

N° d'ordre : 2886

# THÈSE

présentée à

## L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGENIEUR

Par **Grégory Andriamonje**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

### DOCTEUR

**SPÉCIALITÉ : Electronique**

\*\*\*\*\*

CONTRIBUTION A LA MODELISATION ET AU DEVELOPPEMENT  
EXPERIMENTAL DE LA TECHNIQUE D'ACOUSTIQUE PICOSECONDE  
POUR L'ANALYSE DES CIRCUITS INTEGRES

\*\*\*\*\*

Soutenue le 22 Novembre 2004

Après avis de :

|            |                   |               |                      |            |
|------------|-------------------|---------------|----------------------|------------|
| <b>MM.</b> | <b>O. Bonnaud</b> | Professeur    | Université de Rennes | Rapporteur |
|            | <b>P. Perdu</b>   | Ingénieur HDR | CNES, Toulouse       | Rapporteur |

Devant la commission d'examen formée de :

|            |                     |                     |                              |                      |
|------------|---------------------|---------------------|------------------------------|----------------------|
| <b>MM.</b> | <b>O. Bonnaud</b>   | Professeur          | IETR, Université de Rennes 1 | Examineur            |
|            | <b>Y. Danto</b>     | Professeur          | IXL, Université Bordeaux 1   | Président            |
|            | <b>A. Devos</b>     | Chargé de recherche | IEMN, Université de Lille 1  | Examineur            |
|            | <b>Y. Ousten</b>    | Professeur          | IXL, Université Bordeaux 1   | Directeur de thèse   |
|            | <b>P. Perdu</b>     | Ingénieur HDR       | CNES, Toulouse               | Examineur            |
|            | <b>V. Pouget</b>    | Chargé de recherche | IXL, Université Bordeaux 1   | Codirecteur de thèse |
|            | <b>C. Rossignol</b> | Chargé de recherche | LMP, Université Bordeaux 1   | Invité               |



*A ma famille*



# Remerciements

*Les travaux de recherches présentés dans cette thèse se sont déroulés au Laboratoire d'Etude de l'Intégration des Composants et Systèmes Electroniques (IXL), composante de l'Université Bordeaux 1. Je remercie son directeur, le Professeur André Touboul, de m'y avoir accueilli et de m'avoir ainsi permis de profiter d'un environnement de travail idéal.*

*Je suis très honoré que Philippe Perdu, ingénieur HDR au CNES à Toulouse, et Olivier Bonnaud, Professeur à l'IETR (Université de Rennes), aient accepté la charge de rapporter ce mémoire, et de participer à ce jury. Leurs compétences dans les domaines de la fiabilité et des techniques d'analyse des composants microélectroniques ont permis de perfectionner ce manuscrit dans son fond et dans sa forme.*

*Je tiens à remercier très sincèrement Arnaud Devos, chargé de recherche CNRS à l'IEMN à Lille, et Clément Rossignol, chargé de recherche CNRS au LMP (Université Bordeaux 1), pour leur participation au jury. La présence de ces deux spécialistes de l'acoustique picoseconde est pour moi une véritable caution scientifique pour mes travaux.*

*Je tiens à exprimer ma reconnaissance au Professeur Yves Danto pour l'honneur qu'il me fait de présider ce jury. Je le remercie également pour les discussions scientifiques que nous avons eues, et à travers ces discussions pour la rigueur scientifique qu'il a su m'inculquer.*

*Le Professeur Yves Ousten a encadré ce travail. Je tiens à le remercier très chaleureusement pour la confiance qu'il m'a accordée en me proposant ce sujet, mais aussi pour la qualité de son encadrement : avoir su me guider avec bonne humeur et enthousiasme, tout en me laissant une grande autonomie.*

*Je dois également beaucoup à Vincent Pouget, Chargé de Recherche CNRS, co-directeur de cette thèse, qui a su par ses conseils avisés, sa disponibilité, et sa patience inculquer au béotien de l'expérimentation optique que j'étais les rudiments sans lesquels les résultats présentés dans les pages suivantes n'auraient peut-être pas vu le jour.*

*Je souhaite finalement remercier ceux qui de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de ces travaux. Ces personnes, permanents, doctorants (nouveaux ou anciens), stagiaires, ont toutes une implication dans la création de ce document à travers l'aide qu'elles ont pu m'apporter (apport d'échantillons, aide logicielle, discussion scientifique ou autre...). Dans le désordre : Bruno Lévrier, Lionel Hirsch, Valérie Barouillet, Pascal Fouillat, Dean Lewis, Bernard Plano, Simone Dang Van, Jean Augereau, Fabien Essely, Frédéric Darracq, M. Soubira, Jean-Christophe Martin, M. Nodis, Nicolas Dufossé, Nathalie Lalanne, Serge Destor, Hervé Lapuyade, Patrick Villesuzanne,...*

*Merci également à tous ceux qui, s'ils ne sont pas cités ici, ont par leur sympathie et leur soutien indirectement participé à l'élaboration de cette thèse.*

# Table des matières

|  |    |
|--|----|
| <b>Introduction</b> .....  | 13 |
| <br>   |    |
| <b>Chapitre 1 : Techniques d'analyse des circuits intégrés par faisceau laser. Introduction à l'acoustique picoseconde</b> |    |
| <br>   |    |
| Introduction .....   | 19 |
| 1 Analyse des composants microélectroniques en technologie submicronique.....  | 19 |
| 1.1 Les types d'analyse technologique.....   | 19 |
| 1.1.1 Analyse de construction .....  | 20 |
| 1.1.2 Analyse de défaillance .....   | 20 |
| 1.2 Motivations de l'analyse des technologies submicroniques .....   | 21 |
| 1.2.1 Métallisations .....   | 21 |
| 1.2.2 Oxydes.....  | 22 |
| 1.2.3 Silicium .....   | 23 |
| 1.2.4 Passivation, couches intermétalliques .....  | 23 |
| 1.2.5 Motivations de l'analyse des circuits VLSI .....   | 24 |
| 2 Techniques d'analyse des composants microélectroniques par faisceau laser .....  | 25 |
| 2.1 Intérêt et principe des techniques laser .....   | 25 |
| 2.2 Techniques de type pompe .....   | 25 |
| 2.2.1 Principe de l'approche de type pompe.....  | 25 |
| 2.2.2 Quelques notions de l'interaction laser – matière .....  | 26 |
| 2.2.3 Techniques de génération photonique de paires électron-trous (PLS).....  | 27 |
| 2.2.4 Techniques de stimulation thermique laser (TLS) .....  | 28 |
| 2.2.5 Applications industrielles .....   | 29 |
| 2.3 Techniques de type sonde .....   | 30 |
| 2.3.1 Réflectométrie, interférométrie .....  | 30 |
| 2.3.2 Thermoréflexivité.....   | 32 |
| 2.4 Analyses de type pompe-sonde .....   | 33 |
| 3 Présentation de la technique d'acoustique picoseconde.....   | 33 |
| 3.1 Pourquoi l'acoustique picoseconde ? .....  | 33 |

|       |  |    |
|-------|--|----|
| 3.2   | Méthodes acoustiques classiques d'analyse des technologies microélectroniques        | 34 |
| 3.2.1 | Principe des techniques ultrasonores.....  | 34 |
| 3.2.2 | Techniques conventionnelles de microscopie acoustique.....                           | 36 |
| 3.2.3 | Limitations de la microscopie acoustique conventionnelle.....                        | 37 |
| 3.3   | L'acoustique picoseconde .....   | 37 |
| 3.3.1 | Principe général.....  | 37 |
| 3.3.2 | Processus de génération d'ondes ultrasonores par impulsions laser ultracourtes ..... | 39 |
| 3.3.3 | Fréquence acoustique théorique .....   | 39 |
| 3.3.4 | Diffusion électronique, profondeur de pénétration effective .....                    | 41 |
| 3.3.5 | Approximation en champ proche .....  | 43 |
|       | Conclusion.....  | 44 |

## **Chapitre 2 : Modélisation de la génération et de la détection d'ondes acoustiques par impulsions laser ultracourtes dans une structure multicouche**

|       |   |    |
|-------|---|----|
|       | Introduction.....   | 49 |
| 1     | Equations générales en électromagnétisme et en acoustique linéaires. Eléments d'acousto-optique ..... | 50 |
| 1.1   | Electromagnétisme .....   | 50 |
| 1.1.1 | Onde plane monochromatique .....  | 50 |
| 1.1.2 | Onde gaussienne.....  | 52 |
| 1.2   | Acoustique linéaire.....  | 56 |
| 1.2.1 | Equations de propagation d'une onde acoustique .....  | 56 |
| 1.2.2 | Notion de champ acoustique .....  | 58 |
| 1.2.3 | Atténuation d'une onde acoustique .....   | 58 |
| 1.3   | Eléments d'acousto-optique .....  | 58 |
| 1.3.1 | Coefficient de réflexion distribué.....   | 59 |
| 1.3.2 | Constantes de photoélasticité .....   | 60 |
| 2     | Variation de réflectivité d'un échantillon composé de plusieurs couches .....                         | 61 |
| 2.1   | Génération photoélastique dans une structure multicouche.....   | 62 |

|       |   |    |
|-------|---|----|
| 2.1.1 | Répartition du champ électrique dans un échantillon stratifié .....                                 | 62 |
| 2.1.2 | Contrainte thermique dans une couche .....  | 65 |
| 2.1.3 | Equations de propagation acoustique .....   | 67 |
| 2.1.4 | Détermination des grandeurs acoustiques dans l'espace des fréquences .....                          | 67 |
| 2.2   | Variation de réflectivité induite par une vibration acoustique dans une structure multicouche ..... | 72 |
| 3     | Simulations .....   | 76 |
| 3.1   | Procédure .....   | 76 |
| 3.1.1 | Algorithme du programme "pico" .....  | 76 |
| 3.1.2 | Amplitude et phase expérimentales, parties réelle et imaginaire simulées ..                         | 77 |
| 3.2   | Applications .....  | 78 |
| 3.2.1 | Remarques préliminaires .....   | 78 |
| 3.2.2 | Film métallique sur substrat .....  | 79 |
| 3.2.3 | Couche transparente .....   | 83 |
| 4     | Limitations, perspectives d'évolution du modèle .....   | 92 |
| 4.1   | Phénomènes thermiques .....   | 92 |
| 4.1.1 | Thermoréflectivité .....  | 92 |
| 4.1.2 | Diffusion thermique .....   | 93 |
| 4.2   | Atténuation acoustique .....  | 94 |
| 4.3   | Influence d'une couche interfaciale ou d'une couche d'interdiffusion .....                          | 95 |
| 4.4   | Modélisation bidimensionnelle .....   | 96 |
| 4.5   | Automatisation logicielle .....   | 96 |
|       | Conclusion .....  | 97 |

## **Chapitre 3 : Mise en œuvre expérimentale**

|       |   |     |
|-------|---|-----|
|       | Introduction .....                                      | 101 |
| 1     | Montage réflectométrique .....                          | 102 |
| 1.1   | Banc expérimental, procédure .....                      | 102 |
| 1.2   | Éléments du montage .....                               | 103 |
| 1.2.1 | La source laser .....                                   | 103 |
| 1.2.2 | Le photodétecteur .....                                 | 105 |
| 1.2.3 | Modulation acousto-optique et détection synchrone ..... | 106 |

|       |   |     |
|-------|---|-----|
| 1.2.4 | Platine de translation .....                              | 108 |
| 1.2.5 | Focalisation, objectif de microscope .....                | 109 |
| 1.2.6 | Système de visualisation du circuit sous test .....       | 109 |
| 1.2.7 | Le logiciel "Probe" .....                                 | 110 |
| 1.3   | Signal réflectométrique expérimental .....                | 112 |
| 1.3.1 | Offset : fuite du faisceau pompe, échauffement moyen..... | 113 |
| 1.3.2 | Coïncidence, fond thermique, écho acoustique.....         | 115 |
| 1.3.3 | Extraction de la contribution acoustique.....             | 116 |
| 2     | Montage interférométrique.....                            | 117 |
| 2.1.1 | Principe de fonctionnement.....                           | 118 |
| 2.1.2 | Procédure d'extraction de $\rho$ et de $\delta\phi$ ..... | 120 |
| 2.1.3 | Réglage de l'interféromètre.....                          | 121 |
| 3     | Influence de paramètres laser .....                       | 122 |
| 3.1.1 | Influence de la durée d'impulsion.....                    | 122 |
| 3.2   | Influence de l'énergie des impulsions.....                | 125 |
| 3.2.1 | Influence de l'énergie de la pompe .....                  | 125 |
| 3.2.2 | Influence de l'énergie de la sonde.....                   | 126 |
|       | Conclusion.....   | 128 |

## **Chapitre 4 : Application à l'analyse non-destructive de composants microélectroniques**

|     |  |     |
|-----|--|-----|
|     | Introduction.....  | 131 |
| 1   | Analyse interférométrique de structures métalliques .....      | 132 |
| 1.1 | Analyse interférométrique d'un résonateur.....                 | 132 |
| 1.2 | Analyse interférométrique d'une structure de test Al / Si..... | 136 |
| 1.3 | Conclusion.....  | 138 |
| 2   | Analyse de construction de circuits intégrés .....             | 139 |
| 2.1 | Plot de connexion.....   | 139 |
| 2.2 | Analyse d'une couche de passivation.....                       | 143 |
| 2.3 | Analyse d'une ligne d'interconnexion .....                     | 146 |
| 3   | Résultats préliminaires à l'évolution du banc de test.....     | 151 |
| 3.1 | Etude d'une ligne de métallisation .....                       | 151 |

|       |  |     |
|-------|--|-----|
| 3.1.1 | Cartographie 1D .....  | 151 |
| 3.1.2 | Cartographie selon deux axes.....  | 152 |
| 3.2   | Cartographie d'un profil de dépôt d'aluminium .....  | 153 |
| 3.3   | Etude de substrats semiconducteurs .....   | 155 |
| 3.4   | Perspectives d'évolution .....   | 157 |
|       | Conclusion.....  | 158 |
|       | <b>Conclusion générale</b> .....   | 159 |
|       | <b>Annexes</b> .....   | 163 |
| 1     | Réflexion et réfraction d'une onde électromagnétique sur une interface : formules de Fresnel ..... | 165 |
| 2     | Coefficients photoélastiques .....   | 166 |
| 3     | Variation de réflectivité d'un échantillon stratifié soumis à un champ acoustique .....            | 167 |
| 4     | Détermination de l'intensité reçue par le photodétecteur en interférométrie.....                   | 169 |
|       | <b>Liste des symboles</b> .....  | 173 |
|       | <b>Bibliographie</b> .....   | 175 |



# Introduction



L'évolution continue des technologies employées dans l'industrie microélectronique s'accompagne de nouveaux problèmes de fiabilité. Ces problèmes sont typiquement liés à la réduction des dimensions et à l'implantation de matériaux nouveaux. Dès lors, il est fondamental d'identifier les points faibles des circuits et de leur technologie afin d'en évaluer leur fiabilité. Il apparaît ainsi un besoin permanent de développer de nouvelles techniques d'analyse des composants microélectroniques. Ce besoin porte sur des thématiques aussi variées que la caractérisation des matériaux et procédés, la métrologie ou encore l'analyse de défaillance.

Les techniques d'analyse des circuits intégrés par faisceau laser connaissent des développements importants en raison de leur caractère généralement non-destructif et de leurs grandes résolutions spatiale et temporelle. L'augmentation rapide du nombre et de la densité des niveaux d'interconnexions métalliques dans les circuits intégrés engendre certaines limitations pour ces techniques en raison de l'opacité de ces niveaux. Les techniques de microscopie acoustique permettent quant à elles de sonder des milieux opaques inaccessibles aux techniques optiques. Cependant, leur résolution actuelle, principalement limitée par les fréquences acoustiques utilisées, ne permet pas de les appliquer à l'analyse interne de structures microélectroniques.

Ce travail de thèse s'inscrit dans ce contexte et vise à développer un outil d'analyse des composants microélectroniques par la technique dite d' « *acoustique picoseconde* ». Cette technique repose sur l'utilisation d'impulsions laser ultracourtes pour *générer et détecter des ondes ultrasonores de très haute fréquence*.

Ce travail a été réalisé au laboratoire IXL dans le cadre d'une action transversale entre les thématiques « Techniques d'analyse des Micro-assemblages et Composants Passifs » et « Analyse et Test et des Circuits Intégrés par Faisceau Laser ».

L'objectif premier de l'implantation d'un banc de test par acoustique picoseconde au laboratoire IXL est donc d'évaluer le potentiel de cette technique pour l'analyse des composants microélectroniques. Pour ce faire, deux axes de recherche principaux ont été fixés :

- d'une part, la mise en œuvre d'un dispositif expérimental permettant l'analyse de structures microélectroniques,
- d'autre part, le développement d'un outil de simulation du signal expérimental, afin d'aider à l'interprétation des résultats.

Un tour d'horizon des différentes techniques employant un faisceau laser pour l'analyse de composants microélectroniques est présenté dans le premier chapitre. En introduction à l'acoustique picoseconde, les principes physiques impliqués lors de la génération d'ondes ultrasonores par laser impulsionnel sont également décrits.

Dans le deuxième chapitre, un modèle théorique est exposé dans le but de développer un outil de simulation numérique selon une approche multicouche. Le modèle repose sur la description analytique d'une part, du champ acoustique créé par une impulsion ultrabrève dans un empilement de couches, et d'autre part de la réponse optique d'un milieu perturbé par un tel champ acoustique.

Des exemples typiques de simulations sont également présentés, afin de se familiariser avec le type de signal que nous sommes amenés à rencontrer lors d'expérimentations.

Dans le troisième chapitre, le dispositif expérimental que nous avons développé au laboratoire est décrit en détail. Les différents éléments composant le banc de test sont présentés, ainsi que la méthodologie employée pour acquérir le signal expérimental. Les différentes composantes de ce signal sont détaillées, et l'influence de certains paramètres des impulsions laser est évaluée.

Enfin, les principaux résultats expérimentaux obtenus au cours de ce travail de thèse sont présentés dans le dernier chapitre. Plusieurs types de résultats obtenus sur des composants passifs et des circuits intégrés sont présentés et analysés à l'aide de simulations numériques. Les premiers essais de cartographie sur composants microélectroniques par la technique d'acoustique picoseconde sont enfin décrits, et le potentiel de cette technique pour l'analyse non destructive de circuits intégrés est démontré.

# **Chapitre 1**

**Techniques d'analyse des circuits intégrés par faisceau laser.**

**Introduction à l'acoustique picoseconde**



## **Introduction**

L'ensemble des méthodes permettant de mesurer des propriétés physiques ou de caractériser des défauts au sein d'un composant, sans nuire à son intégrité et sans induire de contraintes susceptibles de le détériorer est identifié par l'appellation d'*Analyse Non Destructive* (AND). Parmi ces techniques, celles employant un faisceau laser pour l'analyse des composants microélectroniques sont depuis quelques années en plein essor. Plusieurs de ces techniques ont été mises en œuvre avec succès au laboratoire IXL [Fou90, Lap96, Pou00, Dar03, Bea04]. Les techniques de microscopie acoustique ont elles aussi un grand champ d'applications en AND, et ont également donné lieu à de nombreux travaux au laboratoire IXL [Ous89, Bec98, Aug02]. La technique d'acoustique picoseconde, objet de ce travail de thèse, relève à la fois des techniques dites laser et des techniques de microscopie acoustique. L'objectif de ce premier chapitre est donc de situer cette méthode dans le contexte de l'AND par faisceau laser en tant qu'extension des méthodes classiques de microscopie acoustique.

Ainsi, dans la première partie de ce chapitre, nous décrivons les motivations de l'analyse des composants microélectroniques en technologie submicronique.

Dans la deuxième partie, nous traitons de l'état de l'art des techniques usuelles employant un faisceau laser pour l'analyse des circuits intégrés. Y sont sommairement présentés les principes physiques sur lesquelles elles s'appuient, ainsi que le type d'analyse qui leur est associée.

La troisième partie introduit la technique d'acoustique picoseconde, objet de ce travail de thèse. Après avoir évoqué les principes et techniques de base de la microscopie acoustique conventionnelle, nous y décrivons le principe de l'acoustique picoseconde, et le processus de génération d'ondes élastiques par impulsions laser ultracourtes.

## **1 Analyse des composants microélectroniques en technologie submicronique**

### ***1.1 Les types d'analyse technologique***

Les techniques d'analyse des composants microélectroniques peuvent être séparées en deux classes : les techniques destructives et les techniques non destructives. A chaque technique correspond un type de caractérisation, de telle sorte qu'il est fréquent d'avoir

recours à plusieurs de ces techniques lors de l'inspection d'un composant. Généralement, les techniques non destructives sont prioritairement employées car elles offrent une meilleure flexibilité : elles offrent par exemple la possibilité d'étudier le comportement du composant en fonctionnement, ou encore d'observer l'évolution des performances de la structure soumise à des contraintes extérieures.

Ces techniques sont associées à deux types d'analyse, avec chacune des objectifs et des procédures différents : l'analyse de construction, et l'analyse de défaillance.

### **1.1.1 Analyse de construction**

Le développement constant de nouveaux matériaux (diélectriques à permittivité faible, ou élevée, interconnexions en cuivre...) et des processus technologiques associés justifie le constant besoin en analyse de construction dont l'objectif est de déterminer la structure physique d'un système. L'idée sous-jacente est d'étudier son processus de fabrication, car les informations collectées sont intéressantes à plusieurs titres. En effet, une analyse de construction permet la détermination des dimensions de chaque couche du composant, de la qualité des dépôts, de l'intégrité des interfaces, de la rugosité des surfaces... Ainsi, le fabricant d'un composant l'emploie pour s'assurer de la conformité de la technologie mise en œuvre et du respect du cahier des charges. Elle est également un outil incontournable pour la veille technologique.

### **1.1.2 Analyse de défaillance**

L'objectif premier de l'analyse de défaillance est d'analyser des mécanismes de défaillance et leur cause racine. En amélioration des rendements, il s'agit d'identifier les faiblesses du procédé de fabrication afin de développer des moyens pour les éliminer. Dans ce cas, les échantillons sont nombreux et l'analyse est souvent destructive. En retour client, il s'agit plutôt de savoir s'il s'agit de défauts extrinsèques (EOS, ESD) ou intrinsèques (procédé de fabrication, limite design-process) et s'il s'agit d'un cas d'espèce ou d'un cas de lot. L'importance de l'analyse de défaillance s'est accrue avec le « scaling down » des circuits VLSI (complexité croissante et réduction des dimensions) qui augmente l'impact des défauts sur la fiabilité. Elle est à ce titre essentielle pour améliorer la qualité des processus de fabrication. Pour exécuter correctement une analyse de défaillance, il est nécessaire d'avoir une bonne connaissance de la structure du composant, de son mode de fonctionnement normal, et des mécanismes de défaillances susceptibles d'y survenir. Dès lors, l'analyse d'un circuit défaillant se résume en deux étapes : la localisation de défaut, et l'analyse physique.

L'analyse physique consiste en la détermination du mécanisme de dégradation ayant engendré le défaut, et de sa cause originelle (processus de fabrication, mauvais fonctionnement du composant...). Elle ne peut être accomplie que si le défaut a préalablement été localisé au sein du composant.

Avant d'évoquer l'analyse des technologies submicroniques par des techniques employant un faisceau laser, il convient de situer le sujet tout d'abord dans son contexte : la qualité et la fiabilité des dispositifs à semiconducteur.

## ***1.2 Motivations de l'analyse des technologies submicroniques***

Au niveau des couches internes d'un circuit intégré, les mécanismes de dégradation peuvent être classés selon deux catégories liées à l'étape de fabrication associée :

- les mécanismes de dégradation liés au FEOL ("Front End Of the Line") correspondant aux premières étapes du process (étapes précédant la création des contacts).
- les mécanismes de dégradation relevant du BEOL (le "Back End Of the Line" qui correspond aux étapes de fabrication des différents niveaux d'interconnexion).

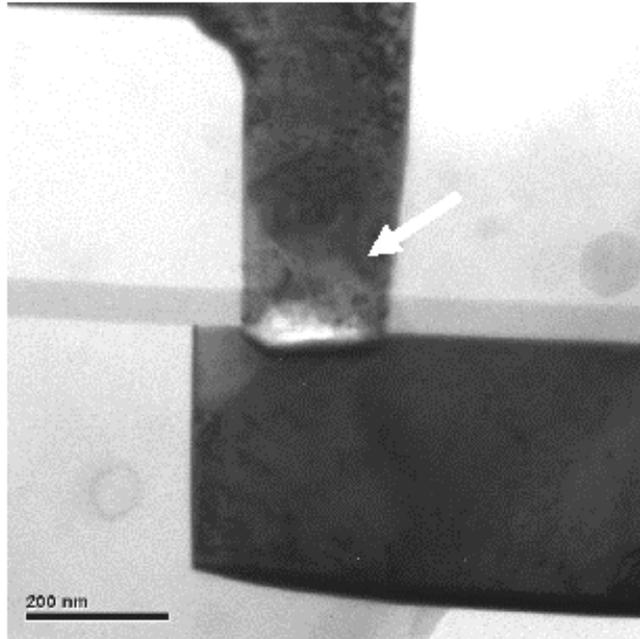
Une faiblesse dans la conception peut de plus rendre le circuit sensible aux divers stress (électrique, thermique) auxquels il est soumis lors de son fonctionnement. Cette sensibilité peut être accrue par le vieillissement du composant.

Au sein de chacune des couches internes d'un circuit intégré, différents modes de défaillance relevant de l'une de ces classes sont susceptibles de nuire au bon fonctionnement du composant. Sont très succinctement résumés ici pour les différentes couches des circuits VLSI (Very Large Scale Integrated) les principes de certains de ces mécanismes.

### **1.2.1 Métallisations**

De par la structure polycristalline des métaux utilisés (Al, Cu) pour les différents niveaux d'interconnexion, les liaisons inter-atomiques de certains atomes métalliques aux joints de grain sont faibles, ce qui rend ces atomes enclins à migrer sous l'effet de stress thermiques ou de hautes densités de courant. Ces migrations se traduisent par une formation de vides dans la couche, ou plus fréquemment au niveau du via assurant la connexion électrique entre deux niveaux d'interconnexion, tel qu'illustré sur l'image TEM (Transmission Electron Microscope) de la figure 1 [Don04]. Les conséquences sur le fonctionnement électrique du circuit s'échelonnent d'une augmentation de résistance jusqu'au circuit ouvert. Si les

phénomènes de migration sont connus depuis la fin des années 60 [Ble69], leur impact sur la fiabilité des métallisations est constamment accru par la réduction des dimensions (*scaling down*) car les métallisations sont de ce fait sujettes à des densités de courant de plus en plus importantes [Hau04].



*Figure 1 : Image TEM d'un vide engendré par électromigration dans un via en technologie cuivre Dual Damascene [Don04]*

### 1.2.2 Oxydes

Lorsqu'un diélectrique est soumis à un champ électrique élevé, on peut assister soit à sa rupture si le champ électrique est supérieur à une valeur critique, soit à une dégradation de sa tension de rupture ou une augmentation du courant de fuite. Ce deuxième cas peut engendrer l'apparition d'un défaut latent susceptible de causer la défaillance du diélectrique sous l'effet d'autres contraintes.

Parmi les autres mécanismes de dégradation des couches diélectriques, l'injection de porteurs chauds dans l'oxyde de grille des transistors MOS en fonctionnement peut induire une hausse du courant de fuite du transistor, perturbant ainsi son fonctionnement. Ces porteurs provenant du canal ont acquis, grâce par exemple au champ électrique présent à cet endroit, une énergie suffisante pour franchir la barrière de potentiel silicium - oxyde. Compte tenu de sa très faible épaisseur, l'oxyde de grille peut aussi être sujet au TDDB (Time Dependent Dielectric Breakdown), correspondant au stress permanent de la couche soumise à

un champ électrique, lors du fonctionnement normal du circuit. Ce phénomène peut à long terme causer la rupture de la grille.

### 1.2.3 Silicium

Parmi les causes de défaillances au niveau du wafer, le silicium est victime de dislocations qui perturbent le réseau cristallin et provoquent de nombreuses anomalies. Un phénomène d'amorphisation locale peut également apparaître suite à la création de points chauds lors d'agressions électriques externes.

Parmi les autres causes de défaillances, la contamination du silicium par des impuretés peut affecter la fonctionnalité du circuit. Par exemple, sous haute température, une diffusion du métal dans le silicium a lieu, provoquant une augmentation du courant de fuite et à terme une rupture de la jonction. Toutefois, cette migration métallique peut être évitée par l'utilisation de barrières de diffusion (titane, tungstène pour l'aluminium, tantale pour le cuivre). Un autre type de contamination du silicium est en revanche la présence non souhaitée d'éléments des colonnes III ou V, induisant un dopage non intentionnel et affectant du coup les caractéristiques de fonctionnement.

### 1.2.4 Passivation, couches intermétalliques

Lors de la fabrication d'un circuit intégré, les films diélectriques intermétalliques sont généralement déposés à des températures élevées. Il s'en suit qu'en raison des différences des coefficients de dilatation thermique et des modules d'Young des deux couches, une contrainte mécanique est générée à la fois dans le diélectrique déposé et dans le métal voisin. Cette contrainte peut provoquer une déformation et une extrusion du niveau de métallisation [Che00]. Lorsque ce phénomène dénommé « sliding » survient, des craquelures se forment dans la couche diélectrique (passivation ou intermétallique). Par suite, la fiabilité du circuit est réduite car une piste métallique située sous une couche de passivation craquelée peut être dégradée par corrosion. La figure 2 présente une photographie SEM (Scanning Electron Microscope) d'une formation de craquelure au sein d'une couche intermétallique de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  induite par l'extrusion d'une métallisation en AlCuSi (d'après [Van04]).

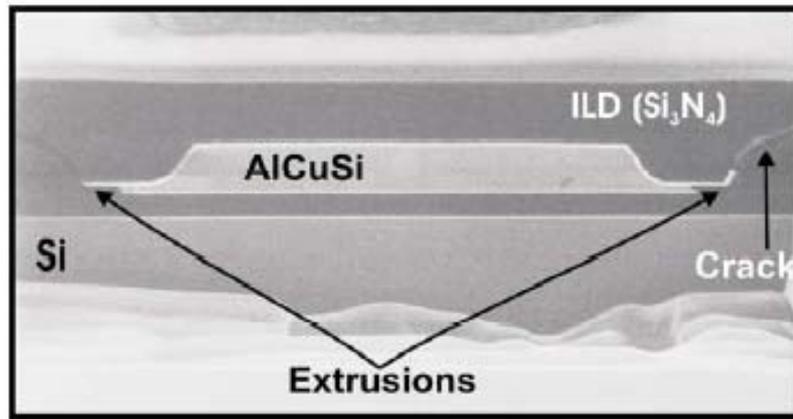


Figure 2 : photographie SEM d'une formation de craquelure au sein d'une couche intermétallique de  $Si_3N_4$  (d'après [Van04]).

### 1.2.5 Motivations de l'analyse des circuits VLSI

Les quelques exemples que nous venons de voir ne sont en aucun cas un recensement exhaustif des mécanismes de dégradation dans les circuits VLSI, toutefois ils illustrent le besoin en analyse *de l'ensemble des couches* des circuits intégrés. Cette analyse est motivée par plusieurs raisons.

La localisation de défauts permet de déterminer les points sensibles d'une technologie donnée (par exemple, localisation des vides dans une interconnexion sujette à l'électromigration). A partir du résultat d'une telle étude, une analyse physique peut ensuite être effectuée dans le but de déterminer la cause du défaut.

L'analyse structurale des différentes couches permet à partir de l'évaluation des propriétés physiques des différents niveaux de s'assurer de la qualité du processus de fabrication. Par exemple, d'après §1.2.4, l'évaluation des propriétés physiques (module d'Young, coefficient de dilatation) des couches diélectriques intermétalliques et des niveaux de métaux voisins peut permettre de prédire la fiabilité du composant analysé.

Parmi les techniques d'analyse des circuits VLSI, celles employant un faisceau laser sont depuis plusieurs années couramment utilisées tant pour la localisation de défauts que pour l'analyse structurale des circuits. L'acoustique picoseconde relevant de ce groupe de techniques, un rapide état de l'art des « techniques laser » doit être effectué au préalable.

## **2 Techniques d'analyse des composants microélectroniques par faisceau laser**

### ***2.1 Intérêt et principe des techniques laser***

L'intérêt majeur des techniques employant un faisceau laser réside dans leurs grandes résolutions. La résolution latérale, d'une part, est liée à la possibilité de focaliser le faisceau sur une dimension de l'ordre de la longueur d'onde. La résolution temporelle, est quant à elle liée au fait que l'utilisation de sources impulsionnelles autorise la mesure de phénomènes dont l'échelle de temps est de l'ordre de la picoseconde.

De nombreuses « techniques laser » ont été développées dans le but d'évaluer la qualité et la fiabilité des composants microélectroniques. Ces techniques sont basées sur deux principes de base :

- pompe : l'interaction d'un faisceau laser avec un circuit induit des perturbations électriques sur ce dernier,
- sonde : les variations des propriétés physiques internes d'un circuit induites par une perturbation modifient ses propriétés optiques.

Les analyses s'appuyant sur ces deux principes peuvent être regroupées en trois types, appelés analyses de type pompe, sonde, et pompe - sonde. Ces trois catégories sont succinctement illustrées dans les pages suivantes, à travers une description des processus physiques qu'elles impliquent et quelques exemples parmi les plus représentatifs.

### ***2.2 Techniques de type pompe***

#### **2.2.1 Principe de l'approche de type pompe**

La figure 3 illustre l'approche de type pompe consistant en l'utilisation d'un laser comme source d'énergie afin de perturber les paramètres électriques du circuit sous test.

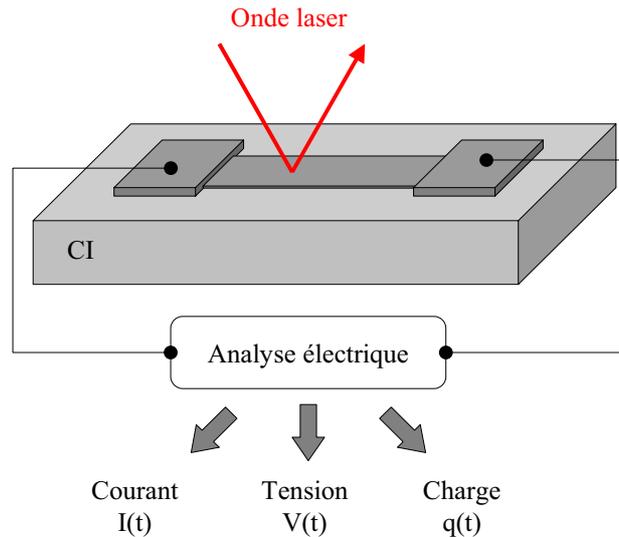


Figure 3 : Illustration de l'approche de type pompe (d'après [Per01])

Les différentes analyses employant ce principe sont essentiellement basées sur deux effets induits par une photo-excitation :

- la génération de paires électron-trou par effet photoélectrique,
- l'échauffement du circuit dû au dépôt d'énergie par l'onde laser.

L'analyse résulte de la mesure de la réponse électrique du composant, à travers une mesure de courant, de tension ou de charge. Ainsi, une mesure électrique couplée au balayage du circuit sous test par le faisceau laser permet d'établir des cartographies. Avant de présenter les principales techniques de type pompe, nous résumons sommairement les quelques notions d'interaction laser – matière décrivant les processus physiques impliqués.

### 2.2.2 Quelques notions de l'interaction laser – matière

Lors de l'interaction entre un faisceau laser et un circuit intégré, plusieurs phénomènes physiques sont susceptibles de se produire, selon la nature du milieu illuminé et les propriétés du faisceau laser.

Les matériaux diélectriques étant optiquement transparents, l'absorption photonique y est négligeable.

Au sein d'un matériau semi-conducteur, un photon incident peut être absorbé et exciter un électron de la bande de valence jusqu'à la bande de conduction. Par exemple, le silicium est insensible aux faisceaux ayant des photons d'énergie inférieurs à sa bande d'énergie interdite (1.12 eV), c'est-à-dire pour des longueurs d'ondes supérieures à 1.1  $\mu\text{m}$ . En revanche, un faisceau laser d'énergie photonique supérieure à 1.12 eV génère des paires électron-trous excédentaires lors de son passage dans le silicium. Ces paires se recombinent dans un

matériau homogène, mais se dissocient lorsqu'elles sont soumises à un fort champ, tel que dans une zone de charge d'espace. Il en résulte la génération de photocourants à travers ce que l'on nomme *l'effet photoélectrique*.

Dans le cas de milieux fortement absorbants, tels les métaux, l'absorption de l'énergie lumineuse est principalement effectuée par les porteurs de charges, i.e. les électrons libres du milieu. Ceci a pour conséquence d'écarter ces derniers de leur état d'équilibre auquel ils reviennent rapidement (moins d'une picoseconde) sous l'action de collisions avec le réseau cristallin par émission de phonon. Le temps de relaxation  $\tau_{e-ph}$  qui caractérise ce retour à l'équilibre est typiquement inférieur à une picoseconde (par exemple, 70 fs pour l'aluminium, 470 fs pour le cuivre, et 570 fs pour l'or, d'après [Hüt98]). Localement, ces phénomènes se traduisent par une augmentation de température et l'apparition d'un gradient thermique.

Quelques techniques de type pompe exploitant l'un ou l'autre de ces processus sont présentées dans la section suivante.

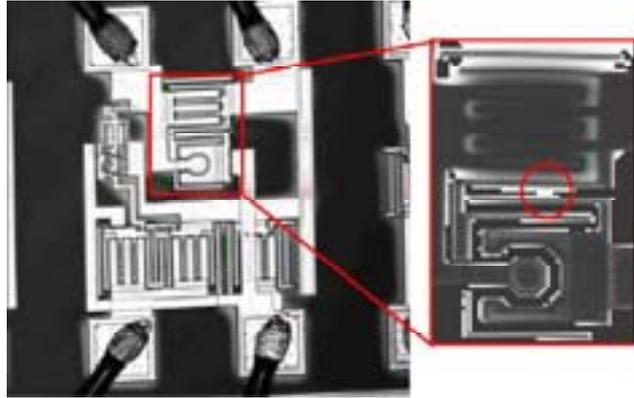
### 2.2.3 Techniques de génération photonique de paires électron-trous (PLS)

Les techniques de PLS (Photoelectric Laser Stimulation [Bea02]) reposent sur l'effet photoélectrique, qui induit de par l'apparition de courants photogénérés une modification des paramètres électriques de la zone irradiée. Cette variation est détectée par des mesures de courant ou de tension aux bornes du circuit.

#### 2.2.3.1 Les techniques de type OBIC

Lors d'une expérience OBIC (Optical Beam Induced Current), les variations de courants dues au photocourant généré par le faisceau pompe sont amplifiées par un amplificateur de courant inséré en série avec une broche du circuit, puis sont ensuite cartographiées en fonction de la position du faisceau laser sur le circuit sous test. Dans le cadre d'une analyse OBIC classique, le composant est soumis lors de l'excitation à une tension constante. En revanche, les techniques NB-OBIC (Non Biased OBIC) [Koy95] et SCOBIC («Single Contact OBIC») [Chi01], cartographient les photocourants induits par le faisceau laser dans un circuit non polarisé.

Ces techniques sont adaptées à la localisation de défauts dans les jonctions en silicium et des défauts fonctionnels tels que des courts-circuits. A titre d'exemple, la figure 4 présente la localisation d'un défaut ESD dans une jonction P-N détecté par cartographie NB-OBIC issue de [Bea03].



*Figure 4 : Cartographie NB-OBIC d'une structure de protection GGCMOS, localisation d'un défaut ESD [Bea03].*

### 2.2.3.2 La technique LIVA («Light Induced Voltage Alteration»)

L'effet photoélectrique engendré par une onde laser résulte également en l'apparition de variations locales de résistance, induisant des variations de consommation de l'ensemble du circuit. C'est sur cette propriété qu'est fondée la technique LIVA [Col96], qui consiste à mesurer les variations de tension d'alimentation induites par la pompe laser lorsqu'un courant d'alimentation constant est délivré aux bornes du circuit sous test. Dans ce cas, le circuit agit comme son propre amplificateur, ce qui rend le LIVA très sensible pour la localisation de défauts.

### 2.2.3.3 Stimulation photoélectrique dynamique

Lorsque le circuit sous test est éclairé au moyen d'un faisceau laser modulé ou pulsé, il est possible d'extraire des informations dynamiques, telles que les temps de propagation et de transition des photocourants [Ber96]. Ces techniques nécessitent l'emploi d'une détection synchrone, car les photocourants induits sont masqués par le courant de fonctionnement du circuit. L'emploi de lasers impulsionnels permet également de mesurer la sensibilité de circuits intégrés aux effets singuliers. On peut par exemple citer la corruption de l'état logique d'un circuit numérique (SEU, Single Effect Upset) [Buc96, Pou00(2)].

## 2.2.4 Techniques de stimulation thermique laser (TLS)

L'autre propriété de l'interaction laser - circuit intégré exploitée dans le cadre de l'analyse active des technologies microélectroniques est l'échauffement résultant du dépôt d'énergie par l'onde optique au sein des milieux absorbants. L'augmentation de température donne lieu à une variation de courant lorsque le circuit intégré est alimenté. C'est sur ce principe que

sont fondées les différentes méthodes d'analyse par stimulation thermique laser (Thermal Laser Stimulation, TLS).

#### 2.2.4.1 Techniques OBIRCH, TIVA

Les techniques OBIRCH (« Optical Beam Induced Resistance CHange ») [Nik93] et TIVA (« Thermally Induced Voltage Alteration »), [Col99] ont pour objectif de détecter les variations spatiales de résistance photo-induites auxquelles sont sujettes des interconnexions ou des jonctions sous éclairage laser. Leurs différences se situent dans la méthode de stimulation du circuit et de détection du signal. Leur mise en œuvre consiste à relever la variation de résistance locale optiquement induite soit par mesure du courant aux bornes du circuit lorsque celui-ci est soumis à une tension fixe (analyse OBIRCH), soit par mesure de la variation de tension pour une alimentation par source de courant constante (analyse TIVA). Ces techniques se prêtent bien à la localisation de défauts dans les interconnexions par cartographie de variation de la résistance [Nik99].

#### 2.2.4.2 La technique SEI

La technique SEI (« Seebeck Effect Imaging ») [Col99] met à profit le mécanisme connu sous le nom d'effet Seebeck selon lequel une différence de température induit la génération d'une force électromotrice. Dans un circuit intégré, les empilements interconnexion – via étant constitués de matériaux différents, ils sont donc le lieu de gradients de température, et sont de ce fait une cible privilégiée de localisation de défauts par SEI.

### 2.2.5 Applications industrielles

Plusieurs applications industrielles utilisant la stimulation laser pour l'analyse de circuits intégrés ont vu le jour ces dernières années : les systèmes  $\mu$ AMOS (figure 5) de Hamamatsu [Ham], et la plateforme de test IDS Optica de NP Test [NPT]. Ces applications illustrent la maturité atteinte par les techniques de stimulation laser.



Figure 5 : Le système  $\mu$ AMOS de Hamamatsu [Ham]

### 2.3 Techniques de type sonde

Intéressons-nous maintenant à un autre aspect de l'interaction laser – circuit intégré. Si l'onde laser peut comme nous venons de le voir être utilisée comme élément actif d'analyse des circuits, elle a également la faculté de pouvoir "lire" l'état du composant. Il suffit pour cela d'analyser l'onde réfléchie ou transmise par le circuit sous test, porteuse d'informations sur la zone irradiée. En particulier, lorsque cette zone est le siège d'un quelconque processus physique, plusieurs paramètres du faisceau laser réfléchi sont susceptibles d'apporter des informations sur ce processus : l'amplitude, la phase, la fréquence, la polarisation, et la direction. La mise en œuvre des techniques sonde s'avère souvent plus complexe que celle des techniques pompe, car les variations de l'onde laser réfléchie sont faibles (par exemple, la variation relative du coefficient de réflexion optique  $\Delta R/R$  en fonction de la température est typiquement de l'ordre de  $10^{-4}$  pour des interconnexions en aluminium [Qui95]), et l'emploi de détection synchrone est souvent requis. Dans la partie suivante, deux types d'analyse de type sonde pour l'étude de composants microélectroniques sont brièvement décrites : la réflectométrie et l'interférométrie. Ensuite, un exemple de leur application est présenté à travers la *thermoréflexivité*.

#### 2.3.1 Réflectométrie, interférométrie

L'analyse par réflectométrie consiste à évaluer, lorsqu'un composant est excité (typiquement électriquement), les variations de son coefficient de réflexion optique en intensité  $\Delta R$ . Celles-ci sont directement déduites de la mesure par un photodétecteur de

l'intensité réfléchi, proportionnelle à  $(R + \Delta R)$ . Le faisceau incident doit être de faible intensité afin de ne pas interagir, ou de façon négligeable, avec la surface du composant sondé, et donc ne pas influencer la mesure.

En interférométrie, l'analyse porte sur l'amplitude et la phase de l'onde laser réfléchi par le composant. Le principe est de comparer la phase mesurée, sujette à des variations induites par le composant en fonctionnement, à une phase de référence ne subissant aucune variation. Cette comparaison donne alors lieu à une variation d'intensité au niveau du photo-détecteur recueillant le signal. L'apport majeur de l'interférométrie réside dans le fait qu'une variation de phase traduit les effets dus à une variation du coefficient de réflexion mais également ceux provenant d'une variation de chemin optique. Cela signifie que l'interférométrie apporte, en plus des informations délivrées par les techniques réflectométriques, une analyse de la phase de R et du déplacement de surface de l'échantillon, et offre en ce sens une meilleure sensibilité.

La figure 6 extraite de [Per01] illustre ces deux principes.

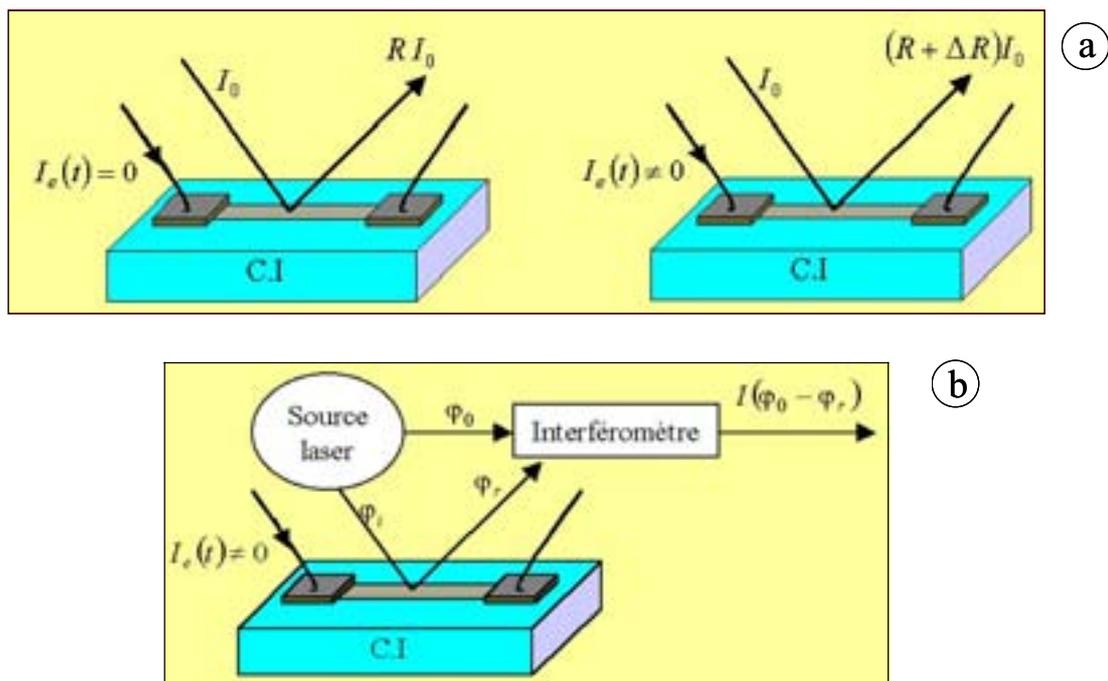


Figure 6 : Illustration de l'analyse par réflectométrie (a) et par interférométrie (b)

(extrait de [Per01])

### 2.3.2 Thermoréfectivité

Lors d'une analyse de thermoréfectivité, la dissipation de chaleur due au passage d'un courant électrique dans le composant sondé est analysée par réflectométrie ou par interférométrie.

Par exemple, au niveau d'une ligne métallique, la variation de la température surfacique  $\Delta T$  qui en résulte induit deux phénomènes optiquement décelables :

- une variation de l'indice de réfraction et donc de la réflectivité optique  $\Delta R$ , visible en réflectométrie ou en interférométrie,
- et une dilatation de la couche, qui se traduit par un déplacement d'interface, visible en interférométrie.

La connaissance des propriétés de l'interaction laser – matière permet ensuite de déduire les mécanismes physiques responsables du signal observé. En effet, la variation de réflectivité temporelle  $\Delta R(t)$  est reliée à la variation de température  $\Delta T(t)$  par une relation analytique [Qui95]. D'autre part, l'expression de  $\Delta T(t)$  peut être déterminée à partir de l'équation de la chaleur [Qui95, Pha98]. Ainsi, il est possible de modéliser le comportement thermique d'interconnexions métalliques, et d'évaluer par exemple leur tenue à l'électromigration.

A titre d'exemple, la figure 7 présente l'imagerie thermique par réflectométrie d'un véhicule de test destiné à l'analyse de l'électromigration (cellule SWEAT, « Standard Wafer level Electromigration Accelerated Test ») [Lew96]. Plusieurs informations peuvent être extraites d'une telle étude : visualisation des points sensibles ou de défauts au sein de la piste.

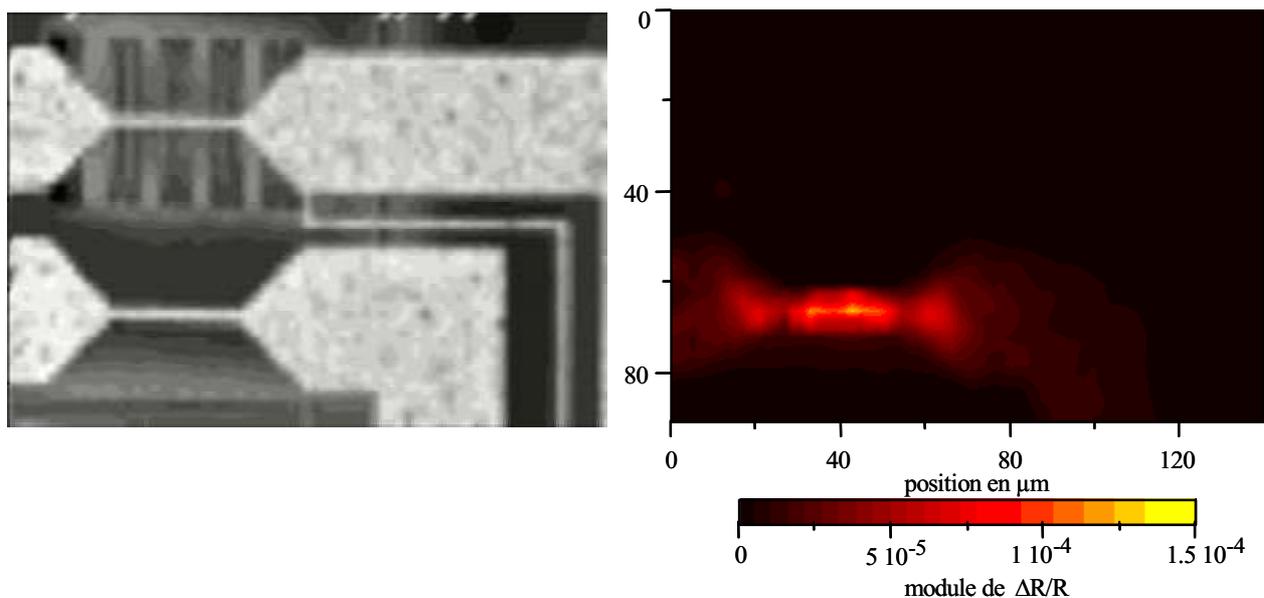


Figure 7 : Imagerie thermique d'un véhicule de test de type SWEAT, d'après [Lew96]

## 2.4 Analyses de type pompe-sonde

Le troisième type d'approche de l'analyse des composants microélectroniques par faisceau laser repose sur la combinaison des deux approches précédentes : un faisceau laser pompe perturbe localement un composant, et un faisceau sonde prélève des informations sur les mécanismes de perturbations. C'est l'approche pompe-sonde.

La méthode *photothermique* [Ops85, Ros86], ou PMTR (Photo-Modulated ThermoReflectance), repose sur la mise en pratique de ces deux principes pour l'analyse de structures microélectroniques. Deux sources laser continues y sont employées : un premier faisceau modulé perturbe l'échantillon à travers les variations [Ops85] :

- de la température,
- et, dans le cas d'un milieu semi-conducteur, de la densité de porteurs.

Les deux mécanismes induisent une variation de la réflectivité qui est détectée par une seconde onde laser, issu d'une deuxième source.

Plusieurs applications de la technique PMTR en microélectronique ont été reportées, telles que la mesure d'épaisseur de films métalliques [Ros85], ou la caractérisation du dopage de matériaux semiconducteurs [Chr98]. L'intérêt de cette technique réside donc dans sa propension à caractériser les matériaux et plusieurs systèmes, nommés « Therma-Probe » ont été développés en ce sens par la société Therma-Wave [The].

La technique d'*acoustique picoseconde*, objet des travaux relatés dans ce mémoire, est également une technique de type pompe-sonde, à la différence notable que la pompe et la sonde sont toutes deux dérivées du même oscillateur laser, une source à impulsions ultracourtes. Par conséquent, si la méthode reste la même (génération et détection optique de perturbations au sein du milieu analysé), le signal d'intérêt est dans ce cas, comme le nom l'indique, une contribution acoustique. Le principe de l'acoustique picoseconde, ainsi que son intérêt pour l'analyse de composants submicroniques, sont présentés dans la dernière partie de ce chapitre.

## 3 Présentation de la technique d'acoustique picoseconde

### 3.1 Pourquoi l'acoustique picoseconde ?

L'évolution des structures employées dans les technologies microélectroniques (augmentation du nombre de couches, réduction des dimensions) met l'accent sur la nécessité

de caractérisation des différents niveaux et des interfaces. En particulier, de nouveaux outils adaptés à la métrologie, l'analyse structurale (propriétés physiques des matériaux, intégrité des interfaces) sont requis [ITR03].

La contribution des techniques optiques vues précédemment à la fiabilité des composants est indiscutable, grâce notamment à leur résolution latérale micrométrique. Une de leurs principales limitations est néanmoins l'opacité des circuits due aux métallisations, rendant délicate l'analyse en profondeur. Afin de pallier à cette limitation, les méthodes d'analyse par la face arrière sont donc de plus en plus utilisées [Bea02]. Toutefois, leur mise en œuvre nécessite une préparation préalable du circuit (amincissement du substrat).

L'intérêt majeur des techniques acoustiques provient du fait que les ultrasons se propagent dans tout milieu matériel (solide, liquide, gaz), ce qui permet aux techniques de microscopie acoustique d'observer des milieux inaccessibles aux autres techniques de microscopie (optique ou électronique). Concrètement, l'intérêt majeur de la microscopie acoustique est de pouvoir imager l'intérieur d'un objet opaque. Toutefois, les méthodes conventionnelles de microscopie ultrasonore ne sont pas adaptées à l'analyse de structures submicroniques, essentiellement pour des considérations de résolution.

La technique d'*acoustique picoseconde* est une technique pour laquelle des ultrasons de très haute fréquence sont générés et détectés par voie optique. Elle allie donc les atouts des méthodes acoustiques à ceux des techniques laser.

Après avoir succinctement rappelé les principes des techniques acoustiques conventionnelles, cette partie présente les fondements de l'acoustique picoseconde. Le processus de génération d'ondes élastiques par impulsion laser ultracourte y est tout d'abord détaillé à travers les phénomènes physiques impliqués. Le potentiel de cette technique pour l'analyse des technologies submicroniques est ensuite évalué à partir d'une estimation des résolutions latérale et longitudinale accessibles.

## ***3.2 Méthodes acoustiques classiques d'analyse des technologies microélectroniques***

### **3.2.1 Principe des techniques ultrasonores**

Le principe des techniques de microscopie acoustique consiste à sonder un milieu à l'aide d'une impulsion ultrasonore et à enregistrer les échos générés par des inhomogénéités. Les origines de ces inhomogénéités sont typiquement de deux types : interface entre deux milieux de propriétés élastiques différentes, ou encore défaut altérant les propriétés au sein d'un

matériau. Ce dernier cas est par exemple rencontré pour un vide au sein d'une couche, ou encore une délamination à l'interface entre deux couches. La méthode la plus classique d'analyse par ultrasons, quelles que soient les techniques de génération et de détection envisagées, est l'étude du temps de vol (pulse-écho ou échographie) entre l'émission de l'onde et la détection de l'écho.

La sonde ultrasonore est la composante fondamentale d'un système de microscopie acoustique à balayage car elle détermine la fréquence acoustique de travail, et par conséquent est responsable de la qualité des images. Elle est constituée d'un transducteur piézoélectrique collé sur une ligne à retard, et d'une cavité sphérique constituant une lentille. La figure 8 présente la constitution générale d'une sonde ultrasonore.

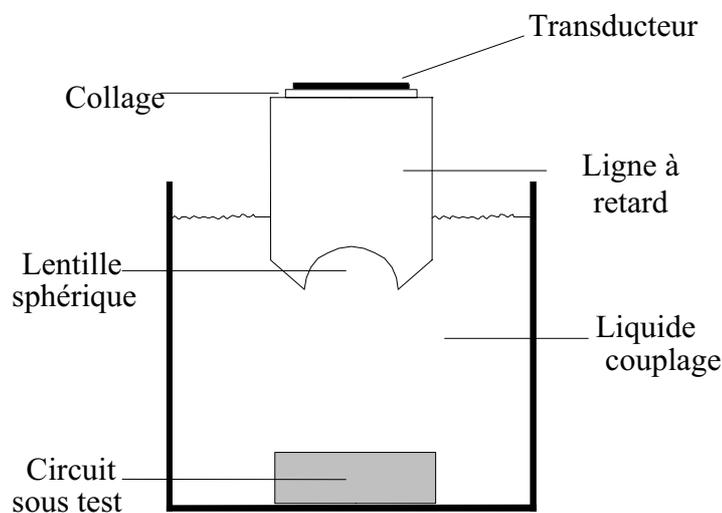


Figure 8 : Constitution générale d'une sonde ultrasonore.

Le transducteur piézoélectrique est attaqué par un signal électrique haute fréquence. Il génère alors par effet piézoélectrique des ondes ultrasonores de volume à haute fréquence, qui se propagent dans la ligne à retard, et qui sont focalisées sur le circuit sous test par la lentille sphérique. L'immersion du composant dans un liquide de couplage est nécessaire, afin de permettre aux ondes ultrasonores générées par le transducteur d'atteindre l'échantillon et de s'y propager. Lors de leur propagation dans l'échantillon, les ondes acoustiques génèrent des échos qui sont détectés par le transducteur à leur retour et transcrits en information électrique par effet piézoélectrique inverse.

Si le premier microscope acoustique fonctionnait en transmission [Lem74], les versions suivantes ont évolué vers un fonctionnement en réflexion. Il existe trois principales techniques de microscopie acoustique : la microscopie acoustique à balayage (SAM), la microscopie acoustique à balayage laser (SLAM), et la microscopie acoustique à balayage à

effet photo-acoustique (PAM) [Gil96]. Leurs différences résident essentiellement dans l'instrumentation employée pour la génération et la détection des ultrasons. On peut à ce propos signaler la similitude avec les techniques d'analyse par faisceau laser dans lesquelles les dissemblances se font également au niveau de la génération et de la détection de la perturbation.

### **3.2.2 Techniques conventionnelles de microscopie acoustique**

#### **3.2.2.1 Microscopie acoustique à balayage (SAM)**

Le SAM (« Scanning Acoustic Microscopy ») repose sur l'utilisation de transducteurs piézoélectriques pour la génération et pour la détection ultrasonore. Les systèmes SAM sont de plus en plus utilisés en mode réflexion dans lequel la même lentille est utilisée pour l'émission et la réception des ultrasons. Contrairement aux techniques précédentes nécessitant plusieurs conversions du signal utile, la conversion de l'information acoustique s'effectue par l'intermédiaire du transducteur piézoélectrique, réduisant les pertes de conversion. En conséquence, les systèmes de type SAM ont la meilleure sensibilité de tous les systèmes de microscopie acoustique conventionnelle [Bec98].

#### **3.2.2.2 Microscopie acoustique à balayage laser (SLAM)**

La microscopie acoustique à balayage laser (SLAM, pour « Scanning Laser Acoustic Microscopy ») utilise un transducteur piézoélectrique pour générer une onde ultrasonore se propageant dans l'échantillon. Le détecteur est un faisceau laser dont la sensibilité permet une détection de micro-déplacements à la surface de l'échantillon créés par les ondes ultrasonores. A partir de ces déplacements, il est possible de reconstituer la géométrie interne du composant analysé. Les fréquences couramment utilisées s'échelonnent entre 10 MHz et 500 MHz en fonction de l'épaisseur de l'échantillon à analyser.

#### **3.2.2.3 Microscopie à effet photo-acoustique à balayage (PAM)**

Le principe du PAM (« Photo Acoustic Microscopy ») est basé sur la génération au moyen d'un laser modulé d'une onde thermique dont la fréquence est déterminée par la fréquence de modulation du faisceau optique (typiquement jusqu'à 100 kHz). Cette onde se propage à l'intérieur de l'échantillon, et y induit des gradients de température générant par dilatation thermique une onde acoustique. La détection des échos issus de la propagation de cette onde est alors assurée soit par un microphone, pour des basses fréquences de modulation

du faisceau laser (de 100 Hz à 100 kHz), soit par un transducteur piézoélectrique pour des fréquences supérieures à 100 kHz.

### 3.2.3 Limitations de la microscopie acoustique conventionnelle

Dans le domaine de l'AND, les techniques de microscopie acoustique ont montré leur efficacité pour détecter des défauts de divers types : délamination de billes de brasure dans les BGAs (Ball Grid Array), défauts d'interface dans les emballages, décollement de la résine d'encapsulation [Atk98, Law96, Ous98]...

Ces techniques sont en revanche inadaptées pour l'inspection des couches internes d'un circuit intégré, ou tout autre composant en technologie submicronique. En effet, les fréquences de travail en microscopie acoustique conventionnelle sont limitées d'une part par l'épaisseur des transducteurs utilisés, et d'autre part par l'électronique de détection, à des valeurs inférieures au GHz. De ce fait, la résolution longitudinale, liée à la longueur d'onde des ondes acoustiques  $\lambda_{ac}$ , est donc limitée à des valeurs supérieures au micron :

$$\lambda_{ac} = \frac{v}{f_{ac}}, \quad (1.1)$$

soit  $\lambda_{ac} = 10 \mu\text{m}$  dans un matériau de vitesse longitudinale du son  $v = 5000 \text{ m.s}^{-1}$ , si la fréquence acoustique  $f_{ac}$  est de 500 MHz.

De plus, l'absorption variant typiquement suivant une loi en  $f^2$  dans la plupart des liquides de couplages, les ondes ultrasonores sont fortement atténuées pour les fréquences de travail les plus élevées, ce qui par conséquent complique fortement la technique.

Les analyses intra – circuit sont donc proscrites, car compte tenu des dimensions, des fréquences de travail de plusieurs 10 GHz sont requises. La solution pour obtenir de telles fréquences acoustiques est, comme nous allons le voir dans la dernière partie de ce chapitre, l'utilisation d'impulsions laser ultra brèves pour la génération et la détection d'ondes ultrasonores de très haute fréquence.

## 3.3 L'acoustique picoseconde

### 3.3.1 Principe général

L'acoustique picoseconde est une méthode pour laquelle la génération et la détection ultrasonore sont toutes deux effectuées par voie optique. On la situe donc dans la catégorie des méthodes de type pompe-sonde.

Le principe général, illustré sur la figure 9, a été mis en évidence par les chercheurs de l'équipe de H. J Maris à l'université de Brown (USA) au milieu des années 80 [Tho84, Gra89]. Une première impulsion laser ultracourte, dite impulsion pompe (durée d'impulsion inférieure ou de l'ordre de la picoseconde) est focalisée sur un matériau optiquement absorbant. Une impulsion acoustique est alors générée (Fig. 9a), dont les caractéristiques (longueur d'onde, extension spatiale) sont liées aux propriétés physiques du matériau et aux paramètres de l'impulsion laser. Cette onde acoustique se propage à la vitesse longitudinale du son dans le matériau, et est partiellement réfléchiée à chaque rupture d'impédance acoustique rencontrée, créant ainsi un écho (par exemple à l'interface entre deux milieux, comme illustré sur la figure 9c).

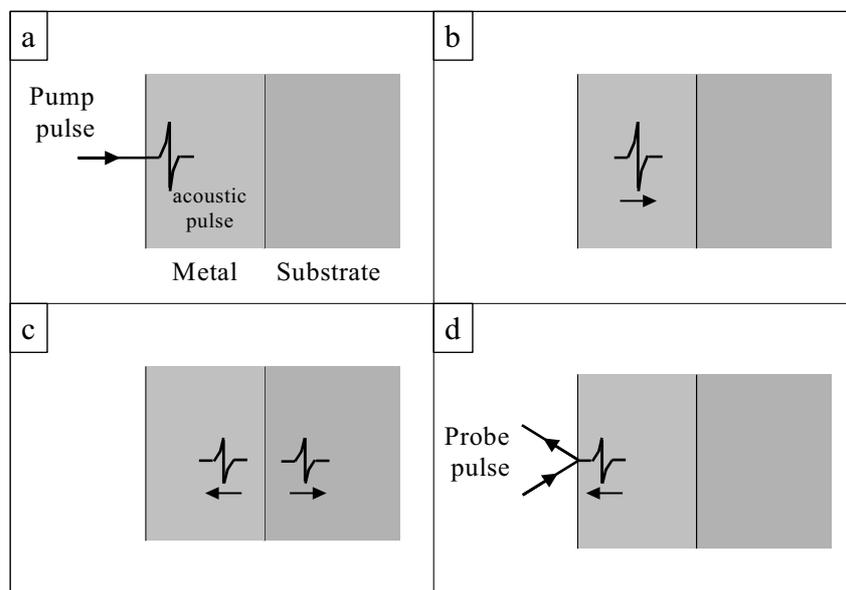


Figure 9 : Génération et détection d'une onde ultrasonore par la technique d'acoustique picoseconde

Lors de sa propagation, l'impulsion acoustique modifie localement les propriétés optiques du milieu, ce qui se traduit lors de son retour à la surface libre de l'échantillon par une variation du coefficient de réflexion optique  $\Delta R$ . Cette variation peut être observée par la focalisation d'une seconde impulsion lumineuse, la sonde, dont la mesure de l'intensité réfléchiée au moyen d'un photodétecteur permet de détecter la variation de réflectivité optique, et donc d'observer l'écho acoustique (figure 9d). Il est possible en faisant varier le retard temporel entre les deux impulsions de mesurer la variation temporelle de réflectivité optique  $\Delta R(t)$  induite par la propagation acoustique. On parle de ce fait de technique *résolue en temps*. Le processus de génération acoustique est maintenant décrit plus en détail.

### 3.3.2 Processus de génération d'ondes ultrasonores par impulsions laser ultracourtes

Les phénomènes impliqués lors de la génération photo-acoustique proviennent de l'interaction de l'onde lumineuse avec la matière, et sont donc caractérisés par les propriétés de l'impulsion laser (énergie, durée, longueur d'onde) et du milieu. La génération acoustique résultant d'un dépôt d'énergie par l'impulsion pompe, elle ne peut avoir lieu que dans un milieu absorbant, dans le cas présent le plus souvent *un métal*. Nous traiterons donc de ce cas particulier pour expliquer le phénomène de génération acoustique.

Comme nous l'avons rapidement évoqué au paragraphe 2.2.2, l'absorption d'une impulsion lumineuse ultra brève par un milieu absorbant se traduit au niveau atomique par un transfert de l'énergie lumineuse vers le gaz d'électrons libres du milieu, les écartant de leur état d'équilibre. Les électrons ainsi excités sont appelés des *électrons balistiques*. Le gaz électronique trouve alors un nouvel état d'équilibre thermique à travers un processus de relaxation caractérisé par des collisions électron – électron (processus de thermalisation). A ce moment-là, le gaz électronique, s'il est à l'équilibre thermodynamique, est cependant décrit par une température très élevée, et on parle à ce propos d'*électrons chauds*. Par ailleurs, dans le même temps, les atomes du réseau demeurant à température ambiante, l'équilibre du système global (électrons + réseau) est donc atteint une fois que les électrons chauds ont cédé leur énergie excédentaire au réseau via collisions électron – phonon [Ret02, Val03].

Tous ces processus ayant lieu en des temps très courts (inférieurs à 1 ps), ils se traduisent d'un point de vue macroscopique par une hausse brusque de la température, créant ainsi une contrainte thermique. Cette dernière, par effets de dilatation et de compression sur le réseau cristallin, est la source d'une déformation acoustique [Tho86], dont les principales caractéristiques sont établies dans les sections suivantes.

### 3.3.3 Fréquence acoustique théorique

C. Thomsen *et al.* ont établi un modèle théorique simplifié décrivant le comportement spatio-temporel de la déformation acoustique générée par l'impulsion pompe dans un film métallique semi-infini [Tho86]. Ce modèle permet de faire une première évaluation de l'extension spatiale des impulsions acoustiques générées en acoustique picoseconde, et donc des fréquences acoustiques théoriques.

Dans ce modèle, l'hypothèse est faite que l'éclairement du milieu par l'impulsion laser et les phénomènes de relaxation (thermalisation, et interaction électron – phonon) sont tous *instantanés*. En conséquence, l'extension spatiale de la contrainte thermique, et donc de la

déformation acoustique, est déterminée par la distance sur laquelle les photons sont absorbés. A partir de ces considérations, Thomsen a établi une expression analytique de la déformation acoustique  $\eta(z,t)$  de la forme que nous admettrons ici [Tho86] :

$$\eta(z,t) = \Psi \left[ \exp\left(-\frac{z}{\zeta}\right) \left( 1 - \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{vt}{\zeta}\right) \right) - \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{|z-vt|}{\zeta}\right) \text{sgn}(z-vt) \right], \quad (1.2)$$

avec  $\zeta$  la profondeur de pénétration optique,  $v$  la vitesse du son dans le milieu,  $z$  la profondeur (la surface étant à  $z = 0$ ) et  $t$  le temps ( $t = 0$  étant le moment de l'impact du faisceau laser sur la surface). La profondeur de pénétration optique  $\zeta$  est définie comme étant la distance à laquelle l'intensité de l'onde lumineuse incidente est atténuée d'un facteur  $1/e$ .

Le terme  $\Psi$  est une constante dépendant des paramètres de l'impulsion laser et des propriétés physiques du métal. La méthodologie employée pour déterminer cette relation est donnée dans le chapitre suivant. Selon ce modèle, la fréquence acoustique est déterminée par la vitesse du son et par la profondeur de pénétration. En effet, le profil temporel de la déformation acoustique photo-générée se propageant dans une couche absorbante est tracé sur la figure 10 pour plusieurs profondeurs de pénétration, d'après l'expression (1.1).

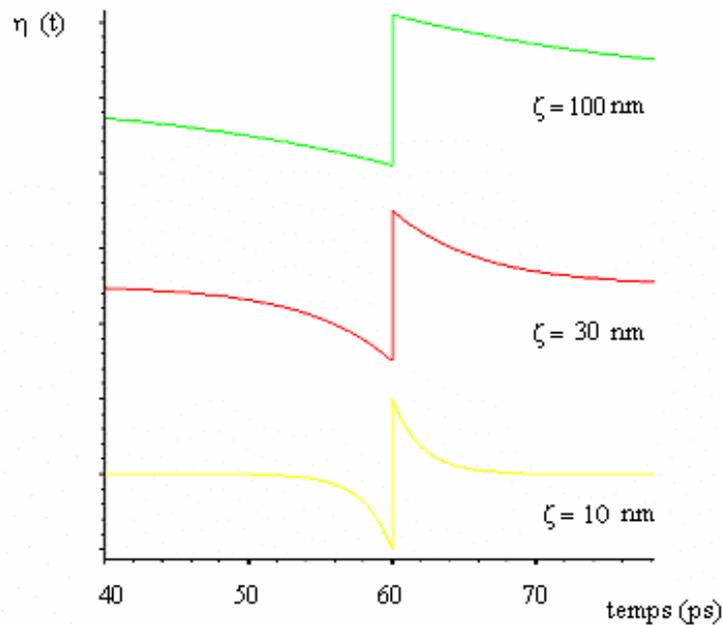


Figure 10 : Profil temporel, à  $v$  constant ( $v=5000\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ), de la déformation acoustique se propageant au sein d'un métal massif en fonction de la profondeur de pénétration (calculé à partir de l'équation 1.2). Pour plus de lisibilité, les courbes ont été décalées.

Il apparaît que la durée de l'impulsion acoustique est de l'ordre de  $4\zeta/v$ . Dès lors, si la fréquence acoustique centrale  $f_{ac}$  est définie comme l'inverse de la largeur temporelle de

d'impulsion acoustique,  $f_{ac}$  est de l'ordre de  $v/4\zeta$ . Toutefois, le saut brusque au milieu de la déformation traduit un contenu spectral théorique de l'onde acoustique infini, et par conséquent une résolution infiniment petite. Ce saut brusque est dû à l'hypothèse d'instantanéité du phénomène de génération. En réalité, la prise en compte de la durée finie de l'impulsion pompe et des phénomènes de relaxation limiterait ce contenu spectral à une valeur liée aux temps associés (durée de l'impulsion  $\tau_{impulsion}$ , temps de relaxation).

| Métal                                      | Au                | Al                | Cu                |
|--|-------------------|-------------------|-------------------|
| Profondeur de pénétration à 800 nm (en nm) | 14 <sup>a</sup>   | 7.7 <sup>b</sup>  | 12.1 <sup>a</sup> |
| Vitesse du son (en $ms^{-1}$ )             | 3360 <sup>c</sup> | 6400 <sup>c</sup> | 4700 <sup>c</sup> |
| Fréquence acoustique centrale (GHz)        | 60                | 208               | 97                |
| Longueur d'onde acoustique centrale (nm)   | 56                | 31                | 48                |

Tableau 1.1 : Fréquence et longueur d'onde acoustiques théoriques de l'impulsion acoustique pour l'or, l'aluminium, et le cuivre, d'après le modèle de Thomsen et al.

D'après <sup>a</sup> [Gu02], <sup>b</sup> [Iof], et <sup>c</sup> [CRC02].

Le tableau 1.1 résume les valeurs de la vitesse du son, la profondeur de pénétration dans le cuivre, l'or, et l'aluminium (pour une longueur d'onde optique de 800 nm), et la fréquence centrale théorique associée. L'ordre de grandeur de telles fréquences est la centaine de GHz. Ainsi d'après ce modèle, des ultrasons de très haute fréquence sont générés, bien au-delà des fréquences rencontrées en acoustique conventionnelle. Toutefois, ce modèle est inexact et les fréquences acoustiques effectives sont en fait inférieures aux valeurs théoriques. Ceci est essentiellement dû au fait que les hypothèses avancées négligent un phénomène pourtant important : la diffusion électronique.

### 3.3.4 Diffusion électronique, profondeur de pénétration effective

Le modèle de Thomsen et al. considère que les deux processus de relaxation électronique (thermalisation, puis collisions électron – phonon) sont instantanés. Cependant, chacune des interactions électron – électron et électron – phonon est régie par un temps caractéristique,  $\tau_{e-e}$  et  $\tau_{e-ph}$  pendant lequel les électrons balistiques ( $\tau_{e-e}$ ) et chauds ( $\tau_{e-ph}$ ) diffusent vers l'intérieur du film. Ces temps sont très courts dans la plupart des métaux : de l'ordre de la picoseconde [Ret02, Voi01]. Ils sont néanmoins suffisants pour que les électrons diffusent sur une distance importante avant que leur énergie ne soit restituée au réseau. On parle à ce titre de *diffusion électronique*. Il faut préciser ici que si le terme est identique, le phénomène dont nous parlons ici ne doit pas être confondu avec le processus de diffusion électronique employé dans le

langage électronique pour définir le flux des porteurs inversement proportionnel à un gradient de concentration dans un semiconducteur (les temps caractéristiques de cette diffusion peuvent atteindre plusieurs centaines de nanosecondes).

La longueur de diffusion électronique peut atteindre des valeurs de l'ordre d'une centaine de nm dans certains métaux [Tas94, Wri94, Ros00]. Par conséquent, l'extension spatiale de la contrainte thermique résultant du transfert d'énergie final au réseau cristallin est dans ce cas élargie sur une distance égale à la longueur de diffusion électronique. Il va implicitement de même de la déformation acoustique, et la *fréquence acoustique réelle* est de ce fait inférieure à la fréquence théorique énoncée plus haut. La différence entre ces deux fréquences est variable selon les matériaux car dépendante des paramètres régissant le couplage électron – phonon. Mais l'ordre de grandeur reste néanmoins d'une à plusieurs dizaines de GHz dans le cas de métaux massifs.

Plusieurs études [Wri94, Wri96, Ros00] ont montré que macroscopiquement, le phénomène de diffusion électronique peut être assimilé, vis-à-vis du dépôt de l'énergie photonique, à un élargissement de la profondeur de pénétration optique de l'ordre de la longueur de diffusion des électrons  $z_e$ . C. Rossignol définit à ce titre une *profondeur de pénétration effective* [Ros00].  $z_e$  peut être évaluée à partir de la conductivité thermique  $\kappa$  et de la constante de couplage électron – phonon  $g$  du matériau [Wri96] :

$$z_e = \sqrt{\kappa/g}, \quad (1.3)$$

La constante de couplage électron – phonon  $g$  décrit le transfert de l'énergie des électrons libres aux phonons. Pour un couplage fort,  $g$  est élevé et les électrons cèdent rapidement leur énergie au réseau. Pour un couplage faible ( $g$  petit), les électrons diffusent sur une longueur importante avant de transférer leur énergie. Le tableau 1.2 donne des valeurs de longueurs de diffusion électroniques pour l'aluminium et l'or.

| <i>Métal</i>  | <i>Au</i>                      | <i>Al</i>                         |
|---|--------------------------------|-----------------------------------|
| <i>Conductivité thermique <math>\kappa</math> (<math>W.m^{-1}K^{-1}</math>)</i>               | 317 <sup>a</sup>               | 237 <sup>a</sup>                  |
| <i>Constante de couplage<br/>électron-phonon <math>g</math> (<math>W.m^{-3}K^{-1}</math>)</i> | $2 \cdot 10^{16}$ <sup>b</sup> | $3.1 \times 10^{17}$ <sup>c</sup> |
| <i>Longueur de diffusion électronique <math>z_e</math> (nm)</i>                               | 127                            | 31                                |

Tableau 1.2 : Longueur de diffusion électronique dans l'or et l'aluminium.  
D'après <sup>a</sup> [CRC02], <sup>b</sup> [Del00], et <sup>c</sup> [Ret02].

Les études citées précédemment ont montré qu'en considérant une profondeur de pénétration effective égale à la longueur de diffusion électronique, le modèle de Thomsen *et al.* était à même de reproduire les phénomènes acoustiques intervenant à la suite de l'éclairement laser d'un métal. Par conséquent, dans le cadre de notre étude pour laquelle les milieux étudiés sont pour la plupart des échantillons composés de plusieurs couches, la modélisation des effets acoustiques reposera sur le développement de ce modèle macroscopique au cas de milieux stratifiés (cf. chapitre 2).

### 3.3.5 Approximation en champ proche

En acoustique classique, considérant la génération d'une onde propagative au moyen d'une source d'excitation de dimension finie, deux régions sont distinguées : la zone de champ proche, et la zone de champ lointain. La première est confinée au voisinage de la surface de l'objet observé, et sa longueur est déterminée par une distance bien définie, la distance de champ proche, donnée par la relation [Hue55]:

$$z \approx \frac{a^2}{\lambda_a}, \quad (1.4)$$

avec  $a$  le rayon du transducteur, et  $\lambda_a$  la longueur d'onde acoustique. Le champ lointain est la région au-delà de cette distance. La vibration acoustique peut être décrite par une onde plane longitudinale à l'intérieur de la zone de champ proche alors qu'elle sera décrite par une onde sphérique dans la zone de champ lointain.

A partir de la relation 1.4, une approximation en champ proche est considérée en acoustique picoseconde. En effet, si nous faisons l'hypothèse simplificatrice que le dépôt d'énergie est homogène sur l'ensemble de la zone irradiée par le faisceau pompe, le rayon du transducteur est donné par la tache focale. Dans nos expériences pour lesquelles un objectif de microscope de grandissement X 20 est utilisé, le rayon est d'environ 5 microns. Dans le même temps, l'ordre de grandeur de la longueur d'onde acoustique générée est, compte tenu de la diffusion électronique, de la centaine de nanomètres. La zone de champ proche à considérer est donc de plusieurs dizaines de microns sous la surface libre de l'échantillon (250 microns pour les valeurs citées ci-dessus). Une approximation en champ proche est donc tout à fait convenable car pour les technologies submicroniques, la somme des épaisseurs des couches étudiées (quelques microns) est située dans la zone de champ proche (figure 11).

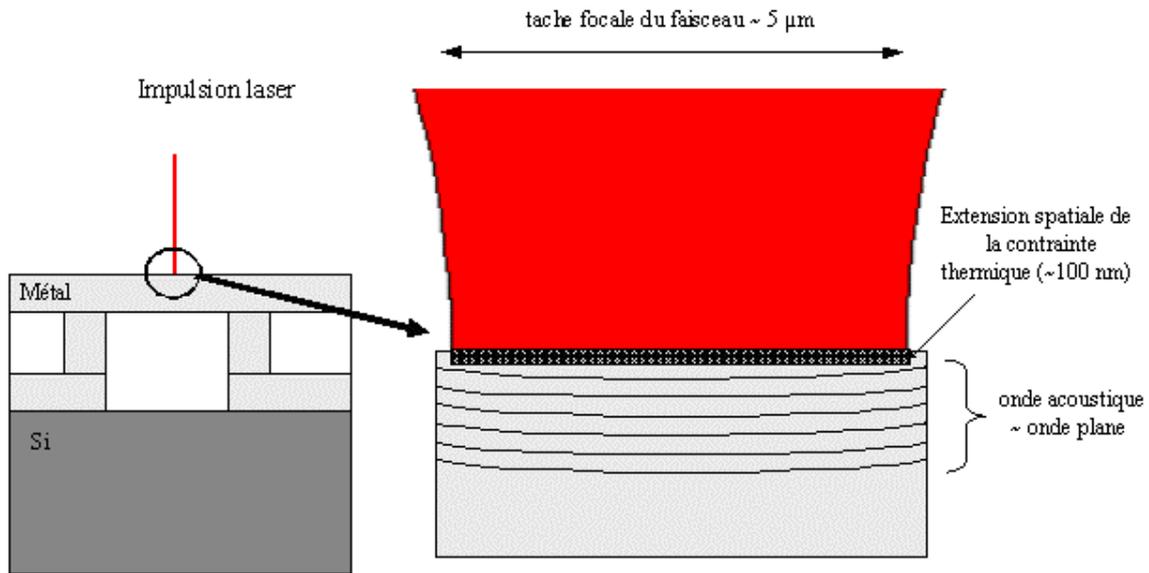


Figure 11 : Approximation en champ proche

Dans ces conditions, nous pouvons placer nos travaux dans le cadre d'un problème *unidimensionnel* dans lequel seules des ondes ultrasonores *longitudinales* sont générées. Ce point sera notamment pris en compte pour la modélisation théorique du phénomène traitée dans le chapitre suivant de ce mémoire.

## Conclusion

Ce chapitre nous permet de situer l'acoustique picoseconde dans le contexte de l'analyse des technologies submicroniques. Après un bref rappel des motivations d'une telle analyse, les principales techniques employant un faisceau laser ainsi que leurs applications ont tout d'abord été recensées.

Les techniques acoustiques conventionnelles ont ensuite été recensées. Leur atout majeur est de pouvoir sonder des matériaux opaques. Toutefois, de par leur fréquence de travail comprises entre 10MHz et le GHz, ces techniques sont inadaptées à l'analyse interne d'une puce et se limitent à l'étude des microassemblages. La technique d'acoustique picoseconde a ensuite été présentée, ainsi que ses spécifications liées d'une part à l'acoustique, et d'autre part à l'optique. En effet, l'acoustique apporte à la technique la faculté d'analyse en profondeur d'échantillons opaques avec – de par les hautes fréquences générées – une très grande résolution, alors que l'apport de l'optique réside dans la résolution latérale micrométrique. La génération par voie optique permet de s'affranchir du liquide de couplage, car l'épaisseur de peau de l'échantillon agit comme son propre transducteur.

Ces caractéristiques confèrent donc à la technique d'acoustique picoseconde une potentialité d'analyse non destructive des technologies microélectroniques submicroniques.

De ce fait, l'objectif premier de l'implémentation de cette technique dans un laboratoire de microélectronique est de fournir des informations sur les différentes couches internes d'épaisseur submicronique au sein d'un composant microélectronique, et son champ d'application peut s'étendre de l'analyse de construction à l'analyse de défaillance.



## **Chapitre 2**

### **Modélisation de la génération et de la détection d'ondes acoustiques par impulsions laser ultracourtes dans une structure multicouche**



## Introduction

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, l'interaction d'un faisceau laser avec un circuit intégré y induit des perturbations physiques de plusieurs types : variation de la température, ou de la distribution des porteurs dans un semi-conducteur, ou encore dans le cas qui nous intéresse ici génération d'une vibration acoustique. D'un point de vue physique, le principe d'une expérience d'acoustique picoseconde peut être résumé par le synoptique 12 établissant les grandeurs physiques mises en jeu : la génération correspond à la création d'un *champ acoustique*, conséquence du dépôt d'énergie par le *champ électromagnétique pompe*. La détection est alors liée aux effets de la propagation de ce champ acoustique sur le *champ électromagnétique sonde*. La *variation temporelle de la réflectivité optique  $\Delta R(t)$* , grandeur physique mesurée lors d'une expérience d'acoustique picoseconde, peut donc être simulée à partir de la modélisation théorique de ces deux processus.

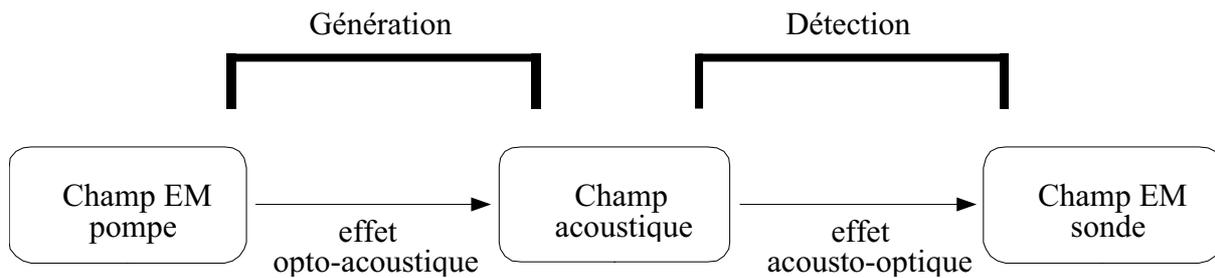


Figure 12 : Grandeurs physiques mises en jeu lors des processus de génération et de détection ultrasonores

Ce chapitre décrit les équations mises en jeu, ainsi que la méthode de simulation numérique adoptée pour déterminer  $\Delta R(t)$  à partir du modèle macroscopique que nous avons sommairement évoqué dans le chapitre précédent, étendu au cas de milieux stratifiés [Tho86, Rom96, Ros00].

La première partie traite des équations générales de l'électromagnétisme linéaire et de l'acoustique linéaire nécessaires à la bonne compréhension du problème. Cette partie rappelle les principes de base concernant :

- les phénomènes de propagation, de réflexion - transmission à une interface, et d'absorption pour une onde plane électromagnétique,
- les équations fondamentales de l'acoustique linéaire (loi comportementale de Hooke, équation de propagation, atténuation...),

- et quelques éléments de l'interaction acousto-optique.

Les structures rencontrées en technologies microélectroniques comportent plusieurs couches, chacune d'entre elles apportant une contribution à la variation de réflectivité globale. Il convient donc d'établir un modèle multicouches, objet de la troisième partie de ce chapitre. Le processus simplifié de la génération d'ondes ultrasonores par une impulsion laser ultracourte dans une structure multicouche est tout d'abord décrit. L'expression de la variation de réflectivité due à l'effet de la propagation acoustique dans la structure est ensuite établie.

La dernière partie illustre enfin quelques résultats de simulations numériques effectuées au moyen de ce modèle sur des structures typiques sont présentés afin de se familiariser avec des . Le phénomène d' "oscillations Brillouin" rencontré dans le cas de milieux transparents tels que les couches de passivation y est notamment illustré, ainsi que l'influence du phénomène de diffusion électronique évoqué dans le chapitre précédent.

## **1 Equations générales en électromagnétisme et en acoustique linéaires. Éléments d'acousto-optique**

Cette partie traite des bases théoriques en électromagnétisme, en acoustique, et en acousto-optique utiles à la modélisation du problème. L'approche est unidimensionnelle, et le milieu de propagation est supposé mécaniquement et optiquement isotrope.

### ***1.1 Electromagnétisme***

Dans cette partie, les phénomènes de propagation et de dépôt d'énergie dans un milieu sont d'abord décrits pour une onde lumineuse plane monochromatique au moyen du formalisme complexe. La nature du faisceau laser à considérer pour notre étude est ensuite discutée.

#### **1.1.1 Onde plane monochromatique**

##### **1.1.1.1 Champ électromagnétique, polarisation, indice de réfraction**

Une onde lumineuse est décrite par un champ électromagnétique représenté par deux vecteurs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{H}$ , respectivement appelés champ électrique et champ magnétique. Leur expression en représentation complexe, déduite des équations de Maxwell, est pour une onde plane harmonique se propageant dans un milieu isotrope selon la direction  $z$  :

$$\begin{cases} \mathbf{E}(z,t) = \tilde{E}_0 \exp[i(kz - \omega t)] \mathbf{u}_E \\ \mathbf{H}(z,t) = \frac{k \tilde{E}_0}{\mu \omega} \exp[i(kz - \omega t)] \mathbf{u}_H \end{cases}, \quad (2-1)$$

avec  $\mathbf{u}_E$  et  $\mathbf{u}_H$  deux vecteurs unitaires,  $k$  le vecteur d'onde dans le milieu,  $\tilde{E}_0$  l'amplitude complexe de  $\tilde{E}(z,t)$ ,  $\omega$  la pulsation de l'onde, et  $\mu$  la perméabilité magnétique. La perméabilité magnétique  $\mu$  est égale au produit de la perméabilité du vide  $\mu_0$  par la perméabilité relative  $\mu_r$ . Cette dernière est indicatrice de la magnétisation du milieu :  $\mu_r > 1$  pour un milieu paramagnétique,  $\mu_r < 1$  pour un milieu diamagnétique, et  $\mu_r = 1$  pour un milieu non magnétique.

La *polarisation* de cette onde est le lieu géométrique décrit au cours du temps par l'extrémité du vecteur  $\mathbf{E}$  en un point fixe de l'espace.

L'indice de réfraction  $n$  et la constante diélectrique  $\varepsilon$  du milieu sont définis par la relation de dispersion qui relie la pulsation au vecteur d'onde :

$$k^2 = \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} = n^2 \frac{\omega^2}{c^2}, \quad (2-2)$$

#### 1.1.1.2 Absorption optique, énergie déposée

L'absorption optique dans un milieu se traduit par l'atténuation de l'onde électromagnétique s'y propageant. Mathématiquement, cela équivaut à considérer  $\varepsilon$  et  $n$  complexes. Par convention, on pose :

$$\tilde{n} = \sqrt{\tilde{\varepsilon}} = n' + in'', \quad (2-3)$$

La relation de dispersion (2-2) liant l'indice de réfraction au vecteur d'onde  $k$  implique alors que ce dernier est également complexe pour un milieu absorbant. On l'exprimera ainsi en fonction du vecteur d'onde dans le vide  $k_0$  et de l'indice de réfraction :

$$\tilde{k} = k' + ik'' = \tilde{n} k_0, \quad (2-4)$$

Dans ces conditions, le champ électrique défini par la relation (2-1) devient :

$$\tilde{E}(z,t) = \tilde{E}_0 \exp[i(k'z - \omega t)] \exp(-k''z), \quad (2-5)$$

Cette équation traduit la décroissance exponentielle du champ électrique suivant l'axe de propagation.

Intéressons-nous maintenant à l'énergie déposée par une onde plane monochromatique dans le milieu de propagation. La densité du flux d'énergie est donnée par le vecteur de Poynting :

$$\mathbf{S} = \text{Re}(\mathbf{E} \wedge \mathbf{H}). \quad (2-6)$$

La variation de l'énergie concentrée par unité de volume au cours du temps est opposée à la divergence du vecteur de Poynting, soit [Lan90, Mat02] :

$$\frac{dW(z)}{dt} = -\text{div}\bar{\mathbf{S}} = \varepsilon_0 \omega n' n'' |\tilde{E}(z)|^2 = \varepsilon_0 \omega n' n'' \tilde{E}\tilde{E}^*, \quad (2-7)$$

où  $\bar{\mathbf{S}}$  est la moyenne de  $\mathbf{S}$  sur une période d'oscillation de l'onde, et  $\tilde{E}^*$  est le conjugué de  $\tilde{E}$ . L'énergie absorbée par unité de volume est alors obtenue par intégration selon le temps de  $dW/dt$ , soit :

$$W(z) = \varepsilon_0 n' n'' |\tilde{E}(z)|^2 = \varepsilon_0 n' n'' \tilde{E}\tilde{E}^*, \quad (2-8)$$

avec  $\varepsilon_0$  la constante diélectrique dans le vide (de valeur  $8.85 \cdot 10^{-12}$  F.m<sup>-1</sup> en unités S.I.). Pour une onde progressive de champ électrique donné par l'équation (2-5), l'énergie déposée par unité de volume est donc :

$$W(z) = \varepsilon_0 n' n'' |\tilde{E}_0|^2 \exp(-2k'' z) = \varepsilon_0 n' n'' |\tilde{E}_0|^2 \exp(-\alpha z), \quad (2-9)$$

Le coefficient d'absorption optique du milieu  $\alpha$  défini ici par  $\alpha = 2k''$  traduit l'atténuation de l'onde au cours de sa propagation. Par suite, la profondeur de pénétration optique introduite dans le chapitre précédent  $\zeta = 1/\alpha$  est définie comme étant la distance à laquelle l'intensité de l'onde est diminuée d'un facteur  $1/e$ .

### 1.1.2 Onde gaussienne

Les phénomènes de génération et de détection des ondes ultrasonores sont tous deux étroitement liés à la nature de l'onde laser présente dans l'échantillon. Il convient donc de déterminer l'évolution spatiale du champ électromagnétique dans la structure. Une onde laser peut être décrite par une onde gaussienne. La figure 13 donne une représentation en coupe suivant l'axe de propagation du faisceau d'une telle onde se propageant dans un milieu de vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ . Les grandeurs caractéristiques de l'onde y sont également répertoriées.

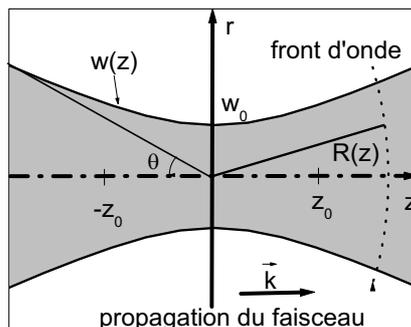


Figure 13 : Représentation du caractère radial gaussien de l'onde laser (d'après [Dar03])

- $w(z)$  est le rayon caractéristique de l'onde gaussienne,
- $R(z)$  est le rayon de courbure du front d'onde,
- $z_0$  est le paramètre confocal du faisceau,
- $w_0$  est le col du faisceau,
- et  $\theta$  est la divergence du faisceau.

Ces paramètres sont déterminés par la longueur d'onde du faisceau dans le vide  $\lambda_0$ , et par les conditions de focalisation.

Le champ électrique associé à une telle onde est donné par la relation [Lal94] :

$$\mathbf{E}(r, z, t) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(\frac{-r^2}{w^2(z)}\right) \exp\left(-ik \frac{r^2}{2R(z)}\right) \exp(i[kz - \omega t - \varphi(z)]) \mathbf{u} \quad (2-10)$$

$$\text{avec} \quad \begin{cases} w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \\ R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2\right) \\ \varphi(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_0}\right) \end{cases} \quad (2-11)$$

Le terme de phase  $\varphi(z)$  correspond à l'apport de la nature gaussienne à la variation de phase de l'onde.

Le paramètre confocal  $z_0$  est lié au col du faisceau  $w_0$ , à la longueur d'onde dans le vide  $\lambda_0$ , et à l'indice de réfraction du milieu de propagation  $n$  par la relation [Yar84] :

$$z_0 = \frac{n \pi w_0^2}{\lambda_0}, \quad (2-12)$$

Si l'onde laser est typiquement décrite par un champ électrique de la forme (2-10), plusieurs simplifications peuvent être faites dans notre étude.

Tout d'abord, d'après l'approximation en champ proche acoustique vue au chapitre 1, nous nous plaçons dans le cas d'un problème unidimensionnel du point de vue des ondes élastiques. Nous ferons donc l'hypothèse simplificatrice que le dépôt d'énergie dont résulte la génération ultrasonore est homogène. Ainsi, la dépendance du champ électrique selon l'axe  $r$  sera négligée, et le terme exponentiel en  $r^2$  omis dans la relation (2-10).

D'autre part, compte tenu des épaisseurs des différentes couches des échantillons étudiés, la distribution spatiale gaussienne peut également être négligée. En effet, les échantillons que nous sommes amenés à étudier sont des empilements de couches absorbantes, transparentes,

et semi-transparentes. La figure 14 schématise les différentes configurations d'empilements rencontrées pour nos expériences à travers la vue en coupe d'un circuit intégré.

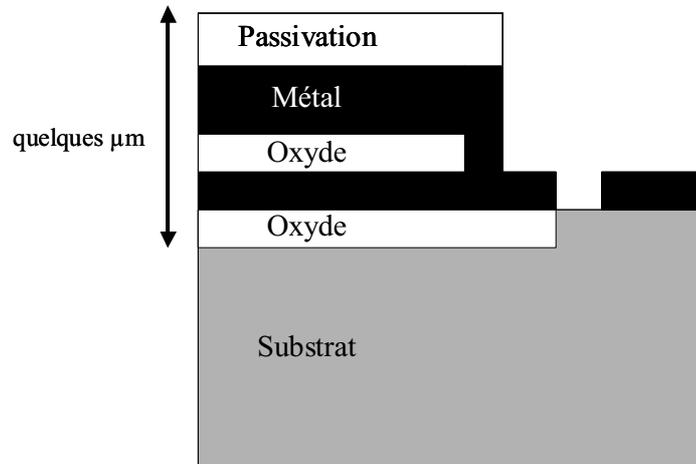


Figure 14 : Empilements caractéristiques rencontrés pour nos expériences

Selon la localisation du point testé, les impulsions laser traversent donc des milieux transparents (oxydes, passivation), fortement absorbants (niveau d'interconnexion métallique), ou semi-transparentes (substrat semiconducteur). Hors mis le substrat dont l'épaisseur est de plusieurs centaines de microns, l'épaisseur typique de chacune des couches est généralement égale ou inférieure à 1  $\mu\text{m}$ . Dans ces conditions, l'expression (2-10) peut être simplifiée. Pour se faire, le comportement d'une onde gaussienne dans chacun de ces milieux est rapidement décrit dans chacun de ces milieux.

#### 1.1.2.1 Faisceau laser dans un métal

Lorsque la profondeur de pénétration  $\zeta$  d'un milieu est petite devant sa longueur d'onde une onde électromagnétique est absorbée sur une distance très courte (on parle d'épaisseur de peau). C'est le cas pour les métaux pour lesquels l'ordre de grandeur de  $\zeta$  est la dizaine de nm. Le tableau 2.1 présente l'indice optique et la profondeur de pénétration pour plusieurs métaux à la longueur d'onde de notre laser (800 nm).

| Métal                               | Al              | Au                | Cr              | Cu              | W                |
|-------------------------------------|-----------------|-------------------|-----------------|-----------------|------------------|
| $n_{800\text{nm}}$                  | $2.75 + 8.3i^a$ | $0.08 + i*4.56^b$ | $3.2 + 3.45i^a$ | $0.26 + 5.26^b$ | $3.75 + 2.75i^a$ |
| $\zeta_{800\text{nm}} \text{ (nm)}$ | 7.7             | 14                | 18.4            | 12.1            | 23.1             |

Tableau 2.1 : Indice de réfraction et profondeur de pénétration optique dans plusieurs métaux à la longueur d'onde de 800 nm (d'après : <sup>a</sup> [Iof], <sup>b</sup> [Gu02]).

Compte tenu des valeurs de  $\zeta$ , il n'y a que très peu de propagation et l'onde laser est évanescence. Dans ce cas, l'expression (2-10) n'est plus appliquée pour représenter le champ électrique, et une telle onde est généralement décrite par une onde plane fortement atténuée, de la forme (2-1).

### 1.1.2.2 Faisceau laser en milieu transparent

Considérons maintenant la propagation d'une onde gaussienne dans un milieu transparent. Les équations (2-11) montrent que les principales caractéristiques du faisceau gaussien dépendent du rapport  $z / z_0$ . Dans le cas particulier où  $z$  est petit devant  $z_0$ , et dans l'hypothèse d'un dépôt d'énergie uniforme, (2-10) peut être réduite à la simple expression du champ électrique d'une onde plane (relation (2-1)).

Dans le cadre de nos expériences, le col du faisceau est d'environ  $5 \mu\text{m}$  (avec l'emploi d'un objectif de microscope X20), et  $\lambda_0$  est de  $0.8 \mu\text{m}$ . Les milieux transparents typiquement rencontrés en technologies microélectroniques submicroniques sont des composés d'oxynitride de silicium  $\text{SiO}_x\text{N}_y$ , dont les plus couramment employés sont l'oxyde ( $\text{SiO}_2$ ) et le nitride ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ). Leur indice de réfraction respectif et leur paramètre confocal est répertorié pour  $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$  dans le tableau 2.2.

| Milieu                   | $\text{SiO}_2$ | $\text{Si}_3\text{N}_4$ |
|--------------------------|----------------|-------------------------|
| $n_{800\text{nm}} [Iof]$ | 1.45           | 2                       |
| $z_0 (\mu\text{m})$      | 142            | 196                     |

Tableau 2.2 : Indice de réfraction et paramètre confocal du  $\text{SiO}_2$  et du  $\text{Si}_3\text{N}_4$

Les épaisseurs usuelles de ces couches étant de l'ordre du micron, une approximation en onde plane est également tout à fait correcte pour les milieux transparents rencontrés lors de nos expériences.

### 1.1.2.3 Faisceau laser en milieu semi-transparent

Les substrats semi-conducteurs rencontrés en technologies microélectroniques sont des milieux semi-transparents dans lesquels l'onde laser se propage sur une distance non négligeable avant d'être totalement absorbée. V. Pouget et P. Fouillat ont fait une étude détaillée de la nature du faisceau gaussien dans le silicium démontrant que les conditions d'approximation en ondes planes y étaient respectées si le module du paramètre confocal complexe était grand devant la profondeur de pénétration optique [Pou00, Fou90]. Le tableau

suivant donne ces deux paramètres pour trois matériaux semi-conducteurs pour une longueur d'onde de 800 nm.

| <i>Milieu</i>       | <i>Si</i>                   | <i>InP</i>               | <i>GaAs</i>              |
|---------------------|-----------------------------|--------------------------|--------------------------|
| $n_{800nm}$         | $3.7+5e^{-3}i$ <sup>a</sup> | $3.45+0.2i$ <sup>b</sup> | $3.7+0.08i$ <sup>a</sup> |
| $\zeta$ ( $\mu m$ ) | 12.5                        | 0.32                     | 0.8                      |
| $ z_0 $ ( $\mu m$ ) | 363                         | 339                      | 363                      |

Tableau 2.3 : Profondeur de pénétration et module du paramètre confocal de matériaux semi-conducteurs, pour une longueur d'onde de 800 nm (d'après <sup>a</sup> [CRC02] et <sup>b</sup> [Ioff]).

Pour les milieux semi-conducteurs, l'expansion latérale du faisceau peut également être négligée, de telle sorte que le faisceau laser peut être décrit par une onde plane. Il faut souligner à titre informatif que cette approximation, valide si un objectif de microscope X20 est utilisé, ne l'est plus si le col du faisceau est de  $1\mu m$  (objectif de microscope X100). En effet, il apparaît alors que dans le cas du silicium, le caractère gaussien de l'onde ne doit pas être négligé et qu'une approximation en onde plane est inexacte (dans ce cas,  $|z_0| = 14.5 \mu m$ , valeur comparable à la profondeur de pénétration).

Néanmoins, pour nos conditions expérimentales, les faisceaux pompe et sonde *peuvent être décrits par des ondes planes* dans l'ensemble de la structure.

## 1.2 Acoustique linéaire

Cette partie présente les équations fondamentales de l'acoustique linéaire [Roy96] valables dans le cadre de petites déformations appliquées à un solide élastique. Le problème étant unidimensionnel, ces équations sont réduites à une dimension, et les grandeurs physiques impliquées – généralement représentées par des tenseurs d'ordre 4 – peuvent donc ici être simplement décrites par leur composante longitudinale. Les équations de propagation régissant le comportement d'une vibration acoustique (ou *élastique*) sont tout d'abord établies à partir des équations classiques de l'acoustique linéaire. La notion de champ acoustique est ensuite introduite, et le comportement de ses composantes au passage d'une interface est détaillé. Enfin, le phénomène d'atténuation acoustique est rapidement décrit.

### 1.2.1 Equations de propagation d'une onde acoustique

Dans un milieu solide, les propriétés mécaniques du matériau permettent de relier les champs de contrainte et de déformation par des lois appelées *lois de comportement*. Dans

l'hypothèse de petites déformations, ces lois sont linéaires et conduisent à la loi de Hooke liant la *contrainte*  $\sigma(z,t)$  à la *déformation*  $\eta(z,t)$  :

$$\sigma(z,t) = \rho v^2 \eta(z,t), \quad (2-13)$$

avec  $\rho$  la densité volumique du milieu, et  $v$  la vitesse longitudinale du son.

Par ailleurs, la relation fondamentale de la dynamique peut être mise sous une forme liant la déformation élastique  $\eta(z,t)$  à la *contrainte totale* – somme de toutes les contraintes appliquées au milieu –  $\sigma_{tot}(z,t)$ :

$$\rho \frac{\partial^2 \eta(z,t)}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \sigma_{tot}(z,t)}{\partial z^2}, \quad (2-14)$$

Dans le cas d'une excitation extérieure du milieu, cette contrainte peut s'exprimer comme la somme de la contrainte acoustique  $\sigma_{ac}$  - liée à la déformation par la loi de Hooke - et de la contrainte due à la source excitatrice  $\sigma_s$ :

$$\sigma(z,t) = \sum_i \sigma_i(z,t) = \sigma_{ac}(z,t) + \sigma_s(z,t), \quad (2-15)$$

L'équation de propagation de la déformation élastique est alors obtenue en combinant les trois équations précédentes :

$$\frac{\partial^2 \eta(z,t)}{\partial t^2} - v^2 \frac{\partial^2 \eta(z,t)}{\partial z^2} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 \sigma_s(z,t)}{\partial z^2}, \quad (2-16)$$

La déformation élastique étant définie comme la dérivée spatiale du déplacement acoustique  $u(z,t)$ , l'équation de propagation pour cette dernière grandeur est obtenue par intégration en  $z$  de (2-16), soit :

$$\frac{\partial^2 u(z,t)}{\partial t^2} - v^2 \frac{\partial^2 u(z,t)}{\partial z^2} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_s(z,t)}{\partial z}, \quad (2-17)$$

Cette équation admet pour solution la somme de deux composantes progressive et rétrograde, solutions générales à l'équation sans second membre, et d'un terme  $u_s(z,t)$  provenant des effets de la source excitatrice, solution particulière de l'équation complète :

$$\begin{aligned} u(z,t) &= f(z-vt) + g(z+vt) + u_s(z,t) \\ &= F(qz - \omega t) + G(qz + \omega t) + u_s(z,t), \end{aligned} \quad (2-18)$$

où  $q$  est le vecteur d'onde acoustique et  $\omega$  est la pulsation. On a  $q = \omega/v$ .

En l'absence d'excitation extérieure, le déplacement et la déformation se limitent aux termes propagatifs ( $u_{source}(z,t) = 0$  et  $\eta_{source}(z,t) = 0$ ).

### 1.2.2 Notion de champ acoustique

De la même manière qu'une onde lumineuse est définie par un champ électromagnétique, une onde élastique peut être décrite par un *champ acoustique* dont les composantes sont le déplacement  $u(z,t)$  et la contrainte  $\sigma(z,t)$ . Dans l'approximation en champ proche (§3.3.5 du chapitre 1), pour une vibration acoustique longitudinale se propageant selon l'axe  $z$ , ce vecteur champ acoustique est de la forme :

$$\begin{cases} u(z,t) = A \exp[i(qz - \omega t)] + B \exp[i(qz + \omega t)] \\ \sigma(z,t) = \rho v^2 \frac{\partial u(z,t)}{\partial z} = Zv \{A \exp[i(qz - \omega t)] + B \exp[i(qz + \omega t)]\} \end{cases} \quad (2-19)$$

avec  $Z = \rho v$  l'impédance acoustique du milieu.

Lors du passage à l'interface entre deux milieux d'impédances acoustiques différentes, le champ acoustique est partiellement réfléchi et transmis, avec continuité de ses deux composantes sur l'interface.

### 1.2.3 Atténuation d'une onde acoustique

Le phénomène d'atténuation acoustique est tout à fait similaire à celui rencontré pour les ondes lumineuses. Il est ainsi classiquement décrit par une loi en exponentielle décroissante de type Beer-Lambert. Cette atténuation, tout comme en optique, donne lieu à un vecteur d'onde acoustique complexe que l'on peut exprimer sous la forme suivante :

$$\tilde{q} = q' + iq'' = \frac{\omega}{v} + iq'' \quad (2-20)$$

## 1.3 Eléments d'acousto-optique

La propagation d'une onde acoustique dans un milieu solide résultant des vibrations du réseau cristallin, le mouvement des atomes implique une altération de l'indice de réfraction. La théorie de l'acousto-optique traite des perturbations des propriétés optiques causées par des ondes acoustiques, et plus généralement de la propagation de la lumière dans un milieu perturbé (on parle alors de milieu inhomogène). Deux types d'effets acousto-optiques sont distingués suivant la nature de l'onde acoustique se propageant dans le milieu. Lorsque l'onde élastique est longitudinale, la polarisation de l'onde lumineuse incidente est conservée, l'interaction acousto-optique est dite normale. Lorsque l'onde acoustique est transversale, l'effet acousto-optique est dit anormal, et la polarisation de l'onde lumineuse est modifiée.

### 1.3.1 Coefficient de réflexion distribué

La propagation d'une onde acoustique dans un milieu est la cause d'une perturbation de son indice de réfraction. Cette perturbation se déplace à la vitesse du son, soit typiquement quelques  $10^3 \text{ m.s}^{-1}$ , alors que dans le même temps, la lumière se déplace à une vitesse de  $3.10^8 \text{ m.s}^{-1}$ . Les variations de l'indice de réfraction sont donc lentes par rapport à la période d'oscillation de la lumière. Par conséquent, il est possible d'utiliser une approche selon laquelle le milieu est considéré *quasi-statique*. Le problème de la propagation de la lumière peut alors être résolu séparément pour chaque instant, ou pour une fréquence donnée.

Pour évaluer l'amplitude d'une onde optique réfléchie par une inhomogénéité, le milieu perturbé est divisé en couches d'épaisseur infinitésimale sur lesquelles l'onde incidente est partiellement réfléchie à cause des variations de l'indice de réfraction (figure 15).

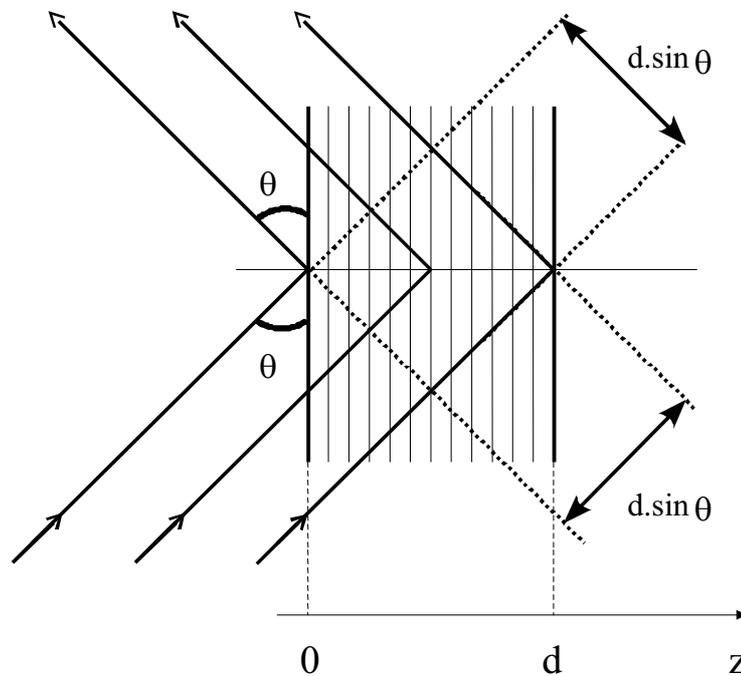


Figure 15 : Réflexion d'une onde lumineuse sur une « distribution de perturbation acoustique » (d'après [Sal91])

Chacune des couches apporte donc une contribution à la variation de réflectivité  $\Delta r = (dr/dz) \Delta z$ , et la réflectivité totale  $r$  est obtenue par sommation des  $\Delta r$  sur l'épaisseur  $d$  du milieu, soit [Sal91] :

$$r = \sum \Delta r = \int_0^d \exp[2ik \sin(\theta)z] \frac{dr}{dz} dz . \quad (2-21)$$

### 1.3.2 Constantes de photoélasticité

Les propriétés linéaires de propagation de la lumière dans un milieu sont résumées par sa constante diélectrique  $\tilde{\varepsilon}$  ou identiquement son indice optique  $\tilde{n}$ . Sous l'effet d'une déformation acoustique  $\eta(z)$ , ces deux grandeurs sont sujettes à une variation ( $\Delta\tilde{\varepsilon}$  et  $\Delta\tilde{n}$ ). Dans le cas où la déformation est longitudinale, la variation de l'indice optique  $\Delta\tilde{n}$  s'écrit (voir annexe) :

$$\Delta\tilde{n} = -\frac{1}{2}\tilde{n}^3 \tilde{p}\eta(z). \quad (2-22)$$

$\tilde{p}$  est une constante sans dimension appelée coefficient photoélastique. Ainsi, la perturbation de l'indice de réfraction est proportionnelle à l'amplitude de la déformation. Par dérivation par rapport à  $\eta$ , il apparaît donc une grandeur constante que nous manipulerons par la suite :

$$\frac{d\tilde{n}}{d\eta} = \frac{dn'}{d\eta} + i\frac{dn''}{d\eta} = -\frac{1}{2}\tilde{n}^3 \tilde{p}. \quad (2-23)$$

De façon similaire, il peut être écrit pour la constante diélectrique en utilisant  $\tilde{\varepsilon} = \tilde{n}^2$  :

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{\varepsilon}}{d\eta} &= 2\tilde{n}\left(\frac{dn'}{d\eta} + i\frac{dn''}{d\eta}\right) \\ &= -\tilde{n}^4 \tilde{p} \\ &= \gamma' + i\gamma'' \end{aligned} \quad (2-24)$$

Nous appellerons par la suite ces deux dernières grandeurs les *constantes photoélastiques* du matériau, et la variation de la permittivité  $\Delta\tilde{\varepsilon}$  sous l'effet de la perturbation acoustique sera explicitée sous la forme :

$$\Delta\tilde{\varepsilon}(z) = \frac{d\tilde{\varepsilon}}{d\eta}\eta(z). \quad (2-25)$$

La constante photoélastique d'un matériau représente donc la sensibilité de ses propriétés optiques au passage d'une déformation élastique. Par exemple, une valeur unitaire signifie que la constante diélectrique du milieu varie d'un ordre de grandeur égal à l'amplitude de la déformation.

Pour un milieu transparent,  $\tilde{\varepsilon}$  est réel, il en est donc de même de la constante photoélastique. Il est possible de trouver dans la littérature des valeurs de  $d\tilde{\varepsilon}/d\eta$  (ou tout au moins du coefficient photoélastique  $p$ ) pour de tels milieux.

En revanche, pour les milieux absorbants,  $d\tilde{\varepsilon}/d\eta$  est un complexe dont peu de valeurs ont été mesurées.

Les bases théoriques utiles pour la modélisation de notre problème ont ainsi été explicitées dans cette première partie. La partie suivante décrit à partir de ces bases les équations permettant d'élaborer un programme de simulation numérique de nos résultats expérimentaux.

## 2 Variation de réflectivité d'un échantillon composé de plusieurs couches

Cette partie traite de la méthodologie appliquée pour simuler la variation de réflectivité induite par les phénomènes acoustiques photogénérés dans un échantillon composé de plusieurs couches déposées sur un substrat. Il convient de préciser que *seuls les effets acoustiques sont pris en compte* : nous verrons en effet à partir du signal expérimental que la réflectivité est affectée par d'autres effets lors d'une expérience.

Nous considérons pour cela l'interaction de deux faisceaux pompe et sonde avec le milieu. Les hypothèses, résumées sur la figure 16, sont les suivantes :

- les faisceaux sont en incidence normale sur l'échantillon,
- chacune des interfaces est perpendiculaire à l'axe de propagation,
- le substrat est considéré semi-infini,
- et chacune de ces couches est supposée optiquement et mécaniquement isotrope.

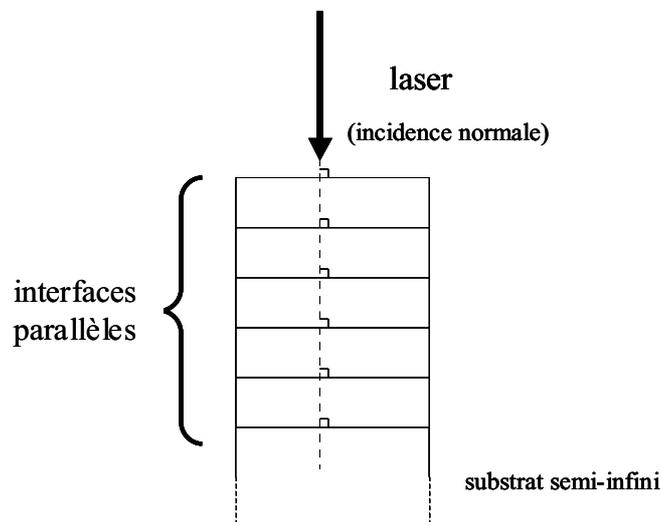


Figure 16 : Hypothèses de notre modèle.

Les expressions décrivant la génération d'un champ acoustique par l'impulsion pompe sont tout d'abord détaillées. Ce champ acoustique ayant pour source une contrainte thermique engendrée par l'impulsion pompe, la première étape consiste donc à établir la répartition

électromagnétique de pompe dans la structure. Cette répartition est obtenue au moyen de matrices de transfert, permettant par ailleurs de déterminer le coefficient de réflexion optique  $\tilde{r}_0$  de l'empilement non perturbé. L'équation de propagation du déplacement acoustique est ensuite résolue dans l'espace de Fourier et le champ acoustique présent dans la structure pour une fréquence donnée est également déterminé par un formalisme en matrices de transfert.

Une fois le champ acoustique dans la structure connu, il reste à estimer son influence sur les propriétés optiques globales de l'échantillon. Ce sera l'objet de la deuxième partie dans laquelle est détaillée la méthode pour établir la contribution de chacune des couches à la variation de réflectivité de l'échantillon. Il a été montré que le champ acoustique altère les propriétés optiques à travers deux effets qui s'additionnent [Rom96, Mat02] :

- la perturbation de la constante diélectrique par la propagation du front d'onde acoustique dans chacune des couches,
- et l'effet des déplacements des différentes interfaces provoqués par les allers-retours des ondes élastiques dans l'empilement.

A partir de ces considérations, il est possible de trouver le coefficient de réflexion de la structure en présence de perturbations acoustiques. Le principe est d'établir les relations matricielles du champ électromagnétique de l'impulsion sonde en tenant compte des effets conjoints de la déformation acoustique et des déplacements d'interfaces.

## **2.1 Génération photoélastique dans une structure multicouche**

L'objectif de cette partie est de déterminer les expressions analytiques des grandeurs acoustiques induites par l'absorption de l'impulsion pompe. Celles-ci sont établies à partir du modèle phénoménologique initialement proposé par Thomsen *et al.* Ce modèle simplifié (temps de relaxation des électrons considéré négligeable mais pris en compte par une profondeur d'absorption effective, problème unidimensionnel...) est ici étendu au cas de milieux stratifiés.

### **2.1.1 Répartition du champ électrique dans un échantillon stratifié**

Cette partie décrit la répartition d'un champ électromagnétique au sein d'une structure composée de plusieurs couches que nous supposons ici homogènes [Ohl00, Bor99]. Dans notre cas, cette distribution sera valable pour les champs des faisceaux pompe et sonde, au facteur de proportionnalité les liant près (l'énergie de la sonde étant égale à une faible fraction de celle de la pompe). Cette répartition est déterminée à partir des expressions des champs

électrique et magnétique dérivées des équations de Maxwell, et des relations de continuité de ces champs aux interfaces entre deux milieux distincts (formules de Fresnel données en annexe). Compte tenu des hypothèses évoquées précédemment, un modèle unidimensionnel d'ondes planes harmoniques est utilisé.

Un échantillon composé de  $N-1$  couches déposées sur un substrat est éclairé selon l'axe  $z$  par une impulsion laser monochromatique de pulsation  $\omega$ . L'origine des  $z$  est prise à la surface libre de la structure (figure 17).

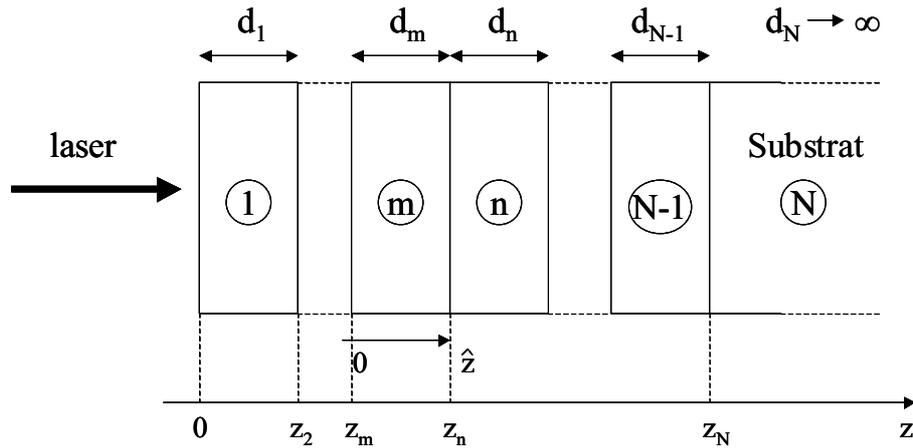


Figure 17 : Structure multicouche ( $N-1$  couches sur un substrat semi-infini)

Dans le cas le plus général, il existe un champ électromagnétique dans chacune des couches, et le champ électrique présent se décompose en une onde progressive et une onde rétrograde dues aux réflexions du faisceau aux différentes interfaces de l'échantillon. Le champ électrique présent dans la couche  $m$  d'épaisseur  $d_m$  admet alors un développement en ondes stationnaires qui s'écrit en notation complexe en omettant le facteur  $\exp(i\omega t)$  :

$$\tilde{E}_m(z) = \tilde{a}_m \exp[i\tilde{k}_m(z - z_m)] + \tilde{b}_m \exp[-i\tilde{k}_m(z - z_m)], \quad (2-26)$$

$z_m$  étant la distance entre la surface libre et l'interface entre les couches  $m-1$  et  $m$ . L'absorption est prise en compte par un vecteur d'onde  $k_m$  complexe  $\tilde{k}_m = k_m' + ik_m''$ .

La connaissance des amplitudes de l'onde progressive ( $\tilde{a}_m$ ) et de l'onde rétrograde ( $\tilde{b}_m$ ) pour chacune des couches fournit la répartition du champ électrique dans la structure. Or, une relation matricielle liant les amplitudes ( $\tilde{a}_m, \tilde{b}_m$ ) de la couche  $m$  à celles de la couche suivante peut être écrite sous la forme :

$$\begin{pmatrix} \tilde{a}_m \\ \tilde{b}_m \end{pmatrix} = \mathbf{P}_m \cdot \boldsymbol{\tau}_{mn} \begin{pmatrix} \tilde{a}_n \\ \tilde{b}_n \end{pmatrix}. \quad (2-27)$$

Pour ce faire, il faut exprimer (figure 18) :

- d'une part la relation entre les amplitudes à chacune des extrémités de la couche  $m$  au moyen d'une matrice de passage au sein de la couche  $\mathbf{P}_m$ ,
- et d'autre part la relation entre les amplitudes de part et d'autre de l'interface entre les deux couches au moyen d'une matrice de transfert  $\tau_{mn}$ .

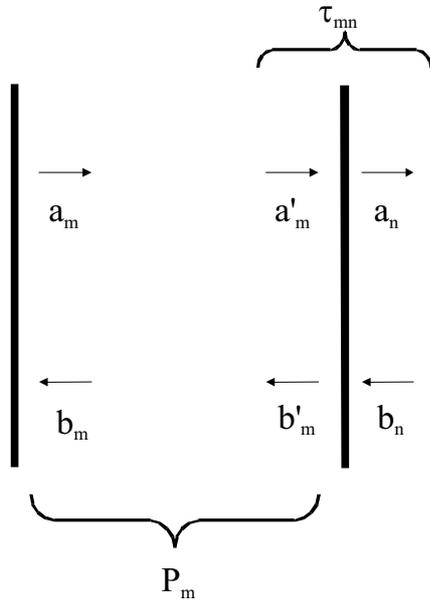


Figure 18 : Matrices de passage du champ électromagnétique au sein d'une couche (matrice  $\mathbf{P}_m$ ) et à l'interface entre deux milieux (matrice  $\tau_{mn}$ )

Tout d'abord, la matrice de propagation électromagnétique  $\mathbf{P}_m$  au sein de la couche  $m$  est établie à partir des expressions du champ électrique aux extrémités de la couche :

$$\begin{cases} \tilde{E}(z_m) = \tilde{a}_m + \tilde{b}_m \\ \tilde{E}(z_m + d_m) = \tilde{a}_m \exp(i\tilde{k}_m d_m) + \tilde{b}_m \exp(-i\tilde{k}_m d_m) \end{cases} \quad (2-28)$$

$$\Rightarrow \mathbf{P}_m = \begin{pmatrix} \exp(-i\tilde{k}_m d_m) & 0 \\ 0 & \exp(i\tilde{k}_m d_m) \end{pmatrix}$$

D'autre part, les formules de Fresnel (données en annexe) peuvent également être exprimées sous forme matricielle traduisant le passage à l'interface entre les couches  $m$  et  $n$  du champ électromagnétique, soit :

$$\tau_{mn} = \frac{1}{\tilde{t}_{mn}} \begin{pmatrix} 1 & \tilde{r}_{mn} \\ \tilde{r}_{mn} & 1 \end{pmatrix}, \quad (2-29)$$

où  $\tilde{r}_{mn}$  et  $\tilde{t}_{mn}$  sont les coefficients de réflexion et de transmission.

Il apparaît donc qu'une relation peut être établie entre chacune des amplitudes des champs électromagnétiques dans l'ensemble de la structure. En particulier, le champ électrique présent dans l'air au voisinage de la surface libre de l'échantillon s'exprime en fonction du champ présent dans le substrat :  $\tilde{a}_N$  et  $\tilde{b}_N$  :

$$\begin{pmatrix} \tilde{a}_0 \\ \tilde{b}_0 \end{pmatrix} = \boldsymbol{\tau}_{01} \cdot \mathbf{P}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_{12} \cdots \mathbf{P}_m \cdot \boldsymbol{\tau}_{mn} \cdots \mathbf{P}_{N-1} \cdot \boldsymbol{\tau}_{N-1,N} \cdot \begin{pmatrix} \tilde{a}_N \\ \tilde{b}_N \end{pmatrix} = \mathbf{M}_N \begin{pmatrix} \tilde{a}_N \\ \tilde{b}_N \end{pmatrix}. \quad (2-30)$$

$\tilde{a}_0$  et  $\tilde{b}_0$  sont les amplitudes respectives du champ électrique de l'impulsion incidente et de l'impulsion réfléchi par l'échantillon. L'amplitude  $\tilde{a}_0$  est liée par son module au flux d'énergie  $Q/S$  de l'impulsion incidente - où  $Q$  est l'énergie d'une impulsion (en J) et  $S$  la surface éclairée (en  $m^2$  unités S.I.) - et sa valeur peut donc être estimée d'après les conditions expérimentales.

Par ailleurs, dans l'hypothèse d'un substrat semi-infini, l'onde rétrograde  $\tilde{b}_N$  est considérée nulle. Cette estimation est justifiée pour les substrats rencontrés en microélectronique pour lesquels l'épaisseur est grande devant la profondeur de pénétration (cf. tableau 2.3). Il convient de souligner que dans de nombreux cas traités pour nos travaux, il n'existe plus d'onde rétrograde ( $\tilde{b} = 0$ ) dès la première couche métallique rencontrée par l'onde optique, mais l'hypothèse choisie a l'avantage d'être la plus générale possible et donc valable dans tous les cas de figure. (2-30) devient donc :

$$\begin{pmatrix} \tilde{a}_0 \\ \tilde{b}_0 \end{pmatrix} = \mathbf{M}_N \begin{pmatrix} \tilde{a}_N \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2-31)$$

De (2-31), nous pouvons établir une relation entre les amplitudes du champ incident et du champ réfléchi par l'échantillon, et par suite le coefficient de réflexion de la structure non perturbée  $\tilde{r}_0$  :

$$\begin{cases} \tilde{b}_0 = M_{N21} \tilde{a}_N = \frac{M_{N21}}{M_{N11}} \tilde{a}_0 \\ \tilde{r}_0 = \frac{\tilde{b}_0}{\tilde{a}_0} = \frac{M_{N21}}{M_{N11}} \end{cases}. \quad (2-32)$$

Les amplitudes  $\tilde{a}_N$  et  $\tilde{b}_0$  sont donc déterminées dès lors que les propriétés de chaque couche (épaisseur, indice optique) sont connues. La répartition du champ électromagnétique dans l'ensemble de la structure est alors établie à partir de (2-27).

### 2.1.2 Contrainte thermique dans une couche

La présence d'un champ électromagnétique au sein de chaque couche  $y$  induit un dépôt d'énergie proportionnel au module de  $E(z)$  (2-9). D'après le développement du champ électrique en ondes stationnaires (2-26), l'énergie déposée par unité de volume dans la couche  $m$  peut être mise sous la forme :

$$\begin{aligned}
 W_m(\hat{z}) &= 2\varepsilon_0 n'_m n''_m \left[ |\tilde{a}_m|^2 \exp(-\alpha_m \hat{z}) + |\tilde{b}_m|^2 \exp(\alpha_m \hat{z}) \right. \\
 &\quad \left. + \tilde{a}_m \tilde{b}_m^* \exp(i\kappa_m \hat{z}) + \tilde{a}_m^* \tilde{b}_m \exp(-i\kappa_m \hat{z}) \right], \\
 &= 2\varepsilon_0 n'_m n''_m \left[ |\tilde{a}_m|^2 \exp(-\alpha_m \hat{z}) + |\tilde{b}_m|^2 \exp(\alpha_m \hat{z}) \right. \\
 &\quad \left. + 2 \operatorname{Re}(\tilde{a}_m \tilde{b}_m^* \exp(i\kappa_m \hat{z})) \right],
 \end{aligned} \tag{2-33}$$

$\hat{z}$  est une coordonnée locale égale à  $z - z_m$ ,  $\alpha_m$  est l'absorption optique introduite dans le paragraphe 1, et  $\kappa_m$  est donné par  $\kappa_m = 2k_m'$ . Les deux premiers termes entre crochets traduisent le dépôt d'énergie par l'onde progressive selon  $z$  et par l'onde rétrograde selon  $-z$ . Les deux termes suivants correspondent aux interférences de ces deux ondes dans la couche.

Cet apport d'énergie résulte en un échauffement  $\Delta T_m(\hat{z}, t)$ , qui dépend du profil temporel de l'onde laser  $f(t)$  et de la chaleur spécifique volumique (ou capacité calorifique volumique) de la couche  $C_m$  [Eng98] :

$$\Delta T_m(\hat{z}, t) = \frac{W_m(\hat{z})}{C_m} \int_0^t f(\tau) d\tau. \tag{2-34}$$

Compte tenu de la courte durée de l'impulsion laser,  $f(t)$  est décrite par une impulsion de Dirac  $\delta(t)$ , et la dépendance temporelle de  $\Delta T_m(\hat{z}, t)$  est donnée par la fonction échelon de Heaviside  $\theta(t)$ . L'équation précédente s'écrit donc :

$$\Delta T_m(\hat{z}, t) = \frac{W_m(\hat{z})}{C_m} \theta(t) = \Delta T_m(\hat{z}) \theta(t). \tag{2-35}$$

Cette augmentation de température produit une contrainte thermique  $\sigma_{Thm}(\hat{z}, t)$  [Tho86] :

$$\sigma_{Thm}(\hat{z}, t) = -3B_m \beta_m \Delta T(\hat{z}, t) = -3B_m \beta_m \frac{W_m(\hat{z})}{C_m} \theta(t), \tag{2-36}$$

$\beta$  est le coefficient linéaire de dilatation thermique et  $B$  le module d'élasticité volumique. Cette contrainte thermique sera finalement exprimée sous la forme suivante dans laquelle les contributions spatiale et temporelle sont dissociées :

$$\begin{aligned}
 \sigma_{Thm}(\hat{z}, t) &= -\sigma_{0m} \left[ |\tilde{a}_m|^2 \exp(-\alpha_m \hat{z}) + |\tilde{b}_m|^2 \exp(\alpha_m \hat{z}) \right. \\
 &\quad \left. + \tilde{a}_m \tilde{b}_m^* \exp(i\kappa_m \hat{z}) + \tilde{a}_m^* \tilde{b}_m \exp(-i\kappa_m \hat{z}) \right] \theta(t) \\
 \text{avec } \sigma_{0m} &= \frac{3\varepsilon_0 B_m \beta_m n''_m n'_m}{C_m}.
 \end{aligned} \tag{2-37}$$

### 2.1.3 Equations de propagation acoustique

En reprenant les équations de l'élasticité linéaire énoncées en (2-13 à 2-15), l'équation de propagation du déplacement s'exprime en tenant compte du terme source qui est l'excitation d'origine thermique :

$$\frac{\partial^2 u(z,t)}{\partial t^2} - v^2 \frac{\partial^2 u(z,t)}{\partial z^2} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_{Th}(z,t)}{\partial z}. \quad (2-38)$$

Cette équation doit être résolue avec les conditions aux limites suivantes :

- $\eta(z,0) = 0$  (déformation initiale nulle),
- $u(z,0) = 0$  (déplacement initial nul),
- $\sigma_l(0,t) = 0$  (contrainte totale à la surface libre nulle).

L'équation de propagation de la déformation acoustique peut être obtenue par dérivation selon  $z$  de (2-38). C. Thomsen et al. ont donné une solution analytique résolue en temps (relation 1-2 du chapitre 1) de la déformation acoustique satisfaisant à ces conditions dans le cas simple où la couche considérée est optiquement absorbante et d'épaisseur grande devant la profondeur de pénétration [Tho86]. Il est possible de déduire de (1-2) une extension au cas général d'une structure multicouche, toutefois son emploi est malaisé si l'on souhaite déterminer l'évolution spatio-temporelle de la déformation dans l'ensemble de la structure. C. Rossignol [Ros00] et R.M. Slayton *et al.* [Sla01] ont proposé une méthode de résolution plus simple dans l'espace de Fourier, que nous allons détailler dans le paragraphe suivant.

### 2.1.4 Détermination des grandeurs acoustiques dans l'espace des fréquences

#### 2.1.4.1 Expression analytique des grandeurs acoustiques

Dans cette partie, les expressions analytiques du déplacement, de la déformation, et de la contrainte sont établies dans la couche  $m$  dans l'espace des fréquences.

La transformée de Fourier temporelle de l'équation de propagation du déplacement (2-38) est :

$$q^2 u(z,\omega) + \frac{\partial^2 u(z,\omega)}{\partial z^2} = -\frac{1}{\rho v^2} \frac{\partial \sigma_{th}(z)}{\partial z} \theta(\omega). \quad (2-39)$$

avec  $q = \omega / v$  le vecteur d'onde acoustique dans la couche. La solution pour la couche  $m$  est de la forme :

$$u_m(\hat{z},\omega) = \tilde{A}_m(\omega) \exp(iq_m \hat{z}) + \tilde{B}_m(\omega) \exp(-iq_m \hat{z}) + u_{s_m}(\hat{z},\omega). \quad (2-40)$$

La fonction  $u_{sm}(\hat{z}, \omega)$  ainsi introduite, solution particulière de l'équation complète, est liée au terme source de l'équation (2-39), et son expression analytique s'écrit :

$$u_{sm}(\hat{z}, \omega) = \frac{\sigma_{0m} \theta(\omega)}{\rho_m v_m^2} \left\{ \begin{array}{l} \frac{\alpha_m}{\alpha_m^2 + q_m^2} \left[ -|\tilde{a}_m|^2 \exp(-\alpha_m \hat{z}) + |\tilde{b}_m|^2 \exp(\alpha_m \hat{z}) \right] \\ + \frac{i \kappa_m}{q_m^2 - \kappa_m^2} \left[ \tilde{a}_m \tilde{b}_m^* \exp(i \kappa_m \hat{z}) - \tilde{a}_m^* \tilde{b}_m \exp(-i \kappa_m \hat{z}) \right] \end{array} \right\}. \quad (2-41)$$

De même, l'expression de la déformation peut être déduite de la transformée de Fourier de l'équation de propagation, ou encore par dérivation spatiale du déplacement (2-40), soit :

$$\eta_m(\hat{z}, \omega) = i q_m \left[ \tilde{A}_m(\omega) \exp(i q_m \hat{z}) - \tilde{B}_m(\omega) \exp(-i q_m \hat{z}) \right] + \eta_{sm}(\hat{z}, \omega). \quad (2-42)$$

Le second terme  $\eta_{sm}(\hat{z}, \omega)$  s'exprime :

$$\eta_{sm}(\hat{z}, \omega) = \frac{\sigma_{0m} \theta(\omega)}{\rho_m v_m^2} \left\{ \begin{array}{l} \frac{\alpha_m^2}{\alpha_m^2 + q_m^2} \left[ |\tilde{a}_m|^2 \exp(-\alpha_m \hat{z}) + |\tilde{b}_m|^2 \exp(\alpha_m \hat{z}) \right] \\ - \frac{\kappa_m^2}{q_m^2 - \kappa_m^2} \left[ \tilde{a}_m \tilde{b}_m^* \exp(i \kappa_m \hat{z}) + \tilde{a}_m^* \tilde{b}_m \exp(-i \kappa_m \hat{z}) \right] \end{array} \right\}. \quad (2-43)$$

La dernière grandeur élastique à considérer, la *contrainte totale*, est d'après les équations de l'élasticité (2-15) la somme de la contrainte thermique  $\sigma_{Thm}(\hat{z}, \omega)$ , transformée de Fourier de (2-35), et de la contrainte élastique liée à la déformation  $\eta_m(\hat{z}, \omega)$  par la loi de Hooke (2-13). Son expression est :

$$\sigma_m(\hat{z}, \omega) = \rho_m v_m^2 i q_m \left[ \tilde{A}_m(\omega) \exp(i q_m \hat{z}) - \tilde{B}_m(\omega) \exp(-i q_m \hat{z}) \right] + \sigma_{sm}(\hat{z}, \omega),$$

$$\text{avec } \sigma_{sm}(\hat{z}, \omega) = -\sigma_{0m} \theta(\omega) \left\{ \begin{array}{l} \frac{q_m^2}{\alpha_m^2 + q_m^2} \left[ |\tilde{a}_m|^2 \exp(-\alpha_m \hat{z}) + |\tilde{b}_m|^2 \exp(\alpha_m \hat{z}) \right] \\ + \frac{q_m^2}{q_m^2 - \kappa_m^2} \left[ \tilde{a}_m \tilde{b}_m^* \exp(i \kappa_m \hat{z}) + \tilde{a}_m^* \tilde{b}_m \exp(-i \kappa_m \hat{z}) \right] \end{array} \right\} \quad (2-44)$$

Les termes  $u_{sm}(\hat{z}, \omega)$ ,  $\eta_{sm}(\hat{z}, \omega)$  et  $\sigma_{sm}(\hat{z}, \omega)$  sont tous fonctions du champ électrique présent dans la couche et des propriétés physiques de la couche (densité, vitesse du son, indice optique, et constante  $\sigma_0$  exprimée en (2-37)). Leur valeur peut donc être évaluée en fonction de  $\hat{z}$  et de  $\omega$  si la répartition du champ électrique est connue (cf. §3.1.1). Ainsi, il apparaît au vu des équations (2-40) à (2-44) que les grandeurs acoustiques sont entièrement déterminées dans la couche  $m$  dès lors que les amplitudes respectives des composantes progressive et rétrograde  $\tilde{A}_m(\omega)$  et  $\tilde{B}_m(\omega)$  sont connues. Le paragraphe suivant illustre la

méthode employée pour déterminer ces amplitudes dans une structure multicouche au moyen de matrices de transfert.

#### 2.1.4.2 Matrice de transfert du champ acoustique dans une couche

Nous avons introduit au paragraphe 1 la notion de champ acoustique, vecteur muni des deux composantes déplacement  $u$  et contrainte totale  $\sigma$ . Intéressons-nous à leurs expressions dans la couche  $m$ . On notera par la suite leurs valeurs aux limites de la couche (c'est-à-dire  $\hat{z} = 0$  et  $\hat{z} = d_m$ ) :

$$\begin{cases} u_m^0 = u_m(0, \omega) \\ \sigma_m^0 = \sigma_m(0, \omega) \end{cases}, \quad \text{et} \quad \begin{cases} u_m^{d_m} = u_m(d_m, \omega) \\ \sigma_m^{d_m} = \sigma_m(d_m, \omega) \end{cases}. \quad (2-45)$$

Selon le même formalisme, les expressions des composantes du déplacement et de la contrainte liées au terme source de l'équation de propagation seront donc notées en ces deux mêmes points :

$$\begin{cases} u_{sm}^0 = u_{sm}(0, \omega) \\ \sigma_{sm}^0 = \sigma_{sm}(0, \omega) \end{cases}, \quad \text{et} \quad \begin{cases} u_{sm}^{d_m} = u_{sm}(d_m, \omega) \\ \sigma_{sm}^{d_m} = \sigma_{sm}(d_m, \omega) \end{cases}. \quad (2-46)$$

A partir de (2-40) et (2-44), nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} \tilde{A}_m(\omega) = \frac{1}{2} \left[ (u_m^0 - u_{sm}^0) + \frac{\sigma_m^0 - \sigma_{sm}^0}{\rho_m v_m^2 i q_m} \right] \\ \tilde{B}_m(\omega) = \frac{1}{2} \left[ (u_m^0 - u_{sm}^0) - \frac{\sigma_m^0 - \sigma_{sm}^0}{\rho_m v_m^2 i q_m} \right] \end{cases}. \quad (2-47)$$

Si la contrainte totale  $\sigma_m^0$  et le déplacement  $u_m^0$  au début de la couche  $m$  sont connus, alors il en sera de même de  $\tilde{A}_m(\omega)$  et  $\tilde{B}_m(\omega)$ . Il s'agit donc de déterminer  $\sigma_m^0$  et  $u_m^0$ , ce qui peut être effectué en établissant une relation matricielle du champ acoustique dans la structure multicouche. Ce sera l'objet de la partie suivante en utilisant la condition de continuité de la contrainte et du déplacement à chaque interface (§2.2.2). Auparavant, nous devons d'abord exprimer une relation matricielle liant les champs acoustiques au début et à la fin de la couche  $m$ . A l'autre extrémité de la couche, le champ acoustique est donné par :

$$\begin{cases} u_m^{d_m} = \tilde{A}_m(\omega) \exp(iq_m d_m) + \tilde{B}_m(\omega) \exp(-iq_m d_m) + u_{sm}^{d_m} \\ \sigma_m^{d_m} = \rho_m v_m^2 i q_m [\tilde{A}_m(\omega) \exp(iq_m d_m) - \tilde{B}_m(\omega) \exp(-iq_m d_m)] + \sigma_{sm}^{d_m} \end{cases}. \quad (2-48)$$

Par conséquent, il apparaît en insérant (2-47) dans (2-48) une relation entre les champs acoustiques aux deux extrémités de la couche, qui peut être formulée sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} u_m^{d_m} \\ \sigma_m^{d_m} \end{pmatrix} = \Gamma_m \begin{pmatrix} u_m^0 \\ \sigma_m^0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} U_{s_m} \\ \Sigma_{s_m} \end{pmatrix}$$

avec  $\Gamma_m = \begin{pmatrix} \cos(q_m d_m) & \frac{\sin(q_m d_m)}{\rho_m v_m^2 q_m} \\ -\rho_m v_m^2 q_m \sin(q_m d_m) & \cos(q_m d_m) \end{pmatrix}$  (2-49)

et  $\begin{pmatrix} U_{s_m} \\ \Sigma_{s_m} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_{s_m}^{d_m} \\ \sigma_{s_m}^{d_m} \end{pmatrix} - \Gamma_m \begin{pmatrix} u_{s_m}^0 \\ \sigma_{s_m}^0 \end{pmatrix}$ ,

La matrice  $\Gamma_m$  ainsi introduite est la matrice de transfert de la couche  $m$ , et cette relation correspond donc à la propagation de la vibration acoustique au sein de la couche  $m$ . Le deuxième terme introduit dans cette relation matricielle est appelé vecteur thermo-acoustique  $\langle U_s, \Sigma_s \rangle$ . Il est significatif de la propagation au sein de la couche des contributions de la contrainte  $\sigma_{s_m}(\hat{z}, \omega)$  et déplacement  $u_{s_m}(\hat{z}, \omega)$  induits par la contrainte thermique. En outre, il est connu dans la couche  $m$  dès lors que les propriétés physiques et le champ électrique sont connus.

#### 2.1.4.3 Détermination du champ acoustique dans une structure multicouche

Intéressons-nous maintenant à la propagation de la vibration acoustique dans l'ensemble de la structure. A l'interface entre les couches  $m$  et  $n$ , la condition de continuité du déplacement et de la contrainte (§2.2.2) impose les relations suivantes liant les champs acoustiques :

$$\begin{pmatrix} u_n^0 \\ \sigma_n^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_m^{d_m} \\ \sigma_m^{d_m} \end{pmatrix}. \quad (2-50)$$

Nous pouvons donc réécrire (2-49) de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} u_n^0 \\ \sigma_n^0 \end{pmatrix} = \Gamma_m \begin{pmatrix} u_m^0 \\ \sigma_m^0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} U_m \\ \Sigma_m \end{pmatrix}. \quad (2-51)$$

En raisonnant de proche en proche, le champ acoustique au début de la couche  $m$  peut être exprimé à partir de (2-51) en fonction de celui à la surface libre de l'échantillon et de la résultante des vecteurs thermo-acoustiques des couches précédentes selon la relation :

$$\begin{pmatrix} u_m^0 \\ \sigma_m^0 \end{pmatrix} = T_{m-1} \begin{pmatrix} u_1^0 \\ \sigma_1^0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} Y_{m-1} \\ S_{m-1} \end{pmatrix}, \quad (2-52)$$

où  $\begin{pmatrix} Y_{m-1} \\ S_{m-1} \end{pmatrix} = \Gamma_{m-1} \begin{pmatrix} Y_{m-2} \\ S_{m-2} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} U_{m-1} \\ \Sigma_{m-1} \end{pmatrix}$

$$\text{et } T_{m-1} = \prod_{i=1}^{m-1} T_i .$$

Les conditions aux limites imposent que la contrainte totale soit nulle à la surface libre de la structure, soit dans notre cas  $\sigma_l^0 = 0$ . Le relation matricielle précédente peut donc se réduire à deux équations liant indépendamment les deux vecteurs du champ acoustique de la couche  $m$  au déplacement à la surface libre  $u_l^0$  :

$$\begin{cases} u_m^0 = T_{(m-1)11} u_l^0 + Y_{m-1} \\ \sigma_m^0 = T_{(m-1)21} u_l^0 + S_{m-1} \end{cases} \quad (2-53)$$

Il suffit donc de connaître  $u_l^0$  pour obtenir les champs acoustiques à chaque interface, et par suite les grandeurs élastiques (déformation, déplacement, et contrainte) dans l'ensemble de la structure au moyen de la relation (2-47). Or,  $u_l^0$  peut être déterminé en exprimant (2-53) à l'interface entre la dernière couche et le substrat  $\langle u_N, \sigma_N \rangle$ . En effet, dans l'hypothèse d'un substrat semi-infini, aucune onde acoustique rétrograde ne s'y propage, c'est-à-dire  $\tilde{B}_N = 0$ . Dans ces conditions, les expressions du déplacement et de la contrainte en  $\hat{z}_N = 0$  (équations (2-40) et (2-44)) fournissent une relation entre  $u_N^0$  et  $\sigma_N^0$  :

$$\sigma_N^0 = \rho_N v_N^2 i q_N (u_N^0 - u_{sN}^0) + \sigma_{sN}^0 . \quad (2-54)$$

Finalement, le déplacement à la surface libre  $u_l$  s'écrit à partir de (2-52) et de la relation précédente :

$$u_l^0 = \frac{\rho_N v_N^2 i q_N (Y_{N-1} - u_{sN}^0) - (S_{N-1} - \sigma_{sN}^0)}{T_{(N-1)21} - \rho_N v_N^2 i q_N T_{(N-1)11}} . \quad (2-55)$$

Dès lors, les grandeurs acoustiques (champ acoustique et déformation) induites par l'impulsion laser pompe peuvent être déterminées dans l'ensemble de la structure multicouche pour une fréquence donnée.

En effet, dans un premier temps, des relations (2-53) et (2-55) sont déduites les valeurs des composantes du champ acoustique à chacune des interfaces de la structure. Enfin, les grandeurs acoustiques sont obtenues dans chacune des couches à partir de la connaissance de  $\tilde{A}_m(\omega)$  et  $\tilde{B}_m(\omega)$  (2-47).

## 2.2 Variation de réflectivité induite par une vibration acoustique dans une structure multicouche

Le champ acoustique que nous venons de déterminer est à l'origine de modifications des propriétés optiques mesurées expérimentalement au moyen du faisceau sonde. L'objectif de cette partie est d'établir une relation analytique permettant d'évaluer ces changements, à partir de la distribution du champ acoustique présent dans l'échantillon.

Sous l'effet de perturbations acoustiques, le champ électrique sonde peut être modifié en amplitude et en phase, et nous verrons que ces deux composantes peuvent être modélisées à travers la détermination du coefficient complexe de réflexion électromagnétique de l'échantillon perturbé.

Des travaux menés par plusieurs équipes de recherche ont montré que l'influence du champ acoustique sur la réflectivité se fait selon deux effets [Wri92, Per99, Rom96, Mat02] :

- *l'effet photoélastique* qui repose sur les bases théoriques de l'acousto-optique énoncées dans la partie §2.3,
- *et l'effet des déplacements aux interfaces* entre chacune des couches de l'échantillon.

Dans les parties suivantes, chacune de ces deux contributions à la variation de réflectivité est décrite dans une structure multicouche par l'utilisation de matrices de transfert. La méthode, proposée par E. Romatet [Rom96], consiste à exprimer la répartition du champ électromagnétique sonde dans la structure au moyen de matrices de transfert, selon le principe vu en §3.1.1, mais en incorporant dans les relations matricielles des termes « perturbatifs » correspondant aux effets acoustiques (effet photoélastique dû à la déformation et déplacement des interfaces). La fréquence acoustique  $f_{ac}$  est, comme nous l'avons vu précédemment, typiquement inférieure à 100 GHz. La fréquence de l'oscillation lumineuse incidente est pour sa part liée à la célérité de la lumière  $c$  et à la longueur d'onde optique  $\lambda_0$  par la relation  $f_{opt} = c / \lambda_0$ . Soit  $f_{opt} = 375$  THz à 800 nm. De par le rapport élevé entre  $f_{ac}$  et  $f_{opt}$ , le milieu sera considéré quasi-statique (cf. §.2.3.1). Ainsi, après détermination des effets de la déformation sur la constante diélectrique en un point de la couche, la résolution du problème consiste donc à l'intégration des effets de la distribution de déformation sur l'épaisseur de la couche (cf. §.2.3.1), auxquels s'ajoutent les contributions des déplacements d'interfaces.

Finalement, l'expression donnant la contribution acoustique totale des N couches à la variation relative de réflectivité de l'échantillon est obtenue.

### 2.2.1.1 Contribution de la déformation acoustique, effet photoélastique

Lors de sa propagation, la vibration acoustique se comporte en chaque point de la couche vis-à-vis des ondes lumineuses comme une interface sur laquelle le champ électromagnétique incident est partiellement réfléchi. Lorsque cette interface est localisée en  $\hat{z}'$ , la variation de la constante diélectrique  $\Delta\hat{\epsilon}(\hat{z})$  peut être considérée proportionnelle à une impulsion de Dirac  $\delta(\hat{z} - \hat{z}')$ , et l'équation d'onde du champ électrique dans la couche  $m$  s'écrit [Tho86] :

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_m}{\partial z^2} + k_0^2 [\tilde{\epsilon}_m + F\delta(\hat{z} - \hat{z}')] \tilde{E}_m(\hat{z}) = 0, \quad (2-56)$$

où  $F$  est une constante.

La résolution de cette équation par transformée de Fourier spatiale permet de déterminer le coefficient de réflexion sur l'interface acoustique  $\tilde{r}_m^{z'}$  [Rom96, Tho86] :

$$\tilde{r}_m^{z'} = \frac{ik_0^2}{2\tilde{k}_m} F. \quad (2-57)$$

Par suite, le coefficient  $\tilde{r}_m^{z'}$  s'exprime dans le cas général en fonction de  $\Delta\tilde{\epsilon}(\hat{z})$  :

$$\tilde{r}_m^{z'} = \frac{ik_0^2}{2\tilde{k}_m} \Delta\tilde{\epsilon}(\hat{z}) = \frac{ik_0^2}{2\tilde{k}_m} \frac{d\tilde{\epsilon}_m}{d\eta_m} \eta_m(\hat{z}). \quad (2-58)$$

Une onde électromagnétique d'amplitude  $E_{0m}$  incidente sur l'interface acoustique donne une onde réfléchie d'amplitude  $\tilde{r}_m^{z'} E_{0m}$  et une onde transmise d'amplitude  $(1 + \tilde{r}_m^{z'}) E_{0m}$ . La matrice de transfert du champ électromagnétique au franchissement de l'interface acoustique est alors donnée par :

$$\tau_{r'} = \begin{pmatrix} 1 - \tilde{\xi}' & -\tilde{\xi}' \\ \tilde{\xi}' & 1 + \tilde{\xi}' \end{pmatrix}. \quad (2-59)$$

Par conséquent, la matrice de passage  $\mathbf{P}_m$  au sein de la couche  $m$  non perturbée (2-28) se trouve modifiée en une matrice  $\mathbf{P}_m^\eta$  prenant en compte l'interface acoustique. Supposant dans un premier temps que cette interface est localisée en  $\hat{z}'$  :

$$\mathbf{P}_m^\eta = \begin{pmatrix} \exp(-i\tilde{k}_m \hat{z}') & 0 \\ 0 & \exp(i\tilde{k}_m \hat{z}') \end{pmatrix} \tau_{r'} \begin{pmatrix} \exp[-i\tilde{k}_m (d_m - \hat{z}')] & 0 \\ 0 & \exp[i\tilde{k}_m (d_m - \hat{z}')] \end{pmatrix}, \quad (2-60)$$

soit en utilisant (2-59) :

$$\mathbf{P}_m^\eta = \mathbf{P}_m + \tilde{r}'_m \mathbf{P}(\hat{z}') \mathbf{P}_m, \quad (2-61)$$

$$\text{avec } \mathbf{P}(z') = \begin{pmatrix} -1 & -\exp(-2i\tilde{k}_m z') \\ \exp(2i\tilde{k}_m z') & 1 \end{pmatrix}.$$

Par suite, la matrice de transfert  $\mathbf{P}_m^\eta$  tenant compte de la distribution de l'interface acoustique au sein de la couche  $m$  est écrite en intégrant les effets de la déformation sur l'épaisseur de la couche :

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_m^\eta &= \mathbf{P}_m + \Delta\mathbf{P}_m^\eta \cdot \mathbf{P}_m, \\ \text{où } \Delta\mathbf{P}_m^\eta &= \frac{ik_0^2}{2\tilde{k}_m} \frac{d\tilde{\varepsilon}_m}{d\eta} \int_0^{d_m} \mathbf{P}(z') \eta(z') dz' \end{aligned} \quad (2-62)$$

$\Delta\mathbf{P}_m^\eta$  représente la contribution de la déformation acoustique aux variations diélectriques au sein de la couche  $m$ . Par la suite, nous nommerons également cette contribution la *contribution photoélastique*.

### 2.2.1.2 Contribution des déplacements d'interface

Le champ acoustique dans la structure se traduit également par un déplacement des limites spatiales de chaque couche qui doit être pris en compte. Pour ce faire, il suffit d'exprimer la matrice de transfert  $\mathbf{P}_m^u$  au travers de la couche  $m$  lorsque celle-ci est soumise à des déplacements  $u_m$  et  $u_{m+1}$  à chacune de ses interfaces (figure 19).

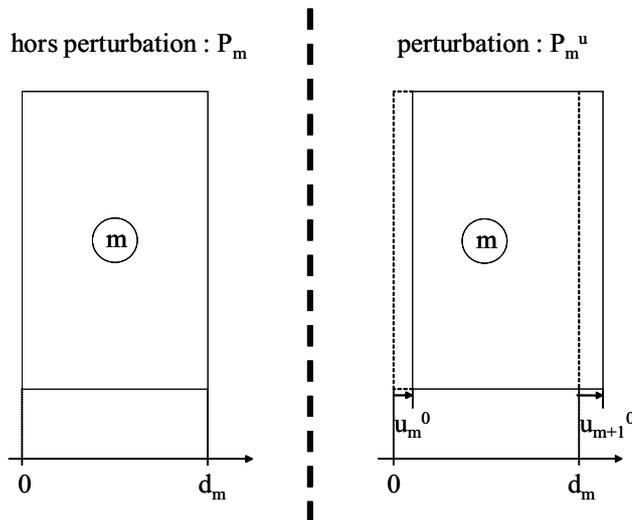


Figure 19 : influence des déplacements d'interface sur la matrice de passage du champ électromagnétique  $P_m$  au sein de la couche  $m$

Dans ces conditions, les nouvelles positions des interfaces de la couche sont  $(z_m + u_m^0)$  et  $(z_{m+1} + u_{m+1}^0)$ ,  $\mathbf{P}_m^u$  s'écrit alors :

$$\mathbf{P}_m^u = \begin{pmatrix} \exp[-i\tilde{k}_m (d_m + u_{m+1}^0 - u_m^0)] & 0 \\ 0 & \exp[i\tilde{k}_m (d_m + u_{m+1}^0 - u_m^0)] \end{pmatrix}, \quad (2-63)$$

Finalement, la matrice de transfert  $\mathbf{P}_m^u$  peut s'exprimer sous la forme suivante dans laquelle  $\Delta\mathbf{P}_m^u$  représente la contribution du déplacement aux variations diélectriques au sein de la couche :

$$\mathbf{P}_m^u = \mathbf{P}_m + \Delta\mathbf{P}_m^u \cdot \mathbf{P}_m, \quad (2-64)$$

$$\text{où } \Delta\mathbf{P}_m^u = \begin{pmatrix} \exp[-i\tilde{k}_m(u_{m+1}^0 - u_m^0)] - 1 & 0 \\ 0 & \exp[i\tilde{k}_m(u_{m+1}^0 - u_m^0)] - 1 \end{pmatrix}.$$

### 2.2.1.3 Variation de réflectivité totale

Selon une approche perturbative, les effets cumulés du déplacement et de la déformation induisent une modification de la relation matricielle liant les champs électriques de l'impulsion sonde dans l'ensemble de la structure. Ainsi, si la matrice de transfert totale  $\mathbf{M}_N$  énoncée en (2-30) est réécrite en prenant en compte les perturbations  $\mathbf{P}_m^u$  et  $\mathbf{P}_m^{\eta}$  dans la couche  $m$ , nous pouvons exprimer le coefficient de réflexion  $\tilde{r}'_m$  de la structure perturbée à l'aide de (2-32). Par suite, la variation relative de réflectivité induite par les perturbations dans la couche  $m$ , peut être établie. On trouvera (les calculs détaillés sont donnés en annexe) :

$$\left( \frac{\Delta\tilde{r}}{\tilde{r}_0} \right)_m \approx \frac{ik_0}{a_0\tilde{b}_0} \left\{ \frac{1}{2} \frac{d\tilde{\varepsilon}_m}{d\eta} \int_0^{d_m} [\tilde{a}_m \exp(i\tilde{k}_m z) + \tilde{b}_m \exp(-i\tilde{k}_m z)]^2 \eta(z) dz \right. \\ \left. + 2\tilde{\varepsilon}_m(u_{m+1}^0 - u_m^0) \tilde{a}_m \tilde{b}_m \right\}. \quad (2-65)$$

Le terme intégral correspond aux *effets photoélastiques* de la couche  $m$ , le deuxième terme entre crochets est la *contribution des déplacements*. Cette expression est applicable à toutes les couches, avec deux cas particuliers.

D'une part, le déplacement à l'interface air – couche 1  $u_1^0$  doit être pris en compte puisqu'il induit une variation de phase sur l'onde laser incidente, soit :

$$\left( \frac{\Delta\tilde{r}}{\tilde{r}_0} \right)_{air} \approx 2ik_0 u_1^0. \quad (2-66)$$

D'autre part, dans l'hypothèse d'un substrat semi-infini, l'amplitude  $\tilde{b}_N$  est nulle, soit :

$$\left( \frac{\Delta\tilde{r}}{\tilde{r}_0} \right)_N \approx \frac{ik_0}{2a_0\tilde{b}_0} \frac{d\tilde{\varepsilon}_N}{d\eta} \int_0^{\infty} [\tilde{a}_N \exp(i\tilde{k}_N z)]^2 \eta(z) dz. \quad (2-67)$$

Finalement, la variation de réflectivité globale est obtenue par sommation des contributions de chacune des couches :

$$\frac{\Delta \tilde{r}}{\tilde{r}_0} = \sum_{m=0}^N \left( \frac{\Delta \tilde{r}}{\tilde{r}_0} \right)_m \approx \frac{ik_0}{a_0 \tilde{b}_0} \sum_{m=0}^N \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2} \frac{d\tilde{\varepsilon}_m}{d\eta} \int_0^{d_m} [\tilde{a}_m \exp(i\tilde{k}_m z) + \tilde{b}_m \exp(-i\tilde{k}_m z)]^2 \eta(z) dz \\ + 2\tilde{\varepsilon}_m (u_{m+1}^0 - u_m^0) \tilde{a}_m \tilde{b}_m \end{array} \right\}. \quad (2-68)$$

Ainsi, si le champ acoustique dans la structure est connu, il est possible à partir de ce modèle de reproduire la contribution acoustique au signal optique issu d'une expérience d'acoustique picoseconde, et ce quelle que soit la structure rencontrée (structure composée de plusieurs couches, circuit passivé ou non). Se souvenant que le champ acoustique peut être établi dans l'espace des fréquences (à partir des relations 2-47, 2-53 et 2-55), nous pouvons donc effectuer des simulations numériques pour les différentes structures rencontrées dans nos travaux. La partie suivante décrit les procédures de simulations, ainsi que le type de signal obtenu pour différentes structures. Nous verrons notamment que la phase et l'amplitude de la variation temporelle de réflectivité peuvent être numériquement simulés à partir de ce modèle. Quelques exemples sont ensuite présentés, illustrant des signaux théoriques pour quelques structures.

## 3 Simulations

### 3.1 Procédure

#### 3.1.1 Algorithme du programme "pico"

Un programme de simulation numérique a été développé sous le logiciel Matlab à partir du modèle que nous venons d'exposer pour simuler les résultats expérimentaux. Le synoptique de l'algorithme du programme, dénommé « pico », est présenté sur la figure 20 (page suivante).

Dans un premier temps, la répartition des champs électriques pompe et sonde est déterminée (A) pour chacune des couches de l'échantillon non perturbé (à partir des relations établies en 3.1.1). Le champ acoustique fréquentiel induit par le champ électromagnétique pompe est ensuite calculé (B) (expressions de la partie §.3.1.4). Le changement relatif de réflectivité fréquentiel peut alors être exprimé en utilisant les relations 2-65 et 2-68 (C).

Finalement, la variation relative de réflectivité temporelle est obtenue par transformée de Fourier numérique inverse (D). Le signal obtenu est une grandeur complexe de la forme :

$$\left( \frac{\Delta \tilde{r}(t)}{\tilde{r}_0} \right)_{simu} = \text{Re} \left( \frac{\Delta \tilde{r}(t)}{\tilde{r}_0} \right)_{simu} + i. \text{Im} \left( \frac{\Delta \tilde{r}(t)}{\tilde{r}_0} \right)_{simu} . \quad (2-69)$$

Montrons maintenant que la partie réelle et la partie imaginaire de la variation de réflectivité simulée peuvent être respectivement identifiés à la variation relative de l'amplitude du coefficient de réflexion optique et la variation de phase, grandeurs mesurées expérimentalement.

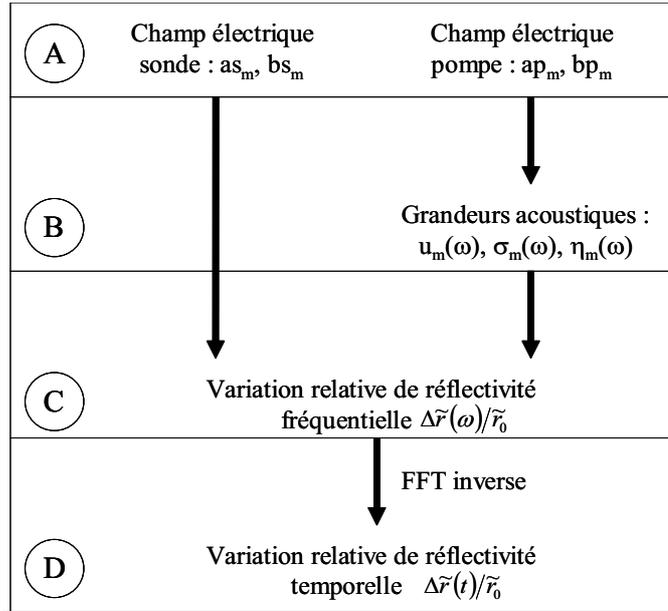


Figure 20 : Synoptique de l'algorithme du programme de simulation numérique

### 3.1.2 Amplitude et phase expérimentales, parties réelle et imaginaire simulées

Expérimentalement, la mesure de l'intensité sonde réfléchi par l'échantillon donne la variation d'amplitude du coefficient de réflexion optique, et dans le cas d'une mesure interférométrique la différence de phase, induites par l'onde laser de pompe. La variation relative de réflectivité expérimentale induite par les phénomènes acoustiques s'écrit :

$$\left( \frac{\Delta \tilde{r}(t)}{\tilde{r}_0} \right)_{exp} = \frac{\tilde{r}'(t) - \tilde{r}_0}{\tilde{r}_0} . \quad (2-70)$$

$\tilde{r}_0$  et  $\tilde{r}'(t)$  sont les coefficients de réflexion électromagnétique respectifs de l'échantillon à l'équilibre et perturbé.

Si  $\tilde{r}_0$  s'exprime sous une forme faisant apparaître son module  $r$  et sa phase  $\phi$  :

$$\tilde{r}_0 = r. \exp(i\phi), \quad (2-71)$$

alors  $\tilde{r}'(t)$  peut être mis sous la forme suivante [Hur99] :

$$\tilde{r}'(t) = r(1 + \rho(t))\exp[i(\phi + \delta\phi(t))], \quad (2-72)$$

où  $\rho(t)$  et  $\delta\phi(t)$  sont respectivement *la variation relative du module  $r$*  et *la variation de phase* induites par l'impulsion pompe. Ces variations étant très faibles ( $\rho(t) \ll 1$  et  $\phi(t) \ll 1$ ),  $\tilde{r}'(t)$  peut être approximé par :

$$\begin{aligned} \tilde{r}'(t) &\approx r.\exp(i\phi)[1 + \rho(t)][1 + i\delta\phi(t)] \\ &\approx \tilde{r}_0 [1 + \rho(t) + i\delta\phi(t) + i\rho(t)\delta\phi(t)]. \\ &\approx \tilde{r}_0 [1 + \rho(t) + i\delta\phi(t)] \end{aligned} \quad (2-73)$$

La variation relative de réflectivité expérimentale s'écrit donc finalement :

$$\left( \frac{\Delta\tilde{r}(t)}{\tilde{r}_0} \right)_{exp} \approx \rho(t) + i\delta\phi(t). \quad (2-74)$$

Il apparaît au vu de cette équation et de (2-69) que la variation relative du module du coefficient de réflexion  $\rho(t)$  et la différence de phase  $\delta\phi(t)$  expérimentaux peuvent être identifiés respectivement à la partie réelle et à la partie imaginaire du changement relatif de réflectivité simulé. Les illustrations des simulations que nous présentons dans les parties suivantes seront donc exposées sous la forme partie réelle – partie imaginaire du changement relatif de réflectivité, qui seront respectivement notées  $\rho(t)$  et  $\delta\phi(t)$ .

## 3.2 Applications

### 3.2.1 Remarques préliminaires

Cette partie présente quelques simulations numériques de structures basiques. Il convient de préciser que ces résultats ne sont pas *nécessairement représentatifs de résultats expérimentaux*. En effet, plusieurs paramètres de simulations nécessitent d'être ajustés pour reproduire les échos acoustiques expérimentaux. Tout d'abord, les propriétés physiques des matériaux dépendent de la méthode de fabrication de telle sorte que les valeurs réelles peuvent donc différer des valeurs théoriques trouvées dans la littérature.

Par ailleurs, la constante photoélastique  $d\tilde{\varepsilon}/d\eta = \gamma' + i\gamma''$  doit être ajustée à partir des résultats expérimentaux, car comme nous l'avons souligné précédemment (§3.2.2), les valeurs de constantes photoélastiques sont rares dans la littérature, et il n'en existe pas à notre connaissance de loi prédictive. Pour souligner l'influence de cette constante, nous pouvons réécrire l'expression des effets photoélastiques (terme intégral de l'équation 2-65) sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 \left( \frac{\Delta \tilde{r}}{\tilde{r}_0} \right)_\eta &= \frac{ik_0}{2a_0 \tilde{b}_0} \frac{d\tilde{\varepsilon}}{d\eta} \int_0^d [\tilde{a} \exp(i\tilde{k}z) + \tilde{b} \exp(-i\tilde{k}z)]^2 \eta(z) dz \\
 &= \frac{ik_0}{2a_0 \tilde{b}_0} (\gamma' + i\gamma'') (f_1(z) + if_2(z)) \\
 &= \frac{ik_0}{2a_0 \tilde{b}_0} \{ [\gamma' f_1(z) - \gamma'' f_2(z)] + i[\gamma'' f_1(z) + \gamma' f_2(z)] \}
 \end{aligned} \tag{2-75}$$

où  $f_1(z)$  et  $f_2(z)$  représentent respectivement la partie réelle et la partie imaginaire du terme intégral. La constante photoélastique influe donc directement sur la partie réelle et sur la partie imaginaire (i.e. l'amplitude  $\rho$  et la phase  $\delta\phi$ ) de  $\Delta \tilde{r}/\tilde{r}_0$ . Ce lien a été illustré par plusieurs études expérimentales qualitatives récentes [Dev01, Bos02, Lab03]. Pour les simulations présentées ci-après, les valeurs de  $d\tilde{\varepsilon}/d\eta$  sont donc choisies arbitrairement.

Les exemples sont néanmoins intéressants car ils illustrent la diversité des résultats que nous sommes amenés à rencontrer lors d'expérimentations. Les cas de deux structures typiques sont présentés : un film métallique déposé sur un substrat, et un film transparent déposé sur un substrat opaque. Dans chaque cas, les différentes contributions acoustiques sont commentées.

### 3.2.2 Film métallique sur substrat

Cette section présente des résultats d'une simulation numérique effectuée sur une structure composée d'une couche métallique « épaisse » (d'épaisseur grande devant la profondeur de pénétration) déposée sur un substrat. La structure simulée est composée d'une couche de 200 nm de titane et d'une couche semi-infinie d'oxyde (figure 21).

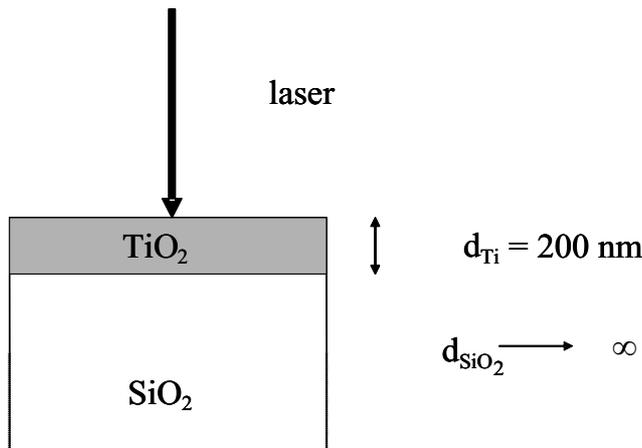


Figure 21 : structure simulée (200 nm de Ti sur substrat SiO<sub>2</sub>)

Les résultats de la simulation sont présentés sur la figure 22 sur laquelle sont tracées la variation relative de l'amplitude  $\rho(t)$  (22a) et la phase  $\delta\phi(t)$  (22b) de la variation relative de

réflectivité. La constante photoélastique du titane a arbitrairement été fixée à  $\frac{d\tilde{\epsilon}_{Ti}}{d\eta} = -3 + 20i$ .

Les principales constantes utilisées pour les deux couches sont répertoriées dans le tableau 2.4.

| Matériau   | Ti         | SiO <sub>2</sub> |
|--|------------|------------------|
| Densité $\rho$ (kg.m <sup>-3</sup> ) <sup>a</sup>    | 4500       | 2200             |
| Vitesse du son $v$ (m.s <sup>-1</sup> ) <sup>a</sup> | 6100       | 5900             |
| Indice optique $\tilde{n}$ à 800 nm <sup>b</sup>     | 2.8 + 3.3i | 1.45             |
| Profondeur de pénétration $\zeta$ (nm)               | 19         |                  |

Tableau 2.4 : Propriétés physiques utilisées pour la simulation présentée figure 22 (d'après <sup>a</sup> [CRC02], <sup>b</sup> [Iof]).

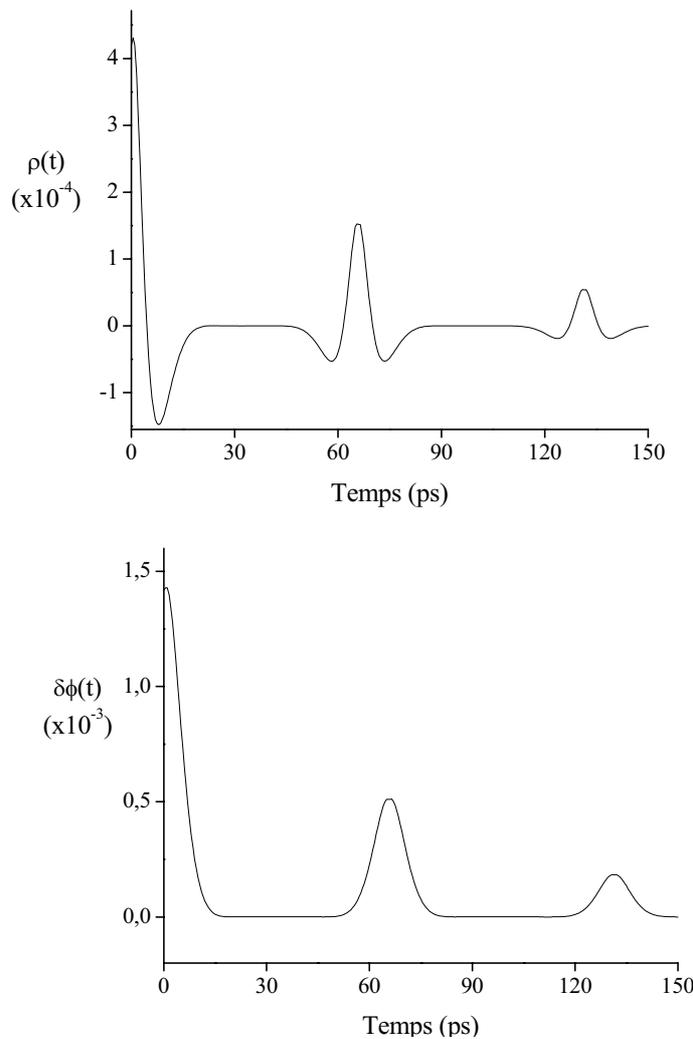


Figure 22 : Simulation numérique de la variation de réflectivité d'une couche de 200 nm de titane sur substrat SiO<sub>2</sub>.

22a : variation relative de l'amplitude  $\rho(t)$ .

22b : variation de phase  $\delta\phi(t)$ .

Sur chaque courbe, deux échos et demi sont visualisés. Le demi-écho visible au départ s'interprète physiquement par le fait que l'extension spatiale de l'onde ultrasonore générée par l'impulsion pompe est liée à l'expansion thermique dans la couche. Lors du dépôt d'énergie photonique, la variation de température dans la zone de dépôt s'effectue aussi bien selon les  $z$  positifs que selon les  $z$  négatifs, l'onde acoustique est donc la somme d'une impulsion qui se propage vers le substrat et d'une autre impulsion qui se propage vers la surface libre sur laquelle elle est totalement réfléchi (l'impédance acoustique de l'air étant négligeable,  $R_{film-air} = 1$ ). Ainsi, l'onde immédiatement réfléchi sur l'interface air-métal donne lieu à ce demi-écho initial. De même, chacun des deux échos suivants est la somme des échos dus à :

- l'impulsion initialement lancée vers le substrat (première moitié de l'écho),
- et l'impulsion lancée vers la surface libre (deuxième moitié de l'écho).

Les échos sont espacés d'un temps correspondant à un aller-retour de l'onde acoustique dans la couche de chrome :

$$t = \frac{2d_{Ti}}{v_{Ti}}, \quad (2-76)$$

soit  $t = 66$  ps avec  $v_{Ti} = 6100$  m.s<sup>-1</sup>. Le rapport entre la hauteur de deux échos correspond à l'amplitude du coefficient de réflexion acoustique  $r_{ac}$  entre le film et le substrat donné par :

$$r_{ac} = \frac{Z_{Ti} - Z_{SiO_2}}{Z_{Ti} + Z_{SiO_2}} = \frac{\rho_{Ti}v_{Ti} - \rho_{SiO_2}v_{SiO_2}}{\rho_{Ti}v_{Ti} + \rho_{SiO_2}v_{SiO_2}} = 0.36. \quad (2-77)$$

Intéressons-nous maintenant plus en détail à  $\rho(t)$  et à  $\delta\phi(t)$ .

Nous avons vu dans la partie §.3.2 que la variation de réflectivité est due à deux effets acoustiques : l'effet photoélastique et le déplacement des interfaces. Dans le cas présent, il n'existe aucune onde optique rétrograde dans la couche ni transmise dans le substrat car l'épaisseur de la couche de titane est grande devant la profondeur de pénétration.

Dans ces conditions,  $\Delta\tilde{r}/\tilde{r}_0$  se résume à l'addition de deux contributions : l'effet photoélastique dans la couche de titane, et le déplacement de la surface libre  $u_{Ti}^0$ , et la variation de réflectivité écrite en (2-68) se simplifie de la sorte :

$$\frac{\Delta\tilde{r}}{\tilde{r}_0} \approx \frac{ik_0}{2a_0\tilde{b}_0} \frac{d\tilde{\varepsilon}_{Ti}}{d\eta} \int_0^{d_{Ti}} [\tilde{a}_{Ti} \exp(ik_{Ti}z)]^2 \eta(z) dz + 2ik_0 u_{Ti}^0. \quad (2-78)$$

L'influence du déplacement  $u_{Ti}^0$  sur la réflectivité optique se traduit par une variation du chemin optique pour le champ électrique sonde, et donc par une différence de phase  $\delta\phi_u$ . Les

effets photoélastiques ont quant à eux une influence sur l'amplitude et sur la phase de  $\Delta\tilde{r}/\tilde{r}_0$  que nous noterons respectivement  $\rho_\eta$  et  $\delta\phi_\eta$ . La variation de réflectivité de la structure s'écrit donc :

$$\frac{\Delta\tilde{r}}{\tilde{r}_0} = \rho_\eta + i(\delta\phi_\eta + \delta\phi_u). \quad (2-79)$$

Seul l'effet photoélastique dans la couche métallique affecte  $\rho$ . En revanche, la différence de phase  $\delta\phi$  est la somme des contributions de l'effet photoélastique dans le titane  $\delta\phi_\eta$  et du déplacement à la surface libre  $\delta\phi_u$ . Ces deux contributions sont tracées sur la figure 23, ainsi que la différence de phase totale  $\delta\phi$ .

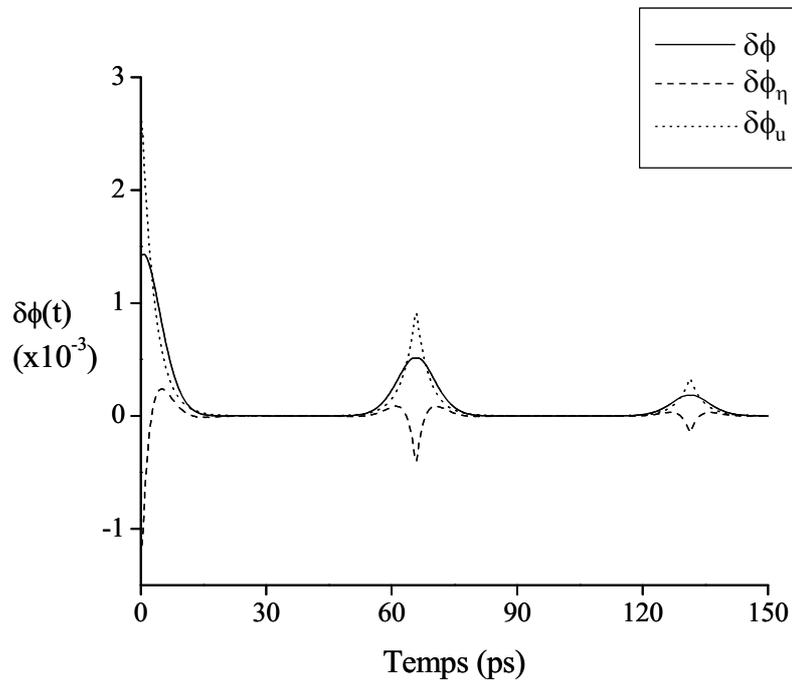


Figure 23 : Contributions  $\delta\phi_\eta$  et  $\delta\phi_u$  à la variation de phase totale  $\delta\phi$  de la structure Ti / SiO<sub>2</sub>

La forme des échos visibles sur  $\delta\phi$  est liée au rapport respectif des contributions  $\delta\phi_\eta$  et  $\delta\phi_u$ . Implicitement, cela signifie que la constante photoélastique du métal influe sur la forme des échos, car l'amplitude du signal  $\delta\phi_\eta$  dépend directement de la valeur de  $d\tilde{\varepsilon}_{Ti}/d\eta$ . L'influence de l'ordre de grandeur de  $d\tilde{\varepsilon}_{Ti}/d\eta$  sur le signal est nettement visible sur la figure 24 sur laquelle sont tracées plusieurs simulations de  $\delta\phi$  effectuées avec différentes valeurs de  $d\tilde{\varepsilon}_{Ti}/d\eta$ . Pour plus de lisibilité, les courbes ont été translatées verticalement.

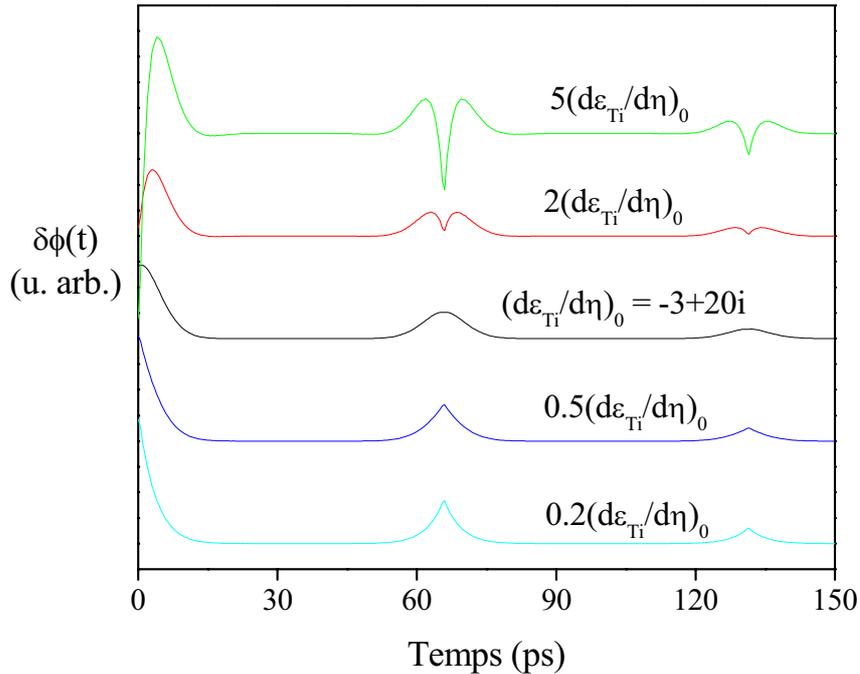


Figure 24 : Influence de la constante photoélastique sur la forme des échos

Cette simulation numérique a permis d'illustrer les formes typiques de  $\rho$  et de  $\delta\phi$  que nous sommes amenés à rencontrer dans le cas de l'analyse d'échantillon de type métal sur substrat. Pour ce type d'échantillons, l'amplitude  $\rho$  de la variation de réflectivité est uniquement affectée par la déformation acoustique se propageant dans la couche (effet photoélastique). La phase  $\delta\phi$  dépend elle des contributions conjointes de l'effet photoélastique et du déplacement de la surface libre, dû à la dilatation de la couche.

L'influence de la valeur de la constante photoélastique du métal  $d\tilde{\varepsilon}/d\eta$  sur le signal a également été évoquée. En effet, de l'ordre de grandeur de  $d\tilde{\varepsilon}_{Ti}/d\eta$  dépend le rapport entre l'importance des deux contributions (effet photoélastique et déplacement) sur  $\delta\phi$ . On pourrait également montrer que le rapport entre la partie réelle  $\gamma'$  et  $\gamma''$  intervient dans la forme de l'écho. Ceci ne sera pas abordé ici, mais a déjà été observé expérimentalement par plusieurs études ([Dev01], [Lab03]).

### 3.2.3 Couche transparente

Un autre cas que nous sommes amenés à rencontrer lors de nos expériences est celui pour lequel la première couche de la structure testée est transparente (typiquement une couche d'oxyde ou de nitrure de silicium pour des circuits intégrés passivés). Dans une telle couche, il ne peut être déposé d'énergie par l'impulsion pompe, et les faisceaux pompe et sonde sont focalisés sur l'interface entre les deux couches (figure 25).

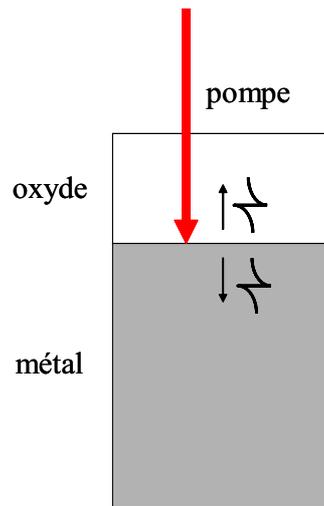


Figure 25 : Illustration de la génération acoustique pour une couche transparente déposée sur un milieu opaque

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, l'expansion thermique résultant du dépôt d'énergie par l'impulsion pompe dans le métal s'effectue à la fois vers les  $z$  positifs et vers les  $z$  négatifs. Deux impulsions acoustiques sont donc générées dans l'épaisseur de peau du métal, se propageant respectivement vers le substrat et vers l'interface métal – oxyde. En revanche, une partie de l'impulsion se propageant vers l'oxyde est transmise ici, puisque l'impédance acoustique de la couche transparente n'est pas nulle. Après quelques instants, deux ondes acoustiques se propagent donc dans la structure :

- une *onde bipolaire* dans le métal, somme de l'impulsion lancée vers le substrat et de la partie de l'impulsion réfléchi sur l'interface oxyde – métal,
- et une *onde unipolaire* dans l'oxyde, partie de l'impulsion transmise à l'interface oxyde – métal.

Les effets photoélastiques et le déplacement des interfaces liés à la propagation de ces deux ondes se caractérisent respectivement par deux phénomènes distincts sur  $\Delta\tilde{r}/\tilde{r}_0$  : les *oscillations Brillouin*, et un *effet Fabry-Pérot*. Pour illustrer ces effets indépendamment, nous avons simulé le comportement d'une couche de 700 nm d'oxyde de silicium déposée sur une couche semi-infinie d'aluminium :

- en ne considérant tout d'abord que les effets photoélastiques  $(\Delta\tilde{r}/\tilde{r}_0)_\eta$ , afin d'illustrer les oscillations Brillouin (§4.2.3.1),
- puis en ne prenant en compte que les effets des déplacements d'interfaces  $(\Delta\tilde{r}/\tilde{r}_0)_u$  (effet Fabry-Pérot, (§4.2.3.2)).

Finalement, la variation de réflectivité totale, somme de ces deux contributions est illustrée.

### 3.2.3.1 Effet photoélastique : oscillations Brillouin

Dans un premier temps, *seuls les effets photoélastiques sur  $\Delta\tilde{r}/\tilde{r}_0$  sont pris en compte* (les contributions des déplacements sont considérées nulles). Par conséquent, la variation de réflectivité est produite par l'addition des effets photoélastiques dans l'oxyde et dans l'aluminium :

$$\left(\frac{\Delta\tilde{r}}{\tilde{r}_0}\right)_\eta = \frac{ik_0}{2a_0\tilde{b}_0} \frac{d\tilde{\varepsilon}_{ox}}{d\eta} \int_0^d [\tilde{a}_{ox} \exp(i\tilde{k}_{ox}z) + \tilde{b}_{ox} \exp(-i\tilde{k}_{ox}z)]^2 \eta(z) dz + \frac{ik_0}{2a_0\tilde{b}_0} \frac{d\tilde{\varepsilon}_{Al}}{d\eta} \int_0^d \tilde{a}_{Al}^2 \exp(2i\tilde{k}_{Al}z) \eta(z) dz \quad (2-80)$$

Intéressons-nous à l'effet photoélastique dans l'oxyde : la déformation acoustique qui se propage dans la couche transparente y induit des variations locales des propriétés optiques. Si une déformation acoustique se propage dans la couche à la vitesse longitudinale du son  $v_{ox}$ , une partie du champ sonde est réfléchi sur l'interface mobile que représente le front d'onde acoustique (figure 26).

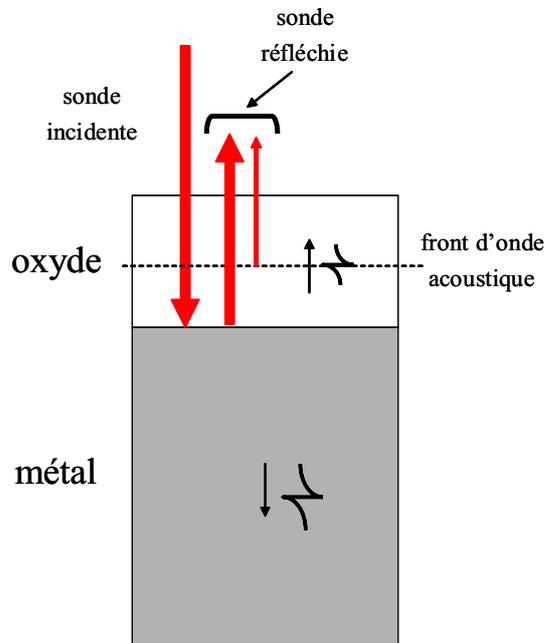


Figure 26 : Phénomène d'oscillations Brillouin dans une couche d'oxyde

Cela se traduit sur le signal de réflectivité par l'apparition d'oscillations dont la fréquence est donnée par [Lin91] :

$$f_{Brillouin} = \frac{2n_{ox}v_{ox}}{\lambda_0} \quad (2-81)$$

avec  $n_{ox}$  l'indice de réfraction de la couche d'oxyde, et  $\lambda_0$  la longueur d'onde du faisceau sonde dans le vide (800 nm pour nos travaux).

Par exemple, la fréquence théorique des oscillations Brillouin est de 21.4 GHz dans le SiO<sub>2</sub> (avec  $n_{SiO_2} = 1.45$  [Iof], et  $v_{SiO_2} = 5900 \text{ m.s}^{-1}$  [CRC02]).

Le phénomène d'oscillations Brillouin est illustré sur la simulation numérique tracée sur la figure 27 (page suivante).

Pour cette simulation, les constantes photoélastiques de l'oxyde et de l'aluminium ont arbitrairement été fixées à -1 et à  $100 + 50i$  ( $d\tilde{\varepsilon}_{SiO_2}/d\eta$  est réelle, car le milieu est transparent).

La propagation de la déformation depuis l'interface Al - SiO<sub>2</sub> vers la surface libre induit dans l'oxyde des oscillations Brillouin visibles sur l'amplitude et sur la phase du signal (27a et 27b). La période de ces oscillations est de 47 ps, correspondant à l'inverse de la fréquence donnée plus haut à partir de l'expression (2-80). Une rupture est visible pour  $t = 119$  ps, lorsque l'impulsion acoustique atteint la surface libre. L'onde étant entièrement réfléchie, l'amplitude des oscillations reste la même. Lorsque l'onde acoustique revient à l'interface Al - SiO<sub>2</sub> ( $t = 237$  ps), la portion qui y est réfléchie donne à nouveau lieu à des oscillations Brillouin dont l'amplitude est réduite d'un facteur correspondant au coefficient de réflexion acoustique  $R_{SiO_2-Al}$  ( $R_{SiO_2-Al} = -0.14$  avec  $\rho_{Al} = 2700 \text{ kg.m}^{-3}$ ,  $\rho_{SiO_2} = 2200 \text{ kg.m}^{-3}$  et  $v_{Al} = 6400 \text{ m.s}^{-1}$  [CRC02]).

Les effets de la propagation de la déformation acoustique sur la couche d'aluminium sont visibles sur les courbes 27c et 27d. Ils se traduisent par la visualisation de l'écho dû à un aller-retour de l'onde dans l'oxyde.

Finalement,  $\Delta\tilde{r}/\tilde{r}_0$  (courbes 27e et 27f) est la somme des effets photoélastiques dans chacune des couches. L'influence importante de la valeur de la constante photoélastique est suggérée par la prépondérance de l'écho sur l'amplitude  $\rho$  et son faible contribution à  $\delta\phi$ . (car la valeur de  $d\tilde{\varepsilon}/d\eta$  influe directement sur  $\rho$  et sur  $\delta\phi$  (2-75)).

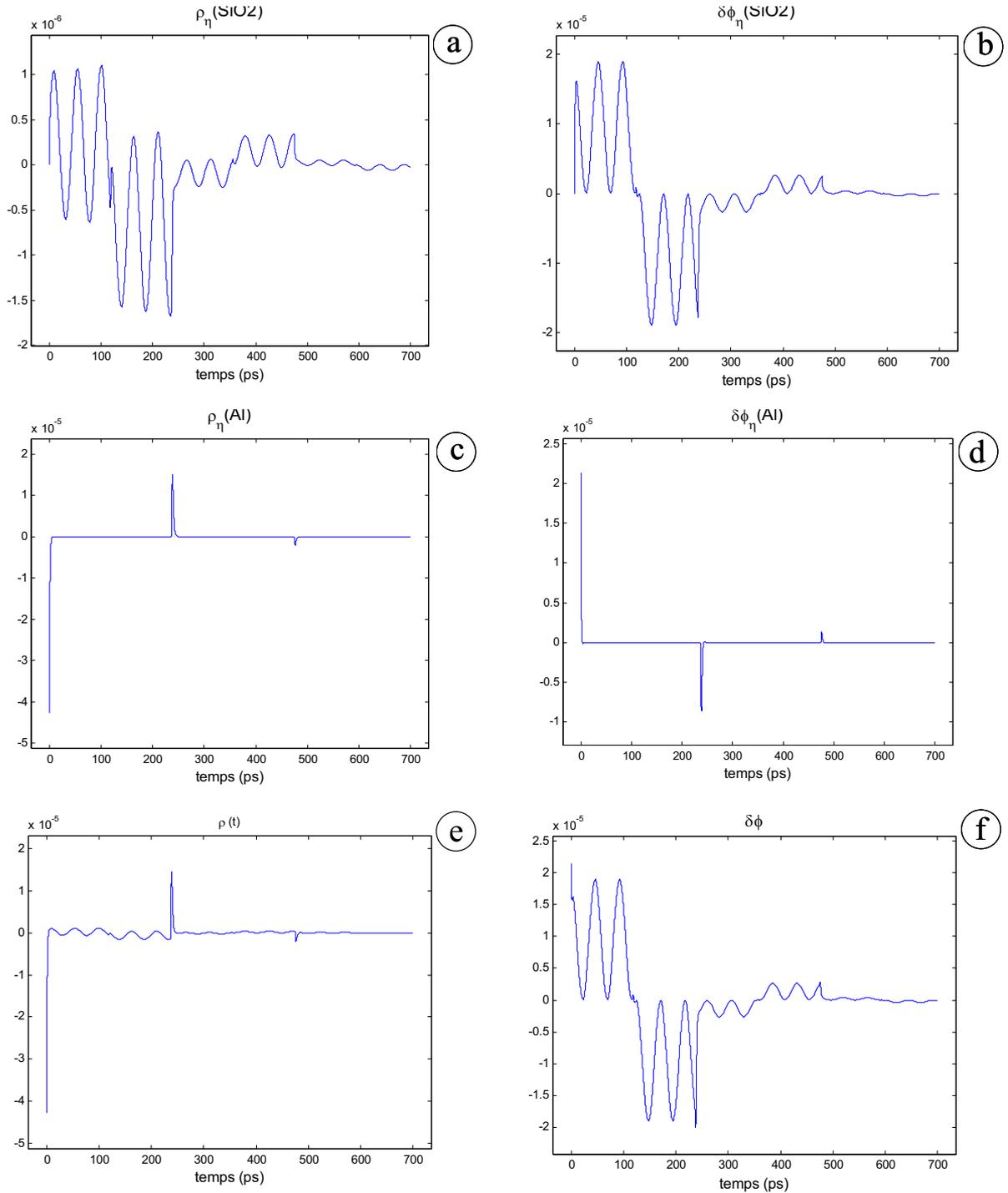
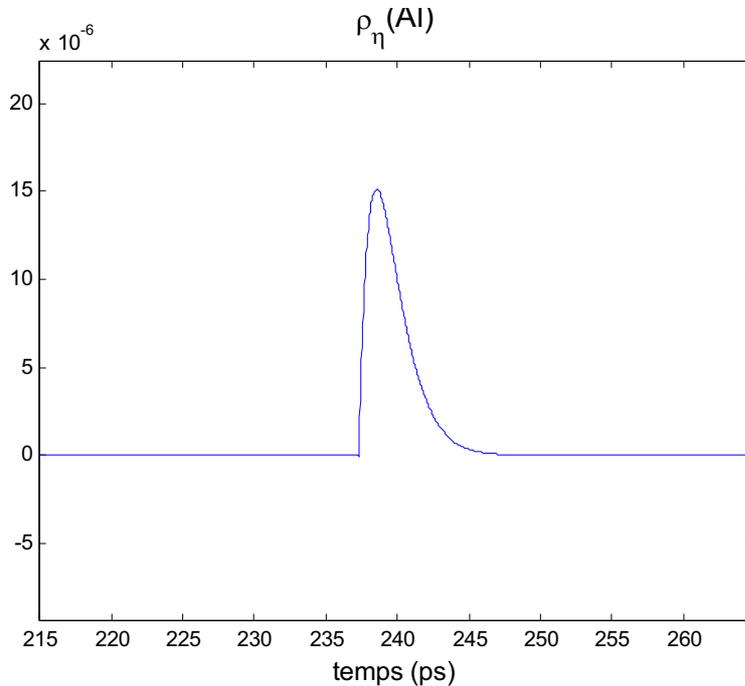


Figure 27 : Simulation numérique des effets photoélastiques pour une couche de 700 nm d'oxyde de silicium sur substrat Al, avec  $d\tilde{\varepsilon}_{\text{SiO}_2}/d\eta = -1$  et  $d\tilde{\varepsilon}_{\text{Al}}/d\eta = 100 + 50i$ . Les contributions à  $\rho$  et à  $\delta\phi$  sont respectivement tracées pour la couche d'oxyde (27a et b) et pour l'aluminium (27c et d). En bas : variation de réflectivité totale due à la somme des effets photoélastiques en amplitude (e) et en phase (f).

Comme l'écho est issu de l'onde qui a été initialement lancée dans l'oxyde, il est unipolaire, comme l'atteste la figure 28 sur laquelle il est tracé en gros plan. En toute logique, l'onde bipolaire initialement lancée dans l'aluminium ne donne lieu à aucun écho, puisque la couche est semi - infinie.



*Figure 28 : Echo unipolaire dû à la propagation de la déformation dans la couche d'oxyde (zoom de la figure 27c)*

Nous venons donc d'illustrer le type de signal induit par la contribution de l'effet photoélastique dans une couche métallique. La partie suivante détaille la contribution des effets des déplacements à  $\Delta\tilde{r}/\tilde{r}_0$ .

### 3.2.3.2 Déplacements des interfaces : effet Fabry - Pérot

La présence d'une couche transparente induit un autre phénomène sur la réflectivité optique : l'effet Fabry – Pérot, qui traduit la dépendance du coefficient de réflexion d'une couche d'oxyde par rapport à son épaisseur  $d_{ox}$  [Lap96]. Le champ électromagnétique réfléchi sur une couche d'oxyde déposée sur une couche opaque est la composition des multiples réflexions au sein de la couche transparente (figure 29). Pour plus de lisibilité, le faisceau est en incidence oblique, mais le principe est identique en incidence normale.

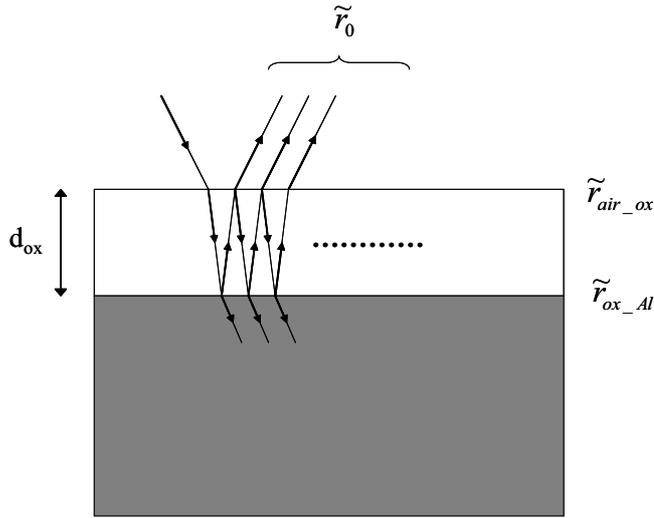


Figure 29 :  
Effet Fabry – Pérot dans une  
couche d'oxyde

Le coefficient de réflexion complexe de la structure s'obtient par sommation des ondes réfléchies, soit pour une onde en incidence normale [Bor99] :

$$\tilde{r}_0 = \frac{\tilde{r}_{air\_ox} + \tilde{r}_{ox\_Al} \cdot \exp(2ikd_{ox})}{1 + \tilde{r}_{air\_ox} \tilde{r}_{ox\_Al} \cdot \exp(2ikd_{ox})} \quad (2-82)$$

La phase et l'amplitude de l'onde réfléchie dépendent donc des coefficients de réflexion  $\tilde{r}_{air\_ox}$  et  $\tilde{r}_{ox\_Al}$ , mais également de  $d_{ox}$ . Par conséquent, si la couche est soumise à des déplacements à chacune de ses interfaces, l'épaisseur  $d_{ox}$  et de ce fait la phase et l'amplitude de l'onde réfléchie se trouvent modifiées. Dans un milieu transparent, les déplacements d'interface affectent donc la réflectivité à travers une variation de phase  $\delta\phi_u$  et une variation de l'amplitude  $\rho_u$ . Pour illustrer ce fait, la même structure que dans la partie précédente (700nm d'oxyde sur une couche semi – infinie d'aluminium) a été simulée en considérant *cette fois que les effets photoélastiques sont nuls* ( $d\tilde{\varepsilon}_{SiO_2}/d\eta = d\tilde{\varepsilon}_{Al}/d\eta = 0$ ). La variation de réflectivité se limite dès lors aux effets du déplacement de la surface libre  $u_1^0$  et de la variation d'épaisseur de la couche d'oxyde  $\Delta d_{ox} = u_2^0 - u_1^0$  (cf. (2.68)) :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\tilde{r}}{\tilde{r}_0} &= 2ik_0 u_1^0 + \frac{2ik_0 \tilde{\varepsilon}_{SiO_2} \tilde{a}_{SiO_2} \tilde{b}_{SiO_2}}{a_0 \tilde{b}_0} (u_2^0 - u_1^0) \\ &= i\delta\phi_u(\text{surface libre}) + \rho_u(SiO_2) + i\delta\phi_u(SiO_2) \end{aligned} \quad (2-83)$$

Le déplacement de la surface libre, comme nous l'avons vu dans le cas de la couche métallique, n'induit qu'une différence de chemin optique. Ainsi, le premier terme de (2-83) – que nous appellerons  $\delta\phi_u(\text{surface libre})$  – est imaginaire pur et n'influe que sur  $\delta\phi$ . Le deuxième terme a en revanche une incidence sur  $\rho$  et sur  $\delta\phi$  à travers deux contributions que

nous nommerons  $\delta\phi_u(\text{SiO}_2)$  et  $\rho(\text{SiO}_2)$ . Ce terme traduit l'effet Fabry-Pérot présenté plus haut dans la couche d'oxyde.

La contribution  $\delta\phi_u(\text{surface libre})$  est tracée sur la figure 30.

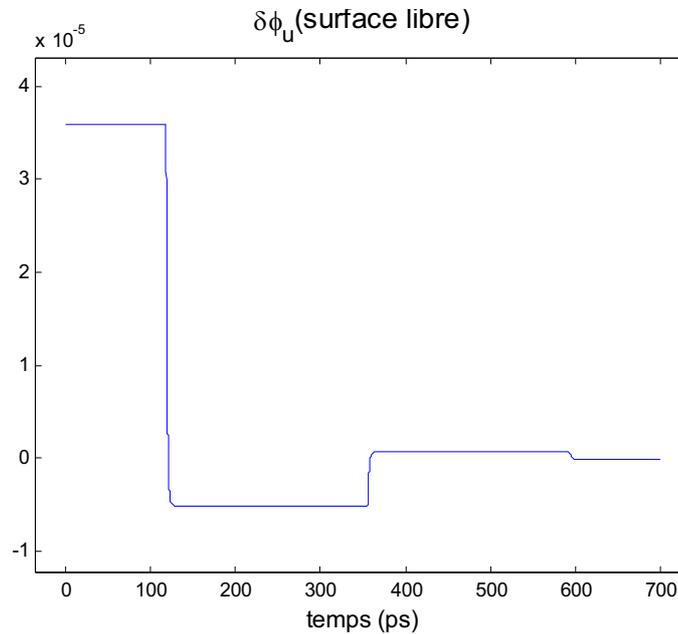


Figure 30 : Contribution  $\delta\phi_u(\text{surface libre})$  du déplacement de la surface libre à la variation de phase totale

La surface libre est initialement déplacée par une dilatation de la couche : dès que l'onde acoustique initialement générée dans l'aluminium est lancée dans l'oxyde (cf. figure 2.16), celui-ci est dans un état de dilatation qui induit une différence de chemin optique et donc une variation de phase. Cet état est conservé tant que l'onde n'a pas quitté la couche. Ceci intervient au bout d'un temps correspondant à un aller-retour dans l'oxyde (puisque  $r_{ac} = 1$  à la surface libre), soit 119 ps. A ce moment-là, un saut brusque est visible et l'amplitude relative de  $\delta\phi$  est réduite d'un facteur correspondant au coefficient de réflexion acoustique à l'interface  $\text{SiO}_2 - \text{Al}$  ( $r_{ac} = -0.14$ ). Le même effet se répète par la suite avec une période égale au temps d'un aller-retour acoustique dans la couche, jusqu'à ce que la dilatation de la couche s'annule.

Les deux contributions  $\delta\phi_u(\text{SiO}_2)$  et  $\rho(\text{SiO}_2)$  liées à la variation d'épaisseur de la couche d'oxyde sont tracées sur la figure 31. Dans la couche d'oxyde, comme prédit par l'expression (2-83), la phase  $\delta\phi$  et l'amplitude  $\rho$  sont toutes deux affectées par les déplacements des interfaces, dont les effets se traduisent également par des sauts abrupts séparés par un temps caractéristique d'une traversée de la couche par la vibration acoustique.

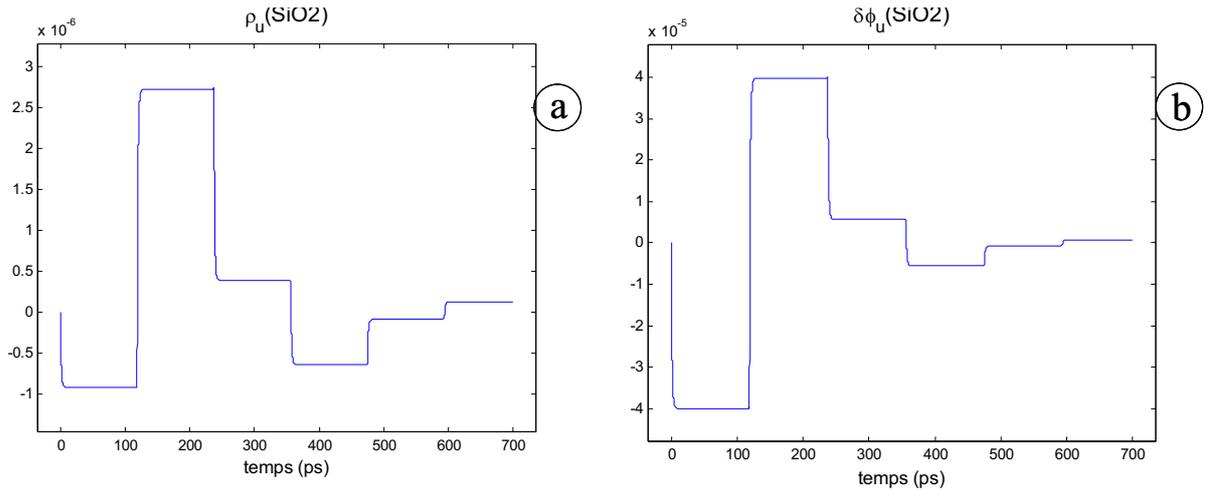


Figure 31 : Contributions  $\delta\phi_u(\text{SiO}_2)$  du déplacement de la surface libre à la variation de phase totale.

### 3.2.3.3 Signal complet

Finalement, si nous souhaitons visualiser la variation de réflectivité totale, il faut additionner les contributions photoélastiques à celles dues à l'effet Fabry – Pérot. Ceci est fait sur la figure 32, à partir des résultats des deux simulations présentées dans les parties §.4.2.3.1 et §.4.2.3.2.

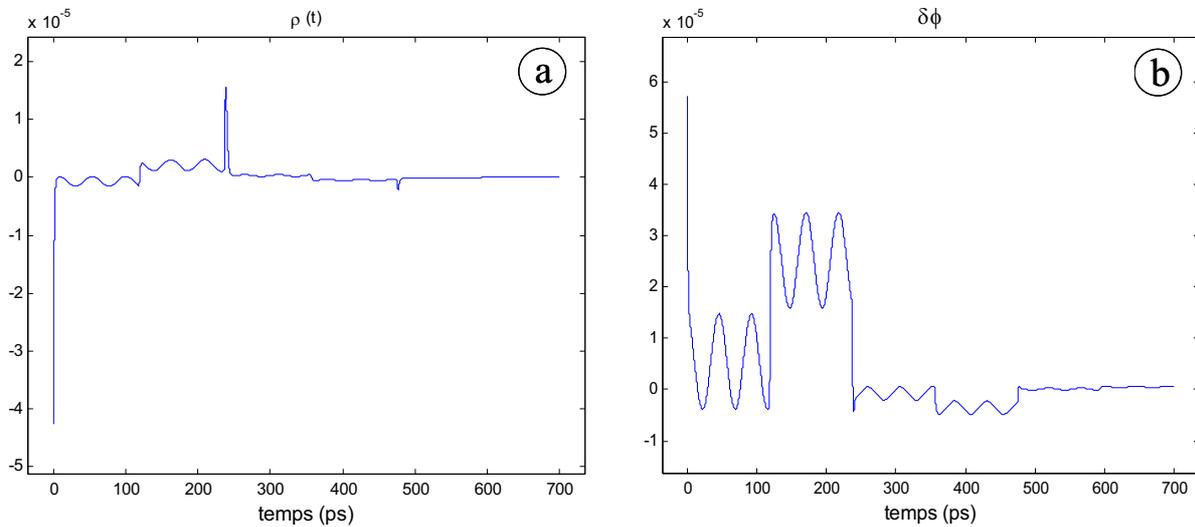


Figure 32 : Variation de réflectivité totale pour une couche de 700 nm d'oxyde de silicium sur substrat Al. Courbe 32a :  $\rho(t)$ . Courbe 32b :  $\delta\phi(t)$

Le signal, s'il est complexe, est tout de même explicable à partir de l'analyse détaillée que nous venons de faire. Une fois encore, nous rappelons qu'en raison du choix arbitraire des valeurs de  $d\tilde{\epsilon}/d\eta$ , ce résultat n'est pas nécessairement représentatif d'une mesure

expérimentale, mais son interprétation nous a permis de présenter ici les principales caractéristiques des signaux expérimentaux que nous serons amenés à rencontrer pour une structure telle qu'un circuit passivé.

Le modèle photo-élastique présenté dans ce chapitre nous permet de comprendre les phénomènes photo-acoustiques générés et détectés par des impulsions laser dans des structures multicouches. Il est donc très utile pour l'interprétation des résultats expérimentaux que nous présenterons dans les chapitres suivants. Cependant, comme nous le verrons dans le chapitre 3, il ne restitue qu'une partie du signal expérimental. De plus, certains phénomènes physiques non pris en compte par notre programme de simulation influent sur le signal acoustique. La dernière section de ce chapitre évoque les limitations du modèle utilisé.

## 4 Limitations, perspectives d'évolution du modèle

Plusieurs hypothèses simplificatrices ont été faites pour notre programme de simulation numérique :

- vis-à-vis de la génération acoustique (que l'on considère instantanée),
- vis à vis de la composition des couches (propriétés physiques isotropes, interfaces parfaites entre les couches).

Ces simplifications impliquent la non prise en compte de certains phénomènes.

D'autre part, comme nous le verrons dans les chapitres suivants, la réflectivité est affectée par d'autres phénomènes au cours d'une acquisition (thermoréflectivité, influence de la densité de porteurs dans un semi-conducteur), qui ne sont pas simulés par notre programme. Dans cette partie, ces deux sujets sont abordés, puis quelques perspectives d'évolution du programme sont présentées.

### 4.1 Phénomènes thermiques

#### 4.1.1 Thermoréflectivité

Comme nous l'avons vu dans la partie 3.2 de ce chapitre, seuls sont modélisées ici les *contributions acoustiques* à la variation de réflectivité. Toutefois, si l'on souhaite restituer l'intégralité du signal expérimental, une autre contribution est à prendre en compte : le transfert puis la dissipation dans le composant de la chaleur déposée par l'impulsion pompe. En effet, la variation de la température en surface au cours du temps induit une variation de réflectivité  $\Delta r_{th}(t)$  qui s'additionne à celle due aux perturbations acoustiques. Le principe est

tout à fait similaire à celui évoqué dans le premier chapitre pour la thermoréfectivité ou pour la méthode photothermique (§.2.4 du chapitre 1), mais sa modélisation est cependant plus délicate, car les échelles de temps des phénomènes étudiés ici couvrent la gamme quelques 100 fs – quelques ns. Or sur une telle gamme de temps, le problème ne peut être décrit par une simple loi.

En effet, l'équation de la chaleur classiquement utilisée pour décrire les problèmes de diffusion de la chaleur n'est valable que pour les temps excédant quelques 10 ps [Bon98].

La réponse optique aux temps courts (les premières picosecondes suivant l'éclairement, instant que l'on nommera *coïncidence pompe – sonde* dans le chapitre 3) est décrite par un modèle théorique, le « *modèle à deux températures* » [Hüt02, Hoh00], traduisant d'une part les *effets électroniques* liés à l'interaction électron – phonon et d'autre part les effets de la *relaxation thermique* sur la réflectivité.

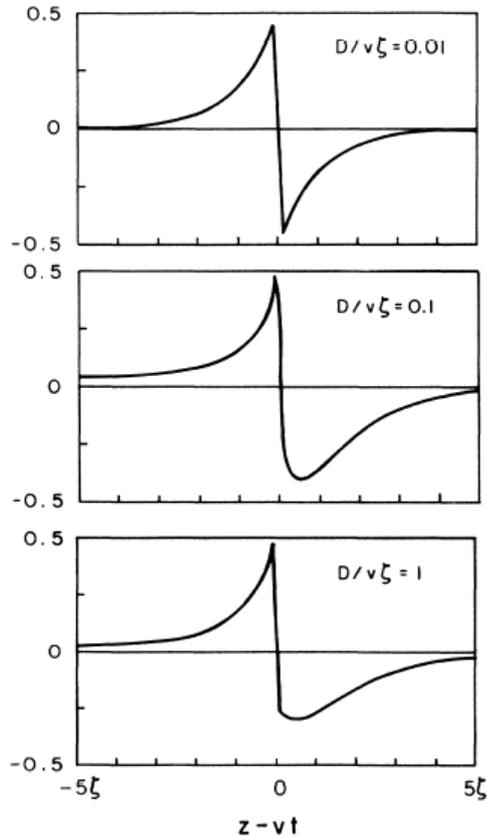
La modélisation de ces effets s'avère donc complexe et sort du cadre de nos travaux. Nous verrons dans les résultats expérimentaux présentés dans les chapitres suivants que ces effets se traduisent par la superposition sur le signal acoustique d'un « fond » dit thermique ou thermoélectronique. Pour nos études, ce fond sera ôté pour ne s'intéresser uniquement qu'au signal d'origine acoustique (la procédure permettant d'extraire la contribution acoustique du fond thermoélectronique est traitée dans le paragraphe 3.3 du prochain chapitre).

#### 4.1.2 Diffusion thermique

Le processus de diffusion thermique est dû à la dissipation de la chaleur au cours de la propagation de l'onde élastique dans les premiers instants suivant le dépôt d'énergie par l'impulsion pompe [Tho86].

Supposons la génération instantanée d'une onde élastique sur une épaisseur  $\zeta$  dans un milieu de vitesse du son  $v$ . Dans le cas où les électrons diffusent, l'épaisseur  $\zeta$  est égale à la longueur de diffusion électronique  $z_e$ , sinon  $\zeta$  est la profondeur de pénétration optique  $\zeta_{opt}$ . Le temps mis par l'onde acoustique pour quitter la région excitée est  $t_{ac} = d/v$ . Si dans le même temps, la chaleur déposée diffuse sur une distance significative, alors la forme de la déformation acoustique ne sera plus symétrique, il en sera donc de même des échos détectés sur  $\Delta\tilde{r}/\tilde{r}_0$ . La longueur de diffusion thermique  $z_{th}$  pendant le temps  $t_{ac}$  est déterminée par la diffusivité thermique  $D$  du milieu par la relation  $z_{th} = (Dt_{ac})^{1/2}$  [Tho86, Sai02]. La diffusion thermique n'est pas prise en compte par notre programme de simulation pour lequel le comportement thermique du milieu est décrit par une fonction de Heaviside. Nous pouvons

néanmoins estimer son impact sur le signal car la forme de la déformation acoustique  $\eta(z,t)$  est liée au rapport  $D / \nu\zeta$  [Tho86]. La forme de  $\eta(z,t)$  est tracée en fonction de ce rapport sur la figure 33 (extraite de [Tho86]).



*Figure 33 :  
Influence du rapport  $D / \nu z$   
sur la forme théorique de la  
déformation acoustique  
 $\eta(z,t)$  (d'après [Tho86])*

Pour  $D / \nu\zeta$  faible (courbe du haut), la diffusion thermique influe peu. En revanche, pour  $D / \nu\zeta$  élevé (courbe du bas), elle induit un lissage et un léger élargissement de la déformation, qui doit se retrouver sur les échos visibles sur  $\Delta\tilde{r}/\tilde{r}_0$ . A titre d'exemple, prenons le cas de l'aluminium que nous serons amenés à rencontrer dans le chapitre 4 :  $D = 9.7 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  [Tak01],  $\nu = 6400 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  [CRC02] et  $\zeta = 28 \text{ nm}$ . Le rapport  $D / \nu\zeta$  est égal à 0.55, la diffusion thermique induit ainsi une modification de la déformation acoustique et induit par conséquent une dissymétrie sur la forme des échos. Toutefois, l'influence de la diffusion thermique sur le signal acoustique expérimental a très peu été étudiée [Sai03], et il semble que ses effets sont minimes.

## 4.2 Atténuation acoustique

Pour notre modèle, les propriétés mécaniques des couches simulées sont considérées constantes et donc indépendantes de la fréquence. En réalité, ceci est inexact. Par exemple,

dans un solide polycristallin la vitesse longitudinale du son  $v$  et l'atténuation acoustique  $\alpha_{ac}$  varient avec la fréquence et dépendent de la taille des grains [Bel85]. La dépendance fréquentielle de la vitesse du son  $v$  et de l'atténuation n'est pas prise en compte par notre programme (le vecteur d'onde acoustique défini en (2-20) est choisi réel), car il n'en existe pas à notre connaissance de modèle adapté pour les fréquences concernées ici (supérieures au GHz), et très peu d'études ont été recensées à ce jour. Nous ne pouvons donc reproduire efficacement l'effet de l'atténuation acoustique, mais son influence ne peut être négligée lors de l'interprétation de résultats expérimentaux.

### 4.3 Influence d'une couche interfaciale ou d'une couche d'interdiffusion

Lors des différentes phases de dépôt et de recuit intervenant lors de la fabrication d'un composant microélectronique, il est très fréquent que de très fines couches de composition mixte se créent par interdiffusion des deux films. Classiquement, des barrières métalliques de plusieurs dizaines de nm sont donc insérées entre le métal et le silicium afin de limiter le phénomène. Ces deux types de couches (interdiffusion et barrière de diffusion) étant typiquement très fines, leur épaisseur est généralement du même ordre voire inférieure à la longueur d'onde centrale de nos impulsions acoustiques  $\lambda_{ac}$ . Le comportement de l'impulsion acoustique aux interfaces de ces couches est donc différent de celui sur une interface parfaite entre deux couches d'épaisseurs grandes devant  $\lambda_{ac}$ .

Les coefficients de réflexion et de transmission en énergie d'une onde acoustique sur une interface idéale dépendent des impédances acoustiques  $Z_1$  et  $Z_2$  des milieux de part et d'autre de l'interface :

$$R_{ac} = \frac{(Z_1 - Z_2)^2}{(Z_1 + Z_2)^2}, \quad (2.84)$$
$$T_{ac} = 1 - R_{ac}$$

Pour une interface parfaite, le changement d'impédance acoustique s'apparente à un pas de largeur nulle. Pour une onde acoustique monochromatique de longueur d'onde  $\lambda_{ac}$  incidente sur une telle interface,  $R_{ac}$  et  $T_{ac}$  sont donc indépendants de  $\lambda_{ac}$ . Cette situation n'est plus valable dès lors que le changement d'impédance acoustique a lieu sur une épaisseur non négligeable  $d_{int}$ . Dans ce cas, l'interface est qualifiée d'« interface molle » et le comportement de l'onde acoustique à son voisinage devient dépendant de  $\lambda_{ac}$  [Vol04, Ric99]. Ce comportement peut être illustré par deux cas extrêmes :

- si  $\lambda_{ac} \gg d_{int}$ , la réflexion est identique à celle sur une interface idéale car le changement d'impédance acoustique est abrupt,
- si  $\lambda_{ac} \ll d_{int}$ , la discontinuité de l'interface disparaît et l'onde est intégralement transmise.

En privilégiant la transmission de certaines longueurs d'onde, une interface molle s'apparente ainsi à un filtre acoustique affectant le contenu spectral des ondes transmises et réfléchies. La réponse optique  $\Delta R(t)$ , sensible aux ondes élastiques réfléchies à chacune des interfaces de l'échantillon est de ce fait modifiée par la présence d'une interface molle. Ce constat peut d'ailleurs être étendu au cas plus général d'une couche mince insérée entre deux milieux. Une telle influence de la couche d'interdiffusion sur le signal acoustique a déjà été examinée par J. Volmann *et al.* sur des structures multicouches Al/Au [Vol04]. De façon similaire, C. Rossignol a observé expérimentalement l'influence d'une fine couche de TiN enfouie dans un échantillon multicouche [Ros00].

Toutefois, la modélisation physique de l'effet de couches enfouies de quelques nm est complexe et à ce jour, le sujet a peu été traité.

#### **4.4 Modélisation bidimensionnelle**

Le modèle présenté ici devra à l'avenir être étendu selon une approche bidimensionnelle, car plusieurs phénomènes ne peuvent être pris en compte par un modèle unidimensionnel. Par exemple, des travaux récents ont montré que la génération et la détection ultrasonore étaient réalisables sur des structures de dimension latérale inférieure à la taille du faisceau laser [Ant02]. D'autres travaux ont montré que des modes acoustiques transverses pouvaient être générés et détectés par acoustique picoseconde [Hur00, Mat04]. Dans ces deux cas, le modèle unidimensionnel ne peut plus être appliqué car les effets transverses ne sont pas pris en compte. Une autre motivation du développement d'un modèle bidimensionnel est l'utilisation du banc de test pour la localisation de défauts. En effet, une analyse bidimensionnelle doit permettre d'évaluer l'influence d'un défaut de petite taille sur le signal.

#### **4.5 Automatisation logicielle**

Le modèle que nous employons nécessite la connaissance de nombreuses propriétés physiques pour chacune des couches. De plus, l'épaisseur doit être ajustée. De nombreuses étapes de simulations sont donc nécessaires pour optimiser le résultat. A ce jour, la procédure

de simulation est manuelle et requiert donc un certain temps, laissant de plus une variabilité sur le résultat final de simulation.

Une automatisation logicielle de l'ajustement des paramètres est envisagée afin de réduire le temps de simulation et d'accroître les performances de notre programme. Cette automatisation pourra être réalisée à l'aide d'un plan d'expérience ou de l'utilisation d'un algorithme génétique.

## Conclusion

Après avoir rappelé quelques bases théoriques en électromagnétisme, en acoustique, et quelques éléments d'acousto-optique, nous avons présenté dans ce chapitre un modèle de simulation numérique du signal acoustique obtenu au cours d'expérimentations d'acoustique picoseconde. Ce modèle repose sur la mise en équations :

- du champ acoustique généré par l'impulsion laser de pompe,
- puis des perturbations de l'onde laser de sonde par ce champ acoustique.

Un formalisme en matrice de transfert a ainsi été employé afin de déterminer la variation de réflectivité d'un échantillon stratifié.

A partir de ce modèle théorique, un programme baptisé « pico » a été développé sous le logiciel Matlab dans le but d'effectuer des simulations numériques reproduisant nos résultats expérimentaux.

Des simulations numériques sur des structures basiques ont été présentées. Il ressort de ces simulations que la variation de réflectivité est due à l'addition de deux contributions pour chacune des couches de la structure simulée : l'effet photoélastique, et le déplacement des interfaces. Les signatures typiques de ces deux contributions (échos acoustiques, oscillations Brillouin, effet Fabry-Pérot) ont été présentées.

La complexité du signal a été illustrée. Compte tenu de cette complexité, il apparaît que notre programme de simulation est un outil essentiel pour l'analyse des signaux expérimentaux, et ce quelque soit la structure sondée : films métalliques, circuits intégrés passivés ou non...

Les limitations actuelles de notre programme de simulation ont été évoquées dans la dernière section. Elles portent sur la non prise en compte de plusieurs phénomènes (diffusion thermique, atténuation acoustique, influence d'une couche interfaciale). Enfin, dans le but d'améliorer les performances de notre programme « pico », une automatisation est envisagée.



## **Chapitre 3**

### **Mise en œuvre expérimentale**



## Introduction

Dans ce paragraphe, nous allons décrire le système expérimental mis en place au laboratoire IXL pour l'analyse de composants microélectroniques par acoustique picoseconde.

La plupart des bancs expérimentaux d'acoustique picoseconde existants sont des dispositifs réflectométriques fournissant la mesure de l'amplitude de la variation de réflectivité de l'échantillon analysé. Une application industrielle a été élaborée par la société américaine Rudolph Technologies sur ce principe [Rud]. De par leur faculté à délivrer des informations sur l'amplitude et la phase, les montages interférométriques sont également utilisés par plusieurs équipes de recherche ([Nik00], [Hur99], [Ric99(2)], [Ros04]). D'autres systèmes encore utilisent la déflexion du faisceau sonde [Wri92(2)].

Le système que nous avons réalisé au laboratoire IXL a initialement été basé sur un dispositif réflectométrique. Un système interférométrique a ensuite été adjoint. Celui-ci, inspiré du montage réalisé par D.H. Hurley et O.B. Wright [Hur99], repose sur le principe de l'interféromètre de Sagnac.

Ces deux montages sont détaillés dans ce chapitre.

Dans la première partie, le dispositif réflectométrique est présenté. Les différents éléments du dispositif réflectométrique sont détaillés, ainsi que leur rôle dans la chaîne expérimentale. Un résultat expérimental permet de décrire les différentes composantes de la variation de réflectivité expérimentale, et d'établir la procédure d'extraction de l'information acoustique du signal.

La partie suivante détaille le principe de l'interféromètre de Sagnac modifié et la méthodologie à employer pour obtenir le signal expérimental y est décrite.

Dans la troisième partie, deux études de caractérisation du banc sont présentées. Tout d'abord, l'influence de la durée d'impulsion laser sur le résultat expérimental est montrée. Ensuite, l'influence des énergies des impulsions pompe et sonde est étudiée.

## 1 Montage réflectométrique

Dans cette partie, le dispositif réflectométrique que nous avons initialement conçu au laboratoire IXL est présenté. Après avoir décrit rapidement la procédure expérimentale, les caractéristiques des différents éléments du montage sont détaillées. Enfin, un premier résultat expérimental est présenté et commenté, afin d'illustrer la procédure d'extraction de la contribution acoustique au signal total.

### 1.1 Banc expérimental, procédure

La figure 34 présente un schéma de principe du banc expérimental réflectométrique.

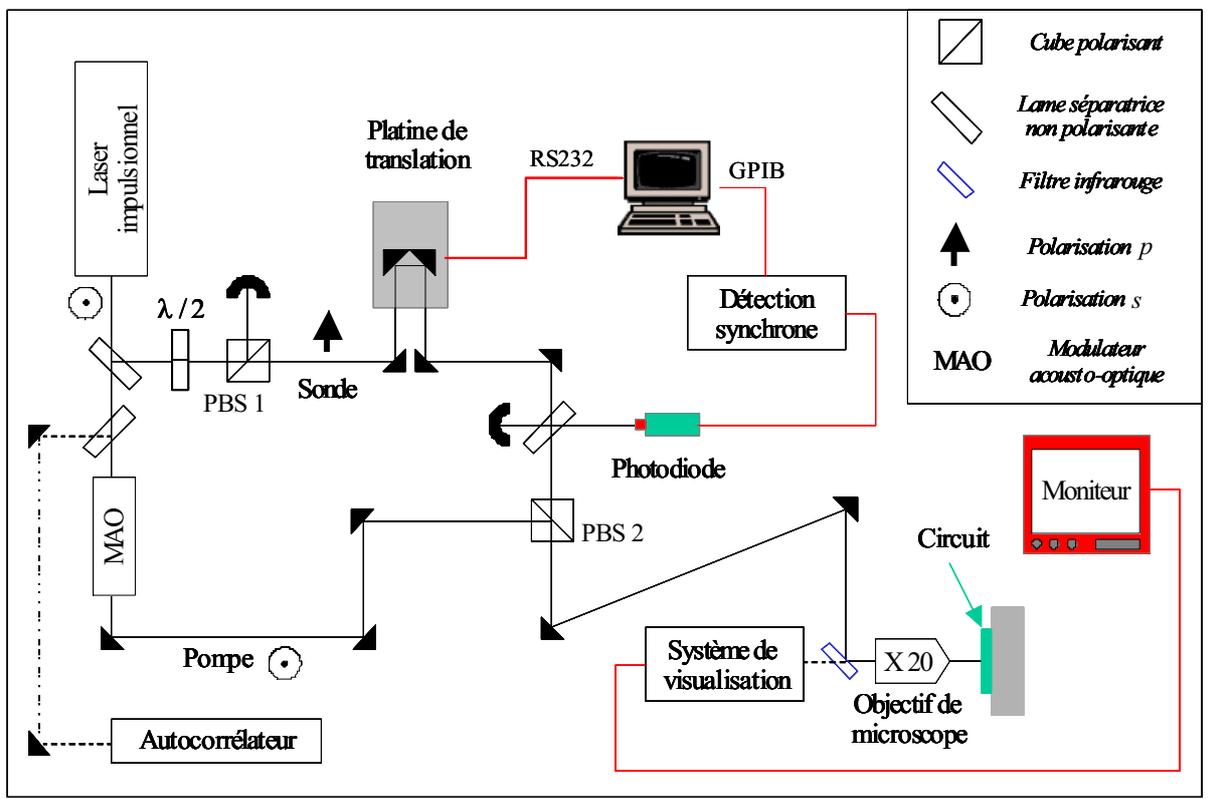


Figure 34 :

Schéma de principe du banc de test réflectométrique

Avant d'étudier en détail les principaux éléments du montage, expliquons sommairement le principe d'une expérience d'acoustique picoseconde.

Les faisceaux pompe et sonde sont tous les deux issus d'une même source impulsionnelle (cf. 2.2.1) de polarisation verticale, et sont séparés au moyen d'une lame séparatrice non

polarisante. Les deux faisceaux sont à nouveau mélangés par un cube polarisant (PBS-2) après que la polarisation de la sonde ait été rendue horizontale au moyen d'une lame demi-onde associée à un cube polarisant. Le chemin optique de la pompe est constant, et une platine de translation placée sur le chemin de la sonde permet de faire varier le retard entre une impulsion pompe et une impulsion sonde. Les deux faisceaux colinéaires sont ensuite tous deux focalisés sous incidence normale en un même point du circuit sous test après injection dans un microscope. Ce dernier permet par ailleurs de visualiser sur un moniteur le circuit sous test et le point d'impact (cf 2.2.5). Les faisceaux sonde et pompe réfléchis par l'échantillon se propagent en sens inverse et, compte tenu de leur polarisation respective, sont à nouveau séparés sur le cube polarisant PBS-2. Une portion de la sonde réfléchie est alors déviée par une lame séparatrice non polarisante sur une photodiode Si polarisée en inverse. Cette photodiode mesure à travers l'intensité du faisceau sonde réfléchi l'amplitude du coefficient de réflexion optique du circuit sous test. Afin d'optimiser le rapport signal / bruit, le signal est analysé par un dispositif basé sur l'emploi d'un modulateur acousto-optique (MAO) et d'une détection synchrone (cf. 2.2.2).

Le déroulement d'une expérience en réflectométrie consiste donc à relever le signal issu du photodétecteur en fonction du retard entre pompe et sonde – donc en fonction de la position de la platine de translation.

## ***1.2 Eléments du montage***

### **1.2.1 La source laser**

La source laser impulsionnelle utilisée pour nos expériences est le modèle "Tsunami" de la société Spectra Physics [Spect]. Il s'agit d'un oscillateur titane-saphir ( $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ ) à modes bloqués qui délivre selon le mode de fonctionnement des impulsions femtoseconde(s) (65-110 fs), picoseconde(s) (0.9 à 1.5 ps) à une cadence de 82 MHz. La longueur d'onde peut être accordée entre 760 et 1080 nm (proche infrarouge). Le Tsunami est pompé par un laser continu Nd:YAG émettant une puissance maximale de 10 W à 532 nm (MilleniaX de Spectra Physics également), et la puissance maximale en sortie de la cavité est de 1.5 W, ce qui correspond à une énergie maximale d'environ 18 nJ par impulsion. Pour nos expériences, un fonctionnement en mode picoseconde à une longueur d'onde de 800 nm a été choisi, pour plusieurs raisons :

- le laser a un fonctionnement relativement stable dans cette configuration,

- cette longueur d'onde est bien absorbée par différents métaux, favorisant la génération acoustique [Dev03],
- et enfin contrairement aux impulsions femtosecondes, l'élargissement temporel des impulsions picosecondes est négligeable, de sorte que les largeurs temporelles des impulsions pompe et sonde sont identiques.

Le bruit en amplitude des impulsions est, d'après les données de Spectra Physics, de l'ordre de 1 %. Les deux principales caractéristiques des impulsions pompe et sonde pour nos travaux, l'énergie, et la durée sont maintenant abordées.

#### 1.2.1.1 Energie

Lorsque la fluence laser atteint une valeur caractéristique appelée *fluence seuil de dommage optique* [Val03], la température de fusion est atteinte à la surface du milieu. Dans ces conditions, la matière est partiellement vaporisée. Notre objectif étant de générer des ondes élastiques de façon non destructive, la somme des fluences des impulsions pompe et sonde doit donc être choisie inférieure au seuil de dommage.

Par ailleurs, un compromis doit être trouvé pour la puissance de la sonde. En effet, le rapport signal / bruit du signal reçu par le photodétecteur est d'autant plus grand que la puissance de la sonde est élevée. En revanche, le Tsunami reçoit une portion du faisceau réfléchi par l'échantillon qui est susceptible de perturber son fonctionnement en mode pulsé. Cette portion est proportionnelle à la puissance de sonde. Il s'agit donc de choisir pour chaque échantillon la puissance de sonde adaptée.

A partir de ces considérations, l'énergie des impulsions pompe est typiquement égale ou inférieure à 1 nJ, et celle des impulsions sonde de l'ordre de 2 à 5 % de cette valeur. Le réglage de ces énergies est respectivement effectué en faisant varier la tension du signal carré délivré au pulse-picker par le GBF, et par le réglage de l'angle formé par la ligne neutre de la lame demi - onde avec la polarisation du faisceau en sortie de cavité (voir figure 34). La mesure est déduite d'une mesure de puissance effectuée pour chacun des faisceaux à l'aide d'un mesureur de puissance (modèle Laserstar de la société Ophir).

#### 1.2.1.2 Caractérisation temporelle

Pour des lasers délivrant des impulsions ultracourtes, la durée des impulsions étant trop brève pour être mesurée directement par des moyens électroniques usuels, elle est généralement effectuée par une mesure d'autocorrélation optique [Sar97, Cha01]. Le principe est de convoluer l'impulsion par elle-même au moyen d'un interféromètre de Michelson dont

l'un des bras est de longueur variable (miroir monté sur une platine motorisée). Dans la configuration la plus simple, un photodétecteur mesure la puissance moyenne en sortie de l'interféromètre en fonction du retard du bras mobile  $\tau$  et le signal est de la forme :

$$S(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} |E(t) + E(t - \tau)|^2 dt, \quad (3-1)$$

où  $E$  est le champ électrique. Ce signal, appelé autocorrélation du premier ordre, permet de s'assurer du fonctionnement du laser en mode pulsé, mais ne permet toutefois pas de mesurer la durée d'une impulsion. Toutefois, la durée précise des impulsions importe peu dans le cas qui est le notre. En effet, contrairement aux impulsions femtosecondes, les différents éléments optiques du montage (modulateur acousto-optique, objectif de microscope et dans une moindre mesure éléments de polarisation) étirent peu les impulsions picosecondes. Ceci signifie que les impulsions pompe et sonde ont donc une largeur temporelle quasi-identique à celle en sortie de la cavité, ce qui ne serait pas le cas avec des impulsions femtosecondes [Pou00]. D'autre part la largeur de la gamme de durées délivrées par la cavité du Tsunami est étroite dans notre étude (de 0.9 à 1.5 ps). Lors de nos expériences, une autocorrélation du premier ordre est donc suffisante, mais néanmoins nécessaire pour s'assurer du fonctionnement en mode pulsé, car la stabilité de la cavité laser peut être fragilisée par le retour d'une partie des faisceaux pompe et sonde réfléchis sur l'échantillon et sur les différents éléments d'optique du montage (en particulier le cristal du pulse-picker pour le faisceau pompe).

### 1.2.2 Le photodétecteur

Une photodiode polarisée en inverse est utilisée (figure 35).

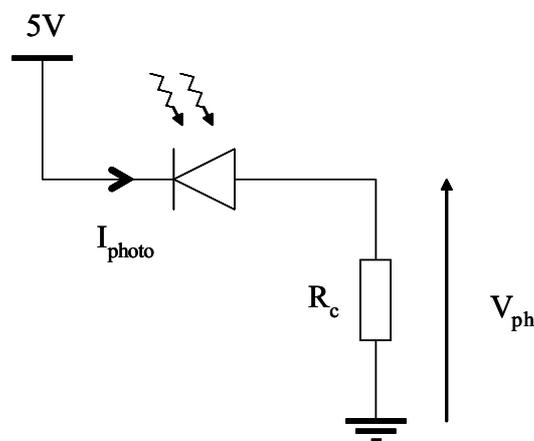


Figure 35 : photodiode polarisée en inverse

Dans ce mode, le comportement du détecteur est linéaire, et le photocourant  $I^{photo}$  créé dans le détecteur par les porteurs photogénérés induit aux bornes d'une résistance de charge  $R_c$  une tension  $V^{ph}$  qui est transmise en entrée de la détection synchrone.  $V^{ph}$  s'écrit [Sal91] :

$$V^{ph} = \eta \frac{\lambda(\mu m)}{1.24} R_c P. \quad (3-2)$$

$P$  est la puissance lumineuse reçue,  $\lambda$  la longueur d'onde et  $\eta$  l'efficacité quantique du détecteur.

Une photodiode Si (Centronix AEPX65) dont le maximum de sensibilité se situe autour de  $\lambda = 800$  nm ( $\eta_{800nm} = 0.55$  A/W, données Centronix) a été choisie. Pour une puissance de sonde de l'ordre du mW avant incidence sur l'échantillon, la puissance lumineuse reçue par le photodétecteur est typiquement de l'ordre de 100  $\mu$ W compte tenu des pertes du faisceau réfléchi par l'échantillon sur le parcours. Il s'en suit que le courant  $I_{photo}$  est typiquement dans la gamme 10 – 100  $\mu$ A, et que  $V_{ph}$  est dans la gamme 0.1 – 1V pour une résistance de charge  $R_c$  de 10 k $\Omega$ .

### 1.2.3 Modulation acousto-optique et détection synchrone

Compte tenu de la faiblesse de la variation de réflectivité (dont la grandeur se situe typiquement entre  $10^{-3}$  et  $10^{-7}$ ), il s'agit de l'extraire des bruits inhérents à l'expérience (bruit associé au laser, aux vibrations mécaniques de la platine de translation, à l'instrumentation).

Le rapport signal sur bruit peut être amélioré en effectuant plusieurs acquisitions car il varie selon une loi en  $N^{-1/2}$  où  $N$  est le nombre d'acquisitions. Cependant, le moyennage est insuffisant pour obtenir un rapport signal sur bruit satisfaisant, et une méthode couramment employée en instrumentation optique doit donc être utilisée en complément : le faisceau pompe est modulé à une fréquence  $f_m$ , et une détection synchrone recueille la tension délivrée aux bornes de la photodiode afin d'en extraire la composante à la fréquence de modulation (figure 36).

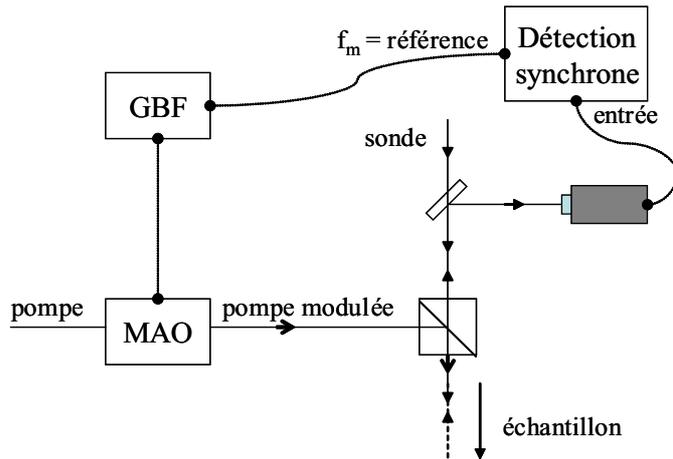


Figure 36 : Principe d'acquisition par détection synchrone

### 1.2.3.1 Détection synchrone

La fonction de la détection synchrone est de filtrer la plupart des bruits de l'expérience, en extrayant la composante du signal de sonde transmis par la photodiode à la fréquence de modulation  $f_m$  de la pompe. Le faisceau pompe étant modulé, la réponse de l'échantillon est également modulée, ce qui signifie que le signal recherché possède une composante à la même fréquence que la référence. Pour extraire ce signal, la détection synchrone mélange un signal de référence de fréquence  $f_m$  au signal délivré par le photodétecteur, puis filtre par un passe-bas le signal obtenu pour ne garder que la composante à la fréquence  $f_m$ .

### 1.2.3.2 Modulateur acousto-optique

La modulation du faisceau pompe est effectuée au moyen d'un modulateur acousto-optique (MAO) : le « Pulse-picker 3980-5S » (Spectra Physics). Le principe est le suivant : un transducteur piézoélectrique est déposé sur un cristal de paratellurite ( $\text{TeO}_2$ ). Sous l'application d'un signal radiofréquence (RF), une onde acoustique longitudinale est générée dans le transducteur, entraînant lors de sa propagation dans le cristal la formation d'un réseau d'indices. Le faisceau laser incident dans le cristal est alors diffracté par le réseau, et les impulsions déviées sont extraites du pulse-picker. La modulation du faisceau lumineux est donc liée à celle des ondes acoustiques générées, et par suite au signal RF. L'envoi de ce signal au transducteur peut être déclenché soit par une horloge interne au pulse-picker (synchronisée sur le train d'impulsions issues du Tsunami), soit par un déclenchement externe délivré par un générateur basse fréquence (GBF). Un fonctionnement dans cette dernière configuration permet de régler le rapport cyclique et la cadence de répétition.

Un fonctionnement basé sur la modulation du faisceau pompe par des créneaux est employé pour nos expériences.

La figure 37 résume le principe de la modulation du faisceau pompe par des créneaux, ainsi que les caractéristiques des impulsions laser de pompe et de sonde (durée, cadence de répétition, fréquence de modulation).

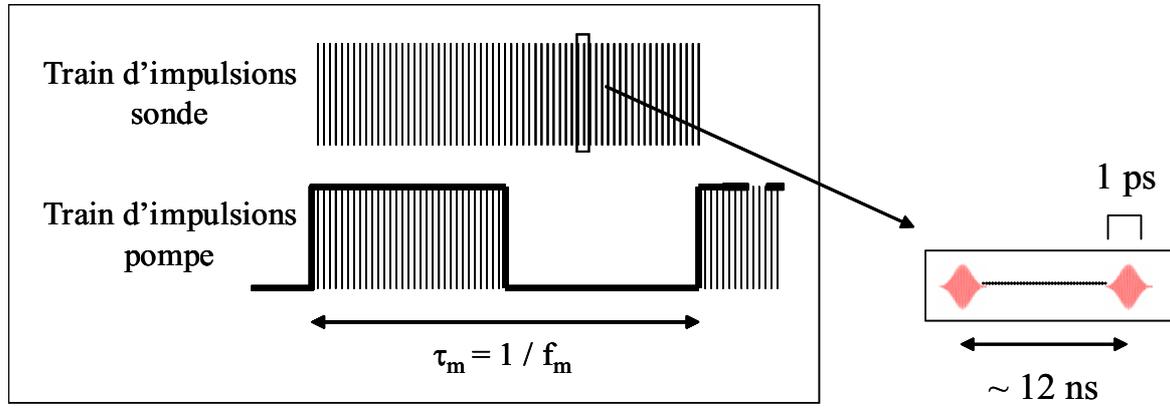


Figure 37 :  
Caractéristiques des trains d'impulsions des faisceaux sonde (non modulé)  
et pompe (modulé)

#### 1.2.4 Platine de translation

La ligne à retard se compose d'une platine de translation sur laquelle sont disposés deux coins de cube parallèles. Le faisceau sonde subit donc un allongement égal à quatre fois le déplacement de la platine de translation. La résolution temporelle de l'expérience et le délai maximum entre pompe et sonde sont déterminés par les propriétés de la platine, et sont résumées dans le tableau 3.1 (données constructeur).

| <i>Caractéristique</i> | <i>Platine de translation</i> | <i>Retard pompe - sonde</i> |
|------------------------|-------------------------------|-----------------------------|
| <i>Pas minimum</i>     | 1 $\mu\text{m}$               | 13.3 fs                     |
| <i>Retard maximum</i>  | 15 cm                         | 2 ns                        |

Tableau 3.1 : Spécifications techniques de la ligne à retard fixant  
les caractéristiques temporelles expérimentales

La direction du faisceau sonde incident dans les coins de cube de la ligne doit être parallèle à la direction du déplacement, pour que l'alignement du faisceau sonde soit conservé au long d'une acquisition. Pour assurer cet alignement, des diaphragmes sont placés sur le

parcours de la sonde. De plus, un système de visualisation permet de vérifier le chevauchement des taches focales des faisceaux pompe et sonde sur l'échantillon tout au long de la course de la platine de translation.

### **1.2.5 Focalisation, objectif de microscope**

Plusieurs configurations de focalisation ont été recensées dans la littérature. Les différences portent essentiellement sur :

- l'angle d'incidence des faisceaux pompe et sonde (oblique ou normale pour l'un et/ou l'autre) [Mat04, Rom96, Nor03],
- l'emploi de lentille, d'objectif de microscope ou encore de fibre optique pour focaliser les faisceaux, déterminant le diamètre de leur tache focale respective [Cap96, Nor03].

Pour nos expériences, nous avons choisi de focaliser les deux faisceaux en incidence normale avec un objectif de microscope X20 (figure 38). Ce choix présente l'avantage de n'utiliser qu'un seul objectif pour les deux faisceaux, et de faciliter l'implémentation du système interférométrique que nous verrons dans la partie 3. De plus, le fait de focaliser les faisceaux en incidence normale permet de ne générer que des ondes acoustiques longitudinales. En incidence oblique, il est en revanche possible de générer et de détecter des modes acoustiques transverses [Mat04]. L'interprétation du signal peut dans ce cas s'avérer complexe.

Dans cette configuration, le diamètre des taches focales sur l'échantillon est alors d'environ 5  $\mu\text{m}$ .

L'emploi d'un objectif avec un plus fort grossissement (X100) s'est avéré infructueux à cause de la sensibilité accrue aux vibrations mécaniques de la platine de translation.

### **1.2.6 Système de visualisation du circuit sous test**

L'objectif de microscope est également le centre du microscope reconstitué permettant de visualiser le point d'incidence des deux faisceaux sur le circuit sous test. Ce système est essentiel car il permet de s'assurer du bon chevauchement des deux faisceaux sur le point de focalisation lors du déplacement de la platine de translation. Le système, analogue à celui réalisé par Vincent Pouget sur le banc d'analyse des effets des radiations ionisantes sur les circuits intégrés du laboratoire [Pou00], est représenté sur la figure 38.

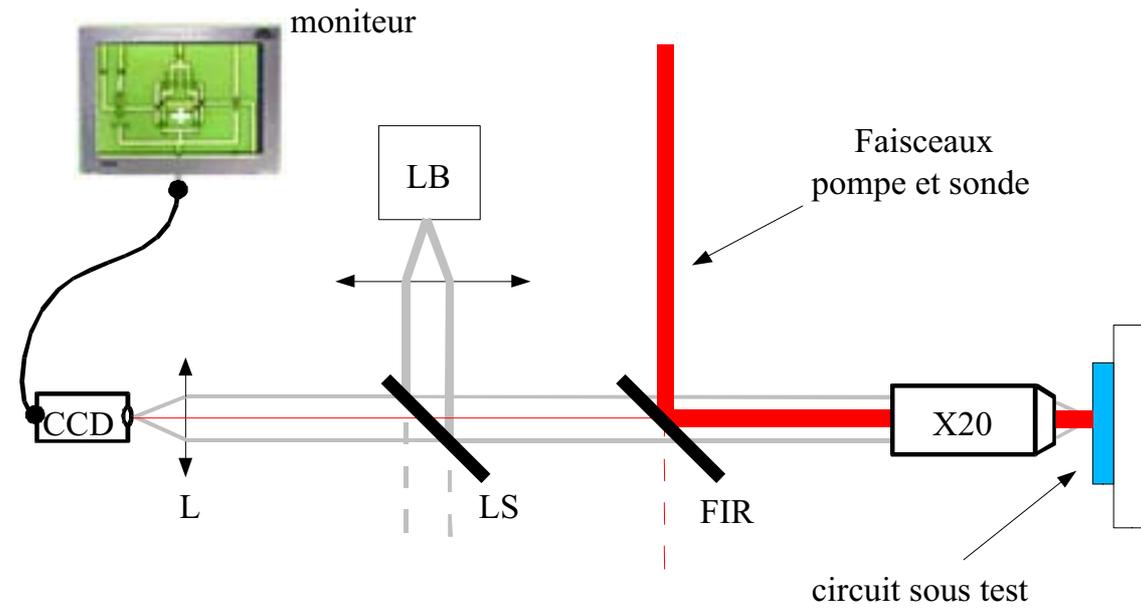


Figure 38 : Système de visualisation du circuit sous test

Une source de lumière blanche (LB) injectée par une lame séparatrice (LS) éclaire le circuit, dont l'image est formée par une lentille de focale 15 cm (L) sur une caméra CCD. Les faisceaux pompe et sonde sont injectés par un filtre infra-rouge (FIR) qui réfléchit environ 95 % de l'intensité à 800 nm. Le faible taux de transmission permet de visualiser le point d'impact des faisceaux sur l'échantillon, puisque 5 % de l'intensité laser réfléchi sur le circuit est transmise à la caméra CCD.

### 1.2.7 Le logiciel "Probe"

Un logiciel, baptisé "Probe", a été développé en langage C sous Labwindows pour gérer l'acquisition des données expérimentales par ordinateur. Son interface est présentée sur la figure 39, montrant par ailleurs un résultat expérimental que nous commenterons en détail au chapitre 4.

Les communications avec le GBF (choix de la fréquence de modulation, de la tension appliquée au pulse-picker, ou encore du rapport cyclique des créneaux), et avec la détection synchrone (choix de la constante de temps, acquisition du signal) sont pilotées par protocole IEEE 488.2 (GPIB), et les commandes de la platine de translation (pas, vitesse de déplacement) sont envoyées via RS232.

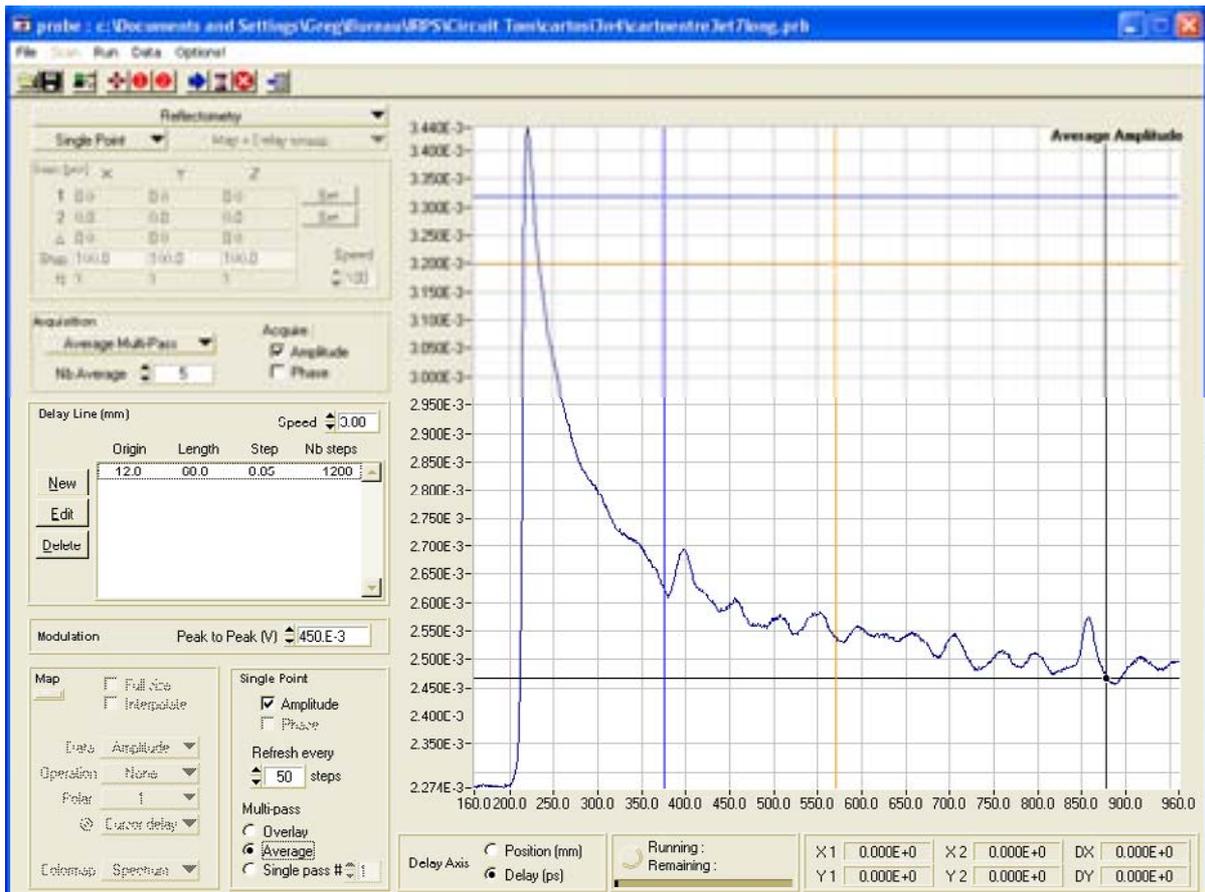


Figure 39 : Interface du logiciel Probe

Le logiciel gère également le positionnement de platines X-Y-Z pour l'évolution du banc de test vers des applications en cartographie (voir chapitre 4).

En outre, le logiciel offre la possibilité de choisir le mode d'acquisition. Il est ainsi par exemple possible de :

- moyenner sur plusieurs balayages successifs (faire une acquisition pour chaque point analysé, i.e. pour chaque position de la ligne à retard, et répéter l'opération plusieurs fois,
- moyenner plusieurs acquisitions au même point, puis reproduire l'opération pour chaque position de la ligne à retard.

Le deuxième mode, s'il est plus rapide (un seul passage de la ligne à retard est effectué), donne toutefois des résultats moins convaincants en raison des fluctuations d'intensité du laser.

Nos expériences se font donc généralement en moyennant sur plusieurs passages de la ligne à retard. Le nombre de balayages est dépendant du milieu sondé.

### 1.3 Signal réflectométrique expérimental

Au cours d'une acquisition en réflectométrie, la variation relative de réflectivité expérimentale  $\Delta r(t)/r_0$  est obtenue par une mesure de l'intensité d'une impulsion sonde réfléchi par l'échantillon lorsque celui est perturbé par une impulsion pompe. Ici,  $t$  représente le retard entre l'impulsion pompe et l'impulsion sonde.

Le champ électrique  $E^{ph}(t)$  reçu par le photodétecteur est proportionnel au champ de sonde  $E^{sonde}$  réfléchi sur l'échantillon qui peut être mis sous la forme (cf. (2-72) chapitre 2) :

$$\begin{aligned} E^{ph}(t) &\propto \tilde{r}'(t)E^{sonde} \\ &= \tilde{r}_0(1 + \rho(t))\exp[i\delta\phi(t)]E^{sonde} \end{aligned} \quad (3-3)$$

On suppose que le photodétecteur a un comportement linéaire, la tension  $V^{ph}(t)$  est donc proportionnelle à l'intensité reçue  $I^{ph}(t)$ , soit donc au module de  $E^{ph}(t)$  au carré :

$$\begin{aligned} V^{ph}(t) &\propto |E^{ph}(t)|^2 \\ &\approx |\tilde{r}_0|^2 [1 + 2\rho(t)] |E^{sonde}|^2, \\ &\approx 2\rho(t)|\tilde{r}_0|^2 |E^{sonde}|^2 + |\tilde{r}_0|^2 |E^{sonde}|^2 \end{aligned} \quad (3-4)$$

en ne conservant que le terme au premier ordre ( $\rho^2 \ll 2\rho$ ).

Ce signal est délivré à la détection synchrone qui n'en conserve que les composantes à la fréquence de modulation de la pompe. Le second terme de (3-4) est donc filtré, puisque indépendant des effets de la pompe. Il s'en suit que la tension  $V^{ds}(t)$  en sortie de la détection synchrone est de la forme :

$$V^{ds}(t) \propto 2\rho(t)|\tilde{r}_0|^2 |E^{sonde}|^2, \quad (3-5)$$

Finalement, le rapport  $V_{ds}(t) / V_{ph}$  donne donc théoriquement en réflectométrie un accès direct à l'amplitude de la variation relative de réflectivité :

$$\frac{V_{ds}(t)}{V_{ph}} \propto \frac{2\rho(t)|\tilde{r}_0|^2 |E^{sonde}|^2}{2\rho(t)|\tilde{r}_0|^2 |E^{sonde}|^2 + |\tilde{r}_0|^2 |E^{sonde}|^2} \approx 2\rho(t). \quad (3-6)$$

En pratique, le signal expérimental n'est pourtant pas exactement de cette forme. En effet, en raison des conditions expérimentales, les tensions  $V_{ds}(t)$  et  $V_{ph}$  incluent plusieurs effets non pris en compte par le modèle simple présenté ci-dessus. L'interprétation d'un résultat expérimental sur une structure simple nous permet d'illustrer ces différents effets.

La figure 40 présente la mesure expérimentale de la tension  $V^{ds}(t)$  en sortie du détecteur synchrone en fonction du retard entre les impulsions pompe et sonde d'un film de 290 nm d'aluminium déposé sur un substrat Si.

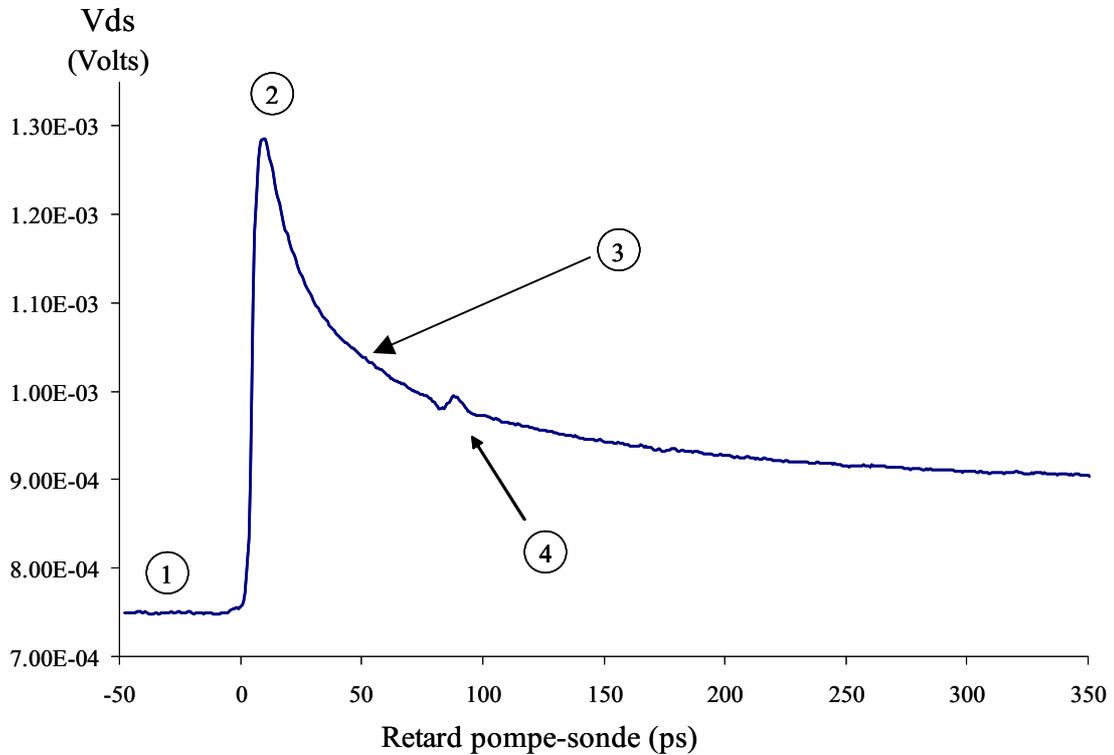


Figure 40 : Variation de réflectivité en fonction du retard pompe-sonde d'un film de 300 nm d'aluminium déposé sur un substrat Si, mesurée par le détecteur synchrone.

Le signal observé peut être décomposé en quatre parties :

- 1) pour les temps négatifs (l'impulsion sonde atteint l'échantillon avant l'impulsion pompe), le signal est constant,
- 2) une hausse brusque de la réflectivité correspondant à l'arrivée simultanée des impulsions pompe et sonde. On parle à ce titre de *pic de coïncidence*.
- 3) une lente décroissance du signal,
- 4) enfin, un écho acoustique se superpose sur le fond décroissant.

L'interprétation de ce signal peut être faite comme suit.

### 1.3.1 Offset : fuite du faisceau pompe, échauffement moyen

Si l'on se réfère à l'équation (3-6) donnant le lien entre la tension  $V^{ds}(t)$  délivrée par le détecteur synchrone et les changements des propriétés optiques, il apparaît que  $V^{ds}(t)$  devrait être nulle aux temps négatifs, ce qui n'est pas le cas sur la figure 40. Il existe en effet un

signal constant ( $V_{ds}(t < 0) \approx 0.75mV$ ), dont l'origine est due à deux effets : une fuite du faisceau pompe, et l'échauffement moyen du milieu.

D'une part si le faisceau pompe est partiellement dépolarisé par l'échantillon, une faible portion de son intensité réfléchi est transmise sur le cube polarisant séparant les faisceaux pompe et sonde (PBS2 sur la figure 34) et donc reçue par la photodiode. Cette fuite de la pompe est très faible mais étant à la fréquence  $f_m$ , elle est intégralement restituée par la détection synchrone, ajoutant de ce fait un offset constant  $V^{pompe}$  au signal. Cette contribution n'apporte pas d'information tangible sur la réponse du milieu testé, et contribue de ce fait à dégrader le rapport signal sur bruit.

L'autre contribution au signal pour les temps négatifs est l'échauffement thermique moyen de l'échantillon par le train d'impulsions pompe : compte tenu de la cadence de répétition des impulsions laser, la réponse optique  $\Delta R(t)$  à une impulsion pompe peut ne pas être nulle lorsque l'impulsion pompe suivante atteint l'échantillon, ni même entre deux trains d'impulsions. En effet, la diffusion de la chaleur peut avoir lieu sur des temps allant jusqu'à quelques ms [Per01(2), Tak03]. Il apparaît donc un échauffement moyen dont l'amplitude est liée à la fréquence de modulation de la pompe. L'étude de l'amplitude de cet offset d'origine thermique en fonction de la fréquence de modulation peut fournir des informations sur les propriétés thermiques de l'échantillon testé [Bon98], et permettre d'optimiser  $f_m$ .

La figure 41 résume ce phénomène d'accumulation de la chaleur. Le train d'impulsions pompe modulé à la fréquence  $f_m$  (a) engendre une hausse de température de l'échantillon  $\Delta T(t)$  liée à l'écart temporel entre deux impulsions  $\tau$  et à la fréquence  $f_m$  (b). Cette variation induit une variation de l'intensité des impulsions sonde réfléchies sur l'échantillon (c). Lorsque la relaxation thermique n'est pas effectuée entre deux impulsions ou entre deux créneaux de modulation, la tension  $V^{ds}(t)$  issue du photodétecteur est donc dépendante de  $\tau$  et de  $f_m$ .

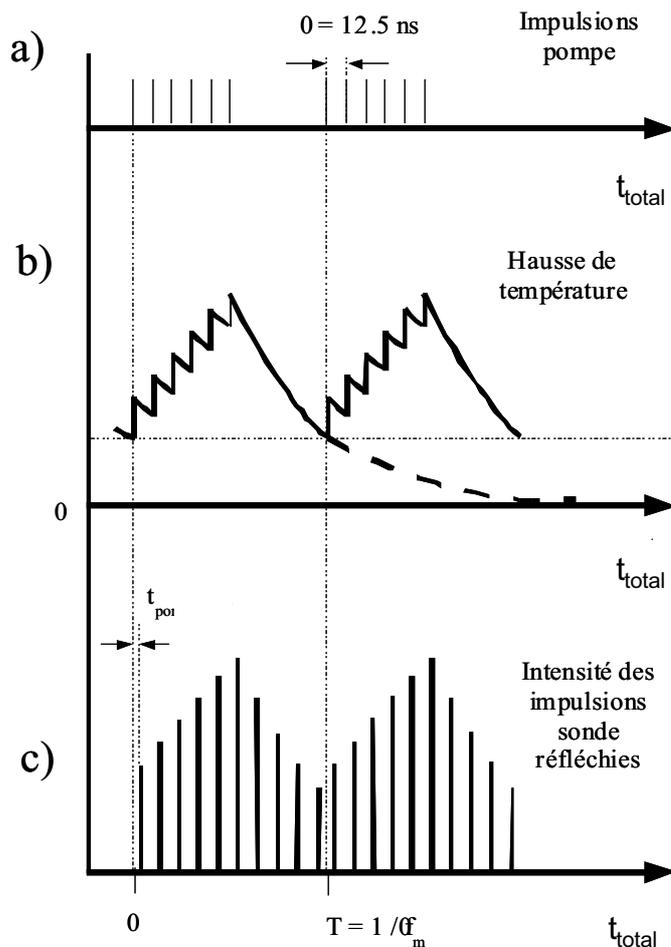


Figure 41 : Effets de la modulation et de la cadence de répétition des impulsions (d'après [Tak03]).

### 1.3.2 Coïncidence, fond thermique, écho acoustique

Durant les premiers instants (coïncidence) suivant le dépôt d'énergie par l'impulsion pompe sur l'échantillon plusieurs phénomènes modifient les propriétés optiques : des effets électroniques, thermiques, et acoustiques. Les effets thermiques et électroniques, liés au mécanisme d'interaction électron – phonon, sont prépondérants. Comme nous l'avons précisé dans le chapitre 2, la modélisation de ces effets thermoélectroniques est complexe et sort du cadre de nos travaux. De plus, l'échauffement moyen de l'échantillon dû au train d'impulsions pompe (que nous avons évoqué dans la partie précédente) implique également que l'effet du cumul des impulsions pompe a une influence sur le signal expérimental aux temps positifs [Cap96, Cap99]. A partir de quelques ps, la diffusion de la chaleur dans l'échantillon induit un fond thermique décroissant sur la variation de réflectivité. Sur ce fond décroissant se superpose la contribution acoustique, dont la procédure d'extraction est présentée dans la partie suivante.

### 1.3.3 Extraction de la contribution acoustique

La procédure d'extraction est illustrée sur la figure 42. Le fond continu intervenant aux temps négatifs est soustrait du signal issu de la détection synchrone  $V^{ds}(t_{ps})$ , la décroissance thermique est ensuite ajustée par une fonction exponentielle décroissante puis supprimée, révélant le signal acoustique.

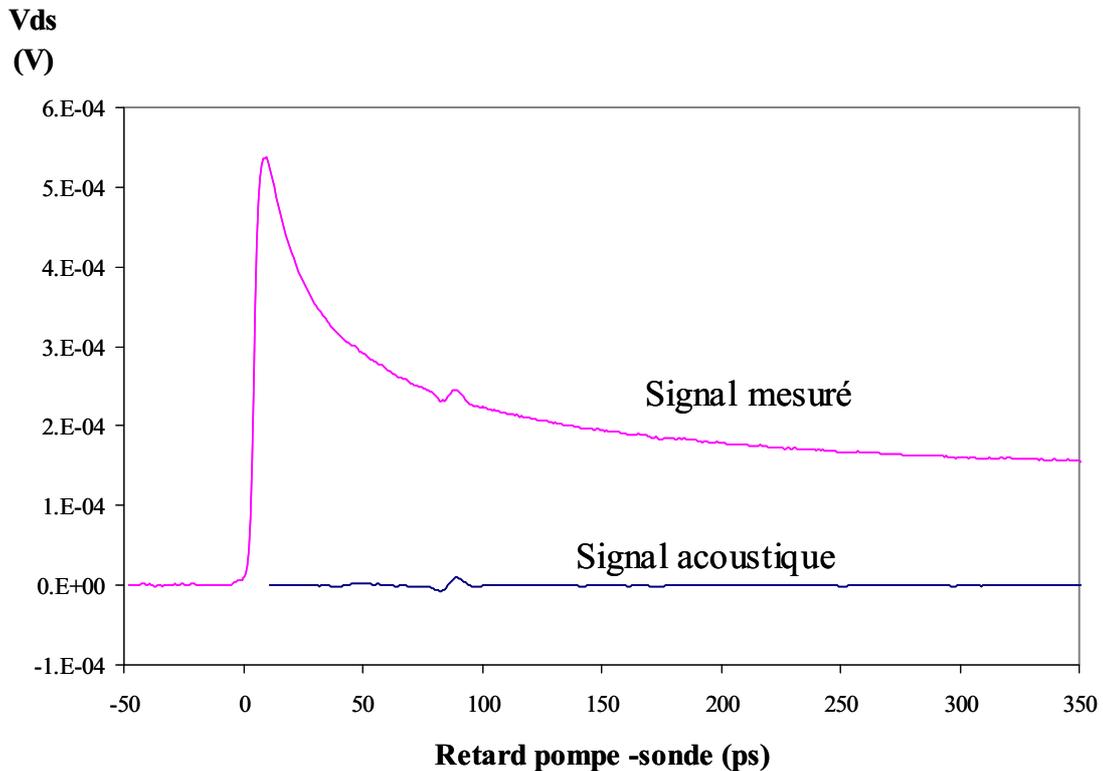


Figure 42 : Extraction du signal acoustique de la variation de réflectivité globale

Lorsque la tension  $V^{ph}$  est relevée par un voltmètre, la variation relative de réflectivité induite par les effets acoustiques en fonction du retard pompe - sonde  $\Delta R(t)/R = 2\rho(t)$  (ou identiquement  $Re(\Delta r(t)/r) = \rho(t)$ ) est donc déduite de (3-6). Dans l'exemple de la figure 42, pour une tension  $V^{ph} = 0.75V$ , l'amplitude maximale de la variation relative de réflectivité expérimentale due à la déformation acoustique  $\Delta R_{ac}/R$  est d'environ  $10^{-5}$ .

Dans la suite de ce document, l'offset initial sera soustrait pour tous les résultats expérimentaux que nous présenterons.

Dans cette partie, nous avons présenté les principes d'une analyse d'acoustique picoseconde en réflectométrie. Les différentes contributions à la variation de réflectivité ont été détaillées à partir d'un résultat expérimental. La contribution acoustique à  $\Delta R(t)/R$ , à

laquelle nous nous intéressons pour nos travaux, est extraite du signal après soustraction du fond thermique induit par la diffusion de la chaleur dans l'échantillon.

En outre, les différents éléments du banc expérimental ont été décrits ainsi que leur rôle dans la chaîne d'acquisition. Ces éléments interviennent également dans le montage interférométrique, objet de la partie suivante.

## 2 Montage interférométrique

Pour certains matériaux, l'analyse par réflectométrie peut s'avérer inefficace. En particulier, le cas de l'or a été illustré par plusieurs études [Per99, Wri96, Hur99]. Pour ces métaux, il apparaît que seule la phase du champ électromagnétique sonde est notablement perturbée par les phénomènes acoustiques. Une détection interférométrique est alors nécessaire. Cette partie présente le montage interférométrique dit « de Sagnac modifié » réalisé au laboratoire IXL. Ce montage est une extension de l'interféromètre de Sagnac, dont la spécificité vis-à-vis des autres interféromètres (par exemple Mach Zender, ou Michelson) vient du fait que les deux faisceaux parcourent rigoureusement la même distance, mais selon un cheminement différent. On parle d'interféromètre à « chemin commun (common path) ». Son intérêt premier vis-à-vis de ces derniers est qu'il ne nécessite aucune stabilisation active du bras de référence donc sa conception est a priori plus aisée [Lew96].

L'idée directrice des interféromètres de Sagnac est de comparer la phase du faisceau sonde après réflexion sur l'objet sous excitation avec un faisceau sonde « de référence » incident sur le circuit à un moment où celui-ci n'est pas perturbé. Le principe repose donc sur le fait que lorsqu'un élément perturbateur est introduit dans le parcours optique, seul l'un des deux faisceaux est affecté. Les interféromètres de Sagnac sont fréquemment utilisés en transmission, et permettent l'étude de propriétés optiques de milieux transparents [San00, Kan01] à partir de l'analyse des propriétés optiques de l'onde laser transmise par l'échantillon. Pour l'analyse d'échantillons opaques – tels que des circuits intégrés – un fonctionnement en réflexion est nécessaire. D.H. Hurley et O.B. Wright ont proposé un montage [Hur99] dont nous nous sommes inspirés.

Le principe de fonctionnement est d'abord présenté. L'expression du signal reçu par la détection synchrone est ensuite exprimée (les calculs sont détaillés en annexe), ainsi que la procédure permettant d'obtenir la phase et l'amplitude du signal interférométrique. Enfin, la procédure de réglage de l'interféromètre est illustrée.

### 2.1.1 Principe de fonctionnement

Le schéma de principe de l'interféromètre de Sagnac modifié développé sur le banc expérimental est illustré sur la figure 3.10. Le montage est caractérisé par deux bras : un bras long (bras n°2 sur la figure 43), et un bras court (bras n°1). Nous nommerons  $L$  la différence de longueur des deux bras.

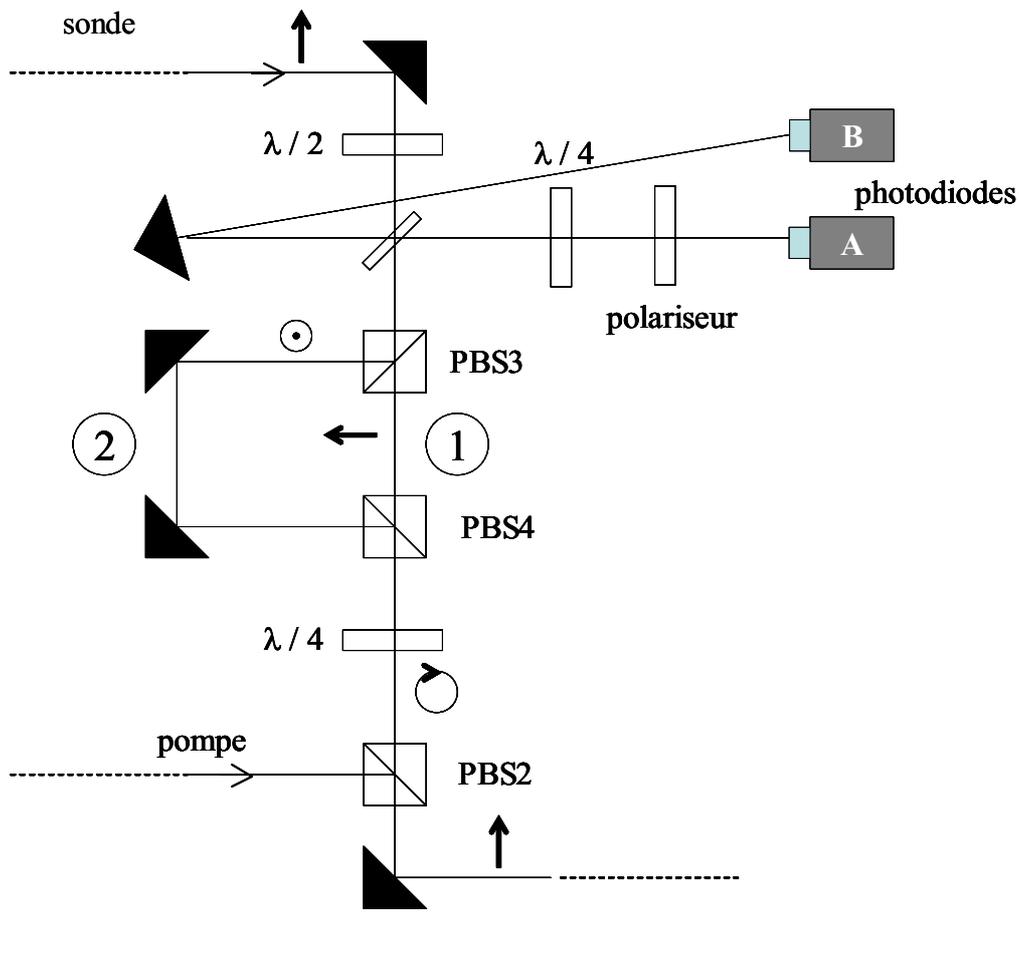


Figure 43 : Synoptique de l'interféromètre de Sagnac modifié

La polarisation horizontale du faisceau issu de la platine de translation (cf. figure 34) est tournée de  $45^\circ$  par une lame demi-onde, afin de séparer l'impulsion par un cube polarisant (PBS3) en deux impulsions d'égale intensité et de polarisation horizontale et verticale. Ces deux impulsions sont *la référence* et *la sonde* du système qui se propagent respectivement dans le bras n°1 et dans le bras n°2. Les faisceaux sont à nouveau mélangés sur un deuxième cube polarisant (PBS4), à la sortie duquel ils conservent leur polarisation respective. A cet endroit, l'impulsion sonde est déphasée de  $\exp(-ik_0L)$  par rapport à l'impulsion référence. Chacune des polarisations est rendue circulaire par une lame quart d'onde, et seule la

composante horizontale est conservée pour les deux impulsions lors de leur passage dans le PBS3 qui permet de mélanger les faisceaux sonde et référence avec la pompe (cf. figure 34 du montage réflectométrique). Ces impulsions sont ensuite focalisées sur le circuit sous test où la sonde et la référence sont réfléchies avec un coefficient de réflexion différent. En effet, si la différence de longueur  $L$  est choisie telle que le chemin optique de la référence soit plus court que celui de la pompe quelle que soit la position de la platine de translation, le coefficient de réflexion à considérer pour l'impulsion référence est celui de l'échantillon non perturbé  $\tilde{r}_0$  :

$$\tilde{r}_0 = r \cdot \exp(i\phi). \quad (3-7)$$

En revanche, l'impulsion sonde est susceptible d'être perturbée par la variation de réflectivité induite par la pompe. Par conséquent, l'impulsion sonde est réfléchie avec un coefficient de réflexion  $r'$  qui sera mis sous la forme que nous avons déjà vue précédemment (chapitre 2) :

$$\tilde{r}' = r(1 + \rho) \exp(i\phi + \delta\phi), \quad (3-8)$$

où  $\delta\phi$  est la variation de phase et  $\rho$  la variation relative en amplitude du coefficient de réflexion  $r$  induites par l'impulsion pompe. Il doit être précisé ici qu'à la différence du cas traité dans le chapitre 2 où seuls les phénomènes acoustiques étaient considérés, nous nous plaçons ici dans le cas général pour lequel le coefficient de réflexion  $\tilde{r}'$  (et par suite  $\rho$  et  $\delta\phi$ ) est dû à l'ensemble des phénomènes perturbateurs induits par l'impulsion pompe (la *variation de température* (thermoréflectivité), les *perturbations acoustiques*, et dans les premiers instants suivant l'illumination les *effets thermoélectroniques* liés à l'interaction électron – phonon). Néanmoins, les équations établies dans le chapitre précédent (§.4.1.2) demeurent valables car la somme des contributions reste petite devant l'unité ( $\rho \ll 1$  et  $\delta\phi \ll 1$ ).

Après réflexion, les deux impulsions parcourent le chemin inverse, et chacune d'entre elles est à nouveau séparée en deux impulsions d'égale intensité par le couple lame quart d'onde – PBS4. Après mélange sur le PBS3, il coexiste donc quatre composantes :

- une composante du faisceau sonde de champ électrique  $E_s^{2L}$  qui a parcouru deux fois le bras n°2,
- une composante du faisceau référence qui a parcouru deux fois le bras n°1 (champ électrique  $E_r$ ),
- une composante du faisceau référence qui a parcouru le bras n°1 puis le bras n°2 (champ électrique  $E_r^L$ ),
- et une composante du faisceau sonde qui a parcouru le bras n°2 puis le bras n°1 (champ électrique  $E_s^L$ ).

Les composantes  $E_s^{2L}$  et  $E_r$  sont imposées par le PBS3, qui est nécessaire pour filtrer les réflexions du faisceau pompe.

Suite à leur réflexion sur une lame non polarisante, ces quatre composantes sont détectées par une photodiode A. Le champ électrique reçu est donc proportionnel à la somme des quatre champs correspondants dont deux seulement ( $E_r^L$  et  $E_s^L$ ) ont parcouru le même chemin optique, à la différence de phase  $\delta\phi$  induite par les perturbations de l'impulsion pompe près. Ces deux champs peuvent donc interférer. Toutefois, leurs polarisations étant orthogonales, ils ne peuvent donc interférer qu'après le passage dans une lame quart d'onde et dans un polariseur dont l'axe de transmission est aligné à  $45^\circ$ . En revanche,  $E_r$  et  $E_s^{2L}$  ne peuvent pas interférer puisque leur chemin optique est différent.

### 2.1.2 Procédure d'extraction de $\rho$ et de $\delta\phi$

Le champ électrique total reçu par la photodiode A est (le détail des calculs est donné en annexe), si  $E_0$  est l'amplitude du champ à l'entrée de l'interféromètre, et en prenant pour origine des phases la phase des deux champs  $E_r^L$  et  $E_s^L$  :

$$\mathbf{E}(\theta) = E_0 \frac{\mathbf{x} + \mathbf{y}}{16} \left\{ \begin{array}{l} (1 + i[\sin(2\theta) - \cos(2\theta)])r \\ -(1 + i[\cos(2\theta) + \sin(2\theta)])r' \\ + (i - \cos(2\theta) - \sin(2\theta))r \exp(ik_0L) \\ (i - \sin(2\theta) + \cos(2\theta))r' \exp(-ik_0L) \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} \mathbf{E}_R^L \\ + \mathbf{E}_S^L \\ + \mathbf{E}_R \\ + \mathbf{E}_S^{2L} \end{array} \right\}, \quad (3-9)$$

avec  $\theta$  l'angle formé par l'axe principal de la lame quart d'onde par rapport à l'axe  $\mathbf{x}$ .

L'intensité totale reçue par la photodiode A est, compte tenu des considérations précédentes, la somme de chacune des intensités des deux champs  $E_R$  et  $E_s^{2L}$ , et de l'intensité due à l'interférence des deux champs  $E_R^L$  et  $E_s^L$ , soit :

$$I_{tot}(\theta) = \langle E_R E_R^* \rangle + \langle E_s^{2L} E_s^{2L*} \rangle + \langle E_{interf} E_{interf}^* \rangle, \quad (3-10)$$

avec  $E_{interf} = E_R^L + E_s^L$

Cette intensité varie avec l'angle  $\theta$ , et sa valeur pour  $\theta = 0^\circ$  et pour  $\theta = 90^\circ$  est au premier ordre (sachant que  $\delta\phi \ll 1$  et  $\rho \ll 1$ ) :

$$\begin{aligned} I_{0^\circ} &= I_{tot}(0) \propto r_0^2 E_0^2 (2 + 2\rho - \delta\phi) \\ I_{90^\circ} &= I_{tot}(90^\circ) \propto r_0^2 E_0^2 (2 + 2\rho + \delta\phi) \end{aligned} \quad (3-11)$$

Si deux acquisitions sont effectuées pour ces valeurs de  $\theta$ , les tensions  $V_{0^\circ}^A$  et  $V_{90^\circ}^A$  délivrées par le photodétecteur A pour chacune de ces acquisitions sont respectivement proportionnelles à  $I_{0^\circ}$  et à  $I_{90^\circ}$ .

D'autre part, une autre photodiode (photodiode B sur la figure 43) mesure l'intensité d'une portion du faisceau sonde collectée avant incidence sur le circuit. La tension  $V^B$  délivrée par cette photodiode est donc proportionnelle à  $E_0^2$ .

La tension  $V^{ph}$  fournie à la détection synchrone est alors obtenue par division des tensions  $V^A$  et  $V^B$ . Pour  $\theta = 0^\circ$  et pour  $\theta = 90^\circ$ ,  $V^{ph}$  vaut :

$$\begin{aligned} V^{ph}_{0^\circ} &\propto r_0^2(2 + 2\rho - \delta\phi) \\ V^{ph}_{90^\circ} &\propto r_0^2(2 + 2\rho + \delta\phi) \end{aligned} \quad (3-12)$$

Dès lors, la somme et la différence de  $V^{ph}_{0^\circ}$  et de  $V^{ph}_{90^\circ}$  permettent d'extraire  $\delta\phi$  et  $\rho$  du signal. En effet, on a :

$$\begin{aligned} V^{ph}_{0^\circ} + V^{ph}_{90^\circ} &\propto 4r_0^2 + 4r_0^2\rho \\ V^{ph}_{90^\circ} - V^{ph}_{0^\circ} &\propto 4r_0^2 + 2r_0^2\delta\phi \end{aligned} \quad (3-13)$$

La détection synchrone filtre les composantes qui ne sont pas à la fréquence de modulation de la pompe. Les termes constants sont donc éliminés, et seuls les termes impliquant  $\rho$  et  $\delta\phi$  sont conservés.

Nous venons ainsi d'explicitier la méthodologie à employer pour obtenir la variation d'amplitude  $\rho$  et la phase  $\delta\phi$  du changement de réflectivité. Cette méthodologie sera appliquée pour les résultats en interférométrie présentés dans le chapitre 4.

Il est par ailleurs possible d'utiliser le dispositif en configuration réflectométrique si le bras de référence (bras n°2) est coupé, puisque dans ce cas seul le champ sonde  $E_s^{2L}$  est recueilli par le photodétecteur, porteur d'informations sur la variation d'amplitude  $\rho$ .

### 2.1.3 Réglage de l'interféromètre

Intéressons-nous maintenant à la procédure de réglage de l'interféromètre. L'équilibrage des deux bras est effectué en réglant la lame demi-onde en entrée de l'interféromètre et la lame quart d'onde positionnée entre le PBS2 et PBS4. Le moyen pour s'assurer du bon équilibrage des bras consiste à mesurer les intensités  $I_R$  et  $I_S^{2L}$  (intensités respectives des deux champs  $E_R$  et  $E_s^{2L}$ ), et à s'assurer de leur égalité en amplitude.

Les caractéristiques de l'interféromètre en fonction de l'angle  $\theta$  sont tracées sur la figure 44 d'après les calculs théoriques (a), et d'après une mesure de l'intensité mesurée expérimentalement sur le photodétecteur (b). Sur la figure (b), l'intensité du champ  $E_s^{2L}$  est obtenue en occultant le bras n°1 de l'interféromètre, l'intensité du champ  $E_R$  est obtenue en coupant le bras n°2, et l'intensité totale est mesurée en configuration normale (les deux bras sont passants). L'intensité des champs interférant ne pouvant être mesurée directement, elle

n'est donc pas tracée, mais elle peut être obtenue par soustraction des intensités  $I_S^{2L}$  et  $I_R$  à l'intensité totale  $I_{total}$ .

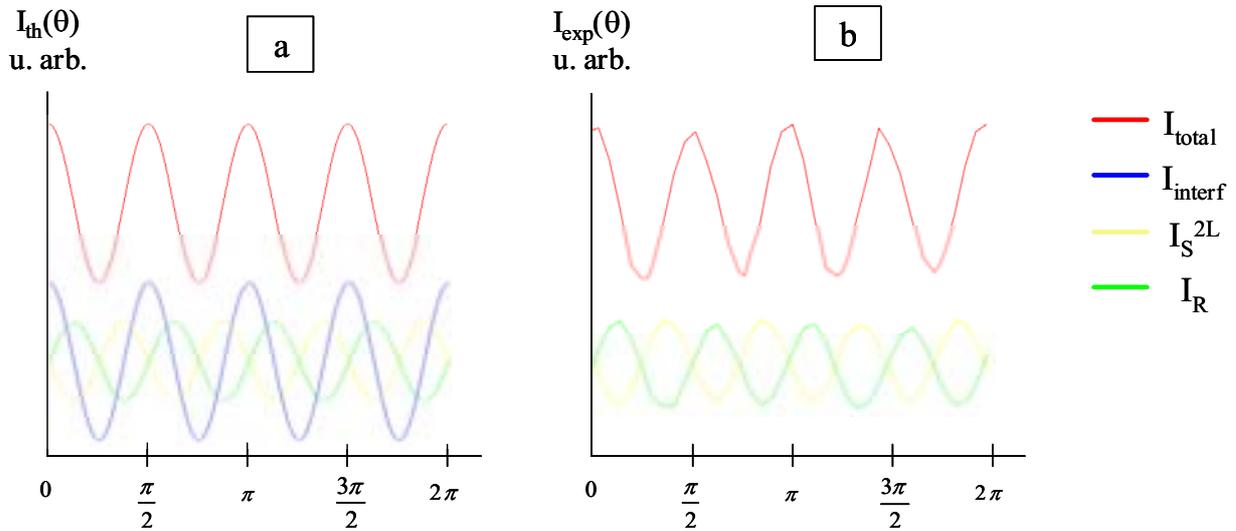


Figure 44 : Intensités caractéristiques de l'interféromètre en fonction de l'angle  $\theta$  : calculée (a), et mesurée expérimentalement (b).

L'apport du dispositif interférométrique vis-à-vis du simple montage en réflectométrie sera discuté dans le dernier chapitre de ce mémoire, à travers des résultats expérimentaux obtenus sur des structures à base d'or et d'aluminium.

### 3 Influence de paramètres laser

Dans cette dernière partie, nous analysons l'influence de deux paramètres des impulsions laser sur le signal expérimental. En effet, plusieurs caractéristiques des impulsions pompe et sonde sont susceptibles d'avoir une incidence sur le résultat expérimental. Nous avons donc analysé l'influence de la durée, puis des énergies des impulsions pompe et sonde sur le résultat expérimental.

#### 3.1.1 Influence de la durée d'impulsion

Une étude a été menée en collaboration avec des équipes du CPMOH (Centre de Physique Moléculaire et Optique Hertzienne, Université Bordeaux 1) et du LMP (Laboratoire de Mécanique Physique, Université Bordeaux 1) sur l'influence de la durée des impulsions laser sur le signal expérimental [And03]. Un film d'aluminium déposé sur un substrat en silicium a été analysé avec trois configurations d'impulsions : 200 fs, 1 ps, et 20 ps.

L'épaisseur du film a été évaluée à 290 nm par profilométrie. Les résultats expérimentaux sont tracés sur la figure 45.

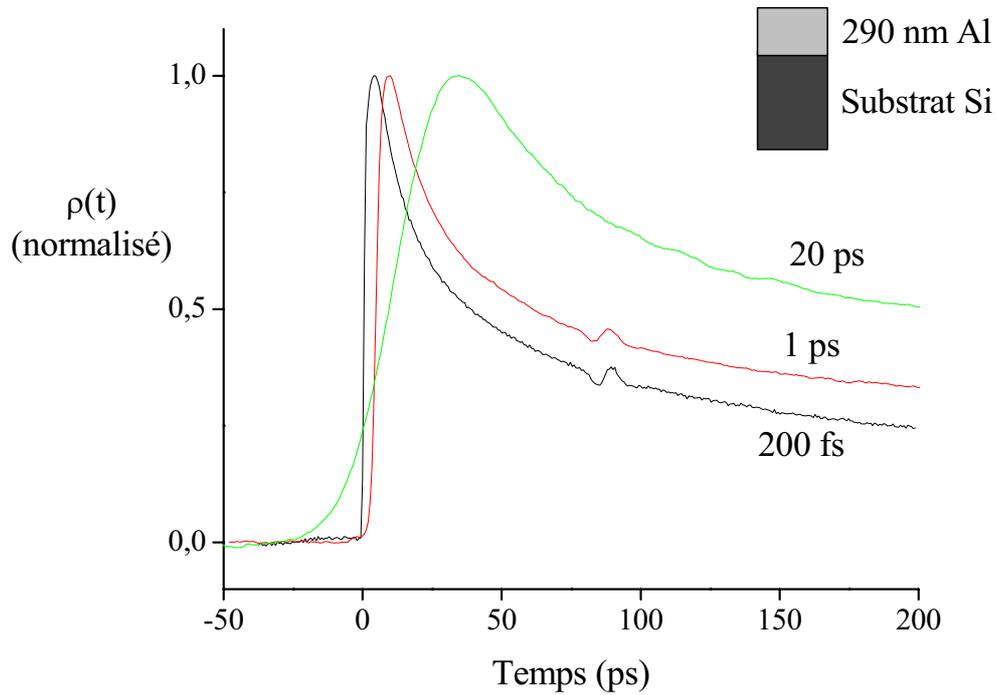


Figure 45 : Variation de réflectivité d'un film de 290 nm d'aluminium déposé sur substrat Si pour des impulsions de 0.2, 1, et 20 ps (d'après [And03]).

Plusieurs observations peuvent être faites. Tout d'abord, le temps de montée du pic de coïncidence est clairement dépendant de la durée des impulsions laser (cf. tableau 3.2).

|   |     |    |    |
|---|-----|----|----|
| <i>Durée des impulsions (ps)</i>                  | 0.2 | 1  | 20 |
| <i>Temps de montée du pic de coïncidence (ps)</i> | 4   | 10 | 50 |

Tableau 3.2 : Temps de montée du pic de coïncidence en fonction de la durée des impulsions pompe et sonde, extrait de la figure 45.

Cette influence s'observe également sur le signal acoustique. En effet, si l'écho correspondant à un aller – retour de l'onde acoustique dans l'aluminium est visible pour des impulsions de 200 fs et de 1 ps, il est en revanche noyé dans le fond thermique décroissant pour des impulsions de 20 ps. Ce constat se justifie par deux points.

D'une part, la détection de la variation de réflectivité est liée à la durée des impulsions sonde qui donne un ordre de grandeur de la durée minimale des phénomènes susceptibles d'être observés. De ce fait, les impulsions sonde de 20 ps sont peu sensibles aux ondes acoustiques dont la durée temporelle est dans la même gamme de temps.

D'autre part, lorsque la durée de l'impulsion laser devient importante, le phénomène de génération acoustique en devient fortement dépendant. En effet, comme nous l'avons souligné au premier chapitre, pour des impulsions d'1 ps ou de 200 fs le dépôt d'énergie photonique peut raisonnablement être considéré comme instantané auquel cas le processus de génération est principalement lié à l'extension spatiale de la source acoustique.

Cette dernière remarque est d'ailleurs confirmée par la figure 46 sur laquelle  $\rho_{ac}(t)$ , contribution acoustique à la variation de réflectivité (figure 45), est tracé pour des impulsions de 1 ps et 200 fs. Les unités sont arbitraires en ordonnée car les signaux sont tous deux extraits des valeurs normalisées de  $\rho(t)$ .

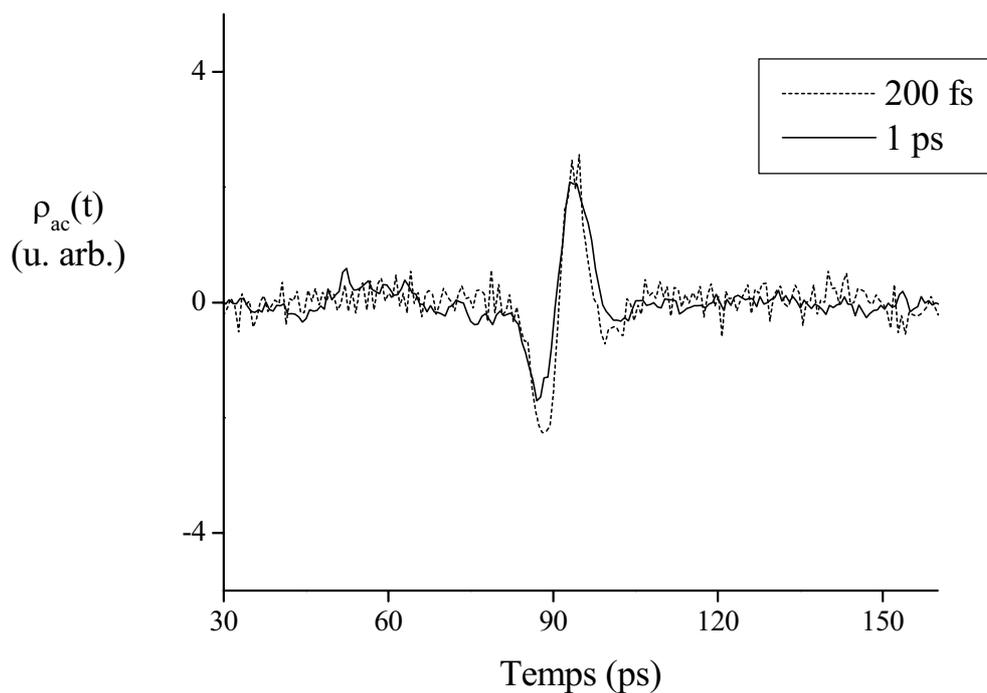


Figure 46 : Echo acoustique extrait de  $\Delta R / R$  (figure 45) dû à un aller – retour dans la couche d'aluminium pour des impulsions pompe de 200 fs (en pointillé), et de 1 ps (en trait plein).

Nous voyons que la durée (environ 23 ps) et la forme de l'écho est très proche pour les deux échos malgré le rapport de 5 entre les deux durées d'impulsions, ce qui confirme que pour des impulsions de durée inférieure ou égale à 1 ps, la durée influe peu.

En outre, il apparaît de cette étude expérimentale qu'il convient d'utiliser des impulsions de 1 ps ou de durée inférieure pour l'analyse de structures d'épaisseur submicronique.

### 3.2 Influence de l'énergie des impulsions

L'influence de l'énergie des impulsions pompe et sonde a été étudiée sur un échantillon composé d'un empilement de 100 nm d'aluminium et de 50 nm de titane déposé sur une couche épaisse de GaN.

#### 3.2.1 Influence de l'énergie de la pompe

La variation de réflectivité de l'échantillon a été testée pour 8 valeurs d'énergie de la pompe comprises entre 0.1 et 1.5 nJ. Pour chaque acquisition, l'énergie de la sonde est de 50 pJ. Les résultats sont tracés sur la figure 47.

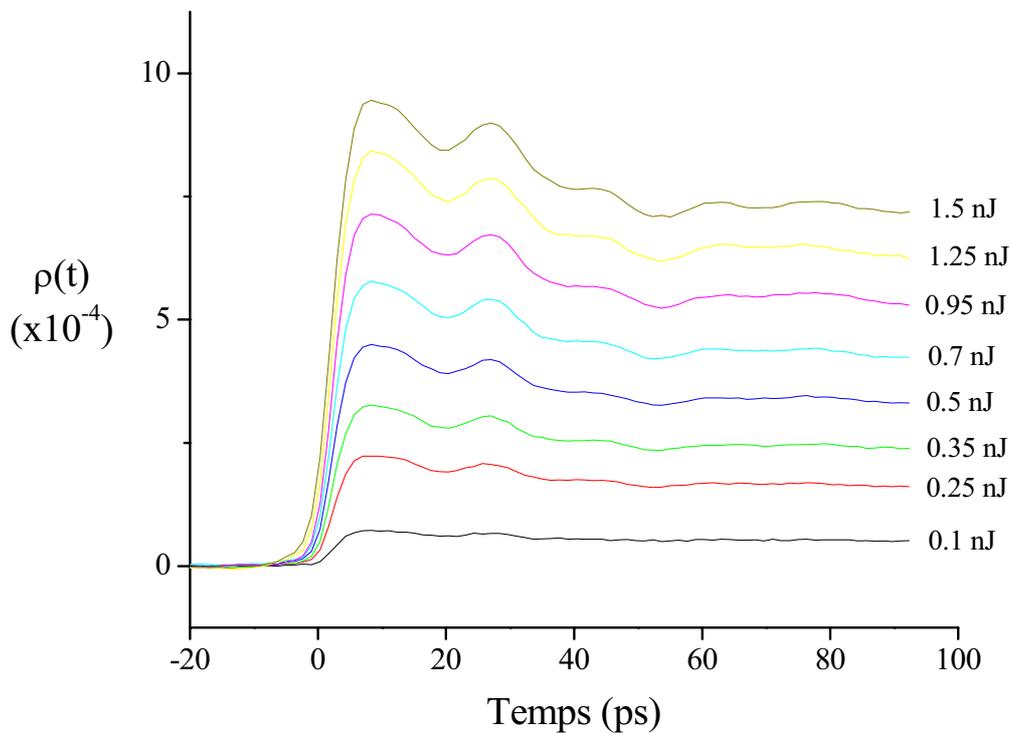


Figure 47 : Variation de réflectivité d'une bicouche Al/Ti déposée sur une couche épaisse de GaN pour plusieurs énergies de l'impulsion pompe (l'énergie de la sonde est de 50 pJ pour chaque acquisition).

Sur chaque courbe, le pic de coïncidence et plusieurs échos correspondant aux aller – retours dans les deux couches métalliques sont visibles. En toute logique, l'amplitude du pic de coïncidence augmente avec l'énergie des impulsions pompe, traduisant le lien entre la hausse de température et l'énergie déposée. Cette influence de la fluence pompe sur les effets thermiques dans l'échantillon peut également être observée sur la figure 48, sur laquelle un

zoom est effectué sur la coïncidence et sur le premier écho pour chaque courbe (afin de pouvoir les comparer,  $\rho(t)$  est normalisé).

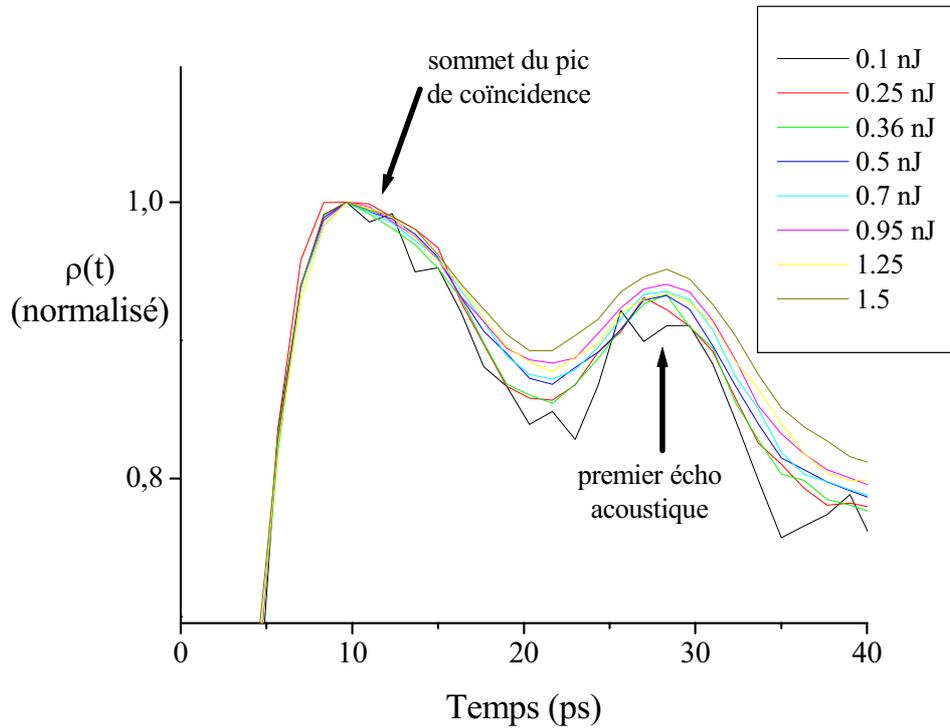


Figure 48 : zoom sur le sommet du pic de coïncidence et sur le premier écho de  $\rho(t)$  normalisé, pour différentes énergies de l'impulsion pompe

Au vu de la figure 48, le fond thermique décroissant paraît également être influencé par la valeur de l'énergie de la pompe. La décroissance semble en effet être plus lente pour les énergies les plus élevées. Une remarque peut également être faite sur le rapport signal sur bruit : mis à part le résultat concernant l'énergie la plus faible (0.1 nJ), le rapport signal sur bruit ne semble pas être amélioré lorsque l'énergie augmente.

Pour nos expériences, l'énergie de pompe sera typiquement choisie de l'ordre de 1 nJ.

### 3.2.2 Influence de l'énergie de la sonde

Si l'on se réfère à la relation (3-6) utilisée pour extraire  $\rho(t)$  lors d'une acquisition, l'énergie de la sonde ne doit pas influencer sur le signal. Pour nous en assurer, nous avons mesuré la variation de réflectivité de l'échantillon pour 7 valeurs d'énergie de la sonde comprises entre 6 et 25 pJ. Pour chaque acquisition, l'énergie de la pompe est de 1.2 nJ. Les résultats sont tracés sur la figure 49.

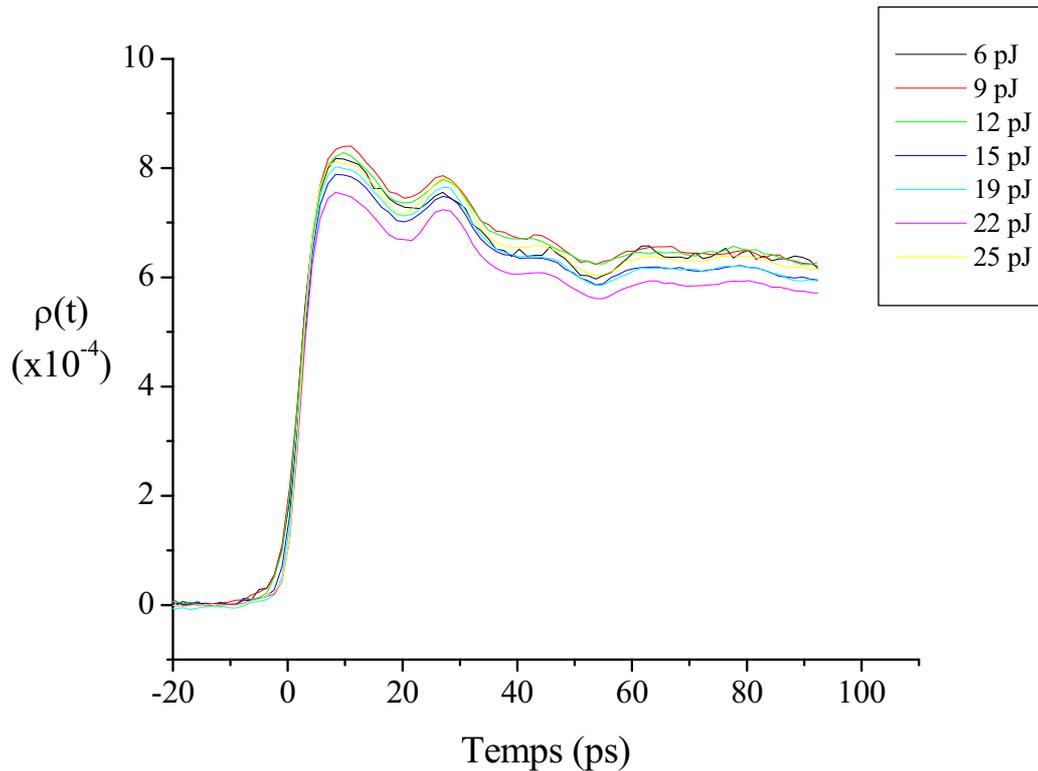


Figure 49 : Variation de réflectivité de la structure Al/Ti/GaN pour plusieurs énergies de l'impulsion sonde (l'énergie de la pompe est de 1.2 nJ pour chaque acquisition).

D'après les résultats de la figure 49, l'énergie des impulsions sonde ne semble pas influencer le signal expérimental. En effet, si une légère variation de l'amplitude du signal est visible entre les différentes acquisitions, elle ne semble pas être liée à l'énergie de la sonde. Nous pensons que cette variation est essentiellement due aux incertitudes de mesure de l'énergie de la sonde : la précision du mesureur de puissance est faible pour les valeurs relevées de l'ordre du mW, ordre de grandeur des énergies mesurées ici.

Si l'énergie de sonde ne semble pas influencer sur le résultat, nous avons toutefois pu constater qu'il était souvent préférable de choisir une énergie de sonde assez élevée, en raison de l'offset du faisceau pompe dépolarisé sur l'échantillon – évoqué dans le paragraphe 2.3.1. En effet, cet offset peut dans certains cas empêcher toute mesure valable, en raison du bruit véhiculé par le faisceau pompe. Pour cette raison, un nombre important d'acquisitions (typiquement  $> 50$ ) est nécessaire pour obtenir un signal sur bruit satisfaisant sur des échantillons à base d'or.

Pour remédier à cette fuite du faisceau pompe, une solution est envisagée : l'utilisation d'un chopper ou d'un deuxième modulateur acousto-optique pour moduler le faisceau sonde,

et détecter la composante de la sonde réfléchiée à la fréquence somme des deux fréquences de modulation.

Au-delà d'une telle amélioration, des évolutions du banc expérimental auront lieu afin d'optimiser le rapport signal sur bruit du montage et réduire le temps d'acquisition lors d'une expérience. Ceci est indispensable pour l'évolution envisagée du banc de test vers un système permettant la cartographie. Deux illustrations du potentiel de la technique pour la cartographie des composants microélectroniques sont d'ailleurs présentées dans le chapitre suivant.

## Conclusion

Le dispositif expérimental développé au laboratoire IXL pour l'analyse des technologies microélectroniques submicroniques par acoustique picoseconde a été décrit dans ce chapitre. Le montage réflectométrique initial a tout d'abord été présenté, ainsi que les différents éléments du montage. L'illustration d'un résultat expérimental obtenu sur une structure de test simple a permis de détailler les différentes contributions au signal mesuré lors d'une expérimentation.

Ce signal se compose de plusieurs composantes résultant d'effets électroniques, thermiques, et acoustiques. La procédure pour extraire l'information acoustique du signal optique a été décrite. Au signal utile s'ajoute un offset provenant de la dépolarisation d'une faible portion du faisceau pompe lors de l'incidence sur l'échantillon étudié. En raison du bruit laser qu'il véhicule, cet offset est actuellement la principale limitation de notre banc de test.

L'interféromètre dit « de Sagnac modifié » que nous avons implémenté sur le banc de test a également été présenté. Après avoir décrit son principe de fonctionnement, nous avons montré la procédure permettant d'extraire la variation de phase  $\delta\phi$  et la variation relative en amplitude  $\rho$  du coefficient de réflexion  $r$ .

Finalement, une étude de deux paramètres des ondes laser de pompe et de sonde (durée et énergie) a été montrée. Il apparaît en particulier de l'étude sur la durée d'impulsion que l'analyse de circuits intégrés ne peut être réalisée qu'avec des impulsions de durée inférieure ou égale à 1ps.

# **Chapitre 4**

## **Application à l'analyse non destructive de composants microélectroniques**



## Introduction

Dans ce chapitre, les principaux résultats expérimentaux obtenus sur le banc de test sont décrits. Ces résultats illustrent la potentialité d'analyse des structures employées en microélectronique par la technique d'acoustique picoseconde. Dans la première partie, nous étudions deux structures métalliques simples. Ces analyses nous permettent d'appréhender les différents phénomènes mis en jeu lors de la génération et de la propagation des ondes photoélastiques. L'influence des propriétés physiques des milieux sondés sur la forme des échos, évoquée dans le chapitre 2, est ici illustrée. Ces deux études nous offrent également la possibilité de discuter de l'intérêt de l'interférométrie selon la nature du matériau analysé. Nous verrons que l'interférométrie est indispensable pour l'analyse de technologies à base d'or, mais que l'analyse de composants en technologie Al peut être effectuée par une mesure réflectométrique dont la mise en pratique est plus aisée.

Ainsi, les analyses réalisées sur des circuits intégrés en technologie Al que nous présentons dans les parties suivantes, sont obtenues en réflectométrie. Dans un premier temps, des résultats relevant de l'analyse de construction de circuits intégrés sont présentés. L'influence des couches de passivation sur la réponse acoustique des circuits, évoquée lors du chapitre théorique, est illustrée expérimentalement.

Enfin, dans la dernière partie de ce chapitre, plusieurs résultats évoquent les possibilités d'évolution du banc de test vers d'une part l'analyse de milieux semi-conducteurs, et d'autre part vers un système de cartographie.

## 1 Analyse interférométrique de structures métalliques

Dans cette première partie, deux structures simples sont étudiées par interférométrie : une capacité or – quartz, et une ligne métallique déposée sur un substrat silicium. L'objectif de ces études est double :

- discussion de l'intérêt d'une analyse interférométrique selon la nature du milieu sondé,
- et compréhension des phénomènes physiques impliqués dans la propagation des ondes élastiques très haute fréquence dans des structures submicroniques.

Nous verrons ainsi que plusieurs phénomènes influencent la forme des échos acoustiques. En particulier, la présence d'une fine couche enterrée entre deux couches peut être décelée à partir de l'analyse des échos. Ce sujet est important pour l'analyse de composants microélectroniques car de telles couches sont fréquemment rencontrées : couches d'accrochages assurant l'adhésion entre deux matériaux (cas du chrome pour la capacité or – oxyde analysée dans la partie 2.1), couches d'interdiffusion créées lors de dépôts ou de recuits au cours de la fabrication de circuits intégrés (cas de la ligne Al/Si étudiée en §2.2), ou encore fines barrières métalliques permettant de limiter cette interdiffusion.

### 1.1 Analyse interférométrique d'un résonateur

Nous présentons ici un résultat expérimental sur un résonateur fourni par M. Courtade du CNES (Toulouse). La structure est présentée sur la figure 50 : deux électrodes en or déposées de part et d'autre d'une couche épaisse de quartz. Entre l'or et le  $\text{SiO}_2$ , une couche d'accrochage de chrome est insérée.

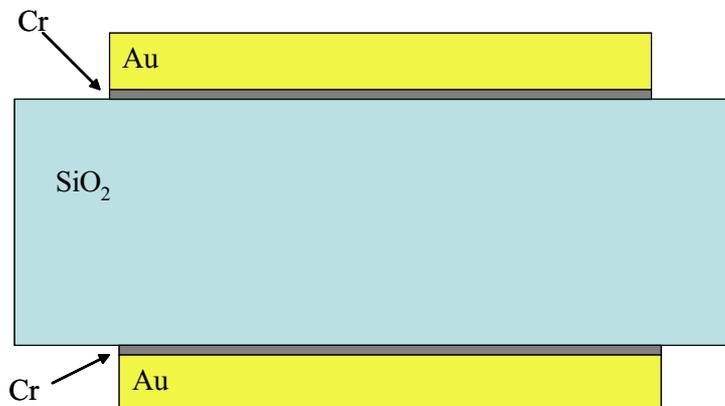


Figure 50 : Résonateur or-quartz

L'une des couches d'or a été analysée par interférométrie selon la procédure décrite dans le chapitre précédent (§.3). Les tensions mesurées par la détection synchrone  $V_{0^\circ}$  et  $V_{90^\circ}$  (51a et 51b), ainsi que les variations de phase  $\delta\phi$  et d'amplitude  $\rho$  en résultant (51c) sont tracées sur la figure 51.

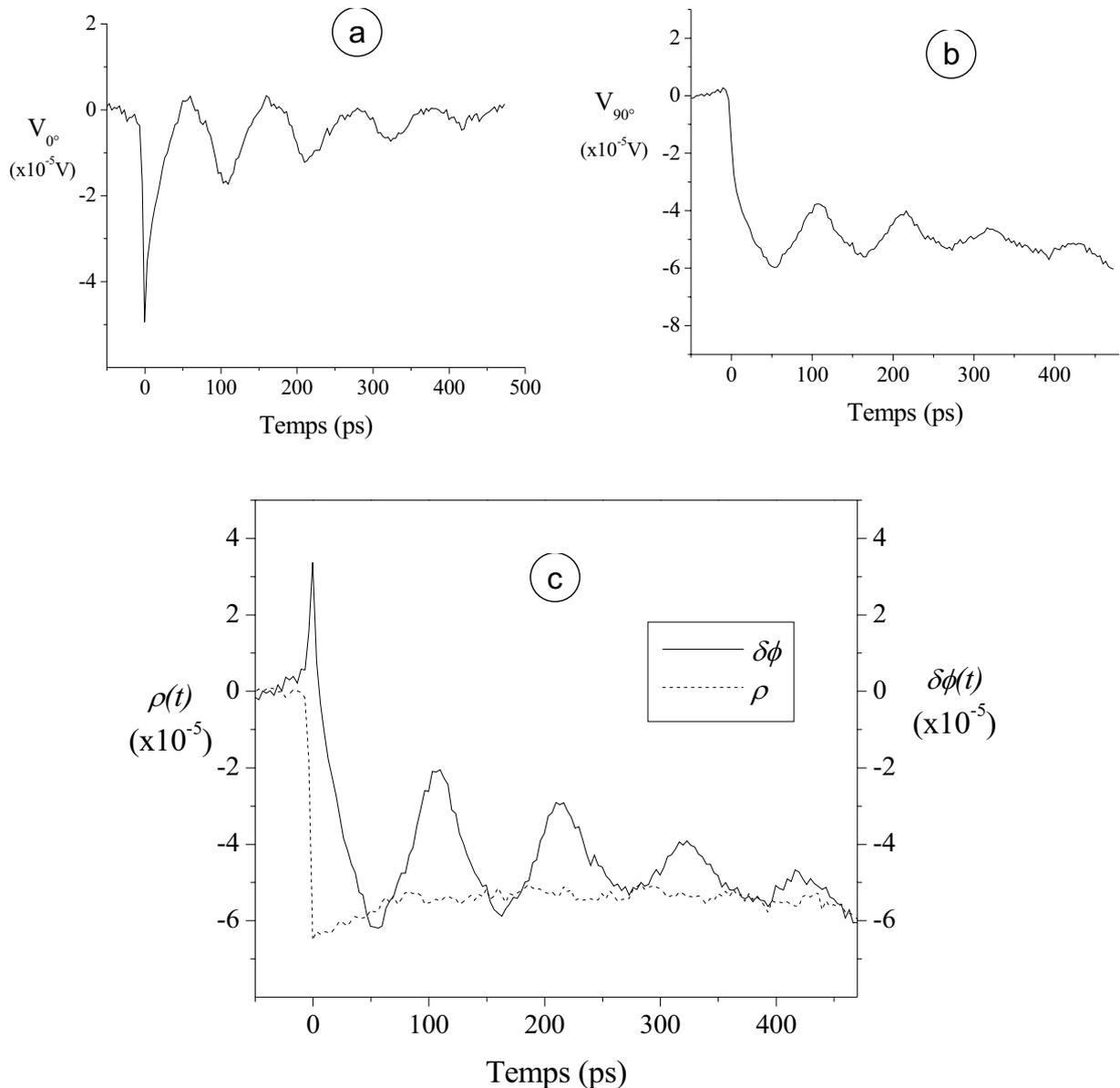


Figure 51 : Acquisitions interférométriques  $V_{0^\circ}$  (51a) et  $V_{90^\circ}$  (51b), amplitude et phase de la variation de réflectivité extraites (51c) pour le résonateur or – quartz étudié.

Ce résultat expérimental met en évidence la nécessité d'analyse par interférométrie des composants à base d'or : les échos clairement visibles sur la phase  $\delta\phi(t)$  sont en revanche indécélables sur l'amplitude  $\rho(t)$  de la variation de réflectivité. Ce constat est conforme aux

différentes études d'échantillons en or par acoustique picoseconde trouvées dans la littérature [Hur99, Wri96, Ros00].

Des simulations numériques ont été effectuées pour reproduire la variation de phase expérimentale de la structure, afin d'aider à l'interprétation du résultat et de déterminer l'épaisseur des couches métalliques. La première couche rencontrée par les impulsions laser est métallique, ce qui signifie que (cf §.3.2.2 du chapitre 2) :

- la phase  $\delta\phi$  est affectée par les déplacements d'interface et les effets photoélastiques,
- et l'amplitude  $\rho$  n'est due qu'aux seuls effets photoélastiques.

Ici, les effets photoélastiques sur  $\rho$  ne sont pas détectés, nous les supposons donc négligeables : nos simulations ne prennent en compte que la contribution des déplacements à  $\delta\phi$ .

Compte tenu de la grande épaisseur de la couche d'oxyde (supérieure à 100  $\mu\text{m}$ ), celle-ci est considérée semi – infinie. Les principales constantes utilisées sont réunies dans le tableau 4.1 pour chacune des couches.

| <i>Matériau</i>   | <i>Or</i>                | <i>Chrome</i>          | <i>Silice</i>     |
|---|--------------------------|------------------------|-------------------|
| <i>Vitesse longitudinale du son (<math>\text{m}\cdot\text{s}^{-1}</math>)</i> | 3360 <sup>a</sup>        | 6650 <sup>b</sup>      | 5900 <sup>c</sup> |
| <i>Densité (<math>10^3\cdot\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}</math>)</i>            | 19.3 <sup>c</sup>        | 7.2 <sup>b</sup>       | 2.2 <sup>c</sup>  |
| <i>Indice de réfraction (à 800 nm)</i>  | 0.08+i*4.56 <sup>d</sup> | 3.2+3.45i <sup>e</sup> | 1.45 <sup>e</sup> |

Tableau 4.1 : Propriétés physiques de l'or, du chrome, et de la silice

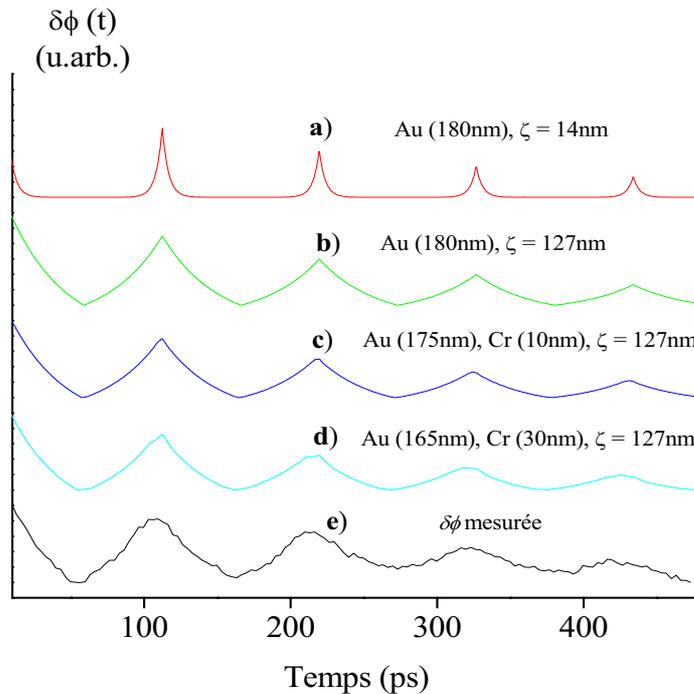
<sup>a</sup> [Wri94], <sup>b</sup> [Sai03], <sup>c</sup> [CRC02], <sup>d</sup> [Gu02], <sup>e</sup> [Iof].

Quatre simulations numériques de la variation de phase  $\delta\phi$  ont été effectuées, en ajustant deux paramètres : les épaisseurs des couches d'or et de chrome, et la profondeur de pénétration  $\zeta$  du faisceau pompe dans la couche d'or (ou identiquement l'absorption  $\alpha$ ). Les résultats de ces simulations sont tracés sur la figure 52 (courbes **a**) à **d**), ainsi que la variation de phase expérimentale (courbe **e**). Les valeurs de  $\zeta$  choisies sont la profondeur de pénétration optique dans l'or à 800 nm ( $\zeta_{opt} = 14$  nm), et la profondeur de pénétration effective  $\zeta_{eff}$  correspondant à la longueur de diffusion théorique des électrons  $z_e$  dans l'or (cf. §3.3.4 du chapitre 1). Celle-ci, déterminée d'après la relation (1-3), est de 127 nm, avec  $\kappa = 317 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\text{K}^{-1}$  [CRC02], et  $g = 2\cdot 10^{16} \text{ W}\cdot\text{m}^{-3}\text{K}^{-1}$  [Del00].

La simulation **a**) présente la simulation d'une couche d'or de 180 nm, avec pour valeur de  $\zeta$  la profondeur de pénétration optique dans l'or pour  $\lambda_{opt} = 800$  nm (soit  $\zeta = 14$  nm). Pour

les simulations **b)** à **d)**, la profondeur de pénétration est égale à la longueur de diffusion des électrons ( $\zeta = 127$  nm), et trois configurations d'épaisseurs ont été choisies :

- courbe **b)**, 180 nm d'or,
- courbe **c)**, 175 nm d'or, 10 nm de chrome,
- courbe **d)**, 165 nm d'or, 30 nm de chrome.



*Figure 52 : Comparaison entre la variation de phase expérimentale et plusieurs simulations numériques pour la capacité or-quartz*

Deux observations peuvent être faites en comparant les différentes simulations au résultat expérimental.

Nous constatons tout d'abord en comparant **a)** et **e)** que les échos expérimentaux sont beaucoup plus larges que ceux prédits par la simulation pour laquelle l'énergie de l'impulsion pompe est déposée sur une longueur correspondant à la profondeur de pénétration optique  $\zeta_{opt}$ . Pour  $\zeta = 127$  nm (courbes **b)** à **d)**), la largeur des échos est en revanche respectée. Ces résultats illustrent le phénomène de diffusion électronique intervenant dans l'or, responsable de l'élargissement des échos.

La deuxième observation concerne l'influence de la couche d'accrochage de chrome sur le signal. Les simulations **b)** à **d)** pour lesquelles les épaisseurs d'or et de chrome varient soulignent le fait que la couche d'accrochage influe peu sur le signal expérimental. En effet, compte tenu du faible coefficient de réflexion acoustique à l'interface or – chrome ( $R_{ac} = 0.15$  d'après les valeurs du tableau 4.1), la réponse acoustique de l'empilement or – chrome – SiO<sub>2</sub> est proche de celle d'une interface or – SiO<sub>2</sub>. Ceci justifie la faiblesse des variations entre les

différentes simulations b à d) pour lesquelles seul un léger lissage de la pointe des échos est visible lorsque l'épaisseur du chrome augmente.

Il est donc difficile d'évaluer avec précision les épaisseurs des deux couches dans cette expérience, compte tenu de la faiblesse des variations du signal simulé en fonction des épaisseurs relatives des deux couches métalliques. Néanmoins, l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche d'or peut être estimé à 165 nm à 10 % près.

### 1.2 Analyse interférométrique d'une structure de test Al / Si

Une structure de test composée d'une couche d'aluminium déposée sur un substrat silicium, a été testée par interférométrie, donnant les résultats présentés sur la figure 53. L'épaisseur d'aluminium a été estimée à 290 nm par profilométrie. Les acquisitions  $V_{0^\circ}$  et  $V_{90^\circ}$  sont respectivement tracées sur les figures 53a et 53b. Les variations de phase  $\delta\phi$  et d'amplitude  $\rho$  déduites de ces deux acquisitions sont ensuite tracées sur la figure 53c.

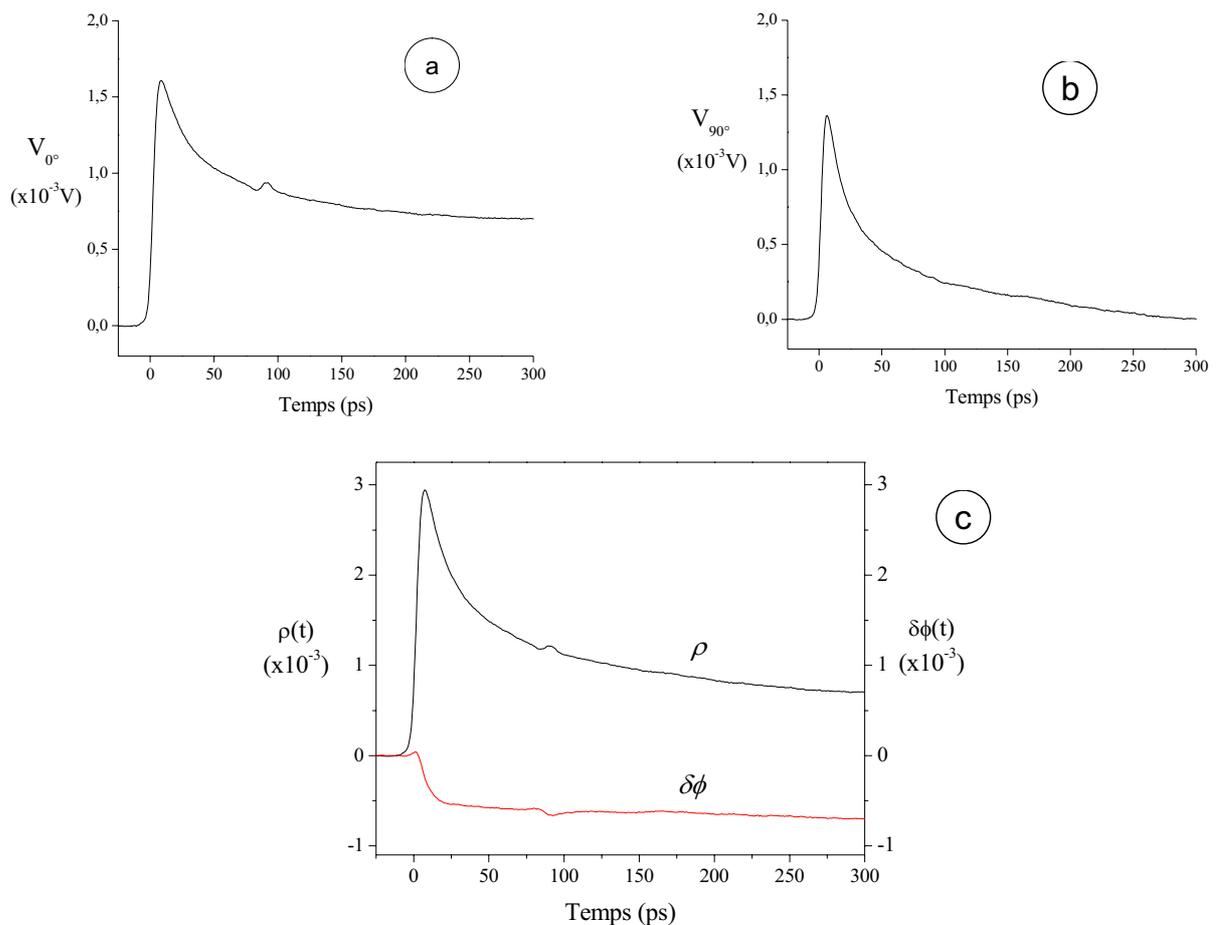


Figure 53 : Acquisitions interférométriques  $V_{0^\circ}$  et  $V_{90^\circ}$  (53a et 53b) pour un film de 290 nm d'aluminium déposé sur substrat silicium. 53c : amplitude  $\rho$  et phase  $\delta\phi$  de la variation de réflectivité extraites des acquisitions interférométriques

Nous pouvons constater que contrairement au cas de l'or vu dans la partie précédente, le signal acoustique est ici décelable sur les deux composantes de la variation de réflectivité. L'influence des effets photoélastiques est donc significative pour l'aluminium. Ainsi, pour un échantillon à base d'aluminium, une analyse interférométrique n'est pas nécessaire, car la phase n'apporte pas d'information supplémentaire. Intéressons-nous à l'écho acoustique extrait de l'amplitude  $\rho$  et aux informations qu'il peut fournir sur l'empilement Al - Si.

La première information que nous pouvons obtenir du résultat expérimental est l'épaisseur de la couche d'aluminium, accessible à partir du temps de vol de l'écho ( $92 \pm 2$  ps). L'épaisseur correspondante de  $294 \pm 6$  nm (avec  $v_{Al} = 6400$  m.s<sup>-1</sup> [CRC02]), est en bon accord avec la mesure profilométrique.

Outre la mesure de l'épaisseur, une observation peut être faite en analysant l'écho acoustique. Un gros plan sur l'écho correspondant à un aller – retour dans le film métallique est tracé sur la figure 54 pour l'amplitude  $\rho$ . Le résultat de deux simulations numériques est également tracé. Pour ces deux simulations, la profondeur de pénétration effective  $\zeta_{eff}$  a été fixée à la longueur de diffusion électronique théorique  $z_e$  (27.6 nm), déterminée à partir de la relation (1-3) avec  $g = 3.1 \times 10^{17}$  W.m<sup>-3</sup>K<sup>-1</sup> [Ret02]  $\kappa = 237$  W.m<sup>-1</sup>K<sup>-1</sup> [CRC02], et  $n = 2.78 + 8.3i$  [Iof]. Pour chaque simulation, l'amplitude de l'écho a été ajustée à celle de l'écho expérimental.

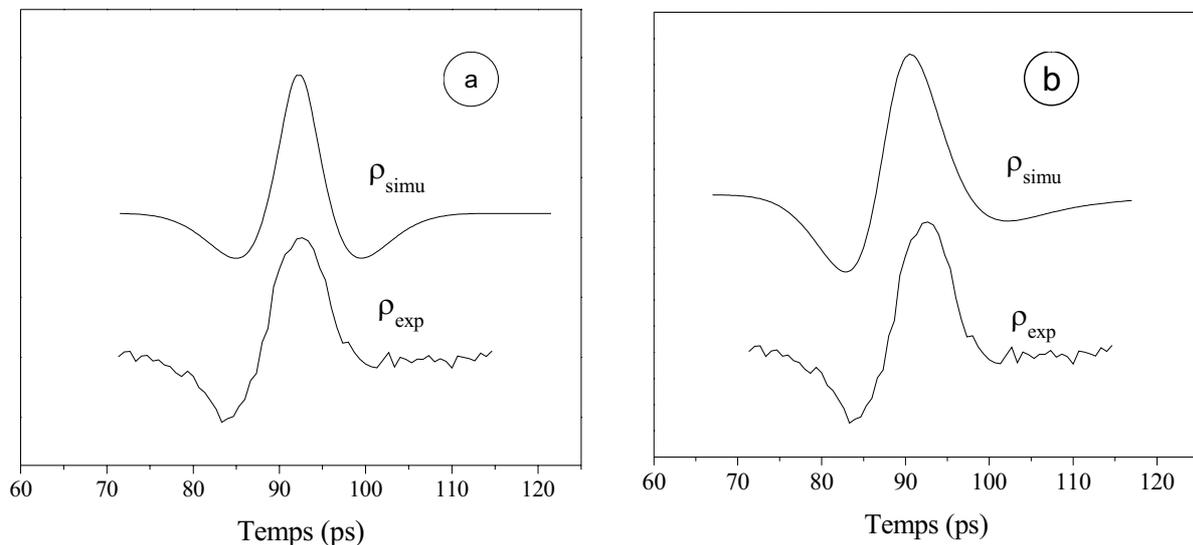


Figure 54 : Comparaison entre l'écho expérimental de l'amplitude  $\rho$  et deux simulations numériques pour le film d'aluminium sur substrat Si. 54a : écho simulé théorique. 54b : écho simulé filtré par un passe-bas

Intéressons-nous dans un premier temps à la simulation de la figure 54a. La durée de l'écho est respectée, toutefois l'écho expérimental est dissymétrique. Cette dissymétrie n'est pas reproduite par la simulation.

Plusieurs raisons évoquées dans le chapitre 2 peuvent justifier cette dissymétrie :

- l'atténuation acoustique dans l'aluminium,
- la diffusion thermique,
- la présence d'une couche d'interdiffusion à l'interface Al – Si (l'aluminium étant particulièrement connu pour diffuser dans le silicium [Bri84]).

Ces phénomènes peuvent donc avoir une incidence sur le signal observé. Il nous est impossible à ce jour d'évaluer quantitativement chacun de ces effets. Toutefois, nous pensons que plusieurs de ces effets agissent comme un filtre vis à vis de la propagation des ondes acoustiques.

Pour illustrer cette dépendance fréquentielle, nous montrons sur la figure 54b la comparaison de l'écho acoustique et d'une simulation identique à la précédente à la différence qu'un filtre passe-bas (Butterworth du premier ordre) de fréquence de coupure 80 GHz a été appliqué. Il convient de préciser que la prise en compte des effets précédemment cités sur le comportement fréquentiel du signal mesuré ne se symbolise certainement pas par un simple filtre passe-bas, néanmoins l'approximation semble valable au premier ordre. Ainsi, cette simulation illustre simplement l'effet que peut avoir un filtrage acoustique sur la forme de l'écho.

### ***1.3 Conclusion***

Dans cette première partie, deux structures simples ont été étudiées en interférométrie. Dans le cas de structures à base d'or, une analyse interférométrique s'impose, car seule la phase  $\delta\phi$  est notablement affectée par les phénomènes acoustiques pour l'or.

En revanche, une analyse réflectométrique suffit pour l'étude d'échantillons à base d'aluminium. En effet, l'interférométrie n'apporte pas d'information supplémentaire pour l'aluminium. De plus, le temps d'acquisition en interférométrie est deux fois plus long qu'en réflectométrie puisque deux mesures sont effectuées. Il est donc avantageux d'analyser les technologies Al par réflectométrie. Ainsi, les différents résultats expérimentaux présentés dans les parties suivantes de ce chapitre, obtenus sur des circuits intégrés dont les métallisations sont en aluminium, ont tous été obtenus par réflectométrie.

L'étude des échos acoustiques pour chacune des structures testées a permis de mettre en évidence les phénomènes physiques influant la propagation des ondes acoustiques photogénérées dans des structures submicroniques. Nous avons vu que plusieurs effets sont susceptibles d'agir sur la forme des échos. La diffusion électronique élargit les échos, et plusieurs mécanismes peuvent engendrer une dissymétrie : l'atténuation ultrasonore dans le film métallique, la diffusion thermique, et la qualité de l'interface. Ces études nous permettent de bien comprendre les signaux acoustiques que nous sommes amenés à interpréter dans la partie suivante dans laquelle des circuits intégrés sont étudiées.

## 2 Analyse de construction de circuits intégrés

Trois résultats expérimentaux obtenus sur des circuits intégrés sont décrits dans cette partie. Tout d'abord, une structure non passivée (un plot de connexion sur un circuit à deux niveaux de métaux), est analysée. Ensuite deux résultats obtenus sur des structures passivées sont présentés. Chacun de ces résultats est commenté à l'aide de simulations numériques.

### 2.1 Plot de connexion

Un plot de connexion d'un circuit à deux niveaux de métaux (technologie AMS BiCMOS 0.8  $\mu\text{m}$ ) a été analysé en réflectométrie. La structure du plot est présentée sur la figure 55. Le métal 2 (niveau supérieur) est composé d'une couche de 1000 nm d'aluminium ( $\text{Al}_2$ ) déposée sur une couche d'adhésion de 50 nm de titane. Le métal 1 est constitué par l'empilement de 500 nm d'aluminium ( $\text{Al}_1$ ) sur une barrière de diffusion en TiN de 100 nm.

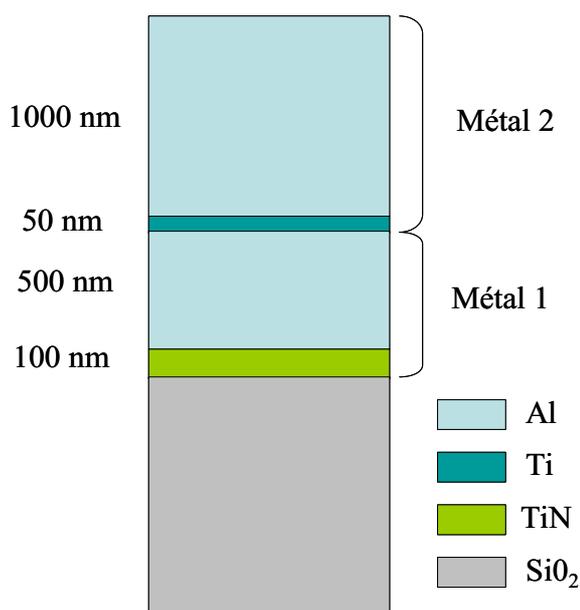


Figure 55 : Structure du plot de connexion étudié (technologie AMS BiCMOS 0.8  $\mu\text{m}$ )

La variation relative de réflectivité du plot est tracée sur la figure 56.

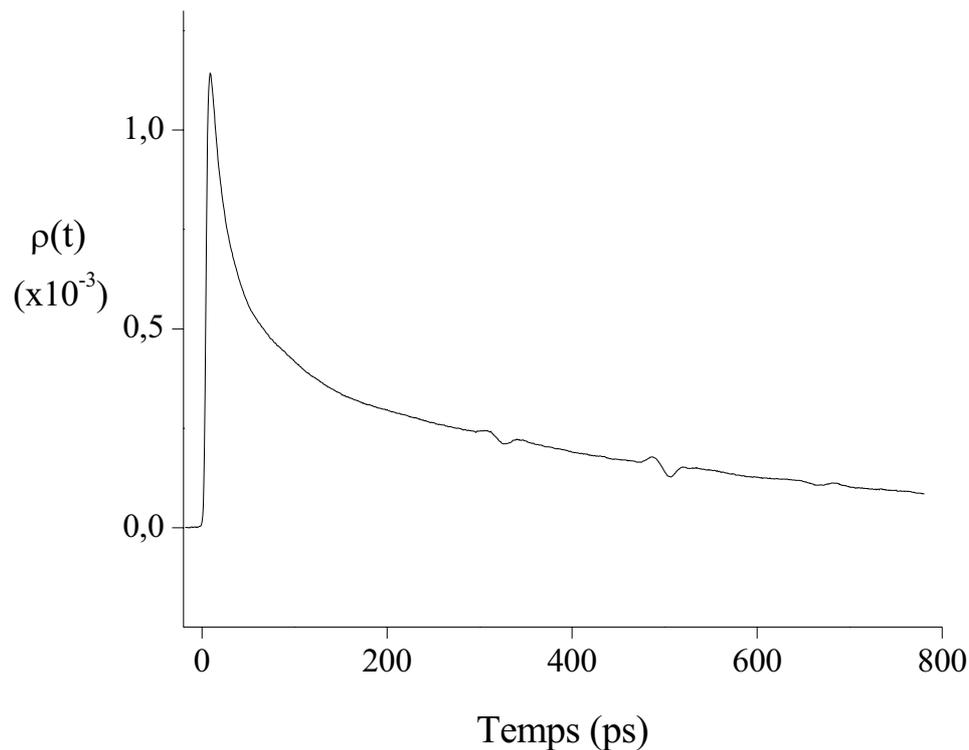


Figure 56 : Variation relative de réflectivité d'un plot de connexion d'un circuit intégré à deux niveaux de métaux (technologie AMS BiCMOS 0.8  $\mu\text{m}$ ). D'après [And03(2)]

Le signal acoustique issu de  $\Delta R$  par soustraction du fond thermique est tracé sur la figure 57 (page suivante). Trois échos y sont visibles correspondant respectivement à :

- un aller – retour dans le métal 2 (M2) pour l'écho A,
- un aller – retour dans les deux niveaux métalliques (écho B),
- un aller – retour dans les deux niveaux et un aller – retour dans le métal 1 (écho C).

Nous remarquons comme pour le cas de la structure Al / Si étudiée précédemment que les trois échos ne sont pas symétriques et qu'ils sont composés d'un pic négatif et d'un pic positif. Ces formes s'expliquent par le fait que les échos réfléchis aux deux interfaces des couches de Ti et de TiN ne sont pas résolus. En réalité, chaque écho visible est la composition des échos générés aux deux interfaces de chacune des couches de Ti et de TiN :

- l'écho A est la somme de l'écho généré à l'interface  $\text{Al}_2/\text{Ti}$  et de l'écho dû à l'interface  $\text{Ti} / \text{Al}_1$ ,
- l'écho B est la composition des échos dus aux réflexions aux interfaces  $\text{Al}_1/\text{TiN}$  et  $\text{TiN} / \text{Si}$ .

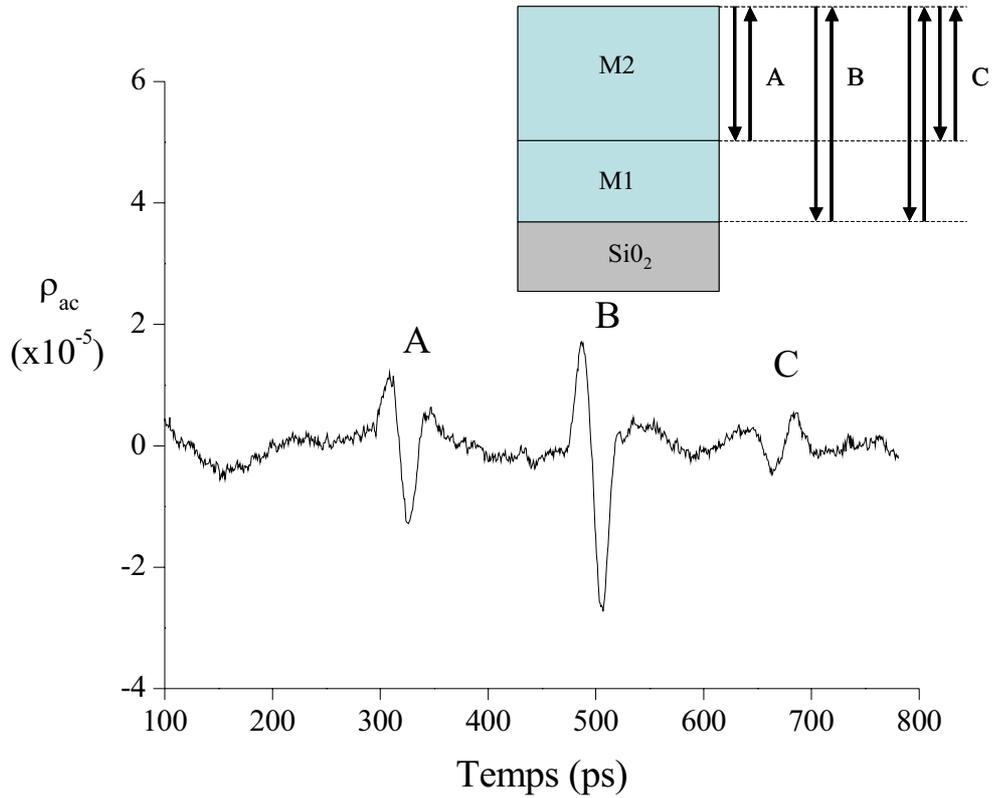


Figure 57 : Signal acoustique extrait de la variation de réflectivité par soustraction du fond thermique pour le plot de connexion

Ce constat est illustré par une simulation numérique des échos A et B visible sur la figure 58. Pour cette simulation, les épaisseurs théoriques de chaque couche ont été utilisées, et les constantes ont été trouvées dans la littérature. Les valeurs sont répertoriées dans le tableau 4.2 (page suivante).

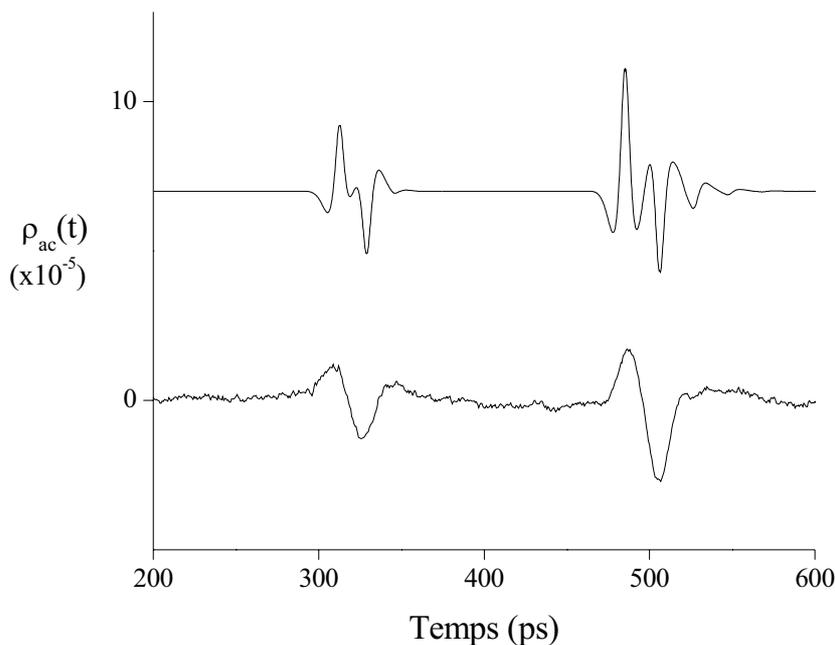


Figure 58 :  
Comparaison des échos  
A et B de la figure 57  
avec une simulation  
numérique

| <i>Couche</i>   | <i>Al (M1)</i>  | <i>Ti (M1)</i> | <i>Al (M2)</i>  | <i>TiN (M2)</i> |
|---|-----------------|----------------|-----------------|-----------------|
| <i>Vitesse longitudinale<br/>Du son (<math>m.s^{-1}</math>)</i> | $6400^a$        | $6100^a$       | $6400^a$        | $9600^c$        |
| <i>Densité (<math>kg.m^{-3}</math>)</i>                         | $2700^a$        | $4500^a$       | $2700^a$        | $5400^c$        |
| <i>Indice de réfraction<br/>(à 800 nm)</i>                      | $2.75 + 8.3i^b$ | $2.8 + 3.3i^b$ | $2.75 + 8.3i^b$ | $0.9 + 3.9i^b$  |
| <i>Épaisseur (nm)</i>   | 1000            | 50             | 500             | 100             |

Tableau 4.2 : Propriétés physiques de l'aluminium, du titane, et du nitrure de titane utilisées pour les simulations de la figure 58. Épaisseur déduite pour chaque couche.

Données issues de <sup>a</sup> [CRC02], <sup>b</sup> [Iof] et <sup>c</sup> [Men95]

Nous constatons que notre programme de simulation ne reproduit pas efficacement la forme des échos acoustiques. Les différences sont vraisemblablement dues à l'atténuation ultrasonore dans chacune des couches et à l'effet de filtrage des impulsions acoustiques induit par les couches de Ti et de TiN. Néanmoins, il permet tout de même d'interpréter le signal expérimental car les temps de vol ainsi que les phases des échos sont respectés :

- les temps d'arrivée donnés par les pics positifs et négatifs coïncident avec ceux observés expérimentalement,
- et pour chacun des échos, les signes opposés des deux pics sont conformes aux rapports des impédances acoustiques des différentes couches.

En effet, pour l'écho A, l'interface Al<sub>2</sub>/Ti a un coefficient de réflexion acoustique négatif (et donc le coefficient de réflexion est positif à l'interface Ti/Al<sub>1</sub>), justifiant que le premier pic soit négatif et le second négatif. De la même façon, la forme de l'écho B est explicable par les coefficients de réflexion négatif à l'interface Al<sub>1</sub>/TiN et positif à l'interface TiN/Si.

Ce résultat souligne l'efficacité de la technique pour la métrologie de composants submicronique.

Nous allons maintenant analyser des résultats expérimentaux obtenus sur des structures passivées. Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre 2, lorsque la (ou les) première(s) couche(s) est optiquement transparente, deux contributions supplémentaires au signal acoustique sont à prendre en compte : les oscillations Brillouin, et l'effet Fabry – Pérot dans la couche transparente. Les résultats suivants illustrent ces phénomènes.

## 2.2 Analyse d'une couche de passivation

Dans cette partie, nous montrons le potentiel de l'acoustique picoseconde pour la caractérisation de couches transparentes.

Sur le même circuit intégré, une interconnexion de niveau 2 a été testée en deux endroits. L'interconnexion est protégée par une couche de passivation de 1000 nm de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

Le résultat obtenu sur le premier point testé – que nous appellerons « point 1 » – est présenté sur la figure 59. Le schéma de la structure étudiée est visible en encart.

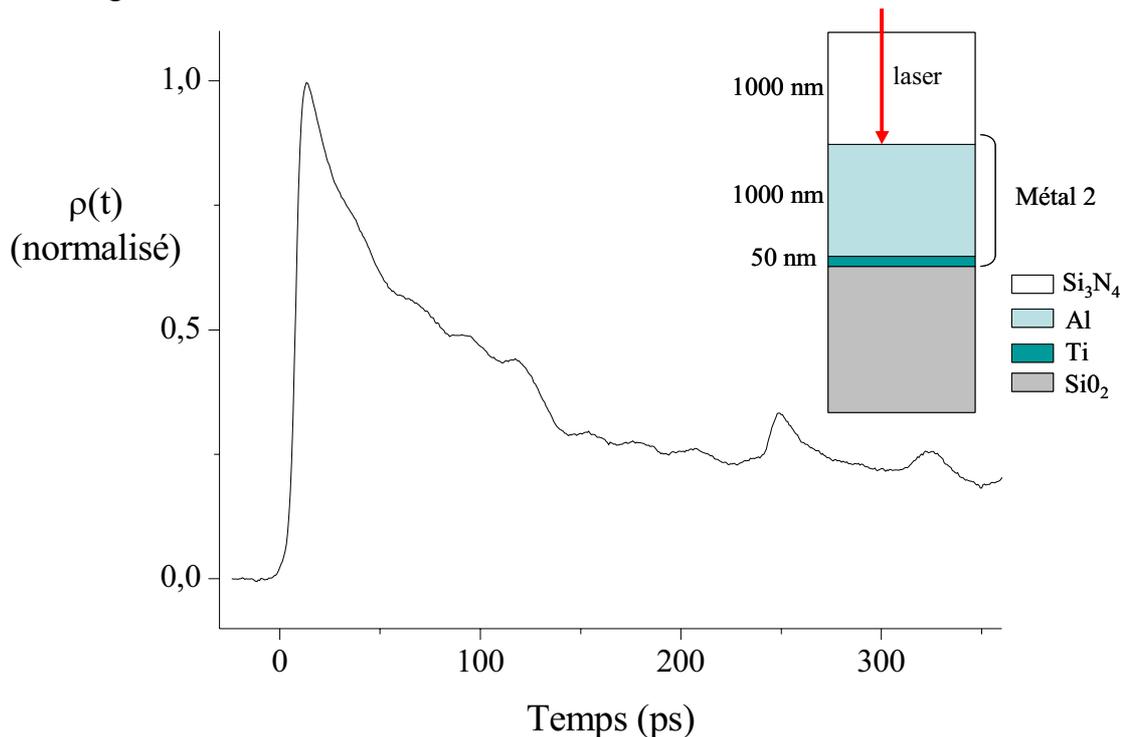


Figure 59 : variation de réflectivité d'une ligne d'interconnexion de niveau métal 2 passivée par une couche transparente de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . En encart, schéma de la structure étudiée.

Le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  étant transparent à 800 nm, la génération acoustique s'effectue par absorption de l'impulsion pompe dans l'épaisseur de peau de l'aluminium. L'expansion thermique induite ayant lieu à la fois vers les  $z$  positifs et vers les  $z$  négatifs, deux ondes acoustiques sont lancées (cf. §3.2.3 du chapitre 2) :

- une onde bipolaire qui se propage dans l'aluminium, somme de l'impulsion lancée vers le substrat et de la partie de l'impulsion réfléchi sur l'interface Al –  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ,
- et une onde unipolaire se propageant initialement dans la couche de passivation, qui correspond à la partie de l'impulsion transmise à l'interface Al –  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

Il est possible d'obtenir des informations sur la couche de passivation à l'aide d'une simulation numérique, visible sur la figure 60.

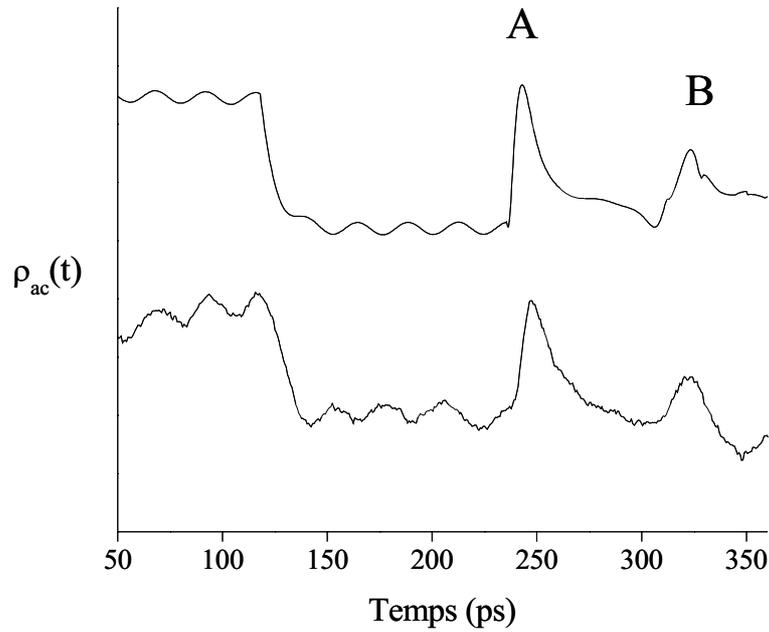


Figure 60 : Comparaison expérience – simulation pour la contribution acoustique au signal de la figure 59, obtenue après suppression du fond thermique

Cette simulation numérique permet d'identifier chaque contribution au signal.

Tout d'abord, des oscillations Brillouin sont visibles sur la première partie du signal. Ces oscillations sont dues aux interférences de la sonde avec l'onde acoustique qui se propage dans le  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Leur fréquence est d'environ 41 GHz. Un saut survient au moment où l'onde atteint la surface libre (soit à environ 120 ps). A ce moment-là, le déplacement de la surface libre provoqué par l'arrivée de l'onde acoustique induit une variation de l'épaisseur de la couche de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , et donc une variation du coefficient de réflexion optique (effet Fabry – Pérot). A son retour vers l'interface Al –  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , l'onde induit à nouveau des oscillations Brillouin. Pour  $t \approx 240$  ps, un écho (noté A sur la figure 60) est visible, traduisant l'aller – retour de l'onde acoustique dans la passivation.

Une deuxième écho (écho B) est observé pour  $t \approx 320$  ps. Il correspond à l'aller – retour à travers le niveau de métal (Al + Ti) de l'onde initialement propagée dans l'aluminium.

A partir des différents temps caractéristiques (temps de vol de l'écho A, période des oscillations Brillouin) et de l'indice optique du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  ( $n_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 2$ ), il est possible de déterminer l'épaisseur de la couche et la vitesse du son dans le nitrure de silicium. Ces valeurs sont données dans le tableau 4.3 où sont rassemblées les constantes utilisées pour les simulations de la figure 60.

| Couche    | Vitesse du son<br>( $m.s^{-1}$ ) | Densité<br>( $kg.m^{-3}$ ) | Indice de réfraction<br>à 800 nm | Épaisseur<br>(nm) |
|-----------|----------------------------------|----------------------------|----------------------------------|-------------------|
| $Si_3N_4$ | 8200                             | 3300                       | $2^b$                            | 980               |
| Al        | $6400^a$                         | $2700^a$                   | $2.78 + 8.3i^b$                  | 1000              |
| Ti        | $6100^a$                         | $4500^a$                   | $2.8 + 3.3i^b$                   | 50                |
| $SiO_2$   | $5900^a$                         | $2200^a$                   | $1.45^b$                         |                   |

Tableau 4.3 : Propriétés physiques des couches de la structure testée (figure 60) utilisées pour la simulation numérique de la passivation étudiée. D'après <sup>a</sup> [CRC02], <sup>b</sup> [Iof]

Outre la caractérisation de la couche transparente, il est également possible d'observer des disparités : la même structure a été analysée en un autre point du circuit. Les résultats pour les deux points testés sont tracés sur la figure 61 (les amplitudes sont normalisées).

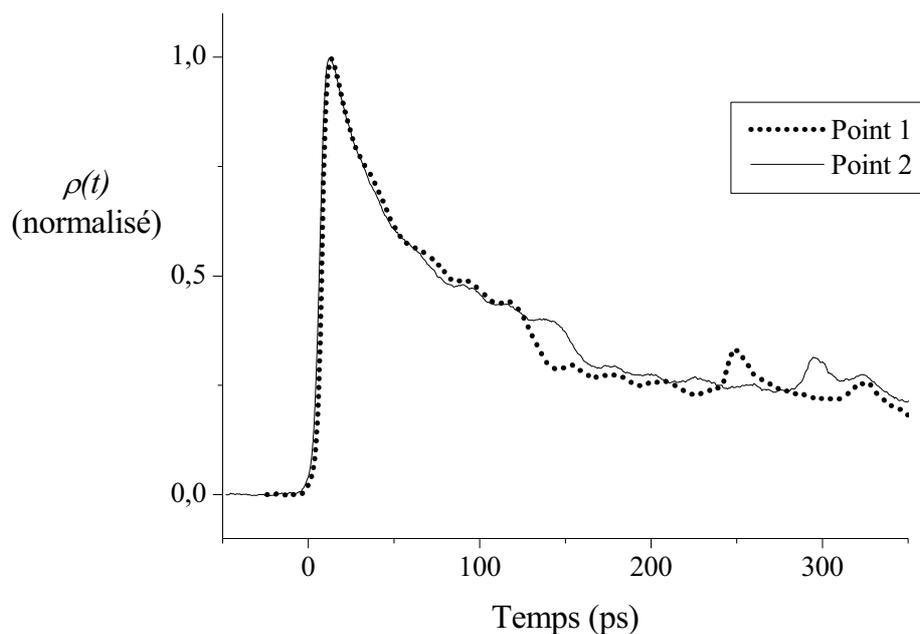


Figure 61 : Variation de réflectivité de la métallisation passivée en deux points différents

La superposition des deux courbes expérimentales délivre une information intéressante. Si le temps de vol de l'écho B (aller – retour dans la métallisation) est identique sur les deux courbes, une variation est en revanche nettement décelable sur le temps d'arrivée de l'écho A et sur le saut brusque correspondant au déplacement de la surface libre. Ces variations sont vraisemblablement dues à une variation d'épaisseur de la couche de passivation entre les deux

points analysés, que l'on peut quantifier en mesurant l'écart entre les échos (ou entre les sauts brusques) :  $\Delta d_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 190 \text{ nm}$  (avec  $v_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 8200 \text{ m.s}^{-1}$ ).

### 2.3 Analyse d'une ligne d'interconnexion

Nous présentons maintenant l'analyse d'une ligne d'interconnexion de niveau métal 1 sur un circuit intégré en technologie AMS BiCMOS 0.6  $\mu\text{m}$ . La métallisation, composée d'une couche d'aluminium déposée sur un flash en TiN, correspond au premier niveau de métallisation (métal 1), elle est donc située sous trois couches transparentes : deux couches de passivation en nitrure de silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) et en oxynitride de silicium ( $\text{SiO}_x\text{N}_y$ ), et une couche intermétallique d'oxyde ( $\text{SiO}_2$ ). Une analyse MEB / EDX a été effectuée par B. Plano pour mesurer l'épaisseur des couches. Le résultat est présenté sur la figure 62, sur laquelle est également montrée une photographie du circuit testé obtenue par microscopie optique (62b).

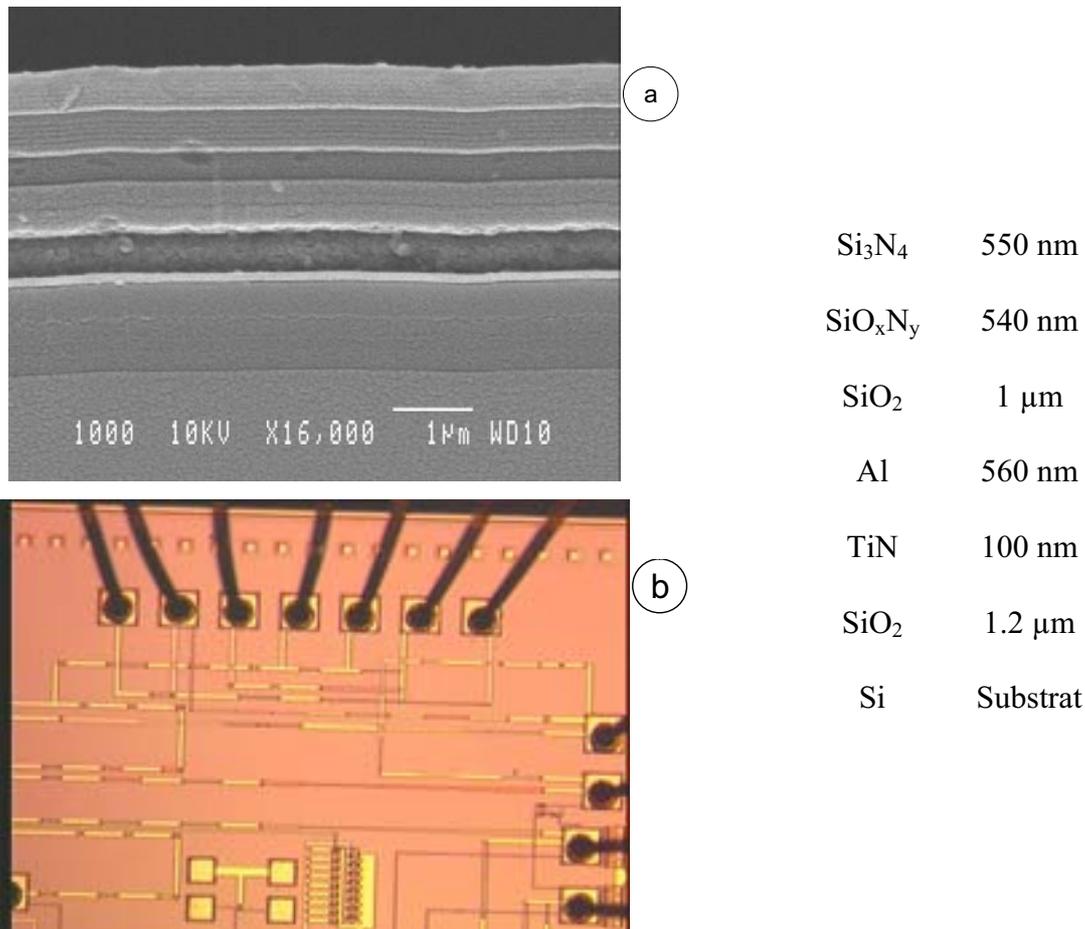


Figure 62 : Photographie MEB de la ligne d'interconnexion testée (62a). Image (microscope optique) du circuit testé (b). A droite, épaisseurs mesurées par une analyse EDX pour chacune des couches.

La figure 63 présente la variation de réflectivité de la structure obtenue en réflectométrie, avec en encart le signal acoustique extrait par soustraction du fond thermique.

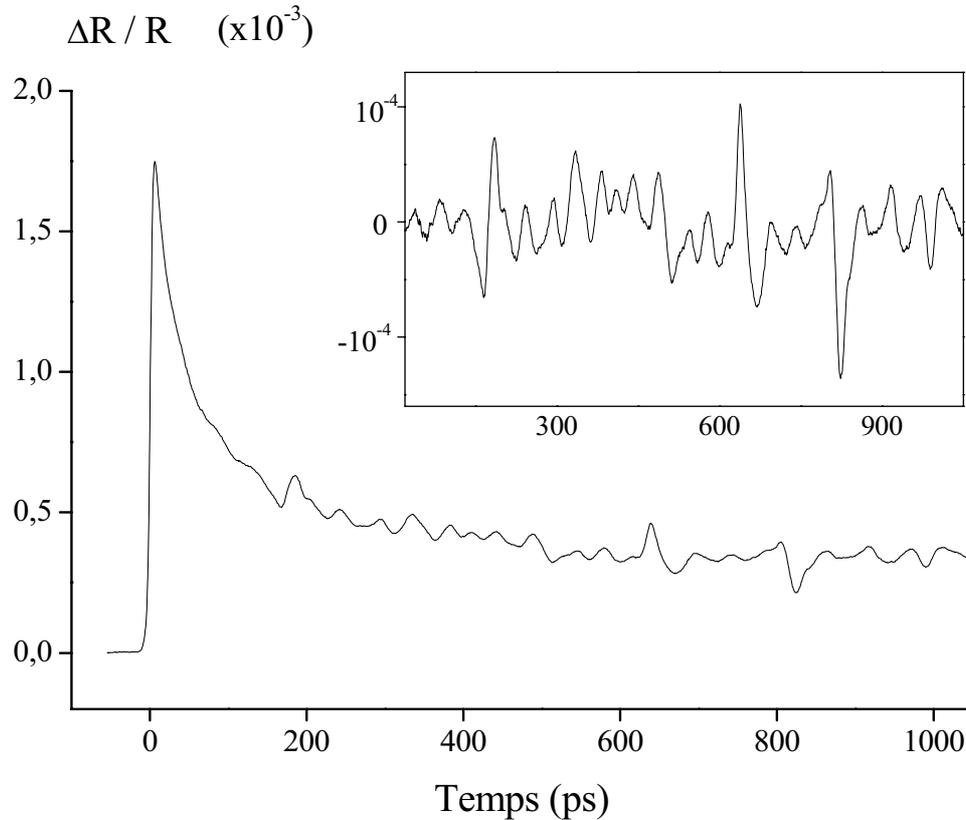


Figure 63 : variation de réflectivité d'une ligne d'interconnexion de niveau métal 1.  
En encart, contribution acoustique.

En raison des trois couches transparentes supérieures, le signal est complexe et le phénomène d'oscillations Brillouin est à nouveau visible, additionné aux échos acoustiques dus aux réflexions des ondes à chaque interface. Son interprétation est de ce fait complexe car la différenciation des deux contributions est difficile : contrairement au cas traité dans la section précédente, le signal Brillouin est dû à trois couches transparentes de vitesse du son et d'indice optique différents. L'utilisation de notre programme de simulation facilite cette analyse et permet de déceler dans le signal expérimental la présence des échos.

Pour cette simulation, les propriétés physiques des couches métalliques ont été trouvées dans la littérature, et celles des couches transparentes ont été adaptées afin d'obtenir le meilleur résultat. En effet, les propriétés physiques des composés d'oxynitride de silicium varient selon une gamme qui s'échelonne entre celles du  $\text{SiO}_2$  et celles du  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Il en est ainsi des propriétés optiques (indice de réfraction) et des propriétés élastiques (densité, vitesse du son) qui dépendent des concentrations relatives de nitrogène et d'oxygène [Via97, Gra88]. De

plus, il est également possible de voir dans la littérature des disparités pour les constantes physiques du  $\text{SiO}_2$  et du  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Par exemple, le module d'Young du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  peut varier du simple au triple selon le mode de croissance employé [Pro04]. La procédure d'ajustement des constantes étant manuelle, des incertitudes doivent être prises en compte sur le résultat en raison du nombre de paramètres influents et du nombre de couches. Les constantes choisies pour la simulation restent néanmoins conformes aux grandeurs que nous avons pu trouver. Les valeurs utilisées sont rassemblées dans le tableau 4.4.

| Couche                   | Vitesse du son<br>( $\text{m.s}^{-1}$ ) | Densité<br>( $\text{kg.m}^{-3}$ ) | Indice de réfraction<br>à 800 nm | Épaisseur<br>(nm) | Temps de vol (ps) |
|--------------------------|---|-----------------------------------|----------------------------------|-------------------|-------------------|
| $\text{Si}_3\text{N}_4$  | 8500                                    | 3300                              | $2^b$                            | 575               | 135               |
| $\text{SiO}_x\text{N}_y$ | 6480                                    | 2500                              | 1.65                             | 530               | 164               |
| $\text{SiO}_2$           | 6090                                    | $2200^a$                          | $1.45^a$                         | 1010              | 332               |
| Al                       | $6400^a$                                | $2700^a$                          | $2.78 + 8.3i^b$                  | 555               | 173               |
| TiN                      | $9600^c$                                | $5400^c$                          | $0.9 + 3.9i^b$                   | 95                | 20                |
| $\text{SiO}_2$           | 6090                                    | $2200^a$                          | $1.45^a$                         | 1160              | 381               |
| Si                       | $8900^a$                                | $2300^a$                          | $3.73 + 5e^{-3}i^a$              | Substrat          |                   |

Tableau 4.4 : Propriétés physiques des couches de la structure testée (figure 62) utilisées pour la simulation numérique de la métallisation étudiée (d'après <sup>a</sup> [CRC02], <sup>b</sup> [Iof], <sup>c</sup> [MEN95])

Pour chaque couche, le temps de vol  $t_{couche}$  correspondant au temps d'un aller – retour dans la couche est déduit des valeurs de l'épaisseur  $d_{couche}$  et de la vitesse ultrasonore  $v_{couche}$  :

$$t_{couche} = \frac{2d_{couche}}{v_{couche}}, \quad (4-2)$$

A partir des valeurs des temps de vol et d'une comparaison de la simulation numérique et du résultat expérimental, nous pouvons alors proposer une interprétation de ce dernier et extraire l'épaisseur de chacune des couches. Sur la figure 64, nous avons recensé les principales contributions d'échos acoustiques (échos notés A à E). Nous parlons ici de contributions d'échos car chacun des pics A à E résulte en réalité de l'addition des effets Brillouin et des échos générés aux interfaces, de telle sorte que leur forme n'est pas uniquement due aux échos.

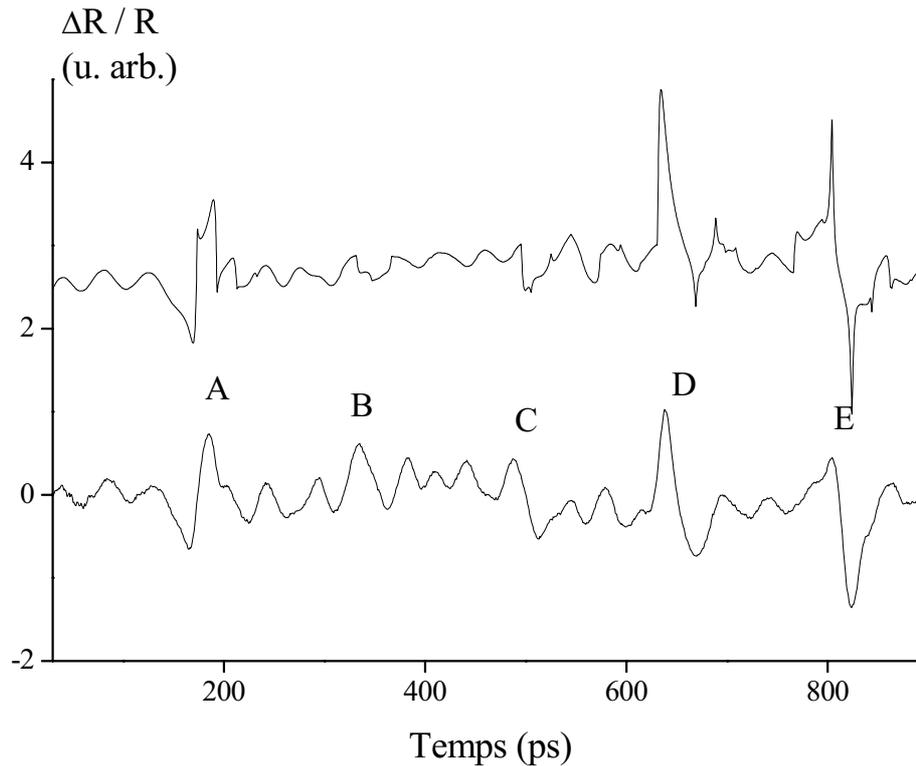


Figure 64 : Comparaison d'une simulation numérique (en haut) et du signal acoustique présenté sur la figure 4.12.

En observant les valeurs des temps de vol, nous constatons que le premier écho attendu se situe autour de 175 ps (aller – retour dans l'aluminium). Ainsi, le signal acoustique précédant cet écho est le fait d'oscillations Brillouin : deux oscillations sont visibles entre  $t = 0$  et  $t = 150$  ps environ, induites par la propagation acoustique de l'onde unipolaire dans l'oxyde supérieur. La fréquence des oscillations est de 22 GHz. Cette fréquence permet de déterminer à l'aide de la relation (2-81) la vitesse du son dans l'oxyde, soit  $6090 \text{ m.s}^{-1}$ .

Le premier écho observé (écho A) correspond à l'aller – retour de l'onde bipolaire dans la métallisation Al/TiN. En raison de la faible épaisseur du TiN, cet écho est la composition des échos non résolus dus aux réflexions sur les interfaces Al/TiN et TiN/SiO<sub>2</sub>.

Dans le même temps ( $t_{\text{SiO}_2/2} = 166$  ps), l'onde unipolaire franchit l'interface SiO<sub>2</sub>/SiO<sub>x</sub>N<sub>y</sub> sur laquelle elle est partiellement transmise et réfléchi. Dès lors, les oscillations Brillouin pour les temps supérieurs à 166 ps sont plus difficilement interprétables puisque dues à ces deux couches. Cette complexité sera par ailleurs accrue lors du passage de l'onde dans la couche de nitrure, puisque le signal Brillouin sera à partir de ce moment-là la somme des oscillations dues à chacune des couches transparentes.

Le pic suivant (écho B) est la superposition d'oscillations Brillouin dans l'oxyde et dans l'oxynitride avec deux échos :

- un aller – retour dans l'oxyde supérieur ( $t_{SiO_2} = 332$  ps),
- un retour de l'écho A ( $2 t_{Al} = 346$  ps), après deux aller – retours dans l'aluminium.

Les amplitudes de ces deux échos sont petites en raison des faibles coefficients de réflexion aux interfaces oxyde – oxynitride ( $R_{SiO_2/SiO_xN_y} \approx 0.1$  et  $R_{Al/SiO_2} \approx 0.2$ ), mais leur contribution reste visible.

Autour de  $t = 500$  ps, l'écho C provient pour sa part principalement de l'onde s'étant propagé dans l'oxyde et l'oxynitride ( $t_{SiO_2+SiO_xN_y} = 496$  ps).

Le pic D, autour de  $t = 635$  ps, est la signature d'un aller – retour dans les trois couches transparentes. Sa grande amplitude se justifie par les faibles coefficients de réflexion aux interfaces  $SiO_2/SiO_xN_y$  et  $SiO_xN_y/Si_3N_4$ , et par le coefficient de réflexion unitaire à la surface libre. La forme unipolaire de cet écho provient du fait que l'onde acoustique initialement lancée dans l'oxyde (cf §3.2.3 du chapitre 2).

Le pic E, enfin, résulte de l'onde a effectué un aller – retour dans la métallisation, et dans les trois couches supérieures ( $t_{SiO_2+SiO_xN_y+Si_3N_4} + t_{Al+TiN} = 824$  ps). La forme bipolaire de l'écho provient du fait que l'onde a initialement été lancée dans l'aluminium.

Notre programme de simulation s'avère être très utile pour la compréhension des signaux expérimentaux, et l'accord entre simulation et expérience est très bon, compte tenu de la non prise en compte des effets que nous avons détaillés en §2.2. Toutefois, une automatisation logicielle de l'adaptation des paramètres doit être réalisée sur le programme de simulation afin de réduire le temps de simulation ainsi que les incertitudes. Ces incertitudes peuvent être à l'origine des légères différences entre les épaisseurs mesurées par microscopie électronique et les valeurs utilisées pour les simulations (tableau (4.5)).

| <i>Couche</i>                       | <i>Épaisseur mesurée au MEB (nm)</i> | <i>Épaisseur simulée(nm)</i> |
|-------------------------------------|--------------------------------------|------------------------------|
| <i>Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub></i>  | 550                                  | 575                          |
| <i>SiO<sub>x</sub>N<sub>y</sub></i> | 540                                  | 530                          |
| <i>SiO<sub>2</sub></i>              | 1000                                 | 1010                         |
| <i>Al</i>                           | 560                                  | 555                          |
| <i>TiN</i>                          | 100                                  | 95                           |
| <i>SiO<sub>2</sub></i>              | 1200                                 | 1160                         |

*Tableau 4.5 : Tableau comparatif des épaisseurs mesurées par analyse EDX – MEB, et des épaisseurs simulées pour le tracé de la figure 64.*

Ces différences peuvent également être le fait d'une variation de process, telle que l'on a pu l'observer pour la passivation étudiée dans la partie 3.2. Nous verrons dans la prochaine partie de ce chapitre que cette deuxième hypothèse peut en effet justifier ces différences.

Ce résultat – comme ceux présentés dans cette section – illustre l'intérêt de la technique d'acoustique picoseconde pour l'analyse de construction de circuits VLSI car des informations sur chacune des couches de la structure peuvent être extraites de la comparaison du signal et de la simulation : mesure d'épaisseur, évaluation des propriétés physiques.

### **3 Résultats préliminaires à l'évolution du banc de test**

Nous présentons dans cette dernière partie plusieurs résultats expérimentaux annonçant les perspectives d'évolutions du banc de test. Tout d'abord, deux applications de l'acoustique picoseconde pour la cartographie de circuits intégrés sont présentées.

Le premier résultat traite de l'analyse d'une ligne de métallisation passivée similaire à celle étudiée dans la partie 3.2.1, et met en évidence des disparités au sein des couches de passivation.

Le deuxième résultat aborde l'emploi de la technique pour la caractérisation de couches minces. Nous verrons que la technique peut être utilisée pour la métrologie de dépôts de couches minces métalliques avec une précision nanométrique.

Le dernier résultat présenté illustre l'intérêt potentiel de l'acoustique picoseconde pour la caractérisation de milieux semi-conducteurs.

#### ***3.1 Etude d'une ligne de métallisation***

Deux cartographies ont été effectuées sur la métallisation passivée que nous avons étudiée dans la section précédente : une cartographie selon un axe, puis une cartographie selon deux axes. Les résultats sont présentés ci-après.

##### **3.1.1 Cartographie 1D**

Dix acquisitions ont été effectuées sur différents points présentant la même structure que la ligne d'interconnexion que nous venons d'analyser. La figure 65 montre un zoom sur les échos expérimentaux A et D (cf. figure 64), correspondant respectivement à un aller – retour dans la métallisation, et à un aller – retour dans les trois couches transparentes supérieures. Sur cette figure, les différentes courbes correspondent aux différents points testés.

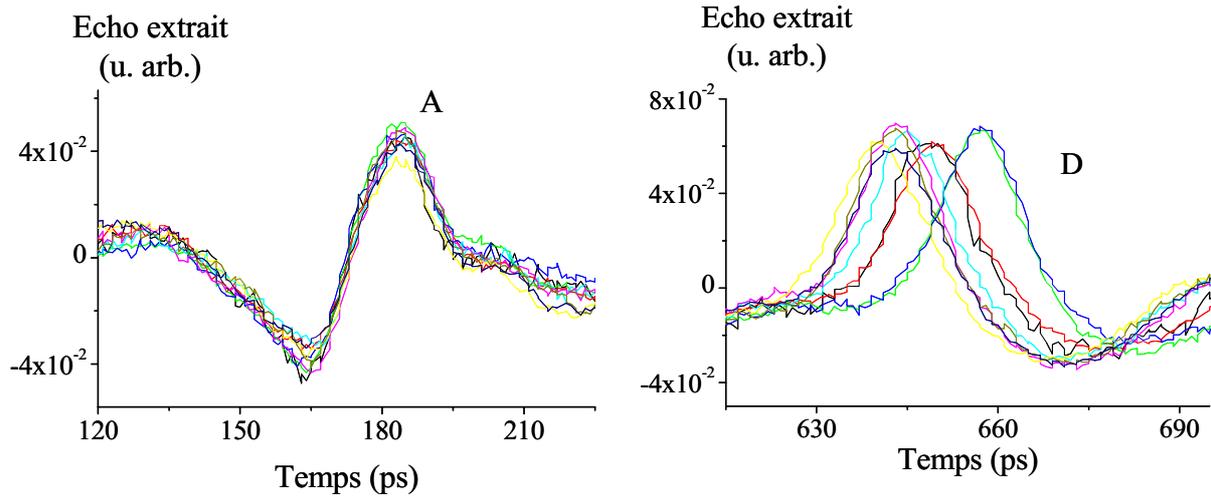


Figure 65 : zooms sur les échos correspondant à des aller – retours dans les couches métalliques Al-TiN (écho A) et dans les trois couches supérieures ( $\text{SiO}_2$ ,  $\text{SiO}_x\text{N}_y$ , et  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ).

Nous pouvons observer que les échos A sont tous exactement superposés alors que les temps d'arrivée des échos D varient entre 640 et 660 ps le long de la ligne testée. Nous pouvons donc en déduire que le dépôt de métal est homogène, et qu'en revanche l'épaisseur de la tri-couche passivation – oxyde intermétallique varie le long de la ligne. Il est toutefois difficile de situer ces variations dans la tri-couche, car notre programme de simulation ne reproduit pas avec la précision nécessaire la forme des échos pour les raisons évoquées précédemment (essentiellement la non - prise en compte de l'atténuation ultrasonore, et du comportement acoustique au passage de la couche fine de TiN). Néanmoins, des différences de temps de vol de quelques ps sont observées, ce qui signifie que des variations d'épaisseurs de l'ordre de quelques nm seulement sont décelables. Ce résultat souligne la faculté d'analyse structurale de la technique d'acoustique picoseconde avec une grande résolution en profondeur.

### 3.1.2 Cartographie selon deux axes

La même structure a été testée selon deux axes sur le même circuit intégré. Les pas respectifs selon les axes X et Y étaient respectivement de 10 et 1.5  $\mu\text{m}$ . Afin d'observer les mêmes variations d'épaisseurs des couches supérieures, nous avons analysé l'écho D : le temps de vol est tracé sur la figure 66 en fonction de la position du point testé.

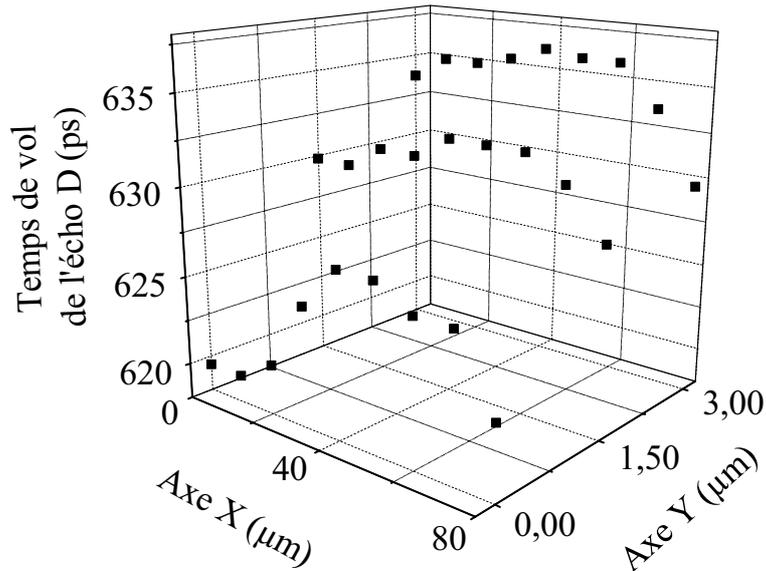


Figure 66 : Cartographie du temps de vol pour l'écho D correspondant à un aller – retour dans les trois couches transparentes supérieures (cf. figure 64). D'après [And04].

Une fois encore, des disparités sont visibles selon les deux axes sondés, avec la même précision que précédemment (quelques ps). Un point est intéressant à souligner ici : certains échos correspondant à des points séparés par seulement  $1.5 \mu\text{m}$  (longueur du pas selon l'axe Y) sont éloignés de plusieurs ps. Cela signifie que la technique est sensible à des phénomènes dont la taille latérale est inférieure à la tache focale du laser.

Ce résultat est une première étape vers un dispositif de « microscopie photoélastique à balayage ».

### 3.2 Cartographie d'un profil de dépôt d'aluminium

Pour ce dernier résultat, nous avons analysé une structure différente de celles rencontrées jusqu'à présent, une couche mince métallique. En effet, toutes les structures que nous avons vues précédemment avaient une caractéristique similaire : l'épaisseur du métal dans lequel les ondes élastiques sont générées était grande devant la profondeur de pénétration effective  $\zeta_{eff}$ . Si une telle couche peut être considérée comme semi - infinie vis-à-vis des ondes laser, il n'en est pas de même d'une couche dont l'épaisseur est inférieure à  $\zeta_{eff}$ . Dans ce cas, les phénomènes de génération et de détection des ondes élastiques ont lieu sur la totalité de la couche métallique qui se comporte comme un transducteur photoélastique. Avec de telles structures, des fréquences acoustiques de plusieurs centaines de GHz sont envisageables car la couche vibre à une fréquence déterminée par l'épaisseur  $d$  et la vitesse du son  $v$  :

$$f = \frac{v}{2d}, \quad (4-4)$$

A titre d'exemple, la fréquence de résonance d'une couche de 10 nm d'aluminium est de 320 GHz.

Nous avons réalisé une cartographie pour mesurer le profil d'un dépôt d'une couche d'aluminium déposée sur un polymère et dont l'épaisseur a été estimée à 48 nm par mesure du temps de déposition (figure 67). L'échantillon a été fourni par L. Hirsch.

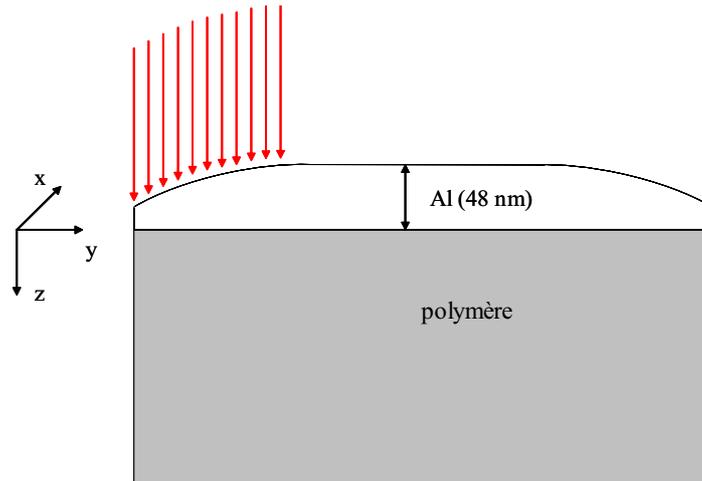


Figure 67 : Mesure d'un profil de dépôt d'une couche mince d'aluminium

Deux cartographies ont été effectuées en deux endroits situés aux extrémités de la couche:

- une cartographie 1D suivant l'axe y,
- et une cartographie 2D selon les axes x et y.

Pour ces analyses, le pas a été fixé à 2  $\mu\text{m}$  pour chacun des axes.

La figure 68 (page suivante) présente les résultats de la cartographie 1D. Sur cette figure, la variation de réflectivité est tracée pour chacun des 11 points testés (les unités sont arbitraires car les courbes ont été décalées verticalement pour plus de lisibilité. Le phénomène de vibration de la couche est visible sur les 11 acquisitions. On observe que les périodes des oscillations augmentent avec y. Ces périodes s'échelonnant de  $8.6 \pm 1$  ps à  $14.5 \pm 1$  ps, l'épaisseur de la couche d'aluminium varie donc de  $27.5 \pm 3$  nm à  $46.4 \pm 3$  nm (en prenant  $v_{\text{Al}} = 6400 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) sur la ligne testée.

Les résultats de la cartographie 2D sont tracés sur la figure 69 : les épaisseurs déduites des mesures réflectométriques sont directement tracées en fonction des axes X et Y. Cette fois-ci une variation d'épaisseur de  $26 \pm 3$  nm à  $47 \pm 3$  nm est visible, et la mesure permet de plus d'établir le profil spatial du dépôt dans la région étudiée avec une précision nanométrique.

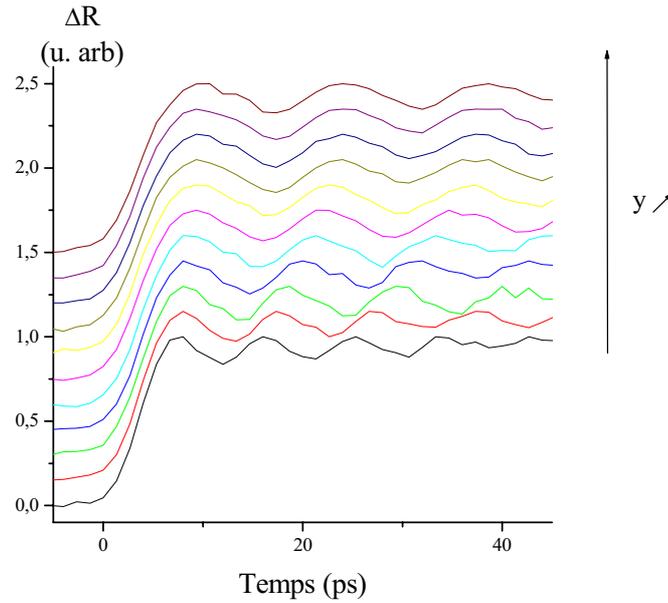


Figure 68 : Cartographie d'épaisseur selon un axe d'une couche mince d'aluminium (les différentes acquisitions de variation de réflectivité, tracées pour chaque point étudié, sont décalées verticalement pour plus de lisibilité).

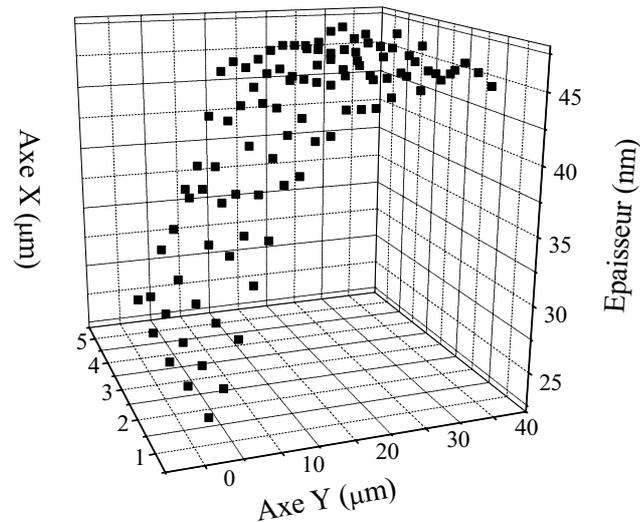


Figure 69 : Cartographie d'épaisseur d'une couche mince d'aluminium.

### 3.3 Etude de substrats semiconducteurs

Un dernier résultat est maintenant brièvement présenté à titre d'exemple du potentiel de l'acoustique picoseconde pour la caractérisation de milieux semiconducteurs. Ce résultat montre la variation de réflectivité d'un substrat en InP <100> (figure 70).

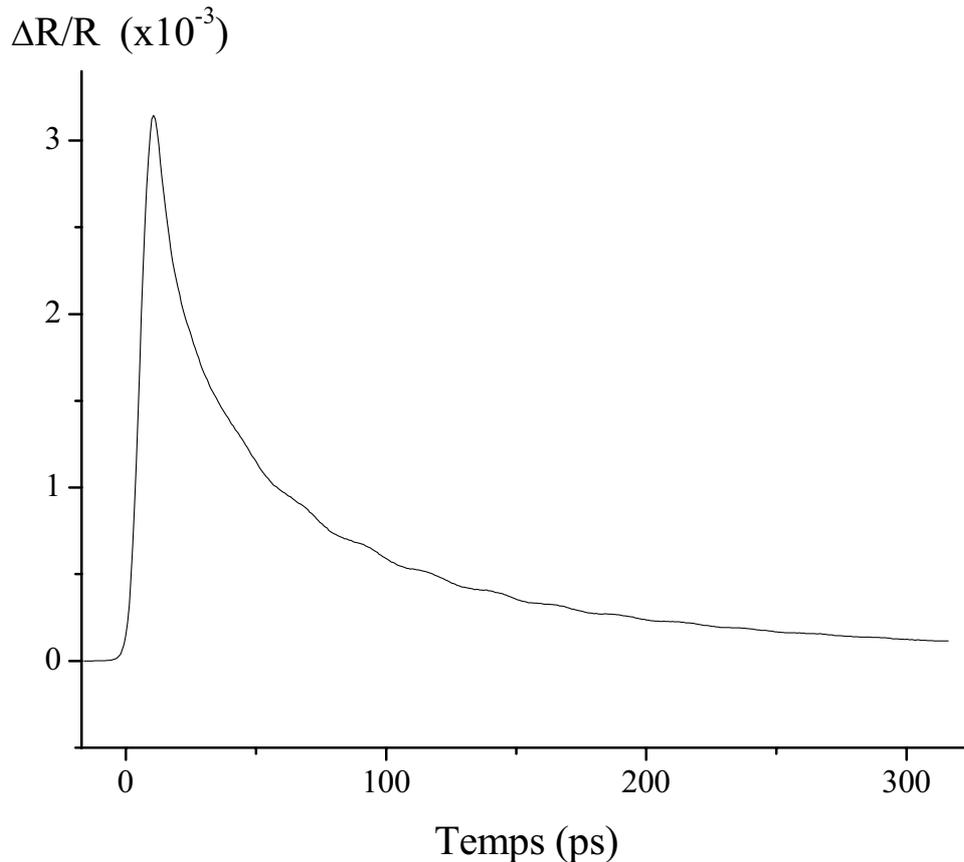
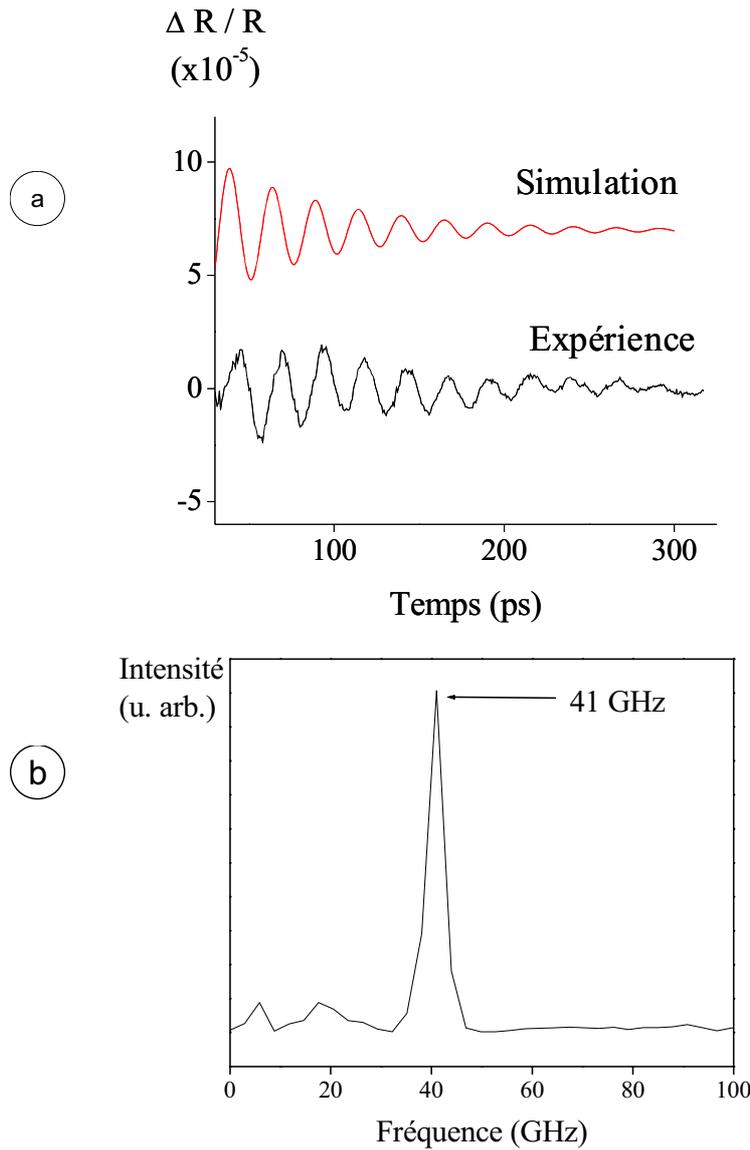


Figure 70 : Variation de réflectivité d'un substrat en InP

En comparaison avec les métaux, l'InP est faiblement absorbant à 800 nm, et les faisceaux pompe et sonde pénètrent dans le milieu sur une épaisseur relativement importante ( $\zeta = 318$  nm dans le cas présent, avec  $n = 3.45 + 0.2i$  [Iof]). Dès lors, la génération et la détection acoustique ont toutes deux lieu sur une profondeur importante. L'onde sonde interfère avec l'onde acoustique se propageant vers l'intérieur du substrat, de telle sorte qu'il est possible d'observer des oscillations de type Brillouin, dont la fréquence est donnée par la relation (2-81). Pour observer ces oscillations, la contribution acoustique est extraite de la variation de réflectivité totale sur la figure 71a. Une simulation numérique effectuée avec notre programme « pico » est également tracée.

Enfin, le spectre de cette contribution est visible sur la figure 71b. Ce spectre montre la composante fréquentielle des oscillations Brillouin à 41 GHz. Cette fréquence est très proche de la valeur théorique de 39.7 GHz donnée par la relation (2-81) avec  $n = 3.45$ , et  $v_{100} = 4600$  m/s [Iof].



71a : Contribution acoustique à  $\Delta R/R$  : oscillations Brillouin

71b : Spectre du signal acoustique, composante fréquentielle des oscillations Brillouin à 41 GHz

### 3.4 Perspectives d'évolution

Les résultats présentés dans ce dernier paragraphe montrent les ouvertures possibles à développer à partir du banc d'acoustique picoseconde.

D'une part, l'évolution du banc expérimental vers un dispositif « de microscopie photo-élastique à balayage » apparaît tout à fait réalisable, et sera l'objectif de travaux futurs. Les limitations actuelles du banc de test pour une telle évolution sont principalement liées à la

stabilité du laser et au temps d'acquisition. De ce fait, une nouvelle thèse (Hélène Michel) débute en collaboration avec le CPMOH sur cette thématique.

D'autre part, l'acoustique picoseconde peut également délivrer des informations sur les milieux semi-conducteurs, et la caractérisation d'épitaxies par acoustique picoseconde est une perspective particulièrement prometteuse.

## Conclusion

Nous avons présenté dans ce dernier chapitre les principaux résultats expérimentaux obtenus sur le banc de test d'acoustique picoseconde que nous avons développé au laboratoire IXL. Après avoir illustré l'apport de l'interférométrie pour l'analyse de structures à base d'or, nous avons présenté plusieurs résultats obtenus en réflectométrie sur des circuits intégrés.

Le signal acoustique fournit plusieurs informations sur la structure sondée, et la comparaison de simulations avec les résultats expérimentaux permet d'évaluer des propriétés physiques des matériaux analysés (épaisseur, qualité des interfaces, propriétés électroniques, mécaniques...). Malgré les limites actuelles dues à la non-prise en compte de certains effets, le programme de simulation s'avère être très utile pour la compréhension des signaux expérimentaux, notamment dans le cas de l'analyse de structures complexes telles que des circuits intégrés, comme nous l'avons examiné dans la partie 3 dans laquelle nous avons pu observer les réponses d'un plot de connexion et d'une métallisation passivée. L'influence de la passivation sur le signal acoustique a été établie, et nous avons pu voir que l'intérêt premier d'une analyse par acoustique picoseconde réside dans la propension de la technique à délivrer des informations sur chacune des couches de l'empilement étudié.

Dans la dernière partie de ce chapitre, plusieurs résultats expérimentaux ont été présentés pour illustrer les perspectives de développement : un résultat obtenu sur un substrat en phosphore d'indium a montré l'intérêt de l'acoustique picoseconde pour la caractérisation de milieux semi-conducteurs, et deux résultats ont mis en évidence le potentiel de la technique pour la cartographie de structures microélectroniques. Ces résultats sont les premiers pas vers un dispositif de « *microscopie photoélastique à balayage* ».

# **Conclusion générale**



L'objectif de ce travail de thèse était de développer au laboratoire IXL un banc expérimental basé sur la technique d'acoustique picoseconde et d'évaluer le potentiel de la technique pour l'analyse des circuits intégrés. Deux axes de recherches ont été établis, concernant d'une part la conception d'un banc expérimental, et d'autre part le développement d'un programme de simulation permettant d'interpréter les résultats expérimentaux.

Avant de traiter de ces deux parties, ce mémoire a d'abord situé l'acoustique picoseconde dans le contexte des techniques d'analyse des composants microélectroniques par faisceau laser. Ces techniques ont été recensées selon trois modes opératoires :

- techniques de type pompe impliquant l'utilisation du laser comme source perturbatrice du circuit intégré,
- techniques sonde pour lesquelles le faisceau laser est un outil de lecture d'une perturbation,
- et techniques de type pompe – sonde combinant les deux principes précédents.

La technique d'acoustique picoseconde, relevant de ce dernier groupe, a été présentée comme technique combinant les principes de la microscopie acoustique et de l'analyse par faisceau laser.

Sur le plan théorique, un programme de simulation numérique a été développé afin de simuler les phénomènes de génération et de détection d'ondes acoustiques au moyen d'impulsions laser ultracourtes. Ce programme a été développé sous le logiciel Matlab, à partir d'un modèle théorique décrit dans le deuxième chapitre. Dans le cadre d'une approche multicouche, les équations analytiques ont été établies régissant d'une part la génération d'un champ acoustique, et d'autre part la réponse optique d'un échantillon stratifié soumis à un tel champ. Cette réponse optique se caractérise par la variation de deux paramètres de l'échantillon : l'amplitude  $\rho$  et la phase  $\delta\phi$  du coefficient de réflexion optique. Des illustrations ont ensuite permis de présenter les différentes composantes du signal en fonction du type d'échantillon analysé. En particulier, les oscillations de Brillouin et l'effet Fabry-Pérot, phénomènes intervenant dans la réponse d'un circuit intégré passivé, ont été décrits.

Le troisième chapitre de ce mémoire a présenté le dispositif expérimental que nous avons mis au point au laboratoire IXL, ainsi que les différents éléments d'instrumentation sur lesquels il repose. Ce dispositif, initialement basé sur un banc en réflectométrie, a ensuite évolué vers un montage interférométrique reposant sur le principe de l'interféromètre de Sagnac, et présentant l'avantage d'obtenir des informations sur la phase et sur l'amplitude de

la variation de réflectivité. Dans ce chapitre, la méthode d'acquisition du signal expérimental a également été détaillée, ainsi que la procédure d'extraction de l'information d'origine acoustique du signal global.

Les résultats expérimentaux présentés dans le quatrième chapitre montrent que de nombreuses informations sont délivrées par une expérience d'acoustique picoseconde et démontrent l'intérêt indéniable de la technique pour l'analyse de composants microélectroniques. Son atout principal réside dans son potentiel pour l'analyse de chacune des couches d'une structure stratifiée, par exemple pour signaler les points faibles d'un procédé technologique. De nombreux champs d'application peuvent être explorés : l'analyse de construction, l'analyse de défaillance de circuits intégrés, ainsi que la caractérisation des propriétés physiques des différents matériaux utilisés pour l'industrie microélectronique. Son application pour la *métrologie des circuits intégrés* pourrait contribuer à répondre aux besoins exprimés par l'International Technology Roadmap for Semiconductors (ITRS) en terme de caractérisation des dispersions des différentes étapes du processus de fabrication.

Les perspectives de développement du système conçu au laboratoire IXL sont axées sur l'amélioration des performances afin de faire évoluer le banc de test vers un dispositif de *microscopie photoélastique à balayage*. Plusieurs résultats expérimentaux ont en effet souligné le potentiel de l'acoustique picoseconde pour la cartographie, et montrent que la technique offre des perspectives intéressantes pour la localisation de défauts.

Ces perspectives s'inscrivent dans la logique de développement de nouvelles techniques d'analyses de composants microélectroniques par faisceau laser. Si les sources laser impulsionnelles sont de plus en plus fréquemment employées pour les techniques de type pompe, leur utilisation pour l'application de techniques pompe – sonde semble également offrir de nouvelles perspectives prometteuses car elle autorise l'étude de phénomènes intervenant dans les circuits intégrés à des échelles de temps aussi courtes qu'une picoseconde, voire une centaine de femtosecondes.

# Annexes



# 1 Réflexion et réfraction d'une onde électromagnétique sur une interface : formules de Fresnel

Considérons une onde plane, de polarisation quelconque, incidente sur une interface entre deux milieux d'indices de réfraction  $n_1$  et  $n_2$  (figure A.1). Dans le cas général, l'angle d'incidence de l'onde sur le plan d'incidence est quelconque, et l'onde peut être décomposée en la somme de deux composantes orthogonales polarisées linéairement :

- une composante parallèle au plan d'incidence ( $Oxz$ ), appelée polarisation  $p$ ,
- et une composante perpendiculaire au plan ( $Oxz$ ), appelée polarisation  $s$  (de l'allemand senkrecht signifiant perpendiculaire).

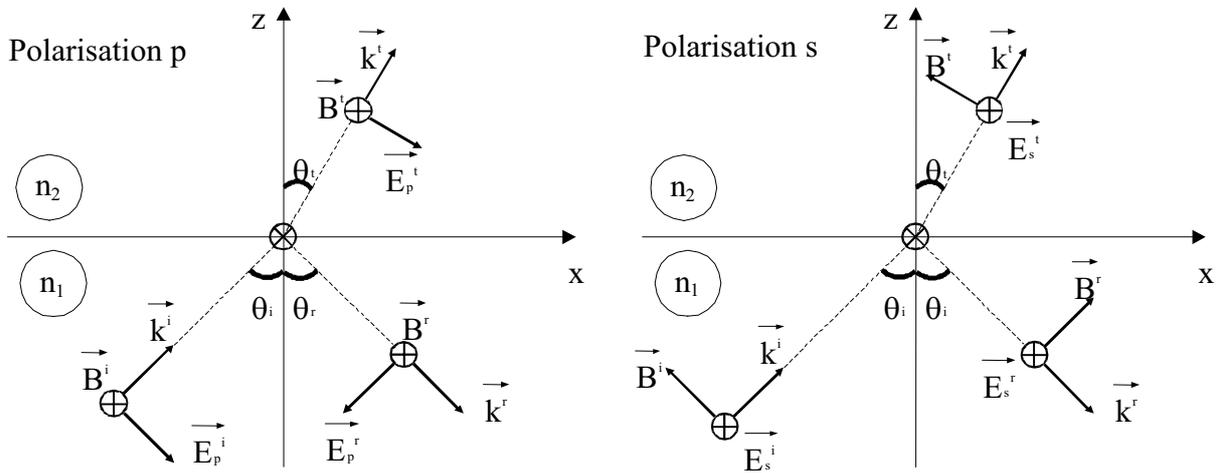


Figure A.1 : réflexion et transmission des polarisations  $s$  et  $p$   
à l'interface entre deux milieux

Ces deux polarisations donnent lieu à des ondes transmises et réfléchies selon le schéma de la figure 2-2. Les coefficients de réflexion et de transmission pour les deux polarisations  $s$  et  $p$  sont donnés par les formules de Fresnel [Tur94] :

$$\begin{aligned}
 r_s &= \frac{E_s^r}{E_s^i} = \frac{n_1 \cos(\theta_i) - n_2 \cos(\theta_t)}{n_1 \cos(\theta_i) + n_2 \cos(\theta_t)} \quad \text{et} \quad t_s = \frac{E_s^t}{E_s^i} = \frac{2n_1 \cos(\theta_i)}{n_1 \cos(\theta_i) + n_2 \cos(\theta_t)} \\
 r_p &= \frac{E_p^r}{E_p^i} = \frac{n_2 \cos(\theta_i) - n_1 \cos(\theta_t)}{n_2 \cos(\theta_i) + n_1 \cos(\theta_t)} \quad \text{et} \quad t_p = \frac{E_p^t}{E_p^i} = \frac{2n_1 \cos(\theta_i)}{n_2 \cos(\theta_i) + n_1 \cos(\theta_t)}
 \end{aligned}
 \tag{A-1}$$

Pour nos travaux, les faisceaux pompe et sonde sont en incidence normale. Dans ce cas les coefficients de transmission et de réflexion sont indépendants de la polarisation et sont donnés par :

$$r = \frac{E^r}{E^i} = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \quad \text{et} \quad t_p = \frac{E_p^t}{E_p^i} = \frac{2n_1}{n_2 + n_1}, \quad (\text{A-2})$$

## 2 Coefficients photoélastiques

Dans cette annexe, les coefficients photoélastiques présentés dans le chapitre 2 sont explicités à partir des variations diélectriques d'un milieu soumis à une déformation acoustique. Dans un milieu quelconque, la constante diélectrique  $\tilde{\epsilon}$  est définie par un tenseur, et le tenseur imperméabilité diélectrique  $\tilde{B}$  est défini comme étant l'inverse du tenseur diélectrique :

$$\tilde{B}_{ij} \tilde{\epsilon}_{jk} = (\tilde{\epsilon}^{-1})_{ij} \tilde{\epsilon}_{jk} = \left( \frac{1}{\tilde{n}^2} \right)_{ij} \tilde{\epsilon}_{jk} = \delta_{ik}, \quad (\text{A-3})$$

où  $\delta_{ij}$  est le symbole de Kronecker et vaut 1 pour  $i = k$  et 0 sinon.

Il est admis que les modifications des propriétés optiques d'un tel milieu perturbé par une variation de température, de distribution de porteurs, ou encore une vibration acoustique peuvent être représentées à travers une variation de sa constante diélectrique – ou de son indice de réfraction - et donc du tenseur imperméabilité diélectrique [Nye57, Yar84]. Ces trois grandeurs sont dans ce cas être vues en présence d'une perturbation comme la somme de la composante à l'équilibre et d'une composante due à la perturbation, soit :

$$\begin{cases} \tilde{\epsilon}' = \tilde{\epsilon} + \Delta\tilde{\epsilon} \\ \tilde{n}' = \tilde{n} + \Delta\tilde{n} \\ \tilde{B}' = \tilde{B} + \Delta\tilde{B} \end{cases} \quad (\text{A-4})$$

Lorsque la perturbation est une déformation acoustique, l'effet photoélastique mis en jeu est classiquement décrit par la relation tensorielle suivante traduisant la perturbation de  $\tilde{B}$  sous l'effet de la déformation qui dans le cas général s'exprime également sous la forme d'un tenseur  $\eta_{kl}$  [Yar84, Sal91] :

$$\Delta\tilde{B}_{ij} = \Delta \left( \frac{1}{\tilde{n}^2} \right)_{ij} = \tilde{p}_{ijkl} \eta_{kl}. \quad (\text{A-5})$$

Les composantes du tenseur  $\tilde{p}_{ijkl}$  sont appelées coefficients photoélastiques et sont des constantes sans dimension dépendantes du milieu.

Pour de faibles perturbations de l'indice de réfraction, on a la relation :

$$d\tilde{n} = -\frac{1}{2}\tilde{n}^3 d\left(\frac{1}{\tilde{n}^2}\right), \quad (\text{A-6})$$

et la variation de l'indice optique sous l'effet du tenseur des déformations s'écrit alors :

$$(\Delta\tilde{n})_{ij} = -\frac{1}{2}\tilde{n}^3 \tilde{p}_{ijkl}\eta_{kl}, \quad (\text{A-7})$$

Dans notre cas, la déformation étant longitudinale, elle se limite à sa composante se propageant selon l'axe  $z$ , la relation tensorielle précédente se restreint finalement à une forme scalaire :

$$\Delta\tilde{n} = -\frac{1}{2}\tilde{n}^3 \tilde{p}\eta(z). \quad (\text{A-8})$$

### 3 Variation de réflectivité d'un échantillon stratifié soumis à un champ acoustique

Dans cette annexe, les étapes de calcul menant à l'expression de la variation de réflectivité d'une structure multicouche sont décrites en exprimant la relation matricielle liant les champs électriques de l'impulsion sonde dans l'ensemble de la structure (cf. §2.1.1 du chapitre 2), lorsque celle-ci est soumise à un champ acoustique. Lorsque le champ acoustique est localisé dans la couche  $m$ , la matrice de transfert totale de la structure perturbée  $M_N'$  s'écrit d'après (2-30) :

$$\begin{aligned} M_N' &= \tau_{0I} \cdot P_I \cdots \tau_{m-1,m} [P_m + \Delta P_m \cdot P_m] \tau_{m,m+1} \cdot P_{m+1} \cdots P_{N-1} \cdot \tau_{N-1,N} \\ &= M_N + M_N \cdot (M_{m,N})^{-1} \cdot \Delta P_m \cdot M_{m,N} \\ &= M_N \left( Id + (M_{m,N})^{-1} \cdot \Delta P_m \cdot M_{m,N} \right) \\ &= M_N (Id + Q_m) \end{aligned} \quad (\text{A-9})$$

$$\text{avec } M_{m,N} = P_m \cdot \tau_{m,m+1} \cdot P_{m+1} \cdots P_{N-1} \cdot \tau_{N-1,N}.$$

$\Delta P_m$  est la somme des contributions  $\Delta P_m^\eta$  et  $\Delta P_m^u$ . Les matrices  $M_n$ ,  $\tau_{m,m+1}$ , et  $P_m$  sont les matrices de passage de la structure non perturbée (cf. (2-28) à (2-30)).

Exprimons maintenant le coefficient de réflexion  $\tilde{r}'_m$  de la structure perturbée, rapport du champ électrique réfléchi par l'échantillon  $\tilde{b}_0$  au champ incident  $a_0$  (2-32) :

$$\tilde{r}'_m = \frac{\tilde{b}_0}{a_0} = \frac{M_{N21}'}{M_{N11}'} = \frac{M_{N21} + M_{N21}Q_{m11} + M_{N22}Q_{m21}}{M_{N11} + M_{N11}Q_{m11} + M_{N12}Q_{m21}}. \quad (\text{A-10})$$

$\tilde{r}'_m$  peut alors être exprimé en fonction du coefficient de réflexion de la structure non perturbée  $\tilde{r}_0$  ( $\tilde{r}_0 = M_{N21} / M_{N11}$ ) :

$$\tilde{r}'_m = \tilde{r}_0 \left( 1 + \frac{\left( \frac{M_{N22}}{M_{N21}} - \frac{M_{N12}}{M_{N11}} \right) Q_{m21}}{1 + Q_{m11} + \frac{M_{N12}}{M_{N11}} Q_{m21}} \right). \quad (\text{A-11})$$

La variation relative de réflectivité induite par la propagation de la déformation acoustique dans la couche  $m$  est donc donnée par :

$$\frac{\Delta \tilde{r}}{\tilde{r}_0} = \frac{\tilde{r}'_m - \tilde{r}_0}{\tilde{r}_0} = \frac{\det(M_N) Q_{m21}}{M_{N11} M_{N21} \left( 1 + Q_{m11} + \frac{M_{N12}}{M_{N11}} Q_{m21} \right)}. \quad (\text{A-12})$$

Les expressions de  $Q_{m21}$  et  $Q_{m11}$  sont obtenues à partir des relations (2-28) à (2-30) et des expressions donnant les contributions  $\Delta P_m^n$  et  $\Delta P_m^u$  (relations (2-62) et (2-64)) :

$$Q_{m21} = \frac{M_{N11}^2}{a_0^2 \det(M_{m,N})} \left\{ \frac{ik_0^2}{2\tilde{k}_m} \frac{d\tilde{\varepsilon}_m}{d\eta} \int_0^{d_m} [\tilde{a}_m \exp(ik_m z) + \tilde{b}_m \exp(-ik_m z)]^2 \eta(z) dz \right. \\ \left. + 2i \sin[\tilde{k}_m (u_{m+1} - u_m)] \tilde{a}_m \tilde{b}_m \right\},$$

et

$$Q_{m11} = \frac{1}{\det(M_{m,N})} \left\{ \begin{aligned} & -\frac{ik_0^2}{2\tilde{k}_m} \frac{d\tilde{\varepsilon}_m}{d\eta} \int_0^{d_m} \left[ \begin{aligned} & M_{m,N11} M_{m,N22} + M_{m,N21} M_{m,N12} \\ & + M_{m,N21} M_{m,N22} \exp(-2i\tilde{k}_m z) \\ & + M_{m,N11} M_{m,N12} \exp(2i\tilde{k}_m z) \end{aligned} \right] \eta(z) dz \\ & + M_{m,N11} M_{m,N22} \exp[-i\tilde{k}_m (u_{m+1} - u_m)] \\ & - M_{m,N21} M_{m,N12} \exp[i\tilde{k}_m (u_{m+1} - u_m)] \\ & - \det(M_{m,N}) \end{aligned} \right\} \quad (\text{A-13})$$

Compte tenu de l'ordre de grandeur des déplacements  $u_i$  (inférieurs au nm), des simplifications peuvent être faites :

$$Q_{m21} \approx \frac{M_{N11}^2}{a_0^2 \det(M_{m,N})} \left\{ \frac{ik_0^2}{2\tilde{k}_m} \frac{d\tilde{\varepsilon}_m}{d\eta} \int_0^{d_m} [\tilde{a}_m \exp(i\tilde{k}_m z) + \tilde{b}_m \exp(-i\tilde{k}_m z)]^2 \eta(z) dz \right. \\ \left. + 2i\tilde{k}_m (u_{m+1} - u_m) \tilde{a}_m \tilde{b}_m \right\}, \quad (\text{A-14})$$

et

$$Q_{m11} \approx \frac{M_{N11}}{a_0 \det(\mathbf{M}_{m,N})} \left\{ \begin{array}{l} -\frac{ik_0^2}{2\tilde{k}_m} \frac{d\tilde{\varepsilon}_m}{d\eta} \int_0^{d_m} \left[ \tilde{a}_m (M_{m,N22} + M_{m,N12} \exp(2i\tilde{k}_m z)) \right. \\ \left. + \tilde{b}_m (M_{m,N12} + M_{m,N22} \exp(-2i\tilde{k}_m z)) \right] \eta(z) dz \\ -i\tilde{k}_m (u_{m+1} - u_m) (\tilde{a}_m M_{m,N22} + \tilde{b}_m M_{m,N21}) \end{array} \right\}$$

Une étude numérique des valeurs de  $Q_{m11}$  et  $Q_{m21}$  à l'aide du logiciel Matlab montre que le terme  $Q_{m11} + \frac{M_{N12}}{M_{N11}} Q_{m21}$  présent dans (A-12) est négligeable devant l'unité. De plus, on a la relation :

$$\det(\mathbf{M}_m) = \frac{n_N}{n_m}. \quad (\text{A-15})$$

Dans ces conditions, la contribution de la couche  $m$  à la variation de réflectivité s'écrit finalement après simplification :

$$\left( \frac{\Delta \tilde{r}}{\tilde{r}_0} \right)_m \approx \frac{ik_0}{a_0 \tilde{b}_0} \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2} \frac{d\tilde{\varepsilon}_m}{d\eta} \int_0^{d_m} [\tilde{a}_m \exp(i\tilde{k}_m z) + \tilde{b}_m \exp(-i\tilde{k}_m z)]^2 \eta(z) dz \\ + 2\tilde{\varepsilon}_m (u_{m+1} - u_m) \tilde{a}_m \tilde{b}_m \end{array} \right\}. \quad (\text{A-16})$$

## 4 Détermination de l'intensité reçue par le photodétecteur en interférométrie

Cette annexe établit l'expression analytique de l'intensité reçue par le photodétecteur A pour l'interféromètre de Sagnac modifié que nous avons conçu (cf. figure 43). Un rappel du formalisme de Jones est tout d'abord fait. La nature des champs électriques incidents sur le photodétecteur, et leur contribution à l'intensité totale sont ensuite établis.

La nature vectorielle de l'état de polarisation d'une onde plane monochromatique, permet de représenter celui-ci par une matrice. R.C. Jones a introduit en 1941 un formalisme reposant sur ce principe pour l'étude de la propagation d'ondes entièrement polarisées [Jon41]. L'idée est d'associer au vecteur champ électrique  $\mathbf{E}$  une matrice composée de ses composantes selon les axes de polarisation. Prenons le cas général d'une onde plane monochromatique se propageant selon l'axe  $z$ , de vecteur champ électrique  $\mathbf{E}$  :

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \tilde{\mathbf{E}}_0 \exp[i(\omega t - kz)], \quad (\text{A-17})$$

avec  $\tilde{\mathbf{E}}_0 = A_x \exp[i\varphi_x] \hat{x} + A_y \exp[i\varphi_y] \hat{y}$

La polarisation de cette onde est représentée par le *vecteur de Jones normé*, que l'on exprime dans la base  $(x,y)$  par :

$$J = \frac{1}{\sqrt{A_x^2 + A_y^2}} \begin{pmatrix} A_x \exp(i\varphi_x) \\ A_y \exp(i\varphi_y) \end{pmatrix}, \quad (\text{A-18})$$

A chaque état de polarisation correspond un vecteur de Jones. Le tableau A.1 donne quelques cas particuliers.

| <b>Polarisation</b>                   | <b>Vecteur de Jones normalisé</b>                          |
|---------------------------------------|--|
| Verticale (suivant $\vec{O}y$ )       | $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$                     |
| Horizontale (suivant $\vec{O}x$ )     | $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$                     |
| Linéaire, à $45^\circ$ de $\vec{O}x$  | $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$  |
| Linéaire, à $-45^\circ$ de $\vec{O}x$ | $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$ |
| Circulaire droite                     | $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$  |
| Circulaire gauche                     | $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i \\ 1 \end{pmatrix}$  |

*Tableau A.1 : Vecteurs de Jones normalisés  
d'états de polarisation particuliers [Tur94]*

Lorsque cette onde traverse un élément d'optique, sa polarisation est susceptible d'y être modifiée. Dans le formalisme de Jones, un élément d'optique est donc représenté par une matrice  $M_{2 \times 2}$ , permettant d'établir une relation entre le champ électrique incident  $E^i$  et le champ transmis par l'élément  $E^t$  :

$$\begin{pmatrix} \tilde{E}_x^t \\ \tilde{E}_y^t \end{pmatrix} = M_{2 \times 2} \begin{pmatrix} \tilde{E}_x^i \\ \tilde{E}_y^i \end{pmatrix}, \quad (\text{A-19})$$

Par suite, le champ électrique transmis par une série d'éléments de matrices de Jones  $M_l$  à  $M_n$ , traversés selon le sens croissants des indices, s'écrit en fonction du champ incident :

$$\begin{pmatrix} \tilde{E}_x^t \\ \tilde{E}_y^t \end{pmatrix} = M_n M_{n-1} \cdots M_1 \begin{pmatrix} \tilde{E}_x^i \\ \tilde{E}_y^i \end{pmatrix}, \quad (\text{A-20})$$

Les éléments entrant en jeu dans notre montage sont des lames demi-onde et quart d'onde, ainsi qu'un polariseur. Les matrices de Jones associées à ces éléments sont données dans le tableau 3.3, en fonction de l'orientation  $\theta$  de leur axe principal par rapport à l'axe x :

| Élément                           | Matrice de Jones   |
|-----------------------------------|--|
| Lame demi-onde ( $\lambda/2$ )    | $i \begin{pmatrix} \cos(2\theta) & \sin(2\theta) \\ \sin(2\theta) & -\cos(2\theta) \end{pmatrix}$  |
| Lame quart d'onde ( $\lambda/4$ ) | $\begin{pmatrix} \cos^2(\theta)\exp\left(\frac{i\pi}{4}\right) + \sin^2(\theta)\exp\left(\frac{-i\pi}{4}\right) & i\sqrt{2}\sin(\theta)\cos(\theta) \\ i\sqrt{2}\sin(\theta)\cos(\theta) & \cos^2(\theta)\exp\left(\frac{-i\pi}{4}\right) + \sin^2(\theta)\exp\left(\frac{i\pi}{4}\right) \end{pmatrix}$ |
| Polariseur linéaire               | $\begin{pmatrix} \cos^2(\theta) & \cos(\theta)\sin(\theta) \\ \cos(\theta)\sin(\theta) & \sin^2(\theta) \end{pmatrix}$   |

Tableau A.2 :

*Matrices de Jones de certains éléments d'optique : lames demi-onde, quart d'onde et polariseur linéaire [Tur94]*

Pour déterminer l'expression du champ électrique reçu par la photodiode A du montage interférométrique, il suffit donc d'effectuer un produit matriciel des matrices de Jones de chacun des éléments rencontrés par chacune des composantes du champ finalement recueilli par la photodiode (ces composantes sont détaillées en § 2.1.1) :

- la composante du faisceau référence  $\mathbf{E}_r$  qui a parcouru deux fois le bras court de l'interféromètre,
- la composante du faisceau sonde qui a parcouru deux fois le bras long ( $\mathbf{E}_s^{2L}$ ),
- la composante du faisceau sonde qui a parcouru chacun des deux bras ( $\mathbf{E}_s^L$ ),
- et la composante du faisceau référence qui a également parcouru les deux bras ( $\mathbf{E}_r^L$ ).

Une fois  $\mathbf{E}_r$ ,  $\mathbf{E}_s^{2L}$ ,  $\mathbf{E}_s^L$  et  $\mathbf{E}_r^L$  déterminés, le champ électrique reçu par le photodétecteur A est la somme de ces quatre composantes. On trouvera :

|   |        |
|---|--------|
| $\mathbf{E}(\theta) = \mathbf{E}_R^L + \mathbf{E}_S^L + \mathbf{E}_S^{2L} + \mathbf{E}_R$ , | (A-21) |
|---|--------|

avec :

$$\begin{aligned}
\mathbf{E}_R^L(\theta) &= E_0 \frac{\hat{x} + \hat{y}}{16} \{(1 + i[\sin(2\theta) - \cos(2\theta)])r'\}, \\
\mathbf{E}_S^L(\theta) &= E_0 \frac{\hat{x} + \hat{y}}{16} \{-(1 + i[\cos(2\theta) + \sin(2\theta)])r'\}, \\
\mathbf{E}_R(\theta) &= E_0 \frac{\hat{x} + \hat{y}}{16} \{(i - \cos(2\theta) - \sin(2\theta))r \exp(ik_0L)\}, \\
\text{et } \mathbf{E}_S^{2L}(\theta) &= E_0 \frac{\hat{x} + \hat{y}}{16} \{(i - \sin(2\theta) + \cos(2\theta))r' \exp(-ik_0L)\}
\end{aligned}
\tag{A-22}$$

# Liste des symboles

| Symbole                       | Signification   | Unité              |
|-------------------------------|---|--------------------|
| $\alpha$                      | Absorption optique                                      | $m^{-1}$           |
| $\tilde{a}, \tilde{b}$        | Amplitudes du champ électrique progressif et rétrograde | $V.m^{-1}$         |
| $\tilde{A}_m, \tilde{B}_m$    | Amplitudes du déplacement progressif et rétrograde      | m                  |
| $B$                           | Module d'élasticité volumique                           | Pa                 |
| $\beta$                       | Coefficient linéaire de dilatation thermique            | $K^{-1}$           |
| $C$                           | Chaleur spécifique                                      | $J.kg^{-1}.K^{-1}$ |
| $d$                           | Epaisseur d'une couche                                  | m                  |
| $d\tilde{\varepsilon}/d\eta$  | Constante photoélastique                                |                    |
| $\delta\phi(t)$               | Variation de phase du coefficient de réflexion optique  |                    |
| $\Delta T(z,t)$               | Variation de température                                | K                  |
| $E$                           | Vecteur champ électrique                                | $V.m^{-1}$         |
| $\varepsilon$                 | Constante diélectrique                                  |                    |
| $f_{ac}, f_{opt}$             | Fréquence acoustique, optique                           | Hz                 |
| $g$                           | Constante de couplage électron - phonon                 | $W.m^{-3}K^{-1}$   |
| $H$                           | Vecteur champ magnétique                                | $A.m^{-1}$         |
| $\eta(z,t)$                   | Déformation acoustique                                  |                    |
| $\kappa$                      | Conductivité thermique                                  | $W.m^{-1}K^{-1}$   |
| $k$                           | Vecteur d'onde optique                                  | $m^{-1}$           |
| $\lambda_{ac}, \lambda_{opt}$ | Longueur d'onde acoustique, optique                     | m                  |
| $M$                           | Matrice de transfert du champ EM dans une multicouche   |                    |
| $\mu$                         | Perméabilité magnétique                                 | $H.m^{-1}$         |
| $n$                           | Indice de réfraction                                    |                    |
| $\tilde{p}$                   | Coefficient photoélastique                              |                    |
| $P$                           | Matrice de passage du champ EM au sein d'une couche     |                    |
| $q$                           | Vecteur d'onde acoustique                               | $m^{-1}$           |
| $Q$                           | Energie d'une impulsion laser                           | J                  |
| $r, t$                        | Coefficients de réflexion et de transmission optique    |                    |
| $R$                           | Réflectivité optique                                    |                    |

|               |  |                                     |
|---------------|--|-------------------------------------|
| $R(z)$        | Rayon de courbure du front d'onde laser                          | m                                   |
| $\rho$        | Densité volumique  | kg.m <sup>-3</sup>                  |
| $\rho(t)$     | Variation relative du module du coefficient de réflexion optique |                                     |
| $S$           | Surface éclairée   | m <sup>2</sup>                      |
| $\sigma(z,t)$ | Contrainte   | Pa                                  |
| $\tau$        | Matrice de transfert du champ EM sur une interface               |                                     |
| $T$           | Matrice de transfert du champ acoustique dans une multicouche    |                                     |
| $\Gamma$      | Matrice de transfert du champ acoustique                         |                                     |
| $u(z,t)$      | Déplacement  | m                                   |
| $v$           | Vitesse longitudinale du son                                     | m.s <sup>-1</sup>                   |
| $\omega$      | Pulsation optique, acoustique                                    | rad.s <sup>-1</sup>                 |
| $w(z)$        | Rayon caractéristique de l'onde gaussienne                       | m                                   |
| $W$           | Energie déposée par unité de volume                              | J.m <sup>-3</sup>                   |
| $z_0$         | Paramètre confocal   | m                                   |
| $z$           | Profondeur   | m                                   |
| $\zeta$       | Profondeur de pénétration optique                                | m                                   |
| $Z$           | Impédance acoustique   | kg.m <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup> |

# **Bibliographie**



- [And03] G. Andriamonje, V. Pouget, Y. Ousten, D. Lewis, Y. Danto, J.M. Rampnoux, Y. Ezzahri, S. Dilhaire, S. Grauby, W. Claeys, C. Rossignol, B. Audoin, **“Application of picosecond ultrasonics to non-destructive analysis in VLSI circuits”** – Microelectronics Reliability, vol. 43, pp. 1803-7, 2003.
- [And03(2)]G. Andriamonje, Y. Ousten, **“Defect and materials analysis of IC’s interconnections using laser ultrasonics”** – Proceedings of the 27<sup>th</sup> International Conference of the International Microelectronics And Packaging Society (IMAPS), Poland Chapter, pp.103-6, 2003.
- [And04] G. Andriamonje, V. Pouget, Y. Ousten, D. Lewis, B. Plano, Y. Danto, **“Structural analysis of integrated circuits using scanning laser ultrasonics”** – Proceedings of the 42<sup>nd</sup> annual IEEE International Reliability Physics Symposium, pp. 375-80, 2004.
- [Ant02] G.A. Antonelli, H.J. Maris, S.G. Malhotra, J.M.E. Harper, **“A study of the vibrational modes of a nanostructure with picosecond ultrasonics”** – Physica B, vol. 316-317, pp. 434-7, 2002.
- [Atk98] S. Atkins, L. Teems, W. Rowe, P. Selby, R. Vaughters, **“Use of C-SAM acoustical microscopy in package evaluations and failure analysis”** – Microelectronics Reliability, vol. 38, pp.773-85, 1998.
- [Aug02] J. Augereau, Y. Ousten, L. Béchou, Y. Danto, **“Acoustic analysis of an assembly: Structural identification by signal processing (wavelets)”** – Microelectronics Reliability, vol. 42, pp. 1517-22, 2002.
- [Bea02] F. Beaudoin, **“Localisation de défaut par la face arrière des circuits intégrés”** – Thèse de doctorat de l’université Bordeaux 1, n°2605, 2002.
- [Bea03] T. Beauchêne, D. Lewis, F. Beaudoin, V. Pouget, R. Desplats, P. Fouillat, P. Perdu, M. Bafleur, D. Tremouilles, **“Thermal laser stimulation and NB-OBIC techniques applied to ESD defect localization”** – Microelectronics Reliability, vol. 43, pp. 439-44, 2003.
- [Bea04] T. Beauchêne, **“Etude et localisation de défauts dans les circuits intégrés par stimulation photoélectrique laser”** - Thèse de doctorat de l’Université Bordeaux 1, n° 2811, 2004.

- [Bec98] L. Béchou, **“Conception et réalisation d’un système ultrasonore à balayage appliqué au diagnostic de défauts dans les micro-assemblages. Contribution à l’aide à l’interprétation par traitement de l’image et du signal”** - Thèse de doctorat de l’Université Bordeaux 1, n°1853, 1998.
- [Bel85] A.I. Beltzer, N. Brauner, **“Elastic waves propagation in polycrystalline media: a causal response”** – Applied Physics Letters, vol. 47 (10), pp.1054-5, 1985.
- [Ber96] H. Bergner, K. Hempel, G. Sargsjan, **“Contactless detection of optical induced current in microelectronic devices by capacitive coupling”** – Microelectronic Engineering, pp. 115-122, 1996.
- [Ble69] I.A. Blech, E.S. Meieran, **“Electromigration in thin Al films”** – Journal of Applied Physics, vol. 40 (2), pp. 485-91, 1969.
- [Bon98] B. Bonello, B. Perrin, C. Rossignol, **“Photothermal properties of bulk and layered materials by the picosecond acoustics technique”** – Journal of Applied Physics, vol. 83 (6), pp.3081-8.
- [Bor99] M. Born et E. Wolf, **“Principles of optics, 7<sup>th</sup> edition”** - Cambridge University press, Cambridge, 1999.
- [Bos02] C.A.C. Bosco, A. Azevedo, L.H. Acioli, **“Laser-wavelength dependence of the picosecond ultrasonic response of a NiFe/NiO/Si structure”** – Physical Review B, vol. 66, pp. 125406-1 à 7, 2002.
- [Bri84] L.J. Brillson, M.L. Slade, A.D. Katnani, M.K. Kelly, G. Margaritondo, **“Reduction of silicon-aluminium interdiffusion by improved semiconductor surface ordering”** – Applied Physics Letters, vol. 44 (1), pp. 110-2, 1984.
- [Buc96] S. Buchner, A.B. Campbell, D. McMorro, J. Melinger, M. Masti, Y.J. Chen, **“Modification of single event upset cross section of an SRAM at high frequencies”** – IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 43 (3), pp. 924-30, 1996.
- [Cap96] W.S. Capinski et H.J. Maris, **“Improved apparatus for picosecond pump-probe optical measurements”** – Review of Scientific Instruments, vol. 67, n°8, pp. 2720-6, 1996.
- [Cap99] W.S. Capinski, H.J. Maris, T. Ruf, M. Cardona, K. Ploog, D.S. Katzer, **“Thermal conductivity measurements of GaAs/AlAs superlattices using a picosecond**

- optical pump-probe technique**” – Physical Review B, vol. 59 (12), pp. 8105-13, 1999.
- [Cha01] J.P. Chambaret, O. Albert, P. Rousseau, G. Hamoniaux, G. Chériaux, J.P. Rousseau, L. Notebaert, M. Pittman, et S. Ferré, **“Caractérisation et contrôle de la phase temporelle des impulsions femtoseconde”** – Systèmes femtosecondes, Publications de l’Université de Saint-Etienne, pp. 123-40, 2001.
- [Che00] F. Chen, B. Li, T.D. Sullivan, C.L. Gonzalez, C.D. Muzzy, H.K. Lee, M.D. Levy, M.W. Dashiell, J. Kolodzey, **“Influence of underlying interlevel dielectric films on extrusion formation in aluminium interconnects”** – Journal of Vacuum Science and Technology B, vol. 18 (6), pp. 2826-34, 2000.
- [Chi01] J.M. Chin, J.C.H Phang, D.S.H. Chan, M. Palaniappan, G. Gilfeather, C.E. Soh, **“Single contact optical beam induced currents”** – Microelectronics Reliability, vol. 41, pp. 1237-42, 2001.
- [Chr98] C. Christofides, **“Photomodulated thermoreflectance investigation of semiconducting implanted wafers”** – Microelectronics Engineering, vol. 40, pp. 251-61, 1998.
- [Col96] E.I. Cole Jr, **“Electron and optical beam testing of integrated circuits using CIVA, LIVA, and LECIVA”** – Microelectronic Engineering, vol. 31, pp. 13-24, 1996.
- [Col99] E.I. Cole Jr, P. Tangyunyong, D.A. Benson, D.L. Barton, **“TIVA and SEI developments for enhanced front and backside interconnection failure analysis”** – Microelectronics Reliability, vol. 39, pp. 991-6, 1999.
- [CRC02] **“CRC Handbook of chemistry and Physics”** – CRC Press, 2002.
- [Dar03] F. Darracq, **“Caractérisation à l’aide d’un laser impulsif de la sensibilité des circuits intégrés aux effets singuliers”** - Thèse de doctorat de l’Université Bordeaux 1, n°2681, 2003.
- [Del00] N. Del Fatti, C. Voisin, M. Achermann, S. Tzortzakis, D. Christofilos, F. Vallée, **“Nonequilibrium electron dynamics in noble metals”** – Physical Review B, vol. 61 (24), pp. 16956-66, 2000.

- [Dev01] A. Devos, C. Lerouge, **“Evidence of laser-wavelength effect in picosecond ultrasonics : possible connection with interband transitions”** – Physical Review Letters, vol. 86 (12), 2001.
- [Dev03] A. Devos, A. Le Louarn, **“Strong effect of interband transitions in the picosecond ultrasonic response of metallic thin films”** – Physical Review B, vol. 68, pp. 045405.1-6, 2003.
- [Don04] W. Dong, J. Ji, S. Liang, M. Zhang, S. Liao, C. Niou, W-T. K. Chien, **“Finding voids in dual damascene Cu vias and their impact on reliability”** – Proceedings of the 42<sup>nd</sup> IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS), pp.343-6, 2004.
- [Eng98] F. Enguehard, L. Bertrand, **“Temporal deconvolution of laser-generated acoustic waves for optical characterization and precise longitudinal acoustic velocity evaluation”** - Journal of the Acoustical Society of America, vol. 103, n°2, pp. 771-84, 1998.
- [Fou90] P. Fouillat, **“Contribution à l’étude de l’interaction entre un faisceau laser et un milieu semiconducteur. Applications à l’étude du latchup et à l’analyse d’états logiques dans les circuits intégrés en technologie CMOS”** - Thèse de Doctorat de l’Université Bordeaux 1, N° 410, 1990.
- [Gil96] R.S. Gilmore, **“Industrial ultrasonic imaging and microscopy”** – Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 29, pp. 1389-1417, 1996.
- [Gra88] H.T. Grahn, H.J. Maris, J. Tauc, K.S. Hatton, **“Elastic properties of silicon oxynitride films determined by picosecond acoustics”** – Applied Physics Letters, vol. 53 (23), pp. 2281-3, 1988.
- [Gra89] H.T. Grahn, H.J. Maris, J. Tauc, **“Picosecond ultrasonics”** – IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 25 (12), pp. 2562-9.
- [Gu02] M. Gu, D. Morrish, **“Three-dimensional trapping of Mie metallic particles by the use of obstructed laser beams”** – Journal of Applied Physics, vol. 91 (3), pp. 1606-12, 2002.
- [Ham] Site Internet de la société Hamamatsu : <http://www.hamamatsu.fr>
- [Hau04] C.S. Hau-Riege, **“An introduction to Cu electromigration”** – Microelectronics Reliability, vol. 44, pp. 195-205, 2004.

- [Hoh00] J. Hohlfeld, S.S Wellershoff, J. Güdde, U. Conrad, V. Jähnke, E. Matthias, ,  
**“Electron and lattice dynamics following optical excitation of metals”** –  
Chemical Physics, vol. 251, pp. 237-58, 2000.
- [Hue55] T. F. Hueter, R. H. Bolt, **“Sonics”** - Wiley press, New York, 1955.
- [Hur00] D.H. Hurley, O.B. Wright, O. Matsuda, V.E. Gusev, O.V. Kolosov, **“Laser  
picosecond acoustics in isotropic and anisotropic materials”** - Ultrasonics, vol.  
38, pp. 470-4, 2000.
- [Hur99] D.H. Hurley, O.B. Wright, **“Detection of ultrafast phenomena by use of a  
modified Sagnac interferometer”** - Optics Letters, vol. 24, pp. 1305-7, 1999.
- [Hüt02] B. Hüttner, **“Optical properties under exposure to ultrashort laser pulses”** –  
Journal of Physics : Condensed Matter, vol. 14, pp. 6689-700, 2002.
- [Hüt98] B. Hüttner, G.C Rohr, **“On the theory of ps and sub-ps laser pulse interaction  
with metals. II. Spatial temperature distribution”** – Applied Surface Science,  
vol. 126, pp. 129-35, 1998.
- [Iof] Site Internet du Ioffe Physico-Technical Institute : **“<http://www.ioffe.rssi.ru>”**
- [ITR03] International Technology Roadmap for Semiconductors, **“Executive summary”** –  
disponible en ligne sur le site Internet <http://public.itrs.net>
- [Jon41] R.C. Jones, **“A new calculus for the treatment of optical systems”** – Journal of  
Optical Society of America, vol. 31, pp. 488-93, 1941.
- [Kan01] H. Kano, K. Misawa, T. Kobayashi, **“Periodic structures in difference phase  
and transmission spectra studied by a femtosecond Sagnac interferometer”** –  
Optics Communications, vol. 188, pp. 1-9, 2001.
- [Koy95] T. Koyama, Y. Mashiko, M. Sekine, H. Koyama, K. Horie, **“New non-bias  
optical beam induced current (NB-OBIC) technique for evaluation of Al  
interconnects”** – Proceedings of the 33<sup>rd</sup> IEEE International Reliability Physics  
Proceedings (IRPS), pp. 228-33, 1995.
- [Lab03] S. Laborde, B. Perrin, G. Abadias, C. Jaouen, **“Picosecond ultrasonics study of  
Mo<sub>x</sub>Ni<sub>1-x</sub> solid solutions”** – Proceedings of the 5<sup>th</sup> World Congress on Ultrasonics  
(WCU2003), pp. 817-20, 2003.

- [Lal94] J.R. Lalanne, A. Ducasse, S. Kielich, **“Interaction laser - molécule”** – Editions Polytechnica, 1994.
- [Lan90] L. Landau et E. Lifchitz, **“Physique théorique, Tome VIII, Electrodynamique des milieux continus, 2<sup>nd</sup>e édition”** - Editions Mir, Moscou, 1990.
- [Lap96] H. Lapuyade, **“Analyse physique et modélisation de l’interaction LASER-silicium. Application à la conception de cellules activées par faisceau LASER en vue du test interne des circuits intégrés”** - Thèse de doctorat de l’Université Bordeaux 1, n°1426, 1996.
- [Law96] W. Lawton, J. Barrett, **“Characterisation of chip-on-board and flip chip packaging technologies by acoustic microscopy”** – Microelectronics Reliability, vol. 36 (11/12), pp. 1803-1806, 1996.
- [Lem74] R.A. Lemons, C.F. Quate, **“Acoustic microscope – scanning version”** – Applied Physics Letters, vol. 24 (4), pp.163-5, 1974.
- [Lew96] D. Lewis, **“Réalisation d’un banc optique d’imagerie thermique et thermoélastique pour composants électroniques en fonctionnement. Application à l’étude de l’effet Peltier généré aux contacts ohmiques de circuits intégrés et à la caractérisation du comportement thermique de diode laser”** – Thèse de doctorat de l’Université Bordeaux 1, n°1519, 1996.
- [Mat02] O. Matsuda et O.B. Wright, **“Reflection and transmission of light in multilayers perturbed by picosecond strain pulse propagation”** - Journal of Optical Society of America B, vol. 19, n°12, pp. 3028-41.
- [Mat04] O. Matsuda, O.B. Wright, D.H. Hurley, V.E. Gusev, K. Shimizu, **“Coherent shear phonon generation and detection with ultrashort optical pulses”** – Physical Review Letters, vol. 93 (9), pp. 095501.1-4, 2004.
- [Men95] W.J. Meng, G.L. Eesley, **“Growth and mechanical anisotropy of TiN thin films”** – Thin Solid Films, vol. 271, pp. 108-16, 1995.
- [Nik93] K. Nikawa, S. Tozaki, **« Novel OBIC Observation Method for Detecting Defects in Al Stripes Under Current Stressing »**, Proceedings of the 19th International Symposium for Testing and Failure Analysis (ASM International, Materials Park, OH), p. 303-310, 1993.

- [Nik99] K. Nikawa, T. Saiki, S. Inoue, M. Ohtsu, “**Imaging of current paths and defects in Al and TiSi interconnects on very-large-scale integrated-circuit chips using near-field optical-probe stimulation and resulting resistance change**” – Applied Physics Letters, vol. 74 (7), pp. 1048-50.
- [Nik00] M. Nikoonahad, S. Lee, H. Wang, “**Picosecond photoacoustics using common-path interferometry**” – Applied Physics Letters, vol. 76 (4), pp. 514-6, 2000.
- [Nor03] P.M. Norris, A.P. Caffrey, R.J. Stevens, J.M. Klopff, J.T. McLeskey Jr., A.N. Smith, “**Femtosecond pump-probe nondestructive examination of materials**” – Review of Scientific Instruments, vol 74 (1), pp. 400-6, 2003.
- [NPT] Site internet de la société NPTest : <http://www.nptest.com>
- [Nye57] J. F. Nye, “**Physical properties of crystals**” - Oxford University Press, 1957.
- [Ohl00] I. Ohlídal, D. Franta, “**Matrix formalism for imperfect thin films**” – Acta physica slovacica, vol. 50 (4), pp. 489-500, 2000.
- [Ops85] J. Opsal, A. Rosencwaig, “**Thermal and plasma wave depth profiling in silicon**” – Applied Physics letters, vol. 47 (5), pp. 498-500, 1985.
- [Ous89] Y. Ousten, “**Microélectronique hyride couches épaisses : conception, hybridation et évaluation de capteurs : évaluation de la technologie par des méthodes d’analyses physiques et physico-chimiques non destructives**” – Thèse de doctorat de l’Université Bordeaux 1, n°317, 1989.
- [Ous98] Y. Ousten, S. Mejdí, A. Fenech, J.Y. Delétage, L. Béchou, M.G. Périchaud, Y. Danto, “**The use of impedance spectroscopy, SEM and SAM imaging for early detection of failure in SMT assemblies**” – Microelectronics Reliability, vol. 38, pp. 1539-45, 1998.
- [Per99] B. Perrin, C. Rossignol, B. Bonello, J.-C. Jeannet, “**Interferometric detection in picosecond ultrasonics**” – Physica B. vol. 263-264, pp. 571-3, 1999.
- [Per01] P. Perdu, “**Contribution à l’étude et au développement de techniques de localisations de défauts dans les circuits intégrés VLSI**” – Habilitation à diriger des recherches, Université Bordeaux 1, n°184, 2001.

- [Per01(2)] B. Perrin, **“Génération et détection d’ondes acoustiques par des impulsions laser femtosecondes”** – Systèmes femtosecondes, Publications de l’Université de Saint-Etienne, pp. 65-89, 2001.
- [Pha98] T. Phan, S. Dilhaire, V. Quintard, W. Claeys, et J.C. Batsale, **“Thermoreflectance measurement of transient temperature upon integrated circuits : application to thermal conductivity identification”** – Microelectronics Journal, vol. 29, pp. 181-90, 1998.
- [Pou00] V. Pouget, **“Simulation expérimentale par impulsions laser ultra-courtes des effets des radiations ionisantes sur les circuits intégrés”** - Thèse de doctorat de l’Université de Bordeaux 1, n° 2250, 2000.
- [Pou00(2)] V. Pouget, P. Fouillat, D. Lewis, H. Lapuyade, F. Darracq, A. Touboul, **“Laser cross section measurement for the evaluation of single-event effects in integrated circuits”** – Microelectronics Reliability, vol. 40, pp. 1371-5, 2000.
- [Pro04] D.M. Profunser, J. Vollmann, J. Dual, **“Determination of the material properties of microstructures by laser based ultrasound”** – Ultrasonics, vol. 42, pp. 641-6, 2004.
- [Qui95] V. Quintard, **“Réflectométrie et Interférométrie laser haute résolution. Application à la caractérisation de composants électronique”** - Thèse de doctorat de l’Université de Bordeaux 1, n° 1315, 1995.
- [Ret02] B. Rethfeld, A. Kaiser, M. Vicanek, G. Simon **“Ultrafast dynamics of nonequilibrium electrons in metals under femtosecond laser irradiation”** – Physical Review B, vol. 65, pp. 214303-11, 2002.
- [Ric99] C.J.K. Richardson, M.J. Ehrlich, J.W. Wagner, **“Investigation of diffuse interfaces using time-resolved acoustic spectroscopy”** – Journal of Applied Physics, vol. 85 (2), pp. 861-7, 1999.
- [Ric99(2)] C.J.K. Richardson, M.J. Ehrlich, J.W. Wagner, **“Interferometric detection of ultrafast thermoelastic transients in thin films: theory with supporting experiment”** – Journal of optical Society of America B, vol. 16 (6), pp. 1007-15, 1999.
- [Rom96] E. Romatet, **“Réalisation et applications d’un dispositif d’acoustique picoseconde”** - Thèse de doctorat de l’Université Paris 6, n°6364, 1996.

- [Ros86] A. Rosencwaig, J. Opsal, W.L. Smith, D.L. Willenborg, “**Detection of thermal waves through modulated optical transmittance and modulated optical scattering**” – Journal of Applied Physics, vol. 59 (4), pp. 1392-4, 1986.
- [Ros00] C. Rossignol, “**Etude théorique et numérique d’expériences d’acoustique picoseconde**” - Thèse de doctorat de l’Université Paris 6, n°6417, 2000.
- [Ros04] C. Rossignol, B. Perrin, S. Laborde, L. Vandembulcke, M.I. De Barros, P. Djemia, “**Nondestructive evaluation of micrometric diamond films with an interferometric picosecond ultrasonics technique**” – Journal of Applied Physics, vol. 95 (8), pp. 4157-62, 2004.
- [Roy96] D. Royer, E. Dieulesaint, “**Ondes élastiques dans les solides. Tome 1 Propagation libre et guidée.**” – Editions Masson, 1996.
- [Rud] Site Internet de la société Rudolph Technologies : <http://www.rudolphtech.com>
- [Sai02] T. Saito, O. Matsuda, O.B. Wright, “**Ultrafast acoustic phonon pulse generation in chromium**” – Physica B, vol. 316-317, pp. 304-7, 2002.
- [Sai03] T. Saito, O. Matsuda, O.B. Wright, “**Picosecond acoustic phonon pulse generation in nickel and chromium**” – Physical Review B, vol. 67, pp. 205421-7, 2003.
- [Sal91] B.E.A Saleh, M.C. Teich, “**Fundamentals of photonics**” - J. Wileys & Sons, New York, 1991.
- [San00] S. Santran, “**Caractérisation non linéaire de composants optiques d’une chaîne laser de forte puissance**” – Thèse de doctorat de l’Université Bordeaux 1, n°2342, 2000.
- [Sar97] L. Sarger, “**Caractérisation des impulsions laser ultra-courtes**” – Document de stage du Centre National des Impulsions Laser Ultra-Courtes, Bordeaux, 1997.
- [Sla01] R.M. Slayton, K.A. Nelson, A.A. Maznev, “**Transient grating measurements of film thickness in multilayer metal films**” – Journal of Applied Physics, vol. 90 (9), pp. 4392-402, 2001.
- [Spect] Site Internet de la société Spectra Physics : <http://www.spectraphysics.com> .
- [Tak01] N. Taketoshi, T. Baba, A. Ono, “**Development of a thermal diffusivity measurement system for metal thin films using a picosecond**

- thermoreflectance technique**” – Measurement Science and Technology, vol. 12, pp. 2064-73, 2001.
- [Tak03] N. Taketoshi, T. Baba, E. Schaub, A. Ono, “**Homodyne detection technique using spontaneously generated reference signal in picosecond thermoreflectance measurements**” – Review of Scientific Instruments, vol. 74 (12), pp. 5226-30, 2003.
- [Tas94] G. Tas, H.J. Maris, “**Electron diffusion in metals studied by picosecond ultrasonics**” – Physical Review B, vol. 49 (21), pp. 15046-54, 1994.
- [The] Site Internet de la société Therma-Wave : <http://www.thermawave.com> .
- [Tho84] C. Thomsen, J. Strait, Z. Vardeny, H. J. Maris, J. Tauc, “**Coherent phonon generation and detection by picosecond light pulses**” – Physical Review Letters, vol. 53 (10), pp. 989-92, 1984.
- [Tho86] C. Thomsen, H. T. Grahn, H. J. Maris, et J. Tauc, “**Surface generation and detection of phonons by picosecond light pulses**” - Physical Review B, vol. 34, n°12, pp. 4129-38.
- [Tur94] J.M. Turlet, “**Electromagnétisme**” – Cours de Licence de Physique de l’Université Bordeaux 1, 1994.
- [Val03] S. Valette, “**Effets thermiques dus à l’interaction laser-matière dans les métaux en régime femtoseconde**” – Thèse de doctorat de l’Université Jean Monnet de Saint-Etienne, n°322, 2003.
- [Van04] N. Van Hieu, “**Multilevel interconnect reliability. On the effect of electro-thermomechanical stresses**” – Thèse de doctorat de l’université de Twente, 2004.
- [Via97] J. Viard, R. Berjoan, J. Durand, “**Composition-density and refractive index relations in PECVD silicon oxynitrides thin films**” – Journal of the European Ceramic Society, vol. 17, pp. 2001-5, 1997.
- [Vol04] J. Vollmann, D.M. Profunser, A.H. Meier, M. Döbeli, J. Dual, “**Pulse laser acoustics for the characterization of inhomogeneities at interfaces of microstructures**” – Ultrasonics, vol. 42, pp. 657-63, 2004.

- [Wri92] O.B. Wright, “**Thickness and sound velocity measurement in thin transparent films with laser picosecond ultrasonics**” – Journal of Applied Physics, vol. 71 (4), pp. 1617-29, 1992.
- [Wri92(2)] O.B. Wright, K. Kawashima, “**Coherent detection from ultrafast surface vibrations**” – Physical Review Letters, vol. 69 (11), pp. 1668-71, 1992.
- [Wri94] O.B. Wright, “**Ultrafast nonequilibrium stress generation in gold and silver**” – Physical Review B, vol. 49 (14), pp. 9985-88, 1994.
- [Wri96] O.B. Wright, V.E. Gusev, “**Ultrafast acoustic phonon generation in gold**” – Physica B, vol. 219&220, pp. 770-2, 1996.
- [Yar84] A. Yariv, P. Yev, “**Optical waves in crystals, propagation and control of laser radiation**” - J. Wileys & Sons, New York, 1984.

---

**Contribution à la modélisation et au développement  
expérimental de la technique d'acoustique picoseconde pour  
l'analyse des circuits intégrés**

**Résumé :**

*Ce travail présente l'application de la technique d'acoustique picoseconde à l'analyse des circuits intégrés. Le principe est de générer et de détecter des ondes acoustiques de très haute fréquence au moyen d'impulsions laser ultracourtes. Un dispositif expérimental a été conçu, basé sur le principe de l'interféromètre de Sagnac. Un simulateur numérique a été développé afin d'aider à l'interprétation des résultats expérimentaux. Le potentiel de la technique pour la caractérisation et l'analyse non destructive de composants microélectroniques est illustré à travers plusieurs résultats expérimentaux.*

**Mots clés :**

*Ultrasons, réflectométrie et interférométrie laser, impulsions ultracourtes, circuits intégrés, analyse non destructive.*

---

---

**Contribution to modeling and to experimental development of  
the Picosecond Ultrasonics technique for the analysis of  
integrated circuits**

**Summary :**

*This work deals with the application of the Picosecond Ultrasonics technique to non-destructive analysis of integrated circuits. This technique is based on generation and detection of very high frequency acoustic waves by means of ultrashort laser pulses. An experimental setup based on the principle of the Sagnac interferometer was designed. A numerical simulation tool was developed in order to contribute to the interpretation of the experimental results. The technique potential for microelectronic devices characterization and non-destructive analysis is illustrated through several experimental results.*

**Key words :**

*Ultrasonics, laser reflectometry and interferometry, ultrashort pulses, integrated circuits, non-destructive analysis.*

---