

Université de Montréal

**Caractérisation des pertes mécaniques à hautes
fréquences dans les couches minces par ondes
acoustiques de surface**

par

Samuel Rail

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté en vue de l'obtention du grade de
Maître ès sciences (M.Sc.)
en Physique de la matière condensée

31 Août 2022

Université de Montréal

Faculté des arts et des sciences

Ce mémoire intitulé

Caractérisation des pertes mécaniques à hautes fréquences dans les couches minces par ondes acoustiques de surface

présenté par

Samuel Rail

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes :

Ahmad Hamdan

(président-rapporteur)

Sjoerd Roorda

(directeur de recherche)

François Schiettekatte

(membre du jury)

Résumé

La sensibilité des détecteurs d'ondes gravitationnelles de LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) est limitée par les fluctuations thermiques dues à la dissipation mécanique dans les couches de Ta_2O_5 amorphe, qui est une composante des miroirs des interféromètres. Le paramètre d'angle de perte (ϕ) permet de quantifier l'ampleur de la dissipation et est obtenu en étudiant l'absorption d'énergie mécanique par la couche de matériau. Ce paramètre est généralement caractérisé expérimentalement à des fréquences d'excitations allant de 1-30 KHz près de celle qui nous intéresse pour la détection d'onde gravitationnelle (10-100 Hz) et par des simulations de dynamique moléculaire pour des fréquences très élevées (GHz). Notre recherche vise à caractériser l'angle de perte pour ce matériau pour des fréquences intermédiaires, soit dans la gamme des MHz. Afin d'obtenir une meilleure précision sur les résultats, on utilise les ondes acoustiques de surface qui donne un plus grand poids à la couche mince lors du calcul de l'angle de perte.

Deux méthodes sont utilisées pour tenter d'obtenir l'angle de perte des couches (ϕ_c) de Ta_2O_5 de $1 \mu\text{m}$ déposées sur des substrats, d'une part, composé de SiO_2 B270 d'épaisseur 2 mm, et d'autre part, de LiNbO_3 d'épaisseur 1 mm. La première se fait à l'aide d'un transmetteur piézoélectrique amovible qui génère les ondes de surface et d'un vibromètre laser qui détecte l'amplitude des vibrations à différentes positions sur l'échantillon. Malgré une précision limitée, il est possible d'obtenir l'angle de perte des couches minces à une fréquence d'excitation de 9.08 MHz. Les résultats les plus fiables de ϕ_c sont dans l'intervalle $2-7 \times 10^{-2}$ avec des incertitudes de $1-3 \times 10^{-2}$, ce qui représente de 15 à 50% des valeurs selon le cas. On obtient donc des résultats plus élevés que ce qui est attendu pour cette gamme de fréquence, même avec une précision limitée, ce qui nous porte à penser que certains mécanismes peuvent affecter l'angle de perte à plus hautes fréquences. Pour la deuxième méthode, on place directement sur l'échantillon des transmetteurs interdigitaux qui servent à la fois d'émetteur et de récepteur et une cavité résonante qui permet de contenir les ondes d'une certaine longueur d'onde sur l'échantillon. Les fréquences d'excitations des ondes de surface générés sont de 19.89 MHz et 33.15 MHz. Nos échantillons ne nous permettent pas de calculer ϕ_c , mais la technique de mesure nous permet d'avoir une précision au moins plus élevée que la première méthode soit 1×10^{-2} pour un échantillon et 4×10^{-3} pour l'autre. On peut facilement améliorer la méthode, notamment en augmentant la réflectivité de la

cavité résonante, ce qui permettrait d'obtenir des résultats précis avec des échantillons qui comprennent la couche mince.

Mots-Clés : LIGO, Ta_2O_5 , Dissipation mécanique interne, Angle de perte, Hautes fréquences, MHz, Ondes acoustique de surface (SAW), Cavité résonante d'onde acoustique de surface (SAWR).

Abstract

Limitations to the sensitivity of LIGO's (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) gravitational wave detectors is due to thermal fluctuation induced by mechanical dissipation in the amorphous Ta_2O_5 thin films composing the interferometer's mirrors. The loss angle parameter (ϕ) describes the magnitude of the dissipation that occurs in the material and is obtained by studying the mechanical energy absorption of the thin film. This parameter is usually measured for a range of frequencies going from 1 to 30 KHz, which is near the expected frequencies for gravitational wave detection (10-100 Hz). Molecular dynamics simulations also calculate the loss angle for very high frequencies (GHz). Our research aim to characterise the loss angle of Ta_2O_5 thin films in the MHz mid-range frequencies. We use surface acoustic waves for the thin film to have a greater weight in the calculation of the loss angle to help us get a higher precision.

Two methods are used to obtain the loss angle of the film (ϕ_c) of Ta_2O_5 (1 μm thick) which, for the first method, is deposited on a 2 mm thick SiO_2 B270 substrates, and, for the second method, on a 1mm thick LiNbO_3 substrates. The first one uses a movable piezoelectric transducer that generates the surface waves and a laser vibrometer to measure the amplitude of the vibration along the sample. Though the precision is not very good, we were able to calculate the loss angle of thin films for a surface wave frequency of 9.08 MHz. The best results for ϕ_c are within the range of $2 - 7 \times 10^{-2}$ with uncertainties ranging from $1 - 3 \times 10^{-2}$, which represent 15 to 50% of values by case. We get higher loss angles than what was expected for this frequency range, even with a low precision, so we suspect that some loss mechanisms might affect the loss angle at higher frequency. The second method uses a resonator that is place directly on the samples with interdigital transducers that generate the surface waves and acoustical mirrors that form the resonator (acoustical cavity). Wave are excited at two different frequencies, 19.89 MHz and 33.15 MHz, and are contained in the resonator to study their propagation on the sample. Although we do not have ϕ_c results for coated sample, we were able to evaluate the precision of such measuments and we have uncertainties of 1×10^{-2} for a sample and 4×10^{-3} for the other. The samples used with this method could easily be improve, by increasing the reflectivity of the resonator mirrors, to obtain a higher precision and get better results for sample coated with a thin film.

Keywords: LIGO, Ta₂O₅, Mechanical dissipation, Loss angle, High frequency, MHz, Surface acoustic waves (SAW), Surface acoustic waves resonator (SAWR)

Table des matières

Résumé	V
Abstract	VII
Liste des tableaux	XI
Liste des figures	XV
Liste des sigles et des abréviations	XXI
Remerciements	XXIII
Introduction	1
Chapitre 1. Cadre théorique	5
1.1. Bruit thermique dans les miroirs	6
1.2. Angle de perte	8
1.3. Angle de perte d'un échantillon	10
1.4. Ondes acoustiques de surface	11
1.4.1. Décroissance de l'amplitude selon la profondeur	14
1.4.2. Décroissance de l'amplitude selon la distance de propagation	15
Chapitre 2. Excitation d'onde de surface par transmetteur piézoélectrique amovible	19
2.1. Méthode	19
2.1.1. Échantillons	19
2.1.2. Mesures	21
2.1.3. Analyse	23
2.2. Simulation numérique	32
2.2.1. Paramètres de la simulation	32
2.2.2. Simulation d'onde de surface	34

2.2.3. Simulation des mesures	36
2.3. Résultats	41
2.3.1. Mesure du signal.....	42
2.3.2. Décroissance exponentielle et angle de perte.....	50
2.3.3. Discussion des résultats.....	66
Chapitre 3. Cavité résonante d'ondes acoustiques de surface.....	69
3.1. Méthode.....	69
3.1.1. échantillons	69
3.1.2. Mesures.....	74
3.1.3. Analyse.....	78
3.2. Résultats	83
3.2.1. échantillon $\lambda=200 \mu\text{m}$	83
3.2.2. échantillon $\lambda=120 \mu\text{m}$	89
3.2.3. Discussion des résultats.....	95
Chapitre 4. Conclusion.....	103
Références bibliographiques	107

Liste des tableaux

2.1	Valeurs des propriétés mécaniques et élastique (densité $[\rho]$, module de Young $[E]$ et ratio de Poisson $[\nu]$) pour le verre B270 et le Ta_2O_5 amorphe ainsi que leur vitesse de propagation d'onde transverse et de Rayleigh.	27
2.2	Incertitude projetée de l'angle de perte de la couche pour différentes valeurs de fréquences et différents ratios W_s/W_c correspondants, en supposant une incertitude de même grandeur pour les angles de perte total (couche+substrat) et du substrat seulement, soit $\Delta\phi_{mesuré} = 1 \times 10^{-5}$	30
2.3	Valeurs des propriétés thermo-élastiques (coefficient linéaire d'expansion thermique $[\alpha]$, chaleur spécifique volumique $[C]$ et conductivité thermique $[k]$) pour le verre B270 et le Ta_2O_5 amorphe.	31
2.4	Paramètres importants de la prise de données sur chaque échantillon. La colonne <i>Série</i> indique pendant quelle série de mesures l'expérience a été réalisée (peut influencer le réglage des appareils de mesure). La colonne N indique le nombre de points sondés sur l'échantillon et la colonne D donne la distance couverte par les différents points de mesures à la surface de l'échantillon.	41
2.5	Moyenne des vitesses de phase des ondes de surface se propageant sur les échantillons obtenus à partir des vitesses calculées pour chaque prise de données. Les échantillons non déposés (substrat seulement) se trouvent au haut du tableau, les échantillons avec une couche mince de Ta_2O_5 amorphe sont au bas du tableau. Les lettres en parenthèse rappellent le traitement subi par les échantillons, "n" signifie que l'échantillon à été nettoyé à l'acétone, "d" veut dire que le dos de l'échantillon à été dépoli (<i>sandblast</i>) et "p" note que le bout de l'échantillon où s'effectue la réflexion à été poli (papier abrasif).	48
2.6	Résultats de la régression linéaire du ratio d'amplitude selon l'intervalle de temps des pics réfléchis et incidents pour la série de mesure 1. On retrouve la pente de la droite a, l'ordonnée à l'origine b, l'écart-type des points par rapport à la droite σ et le coefficient de corrélation des points r.	52

2.7	Sommaire des résultats par échantillons pour la série de mesure 1. Le coefficient de réflexion R est déterminé à partir de l'ordonnée à l'origine et l'angle de perte ϕ échantillon par la pente. Les échantillons avec dépôt de Ta_2O_5 C1 et C2 sont comparés à l'échantillon de référence (substrat de verre B270) NC1 pour obtenir l'angle de perte ϕ couche grâce à l'équation 2.1.6.	53
2.8	Résultats de la régression linéaire du ratio d'amplitude selon l'intervalle de temps des pics réfléchis et incidents pour la série de mesure 2. On retrouve la pente de la droite a , l'ordonnée à l'origine b , l'écart-type des points par rapport à la droite σ et le coefficient de corrélation des points r	56
2.9	Sommaire des résultats par échantillons pour la série de mesure 2. Le coefficient de réflexion R est déterminé à partir de l'ordonnée à l'origine et l'angle de perte ϕ échantillon par la pente. L'échantillon avec dépôt de Ta_2O_5 C2 est comparé à l'échantillon de référence (substrat de verre B270) NC1 pour obtenir l'angle de perte ϕ couche grâce à l'équation 2.1.6.	57
2.10	Résultats de la régression linéaire du ratio d'amplitude selon l'intervalle de temps des pics réfléchis et incidents sur les échantillons non déposés de la série 3. On retrouve la pente de la droite a , l'ordonnée à l'origine b , l'écart-type des points par rapport à la droite σ et le coefficient de corrélation des points r	59
2.11	Sommaire des résultats pour les échantillons non déposés de la série de mesure 3. Le coefficient de réflexion R est déterminé à partir de l'ordonnée à l'origine et l'angle de perte ϕ échantillon par la pente.	59
2.12	Résultats de la régression linéaire du ratio d'amplitude selon l'intervalle de temps des pics réfléchis et incidents sur les échantillons NC3 et C3 de la série 3. On retrouve la pente de la droite a , l'ordonnée à l'origine b , l'écart-type des points par rapport à la droite σ et le coefficient de corrélation des points r	61
2.13	Sommaire des résultats pour les échantillons NC3 et C3 de la série de mesure 3. Le coefficient de réflexion R est déterminé à partir de l'ordonnée à l'origine et l'angle de perte ϕ échantillon par la pente. L'échantillon avec dépôt de Ta_2O_5 C3 est comparé à l'échantillon de référence (substrat de verre B270) NC3 pour obtenir l'angle de perte ϕ couche grâce à l'équation 2.1.6.	62
2.14	Résultats de la régression linéaire du ratio d'amplitude selon l'intervalle de temps des pics réfléchis et incidents sur les échantillons de la série 4. On retrouve la pente de la droite a , l'ordonnée à l'origine b , l'écart-type des points par rapport à la droite σ et le coefficient de corrélation des points r	64

2.15	Sommaire des résultats pour les échantillons de la série de mesure 4. Le coefficient de réflexion R est déterminé à partir de l'ordonnée à l'origine et l'angle de perte ϕ échantillon par la pente. Les échantillons avec dépôt de Ta_2O_5 C4 et C5 sont comparés à l'échantillon de référence (substrat de verre B270) NC3 pour obtenir l'angle de perte ϕ couche grâce à l'équation 2.1.6.	65
2.16	Sommaire des angles de perte des couches pour les échantillons déposés testés avec la méthode du transmetteur piézoélectrique amovible	67
3.1	Paramètre des miroirs et facteur de qualité interne (Q_0) des deux échantillons réalisé pour l'expérience de cavité résonante d'onde acoustique de surface. L_c est la longueur totale de la cavité et $ \Gamma $ est le coefficient de réflexion des miroirs de doigts métalliques. Les échantillons sont identifiés par la longueur d'onde de résonance de la cavité.	73
3.2	Valeurs des propriétés mécaniques (densité $[\rho]$, module de Young $[E]$ et ratio de Poisson $[\nu]$) pour le $LiNbO_3$ et le Ta_2O_5 amorphe	81
3.3	Valeurs des propriétés thermo-élastiques (coefficient linéaire d'expansion thermique $[\alpha]$, chaleur spécifique volumique $[C]$ et conductivité thermique $[k]$) pour le $LiNbO_3$ et le Ta_2O_5 amorphe	82
3.4	Sommaire des résultats trouvés pour les deux échantillons, identifiés par leur longueur d'onde respective. Les valeurs présentées sont des moyennes calculées sur les 30 séries de mesures respectives réalisées sur chaque échantillon. On y retrouve la fréquence de résonance f_r , le facteur de qualité Q et l'angle de perte ϕ avec leur incertitude moyenne noté par Δ et/ou l'écart-type sur l'ensemble des résultats, noté par σ	96
3.5	Échantillon $\lambda = 100 \mu m$. Le facteur de réflexion d'un doigt métallique est de $r_s = 7.65 \times 10^{-4}$ et la longueur de pénétration caractéristique dans les miroirs est 3.27 cm.	100
3.6	Échantillon $\lambda = 120 \mu m$. Le facteur de réflexion d'un doigt métallique est de $r_s = 6.38 \times 10^{-4}$ et la longueur de pénétration caractéristique dans les miroirs est 4.71 cm.	100

Liste des figures

1.1	Contribution attendue des différentes sources de bruit dans Advanced LIGO selon la fréquence. On voit qu'autour de 100 Hz, le bruit est principalement dominé par le bruit quantique (<i>Quantum Vacuum</i>) et le bruit dû aux couches minces des miroirs (<i>Coating Brownian</i>), soit les courbes rouge et orange respectivement (tiré de [7]).	6
1.2	Vue en coupe du déplacement due à la propagation d'onde de surface de type Rayleigh. Tiré de <i>Fundamentals and applications of ultrasonic waves</i> J. Cheeke et N. David [19].	12
1.3	Comportement de l'amplitude des composantes d'ondes de Rayleigh dans du quartz selon la profondeur. La longueur caractéristique de décroissance est de l'ordre de la longueur d'onde. Le déplacement en x passe de positif à négatif, ce qui signifie que le sens du déplacement ellipsoïdal dans le plan change à ce point (antihoraire pour u_x positif, horaire pour u_x négatif). Tiré de <i>Fundamentals and applications of ultrasonic waves</i> J. Cheeke et N. David [19].	15
2.1	Schéma de montage pour la génération et la détection d'onde acoustique de surface.	21
2.2	Signal d'onde acoustique de surface généré par transmetteur piézoélectrique amovible mesuré par vibromètre laser pour 4 différentes positions sur un échantillon.	23
2.3	Signal d'onde acoustique de surface généré par transmetteur piézoélectrique amovible mesuré par vibromètre laser pour 25 différentes positions sur un échantillon. Certaines couleurs de courbe se répètent dans les courbes, il faut cependant interpréter les pics de mêmes couleurs qui sont séparés par d'autres courbes comme étant indépendants.	25
2.4	Ratio des énergies vibrationnelles d'une couche mince de Ta_2O_5 d'épaisseur de 1 μm et d'un substrat de SiO_2 B270 d'épaisseur de 2 mm selon la fréquence d'une onde de surface se propageant dans l'échantillon, calculé avec l'équation 2.1.5 à partir de l'équation 1.3.1 et des équations du mouvement 1.4.10 et 1.4.11.	29

2.5	Patron du mouvement dans le temps de la surface de l'échantillon simulé d'une couche de Ta ₂ O ₅ sur substrat de SiO ₂ B270 de lors du passage d'une impulsion d'onde de surface en deux points : 6 mm de la source (gauche) et 10 mm de la source (droite).....	34
2.6	Décroissance de l'onde de surface selon la profondeur dans l'échantillon simulé d'une couche de Ta ₂ O ₅ sur un substrat de verre B270 pour (a) le mouvement normal à la direction de propagation et (b) le mouvement parallèle à la direction de propagation. L'axe qui présente la profondeur a son origine à la surface et s'enfonce dans l'échantillon plus elle augmente.....	35
2.7	Exemple de signal récolté par un détecteur numérique à la surface de l'échantillon simulé d'une couche de Ta ₂ O ₅ sur substrat de verre B270.....	36
2.8	Analyse de la décroissance exponentielle temporelle de l'amplitude d'onde de surface de 9 MHz se propageant sur l'échantillon simulé d'une couche de Ta ₂ O ₅ sur substrat de verre B270. L'angle de perte implémenté dans la couche est de $\phi_c = 4 \times 10^{-2}$ alors que le substrat est simulé comme étant un milieu non dissipatif ($\phi_s = 0$).....	38
2.9	Analyse de la décroissance exponentielle temporelle de l'amplitude d'onde de surface de 25 MHz se propageant sur l'échantillon simulé d'une couche de Ta ₂ O ₅ sur substrat de verre B270. L'angle de perte implémenté dans la couche est de $\phi_c = 4 \times 10^{-2}$ alors que le substrat est simulé comme étant un milieu non dissipatif ($\phi_s = 0$).....	39
2.10	Ratio des énergies vibrationnelles W_s/W_c selon la fréquence d'excitation des ondes de surface. Les points verts sont les ratios calculés avec la simulation d'onde de surface pour une couche de Ta ₂ O ₅ 1 μ m d'épaisseur sur un substrat de verre B270 de 2 mm d'épaisseur pour 5 différentes fréquences. Les courbes rouges représentent l'ajustement et son incertitude (pointillés) sur les résultats de la simulation et la courbe bleue présente la relation du ratio selon la fréquence calculé avec l'équation 2.1.5 à partir de l'équation 1.3.1 et des équations du mouvement 1.4.10 et 1.4.11 (même courbe que la figure 2.4).....	40
2.11	Signaux d'onde de surface de la série de mesures 1.....	43
2.12	Signaux d'onde de surface de la série de mesures 2.....	43
2.13	Signaux d'onde de surface de la série de mesures 3.....	43
2.14	Signaux d'onde de surface de la série de mesures 4.....	43

- 2.15 Comparaison des échantillons avec couche mince C1 (a) et C2 (b) à l'échantillon de référence (substrat seulement) NC1 quant au logarithme des ratios des amplitudes réfléchis et incidentes en fonction de la différence de temps entre ces deux pics d'intensité. Les droites de régression linéaire sont une moyenne pour toutes les séries de mesure par échantillon et sont accompagnées de deux droites parallèles qui représentent l'écart-type des points par rapport à cette droite..... 51
- 2.16 Comparaison des échantillons C2 et NC1 (nettoyés) quant au logarithme des ratios des amplitudes réfléchis et incidentes en fonction de la différence de temps entre ces deux pics d'intensité. Les points correspondant à l'un ou l'autre des échantillons sont distinguables par le style de point et la couleur du point sur le graphique. Deux différentes séries de points par échantillons sont représentées, mais non identifiées. Puisque les nuages de points des deux échantillons se chevauchent grandement, il devenait difficile de distinguer quoi que ce soit en changeant la couleur ou le style des points pour identifier à quelle série de données ils appartiennent. Les droites de régression linéaire sont une moyenne pour les deux séries de mesure d'un même échantillon et sont accompagnées de deux droites parallèles qui représentent l'écart-type des points par rapport à cette droite..... 55
- 2.17 Comparaison des échantillons NC2 et NC3 quant au logarithme des ratios des amplitudes réfléchis et incidentes en fonction de la différence de temps. Les points correspondant à l'un ou l'autre des échantillons sont distinguables par le style de point et la couleur du point sur le graphique. Quatre différentes séries de points par échantillons sont représentées, mais non identifiées. Puisque les nuages de points des deux échantillons se chevauchent grandement, il devenait difficile de distinguer quoi que ce soit en changeant la couleur ou le style des points pour identifier à quelle série de mesures ils appartiennent. Les droites de régression linéaire sont une moyenne pour les deux séries de mesure d'un même échantillon et sont accompagnées de deux droites parallèles qui représentent l'écart-type des points par rapport à cette droite. 58
- 2.18 Comparaison des échantillons C3 et NC3 quant au logarithme des ratios des amplitudes réfléchis et incidentes en fonction de la différence de temps. Les droites de régression linéaire sont une moyenne pour toutes les séries de mesure par échantillon et sont accompagnées de deux droites parallèles qui représentent l'écart-type des points par rapport à cette droite. 60

2.19	Comparaison des échantillons avec couche mince C4 et C5 à l'échantillon de référence (substrat seulement) NC3 quant au logarithme des ratios des amplitudes réfléchis et incidentes en fonction de la différence de temps entre ces deux pics d'intensité. Les droites de régression linéaire sont une moyenne pour toutes les séries de mesure par échantillon et sont accompagnées de deux droites parallèles qui représentent l'écart-type des points par rapport à cette droite.....	63
2.20	Comparaison des résultats de simulation numérique par dynamique moléculaire de Puosi <i>et al.</i> et des résultats obtenus par la méthode du transmetteur piézoélectrique amovible. Les résultats expérimentaux sont représentées par un intervalle noir (sans le résultat C2) et ne tient pas compte des incertitudes présentées au tableau 2.16. Les points de couleur ainsi que les droites de régression sont les résultats obtenus par Puosi <i>et al.</i> . La bande jaune représente l'intervalle des fréquences sondées par la méthode GeNS. Figure inspirée des résultats présentés dans [6].....	67
3.1	Schéma d'un échantillon permettant de créer une cavité résonante d'ondes acoustiques de surface	70
3.2	Schéma de montage pour la prise de données d'atténuation d'onde acoustique de surface dans une cavité résonante.....	75
3.3	Schéma du signal d'entrée pour l'expérience d'atténuation d'onde acoustique dans une cavité résonante. Les axes du graphique sont en Volt pic à pic (V_{pp}) par rapport au temps. Le pulse est d'une durée de θ et atteint un voltage maximal de V_0 . Chaque pulse est espacé d'un temps T, qui dépend de la fréquence de pulsation. Les côtés du pulse ont un temps de grimpe et de descente qui sont respectivement de t_1 et $\theta - t_2$	77
3.4	Exemple du signal mesuré et de l'analyse réalisée	79
3.5	Ratio des énergies vibrationnelles d'une couche mince de Ta_2O_5 d'épaisseur de 1 μm et d'un substrat de $LiNbO_3$ d'épaisseur de 1 mm selon la fréquence des ondes de surface se propageant sur un échantillon	81
3.6	Image de l'échantillon $\lambda = 200 \mu m$. Les parties métalliques forment le patron de la cavité résonante, la partie blanche est le substrat de $LiNbO_3$ dont la face du bas est dépolie.	83

3.7	Signal de sortie de la cavité résonante d'onde acoustique de surface mesuré avec l'oscilloscope pour l'échantillon $\lambda = 200 \mu\text{m}$. La ligne bleue relie chaque point des mesures pour tracer le signal.	84
3.8	Spectre de Fourier du signal d'onde de surface en cavité de la figure 3.7 et ajustement du pic de résonance basé sur l'équation 3.1.6.	86
3.9	Analyse du signal d'onde acoustique de surface en cavité de l'échantillon $\lambda = 200 \mu\text{m}$ pour obtenir le facteur de qualité. La courbe verte montre le logarithme de la valeur absolue de l'amplitude du signal en fonction du temps, les points rouges indiquent les maximums locaux du signal et la droite bleue est la régression linéaire faite sur ces points.	87
3.10	Résultats d'angle de perte avec leur incertitude respective pour les 30 séries de mesures réalisées sur l'échantillon $\lambda = 200 \mu\text{m}$ comparé à la moyenne et l'écart-type de l'ensemble des résultats.	89
3.11	Image de l'échantillon $\lambda = 120 \mu\text{m}$. Les parties métalliques forment le patron de la cavité résonante, la partie blanche est le substrat de $LiNbO_3$ dont la face du bas est dépolie.	90
3.12	Signal de sortie de la cavité résonante d'onde acoustique de surface mesurée avec l'oscilloscope pour l'échantillon $\lambda = 120 \mu\text{m}$. La ligne bleue relie chaque point des mesures pour tracer le signal.	91
3.13	Spectre de Fourier du signal d'onde de surface en cavité de la figure 3.12 et ajustement du pic de résonance basé sur l'équation 3.1.6.	92
3.14	Analyse du signal d'onde acoustique de surface en cavité de l'échantillon $\lambda = 120 \mu\text{m}$ pour obtenir le facteur de qualité. La courbe verte montre le logarithme de la valeur absolue de l'amplitude du signal en fonction du temps, les points rouges indiquent les maximums locaux du signal et la droite bleue est la régression linéaire faite sur ces points.	93
3.15	Résultats d'angle de perte avec leur incertitude respective pour les 30 séries de mesures réalisées sur l'échantillon $\lambda = 120 \mu\text{m}$ comparé à la moyenne et l'écart-type de l'ensemble des résultats.	95
3.16	Circuit équivalent d'un résonateur d'onde acoustique de surface (SAWR) à 2 ports (IDT).	99

Liste des sigles et des abréviations

LIGO	Large Interferometer Gravitational-Wave Observatory
GeNS	Gentle Nodal Suspension
TLS	Two level system
SAW	Surface Acoustic waves (Ondes acoustiques de surface)
IDT	Interdigital Transducers (Électrodes interdigitales)
SAWR	Surface Acoustic Waves Resonator
OEM	Ondes Électromagnétique

Remerciements

Je veux remercier Sjoerd Roorda, mon directeur de recherche, pour les bons conseils et la grande liberté à laquelle j'ai eu droit durant mon parcours. Ça a toujours été très plaisant de discuter avec toi, que ce soit pour le projet de recherche ou tout autre chose!

Merci à François Schiettekatte de mener le groupe de recherche associé à LIGO à l'Université de Montréal. Tes interventions et tes conseils m'ont permis de mieux comprendre le contexte de ma recherche. Merci à Émile Lalande qui a fabriqué beaucoup des échantillons utilisés pour ce travail et qui m'a aussi grandement conseillé. Merci à Alexandre Lussier la simulation numérique des mesures, à Christophe Clément pour la synthèse de plusieurs échantillons et Nick Starinsky pour le dispositif de mesures utilisé dans la deuxième partie de la recherche.

Merci encore à Émile, Rosalie et Gabriel d'avoir été des collègues de bureau hors pair. Merci à Christian et Daniel de m'avoir accompagné dans tous les défis que la physique a eu à nous offrir (pour le tennis et le badminton aussi!). Merci à Léandre d'avoir été mon compagnon de rire, mon confident et un ami précieux. Merci à ma cohorte de f***all d'avoir été de si bons amis.

Finalement, merci à mes parents, Anne et Nicolas, et à mon frère, Antoine, de m'avoir soutenu durant toutes mes études, dans les moments difficiles comme dans ceux de joie.

Introduction

Le Ta_2O_5 amorphe dopé au TiO_2 est utilisé dans la fabrication des miroirs de l'interféromètre de la collaboration scientifique LIGO, qui a pour but de détecter et d'étudier les ondes gravitationnelles [1]. Ce matériau est utilisé en raison de son grand indice de réfraction, ce qui permet la fabrication de miroir de Bragg très performant lorsque combiné à un matériau de plus faible indice de réfraction (en l'occurrence le SiO_2) [2]. Cependant, des fluctuations mécaniques, caractéristiques des matériaux amorphes tels le Ta_2O_5 utilisé dans ce contexte, mènent à la principale source de bruit dans les mesures effectuées pour l'observation des ondes gravitationnelles [3]. Ces fluctuations sont dues à la réorganisation des atomes dans le matériau et résultent en des modes d'oscillation collectifs (i.e. le bruit) par un mécanisme encore mal compris. L'un des principaux buts du groupe de recherche en optique de la collaboration LIGO, dont cette recherche fait partie, est de minimiser le bruit dans les miroirs des interféromètres et de comprendre les mécanismes qui engendrent ces fluctuations.

Le mouvement aléatoire d'atomes cause une déformation macroscopique selon une certaine gamme de fréquences, dont celles essentielles dans la détection d'ondes gravitationnelles [2], ce qui occasionne le bruit dans les mesures. On cherche donc à déduire l'ampleur des fluctuations, ce qui peut être fait en obtenant la réponse du matériau à une excitation par le théorème de fluctuation-dissipation. Ce théorème décrit la relation entre la réponse du matériau à une excitation externe et les fluctuations internes en l'absence de l'excitation. Comme les fluctuations à l'origine du bruit dans les mesures sont de nature mécanique, on mesurera la réponse à une excitation mécanique, c'est-à-dire la dissipation (pertes) de l'énergie d'une onde lors de sa propagation dans le matériau. Les pertes mécaniques sont caractérisées par le paramètre d'angle de perte, qui décrit la décroissance exponentielle de l'amplitude de l'onde dans le temps. Le bruit dû aux fluctuations est donc proportionnel à l'angle de perte et la minimisation de celui-ci permet d'améliorer la précision des détecteurs de LIGO avec lesquelles sont observées les ondes gravitationnelles.

Le paramètre d'angle de perte est normalement mesuré par *Gentle Nodal Suspension* (GeNS) à des fréquences se rapprochant de celles qui nous intéressent pour la détection d'onde gravitationnelle (1-30 KHz) [4], mais est sujette à une grande variabilité statistique. Cette méthode mesure l'amplitude en fonction du temps d'une onde se propageant dans des

disques de silice fondue sur lesquels la couche de Ta_2O_5 amorphe est déposée, selon plusieurs modes d'oscillations possédant des fréquences allant de 10^3 à 10^4 Hz. Ces mesures prennent en compte à la fois le substrat et la couche déposée, il faut donc décomposer l'angle de perte total pour ces deux composantes selon un certain poids, qui prend en compte l'épaisseur et les propriétés élastiques des matériaux du disque [5]. Le poids associé à la couche de Ta_2O_5 est beaucoup plus petit que celui du substrat en raison de sa faible épaisseur, ce qui amplifie l'effet des variations statistiques sur les résultats d'angle de perte de la couche. De plus, plusieurs modes de vibrations des échantillons ne peuvent être excités à cause de la géométrie du système de GeNS, faisant en sorte que la caractérisation des fluctuations obtenue avec cette méthode n'est que partielle.

Dans le cadre de cette recherche, on souhaite étudier le comportement des couches de Ta_2O_5 amorphe grâce à une excitation sous forme d'ondes acoustiques de surface à des fréquences plus élevées que celle utilisée par la méthode GeNS. En utilisant des ondes acoustiques de surface à des fréquences assez élevées, l'énergie des excitations est contenue dans une tranche beaucoup plus mince de l'échantillon, ce qui permet de donner un plus grand poids à la couche mince de Ta_2O_5 dans le calcul de son angle de perte. Malgré que celles-ci s'éloignent des fréquences utiles pour les détecteurs d'ondes gravitationnelles, l'utilisation des fréquences d'excitation des ondes de surfaces permet de s'approcher des périodes d'oscillation d'atomes dans les simulations numériques des matériaux qui forme les miroirs. En effet, les fréquences des ondes de surface utilisées dans cette recherche (de 10 à 30 Mhz environ) correspondent à des périodes d'oscillation de quelques dizaines de nanosecondes, soit une échelle temporelle atteignable par la méthode de dynamique moléculaire utilisée par Puosi *et al.* [6]. Il peut donc être intéressant de comparer les résultats empiriques aux résultats numériques en sachant que les valeurs d'angles de perte obtenus dans cet article sont dans l'intervalle $3 - 6 \times 10^{-3}$.

Deux techniques sont utilisées afin de générer et d'étudier la propagation des ondes de surface sur les échantillons. La première méthode permet de mesurer directement l'amplitude de l'onde de surface à différentes positions sur un échantillon, l'autre méthode utilise les propriétés d'une cavité résonante pour trouver le paramètre de pertes qui y est associé. Pour la première, il s'agit d'un transmetteur piézoélectrique amovible qui génère les ondes acoustiques de surface et d'un vibromètre laser qui mesure la variation de position de la surface de l'échantillon par effet Doppler. La fabrication des échantillons est simple pour cette méthode, mais la prise de données et leur analyse peut parfois se compliquer à cause d'une grande variabilité dans les mesures, ce qui se répercute dans les résultats. Pour la deuxième, on dépose des électrodes interdigitales sur un substrat piézoélectrique afin de constituer une cavité résonante acoustique, ce qui permet de mesurer son facteur de qualité et ainsi caractériser l'ampleur des pertes. Pour cette méthode, la fabrication des échantillons est beaucoup plus complexe, mais une fois réalisée, les mesures se récoltent aisément en utilisant

un montage approprié. Malgré que les résultats produits avec ces deux méthodes aient une faible précision, il est possible d'obtenir des valeurs d'angle de pertes à haute fréquence qui se rapprochent de ce qui est réalisé avec les simulations numériques par dynamique moléculaire. L'étude des pertes mécaniques peut donc contribuer à comprendre davantage la nature du phénomène qui cause le bruit dans les miroirs des interféromètres de LIGO, résultant des fluctuations mécaniques des atomes dans le Ta_2O_5 amorphe.

Chapitre 1

Cadre théorique

Les miroirs qui sont disposés dans les bras des interféromètres de LIGO sont composés de couches successives de deux matériaux différents, un d'indice de réfraction élevé, le Ta_2O_5 amorphe, et l'autre d'indice de réfraction plus faible, le SiO_2 amorphe, ce qui constitue un miroir de Bragg. La superposition des couches de ces deux matériaux avec une épaisseur optique du quart de la longueur d'onde de la lumière utilisée dans l'interféromètre (i.e. modulé par l'indice de réfraction des matériaux) permet d'atteindre un coefficient de réflexion très élevé. Ces miroirs très performants permettent d'une part d'obtenir une cavité optique ayant un très haut facteur de qualité, ce qui augmente la précision du système, et d'autre part, évite que la lumière du laser très puissant utilisé dans l'interféromètre ne soit absorbée par ceux-ci et les endommage. Afin d'observer la très faible variation de parcours optique de la lumière causée par les ondes gravitationnelles, il faut diminuer le bruit provenant de plusieurs sources, comme on peut voir à la figure 1.1 [7]. La plupart des sources de bruit sont externes à l'expérience, ce qui permet de les éliminer en grande partie grâce à différentes techniques. Cependant, l'une de ces sources est le miroir lui-même, et plus précisément les couches de Ta_2O_5 amorphe qui le composent [3], voire leur structure interne. En effet, la nature amorphe du matériau est à l'origine de déformations macroscopiques à basse fréquence (excitations à basse énergie) qui dominent les autres sources de bruit dans la gamme de fréquences de 10-100 Hz. Ces excitations seraient causées par les fluctuations aléatoires de la position des atomes qui se réorganisent due à la nature amorphe du matériau. Le mécanisme qui lie ces fluctuations aux excitations à basses énergies reste cependant mal compris. Une explication possible est que des groupes d'atomes du matériau se trouveraient dans des états *Two-level States* (TLS), évoluant dans un potentiel à minimum multiple (puits double ou multiple) à cause des interactions avec leurs voisins. Les groupes d'atomes pourraient passer d'un minimum à l'autre à cause des fluctuations thermiques, ce qui créerait les déformations à plus grande échelle [8]. Pour vérifier la contribution des TLS dans le mécanisme qui lie les fluctuations aux déformations macroscopiques qui causent le bruit associé au Ta_2O_5 amorphe

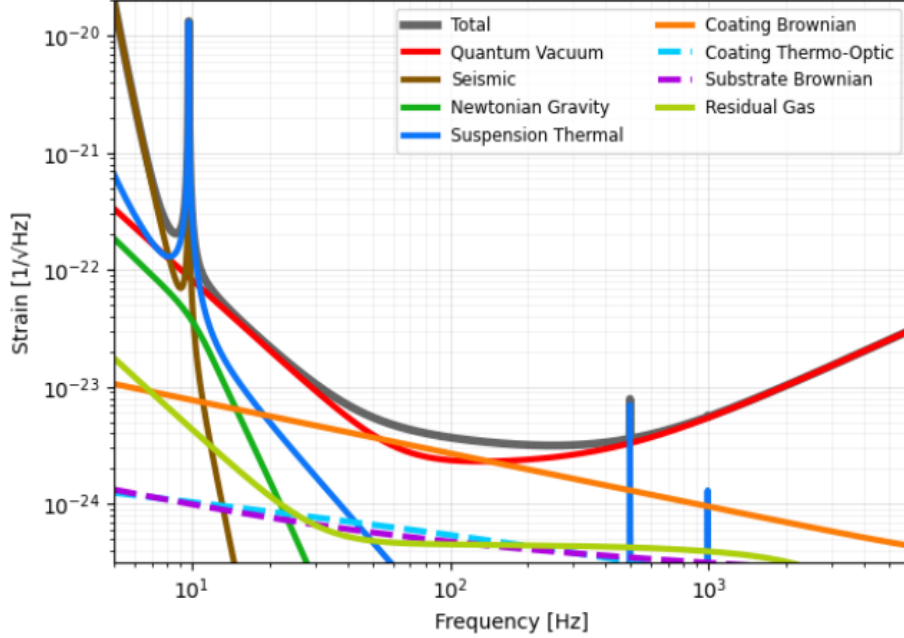


Fig. 1.1. Contribution attendue des différentes sources de bruit dans Advanced LIGO selon la fréquence. On voit qu’autour de 100 Hz, le bruit est principalement dominé par le bruit quantique (*Quantum Vacuum*) et le bruit dû aux couches minces des miroirs (*Coating Brownian*), soit les courbes rouge et orange respectivement (tiré de [7]).

dans les miroirs, il faudrait réaliser des expériences d’absorption d’ultrason dans le matériau dans un régime difficilement atteignable (très basse température et très haute fréquence) [9].

1.1. Bruit thermique dans les miroirs

Le bruit thermique des miroirs de LIGO est causé par des fluctuations thermiques de la structure atomique du matériau. Pour caractériser l’ampleur du bruit [1], on utilise la relation entre les fluctuations du mouvement du miroir et le coefficient d’amortissement du mouvement macroscopique du matériau par le théorème Fluctuation-Dissipation. Dans l’article de Callen & Welton [10], on décrit la dérivation générale de ce théorème et Saulson [11] l’applique dans le cas du mouvement brownien. On a alors que le système est entraîné par une force thermique aléatoire F , dont la densité spectrale $F^2(\omega)$ est proportionnelle à la résistance mécanique $R(\omega)$, la partie réelle de l’impédance Z , définie comme le facteur de proportionnalité entre la force appliquée et la réponse du milieu. Le bruit s’exprime selon le mouvement x du matériau résultant de la force F , dont la densité spectrale est cette fois proportionnelle à la conductance mécanique, la partie réelle de l’admittance $Y \equiv Z^{-1}$. L’article arrive au résultat que le bruit thermique dépend de l’*angle de perte* $\phi(\omega)$, la partie imaginaire du vecteur d’onde complexe \tilde{k} associé à l’amortissement de la force (décrit à la

section 1.2), et donc que, par le théorème de fluctuation-dissipation, l'amortissement génère du bruit mécanique.

L'article de Levin [12] reprend l'application générale du théorème faite par Saulson pour obtenir une expression pour le bruit thermique à l'intérieur des miroirs et en calculer l'amplieur. La densité spectrale de fluctuation $S_x(f)$, qui quantifie le bruit, est fonction de la fréquence f (ou fréquence angulaire $\omega = 2\pi f$)

$$S_x(f) = \frac{k_B T}{\pi^2 f^2} |Re\{Y(f)\}| \quad (1.1.1)$$

L'admittance est par définition l'inverse du rapport entre la forme d'entraînement et la réponse du système. Dans le cas qui nous intéresse, la force d'entraînement est donnée par la pression radiative du laser à la surface du miroir, d'une amplitude F_0 et modulé par le facteur de forme $f(\vec{r})$ qui dépend du profil du laser. La conductance ($|Re\{Y(f)\}|$) est liée à l'énergie de la pression du laser dissipée par le milieu W_{diss} (puissance dissipée) par l'équation

$$|Re\{Y(f)\}| = \frac{2W_{diss}}{F_0^2} \quad (1.1.2)$$

Pour une dissipation homogène du milieu, la puissance dissipée s'exprime selon l'équation

$$W_{diss} = 2\pi f U_{max} \phi(f) \quad (1.1.3)$$

où U_{max} est l'énergie associée à la déformation élastique maximale du milieu sous l'influence de la pression radiative périodique et $\phi(f)$ est l'angle de perte du matériau (tel que défini plus tôt). L'énergie U_{max} dépend des caractéristiques élastiques du milieu (module de Young E et ratio de Poisson σ) et de l'amplitude de la pression radiative et du facteur de forme du laser, qu'on prend comme étant un profil gaussien avec une distance caractéristique r_0 , le rayon du faisceau. Pour un miroir d'assez grande dimension (grandeur caractéristique $R \gg r_0$), on peut évaluer l'énergie associée à la déformation élastique maximale :

$$U_{max} = \frac{F_0^2}{\pi^2 E r_0} (1 - \sigma^2) I (1 + O(r_0/R)) \quad (1.1.4)$$

la constante I étant liée à l'intégrale sur le profil Gaussien du faisceau et vaut 1.87322... . La fonction $O(r_0/R)$ est une correction due à la taille finie du miroir (approximé comme un milieu semi-infini dans la limite $R \gg r_0$). On obtient finalement une expression qui quantifie le bruit dans les miroirs causé par les fluctuations du mouvement résultant de la pression radiative du laser selon la fréquence avec $S_x(f)$, la densité spectrale des fluctuations donnée par l'équation suivante.

$$S_x(f) = \frac{4k_B T}{f} \frac{1 - \sigma^2}{\pi^3 E r_0} I \phi(f) (1 + O(r_0/R)) \quad (1.1.5)$$

Pour diminuer le bruit des miroirs, il faut diminuer le paramètre d'angle de perte $\phi(f)$, qui caractérise les pertes mécaniques dans les matériaux que l'on utilise. Une corrélation assez directe a pu être établie entre les pertes mécaniques et l'état de relaxation du miroir [13]. On tente donc de relaxer les matériaux dans le miroir, soit lors de la fabrication des couches, en les traitant après le dépôt ou encore en choisissant de nouvelles compositions de matériaux, pour diminuer le bruit qui leur est associé. Plusieurs méthodes sont utilisées pour relaxer la structure d'un matériau. Une approche est de maximiser la relaxation directement à la fabrication de la couche mince en adoptant une technique de dépôt spécifique et en ajustant les paramètres de la chambre de dépôts (e.g. la température, du substrat, etc.). On peut aussi introduire un dopant lors du dépôt afin de modifier la structure interne du matériau désiré tout en conservant ou en améliorant les propriétés qui nous intéressent. Finalement, un recuit après dépôt peut être fait sur la couche en augmentant sa température afin de favoriser la relaxation des matériaux.

Dans le cas qui nous intéresse, les couches sont déposées par pulvérisation magnétron. Celles-ci peuvent être dopées avec du titane (Ti) et/ou du zirconium (Zr). Le premier dopant (Ti) permet de réduire les pertes mécaniques intrinsèquement. Le deuxième (Zr), permet de faire augmenter la température à laquelle on peut recuire l'échantillon sans qu'il ne cristallise, ce qui permet de relaxer davantage la couche. On dit alors que le dopant vient "frustrer" la cristallisation, parce qu'il augmente la température où le matériau se cristallise. Pour de plus amples détails sur les techniques de dépôt et des résultats sur différentes manières de diminuer les excitations à basse énergie, se référer aux travaux d'Émile Lalande [14] et Gabriele Vajente [15].

1.2. Angle de perte

Les pertes mécaniques sont caractérisées par le paramètre d'angle de perte ϕ , qui intervient de plusieurs manières dans les propriétés mécaniques du matériau. Premièrement, l'angle de perte se retrouve dans le module de Young complexe d'un matériau anélastique, soit $\tilde{E} = E \cdot e^{i\phi}$, qui est lié au vecteur d'onde \tilde{k} . Le module de Young (E) décrit la relation linéaire entre une contrainte de tension (*stress* σ) imposée au matériau et la déformation (*strain* ϵ) du matériau, qui découle directement de la loi de Hooke.

$$\sigma = \tilde{E}\epsilon \tag{1.2.1}$$

Il est lié à l'énergie élastique du matériau, c'est-à-dire la quantité d'énergie stockée avant de subir une certaine déformation. Pour une contrainte périodique dans le temps, comme la propagation d'une onde dans le matériau à une fréquence f (fréquence angulaire $\omega = 2\pi f$), l'angle de perte représente le déphasage de la déformation résultante.

$$\sigma = \sigma_0 e^{i\omega t}$$

$$\epsilon = \epsilon_0 e^{i(\omega t - \phi)}$$

Ce déphasage est dû à la période de temps que met le matériau à répondre à un nouvel état de contrainte à cause d'un changement de stress interne (défauts, dislocations, etc.), qui caractérise les matériaux anélastiques, [1].

Pour un système mécanique en oscillation, l'angle de perte est associé à une force de résistance g au mouvement proportionnelle à la vitesse, $\vec{g} = -b\vec{v}$ [16]. Il représente le rapport de l'énergie élastique perdu à chaque période d'oscillation. qui est proportionnelle à la largeur à mi-hauteur du pic de résonance de l'onde Δf , et de l'énergie élastique stockée, proportionnelle à la fréquence de résonance f du système [1].

$$\phi = \frac{\mathcal{E}_{perdue\ par\ période}}{2\pi\mathcal{E}_{stockée}} = \frac{\Delta f}{f} \quad (1.2.2)$$

Le modèle de Saulson [11] pour décrire le mouvement dans le matériau prend en compte la loi de Hooke avec une *constante* de ressort complexe (de la même manière qu'avec le module de Young complexe) dont la partie imaginaire est exprimée selon l'angle de perte $\phi(\omega)$ (dépendance en fréquence de l'angle de perte) :

$$F = -k[1 + i\phi(\omega)]x \quad (1.2.3)$$

avec F , la force appliquée, k , le module de la constante de ressort, et x , le déplacement selon le point d'équilibre. Pour une force sinusoïdale, le déplacement est décalé par l'angle ϕ . La constante de ressort complexe est associée à un amortissement du mouvement et par le théorème de fluctuation dissipation, l'amortissement est lié aux pertes mécaniques. Ce modèle est analogue à l'amortissement dû à la friction dépendant de la vitesse et on peut associer l'angle de perte de la constante de ressort au facteur de qualité Q , qui décrit l'amortissement du mouvement dans le temps, soit $\phi = 1/Q$. L'article de Saulson mentionne que ϕ varie peu sur une large bande de fréquence. On doit cependant tenir en compte que l'angle de perte peut varier dans la présente situation puisque la gamme de fréquences qui sera utilisée est beaucoup plus grande que celle avec laquelle on obtient ϕ normalement.

Pour un oscillateur à un seul mode de résonance [4], l'amplitude de l'onde dans le temps $A(t)$ décroît exponentiellement:

$$A(t) = A_0 e^{-t/\tau} \quad (1.2.4)$$

avec A_0 , l'amplitude initiale, et τ , le temps caractéristique de décroissance exponentielle lié au facteur de qualité et à l'angle de perte par $\tau = Q/\pi f = 1/\pi\phi f$. En mesurant l'amplitude

d'une onde qui se propage dans un matériau selon le temps, on peut mesurer l'angle de perte pour ce matériau et ainsi caractériser ses pertes mécaniques.

1.3. Angle de perte d'un échantillon

Les mesures d'angle de perte s'effectuent sur des échantillons composés de deux parties, le substrat et la couche de matériau que l'on souhaite étudier. L'angle de perte que l'on obtient à partir des mesures est donc une combinaison des angles de perte de ces deux parties, qui contribuent aux pertes mécaniques proportionnellement à leur énergie vibrationnelle W [17]. Cette énergie est obtenue en intégrant l'énergie associée à la déformation (*strain*) sur tout le volume de l'échantillon :

$$W = \frac{1}{2}M \iiint \epsilon_0^2(x,y,z) dx dy dz \quad (1.3.1)$$

où M est le module d'élasticité effectif et $\epsilon_0(x,y,z)$ est la déformation, qui dépend de la position. On peut décomposer l'angle de perte mesuré selon les contributions des deux matériaux d'un échantillon :

$$\phi_{tot} = \frac{W_s \phi_s + W_c \phi_c}{W_s + W_c} \quad (1.3.2)$$

où les indices s et c sont utilisé pour les valeurs correspondant au substrat et à la couche respectivement. Comme les couches de matériaux dont on désire obtenir l'angle de perte sont très minces par rapport aux substrats (μm pour la couche et mm pour le substrat), le volume pris en compte dans le calcul de W_c est faible et l'énergie vibrationnelle associée à la couche sera petite. On peut négliger W_c devant W_s , et on obtient :

$$\phi_{tot} = \phi_s + \frac{W_c}{W_s} \phi_c \quad (1.3.3)$$

la contribution de la couche à la mesure de l'angle de perte de tout l'échantillon est pondérée par le ratio des énergies vibrationnelles de la couche et du substrat W_c/W_s .

L'angle de perte prit en compte dans l'équation 1.3.3 comprend une contribution due aux pertes mécaniques et aussi une contribution thermo-élastique associée à un flux de chaleur dû à des gradients de température causer par la différence de propriétés thermo-élastiques entre le substrat et la couche [18].

$$\phi_c = \phi_c^{m\acute{e}c} + \phi_c^{th-\'{e}l}^{th-\'{e}l}$$

La valeur d'angle de perte associé aux pertes mécaniques est obtenue en soustrayant la contribution des pertes thermo-élastiques à l'angle de perte de la couche de l'équation 1.3.3

$$\phi_c^{m\acute{e}c} = \frac{W_s}{W_c} (\phi_{tot} - \phi_s) - \phi_c^{th-\'{e}l}. \quad (1.3.4)$$

On peut évaluer le terme thermo-élastique grâce à l'équation 5 et 6 de Fejer *et al.* [18] en prenant en compte les différentes constantes élastiques (Module de Young, ratio de Poisson) et thermo-élastiques (chaleur spécifique coefficient d'expansion thermique, conductivité thermique, etc.) des matériaux composant la couche et le substrat. Un calcul de cet angle de perte thermo-élastique sera présenté à la section 2.1.3.

En résumé, afin d'obtenir le résultat qui nous intéresse, on compare les angles de perte obtenue pour un échantillon sans dépôt (substrat seulement, ϕ_s) et un échantillon déposé (substrat + couche, ϕ_{tot}) pondéré par le ratio de leurs énergies irrationnelles, puis on enlève la contribution des pertes thermo-élastiques ($\phi_c^{th-é}$). Étant donné la faible épaisseur de la couche par rapport au substrat, l'angle de perte mesuré pour l'échantillon combinant les deux matériaux sera assez semblable à l'angle de perte du substrat seulement et le ratio $\frac{W_s}{W_c}$ sera grand puisque W_c est petit par rapport W_s . Ceci implique que l'incertitude des mesures a une importance accrue puisque l'incertitude du résultat est amplifiée par ces deux facteurs. Afin d'obtenir des résultats plus précis et significatifs, il est crucial d'augmenter la contribution de la couche à l'angle de perte total afin d'augmenter la différence avec l'angle de perte du substrat et diminuer le facteur multiplicatif du ratio des énergies irrationnelles des deux matériaux.

1.4. Ondes acoustiques de surface

Afin de mesurer les différents angles de perte dont on a besoin pour obtenir celui de la couche qui nous intéresse, on étudie la propagation d'ondes acoustiques de surface (SAW) dans les différents échantillons. Comme leur nom l'indique, les SAW sont des ondes se propageant à la surface d'un milieu. D'après la démarche décrite par J. Cheeke et N. David [19], on considère donc un espace semi-infini avec les directions x et z (figure 1.2) respectivement parallèle et perpendiculaire à la limite de l'espace (i.e. la surface). Comme une onde qui se propage dans un milieu infini, la solution de l'équation d'onde pour le déplacement d'un élément de volume (\vec{u}) peut être séparée en deux parties indépendantes du déplacement, soit une partie irrotationnelle (\vec{u}' tel que $\vec{\nabla} \times \vec{u}' = 0$) et une partie à divergence nulle (\vec{u}'' tel que $\vec{\nabla} \cdot \vec{u}'' = 0$). On peut donc définir un potentiel scalaire pour la partie irrotationnelle et un potentiel vectoriel pour la partie à divergence nulle :

$$\vec{u}' = \vec{\nabla}\chi, \quad \vec{u}'' = \vec{\nabla} \times \vec{\psi}.$$

Le potentiel χ décrit le déplacement longitudinal (compression), alors que le potentiel $\vec{\psi}$ décrit le déplacement transverse. Comme le déplacement se fait le plan $x - z$, tel qu'illustré à la figure 1.2, la seule composante non nulle de $\vec{\psi}$ est dans la direction y (on notera donc ψ_y comme étant seulement ψ). Le déplacement selon ces deux axes s'écrit alors :

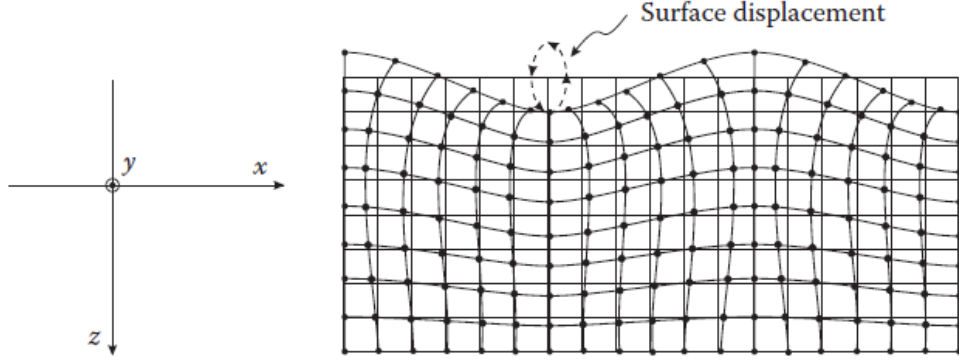


Fig. 1.2. Vue en coupe du déplacement due à la propagation d'onde de surface de type Rayleigh. Tiré de *Fundamentals and applications of ultrasonic waves* J. Cheeke et N. David [19].

$$u_x = \frac{\partial \chi}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (1.4.1)$$

$$u_z = \frac{\partial \chi}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (1.4.2)$$

Les composantes de stress σ dues au déplacement dans le plan x-z s'expriment également à l'aide de ces potentiels en considérant les coefficients de Lamé, tel que décrit par I. Viktorov [20].

$$\sigma_{xx} = \lambda \left(\frac{\partial^2 \chi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \chi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} \right) \quad (1.4.3)$$

$$\sigma_{zz} = \lambda \left(\frac{\partial^2 \chi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \chi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} \right) \quad (1.4.4)$$

$$\sigma_{xz} = \mu \left(2 \frac{\partial^2 \chi}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) \quad (1.4.5)$$

Les coefficients de Lamé découlent des propriétés élastiques du matériau considéré, notamment du module de Young et du coefficient de Poisson :

$$\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}, \quad \mu = \frac{E}{2(1+\nu)}.$$

Les potentiels χ et ψ sont des solutions de l'équation d'onde avec leur vitesse respective, c_l (longitudinale) et c_t (transverse) :

$$\frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2 \chi}{\partial t^2} = \nabla^2 \chi \quad (1.4.6)$$

$$\frac{1}{c_t^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = \nabla^2 \psi. \quad (1.4.7)$$

Pour résoudre ces équations, on pose des solutions de la forme d'ondes planes se propageant parallèlement à la surface (en direction x) avec le même vecteur d'onde k_x modulé par des fonctions variant selon la profondeur (direction z) à déterminer par les conditions aux frontières (notamment que $\vec{u} \rightarrow \vec{0}$ quand $z \rightarrow \infty$) :

$$\chi = f(z)e^{i(k_x x - \omega t)}, \quad \psi = g(z)e^{i(k_x x - \omega t)}$$

avec ω étant la fréquence angulaire. On peut déduire les équations f et g puisqu'elles doivent aussi satisfaire aux équations 1.4.6 et 1.4.7 :

$$\frac{\partial^2 f}{\partial z^2} = p^2 f(z), \quad \frac{\partial^2 g}{\partial z^2} = q^2 g(z)$$

avec $p = k_x \sqrt{1 - c_R^2/c_t^2}$ et $q = k_x \sqrt{1 - c_R^2/c_s^2}$, où $c_R = \omega/k_x$, la vitesse de l'onde de surface.

La solution de ces équations est une combinaison de fonctions exponentielles positives et négatives. Pour éviter que f et g ne divergent lorsque $z \rightarrow \infty$, les composantes positives doivent être nulles, ce qui donne donc des solutions de la forme d'exponentielle décroissante:

$$f(z) = Ae^{-pz}, \quad g(z) = Be^{-qz}$$

avec les constantes A et B représentant les amplitudes arbitraires. Tel que mentionné par H. Luth [21], on obtient des potentiels sous la forme d'ondes planes dont l'amplitude diminue exponentiellement selon la profondeur :

$$\chi = Ae^{-pz}e^{i(k_x x - \omega t)}, \quad \psi = Be^{-qz}e^{i(k_x x - \omega t)}.$$

Comme le milieu est semi-infini, les conditions frontières nous dictent que les stress σ_{zz} et σ_{xz} soient nuls à $z = 0$. On peut alors introduire les expressions de χ et ψ dans l'équation 1.4.5, ce qui permet de lier A et B dans un premier temps :

$$B = -\frac{2ipk_x}{k_x^2 + q^2}A$$

et dans l'équation 1.4.4 afin d'obtenir une expression pour le vecteur d'onde k_x dans un deuxième temps. On doit alors résoudre l'équation caractéristique qui découle de l'application des conditions frontières du stress, soit :

$$4k_x^2 pq - (k_x^2 + q^2)^2 = 0$$

qui, en considérant la définition de p et q et en notant $\eta = c/c_t$ et $\xi = c/c_s$, se transforme selon :

$$\eta^6 - 8\eta^4 + 8(3 - 2\xi^2)\eta^2 - 16(1 - \xi^2) = 0. \quad (1.4.8)$$

Cette équation polynomiale d'ordre 6 accepte 6 solutions pour η qui dépendent seulement du coefficient de Poisson ν par ξ . Une seule de ces racines est réelle, ce qui correspond à l'existence d'onde de surface décrite par les potentiels χ et ψ . On approxime cette racine réelle, η_R , par :

$$\eta_R = \frac{0.87 + 1.12\nu}{1 + \nu}. \quad (1.4.9)$$

Ce facteur se situe entre 0.87 et 0.96 pour des valeurs de ratio de Poisson de matériau réel. La vitesse de phase de l'onde de surface est donc $c = \eta_R c_t$ et le vecteur d'onde $k_x = 2\pi f_0 / \eta_R c_t$. C'est donc dire que les ondes de surface se propagent un peu moins rapidement que les ondes volumiques transverses. Finalement, on obtient l'expression du déplacement selon les axes x et z en prenant la partie réelle des équations 1.4.1 et 1.4.2 en appliquant les expressions de χ et ψ :

$$u_x = Ak_x \left(e^{-pz} - \frac{2pq}{k_x^2 + q^2} e^{-qz} \right) \sin(k_x x - \omega t) \quad (1.4.10)$$

$$u_z = Ap \left(e^{-pz} - \frac{2k_x^2}{k_x^2 + q^2} e^{-qz} \right) \cos(k_x x - \omega t). \quad (1.4.11)$$

En observant ces équations, on remarque que le déplacement de la surface se fait de manière ellipsoïdale dans le plan x-z. C'est-à-dire que les ondes de surface sont en fait une combinaison d'onde transverse et longitudinale. La figure 1.2 montre une vue en coupe du déplacement d'une surface où se propagent des ondes de type Rayleigh avec le mouvement ellipsoïdal à la surface.

1.4.1. Décroissance de l'amplitude selon la profondeur

Dans les équations 1.4.10 et 1.4.11, on remarque que les facteurs devant les fonctions oscillantes sinus et cosinus, qui décrivent l'amplitude du déplacement, suivent une fonction exponentielle décroissante selon la profondeur z . C'est-à-dire que les ondes de surface pénètrent très peu le milieu dans lequel elles se propagent et la plupart de leur énergie est concentrée à la surface, comme on pourrait s'y attendre avec le nom qui leur est attribué. L'atténuation exponentielle est décrite par les facteurs p et q , qui dépendent du vecteur d'onde k_x et du rapport des vitesses des ondes de surface et des ondes longitudinales et transverses respectivement. La longueur caractéristique de décroissance de l'amplitude du déplacement en profondeur est du même ordre que la longueur d'onde de Rayleigh, soit $\lambda = 2\pi/k_x$. La figure 1.3 montre un exemple de la décroissance de l'amplitude des composantes du déplacement selon la profondeur dans du quartz [19].

Comme la longueur d'onde est inversement proportionnelle à la fréquence, plus on augmente cette dernière, plus l'onde de surface sera concentrée dans une mince couche à la

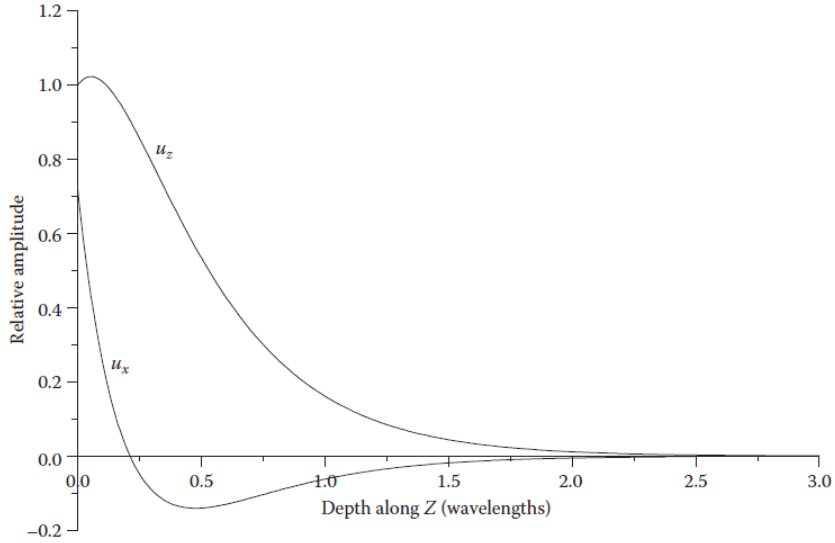


Fig. 1.3. Comportement de l'amplitude des composantes d'ondes de Rayleigh dans du quartz selon la profondeur. La longueur caractéristique de décroissance est de l'ordre de la longueur d'onde. Le déplacement en x passe de positif à négatif, ce qui signifie que le sens du déplacement ellipsoïdal dans le plan change à ce point (antihoraire pour u_x positif, horaire pour u_x négatif). Tiré de *Fundamentals and applications of ultrasonic waves* J. Cheeke et N. David [19].

surface du milieu de propagation. Comme les échantillons qui seront testés sont composés d'une couche de matériau très mince par rapport au substrat, il devient intéressant d'utiliser des fréquences assez élevées avec type d'ondes afin de mieux caractériser le milieu de propagation que forme cette couche.

1.4.2. Décroissance de l'amplitude selon la distance de propagation

Pour ce qui est du comportement des ondes de surface dans la direction de propagation, pour une source d'excitation ponctuelle, l'amplitude diminuera selon $r^{-1/2}$ puisque l'énergie se disperse de manière circulaire sur une surface autour de la source. Si le milieu dans lequel se propagent les ondes de surface est dissipatif (i.e. le matériau absorbe de l'énergie, il y a des pertes), on peut cependant s'attendre à ce que l'amplitude des ondes diminue plus rapidement selon la distance. Pour un milieu dissipatif, on suppose les vecteurs d'ondes k longitudinales (l), transverses (t) et Rayleigh (R) comme étant complexes :

$$\tilde{k}_l = k'_l + ik''_l$$

$$\tilde{k}_t = k'_t + ik''_t$$

$$\tilde{k}_R = k'_R + ik''_R.$$

En remplaçant le vecteur d'onde k_x dans les équations 1.4.10 et 1.4.11 par le vecteur d'onde Rayleigh complexe, on voit que l'amplitude du déplacement s'atténue aussi exponentiellement selon la direction de propagation x ($e^{-k_R x}$). On s'intéresse donc à la partie complexe de ce vecteur d'onde pour décrire davantage comment les ondes de surface se propagent dans un milieu.

On suppose que l'atténuation des ondes longitudinales et transverses est faible, donc $k'_l \gg ik''_l$ et $k'_t \gg ik''_t$. On peut aussi supposer que l'atténuation des ondes de Rayleigh est faible puisque celles-ci sont une combinaison des deux premières ($k'_R \gg ik''_R$). On réécrit les vecteurs d'ondes complexes comme :

$$\tilde{k}_l = k'_l(1 + i\alpha)$$

$$\tilde{k}_t = k'_t(1 + i\beta)$$

$$\tilde{k}_R = k'_R(1 + i\gamma)$$

avec $\alpha = k'_l/k''_l$, $\beta = k'_t/k''_t$ et $\gamma = k'_R/k''_R$. Pour trouver le vecteur d'ondes Rayleigh, on reprend l'équation 1.4.8 sous forme complexe :

$$\tilde{\eta}^6 - 8\tilde{\eta}^4 + 8(3 - 2\tilde{\xi}^2)\tilde{\eta}^2 - 16(1 - \tilde{\xi}^2) = 0 \quad (1.4.12)$$

où $\tilde{\eta} = \tilde{k}_t/\tilde{k}_R$ et $\tilde{\xi} = \tilde{k}_l/\tilde{k}_t$. En insérant les nouveaux vecteurs d'ondes complexes, on résout l'équation 1.4.12 en retenant seulement les termes au premier ordre de α , β et γ , comme ces facteurs sont très petits. Avec la partie réelle de l'équation, on retrouve la solution 1.4.9 et le vecteur d'onde Rayleigh sans atténuation, comme on pouvait s'y attendre. Avec la partie imaginaire de la solution, on peut isoler la partie imaginaire du vecteur d'onde Rayleigh et ainsi décrire l'atténuation de ce type d'onde selon celles des ondes longitudinales et transverses.

$$\gamma = A\alpha + (1 - A)\beta \quad (1.4.13)$$

avec

$$A = \frac{16\xi'^2(1 - \eta'^2)}{\eta'^2(3\eta'^4 - 16\eta'^2 - 16\xi'^2 + 24)},$$

$$\xi' = \frac{k'_l}{k'_t}, \quad \eta' = \frac{k'_t}{k'_R}.$$

Comme on peut constater, l'expression 1.4.13 est une combinaison des atténuations des ondes longitudinales et transverses dans le milieu. Ce résultat est en accord avec ce qui a été trouvé précédemment, à savoir que les ondes de Rayleigh sont aussi une combinaison des ondes longitudinales et transverses. Le facteur A contenu dans l'expression de γ dépend seulement du coefficient de Poisson (ν) et à tendance à accorder plus de poids à la contribution de l'atténuation des ondes transverses.

En considérant le vecteur d'onde Rayleigh complexe dans les potentiels χ et ψ lors de la dérivation du déplacement, on peut voir que l'amplitude est modulée par une fonction exponentielle décroissante:

$$A_{\text{dép}}(x, z) = A_0(z)e^{-k'_R \gamma x} \quad (1.4.14)$$

Le facteur γ décrit l'atténuation de l'onde de surface selon la position par rapport à la source parallèlement à la surface. L'angle de perte du matériau correspond également à l'atténuation, dans ce cas, temporelle, de l'amplitude d'une onde qui s'y propage (équation 1.2.4). Ces deux facteurs sont donc proportionnels et c'est la vitesse de propagation des ondes qui les lie en passant de la position x au temps t . Il est donc possible d'obtenir des résultats d'angles de perte de matériau à partir de l'atténuation de l'amplitude des ondes de surface s'y propageant.

La dérivation de ces équations et les conclusions qui sont tirées sont valides pour un milieu homogène semi-infini. Dans le cas qui nous intéresse, les échantillons sont composés de deux matériaux aux propriétés mécaniques très différentes et dont l'épaisseur est seulement un peu plus élevée que l'ordre de grandeur de la pénétration en profondeur. Afin de justifier l'utilisation de certaines de ces équations, il est judicieux de modéliser la situation que l'on souhaite étudier pour vérifier le comportement des ondes de surfaces dans ces échantillons. La section 2.2 traite de la simulation réalisée (calcul par éléments finis) afin de modéliser les échantillons utilisés lors des différentes expériences.

Chapitre 2

Excitation d'onde de surface par transmetteur piézoélectrique amovible

2.1. Méthode

Une première méthode d'excitation d'onde acoustique de surface utilise un transmetteur piézoélectrique amovible. Les ondes mécaniques sont d'abord produites par le transmetteur et transmises à l'échantillon à l'aide d'un coin de transmission. Cette méthode est facilement réalisable puisque les échantillons utilisés sont simples à fabriquer et l'équipement utilisé peut être rapidement mis en marche pour récolter les données.

2.1.1. Échantillons

Afin d'étudier la dissipation dans le matériau qui nous intéresse, le Ta_2O_5 amorphe, on doit préparer des échantillons qui comprendront ce type de matériau. Les échantillons sont constitués d'un substrat, qui sert de support, et d'une couche mince avec le matériau qui nous intéresse.

Les substrats utilisés dans la fabrication des échantillons testés par GeNS sont faits de silice (SiO_2) fondue. Ce type de substrat présente des caractéristiques intéressantes puisque l'angle de perte est faible. Il y a donc peu de dissipation d'énergie dans le matériau, ce qui permet de mieux étudier la contribution à la dissipation d'une couche mince y étant déposé. Dans le cas présent, nous utilisons des lamelles de microscope, c'est-à-dire du verre B270, qui est évidemment constitué en grande partie de SiO_2 , mais qui contient d'autres composés chimiques, notamment le Na_2O et le CaO . Le choix de ce matériau est simplement motivé par la disponibilité des substrats lors des dépôts. L'angle de perte de ce type de verre est plus élevé que celui de la silice fondue. Cependant, comme l'évaluation de l'angle de perte de la couche se fait en soustrayant la contribution du substrat à l'angle de perte total mesuré comme montré à l'équation 1.3.4, on s'attend à ce que ce choix ait une importance relativement faible sur les résultats. Les dépôts s'effectuent donc sur ces lamelles de verre

B270 d'une dimension de 2.5 cm par 5 cm ayant une épaisseur de 2 mm. La longueur et la largeur étaient limitées par la dimension de la chambre de dépôt. La longueur de 5 cm permet cependant de disposer l'équipement de mesure adéquatement sur l'échantillon et d'avoir assez d'espace pour récolter les données sur une plage assez large de position à la surface. Étant donnée la décroissance exponentielle des ondes de surface selon la profondeur, l'épaisseur de l'échantillon permet leur dissipation en z puisque la longueur d'onde utilisée sera plusieurs fois plus petite que celle-ci.

Les couches minces étudiées sont composées de Ta_2O_5 et sont déposées sur les substrats par pulvérisation magnétron. Les couches sont parfois dopées à l'oxyde de titanium (Ti) et/ou à l'oxyde de zirconium (Zr), ce qui permet ultimement d'en abaisser l'angle de perte sans altérer les propriétés optiques. Comme l'angle de perte d'une couche avec dopant reste dans le même ordre de grandeur qu'une couche sans dopant, la présence ou non de ceux-ci par rapport à leur incidence sur l'angle de perte ne sera pas étudiée. La méthode de dépôt par pulvérisation magnétron est décrite en détail les travaux de recherche d'Émile Lalonde [14]. Les dépôts sont réalisés à Polytechnique Montréal dans les laboratoires de Prof. Ludvik Martinu. Les échantillons sont placés dans une chambre où on diminue la pression jusqu'à obtenir un ultra haut vide ($< 10^{-7}$ torr). On introduit ensuite un gaz d'argon (Ar) et d'oxygène (O_2) pour obtenir une pression entre 6 et 7 mtorr et on applique un potentiel afin d'obtenir un plasma. Des cibles de matériaux à déposer (dans notre cas, soit Ta, Ti ou Zr) se trouvent dans la chambre et on applique un champ magnétique afin de confiner le plasma devant les cibles, ce qui augmente aussi sa densité de charges. Les ions du plasma entrent en collision avec les cibles, ce qui pulvérise des atomes qui se diffusent ensuite dans la chambre. On introduit de l'oxygène gazeux dans la chambre afin d'obtenir les molécules d'oxyde désirées. Les molécules qui se diffusent dans la chambre se déposent ainsi sur les substrats placés devant les cibles. Celle-ci n'ayant a priori pas d'orientation de prédilection, les molécules se disposent de manière aléatoire sur le substrat, ce qui crée un matériau amorphe. Le dépôt se fait selon un certain taux temporel, ce qui permet d'estimer l'épaisseur d'une couche selon le temps de dépôt. La mesure de l'épaisseur de la couche est par la suite effectuée par élipsométrie pour plus de précision. Les échantillons utilisés ont des couches d'environ $1 \mu m$ d'épaisseur, ce qui peut prendre plusieurs heures dans la chambre de dépôt.

Au cours des premières séries de mesures, il a été noté que beaucoup de bruit se retrouvait dans les signaux obtenus, ce qui limitait grandement la précision des résultats. L'hypothèse est que les ondes volumiques qui sont aussi générées dans l'échantillon par le générateur d'ondes de surface interfèrent avec les signaux détectés à la surface à cause des réflexions à la base du substrat. Nous avons décidé de dépolir le dos des échantillons pour les séries de mesures subséquentes à l'aide d'un jet de sable (sandblast). De cette manière les ondes volumiques sont diffusées de manière aléatoire dans l'échantillon et contribuent beaucoup

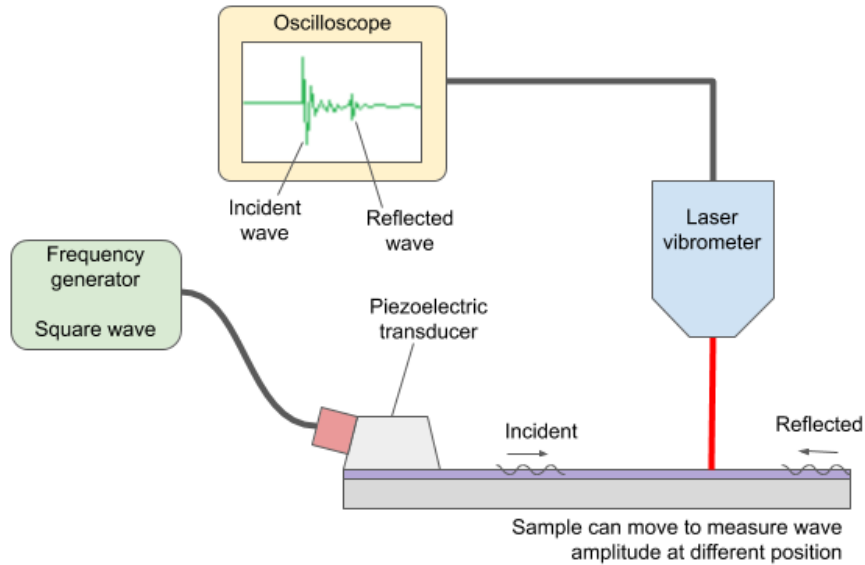


Fig. 2.1. Schéma de montage pour la génération et la détection d'onde acoustique de surface.

moins substantiellement au bruit dans les signaux mesurés à la surface. Un autre traitement afin de potentiellement améliorer le signal récolté est de polir la face au bout de l'échantillon où s'effectue la réflexion. Pour ce faire, on utilise une série de papiers abrasifs de plus en plus fins pour obtenir une surface très lisse.

2.1.2. Mesures

Le système utilisé pour déterminer l'angle de perte du matériau déposé sur un échantillon doit générer et détecter des ondes acoustiques de surface. Pour ce faire, un montage tel qu'illustré à la figure 2.1 est utilisé. Les mesures prises avec l'équipement présenté dans ce schéma ont été réalisées au laboratoire de Prof. Martin Viens du département de génie mécanique de l'École de Technologie Supérieure.

Pour générer les ondes, on prend tout d'abord un générateur de fréquence qui produit un signal électrique sur une gamme de fréquences centrée à 9.08 MHz. Le générateur est relié à un transmetteur piézoélectrique amovible qui permet de transformer le signal électrique en signal mécanique et de le transmettre à l'échantillon par l'entremise d'un coin (*wedge*) et d'un gel couplant. L'échantillon est fixé à une table optique amovible à l'aide d'un porte-échantillon muni de bandelette de métal s'appuyant sur les côtés de celui-ci. La surface où se propagent les ondes ainsi que le bout de l'échantillon où celle-ci se réfléchissent peuvent bouger librement, le signal n'est donc pas altéré par le porte échantillon. Le signal électrique envoyé au transmetteur, d'une dimension d'environ 1 cm, est d'une amplitude de 400 V, ce qui crée un champ électrique assez grand pour obtenir un déplacement significatif de la surface. L'amplitude de l'onde qui se propage est ensuite mesurée à l'aide d'un vibromètre

laser, qui mesure le déplacement de la surface de l'échantillon, converti en volt, dans le temps en un point de l'échantillon. Le vibromètre est relié à un oscilloscope qui permet d'afficher et d'enregistrer les données. Le vibromètre effectue la conversion du déplacement de la surface en signal électrique à partir de la mesure de la vitesse de déplacement de la surface dans le temps par effet Doppler grâce au laser. Le signal électrique obtenue est donc proportionnel au déplacement de la surface.

Le générateur fonctionne de telle sorte qu'il génère un signal quasi gaussien centré à 9.08 MHz avec une largeur de bande (*bandwidth*) de 8.71 MHz par une pulsation d'une durée de 0.14 μ s. De cette manière, on génère un paquet d'ondes qui se propagent dans le milieu ce qui permet de résoudre temporellement la mesure d'amplitude puisqu'on se fie au temps où celui-ci a été généré. On peut donc distinguer le premier passage d'une pulsation de sa réflexion, puisque le paquet d'ondes incident arrive au point du laser avant le paquet d'ondes réfléchies. Cette pulsation est répétée plusieurs fois de suite à une fréquence d'environ 15 KHz et l'oscilloscope compile la moyenne des signaux mesurés pour 100 à 500 pulsations (selon la netteté du signal obtenu). Cette manipulation des signaux mesurés permet de réduire le bruit dans le signal total puisque les patrons qui se répètent d'une pulsation à l'autre ont plus de poids dans celui-ci que les fluctuations aléatoires associées au bruit.

Afin d'obtenir l'amplitude de l'onde qui se propage dans le milieu pour plusieurs temps, on prend les mesures d'amplitude du paquet d'ondes à plusieurs endroits sur l'échantillon. Le laser est donc dirigé à différents points sur une même ligne par rapport au centre du transmetteur, afin d'obtenir une amplitude maximale. Le déplacement de l'échantillon se fait grâce à la table optique amovible. Les différentes distances par rapport au transmetteur se traduisent par une variation du temps où l'onde est détectée par le vibromètre. On peut observer la mesure de l'amplitude du signal se propageant dans un échantillon en fonction du temps pour quatre différentes distances du laser par rapport au transmetteur à la figure 2.2. On observe effectivement les signaux incidents et réfléchis de même que la différence de temps entre les deux qui est proportionnelles à la distance entre le point du laser et le bout de l'échantillon où l'onde se réfléchit.

Une série de mesures consiste donc à prendre l'amplitude détectée pour un certain nombre de distances par rapport au transmetteur. On effectue plusieurs séries de mesures par échantillon pour évaluer leur précision et être en mesure de caractériser l'importance de possible fluctuation statistique dans les données. Pour obtenir l'angle de perte d'une couche déposée sur un échantillon, on effectue d'abord ces mesures sur un échantillon sans dépôt, c'est-à-dire le substrat seulement, puis sur l'échantillon avec le dépôt.

Cette méthode comporte différentes sources de bruit et d'erreur à tenir en compte lors de l'analyse des données. Premièrement, le type transmetteur utilisé permet de générer des ondes de surface, mais génère également des ondes volumiques, c'est-à-dire des ondes acoustiques transverses et longitudinales qui se propagent dans tout l'échantillon. Une partie

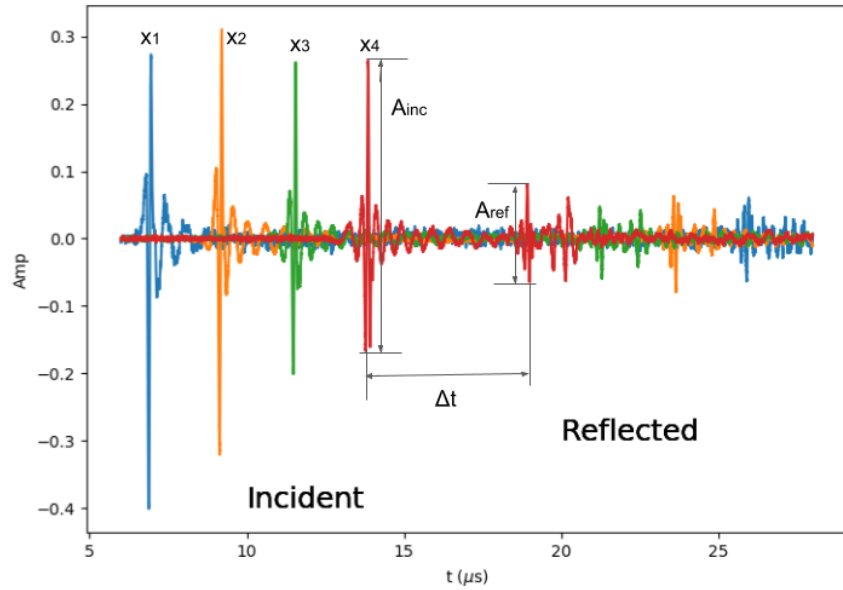


Fig. 2.2. Signal d’onde acoustique de surface généré par transmetteur piézoélectrique amovible mesuré par vibromètre laser pour 4 différentes positions sur un échantillon

de ces ondes peut se réfléchir sur les différentes faces de l’échantillon et venir se mêler au signal des ondes de surface aux différents endroits où sont prises les données sur l’échantillon. Une très grande partie du bruit dans les mesures provient de ces ondes volumiques. On arrive à diminuer en bonne partie ce bruit en dépolissant la face arrière de l’échantillon tel que décrit à la section précédente. Ensuite, afin d’obtenir une bonne mesure, le laser du vibromètre doit avoir la bonne mise au point, c’est-à-dire que celui-ci soit bien focalisé et collimaté afin d’obtenir un point lumineux assez fin sur l’échantillon. Si cette mise au point n’est pas bien faite, la mesure devient diffuse et signal très bruyant, ce qui rend difficile de distinguer les pics d’intensité associée à l’onde acoustique de surface. Il faut donc que la mise au point soit bien réglée pour effectuer la prise de données. Comme on doit déplacer l’échantillon à chaque fois qu’on veut effectuer une mesure, la mise au point doit se refaire automatiquement à chaque mesure. Il arrive cependant assez fréquemment que celle-ci n’arrive pas être faite correctement et il faut la réinitialiser. L’intensité mesurée peut donc varier grandement d’une position à l’autre et il faut en tenir en compte lors de l’analyse. Cette variabilité de l’intensité du signal influence grandement la précision des résultats d’angles de perte et il est difficile de la diminuer puisqu’elle est intrinsèque à l’appareil de mesure.

2.1.3. Analyse

Le paramètre d’angle de perte est déterminé à partir de l’amplitude des différents signaux, tel qu’illustré à la figure 2.2, en fonction du temps comme démontré à l’équation 1.2.4. En

obtenant la relation de l'amplitude en fonction du temps en échelle logarithmique, on déduit l'angle de perte ϕ_0 à partir de la pente (a) d'une régression linéaire appliquée aux données.

$$\log(A(t)) = -\pi\phi ft + \log(A_0) = a \cdot t + C \quad (2.1.1)$$

On obtient donc l'angle de perte avec $\phi_0 = -a/\pi f_0$. L'ordonnée à l'origine C , qui correspond au logarithme de l'amplitude initiale, est une constante sans grande signification. En effet, l'amplitude initiale ne peut pas vraiment être rattachée à une quantité physique significative puisque plusieurs facteurs d'équivalences sont inconnus, comme le facteur de transmission du mouvement entre le transmetteur piézoélectrique et la couche par l'entremise du gel couplant ou encore l'équivalence entre le voltage mesuré par le vibromètre et le déplacement réel de la surface en unité de longueur. Pour déterminer l'angle de perte de la couche, il suffit de calculer ϕ_0 pour le substrat et l'échantillon déposé avec cette méthode puis d'utiliser l'équation 1.3.3. Le ratio des énergies élastiques dans cette équation prend en compte le module de Young, qui est connu pour chacun des matériaux qui composent les échantillons, et l'épaisseur du substrat, déterminé par son fabricant, et de la couche mince, mesurée par ellipsométrie.

Alors que l'on augmente la distance entre le transmetteur et le point du laser à la surface de l'échantillon, on s'attend à ce que l'amplitude mesurée lorsque la pulsation croise le laser diminue. Cette décroissance est due, d'une part, à l'angle de perte, ou plus précisément à la dissipation de l'énergie dans le matériau. D'autre part, la diffusion de l'énergie du paquet d'ondes causé par l'agrandissement circulaire du front d'onde à la surface, pour satisfaire la conservation de l'énergie (relation $1/\sqrt{r}$ pour l'amplitude), contribue aussi à diminuer l'amplitude avec la distance [22]. Ceci a pour effet de plus contribuer à la décroissance de l'amplitude et donc au paramètre d'angle de perte calculé pour un échantillon. Cependant, comme cette décroissance est la même qu'un échantillon soit déposé ou non, on ne prend pas en compte son effet sur nos mesures lors du calcul de l'angle de perte de la couche seulement. Ce paramètre est déterminé à partir de la soustraction de deux angles de perte d'échantillons où la décroissance selon $1/\sqrt{r}$ s'effectue de la même manière. Ce facteur qui contribue à ϕ_0 dans les deux échantillons devrait donc s'annuler lors du calcul de l'angle de perte de la couche.

En effectuant les mesures sur les échantillons, on se rend rapidement compte que l'intensité du signal incident du vibromètre laser est variable d'une série de mesure à l'autre et même d'un point de la surface à l'autre. La tendance décroissante de l'amplitude selon la distance n'est pratiquement jamais observée d'un point à l'autre. On peut observer cette caractéristique de la prise de données sur la figure 2.3, qui montre des courbes similaires à la figure 2.2, mais pour davantage de distances successives. On voit que malgré que la distance augmente et que l'énergie est censée se dissiper à mesure, il y a beaucoup de variation

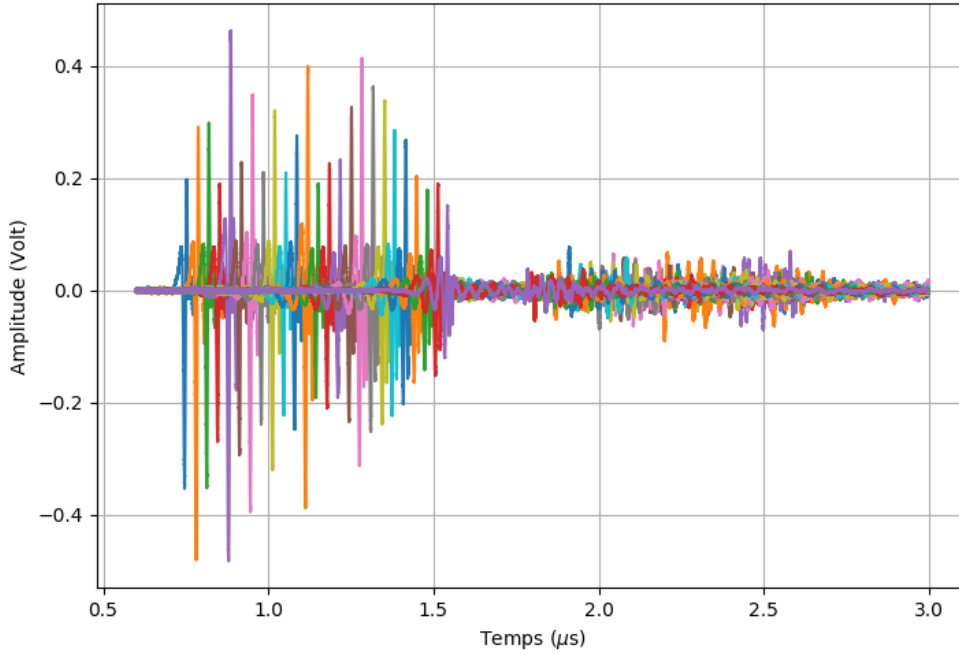


Fig. 2.3. Signal d’onde acoustique de surface généré par transmetteur piézoélectrique amovible mesuré par vibromètre laser pour 25 différentes positions sur un échantillon. Certaines couleurs de courbe se répètent dans les courbes, il faut cependant interpréter les pics de mêmes couleurs qui sont séparés par d’autres courbes comme étant indépendants.

pour l’amplitude maximale d’une courbe à l’autre, sans tendance à la baisse claire. D’une série de mesure à l’autre et d’un échantillon à l’autre, ce comportement peut être plus ou moins prononcé, passant d’une amplitude très variable à une tendance décroissante plutôt bien définie. Plusieurs facteurs peuvent causer cette variabilité, notamment la mise au point du laser qui peut ne pas être constante lorsque l’on change d’endroit sur l’échantillon, ou encore des réverbérations de la pulsation sur les côtés ou dans l’échantillon qui peuvent faire varier l’intensité du signal à certains endroits. Un phénomène qui pourrait cependant modifier l’amplitude des ondes de surface selon la position est la propagation dans le champ rapproché (*near field*) [23] [24]. Selon la forme du transmetteur, une certaine interférence peut affecter la forme du signal selon un patron causé par la progression circulaire de l’onde. Le fait que l’échantillon soit relativement petit par rapport aux dimensions du transmetteur (le coin qui transfère l’impulsion à la surface de l’échantillon) peut donc affecter la cohérence de l’amplitude à mesure qu’on se déplace à la surface. On ne peut donc pas comparer les signaux les uns aux autres pour obtenir la tendance de décroissance.

Afin de contourner ce problème, on peut cependant comparer une même courbe par rapport à elle-même. En effet, nous avons observé aux figures 2.2 et 2.3 que le signal

réfléchi pouvait être distingué dans les différentes courbes. Ce signal n'est autre que la même impulsion incidente ayant parcouru davantage de distance et ayant subi une réflexion. Nous allons donc comparer le signal incident au signal réfléchi, comme ceux-ci proviennent de la même impulsion et sont détectés en un même point. En procédant de cette manière, on enlève la source d'erreur liée au déplacement du système de mesure puisque le signal est récolté au même endroit sur l'échantillon. Pour obtenir l'angle de perte avec ce type de mesures, on considère l'amplitude du signal à un temps t_1 et l'amplitude du même signal à un temps t_2 où $t_2 > t_1$ et modulé par constante de réflexion R .

$$A(t_1) = A_0 e^{-\pi\phi f t_1}, \quad A(t_2) = R \cdot A_0 e^{-\pi\phi f t_2}$$

En prenant le ratio de l'amplitude à t_2 (amplitude réfléchie : $A(t_2) \rightarrow A_{ref}$) et l'amplitude à t_1 (amplitude incidente : $A(t_1) \rightarrow A_{inc}$) et en considérant la différence de temps entre les deux signaux $\Delta t = t_2 - t_1$, on obtient:

$$\frac{A_{ref}}{A_{inc}} = R \cdot e^{-\pi\phi f \Delta t} \quad (2.1.2)$$

En prenant le logarithme de l'équation 2.1.2, on obtient une expression qui décrit une droite, de la même manière qu'à l'équation 2.1.1.

$$\log\left(\frac{A_{ref}}{A_{inc}}\right) = -\pi\phi f \Delta t + \log(R) \quad (2.1.3)$$

On obtient donc une droite dont la pente dépend de l'angle de perte et dont l'ordonnée à l'origine provient du facteur de réflexion au bout de l'échantillon. Ce facteur n'est pas très significatif, mais le fait qu'on le retrouve seulement dans l'ordonnée à l'origine nous assure que l'angle de perte est indépendant de celui-ci. On peut effectivement trouver ϕ en comparant les signaux réfléchis et incidents sans caractériser la réflexion de l'onde au bout de l'échantillon formellement. En mettant en relation les ratios d'amplitude réfléchie et incidente aux différents points d'une même série de données en fonction de la différence de temps entre les deux pics d'amplitude, on peut déterminer l'angle de perte d'un échantillon avec la pente calculée par régression linéaire. Cette régression linéaire est réalisée grâce aux équations 6.13, 6.23 et 11.17 de *Data reduction and error analysis* de P.R. Bevington et D.K. Robinson [25]. Au lieu de comparer directement les amplitudes absolues des différentes courbes, qui ne sont pas vraiment cohérentes entre elles, nous avons trouvé une manière de les comparer relativement à l'amplitude de l'impulsion réfléchie au bout de l'échantillon. Les résultats obtenus avec cette méthode sont présentés à la section 2.3.

Vitesse de phase des ondes de surface

Une des caractéristiques d'une onde de surface qui est aussi facilement mesurable grâce à la méthode de mesure employée est la vitesse de phase de celle-ci. En effet, il suffit

Matériau	ρ (kg/m^3)	E (GPa)	ν	v_t (m/s)	v_R (m/s)
verre B270	2.55×10^3	71.5	0.219	3391	3102
Ta ₂ O ₅ amorphe	8.2×10^3	140	0.28	2582	2388

Tableau 2.1. Valeurs des propriétés mécaniques et élastique (densité $[\rho]$, module de Young $[E]$ et ratio de Poisson $[\nu]$) pour le verre B270 et le Ta₂O₅ amorphe ainsi que leur vitesse de propagation d’onde transverse et de Rayleigh.

de noter le temps où le pic de l’onde incidente se trouve dans le signal mesuré pour chaque position sur l’échantillon. On peut alors faire une régression linéaire de la position en fonction du temps pour obtenir la vitesse, qui se trouve à être la pente de la droite ($x = v \cdot t$). À partir de l’équation 1.4.9, on peut obtenir une valeur théorique de la vitesse de l’onde Rayleigh (v_R) associée aux matériaux étudiés et comparer avec le résultat des mesures. La valeur théorique de v_R prend cependant en compte la vitesse d’une onde transverse à la direction de propagation dans le milieu. Pour obtenir cette valeur, il faut connaître certaines caractéristiques mécaniques et élastiques des matériaux utilisés [26], soit la densité (ρ), le module de Young (E) et de coefficient de Poisson (ν), qui caractérise la contraction d’un matériau perpendiculairement à la direction d’une déformation due à un stress appliqué. La vitesse transverse d’onde dans un milieu s’exprime donc comme :

$$v_t = \sqrt{E/2\rho(\nu+1)} \quad (2.1.4)$$

Le tableau 2.1 montre certains paramètres mécaniques et élastiques des matériaux utilisés dans les mesures, soit le SiO₂ (verre B270) et Ta₂O₅ amorphe, de même que les vitesses d’onde transverse et Rayleigh calculées.

Avec valeur de vitesse d’onde de surface, on peut obtenir une valeur attendue de longueur d’onde λ selon les fréquences f utilisées, puisque $v = f\lambda$. Ainsi, on peut connaître la gamme de fréquences à utiliser pour réduire la pénétration des ondes de surface dans l’échantillon et être davantage sensible à la couche mince déposée. On utilise alors une impulsion dans la gamme de fréquences de la dizaine de MHz afin d’obtenir une longueur d’onde suffisamment petite par rapport à l’épaisseur de l’échantillon, soit 2 mm. Comme l’énergie de l’onde de surface diminue d’un facteur 10^4 à une profondeur d’environ 1.8λ (figure 1.3 [19]), une longueur attendue d’environ 0.34 mm semble assez petite pour les besoins de l’expérience.

Les mesures de vitesse d’onde de surface peuvent aussi nous renseigner par rapport à la contribution de la couche mince dans la propagation de telles ondes et à la sensibilité des mesures en comparant un échantillon déposé ou non. En effet, la vitesse de propagation de l’onde de surface est modifiée par la présence de la couche mince selon le facteur fréquence-épaisseur [27]. Quand ce facteur augmente, la vitesse de l’onde de surface tend à passer progressivement de la vitesse du substrat à celle de la couche. On s’attend donc à ce que la vitesse de l’onde de surface diminue pour l’échantillon avec une couche puisque la vitesse du

matériau du substrat est plus grande que celle de la couche. On pourra donc traduire une différence de vitesse entre les échantillons déposés ou non comme un indice de la sensibilité des mesures par rapport à des couches environ 300 fois plus minces que la profondeur de pénétration de l'onde dans l'échantillon.

Calcul du ratio des énergies vibrationnelles W_s/W_c

Pour obtenir une valeur d'angle de perte pour une couche mince déposée sur le substrat, on utilise l'équation 1.3.4 avec les valeurs de ϕ déterminées par régression linéaire par l'équation 2.1.3 avec des mesures sur un substrat seulement et un échantillon déposé. On doit aussi calculer le ratio des énergies vibrationnelles W_s/W_c de la couche et du substrat grâce à l'équation 1.3.1 en considérant les caractéristiques des matériaux qui les composent. Ce ratio représente en quelque sorte le poids de la contribution de la couche dans les pertes mécaniques de l'échantillon.

L'équation 1.3.1 prend en compte le module d'élasticité effectif M du matériau et la déformation ϵ_0 que subit ce matériau. On suppose que la déformation du milieu est petite par rapport à ses dimensions, donc que la relation entre stress et déformation est linéaire et que le module d'élasticité effectif que l'on considère est le module de Young du matériau. Ensuite, on prendra la déformation ϵ_0 comme étant proportionnel au déplacement résultant de la propagation des ondes de surfaces et décrits par les équations 1.4.10 et 1.4.11. On prendra seulement l'amplitude totale de ces déplacements pour refléter la déformation maximale du matériau ($u_{x_{max}}$ et $u_{z_{max}}$). On élimine donc les fonctions périodiques qui modulent le déplacement selon la distance de propagation et le temps en multipliant le reste de l'expression par 2, soit leur amplitude (de -1 à 1). On obtient donc des expressions qui dépendent simplement de la profondeur z . Afin d'obtenir une seule expression pour la déformation, on prend le déplacement total, soit la norme du déplacement dans les deux directions:

$$u_{total} = \sqrt{u_{x_{max}}^2 + u_{z_{max}}^2}$$

Cette fonction est donc proportionnelle à la déformation et on l'intègre sur tout le volume de l'échantillon pour obtenir une expression proportionnelle au stress (σ) dans chaque partie de celui-ci (i.e. en termes de l'équation 1.3.1: $\iiint u_{total}^2 dx dy dz \propto \sigma$). Comme u_{total} est indépendant de la direction parallèle à la surface (x et y), on peut ignorer ces dimensions dans le calcul de l'énergie puisque leurs contributions à l'intégrale se simplifieront lors du calcul du ratio des énergies. On peut également ignorer la constante arbitraire A , comme celle-ci se simplifiera à son tour avec le ratio. On se retrouve donc avec une intégrale en une seule dimension sur la profondeur, dont les bornes pour la couche mince sont de 0 à son épaisseur ($z = 0$ à $z = d_{couche}$), et pour le substrat, l'épaisseur de la couche jusqu'à l'épaisseur du substrat ($z = d_{couche}$ à $z = d_{couche} + d_{substrat}$). Le ratio des énergies vibrationnelles est

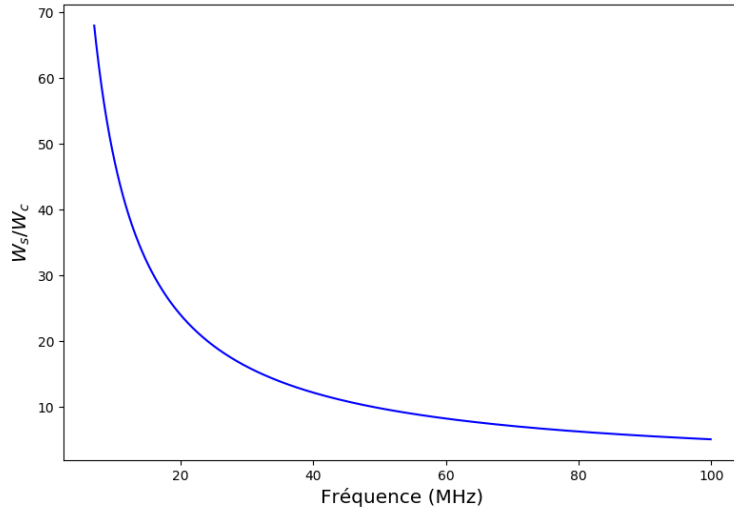


Fig. 2.4. Ratio des énergies vibrationnelles d’une couche mince de Ta_2O_5 d’épaisseur de $1 \mu\text{m}$ et d’un substrat de SiO_2 B270 d’épaisseur de 2 mm selon la fréquence d’une onde de surface se propageant dans l’échantillon, calculé avec l’équation 2.1.5 à partir de l’équation 1.3.1 et des équations du mouvement 1.4.10 et 1.4.11.

obtenu en faisant le rapport des stress du substrat et de la couche en les multipliant par leur module de Young respectif:

$$\frac{W_s}{W_c} = \frac{E_{\text{substrat}} \cdot \sigma_{\text{substrat}}}{E_{\text{couche}} \cdot \sigma_{\text{couche}}} \quad (2.1.5)$$

Comme la fonction u_{total} prend en compte le vecteur d’onde k_x , qui dépend de la vitesse de l’onde de surface et de la fréquence de celle-ci, et les paramètres p et q , qui dépendent seulement du ratio de Poisson du matériau. Étant donné que la vitesse de l’onde de surface pour un échantillon avec une couche mince restera très proche de celle du substrat (comme expliquer dans la section précédente), on prendra un seul vecteur d’onde k_x pour les deux fonctions u_{total} à considérer pour la couche et le substrat. On peut donc obtenir le ratio d’énergies vibrationnelles selon la fréquence des ondes acoustiques de surface que l’on envoie dans l’échantillon. La figure 2.4 montre cette relation.

On voit que, pour les épaisseurs de couche et de substrat dont est composé l’échantillon, le ratio diminue exponentiellement selon la fréquence utilisée avec un paramètre de décroissance de l’ordre de la dizaine de MHz, ce qui valide la gamme de fréquences choisie pour effectuer les mesures. Cette courbe vient aussi appuyer l’utilisation des ondes de surface dans l’étude de leur propagation dans une couche mince dans le sens où plus la fréquence est élevée, plus la longueur d’onde est courte et plus l’onde est contenue dans une couche superficielle de l’échantillon (de l’ordre de la longueur d’onde). En utilisant des ondes de surface à des fréquences assez élevées, on diminue le ratio des énergies vibrationnelles, ce qui découle

Fréquence	W_s/W_c	$\Delta\phi_c$
9.08 MHz	52.04	7×10^{-4}
20 MHz	24.05	3×10^{-4}
40 MHz	12.21	1.7×10^{-4}

Tableau 2.2. Incertitude projetée de l'angle de perte de la couche pour différentes valeurs de fréquences et différents ratios W_s/W_c correspondants, en supposant une incertitude de même grandeur pour les angles de perte total (couche+substrat) et du substrat seulement, soit $\Delta\phi_{mesuré} = 1 \times 10^{-5}$.

directement d'une plus grande influence de la couche mince sur le milieu de propagation. Pour la valeur de fréquence utilisée dans l'expérience présente, soit 9.08 MHz, on obtient une valeur de ratio de $W_s/W_c = 52.04$. Comme le calcul du ratio provient en grande partie de valeur théorique des caractéristiques des différents matériaux, il est difficile d'évaluer une incertitude sur cette valeur. On peut cependant obtenir la valeur de ratio selon la fréquence, donc si l'incertitude sur la valeur de fréquence prise en compte est de 0.01 MHz (incertitude numérique du dernier chiffre significatif), la valeur de ratio W_s/W_c varie de ± 0.06 . Si on compare avec la manière conventionnelle de trouver l'angle de perte, le ratio d'énergie utilisé dans le calcul pour les expériences de GeNS pour des épaisseurs semblables (substrat : 2 mm, couche: 1 μm) est d'environ 340. C'est-à-dire que l'utilisation des ondes de surface augmente grandement la sensibilité des mesures d'angle de perte d'une couche mince, puisque celle-ci contribue davantage aux pertes mécaniques totales de l'échantillon. De plus, on voit que le ratio des énergies vibrationnelles diminue rapidement plus on augmente la fréquence. L'utilisation de plus grande fréquence dans une expérience du même type pourrait donc améliorer encore davantage le poids de la couche dans les mesures ainsi que la précision des résultats. En effet, pour une même précision dans les angles de pertes mesurés avec la technique décrite précédemment, on obtient une plus grande précision pour l'angle de perte calculé pour la couche, tel qu'on peut voir dans le tableau 2.2.

Calcul de $\phi_{th-\acute{e}}$

Pour connaître l'angle de perte lié aux pertes mécaniques de la couche mince qu'on étudie, il faut soustraire la contribution des pertes thermo-élastiques tel que décrit à la section 2.3 avec l'équation 1.3.4. On utilise les équations 5 et 6 de [18] pour évaluer l'ampleur de ces pertes en tenant en compte des différentes propriétés mécaniques et thermiques de la couche et du substrat. Le tableau 2.3 présente les propriétés thermo-élastiques des deux matériaux qui composent les échantillons étudiés, alors qu'on retrouve les autres propriétés importantes dans le tableau 2.1.

On obtient une valeur d'angle de perte thermo-élastiques pour la couche de Ta_2O_5 sur un substrat de verre B270 et une fréquence d'excitation de 9.08 MHz de $\phi_{th-\acute{e}} = 6.3 \cdot 10^{-6}$. Ce nombre est assez petit par rapport aux valeurs attendues pour l'angle de perte lié aux pertes

Matériau	α (K^{-1})	C ($J/K \cdot m^3$)	k ($W/m \cdot K$)
verre B270	9.4×10^{-6}	2.04×10^6	0.92
Ta ₂ O ₅ amorphe	$3.6 \cdot 10^{-6}$	$2.1 \cdot 10^6$	33

Tableau 2.3. Valeurs des propriétés thermo-élastiques (coefficient linéaire d'expansion thermique $[\alpha]$, chaleur spécifique volumique $[C]$ et conductivité thermique $[k]$) pour le verre B270 et le Ta₂O₅ amorphe

mécaniques, soit de l'ordre de 10^{-3} ou 10^{-4} . Dans le cas qui nous intéresse, les pertes thermo-élastiques ont un impact beaucoup plus faible que les pertes mécaniques sur la dissipation totale dans la couche. En fait, l'incertitude sur les résultats d'angle de perte pour les mesures effectuées par GeNS est plus élevée que la valeur d'angle de perte thermo-élastiques. On peut donc négliger son effet sur le résultat d'angle de perte mécanique et l'équation 1.3.4 se réduit finalement comme :

$$\phi_c^{méc} = \frac{W_s}{W_c} (\phi_{tot} - \phi_s) \quad (2.1.6)$$

2.2. Simulation numérique

Calculs et figures réalisés par Alexandre Lussier dans le cadre d'un stage à l'été 2020

Afin de valider certains éléments du cadre théorique et de la méthode d'analyse de données, des simulations numériques d'onde de surface se propageant dans un milieu ayant les mêmes propriétés mécaniques que les échantillons testés ont été réalisées. On a tout d'abord voulu reproduire le plus fidèlement possible les caractéristiques d'une onde de surface ainsi que ce qui était observé lors de la prise de données en laboratoire. Par la suite, on a voulu connaître comment le signal décroît dans le temps de la même manière qu'avec la méthode de mesure décrite précédemment, soit en mesurant l'amplitude de l'onde à plusieurs positions à la surface de l'échantillon. Finalement, on a voulu confirmer le calcul du ratio des énergies vibrationnelles utilisé dans le calcul de l'angle de perte (éq. 2.1.6).

2.2.1. Paramètres de la simulation

Le logiciel de simulation par éléments finis COMSOL est utilisé pour simuler les échantillons de Ta_2O_5 sur un substrat de verre B270 excité par des ondes de surface. On cherche à trouver la position de la surface dans le temps lorsqu'une onde de surface se propage dans le matériau. Pour ce faire, le logiciel résout un système d'équations différentielles partielles couplées afin de connaître la position de chaque élément de volume par rapport aux autres. Dans le cas qui nous intéresse, on tient en compte seulement les termes linéaires des équations différentielles (loi de Hooke), donc on néglige les termes d'ordre supérieur et viscoélastique.

Comme la simulation que l'on veut faire évolue dans le temps, on prend le type d'étude *Time Dependant*. Ensuite, afin de tenter de limiter le temps de calcul, on fait la simulation en 2 dimensions seulement, c'est-à-dire une dimension sur la longueur de l'échantillon (environ 4 cm) et l'autre sur la profondeur (2 mm). Aussi, dans le même but, on construit le substrat de l'échantillon avec des mailles de différentes grosseurs selon la profondeur. Comme les ondes de surface affectent peu le bas de l'échantillon, une plus grosse maille n'aura pas vraiment d'incidence sur les résultats et diminuera grandement le nombre d'éléments à considérer, et donc le temps de calcul. De l'autre côté, pour garder une bonne précision de la simulation, on doit avoir des mailles du même ordre de grandeur que l'épaisseur de la couche de Ta_2O_5 ainsi que plus faible que la longueur d'onde des ondes de surface à simuler (environ 300 microns). L'échantillon est donc séparé en différentes couches de SiO_2 de 1.6 mm, 0.3 mm, 0.1 mm et 0.01 mm d'épaisseur du bas vers le haut avec différentes grandeurs de maille. La couche de Ta_2O_5 de 1 μm est mise par-dessus. Par la suite, les paramètres à fournir afin de simuler les matériaux élastiques linaires sont données dans le tableau 2.1. Pour simuler la dissipation de l'énergie dans l'échantillon, le logiciel doit prendre des valeurs de pertes mécaniques pour deux fréquences. On connaît l'angle de perte pour des fréquences autour de 10 kHz, soit

environ 2×10^{-4} (avec les mesures GeNS), et on connaît la valeur approximative d'angle de perte à 9 MHz avec nos mesures (présentés dans le chapitre suivant), soit environ 4×10^{-2} . Pour éviter une erreur de résolution, la dissipation est seulement implémentée dans la couche de Ta_2O_5 , malgré qu'il est en fait en réalité dans le substrat de SiO_2 aussi.

Pour exciter l'échantillon avec une onde de surface, on applique une force à la surface de l'échantillon en multipliant une force sinusoïdale dans le temps à une fonction gaussienne. Ceci permet d'obtenir une impulsion, soit quelques cycles de sinus, et ainsi de voir comment l'onde se propage dans l'échantillon dans le temps. La fonction gaussienne remplace en quelque sorte une fonction *Heaviside* à deux côtés (impulsion carrée) afin d'éviter que la force ne se propage de façon abrupte, ce qui permet d'éviter des erreurs. La fréquence de l'onde que l'on veut faire se propager est donnée par la fréquence de la fonction sinusoïdale. Comme la force appliquée n'est pas contrainte à se diriger simplement à la surface, des ondes volumiques transverses et longitudinales se propagent aussi dans l'échantillon simulé, de la même manière que pour l'échantillon réel avec le transmetteur piézoélectrique amovible. Dans les deux cas, ces ondes peuvent réfléchir sur la face du bas de l'échantillon et interférer avec les ondes de surface sur la face du haut. Pour remédier au problème sur l'échantillon réel, nous avons dépoli la face du bas afin de diffuser les ondes volumiques pour diminuer l'interférence. Pour l'échantillon simulé, afin de recréer cette situation et obtenir un meilleur signal à la surface, la condition de réflexion sur la face du bas est modifiée pour avoir une faible réflexion (*Low Reflecting Boundary*), ce qui permet de diminuer l'amplitude des ondes volumiques d'un facteur $10^2 - 10^3$.

Afin de bien simuler la propagation des ondes de surface à la fréquence désirée (9 MHz pour reproduire l'expérience faite en laboratoire), les mailles triangulaires sont échelonnées selon la couche de l'échantillon, comme mentionné précédemment. Les mailles passent donc de 25-30 microns pour les couches inférieures à 0.2-0.5 microns pour les couches supérieures. Cette manipulation permet de limiter le temps de calcul, au même titre que le pas de temps utilisé. Effectivement, comme on veut voir l'évolution temporelle du système, il faut choisir un incrément de temps assez grand pour limiter le temps de calcul et assez petit pour conserver une bonne précision. Comme la portion de la surface que l'on veut observer fait environ 2 cm (l'onde est excitée au milieu de l'échantillon), le temps de la simulation devrait représenter environ $16 \mu\text{s}$, avec une onde qui voyage à 3100 m/s. L'onde de 9 MHz possédant une période d'environ $0.1 \mu\text{s}$, on choisit un pas de temps 3 ns, ce qui permet de séparer un cycle sinusoïdal en 30, ce qu'on considère comme une précision acceptable.

Enfin pour obtenir les mesures d'amplitudes à différents endroits sur la surface, on met plusieurs détecteurs numériques (*Domain Point Probe*) entre le centre et la bordure de l'échantillon, soit environ 2 cm, comme l'impulsion est générée au centre de celui-ci. On

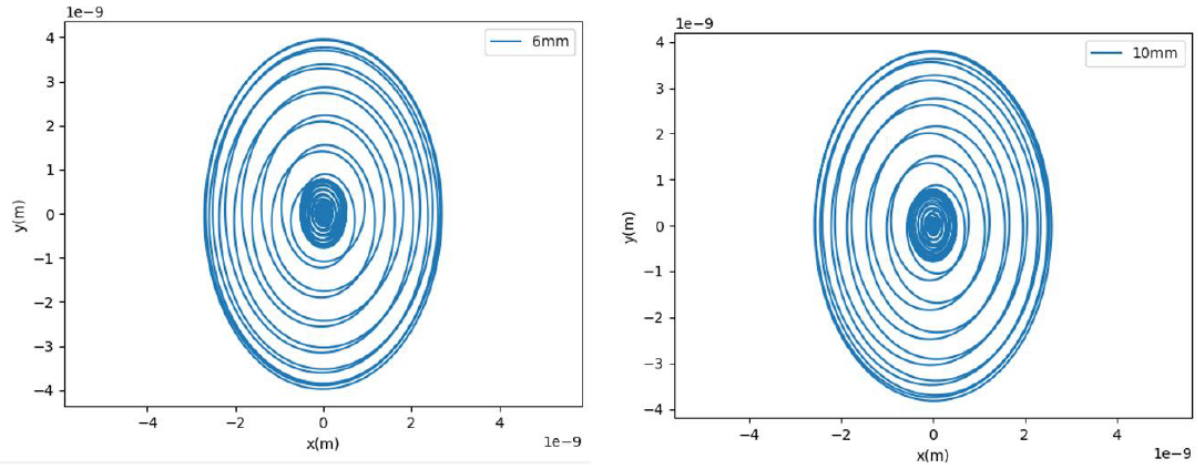


Fig. 2.5. Patron du mouvement dans le temps de la surface de l'échantillon simulé d'une couche de Ta_2O_5 sur substrat de SiO_2 B270 de lors du passage d'une impulsion d'onde de surface en deux points : 6 mm de la source (gauche) et 10 mm de la source (droite)

mesure le déplacement dans les deux directions, c'est-à-dire parallèlement et perpendiculairement à la surface. On place aussi des détecteurs numériques à différentes profondeurs pour obtenir le profil de décroissance de l'amplitude de l'onde de surface selon la profondeur.

2.2.2. Simulation d'onde de surface

Afin de savoir si l'on simule bel et bien le type d'onde de surface que l'on utilise pour l'expérience en laboratoire, soit les ondes de Rayleigh, on cherche à reproduire leur caractéristique distinctive d'autres types d'ondes. L'une d'elles est le mouvement de la surface ellipsoïdale rétrograde par rapport à la direction de propagation de l'onde. En effet, comme il est illustré à la figure 1.2, le mouvement d'un élément de la surface s'effectue selon les deux directions du plan normal à la surface dans la direction de propagation, puisque les ondes de Rayleigh sont en fait la combinaison des ondes transverses et longitudinales (de compression-dilatation). Le mouvement ellipsoïdal est en aussi décrit par les équations 1.4.10 et 1.4.11, où un déphasage de $\pi/2$ entre les mouvements dans les deux directions, ce qui produit le patron ellipsoïdal. On souhaite donc que le mouvement de la surface de l'échantillon simulé reproduise cette caractéristique des ondes de Rayleigh. La figure 2.5 montre le mouvement en deux points de la surface dans le temps selon les deux directions dans le plan normal à la surface.

Ces graphiques présentent le mouvement de la surface aux deux points tout au long de la propagation de l'onde dans l'échantillon. L'excitation de l'onde se faisant sous forme d'impulsion, c'est pourquoi on voit que la courbe se concentre beaucoup au centre, c'est-à-dire que lorsque l'impulsion est passée, la surface bouge beaucoup moins, donc reste au même endroit. On voit tout de même que le patron du mouvement de la surface s'effectue

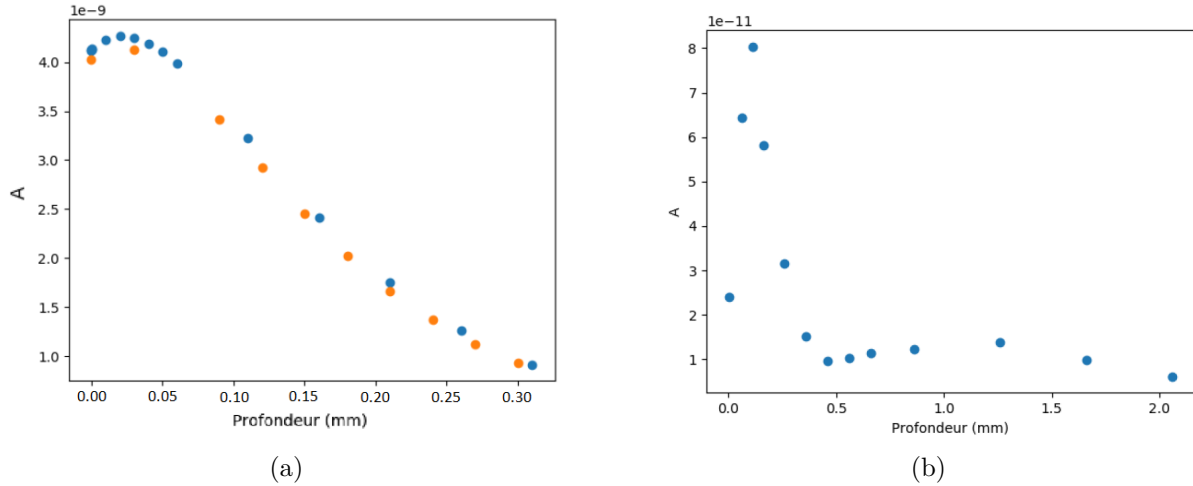


Fig. 2.6. Décroissance de l’onde de surface selon la profondeur dans l’échantillon simulé d’une couche de Ta_2O_5 sur un substrat de verre B270 pour (a) le mouvement normal à la direction de propagation et (b) le mouvement parallèle à la direction de propagation. L’axe qui présente la profondeur a son origine à la surface et s’enfonce dans l’échantillon plus elle augmente.

de manière ellipsoïdale pour les deux figures, ce qui veut dire que l’onde générée est bien une combinaison d’ondes transverses et longitudinales, comme les ondes de Rayleigh.

On peut ensuite observer le comportement des ondes simulées selon la profondeur pour comparer avec le comportement attendu décrit à la section 1.4.1. En effet, avec les différents détecteurs numériques, placé selon la profondeur à un certain endroit de l’échantillon, on peut connaître le déplacement maximal selon les deux directions dans le plan normal à la surface. La figure 2.6 (a) et (b) présente ces données récoltées par les détecteurs numériques pour les deux directions respectivement.

On peut comparer ces graphiques aux courbes de décroissance selon la profondeur présentée à la figure 1.3. Premièrement, pour la figure (a), qui présente le déplacement perpendiculaire à la surface selon la profondeur, on observe le même comportement que sur le graphique théorique tiré de [19]. Le déplacement est un peu plus intense près de la surface que sur le dessus et décroît exponentiellement par la suite. On observe aussi que le déplacement perpendiculaire diminue d’un facteur ~ 4 à une profondeur d’une longueur d’onde, tout comme à la figure 1.3 (la longueur d’onde étant d’environ 300 microns). Pour la figure (b), on observe un déplacement parallèle à la surface un peu différent de la figure théorique, mais plusieurs caractéristiques du profil selon la profondeur sont présentes. En effet, on observe que le déplacement augmente rapidement près de la surface, ce qui n’est pas présent dans la courbe de la figure 1.3. Cependant, le déplacement diminue très rapidement par la suite, comme ce qui est attendu, puis remonte par la suite. Cette dernière caractéristique diffère d’une figure à l’autre puisque le déplacement à la figure 2.6 (b) est absolu. Selon la figure

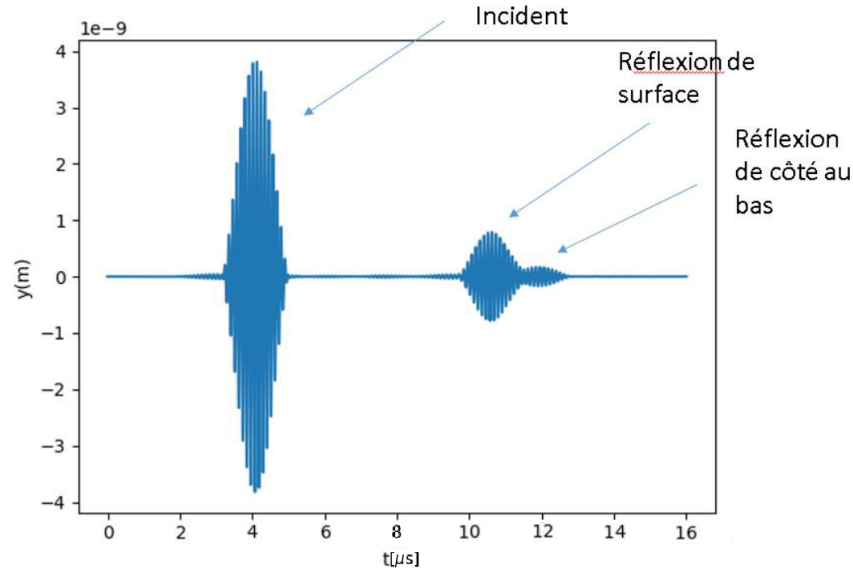


Fig. 2.7. Exemple de signal récolté par un détecteur numérique à la surface de l'échantillon simulé d'une couche de Ta_2O_5 sur substrat de verre B270.

théorique, le déplacement parallèle change de sens passé un certain point. On peut bien concevoir que ce comportement est aussi illustré dans le graphique de la simulation autour de 0.5 mm, alors qu'il y a un changement brusque de l'allure de la courbe. Les principales caractéristiques du déplacement parallèle et perpendiculaire selon la profondeur sont donc reproduites assez précisément avec la simulation.

On peut alors conclure sur la fiabilité de la simulation des ondes de surface par rapport à ce qui a été observé quant au mouvement produit sur l'échantillon lors du passage de l'impulsion. Étant donné que les principales caractéristiques des ondes de surface de type Rayleigh se retrouvent dans ces simulations, on peut s'attendre à bien reproduire les expériences faites en laboratoire. Il ne reste qu'à analyser la manière dont se propage les ondes de surface dans le matériau lorsqu'on introduit de la dissipation dans la couche de Ta_2O_5 .

2.2.3. Simulation des mesures

Pour obtenir des mesures semblables à ce qui est fait en laboratoire, on souhaite d'abord reproduire la prise de donnée, soit la récolte des signaux d'ondes de surface à différentes positions sur l'échantillon. Comme l'impulsion qui excite les ondes de surface est de forme gaussienne, on s'attend à ce que les pics d'intensité soient plus élargis que ce qu'on peut observer sur la figure 2.2. La figure 2.7 présente un exemple du signal récolté lors de la propagation d'une impulsion d'onde de surface sur l'échantillon simulé.

En comparant ce graphique avec les signaux récoltés en laboratoire, on remarque tout d'abord que leurs formes générales sont très semblables. Tout comme pour les données récoltées sur l'échantillon réel, on voit un pic d'intensité incident et réfléchi, qui survient

après que l'onde soit réfléchi par la bordure de l'échantillon. Un élément qui n'avait pas été remarqué dans les mesures est cependant présent sur le graphique, soit la «réflexion de côté au bas», qui représente la partie du signal qui a été transmis à la bordure vers la face du bout de l'échantillon, réfléchi à l'interface avec la face du bas puis retransmis à la bordure de la surface. Étant donné que les interfaces ne font pas de réflexion ou de transmission parfaite, une partie de l'énergie du signal incident est perdue lors du passage à ces interfaces. C'est pourquoi l'amplitude de ces pics d'intensité est beaucoup moins grande. Dans les mesures prises en laboratoire, on peut facilement confondre le troisième pic d'intensité avec le reste du signal, que ce soit à cause du bruit ou du prolongement du pic réfléchi. En effet, on remarque que les pics d'intensité se prolongent un peu après le pic d'amplitude maximale dans les mesures, comme illustré à la figure 2.2. Cela semble être causé par la vibration du transmetteur après l'impulsion électrique dans le matériau piézoélectrique, qui continue de vibrer un peu après. On peut cependant voir certains pics d'intensité secondaire aux alentours du pic d'intensité réfléchi principal dans quelques figures présentant les signaux récoltés pour les mesures au chapitre 4. Ces pics secondaires peuvent parfois avoir une amplitude comparable au pic principal, ce qui peut causer des erreurs dans l'interprétation des données et mener à une moins bonne précision des résultats. La simulation de la propagation d'onde de surface et des mesures d'amplitude sur l'échantillon permet donc d'identifier une source d'erreur potentielle. Pour limiter celle-ci, il faut s'assurer d'obtenir un signal réfléchi clair ou de circonscrire la région où devrait se trouver le pic réfléchi principal lors de l'analyse des données. Ces précautions n'ont pas vraiment été prises lors des premières séries de mesures, ce qui pourrait expliquer une partie de la grande imprécision des résultats obtenus, comme il sera discuté au chapitre suivant.

À partir de ces mesures, on peut analyser le comportement de l'amplitude de l'onde de surface à mesure que celle-ci se propage dans l'échantillon tel que décrit à la section 2.1.3. Ici, l'analyse est cependant plus directe étant donné que les mesures peuvent être considérées comme cohérentes entre elles, ce qui n'est pas le cas avec les mesures en laboratoire puisqu'on déplace l'échantillon entre chaque prise de signal. On prend donc simplement l'amplitude de chaque pic incident selon leur position temporelle. Afin d'obtenir les résultats désirés, on prend l'axe des abscisses comme le logarithme de l'amplitude des pics divisée par l'amplitude initiale et on applique une régression linéaire. La pente de la droite ainsi obtenue permet de trouver l'angle de perte de l'échantillon. La figure 2.8 présente l'analyse de la décroissance temporelle de l'amplitude de l'impulsion d'ondes de surface avec une fréquence de 9 MHz sur l'échantillon simulé.

On voit premièrement que les points sur le graphique sont assez bien corrélés, malgré une certaine dispersion autour de la tendance générale au milieu de la série de points. En effet, on remarque une sorte d'oscillation autour de la pente descendante qui représente la décroissance de l'amplitude dans le temps. Cette oscillation pourrait être due à une

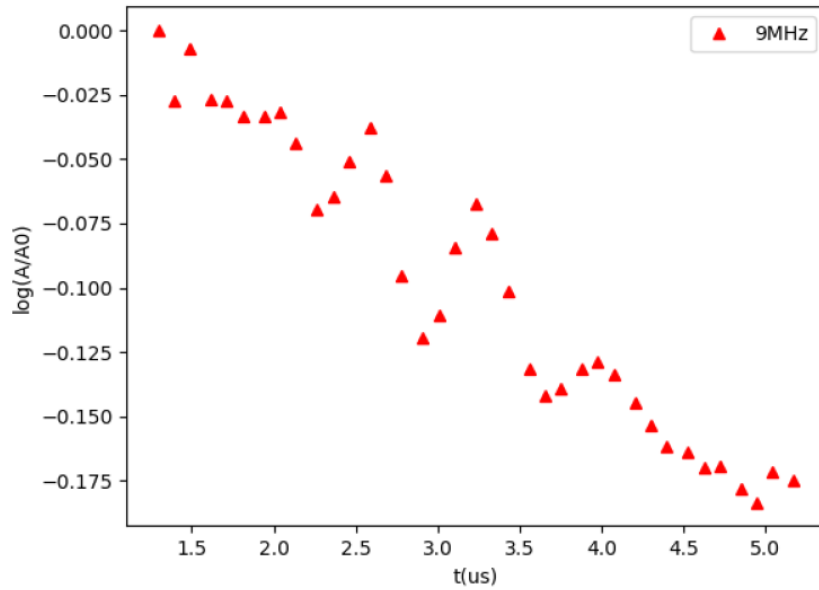


Fig. 2.8. Analyse de la décroissance exponentielle temporelle de l’amplitude d’onde de surface de 9 MHz se propageant sur l’échantillon simulé d’une couche de Ta_2O_5 sur substrat de verre B270. L’angle de perte implémenté dans la couche est de $\phi_c = 4 \times 10^{-2}$ alors que le substrat est simulé comme étant un milieu non dissipatif ($\phi_s = 0$).

certaine interférence avec d’autres types d’onde qui se propage dans l’échantillon, soit les ondes volumiques transverses et longitudinales aussi excitées par la force implémentée. Il pourrait s’agir d’interférence constructive et destructive due aux réflexions de ces ondes volumiques sur la face inférieure de l’échantillon malgré la condition de faible réflexion. Puisqu’une partie de ces ondes peut tout de même être réfléchi, on peut s’attendre à ce qu’elle interfère, même faiblement, avec les ondes de surface. On trouve quand même un angle de perte avec la pente de la série de points de 8×10^{-4} , qui ne correspond pas à l’angle de perte implémenté de 4×10^{-2} . Ceci est normal étant donnée la combinaison des angles de perte de la couche et du substrat (qui à un angle de perte nulle dans la simulation). On peut donc retrouver le facteur des énergies vibrationnelles en comparant l’angle de perte de la couche implémenté et le résultat de la régression linéaire avec l’équation 2.1.6. Le facteur retrouvé est de 48 ± 2 , ce qui est assez près de la valeur calculée pour la fréquence de 9.08 MHz, qui est de 52.04. Ce résultat tant à confirmer le calcul fait sur le ratio des énergies vibrationnelles, qui justifie l’utilisation des ondes de surface à fréquence élevée dans la mesure de l’angle de perte afin d’obtenir une meilleure contribution de la couche mince dans la dissipation.

Pour confirmer ce résultat et justifier l’utilisation de plus haute fréquence, la simulation d’onde de surface sur l’échantillon à été répétée à plusieurs autres fréquences. La figure 2.9

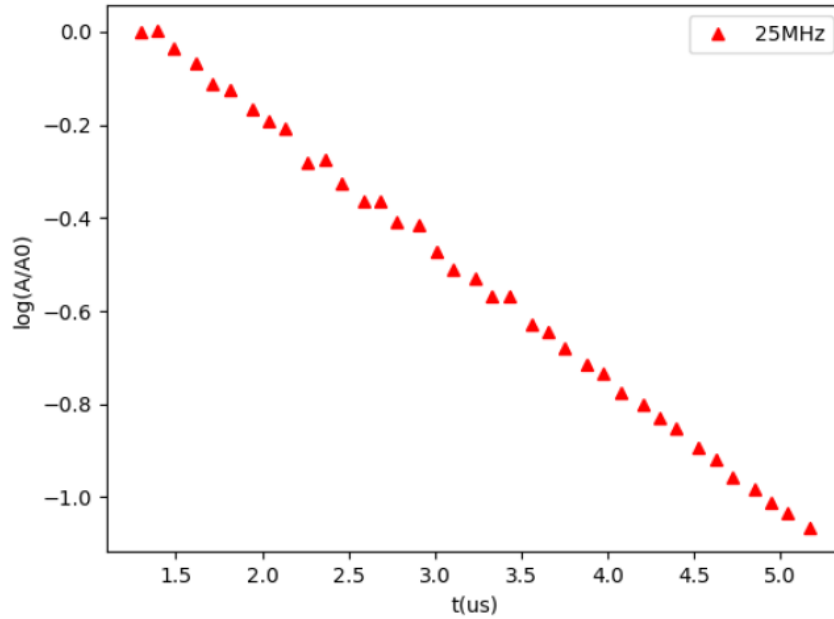


Fig. 2.9. Analyse de la décroissance exponentielle temporelle de l'amplitude d'onde de surface de 25 MHz se propageant sur l'échantillon simulé d'une couche de Ta_2O_5 sur substrat de verre B270. L'angle de perte implémenté dans la couche est de $\phi_c = 4 \times 10^{-2}$ alors que le substrat est simulé comme étant un milieu non dissipatif ($\phi_s = 0$).

présente l'analyse de la décroissance de l'amplitude de l'impulsion d'onde de surface à une fréquence de 25 MHz sur l'échantillon simulé.

On voit tout d'abord que la corrélation est encore bien meilleure que pour la figure précédente. Quelques points semblent s'éloigner un peu de la droite formée par les points, mais très peu. Ces points sont probablement aussi dus à l'interférence avec la faible partie des ondes volumiques réfléchies à la face inférieure de l'échantillon, mais ont beaucoup moins d'influence sur l'allure de la courbe étant donnée la plus grande décroissance due à la plus grande fréquence. En effet, la pente de décroissance dépend de la fréquence comme on peut voir avec l'équation 2.1.1. C'est ce qu'on retrouve dans ce graphique, qui a une pente beaucoup plus abrupte que le graphique de la simulation à 9 MHz. L'amplitude relative passe de 0 à ~ -1 sur une échelle de temps de 1.5 à 5 μs pour l'onde de surface à 25 MHz, en comparaison de celle à 9 MHz qui passe de 0 à ~ -0.175 pour l'amplitude relative sur la même échelle de temps. Comme la tendance est beaucoup plus marquée dans ce cas, l'interférence des ondes volumiques réfléchies sur l'amplitude est beaucoup plus faible. Cette figure permet donc de voir que l'utilisation de plus haute fréquence, que celle déjà utilisée pour les mesures en laboratoire (9.08 MHz), permettrait d'avoir une meilleure tendance et de diminuer l'effet de certaines sources de bruit dans les signaux récoltés.

Ces simulations permettent de trouver le ratio d'énergies vibrationnelles pour différentes fréquences d'onde de surface en comparant l'angle de perte trouvé par analyse graphique et

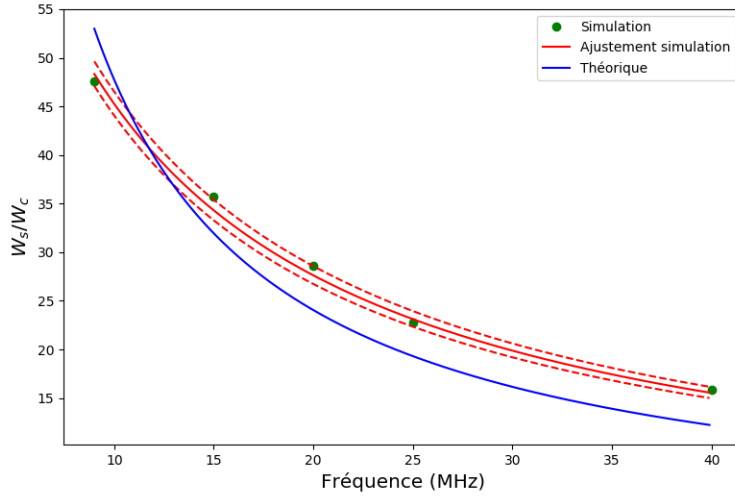


Fig. 2.10. Ratio des énergies vibrationnelles W_s/W_c selon la fréquence d'excitation des ondes de surface. Les points verts sont les ratios calculés avec la simulation d'onde de surface pour une couche de Ta_2O_5 $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur sur un substrat de verre B270 de 2 mm d'épaisseur pour 5 différentes fréquences. Les courbes rouges représentent l'ajustement et son incertitude (pointillés) sur les résultats de la simulation et la courbe bleue présente la relation du ratio selon la fréquence calculé avec l'équation 2.1.5 à partir de l'équation 1.3.1 et des équations du mouvement 1.4.10 et 1.4.11 (même courbe que la figure 2.4).

l'angle de perte implémenté. On peut donc faire la comparaison des ratios W_s/W_c trouvés avec cette méthode et de la relation théorique obtenue avec le calcul fait à la section 2.1.3. Un ajustement a aussi été effectué sur les valeurs calculées avec la simulation à différentes fréquences et est présenté à la figure 2.10 avec la courbe théorique.

On voit que la courbe d'ajustement et la courbe théorique sont assez semblables, malgré un certain écart. Elles ont toutes les deux la même allure qui décroît environ selon une relation $1/f$, c'est-à-dire que, à mesure qu'on augmente la fréquence, le ratio diminue rapidement pour les plus petites fréquences et tend vers 0 pour des fréquences plus élevées. Le rapprochement des deux courbes dans la gamme de fréquences utilisées dans les tests en laboratoire (autour de 10 MHz) permet de confirmer l'utilisation du calcul fait à la section 2.1.3 pour le ratio W_s/W_c . Ceci permet aussi de conclure que les plus hautes fréquences d'ondes de surface peuvent donner un plus grand poids à la couche dans le calcul de l'angle de perte, ce qui améliore la précision des résultats telle qu'illustrée dans le tableau 2.2 de la section précédente. L'augmentation de la fréquence augmenterait aussi la décroissance de l'amplitude de l'onde de surface dans le temps étant donné le plus grand nombre cycle par unité de temps (l'angle de perte étant relié à l'énergie perdue par cycle). La tendance décroissante accrue du signal d'onde de surface pourrait aussi permettre d'avoir une meilleure précision puisque l'angle de perte obtenue avec les mesures serait plus grand, ce qui donne un plus petit ratio incertitude sur résultat ($\Delta\phi/\phi$).

2.3. Résultats

Pour obtenir les résultats d'angle de perte des couches de Ta_2O_5 amorphe, un échantillon de référence (substrat non déposé) est utilisé à chaque série de mesure afin de comparer avec les échantillons avec couche, tel que décrit à la section 2.1.1. Certains échantillons ont été réutilisés d'une séance à l'autre en faisant bien attention de nettoyer la surface avant la prise de donnée.

Afin de tenter d'obtenir des résultats plus précis, plusieurs séries de données sont prises sur un échantillon à la suite de l'autre. C'est-à-dire que l'on parcourt la surface de l'échantillon quelques fois, position par position, en sauvegardant à chaque fois le signal qui est détecté. On peut alors obtenir des résultats pour chaque parcours en faisant une régression linéaire sur les points obtenus. Les résultats présentés pour les différentes séries de mesures sont des moyennes de ces résultats individuels, ce qui permet de contourner le fait que les signaux varient d'un parcours à l'autre.

En tout, 9 échantillons ont été étudiés en 4 séances de prise de mesure. Le tableau 2.4 résume les différents paramètres importants des différentes prises de données sur chaque échantillon. Le but étant évidemment d'obtenir la meilleure précision possible pour les résultats d'angle de perte, il sera important de bien comprendre l'effet de chaque paramètre sur la qualité des mesures et des résultats en comparant les échantillons entre eux.

Le type d'échantillon auquel on a affaire est donné par les lettres de leur nom, soit NC (*not coated*), pour ceux qui sont seulement composés du substrat, et C (*coated*), pour ceux composés d'un substrat et d'une couche. Les données sont analysées de deux manières,

Série	Échantillon	Type	N	D	Traitement de l'échantillon
1	NC1	Substrat	10	1 cm	-
1	C1	Substrat + couche	10	1 cm	-
1	C2	Substrat + couche	10	1 cm	-
2	NC1	Substrat	27	2.7 cm	Nettoyé à l'acétone
2	C2	Substrat + couche	54	2.7 cm	Nettoyé à l'acétone
3	NC2	Substrat	25	2.5 cm	-
3	NC3	Substrat	25	2.5 cm	Face arrière dépolie, bout poli
3	C3	Substrat + couche	25	2.5 cm	-
4	NC3	Substrat	25	2.5 cm	Nettoyé à l'acétone, face arrière dépolie, bout poli
4	C4	Substrat + couche	25	2.5 cm	Face arrière dépolie
4	C5	Substrat + couche	25	2.5 cm	Face arrière dépolie

Tableau 2.4. Paramètres importants de la prise de données sur chaque échantillon. La colonne *Série* indique pendant quelle série de mesures l'expérience a été réalisée (peut influencer le réglage des appareils de mesure). La colonne N indique le nombre de points sondés sur l'échantillon et la colonne D donne la distance couverte par les différents points de mesures à la surface de l'échantillon.

premièrement en observant les signaux bruts, dont on peut tirer beaucoup d'informations sur la qualité de la prise de mesure, et deuxièmement par le traitement des signaux pour obtenir l'analyse de la décroissance exponentielle de l'amplitude des ondes de surface. De ce dernier, on obtient l'angle de perte de chaque échantillon pour ensuite comparer les échantillons avec et sans couche pour finalement avoir le résultat d'angle de perte des couches. Il est à noter que les échantillons avec couche mince sont comparés aux substrats qui correspondent à la même série de mesure, étant donné le changement possible des conditions de mesure d'une fois à l'autre.

2.3.1. Mesure du signal

Les figures 2.11 à 2.14 présentent des exemples de signaux récoltés pour chaque échantillon. Les couleurs différentes présentes sur un même graphique représentent des signaux à différentes positions. Seulement quatre signaux sont représentés par échantillons pour favoriser la lisibilité. Les différentes couleurs de courbes sur les graphiques représentent une différente position à la surface de l'échantillon.

Série 1

La première série de mesure (figure 2.11) a été réalisée avec les échantillons C1 C2 et NC1. Quatre séries de 10 mesures ont été réalisées.

Série 2

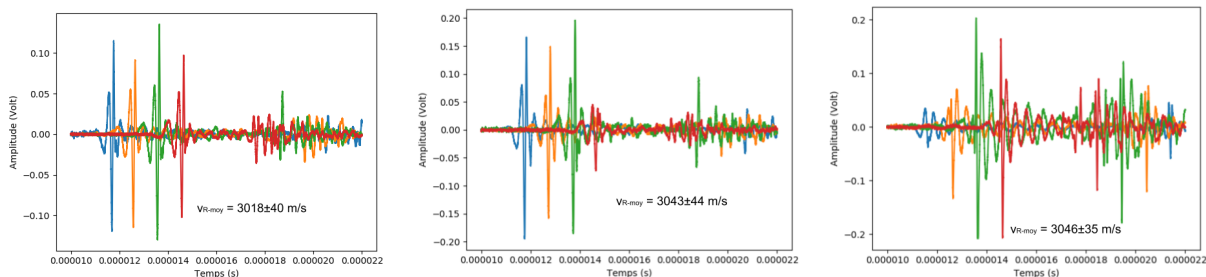
La deuxième série de mesure (figure 2.12) a été faite avec les échantillons C2 et NC1 (échantillons nettoyés à l'acétone). Deux séries de mesures ont été réalisées par échantillons, avec 54 points pour C2 et 27 points pour NC1, sur la même distance.

Série 3

Pour la troisième série de mesure (figure 2.13), on utilise les échantillons C3, NC2 et NC3, qui n'ont pas été utilisés lors des séries de mesures précédentes. Les échantillons NC2 et NC3 sont tous deux des échantillons de référence, mais NC3 a reçu des traitements (dépolissage du dos de l'échantillon par jet de sable, polissage du bout de l'échantillon) pour tenter de diminuer le bruit dans le signal. Pour les trois échantillons, quatre séries de 25 points ont été réalisées.

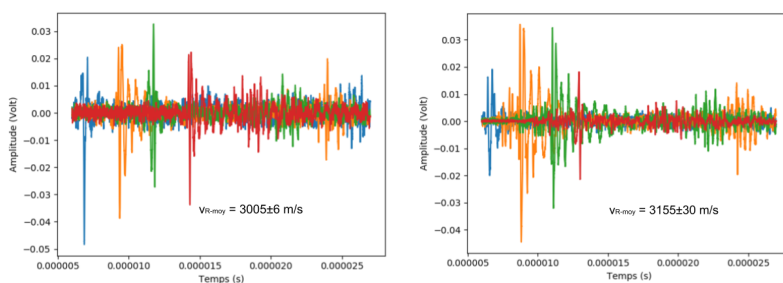
Série 4

La quatrième et dernière série de mesure (figure 2.14) a été réalisée avec les échantillons C4, C5 et NC3 (nettoyé). Tous les échantillons ont reçu le traitement de dépolissage de la face arrière par jet de sable, mais seulement NC3 a reçu celui de polissage de la face du bout. Les échantillons C4 et C5 ont fait l'objet de trois séries de mesures de 25 points, alors que pour NC3, quatre séries de 25 points ont été faites.



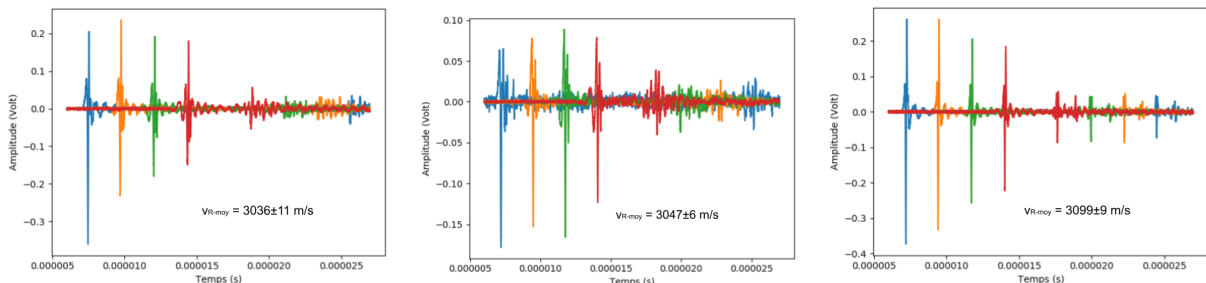
(a) Échantillon C1. (b) Échantillon C2. (c) Échantillon NC1.

Fig. 2.11. Signaux d'onde de surface de la série de mesures 1.



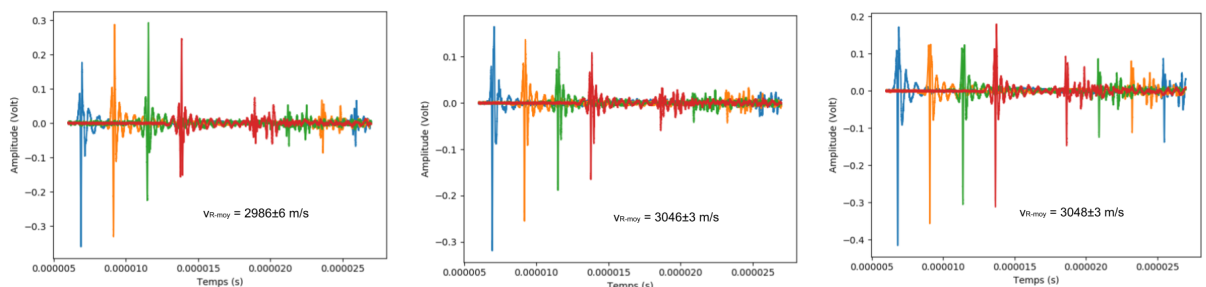
(a) Échantillon C2 nettoyé. (b) Échantillon NC1 nettoyé.

Fig. 2.12. Signaux d'onde de surface de la série de mesures 2.



(a) Échantillon C3. (b) Échantillon NC2. (c) Échantillon NC3.

Fig. 2.13. Signaux d'onde de surface de la série de mesures 3.



(a) Échantillon C4. (b) Échantillon C5. (c) Échantillon NC3.

Fig. 2.14. Signaux d'onde de surface de la série de mesures 4.

Signal incident et réfléchi

Premièrement, pour chacun des graphiques, on remarque que les signaux comportent deux parties pour une même courbe, c'est-à-dire la partie incidente à gauche et la partie réfléchie à droite. On s'attend à ce que l'intensité du signal incident soit plus élevée que celle du signal réfléchi, ne serait-ce parce que l'onde a parcouru une distance plus élevée et son énergie s'est dispersée proportionnellement à $1/\sqrt{r}$. De plus, on s'attend à ce que la réflexion diminue grandement l'amplitude de l'onde, puisque celle-ci peut être transmise vers le dos de l'échantillon ou diffuser sur les côtés. Finalement l'angle de perte, qui caractérise la décroissance temporelle de l'amplitude de l'onde, et donc selon la distance parcourue, contribue aussi à la décroissance de l'intensité du signal réfléchi par rapport au signal incident.

Pour la première série, on observe en effet que le signal réfléchi a une plus faible intensité que le signal incident. Un graphique présente cependant des courbes où ces deux parties ont une intensité similaire ou même inversée par rapport à ce qui est attendu. Dans la figure 2.11 c, les courbes bleues et orange ne suivent pas la tendance attendue pour l'intensité réfléchie par rapport à incidente. Ceci peut être dû à un mauvais ajustement de l'appareil de mesure (la mise au point du vibromètre) ou encore à la propagation de l'onde dans le champ rapproché (*near field*) et au positionnement du laser. On doit donc s'attendre à des résultats assez imprécis ou inexacts pour l'échantillon NC1. Pour la plupart des courbes, on distingue assez bien la partie du signal réfléchi du reste de la courbe, malgré qu'il y ait un certain bruit. Les pics d'intensité du signal réfléchi sont beaucoup moins localisés que ceux du signal incident, ce qui peut être causé par une certaine dispersion de l'onde lors de la propagation ou de la réflexion.

On voit aussi dans la deuxième série que la partie réfléchie suit bien le comportement attendu par rapport à la partie incidente. Dans les deux graphiques, il est facile de voir le passage du signal incident par rapport au reste de la courbe, puisqu'on observe des pics plutôt bien définis et ayant une amplitude assez grande. Cependant, il est plus difficile de distinguer le pic d'intensité du signal réfléchi. Comme l'amplitude de cette partie de la courbe est plus faible, on peut davantage la confondre avec le bruit présent dans le reste de la courbe. La dispersion du signal dans la partie réfléchie peut aussi expliquer que le pic soit moins bien défini. La combinaison de ces deux facteurs fait que l'analyse du signal réfléchi sera plus difficile à réaliser, ce qui pourra avoir une incidence sur la précision des résultats.

Pour la troisième série, tous les graphiques se comportent bien selon la tendance attendue, l'intensité du signal incident est beaucoup plus grande que celle du signal réfléchi. Les pics incidents pour toutes les courbes sont très bien définis et localisés. Pour ce qui est des signaux réfléchis, ils sont bien distinguables par rapport au reste des courbes, mais les pics sont plutôt mal définis pour deux des trois graphiques à cause de la dispersion du signal, soit pour les figures 2.13 a et b. Pour le graphique c, les pics d'intensité de cette partie du

signal sont très bien définis, et on arrive même à distinguer un plus petit pic d'intensité qu'on pourrait associer à la deuxième réflexion de l'onde avec l'interface entre la face du bout et la face arrière de l'échantillon, comme discuté à la section 2.2.3 (*réflexion du côté au bas*). Rappelons que l'échantillon NC3 associé à ce graphique est le seul de cette série de mesure à avoir reçu le traitement de dépolissage de la face arrière et de polissage du bout, ce qui tend déjà à confirmer l'hypothèse que ce traitement peut améliorer la prise de données sur les échantillons.

Enfin, la quatrième série de mesure présente aussi des courbes qui suivent bien le comportement attendu. Les pics incidents sont très bien définis et bien plus grands que les pics réfléchis. Ces derniers sont aussi plutôt bien définis, malgré qu'on observe que le signal est plus dispersé dans le cas des graphiques a et b de la figure 2.14. On peut cependant remarquer la partie du signal réfléchi qui correspond à la seconde réflexion, de la même manière que pour la figure 2.13 c, quoiqu'assez faiblement. Le graphique c montre des pics d'intensité du signal réfléchi très bien défini avec une amplitude plutôt grande. Les mesures sur ces échantillons semblent aussi confirmer que le traitement de dépolissage permet d'obtenir de meilleurs signaux, les trois échantillons de cette série ayant reçu ce traitement.

De manière générale, lorsqu'on compare les échantillons avec et sans dépôt, on remarque que la partie du signal qui est réfléchi semble avoir une plus grande amplitude pour les échantillons sans couche mince. À l'exception de la figure 2.12 b, où il est difficile de distinguer quoi que ce soit, les parties réfléchies des courbes des échantillons de référence ont une intensité plus élevée par rapport à leur partie incidente que les échantillons déposés. Cette observation signifie que la présence de la couche mince aurait donc bien une influence sur la propagation de l'onde de surface. Celle-ci peut affecter la partie réfléchi de deux manières, en affectant le coefficient de réflexion et en augmentant les pertes d'énergies dans le milieu de propagation. On pourra séparer la contribution de ces deux facteurs en analysant la décroissance exponentielle lors de la deuxième partie de cette section. Aussi, comme il a été remarqué plus tôt, le traitement de dépolissage de l'arrière et le polissage de la face du bout donnent de bien meilleurs signaux que les échantillons qui n'ont pas reçu ce traitement. On peut donc s'attendre à des résultats plus précis pour ces échantillons par rapport à ceux n'ayant pas eu le traitement.

Décroissance de l'amplitude dans le temps

Ensuite, comme chaque signal est mesuré à une position différente à la surface de l'échantillon, l'intensité des pics incidents devrait aussi diminuer dans le temps. Pour cette partie du signal qui ne subit pas de réflexion, l'énergie peut se dissiper de deux manières, soit à cause de la dispersion du front d'onde (amplitude qui diminue selon $1/\sqrt{r}$) ou encore à cause de dissipation dans le matériau caractérisé par l'angle de perte.

Pour la série 1, on peut voir que l'amplitude du signal incident ne suit pas vraiment de tendance claire d'une courbe à l'autre de gauche à droite pour chaque graphique. Celle-ci varie plutôt de manière aléatoire, passant même d'une amplitude faible à assez élevée de la première à la dernière courbe pour la figure 2.11 c. Il en va de même pour la série 2, où l'amplitude demeure similaire d'une courbe à l'autre pour le pic incident, mais ne suit pas le comportement attendu selon le temps de propagation.

Pour la série 3, on peut voir assez clairement la tendance décroissante des pics incidents pour les graphiques a et c de la figure 2.13. On remarque d'ailleurs que la décroissance semble plus marquée pour l'échantillon déposé du graphique a (C3) que pour le substrat seulement du graphique c (NC3), comme on s'attend pour un échantillon avec couche mince, ce qui contribue à augmenter l'angle de perte. Pour le graphique b cependant, les pics d'intensité sont plutôt d'amplitude semblable et ne suivent pas vraiment le comportement attendu.

Pour la série 4, on voit aussi des tendances décroissantes assez claires. Les graphiques a et c de la figure 2.14 ont une courbe qui ne suit pas vraiment le comportement attendu de l'amplitude dans le temps, mais on voit tout de même que la décroissance semble se confirmer pour les autres courbes. Pour les deux graphiques des échantillons déposés, celle-ci semble être plus prononcée, comme on s'attend. La tendance semble plus marquée pour le graphique b (C5), donc on peut s'attendre à un plus grand angle de perte dans ce cas.

En somme, on voit que les mesures sur certains échantillons ont un comportement beaucoup plus clair que d'autres, surtout ceux qui ont reçu le traitement de dépolissage par rapport à ceux qui ne l'ont pas reçu. Comme ce qui avait été remarqué pour la comparaison entre les parties incidentes et réfléchies des graphiques, la qualité des mesures et le comportement des signaux par rapport à ce qui est attendu semblent grandement s'améliorer avec le traitement. Les variations d'amplitude aléatoires des pics incidents observés dans la plupart des graphiques, mais très marqués dans les signaux des deux premières séries de mesures peuvent s'expliquer par le manque de constance dans la mise au point du laser lors du changement de position pour certaines courbes. Il faut spécifier que lors des deux premières séries de mesure, il n'y avait pas vraiment d'attention portée sur cet aspect, tandis que pour les séries 3 et 4, on tentait de maintenir le plus constant possible ce paramètre. C'est ce qui explique la grande amélioration entre ces deux groupes de prises de données.

Bruit et interférence dans le signal

Par la suite, l'un des aspects qui affectent grandement la qualité des données est le bruit et l'interférence provoqués par divers éléments. Le bruit est une variation aléatoire du signal qui peut provenir de vibrations externes due à l'environnement du laboratoire (e.g. une personne qui marche, un camion qui passe à l'extérieur). Il peut aussi provenir du vibromètre lui-même, qui a une certaine fluctuation normale lors de la détection du signal.

L'interférence quant à elle provient du transmetteur piézoélectrique lui-même, alors que celui-ci génère également des ondes volumiques qui se propagent dans le matériau et font aussi vibrer la surface. Le bruit et l'interférence peuvent altérer les signaux en modifiant l'amplitude de certains pics d'intensités et en rendant difficile leur interprétation. Pour obtenir des données plus précises, on tente donc de diminuer leur influence au maximum. Le bruit se caractérise par l'épaisseur relative de la courbe de part et d'autre des pics incidents et réfléchis et l'interférence, par la netteté des pics eux-mêmes (s'ils sont localisés et bien définis ou plutôt évasés et diffus).

De manière générale, on voit que le niveau de bruit est assez bas pour la plupart des échantillons. En effet, les pics d'intensités ont une amplitude assez grande pour être très distinctive du reste de la courbe, même pour la partie réfléchie de plus faible intensité. On remarque cependant que pour les graphiques de la série 2, le bruit est plutôt élevé, ce qui vient altérer la clarté des signaux. Pour les courbes de ces graphiques, on observe une amplitude maximale de l'ordre de 0.07 V, alors que pour la plupart des autres courbes, celle-ci se situe entre 0.3 et 0.6 V. C'est donc le ratio signal/bruit qui est plus faible et c'est pourquoi il est plus difficile de distinguer les différentes parties du signal. On remarque aussi, dans une moindre mesure, que le graphique b de la figure 2.13 a un niveau de bruit plus élevé que les autres courbes de cette série (3). La même raison peut être évoquée quant à l'amplitude maximale moins élevée que pour les autres graphiques, ce qui amplifie l'effet du bruit. La moins grande amplitude pour les signaux de ces graphiques pour être due à un mauvais ajustement du détecteur quant à la mise au point du laser. Le laser étant moins bien focalisé, le signal reçu est donc moins puissant, ce qui résulte en une amplitude plus faible.

Pour ce qui est de l'interférence dans les signaux, on voit que les séries de mesures 1 et 2 sont beaucoup plus affectées que les séries 3 et 4. En effet, les pics incidents et réfléchis des graphiques des figures 2.11 et 2.12 sont assez diffus, c'est-à-dire que le pic d'intensité est assez élargi, et comporte plusieurs pics d'amplitude similaire, ce qui rend leur interprétation plutôt difficile (position, amplitude, s'agit-il du pic de l'onde de surface ou autre type d'onde). Pour les séries 3 et 4, les pics d'intensité sont très bien localisés et bien définis, à l'exception du graphique b de la figure 2.13, qui semble un peu plus affecté par les ondes volumiques générées par le transmetteur. On sait que l'échantillon NC3 de la série 3 et les échantillons de la série 4 ont reçu le traitement de dépolissage, qui visait justement à atténuer l'effet des ondes volumiques sur le signal à la surface, ce qui visiblement fonctionne bien. La bonne qualité des signaux récoltés sur l'échantillon C3 de la série 3 est plutôt inusitée étant donné qu'il s'agit d'une mesure assez similaire à celle réalisée pour les deux premières séries. Cependant, l'attention portée à la mise au point du détecteur pour cet échantillon peut expliquer que le signal soit de plus grande amplitude, ce qui réduit l'effet du bruit et de l'interférence.

Échantillon	NC1	NC1(n)	NC2	NC3(d,p)	NC3(n,d,p)	
Vitesse (m/s)	3050 ± 40	3160 ± 30	3047 ± 6	3099 ± 9	3048 ± 3	
Échantillon	C1	C2	C2(n)	C3	C4(d)	C5(d)
Vitesse (m/s)	3020 ± 40	3040 ± 40	3005 ± 6	3036 ± 11	2986 ± 6	3046 ± 3

Tableau 2.5. Moyenne des vitesses de phase des ondes de surface se propageant sur les échantillons obtenus à partir des vitesses calculées pour chaque prise de données. Les échantillons non déposés (substrat seulement) se trouvent au haut du tableau, les échantillons avec une couche mince de Ta_2O_5 amorphe sont au bas du tableau. Les lettres en parenthèse rappellent le traitement subi par les échantillons, "n" signifie que l'échantillon à été nettoyé à l'acétone, "d" veut dire que le dos de l'échantillon à été dépoli (*sandblast*) et "p" note que le bout de l'échantillon où s'effectue la réflexion à été poli (papier abrasif).

L'interférence causée par les ondes volumiques se propageant dans l'échantillon semble davantage affectée par les signaux d'ondes de surface en altérant les pics d'intensités. Cependant, la combinaison du bruit et de l'interférence rend très difficile l'interprétation des signaux, comme dans le cas de la série de mesures 2, où la partie réfléchi du signal se confond pratiquement avec le reste de la courbe. Afin de diminuer le plus possible ces facteurs d'imprécision, il faut tout d'abord appliquer le traitement de dépolissage du dos de l'échantillon pour que les ondes volumiques soient diffusées plutôt que réfléchi, ce qui rend leur contribution au signal d'onde de surface beaucoup moins significative. Aussi, il faut que la mise au point du laser soit la meilleure possible et la plus constante possible pour obtenir une grande amplitude du signal. De cette manière, le bruit a une contribution négligeable sur le signal détecté, ce qui rend son interprétation plus facile. Comme pour les critères précédents, on s'attend à ce que les mesures sur les échantillons des séries 3 et 4 donnent les résultats les plus précis.

Vitesse de l'onde de surface

Finalement, on peut calculer la vitesse des ondes de surface générées sur les différents échantillons en associant la position temporelle d'un pic sur le graphique à une position à la surface de l'échantillon. Le résultat est obtenu avec une régression linéaire dont la pente est la vitesse de phase de l'onde de surface. La vitesse obtenue pour chaque échantillon, qui est en fait la moyenne des résultats pour les différentes prises de données sur un même échantillon, est affichée sur les différents graphiques et un résumé des valeurs est affiché au tableau 2.5. Les valeurs devraient se situer aux alentours de la vitesse de Rayleigh du substrat de verre B270, soit 3102 m/s. On s'attend par ailleurs à des vitesses plus basses pour les échantillons avec une couche mince puisque la vitesse de Rayleigh du Ta_2O_5 amorphe est plus faible (la vitesse totale des deux matériaux combinés étant une addition des deux vitesses proportionnellement à l'épaisseur des matériaux et modulée par la fréquence).

Dans l'ensemble, les vitesses mesurées sont toutes plus faibles que la valeur théorique, quoiqu'assez proche, à l'exception de l'échantillon NC1(n) qui à une vitesse de phase des ondes de surface supérieure à 3102 m/s. La vitesse du signal mesuré étant assez près de la valeur attendue pour les ondes de type Rayleigh pour le substrat utilisé, cela vient appuyer la supposition qu'on détecte bel et bien principalement des ondes de ce type à la surface des échantillons. On voit aussi que les vitesses des échantillons de référence sont toutes plus élevées que celle des échantillons déposés, malgré des valeurs parfois très près de leur échantillon de référence. Certaines différences de vitesse d'un échantillon déposé ou de référence sont peu ou pas significatives lorsqu'on considère les intervalles de confiance des résultats. Par exemple, pour les échantillons NC1 et C2 de la série 1 et NC3 et C5 de la série 4, on obtient des valeurs trop près les unes des autres pour conclure que leur couche mince a bel et bien un effet sur la propagation des ondes de surface. Pour les autres échantillons cependant, on semble être en mesure de voir une différence entre les échantillons déposés ou non. En moyenne, la vitesse de phase mesurée pour les échantillons avec une couche mince est de 3020 m/s avec un écart-type de 20 m/s, alors que pour les échantillons sans couche, elle est de 3080 m/s avec un écart-type de 40 m/s. Ceci est donc en accord avec ce qui était attendu quant à la dépendance de la vitesse de phase des ondes de surface à la composition du milieu de propagation (présence de diverses couches de matériaux).

Quelques échantillons ont été testés dans deux séries de mesure différentes, ce qui nous permet de comparer les résultats obtenus d'une fois à l'autre. Premièrement, deux des échantillons de la série 1 ont été repris dans les mesures de la série 2, c'est-à-dire NC1 et C2 (nettoyés pour la série 2). La différence entre la vitesse des ondes de surface des deux échantillons passe d'assez faible, voire insignifiante, à très forte, alors que la vitesse mesurée à grandement augmentée pour l'échantillon de référence et diminuer pour l'échantillon avec une couche mince. Il est difficile d'expliquer cette assez grande variation dans les résultats puisqu'il s'agit des deux mêmes échantillons. Le nettoyage a potentiellement pu modifier la vitesse de propagation en altérant la surface des échantillons, mais comme la variation des vitesses entre les deux séries de mesures n'est pas dans la même direction pour les deux échantillons, il est peu probable que cela explique l'écart observé. C'est un peu la même chose pour l'autre couple d'échantillons repris entre deux séries de mesures, soit NC3 de la série 3 et de la série 4. On note une diminution assez substantielle de la vitesse des ondes de surface entre d'une série à l'autre, ce qui est incohérent avec le comportement noté précédemment pour l'échantillon NC1 sans couche mince. Il n'est pas clair si le nettoyage des échantillons a un effet sur la vitesse de propagation des ondes de surface. Il serait probablement plus juste de penser que la méthode de mesure utilisée ne donne pas des résultats de vitesse d'onde de surface très exacte, même si l'incertitude sur les résultats est plus ou moins grande, d'où la grande variabilité des valeurs obtenues. Une variation dans les conditions du laboratoire pourrait peut-être aussi expliquer une partie du manque de constance des valeurs. Des

composants présents, par exemple de l'eau (avec l'humidité), pourraient potentiellement former une couche à la surface de l'échantillon qui viendrait à son tour modifier la vitesse de propagation selon son épaisseur. Il faudrait cependant consacrer davantage de mesures pour comprendre l'effet de l'environnement sur ces résultats, ce qui est un peu hors propos pour cette recherche.

Pour ce qui est des incertitudes, on remarque que celles des premières séries de mesure sont bien plus grandes que celles pour les dernières séries, un peu de la même manière que pour les graphiques des signaux mesurés, qui sont bien plus clairs et bien moins bruyants pour les séries 3 et 4 que pour 1 et 2. La grande incertitude des résultats de vitesse pour la série 1 s'explique par le fait que les signaux ont été récoltés sur une plus petite plage de position à la surface de l'échantillon, ce qui fait que la précision de la régression linéaire est limitée. De plus, les signaux de cette série de mesures sont plutôt diffus, ce qui affecte aussi la précision de la position temporelle des pics d'intensité. Pour la série 2, la prise de mesure sur une plus large plage de position permet une meilleure précision. Pour NC1(n) cependant, un moins grand nombre de points pris en compte et les signaux étant plus diffus, la précision du résultat en est altérée. Pour les deux autres séries de mesures, le nombre de points et la grande plage de position sur laquelle à été fait les mesures, de même que des signaux très peu bruyants avec des pics bien définis permettent d'avoir une très bonne précision pour les valeurs de vitesse d'ondes de surface. Les éléments pouvant affecter ce résultat sont donc le nombre de points à la distance sur laquelle sont récoltés les signaux, de même que les ajustements afin d'améliorer la qualité des signaux, soit une meilleure mise au point du laser ainsi que le traitement de dépolissage de la face arrière de l'échantillon afin de diminuer l'effet des ondes volumiques.

2.3.2. Décroissance exponentielle et angle de perte

On fait ensuite l'étude de la décroissance exponentielle du signal dans le temps en prenant le ratio des amplitudes des pics réfléchis et incidents et l'intervalle de temps qui les sépare afin d'obtenir le résultat qui nous intéresse, soit l'angle de perte des couches minces déposées sur les échantillons. Afin d'obtenir des résultats cohérents, il faut comparer les échantillons d'une même série à la fois, puisque les conditions de mesures peuvent changer d'une séance de prise de données à l'autre.

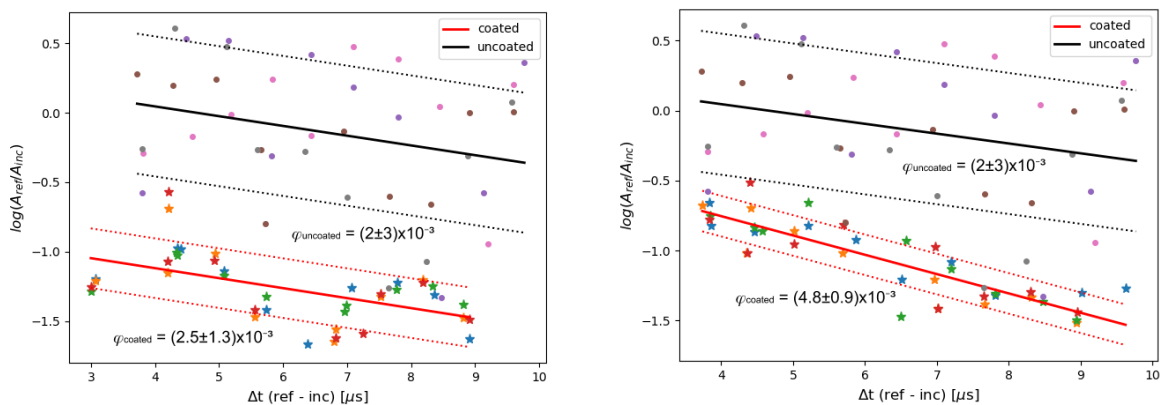
L'angle de perte de chaque échantillon est déterminé grâce à la pente d'une régression linéaire sur les points de ratio d'amplitude selon l'intervalle de temps. Pour caractériser la qualité de l'ensemble de points et de la régression linéaire, on utilise les valeurs d'écart-type et de coefficient de corrélation. Dans le cas qui nous intéresse, l'écart-type σ représente la distance moyenne des points avec la droite de régression linéaire selon l'axe des ordonnées. Normalement, on retrouve environ $2/3$ des points à l'intérieur de l'intervalle de $\pm\sigma$ autour

de la valeur moyenne. On pourra juger de la qualité d'une série de points en combinant cette information avec le coefficient de corrélation r qui permet de décrire la qualité de la régression linéaire, à savoir si le nuage de point que l'on observe peut bien être décrit par une droite. Ce coefficient se situe entre 0 et 1; plus il se rapproche de 1, mieux le nuage de point se rapproche d'une droite, lorsqu'il se rapproche de 0, le nuage de point est très dispersé et la régression linéaire ne décrit pas bien son comportement. Pour avoir des résultats de qualité, on souhaite donc que l'écart-type avec la droite soit faible et que la corrélation soit près de 1.

Série 1

La figure 2.15 présente l'analyse de la décroissance exponentielle temporelle des deux échantillons avec couche mince C1 (graphique a) et C2 (graphique b) par rapport à l'échantillon de référence NC1. Les deux différents styles de points démarquent les deux échantillons (étoiles : avec couche mince, ronds : référence), alors que les différentes couleurs de points dénotent les différentes prises de données sur un même échantillon. On y retrouve aussi les droites de régression linéaire moyenne qui permettent de retrouver l'angle de perte pour chaque échantillon.

Les résultats de la régression linéaire sont présentés dans le tableau 2.6 avec les valeurs d'écart-type et de corrélation des points associées. Dans tous les cas, on obtient des pentes négatives, comme on pouvait s'attendre, puisque l'onde perd de l'énergie à mesure qu'elle



(a) Décroissance exponentielle pour les échantillon C1 et NC1. (b) Décroissance exponentielle pour les échantillon C2 et NC1.

Fig. 2.15. Comparaison des échantillons avec couche mince C1 (a) et C2 (b) à l'échantillon de référence (substrat seulement) NC1 quant au logarithme des ratios des amplitudes réfléchies et incidentes en fonction de la différence de temps entre ces deux pics d'intensité. Les droites de régression linéaire sont une moyenne pour toutes les séries de mesure par échantillon et sont accompagnées de deux droites parallèles qui représentent l'écart-type des points par rapport à cette droite.

Échantillon	a	b	σ	r
NC1	$-7 \pm 8 \times 10^4$	0.3 ± 0.6	0.50	0.26
C1	$-7 \pm 4 \times 10^4$	-0.8 ± 0.2	0.21	0.56
C2	$-14 \pm 3 \times 10^4$	-0.2 ± 0.2	0.15	0.88

Tableau 2.6. Résultats de la régression linéaire du ratio d’amplitude selon l’intervalle de temps des pics réfléchis et incidents pour la série de mesure 1. On retrouve la pente de la droite a, l’ordonnée à l’origine b, l’écart-type des points par rapport à la droite σ et le coefficient de corrélation des points r.

se propage sur l’échantillon. On obtient cependant des incertitudes très grandes, et même plus grandes que la pente elle-même dans le cas de l’échantillon NC1. Pour ce qui est de l’ordonnée à l’origine, on s’attend aussi à avoir une valeur négative puisque la réflexion de laquelle elle découle fait aussi perdre de l’énergie au signal. Pour C1 et C2, on obtient bien un b négatif, mais pour NC1, cette valeur est positive, ce qui est très contre-intuitif. Il fallait pourtant s’y attendre en voyant certains pics réfléchis ayant une plus grande amplitude que les pics incidents dans le graphique de la figure 2.11. On peut donc s’attendre à des résultats plutôt imprécis et inexact pour cette série de mesures. Cette imprécision peut être discutée davantage en observant les valeurs d’écart-type et de coefficient de corrélation obtenues avec les régressions linéaires.

Pour l’échantillon NC1, on peut remarquer que les points sont beaucoup plus dispersés autour de la droite de régression linéaire moyenne que pour les autres séries de points. En effet, l’écart-type des points par rapport à la droite en noir est beaucoup plus élevé que celui des échantillons avec la couche mince déposée. Un parallèle peut facilement être fait entre la qualité des données récoltées et le très grand écart-type obtenu. Comme on a pu le voir à la figure 2.11, le graphique c découlant des mesures sur l’échantillon NC1 avait des signaux de moins bonne qualité que les graphiques a et b des échantillons C1 et C2. Ces imprécisions dans les mesures se sont donc bel et bien transposées dans l’analyse de la décroissance exponentielle de l’amplitude des ondes de surface dans les échantillons. La corrélation pour cette série de points est aussi très faible étant donnée la grande incohérence d’un point à l’autre. La régression linéaire effectuée sur ces points est donc de très faible qualité et les résultats qui en découlent sont peu significatifs.

On peut ensuite comparer la dispersion des points des deux droites rouges associées à l’échantillon C1 pour le graphique a et C2 pour le graphique b de la figure 2.15. Les écarts-types sont assez semblables, mais on voit que le coefficient de corrélation est nettement meilleur dans le cas des points associés à l’échantillon C2. Effectivement, dans le cas de C1, les points sont plutôt regroupés de part et d’autre de la droite moyenne, alors que pour C2, les points sont distribués plus également autour de celle-ci. On s’attend donc à ce que les résultats qui découlent de l’analyse de l’échantillon C2 soient davantage précis. Dans les

Échantillon	R	ϕ échantillon	ϕ couche
NC1	1.4 ± 0.8	$2 \pm 3 \times 10^{-3}$	-
C1	0.44 ± 0.10	$2.5 \pm 1.3 \times 10^{-3}$	$0.3 \pm 1.7 \times 10^{-1}$
C2	0.82 ± 0.14	$4.8 \pm 0.9 \times 10^{-3}$	$1.5 \pm 1.7 \times 10^{-1}$

Tableau 2.7. Sommaire des résultats par échantillons pour la série de mesure 1. Le coefficient de réflexion R est déterminé à partir de l'ordonnée à l'origine et l'angle de perte ϕ échantillon par la pente. Les échantillons avec dépôt de Ta₂O₅ C1 et C2 sont comparés à l'échantillon de référence (substrat de verre B270) NC1 pour obtenir l'angle de perte ϕ couche grâce à l'équation 2.1.6.

deux cas, on a que la qualité des données récoltées est grandement meilleure dans le cas des échantillons avec dépôt que pour l'échantillon sans dépôt.

À partir des valeurs obtenues pour la régression linéaire, on obtient les résultats qui nous intéressent, soit l'angle de perte pour chaque échantillon, le facteur de réflexion des ondes de surface à leur bout et l'angle de perte des couches. Le tableau 2.7 fait un sommaire des résultats pour les échantillons de la série de mesure 1. On observe aussi dans les deux figures que les courbes rouges sont en dessous de la courbe noire. Premièrement, le facteur de réflexion calculé pour l'échantillon NC1 est plus élevé que 1, ce qui voudrait dire que l'onde a une plus grande amplitude après la réflexion qu'avant. Évidemment, ceci ne fait pas vraiment de sens, donc cette incohérence provient certainement des données qui étaient très variables d'un essai à l'autre. Comme il a été mentionné, il se peut que de l'interférence constructive ou destructive ait modifié le signal d'onde de surface pour cet échantillon. Pour les échantillons avec la couche, les facteurs de réflexion sont plus faibles que 1, ce qui a beaucoup plus de sens. On peut supposé que la présence de la couche modifie le facteur de réflexion au bout de l'échantillon, mais comme les résultats sont très imprécis, on ne peut rien conclure.

Pour ce qui est des résultats d'angle de perte, ceux-ci sont tous dans le même ordre de grandeur, mais sont aussi très imprécis. En commençant par l'échantillon de référence NC1, on obtient un résultat avec une incertitude de 150% de la valeur. L'angle de perte pour cet échantillon est donc très peu significatif. Pour les échantillons déposés C1 et C2, on obtient des incertitudes d'environ 50% et 20% respectivement, ce qui est mieux, mais toujours assez imprécis. On retrouve tout de même le comportement des résultats qui est attendu, soit que les échantillons déposés aient des angles de perte supérieurs au substrat. Il est cependant difficile de conclure quant à la fiabilité de cette observation puisque la différence entre les angles de perte n'est pas significative (à cause de leur grande incertitude). Il peut aussi être surprenant de voir l'écart entre les deux résultats des échantillons C1 et C2. En effet, on s'attendrait à ce que leur angle de perte soit semblable en sachant que les deux couches ont été déposées au même moment dans la chambre de dépôt. En plus d'être imprécis, il se peut

que ces résultats soient inexacts, notamment à cause de l'interférence des ondes volumiques également générées par le transmetteur piézoélectrique dans les échantillons.

Puisque le calcul de l'angle de perte de la couche inclut les angles de perte du substrat et de l'échantillon déposé, les incertitudes de ces deux quantités se combinent. C'est pourquoi les résultats pour les couches ont des incertitudes aussi élevées, du même ordre ou plus grandes, avec des intervalles de confiance qui incluent des valeurs négatives non valides. Ces résultats ne sont donc pas très significatifs puisque très imprécis. Cette grande imprécision peut être justifiée par le grand manque de précision dans les mesures dues aux raisons expliquées plus tôt. On peut cependant observer l'ordre de grandeur des angles de perte obtenus et la comparer aux valeurs attendues pour la gamme de fréquences utilisée. Pour des fréquences aux alentours de 10 MHz, on s'attend à des valeurs d'angles de perte de $3-6 \times 10^{-3}$. On voit donc que les résultats obtenus sont beaucoup plus grands que ce à quoi on s'attend, allant d'un à deux ordres de grandeur de plus. Cette grande différence d'ordre de grandeur ne peut être expliquée seulement par l'imprécision des résultats due aux conditions de mesures. En effet, pour obtenir des résultats près des valeurs attendues, la différence d'angle de perte entre le substrat et un échantillon déposé doit être entre 10^{-4} et 10^{-5} , ce qui n'est pas du tout le cas pour cette série de mesure. Une hypothèse pour tenter d'expliquer l'incohérence de ces résultats est que les échantillons testés n'étaient pas recuits. Ce processus permet en effet de diminuer l'angle de perte dans les couches de Ta_2O_5 d'un facteur 2-3 [15], ce qui pourrait expliquer une partie de cette grande différence. Cette hypothèse n'explique qu'en partie l'écart des valeurs obtenues et attendues, on peut supposer qu'un autre phénomène favorise l'absorption d'énergie acoustique dans les échantillons avec une couche mince. Il est aussi possible que les pertes mécaniques des couches de Ta_2O_5 amorphe soit plus importantes que ce que les modèles rapportent pour la gamme de fréquences utilisées. Évidemment, les résultats sont trop imprécis pour conclure quoi que ce soit.

Série 2

La figure 2.16 présente la décroissance exponentielle de l'amplitude dans le temps des deux échantillons (avec couche mince et substrat seulement). Les deux prises de données pour chaque échantillon sont représentées sur le graphique, mais non identifiées (pour une meilleure visibilité). Les deux échantillons sont différenciés par la couleur et le style des points (étoile bleue : avec couche mince, ronds orange : référence)

Le tableau 2.8 donne les résultats des régressions linéaires pour l'analyse de la décroissance exponentielle d'ondes de surface sur les échantillons de la série 2 avec les écarts-types et corrélation des nuages de points. On obtient bien des pentes et ordonnées à l'origine négatives comme on s'attend et des incertitudes inférieures à la série 1. On remarque que les nuages de point associé aux deux échantillons sont assez dispersés, ce qui est davantage vrai pour la série de points bleus de l'échantillon déposé C2. Les points pour l'échantillon de référence

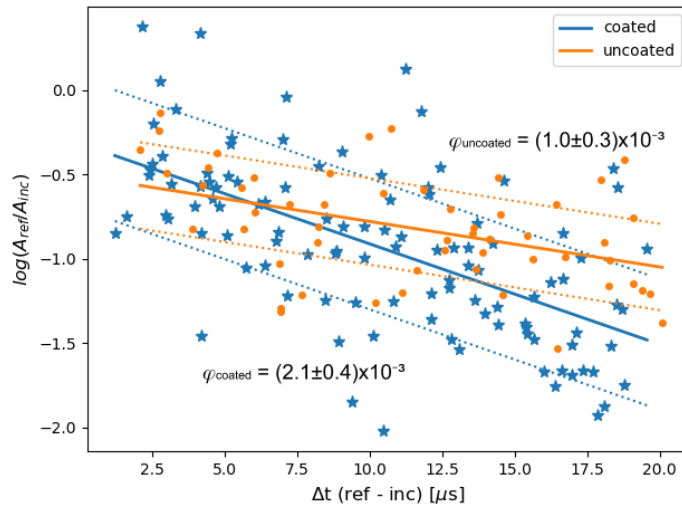


Fig. 2.16. Comparaison des échantillons C2 et NC1 (nettoyés) quant au logarithme des ratios des amplitudes réfléchis et incidentes en fonction de la différence de temps entre ces deux pics d'intensité. Les points correspondant à l'un ou l'autre des échantillons sont distinguables par le style de point et la couleur du point sur le graphique. Deux différentes séries de points par échantillons sont représentées, mais non identifiées. Puisque les nuages de points des deux échantillons se chevauchent grandement, il devenait difficile de distinguer quoi que ce soit en changeant la couleur ou le style des points pour identifier à quelle série de données ils appartiennent. Les droites de régression linéaire sont une moyenne pour les deux séries de mesure d'un même échantillon et sont accompagnées de deux droites parallèles qui représentent l'écart-type des points par rapport à cette droite.

NC1 sont un peu moins dispersés autour de la droite de régression. Ces observations sont confirmées par les valeurs d'écart-type des deux séries de points. Les mesures d'ondes de surface prises pour cette série de mesures étant assez bruyantes, cela affecte directement l'amplitude des pics incidents et réfléchis et de la même manière, leur ratio. L'écart-type plus élevé pour les points associés à C2 découle du fait que les mesures sont davantage bruyantes, comme on peut observer à la figure 2.12. Les coefficients de corrélation associés aux deux nuages de point sont pour leur part à peine supérieurs à 0.5. La régression linéaire reproduit donc assez mal le comportement observé pour les deux séries de points, malgré que la corrélation soit légèrement meilleure pour les points associés à C2. On peut associer ces grands écarts-types et faibles corrélations à la qualité des signaux récoltés. Ces deux valeurs sont dans les mêmes ordres que celles calculées pour la série de mesure 1, ce qui tend à nous indiquer que le niveau de précision est similaire. On peut cependant voir sur l'axe des abscisses que les points sont distribués sur une plus large échelle de temps, ce qui permet de mieux déceler la tendance et c'est pourquoi les résultats obtenus avec la régression linéaire sur ces nuages de points ont de plus faibles incertitudes.

Échantillon	a	b	σ	r
NC1	$-2.7 \pm 0.9 \times 10^4$	-0.51 ± 0.12	0.26	0.51
C2	$-6.0 \pm 1.0 \times 10^4$	-0.32 ± 0.12	0.39	0.64

Tableau 2.8. Résultats de la régression linéaire du ratio d'amplitude selon l'intervalle de temps des pics réfléchis et incidents pour la série de mesure 2. On retrouve la pente de la droite a, l'ordonnée à l'origine b, l'écart-type des points par rapport à la droite σ et le coefficient de corrélation des points r.

Les résultats d'angle de perte et les facteurs de réflexion au bout des échantillons obtenus avec les valeurs de la régression linéaire sont donnés dans le tableau 2.9. Premièrement, les facteurs de réflexion sont assez près l'un de l'autre et contrairement à ce qui était remarqué pour la série 1, celui de l'échantillon déposé est un peu plus élevé que pour le substrat seulement. Les nuages de points des deux échantillons se chevauchent grandement et l'ordonnée à l'origine des deux droites de régression sont sensiblement les mêmes, donc il n'y a pas de différence significative quant au coefficient de réflexion au bout des échantillons. On ne peut donc pas avancer que la couche a un effet significatif sur la réflexion malgré ce qu'on avait remarqué à la série précédente. La précision des résultats pour ces deux séries de mesures ne permet pas de conclure quant à cet aspect de la propagation des ondes de surface sur les échantillons.

Pour les résultats d'angle de perte, on obtient bien que celui-ci est plus petit pour l'échantillon NC1 que pour l'échantillon C2, ce qui signifie que l'énergie de l'onde de surface est plus dissipée dans cet échantillon en raison de la couche mince. De plus, la précision du premier résultat est sensiblement plus grande que pour le deuxième, avec une incertitude plus faible pour $\phi_{uncoated}$ que pour ϕ_{coated} .

Si on compare les résultats de cette série de mesure avec la précédente, on remarque que la précision est effectivement grandement meilleure pour cette série de mesure étant donné le plus grand nombre de points récoltés et la plus grande plage temporelle sondée. Pour l'échantillon de référence, qui est le même échantillon pour les 2 séries de mesures, la valeur d'angle de perte trouvée à la première était très peu significative à cause de la très grande incertitude sur le résultat (plus grande que le résultat lui-même). Le résultat obtenu pour cette série de mesures reste dans la même gamme de valeur, mais avec une bien meilleure précision. C'est aussi le cas avec l'échantillon déposé, encore une fois le même d'une série de mesure à l'autre, où la précision est meilleure. Il y a cependant une différence un peu plus marquée entre les valeurs d'angle de perte dans le sens où il y aurait davantage de dissipation dans l'échantillon de la première série de mesures que dans la deuxième. Ces résultats sont difficilement explicables comme il s'agit des mêmes échantillons. Le processus de nettoyage subit par les échantillons afin de les réutiliser peut peut-être avoir eu un impact sur leur

Échantillon	R	ϕ échantillon	ϕ couche
NC1	0.60 ± 0.07	$1.0 \pm 0.3 \times 10^{-3}$	-
C2	0.73 ± 0.09	$2.1 \pm 0.4 \times 10^{-3}$	$6 \pm 3 \times 10^{-2}$

Tableau 2.9. Sommaire des résultats par échantillons pour la série de mesure 2. Le coefficient de réflexion R est déterminé à partir de l'ordonnée à l'origine et l'angle de perte ϕ échantillon par la pente. L'échantillon avec dépôt de Ta_2O_5 C2 est comparé à l'échantillon de référence (substrat de verre B270) NC1 pour obtenir l'angle de perte ϕ couche grâce à l'équation 2.1.6.

surface et donc sur la dissipation des ondes de surface. On ne peut par contre pas confirmer quoi que ce soit puisque les résultats de la série 1 sont très peu précis.

Un résumé des valeurs obtenues pour cette série de mesures se trouve dans le tableau 2.9 ainsi que la valeur de l'angle de perte pour la couche mince, le résultat qui nous intéresse ultimement. Ce résultat est obtenu à partir de l'équation 2.1.6. Pour ce qui est de la précision de l'angle de perte de la couche, celui-ci dépend de la même manière de la précision des valeurs d'angles de perte des deux échantillons. Comme l'incertitude sur les résultats était plus faible de manière générale lors de cette prise de mesure, il est normal d'observer que la précision est grandement meilleure. L'incertitude demeure cependant assez élevée, soit environ 50% du résultat. La valeur de 6×10^{-2} est plus faible que ce qui avait été obtenu pour le même échantillon lors de la première série de mesures, mais dans le même ordre de grandeur que pour l'échantillon C1. Il est encourageant de voir que la valeur obtenue est plus petite d'un essai à l'autre, puisque la valeur mesurée lors de la série 1 était beaucoup trop élevée par rapport à ce qui est attendu pour la couche mince. La valeur d'angle de perte de la couche mince pour la série 2 reste quand même plus élevée la valeur attendue, soit $3 - 6 \times 10^{-3}$ pour la gamme de fréquences de 10 MHz. Comme discuté pour la première série de mesures, le fait que les échantillons ne sont pas recuits pourrait expliquer une partie de cet écart. Il reste cependant à trouver d'autres facteurs qui contribuent à la dissipation dans les échantillons avec une couche mince.

Série 3

Effet du traitement

Pour vérifier si le traitement reçu par l'échantillon NC3 améliore la précision des résultats d'angle de perte par rapport à un substrat non traité, on le compare à l'échantillon NC2, qui est comparable aux substrats utilisés dans les deux premières séries. La figure 2.17 présente l'analyse de la décroissance exponentielle de l'amplitude des ondes de surface dans le temps pour les échantillons NC3 et NC2. Les quatre séries de données par échantillons sont représentées, mais non identifiées afin de favoriser la visibilité.

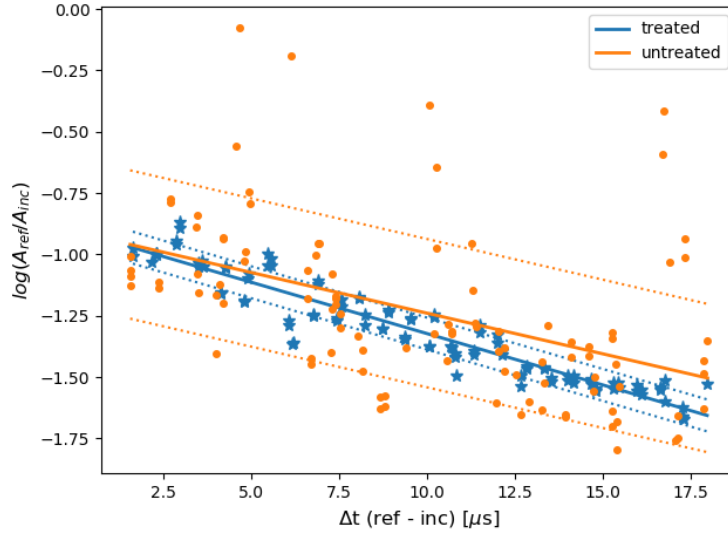


Fig. 2.17. Comparaison des échantillons NC2 et NC3 quant au logarithme des ratios des amplitudes réfléchis et incidentes en fonction de la différence de temps. Les points correspondant à l'un ou l'autre des échantillons sont distinguables par le style de point et la couleur du point sur le graphique. Quatre différentes séries de points par échantillons sont représentées, mais non identifiées. Puisque les nuages de points des deux échantillons se chevauchent grandement, il devenait difficile de distinguer quoi que ce soit en changeant la couleur ou le style des points pour identifier à quelle série de mesures ils appartiennent. Les droites de régression linéaire sont une moyenne pour les deux séries de mesure d'un même échantillon et sont accompagnées de deux droites parallèles qui représentent l'écart-type des points par rapport à cette droite.

Le tableau 2.10 donne les résultats de la régression linéaire associés aux séries de points des deux échantillons non déposés présentées à la figure 2.17. Sur ce graphique, on voit tout d'abord que le nuage de points associé à l'échantillon non traité est beaucoup plus étendu que celui de l'échantillon traité. Cette observation est confirmée par la valeur d'écart-type des deux nuages de points, qui est beaucoup plus faible pour l'échantillon traité NC3 que pour NC2. Aussi, plusieurs points oranges s'éloignent grandement de la tendance principale des deux nuages de points (au haut du graphique), ce qui peut vouloir dire que le détecteur était moins bien ajusté lors de la récolte des signaux qui ont mené à ces points. Le coefficient de corrélation pour ce nuage de point en est donc affecté puisqu'il est assez faible à 0.49, ce qui veut dire que la tendance linéaire mauvaise. Le nuage de points bleus, avec $r=0.95$, forme une droite très distinguable. Étant donné que ces deux paramètres sont grandement supérieurs pour NC3 que pour NC2, on obtient nécessairement des paramètres de droites beaucoup plus précis pour l'échantillon traité. En effet, pour les deux paramètres, la pente et l'ordonnée à l'origine, on obtient des résultats similaires pour les deux échantillons, mais 4 à 5 fois plus précis pour l'échantillon NC3. Ces résultats pour l'échantillon non traité NC2

Échantillon	a	b	σ	r
NC2	$-3.0 \pm 1.3 \times 10^4$	-0.91 ± 0.14	0.30	0.49
NC3	$-4.2 \pm 0.3 \times 10^4$	-0.90 ± 0.03	0.07	0.95

Tableau 2.10. Résultats de la régression linéaire du ratio d'amplitude selon l'intervalle de temps des pics réfléchis et incidents sur les échantillons non déposés de la série 3. On retrouve la pente de la droite a, l'ordonnée à l'origine b, l'écart-type des points par rapport à la droite σ et le coefficient de corrélation des points r.

Échantillon	R	ϕ échantillon
NC2	0.40 ± 0.06	$1.2 \pm 0.4 \times 10^{-3}$
NC3	0.41 ± 0.01	$1.47 \pm 0.09 \times 10^{-3}$

Tableau 2.11. Sommaire des résultats pour les échantillons non déposés de la série de mesure 3. Le coefficient de réflexion R est déterminé à partir de l'ordonnée à l'origine et l'angle de perte ϕ échantillon par la pente.

sont assez similaire à ce qui a été obtenu lors de série de mesure 2, il est donc indéniable que le traitement permet d'obtenir de meilleurs résultats pour ce type d'analyse.

Les résultats d'angle de perte et de facteur de réflexion au bout des échantillons pour NC2 et NC3 sont présentés dans le tableau 2.11. Comme on avait remarqué pour les paramètres des droites de régression linéaire, les angles de perte sont très semblables pour les deux échantillons et les facteurs de réflexion sont pratiquement égaux. L'incertitude sur ces résultats est cependant bien plus petite pour NC3, ce qui vient confirmer que le traitement donné à l'échantillon a bel et bien un effet sur la précision des résultats qui nous intéressent.

Le traitement fait sur l'échantillon NC3 consiste en deux parties, soit le dépolissage du dos de l'échantillon et le polissage du bout. Le dépolissage de la face arrière permet de grandement diminuer le bruit observé dans les signaux d'ondes de surface récoltés. La diminution du bruit permet à la fois d'obtenir des pics mieux résolus dans le temps et d'avoir une amplitude du signal moins affecté par celui-ci. Cette partie du traitement permet d'améliorer grandement la précision du résultat d'angle de perte par rapport aux échantillons non traités. La deuxième partie du traitement visait aussi à augmenter la précision des résultats, mais en améliorant l'amplitude du signal réfléchi afin que celui-ci soit moins affecté par le bruit dans le signal. Ce n'est cependant pas ce qui est observé avec les résultats obtenus, puisqu'on a des facteurs de réflexion presque pareils pour NC3 et NC2. Le traitement de polissage du bout de l'échantillon ne permet donc pas d'augmenter l'amplitude du signal réfléchi et il n'est pas nécessaire de l'appliquer pour les autres échantillons à tester.

Angle de perte de la couche mince

La figure 2.18 montre le ratio des amplitudes réfléchies et incidentes en fonction de la différence de temps entre les deux pics pour les échantillons C3 (avec couche, non traité) et NC3 (sans couche, traité). Les différents types de points sont utilisés pour identifier le type d'échantillon (étoiles : avec couche mince, ronds : substrat seulement) et les différentes couleurs de points notent les différentes séries de données prises sur un échantillon. On retrouve la série de points associé à l'échantillon NC3 éparpillé autour de la droite de régression linéaire moyenne en noir et ceux associés avec l'échantillon C3 autour de la droite rouge.

Le tableau 2.12 présente les différents paramètres de régression linéaire obtenue avec les nuages de points associés aux deux échantillons. Avec la figure 2.17, on a déjà pu constater que le nuage de point de l'échantillon traité NC3 a un plus faible écart-type et est beaucoup mieux corrélés que pour les échantillons non traités. À la figure 2.18, on remarque que les points de C3 sont un peu plus épars que les points de NC3, mais assez bien regroupés tout de même, comme en témoignent les valeurs d'écart-type. Pour les deux échantillons, la corrélation linéaire est assez forte avec des valeurs très près de 1. Si l'on compare les points de l'échantillon C3 avec ceux de l'échantillon NC2 de la même série ou même pour les échantillons des séries précédentes, on voit que ces valeurs sont bien meilleures pour le premier, malgré qu'il n'ait pas reçu de traitement de dépolissage de la face arrière. En effet, l'écart-type des nuages de points pour NC2, C2(n) et NC1(n) se situe tous aux alentours de 0.30 et leur corrélation près de 0.50 alors que l'écart-type de C3 est deux fois plus petit

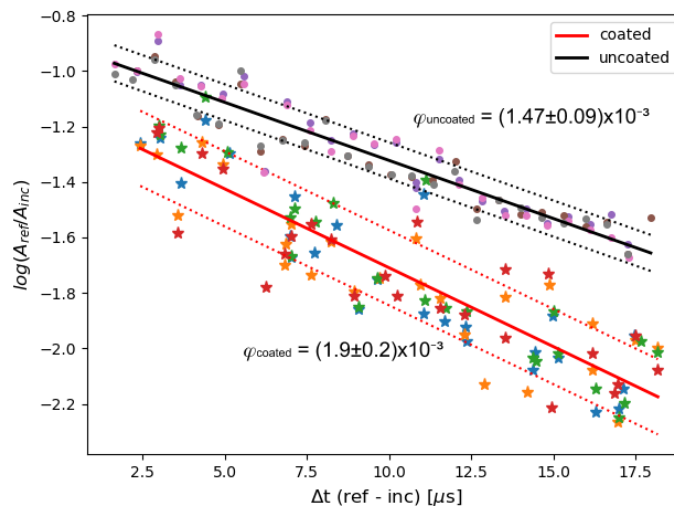


Fig. 2.18. Comparaison des échantillons C3 et NC3 quant au logarithme des ratios des amplitudes réfléchies et incidentes en fonction de la différence de temps. Les droites de régression linéaire sont une moyenne pour toutes les séries de mesure par échantillon et sont accompagnées de deux droites parallèles qui représentent l'écart-type des points par rapport à cette droite.

Échantillon	a	b	σ	r
NC3	$-4.2 \pm 0.3 \times 10^4$	-0.90 ± 0.03	0.07	0.95
C3	$-5.7 \pm 0.6 \times 10^4$	-1.14 ± 0.07	0.14	0.90

Tableau 2.12. Résultats de la régression linéaire du ratio d’amplitude selon l’intervalle de temps des pics réfléchis et incidents sur les échantillons NC3 et C3 de la série 3. On retrouve la pente de la droite a, l’ordonnée à l’origine b, l’écart-type des points par rapport à la droite σ et le coefficient de corrélation des points r.

et à une bien meilleure corrélation. Ces résultats sont en accord avec les observations faites lors de la discussion sur les signaux récoltés pour l’échantillon C3. Ce qui peut expliquer cette amélioration dans la prise de données serait la meilleure gestion de l’appareil de mesure par l’expérimentateur, afin de bien garder une mise au point constante du vibromètre laser. L’expérience acquise au fil des différentes séries de mesures permet donc aussi d’améliorer la prise de données.

Pour ce qui est des paramètres de la droite, la pente et l’ordonnée à l’origine, on obtient bien ce à quoi on s’attend. Les valeurs de a et b sont négatives pour les deux échantillons et la pente de l’échantillon déposé est plus prononcée que celle de l’échantillon de référence. La précision est cependant plus faible pour l’échantillon C3, ce qui était aussi attendu avec les valeurs d’écart-type et de corrélation discuter précédemment.

Les résultats d’angle de perte de facteur de réflexion au bout de l’échantillon pour C3 et NC3 sont présentés dans le tableau 2.13. Les facteurs de réflexion sont assez près l’un de l’autre, comme ce qui avait été trouvé lors de la comparaison des échantillons NC3 et NC2. Ce fait tend donc à confirmer que le polissage de la face où la réflexion de l’onde de surface s’effectue à peu d’impact sur l’amplitude du signal réfléchit.

L’angle de perte trouvé pour l’échantillon déposé C3 est plus élevé que celui de l’échantillon de référence NC3, comme attendu en raison de la dissipation de l’énergie dans la couche de Ta_2O_5 . Comme ce qui avait été remarqué pour les pentes dans le tableau 2.12, l’incertitude est plus élevée pour C3. La valeur d’angle de perte pour l’échantillon déposé obtenue est très similaire à ce qui avait été obtenu pour l’échantillon C1 de la première série et C2 de la deuxième série, mais avec une bien meilleure précision. Le maintien d’une bonne mise au point du détecteur tout au long de la prise de données à une influence non négligeable sur la précision de l’angle de perte.

Finalement, le résultat d’angle de perte pour la couche mince de l’échantillon C3 est aussi présenté dans le tableau 2.13. Cette valeur est calculée à l’aide de l’équation 2.1.6 avec les résultats d’angle de perte pour les échantillons C3 et NC3. On obtient un résultat dans le même ordre de grandeur que celui de la série 2. On note tout de même que celui-ci se rapproche davantage de la gamme de valeur à laquelle on s’attend pour le Ta_2O_5 amorphe, soit $3 - 6 \times 10^{-3}$ aux alentours de 10 MHz. Pour ce qui est de l’incertitude sur le résultat

Échantillon	R	ϕ échantillon	ϕ couche
NC3	0.41 ± 0.01	$1.47 \pm 0.09 \times 10^{-3}$	-
C3	0.32 ± 0.02	$1.9 \pm 0.2 \times 10^{-3}$	$2.3 \pm 1.1 \times 10^{-2}$

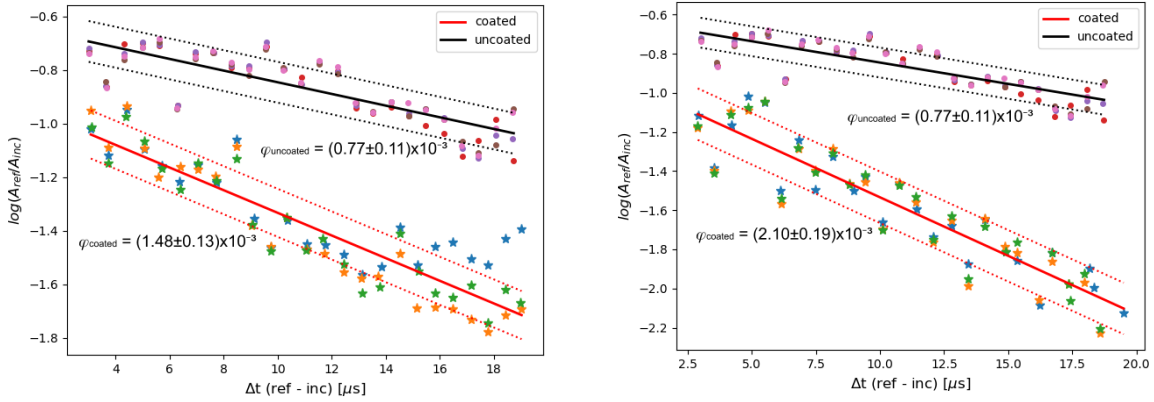
Tableau 2.13. Sommaire des résultats pour les échantillons NC3 et C3 de la série de mesure 3. Le coefficient de réflexion R est déterminé à partir de l'ordonnée à l'origine et l'angle de perte ϕ échantillon par la pente. L'échantillon avec dépôt de Ta_2O_5 C3 est comparé à l'échantillon de référence (substrat de verre B270) NC3 pour obtenir l'angle de perte ϕ couche grâce à l'équation 2.1.6.

d'angle de perte, celle-ci s'est grandement améliorée par rapport aux résultats précédents. Il est normal de voir une plus faible incertitude pour ce résultat, comme elle découle directement des incertitudes sur les angles de perte des échantillons déposés et de référence, qui sont aussi plus petits. Malgré qu'il s'agisse du résultat le plus précis obtenu pour l'instant, l'incertitude reste quand même environ 50% de la valeur d'angle de perte. Il faut donc encore davantage améliorer la prise de données afin d'avoir des incertitudes plus petites, surtout lorsqu'on considère que la valeur théorique encore plus petite que le résultat qu'on obtient.

Série 4

La figure 2.19 montre le logarithme du ratio des amplitudes réfléchies et incidentes en fonction de la différence de temps entre ces pics pour les échantillons NC3(n), C4 et C5 de la série de mesures 4. Les points ainsi que la régression linéaire associée à NC3 sont présentés dans les deux graphiques comme référence de la décroissance de l'amplitude pour le substrat. Les différentes couleurs de points représentent les différentes séries de signaux récoltés pour un échantillon. Les points en forme d'étoile sont utilisés pour les échantillons déposés alors que les ronds sont pour l'échantillon de référence dans les deux figures. Les points des échantillons déposés se retrouvent autour de la droite de régression rouge alors que ceux de l'échantillon de références sont près de la droite noire.

Le tableau 2.14 présente les résultats des régressions linéaires réalisées sur les nuages de points associés aux échantillons de la série 4. Premièrement, on voit que tous les nuages de points sont assez regroupés autour de leur droite de régression. On notait le même comportement pour l'échantillon NC3 de la série 3, qui avait reçu le traitement de dépolissage du dos tout comme les présents échantillons. Les valeurs d'écart-type obtenues viennent corroborer ce comportement observé, alors que celle-ci sont du même ordre que pour NC3 et bien plus petites que celles des autres échantillons. La corrélation quant à elle est plutôt bonne avec environ 0.8-0.9, alors que les autres échantillons se situaient plus autour de 0.5. Comme lors du test de la série 3 sur l'échantillon NC3, celui-ci présente un écart-type très bas, c'est-à-dire que les points sont assez rapprochés de la droite de régression linéaire, mais la corrélation est moins bonne pour la série de mesure 4. Ces caractéristiques sont attribuables



(a) Décroissance exponentielle pour les échantillon C4 et NC3. (b) Décroissance exponentielle pour les échantillon C5 et NC3.

Fig. 2.19. Comparaison des échantillons avec couche mince C4 et C5 à l'échantillon de référence (substrat seulement) NC3 quant au logarithme des ratios des amplitudes réfléchis et incidentes en fonction de la différence de temps entre ces deux pics d'intensité. Les droites de régression linéaire sont une moyenne pour toutes les séries de mesure par échantillon et sont accompagnées de deux droites parallèles qui représentent l'écart-type des points par rapport à cette droite.

à ce qui avait été observé pour les signaux à la section précédente, soit que le niveau de bruit était assez faible, mais que la tendance décroissante n'était pas tout à fait présente. On peut potentiellement expliquer cette moins bonne corrélation par une moins bonne cohérence entre les signaux eux-mêmes, c'est-à-dire une mise au point plus variable. Pour l'échantillon C4, l'écart-type est presque aussi faible, mais la corrélation est sensiblement meilleure. Ceci s'explique grâce au faible niveau de bruit, qui permettait de bien distinguer les pics réfléchis, et à la tendance plutôt marquée des pics incidents, qui dénote une meilleure cohérence et une mise au point assez constante du détecteur. Quant à l'échantillon C5, c'est un peu le contraire de l'échantillon NC3. Comme les pics réfléchis étaient assez faibles, ils pouvaient se confondre avec le reste de la courbe, ce qui fait que l'écart-type des points par rapport à la droite moyenne est un peu plus grand. La tendance était cependant bien remarquable dans le graphique 2.14 b, ce qui donne une meilleure corrélation. On observe donc encore une fois que la qualité des signaux récoltés quant au niveau de bruit et à la meilleure cohérence des signaux entre eux (avec une mise au point plus stable) permet d'obtenir un meilleur comportement linéaire lorsqu'on observe la décroissance de l'amplitude dans le temps.

Les paramètres de régression, soit la pente et l'ordonnée à l'origine, quant à eux, sont négatifs comme on s'attend et se retrouve dans le même ordre de grandeur que pour la plupart des échantillons des autres séries de mesures. Leur précision est cependant bien meilleure que pour la plupart de ces échantillons, mais comparable à celle de l'échantillon NC3 de la troisième série de mesure. On peut donc s'attendre à des résultats similaires à ce qui a été obtenu pour les autres séries de mesures, mais avec des incertitudes plus petites.

Échantillon	a	b	σ	r
NC3	$-2.2 \pm 0.3 \times 10^4$	-0.63 ± 0.04	0.08	0.81
C4	$-4.2 \pm 0.4 \times 10^4$	-0.91 ± 0.05	0.09	0.91
C5	$-6.0 \pm 0.5 \times 10^4$	-0.94 ± 0.06	0.13	0.92

Tableau 2.14. Résultats de la régression linéaire du ratio d’amplitude selon l’intervalle de temps des pics réfléchis et incidents sur les échantillons de la série 4. On retrouve la pente de la droite a, l’ordonnée à l’origine b, l’écart-type des points par rapport à la droite σ et le coefficient de corrélation des points r.

Le tableau 2.15 donne les valeurs d’angle de perte et de facteur de réflexion calculées à l’aide des paramètres obtenues avec la régression pour chaque échantillon. Les facteurs de réflexions au bout de l’échantillon ainsi que leurs incertitudes sont très similaires à ce qui a été trouvé à la série de mesure 3. Le fait que le facteur de réflexion de l’échantillon de référence soit plus élevé que ceux avec une couche mince ne signifie pas nécessairement que la couche mince réduit ce facteur puisque le contraire a aussi été observé pour les autres séries de mesures. Il est davantage probable qu’il s’agisse d’une variation due aux conditions de l’expérience. Aussi, ces échantillons n’ont pas subi de polissage de la face du bout et présentent un facteur de réflexion tout à fait similaire à l’échantillon NC3 de la série 3, qui a reçu ce traitement. Ceci vient donc confirmer que ce traitement à peu d’effet et qu’il n’est pas nécessaire de le réaliser pour avoir de meilleurs résultats.

Comme il avait été observé pour les valeurs dans le tableau 2.14, les valeurs se situent toutes dans les mêmes ordres de grandeur que pour les échantillons précédents, mais leur précision est bien meilleure, soit très près de ce qui a été obtenu pour l’échantillon NC3 à la série précédente. L’incertitude de l’angle de perte de C5 est légèrement plus grande, ce qui est attribuable au plus grand écart-type des points par rapport à la droite de régression linéaire. Comme on s’attend, les valeurs d’angle de perte pour les échantillons déposés sont plus grandes que pour l’échantillon de référence, étant donné une plus grande absorption d’énergie due à la présence de la couche mince. Le résultat d’angle de perte pour NC3 est assez différent du résultat obtenu lors de la série de mesures 3. En effet, pour l’échantillon NC3(n), l’angle de perte est de $1.47 \pm 0.09 \times 10^{-3}$, ce qui est environ 2 fois plus que la valeur obtenue cette fois. Ce comportement a été remarqué pour les échantillons repris entre la série 1 et 2, comme quoi le processus de nettoyage des échantillons aurait un effet sur la dissipation des ondes de surface. On fait donc la même observation entre les séries 3 et 4, mais il faudrait effectuer davantage de mesures pour confirmer la tendance. Pour l’échantillon C4, on obtient une valeur aussi un peu éloignée des valeurs précédentes, qui se situait plus autour de 2×10^{-3} . Le résultat est cependant en accord avec la tendance remarquée pour l’échantillon de référence, soit un angle de perte plus faible que pour les essais précédents. Finalement, l’échantillon C5 présente un angle de perte très semblable à celui des échantillons

Échantillon	R	ϕ échantillon	ϕ couche
NC3	0.53 ± 0.02	$0.77 \pm 0.11 \times 10^{-3}$	-
C4	0.40 ± 0.02	$1.48 \pm 0.13 \times 10^{-3}$	$3.7 \pm 0.8 \times 10^{-2}$
C5	0.39 ± 0.03	$2.10 \pm 0.19 \times 10^{-3}$	$7.0 \pm 1.1 \times 10^{-2}$

Tableau 2.15. Sommaire des résultats pour les échantillons de la série de mesure 4. Le coefficient de réflexion R est déterminé à partir de l'ordonnée à l'origine et l'angle de perte ϕ échantillon par la pente. Les échantillons avec dépôt de Ta_2O_5 C4 et C5 sont comparés à l'échantillon de référence (substrat de verre B270) NC3 pour obtenir l'angle de perte ϕ couche grâce à l'équation 2.1.6.

des autres séries de mesures. Il est cependant plus élevé que pour les deux autres échantillons de cette série de mesures. Deux explications sont possibles: la mise au point du détecteur a peut-être été modifiée au cours des mesures pour cet échantillon ou encore la conception de la couche sur l'échantillon est différente que pour l'échantillon C4. En effet, C5 a été produit lors d'un différent dépôt que la série d'échantillons C1 à C4, les conditions de dépôt étaient donc probablement différentes, ce qui peut modifier les caractéristiques de la couche mince. Il serait par contre surprenant de voir que ces facteurs modifient autant les résultats.

Enfin, on retrouve également les angles de perte des couches des échantillons C4 et C5 dans le tableau 2.15, calculés avec l'équation 2.1.6. On obtient des résultats similaires à ceux des séries de mesures précédentes, soit dans l'ordre de 10^{-2} . Le résultat pour l'échantillon C4 est assez près de ce qu'on avait obtenu pour C3, quoiqu'un peu plus élevé. Le résultat pour C5 est significativement plus élevé, mais tout de même semblable à ce qui avait été observé pour l'échantillon C2 de la série 2. On voit par contre que les angles de perte ne se rapprochent pas vraiment des valeurs attendues pour cette gamme de fréquences ($3 - 6 \times 10^{-3}$), malgré que la précision soit meilleure que pour la plupart des autres résultats. On a effectivement des incertitudes plus faibles que pour tous les autres échantillons dans le cas de C4 et égale au résultat de la série 3 pour C5. Ces incertitudes demeurent cependant assez grandes relativement aux résultats auxquels elles sont associées, soit environ 20% et 15% pour C4 et C5 respectivement.

2.3.3. Discussion des résultats

Au fil des différentes séries de mesures, plusieurs améliorations ont été apportées à la méthode de prise de données ainsi qu'aux échantillons. Celles-ci ont notamment permis d'obtenir des résultats plus précis et plus près des valeurs attendues pour les angles de perte. Premièrement, l'attention portée à la mise au point du vibromètre laser doit être constante. Comme cette mise au point se fait de manière automatique à chaque fois que l'on déplace l'échantillon (i.e. à chaque mesure), elle peut se dérégler et compromettre la qualité du signal. Des signaux qui se suivent peuvent donc comporter un niveau de bruit différent et avoir des amplitudes qui varient grandement. Ces incohérences dans la prise de données mènent à une plus grande dispersion des points lorsqu'on analyse la décroissance de l'amplitude dans le temps (selon la position) et donc une moins bonne précision de la régression linéaire. Ensuite, il faut récolter les signaux sur la plus grande distance possible à la surface de l'échantillon afin d'obtenir une assez grande plage temporelle pour les données de ratio d'amplitude. Ceci permet aussi d'avoir une plus grande précision au niveau de la régression linéaire puisque les points sont plus étalés sur l'échelle temporelle, ce qui permet de mieux cibler la tendance du nuage de point. Finalement, le traitement de dépolissage réduit considérablement le bruit dans les signaux récoltés. La diminution du niveau de bruit permet d'avoir des signaux plus cohérents entre eux et de mieux distinguer les pics d'amplitude incidents et réfléchis du reste de la courbe. Au final, on a que les ratios d'amplitude réfléchis sur incidents suivent mieux la tendance décroissance à laquelle on s'attend, ce qui augmente aussi grandement la précision de la régression linéaire. On aura compris que, puisque les résultats importants sont tirés en grande partie de la régression linéaire effectuée sur les séries de points de ratio d'amplitude en fonction de la différence de temps entre les pics, plus on augmente la précision de la régression linéaire, plus on a des résultats précis.

Après avoir apporté toutes les améliorations mentionnées à la méthode du transmetteur piézoélectrique amovible et analysé les différentes séries de mesures récoltées, on peut conclure par rapport à cette méthode quant aux résultats obtenus. Les résultats d'angle de perte pour les couches des différents échantillons déposés sont présentés dans le tableau 2.16. L'intervalle des résultats est aussi présenté dans la figure 2.20 en comparaison avec les résultats des simulations numériques de Puosi *et al.* [6]. Malgré une grande amélioration de la précision lors de la dernière série de mesures par rapport aux précédentes, l'incertitude des résultats demeure très élevée. Effectivement, l'incertitude sur les angles de perte des échantillons a pu être abaissée à environ 1×10^{-4} sur des valeurs allant de 1 à 2×10^{-3} . Cependant, comme les résultats des échantillons de référence et déposés doivent être combinés et multiplier par le ratio des énergies vibrationnelles pour obtenir la valeur d'angle de perte pour la couche, l'incertitude de ce résultat est plutôt autour de 1×10^{-2} . Pour les valeurs d'angle de perte obtenues avec cette méthode, il ne s'agit pas d'incertitudes beaucoup trop

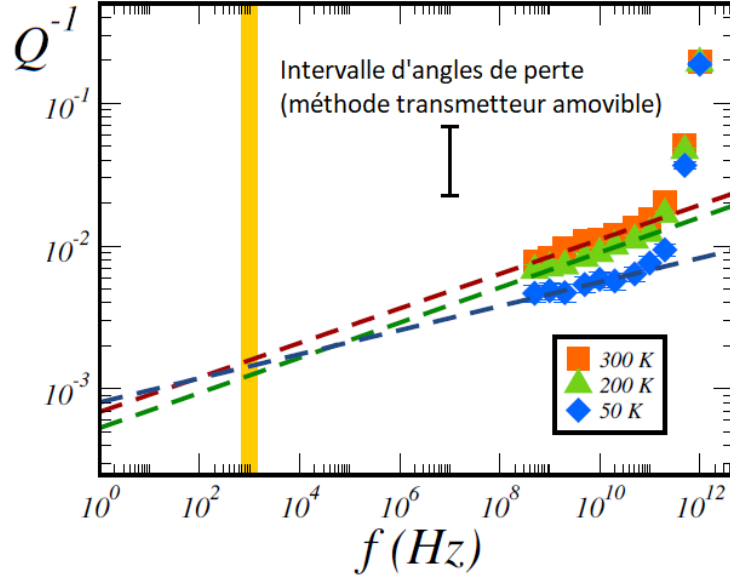


Fig. 2.20. Comparaison des résultats de simulation numérique par dynamique moléculaire de Puosi *et al.* et des résultats obtenus par la méthode du transmetteur piézoélectrique amovible. Les résultats expérimentaux sont représentés par un intervalle noir (sans le résultat C2) et ne tient pas compte des incertitudes présentées au tableau 2.16. Les points de couleur ainsi que les droites de régression sont les résultats obtenus par Puosi *et al.*. La bande jaune représente l'intervalle des fréquences sondées par la méthode GeNS. Figure inspirée des résultats présentés dans [6].

Échantillon	C1	C2	C2(n)	C3	C4	C5
ϕ couche ($\times 10^{-2}$)	3 ± 17	15 ± 17	6 ± 3	2.3 ± 1.1	3.7 ± 0.8	7.0 ± 1.1

Tableau 2.16. Sommaire des angles de perte des couches pour les échantillons déposés testés avec la méthode du transmetteur piézoélectrique amovible

grandes, mais le résultat attendu pour une couche mince de Ta_2O_5 amorphe est de $3-6 \times 10^{-3}$ pour la fréquence utilisé. On a donc présentement que l'incertitude est plus élevée que le résultat théorique lui-même, ce qui est problématique si on se rapproche davantage de ces valeurs. Aussi, on observe un bruit statistique important dans les résultats d'angle de perte d'un échantillon à l'autre. En effet, les valeurs obtenues sont toutes dans le même ordre de grandeur, mais ne convergent pas vers une même valeur. Le fait qu'un résultat soit plus ou moins près de ce qu'on s'attend semble plus être dû au hasard qu'à la manière dont on prend les données.

Afin d'améliorer la précision des résultats et que ceux-ci soient plus cohérents entre eux, certaines pistes de solutions peuvent être envisagées. D'abord, on pourrait augmenter le facteur de décroissance de l'amplitude de l'onde dans le temps dû à l'absorption de l'énergie par le matériau en augmentant la fréquence des ondes de surface (éq. 1.2.4). De cette manière, la variation de l'amplitude dans le temps dans les graphiques $\log(A_{ref}/A_{inc})$ selon Δt serait

plus importante et la corrélation des points serait meilleure, ce qui donnerait une plus grande précision aux valeurs de pente et d'ordonnée à l'origine dans la régression linéaire. Les résultats d'angle de perte découlant directement de la pente de ces graphiques, leur précision en serait alors améliorée. Il est cependant difficile de réaliser cette modification à la méthode de mesure à cause des appareils utilisés. La bande passante du générateur d'onde est limitée à environ 15 MHz et celle du détecteur, à 10 MHz, soit environ la fréquence utilisée pour l'expérience, donc il n'est pas possible d'effectuer ce changement pour l'instant. Par la suite, pour obtenir un signal plus cohérent d'une position à l'autre, il faudrait récolter les signaux plus loin du transmetteur afin d'être dans le champ lointain (*far field*) de la propagation des ondes de surface. En effet, comme on se trouve dans le champ rapproché (*near field*) du transmetteur, un phénomène d'interférence se produit à cause de sa surface de contact avec l'échantillon [23]. Dans le champ lointain, l'intensité de l'onde diminue de manière plus constante, ce qui permettrait probablement d'obtenir des signaux plus cohérents entre eux et d'obtenir une meilleure corrélation des points (i.e. meilleure précision). Il est cependant encore une fois difficile d'envisager cette solution, puisqu'il faudrait des échantillons de plus grande dimension, ce qui est difficilement réalisable avec le matériel de dépôt dont on dispose. Cette modification pourrait potentiellement régler le problème du bruit statistique des résultats, étant donné une moins grande variation aléatoire des signaux le long du parcours de prise de données.

En ce qui concerne les résultats d'angles de perte pour les couches minces, on remarque en observant la figure 2.20, sont plus élevés que les valeurs auxquelles on s'attend. En effet, les angles de perte obtenus vont de $2 - 7 \times 10^{-2}$, alors que les résultats attendus sont dans l'ordre de $3 - 6 \times 10^{-3}$, soit environ un ordre de grandeur trop élevé. Une partie de l'explication de l'écart entre ces valeurs a été avancée lors de l'analyse des résultats, soit que les échantillons testés n'ont pas reçu le traitement thermique de recuit (*annealing*) qui permet en général d'abaisser l'angle de perte d'un facteur 2 ou 3, dans le meilleur des cas [15]. En assumant qu'avec ce traitement, on réussirait à abaisser au maximum les angles de perte, on reste encore dans l'ordre de grandeur 10^{-2} , ce qui est encore plus grand qu'attendu. Cette différence nous pousse à avancer qu'il pourrait y avoir d'autres mécanismes de dissipation de l'énergie dans le matériau qui affecte l'angle de perte pour un régime de fréquences plus élevé. Il faudrait cependant investiguer davantage pour l'obtention d'une théorie qui expliquerait l'origine de ces mécanismes. Des résultats plus précis seraient cependant nécessaires pour, d'une part, confirmer l'écart entre l'angle de perte mesuré et attendu pour la gamme de fréquence de la dizaine de MHz, et d'autre part, chercher une explication qui permettrait de formuler une théorie quant à l'origine de ces mécanismes.

Chapitre 3

Cavité résonante d'ondes acoustiques de surface

3.1. Méthode

La deuxième méthode de génération d'onde acoustique de surface utilise les propriétés piézoélectriques d'un substrat pour générer les ondes mécaniques directement dans l'échantillon. Afin de contenir la propagation des ondes pour récolter les données, une cavité résonante acoustique est aussi nécessaire. Cette méthode est plus complexe à réaliser puisque l'échantillon doit contenir les éléments qui permettent d'émettre et de recevoir les ondes mécaniques ainsi que la cavité résonante acoustique. Les appareils de mesures sont cependant très simples à opéré et la prise de données se fait rapidement.

3.1.1. Échantillons

La réalisation de l'échantillon servant à l'expérience de cavité résonante d'ondes acoustiques de surface est basée sur l'article de Ramli et Nordin [28] en grande partie. Plusieurs concepts théoriques ont été explorés après la fabrication des échantillons, il en sera donc discuté après la présentation des résultats liés à ces échantillons.

Concept liés à la cavité résonante acoustique

La figure 3.1 contient un schéma d'un échantillon qui comprend le patron qui doit être placé sur le substrat afin de prendre les mesures d'ondes acoustiques de surface. Ce patron permet de créer une cavité résonante d'ondes acoustiques de surface (SAWR : Surface Acoustique Waves Resonator), analogue mécanique d'une cavité optique, où les ondes électromagnétiques sont contenues entre deux miroirs de Bragg. Dans le cas qui nous intéresse, les OEM sont remplacés par des ondes mécaniques, les SAW, et les miroirs optiques sont remplacés par des miroirs mécaniques.

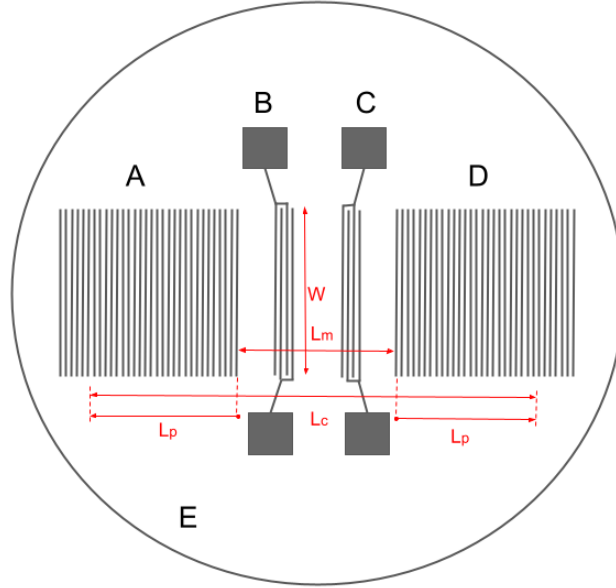


Fig. 3.1. Schéma d'un échantillon permettant de créer une cavité résonante d'ondes acoustiques de surface

La partie du schéma identifiée par E représente le substrat sur lequel est déposé le patron. Afin de produire les ondes acoustiques qui permettent d'étudier la dissipation dans un matériau grâce à cette méthode, nous devons avoir un substrat ayant des propriétés piézoélectriques. Un matériau piézoélectrique est un matériau dans lequel on retrouve l'effet piézoélectrique, c'est-à-dire qu'une polarisation électrique est induite lorsqu'on y applique un stress mécanique [29]. Cet effet s'applique aussi dans le sens inverse, donc un champ électrique appliqué induit une tension mécanique dans le matériau. On veut utiliser cet effet afin de convertir un signal électrique en onde acoustique dans le matériau pour s'y faire propager des SAW. On utilise aussi le même effet pour recevoir l'onde acoustique et la reconvertir en signal électrique afin de pouvoir récolter les données. Il faut donc être en mesure de connecter les échantillons à un générateur de signal et à l'appareil de mesure. Pour ce faire, il faut que les substrats soient munis d'électrodes qui y sont directement apposées. Le substrat doit donc aussi être un bon isolant pour que le signal électrique soit contenu seulement dans les électrodes.

Les deux parties identifiées par B et C du schéma représentent les électrodes du SAWR, qui agissent comme émetteur et récepteur de signal. Pour obtenir des ondes acoustiques de surfaces avec une certaine fréquence, on utilise un patron d'électrode qu'on dit "interdigitales", ou IDT (*interdigital transducers*). Les électrodes sont donc formées par des "doigts" entremêlés d'une longueur W , d'une certaine largeur et d'une certaine distance, tous deux caractéristiques de la longueur d'onde désirée. Les IDT sont composés de deux côtés, un relié à la masse, et l'autre, soit au générateur de signal ou à l'appareil de mesure. Les doigts d'un même côté d'IDT sont donc équipotentiels, mais il y a une différence de potentiel entre les

doigts qui sont côte à côte. En introduisant un signal électrique du côté du générateur, on crée des ondes acoustiques de surface qui se propagent perpendiculairement aux doigts grâce à l'effet piézoélectrique du substrat. La fréquence des SAW est déterminée par leur vitesse de propagation dans le matériau v_{SAW} et la longueur d'onde λ_0 ($f = v_{SAW}/\lambda_0$). C'est le patron d'électrode qui détermine la longueur d'onde des SAW. La largeur de chaque doigt des IDT ainsi que la distance entre deux doigts sont de $\lambda_0/4$. De plus, la distance entre les deux électrodes doit aussi être un multiple de la demi-longueur d'onde afin d'optimiser la propagation de l'onde dans la cavité. Les carrés rattachés à chaque IDT de chaque côté sont placés ainsi afin de faciliter la connexion aux appareils de mesures.

Les parties A et D du schéma de l'échantillon représentent les miroirs de Bragg mécanique qui forment une cavité acoustique de Fabry-Pérot. Ces miroirs reflètent les ondes grâce à deux mécanismes complémentaires. La première contribution au facteur de réflexion est mécanique et est analogue à un miroir de Bragg optique, où plusieurs couches de deux matériaux de différents indices de réfraction se superposent. Dans le cas qui nous intéresse, les miroirs sont formés par des couches de matériaux ayant des impédances acoustiques différentes. Une partie de l'onde acoustique est alors reflétée lorsqu'elle change de milieu de propagation. La seconde contribution est donnée par le couplage piézoélectrique des doigts métalliques et du substrat. De la même manière que pour le IDT, les miroirs sont formés de doigts d'une longueur W et dont la largeur et l'espacement sont de $\lambda_0/4$. L'arrangement périodique des doigts dans les miroirs permet seulement à certaines fréquences de se propager dans la cavité, qu'on nomme modes. La cavité accepte aussi seulement des fréquences sur une certaine largeur de bande déterminée par ses différents paramètres. Dépendamment de cette largeur de bande, la cavité peut avoir une ou plusieurs fréquences de résonance.

Conception de l'échantillon

Plusieurs matériaux peuvent être utilisés comme substrat de l'échantillon afin de tirer profit de leur propriété piézoélectrique. L'article de Ramli et Nordin [28] en propose quelques-uns avec leur constante de couplage piézoélectrique κ^2 . Une première série d'échantillons furent fabriqués avec des substrats de quartz ($\kappa^2 = 0.11\%$), un choix motivé par la facilité d'approvisionnement. Après plusieurs tests non concluants, il fut retenu que la constante de couplage était trop faible pour obtenir un signal assez fort et obtenir de bonnes mesures. Nous avons donc choisi le matériau ayant la plus forte constante de couplage de cette liste, le $LiNbO_3$ ($\kappa^2 = 4.6 - 5.6\%$), pour maximiser le transfert du signal électrique vers l'échantillon sous forme d'onde acoustique. Le substrat obtenu avec le fournisseur est une gaufre de $LiNbO_3$ 128 deg $Y - cut$ de 10 cm (4") de diamètre et dont la vitesse de propagation des ondes de surface est 3979 m/s [30].

Les IDT ainsi que les miroirs de Bragg sont constitués du même matériau, soit un métal pour pouvoir conduire l'électricité. Le métal le plus souvent utilisé dans ce genre d'expérience est l'aluminium. C'est d'ailleurs ce métal qu'utilise [28] dans leurs calculs et leurs expérimentations. Le régime de fréquence visé pour notre expérience est dans la dizaine de MHz, il faut donc concevoir l'arrangement des doigts des IDT et des miroirs en conséquence. Nous avons décidé d'y aller avec deux longueurs d'onde différentes afin de pouvoir bien distinguer le signal d'onde acoustique de surface d'un éventuel bruit dans les mesures. Les longueurs d'onde λ retenues sont de $120 \mu\text{m}$ et $200 \mu\text{m}$, ce qui donne des doigts et espacements de $30 \mu\text{m}$ et $50 \mu\text{m}$ et des fréquences de résonance attendues de 33.15 MHz et 19.89 MHz respectivement. Le nombre de doigts de chaque IDT est basé sur celui de [28], soit 6 doigts, donc 3 par côté de IDT. On place les miroirs à une distance de $L_m = 11\lambda_0$ pour laisser assez d'espace pour les deux IDT, qui ont une largeur totale de $3\lambda_0$. La distance entre des deux électrodes doit être un multiple de la demi-longueur d'onde. On choisit également $3\lambda_0$, ce qui laisse un espace de $1\lambda_0$ entre les IDT et les miroirs de chaque côté. Pour la longueur des doigts, on décide d'y aller avec $W=2 \text{ cm}$ pour les deux échantillons, afin de laisser de l'espace sur le substrat pour installer les connecteurs carrés de part et d'autre des IDT. Pour avoir les miroirs les plus efficaces possibles sur le substrat de 10 cm de diamètre, on prend le reste de l'espace disponible de chaque côté des IDT, soit environ 4.5 cm, ce qui laisse quelques millimètres sur les côtés de l'échantillon. Comme chaque doigt à une largeur de $\lambda/4$ et un espacement de la même largeur, on doit mettre 750 doigts par miroir pour l'échantillon $\lambda = 120 \mu\text{m}$ et 450 doigts par miroir pour l'échantillon $\lambda = 200 \mu\text{m}$.

L'efficacité des miroirs est donnée par la longueur de pénétration L_p des ondes dans le miroir. Cette longueur est tirée du facteur de réflexion de chaque élément du miroir, donc de chaque doigt métallique. L'article de Ramli et Nordin [28] donne le facteur de réflexion r de chaque doigt pour un substrat de $LiNbO_3$ et des doigts d'aluminium ainsi que la longueur de pénétration de l'onde dans les miroirs.

$$r = -0.375(\kappa^2 - 0.25)h/d, \quad L_p = \lambda/(4|r|) \quad (3.1.1)$$

Le facteur de réflexion comprend la constante de couplage piézoélectrique du $LiNbO_3$, soit $\kappa^2 = 0.046$, l'épaisseur h de chaque doigt et d , la largeur d'un doigt et de leur espacement, soit $d = 2 \cdot \lambda/4 = \lambda/2$. La longueur totale de la cavité est donnée par $L_c = L_m + 2 \times L_p$.

Afin d'avoir une idée de la limite de mesure d'angle de perte du système, on souhaite quantifier les pertes de l'échantillon en obtenant une valeur théorique pour le facteur de qualité. Les sources de pertes du système sont nombreuses (discuté à la section 3.2.3) et, en se combinant, font en sorte de diminuer le facteur de qualité total de la manière suivante [31]:

Échantillon	L_c (cm)	$ \Gamma $	Q_0
$\lambda = 120 \mu\text{m}$	8.91	0.434	4120
$\lambda = 200 \mu\text{m}$	9.04	0.167	1704

Tableau 3.1. Paramètre des miroirs et facteur de qualité interne (Q_0) des deux échantillons réalisé pour l'expérience de cavité résonante d'onde acoustique de surface. L_c est la longueur totale de la cavité et $|\Gamma|$ est le coefficient de réflexion des miroirs de doigts métalliques. Les échantillons sont identifiés par la longueur d'onde de résonance de la cavité.

$$Q = \left(\sum_n \frac{1}{Q_n} \right)^{-1} \quad (3.1.2)$$

où n dénote les différentes sources de pertes et Q_n , le facteur de qualité associé. La limite supérieure de Q est donnée par le facteur de qualité interne Q_0 de la cavité résonante. À partir des différents paramètres utilisés pour construire l'échantillon, on peut déterminer le facteur de qualité interne, donné par l'équation 3.1.3[31], qui dépend principalement des miroirs qui forment la cavité.

$$Q_0 = \frac{1}{2} \frac{\omega_r L_c}{v_R (1 - |\Gamma|)} \quad (3.1.3)$$

On retrouve ω_r , la fréquence angulaire de résonance, et L_c , la longueur de la cavité, au numérateur et v_R , la vitesse des ondes de surface, et Γ , le coefficient de réflexion des miroirs, au dénominateur. Ce dernier paramètre est déterminé à partir du facteur de réflexion de chaque doigt métallique (r) et du nombre de doigts dans les miroirs (N_g) par la relation suivante[31]:

$$|\Gamma| = \tanh(r N_g)$$

On peut donc déterminer le facteur de qualité limite des échantillons réalisé avec les paramètres choisis. Les valeurs obtenues sont présentées dans le tableau 3.1.

Fabrication de l'échantillon

L'application du patron formant la cavité résonante sur le substrat de $LiNbO_3$ se fait par photolithographie. Cette technique permet d'"imprimer" des patrons avec d'assez fines résolutions allant jusqu'à $5\mu\text{m}$. La procédure consiste d'abord à nettoyer les substrats à l'acétone pour retirer les saletés de la surface pour à les chauffer pendant quelques minutes pour enlever les particules d'eau présente sur l'échantillon à cause de l'humidité ambiante. On applique par la suite deux résines sur le substrat, la première étant celle utilisée pour enlever le métal lorsque celui-ci sera déposé (*lift off*) et la deuxième est une résine qui réagit à la lumière, qui sert à appliquer le patron. L'échantillon est ensuite exposé à une source lumineuse pendant une durée de temps déterminée par l'épaisseur de la deuxième résine. Une

feuille d'acétate sur laquelle le patron est imprimé est alors apposée sur l'échantillon pour que l'exposition à la lumière se fasse selon ce patron. On trempe ensuite l'échantillon dans une solution qui permet de développer le patron puis on dépose la couche de métal qui formera la cavité dans une chambre de dépôt par évaporation. Le métal utilisé pour ces échantillons est l'aluminium. Ce matériau est utilisé en raison de la disponibilité du matériau et de la connaissance de différents paramètres liés au couplage piézoélectrique avec le $LiNbO_3$. L'épaisseur visée pour la couche métallique est de 500nm, ce qui prend environ 50 minutes à un taux de dépôt autour de 10nm/minutes. La dernière étape est le développement de la couche métallique (*lift off*) pour que seulement le patron reste sur l'échantillon. Pour ce faire, on utilise une solution qui réagit avec la première résine appliquée sur le substrat. Comme l'épaisseur de la couche de métal est assez considérable, on peut laisser l'échantillon jusqu'à plusieurs jours dans la solution pour que le développement soit complété.

3.1.2. Mesures

Tout d'abord, certaines difficultés ont été rencontrées avec le montage et lors de la prise mesure sur les échantillons de cavité résonante avec ce montage, ce qui a quelque peu ralenti le processus d'obtention des résultats. Les sous-sections qui suivent présentent le fruit de plusieurs essais afin d'obtenir des données qui permettent d'avoir des résultats présentables. L'un des principaux problèmes était celui de l'enceinte où placer l'échantillon pour la prise de mesure, qui fut réglé par la construction d'une boîte sonde (sous-section *Montage*). Il a aussi fallu bien déterminer la forme et la durée du signal électrique implémentées dans l'échantillon afin de bien exciter les modes de vibrations de la cavité résonnante (sous-section *Excitation des ondes de surface*). De plus, certains problèmes avec les contacts entre l'échantillon et le circuit de prise de donnée ont dû être adressés afin d'obtenir des données fiables à chaque essai (sous-section *Prise de données*).

Montage

Afin d'étudier l'atténuation des ondes acoustiques sur les échantillons de cavité résonante, on doit transmettre et récolter un signal électrique sur ces échantillons. Le montage utilisé pour la prise de données de SAWR est présenté à la figure 3.2. Pour générer les ondes acoustiques de surface sur l'échantillon, on utilise un générateur de fréquence. Le générateur de fréquence utilisé est le Keysight 33611A, qui a une bande passante de 80 MHz et 1 port de sortie. Considérant la gamme de fréquences visée par l'expérience, la bande passante de cet appareil est amplement suffisante. Le port de sortie du générateur est divisé en deux sorties BNC pour être relié en même temps à l'échantillon et à l'appareil de mesure par des câbles coaxiaux BNC.

L'échantillon est contenu dans la boîte sonde qui agit comme cage de Faraday afin de bloquer toute excitation externe au système. L'échantillon peut en effet être perturbé par

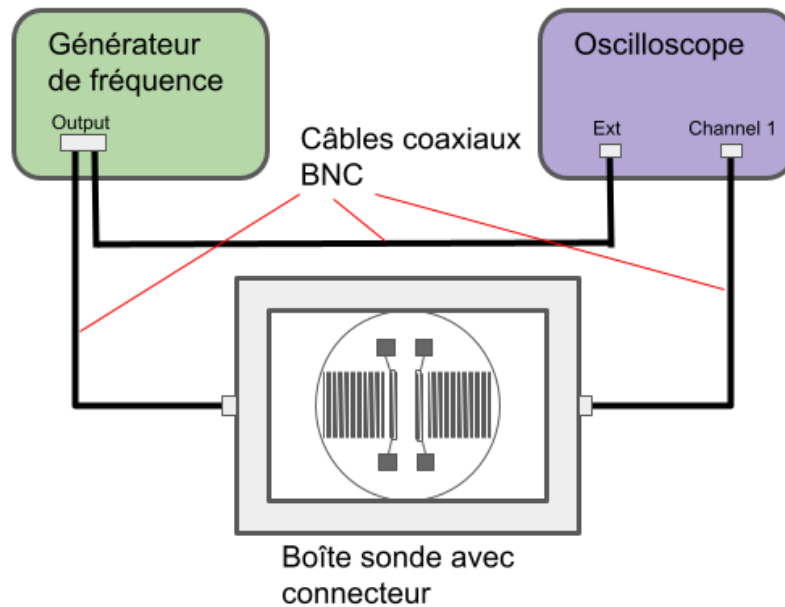


Fig. 3.2. Schéma de montage pour la prise de données d'atténuation d'onde acoustique de surface dans une cavité résonante.

toute sorte de signaux électromagnétiques puisque celui-ci agit comme une antenne pouvant retransmettre ces signaux sous forme de bruit. La boîte contient aussi un circuit électrique permettant de connecter l'échantillon au générateur et à l'appareil de mesure. L'entrée et la sortie du circuit de la boîte sont des connexions BNC. À l'entrée, une résistance de 50Ω est installée pour correspondre à l'impédance du générateur de fréquence. À la sortie, une autre résistance d'environ 70Ω est placée pour éviter l'accumulation de charges dans les connecteurs, étant donné que ceux-ci agissent comme des condensateurs. Pour connecter l'échantillon au circuit, quatre aiguilles d'or, sortent du circuit imprimé relié aux deux connexions BNC. Les aiguilles sont faites d'or pour qu'elles aient une résistance minimale et sont très courtes pour minimiser la longueur de fil non protégé. La protection sur les fils permet de bloquer la propagation d'OEM dans la boîte et aide à réduire le bruit dans le signal de l'échantillon. Les quatre aiguilles sortent du circuit imprimé vers le haut vis-à-vis chaque carré métallique pour ainsi connecter l'échantillon avec le reste du circuit. L'échantillon repose donc vers le bas sur les quatre aiguilles.

L'appareil de mesure qui est relié à la sortie de la boîte sonde est un oscilloscope. On branche le câble BNC dans une des entrées de l'oscilloscope et on relie l'une des sorties du générateur à son entrée externe, comme signal de référence. L'oscilloscope utilisé est le modèle DSOX1202A de Keysight qui a une bande passante de 100MHz et qui a une résolution temporelle jusqu'à $0.5ns$. Encore une fois, les caractéristiques de cet appareil sont bien suffisantes, vu la gamme de fréquences étudiée et la plage temporelle nécessaire pour

observer l'atténuation de l'onde dans la cavité. L'oscilloscope est aussi muni d'un port USB qui permet d'y brancher une clé pour récolter les données et pouvoir les analyser.

Excitation des ondes de surface

Afin de générer des ondes de surface sur l'échantillon et d'étudier leur atténuation, on veut exciter le système et le laisser évoluer dans le temps. On choisit donc la fonction «Pulse» du générateur de fonction. La fonction «Pulse» génère un signal qui atteint un certain voltage pendant un certain temps et qui revient à 0 jusqu'à ce que le signal recommence. Il est possible d'ajuster le temps de grimpe et de descente linéaire du signal pour que les côtés du pulse soient plus ou moins prononcés. La figure 3.3 montre de manière schématique le signal implémenté par le générateur de fréquence dans l'échantillon avec la fonction «Pulse».

Pour exciter la fréquence de résonance de la cavité, on veut un pulse qui reproduit la forme de l'onde désirée. Le pulse agit comme une demi-onde, donc on règle la durée du pulse comme étant la moitié de la période de l'onde. Au départ, la fréquence visée était sensiblement plus faible que ce qui a été obtenu au final et la durée du signal était un peu trop longue pour bien exciter les modes de vibrations. Cette différence peut s'expliquer par une légère différence entre les propriétés acoustiques théoriques du substrat de l'échantillon et ses valeurs réelles, ce qui modifie les valeurs de vitesse de propagation des ondes de surface ainsi que la fréquence de résonance de la cavité que l'on calcul avec ces propriétés. Il a donc fallu observer le signal de sortie de l'échantillon tout en variant la durée du signal électrique en entrée pour maximiser la réponse du circuit et obtenir une onde de la plus grande amplitude possible. Il a finalement été obtenu pour l'échantillon $\lambda = 120 \mu\text{m}$, la période d'une ondulation de 30.16 ns ($\theta = 15.08$ ns), ce qui correspond à une fréquence de 33.15 MHz et pour l'échantillon $\lambda = 200 \mu\text{m}$, la période de 50.28 ns ($\theta = 25.14$ ns), soit une fréquence de 19.88 MHz. Afin d'obtenir une bonne approximation de la forme de la demi-ondulation par le pulse, on implémente un pulse ayant une forme triangulaire. Ce choix est justifié par le fait que le premier terme de la série de Fourier du signal triangulaire a une plus grande amplitude par rapport aux autres, en comparaison à un signal carré. Ces deux types de signaux peuvent facilement être réalisés avec la fonction «Pulse». On peut voir l'amplitude des trois premiers termes de la série de Fourier des signaux triangulaires et carrés avec la constante A représentant l'amplitude arbitraire du signal.

$$\text{Signal Triangulaire} : b_1 = 8A/\pi^2, b_2 = 8A/9\pi^2, b_3 = 8A/25\pi^2$$

$$\text{Signal Carré} : b_1 = 4A/\pi, b_2 = 4A/3\pi, b_3 = 4A/5\pi$$

Pour construire la demi-ondulation triangulaire qui excitera les ondes de surface, on place le temps de grimpe et descente égaux avec une valeur de $\theta/2$. Pour avoir la plus grande amplitude possible à la sortie de l'échantillon, on veut obtenir des ondes de surface de la

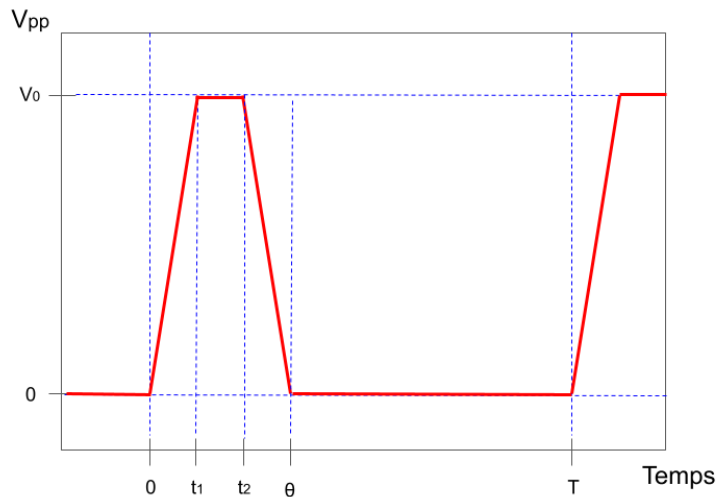


Fig. 3.3. Schéma du signal d'entrée pour l'expérience d'atténuation d'onde acoustique dans une cavité résonante. Les axes du graphique sont en Volt pic à pic (V_{pp}) par rapport au temps. Le pulse est d'une durée de θ et atteint un voltage maximal de V_0 . Chaque pulse est espacé d'un temps T , qui dépend de la fréquence de pulsation. Les côtés du pulse ont un temps de grimpe et de descente qui sont respectivement de t_1 et $\theta - t_2$.

plus grande amplitude possible. On règle donc l'amplitude du générateur à une tension de $10 V_{pp}$, le maximum de l'appareil. Pour la fréquence du pulse, il faut choisir un nombre qui laissera un temps d'évolution du système assez grand pour permettre l'atténuation des ondes dans la cavité. Considérant le facteur de qualité théorique calculé à la partie précédente, le temps caractéristique d'atténuations de l'onde dans la cavité peut aller jusqu'à $50 \mu s$. La fréquence de pulsation correspondant est de 20 KHz, mais comme on veut laisser davantage de temps au système pour évoluer et à l'onde de s'atténuer, on divise cette valeur par 4, soit la fréquence de pulsation $f_p=5$ KHz, donc $200 \mu s$ entre chaque pulse.

Prise de données

La prise de mesure s'effectue à l'aide de l'oscilloscope en positionnant l'échantillon vers le bas sur les aiguilles dans la boîte sonde. Il est bien important d'aligner les aiguilles avec les connecteurs carrés de l'échantillon pour que le contact se fasse de la bonne manière et que le signal se transmette bien. Pour s'assurer d'un contact optimal entre l'échantillon et les aiguilles d'or, on place des carrés de styromousse qui s'appuient sous le couvercle de la boîte pour appliquer une légère pression et garder l'échantillon en place. Le styromousse étant un isolant, il permet de retenir l'échantillon sans causé de bruit dans le signal. L'oscilloscope se réfère au signal de référence de l'entrée externe pour placer temporellement le signal récolté à partir de l'échantillon sur le moniteur. Les curseurs de l'oscilloscope permettent d'ajuster la graduation des axes pour bien observer le signal. Sur l'axe temporel, on veut être en

mesure de bien observer l'onde transmise ainsi que sa décroissance temporelle. Sur l'axe du voltage, on veut obtenir la plus grande amplitude possible pour avoir un maximum de détails dans les données. On peut aussi déplacer le signal par rapport à l'origine, on place donc le moniteur de l'oscilloscope de manière à observer l'onde induite par la pulsation dans la cavité, soit quelques μs après le pulse. Avec la clé USB, on peut sauvegarder les données dans un fichier .CSV, qui récolte l'amplitude en fonction du temps. L'incrément temporel des données s'ajuste automatiquement selon la graduation choisie des axes.

À chaque prise de mesure, on place l'échantillon dans la boîte sonde, on ajuste le moniteur de l'oscilloscope pour bien observer la zone d'intérêt du signal transmis puis on enregistre les données sur la clé USB. Afin de bien tester la reproductibilité des mesures, on espace dans le temps la prise de donnée, c'est-à-dire qu'on prend un temps de pause entre chaque enregistrement. Durant cette pause, on ferme les appareils de mesure puis on retire l'échantillon de la boîte pour que chaque mesure soit indépendante les unes des autres.

3.1.3. Analyse

Le paramètre d'angle de perte est déterminé à partir de la mesure du facteur de qualité Q de la cavité résonante. Le paramètre Q est déterminé à partir de l'analyse de l'atténuation de l'onde de surface dans le temps, soit du temps caractéristique τ tel que défini pour l'équation 1.2.4. Pour une onde de surface de fréquence f_r dont l'amplitude initiale est de A_0 , on a que l'amplitude de l'onde A en fonction du temps t est :

$$A(t) = A_0 e^{-t/\tau}, \quad \tau = \frac{Q}{\pi f_r}$$

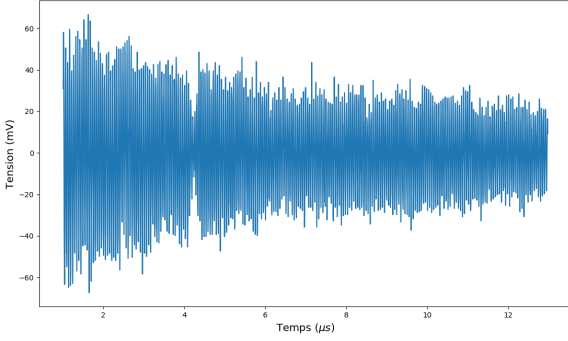
Les données récoltées sont sous la forme amplitude selon le temps, ce qui permet d'obtenir le facteur de qualité. On veut cependant simplifier la routine effectuée par l'algorithme pour améliorer l'analyse des données, c'est pourquoi on souhaite mettre la fonction en forme linéaire. On prend donc le logarithme de l'amplitude de la manière suivante :

$$\log(A(t)) = -t/\tau + \log(A_0) = at + b \quad (3.1.4)$$

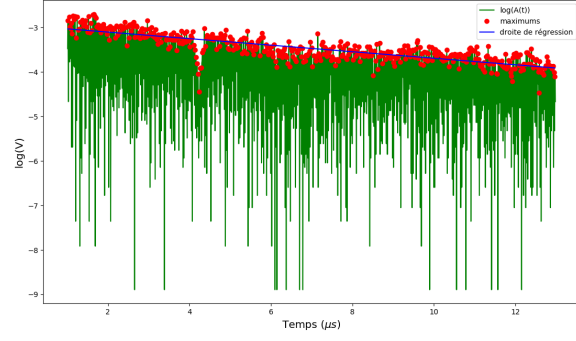
On obtient donc une forme linéaire, dont la pente $a = -1/\tau$ et l'ordonnée à l'origine $b = \log(A_0)$. On obtient alors le facteur de qualité avec :

$$Q = \frac{-\pi f_r}{a} \quad (3.1.5)$$

Pour retrouver les paramètres de la droite 3.1.4, on doit obtenir l'amplitude de l'onde à chaque cycle, on veut donc trouver les extremums du signal. Les extremums d'une série de données sont trouvés à l'aide de la fonction `find_peaks` de la librairie Python `scipy.signal`. Cette fonction prend comme argument un `array` de l'amplitude de la série de données et on lui donne la contrainte `distance` pour trouver les extremums selon une certaine distance



(a) Signal d'onde de surface dans la cavité résonante récolté par l'oscilloscope sur une plage temporelle d'environ $12 \mu s$ et décalé de $1 \mu s$ par rapport au pulse initial. La courbe bleue illustre la tension aux bornes du IDT de sortie en fonction du temps.



(b) Analyse graphique du signal présenté en (a). La courbe verte illustre le logarithme de la valeur absolue de l'amplitude du signal, les points rouges, les maximums locaux de la courbe verte et la ligne bleue, la régression linéaire sur les points rouges avec laquelle on obtient les paramètres de la droite et les valeurs de Q et ϕ .

Fig. 3.4. Exemple du signal mesuré et de l'analyse réalisée

temporelle (déterminé par la fréquence de l'onde). Afin de faciliter l'analyse des données, on prend la valeur absolue de l'amplitude pour que l'ensemble soit toujours positif. On a donc seulement à travailler avec des maximums de la courbe, qui représente en fait la demi-amplitude à chaque moitié de cycle. On peut alors associer chaque maximum trouvé à la valeur de temps qui lui correspond. Les paramètres a et b peuvent alors être calculé par régression linéaire à partir du logarithme de l'ensemble des maximums et de la série de valeur de temps correspondante. Le facteur de qualité est ensuite obtenu grâce à l'équation 3.1.5 et l'angle de perte, en prenant l'inverse de cette valeur ($\phi = 1/Q$). De la même manière que pour la première expérience (Ch.2), on utilise la méthode de régression linéaire décrite par [25]. La figure 3.4 (a) montre un exemple du signal de l'onde de surface qui évolue dans la cavité résonante et la figure 3.4 (b) montre un exemple de l'analyse réalisée sur une série de données pour obtenir les paramètres de la droite.

Afin de s'assurer que les ondes qui évoluent dans la cavité sont bien les ondes de surface auxquelles on s'attend, on veut obtenir le spectre de fréquence du signal récolté par l'oscilloscope. Pour ce faire, on applique les fonctions de transformée de Fourier du module `numpy.fft` de Python sur le signal mesuré. La fréquence est obtenue avec la fonction `rfftfreq` (fonction de transformée de Fourier réelle qui renvoie un vecteur de fréquences) en spécifiant comme argument la grandeur de l'axe temporel du signal et l'incrément de temps. L'amplitude de Fourier est obtenue avec la fonction `rfft` (fonction de transformée de Fourier réelle) en donnant le vecteur d'amplitude du signal. On peut alors mettre en relation la fréquence et l'amplitude de Fourier pour obtenir le spectre du signal et mesurer la fréquence de résonance de la cavité pour la comparer à celle prédite. Pour obtenir une valeur de fréquence ayant

une certaine incertitude. on applique une routine de *fit* basée sur une fonction de pic de résonance[32], dont l'amplitude selon la fréquence est donnée par:

$$A(\omega) = \frac{A_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega)^2}} \quad (3.1.6)$$

L'amplitude A est ici fonction de la fréquence angulaire $\omega = 2\pi f$ et A_0 est une constante arbitraire déterminée par l'amplitude initiale de l'onde. La fréquence angulaire de résonance est $\omega_0 = 2\pi f_0$, avec f_0 la fréquence de résonance, et γ est un facteur lié à l'amortissement de l'onde qui correspond à la largeur à mi-hauteur du pic de résonance. La routine de *fit* de la fonction 3.1.6 est valide pour un oscillateur harmonique amorti et entretenu, ce qui n'est pas la situation pour le signal mesuré. L'ajustement permet cependant d'obtenir la fréquence de résonance du signal en retrouvant les paramètres de la fonction, dont ω_0 , qui demeurent valide pour notre situation. Le facteur γ est lié au facteur de qualité de la cavité puisque ce dernier s'exprime aussi grâce au ratio de la largeur à mi-hauteur et de la fréquence de résonance. On ne peut cependant pas tirer Q directement de l'ajustement de la courbe puisque nous n'avons pas affaire à un oscillateur harmonique amorti et entretenu. De plus, la transformée de Fourier du signal est grandement influencée par les paramètres de mesure sur l'oscilloscope (i.e. échelle temporelle et d'amplitude), ce qui fait que la largeur à mi-hauteur change selon ces paramètres.

Calcul du ratio des énergies vibrationnelles W_s/W_c et angle de perte thermo-élastique

Comme lors de la première expérience, le but de cette démarche est d'obtenir une valeur d'angle de perte pour une couche mince déposée sur l'échantillon. Pour calculer ce facteur, on utilise l'équation 1.3.4, soit :

$$\phi_c^{méc} = \frac{W_s}{W_c}(\phi_{tot} - \phi_s) - \phi_c^{th-é}$$

Afin d'obtenir le résultat de l'angle de perte de la couche mince, il faut d'abord avoir les valeurs de ratio d'énergies vibrationnelles du substrat et de la couche ainsi que l'angle de perte lié aux pertes thermo-élastiques. Étant donné que le substrat utilisé pour l'échantillon a changé par rapport à la première expérience, on doit recalculer ces valeurs pour obtenir des résultats cohérents avec la situation de la présente expérience. Les méthodes et équations pour obtenir W_s/W_c et $\phi_{th-é}$ demeurent les mêmes que celles présentées à la section 2.1.3. Pour obtenir les bonnes valeurs, on doit simplement adapter les différentes constantes présentes dans les équations pour que celles-ci prennent en compte le nouveau substrat, le $LiNbO_3$. On prend comme épaisseur du substrat 1 mm, au lieu de 2 mm comme le substrat utilisé à l'expérience 1, l'épaisseur de la couche mince déposée sur l'échantillon reste la même, soit 1

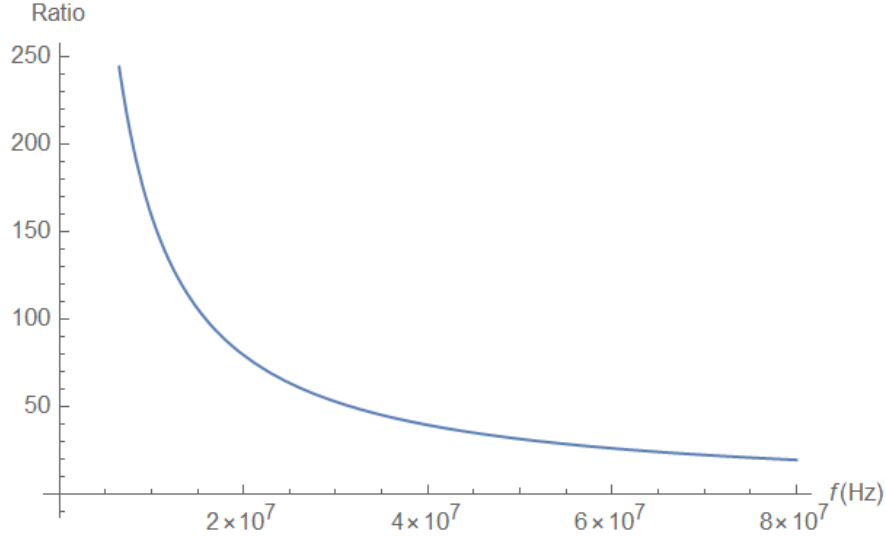


Fig. 3.5. Ratio des énergies vibrationnelles d’une couche mince de Ta_2O_5 d’épaisseur de 1 μm et d’un substrat de $LiNbO_3$ d’épaisseur de 1 mm selon la fréquence des ondes de surface se propageant sur un échantillon

μm . Le tableau 3.2 présente les valeurs trouvées pour les différentes propriétés mécaniques des matériaux utilisés[33].

Premièrement, on veut calculer le ratio des énergies vibrationnelles du substrat et de la couche selon la fréquence de l’onde qui se propage dans l’échantillon. La figure 3.5 présente cette relation pour le substrat de $LiNbO_3$ avec une couche de Ta_2O_5 pour un régime de fréquence autour de celui que l’on utilise.

Lorsqu’on compare cette figure avec la figure 2.4 qui présente la même relation, mais pour le substrat de SiO_2 B270, on observe que la forme de la courbe est très similaire. Cependant, les valeurs de ratio sont plus beaucoup plus élevées pour les fréquences plus basses avec le substrat de $LiNbO_3$ que pour le SiO_2 B270. Le substrat aura donc un plus grand impact sur le résultat d’angle de perte et sa précision pour cette expérience que la précédente.

Pour ce qui est des ratios spécifiques utilisés pour calculer l’angle de perte des échantillons, on obtient pour $\lambda = 200 \mu m$ (fréquence de résonance de 19.89 MHz), un ratio $W_s/W_c = 79.93$, et pour $\lambda = 120 \mu m$ (fréquence de résonance de 33.15 MHz), un ratio de $W_s/W_c = 47.88$. On voit donc même en augmentant de 2 à 3 fois la fréquence par rapport à l’expérience 1 (ou la fréquence d’excitation était de 9.08 MHz), on obtient des ratios plus élevé ou semblable. Les

Matériau	ρ (kg/m^3)	E (GPa)	ν
$LiNbO_3$	4.46×10^3	170	0.25
Ta_2O_5 amorphe	8.2×10^3	140	0.28

Tableau 3.2. Valeurs des propriétés mécaniques (densité $[\rho]$, module de Young $[E]$ et ratio de Poisson $[\nu]$) pour le $LiNbO_3$ et le Ta_2O_5 amorphe

Matériau	α (K^{-1})	C ($J/K \cdot m^3$)	k ($W/m \cdot K$)
<i>LiNbO₃</i>	14.8×10^{-6}	2.91×10^6	4.6
Ta ₂ O ₅ amorphe	3.6×10^{-6}	2.1×10^6	33

Tableau 3.3. Valeurs des propriétés thermo-élastiques (coefficient linéaire d'expansion thermique $[\alpha]$, chaleur spécifique volumique $[C]$ et conductivité thermique $[k]$) pour le *LiNbO₃* et le Ta₂O₅ amorphe

propriétés mécaniques du matériau utilisé auront donc une grande importance sur le résultat final.

L'autre facteur important à considérer et qui peut avoir un impact non négligeable sur les résultats d'angle de perte est l'angle de perte thermo-élastique. Celui-ci est obtenu en considérant les propriétés thermo-élastiques des matériaux en jeu. Le tableau 3.3 présente ces valeurs pour le *LiNbO₃*[33] et le Ta₂O₅.

On doit aussi prendre en compte la fréquence d'excitation des ondes dans ce calcul, donc on a une valeur d'angle de perte thermo-élastique différente pour les deux échantillons. Pour l'échantillon $\lambda = 200 \mu m$, on obtient $\phi_{th-\acute{e}} = 2.157 \times 10^{-3}$ et pour l'échantillon $\lambda = 120 \mu m$, on obtient $\phi_{th-\acute{e}} = 1.647 \times 10^{-3}$. Ces valeurs sont dans le même ordre de grandeur que les valeurs attendues d'angle de perte mécanique pour la gamme de fréquence utilisée soient environ $3 - 6 \times 10^{-3}$. On ne peut donc pas ignorer l'angle de perte thermo-élastique dans l'équation 1.3.4 car celui-ci a une influence très grande sur le résultat final. Les équations pour obtenir l'angle de perte mécanique pour chaque échantillon sont donc données par :

$$\phi_{c,\lambda=200\mu m}^{méc} = 79.93(\phi_{tot} - \phi_s) - 2.157 \times 10^{-3} \quad (3.1.7)$$

$$\phi_{c,\lambda=120\mu m}^{méc} = 47.88(\phi_{tot} - \phi_s) - 1.647 \times 10^{-3} \quad (3.1.8)$$

3.2. Résultats

Deux échantillons ont été réalisés afin de tester la méthode d'onde acoustique de surface en cavité, soit un échantillon dont la longueur d'onde est $120 \mu\text{m}$ et un autre dont la longueur d'onde est $200 \mu\text{m}$. Le but de l'expérience est évidemment de trouver l'angle de perte des échantillons et des couches minces qui y sont déposées. Cependant, à cause d'une logistique difficile, les couches minces n'ont pu être déposées sur les échantillons. On souhaite donc obtenir des résultats pour les échantillons sans couche mince pour avoir l'incertitude reliée à la mesure de l'angle de perte et ainsi juger de la pertinence d'une telle méthode de mesure.

Afin d'obtenir une certaine statistique sur les résultats liés à cette expérience, on réalise 30 prises de données par échantillon en effectuant la rotation de 180° à chaque essai. Comme l'échantillon est symétrique d'un côté et de l'autre de la cavité, la rotation ne devrait pas avoir d'impact sur les résultats. Cependant, ce déplacement de l'échantillon permet d'induire une certaine variabilité dans l'expérience et ainsi tester la reproductibilité des résultats.

3.2.1. Échantillon $\lambda=200 \mu\text{m}$

Le premier échantillon sur lequel les mesures ont été réalisées est celui dont la longueur d'onde est $200 \mu\text{m}$, qui a une fréquence de résonance attendue de 19.89 MHz. La figure 3.6 montre une image de cet échantillon où on remarque les différentes parties de la cavité résonante (miroirs, IDTs, connecteurs).

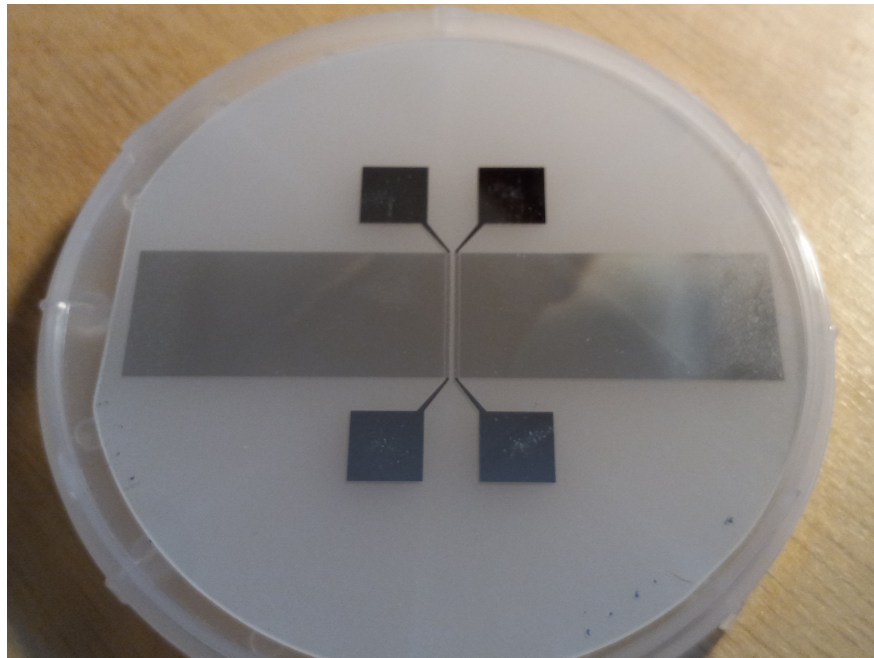


Fig. 3.6. Image de l'échantillon $\lambda = 200 \mu\text{m}$. Les parties métalliques forment le patron de la cavité résonante, la partie blanche est le substrat de LiNbO_3 dont la face du bas est dépolie.

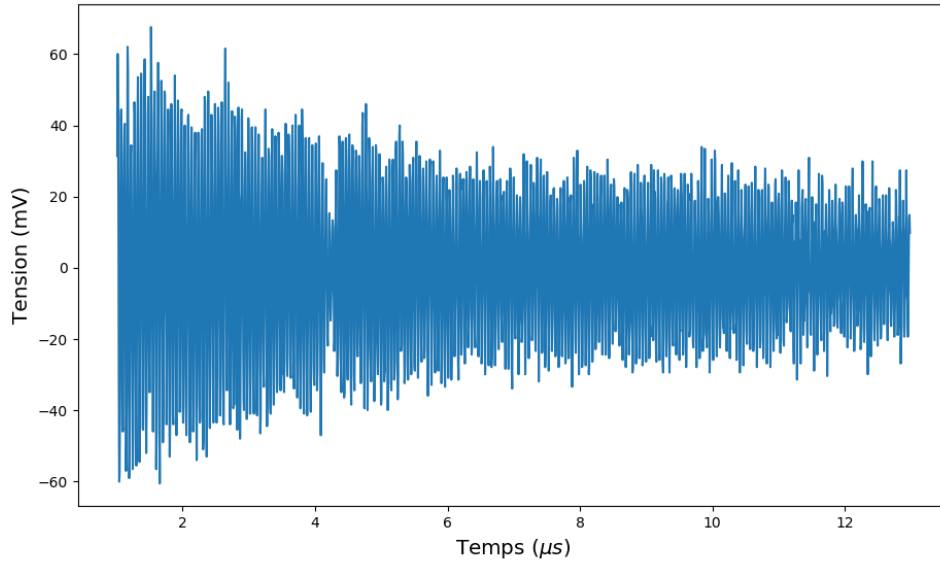


Fig. 3.7. Signal de sortie de la cavité résonante d'onde acoustique de surface mesuré avec l'oscilloscope pour l'échantillon $\lambda = 200 \mu\text{m}$. La ligne bleue relie chaque point des mesures pour tracer le signal.

On peut voir sur l'image que le développement du patron sur le substrat à très bien fonctionner après avoir effectué la photolithographie. En effet, peu ou pas de défauts sont visible à l'oeil nu sur les parties métalliques de l'échantillon. On peut donc supposer que la cavité se comportera comme espérer.

Signal d'onde acoustique de surface

La figure 3.7 montre le signal tel qu'observé sur l'oscilloscope lors de la prise de données. Tel que discuter à la section 3.1.3, le signal est décalé d'environ $1 \mu\text{s}$ de manière à ignorer la pulsation et la partie de signal qui s'en suit afin que les fréquences non désirées s'atténuent. L'ensemble de données comprend 2000 points distribuer sur une plage temporelle de $12 \mu\text{s}$ pour un incrément de temps de 6ns . La résolution temporelle permet d'observer des ondes de fréquences allant jusqu'à environ 80MHz , c'est donc amplement pour caractériser les ondes que l'on induit dans la cavité qui a une fréquence attendue d'environ 20MHz .

En regardant le signal, on observe que l'amplitude l'onde décroît bien par rapport au temps et que cette relation n'est pas linéaire. C'est-à-dire que l'amplitude de l'onde semble décroître plus rapidement au début et semble être presque stable vers la fin du graphique. C'est effectivement ce à quoi on s'attend, comme la relation amplitude selon le temps est exponentiellement décroissante. On remarque aussi entre 4 et $4,5 \mu\text{s}$ une baisse soudaine d'amplitude puis une remonté jusqu'au niveau attendu, comme un trou dans le signal. Ce trou est potentiellement dû à des imperfections dans les miroirs de la cavité à cause d'un

développement partiel du patron de photolithographie. Malgré ce qu'on observe à l'oeil nu à la figure 3.6, il est possible que certains doigts du miroir ne soient pas du tout développés, ou seulement partiellement, ce qui occasionnerait une certaine interférence dans le signal de sortie. On note cependant un seul de ces trous de signal dans le graphique et celui-ci est toujours situé au même endroit pour tous les signaux récoltés. De plus, ce trou est très localisé temporellement et ne devrait pas altérer l'analyse de la décroissance de l'amplitude du signal d'onde de surface.

Une autre remarque peut être faite sur cette figure, quant à la fréquence dominante du signal récolté, soit en utilisant les curseurs de l'oscilloscope. Il est possible d'obtenir la fréquence de l'onde observée sur l'oscilloscope en ajustant les curseurs temporels sur deux maximums d'amplitude adjacents. Il est évidemment plus facile d'obtenir de meilleurs résultats en agrandissant le signal sur l'écran de l'oscilloscope. Pour les signaux recueillis pour cet échantillon, les fréquences obtenues se situaient autour de 19 MHz à 21 MHz, ce qui est exactement la gamme de fréquences attendue pour l'échantillon de longueur d'onde $\lambda = 200 \mu\text{m}$.

Le comportement du signal étant exactement celui attendu pour l'onde de surface dans la cavité puis le fait que la fréquence est dans le bon ordre de grandeur permettent de confirmer que l'on observe bien l'évolution des ondes de surface dans la cavité résonante. Cette observation est importante puisque plusieurs tentatives ont échoué lorsqu'on essayait d'obtenir un signal de ce type. Le signal observé sur la figure 3.7 démontre que la méthode utilisée pour générer les ondes de surface fonctionne bel et bien.

Fréquence de résonance

On souhaite obtenir précisément la fréquence de résonance de la cavité pour caractériser les résultats d'angle de perte selon la fréquence d'excitation pour ensuite comparer avec les valeurs attendues. Le spectre de fréquences du signal est d'abord obtenu en appliquant une transformée de Fourier sur les données d'amplitude en fonction du temps. On applique ensuite le *fit* de la fonction du pic de résonance 3.1.6 pour obtenir la fréquence de résonance de la cavité. La figure 3.8 montre cette démarche pour un des signaux récoltés pour l'échantillon $\lambda = 200 \mu\text{m}$ où on voit le spectre de Fourier en bleu et l'ajustement du pic de résonance en rouge. Cette figure est semblable pour chacune des séries de données et on remarque les mêmes caractéristiques.

Sur la figure, le spectre de Fourier et l'ajustement se confondent assez bien autour du pic de résonance, situé près de 20 MHz comme attendu. On remarque cependant certains pics secondaires d'assez faible intensité de part et d'autre du pic principal qui ne sont pas compris dans le *fit*. Ceux situés dans la partie gauche du graphique semblent se répéter à des intervalles plutôt réguliers, comme le feraient les modes d'une cavité. Ces pics sont en effet tous séparés par environ 3.45 MHz, sauf celui le plus à gauche. Il pourrait donc effectivement

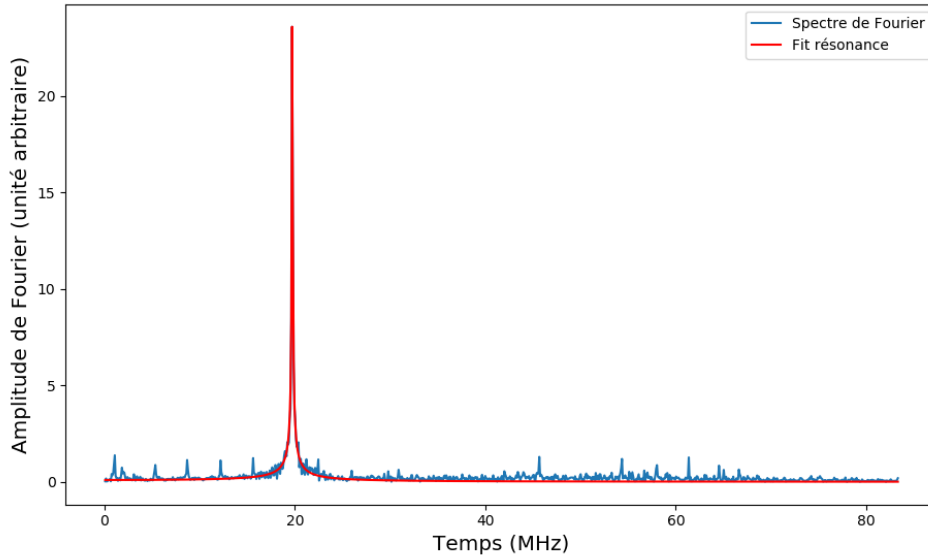


Fig. 3.8. Spectre de Fourier du signal d’onde de surface en cavité de la figure 3.7 et ajustement du pic de résonance basé sur l’équation 3.1.6.

s’agir des différents modes de la cavité qui sont aussi excités par les IDT de l’échantillon. Cependant, cette éventualité est peu plausible comme on ne voit pas le même phénomène de l’autre côté du pic principal. Aussi, l’écart entre le pic principal et ces pics secondaires n’est pas tout à fait un multiple de la séparation de ceux-ci, il est en fait à environ 4.1 MHz du pic secondaire juste à sa gauche. Il peut donc s’agir de fréquences parasites induites par le système, tout comme les petits pics secondaires de la partie droite du graphique, pour lesquels on ne remarque aucune périodicité. Ces fréquences ont cependant une très petite amplitude de Fourier en comparaison au pic principal, les ondes de surface que l’on souhaite exciter ne sont donc pas altérées par celle-ci.

La fréquence de résonance calculée avec pour la figure 3.8 est de (19.731 ± 0.001) MHz, ce qui se rapproche assez de la fréquence de résonance attendue de 19.89 MHz. La précision de la valeur calculée de fréquence de résonance est très grande étant donné que le pic est très étroit et à une très grande amplitude de Fourier. La largeur à mi-hauteur du pic de résonance est en effet assez petite par rapport à la fréquence de résonance, soit 0.062 MHz. Pour ce qui est de l’ensemble des 30 séries de mesures, on obtient une moyenne de fréquence de résonance de (19.730 ± 0.001) MHz, ce qui essentiellement le même résultat que pour la série de données présentée en exemple et est donc aussi relativement près de la valeur de fréquence attendue pour l’échantillon $\lambda = 200 \mu\text{m}$. L’incertitude sur cette valeur est donnée par l’écart-type de l’ensemble des résultats de fréquence pour chaque signal récolté, c’est donc dire que la dispersion des résultats est très faible par rapport à ce résultat. La largeur à mi-hauteur

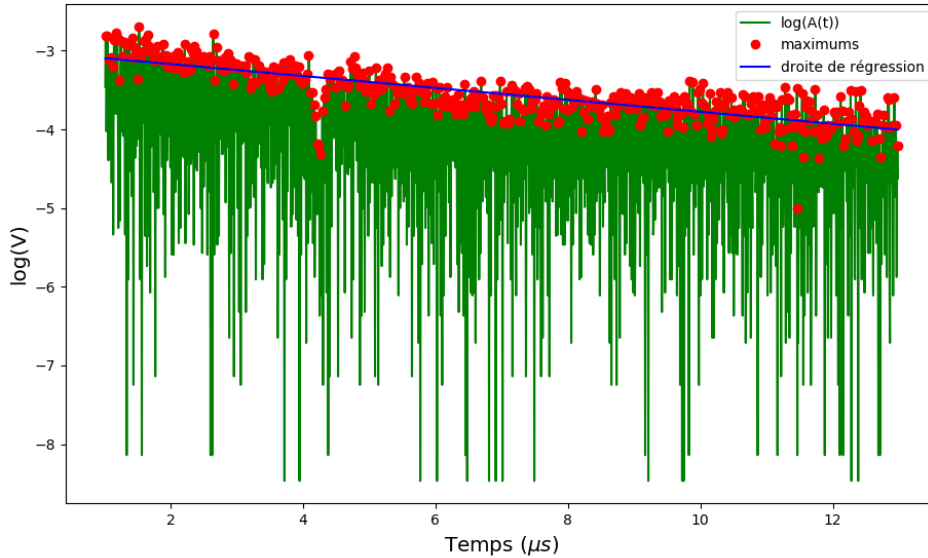


Fig. 3.9. Analyse du signal d’onde acoustique de surface en cavité de l’échantillon $\lambda = 200 \mu\text{m}$ pour obtenir le facteur de qualité. La courbe verte montre le logarithme de la valeur absolue de l’amplitude du signal en fonction du temps, les points rouges indiquent les maximums locaux du signal et la droite bleue est la régression linéaire faite sur ces points.

moyenne pour toutes les séries de mesure est de 0.059 MHz, on peut donc s’attendre à un facteur de qualité assez élevé, comme ces deux paramètres sont étroitement liés. L’écart observer entre la valeur attendue de fréquence de résonance et le résultat est peut-être dû à un écart entre la vitesse d’onde de surface théorique et la vitesse réelle. Les substrats de LiNbO_3 ont potentiellement des valeurs de propriété mécanique (module de Young, ratio de Poisson) sensiblement différentes des valeurs théoriques, ce qui peut changer légèrement la vitesse de propagation des ondes. Il serait possible d’obtenir ces propriétés pour les substrats utilisés, mais il ne s’agit pas de l’objet de cette étude et la valeur de fréquence obtenue est satisfaisante lorsqu’on la compare à la valeur attendue.

Facteur de qualité et angle de perte

Pour avoir le résultat qui nous intéresse, l’angle de perte de l’échantillon, on procède à l’analyse de la décroissance des ondes acoustiques de surface qui se propage dans la cavité pour trouver son facteur de qualité. Le facteur de qualité du système est lié à la pente de décroissance temporelle du logarithme de l’amplitude par l’équation 3.1.5. La figure 3.9 montre l’analyse réalisée sur un signal d’onde acoustique de surface dans la cavité avec le logarithme de la valeur absolue de l’amplitude selon de temps.

La figure 3.9 présente l’analyse du même signal de la figure 3.7, on peut donc remarquer les mêmes caractéristiques, notamment le trou dans le signal autour de $4 \mu\text{s}$. Cet écart

dans la tendance ne semble cependant pas trop affecté la régression linéaire puisque la ligne bleue suit assez bien le nuage de points des maximums locaux. En effet, les points rouges semblent bien décroître linéairement selon le temps, comme on s'attendait dans le cas de la propagation des ondes de surface dans la cavité. Les points plus à gauche du graphique semblent par contre avoir une moins bonne corrélation que ceux à droite. Cette observation s'explique par le fait que plus le temps augmente, plus l'amplitude diminue et plus le signal peut être affecté par le bruit dans les mesures. La moins bonne corrélation est cependant limitée à une petite partie du graphique et ceci n'a pas un gros impact sur la précision de la régression linéaire. Cette observation n'est pas présente pour tous les graphiques de ce genre pour l'ensemble des mesures, alors il ne sert à rien de retirer cette partie du signal de l'analyse. La moyenne du coefficient de corrélation est de 0.81 pour toutes les analyses de décroissance d'amplitude dans le temps, ce qui confirme que la tendance des points est bien représentée par la droite de régression linéaire.

À partir des pentes de droite de régression linéaire, on obtient le facteur de qualité de l'échantillon. La précision du facteur de qualité dépend donc de la précision de la régression et de la dispersion des points autour de la tendance, on peut donc juger de la qualité des mesures en observant ce paramètre. On veut aussi qualifier la reproductibilité de l'expérience en accompagnant la mesure du facteur de qualité de son écart-type, calculer par rapport à la moyenne de toutes les mesures. Pour l'échantillon $\lambda = 200 \mu\text{m}$, le facteur de qualité moyen est $Q = 838$, la moyenne des incertitudes de chaque résultat est de 27 et l'écart-type sur l'ensemble des résultats est de 64. Premièrement, la valeur du facteur de qualité obtenue est en dessous de la valeur de facteur de qualité de la cavité seulement (Q_0), comme on pouvait s'attendre. En effet, plusieurs facteurs peuvent avoir un impact sur la mesure du facteur de qualité de l'échantillon, comme les pertes d'énergies dans le substrat ou encore le couplage de la cavité au circuit qui permet d'exciter et de recevoir les ondes dans l'échantillon. Le facteur de qualité calculé avec les caractéristiques de la cavité seulement est de 1704, mais les autres sources de pertes d'énergie font diminuer ce nombre. Ensuite, l'incertitude moyenne sur les facteurs de qualité est assez faible, soit environ 3% de Q moyen. La régression linéaire sur les données récoltées permet donc d'obtenir une bonne précision sur les résultats, ce qui confirme que le logarithme de l'amplitude du signal suit bien la tendance linéaire attendue. Enfin, la valeur d'écart-type est plus élevée que celle de la moyenne de l'incertitude, ce qui signifie que le résultat varie considérablement d'une série de mesures à une autre. L'écart-type représente plus de 7.5% de la valeur de facteur de qualité moyenne, ce qui nous fait dire que les résultats sont peu reproductibles avec cet échantillon.

Pour ce qui est de l'angle de perte, on prend l'inverse du résultat de facteur de qualité, ce qui nous donne $\phi = 1.20 \times 10^{-3}$ avec une incertitude moyenne de 0.04×10^{-3} et un écart-type de 0.09×10^{-3} . Comme l'angle de perte découle directement du facteur de qualité, les mêmes remarques peuvent être faites par rapport à ce résultat. La figure 3.10 montre l'analyse des

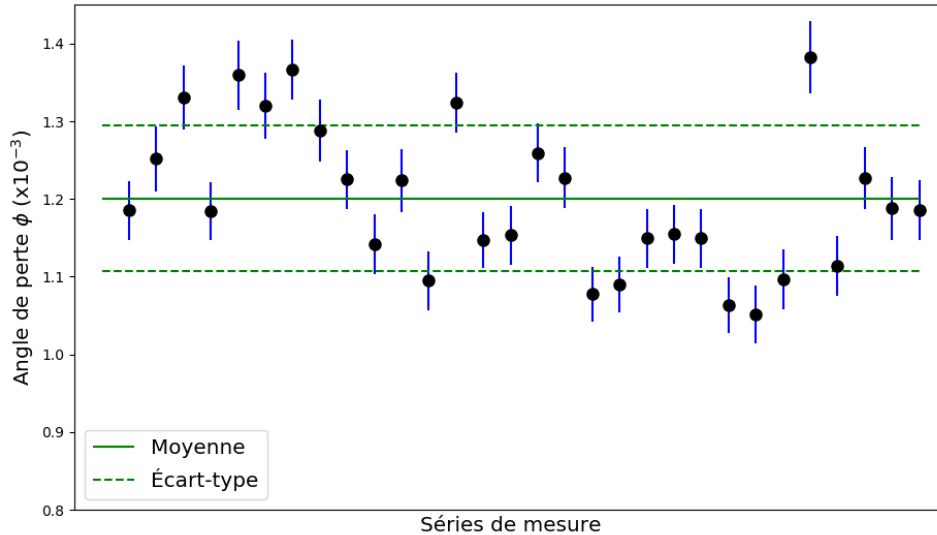


Fig. 3.10. Résultats d'angle de perte avec leur incertitude respective pour les 30 séries de mesures réalisées sur l'échantillon $\lambda = 200 \mu\text{m}$ comparé à la moyenne et l'écart-type de l'ensemble des résultats.

résultats d'angle de perte avec les incertitudes individuelles par rapport à leur moyenne et leur écart-type. On remarque encore une fois que les incertitudes de chaque résultat sont nettement plus faibles que l'écart-type de l'ensemble des angles de perte.

3.2.2. Échantillon $\lambda=120 \mu\text{m}$

Le second échantillon testé pour cette expérience est celui dont la longueur d'onde est $120 \mu\text{m}$ et qui a une fréquence de résonance attendue de 33.15 MHz. La figure 3.11 montre une image de l'échantillon, dont le design est semblable à celui de $\lambda = 200 \mu\text{m}$.

En comparant cette image avec la figure 3.6, on voit que les patrons formant la cavité résonante et les IDT sont assez similaires et que ceux-ci se sont bien développés lors de la photolithographie. On remarque cependant des taches plus sombres dans les bandes métalliques qui forment les miroirs, ce qui signifie que le développement ne s'est pas effectué correctement à certains endroits. Comme ce sont les miroirs qui permettent aux ondes de surface de se propager sur l'échantillon, ces défauts auront certainement un impact sur le signal récolté lors des mesures.

Mesure du signal

La figure 3.12 montre un exemple de signal récolté lors des mesures pour cet échantillon. De la même manière que pour le premier échantillon, le signal est décalé par rapport à la pulsation initiale, dans ce cas, le décalage est d'environ $0.6 \mu\text{s}$. Les séries de mesures sont

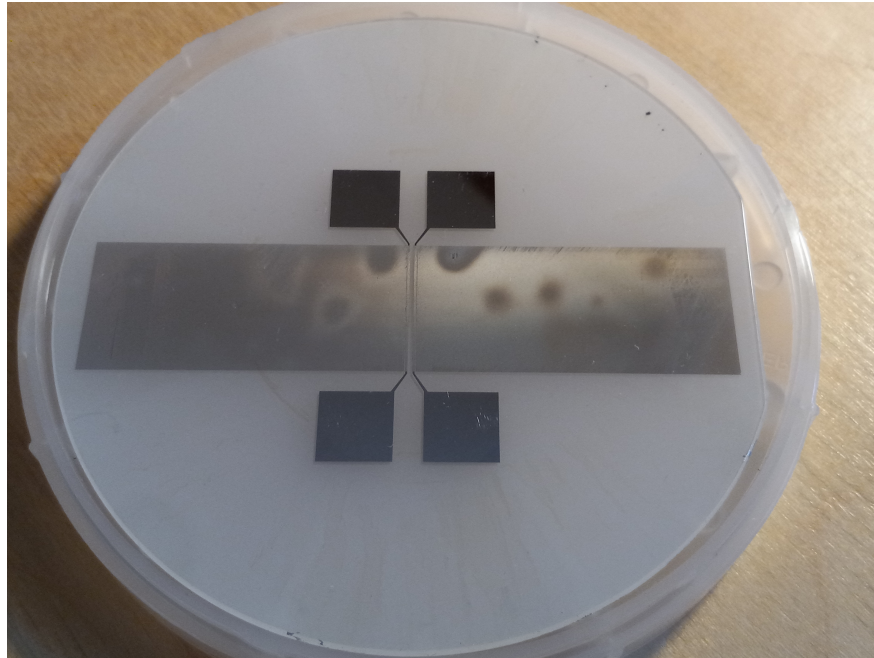


Fig. 3.11. Image de l'échantillon $\lambda = 120 \mu\text{m}$. Les parties métalliques forment le patron de la cavité résonante, la partie blanche est le substrat de LiNbO_3 dont la face du bas est dépolie.

formées de 2000 points de voltage selon le temps et les points sont espacés de 4 ns pour une plage temporelle d'environ 8 μs . L'incrément de temps permet d'observer des fréquences allant jusqu'à environ 100 MHz, ce qui suffit pour bien récolter les données pour des ondes de fréquence dans près de 30 MHz.

En observant le signal présenté pour cet échantillon, on remarque tout de suite que celui-ci ne suit pas vraiment la tendance à laquelle on s'attend, soit une décroissance exponentielle dans le temps. En effet, on remarque plusieurs zones qui ont été qualifiées de trous dans la description du signal du précédent échantillon. Quelques trous sont notamment présents autour de 3 μs et d'autres plus petits vers 4.5 μs et 7.5 μs . Une autre anomalie qui semble se manifester est ce qu'on pourrait un saut dans le signal, soit une zone où l'amplitude augmente soudainement. On remarque un de ses sauts autour de 3.5 μs , soit juste après la zone de trou dans le signal. Ces trous et ses sauts sont probablement dus aux défauts que l'on remarque dans les miroirs. Comme les doigts des miroirs ne sont pas tout à fait bien formés à plusieurs endroits, il se peut que cela cause de l'interférence dans le signal, ce qui crée ses zones d'anomalies.

On peut tout de même aller confirmer que le signal observé est bien dû aux ondes de surface que l'on tente de générer en allant chercher la fréquence dominante du signal sur l'oscilloscope. En grandissant l'image sur l'appareil de mesure et ajustant les curseurs sur deux maximum locaux côte à côte, on obtient une fréquence entre 32 MHz et 35 MHz, ce qui est exactement la gamme de fréquences visée avec cet échantillon.

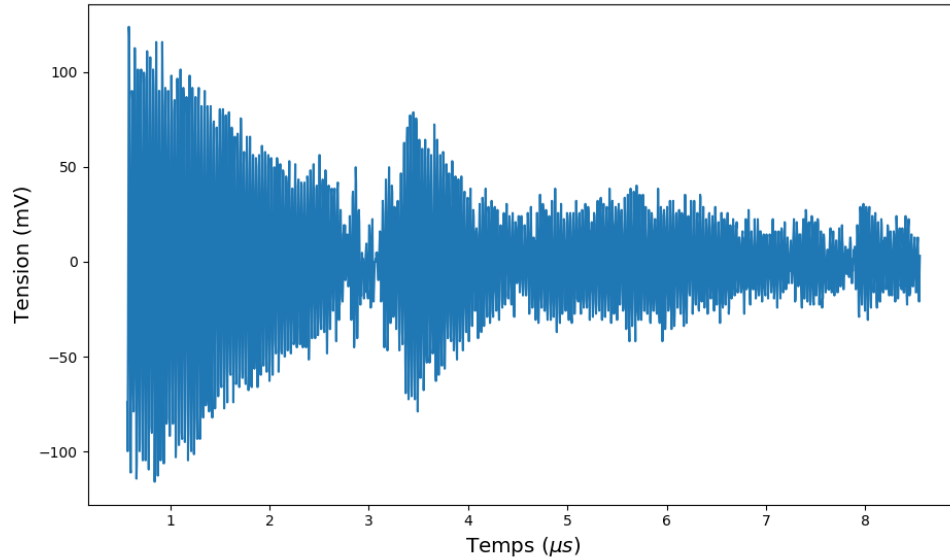


Fig. 3.12. Signal de sortie de la cavité résonante d’onde acoustique de surface mesurée avec l’oscilloscope pour l’échantillon $\lambda = 120 \mu\text{m}$. La ligne bleue relie chaque point des mesures pour tracer le signal.

En général, on observe bien que l’amplitude diminue bien plus, on avance sur l’axe temporel, malgré plusieurs variations dans le signal, ce qui est le comportement attendu pour la cavité résonante d’ondes de surface. La fréquence obtenue est aussi dans le bon ordre de grandeur, on peut donc confirmer que le signal obtenu avec cet échantillon provient bien de la propagation d’onde de surface dans la cavité de l’échantillon.

Fréquence de résonance

Pour calculer la fréquence de résonance de la cavité, on utilise le spectre de Fourier et l’ajustement d’une fonction de pic de résonance (équation 3.1.6). La figure 3.13 montre le spectre de Fourier obtenue à partir du signal de la figure 3.12 tracé par la ligne bleue ainsi que le *fit* du pic de résonance en rouge.

Le spectre de Fourier et l’ajustement se confondent assez bien sur toute l’étendue des fréquences représentées. De la même manière que pour l’échantillon $\lambda = 200 \mu\text{m}$, on remarque certains pics secondaires à la gauche du pic principal. Ceux-ci ne semblent par contre pas avoir de périodicité particulière qui serait caractéristique de fréquences de résonance secondaires de la cavité. On peut donc supposer que ces pics d’intensité dans le spectre de Fourier sont encore dus au bruit dans le signal. On remarque aussi que, de part et d’autre de la base du pic de résonance principal, le spectre comprend plusieurs petites variations dans son amplitude. En effet, le pic de résonance de ce signal est moins bien défini que pour l’autre

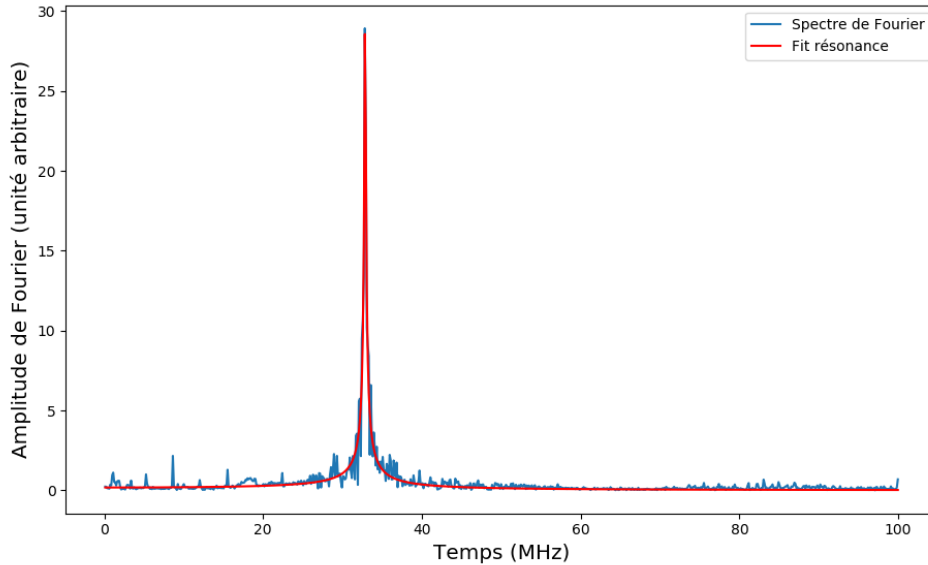


Fig. 3.13. Spectre de Fourier du signal d’onde de surface en cavité de la figure 3.12 et ajustement du pic de résonance basé sur l’équation 3.1.6.

échantillon, comme on peut voir à la figure 3.8. Les fréquences parasites autour du pic principal sont certainement dues aux anomalies notées dans le signal récolté, qui elles-mêmes sont dues aux défauts dans les miroirs de la cavité. Il y a donc bien de l’interférence dans le signal à cause des défauts de développement du patron de photolithographie, qui est confirmé par la présence d’autres fréquences dans le spectre de Fourier. On peut par contre affirmer que le pic de résonance principal est bien défini malgré ces déformations dans le signal. En effet, son amplitude de Fourier est bien plus élevée que tous les autres éléments présents dans le graphique.

La fréquence de résonance obtenue avec l’ajustement pour le spectre de Fourier présenté à la figure 3.13 est de (32.850 ± 0.002) MHz, ce qui est assez près de la fréquence attendue de 33.15 MHz. Encore une fois l’incertitude sur cette valeur est très petite puisque le pic est très bien défini dans le spectre de Fourier et qu’il est assez étroit. On remarque cependant que le pic semble être plus large que celui présenté à la figure 3.8 et cette observation est confirmée par la valeur de largeur à mi-hauteur qui est de 0.188 MHz. La fréquence de résonance moyenne de toutes les séries de mesures est de (32.856 ± 0.005) MHz, ce qui est encore très près de la valeur attendue. Encore une fois, on remarque un petit écart entre la valeur attendue de fréquence de résonance et la fréquence attendue. Ceci peut être dû à une petite différence entre les valeurs de propriétés mécaniques théoriques trouvées pour le $LiNbO_3$ et les véritables caractéristiques du substrat utilisé. L’incertitude de ce résultat est donnée par l’écart-type de toutes les valeurs de fréquence trouvées, les résultats sont donc

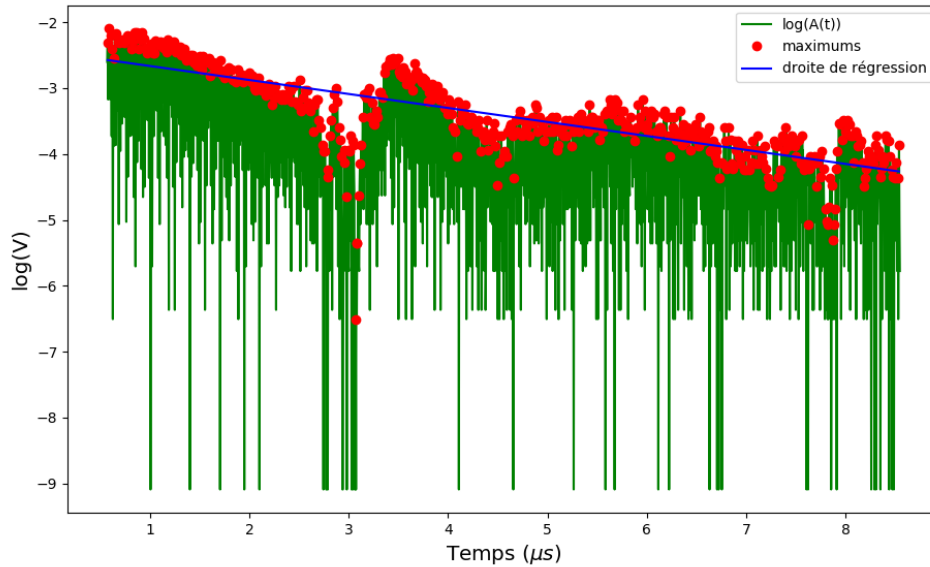


Fig. 3.14. Analyse du signal d'onde acoustique de surface en cavité de l'échantillon $\lambda = 120 \mu\text{m}$ pour obtenir le facteur de qualité. La courbe verte montre le logarithme de la valeur absolue de l'amplitude du signal en fonction du temps, les points rouges indiquent les maximums locaux du signal et la droite bleue est la régression linéaire faite sur ces points.

tous assez près les uns des autres. La largeur à mi-hauteur moyenne est de 0.174 MHz, ce qui est plus élevé que ce qu'on a obtenu pour l'échantillon précédent lorsqu'on prend ces valeurs relativement à leur fréquence de résonance respective. On peut donc s'attendre à des résultats de facteur de qualité plus faibles pour cet échantillon.

Facteur de qualité et angle de perte

Enfin, on veut obtenir le résultat d'angle de perte pour l'échantillon en procédant de la manière présentée la section 3.1.3, soit en trouvant le facteur de qualité du système en analysant la décroissance de l'onde dans le temps. La figure 3.14 présente un exemple de cette analyse pour le signal de la figure 3.12, avec le logarithme de la valeur absolue de l'amplitude selon le temps et les maximums locaux à chaque demi-longueur d'onde qui permettent d'effectuer la régression linéaire.

On remarque tout d'abord les mêmes caractéristiques que sur le signal de la figure 3.12, soit les différents trous et sauts, qui sont amplifiés par le traitement réalisé sur la courbe du signal, soit le logarithme de l'amplitude. On remarque aussi davantage les trous et sauts avec la mise en évidence des maximums locaux par les points rouges. On voit encore que la tendance générale de ces points est décroissante en fonction du temps, par contre la tendance linéaire est moins bien représentée que pour le précédent échantillon. En effet, dans la première moitié du graphique, la plupart des points sont soit nettement au-dessus

de la droite de régression linéaire, soit nettement en dessous. Dans la deuxième moitié du graphique, les points semblent mieux distribués de part et d'autre de la droite, mais ils sont un peu plus dispersés. Comme l'amplitude de ces points est plus faible, le bruit dans les mesures affecte davantage cette partie du signal. Les observations de la première moitié du signal sont très semblables pour chacun des graphiques d'analyse, alors que celles de la deuxième moitié ne sont pas représentatives de toutes les séries de mesures. Le bruit dans le système peut affecter différemment le signal selon le moment où l'on prend la mesure, alors les points dans cette partie du graphique peuvent être plus ou moins dispersés. La corrélation linéaire du nuage de point sera affectée par ces différentes déviations dans le signal. La moyenne du coefficient de corrélation pour l'ensemble des séries de mesures est de 0.76, ce qui est plus faible que ce qui avait été obtenu pour l'échantillon $\lambda = 200 \mu\text{m}$. Cette valeur reste tout de même assez élevée malgré toutes les déviations de la tendance observée pour ce graphique, ce qui permet d'affirmer que la tendance linéaire est bien présente.

Avec la droite de régression calculée à partir de du graphique d'analyse, on peut obtenir le facteur de qualité de l'échantillon qui découle de la pente. Pour l'échantillon $\lambda = 120 \mu\text{m}$, la moyenne des facteurs de qualité de toutes les séries de mesures est de $Q_{moy} = 519$, l'incertitude moyenne sur chaque résultat est de 19 et l'écart-type sur tous les résultats de facteur de qualité est de 16. La valeur moyenne du facteur de qualité est nettement plus petite que la valeur calculée avec les différentes caractéristiques de la cavité (Q_0) et est même plus faible que pour l'échantillon $\lambda = 200 \mu\text{m}$. Le facteur de qualité calculé pour la cavité de l'échantillon $\lambda = 120 \mu\text{m}$ est de 4120, ce qui est bien plus élevé que pour l'échantillon précédent, on pouvait donc s'attendre à ce que le résultat de facteur de qualité pour cet échantillon soit meilleur. Cependant, plusieurs facteurs peuvent expliquer les différentes pertes d'énergies qui abaissent le facteur de qualité total du système. Premièrement, comme énoncé pour le premier échantillon, les pertes d'énergies dans le substrat et le couplage avec le circuit peuvent contribuer à diminuer le facteur de qualité. On devrait par contre obtenir des pertes de la même ampleur pour cet échantillon que pour le précédent, ce qui ne ferait pas baisser Q autant que le résultat obtenu. Les défauts observés dans les miroirs participent probablement grandement à diminuer le facteur de qualité de l'échantillon en dispersant les vibrations dans le substrat plutôt qu'en les contenant à la surface dans la cavité. Pour ce qui est de l'incertitude sur les résultats, celle-ci représente un peu moins de 4% de la valeur du facteur de qualité moyen, ce qui seulement légèrement plus élevé que ce qu'on obtient pour l'échantillon $\lambda = 200 \mu\text{m}$. On pouvait cependant s'y attendre, comme la corrélation linéaire entre les droites et les nuages de point des deux échantillons ne sont pas très différents l'un de l'autre. Quant à l'écart-type obtenu pour l'ensemble des facteurs de qualité calculés, celui-ci représente environ 3% de la valeur moyenne, ce qui est bien plus petit que pour le précédent échantillon. L'écart-type dénote une certaine reproductibilité dans les résultats entre chaque série de mesures. Si on observe l'amplitude des signaux de récolté pour les

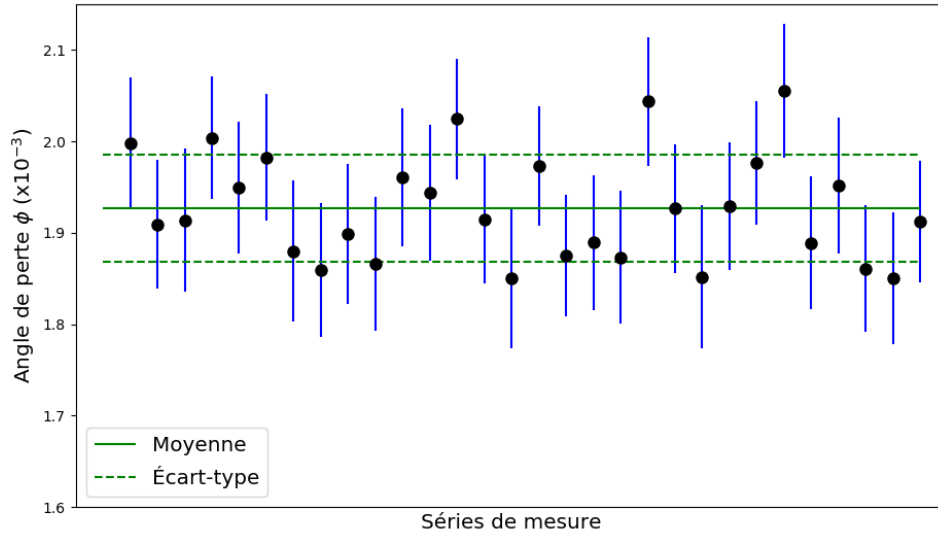


Fig. 3.15. Résultats d'angle de perte avec leur incertitude respective pour les 30 séries de mesures réalisées sur l'échantillon $\lambda = 120 \mu\text{m}$ comparé à la moyenne et l'écart-type de l'ensemble des résultats.

deux échantillons, on remarque que le voltage associé à l'échantillon $\lambda = 120 \mu\text{m}$ est plus élevé que pour l'échantillon $\lambda = 200 \mu\text{m}$. Le bruit présent dans le signal a donc pu affecter davantage les données récoltées pour le premier échantillon, ce qui fait que les résultats sont davantage dispersés.

À partir du facteur de qualité de l'échantillon, on obtient l'angle de perte. La moyenne des angles de perte pour cet échantillon est de $\phi = 1.92 \times 10^{-3}$ avec une incertitude moyenne de 0.07×10^{-3} et un écart-type sur les résultats de 0.06×10^{-3} . On obtient un angle de perte plus grand pour cet échantillon que pour le premier, étant donné que le facteur de qualité obtenu est plus petit. Les remarques faites pour le facteur de qualité et la précision des résultats se transposent directement pour l'angle de perte. La figure 3.15 présente les valeurs d'angle de perte pour chaque série de mesure avec les incertitudes respective avec la moyenne et l'écart-type de ces résultats. Cette fois, on a que l'écart-type et les incertitudes sont du même ordre de grandeur.

3.2.3. Discussion des résultats

Le but de cette expérience est évidemment de trouver les valeurs d'angle de perte de couches minces de matériau qui serviront à la fabrication de miroir dans l'interféromètre de LIGO. Un but connexe à cet objectif est de trouver de nouvelle manière d'obtenir les angles de perte pour obtenir une plus grande précision et caractériser ce paramètre sur un plus

Échantillon	f_r (MHz)	σ_f (MHz)	Q	ΔQ	σ_Q	$\phi(\times 10^{-3})$	$\Delta\phi(\times 10^{-3})$	$\sigma_\phi(\times 10^{-3})$
$\lambda = 200 \mu\text{m}$	19.730	0.001	838	27	64	1.20	0.04	0.09
$\lambda = 120 \mu\text{m}$	32.850	0.002	519	19	16	1.92	0.07	0.06

Tableau 3.4. Sommaire des résultats trouvés pour les deux échantillons, identifiés par leur longueur d'onde respective. Les valeurs présentées sont des moyennes calculées sur les 30 séries de mesures respectives réalisées sur chaque échantillon. On y retrouve la fréquence de résonance f_r , le facteur de qualité Q et l'angle de perte ϕ avec leur incertitude moyenne noté par Δ et/ou l'écart-type sur l'ensemble des résultats, noté par σ .

large spectre de fréquence. Comme il n'a pas été possible de déposer des couches minces sur les échantillons, on ne peut pas obtenir l'angle de perte des couches elles-mêmes et on ne peut malheureusement pas répondre au premier but de cette étude. Il a cependant été possible de tester une nouvelle manière d'obtenir les résultats d'angle de perte grâce aux ondes acoustiques de surface en les générant directement sur un échantillon puis en les contenant dans une cavité acoustique. Le fait d'obtenir un signal qui a toutes les caractéristiques d'une onde qui se propage dans une cavité est en soi une réussite pour cette expérience. Avec ce signal, il est possible de trouver la fréquence de résonance de la cavité ainsi que le facteur de qualité et l'angle de perte de l'échantillon. Les résultats importants de cette expérience réalisée sur deux échantillons sont indiqués dans le tableau 3.4.

On ne peut pas obtenir de résultat pour les couches minces avec les mesures qui ont été prises dans la présente étude, mais on peut vérifier si la précision de la méthode de mesure permettrait de distinguer la couche mince qui serait déposée sur un échantillon. L'angle de perte mécanique de la couche est donné par les équations 3.1.7 et 3.1.8. La précision sur les résultats est donc donnée par l'addition de la précision sur les angles de perte mesurés, soit ϕ_{tot} (couche mince + cavité sur le substrat) et ϕ_s (cavité sur le substrat seulement), en prenant aussi en compte le ratio des énergies vibrationnelles correspondant à la fréquence d'excitation. Si on suppose que les incertitudes de ϕ_s et ϕ_{tot} sont semblables puisqu'ils sont obtenus de la même manière, on a que les incertitudes sur l'angle de perte de la couche mince sont :

$$\Delta\phi_{c,\lambda=200\mu\text{m}} = 79.93(\sqrt{2} \cdot \Delta\phi_{200})$$

$$\Delta\phi_{c,\lambda=120\mu\text{m}} = 47.88(\sqrt{2} \cdot \Delta\phi_{120})$$

Pour l'échantillon $\lambda = 200 \mu\text{m}$, cette incertitude s'élève à 1.0×10^{-2} et pour l'échantillon $\lambda = 120 \mu\text{m}$, on obtient 4×10^{-3} . Ces deux valeurs sont du même ordre de grandeur et même supérieur aux valeurs attendues d'angle de perte de la couche mince de Ta_2O_5 pour la gamme de fréquences étudiée, soit environ $3 - 6 \times 10^{-3}$. Il ne serait pas possible de distinguer la présence de la couche mince sur les échantillons pour la mesure de l'angle de perte dans la

forme actuelle des échantillons. Il est par contre possible d'apporter des améliorations afin d'avoir une meilleure précision lors des mesures.

Premièrement, comme on a pu le remarquer avec les deux échantillons, le développement du patron lors de la photolithographie a une très grande importance sur le signal qui est récolté à partir des échantillons. En effet, les défauts apparents dans les bandes de doigts métalliques formant les miroirs dans l'échantillon $\lambda = 120 \mu\text{m}$ se sont directement répercutés dans la forme du signal à la sortie de l'échantillon. Beaucoup moins de défauts étaient présents à la surface de l'échantillon $\lambda = 200 \mu\text{m}$, ce qui a résulté en un signal plus régulier. Les trous et les sauts dans les signaux font diminuer la corrélation linéaire du nuage de point de même que pour la précision de la régression linéaire qui permet d'obtenir le facteur de qualité et l'angle de perte. On a aussi remarqué que l'échantillon contenant plus de défauts avait un plus petit facteur de qualité que celui dont les défauts n'étaient pas apparents, malgré que l'on s'attendait au contraire. Les zones où le développement du patron est mal fait peuvent participer à disperser les vibrations dans le matériau, ce qui contribue aux pertes d'énergies et fait diminuer le facteur de qualité. Il est donc primordial de fabriquer des échantillons contenant le moins de défauts possible en améliorant la technique utilisée avec la photolithographie. Le défi est de garder une certaine épaisseur de métal pour le patron afin de ne pas diminuer le coefficient de réflexion des miroirs, mais d'être capable d'enlever un maximum de matériel où on veut en enlever.

Deuxièmement, on veut augmenter le facteur de qualité de l'échantillon pour obtenir un plus faible ratio incertitude-résultat et augmenter la précision. Pour ce faire, il faut d'une part augmenter Q qui est associé à la cavité et d'autre part, mieux comprendre et diminuer les pertes externes qui peuvent être dues à la dispersion des ondes dans le substrat ou encore au couplage entre la cavité et le circuit.

Pour augmenter le facteur de qualité associé à la cavité, il est essentiel d'améliorer le coefficient de réflexion des miroirs qui la forme, c'est-à-dire d'avoir Γ qui s'approche le plus possible de 1 dans l'équation 3.1.3. Le coefficient de réflexion total des miroirs peut être amélioré en augmentant le facteur de réflexion individuel des doigts métalliques ou en augmentant le nombre de doigts N_g dans les miroirs. Le facteur de réflexion individuel dépend des propriétés mécaniques et piézoélectriques des matériaux utilisés, de même que de l'épaisseur des doigts métallique et de la distance entre les doigts (donc de la longueur d'onde). Si on conserve les mêmes matériaux pour constituer les échantillons, on peut seulement jouer sur les deux derniers paramètres. La hauteur de métal qui est déposé sur l'échantillon peut facilement être augmentée, en laissant l'échantillon plus longtemps dans l'appareil qui fait le dépôt. Cependant, l'enjeu ici est le développement du patron de photolithographie sur l'échantillon qui peut être plus difficile lorsque l'épaisseur de matériau est plus grande. L'échantillon peut comporter davantage de défauts et donner des résultats moins précis comme ce qu'on a observé lors de mesure sur l'échantillon $\lambda = 120 \mu\text{m}$. Pour ce qui est de la

distance entre les doigts, il est possible de la diminuer en prenant des longueurs d'onde plus petites, ce qui aurait pour conséquence d'augmenter la fréquence de résonance de la cavité. Il faut simplement faire attention de ne pas trop diminuer la longueur d'onde, d'une part pour être près de la gamme de fréquences visée, et d'autre part pour rester au-dessus des dimensions limites de la photolithographie qui permet d'appliquer le patron de la cavité sur le substrat. Ensuite, pour augmenter N_g , il faut pouvoir avoir des miroirs de plus grande dimension si on désire garder les mêmes longueurs d'onde. Comme les miroirs des échantillons se terminent actuellement près des bords du substrat, il serait impossible d'augmenter N_g . De plus, dans la forme actuelle des échantillons, la longueur de pénétration L_p de l'onde dans les miroirs dépasse la dimension des miroirs. En effet, pour l'échantillon $\lambda = 120 \mu\text{m}$, on a que $L_p = 4.71 \text{ cm}$ et les miroirs ont une longueur de $L_g 4.38 \text{ cm}$ et pour l'échantillon $\lambda = 200 \mu\text{m}$, on a que $L_p = 13.04$ alors que les miroirs ne mesurent que 4.41 cm . Normalement pour que le coefficient de réflexion soit près de 1, il faut que la longueur des miroirs excède largement la longueur de pénétration, ce qui n'est pas le cas dans nos 2 échantillons. Pour contenir des miroirs qui permettent une bonne réflexion avec les longueurs d'onde choisies pour les deux échantillons, il faudrait donc avoir des substrats de plus grande dimension, ce qui ne semble pas possible pour l'échantillon $\lambda = 200 \mu\text{m}$. Ceci pourrait cependant se réaliser pour l'échantillon $\lambda = 120 \mu\text{m}$, dont il manque seulement quelques cm pour que L_g dépasse L_p . Encore une fois, l'option de diminuer la longueur d'onde de la cavité permettrait de régler le problème puisqu'on pourrait augmenter N_g tout en maintenant la même dimension de substrat et même obtenir d'encore meilleurs résultats avec un substrat de plus grande dimension.

De plus, comme on a remarqué en comparant l'amplitude des signaux des deux échantillons, le fait d'avoir une longueur de pénétration moins élevée en comparaison à la longueur des miroirs, donc d'avoir un meilleur coefficient de réflexion, permet de diminuer l'incertitude sur les résultats. Effectivement, les signaux récoltés pour l'échantillon $\lambda = 120 \mu\text{m}$ avaient une amplitude généralement plus élevée que pour l'échantillon $\lambda = 200 \mu\text{m}$ étant donné que l'écart entre L_g et L_p était moins élevé pour le premier que pour le second. Comme la réflexion s'effectue de meilleure façon avec un miroir avec un meilleur coefficient de réflexion, les ondes peuvent davantage s'additionner dans la cavité ce qui produit une plus grande amplitude. Cette augmentation du voltage en sortie permet au signal d'être moins affecté par le bruit présent dans le système ce qui donne des résultats plus constants d'une série de mesure à l'autre. On a en effet remarqué que l'écart-type sur les résultats du facteur de qualité de l'échantillon $\lambda = 120 \mu\text{m}$ est plus faible que pour celui avec $\lambda = 200 \mu\text{m}$, même si l'incertitude moyenne sur les résultats avait le comportement inverse. Un coefficient de réflexion qui permet d'obtenir une plus grande amplitude dans le signal signifie donc une plus faible dispersion des résultats, donc une meilleure précision.

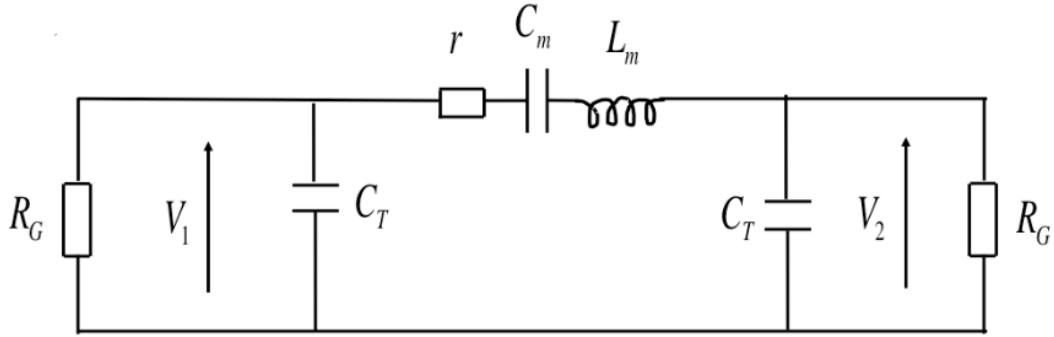


Fig. 3.16. Circuit équivalent d'un résonateur d'onde acoustique de surface (SAWR) à 2 ports (IDT).

Pour ce qui est de la partie des pertes d'énergies externe, plusieurs sources peuvent être la cause. On a déjà déterminé que les pertes dues à la diffraction des ondes par les bouts ouverts des miroirs sont négligeables étant donné le faible ratio entre la longueur de doigts et la longueur d'onde utilisée. D'autres sources de perte sont cependant énoncées par Manenti [31] et Loos [34], notamment la dissipation des vibrations dans le substrat à chaque réflexion ainsi que le couplage entre le circuit et la cavité. Cette première source est attribuable à un facteur de réflexion élevé pour un seul doigt (eq. 3.1.1), ce qui entraînerait aussi une dispersion des ondes dans le matériau. Cette source semble encore une fois négligeable comme l'épaisseur des doigts métalliques qui forment les miroirs est très faible par rapport à la longueur d'onde des vibrations qui se propagent dans la cavité. En effet, l'épaisseur de métal utilisé est d'environ $h = 500 \text{ nm}$ alors que les longueurs d'onde sont de $120 \mu\text{m}$ et $200 \mu\text{m}$, ce qui représente moins de 0.5%. Loos [34] mentionne que ces pertes peuvent être considérées comme petites pour un ratio h/λ de moins de 2%. Les pertes attribuées au couplage circuit-cavité sont dues à la présence des IDT dans la cavité. Pour en connaître l'ampleur, on utilise le circuit équivalent du système de résonateur d'onde acoustique de surface comme montrer à la figure 3.16 tiré de [31].

De mesures doivent cependant être réalisées sur les échantillons pour connaître les différentes valeurs de résistance, capacitance et inductance du circuit équivalent pour permettre de calculer les pertes dues au couplage. Ces mesures n'ont toutefois pas été réalisées lors de cette étude. D'autres pertes d'énergies peuvent aussi provenir des appareils électriques utilisés pour les mesures elles-mêmes. Il peut être difficile de caractériser leur ampleur et autant difficile de s'en débarrasser puisque ce sont les appareils qui permettent d'obtenir les résultats. Il faudrait voir ce qui peut être fait pour diminuer les pertes dues au couplage circuit-cavité, mais il semble y avoir une limite sur ce qui peut être fait pour diminuer les pertes provenant de sources externes.

$D_{Substrat}$	10 cm	12.5 cm	15 cm
$L_c (L_g)$ [cm]	9 (4.4)	11.5 (5.7)	14 (6.9)
N_g	880	1040	1380
Γ	0.587	0.661	0.784
Q_0	6846	10657	20362

Tableau 3.5. Échantillon $\lambda = 100 \mu\text{m}$. Le facteur de réflexion d'un doigt métallique est de $r_s = 7.65 \times 10^{-4}$ et la longueur de pénétration caractéristique dans les miroirs est 3.27 cm.

$D_{Substrat}$	10 cm	12.5 cm	15 cm
$L_c (L_g)$ [cm]	9 (4.4)	11.5 (5.6)	14 (6.9)
N_g	730	930	1150
Γ	0.434	0.532	0.625
Q_0	4120	6433	9773

Tableau 3.6. Échantillon $\lambda = 120 \mu\text{m}$. Le facteur de réflexion d'un doigt métallique est de $r_s = 6.38 \times 10^{-4}$ et la longueur de pénétration caractéristique dans les miroirs est 4.71 cm.

Propriétés des cavités d'éventuels échantillons pour différents diamètres D de substrat de LiNbO_3 . On y retrouve la longueur totale de la cavité L_c et des miroirs L_g , le nombre de doigts dans les miroirs N_g , le facteur de réflexion Γ qui en découle et le facteur de qualité associé à la cavité Q_0 .

Afin d'obtenir de meilleurs résultats pour ce type d'expérience et éventuellement être en mesure de détecter les pertes dues à la présence d'une couche mince, on doit d'abord se concentrer sur la conception des échantillons. Deux conditions sont énoncées par Manenti [31] pour obtenir un meilleur Q_0 , soit d'avoir un coefficient de réflexion se rapprochant de 1, comme discuter plus, et d'avoir une cavité étant la plus longue possible. En premier lieu, on peut abandonner l'échantillon de longueur d'onde $200 \mu\text{m}$ puisque sa conception semble incompatible avec le type de mesure qu'on veut réaliser. On peut cependant conserver celui de $120 \mu\text{m}$, puisque celui-ci peut être un peu modifié pour répondre aux contraintes de l'expérience, et introduire un échantillon de plus petite longueur d'onde, soit $100 \mu\text{m}$. Il serait aussi nécessaire que les substrats aient une plus grande dimension pour inclure davantage de doigts pour les miroirs et avoir des cavités plus longues. Des substrats de 12.5 cm (5") ou encore 15 cm (6") pourraient faire une grande différence pour le coefficient de réflexion et la grandeur de la cavité. Il ne serait pas nécessaire de modifier l'épaisseur des doigts métalliques déposée pour former le patron, mais il faudrait simplement s'assurer du bon développement de la photolithographie afin d'obtenir le moins de défauts possible. Les tableaux 3.5 et 3.6 présentent les valeurs calculées de propriété de la cavité pour d'éventuels échantillons de $\lambda = 100 \mu\text{m}$ et $\lambda = 120 \mu\text{m}$ sur les substrats actuellement utilisés 10 cm (4") et sur des substrats potentiels de 12.5 cm (5") et 15 cm (6") avec une épaisseur de métal de 500nm.

On voit donc qu'en augmentant quelque peu la dimension des substrats, il est possible d'atteindre de très grandes valeurs de facteur de qualité. Il serait alors intéressant d'obtenir des résultats avec ces échantillons pour voir s'il est possible d'obtenir des résultats plus précis pour l'angle de perte et voir quelle source de pertes externe limite le plus le facteur de qualité de l'échantillon. Les résultats obtenus dans la présente étude demeurent tout

de même une première étape vers ces résultats plus précis et il est important de noter que malgré la complexité de conception des échantillons, la prise de mesures fait aisément et permet de récolter plusieurs séries de données pour tester la reproductibilité des résultats et en établir une certaine statistique.

Chapitre 4

Conclusion

Cette recherche portait sur la caractérisation des pertes mécaniques dans les couches minces de matériaux utilisés pour la fabrication des miroirs des interféromètres de l'expérience LIGO. Bien que certaines techniques soient déjà utilisées pour caractériser ces pertes, nous souhaitons développer une technique qui permet d'étudier le comportement des couches à haute fréquence, dans un ordre de grandeur de la dizaine de MHz, en utilisant les ondes acoustiques de surfaces (SAW). Le but de la recherche était donc de quantifier les pertes mécaniques, avec le paramètre d'angle de perte (ϕ), avec des ondes de surface dans la gamme de fréquences de la dizaine de MHz. L'idée derrière l'utilisation des ondes de surface est de réduire le ratio des énergies vibrationnelles des parties de l'échantillon (substrat et couche) afin de donner un plus grand poids à la couche mince dans le calcul de l'angle de perte. Deux techniques ont été utilisées afin de générer les SAW et d'étudier leur propagation dans le matériau. La première se fait à l'aide d'un transmetteur piézoélectrique amovible et d'un vibromètre laser et la deuxième avec des transmetteurs interdigitaux et une cavité résonante placés directement sur l'échantillon. Les échantillons étudiés comprennent donc une couche mince à la surface formée de Ta₂O₅ amorphe, soit l'un des matériaux qui composent les miroirs, qui est déposé par la méthode de pulvérisation magnétron en introduisant de l'oxygène dans la chambre de dépôt pour former les molécules oxydées.

La première partie de la recherche portait donc sur la génération d'ondes acoustiques de surface grâce à un transmetteur amovible que l'on appose sur l'échantillon étudié avec un coin de transmission et un gel couplant. La fréquence d'excitation des SAW pour cette expérience était de 9.08 MHz. La détection des vibrations à la surface de l'échantillon se faisait grâce à un vibromètre laser et les mesures étaient récoltées avec un oscilloscope qui récolte la différence de potentiel en fonction du temps. On suit la propagation des SAW en déplaçant l'échantillon par rapport au vibromètre, ce que nous donne l'amplitude du signal le long de la surface. L'angle de perte est trouvé à partir de l'étude de la décroissance de l'amplitude des ondes de surface dans le temps, c'est pourquoi on récolte les signaux un à

la suite de l'autre en s'éloignant du transmetteur. Une simulation de l'expérience a aussi été réalisée, ce qui a permis de confirmer que l'angle de perte peut être trouvé grâce à cette méthode et que le ratio des énergies vibrationnelles donne bien un poids supérieur à la couche mince. Plusieurs problèmes sont survenus lors de la prise de mesure et de l'analyse qui a fallu résoudre pour obtenir les résultats désirés. Premièrement, afin d'avoir une analyse de données cohérente, on compare chaque signal avec lui-même en prenant l'amplitude du signal incident et celle du signal réfléchi au bout de l'échantillon (qui se trouve aussi dans les signaux récoltés), puisque l'amplitude variait grandement d'un signal à l'autre. Ensuite, pour réduire le bruit dans les signaux d'onde de surface due à l'interférence des ondes volumiques également générée par le transmetteur, on dépolit le dos des échantillons à l'aide d'un jet de sable pour diffuser les vibrations. Les ajustements faits à la méthode permettent bien de trouver les angles de pertes pour les couches minces, mais la précision des résultats est limitée. En effet, la plus faible incertitude sur les résultats est autour de 1×10^{-2} alors que les angles de pertes eux-mêmes sont dans l'intervalle $2 - 7 \times 10^{-2}$, ce qui représente de 15 à 50% des valeurs. Les résultats obtenus sont plus élevés que ce qui était attendu, soit des angles de pertes de l'ordre de $3 - 6 \times 10^{-3}$ pour la gamme de fréquences utilisé. Il est donc possible que la relation qui prédit l'angle de pertes selon la fréquence ne prenne pas en compte certains mécanismes qui font augmenter la valeur à plus haute fréquence. Au final, la précision des résultats n'est pas très satisfaisante et la méthode peut difficilement être modifiée pour permettre d'obtenir des résultats plus précis. Ces résultats peuvent cependant constituer un point de départ pour des comparaisons avec les simulations numériques réalisées avec la dynamique moléculaire, qui utilise des échelles de temps de l'ordre de la nano-seconde, dont les fréquences d'excitations du système atteignent aussi les dizaines de MHz.

La deuxième partie de la recherche étudiait des cavités résonantes d'ondes acoustiques de surface (SAWR), où on génère et détecte les vibrations directement sur l'échantillon. Cette méthode nécessitait l'utilisation de substrats piézoélectriques sur lesquels on dépose un patron métallique par photolithographie, composé de deux transmetteurs interdigitaux (IDT) et de deux miroirs de Bragg acoustiques. En induisant un signal électrique dans un des IDT, des ondes de surface sont générées grâce à l'effet piézoélectrique. On utilise l'effet inverse pour récolter le signal des ondes mécaniques en potentiel électrique dans l'autre IDT. La cavité formée par les miroirs de Bragg acoustiques permet de contenir les ondes de surface pour étudier leur propagation dans le temps. La fréquence d'excitation des SAW est déterminée par la longueur d'onde visée, qui est donnée par la largeur et l'espacement des doigts métalliques qui forment le patron, soit $\lambda/4$. Des échantillons ont été conçus selon deux longueurs d'onde, soit $\lambda = 120 \mu\text{m}$ et $\lambda = 200 \mu\text{m}$, ce qui correspond à des fréquences de 33.15 MHz et 19.89 MHz respectivement. L'angle de perte est déterminé à partir de l'inverse du facteur de qualité de la cavité, donc du paramètre d'amortissement des ondes dans le temps modulé par la fréquence. La méthode de mesure simple, faite à l'aide d'un générateur

de fréquence et d'un oscilloscope, a permis de récolter beaucoup de signaux afin de tester la reproductibilité des résultats en établissant des moyennes. Il n'a malheureusement pas été possible d'étudier des échantillons où était déposée une couche mince, mais nous avons obtenu des résultats pour l'angle de perte du substrat pour les deux longueurs d'onde. Pour l'échantillon $\lambda = 120 \mu\text{m}$, l'angle de perte moyen est de 1.92×10^{-3} avec un écart-type de 0.06×10^{-3} . Pour l'échantillon $\lambda = 200 \mu\text{m}$, la moyenne des angles de perte est de 1.20×10^{-3} pour un écart-type de 0.09×10^{-3} . En rapportant ces incertitudes sur le calcul de l'angle de perte de la couche, en considérant les ratios d'énergies vibrationnelles propres à chaque fréquence et en supposant une incertitude similaire pour un échantillon avec une couche mince, on obtient respectivement des incertitudes de l'ordre de 4×10^{-3} et 1×10^{-2} pour l'angle de perte de la couche mince. Comme les valeurs attendues d'angle de perte pour le Ta_2O_5 amorphe à cette gamme de fréquences sont de $3-6 \times 10^{-3}$, on voit que les échantillons ne donnent pas des résultats assez précis tel qu'ils sont conçus pour le moment. Malgré des signaux contenant plus d'interférence, les résultats de l'échantillon $\lambda = 120 \mu\text{m}$, dont le coefficient de réflexion était de 0.434, avait un plus petit écart-type que ceux de l'échantillon $\lambda = 200 \mu\text{m}$, avec le coefficient de réflexion de 0.167. Il est donc possible de concevoir des cavités résonantes qui atteignent des niveaux de précision plus élevés en améliorant la réflectivité des miroirs de Bragg acoustiques.

Il n'a malheureusement pas été possible d'obtenir des résultats précis quant aux angles de pertes des couches minces de Ta_2O_5 amorphe pour des fréquences autour de 10, 20 et 30 MHz, mais nous avons été en mesure d'obtenir un estimé des valeurs grâce à une première méthode de mesure puis nous avons trouvé une méthode qui permettrait d'obtenir une plus grande précision. Les résultats de la première méthode semblent indiquer que les pertes pourraient être plus importantes qu'attendu pour ces fréquences, ce qui pourrait être confirmé avec une version améliorée de la seconde méthode.

Les mécanismes qui induisent les pertes mécaniques dans les miroirs de LIGO sont peu connus et il est important d'étudier ces pertes sur une large gamme de fréquences pour mieux les comprendre. Comme les matériaux qui composent ces miroirs sont appelés à changer, il est d'autant plus important de développer des méthodes qui permettent de caractériser les mécanismes de pertes à différentes fréquences. En connaissant mieux ces matériaux, il devient possible de mieux les utiliser pour pousser au maximum l'étude des ondes gravitationnelles et l'exploration de l'espace grâce aux interféromètres de LIGO.

Références bibliographiques

- [1] Gregory Harry, Timothy P Bodiya, and Riccardo DeSalvo. *Optical coatings and thermal noise in precision measurement*. Cambridge University Press, 2012.
- [2] LIGO Scientific Collaboration et al. Advanced ligo: the next generation of gravitational wave detectors. *Class. Quantum Grav*, 27:084006, 2010.
- [3] Steven D Penn, Peter H Sneddon, Helena Armandula, Joseph C Betzwieser, Gianpietro Cagnoli, Jordan Camp, DRM Crooks, Martin M Fejer, Andri M Gretarsson, Gregory M Harry, et al. Mechanical loss in tantala/silica dielectric mirror coatings. *Classical and Quantum Gravity*, 20(13):2917, 2003.
- [4] G Vajente, A Ananyeva, G Billingsley, E Gustafson, A Heptonstall, E Sanchez, and C Torrie. A high throughput instrument to measure mechanical losses in thin film coatings. *Review of Scientific Instruments*, 88(7):073901, 2017.
- [5] BS Berry and WC Pritchett. Vibrating reed internal friction apparatus for films and foils. *IBM Journal of Research and Development*, 19(4):334–343, 1975.
- [6] F Puosi, F Fidecaro, S Capaccioli, D Pisignano, and D Leporini. In silico broadband mechanical spectroscopy of amorphous tantala. *Physical Review Research*, 1(3):033121, 2019.
- [7] Nick van Remortel, Kamiel Janssens, and Kevin Turbang. Stochastic gravitational wave background: Methods and implications. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, page 104003, 2022.
- [8] WA Phillips. Two-level states in glasses. *Reports on Progress in Physics*, 50(12):1657, 1987.
- [9] Anthony J Leggett and Dervis C Vural. “tunneling two-level systems” model of the low-temperature properties of glasses: Are “smoking-gun” tests possible? *The Journal of Physical Chemistry B*, 117(42):12966–12971, 2013.
- [10] Herbert B Callen and Theodore A Welton. Irreversibility and generalized noise. *Physical Review*, 83(1):34, 1951.
- [11] Peter R Saulson. Thermal noise in mechanical experiments. *Physical Review D*, 42(8):2437, 1990.
- [12] Yu. Levin. Internal thermal noise in the ligo test masses: A direct approach. *Phys. Rev. D*, 57:659–663, Jan 1998.
- [13] Roger P Netterfield, Mark Gross, Fred N Baynes, Katie L Green, Gregory M Harry, Helena Armandula, Sheila Rowan, Jim Hough, David RM Crooks, Martin M Fejer, et al. Low mechanical loss coatings for ligo optics: progress report. In *Advances in Thin-Film Coatings for Optical Applications II*, volume 5870, page 58700H. International Society for Optics and Photonics, 2005.
- [14] Emile Lalonde. Synthèse de couches optiques par co-dépôt pour les miroirs de ligo. Master’s thesis, Université de Montréal, 8 2020.
- [15] G Vajente, Ross Birney, A Ananyeva, S Angelova, R Asselin, B Baloukas, R Bassiri, G Billingsley, MM Fejer, D Gibson, et al. Effect of elevated substrate temperature deposition on the mechanical losses in tantala thin film coatings. *Classical and Quantum Gravity*, 35(7):075001, 2018.

- [16] John Robert Taylor. *Classical mechanics*. Number 531 TAY. 2005.
- [17] Y Nishino and S Asano. The constitutive equations for internal friction in thin-layer materials. *physica status solidi (a)*, 139(2):K97–K100, 1993.
- [18] MM Fejer, S Rowan, G Cagnoli, DRM Crooks, A Gretarsson, GM Harry, J Hough, SD Penn, PH Sneddon, and SP Vyatchanin. Thermoelastic dissipation in inhomogeneous media: loss measurements and displacement noise in coated test masses for interferometric gravitational wave detectors. *Physical Review D*, 70(8):082003, 2004.
- [19] J David N Cheeke. *Fundamentals and applications of ultrasonic waves*. CRC press, 2017.
- [20] Viktorov IA. Rayleigh and lamb waves, physical theory and applications. *Moscow: Acoustics Institute, Academy of Science of the USSR*, 1967.
- [21] Hans Lüth. *Solid surfaces, interfaces and thin films*, volume 4. Springer, 2001.
- [22] Keith Worden. Rayleigh and lamb waves-basic principles. *Strain*, 37(4):167–172, 2001.
- [23] J Marini and J Rivenez. Acoustical fields from rectangular ultrasonic transducers for non-destructive testing and medical diagnosis. *Ultrasonics*, 12(6):251–256, 1974.
- [24] NDT Olympus. Inc. ultrasonic transducers technical notes, 2001.
- [25] Philip R Bevington and D Keith Robinson. Data reduction and error analysis. *McGraw-Hill, New York*, 2003.
- [26] NDT Resource Center. Ultrasonic formula.
- [27] Frédéric Jenot, Sabrina Fourez, Mohammadi Ouaftouh, and Marc Duquennoy. Nondestructive testing of thin films using surface acoustic waves and laser ultrasonics. In *AIP Conference Proceedings*, volume 1949, page 230031. AIP Publishing LLC, 2018.
- [28] Noor Amalina Ramli and Anis Nurashikin Nordin. Design and modeling of mems saw resonator on lithium niobate. In *2011 4th International Conference on Mechatronics (ICOM)*, pages 1–4. IEEE, 2011.
- [29] Charles Kittel and Paul McEuen. *Introduction to solid state physics*, volume 8. Wiley New York, 1996.
- [30] Bo Liu, Xiao Chen, Hualin Cai, Mohammad Mohammad Ali, Xiangguang Tian, Luqi Tao, Yi Yang, and Tianling Ren. Surface acoustic wave devices for sensor applications. *Journal of semiconductors*, 37(2):021001, 2016.
- [31] Riccardo Manenti. Surface acoustic wave resonators for quantum information. *Master’s Thesis, University of Milano, Milano, Italy*, 2013.
- [32] Walter Fox Smith. *Waves and oscillations: a prelude to quantum mechanics*. Oxford University Press, 2010.
- [33] Korth Kristalle. Lithium niobate. Available at <https://www.korth.de/en/materials/detail/Lithium%20Niobate> (2022/08/01).
- [34] Denis Loos, Pasquale Scarlino, and Andreas Wallraff. Surface acoustic wave resonator, semester project. Master’s thesis, Quantum Device Lab, Swiss Federal Institute of Technology Zurich, Switzerland, 11 2017.
- [35] Lord Rayleigh. On waves propagated along the plane surface of an elastic solid. *Proceedings of the London mathematical Society*, 1(1):4–11, 1885.
- [36] Alex Abramovici, William E Althouse, Ronald WP Drever, Yekta Gürsel, Seiji Kawamura, Frederick J Raab, David Shoemaker, Lisa Sievers, Robert E Spero, Kip S Thorne, et al. Ligo: The laser interferometer gravitational-wave observatory. *science*, 256(5055):325–333, 1992.

- [37] Valery P Mitrofanov, Shih Chao, Huang-Wei Pan, Ling-Chi Kuo, Garrett Cole, Jerome Degallaix, and Benno Willke. Technology for the next gravitational wave detectors. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 58(12):1–26, 2015.