



HAL
open science

Suivi de l'effet de la température sur la propagation d'ondes acoustiques dans une plaque composite par interférométrie d'onde de coda ultrasonore

Seif Eddine Hamdi, Alain Le Duff, Laurent Simon, Guy Plantier, Rachid El Guerjouma, Mohamed Hedi Ben Ghazlen

► To cite this version:

Seif Eddine Hamdi, Alain Le Duff, Laurent Simon, Guy Plantier, Rachid El Guerjouma, et al.. Suivi de l'effet de la température sur la propagation d'ondes acoustiques dans une plaque composite par interférométrie d'onde de coda ultrasonore. 10ème Congrès Français d'Acoustique, Apr 2010, Lyon, France. hal-00554440

HAL Id: hal-00554440

<https://hal.science/hal-00554440v1>

Submitted on 10 Jan 2011

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

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

10ème Congrès Français d'Acoustique

Lyon, 12-16 Avril 2010

Suivi de l'effet de la température sur la propagation d'ondes acoustiques dans une plaque composite par interférométrie d'onde de coda ultrasonore

Seif Eddine Hamdi^{1,2}, Alain Le Duff^{1,2}, Laurent Simon², Guy Plantier^{1,2}, Rachid El Guerjouma², Med Hedi Ben Ghazlen³

¹ Groupe Signal Image et Instrumentation (GSII), Groupe ESEO, 4 rue Merlet de la Boulaye, BP3030926, 49009 Angers Cedex 01, France

² Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine, Av. O. Messiaen, 72085 LE MANS cedex 09, France

³ Laboratoire de Physique des Matériaux, Faculté des Sciences de Sfax, BP.802, 3018 Sfax, Tunisie

seif-eddine.hamdi@eseo.fr, alain.le-duff@eseo.fr, Laurent.Simon@univ-lemans.fr, guy.plantier@eseo.fr, Rachid.Elguerjouma@univ-lemans.fr,

ghozlenh@yahoo.fr

L'interférométrie par ondes de coda est une technique qui exploite les changements inhérents aux ondes dispersives afin d'évaluer les variations de propriétés du milieu de propagation. Cette technique a été précédemment mise au point dans le domaine de la géophysique, dans le contexte d'une caractérisation non destructive [1], [2]. En effet, un des potentiels de cette méthode réside, entre-autre, dans sa capacité à évaluer les modifications du temps de parcours des ondes élastiques dans des milieux soumis à des changements de température aussi bien qu'à des modifications structurelles. Une première étude a montré la capacité de l'interférométrie par ondes de coda à estimer avec précision la température dans une plaque d'aluminium [3]. Ce travail préliminaire, dans un milieu homogène et isotrope, a permis alors de confronter les mesures à un modèle analytique. Le travail présenté dans cet article s'inspire de ces résultats pour étudier l'effet de la température sur la propagation des ondes acoustiques dans une plaque composite de type verre époxy. La sensibilité de la méthode ouvre des perspectives très intéressantes en termes de contrôle de santé des matériaux en présence d'endommagements faibles ou précoces.

1 Introduction

La compréhension du comportement et le contrôle de l'intégrité des structures en service peuvent grandement aider à améliorer leurs fiabilité et réduire considérablement les coûts de leurs maintenances. Les méthodes d'inspections actuelles sont coûteuses et obligent souvent une mise hors service du système tout entier. Cela nécessite de concevoir des systèmes de contrôle de santé structurelle qui soit capables, dans un premier temps, de détecter les défauts in situ puis, ensuite, de prédire leurs évolutions qui pourraient conduire à la perte du matériau en question.

Les techniques ultrasonores pour le contrôle d'état de santé sont intéressantes puisque elles permettent l'inspection de larges surfaces avec peu de capteurs [5]. Les ondes ultrasonores permettent de renseigner sur l'état de la structure toute entière, car elles sont directement affectées par la géométrie, la microstructure, ou n'importe quelle anomalie qui pourrait exister [4].

Un certain nombre de méthodes utilisant des ondes ultrasonores guidées a été proposé pour détecter les endommagements [6], [7]. Ces techniques se basent souvent sur l'émission et la réception (impulsion/échos) des ondes guidées à bande étroite dans le but d'obtenir la réponse d'un seul mode guidé. Cependant, comme les structures gagnent en complexité, les ondes guidées sont difficiles à obtenir, soit parce que la géométrie du matériau ne les supporte pas, ou soit parce qu'il est de plus en plus difficile de distinguer entre les réflexions

dues aux défauts d'environnements et celles dues à la géométrie structurelle [8]. Cela exclue ainsi l'utilisation de ces techniques.

Une alternative aux ondes guidées consiste à exploiter les ondes ultrasonores diffusées, parcourant la structure toute entière, et enregistrées par un récepteur après réflexions multiples sur les parois du matériau. Celles-ci sont utilisées dans ce travail dans le but de déceler le changement d'état structurel d'une plaque composite. En effet, une des caractéristiques propres au contrôle de l'état de santé par la technique de coda est sa sensibilité aux changements structurelles comme l'apparition de microfissures par exemple. Ces signaux sont également dépendants de divers facteurs propres à l'environnement de la structure, comme le bruit, le couplage des capteurs, la température ainsi que les variations dimensionnelle [7], [8], [9].

Un bon système de contrôle d'état de santé doit être capable de suivre et d'estimer l'effet du milieu extérieur sur une structure en service. Par ailleurs, la variation de température peut jouer un rôle majeur dans la dégradation du rendement des structures en service et peut être parfois interprétée comme de l'endommagement. Ce travail étudie donc la capacité de la coda à discriminer l'effet de la variation de la température dans les matériaux composites hétérogènes. Cette étude constitue une première étape vers la discrimination entre les gradients de températures et l'endommagement.

2 Les ondes de coda ultrasonore

En 1969, Aki interprète les ondes de coda comme des ondes diffractées sur des hétérogénéités réparties de manière aléatoire à l'intérieur de la lithosphère, ces hétérogénéités pouvant consister en des contrastes de vitesse ou de densité du milieu [10]. En effet la réponse d'un milieu diffusant peut être considéré comme somme de répliques d'un signal source $e(t)$ correspondant à une succession de chemins C différents et indépendants. Le signal de réception résultant, $x_0(t)$, est alors donné par l'équation de convolution [3]

$$x_0(t) = \sum_C e(t) * A_C \delta(t - t_C) \quad (1)$$

avec t_C le temps de trajet de l'onde sur le chemin C et A_C l'amplitude correspondante. La nature complexe des ondes de coda leurs donne une apparence chaotique et aléatoire. Malgré cela, ces signaux sont reproductibles, à condition toutefois que les conditions de propagation restent inchangées. De plus, il est également indispensable que les propriétés physiques ainsi que le signal d'excitation du matériau ne varient pas au cours du temps. Toutefois, l'onde de coda est particulièrement sensible aux variations, même faibles, des conditions de propagation. En effet, en supposant que ces perturbations soient non-dispersives, il est alors possible d'observer ces modifications dans le nouveau signal de réception [3] :

$$x_1(t) = \sum_C e(t) * A_C \delta(t - t_C - t_d) \quad (2)$$

3 Effet de la température sur les ondes de coda ultrasonores

Peu de travaux se sont intéressés à l'étude de l'influence des changements environnementaux sur le contrôle de santé par ondes de coda. Parmi les conditions extérieures, la température est un élément incontournable de l'environnement global des structures en service. Or les variations de températures modifient sensiblement les formes d'onde enregistrées.

Les effets des changements de température sur les ondes ultrasonores diffusées sont évoqués dans [7], [11], où il est démontré que l'évolution de la température conduit principalement, à la dilatation ou à la compression du signal, ainsi qu'à de la distorsion.

La figure 1 montre les formes d'ondes de deux signaux enregistrés à deux températures différentes ($T_0=20^\circ\text{C}$, $T_1=30^\circ\text{C}$). Les figures 2 et 3 montrent les détails des ondes de coda pour deux fenêtres d'observation centrées respectivement sur 0,28 ms et 1,4 ms. Elles permettent de constater qu'une élévation de la température conduit à un retard (décalage vers la droite) de la forme d'onde. Par ailleurs, la valeur de ce retard augmente avec le temps.

4 Modèle théorique

La dépendance à la température de la coda dans les matériaux composites est le résultat de la contribution

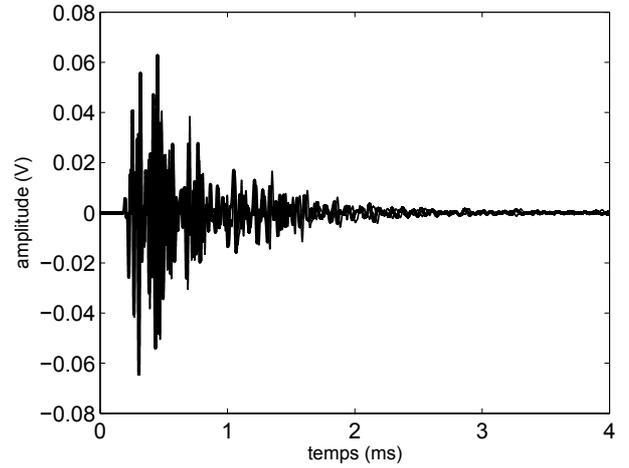


FIG. 1 – Exemple de deux forme d'onde de coda : $x_0(t)$ ($T = 20^\circ\text{C}$) et $x_1(t)$ ($T = 30^\circ\text{C}$). Il est difficile de distinguer les deux signaux sur cette figure.

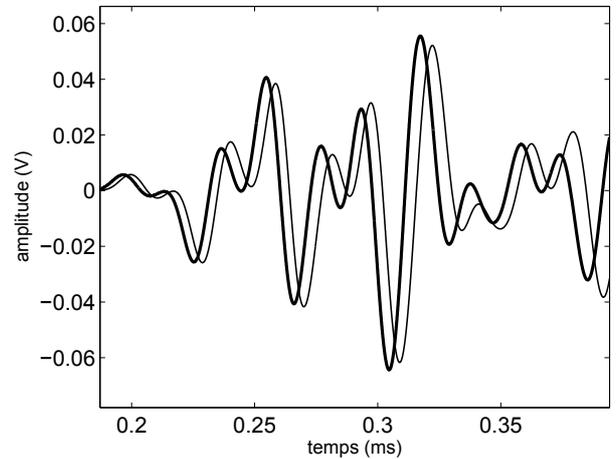


FIG. 2 – Fenêtre d'observation centrée sur 0,28 ms.

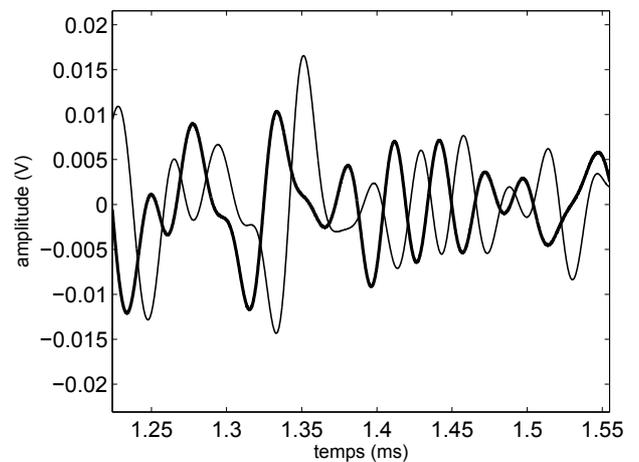


FIG. 3 – Fenêtre d'observation centrée sur 1,4 ms.

de deux phénomènes : Le premier est la dilatation thermique de la structure qui a pour effet de modifier les

longueurs des chemins de propagation. Le second est la dépendance vis à vis de la température des vitesses longitudinale c_l et de cisaillement c_s . Ces différents phénomènes ont alors pour conséquence de modifier les temps de parcours des ondes. La suite de ce papier présente un modèle théorique donnant l'évolution, en fonction de la température, des temps de parcours d'ondes ultrasonores dans une plaque composite verre époxy FR4.

4.1 Dilatation thermique

La dépendance de la masse volumique du matériau par rapport à la température est décrite par la dilatation thermique de la structure. En effet la masse volumique est donnée par

$$\rho(T) = \rho_0 [1 + \alpha(T - T_0)]^{-3} \quad (3)$$

relation dans laquelle T est la température, ρ_0 la masse volumique à la température de référence $T_0 = 20$ °C ($\rho_0 = 1950$ kg/m³ pour le verre époxy FR4) et α le coefficient de dilatation thermique ($\alpha = 18 \cdot 10^{-6}$ K⁻¹ pour le Verre Epoxy FR4). La longueur du chemin d'une onde à la température T est alors donnée par

$$L(T) = L_0 [1 + \alpha(T - T_0)] \quad (4)$$

où L_0 représente la longueur de parcours de l'onde à la température de référence T_0 .

4.2 Effet de la température sur les vitesses des ondes longitudinales et de cisaillement

D'après Balaa, [3], les vitesses des ondes longitudinales c_l et des ondes de cisaillement c_s des ondes diffrusées, dépendent elles aussi de la température par l'intermédiaire des relations

$$c_l(T) = c_{l0} + k_l(T - T_0), \quad (5)$$

$$c_s(T) = c_{s0} + k_s(T - T_0) \quad (6)$$

où c_{l0} et c_{s0} sont les vitesses des ondes longitudinales et des ondes de cisaillement à la température de référence T_0 et k_l et k_s les coefficients de température exprimés en ms⁻¹K⁻¹.

4.3 Effet de la température sur les temps de parcours

Le chemin total parcouru par une onde diffuse prenant en compte les contributions des ondes longitudinales et de cisaillement s'écrit

$$L(T) = L_l(T) + L_s(T). \quad (7)$$

Le temps d'arrivée de cette onde diffuse est alors égale à

$$t(T) = t_l(T) + t_s(T) = \frac{L_l(T)}{c_l(T)} + \frac{L_s(T)}{c_s(T)}. \quad (8)$$

Les écarts de temps dus à l'effet de la température correspondent alors à la différence entre les temps de propagation des ondes aux températures T et T_0 , c'est à dire

$$t_d(T) = t(T) - t_0 = \frac{L_l(T)}{c_l(T)} + \frac{L_s(T)}{c_s(T)} - \frac{L_{l0}}{c_{l0}} - \frac{L_{s0}}{c_{s0}}. \quad (9)$$

En dérivant l'équation (9) par rapport à la température T il vient

$$\begin{aligned} \frac{dt_d(T)}{dT} = & \frac{1}{c_l^2(T)} \left[\frac{dL_l(T)}{dT} c_l(T) - L_l(T) \frac{dc_l(T)}{dT} \right] \\ & + \frac{1}{c_s^2(T)} \left[\frac{dL_s(T)}{dT} c_s(T) - L_s(T) \frac{dc_s(T)}{dT} \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Or en prenant en compte la relation (4) il est possible d'écrire

$$\frac{dL_l(T)}{dT} = \alpha L_{l0} \quad (11)$$

et

$$\frac{dL_s(T)}{dT} = \alpha L_{s0}. \quad (12)$$

De plus d'après les équations (5) et (6)

$$\frac{dc_l(T)}{dT} = k_l \quad (13)$$

et

$$\frac{dc_s(T)}{dT} = k_s. \quad (14)$$

L'équation (10) devient alors

$$\begin{aligned} \frac{dt_d(T)}{dT} = & \frac{[\alpha L_{l0} c_l(T) - L_l(T) k_l]}{c_l^2(T)} \\ & + \frac{[\alpha L_{s0} c_s(T) - L_s(T) k_s]}{c_s^2(T)} \\ = & \alpha \left[\frac{L_{l0}}{c_l(T)} + \frac{L_{s0}}{c_s(T)} \right] - \frac{L_l(T)}{c_l^2(T)} k_l - \frac{L_s(T)}{c_s^2(T)} k_s \end{aligned} \quad (15)$$

Comme

$$\left[\frac{L_{l0}}{c_l(T)} + \frac{L_{s0}}{c_s(T)} \right] = t(T) \quad (16)$$

et que

$$\frac{L_l(T)}{c_l(T)} = t_l(T) \quad (17)$$

et

$$\frac{L_s(T)}{c_s(T)} = t_s(T) \quad (18)$$

l'équation (15) devient

$$\frac{dt_d(T)}{dT} = \alpha t(T) - \frac{t_l(T)}{c_l(T)} k_l - \frac{t_s(T)}{c_s(T)} k_s \quad (19)$$

Or

$$k_l = \frac{dc_l(T)}{dT} \quad (20)$$

et

$$k_s = \frac{dc_s(T)}{dT}. \quad (21)$$

Il est alors possible de réécrire l'équation (19)

$$\begin{aligned} \frac{dt_d(T)}{dT} = & \alpha t(T) - \frac{t_l(T)}{c_l(T)} \frac{dc_l(T)}{dT} - \frac{t_s(T)}{c_s(T)} \frac{dc_s(T)}{dT} \\ = & \alpha t(T) - t_l(T) \frac{d}{dT} [\ln c_l(T)] \\ & - t_s(T) \frac{d}{dT} [\ln c_s(T)]. \end{aligned} \quad (22)$$

En identifiant les termes $\frac{d}{dT} [\ln c_l(T)]$ et $\frac{d}{dT} [\ln c_s(T)]$ aux coefficients de dilatation temporelle δ_l et δ_s respectivement la relation (22) devient

$$\frac{dt_d(T)}{dT} = t(T) \left[\alpha - \frac{t_l(T)}{t(T)} \delta_l - \frac{t_s(T)}{t(T)} \delta_s \right] \quad (23)$$

Par ailleurs, les contributions respectives des ondes longitudinale et de cisaillement au champ diffus dans le matériau sont données par les coefficients $1/(1+R)$ et $R/(1+R)$ pour lesquels

$$R = 2 \left(\frac{c_l}{c_s} \right)^3$$

correspond au rapport entre l'énergie des ondes de cisaillement et longitudinale [11]. Dans le cas du composite verre époxy FR4 R est de l'ordre de 12.

En supposant que ces rapports d'énergie sont proportionnels aux rapports des temps d'arrivée des ondes, c'est à dire

$$\frac{t_l(T)}{t(T)} = \frac{1}{1+R} \quad (24)$$

et

$$\frac{t_s(T)}{t(T)} = \frac{R}{1+R} \quad (25)$$

il est possible d'écrire

$$\frac{dt_d(T)}{dT} = t(T) \left(\alpha - \frac{1}{1+R} \delta_l - \frac{R}{1+R} \delta_s \right). \quad (26)$$

Au voisinage de la température de référence T_0 l'évolution du temps de retard t_d peut être approchée par

$$t_d(T) \approx t(T) \left(\alpha - \frac{1}{1+R} \delta_l - \frac{R}{1+R} \delta_s \right) (T - T_0). \quad (27)$$

À une température T donnée le temps de retard est alors fonction du temps et s'écrit

$$t_d(t) = t \left(\alpha - \frac{1}{1+R} \delta_l - \frac{R}{1+R} \delta_s \right) (T - T_0) \quad (28)$$

relation dans laquelle il est possible d'identifier le coefficient de dilatation temporel

$$K_T = \alpha + \frac{R}{1+R} \delta_s + \frac{1}{1+R} \delta_l \quad (^\circ\text{C}^{-1}). \quad (29)$$

Dans la relation (29) α est le coefficient de dilatation thermique, δ_s et δ_l représentant, quant à eux, les coefficients de dilatation temporelle en fonction de la température (liés aux variations relatives des vitesses des ondes longitudinale et de cisaillement). Dans le cas du verre époxy FR4, δ_s et δ_l valent respectivement $-2,72 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ et $-4,08 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$. Le coefficient K_T résulte donc de la contribution de trois termes,

- $\alpha = 18 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ (9%);
- $-\frac{1}{1+R} \delta_l = 3,138 \cdot 10^{-4} \text{K}^{-1}$ (4%);
- $-\frac{R}{1+R} \delta_s = 2,516 \cdot 10^{-4} \text{K}^{-1}$ (87%).

Dans le cas du composite verre époxy FR4, le terme prépondérant est donc $R\delta_s/(1+R)$. Le coefficient K_T dépend alors principalement des variations de la vitesse de l'onde de cisaillement c_s liées aux changements de température. La loi donnant le retard en fonction du temps est alors donnée par

$$t_d(t) = K_T(T - T_0)t \quad (30)$$

avec $T_0 = 20 \text{ } ^\circ\text{C}$ la température de référence. La relation (30) fait donc apparaître une dépendance du retard t_d avec le temps t , phénomène illustré par les figures 2 et 3.

5 Estimation des lois de retards

Une manière d'estimer la loi décrite par l'équation (30) consiste à déterminer la fonction d'intercorrélation à court terme des signaux de coda $x_0(t)$ (signal de référence) et $x_1(t)$ (signal de réception)

$$\varphi_{x_0x_1}^{(\Delta)}(\tau, t) = \int_{t-\frac{\Delta}{2}}^{t+\frac{\Delta}{2}} x_0(t') \cdot x_1(t' + \tau) dt' \quad (31)$$

où Δ et t représentent respectivement la largeur et le centre de la fenêtre glissante. L'estimation de la loi de retard est alors la solution du problème de maximisation

$$\hat{t}_r(t) = \arg \max_{\tau} \{ \varphi_{x_0x_1}^{(\Delta)}(\tau, t) \} \quad (32)$$

6 Protocole expérimental

6.1 Description des matériaux

Pour cette étude une plaque composite verre époxy FR4 a été utilisée; c'est un isolant composite constitué de tissu de verre et de résine époxy. Il présente de bonnes propriétés diélectriques et une grande résistance mécanique. Cette plaque est de dimensions 300mm*200mm et de 2 mm d'épaisseur.

6.2 Méthode expérimentale

Pour l'application du suivi de l'effet de température, de minces pastilles piézoélectriques de type Pz27, ont été choisies comme émetteur et récepteur. Ces transducteurs ont des dimensions de 50mm*25mm et d'épaisseur 0,5 mm. Ils sont utilisés pour la génération et la réception des ondes diffuses afin de détecter les changements de température interprétés ici comme des endommagements. La démarche expérimentale adoptée dans cette étude comporte trois phases : la génération des signaux, le traitement du signal et l'interprétation des résultats.

Le signal d'excitation $e(t)$ constitué d'un "burst" sinusoïdal d'une seule période de fréquence 100 kHz répétées toutes les 20 ms, est fourni par un générateur de fonction Agilent 33220A. La réception se fait grâce à un système d'acquisition Nicolet Sigma 100 qui permet l'enregistrement de 100000 échantillons du signal de réception à une fréquence d'échantillonnage de 20 MHz. Afin d'améliorer le rapport signal sur bruit, le signal de

réception, pour chaque température, est recueilli après un moyennage de 100 acquisitions. la figure 3 représente le dispositif expérimental adopté dans ce travail.

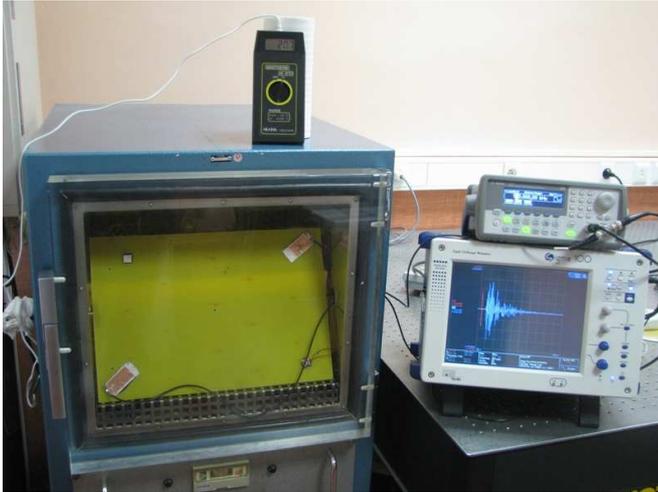


FIG. 4 – Dispositif expérimental.

7 Résultats et interprétations

La loi de retard, décrite par l'équation (30), est mesurée pour différentes températures comprises entre 5°C et 40°C par paliers de 5°C, la température de référence étant de 20°C. La fonction d'intercorrrelation est calculée sur huit intervalles sans recouvrement ce qui correspond à une largeur de la fenêtre d'analyse $\Delta = 0,5$ ms.

La figure 4 montre le résultat de l'évolution du retard en fonction de la position des fenêtres de calcul de l'intercorrrelation des formes d'ondes des signaux de coda enregistrées à 20°C et à 30°C. Il est possible de constater que le retard augmente linéairement avec le centre des fenêtres, ce qui montre la dépendance à la température de la phase des ondes diffusées [12]. De même, quelques écarts du retard mesuré par rapport à la droite des moindres carrés sont observables. Ceci est probablement dû au fait que le champ d'onde n'est pas complètement diffus.

Le modèle théorique établi à la section 4 montre que deux effets contribuent à la dépendance en température de la phase des signaux de coda. Le premier effet est la dilatation thermique de la structure. En effet, le changement de température provoque une modification de la longueur du trajet du signal diffus. Le second effet est la dépendance en température des vitesses d'onde longitudinale et transversale. La figure 5 montre l'allure, en fonction de la température T , des différentes lois de retard mesurées à l'aide de la fonction d'intercorrrelation (31). Ces lois sont estimées à partir du signal de référence enregistré à la température de 20°C. Elles montrent l'évolution linéaire du retard en fonction des instants des centres des fenêtres d'intercorrrelation. La pente qui représente cette linéarité augmente également linéairement avec la température. Cependant, de la distorsion apparaît dans ces lois de retard, en particulier pour les formes d'ondes acquises avec de grandes différences de température.

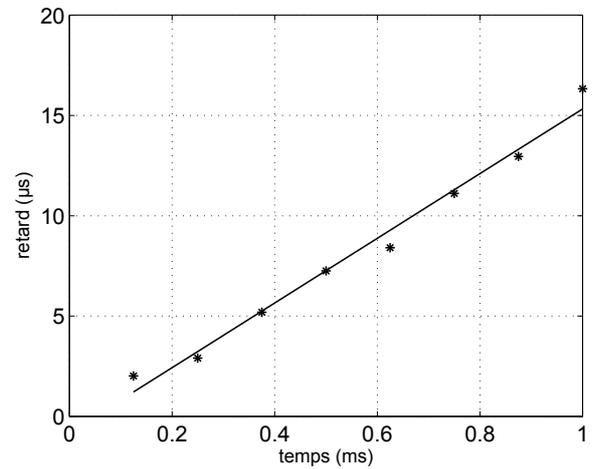


FIG. 5 – Loi de retard estimée à partir de l'intercorrrelation entre deux signaux à $T = 20^\circ\text{C}$ et $T = 30^\circ\text{C}$ (*) et les moindres carrés correspondants (—).

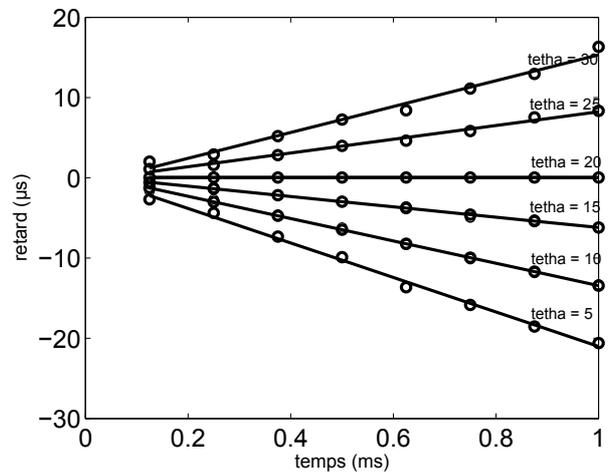


FIG. 6 – Lois de retard estimées pour différentes températures (o) et les moindres carrés correspondants (—).

La dépendance du retard, ou de la phase, des ondes de coda diffusées à la température n'est pas liée à la présence ou à la taille des lacunes, mais dépend seulement des propriétés du matériau (coefficient d'expansion thermique, coefficient de Poisson, vitesses d'ondes ultrasonores,...).

8 Conclusion et perspectives

Dans un premier temps, ce travail a permis de montrer l'intérêt d'utiliser la technique de la coda ultrasonore pour évaluer les effets de la température sur les ondes diffusées dans une plaque composite. Comme prévu, les effets environnementaux, tels que la modification de température et les variations dimensionnelles, affectent le signal ultrasonore de manière particulièrement sensible, de la même manière que des changements structurels. En effet, la température joue fréquemment le rôle de déclencheur d'endommagement et doit donc être sur-

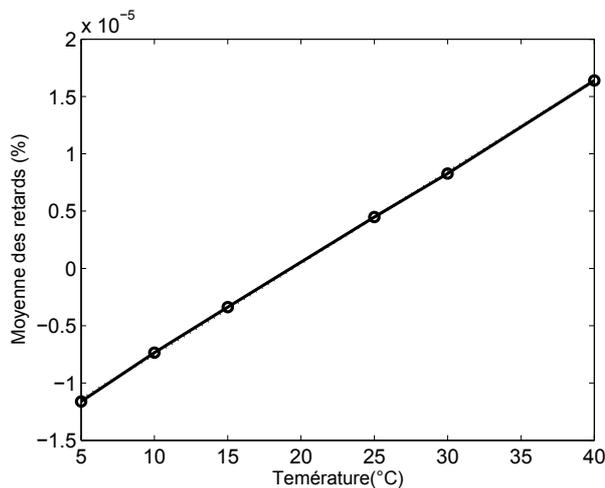


FIG. 7 – Dépendance en température des lois de retards (o).

veillée notamment dans un contexte de contrôle d'état de santé structurel des matériaux composites.

Par ailleurs, l'interférométrie par ondes de coda présente un double intérêt pour le contrôle de santé : D'une part, elle peut-être utilisée pour quantifier, puis compenser, les effets de la température. Cela permet, par exemple, de séparer ses effets de ceux d'éventuels défauts structurels (délaminages, fissuration matricielle,...) D'autre part, la simplicité de la technique pour le contrôle de santé des structures composites peut être exploitée afin d'identifier les lois qui lient certaines formes d'endommagements avec leurs effets sur les propriétés physiques du matériau.

Il est maintenant envisageable d'utiliser cette méthode pour définir une méthodologie complète de contrôle de santé. Celle-ci peut inclure la détection de défauts ou des changements d'état d'une structure. Il peut-être également intéressant d'identifier et de quantifier les lacunes susceptibles de nuire au comportement des structures composites. À terme, les auteurs de ce travail envisagent d'appliquer l'interférométrie par onde de coda à l'évaluation de défauts dans des plaques en matériaux composites.

Références

- [1] Grêt A., Snieder R., Scales J. "Monitoring in-situ stress changes in a mining environment with coda wave interferometry", *J. Geophys* 167, 504-508 (2006)
- [2] Grêt A., Snieder R., Scales J. "Time-lapse monitoring of rock properties with coda wave interferometry", *J. Acoust. Soc. Am.* 111 (2006).
- [3] Balaa E., Le Duff A., Plantier G., El Guerjouma R. "Interférométrie par onde de coda : effet de la température sur la propagation d'ondes acoustiques dans une plaque d'aluminium", *22ème colloque sur le traitement du signal et des images*(2009).
- [4] Michaels J.E., Michaels T.E. "An integrated strategy for detection and imaging of damage using a spatially distributed array of piezoelectric sensors", *Proceedings of the SPIE* 6532, 653203 :1-12 (2007).
- [5] Michaels J.E., Michaels T.E. "Detection of Structural Damage from the Local Temporal Coherence of Diffuse Ultrasonic Signals", *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control* 52, 1769 (2005).
- [6] Tua P.S., Quek S.T., Wang Q. "Detection of cracks in plates using piezo-actuated Lamb waves", *Smart Materials and Structures* 13, 643-660 (2004).
- [7] Michaels J.E., Michaels T.E. "Guided wave signal processing and image fusion for in situ damage localization in plates", *Wave Motion* 44, 482-492 (2007).
- [8] Y. Lu, "A methodology for structural health monitoring with diffuse ultrasonic waves in the presence of temperature variations", *Ultrasonics* 43, 717-731 (2005).
- [9] Konstantinidis G., Drinkwater B.W., Wilcox P.D., "The temperature stability of guided wave structural health monitoring systems", *Smart Materials and Structures* 111 (15), 967-976 (2006).
- [10] Aki K., "Analysis of the seismic coda of local earthquakes as scattered waves", *Journal of geophysical research* 74, 615-631 (1969).
- [11] Weaver R.L., Lobkis O.I., "Temperature dependence of diffuse field phase", *Ultrasonics* 38, 491-494 (2000).
- [12] Lu Y., "Analysis and modeling of diffuse ultrasonic signals for structural health monitoring", *PhD Thesis* 33-37 (2007).