énergétique visible sur la pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée sur la Figure 5.36. Les gammes de fréquences sont en effet les mêmes et les composantes de haute fréquence sont bien plus lentes que celles de basse fréquence dans les deux cas.

Un deuxième mode apparait plus faiblement. Assez peu dispersif, il est visible entre 3 et $4{,}5\,MHz$ environ. Celui-ci n'est pas présent sur la pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée de la Figure 5.36 car l'amplitude du signal associée est similaire au niveau de bruit présent lors de la série d'acquisition.

Enfin, un dernier mode semble apparaitre très faiblement entre environ $5{,}8$ et $6\,MHz$. Celui-ci est très peu énergétique, ce qui peut être expliqué par le fait qu'il se situe en dehors de la bande passante du filtre de l'interféromètre, comprise entre $0{,}2$ et $4\,MHz$. Ce mode n'apparait pas sur la pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée de la Figure 5.36.

Après avoir éliminé les valeurs aberrantes, les courbes de dispersion obtenues pour la configuration sans téflon sont représentées sur la Figure 5.38.

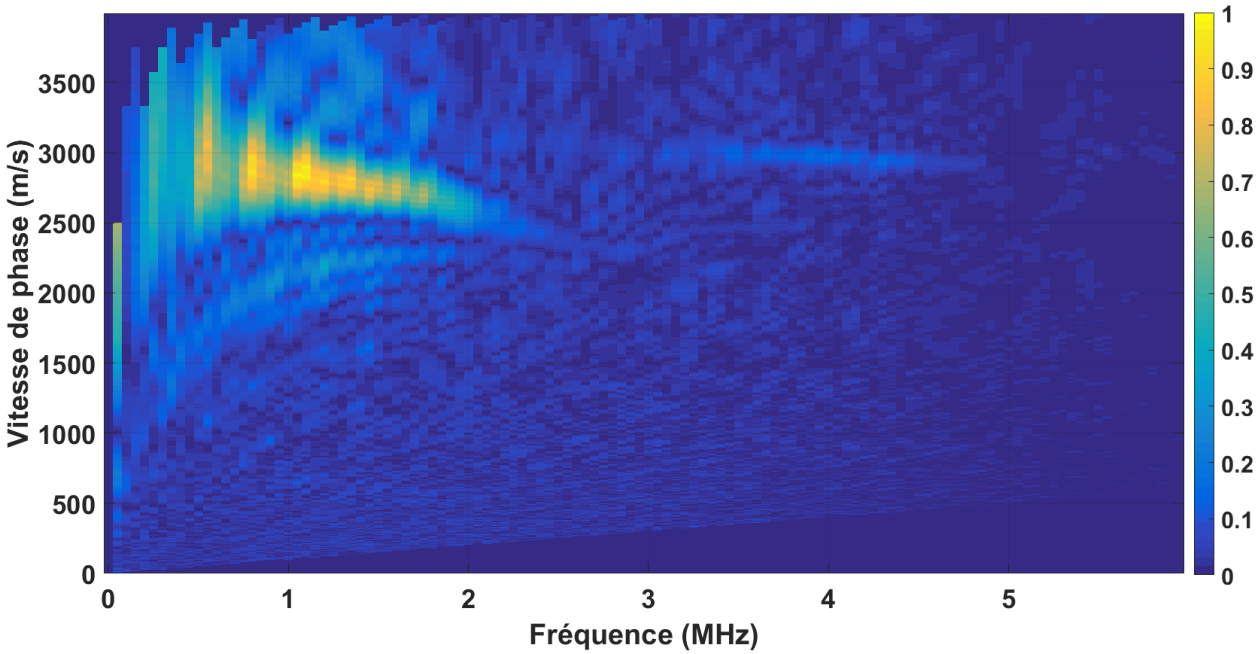


Figure 5.37 : Courbes de dispersion expérimentales associées à la série d'acquisitions à laquelle appartient le signal de la Figure 5.36 obtenues avec la transformée de Fourier en 2 dimensions.

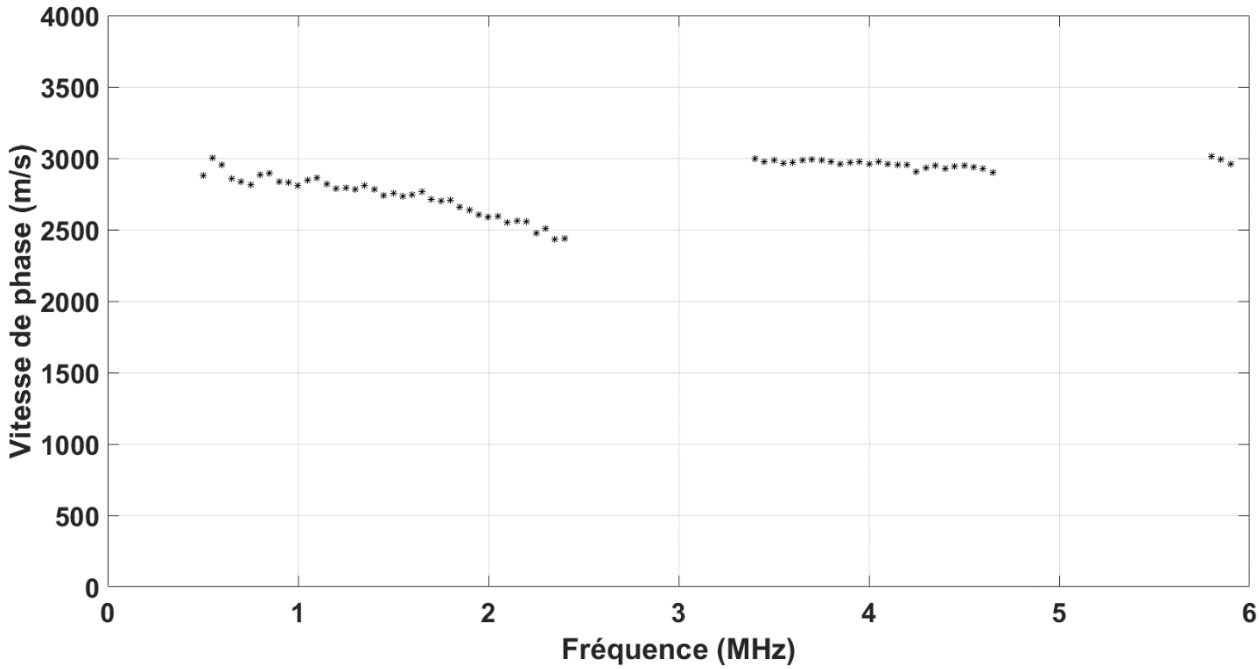


Figure 5.38 : Courbes de dispersion de la Figure 5.37 obtenues avec la méthode Matrix-Pencil après avoir éliminé les valeurs aberrantes.

La Figure 5.39 représente le résultat de l'inversion. Les valeurs obtenues pour les raideurs sont $K_n = 9.10^{15}\ N.m^{-3}$ et $K_t = \ 10^{12}\ N.m^{-3}$. Celles-ci permettent de calculer les courbes analytiques correspondantes, tracées en noir sur la Figure 5.39. En rouge sont représentés les points correspondant aux courbes obtenues expérimentalement déjà visibles sur la Figure 5.38.

Comme le montre la Figure 5.39, la correspondance entre les courbes obtenues analytiquement et celles obtenues expérimentalement n'est pas parfaite. Cela peut s'expliquer notamment par les incertitudes liées à l'estimation des paramètres du film et du substrat et les erreurs causées par la méthode Matrix-Pencil. Les résultats obtenus donnent une estimation de l'adhérence du film au substrat. Dans le cas présent, la composante normale de l'adhérence est élevée et la composante tangentielle est faible.

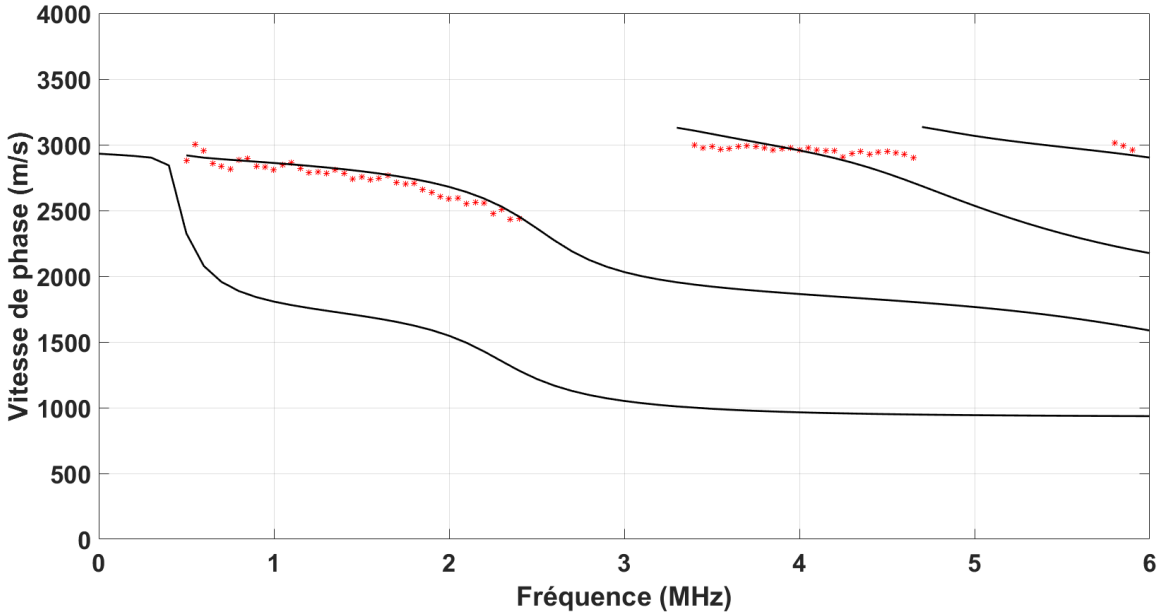


Figure 5.39 : Courbes de dispersion analytiques (en noir) pour le couple de raideurs $K_n = 9.10^{15}\ N.m^{-3}$ et $K_t = 10^{12}\ N.m^{-3}$ déterminé par l'inversion des résultats expérimentaux (en rouge).

Afin de vérifier les valeurs trouvées par l'algorithme d'inversion, une seconde inversion est réalisée empiriquement en essayant de faire correspondre les courbes analytiques aux courbes expérimentales. La faible différence d'influence sur les courbes de dispersion analytiques pour chacune des valeurs comprises dans l'intervalle de raideur $K_n \in [2.10^{14}\ N.m^{-3}, 10^{16}\ N.m^{-3}]$ et $K_t \in [10^{12}\ N.m^{-3}, 5.10^{12}\ N.m^{-3}]$ fait qu'il est difficile d'établir quelles sont les valeurs exactes des raideurs d'interface. Les résultats obtenus par l'algorithme d'inversion étant compris dans ces intervalles, ils peuvent être considérés comme fiables. La comparaison entre les courbes de dispersion obtenues analytiquement et expérimentalement est présentée sur la Figure 5.40 pour le couple $K_n = 2.10^{14}\ N.m^{-3}$ et $K_t = 10^{12}\ N.m^{-3}$ (a) et le couple $K_n = 10^{16}\ N.m^{-3}$ et $K_t = 5.10^{12}\ N.m^{-3}$ (b).

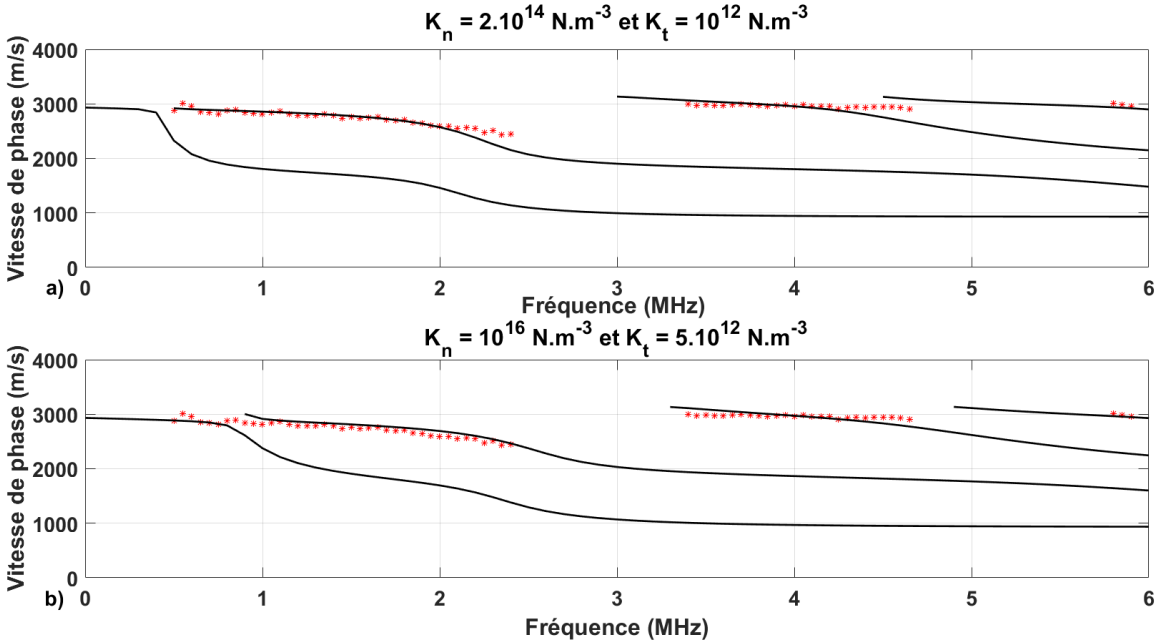


Figure 5.40 : Résultats de l'inversion empirique des courbes de dispersion de la Figure 5.38 (en rouge) pour plusieurs couples de raideur possibles (en noire). a) $K_n = 2.10^{14}\ N.m^{-3}$ et $K_t = 10^{12}\ N.m^{-3}$. b) $K_n = 10^{16}\ N.m^{-3}$ et $K_t = 5.10^{12}\ N.m^{-3}$.

b. Configuration avec du téflon déposé à travers la grille faiblement trouée

La Figure 5.41 représente le signal temporel (a) et la pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée (b) qui lui est associée pour une mesure sur le même film après avoir appliqué du téflon sur celui-ci à travers la grille faiblement trouée.

La forme du signal temporel et la dispersion observées sur la Figure 5.41 sont assez proches de celles de la Figure 5.36. Les hautes fréquences sont plus atténuées et le caractère dispersif est moins prononcé.

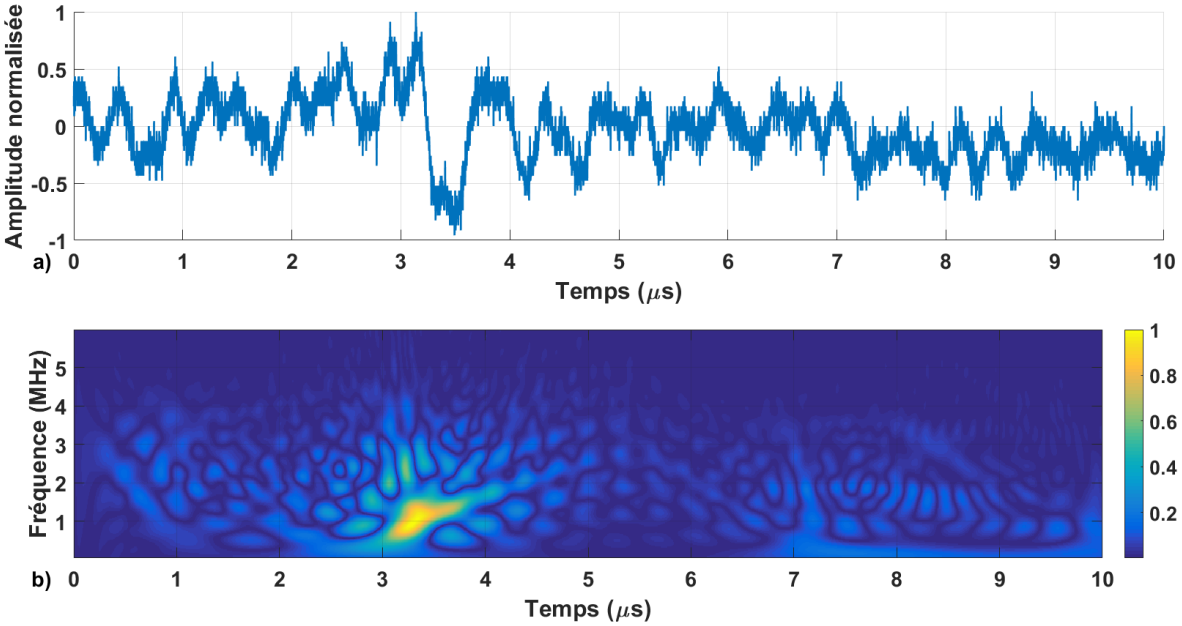


Figure 5.41 : Signal temporel (a) et pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée (b) obtenus pour l'onde de surface se propageant sur une structure film en PET-substrat en aluminium avec un dépôt de téflon recouvrant une faible surface du film.

La Figure 5.42 représente les courbes de dispersion obtenues par la méthode Matrix-Pencil après avoir éliminé les valeurs aberrantes (points rouges) et le module de la transformée de Fourier en 2 dimensions (code couleur).

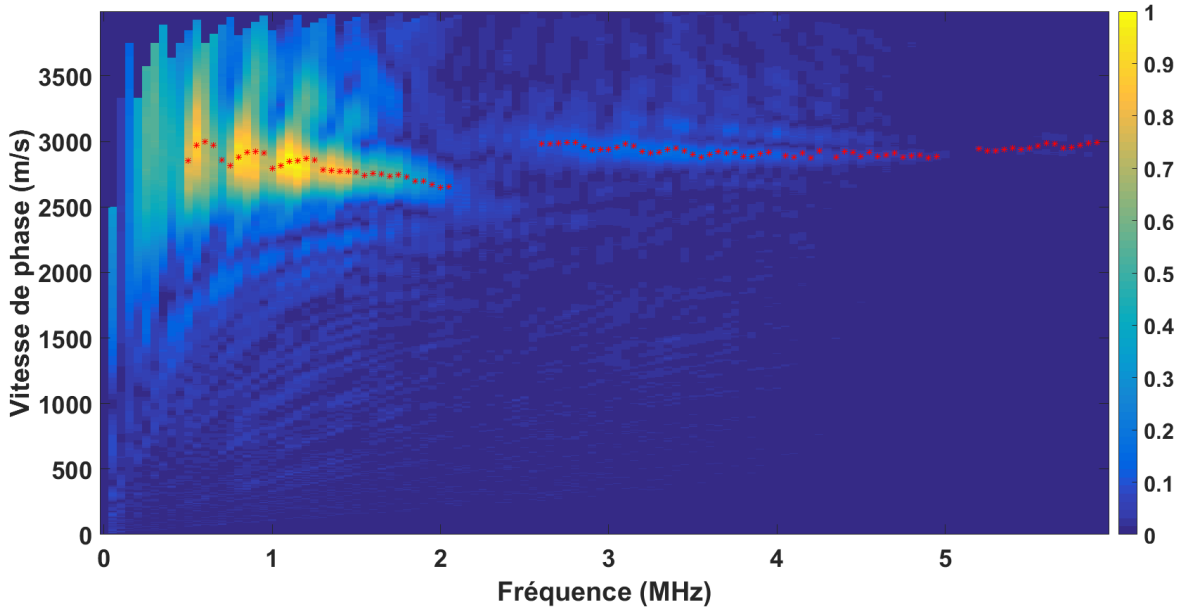


Figure 5.42 : Courbes de dispersion associées à la série d'acquisitions à laquelle appartient le signal de la Figure 5.41. Les résultats en rouge correspondent à ceux obtenus par la méthode Matrix-Pencil et ceux en code couleur au module de la transformée de Fourier en 2 dimensions.

Un premier mode dispersif est visible entre 500 kHz et 2 MHz. Une composante très faiblement dispersive est visible entre environ 2,5 et 6 MHz. Il est difficile de définir si elle est composée de plusieurs modes distincts ou d'un seul mode correspondant à la fusion de plusieurs modes, comme discuté au Chapitre 4.

La dispersion est plus faible que sur la Figure 5.38. Il est possible de remarquer que les phénomènes constatés sur les simulations du Chapitre 4 sont vérifiés : seuls des portions de mode autour de la vitesse de l'onde de Rayleigh dans le substrat sont excitées (génération sur le substrat au niveau de l'interface). La dégradation de l'adhérence fait bien tendre la vitesse des modes vers celle de l'onde de Rayleigh dans le substrat.

La Figure 5.43 représente les résultats de l'inversion réalisée avec l'algorithme. La meilleure correspondance entre les courbes de dispersion obtenues analytiquement et expérimentalement donne le couple de raideur $K_n = 8.10^{13}\ N.m^{-3}$ et $K_t = 4.10^{12}\ N.m^{-3}$. Néanmoins, les faibles effets sur les courbes de dispersion pour des raideurs telles que $K_n \in [7.10^{13}\ N.m^{-3}, 9.10^{13}\ N.m^{-3}]$ et $K_t \in [\ 10^{12}\ N.m^{-3}, 6.10^{12}\ N.m^{-3}]$ font qu'il est possible que les valeurs réelles soient comprises dans ces intervalles.

Les résultats obtenus sont cohérents : la surface de téflon recouvrant la face adhésive du film en PET dégrade légèrement l'adhérence via une diminution de la valeur de la raideur normale : celle-ci est considérée comme étant comprise entre 2.10^{14} et $10^{16}\ N.m^{-3}$ pour la configuration sans téflon. La différence entre la valeur la plus faible possible pour la précédente configuration et la plus haute valeur possible pour cette configuration est donc relativement faible.

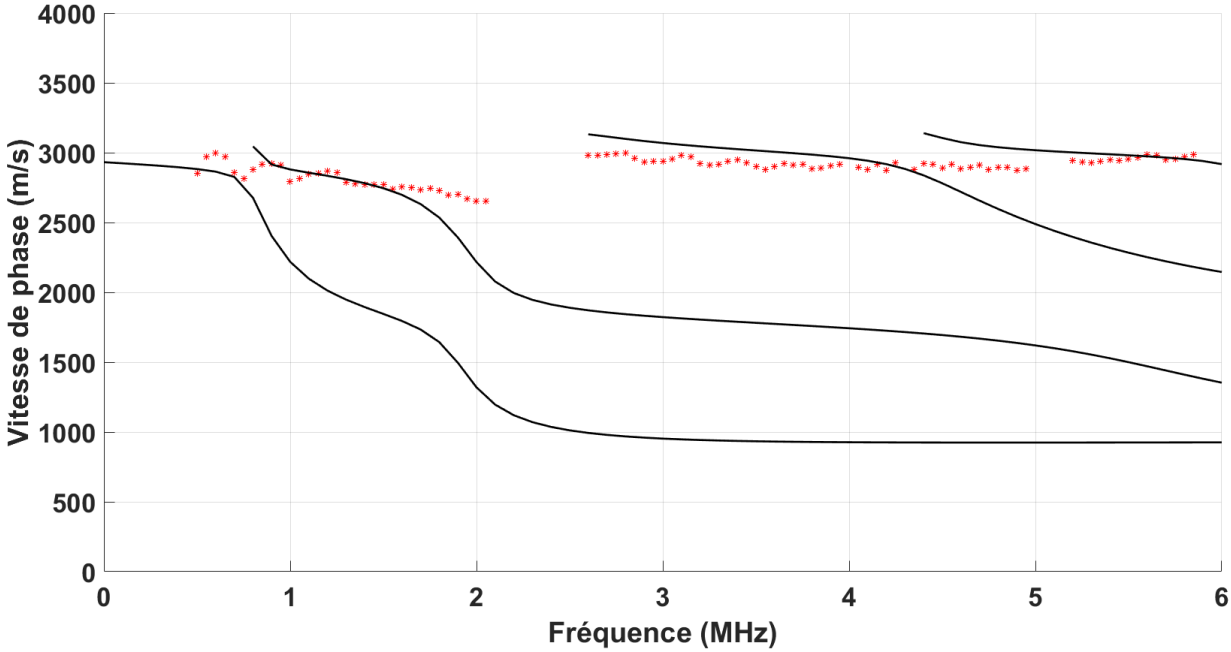


Figure 5.43 : Courbes de dispersion de la Figure 5.42 (en rouge) et analytiques (en noir) pour le couple de raideur $K_n = 8.10^{13}\ N.m^{-3}$ et $K_t = 4.10^{12}\ N.m^{-3}$.

c. Configuration avec du téflon déposé à travers la grille moyennement trouée

Le film en PET est ensuite à nouveau décollé du substrat et du téflon est déposé sur sa face adhésive à travers la grille moyennement trouée pour augmenter la surface antiadhérente recouvrant le film. Celui-ci est ensuite réappliqué sur le substrat. Une nouvelle série d'acquisitions est ensuite effectuée. La Figure 5.44 représente le signal temporel (a) et la pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée (b) correspondant à l'une des positions de source de la série d'acquisition réalisée.

Le signal obtenu est moins dispersif que pour la configuration précédente, avec une répartition de l'énergie sur la gamme de fréquence plus homogène.

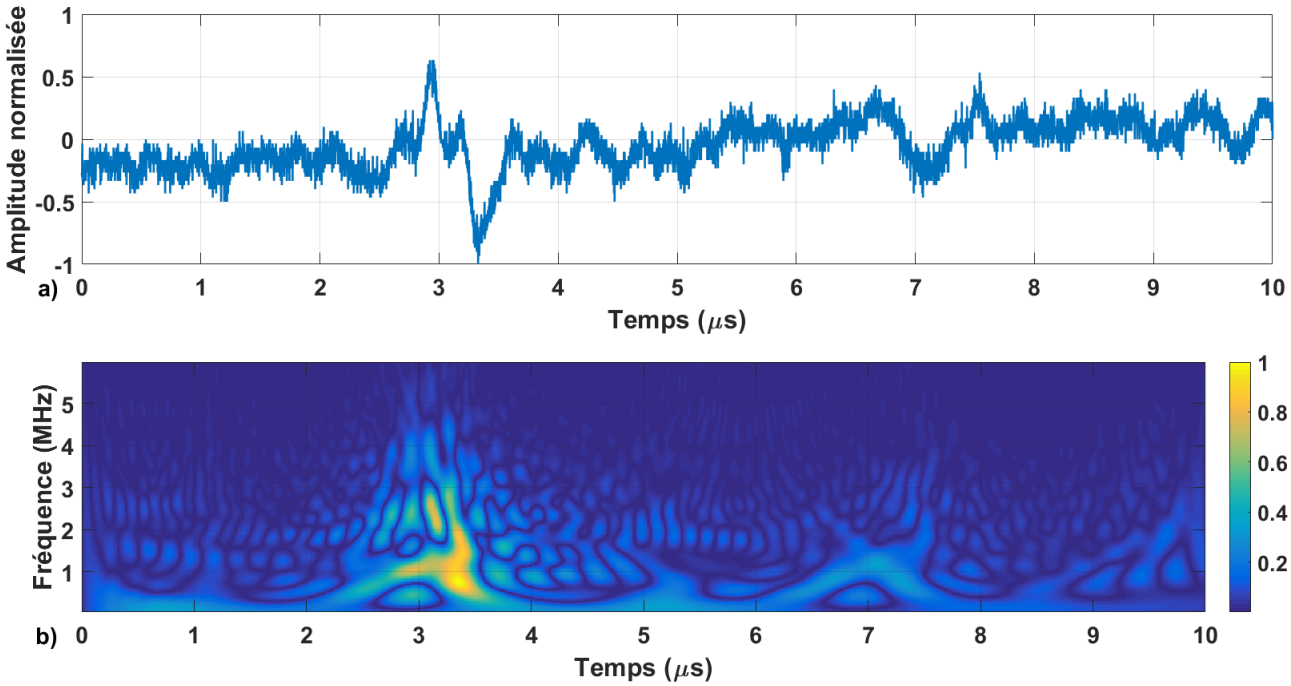


Figure 5.44 : Signal temporel (a) et pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée (b) obtenus pour l'onde de surface se propageant sur une structure film en PET-substrat en aluminium avec un dépôt de téflon recouvrant la moitié de la surface du film.

La Figure 5.45 représente les courbes de dispersion obtenues pour cette configuration avec la transformée de Fourier en 2 dimensions (code couleur) et la méthode Matrix-Pencil (points rouges) en éliminant les valeurs aberrantes. La composante dispersive en basse fréquence de la pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée est bien visible, ainsi que la composante non-dispersive située en plus haute fréquence. A l'image de la Figure 5.42, il est difficile de déterminer si plusieurs modes sont contenus dans cette dernière.

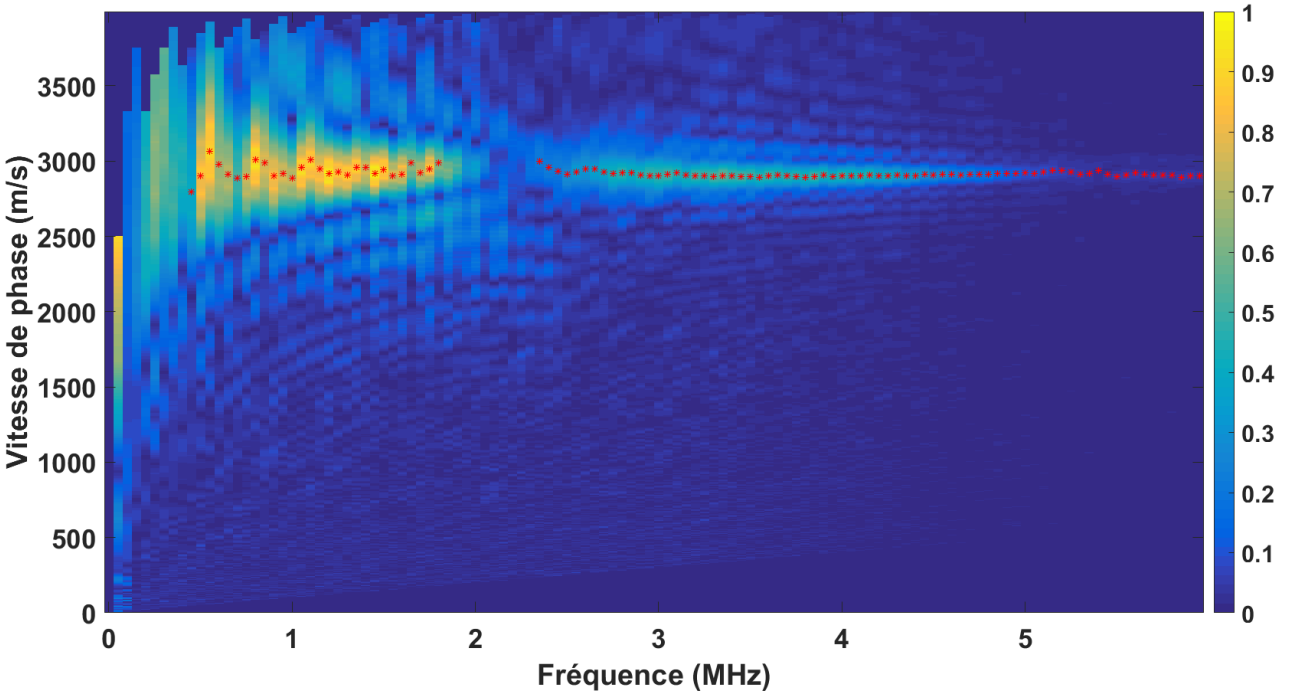


Figure 5.45 : Courbes de dispersion associées à la série d'acquisitions à laquelle appartient le signal de la Figure 5.44. Les résultats en rouge correspondent à ceux obtenus par la méthode Matrix-Pencil et ceux en code couleur au module de la transformée de Fourier en 2 dimensions.

A nouveau, seules les portions de mode autour de la vitesse de l'onde de Rayleigh dans le substrat sont excitées. Les courbes obtenues sont similaires à celles de la Figure 5.42, mais le premier mode est situé un peu plus en basse fréquence et est moins dispersif. Les deux autres modes situés en plus haute fréquence sur la Figure 5.42 semblent avoir fusionnés pour former un seul et unique mode présent sur une plus large gamme de fréquences. Ces phénomènes ont aussi été observés sur les résultats de simulations pour une dégradation d'adhérence lorsque la source et la détection sont placées à l'interface sur le substrat. Cela confirme que les résultats expérimentaux et de simulations sont concordants.

La Figure 5.46 représente les résultats de l'inversion réalisée par l'algorithme. Le couple de valeur $K_n = 6.10^{13}\ N.m^{-3}$ et $K_t = 10^{12}\ N.m^{-3}$ est alors trouvé. Cependant, les courbes de dispersion analytiques évoluent assez peu pour des raideurs comprises dans les intervalles $K_n \in [4.10^{13}\ N.m^{-3}, 6.10^{13}\ N.m^{-3}]$ et $K_t \in [10^{12}\ N.m^{-3}, 4.10^{12}\ N.m^{-3}]$, il est donc possible que les raideurs réelles soient comprises à l'intérieur de ces deux intervalles.

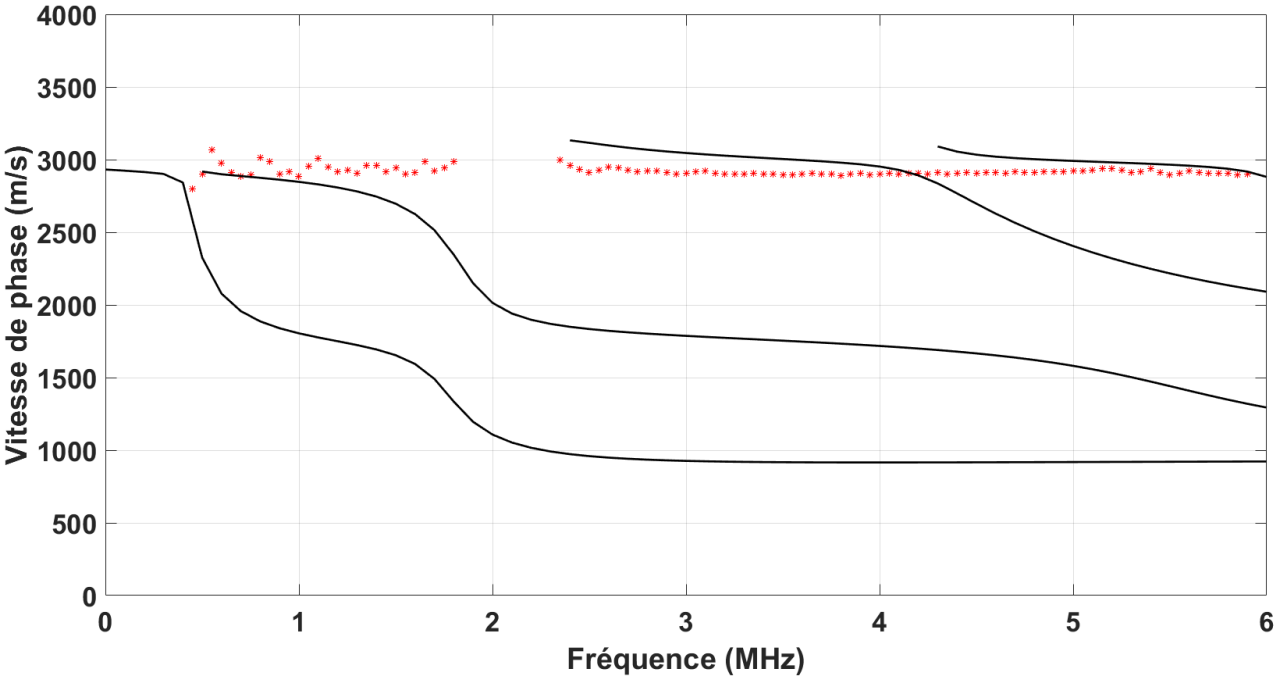


Figure 5.46 : Courbes de dispersion de la Figure 5.45 (en rouge) et analytiques (en noir) pour le couple de raideur $K_n = 6.10^{13}\ N.m^{-3}$ et $K_t = 10^{12}\ N.m^{-3}$.

Les résultats obtenus concordent : l'augmentation de la surface de téflon diminue la surface de contact du film et donc son adhérence. La raideur normale voit sa valeur diminuer légèrement par rapport à la configuration précédente. La raideur tangentielle étant déjà très faible pour les deux premières configurations, il n'est pas vraiment possible de la réduire davantage. La fusion du troisième et du quatrième mode pour former un autre dont la vitesse tend vers l'onde de Rayleigh dans le substrat lorsque l'adhérence se dégrade est ici observable.

d. Configuration avec du téflon déposé à travers la grille grandement trouée

Le film est une dernière fois décollé et le même procédé est répété pour déposer du téflon sur sa face adhésive à travers cette fois la grille grandement trouée afin de produire une surface importante aux propriétés antiadhésives. Le signal temporel et la pseudo-distribution de Wigner-Ville correspondant à cette configuration sont présentés sur la Figure 5.47. La Figure 5.48 présente le signal obtenu lorsque le film est retiré du substrat, pour une onde de Rayleigh dans l'aluminium. Les deux signaux obtenus sont très similaires.

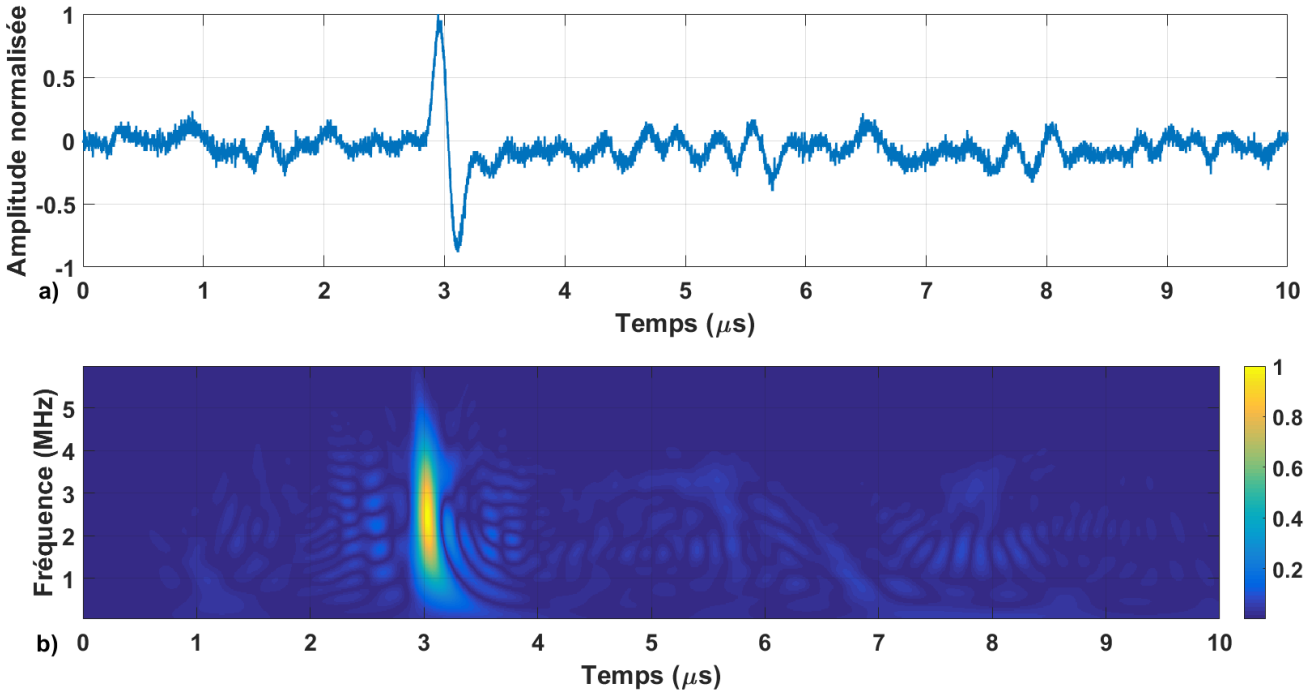


Figure 5.47 : Signal temporel (a) et pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée (b) obtenus pour l'onde de surface se propageant sur une structure film en PET-substrat en aluminium avec un dépôt de téflon recouvrant une surface importante du film.

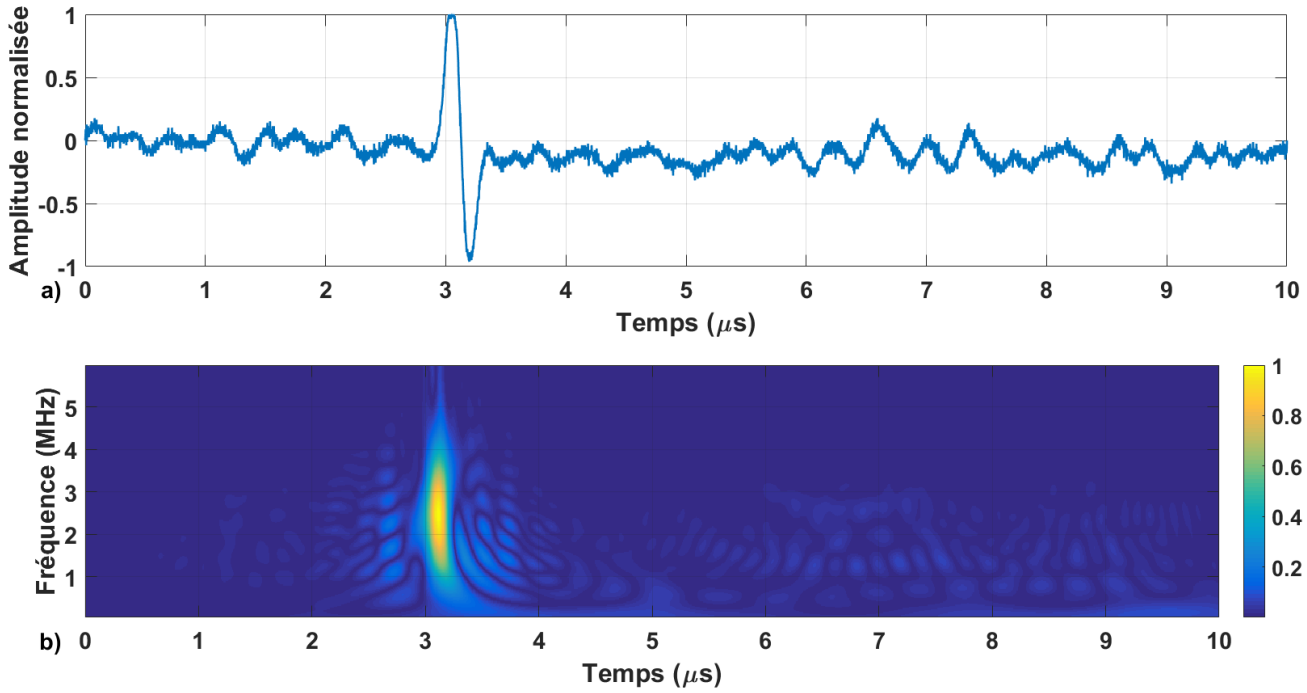


Figure 5.48 : Signal temporel (a) et pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée (b) obtenus pour l'onde de surface se propageant sur un substrat en aluminium.

Les courbes de dispersion sont cette fois simples à interpréter puisque les signaux sont non dispersifs. Les points rouges de la Figure 5.49 représentent les résultats expérimentaux en provenance de la méthode Matrix-Pencil et la courbe noire correspond à la vitesse de l'onde de Rayleigh dans le substrat calculée analytiquement. La Figure 5.49 a correspond à la configuration avec le film en PET et la Figure 5.49 b avec le substrat seul.

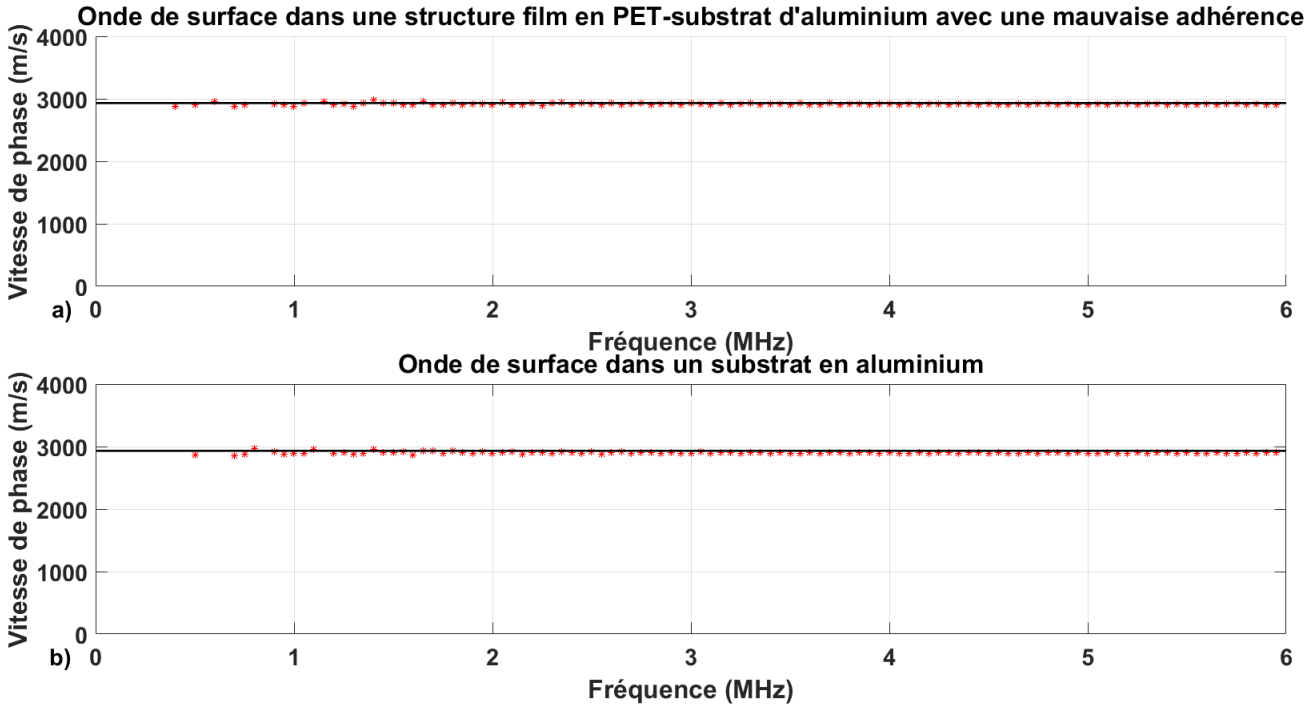


Figure 5.49 : Courbes de dispersion associées aux signaux présentés sur les Figures 5.47 (a) et 5.48 (b). La courbe noire représente la vitesse de l'onde de Rayleigh dans le substrat.

Les courbes présentées ne permettent pas de quantifier précisément l'adhérence mais elles montrent clairement qu'il est possible d'observer la diminution des raideurs d'interface lorsque la surface de téflon augmente. De plus, les résultats de simulation présentés au Chapitre 4 sont confirmés : lorsque la source et la détection sont placées au niveau de l'interface côté substrat, seules des portions de modes autour de la vitesse de l'onde de Rayleigh dans le substrat sont excitées et l'onde devient une onde de Rayleigh dans le substrat au fur et à mesure que l'adhérence se dégrade. Il est donc possible de déterminer le niveau d'adhérence en fonction de l'évolution de la dispersion des modes de Rayleigh dans la structure couche-substrat vers l'onde de surface dans le substrat seul.

2. Film en PVC

La même expérience est ensuite réalisée en considérant cette fois une structure film en PVC-substrat en aluminium. L'atténuation étant plus forte dans le film en PVC que dans celui en PET, les difficultés rencontrées pour obtenir des mesures avec un rapport signal sur bruit convenable sont plus importantes.

La Figure 5.50 représente les signaux temporels et pseudo-distributions de Wigner-Ville lissées obtenues pour chaque configuration. Nous observons clairement que le signal est de moins en moins dispersif au fur et à mesure que l'adhérence diminue. Le rapport signal sur bruit s'améliore aussi lorsque l'adhérence du film faiblit car celui-ci atténue moins l'onde générée sur le substrat au niveau de l'interface. La première configuration (Figure 5.50 a) montre que la majorité de l'énergie acoustique est concentrée sur les basses fréquences (en dessous de 2 MHz). La deuxième configuration (Figure 5.50 b) montre une meilleure répartition d'énergie avec l'apparition en haute fréquence (entre 2 et 6 MHz) d'une composante beaucoup moins dispersive. Le signal de la troisième configuration (Figure 5.50 c) possède une composante non-dispersive en haute fréquence et semble présenter une très faible dispersion en basse fréquence. Enfin, la dernière configuration (Figure 5.50 d) présente un signal non dispersif qui s'apparente clairement à celui de l'onde de Rayleigh dans le substrat. Ces résultats sont semblables à ceux ayant pu être obtenus dans de précédentes expériences réalisées sur ce type de structure et présentés dans les sections I et II de ce chapitre.

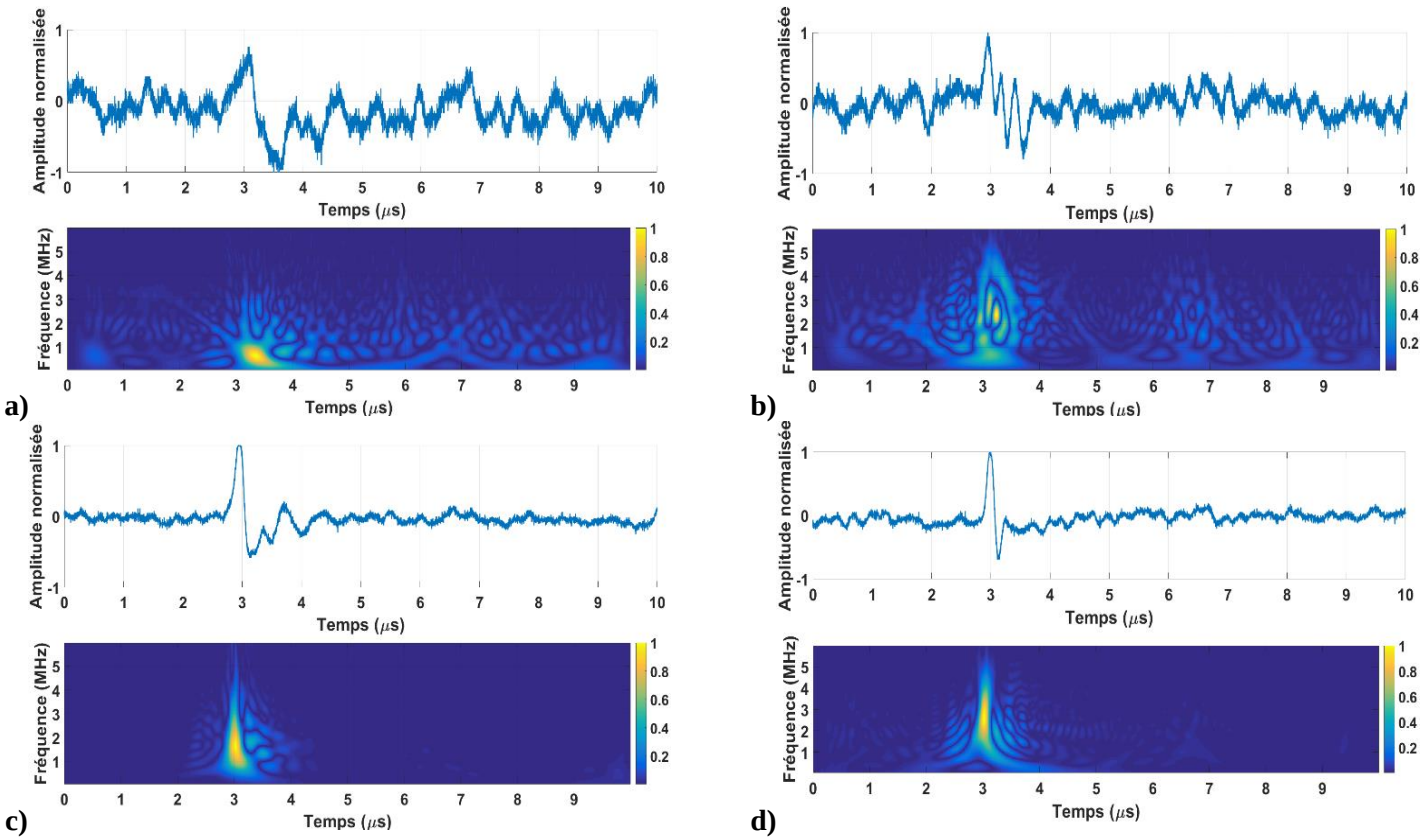


Figure 5.50 : Signaux temporels et pseudo-distributions de Wigner-Ville lissées pour une onde de surface se propageant dans une structure film en PVC-substrat en aluminium avec différentes configurations. a) Film sans téflon. b) Film recouvert d'une faible surface de téflon. c) Film recouvert d'une surface de téflon moyenne. d) Film recouvert d'une grande surface de téflon.

La Figure 5.51 représente les courbes de dispersion obtenues à partir des signaux expérimentaux pour chacune des configurations. En code couleur sont affichées les résultats de la transformée de Fourier en 2 dimensions et les points rouges correspondent à ceux obtenus par la méthode Matrix-Pencil après suppression des valeurs semblants aberrantes.

Cette fois encore, les courbes de dispersion sont situées dans une gamme de vitesses de phase aux alentours de la vitesse de l'onde de Rayleigh dans le substrat. La forte concentration d'énergie acoustique en dessous de 2 MHz, déjà observée sur la pseudo-distribution de Wigner-Ville lissée de la première configuration, est là encore visible sur la Figure 5.51 a. Les courbes de dispersion de la deuxième configuration (Figure 5.51 b) montrent une variation plus faible de la vitesse de phase pour toutes les composantes lorsque la fréquence évolue. L'énergie est aussi mieux répartie selon les fréquences, avec une meilleure visualisation des hautes fréquences. La troisième configuration (Figure 5.51 c) semble présenter une fusion des modes de la deuxième configuration (Figure 5.51 b) pour ne former qu'un seul mode non dispersif. L'énergie est encore mieux répartie sur la plage de fréquences. Enfin, la quatrième configuration (Figure 5.51 d) ne montre qu'un seul mode non-dispersif très proche de la troisième configuration avec une répartition d'énergie encore plus homogène et une vitesse de phase située autour de la vitesse de l'onde de Rayleigh dans le substrat.

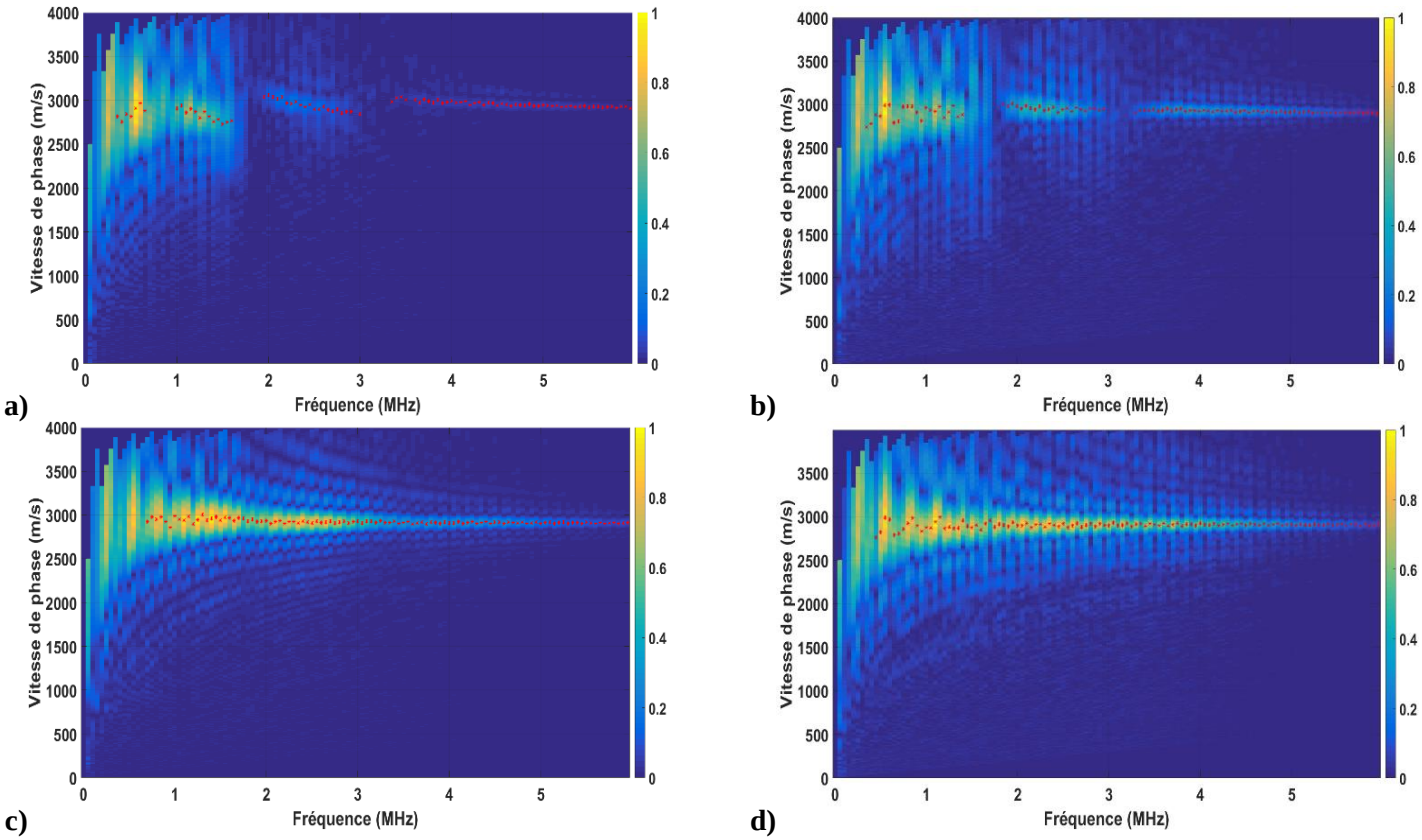


Figure 5.51 : Courbes de dispersion associées aux signaux de la Figure 5.50. Code couleur : module de la transformée de Fourier en 2 dimensions. Points rouges : méthode Matrix-Pencil sans valeurs aberrantes.

Les résultats de l'inversion réalisée par l'algorithme sont présentés sur la Figure 5.52. Les intervalles possibles sont déterminés en cherchant empiriquement les couples de raideurs pour lesquels les courbes de dispersion analytiques correspondent aux courbes de dispersion obtenues expérimentalement.

Le couple $K_n = 10^{14}\ N.m^{-3}$ et $K_t = 2.10^{14}\ N.m^{-3}$ donne la meilleure correspondance entre les courbes expérimentales et les résultats analytiques pour la première configuration (Figure 5.52 a). Cependant, des correspondances satisfaisantes sont obtenues pour des raideurs comprises dans l'intervalle $K_n \in [6.10^{13}\ N.m^{-3}, 1.10^{14}\ N.m^{-3}]$ et $K_t \in [4.10^{13}\ N.m^{-3}, 10^{16}\ N.m^{-3}]$.

Pour la deuxième configuration (Figure 5.52 b), les raideurs $K_n = 6.10^{13}\ N.m^{-3}$ et $K_t = 6.10^{13}\ N.m^{-3}$ permettent d'obtenir la meilleure correspondance entre les courbes. Cette fois, l'intervalle de valeur contenant une solution possible est évalué à $K_n \in [3.10^{13}\ N.m^{-3}, 6.10^{13}\ N.m^{-3}]$ et $K_t \in [6.10^{13}\ N.m^{-3}, 10^{16}\ N.m^{-3}]$. Cette diminution des raideurs est surtout causée par la composante située entre 3,5 et 6 MHz dont la dispersion est moins importante.

La troisième configuration (Figure 5.52 c) trouve une correspondance optimale pour les valeurs $K_n = 1.10^{12}\ N.m^{-3}$ et $K_t = 5.10^{12}\ N.m^{-3}$. Les intervalles de solution possibles sont cette fois estimés à $K_n \in [10^{12}\ N.m^{-3}, 9.10^{12}\ N.m^{-3}]$ et $K_t \in [10^{12}\ N.m^{-3}, 10^{13}\ N.m^{-3}]$.

L'intervalle important de raideurs possibles pour la première et deuxième configuration, notamment sur la raideur tangentielle, montre qu'il est difficile d'établir précisément les raideurs d'interface dans le cadre des résultats ici obtenus. Combiner ces données avec celles d'une génération à la surface du film permettrait sans doute de caractériser l'adhérence de la structure avec plus de fiabilité.

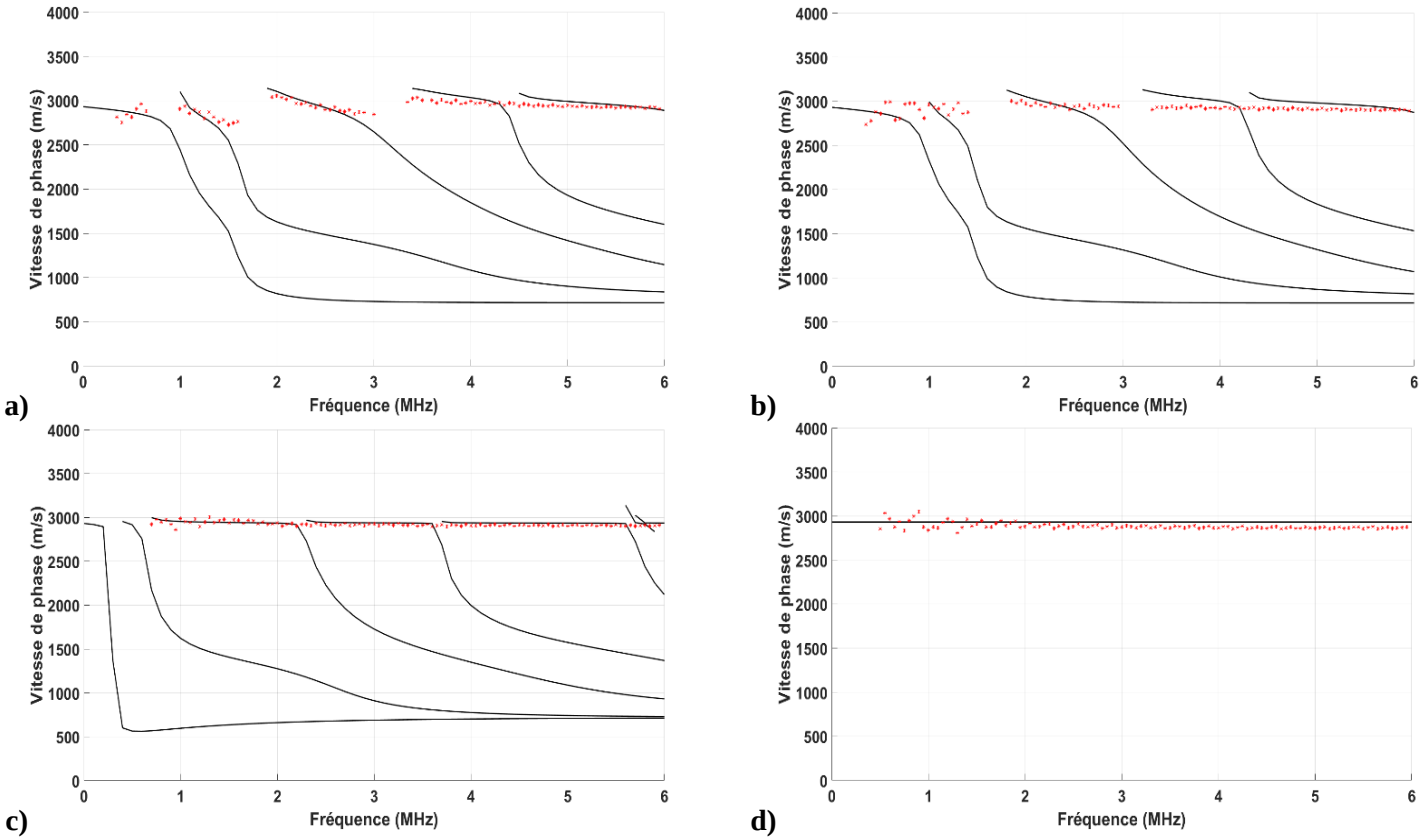


Figure 5.52 : Courbes de dispersion obtenues à partir des résultats expérimentaux et courbes de dispersion analytiques associées à chaque configuration présentée sur la Figure 5.50 : a) $K_n = 1.10^{14} N.m^{-3}$ et $K_t = 2.10^{14} N.m^{-3}$. b) $K_n = 6.10^{13}\ N.m^{-3}$ et $K_t = 6.10^{13}\ N.m^{-3}$. c) $K_n = 1.10^{12} N.m^{-3}$ et $K_t = 5.10^{12}\ N.m^{-3}$. d) Onde de Rayleigh dans le substrat.

Conclusion

Dans ce dernier chapitre, les résultats expérimentaux obtenus ont permis d'étudier l'influence de l'adhérence sur la dispersion des ondes acoustiques de surface se propageant dans une structure film-substrat.

Dans un premier temps, des tests ont été réalisés pour connaître l'influence des dimensions de la surface de contact du film en PVC avec le substrat sur le comportement dispersif des ondes de surface.

Dans une deuxième partie, des films en PET et en PVC ont été utilisés dans différentes configurations. Celles-ci consistaient à modifier la surface de contact avec le substrat par l'application de différentes pressions et/ou de téflon sur ce film. Il a été clairement montré que plus la surface de contact devient importante, plus le caractère dispersif des modes de Rayleigh est celui relatif à une amélioration de l'adhérence. Nous avons aussi vérifié expérimentalement que lorsque la génération est située à la surface du film et la détection sur celle du substrat, aucune onde de surface n'est détectée dans le cas d'une mauvaise adhérence. Ceci est conforme aux simulations effectuées.

La dernière partie a concerné les courbes de dispersion déterminées à partir des signaux obtenus ainsi que la mise en œuvre d'un algorithme d'inversion afin de déterminer les raideurs d'interface. Nous avons mis en évidence qu'il est à chaque fois possible de quantifier celles-ci. Les résultats confirment la tendance observée sur les courbes de dispersion calculées à partir des simulations par éléments finis.

Conclusion et perspectives

Cette thèse a porté sur l'étude de l'estimation de la qualité d'adhérence par ondes acoustiques de surface générées et détectées par sources laser dans des structures du type couche sur substrat. Une des originalités du travail présenté concerne les échantillons élaborés qui possèdent plusieurs caractéristiques particulières :

- De faibles variations d'épaisseur du film.
- Une absence de colle.
- La possibilité de modifier facilement les conditions de contact pour un même film.
- L'utilisation de films transparents permet l'étude de l'influence de la position de la source pour la caractérisation de l'adhérence, en focalisant l'impulsion laser sur le substrat à travers le film.

Le premier chapitre a permis de décrire les principaux procédés de fabrication des revêtements minces. Les problématiques liées à la caractérisation de l'adhérence principalement par ondes acoustiques guidées ont été présentées. Dans cet état de l'art, une attention particulière a été portée sur les travaux concernant la méthode Ultrasons-Laser. Cette partie nous a permis d'identifier certaines limitations expérimentales et de mieux choisir les échantillons utilisés. L'emploi de films polymères applicables directement sur le substrat et repositionnables, d'une épaisseur de l'ordre de la centaine de micromètres, permet à la fois de s'affranchir des problèmes liés à une couche de colle et des importantes variations d'épaisseur qui peuvent être rencontrées dans les couches minces. Finalement, les principales caractéristiques des films et du substrat utilisés ont été obtenues expérimentalement.

Dans le deuxième chapitre, la méthode Ultrasons-Laser a ensuite été décrite en abordant dans un premier temps les régimes de génération et plus particulièrement le régime thermoélastique. Une mesure du profil temporel de l'impulsion laser utilisée a été réalisée puis intégrée en tant que terme de source dans l'équation de diffusion de la chaleur. Sa résolution numérique permettra de définir l'évolution temporelle de l'excitation des ondes acoustiques. Différents dispositifs, notamment interférométriques, permettant de détecter une onde acoustique par laser ont été ensuite présentés. Les deux principales configurations utilisées en Ultrasons-Laser ont été détaillées. Celles-ci sont basées sur la méthode pompe-sonde ou point source-point récepteur.

Le troisième chapitre a tout d'abord permis d'introduire les principales caractéristiques des ondes acoustiques de surface et guidées. L'algorithme mis en œuvre pour calculer les courbes de dispersion des modes de Rayleigh dans une structure couche sur substrat a été ensuite décrit. Le modèle des sauts de déplacement permettant de représenter l'influence de l'adhérence sur la propagation des ondes acoustiques a été aussi exposé. Les conditions de contact sont caractérisées par les raideurs d'interface. L'influence sur les courbes de dispersion des modes de Rayleigh des variations des principaux paramètres caractéristiques des films et du substrat a été ensuite étudiée. Il a ainsi été possible d'évaluer les effets de chacun de ces paramètres par rapport à ceux des variations des raideurs d'interface. Il s'avère que seule la vitesse de l'onde transversale dans le film en PVC présente des variations suffisamment importantes pour induire des erreurs sur l'estimation des raideurs d'interface dans certains cas. Il apparait aussi que les effets sur les courbes de dispersion des variations de la vitesse de l'onde transversale dans le film en PVC seraient semblables à ceux de faibles variations d'adhérence pour certaines parties de modes.

Le quatrième chapitre est dédié au dispositif expérimental, aux différents procédés mis en œuvre pour modifier l'adhérence et aux méthodes de traitement des signaux permettant d'observer leur

comportement dispersif. Nous avons notamment développé la méthode Matrix-Pencil qui complète les autres méthodes d'analyse. L'utilisation de films transparents nous a permis de positionner la source thermoélastique à l'interface film–substrat contrairement à la plupart des études similaires où la source se situe à la surface du film. En plaçant la détection sur le substrat en dehors du film, nous avons obtenus des résultats différents de ceux présentés habituellement dans ce type de structure. En effet, lorsque la génération et la détection se situe sur le film et que l'adhérence est de plus en plus mauvaise, les modes de Rayleigh tendent vers les modes de Lamb dans la couche. Dans notre configuration, les modes de Rayleigh convergent cette fois vers l'onde de Rayleigh dans le substrat en considérant cette dégradation. Les premiers résultats expérimentaux vont dans ce sens ainsi que les simulations par éléments finis effectuées qui permettent d'étudier précisément l'influence de la position de la source dans ce type d'étude.

Le cinquième chapitre est consacré aux résultats expérimentaux. Tout d'abord, une étude comparative est effectuée afin de corréler la surface de contact des films en PVC à la dispersion des modes de Rayleigh se propageant dans la structure. Une étude plus complète est ensuite réalisée en utilisant des procédés permettant de contrôler au mieux les variations d'adhérence induites sur les échantillons constitués des films en PET et en PVC. En considérant le plan temps-fréquence, les résultats obtenus permettent de distinguer clairement plusieurs niveaux d'adhérence ce qui concorde parfaitement avec les simulations par éléments finis. Une rapide étude concernant la position de la source a aussi permis de confirmer les résultats obtenus en simulation. En effet, aucun mode de Rayleigh n'est détecté lorsque la génération est située à la surface du film et la détection à la surface du substrat pour une très mauvaise adhérence. Nous avons aussi utilisé la méthode Matrix-Pencil pour obtenir les courbes de dispersion à partir des signaux expérimentaux pour plusieurs degrés d'adhérence. Il a ainsi été possible grâce à un algorithme d'inversion que nous avons développé d'obtenir les raideurs d'interface. Les résultats montrent que des variations d'adhérence relativement importantes peuvent être clairement discriminées aussi bien avec le film en PVC qu'avec celui en PET.

Les perspectives de ce travail sont nombreuses. Il serait possible d'améliorer la méthode employée et présentée ici en considérant un déplacement de la source sur des distances plus importantes afin de compenser la mauvaise résolution en basse fréquence des courbes de dispersion. Il serait aussi intéressant d'employer conjointement des positions de génération et de détection toutes les deux à l'interface film-substrat et à la surface du film. Cela apporterait plus d'informations puisque les parties des modes de Rayleigh excitées sont différentes dans chacun des cas avec au final une amélioration de la résolution du problème inverse.

D'autres pistes peuvent aussi être suivies, comme par exemple la mise en œuvre d'un dispositif expérimental permettant de faire varier l'adhérence des films en temps réel qui serait corrélée à la dispersion des modes de Rayleigh. Des essais préliminaires ont été réalisés dans cette direction en chargeant électriquement des films afin de modifier leur adhérence. Les essais effectués pour l'instant n'ont pas été concluants mais poursuivre dans cette voie permettrait sans doute de relier la densité de charges à l'interface au comportement dispersif des ondes de surface.

Il serait aussi intéressant de filmer l'évolution de la surface de contact des films utilisés. Cela permettrait, à l'aide d'un algorithme de traitement d'image, de connaitre très précisément la distance de propagation des modes de Rayleigh sur la surface de contact. Il serait alors possible de corréler directement l'adhérence du film à la dispersion des ondes de surface.

Contribution à l'étude de l'adhérence des structures du type couche sur substrat par modes de Rayleigh générés et détectés par sources laser

Résumé :

La caractérisation non destructive de l'adhérence des structures du type couche sur substrat est un enjeu industriel et académique important. Ce type d'échantillon est en effet utilisé pour de nombreuses applications et sa durée de vie dépend en grande partie de la qualité d'adhérence des films au substrat. Celle-ci modifie sensiblement le comportement dispersif des ondes acoustiques de surface se propageant dans de ce type de structure. Pour générer et détecter ces ondes, un dispositif Ultrasons-Laser a été privilégié.

Dans un premier temps, nous avons cherché à contourner les difficultés d'interprétation rencontrées habituellement dans le contrôle de l'adhérence par ondes acoustiques de surface. Les variations d'épaisseur de la couche peuvent en effet avoir une influence sur la dispersion des ondes comparable à celle due à l'adhérence. Pour ce faire, des films polymères dont l'épaisseur est quasi-constante sont employés et apposés sur un substrat en aluminium. Ces films possèdent en plus la propriété d'être transparents. Cela permet de focaliser l'impulsion laser générant les ondes acoustiques à travers le film, directement à la surface du substrat et de placer ainsi la source acoustique à l'interface film-substrat. L'influence de la position de la source sur le comportement dispersif des ondes acoustiques de surface et par conséquent sur le contrôle de la qualité d'adhérence est alors étudiée expérimentalement ainsi qu'au travers de simulations par éléments finis.

Finalement, une caractérisation de l'adhérence de différents échantillons est effectuée grâce aux courbes de dispersion obtenues à l'aide de la méthode Matrix-Pencil appliquée aux résultats expérimentaux. En utilisant un algorithme d'inversion, les raideurs d'interface caractéristiques de l'adhérence des échantillons analysés sont estimées.

Mots-clefs :

Adhérence - Modes de Rayleigh - Ultrasons-laser - Contrôle Non Destructif - Eléments finis - Pseudo-Distribution de Wigner-Ville lissée - Méthode Matrix Pencil

---

Contribution to the study of the adhesion of layer-on-substrate structures by Rayleigh modes generated and detected by laser sources

Abstract:

The non-destructive characterization of the adhesion of layer-on-substrate structures is an important issue in industrial and academic domains. This type of sample is indeed used for many applications and its lifetime depends mainly on the adhesion of the film to the substrate. This one changes significantly the dispersive behavior of the surface acoustic waves. To generate and detect these waves, a Laser-Ultrasonics setup has been used.

First, we are looking to bypass the interpretation difficulties usually encountered in the control of adhesion by surface acoustic waves. Indeed, the layer thickness variations influence the dispersion of the waves in a similar way to the adhesion. Consequently, the polymer films used have a quasi-constant thickness and they are deposited directly on an aluminum substrate. In addition, these films are also transparent. It allows us to generate directly the acoustic waves on the substrate surface, at the interface between the film and the substrate, by focusing the laser pulse through the film. In this way, the influence of the source location on the dispersive behavior of the surface acoustic waves and thus on the adhesion quality control may be studied experimentally and by using finite element simulations.

Finally, a characterization of the adhesion of several samples is performed using the dispersion curves obtained applying the Matrix-Pencil method to the experimental results. An inversion algorithm allows us to estimate the interfacial stiffnesses corresponding to the adhesion of the samples.

Keywords:

Adhesion - Rayleigh modes - Laser-Ultrasonics - Non-Destructive Testing - Finite Elements - Smoothed pseudo Wigner-Ville distribution - Matrix Pencil method