

Évaluation de la nonlinéarité classique

La détermination du coefficient de nonlinéarité β d'un solide est souvent plus délicate que celle du rapport B/A d'un fluide. En effet, les effets non linéaires sont plus faibles dans les matériaux solides, plus rigides, que dans les fluides. Il est également nécessaire de connaître la nonlinéarité introduite par le dispositif expérimental qui peut devenir non négligeable.

Deux types de méthodes sont classiquement utilisées pour mesurer le coefficient de nonlinéarité d'un solide : les méthodes d'amplitude finie [47], qui sont similaires à celles décrites pour les fluides, et les méthodes acousto-élastiques [48].

2.1 Méthodes de mesure du coefficient non linéaire

Certaines méthodes de mesure du rapport B/A découlent directement de sa définition (I.1.12). C'est le cas des méthodes thermodynamiques I.1.12 et isentropiques I.1.9. D'autres techniques, les méthodes dites d'amplitudes finies, sont basées sur la mesure des distorsions subies par une onde se propageant dans un milieu possédant un rapport B/A non nul.

2.1.1 Méthodes acousto-élastiques

Ces méthodes regroupent les méthodes thermodynamiques et les méthodes isentropiques permettant de déterminer le coefficient non linéaire $\frac{B}{A}$ par la mesure de la variation de célérité de l'onde acoustique dans le milieu de propagation.

2.1.1.1 Méthodes thermodynamiques

Le rapport B/A peut être estimé si un certain nombre de propriétés thermodynamiques du matériaux sont mesurées. Si les variations de célérité sont étudiées pour une large plage de pressions hydrostatiques (à température constante) et pour une large plage de températures (à pression constante), les dérivées partielles de l'équation peuvent être calculées. On peut ainsi déterminer le rapport B/A avec la connaissance des paramètres ρ_0 , c_0 , α_T et C_p du matériau. Le principal intérêt de cette méthode, introduite en 1960 par Beyer [49, 50], est qu'il n'est pas nécessaire de connaître parfaitement les caractéristiques des transducteurs utilisés pour la mesure de la célérité, contrairement aux méthodes d'amplitude finie (développées dans la partie 2.1.2). En effet, une mesure du temps de vol suffit à déterminer avec suffisamment de précision la célérité si l'on connaît parfaitement la distance séparant le transducteur d'émission de celui de réception. De plus, la pression et la température peuvent être mesurées avec une grande précision. On peut obtenir typiquement une précision d'environ $\pm 3\%$ pour les fluides et $\pm 5\%$ pour les tissus biologiques. Néanmoins, le principal inconvénient de cette méthode est le fait d'imposer au matériau de fortes variations de pression (environ 100 à 200 fois la pression atmosphérique) et de température (environ 30°C). Ces fortes variations sont nécessaires à l'obtention des dérivées partielles de la célérité. De plus, de telles variations ne peuvent pas être générées *in situ* et risquent d'endommager de manière irréversible les échantillons testés. Enfin, les grandeurs thermodynamiques α_T et C_p (éq. (I.1.11)) ne sont pas toujours faciles à obtenir. Cependant certains auteurs ont montré que l'utilisation des valeurs de α_T et C_p pour l'eau n'introduisent que peu d'erreur dans la détermination du coefficient non linéaire pour certains matériaux [51]. Enfin, une méthode thermodynamique relative a été mise au point par Sarvazyan *et al.* [52]. Elle permet de mesurer les variations du coefficient non linéaire dans des solutions d'acides aminés ou de protéines en fonction de leurs concentrations avec une précision d'environ 0,3%.

2.1.1.2 Méthodes isentropiques

L'expression (I.1.9) montre que le rapport B/A peut être simplement déterminé en mesurant la variation de célérité induite par une variation isentropique de pression et en multipliant le résultat par le terme constant $2\rho_0 c_0$. Comme la méthode thermodynamique, elle ne nécessite pas de calibration des transducteurs utilisés pour la mesure de célérité. De plus, cette méthode isentropique ne requiert pas la connaissance d'autres grandeurs thermodynamiques du matériau testé. La mesure de variation de la célérité à une variation isentropique de la pression peut être effectuée de différentes manières. La première idée qui a été exploitée par Emery *et al.* [53] consiste à mesurer la phase d'un train d'ondes lors d'une variation rapide de la pression hydrostatique dans un système où la distance entre l'émetteur et le récepteur est constante. Dans ce cas, la variation de pression requise est seulement de 1 ou 2 atmosphères [54]. En 1984, Seghal *et al.* [55] ont introduit une méthode utilisant la mesure de la phase d'une onde continue, associée à une varia-

tion de pression rapide d'environ 67 atmosphères. Bien que plus précise, cette méthode ne peut être utilisée que pour les matériaux présentant une atténuation suffisante pour éviter l'apparition d'onde stationnaire, ce qui n'est pas le cas des matériaux fissurés. La détection doit intervenir lors de l'apparition de fissures qui ne peuvent pas augmenter significativement l'atténuation. Il a aussi été envisagé d'utiliser deux récepteurs séparés par une distance connue [56] ou une cavité résonante associée à une boucle à verrouillage de phase [57], afin de mesurer les variations de célérité avec une très grande précision. Du fait de sa bonne précision et des faibles volumes d'échantillons nécessaires [58], la méthode isentropique a été souvent utilisée pour mesurer le coefficient non linéaire de tissus biologiques [55].

2.1.2 Méthodes d'amplitude finie

Les méthodes d'amplitude finie sont basées sur le fait que le taux de distorsion d'une onde acoustique se propageant dans un matériau est proportionnel au rapport B/A , à son amplitude et à sa fréquence. On peut donc estimer le rapport B/A en mesurant les déformations subies par une onde sinusoïdale d'amplitude finie à une certaine distance d'un émetteur. Les données expérimentales de mesure du taux de distorsion sont comparées à un modèle théorique, fournissant ainsi le coefficient non linéaire. On peut aussi comparer la perte d'énergie par la composante à la fréquence fondamentale à un modèle théorique [59]. Dans tous les cas, la précision de la mesure est liée aux approximations introduites dans le modèle en comparaison du montage expérimental utilisé.

2.1.2.1 Génération d'harmoniques

Généralement, le taux de distorsion est mesuré en suivant la croissance d'un ou plusieurs harmoniques de l'onde [60, 61]. Une expression très souvent utilisée de l'amplitude de la pression acoustique p_2 de l'harmonique 2 à une distance z d'un transducteur ultrasonore de type piston rayonnant à une fréquence f est :

$$p_2(z) = p^2(0) \frac{\left(\frac{B}{A} + 2\right) \pi f z}{2\rho_0 c_0^3} \cdot D(z) e^{(\alpha_1 + \frac{\alpha_2}{2})z}. \quad (\text{I.2.1})$$

Les α_i sont les atténuations avec i correspondant à l'indice 1 ou 2 pour respectivement les fréquences du fondamental et du deuxième harmonique. Dans le cas d'une onde plane, le terme de correction de diffraction $D(z) = 1$. Les approximations effectuées pour obtenir cette expression sont les suivantes :

- l'onde est de faible amplitude de telle sorte que l'énergie nécessaire pour générer les harmoniques est négligeable devant l'énergie du fondamental $p(0)$,
- l'atténuation α_1 est linéairement proportionnelle à la fréquence.

La première approximation est facilement réalisable expérimentalement par un choix convenable de la tension fournie au transducteur d'émission. Par contre, la deuxième

approximation est parfois mise en défaut. Dans le cas où l'atténuation n'est pas proportionnelle à la fréquence, elle peut être mesurée séparément aux deux fréquences et ensuite être introduite dans le modèle théorique.

Un problème important apparaissant dans cette méthode est qu'il n'est pas possible de dissocier les harmoniques générées par la propagation à travers un échantillon et les harmoniques générés par le système d'excitation lui-même [62], que ce soit directement de la chaîne électrique (générateur, amplificateur) ou de la pastille piézoélectrique du transducteur. Une méthode alternative développée dans les années 1950 par Westervelt *et al.* [13,63] permet d'étudier l'interaction paramétrique entre deux ondes ultrasonores colinéaires.

2.1.2.2 Interaction paramétrique

Les travaux théoriques sur l'interaction non linéaire de deux ondes ultrasonores (ou en d'autre mot le "*scattering*" du son par le son) ont commencé avec les études de M.J. Lighthill sur le son induit par les turbulences [15]. Les ondes acoustiques se propageant dans un milieu ayant un comportement non linéaire interagissent les unes avec les autres provoquant l'apparition de composantes aux fréquences harmoniques ou aux fréquences issues de combinaisons des fréquences propagées [64]. Dans le cas de faibles nonlinéarités, l'échange d'énergie le plus important entre les différentes composantes spectrales est observé lorsque les conditions de synchronisation sont satisfaites, c'est-à-dire lorsque les fréquences de combinaison se propagent dans le milieu avec une vitesse d'une onde libre dans un système à la même fréquence. En considérant deux ondes planes dont le déplacement est caractérisé par $u_i(z, t) = A_i \cos(k_i z - \omega_i t)$ avec $i = 1, 2$ définissant chaque onde, d'amplitudes A_1 et A_2 et de nombre d'ondes $k_1 = \omega_1/V_L$ et $k_2 = \omega_2/V_L$. La nonlinéarité du milieu de propagation génère des ondes harmoniques aux fréquences $2\omega_1$ et $2\omega_2$ et des ondes secondaires aux fréquences $\omega_1 \pm \omega_2$ [12, 14, 63], dont l'amplitude est donnée par :

$$u_{\pm}(z, t) = \mp C \cos \left[(k_1 \pm k_2) z - (\omega_1 \pm \omega_2) t \right], \quad (\text{I.2.2})$$

où

$$C = \frac{1}{4} k_1 k_2 A_1 A_2 \beta z. \quad (\text{I.2.3})$$

On remarque qu'il est alors possible de déterminer le coefficient non linéaire β en mesurant l'amplitude des composantes d'interaction paramétrique. Cette méthode est utilisée au cours de ce travail de thèse dans la partie portant sur la détermination des propriétés non linéaires non classiques d'un matériau fissuré. Une autre méthode, utilisant un effet secondaire de l'interaction paramétrique de deux ondes de fréquences éloignées, la modulation de phase, a été développée un peu plus tard par Zverev *et al.* [65] et utilisée dans les années 2001 par Barrière *et al.* [30].

2.1.2.3 Modulation de phase

La détermination du coefficient non linéaire β par modulation de phase [30, 66] est basée sur le principe de l'interaction paramétrique entre deux ondes dont les fréquences sont très différentes. Un émetteur engendre une onde basse fréquence qui interagit avec un faisceau ultrasonore, considéré comme une onde haute fréquence. D'après Westervelt [63], ce phénomène consiste à mesurer un champ de pression basse fréquence en détectant les composantes spectrales aux fréquences $f_{\pm} = f_0 \pm f_{BF}$ produites par son interaction avec un faisceau acoustique de fréquence f_0 .

Cette création de composantes d'interaction paramétrique aux fréquences f_{\pm} peut être perçue, dans le cas d'interactions faibles, comme une modulation de phase du faisceau ultrasonore haute fréquence.

La célérité de l'onde haute fréquence, dépendante de la pression du milieu, varie avec l'onde basse fréquence à travers deux effets simultanés [65] :

- l'effet thermodynamique : il induit une variation de célérité Δc_1 de l'onde haute fréquence

$$\Delta c_1 = \frac{\gamma - 1}{2\rho_0 c_0} p_{BF}(z, t), \quad (\text{I.2.4})$$

avec $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ le coefficient isentropique de l'air, ce qui implique que la surpression locale de l'onde basse fréquence chauffe le milieu de propagation et accélère localement la propagation de l'onde haute fréquence superposée.

- l'effet convectif : l'onde basse fréquence crée un champ de vitesse dans le milieu, lequel va transporter localement l'onde haute fréquence dans sa direction de propagation :

$$\Delta c_2 = v_{BF}(z, t) \cos \theta, \quad (\text{I.2.5})$$

où v_{BF} est la vitesse particulière de l'onde basse fréquence et θ est l'angle entre l'onde haute fréquence et l'onde basse fréquence.

La variation locale de vitesse résultant de ces deux effets est définie par :

$$\Delta c = \Delta c_1 + \Delta c_2 = \frac{\gamma - 1}{2\rho_0 c_0} p_{BF}(z, t) + v_{BF}(z, t) \cos \theta. \quad (\text{I.2.6})$$

Si on considère que la variation de vitesse est faible par rapport à la vitesse dans le milieu $\frac{\Delta c}{c_0} \ll 1$, alors le déphasage subi par le faisceau ultrasonore ($\omega_0 = 2\pi f_{HF}$), après s'être propagé sur une distance L dans le champ basse fréquence, s'écrit :

$$\varphi = \int_0^L \frac{\omega_0}{c} dz = \frac{\omega_0}{c_0} L - \int_0^L \frac{\omega_0 \Delta c}{c_0^2} dz = \frac{\omega_0}{c_0} L - \varphi_0, \quad (\text{I.2.7})$$

où $\frac{\omega_0}{c_0} L$ est le déphasage de l'onde haute fréquence sans l'onde basse fréquence et φ_0 est le déphasage produit par les interactions non linéaires. En remplaçant Δc dans l'équation

(I.2.7), on obtient :

$$\varphi_0 = \frac{\omega_0}{c_0^2} \int_0^L \left(\frac{\gamma - 1}{2\rho_0 c_0} p_{BF}(z, t) + v_{BF}(z, t) \cos \theta \right) dz. \quad (\text{I.2.8})$$

En considérant l'onde basse fréquence comme une onde plane, φ_0 devient :

$$\varphi_0 = \Delta\varphi_0 \cos \left[\omega_{BF} \left(t - \frac{L}{c_0} \right) + \frac{\pi L}{\lambda_{BF}} (1 - \cos \theta) \right], \quad (\text{I.2.9})$$

avec $\Delta\varphi_0$ l'indice de modulation défini par :

$$\Delta\varphi_0 = \frac{(\beta - 1 + \cos \theta) p_{BF} \omega_0 L}{\rho_0 c_0^3} \cdot \frac{\sin \left[\frac{\pi L}{\lambda_{BF}} (1 - \cos \theta) \right]}{\frac{\pi L}{\lambda_{BF}} (1 - \cos \theta)}, \quad (\text{I.2.10})$$

avec $\beta - 1 = \frac{\gamma - 1}{2}$ où β est le coefficient non linéaire du milieu de propagation et λ_{BF} est la longueur d'onde de l'onde basse fréquence.

On remarque que la modulation de phase est proportionnelle à l'amplitude de l'onde basse fréquence p_{BF} . Si on considère le cas où les deux ondes sont colinéaires $\cos \theta = 1$, on retrouve l'indice de modulation de phase $\Delta\varphi_0$ défini dans l'étude du potentiel de haute fréquence par Barrière *et al.* [66] :

$$\Delta\varphi_0 = \frac{\beta p_{BF} \omega_0 L}{\rho_0 c_0^3} \cos \left(\omega_{BF} \left(t - \frac{L}{c_0} \right) \right). \quad (\text{I.2.11})$$

Dans l'hypothèse d'une onde plane, on peut poser que $p_{BF}(t) = \rho_0 c_0 v_{BF}(t)$. Finalement, en prenant en compte le terme d'atténuation de l'onde basse fréquence α_{BF} , l'indice de modulation de phase peut être écrit :

$$\Delta\varphi_0 = \frac{\omega_0}{c_0^2} \beta L e^{-\alpha_{BF} L} v_{BF} \left(t - \frac{L}{c_0} \right). \quad (\text{I.2.12})$$

La vitesse particulière $v_{BF} \left(t - \frac{L}{c_0} \right)$ de l'onde basse fréquence est définie au temps $\left(t - \frac{L}{c_0} \right)$. Elle correspond à la vitesse de l'onde basse fréquence au temps t moins la durée de propagation sur la distance L dans le milieu, c'est-à-dire qu'elle correspond à la vitesse directement mesurée à la surface du transducteur basse fréquence. En définissant la vitesse à la surface du transducteur par V_{BF} , le coefficient non linéaire β est exprimé par :

$$\boxed{\beta = \frac{c_0^2 e^{\alpha_{BF} L}}{\omega_0 L} \left(\frac{\Delta\varphi_0}{V_{BF}} \right)}. \quad (\text{I.2.13})$$

2.2 Modulation de phase calibrée en contact

Il a été montré [32] que dans le cas d'échantillons solides, les méthodes de détermination du coefficient non linéaire par modulation de phase manquaient de précision lorsque les échantillons étaient immergés entre les deux transducteurs. C'est pourquoi une méthode en contact a été développée au laboratoire en 2002 par Bou Matar *et al.* (figure 4) [25,31]. En effet, il s'agit dans cette partie d'étendre la méthode de mesure par modulation de phase à une méthode en contact pour les échantillons solides. Comme précédemment, le coefficient non linéaire peut s'écrire :

$$\beta = \frac{c_0^2 e^{\alpha_{BF} d}}{\omega_0 d} \left(\frac{\Delta\varphi_0}{V_{BF}} \right), \quad (\text{I.2.14})$$

où d est l'épaisseur de l'échantillon considéré. Pour déterminer le coefficient non linéaire β , on remarque qu'il est nécessaire d'évaluer l'indice de modulation de l'onde haute fréquence $\Delta\varphi_0$ et la vitesse particulière V_{BF} à la surface du transducteur. Cette vitesse est déterminée par la méthode de calibration par auto-réciprocité développée au laboratoire en 2002 [31].

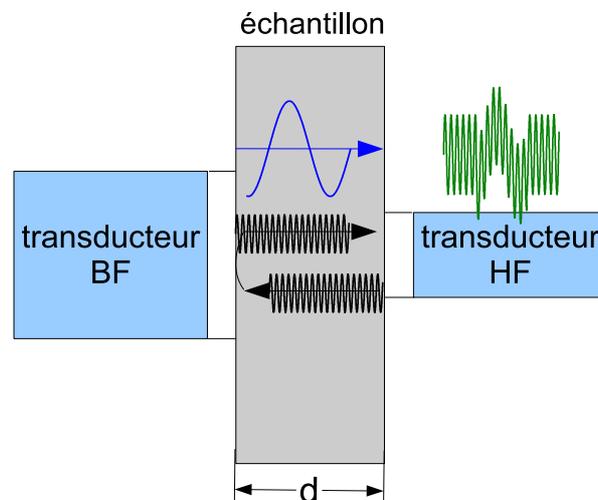


Figure 4 – Principe de mesure du coefficient non linéaire par une méthode de modulation de phase en contact.

Un échantillon est placé entre deux transducteurs ultrasonores. Un transducteur haute fréquence (HF), utilisé en émission-réception, sert de sonde. L'autre transducteur basse fréquence (BF) sert de pompe. Le transducteur HF émet un train d'ondes à la fréquence f_{HF} qui se réfléchit sur la face opposée et donc sur le transducteur BF. Au moment de la réflexion, c'est-à-dire au début du trajet retour de l'onde haute fréquence, le transducteur BF génère une impulsion centrée sur la fréquence f_{BF} . L'impulsion est émise avec un retard qui permet d'avoir une interaction entre les deux ondes lors du trajet retour de

l'onde haute fréquence. Ce retard est réglé en synchronisant les deux générateurs à l'aide d'un déclenchement externe.

2.2.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental associé à la mesure en contact du coefficient non linéaire par modulation de phase d'un échantillon solide est présenté sur la figure 5. Un transducteur haute fréquence et un transducteur basse fréquence sont placés de part et d'autre de l'échantillon à tester. Un générateur de fonction HP 3314A émet un train d'ondes à une fréquence comprise entre 15 et 20 MHz (choisie expérimentalement selon l'échantillon testé). Un autre générateur HP 3314A fournit une impulsion (de fréquence centrale $f_{BF} \approx 1,5$ MHz) au transducteur basse fréquence.

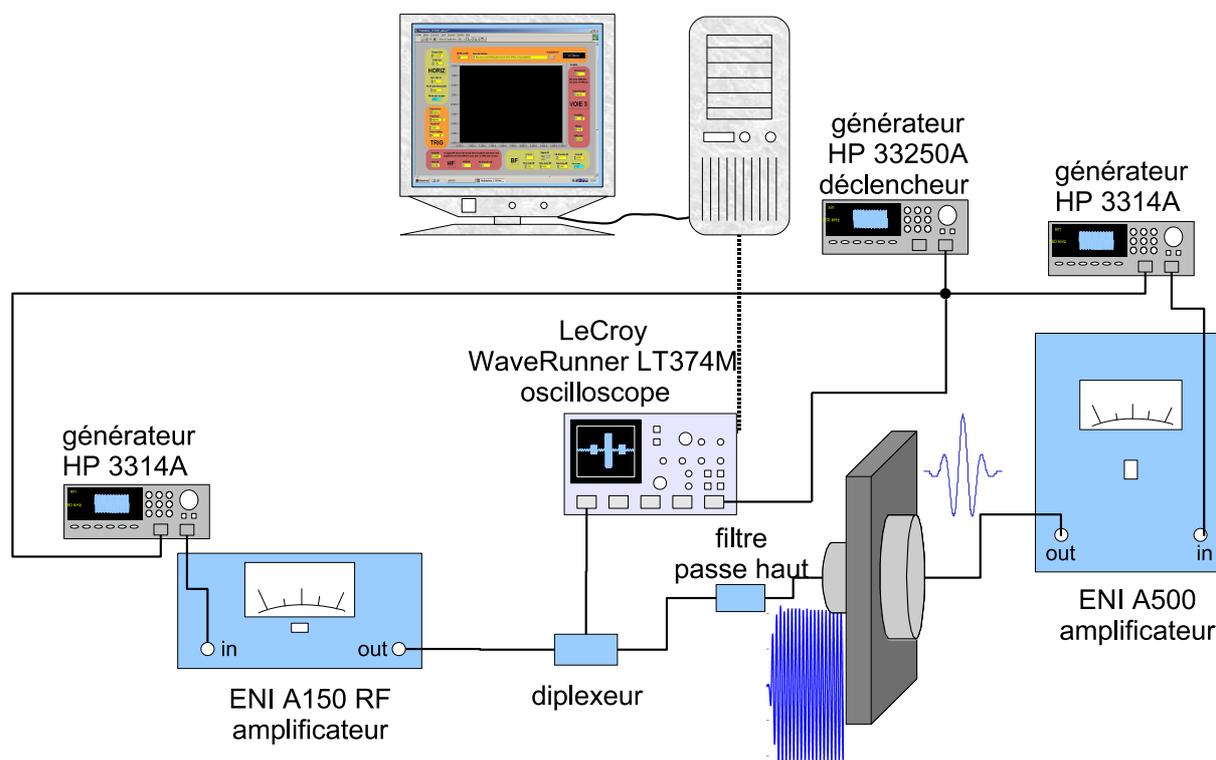


Figure 5 – Dispositif expérimental pour la mesure du coefficient non linéaire par modulation de phase en contact.

Un ENI 150A 55 dB est utilisé pour amplifier le train d'ondes haute fréquence et un ENI 500A 60 dB pour amplifier l'impulsion basse fréquence. Le générateur de fonctions HP 33250A sert à la synchronisation évoquée précédemment : l'onde haute fréquence est déclenché sur le front montant d'un créneau et l'onde basse fréquence sur le front descendant. La largeur temporelle du créneau est déterminée en fonction de l'épaisseur de

l'échantillon à tester. Un oscilloscope numérique Lecroy WaveRunner LT 375M est utilisé pour visualiser le signal de réception. Le transducteur HF, servant à la fois d'émetteur et de récepteur, un diplexeur est utilisé pour séparer la voie d'émission et de réception. La figure 6 représente le signal haute fréquence reçu par le transducteur HF lors de la propagation dans un échantillon sans impulsion basse fréquence (figure 6a) et avec une impulsion basse fréquence (figure 6b). Dans le but de limiter d'éventuelles interactions non linéaires entre les ondes haute fréquence et basse fréquence dans les appareils électroniques (oscilloscope, sondes), un filtre passe haut est placé sur la ligne de réception. Le signal est ensuite moyenné 1024 fois, numérisé et enregistré dans un fichier de données grâce à un ordinateur lié à l'oscilloscope par une liaison GPIB.

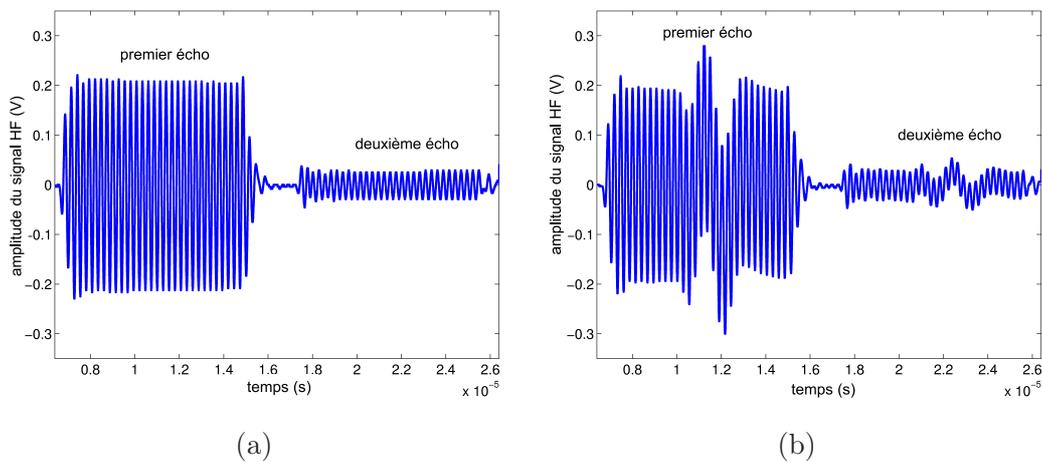


Figure 6 – Évolution temporelle des signaux hautes fréquences reçus par le transducteur HF (a) sans et (b) avec l'impulsion basse fréquence avant le filtre passe-haut.

L'algorithme de démodulation numérique, présenté sur la figure 7, a été spécialement conçu pour optimiser une démodulation précise de l'onde haute fréquence enregistrée. Dans le but de minimiser le bruit de phase du système, un bruit de phase de référence est mesuré entre deux signaux haute fréquence émis seuls dans l'échantillon au début et à la fin de la série de mesures. Lors du processus de démodulation, l'extraction de la phase est réalisée par comparaison avec un signal numérique de la forme $e^{j\omega_{HF}t + \phi_{num}}$. Après un filtrage passe-bas de Butterworth d'ordre 6, la variation de phase est extraite. La phase initiale ϕ_{num} et la pulsation ω_{HF} du signal numérique sont correctement choisies par l'utilisateur pour avoir une variation de phase comprise dans l'intervalle $[-\pi; +\pi]$. La phase ϕ_{num} est toujours différente de la valeur réelle nécessaire pour avoir une extraction complète de la modulation seule. Au lieu de trouver la valeur réelle ϕ_{num} , une linéarisation est réalisée et le résultat est soustrait aux variations de phase menant à son extraction complète.

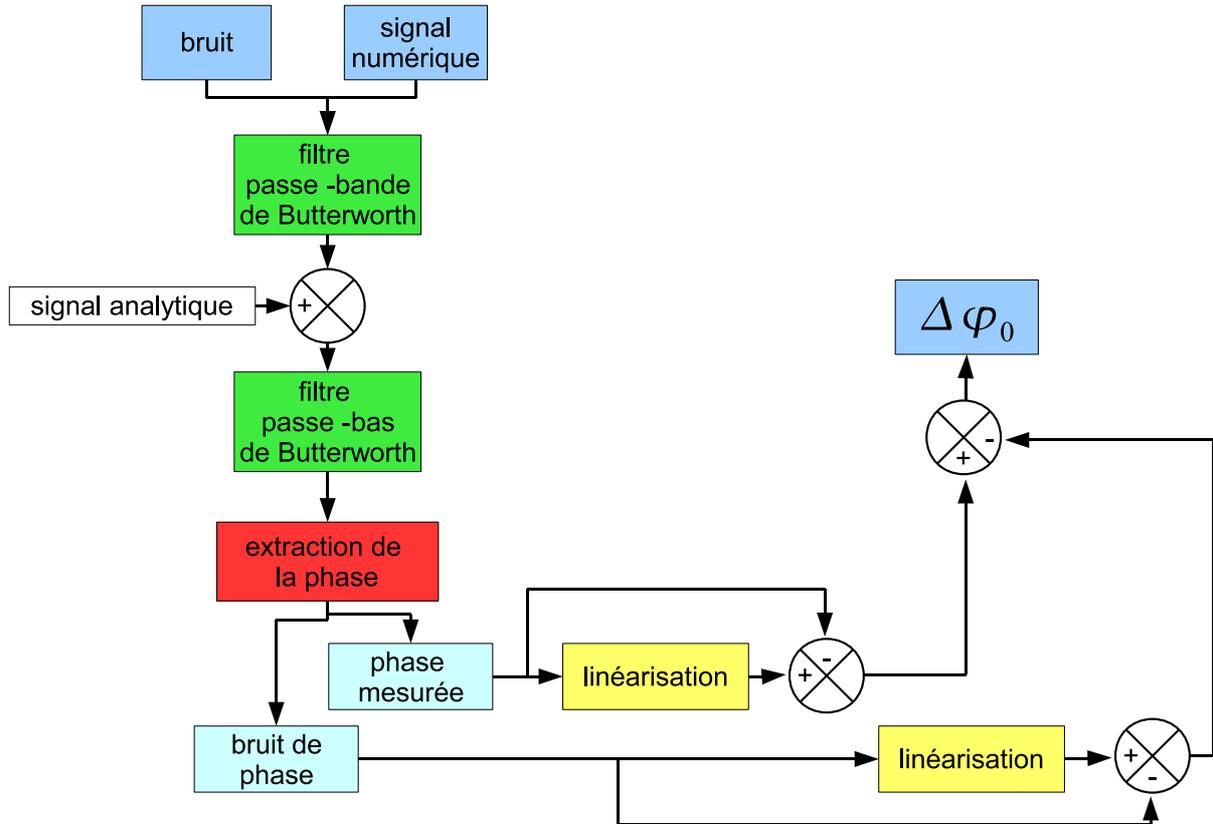


Figure 7 – Organigramme de l'algorithme de démodulation de phase numérique.

Ce processus est appliqué sur la région du train d'ondes où les effets du filtrage sont les plus faibles et permet d'évaluer l'indice de modulation. Il est donc ensuite nécessaire de mesurer la vitesse particulière de l'onde basse fréquence à la surface du transducteur BF également en fonction de la tension d'excitation (figure 12d pour l'échantillon de silice) permettant ensuite d'obtenir le rapport $\left(\frac{\Delta\varphi_0}{V_{BF}}\right)$.

2.2.2 Calibration de la vitesse à la surface du transducteur

Les méthodes de réciprocité permettent de déterminer la sensibilité absolue d'un transducteur ultrasonore aussi bien en émission qu'en réception à l'aide uniquement de mesures électriques [67, 68]. En général, ces mesures nécessitent trois transducteurs, dont au moins un pour vérifier le principe de réciprocité [69, 70]. Nous utilisons ici la méthode d'auto-réciprocité [71] étendue dans le domaine temporel pour obtenir la vitesse particulière émise par le transducteur BF en fonction du temps [25, 31]. Cette méthode suppose que la sensibilité du transducteur à l'émission est égale à celle en réception [72, 73] et que la conservation d'énergie est vérifiée entre l'émission et la réception ou bien que les pertes sont quantifiables. Il est ainsi possible de déterminer la vitesse particulière à la surface du transducteur uniquement par des mesures électriques de tension et de courant (figure 8).

La sensibilité du transducteur en émission $S(Z_t)$ est définie par :

$$S(Z_t) = \left(\frac{T_{zz}^{fc}}{E_{in}} \right)_{P_b=0}, \quad (\text{I.2.15})$$

avec P_b la pression à la surface du transducteur ($P_b = 0$: champ libre à la surface) et la sensibilité du transducteur en réception $M(Z_t)$ par :

$$M(Z_t) = \left(\frac{I_{out}}{T_{zz}^{ff}} \right)_{E_{in}=0}, \quad (\text{I.2.16})$$

où Z_t est l'impédance électrique, T_{zz}^{fc} la contrainte axiale en champ libre sur la surface de l'émetteur et T_{zz}^{ff} la contrainte axiale qui existerait à l'endroit où se trouve le récepteur s'il n'y était pas. E_{in} est la tension appliquée et I_{out} l'intensité en réception.

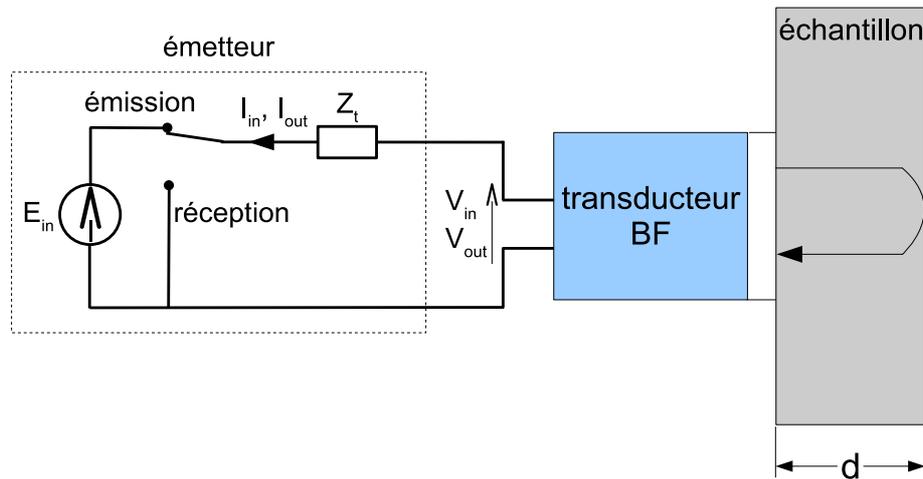


Figure 8 – Schéma de principe de la calibration d'un transducteur par auto-réciprocité.

On a par ailleurs dans le cas d'une onde plane [74, 75] :

$$G = \frac{M(Z_t)}{S(Z_t)} = \frac{2\Lambda}{Z_0}, \quad (\text{I.2.17})$$

où G est le paramètre de réciprocité pour lequel l'onde rayonnée est considérée comme une onde plane, $\Lambda = \pi a^2$ la surface active du transducteur et $Z_0 = \rho_0 c_0$ l'impédance acoustique du milieu de propagation. En considérant une onde quasi-plane, on a :

$$T_{zz}^{ff}(f) = T_{zz}^{fc}(f) e^{-jk2d} e^{-\alpha(f)2d} D(f) R(f), \quad (\text{I.2.18})$$

avec $D(f)$ le facteur correctif des effets de diffraction [76] inhérents à la taille finie du transducteur et $R(f)$ le facteur correctif traduisant la réflexion sur le fond de l'échantillon.

Dans le cas présent, notre échantillon solide est placé dans l'air donc $R(f) = -1$.

On a donc :

$$T_{zz}^{fc}(f) = H_T(f)I_{out}(f), \quad (\text{I.2.19})$$

avec

$$H_T(f) = \sqrt{-\frac{Z_0 E_{in}}{2\Lambda I_{out}} \frac{1}{D(f)} e^{jkd} e^{\alpha(f)d}}, \quad (\text{I.2.20})$$

$$E_{in} = V_{in} - \frac{V_{out}}{I_{out}} I_{in}, \quad (\text{I.2.21})$$

avec V_{in} le potentiel et I_{in} l'intensité appliqués aux bornes du transducteur à l'émission. $H_T(f)$ est la fonction de transfert entre le courant mesuré en réception et la contrainte axiale à la surface du transducteur lors de l'émission. La vitesse particulière à la surface du transducteur d'émission s'exprime en considérant la relation d'impédance pour une onde plane par la fonction de transfert pour la vitesse $H_v(f)$ donnée par :

$$H_v(f) = \sqrt{-\frac{1}{2\Lambda Z_0} \frac{E_{in}}{I_{out}} \frac{1}{D(f)} e^{jkd} e^{\alpha(f)d}}, \quad (\text{I.2.22})$$

et

$$V_{BF}(f) = H_v(f)I_{out}. \quad (\text{I.2.23})$$

Les relations (I.2.21) et (I.2.23) permettent ainsi de connaître la vitesse particulière à la surface du transducteur chargé, à partir de la mesure de I_{in} , I_{out} , V_{in} et V_{out}

$$V_{BF}(f) = \sqrt{-\frac{1}{2\Lambda Z_0} \frac{1}{D(f)} V_{in} I_{out} - V_{out} I_{in}} e^{jkd} e^{\alpha(f)d}. \quad (\text{I.2.24})$$

2.2.3 Adaptation de la calibration à des matériaux bi-couches

Comme présenté dans l'introduction de cette partie, l'idée est d'adapter la méthode de modulation de phase à des matériaux bi-couches dans l'hypothèse où la deuxième couche ne serait pas accessible. Pour cela, nous allons tout d'abord étudier expérimentalement la modulation de phase dans des échantillons bi-couches en plaçant d'un côté le transducteur basse fréquence et de l'autre le transducteur haute fréquence.

L'adaptation porte sur l'extension de la méthode de calibration par auto-réciprocité à des échantillons avec une interface (échantillons en contact ou échantillons bi-couches). Le cas le plus simple de l'étude est de considérer une interface simple caractérisée par son coefficient de réflexion $R(f)$. Le but est de déterminer la vitesse particulière de l'onde basse fréquence au niveau de l'interface (figure 9).

Pour la mesure de la vitesse particulière V_{BF} donnée par l'équation (I.2.24) à l'interface entre les deux échantillons, c'est-à-dire à la distance d_2 du transducteur, la calibration par la méthode d'auto-réciprocité est appliquée au premier écho sur l'interface de l'onde

basse fréquence dans l'échantillon. On obtient alors la vitesse particulière de l'onde basse fréquence à la surface du transducteur grâce à la formule (I.2.22) en tenant compte du coefficient de réflexion $R(f)$ à l'interface :

$$H_v(f) = \sqrt{-\frac{1}{2\Lambda Z_0} \frac{E_{in}}{I_{out}} \frac{1}{D(f)R(f)}} e^{jk d_2} e^{\alpha(f) d_2}. \quad (\text{I.2.25})$$

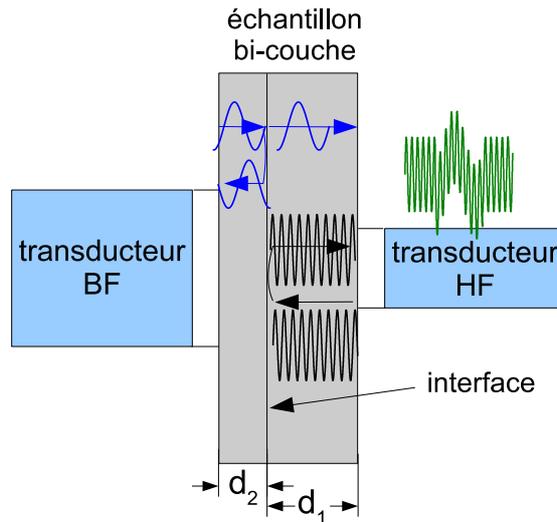


Figure 9 – Schéma de principe de la mesure du paramètre non linéaire des échantillons bi-couches par une méthode de modulation de phase en contact.

Il est ensuite nécessaire de calculer la vitesse particulière de l'onde basse fréquence à l'interface en prenant en compte l'atténuation sur la distance d_2 et le coefficient de transmission défini par $T(f) = 1 + R(f)$.

Pour déterminer le coefficient de réflexion $R(f)$ de l'interface entre les deux couches, des mesures de transmission-réception à travers l'échantillon sont effectuées. On mesure l'écho réfléchi sur l'interface et celui réfléchi sur l'autre côté de l'échantillon (figure 10).

Le spectre du premier écho, obtenu par la mesure du signal après propagation sur une distance $2d_2$, peut s'écrire :

$$\begin{aligned} U_{R_1}(f) &= U_1(f) H_{em}(f) e^{(-\alpha_2(f) - jk_2)d_2} R(f) e^{(-\alpha_2(f) + jk_2)d_2} H_{rec}(f), \\ &= U_1(f) H_{em}(f) H_{rec}(f) R(f) e^{-2\alpha_2(f)d_2}, \end{aligned} \quad (\text{I.2.26})$$

où $U_1(f)$ est le spectre de l'impulsion électrique transmise au transducteur émetteur, k_2 et $\alpha_2(f)$ sont respectivement le nombre d'onde et l'atténuation dans la partie de l'échantillon d'épaisseur d_2 et $H_{em}(f)$ et $H_{rec}(f)$ sont respectivement les réponses en fréquence des transducteurs d'émission et de réception.

La même mesure est ensuite réalisée pour l'écho transmis à travers l'interface, réfléchi sur le côté opposé de l'échantillon et mesuré par le transducteur d'émission (distance totale $2d_1 + 2d_2$).

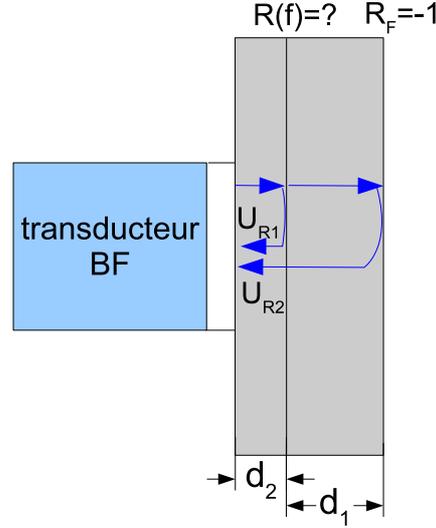


Figure 10 – Schéma de principe pour la mesure du coefficient de réflexion $R(f)$ dans un échantillon bi-couche.

Le spectre de cet écho peut alors s'écrire :

$$U_{R2}(f) = U_1(f)H_{em}(f)e^{(-\alpha_2(f)-jk_2)d_2} (1 + R(f)) e^{(-\alpha_1(f)-jk_1)d_1} \quad (\text{I.2.27})$$

$$\times R_F e^{(-\alpha_1(f)+jk_1)d_1} (1 + R(f)) e^{(-\alpha_2(f)+jk_2)d_2} H_{rec}(f), \quad (\text{I.2.28})$$

$$= -U_1(f)H_{em}(f)H_{rec}(f)e^{-2\alpha_2(f)d_2} (1 + R(f))^2 e^{-2\alpha_1(f)d_1},$$

où k_1 et α_1 sont respectivement le nombre d'onde et l'atténuation dans la partie de l'échantillon d'épaisseur d_1 et $R_F = -1$ est le coefficient de réflexion sur la face de l'échantillon dans l'air (réflexion totale).

Le principe d'auto-réciprocité [73] appliqué au transducteur d'émission-réception nous permet de poser $H_{em}(f) = H_{rec}(f)$ et donc d'écrire :

$$H_{em}^2(f) = \frac{U_{R1}(f)}{U_1(f)R(f)} e^{2\alpha_2(f)d_2}. \quad (\text{I.2.29})$$

Le spectre du deuxième écho devient alors :

$$U_{R2}(f) = -U_{R1}(f) \frac{(1 + R(f))^2}{R(f)} e^{-2\alpha_1(f)d_1} \quad (\text{I.2.30})$$

et donc la valeur du coefficient de réflexion $R(f)$ devient une solution de l'équation du second degré :

$$A(f)R^2(f) + (2A(f) - 1)R(f) + A(f) = 0, \quad (\text{I.2.31})$$

avec

$$A(f) = \left(\frac{U_{R1}(f)}{U_{R2}(f)} e^{-2\alpha_1(f)d_1} \right). \quad (\text{I.2.32})$$

Comme le module du coefficient de réflexion est inférieur à 1, une solution correspondant à notre problème est de la forme :

$$R_{\pm}(f) = \frac{(1 - 2A(f)) \pm j\sqrt{1 - 4A(f)}}{2A(f)}. \quad (\text{I.2.33})$$

Des mesures du coefficient d'atténuation par la méthode de spectroscopie ultrasonore impulsionnelle en immersion ont été effectuées [32, 77]. Les atténuations dans les échantillons de silice, de verre et d'aluminium peuvent être considérées comme nulles. Le coefficient de réflexion à l'interface est présenté pour les échantillons homogènes placés en contact sur la figure 11a et pour les échantillons bi-couche collés sur la figure 11b.

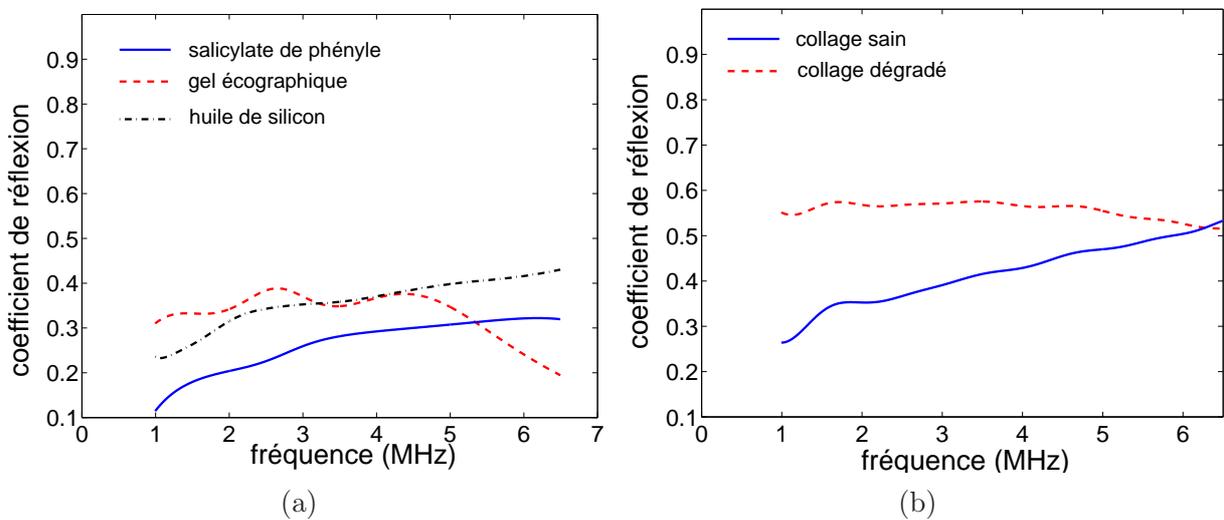


Figure 11 – (a) Évolution du coefficient de réflexion pour les échantillons homogènes placés en contact avec du salol (trait plein bleu), de l'huile de silicone (tirets rouges) et du gel échographique (tirets-points noirs). (b) Évolution du coefficient de réflexion pour l'échantillon d'aluminium avec un collage sain (trait plein bleu) et avec un collage dégradé (tirets rouges).

Comme on pouvait s'y attendre, le coefficient de réflexion pour les échantillons homogènes placés en contact est différent selon le couplant utilisé. Le salol donne un coefficient de réflexion moins important que les deux autres couplants. Ceci paraît intéressant car le couplage avec le salol est mieux réalisé grâce à une rigidité importante de l'interface et donc garantit une meilleure transmission. Nous verrons dans la partie I.3.2 l'influence de cette transmission sur les mesures de propriétés non linéaires classiques.

Le coefficient de réflexion est moins important dans le cas d'un collage sain ce qui implique que la transmission à travers l'interface est meilleure.

Ces mesures du coefficient de réflexion vont permettre de déterminer la valeur du coefficient non linéaire β par modulation de phase en contact dans des échantillons bi-couches. Les résultats expérimentaux réalisés dans un premier temps dans des échantillons homogènes de verre et de silice et ensuite des échantillons bi-couches sont présentés dans le

chapitre suivant. En perspective, cette méthode adaptée pourra faire l'objet d'une étude approfondie avec un transducteur bi-fréquence. Il sera alors nécessaire de vérifier toute la partie interaction d'ondes dans le transducteur pour s'affranchir des nonlinéarités intrinsèques au système d'émission.

Chapitre 3

Résultats expérimentaux de mesures de nonlinéarité classique

Dans ce chapitre, les résultats expérimentaux, obtenus dans les échantillons homogènes de silice et de verre et dans les échantillons bi-couches, échantillons de silice et de verre placés en contact avec différents couplants et échantillons d'aluminium collés, sont présentés [78–80].

Le dispositif expérimental utilisé pour toutes les mesures du coefficient non linéaire par modulation de phase est celui présenté en I.2.2 (figure 5). L'onde haute fréquence se propageant à travers l'échantillon est générée par un transducteur Panametrics Videoscanner V-113 RM large bande de fréquence centrale 15 MHz et de diamètre 0,25" (6,3 mm). Ce transducteur est excité par un train d'ondes de 30 arches émis par un générateur HP3314A placé avant un amplificateur ENI-150A de 55 dB. L'onde basse fréquence est émise à travers l'échantillon à l'aide d'un transducteur Panametrics Videoscanner V-182 RM de fréquence centrale 3,5 MHz et de diamètre 0,5" (12,7 mm), excité par une impulsion générée par un HP3314A avec des tensions variant de 0 mV à 400 mV (par pas de 25 mV) avant un amplificateur AR-150A100B (Amplifier Research) de 55 dB. Les fréquences utilisées, variant pour chaque échantillon, sont précisées avant chaque résultat présenté.

3.1 Modulation de phase dans des matériaux homogènes

Les mesures du coefficient non linéaire β réalisées dans les échantillons homogènes de silice et de verre (Annexe A) sont exposées dans cette section.

3.1.1 Résultats expérimentaux

3.1.1.1 Paramètre non linéaire de la silice

Des mesures du coefficient non linéaire par modulation de phase sont faites dans l'échantillon de silice (cylindrique, épaisseur 30 mm, diamètre 60 mm). Les fréquences utilisées sont $f_{HF} = 15$ MHz et $f_{BF} = 2,22$ MHz, les résultats obtenus sont présentés sur la figure 12.

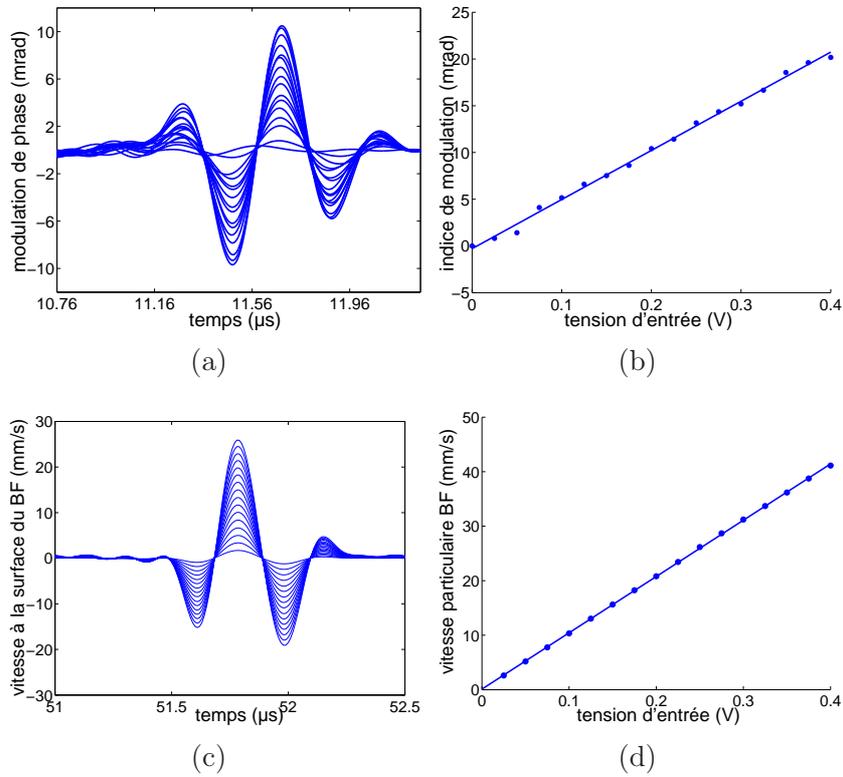


Figure 12 – Évolution temporelle dans un échantillon de silice (a) de la modulation de phase $\varphi_0(t)$, (c) de la vitesse particulaire de l'onde basse fréquence $v_{BF}(t)$. En (b) l'indice de modulation $\Delta\varphi_0$ et en (d) l'indice de vitesse particulaire V_{BF} en fonction de la tension d'entrée de la chaîne d'émission basse fréquence.

L'indice de modulation $\Delta\varphi_0$ est défini comme étant la différence entre le maximum et le minimum de la modulation de phase $\varphi_0(t)$ pour chaque tension d'excitation basse fréquence. De la même manière, l'indice de vitesse particulaire basse fréquence V_{BF} est défini comme étant la différence entre le maximum et le minimum de la vitesse particulaire $v_{BF}(t)$ pour chaque tension. La pente de chaque indice en fonction de la tension d'excitation avant amplification est ensuite calculée et le rapport de ces deux pentes nous

donne le terme $\frac{\Delta\varphi_0}{V_{BF}}$ de l'équation I.2.14 en limitant les problèmes dus aux dispersions des mesures.

Pour la silice, le coefficient non linéaire $\beta_{Silice} = -6,4$ (figure 12). Le signe négatif de ce coefficient non linéaire est dû à l'opposition de phase entre la modulation de phase et la vitesse particulière de l'onde basse fréquence. Ce résultat est en concordance avec ceux de la littérature [25, 32, 71].

3.1.1.2 Paramètre non linéaire du verre

Des mesures de coefficient non linéaire par modulation de phase en contact sont réalisées dans l'échantillon de verre (parallélépipédique, 50 mm de côté, 10 mm d'épaisseur). L'onde haute fréquence est un train d'ondes sinusoïdales de 20 arches à une fréquence de $f_{HF} = 17$ MHz avec un niveau de 10 V. L'impulsion basse fréquence ($f_{BF} = 1,7$ MHz) est émise par un transducteur V-104 RM de fréquence centrale 2,5 MHz et de diamètre 1" (25,4 mm).

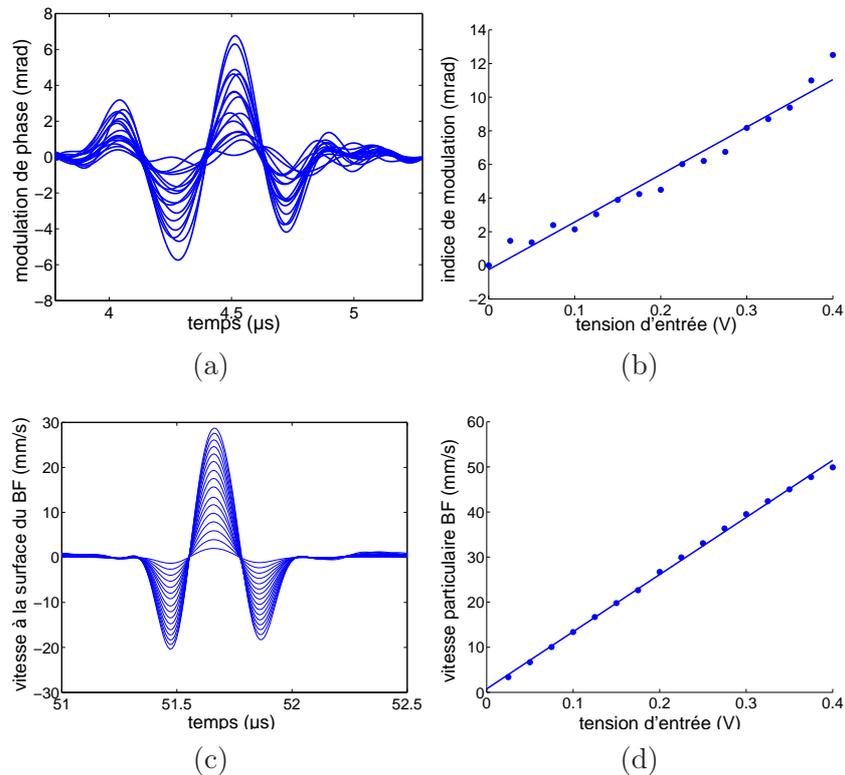


Figure 13 – Évolution temporelle dans un échantillon de verre (a) de la modulation de phase $\varphi_0(t)$, (c) de la vitesse particulière de l'onde basse fréquence $v_{BF}(t)$. En (b) l'indice de modulation $\Delta\varphi_0$ et en (d) l'indice de vitesse particulière V_{BF} en fonction de la tension d'entrée de la chaîne d'émission basse fréquence.

La figure 13 permet d'obtenir un coefficient non linéaire $\beta_{Verre} \approx 7,5$. Le niveau de modulation dans le verre est moins élevé que dans la silice et se rapproche du bruit de phase qui est estimé à $\pm 0,5$ mrad. Ce niveau est la différence entre la mesure de la phase de l'onde haute fréquence émise dans l'échantillon sans impulsion basse fréquence au début et à la fin de l'expérience. Une dispersion peut donc être ainsi observée sur l'indice de modulation (figure 13b).

3.1.2 Comparaison théorie-expérience

Dans le but de valider l'algorithme pseudo-spectral 1-D développé au paragraphe I.1.2 pour ensuite l'appliquer sur les échantillons bi-couches, une expérience de modulation de phase a été simulée dans un bloc de silice d'épaisseur 30 mm, de masse volumique $\rho = 2200 \text{ kg.m}^{-3}$, de module d'Young $E = 79,2 \text{ GPa}$ et de paramètre non linéaire $\beta = -6$. Il va donc nous être possible de comparer les résultats obtenus avec la simulation numérique et ceux obtenus expérimentalement, en relevant le niveau de modulation de phase engendré par une impulsion basse fréquence dont la pression a été choisie identique à celle utilisée expérimentalement. Pour la simulation numérique, l'onde haute fréquence est choisie à 15 MHz et l'impulsion basse fréquence à 3 MHz. Il est nécessaire d'avoir un rapport entier entre la haute fréquence et la basse fréquence à cause de la définition de l'excitation dans le code de propagation. La propagation de la superposition de l'onde haute fréquence et de l'impulsion basse fréquence est simulée à travers une grille 1D de 4096 points avec un incrément spatial de $dz = 55 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ et un incrément temporel $dt = 0,5 \cdot 10^{-9} \text{ s}$. Le signal est enregistré en 10 points différents sur la grille, nous nous sommes intéressés au point qui correspond à la distance de propagation de 30 mm. Des simulations identiques sont réalisées dans un milieu de propagation dont les paramètres sont ceux du verre utilisé en expérience ($\rho = 2492 \text{ kg.m}^{-3}$, $E = 82,8 \text{ GPa}$ et $\beta = 7$).

La figure 14a représente l'indice de modulation en fonction de l'indice de vitesse simulé dans l'échantillon de silice et la pente alors obtenue nous donne le rapport $\frac{\Delta\varphi_0}{V_{BF}}$ nécessaire à la détermination (éq I.2.14) du coefficient non linéaire $\beta = -5,7$. Le niveau de modulation de l'ordre de 14 mrad pour un niveau de vitesse de 15 mm.s^{-1} est en concordance avec les résultats expérimentaux (figure 12). La figure 14b permet de déterminer le rapport $\frac{\Delta\varphi_0}{V_{BF}}$ simulé dans l'échantillon de verre et le coefficient non linéaire obtenu est $\beta = 7,9$. Les niveaux de modulation de phase, obtenus pour le verre (5 mrad) pour une vitesse particulière basse fréquence de 25 mm.s^{-1} , sont également en concordance avec ceux relevés expérimentalement.

Les résultats obtenus sont en accord avec ceux attendus (silice : $\beta = -5,7$, verre : $\beta = 7,5$). L'algorithme pseudo-spectral alors validé va être utilisé pour prédire l'évolution du coefficient non linéaire dans des matériaux bi-couches. L'influence de l'épaisseur de l'interface va être étudiée. Dans un premier temps, les expériences sur ce type d'échantillon sont présentées.