

Évaluation de l'élasticité d'une couche de revêtement anisotrope par technique ultrason-laser

Frédéric REVERDY

Lawrence Berkeley National Laboratory
California (États-Unis)

Bertrand AUDOIN

Laboratoire de Mécanique physique
UMR CNRS n° 5469
Université Bordeaux 1

RÉSUMÉ

La mesure de l'élasticité de couches anisotropes déposées sur un substrat est réalisée par une méthode sans contact. À cette fin, des lasers sont focalisés à l'interface entre la couche et l'air pour la génération et la détection d'ultrasons. Les ondes mécaniques de volume générées sont réfléchies à l'interface couche-substrat et recueillies pour des positions relatives des faisceaux source et de détection correctement choisies. Un traitement numérique permet de mesurer la célérité de phase des ondes ultrasonores, puis d'en déduire les coefficients du tenseur d'élasticité. La mesure est préalablement appliquée à un assemblage étalon constitué d'une couche de monocristal de silicium sur un substrat d'aluminium. Les coefficients du tenseur d'élasticité d'une couche de matériau composite sur un substrat de béton sont ensuite mesurés.

DOMAINE : Ouvrages d'art – Sciences de l'ingénieur.

ABSTRACT

The elasticity measurement of anisotropic layers covering a substratum is performed by means of a contact-free method. For this purpose, lasers are focused at the interface between the layer and air in order to generate and detect ultrasound. The mechanical bulk waves produced are then reflected at the layer-substratum interface and collected for the correctly-chosen relative positions of source and detection beams. Numerical processing enables measuring the phase velocity of ultrasonic waves and then deducing the corresponding elasticity tensor coefficients. The measurement is preliminarily applied to a standard assembly composed of a silicon mono-crystal layer lying on an aluminum substratum. Afterward, the elasticity tensor coefficients of a composite material layer on a concrete substratum are measured.

FIELD: Structural engineering - Engineering sciences.

Introduction

L'utilisation de revêtements et de films minces sur substrat est courante dans de nombreux domaines. Leur emploi est intense en microélectronique où des films minces ayant les propriétés électriques, magnétiques ou mécaniques souhaitées sont déposés sur des substrats de silicium. La mesure des constantes d'élasticité de ces films est importante pour estimer l'état de contrainte résiduel après fabrication ou simplement après utilisation du produit. Dans le domaine du génie civil, des revêtements de plus grande épaisseur répondent à des problèmes structurels et d'étanchements. Ainsi, de nombreuses résines synthétiques telles que des résines polyuréthane, époxyde ou acrylique sont utilisées afin d'assurer l'étanchéité et la protection des ouvrages. Des matériaux composites sont aussi utilisés comme couche de protection. L'adhérence de la couche sur le support peut alors être contrôlée au moyen d'ultrasons lorsque les célérités des ondes acoustiques se propageant dans la couche sont connues. Leur prévision nécessite la mesure de l'élasticité du revêtement anisotrope. De plus, l'élasticité de la couche est un indicateur de son endommagement, qu'il soit provoqué par la création de micro-fissures ou de micro-porosités [1].

Les techniques ultrasonores sont utilisées depuis de nombreuses années pour la détermination de constantes d'élasticité. Les méthodes les plus communes consistent à traiter les vitesses des ondes acoustiques ayant traversé le matériau suivant plusieurs directions, un algorithme d'optimisation permettant ensuite d'obtenir les constantes d'élasticité [2]. Cependant, ces techniques de caractéri-

sation se fondent généralement sur une configuration bilatérale des éléments de génération et de détection. Dans le cas de la caractérisation d'un revêtement, l'accès restreint à un seul côté de la structure impose l'utilisation d'un dispositif unilatéral. Dans une telle configuration, les méthodes classiques, pour lesquelles deux transducteurs sont immergés dans un milieu de couplage, sont mal adaptées. De plus, la flexibilité d'un tel dispositif pour des structures de géométrie plus complexe reste limitée.

L'obligation d'avoir un milieu de couplage est une limitation à l'application des techniques d'inspection ultrasonores au bâtiment et au génie civil. Ceci a entraîné le développement de techniques optiques qui, bien que moins sensibles que les méthodes conventionnelles, ont l'immense avantage d'être sans contact. Dans le cas des ultrasons-laser, la génération et la détection des ondes acoustiques s'effectuent à la surface des pièces à inspecter, indépendamment de la forme et de l'orientation de celles-ci. Cela permet de s'affranchir des problèmes d'orientation de la source par rapport à la surface de l'échantillon généralement rencontrés avec des transducteurs. Des formes complexes peuvent être ainsi inspectées et imagées beaucoup plus simplement [3].

De plus, le fonctionnement de la source en régime impulsif permet de générer des ondes ultrasonores avec un contenu spectral à large bande. Cette caractéristique, associée aux faibles dimensions des faisceaux optiques font des ultrasons-laser une technique de haute résolution tant dans le domaine spatial que dans le domaine temporel [4].

Au cours des dernières années, les ultrasons-laser ont été entre autres appliqués à la caractérisation de matériaux. La mesure des constantes d'élasticité a fait l'objet de différents travaux qui ont souvent amené les auteurs à analyser le problème du rayonnement d'une source laser dans un solide d'anisotropie plus ou moins complexe [5-7]. Ils ont permis de souligner une différence notable avec les techniques ultrasonores classiques. Les dimensions du faisceau laser focalisé, et donc les dimensions de la source acoustique, sont petites devant les longueurs d'onde caractéristiques du rayonnement ultrasonore. En raison de la diffraction des ondes acoustiques, les mesures de vitesses des ondes ultrasonores conduisent à des vitesses de groupe et non aux vitesses de phase usuellement accessibles. Or, dans des milieux anisotropes, vitesse de phase et vitesse de groupe différent [8].

L'anisotropie conduit à l'apparition de zones de caustiques, zones de repliement du front d'onde de polarisation quasi transverse [7]. À ces phénomènes de triplification sont souvent associés des effets de diffraction aux extrémités des cuspidés [9]. Les difficultés majeures qui apparaissent lors de la caractérisation de matériaux par ultrasons-laser proviennent alors de la précision des mesures des vitesses de groupe des ondes acoustiques extraites des formes d'ondes expérimentales [10].

La caractérisation d'un revêtement se fait par l'analyse des ondes réfléchies à l'interface entre le revêtement et le substrat. La réflexion des zones de triplification et de diffraction sur cette interface apporte des difficultés non négligeables au problème de l'identification du tenseur d'élasticité.

Dans une publication précédente [11], une méthode a été proposée afin de reconstruire synthétiquement des fronts d'onde plans se propageant au sein d'un échantillon à partir d'un ensemble de fronts d'ondes divergents tels que ceux générés par une source laser. La méthode est ici étendue à l'étude d'une couche déposée sur un substrat. Dans le domaine de la caractérisation par inversion de vitesses, la première étape est tout d'abord chronométrique. Il est donc primordial de déterminer le trajet parcouru et donc les directions de propagation des diverses ondes pour pouvoir déterminer les vitesses associées aux temps d'arrivées. Une source ultrasonore linéique est ici préférée à une source ponctuelle afin de limiter le rayonnement à un problème bidimensionnel. Cependant, le rayonnement acoustique d'une telle source linéique dans un matériau anisotrope reste complexe et il sera présenté sommairement. La réflexion de ces ondes sur une surface plane amène des difficultés supplémentaires et rend la prédiction des trajets parcourus et donc le calcul des vitesses ardu. La méthode de reconstruction de fronts plans sera par la suite présentée et appliquée tout d'abord à des signaux issus d'une simulation, puis à des signaux expérimentaux.

Ondes générées par une source rectiligne

Le dispositif expérimental utilisé est représenté sur la figure 1. La génération des ondes acoustiques est réalisée en focalisant le faisceau optique d'un laser Nd : Yag impulsif à la surface de

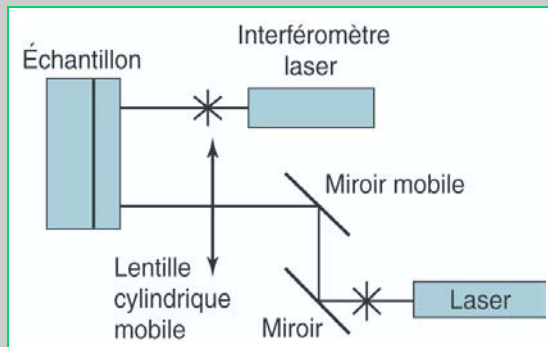


Fig. 1 - Schéma du dispositif expérimental.

l'échantillon. Un système de lentilles permet de réaliser une focalisation rectiligne du faisceau de génération créant un rayonnement acoustique de symétrie cylindrique. L'énergie lumineuse des impulsions, d'une durée de 20 ns, est réglée en dessous du seuil de vaporisation du matériau sur lequel la source est focalisée afin de ne pas détériorer la surface de celui-ci. Les perturbations acoustiques sont détectées sur la même surface à l'aide d'un interféromètre optique de type Mach-Zehnder [12, 13].

L'échantillon considéré est une plaque à faces parallèles composée de deux couches de matériaux différents qui peuvent être anisotropes et absorbants. La méthode sera présentée sur un ensemble silicium-aluminium. Le trièdre de référence (X_1, X_2, X_3) est lié aux axes cristallographiques du silicium, avec X_1 dirigé suivant la normale aux interfaces. Originellement, le silicium est un matériau de symétrie tétragonale. La coupe de notre échantillon suivant le plan cristallographique $(2, 2, 0)$ a conduit à un changement vers une symétrie orthorhombique dans le référentiel (X_1, X_2, X_3) . L'aluminium, quant à lui, est un matériau élastique isotrope maintenant bien connu. La source linéique est dirigée suivant l'axe X_3 parallèle à la direction $[0, 0, 1]$ du cristal de silicium. L'étude de la propagation acoustique se ramène donc au plan principal (X_1, X_2) pour les deux couches. Les quatre coefficients d'élasticité relatifs à ce plan sont reportés dans le tableau I pour les deux matériaux. Les deux couches ont une épaisseur de 5 mm et des densités respectives de $2,332 \text{ kg/dm}^3$ et $2,16 \text{ kg/dm}^3$.

TABLEAU I

Constantes d'élasticité (en GPa) dans le plan (X_1, X_2) du revêtement de silicium et du substrat d'aluminium

	C_{11}	C_{22}	C_{12}	C_{66}
Silicium	194,36	194,36	35,24	50,90
Aluminium	86,55	86,55	39,30	23,62

La source rectiligne génère des ondes divergentes de symétrie cylindrique dont la propagation est gouvernée par la courbe de vitesse de groupe. Cette courbe, représentée sur la figure 2, est déduite de la théorie des rayons qui consiste à rechercher les normales à la courbe des lenteurs de phase [14]. Ce procédé permet une description géométrique de la propagation. Les phénomènes de triPLICATION du mode de polarisation quasi transverse sont visibles cette même figure. La première conséquence est que trois contributions de ce mode sont alors observables pour des directions de propagation comprises dans le secteur angulaire de la cuspide. Aux extrémités de la cuspide apparaissent des phénomènes de diffraction dits de diffraction interne. La vitesse associée à cette arrivée peut être confondue avec une extension de la surface des rayons du mode de polarisation quasi transversale [10].

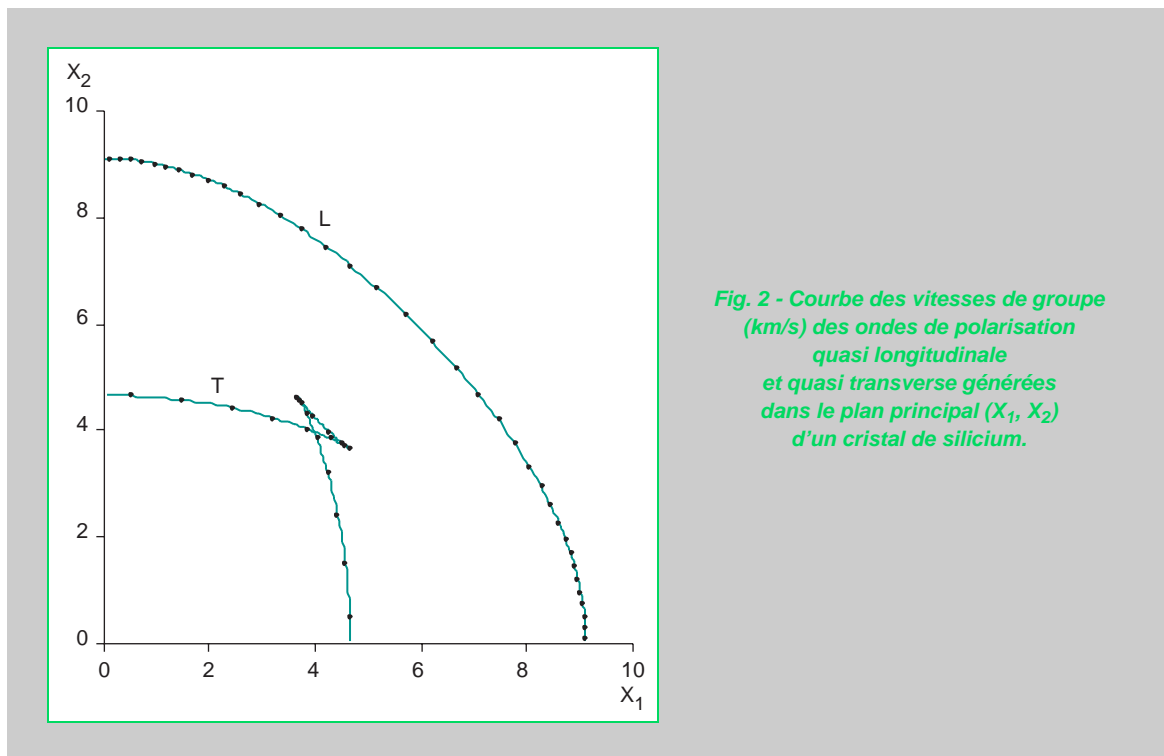


Fig. 2 - Courbe des vitesses de groupe (km/s) des ondes de polarisation quasi longitudinale et quasi transverse générées dans le plan principal (X_1, X_2) d'un cristal de silicium.

Dans une configuration où les éléments de source et de détection sont disposés de part et d'autre de l'échantillon, la détermination des constantes d'élasticité se fait généralement par une inversion des vitesses de groupe [15, 16]. Il est intéressant de noter que les données de diffraction interne ne sont pas prises en compte dans un tel algorithme d'inversion, aussi l'introduction ou non d'une telle donnée dans l'optimisation conduit à des erreurs pour l'identification des constantes d'élasticité.

Réflexion d'ondes divergentes sur une interface plane

Lorsque le laser source et le laser de détection sont focalisés sur la même interface se pose le problème de la réflexion-réfraction d'ondes divergentes sur une interface plane telle que celle rencontrée à la frontière d'un revêtement sur un substrat. La pratique la plus commune consiste à décomposer l'onde de symétrie cylindrique en une superposition d'ondes planes [17, 18]. Parmi les travaux développés pour représenter la propagation d'ondes divergentes générées par impact laser, la méthode proposée par Amulele et *al.* autorise la réflexion sur une interface plane [19]. À partir d'une distribution isotrope de vecteurs d'ondes, les lois de la réfraction sont appliquées pour trouver les vecteurs d'onde réfléchis sur cette interface, la théorie des rayons permettant par la suite de calculer le front d'onde réfléchi. Cependant, lorsque l'anisotropie conduit à l'apparition de caustiques sur la courbe des vitesses de groupe, cette décomposition n'est plus aussi directe, aucune relation analytique n'existant pour définir le front d'onde.

La réflexion d'une onde divergente peut aussi être traitée géométriquement en utilisant le théorème de Huyghens ou le principe de Fermat. La validité de ces deux méthodes au cas de la réflexion sur une interface libre a été traitée par Mourad et *al.* en utilisant la méthode de Cagniard de Hoop [20].

La limitation majeure inhérente aux méthodes développées par Amulele et Mourad réside dans le fait qu'elles requièrent la connaissance des propriétés mécaniques des milieux de propagation. Dans une optique d'identification où les constantes d'élasticité sont les inconnues du problème, cette limitation prohibe l'utilisation de ces méthodes. De plus, ces dernières ne tiennent pas compte des phénomènes de diffraction interne qui pourtant conduisent à des ondes réfléchies qui doivent être analysées.

Synthèse de fronts acoustiques

Si la réflexion d'une onde divergente sur une surface plane est parfois délicate à analyser, les lois de Snell-Descartes, en revanche, permettent de traiter facilement la réflexion et la réfraction d'ondes élastiques planes à l'interface de milieux de propriétés mécaniques différentes [17]. De plus, l'équation de Christoffel établissant une relation analytique simple entre les différentes constantes d'élasticité et les vitesses de phase des diverses ondes, la résolution du problème inverse s'avère simplifiée par rapport au cas de l'inversion des vitesses de groupe. Dans un travail précédent [11], nous avons développé une méthode permettant de construire synthétiquement des fronts d'ondes plans, pour lesquels les vitesses de phase sont directement accessibles, à partir d'un ensemble de fronts d'ondes divergents. Le principe est ici brièvement rappelé et appliqué au cas d'un système bicouche.

La construction des fronts plans est synthétique, cela signifie qu'un ensemble de signaux doit être au préalable enregistré, la synthèse se faisant ensuite informatiquement. Pour une position fixée du faisceau de détection, la source laser est déplacée selon X_2 par incrément de distance sur l'interface δx constant et le signal obtenu pour chaque position de la source est enregistré ; un ensemble de $2N + 1$ signaux $s_i(t)$ est ainsi obtenu. Afin de contrôler la direction de propagation des fronts reconstruits, un retard δt est appliqué entre les signaux obtenus pour deux positions voisines. Ce décalage temporel est effectué de manière antisymétrique par rapport à l'épicentre ; l'origine des temps est choisie pour le signal $s_i(t)$ obtenu au centre du réseau constitué par l'ensemble des $2N + 1$ signaux. Du fait de la symétrie spatiale de la source, $N+1$ signaux sont mesurés expérimentalement ; les N autres signaux sont déduits de ceux mesurés précédemment. Enfin, la somme $s(t)$ de ces signaux temporellement décalés est calculée suivant la relation suivante :

$$s(t) = \sum_{i=-N}^N s_i(t + i\delta t) \quad (1)$$

Les lois de Snell-Descartes imposent l'équiprojectivité des vecteurs d'ondes incidents et réfractés sur l'interface. En assimilant le rapport $\delta x/\delta t$ à la projection sur l'interface de la vitesse d'une onde incidente plane fictive, il est possible d'écrire les lois de la réfraction liant cette vitesse et celles des ondes réfractées au sein du matériau :

$$\frac{\delta_t}{\delta_x} = \frac{\sin \varphi_l}{V_l} \quad (2)$$

où V_l et φ_l sont respectivement les vitesses de phase et les angles des ondes réfractées, l'indice l désignant la polarisation des ondes ($l = L, T$ respectivement pour la polarisation longitudinale et la polarisation transversale).

Le problème du rayonnement d'un ensemble de sources rectilignes dans un milieu bicouche constitué d'un revêtement de silicium sur un substrat d'aluminium a été modélisé en utilisant un code de différences finies [21]. La figure 3 représente deux instantanés de la composante selon X_1 des vitesses associées aux déplacements acoustiques provoqués par le rayonnement dans le plan (X_1, X_2) de 151 sources rectilignes (selon X_3). Ces figures ont été construites avec une lenteur $\delta t/\delta x$ égale à 0,045 s/km avant et après réflexion du front plan de polarisation quasi longitudinale à l'interface des deux couches.

Cette même figure permet de vérifier que la relation (1) conduit à la construction de fronts plans. La nomenclature choisie pour le nom des différents fronts plans est la suivante : nL_mT_i où n et m représentent le nombre de traversées de l'onde dans l'échantillon, respectivement en mode quasi longitudinal et quasi transverse, $i = a, b$ représente la propagation de l'onde respectivement dans le revêtement de silicium et le substrat d'aluminium. Certaines contributions sur les deux figures telles que les ondes de tête sont dues à la dimension finie du réseau et sont issues du rayonnement des sources situées aux extrémités du réseau.

Le problème de Lamb appliqué au cas de solides semi-infinis ou de plaques a fait l'objet de nombreux travaux [6, 22, 23]. Nous avons développé un calcul semi-analytique pour représenter la réponse impulsionnelle d'un matériau bicouche assujéti à une source rectiligne [24]. Le champ de déplacement est recherché dans un espace de Fourier à deux dimensions par rapport aux variables de temps t et d'espace X_2 suivant la relation :

$$u_i = \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{u}_i(X_1, k, \omega) \exp(-j(k_2 X_2 - \omega t)) dk_2 d\omega \quad (3)$$

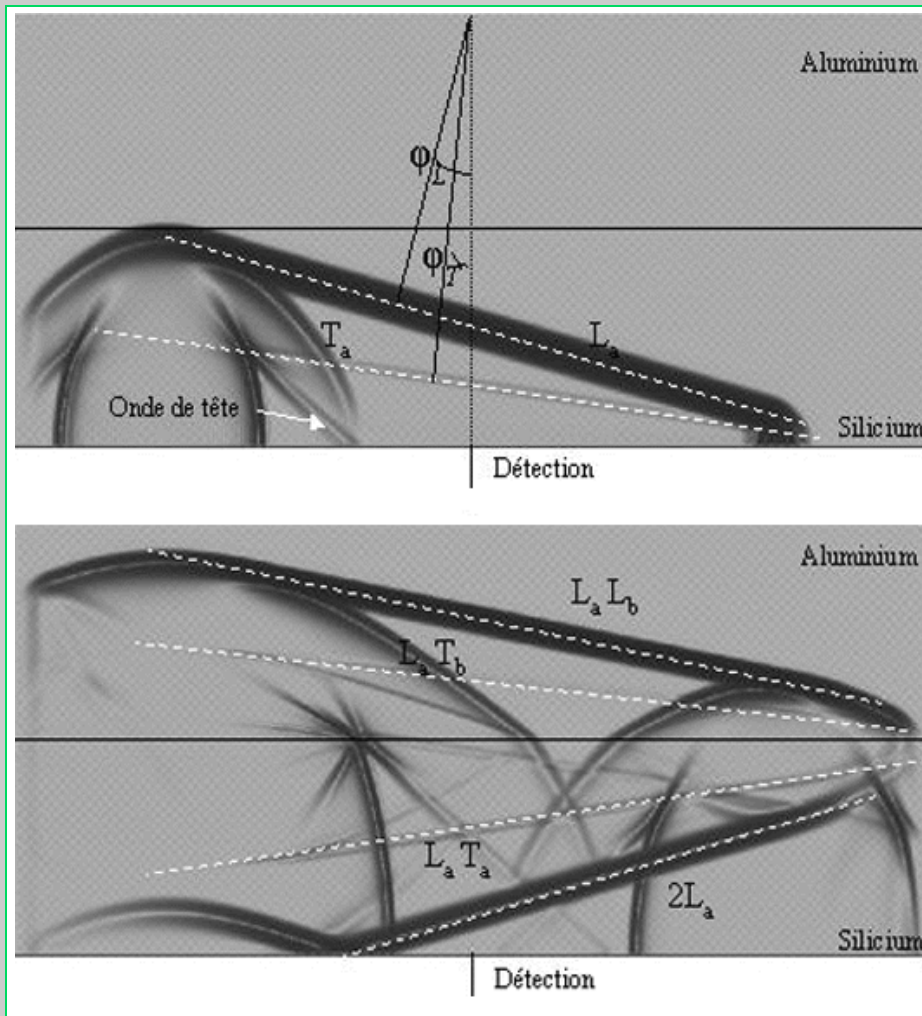


Fig. 3 - Instantanés de la composante selon X_1 des vitesses de déplacement acoustiques avant et après réfraction à l'interface des deux couches.

Les u_i représentent les composantes du vecteur champ de déplacement u dans le repère lié à la source (X_1, X_2, X_3). Le champ de déplacement dans l'espace des fréquences-nombres d'ondes est noté par un double tilde. L'intégration numérique sur la variable k_2 s'accompagne d'une recherche des valeurs propres et des vecteurs propres dans les deux couches du matériau. Deux ondes progressives et deux ondes rétrogrades se propagent dans chacune des couches ; le système à résoudre est alors constitué de huit équations à huit inconnues. Le développement complet est effectué dans [24].

Ce modèle a été utilisé pour calculer le champ de déplacement induit par un réseau de $2N + 1 = 1\,023$ sources rectilignes espacées de 0,025 mm. Le signal $s(t)$ représenté sur la figure 4 a été construit à partir d'un retard δt qui correspond à une lenteur de source $\delta t/\delta x$ égale à 0,045 s/km.

Un traitement du signal fondé sur une transformée en ondelette a été choisi pour traiter les signaux et en déduire les temps d'arrivée des diverses ondes [25]. Le module de la convolution du signal de la figure 4 avec une ondelette de fréquence centrale 8 MHz est représenté en pointillé sur la même figure. Les arrivées des différents modes ainsi que celles des multiples réflexions y sont plus facilement décelables. La fréquence centrale de l'ondelette est choisie en fonction du contenu spectral du signal à analyser. L'attribution des divers pics aux différentes réflexions ($2L_a, L_a T_a$, etc.) a été effectuée en résolvant l'équation de Christoffel pour les angles réfractés obtenus au moyen de l'équation (2) et des coefficients d'élasticité connus du matériau.

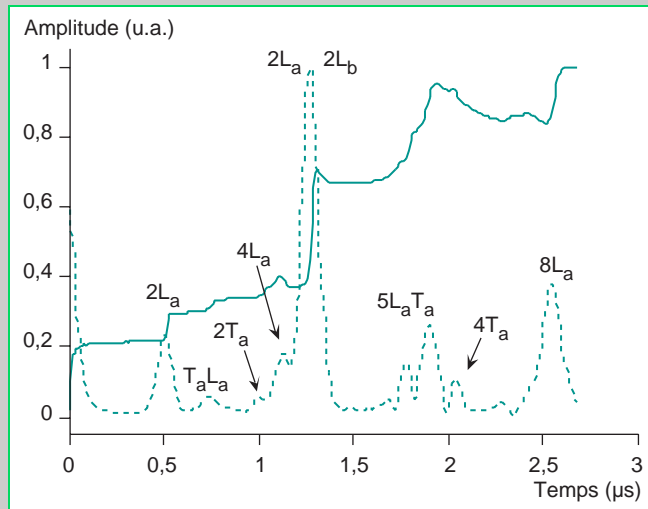


Fig. 4 - Front plan $s(t)$ simulé pour un matériau bicouche silicium / aluminium avec une lenteur $\delta t/\delta x$ égale à 0,045 s/km (traits continus) et module de la convolution de cette forme d'onde avec une ondelette de fréquence centrale 8 MHz (traits en pointillés).

Caractérisation

Afin de mesurer les vitesses de phase des différentes ondes, il convient de définir tout d'abord leur parcours. Étant donné que la détection est ponctuelle, le temps de vol est compté à partir du moment où la source laser impacte la position à l'origine jusqu'à l'intersection du front plan avec ce même point noté « Détection » sur la figure 3. Les temps de vol des différentes réflexions sont donnés par la relation suivante :

$$t_{nLmT} = \frac{ne \cos \varphi_L}{V_L} + \frac{me \cos \varphi_T}{V_T} \quad (4)$$

où e est l'épaisseur du revêtement. En considérant un seul aller-retour des ondes de polarisation quasi longitudinale et quasi transverse, respectivement ($n = 2, m = 0$) et ($n = 0, m = 2$) et en utilisant (2) et (4), il est possible de prédire les directions de propagation des fronts plans sans connaître les constantes d'élasticité du revêtement (5) :

$$\varphi_L = \arctan\left(\frac{e}{t_l} \frac{\delta t}{\delta x}\right) \quad (5)$$

où t_l est le temps de vol d'un front plan de polarisation quasi longitudinal ou quasi transverse ($l = L, T$). Enfin, il est possible de calculer les vitesses de phase des différents fronts plans par la relation suivante :

$$V_l = \frac{2e \cos \varphi_l}{t_{2l}} \quad (6)$$

La méthode est en premier lieu validée au moyen de signaux $s_i(t)$ issus du modèle présenté précédemment. À partir de la somme des signaux issus des 1 023 sources, un ensemble de fronts acoustiques plans $s(t)$ est construit en faisant varier la valeur du retard δt pour chaque signal $s(t)$. La chronométrie des modes de polarisation quasi longitudinal et quasi transverse $2L_a$ et $2T_a$ est ensuite effectuée au moyen du traitement du signal fondé sur la transformée en ondelette. Ces valeurs sont utilisées comme données d'entrée dans un algorithme d'optimisation basé sur l'inversion des vitesses de phase déduites de la mesure des temps de vol [26]. Les lenteurs de phase mesurées (croix) sont superposées aux lenteurs de phase calculées (traits continus) à partir des constantes d'élasticité connues du revêtement sur la figure 5a.

La méthode est ensuite appliquée à un ensemble de signaux $s_i(t)$ issus du dispositif expérimental présenté précédemment. Afin de s'assurer des conditions de génération d'ondes planes, un ensemble de $2N + 1 = 151$ sources espacées de 0,2 mm est créé. Les étapes qui conduisent à la mesure des temps de vol des différents fronts plans sont en tout point similaires au processus de caractérisation présenté pour le cas des signaux simulés. Ces différentes étapes conduisent aux courbes de lenteurs de la figure 5b. L'inversion des vitesses de phase pour les signaux simulés et expérimentaux fournit les constantes d'élasticité reportées dans le tableau II.

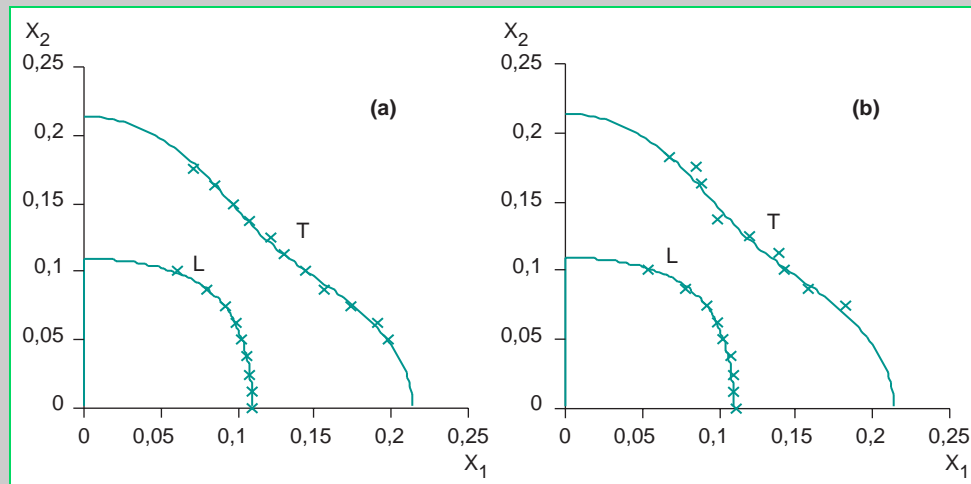


Fig. 5 - Lenteurs de phase (en s/km) du cristal de silicium déduites des données extraites des signaux $s(t)$ simulés (a) et expérimentaux (b) (croix) et lenteurs calculées à partir des constantes de référence reportées dans le tableau I (traits continus).

TABLEAU II

Constantes d'élasticité (en GPa) du revêtement de silicium, identifiées après inversion des vitesses de phase issues des signaux $s(t)$ simulés et expérimentaux, ainsi que leurs intervalles de confiance à 90 %

	c_{11}	c_{22}	c_{12}	c_{66}
Simulation	195,9	189,2	34,4	51,4
Expérience	$189,3 \pm 2$	$201 \pm 5,5$	$38,5 \pm 3,2$	$50,3 \pm 1,5$

Les valeurs issues de l'optimisation des données expérimentales sont accompagnées de leurs intervalles de confiance à 90 %, qui quantifient la qualité de l'optimisation à partir des mesures des vitesses de phase. Ils supposent une répartition gaussienne des données autour des valeurs exactes [27]. Les erreurs systématiques commises sur l'ensemble des données ne sont cependant pas prises en compte. Nous constatons que les résultats sont en excellente adéquation avec les valeurs de référence mentionnées dans le tableau, ce qui prouve l'exactitude de la mesure.

Application à un substrat de béton

La méthode a par la suite été appliquée à la caractérisation d'un composite à fibres de verre déposé sur un substrat de béton. Le composite est ici utilisé dans un objectif d'étanchement de la couche de béton. La mesure de l'élasticité du composite est un préalable à l'estimation par voie ultrasonore de son adhésion sur le substrat.

La qualité de l'élaboration de la couche de composite n'est pas optimale. Les fibres de verre sont déposées sur une couche de colle et la matrice très visqueuse est par la suite appliquée sur l'ensemble par un procédé n'assurant pas une homogénéité parfaite. Les irrégularités de surface peuvent être grandes devant les longueurs d'onde acoustiques. De plus, du fait de la granulosité du béton, l'interface composite/béton n'est pas localement plane. Le traitement du signal temps-fréquence prend ici beaucoup d'importance car il permet d'extraire le contenu basse fréquence qui est moins sensible aux irrégularités de surface et à l'interface composite-béton.

La méthode préalablement présentée dans le cas du bicouche silicium/aluminium est ici appliquée à cet ensemble composite/béton. Les densités sont respectivement $1,79 \text{ kg/dm}^3$ pour la couche de composite et $2,3 \text{ kg/dm}^3$ pour la couche de béton. Les épaisseurs respectives sont $2,5 \text{ mm}$ et 36 mm . Un ensemble de $2N + 1 = 181$ signaux $s_i(t)$ est enregistré, les sources à l'origine de ces signaux étant espacées de $0,15 \text{ mm}$. La forme d'onde enregistrée pour chaque position de la ligne source sur l'interface résulte de la moyenne de trente signaux. Un ensemble de fronts plans $s(t)$ est ensuite construit, variant à chaque signal $s(t)$ de la valeur du décalage temporel δt . Le front plan construit avec une lenteur $\delta t/\delta x$ égale à $0,133 \text{ s/km}$ est représenté sur la figure 6a ainsi que le module de la convolution de cette forme d'onde avec une ondelette de fréquence centrale de $1,5 \text{ MHz}$. La surface du composite est suffisamment réfléchissante pour autoriser une mesure dans une configuration en réflexion par l'interféromètre Mach-Zehnder ; cependant le rapport signal/bruit reste faible. La distinction des différents échos se fait de manière non triviale à l'aide de la transformée en ondelette. Les lenteurs de phase déduites des temps de vol mesurés sont reportées sur la figure 6b.

Les constantes d'élasticité obtenues après optimisation des données marquées par des croix sont reportées dans le tableau III.

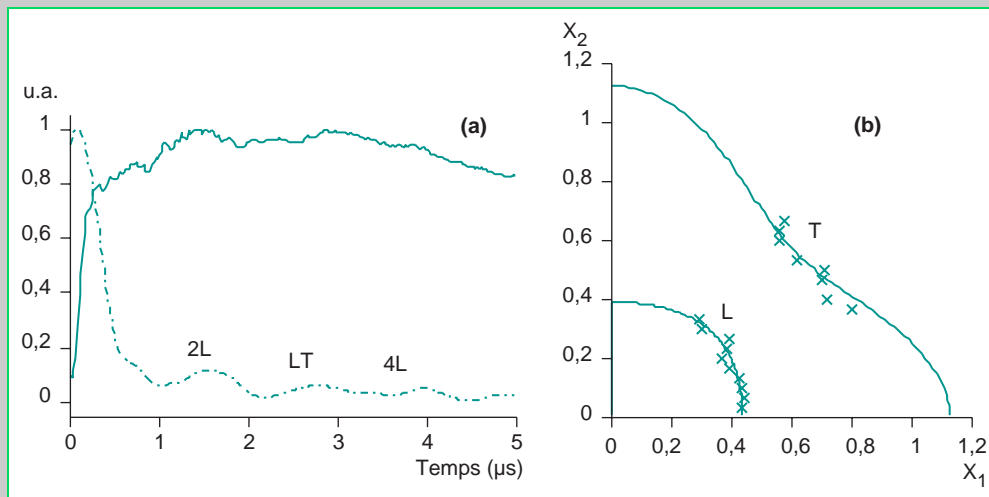


Fig. 6 - Front plan $s(t)$ construit pour un matériau bicouche verre-époxy/béton avec une lenteur $\delta t/\delta x$ égale à $0,133 \text{ s/km}$ (trait continu) et module de la convolution avec une ondelette de fréquence centrale $1,5 \text{ MHz}$ (traits en pointillés) (a) et lenteurs de phase (ms/m) (b) calculées à partir des constantes obtenues après optimisation (traits continus) et mesurées sur les différents signaux $s(t)$ (croix).

TABLEAU III

Constantes d'élasticité (en GPa) de la couche de composite du matériau bicouche ainsi que leur intervalle de confiance à 90 %

Constantes	C_{11}	C_{22}	C_{12}	C_{66}
Composite	$9,4 \pm 0,3$	$10,3 \pm 2$	$4,7 \pm 0,9$	$2 \pm 0,5$

Il faut rappeler que le calcul des intervalles de confiance ne prend pas en compte les erreurs systématiques commises sur la chronométrie des différents temps de vol. De plus, la faible ouverture angulaire des données relatives au mode quasi transverse entraîne une forte dépendance des coeffi-

cients C_{12} et C_{66} à l'ajout ou à la suppression de données supplémentaires sur la courbe des lenteurs de phase du mode quasi transverse. Ce matériau bicouche représente un cas critique d'identification. La méthode est en outre limitée par le faible rapport signal/bruit dû au système de détection. De nouveaux systèmes optiques fondés sur des matériaux photoréfractifs ou holographiques permettent des mesures des vibrations ultrasonores sur des surfaces diffusantes et non polies avec un meilleur rapport signal/bruit [28].

Conclusion

Actuellement, de nombreuses applications industrielles visent à protéger les matériaux contre les mécanismes d'usure naturels ou non. Cette protection est souvent faite par dépôt d'une couche supplémentaire d'un deuxième matériau plus résistant aux phénomènes de détérioration. Il a été montré dans cette publication que le suivi de l'endommagement de couches de protection peut être envisagé par une méthode acoustique. Une méthode de construction de fronts plans a été appliquée à la caractérisation d'un bicouche étalon constitué de couches de silicium et d'aluminium parfaitement connues. Les constantes d'élasticité obtenues après inversion des vitesses de phase calculées sur les différents fronts plans a montré la validité du processus.

La méthode est fondée sur un processus de reconstruction synthétique. Les signaux individuels sont utilisés pour construire des fronts plans se propageant suivant diverses directions de propagation. Des lois de retard plus complexes peuvent être appliquées pour utiliser la méthode sur des surfaces complexes ou pour focaliser l'énergie acoustique à la manière d'un microscope acoustique. Des délaminages à l'interface du revêtement et du substrat ou bien des défauts macroscopiques au sein du revêtement pourraient ainsi être détectés.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] LEMAITRE J., CHABOCHE J.-L., *Mécanique des matériaux solides*, Bordas, Paris, **1985**.
- [2] MARKHAM M.-F., Measurement of the elastic constants of fibre composites by ultrasonic, *Composites*, **1**, **1970**, pp. 145-149.
- [3] MONCHALIN J.-P., *Optical detection of ultrasound*, IEEE Trans. Ultras., Ferroelec. And Freq. Contr., UFFC-33, **1986**, pp. 485-499.
- [4] TAS G., LOOMIS J.J., MARIS H.J. et al., Picosecond study of the modification of interfacial bonding by ion implantation, *Appl. Phys. Letters*, **72** (18), **1998**, pp. 2235-2237.
- [5] AUSSEL J.-D., LE BRUN A., BABOUX J.-C., Generating acoustic waves by laser: theoretical and experimental study of the emission source, *Ultrasonics*, **26**, **1988**, pp. 245-255.
- [6] MOURAD A., DESCHAMPS M., CASTAGNEDE B., Acoustic waves generated by a transient line source in an anisotropic half-space, *Acta Acustica*, **82** (6), **1996**, pp. 839-851.
- [7] EVERY A.G., SACHSE W., Imaging of laser generated waves in silicon, *Phys. Rev.*, **B 44**, **1991**, pp. 6689-6699.
- [8] DIEULESAINT E., ROYER D., *Ondes élastiques dans les solides*, Masson et Cie, **1974**.
- [9] MARIS H.J., Effect of finite phonon wavelength on phonon focusing, *Phys. Rev.*, **B 28** (12), **1983**, pp. 7033-7037.
- [10] GUILBAUD S., AUDOIN B., Measurement of the stiffness coefficients of a viscoelastic composite material with laser-generated and detected ultrasound, *J. Acoust. Soc. Am.*, **105** (4), **1999**, pp. 2226-2235.
- [11] REVERDY F., AUDOIN B., Elastic constants determination of anisotropic materials from phase velocities of acoustic waves generated and detected by lasers, *J. Acoust. Soc. Am.*, **109** (5), **2001**, pp. 1965-1972.
- [12] HECHT E., *Optics*, Addison-Wesley publishing company, **1987**.
- [13] ROYER D., DIEULESAINT E., *Optical detection of sub-angström transient mechanical displacements*, IEEE Ultrason. Symp. Proc., **1986**, pp. 527-530.

- [14] AKI K., RICHARDS P. G., *Quantitative seismologie : Theory and Methods*, vol. I, W. H. Freeman and Compagny, **1990**.
- [15] M. DESCHAMPS, BESCOND C., Inversion of elastic constants from ultrasound group velocity measurements, *Ultrasonics*, **33** (3), **1995**, pp. 205-211.
- [16] EVERY A. G., SACHSE W., Determination of the elastic constants of anisotropic solids from acoustic-wave group-velocity measurements, *Phys. Review*, **B 42** (13), **1990**, pp. 8196-8205.
- [17] AULD B.A., *Acoustic fields and waves in solids*, Robert E Krieger Publishing Compagny, Malabar, Florida, **1990**.
- [18] BREKHOVSKIKH L. M., GODIN O. A., *Acoustic Layered Media II point Sources and Bounded Beams*, Springer, New York, **1992**.
- [19] AMULELE G. M., EVERY A. G., Wave propagation in an anisotropic nickel-based superalloy, *Ultrasonics*, **38**, **2000**, pp. 252-255.
- [20] MOURAD A., CASTAGNÈDE B., Détermination des temps d'arrivée de fronts d'onde acoustiques divergents dans une lame anisotrope, *Journal de Physique*, **III** (10), **1993**, pp. 1911-1927.
- [21] ROBERTSSON J.O.A., BLANCH J.O., SYMES W.W., Viscoelastic finite-difference modeling, *Geophysics*, **59**, **1994**, pp. 1444-1456.
- [22] BESCOND C., *Réponse dynamique d'un demi-espace anisotrope : application à la résolution de problèmes inverses par génération et détection LASER*, Thèse de 3^e cycle, Université de Bordeaux 1, **1997**.
- [23] EVERY A.G., KIM K.Y., MAZNEV A.A., The elastodynamic response of a semi-infinite anisotropic solid to a sudden surface loading, *J. Acoust. Soc. Am.*, **102** (3), **1997**, pp. 1346-1355.
- [24] REVERDY F., *Synthèse de fronts acoustiques plans par déplacement d'une source laser : application à l'évaluation non destructive de matériaux composites*, Thèse de 3^e cycle, Université de Bordeaux 1, **2000**.
- [25] FLANDRIN P., *Temps-Fréquence*, Hermès Paris, **1993**.
- [26] CASTAGNEDE B., *Mesure des constantes élastiques de solides anisotropes par une méthode ultrasonore*, Thèse de 3^e cycle, Université de Bordeaux 1, **1984**.
- [27] AUDOIN B., BASTE S., CASTAGNÈDE B., *Evaluation of the confidence interval associated with elastic constants identified from ultrasonic velocity measurements*, C. R. Acad. Sci. Paris, t. 312, Série II, **1991**, pp. 679-686.
- [28] LAHIRI I., PYRAK-NOLTE L.J., NOLTE D.D., MELLOCH M.R., KRUGER R.A., BACHER G.D., KLEIN M.B., Laser-based ultrasound detection using photorefractive quantum wells, *Appl. Phys. Letters*, **73** (8), **1998**, pp. 1041-1043.