



HAL
open science

Développement d'un thermomètre acoustique pour l'estimation de la température moyenne de l'air le long d'un chemin de mesure de distance par voie optique

Karim Mimoune

► **To cite this version:**

Karim Mimoune. Développement d'un thermomètre acoustique pour l'estimation de la température moyenne de l'air le long d'un chemin de mesure de distance par voie optique. Physique [physics]. HESAM Université, 2022. Français. NNT : 2022HESAC026 . tel-03997959

HAL Id: tel-03997959

<https://theses.hal.science/tel-03997959>

Submitted on 20 Feb 2023

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

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

ÉCOLE DOCTORALE ABBÉ GRÉGOIRE
Laboratoire Commun de Métrologie

THÈSE

présentée par : **Karim MIMOUNE**

soutenue le : **1^{er} décembre 2022**

pour obtenir le grade de : **Docteur d'HESAM Université**

préparée au : **Conservatoire national des arts et métiers**

Discipline : **30**

Spécialité : **Lasers, nanosciences et métrologie**

**Développement d'un thermomètre acoustique pour
l'estimation de la température moyenne de l'air le long
d'un chemin de mesure de distance par voie optique**

THÈSE dirigée par :

M. Mark PLIMMER

et co-encadrée par :

M. Joffray GUILLORY

Jury

M. Marc HIMBERT	Professeur	Cnam	Président
M. Frederic DU BURCK	Professeur	Université Paris 13	rapporteur
M. Massimo ZUCCO	Professeur	Inrim	Rapporteur
Mme Cécile GUIANVARC'H	MCF	Université du Havre	Examinatrice
M. Mark PLIMMER	MCF	Cnam	Examineur
M. Joffray GUILLORY	IGR	Cnam	Examineur

Remerciements

Cette thèse est le résultat d'un long travail sur quatre années et je souhaite remercier les personnes qui m'ont soutenu lors de cette aventure.

Je tiens à adresser mes remerciements les plus sincères aux membres de l'équipe dimensionnelle du LCM, avec qui j'ai eu l'immense plaisir de travailler pendant ces dernières années. Un grand merci au Dr Joffray Guillory, co-encadrant de cette thèse, qui a été présent tout au long de mes travaux. Il a été d'une aide plus que précieuse, n'a jamais hésité à partager son savoir et ses expériences et a été d'une très grande patience à mon égard. Je remercie également le Dr Jean-Pierre Wallerand qui m'a confié ce projet et m'a offert l'opportunité de réaliser cette thèse. Et enfin M. Daniel Truong, qui a été d'une grande aide dans tout ce qui touchait à l'aspect mécanique du système développé.

Je souhaite remercier le Dr Mark Plimmer, pour avoir assuré le rôle de directeur de thèse, dont l'expertise a été d'une aide précieuse.

Je remercie également le Pr Marc Himbert, ancien directeur, le Dr Gael Obein, actuel directeur du LCM, ainsi que M. Thomas Grenon, directeur général du LNE, pour m'avoir permis d'intégrer leurs laboratoires et de réaliser mes travaux en leur sein.

Un grand merci aux membres de mon comité de suivi de thèse ainsi qu'aux membres du jury : le Pr Marc Himbert, le Pr Frederic Du Burck, le Pr Massimo Zucco, le Dr Cécile Guianvarc'h et le Pr Patrick Juncar, pour avoir pris le temps de se pencher sur mes travaux et avoir accepté de juger la qualité de ces derniers.

Bien sûr, je remercie ma maman, mon papa, et mes sœurs Assia et Amira, sans qui rien n'aurait été possible. Merci de m'avoir soutenu et de m'avoir encouragé.

Et merci à ma chère Éloïse, qui a été ma co-auteurice malgré elle, pour son soutien à toute épreuve.

Résumé

Ce document détaille le développement d'un système de thermométrie acoustique. Il permettrait d'estimer la température moyenne T le long d'un chemin de mesure de distance d par voie optique afin de mieux déterminer l'indice de réfraction de l'air. Le principe de fonctionnement est la mesure de la vitesse acoustique v via une mesure de temps de vol $\tau = d/v$ d'une onde ultrasonore (40 kHz). L'extraction de T à partir de la vitesse sonore se fait à l'aide de l'équation de Cramer reliant la vitesse v aux paramètres atmosphériques (température, pression, humidité et concentration de gaz carbonique). Les performances de différentes méthodes d'estimation de τ sur six types de signaux (monofréquence ou modulé, enveloppes rectangulaire, Gaussienne ou Blackman) notamment l'intercorrélacion ont été évaluées et une procédure d'étalonnage par rapport à des thermomètres de référence disposés le long du trajet a été développée. L'incertitude atteinte pour des mesures de température est de 90 mK sur 10 m.

Mots clés

Thermométrie, acoustique, métrologie, intercorrélacion, ultrasons, indice de réfraction,

Abstract

This thesis describes the development of an acoustic thermometry apparatus to estimate the mean temperature along an optical measurement path and thereby better determine the air refractive index. The measurement principle uses the time-of-flight (TOF) of an ultrasonic wave at 40 kHz. The temperature is extracted from the speed of sound using the Cramer equation which gives acoustic velocity as a function of atmospheric parameters (temperature, pressure, humidity and CO₂ concentration). Different methods for estimating the TOF were studied for six types of signal (single-frequency or modulated, top-hat, Gaussian and Blackman envelopes), notably cross correlation, and a calibration procedure with respect to reference thermometers placed at intervals along the path developed. The temperature uncertainty achieved for a 10 m distance is 90 mK.

Keywords

Thermometry, Acoustics, metrology, cross correlation, ultrasonics, refractive index

Table des matières

1	Etat de l'art des systèmes existants pour la mesure de température de l'air	18
1.1	Contexte de la thèse	18
1.1.1	EURAMET Projet LaVA	18
1.1.2	Contenu du projet LaVA	18
1.1.2.1	Métrologie des grands volumes	19
1.1.2.2	Objectifs du projet LaVA.....	21
1.1.3	Mesures de distance par voie optique et indice de réfraction de l'air	22
1.1.3.1	Télémètre absolu du Cnam	23
1.2	État de l'art de la thermométrie de l'air.....	24
1.2.1	Thermomètre à résistance de platine 100 Ω (Pt100).....	25
1.2.2	Thermomètre spectroscopique	26
1.2.3	Thermomètre acoustique	28
2	Thermomètre acoustique.....	33
2.1	Introduction	33
2.2	Principe de fonctionnement	33
2.3	Caractérisation du signal acoustique	39
2.3.1	Introduction	39
2.3.2	Fréquence de l'onde acoustique	39
2.3.2.1	Signal monofréquence	41
2.3.2.2	Signal multifréquence	42
2.4	Méthodes de mesure du temps de vol de l'onde acoustique.....	46
2.4.1	La détection de seuil.....	46
2.4.2	Méthode du critère d'information d'Akaike	48
2.4.3	Intercorrélation	49
2.4.4	Corrélation spectrale	54

2.5	Description du système développé	58
2.5.1	Architecture générale de l'instrument	58
2.5.2	Impact de la présence d'un flux d'air	63
2.5.3	Acquisition des signaux	64
2.5.4	Procédure d'alignement du système.....	66
2.5.4.1	Procédure initiale de réglage des faisceaux laser.....	66
2.5.4.2	Procédure d'alignement préalable à toutes mesures	69
2.5.5	Caractérisation du système de transmission acoustique.....	70
2.5.5.1	Transducteurs acoustiques	70
2.5.5.2	Amplificateurs électroniques	71
2.5.5.3	Bande passante du système	75
2.5.5.4	Temps de réponse du système.....	76
2.6	Evaluation des performances des méthodes et signaux.....	79
2.6.1	Procédure expérimentale et résultats.....	80
2.6.1.1	Détection de seuil.....	81
2.6.1.2	Méthode du critère d'information d'Akaike AIC	86
2.6.1.3	Intercorrélation.....	90
2.6.1.4	Corrélation spectrale	94
2.6.2	Récapitulatif de l'évaluation	96
3	Étalonnage du thermomètre acoustique : détermination du zéro de l'instrument.....	103
3.1	Introduction	103
3.2	Procédure d'étalonnage mis en place	103
3.3	Détermination de l'incertitude sur les mesures d'étalonnage.....	105
3.3.1	Incertaince sur la distance.....	106
3.3.1.1	Erreurs systématiques	107
3.3.1.2	Défaut d'alignement.....	108
3.3.2	Incertaince sur la vitesse du son de référence.....	109

3.3.2.1	Incertitudes sur les paramètres environnementaux	110
3.3.2.2	Propagation des incertitudes	110
3.3.2.3	Méthode de Monte-Carlo	112
3.3.3	Incertitude sur le temps de vol de référence	115
3.4	Détermination du zéro de l'instrument	116
3.5	Mesures absolues de température après étalonnage	120
3.5.1	Incertitude sur la vitesse du son mesurée par le thermomètre acoustique.....	121
3.5.2	Incertitude sur la température mesurée par le thermomètre acoustique.....	122
3.5.3	Comparaison entre mesures acoustique de température et un jeu de sondes de référence.....	123
4	Détermination des coefficients de Cramer	133
4.1	Introduction	133
4.2	Étalonnage à deux températures	133
4.3	Procédure pour la redéfinition des coefficients de Cramer	135
4.3.1	La méthode de Korpelainen et Lassila	135
4.3.2	La méthode de l'étalonnage à deux températures	143
4.3.3	Évaluation et comparaison des nouveaux coefficients.....	147
5	Application de la thermométrie acoustique pour la mesure de la température et pour la compensation de l'indice de réfraction de l'air	156
5.1	Objectif	156
5.2	Montage expérimental	157
5.3	Mesures et résultats	158
6	Conclusion et perspectives.....	164

Liste des variables :

B	Second coefficient de l'équation d'état du viriel en $\text{cm}^3 \text{mol}^{-1}$.
c	Vitesse de la lumière dans le vide (299 792 458 m/s)
d	Distance séparant les deux parties du système acoustique
e	Facteur de renforcement
f	Fréquence de l'onde acoustique en Hz
f_{RF}	Fréquence de la porteuse radiofréquence
f_{rx}	Fréquence de relaxation pour un composant x de l'air
M	Masse molaire en kg/mol
n	Indice de réfraction de l'air
n_c	Nombre de cycles pour le temps de vol
p	Pression atmosphérique
p_r	Pression atmosphérique de référence à 101 325 Pa
R	Constante universelle des gaz parfaits, ($8,314\ 462\ 618\ \text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$)
RH	l'humidité relative en pourcent
t	le temps en s
T	Température thermodynamique
T_{20}	Température de référence égale à 20 °C ou 293,15 K
t_a	Temps de vol de l'onde acoustique dans l'air
t_d	Différence de temps d'arrivée entre deux signaux acoustiques
v_{capteurs}	Vitesse du son dans l'air déterminée à l'aide de l'équation de Cramer et les valeurs d'humidité relative, pression et température fournies par les capteurs du système acoustique (Bosch BME280)
t_o	Erreur de zéro de l'instrument, exprimée en temps
t_{ref}	Temps de vol de référence, c'est-à-dire le temps de propagation de l'onde acoustique dans l'air déterminé à partir de l'équation de Cramer et une distance de référence
T_s	Durée du signal
v_o	Vitesse du son dans l'air pour une fréquence acoustique nulle en m/s
v	vitesse du son dans l'air
v_{ref}	Vitesse du son dans l'air de référence déterminée à l'aide de l'équation de Cramer et des valeurs d'humidité relative, pression et température de référence, par exemple des sondes à résistance de platine (Pt100)

x_c	Fraction molaire de CO ₂
x_w	Fraction molaire de vapeur d'eau
θ	Température de l'air
θ_{ref}	Température de référence obtenue par des sondes Pt100
$\Delta\phi$	Déphasage mesuré en rad
σ_x	Incertitude sur x
γ	Coefficient adiabatique du gaz
θ	Température de l'air en °C
λ	Longueur d'onde synthétique
α_r	Coefficient d'atténuation du composant numéroté r de l'air

Liste des sigles et acronymes :

ADM : *Absolute Distance Meter* (Télé-mètre absolu)

CLIC : *Compact Linear Collider*

Cnam : Conservatoire national des arts et métiers

CMM : *Coordinate Measuring Machine*

DTOA : *Difference Time of Arrival*

DTR : Dispositif de thermométrie à résistance

EMPIR : *European Metrology Programme for Innovation and Research*

DynaMITE: *Dynamic applications of large volume metrology in industry of tomorrow environments*

GGOS : *Global Geodetic Observation System*

GPS : *Geometrical product specifications*

IEC : *International Electrotechnical Commission*

ILC : *International Linear Collider*

INM : Institut national de métrologie

INRiM : *Istituto Nazionale di Ricerca Metrologica* (Métrologie Italienne)

IoT : *Internet of Things*

ISO : *International Organisation for Standardization* (organisation internationale pour la normalisation)

LHC : *Large Hadron Collider*

LNE : Laboratoire National de métrologie et d'Essais

LaVA : *Large Volume Metrology*

NPL : *National Physical Laboratory* (Métrologie britannique)

RF : Radiofréquence

RISE : *Research Institutes of Sweden* (Métrologie suédoise)

RWTH : *Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen* (Université d'Aix-la-Chapelle)

TC : *Technical committee* (Comité technique)

TOF : *Time Of Flight* (temps de vol)

VLBI : *Very Long Baseline Interferometry*

VTT : *Valtion Teknillinen Tutkimuskeskus* (Centre technique de recherche finlandais)

Liste des figures :

Figure 2.1. Impact des différents paramètres environnementaux sur la vitesse du son dans l'air suivant l'équation de Cramer.....	38
Figure 2.2. Signal monofréquence à 40 kHz d'amplitude 1 V.....	42
Figure 2.4. Exemple d'un signal modulé en fréquence avec $f(t) = 30 t$ et $\phi_0 = 0$	43
Figure 2.5. Illustration des densités spectrales de puissance de signaux à fréquence modulée. Il s'agit d'une modulation linéaire entre 38 kHz et 42 kHz, avec une fréquence centrale de 40 kHz, avec trois différents types d'enveloppes : rectangulaire, gaussienne, et de Blackman.....	45
Figure 2.6. Exemple de transmission d'un même signal acoustique (pulsation de 500 μ s, monofréquence à $f = 40$ kHz), mais à fenêtres différentes.....	46
Figure 2.7 : Illustration d'un retard sur la détection de seuil provoqué par une fréquence d'échantillonnage trop faible.....	47
Figure 2.8 : Méthode AR-AIC appliquée à un signal monofréquence d'enveloppe gaussienne auquel un bruit blanc fut ajouté.....	49
Figure 2.9 : En haut à gauche, deux signaux monofréquences à enveloppe gaussienne, non bruités, et en haut à droite le résultat de leur intercorrélacion. En bas, l'agrandissement de ce résultat autour du maximum d'intercorrélacion.....	51
Figure 2.10 : A gauche, comparaison de l'intercorrélacion de signaux non bruités, en magenta, avec la même intercorrélacion lorsque le signal reçu est bruité, en vert. A droite, agrandissement des intercorrélacions entre 0,48 s et 0,52 s.....	51
Figure 2.11 : Comparaison de l'intercorrélacion de signaux monofréquences à 40 kHz (en orange) avec les intercorrélacions de signaux modulés linéairement en fréquence (à 10 kHz en violet et à 20 kHz en bleu). Ces signaux sont tous à enveloppe gaussienne.	53
Figure 2.12 : Rapport entre la valeur du maximum de l'intercorrélacion et la valeur du pic secondaire en fonction de la durée du signal et de sa bande passante.	54
Figure 2.13 : Illustration de la différence de phase entre deux signaux à fréquence modulée linéairement, avec en haut, la représentation temporelle de ces signaux, et en bas, la différence de phase en fonction de la fréquence.	57
Figure 2.14 : Schéma du thermomètre acoustique montrant les deux parties du système, la partie A avec R1 / E2 et la partie B avec E1 / R2. A gauche, vue de dessus, et à droite, vue de face avec uniquement la partie A.	59
Figure 2.15 : Photographie de la partie A du thermomètre acoustique.	59
Figure 2.16 : Schéma fonctionnel du thermomètre acoustique.	61
Figure 2.17 : Principe de la compensation d'un flux d'air lors de la mesure de la vitesse du son.....	63
Figure 2.18 : Illustration de l'émission et de l'acquisition des signaux électriques par la carte RedPitaya.....	65

Figure 2.19 : Schéma explicatif de la procédure initiale du réglage des faisceaux laser pour la partie A (celle équipée du télémètre Leica avec laser visible dans le rouge). A gauche, une illustration des faisceaux avant alignement, et à droite, après alignement.	67
Figure 2.20 : Schéma explicatif de la procédure initiale du réglage des faisceaux laser pour la partie B avec, à gauche, une illustration des faisceaux avant alignement, et à droite, après alignement.	68
Figure 2.21 : Réponses fréquentielles et directionnelles de l'émetteur Cebek C7210 (à gauche) et du récepteur Massa TR-89B (à droite). Figures issues des données techniques des fabricants de ces transducteurs : Cebek [58], et Massa [59].	71
Figure 2.22 : Schéma électrique du montage amplificateur utilisé à l'émission.....	72
Figure 2.23 : Gain du montage amplificateur utilisé en émission en fonction de la fréquence...73	
Figure 2.24 : Schéma électrique du montage amplificateur utilisé en réception.....	74
Figure 2.25 : Gain du montage amplificateur utilisé pour la réception acoustique en fonction de la fréquence.....	75
Figure 2.26 : Réponse en fréquence du système de mesure incluant les transducteurs et les amplificateurs.....	76
Figure 2.27 : Réponse du système à un signal sinusoïdal à 40 kHz d'une durée de 1 ms.....	77
Figure 2.28 : Réponses du système à un signal sinusoïdal à 40 kHz d'une durée de 1 ms pour des distances de 1 m (bleu) et 3 m (orange).	78
Figure 2.29 : Enveloppes des signaux émis et envoyé (normalisé) sur une distance de 1 m après recalage temporel.	79
Figure 2.30 : Exemple de signal reçu lors de la phase d'évaluation.	82
Figure 2.31 : Valeur des temps de vols pour des signaux monofréquences en utilisant la méthode de détection de seuil (en haut) et les résidus par rapport aux mesures de référence (en bas). Les résultats obtenus pour les signaux avec une enveloppe rectangulaire sont représentés à gauche, ceux avec une enveloppe gaussienne au milieu, et ceux avec une enveloppe de Blackman à droite.	83
Figure 2.32 : Valeurs des temps mesurés de vol pour des signaux modulés en fréquence en utilisant la méthode de détection de seuil (en haut) et les résidus par rapport aux mesures de référence (en bas). Les résultats obtenus pour les signaux avec une enveloppe rectangulaire sont représentés à gauche, ceux avec une enveloppe gaussienne au milieu, et ceux avec une enveloppe de Blackman à droite.	85
Figure 2.33 : Valeurs des temps de vol mesurés pour des signaux monofréquences en utilisant la méthode AR-AIC (en haut) et les résidus par rapport aux mesures de référence (en bas). Les résultats obtenus pour les signaux avec une enveloppe rectangulaire sont représentés à gauche, ceux avec une enveloppe gaussienne au milieu, et ceux avec une enveloppe de Blackman à droite.	87
Figure 2.34 : Valeurs des temps de vol mesurés pour des signaux modulés en fréquence en utilisant la méthode AR-AIC (en haut) et les résidus par rapport aux mesures de référence (en	

bas). Les résultats obtenus pour les signaux avec une enveloppe rectangulaire sont représentés à gauche, ceux avec une enveloppe gaussienne au milieu, et ceux avec une enveloppe de Blackman à droite.	89
Figure 2.35 : Valeurs des temps de vol pour des signaux monofréquences en utilisant la méthode de l'intercorrélation (en haut) et les résidus par rapport aux mesures de référence (en bas). Les résultats obtenus pour les signaux avec une enveloppe rectangulaire sont représentés à gauche, ceux avec une enveloppe gaussienne au milieu, et ceux avec une enveloppe de Blackman à droite.	91
Figure 2.36 : Valeurs des temps de vol mesurés pour des signaux modulés en fréquence en utilisant la méthode de l'intercorrélation (en haut) et les résidus par rapport aux mesures de référence (en bas). Les résultats obtenus pour les signaux avec une enveloppe rectangulaire sont représentés à gauche, ceux avec une enveloppe gaussienne au milieu, et ceux avec une enveloppe de Blackman à droite.	93
Figure 2.37 : Valeurs des temps de vol mesurés pour des signaux modulés en fréquence en utilisant la méthode de la corrélation spectrale (en haut) et les résidus par rapport aux mesures de référence (en bas). Les résultats obtenus pour les signaux avec une enveloppe rectangulaire sont représentés à gauche, ceux avec une enveloppe gaussienne au milieu, et ceux avec une enveloppe de Blackman à droite.	95
Figure 2.38 : Résultats de mesures complémentaires effectuées en utilisant les méthodes d'intercorrélation et de corrélation spectrale, ainsi que la différence de temps de vol entre les deux méthodes. A gauche, les mesures sont faites à 3,318 m, et à droite à 7,368 m.	101
Figure 2.39 : Organigramme résumant la méthode utilisée afin de mesurer la différence de temps d'arrivée entre les signaux reçus et les signaux de références.	102
Figure 3.1 : Erreurs sur la mesure de la vitesse du son et de la température pour une erreur de 1 mm sur la mesure de distance.	106
Figure 3.2 : Schéma représentant le désalignement d'un faisceau infrarouge dû à sa divergence.....	109
Figure 3.3 : Incertitude sur la vitesse du son théorique en fonction de la température et de la pression pour une humidité relative de 50% et une concentration de CO ₂ de 500 ppm.	112
Figure 3.4 : Diagramme présentant l'algorithme de Monte-Carlo utilisé. Des distributions gaussiennes sont employées pour la température , l'humidité relative, la pression et la concentration de CO ₂	113
Figure 3.5 : Histogramme représentant les résultats de la simulation Monte-Carlo.	114
Figure 3.6 : Résultat des étalonnages présentés dans le tableau (3.2) : en rouge, les zéros de l'instrument mesurés à une distance donnée, et en bleu, le zéro global du système obtenu par la méthode des moindres carrés pondérés.	120
Figure 3.7 : Evolution de l'incertitude sur la vitesse du son mesurée par le système de thermométrie en fonction de la distance.	122
Figure 3.8 : Incertitude sur la température mesurée par le thermomètre acoustique en fonction de la distance.	123

Figure 3.9 : Résultat des mesures de température effectuées à une distance de 3,318 m par le système et les sondes Pt100 (en haut), et résidus des mesures ainsi que la moyenne glissante des résidus (en bas). Les résidus correspondent à la différence des températures entre les sondes Pt100 et le thermomètre acoustique. La zone en rouge représente l'incertitude-type combinée des deux capteurs.	124
Figure 3.10 : Résultat des mesures de température effectuées à une distance de 5,012 m par le système et les sondes Pt100 (en haut), et résidus des mesures ainsi que la moyenne glissante des résidus. La zone en rouge représente l'incertitude-type combinée des deux capteurs.....	125
Figure 3.11 : Résultat des mesures de température effectuées à une distance de 7,368 m par le système et les sondes Pt100 (en haut), et résidus des mesures ainsi que la moyenne glissante des résidus. La zone en rouge représente l'incertitude-type combinée des deux capteurs....	126
Figure 3.12 : Résultat des mesures de température effectuées à une distance de 8,984 m par le système et les sondes Pt100 (en haut), et résidus des mesures ainsi que la moyenne glissante des résidus. La zone en rouge représente l'incertitude-type combinée des deux capteurs....	127
Figure 3.13 : Résultat des mesures de température effectuées à une distance de 10,718 m par le système et les sondes Pt100 (en haut), et résidus des mesures ainsi que la moyenne glissante des résidus. La zone en rouge représente l'incertitude-type combinée des deux capteurs.....	128
Figure 3.14 : Résultat des mesures de température effectuées à une distance de 7,368 m et mise en évidence des non-linéarités présentes dans les mesures.	130
Figure 3.15 : Résidus des mesures faites à une distance de 7,368 m en fonction de la température mesurée par les sondes Pt100.	131
Figure 4.1 : Photographie du montage expérimental utilisé pour la détermination des coefficients de Cramer avec, à gauche, la partie A du système faisant face à la partie B, et à droite, la partie B ainsi que le télémètre utilisé pour la mesure du déplacement le long du rail.	137
Figure 4.2 : Résultats des mesures effectuées à la température de 23 °C. En haut, les mesures de temps de vol de l'onde acoustique en fonction de la distance et sa droite de régression linéaire de pente $1/v = \Delta t_a / \Delta d$. En bas, résidus par rapport à la droite de régression linéaire.	140
Figure 4.3 : Résultats des mesures effectuées à la température de 18 °C. En haut, les mesures de temps de vol de l'onde acoustique en fonction de la distance et sa droite de régression linéaire de pente $1/v = \Delta t_a / \Delta d$. En bas, résidus par rapport à la droite de régression linéaire.	141
Figure 4.4 : Résultats des mesures effectuées à la température de 16 °C. En haut, les mesures de temps de vol de l'onde acoustique en fonction de la distance et sa droite de régression linéaire de pente $1/v = \Delta t_a / \Delta d$. En bas, résidus par rapport à la droite de régression linéaire.	142
Figure 4.5 : Résultat de l'étape (7) de l'algorithme : différence des zéros de l'instrument entre deux étalonnages à différente température en fonction des coefficients a_0 et a_1 . Les couples de coefficients donnant les meilleurs résultats sont mis en évidence par le rectangle rouge.	145
Figure 4.6 Couples de coefficients a_0 et a_1 pour lesquels la différence des zéros de l'instrument est inférieure à 1 μ s. La régression linéaire de ces points est représentée par une ligne noire. La boîte rectangulaire représente la nouvelle zone de balayage pour la recherche des coefficient.....	146

Figure 4.7 Résultats des mesures de température, et erreurs résiduelles entre les thermomètres de référence (Pt100) et les températures acoustiques calculées à partir des différents coefficients de l'équation de Cramer [38].	148
Figure 4.8 : Résultats des mesures de température effectués à une distance de 3,318 m par le système et les Pt100 (en haut) en utilisant les nouveaux coefficients, résidus des mesures ainsi que la moyenne glissante des résidus (en bas). La zone en rouge représente l'incertitude-type combinée des deux capteurs.	151
Figure 4.9 : Résultats des mesures de température effectués à une distance de 5,012 m par le système et les Pt100 (en haut) en utilisant les nouveaux coefficients, résidus des mesures ainsi que la moyenne glissante des résidus (en bas). La zone en rouge représente l'incertitude-type combinée des deux capteurs.	152
Figure 4.10 : Résultats des mesures de température effectués à une distance de 7,368 m par le système et les Pt100 (en haut) en utilisant les nouveaux coefficients, résidus des mesures ainsi que la moyenne glissante des résidus (en bas). La zone en rouge représente l'incertitude-type combinée des deux capteurs.	153
Figure 4.11 : Résultats des mesures de température effectués à une distance de 8,984 m par le système et les Pt100 (en haut) en utilisant les nouveaux coefficients, résidus des mesures ainsi que la moyenne glissante des résidus (en bas). La zone en rouge représente l'incertitude-type combinée des deux capteurs.	154
Figure 4.12 : Résultats des mesures de température effectués à une distance de 10,718 m par le système et les Pt100 (en haut) en utilisant les nouveaux coefficients, résidus des mesures ainsi que la moyenne glissante des résidus (en bas). La zone en rouge représente l'incertitude-type combinée des deux capteurs.	155
Figure 5.1 Schéma du montage expérimental pour des mesures optiques et acoustiques simultanées.	159
Figure 5.2 Résultats de la première série de mesures de distance et de température. En haut, l'analyse des dérives de distance mesurées par rapport à la première distance mesurée en fonction du temps dans les cas où l'indice de réfraction de l'air n'est pas corrigé, quand il est corrigé grâce à la moyenne de température des six sondes Pt100 de référence et quand il est corrigé avec les températures mesurées par le thermomètre acoustique. En bas, l'évolution de la température de la salle en fonction du temps mesurée par le thermomètre acoustique et les sondes Pt100.	161
Figure 5.3 Résultats de la deuxième série de mesures de distance et de température. En haut, variation des distances mesurées par rapport à la première distance mesurée en fonction du temps : en rouge, les distances non corrigées de l'indice de réfraction de l'air, en bleu, les distances corrigées de l'indice pour une température égale à la moyenne des six sondes Pt100, et en noir, les distances corrigées de l'indice avec la température déterminée par le thermomètre acoustique. En bas, l'évolution de la température de la salle (thermomètre acoustique et sondes Pt100) en fonction du temps.	162
Figure 5.4 Résultats des deux séries de mesure : distances corrigées de l'indice de l'air sur la base des températures déterminées par le thermomètre acoustique en fonction de la température.	164

Liste des tableaux :

Tableau 1.1: Sources d'erreurs dans la détermination de l'indice de réfraction de groupe de l'air. L'indice est ici calculé grâce à la formule d'Edlén [26].	23
Tableau 2.1 : Coefficients de l'équation de Cramer [38].	35
Tableau 2.2 : Valeurs typiques d'affaiblissement linéique en dB/m de la propagation de ondes acoustiques en fonction des paramètres environnementaux et de la fréquence pour $p = 101\,325$ Pa [51].	40
Tableau 2.3 : Récapitulatif des résultats de l'évaluation des signaux et méthodes pour la mesure de temps de vol de l'onde acoustique.	97
Tableau 3.1 : Résultats des incertitudes sur la distance mesurée et sur la vitesse du son de référence calculée à partir des paramètres environnementaux afin d'en déduire l'incertitude sur le temps de vol de référence.	115
Tableau 3.2. Valeurs des incertitudes utilisées pour définir les poids associés à une série de mesures de l'étalonnage du système.	117
Tableau 3.3 : Résumé des résultats de l'étalonnage du système.	118
Tableau 3.4 Moyenne des résidus des séries de mesures effectuées.	129
Tableau 4.1 : Résultats des étalonnages du thermomètre acoustique effectués à des températures de 24,5 °C et 18,0 °C.	134
Tableau 4.2 : Valeurs moyennes des paramètres environnementaux lors des différentes mesures réalisées pour la détermination des coefficients de l'équation de Cramer pour une onde acoustique à 40 kHz.	139
Tableau 4.3. Moyennes et écarts-types des résidus entre les mesures faites par les thermomètres de référence et le thermomètre acoustique en utilisant les valeurs des coefficients de Cramer d'origine et nos valeurs personnalisée.	156

1 Etat de l'art des systèmes existants pour la mesure de température de l'air

1.1 Contexte de la thèse

1.1.1 EURAMET Projet LaVA

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'un projet collaboratif de recherche européen portant le nom de LaVA pour *Large Volume metrology Applications* en anglais (numéro de projet 17IND03) [1]. Ce projet fut réalisé dans le cadre du programme EMPIR (*European Metrology Programme for Innovation and Research*) et encadré par l'organisation européenne de métrologie EURAMET (*European Association of National Metrology Institutes*) [2]. Cette organisation s'occupe de la coordination et de la coopération entre les différents instituts nationaux de métrologie (NMI et DI pour respectivement *National Metrology Institutes* et *Designated Institutes*) européens dans le domaine de la recherche en métrologie, de la traçabilité des unités de mesure au système international (SI), la reconnaissance internationale des étalons de mesure nationaux et des capacités d'étalonnage et de mesure associées. Ainsi, l'organisation EURAMET facilite le développement des infrastructures nationales de métrologie grâce au transfert de connaissance et la coopération entre ses membres.

Le projet LaVA a débuté en août 2018 et s'est terminé fin avril 2022. Il devait durer trois ans, mais en raison de la pandémie Covid-19, le projet a été prolongé de neuf mois. Ce projet s'inscrivait dans le prolongement du projet LUMINAR qui s'est déroulé entre juin 2013 et mai 2016 [3]. Actuellement, certains volets du projet LaVA se poursuivent dans le cadre du projet DynaMITE [4] qui a commencé en septembre 2021 et qui devrait se terminer en août 2024.

Plusieurs instituts nationaux de métrologie (NMI et DI), mais aussi plusieurs partenaires extérieurs, ont participé au projet LaVA : NPL, l'institut national de métrologie du Royaume-Uni qui fut le coordinateur du projet LaVA, Cnam (France), INRiM (Italie), LNE (France), GUM (Pologne), RISE (Suède), VTT (Finlande), Fidia (Italie), IK4 Tekniker (Espagne), RWTH (Allemagne), Mapvision (Finlande), SAAB (Suède).

1.1.2 Contenu du projet LaVA

Le projet LaVA avait pour objectif de développer et d'améliorer les systèmes de mesure traçable et à grande exactitude pour une utilisation en tant qu'outils de métrologie. Les outils pour la métrologie des grands volumes (LVM pour *Large Volume Metrology* en anglais)

doivent être adaptés aux environnements industriels et doivent pouvoir être installés près des systèmes de fabrication tels que les machines-outils et les robots industriels, et ce conformément aux normes ISO de spécification géométrique des produits (*GPS Geometrical product specifications*)[5]. Ces outils ont pour but d'offrir des incertitudes plus faibles que les systèmes existants, un calcul et une estimation de ces incertitudes améliorées, des méthodes de compensation améliorées pour l'indice de réfraction de l'air, et la capacité de s'interfacer avec le contrôle des processus de production et d'assemblage. Le but est que le développement de ces outils se traduira par une traçabilité, une efficacité et des améliorations des coûts dans les industries et installations scientifiques s'appuyant sur la métrologie des grands volumes.

1.1.2.1 Métrologie des grands volumes

La métrologie des grands volumes, souvent méconnue du grand public, est vitale pour l'usinage, l'alignement, l'assemblage, le contrôle de nombreuses pièces, et donc objets et outils dont dépendent notre vie moderne et la science de pointe. Certains éléments, trop volumineux, doivent être mesurés *in-situ*, souvent dans des environnements non contrôlés, encombrés, où les mesures sont difficiles à réaliser. Nous pouvons citer pour illustrer la nécessité de la métrologie des grands volumes, les nouveaux accélérateurs de particules délivrant des faisceaux de plus en plus petits et de plus en plus énergétiques tel que le *International Linear Collider* (ILC) qui a été proposé pour succéder au grand collisionneur d'hadrons (LHC pour *Large Hadron Collider*) et au collisionneur linéaire compact (CLIC pour *Compact Linear Collider*). Les tolérances sur l'alignement des aimants mettant en forme les faisceaux de ces accélérateurs de particules sont de l'ordre du micromètre sur des distances de plusieurs centaines de mètres, comme par exemple l'accélérateur Sirius qui est un accélérateur circulaire d'une circonférence de 518 m [6], ou même de l'ordre du nanomètre dans le cadre du nouveau projet de collisionneur linéaire de leptons [7]. Un autre exemple est l'industrie de l'aviation qui a des tolérances d'assemblage pour les ailes d'avion inférieures à 300 μm [8]. Un autre exemple, la métrologie des grands volumes peut s'appliquer aux radiotélescopes qui sont de très grandes installations techniques pouvant être utilisés entre autres pour l'interférométrie à très longue base (ou VLBI pour *Very Long Baseline Interferometry*). Le réflecteur principal de ce type de radio télescope a un diamètre entre 12 m et 13 m, et sa surface peut subir des déformations dues à la répartition des masses sur la structure lorsque le radiotélescope change de direction. Ces déformations peuvent aller jusqu'à 1 mm [9]. Et l'utilisation des VLBI pour le système d'observation géodésique globale (GGOS pour *Global Geodetic Observation System*) [10]

nécessite une exactitude sur le positionnement de l'ordre du millimètre [9], [11]. Ceci implique une estimation des déformations citées plus tôt submillimétrique.

La métrologie des grands volumes est également une nécessité pour l'industrie 4.0. Celle-ci est un concept qui fait référence aux usines dans lesquelles les machines sont autonomes, améliorées par l'intelligence artificielle (IA), l'apprentissage automatique, et les données de masse, contrôlées par l'Internet des objets (IoT), exploitent l'impression 3D et la réalité augmentée, etc [12], [13]. Dans une usine automatisée, l'approvisionnement des chaînes de production peut être effectuée par des véhicules à guidage automatique, et l'usinage et l'assemblage peut être faits par des robots. Actuellement, les incertitudes de positionnement des robots sont souvent supérieures à 0,4 mm [14]. Pour comparaison, pour une machine-outil typique c'est 0,01 mm. Les robots doivent donc être assistés par des instruments externes pour corriger leur mouvement et améliorer leur positionnement absolu. Une telle approche a été démontrée, par exemple dans [15] en utilisant des laser trackers ou des systèmes de photogrammétrie [14]. La rétroaction en temps réel est une exigence fondamentale [8], par exemple pour des perceuses robotisées (robot typique : incertitudes supérieure à 0,4 mm, incertitudes requises typiques : 0,1 mm [14]). Mais de telles approches ne sont pour le moment qu'à l'étape de développement et ne sont pas encore généralisées.

Ces quelques exemples ci-dessus montrent la diversité des applications et des niveaux d'incertitude requis. Pour relever ces défis, plusieurs instruments disponibles dans le commerce offrent déjà des incertitudes submillimétriques pour les mesures de dimensions, positions, ou formes : iGPS avec des incertitudes allant de 85 μm à 500 μm [16], [17], Systèmes de multilatération qui ont des incertitudes de l'ordre de 4 μm dans des volumes de 5,6 m \times 10,3 m \times 2,8 m [18], les systèmes de photogrammétrie avec des incertitudes de l'ordre de 50 μm pour certains systèmes à deux camera [19], ou les lasers trackers pouvant donner une position tridimensionnelle d'un coin de cube avec une incertitude 10 $\mu\text{m} + 5 \mu/\text{m}$ [20], *etc.*

Pour inspecter les pièces produites, une méthode bien établie est l'utilisation de machines à mesurer tridimensionnelles (MMT ou en anglais CMM pour Coordinate Measuring machine). Mais dans ce cas, l'inspection s'exécute hors de la chaîne de production, à une vitesse d'exécution limitée [21].

Actuellement, l'étalonnage des machines-outils est basé sur l'emploi de laser trackers ou les systèmes de photogrammétrie. Les modèles suffisamment performant sont prohibitivement chers ce qui les empêche d'être une solution systématique, et il n'y a pas d'intégration de cette

métrologie localisée et la métrologie à l'échelle de l'usine, ce qui entrave la transition en cours entre les différents dispositifs de métrologie.

1.1.2.2 Objectifs du projet LaVA

Le projet LaVA visait à fournir une gamme de systèmes améliorés et/ou nouveaux pour la métrologie des grands volumes. Ils devaient être capables de fonctionner *in situ*, dans des environnements industriels. Ils devaient aussi être capables de fonctionner en réseau, c'est-à-dire collaborer entre eux pour fournir une infrastructure métrologique. Pour y parvenir les objectifs spécifiques étaient :

1. d'améliorer l'incertitude des techniques basées sur l'interférométrie à balayage de fréquence. Actuellement, l'incertitude de ces systèmes est limitée par la connaissance de la fréquence optique. Cette dernière repose sur l'utilisation de cellules de gaz : leur caractérisation doit être améliorée par des mesures spectroscopiques avancées.
2. de développer et valider de nouvelles méthodes pour des mesures simultanées de plusieurs éléments à différentes échelles et exactitudes. Les applications sont le suivi à courte portée (quelques mètres) de systèmes robotiques avec une incertitude très faible (inférieur à 50 μm), comme le positionnement dans l'espace à moyenne portée, ou bien le suivi de véhicules à guidage autonome utilisés pour transporter des pièces sur des sites industriels.
3. de développer et présenter des techniques pour la détermination *in situ* de l'indice de réfraction de l'air (une incertitude relative de l'ordre de 10^{-7}).
4. de développer des modèles pour simuler la production et l'assemblage auto-organisés sur la base d'informations numériques provenant de systèmes de mesure intégrés. Appliquer ces modèles pour produire un démonstrateur simulant un scénario typique de l'industrie.
5. de faciliter l'adoption des technologies développées dans LaVA par les organisations élaborant des normes, par exemple ISO/TC 213 [22] et par les acteurs de l'industrie, comme l'automobile ou l'aérospatiale, par le biais d'une ou plusieurs activités de démonstration, en plus des publications, de la formation et de l'interaction avec les parties prenantes.

Dans nos travaux nous allons nous pencher sur le troisième objectif, c'est-à-dire le développement de techniques pour la détermination de l'indice de réfraction de l'air.

1.1.3 Mesures de distance par voie optique et indice de réfraction de l'air

Les mesures de distance peuvent être effectuées par voie optique. Pour cela, des instruments mesurent le temps de vol d'une impulsion lumineuse, le déphasage d'une lumière modulée, ou les interférences d'ondes optiques.

L'interférométrie optique est très utilisée pour les mesures de distance puisqu'elle permet d'atteindre des incertitudes de quelques nanomètres [23], [24]. Cependant, cette méthode présente des limitations. En effet, en interférométrie, pour connaître la distance absolue entre deux points, il est nécessaire de déterminer le nombre d'interférences destructives et constructives qui se produisent le long du chemin. Ce nombre de cycles, qui correspond à un nombre de déplacements de la demi-longueur d'onde, est difficile à déterminer en pratique. La solution consiste généralement à déplacer la cible depuis une origine et à compter le nombre de cycles : l'interférométrie est donc plutôt utilisée pour mesurer des déplacements que des distances absolues. De plus, pour être certain du comptage, il est impératif que le faisceau optique envoyé sur la cible ne soit pas interrompu.

Ainsi, pour déterminer des distances absolues, la mesure de temps de vol d'une impulsion lumineuse, ou de déphasages d'une lumière modulée, est préférée. Ces télémètres absolus (ADM pour *absolute distance meter* en anglais), les plus communément utilisés dans l'industrie étant les laser trackers. Ces systèmes peuvent atteindre dans des environnements contrôlés une incertitude-type de 10 μm sur une distance de 100 m [25]. De telles valeurs sont largement suffisantes pour un grand nombre d'applications, mais notons qu'elles ne prennent pas en compte les corrections liées aux paramètres environnementaux.

En effet, la température de l'air, la pression atmosphérique, la pression partielle de vapeur d'eau et le taux de CO_2 doivent être connus afin d'évaluer l'indice de réfraction de l'air via, par exemple, le modèle proposé par Edlén [26] qui est le plus communément utilisé ou d'autres modèles comme celui de Bönsch et Potulski [27] que nous présenterons dans un autre chapitre ou celui de Ciddor [28] [29], et ainsi corriger les distances mesurées.

Le tableau 1.1 résume l'impact des variations des différents paramètres environnementaux sur la valeur de l'indice de réfraction de l'air via l'utilisation de l'équation d'Edlén.

Tableau 1.1: Sources d'erreurs dans la détermination de l'indice de réfraction de groupe de l'air. L'indice est ici calculé grâce à la formule d'Edlén [26].

Paramètre	Description	Conditions	Contribution
$\Delta\theta$	Variation de la température	Autour de $\theta = 20\text{ }^\circ\text{C}$, $p = 1013,25\text{ hPa}$, $RH = 50\%$ et $x_c = 450\text{ ppm}$, pour $\lambda = 1550\text{ nm}$	$-0,95\text{ }\mu\text{m m}^{-1}\text{ }^\circ\text{C}^{-1}$
Δp	Variation de la pression		$0,27\text{ }\mu\text{m m}^{-1}\text{ hPa}^{-1}$
ΔRH	Variation de l'humidité relative		$-0,09\text{ }\mu\text{m/m}$ pour $+10\%$
Δx_c	Variation du taux de CO_2		$0,03\text{ }\mu\text{m/m}$ pour $+200\text{ ppm}$

1.1.3.1 Télémètre absolu du Cnam

L'équipe dimensionnelle du laboratoire commun de métrologie LNE-Cnam a développé un télémètre optique à une longueur d'onde (à 1550 nm) nommé Arpent. Sa fonction initiale était la mesure de distances kilométriques en extérieur. Ce dernier fut construit à partir de composants de grande consommation issus du monde des télécommunications optiques afin d'être abordable et il fut conçu de la manière la plus compacte possible pour pouvoir être facilement utilisé sur le terrain [25]. Un télémètre de conception identique fut utilisé dans le cadre du projet LaVA pour atteindre le deuxième objectif de la section (1.1.2.2), c'est-à-dire le positionnement tridimensionnel.

Le principe de fonctionnement de ce télémètre se base sur la mesure de la phase accumulée par une porteuse radiofréquence (RF) lors de sa propagation dans l'air. Cette porteuse RF se propage dans l'air à la vitesse de la lumière grâce à la modulation de l'intensité lumineuse d'une diode laser. Au final, la conversion de ce déphasage en distance se calcule par la formule suivante :

$$d = \frac{1}{2} \left(\frac{\phi}{2\pi} + k \right) \Lambda \quad (1.1)$$

où ϕ est le déphasage mesuré et k un entier représentant le nombre de longueurs d'ondes synthétiques Λ mesurés le long du chemin. Cette longueur d'onde synthétique est calculée de la manière suivante :

$$\Lambda = \frac{c}{nf_{RF}} \quad (1.2)$$

où $c = 299\,792\,458$ m/s est la vitesse de la lumière dans le vide, n est l'indice de réfraction de l'air, et f_{RF} la fréquence de modulation de la porteuse.

Dans la publication de Guillory *et al.* [30], des mesures ont été effectuées sur une distance de 5,4 km avec une résolution de 30 μm . De plus, l'instrument a été comparé à un interféromètre sur une distance de 100 m : une incertitude de 2,2 μm a alors été démontrée. Cependant, une telle incertitude n'est valide que si les paramètres environnementaux, et donc l'indice de réfraction de l'air, sont parfaitement connus. Or, une incertitude de 1 $^{\circ}\text{C}$ sur la température de l'air engendrerait une incertitude sur la distance mesurée de 1 $\mu\text{m}/\text{m}$, ce qui typiquement ferait passer l'incertitude citée plus haut de 2,2 μm à 100,0 μm . Une incertitude 1 $^{\circ}\text{C}$ sur la mesure de la température de l'air peut être due aux performances des capteurs de température utilisés, mais elle peut aussi provenir de variations importantes de la température à l'intérieur du volume de travail. Ce problème a été souligné dans une autre publication des mêmes auteurs [18] où un gradient vertical de température de 1 $^{\circ}\text{C}$ a été relevé en intérieur, ce qui a mené à considérer de possibles erreurs de mesure, additionnelles, jusqu'à 5,4 μm . A noter que ces gradients de température ont été relevés sur une hauteur de 1 m.

De tels gradients peuvent être très gênants pour la détermination de la température de l'air, et plus précisément de la température intégrée le long du chemin optique. Cette température est difficile à quantifier uniquement avec des capteurs locaux, surtout si ces derniers sont en nombre limité. C'est à cet effet que plusieurs méthodes et dispositifs, que nous verrons dans la section suivante, peuvent être utilisés.

1.2 État de l'art de la thermométrie de l'air

Il existe aujourd'hui plusieurs moyens de mesurer une température grâce à plusieurs phénomènes physiques observables : le volume ou la pression d'un gaz ou d'un liquide, l'absorption d'un gaz, la résistance électrique de certains matériaux, la vitesse de propagation d'une onde ...

C'est en se basant sur ces phénomènes que plusieurs types d'instrument ont été développés pour la mesure de température : les phénomènes physiques cités ci-dessus sont mesurés puis la grandeur mesurée est convertie en température via des modèles mathématiques établis.

Dans les sections suivantes, nous allons passer en revue les méthodes les plus couramment utilisées pour les mesures de température de l'air, ainsi que celles qui furent utilisées dans le projet LaVA.

1.2.1 Thermomètre à résistance de platine 100 Ω (Pt100)

La dépendance en température de la résistivité électrique des matériaux est fondamentale pour le fonctionnement de nombreux appareils. La résistance d'un conducteur est liée à sa température puisque le mouvement des électrons libres et les vibrations du réseau atomique dépendent également de la température. N'importe quel conducteur pourrait en théorie être utilisé comme dispositif de thermométrie à résistance (DTR). Mais des considérations pratiques, telles que le coût, la capacité à résister à l'oxydation, ou les contraintes de fabrication limitent le choix [31] [32]. Les thermomètres à résistance de platine 100 Ω, nommée Pt100, sont les thermomètres résistifs les plus communément utilisés. Ils ont pour propriété de ne pas s'oxyder.

Un des paramètres les plus importants pour un DTR est le coefficient α_{res} de température de la résistance. Ce paramètre, qui définit la réponse thermique du matériau, est exprimé par l'équation suivante [32], [33] :

$$\alpha_{res} = \frac{1}{R(\theta_0)} \frac{R(\theta) - R(\theta_0)}{\theta - \theta_0} \quad (1.3)$$

où $R(\theta)$ est la résistance du matériau à une température θ et $R(\theta_0)$ est sa résistance à une température initiale ou de référence θ_0 . Généralement θ_0 vaut 0 °C [34]. Ce coefficient pour les thermomètres à résistance de platine 100 Ω est égale $3.851 \times 10^{-3} \text{ °C}^{-1}$ et sa valeur $R(\theta_0)$ vaut 100 Ω.

La norme IEC 60751 (*International Electrotechnical Commission*) classe les thermomètres selon leurs incertitudes sur cinq classes distinctes :

- Classe B : erreur max = $\pm 0,30 \text{ °C} + 0,0050 \theta$
- Classe A : = $\pm 0,15 \text{ °C} + 0,0020 \theta$
- Classe 1/3B : = $\pm 0,10 \text{ °C} + 0,0016 \theta$
- Classe 1/5B : = $\pm 0,05 \text{ °C} + 0,0010 \theta$
- Classe 1/10B : = $\pm 0,03 \text{ °C} + 0,0005 \theta$

Même s'il est possible d'utiliser ces thermomètres pour mesurer la température de l'air, il est préférable de les utiliser soit dans des milieux avec beaucoup d'échanges thermiques tels que les liquides, soit en contact direct avec le mesurande, par exemple pour la mesure de la température de la peau.

1.2.2 Thermomètre spectroscopique

La mesure de température par spectroscopie est une méthode qui se base sur la mesure du coefficient d'absorption dans un gaz. En fait, une lumière d'intensité I_0 à sa source et se propageant le long d'un axe x dans un milieu absorbant voit son intensité décroître de manière exponentielle. Ce phénomène est décrit par la loi de Beer-Lambert [35] :

$$I(\nu) = I_0(\nu) \exp\left(-\int_0^l \alpha(\nu, x) dx\right) \quad (1.4)$$

où $I(\nu)$ est l'intensité lumineuse de l'onde optique résultante après avoir parcouru la distance l dans le gaz, ν est la fréquence de l'onde optique, et α le coefficient d'absorption de l'onde dans le milieu. La valeur du coefficient α peut varier le long du chemin optique, d'où la nécessité de l'intégrer sur la distance parcourue. Il s'exprime de la manière suivante [36] :

$$\alpha = S(T)g(\nu, T, p)N \quad (1.5)$$

où $S(T)$ est la force de la raie d'absorption en fonction de la température thermodynamique, $g(\nu, T, p)$ la fonction décrivant la forme de la raie d'absorption en fonction de la fréquence optique ν (autrement dit le profil normalisé pour une aire égale à l'unité) pour une température T et une pression p , et N est la nombre volumique des molécules absorbantes.

La force de la raie d'absorption, qui dépend de la température, est exprimée par l'équation suivante [36] [37] :

$$S(T) = S(T_0) \frac{Q(T_0)}{Q(T)} \exp\left[-\frac{hcE}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right) \times \left(\frac{1 - \exp\left(-\frac{hc\nu_0}{kT}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{hc\nu_0}{kT_0}\right)}\right)\right] \quad (1.6)$$

$Q(T)$ est la fonction de partition, E le niveau d'énergie de l'état initial de la transition de la transition (valeur fournie par des bases de données telles que HITRAN), h la constante de Planck, k la constante de Boltzmann, c la vitesse de la lumière dans le vide, ν_0 est la fréquence centrale de la raie d'absorption, et $T_0 = 296$ K la température de référence.

Pour mesurer la température de l'air, une expérience d'absorption directe est complexe à mettre en œuvre car les variations d'intensité observées ne sont pas seulement dues aux variations du coefficient d'absorption, mais aussi aux turbulences de l'air. Pour résoudre cela, on peut opter pour une mesure d'absorption sur deux raies distinctes.

Pour deux raies d'absorption distinctes ayant des niveaux d'énergies inférieurs différents et partageant le même état vibrationnel, le rapport R des forces de raie peut être exprimé par :

$$R = \frac{S_1(T)}{S_2(T)} = \frac{S_1(T_0)}{S_2(T_0)} \exp \left[-\frac{hc\Delta E}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right] \quad (1.7)$$

avec ΔE la différence de niveaux d'énergies entre les deux raies.

A partir de cette équation et grâce à des mesures d'absorption, il est possible d'en déduire la température.

Dans les travaux de Hieta et Merimaa publiés en 2010 [36], la méthode décrite précédemment a été appliquée pour la mesure de la température de l'air. Pour cela, ils ont utilisé des raies d'absorption de la molécule de dioxygène autour de 760 nm, plus précisément les deux transitions distinctes et exploitables à 759,831 nm et 761,715 nm.

Cette méthode a tout d'abord été employée en laboratoire, sur un banc de 30 m avec un système d'aller-retour afin d'effectuer des mesures sur une distance totale de 67 m. Les résultats ont montré un bruit de mesure de l'ordre de 22 mK, et une résolution d'au moins 40 mK.

Dans le cadre du projet LaVA, et sur la base du thermomètre développé par Hieta et Merimaa en 2010 et amélioré par Tomberg *et al.* [35] en 2016, le laboratoire national de métrologie finlandais, VTT MIKES, avaient pour but de :

- de réduire la taille globale du thermomètre spectroscopique ainsi que son coût. Pour cela, ils ont adopté des composants électroniques répandus sur le marché.
- d'utiliser une cible rétro réfléchissante pour leur système plutôt que d'avoir l'émetteur et le récepteur optique du thermomètre spectroscopique à chaque extrémité de la ligne de mesure.
- de combiner leur système de thermométrie à un télémètre absolu de haute exactitude
- de se libérer de la contrainte de l'étalonnage dans le sens où la traçabilité des mesures provient des paramètres spectraux publiés dans la base de données HITRAN

Ces objectifs ont été atteints. Néanmoins, le passage à une conception à faible coût a eu pour conséquence d'augmenter la sensibilité des mesures aux perturbations externes, et d'accroître notablement les incertitudes. Leurs derniers tests ont montré une incertitude de 0,2 °C dans des environnements peu perturbés.

1.2.3 Thermomètre acoustique

La température de l'air peut aussi être mesurée par des thermomètres acoustiques. Ces derniers reposent sur des mesures de la vitesse de propagation du son dans l'air, vitesse qui fut mise en équation par Cramer [38] et qui dépend de facteurs environnementaux, dont principalement la température. En effet, une augmentation de la température de 1 °C induit une augmentation de la vitesse du son dans l'air d'environ 0,6 m.s⁻¹, soit 1,8×10⁻³ en relatif. Les principes physiques qui régissent le fonctionnement de ces thermomètres acoustiques seront détaillés dans le chapitre 2. Dans cette section, nous présentons deux thermomètres acoustiques utilisés pour la mesure de température de l'air afin de dresser un état des lieux des développements effectués dans ce domaine. Une revue des performances de ces instruments utilisés pour des applications de métrologie dimensionnelle est également effectuée.

a) Thermomètre acoustique à impulsions

Le premier thermomètre fonctionne sur la mesure du temps de propagation d'impulsions sonores. En connaissant la distance parcourue par les ondes acoustiques, on peut déterminer la vitesse du son dans l'air, et donc la température, peut être déterminée. Cet instrument, développé par le laboratoire national de métrologie finlandais, VTT MIKES, est décrit dans un article de Korpelainen et Lassila publié en 2004 [39].

Ce système est équipé de deux paires de transducteurs piézoélectriques à ultrasons de fréquence de résonance de 50 kHz. Chaque paire de transducteurs est un couple émetteur / récepteur d'impulsions sonores capable de mesurer un temps de propagation. Chacune de ces paires est montée de part et d'autre d'un banc interférométrique pour la mesure de distance, c'est-à-dire un transducteur du côté de l'interféromètre hétérodyne basé sur un laser He-Ne à 633 nm et l'autre du côté de la cible. Les deux paires de transducteurs ont été positionnées de manière symétrique par rapport au faisceau laser, et ce pour compenser l'effet des flux d'air sur la vitesse du son mesurée. Nous discuterons de ce point de manière plus détaillée dans le deuxième chapitre. Les mesures de pression, d'humidité, et de dioxyde et de carbone sont faites par des capteurs externes (Vaisala PTU200AB et Vaisala GMT222).

Les signaux émis sont de courtes impulsions d'ultrasons d'une durée de 60 µs correspondant à trois périodes d'un signal rectangulaire à 50 kHz. En réception, seules les deux premières pulsations détectées sont utilisées pour la détermination du temps de vol de l'onde acoustique, afin d'éviter d'analyser des pulsations issues de trajets multiples. D'ailleurs, le temps de propagation de l'onde est déterminé par un algorithme d'intercorrélation spectrale. Le système

fonctionne sur des distances allant jusqu'à 12 m. Au-delà, l'atténuation des ondes ultrasonores devient importante à cause de l'absorption de l'air et de la divergence géométrique des ondes émises.

Au cours de leurs travaux, les auteurs ont dû redéfinir les coefficients de l'équation de Cramer [38] car ceux-ci n'étaient pas en adéquation avec la fréquence des signaux utilisée pour leur application. Cette redéfinition des coefficients sera discutée plus en détails dans les chapitres suivants.

Plusieurs séries de mesures, entre 4,7 m et 5,7 m, ont été effectuées pour l'évaluation des performances du thermomètre acoustique. Ces mesures couvrent des plages de températures allant de 19 °C à 22 °C, des pressions atmosphériques comprises entre 1003 hPa et 1041 hPa et des taux d'humidité compris entre 16 % et 52 %. Les résultats ont montré une incertitude de 25 mK sur la plage de température mesurée.

En contrepartie, ce système utilise un interféromètre pour la mesure de distance, dont l'incertitude est estimée à 1 µm avec les capteurs environnementaux utilisés, d'incertitudes très faible (50 Pa pour le capteur de pression, 1 % pour le capteur d'humidité). L'incertitude sur les thermomètres de référence n'a pas été citée dans la publication. De plus, la faible incertitude sur les températures mesurées par leur système a été obtenue au prix d'une réévaluation de l'équation de Cramer. L'incertitude aurait été beaucoup plus importante avec l'équation originale.

b) Thermomètre acoustique à signal continu

A la différence du système présenté dans la section (1.2.3.a), un thermomètre à signal sinusoïdal continu mesure le retard de phase ϕ entre le signal émis et le signal reçu. A partir du déphasage cumulé entre l'émission et la réception, $\phi + 2\pi k_\phi d_a$, où k_ϕ est le nombre de longueurs d'onde acoustique λ_a sur la distance acoustique d_a . C'est le même principe qui a été utilisé et expliqué pour le télémètre décrit dans la section (1.1.3.1). Une équation semblable à l'équation (1.1) régit ce thermomètre :

$$v_a = d_a \left(\frac{\phi}{2\pi} + k_\phi \right)^{-1} f \quad (1.8)$$

où v_a est la vitesse de l'onde acoustique et f sa fréquence. A partir de la vitesse du son mesurée, la température de l'air peut être déterminée par l'équation de Cramer, à condition de connaître

les autres paramètres environnementaux, c'est-à-dire l'humidité, la pression et la concentration de dioxyde de carbone.

Pisani *et al.* [40], de l'institut national de métrologie italien (INRiM), ont développé deux thermomètres acoustiques utilisant cette méthode, un pour effectuer des mesures de température en intérieur, et l'autre pour effectuer des mesures en extérieur, sur de plus longues distances.

Le premier est constitué de deux parties, une partie « transmission » regroupant un haut-parleur piézoélectrique et une source laser, et une partie « réception » composée d'un microphone à condensateur. Côté transmission, un synthétiseur de fréquence génère deux signaux synchrones à une fréquence f sélectionnable dans la plage de 10 kHz à 40 kHz : un signal sinusoïdal est envoyé via un amplificateur de puissance vers le haut-parleur tandis qu'un signal carré module une diode laser à 650 nm de puissance de 1 mW. Ainsi, la génération des ondes acoustiques est synchronisée avec la modulation d'amplitude du faisceau laser.

La partie « réception », disposée à une distance d , reçoit le signal optique grâce à une photodiode pour l'utiliser comme signal de référence, et reçoit le signal acoustique grâce à un microphone à condensateurs pour l'utiliser comme signal de mesure. Les ondes acoustiques sont focalisées par un réflecteur parabolique vers le microphone offrant ainsi une meilleure directivité. Cela permet de supprimer les ondes indirectes provenant de réflexions sur le sol ou les murs environnants.

Les deux signaux reçus sont capturés par une carte d'acquisition (*National Instruments 6259*) et leur déphasage est mesuré grâce à un programme fonctionnant sous *National Instruments LabVIEW™*.

A l'inverse de ce qui a été vu dans le système décrit dans la section (1.2.3.a), la distance d_a est directement mesurée par voie acoustique et non pas par un système tiers tel qu'un télémètre. Si nous gardons d_a fixe et modifions la fréquence acoustique f , la phase mesurée changera proportionnellement : la relation entre Δf et $\Delta\phi$ est une pente fonction de d_a . Donc, en principe, il suffit de balayer la fréquence sur un certain intervalle Δf , mesurer la variation du déphasage $\Delta\phi$ associée, et avec une connaissance *a priori* de la vitesse de l'onde acoustique v_a , nous pouvons déterminer la distance d_a :

$$d_a = v_a \frac{\Delta\phi}{\Delta f}. \quad (1.9)$$

Pour l'évaluation des performances de ce thermomètre, des mesures ont été conduites sur un banc interférométrique de l'INRiM généralement utilisé pour des étalonnages d'interféromètres et de télémètres absolus [41]. Les deux parties du thermomètre acoustique ont été placées à chaque extrémité du banc, à une distance de 27,5 m, et la température mesurée par le système fut comparée à la moyenne de 14 thermomètres disposés le long du banc et espacés les uns des autres de 2 m. Ces sondes étalonnées présentent une incertitude de 0,05 °C pour des températures comprises entre 18 °C et 22 °C. Quant à la pression et à l'humidité, elles furent mesurées par des capteurs locaux, mais leurs incertitudes n'ont pas été spécifiées. Pendant les mesures, la climatisation a été programmée pour effectuer de petites variations de température sur des cycles de cinq minutes ; ainsi, la température moyenne oscillait entre 21,3 °C et 21,7 °C. Au final, les résultats obtenus montrent que les températures mesurées par le système de thermométrie acoustique sont en accord avec celles mesurées par les thermomètres de référence à mieux que 0,1 °C.

D'autres mesures ont été effectuées avec ce système, mais en extérieur, sur une distance de 78 m. Pour cette seconde évaluation, les températures de l'air étaient comprises entre 6 °C et 11 °C. La comparaison est toujours effectuée avec des thermomètres de référence, au nombre de trois cette fois-ci, avec une sonde à chaque extrémité et une dernière au milieu de la ligne de mesure. Au final, cette comparaison a montré des écarts plus importants entre les deux approches, jusqu'à 0,5 °C.

Des mesures sur de plus grandes distances, jusqu'à 182 m, ont également été effectuées par cette méthode, mais avec un système acoustique modifié. En émission, les hauts parleurs furent remplacés pour fonctionner sur des fréquences audibles, entre 46 Hz et 150 Hz. En réception, le microphone et le réflecteur parabolique furent remplacés par un ensemble de neuf microphones disposés sur une barre de 2 m et reliés entre eux en parallèle afin de sommer leur courant et ainsi maximiser l'intensité du signal capturé. Les mesures furent effectuées pour des températures comprises entre 17 °C et 30 °C, et la comparaison fut réalisée avec des thermomètres de référence, neuf sondes disposées le long du chemin, et une dernière placée proche des microphones. Au final, le système présente des écarts inférieurs à 2 °C, écarts qui peuvent s'expliquer en partie par un faible échantillonnage des sondes de température et par la présence d'un petit vent, de vitesse inférieure à 0,5 m/s, qui influe sur la vitesse du son.

2 Thermomètre acoustique

2.1 Introduction

L'incertitude sur les distances mesurées par voie optique, par exemple celles déterminées par des interféromètres, des laser trackers ou bien des télémètres optiques, dépend fortement de l'incertitude sur l'indice de réfraction de l'air. La valeur de l'indice doit donc être soigneusement déterminée pendant les mesures de distances. L'indice, généralement calculé à l'aide de la formule d'Edlén [26], est fonction de la longueur d'onde optique et des conditions environnementales, c'est-à-dire la température, la pression, la pression partielle de vapeur d'eau et la concentration de gaz carbonique (CO₂). En milieu industriel, déterminer tous ces paramètres, notamment la température, avec des incertitudes suffisantes peut s'avérer difficile. La pression, l'humidité et la concentration de CO₂ sont généralement spatialement homogènes dans le milieu étudié, tout en évoluant lentement dans le temps. Ainsi, elles peuvent facilement être mesurées à l'aide de capteurs locaux. Par contre, la température peut varier de manière importante dans le temps et dans l'espace : une pièce peut présenter des différences de plusieurs degrés Celsius sur des distances de quelques mètres seulement. Ces gradients de température notamment verticaux, peuvent être causés par la chaleur dégagée par certains instruments, par la présence humaine, *etc.* Or une incertitude de 1 °C sur l'estimation de la température conduit à une incertitude relative de l'ordre de 1 µm/m sur les distances mesurées optiquement comme cité précédemment dans la section (1.1.3) d'où l'importance de bien connaître ce paramètre.

Dans ce chapitre, nous présentons un instrument de mesure de la température de l'air basé sur la mesure de la vitesse du son. Tout d'abord, le principe de fonctionnement de ce système, c'est-à-dire le lien entre la mesure de la vitesse du son et la température moyenne de l'air le long du chemin emprunté par l'onde acoustique, est expliqué section 2.2. Puis, les différents signaux qui peuvent être utilisés par ce thermomètre acoustique et leurs caractéristiques sont décrits dans la section 2.3. Selon les signaux utilisés, différentes méthodes peuvent être adoptées pour déterminer la vitesse du son. La section 2.4 évalue ces différentes méthodes. Ensuite, la section 2.5 présente le système développé, et la section 2.6 évalue les performances de ce dernier selon les signaux adoptés et les méthodes utilisées.

2.2 Principe de fonctionnement

La température de l'air peut se mesurer par méthode acoustique c-à-d à partir de la vitesse du son. En effet, la vitesse des ondes acoustiques dépend des paramètres environnementaux

suivants : la température, la pression atmosphérique, l'humidité, et la concentration de CO₂ dans l'air.

La vitesse du son dans un gaz réel est déterminée par l'équation suivante [38] :

$$v^2 = y \frac{RT}{M} \left(1 + \frac{2pB}{RT} \right) \quad (2.1)$$

avec y le coefficient adiabatique du gaz, $R = 8,314\ 462\ 618\ \text{J}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ la constante universelle des gaz parfaits, T la température thermodynamique, M la masse molaire, p la pression et B le second coefficient de l'équation d'état du viriel du gaz (l'équation (2.1) a été tronqué après le deuxième coefficient de l'équation d'état du viriel).

Il existe également des équations empiriques comme des approximations linéaires liant la vitesse du son à la température pour des conditions d'humidité, de pression, et de CO₂ connues [42] ou celle utilisée dans les travaux de Korpelainen [39], plus simple à mettre en œuvre. Une de ces équations empiriques est celle proposée par Cramer [38], équation qui décrit la vitesse du son v_0 , c'est-à-dire pour une fréquence acoustique hypothétique nulle. Elle a été adoptée dans la norme ISO 9613-2 [40] [43] :

$$v_0(\theta, p, x_w, x_c) = a_0 + a_1\theta + a_2\theta^2 + (a_3 + a_4\theta + a_5\theta^2)x_w + (a_6 + a_7\theta + a_8\theta^2)p + (a_9 + a_{10}\theta + a_{11}\theta^2)x_c + a_{12}x_w^2 + a_{13}p^2 + a_{14}x_c^2 + a_{15}x_wpx_c \quad (2.2)$$

où θ la température de l'air en °C, x_w la fraction molaire de vapeur d'eau, x_c la fraction molaire de CO₂, et p la pression en Pa.

Les valeurs des coefficients a_0 à a_{15} sont données dans le tableau 2.1. Elles furent déterminées de manière empirique par Cramer pour un intervalle de températures allant de 0 °C à 30 °C, un intervalle de pression allant de 75 hPa à 1020 hPa, une fraction molaire de vapeur d'eau allant jusqu'à 0,06 et une concentration de CO₂ allant jusqu'à 1% [38].

Tableau 2.1 : Coefficients de l'équation de Cramer [38].

Coefficient	Valeur	Coefficient	Valeur	Coefficient	Valeur
a_0	331,5024 m s ⁻¹	a_6	1,82x 10 ⁻⁷ m s ⁻¹ Pa ⁻²	a_{11}	5,91x10 ⁻⁵ m s ⁻¹ °C ⁻²
a_1	0,603 055 m s ⁻¹ °C ⁻¹	a_7	3,73x10 ⁻⁸ m s ⁻¹ °C ⁻¹ Pa ⁻¹	a_{12}	-2,835 149 m s ⁻¹
a_2	-0,000 528 m s ⁻¹ °C ⁻²	a_8	-2,9310 ⁻¹⁰ m s ⁻¹ °C ⁻² Pa ⁻¹	a_{13}	2,15x10 ⁻¹³ m s ⁻¹ Pa ⁻²
a_3	51,471 935 m s ⁻¹	a_9	-85,209 31 m s ⁻¹	a_{14}	29,179 762 m s ⁻¹
a_4	-0,1495 874 m s ⁻¹ °C ⁻²	a_{10}	-0,228 525 m s ⁻¹ °C ⁻¹	a_{15}	0,000 486 m s ⁻¹ Pa ⁻¹
a_5	-0,000 782 m s ⁻¹ °C ⁻²				

Rappelons que les coefficients de l'équation de Cramer sont définis pour une vitesse du son à fréquence hypothétique nulle et n'incluent aucune correction de la dispersion, c'est-à-dire de la relation entre vitesse du son et fréquence acoustique. La dispersion, due aux effets de relaxation vibrationnelle des composants de l'air, majoritairement le diazote N₂ et le dioxygène O₂, a été étudiée dans la littérature [44], et la vitesse du son lors de la prise en compte de ces corrections est donnée par l'équation suivante :

$$\frac{1}{v_0} - \frac{1}{v} = \sum_r \frac{\alpha_r}{2\pi f_r} \quad (2.3)$$

avec v_0 la vitesse du son à la fréquence nulle, calculée à partir de l'équation (2.2), α_r le coefficient d'atténuation du composant numéroté r de l'air et f_r sa fréquence de relaxation. Ces coefficients pour l'oxygène et l'azote sont donnés par les équations suivantes [39] :

$$f_{rO_2} = \frac{p}{p_r} \left[24 + 4,04 \times 10^6 \left(\frac{0,2 + 10^3 x_w}{3,91 + 10^3 x_w} \right) \right] \quad (2.4)$$

$$f_{rN_2} = \frac{p}{p_r} \left(\frac{T}{T_{20}} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(9 + 28 \times 10^3 x_w \times \exp \left[-4,17 \left[\left(\frac{T}{T_{20}} \right)^{-\frac{1}{3}} - 1 \right] \right] \right) \quad (2.5)$$

$$\alpha_{O_2} = 0,01275 f^2 \left[\frac{\exp \left(-\frac{2239,1}{T} \right)}{f_{rO} + \frac{f^2}{f_{rO}}} \right] \left(\frac{T}{T_{20}} \right)^{-\frac{5}{2}} \quad (2.6)$$

$$\alpha_{N_2} = 0,1068 f^2 \left[\frac{\exp\left(-\frac{3352,0}{T}\right)}{f_{rN} + \frac{f^2}{f_{rN}}} \right] \left(\frac{T}{T_{20}}\right)^{-\frac{5}{2}} . \quad (2.7)$$

Dans les équations de (2.4) à (2.7), $p_r = 101\,325$ Pa est la pression de référence, f est la fréquence de l'onde acoustique, et $T_{20} = 293,15$ K (20 °C) est la température de référence.

Pour des raisons pratiques, l'humidité de l'air sera souvent exprimée en pourcentage (humidité relative), même si la grandeur physique utilisée pour le calcul de la vitesse du son est la fraction molaire de vapeur d'eau. Cela s'explique par le fait que les capteurs d'humidité renvoient leurs résultats en valeurs d'humidité relative. Ces valeurs peuvent néanmoins être converties en fraction molaire de vapeur d'eau à l'aide de la formule suivante [45] :

$$x_w = RH \cdot e \cdot \left(\frac{p_{sv}}{p}\right) \quad (2.8)$$

où RH est l'humidité relative en pourcent, e le facteur de renforcement, paramètre sans unité calculé à partir de l'équation (2.9) et dépendant uniquement de la température et de la pression, et p_{sv} la pression de vapeur d'eau saturante dans l'air humide, paramètre calculé à partir de l'équation (2.10) [45] :

$$e = \alpha + \beta p + \gamma T^2 \quad (2.9)$$

$$p_{sv} = \exp(AT^2 + BT + C + DT^{-1}) \quad (2.10)$$

avec :

$$\begin{aligned} \alpha &= 1,00062, & \beta &= 3,14 \times 10^{-8} \text{ Pa}^{-1}, & \gamma &= 5,6 \times 10^{-7} \text{ K}^{-2}, \\ A &= 1,237\,884\,7 \times 10^{-5} \text{ K}^{-2}, & B &= -1,912\,131\,6 \times 10^{-2} \text{ K}^{-1}, & C &= 33,937\,110\,47, \\ D &= -6,343\,164\,5 \times 10^{-3} \text{ K} \end{aligned}$$

A partir de ces équations, les courbes de la figure 2.1 ont été tracées. Elles montrent l'impact des différents paramètres environnementaux sur la valeur de la vitesse du son dans l'air. Pour cela, la vitesse du son a tout d'abord été calculée à une température de 20 °C, une pression standard de 1013,25 hPa, une humidité relative de 0 % (afin de ne pas faire varier la fraction molaire de vapeur d'eau x_w avec la pression et la température), et une concentration de CO₂ de 400 ppm. Dans ce cas, elle vaut 343,38 m/s. A partir de cette valeur, nous avons ensuite fait varier chaque paramètre, l'un après l'autre.

La température exerce une influence sur la vitesse du son nettement supérieure aux autres paramètres, avec une contribution de 0,60 m/s par degré Celsius. Pour comparaison, un changement de la pression atmosphérique de 1 hPa n'induit qu'une variation de 0,0005 m/s sur la vitesse du son, et un changement de la concentration de CO₂ dans l'air de 100 ppm (partie par million) n'induit qu'une variation de 0,01 m/s. L'impact de l'humidité n'est cependant pas si négligeable puisqu'une variation de l'humidité relative de 5% à température fixe induit un changement de la vitesse du son de 0,07 m/s.

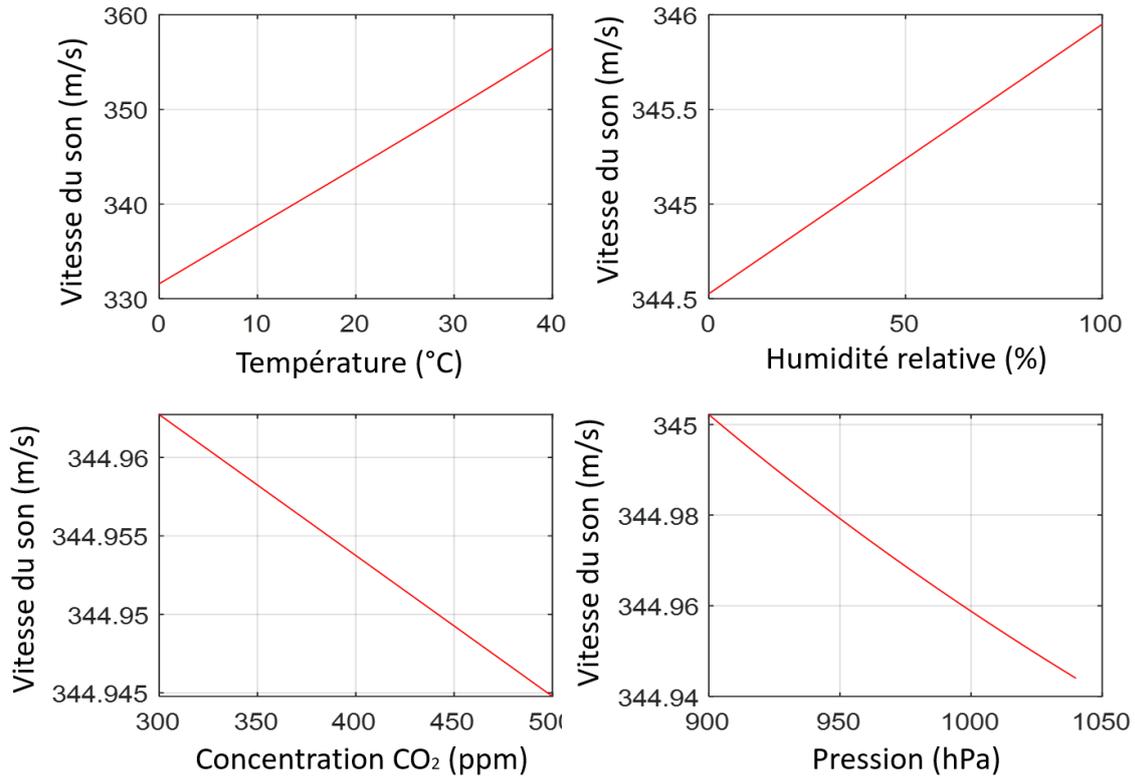


Figure 2.1. Impact des différents paramètres environnementaux sur la vitesse du son dans l'air suivant l'équation de Cramer.

L'estimation de la vitesse du son faite par Cramer dans les conditions standards (température de 0 °C, humidité de 0 %, pression de 101 325 Pa, et taux de CO₂ de 313 ppm) est de 331,46 m/s. Son incertitude a été estimée par Cramer à 300 ppm, soit environ 0,10 m/s. Cependant il a été reporté par Zuckerwar [46] que cette incertitude fut sous-estimée. Lors du calcul de la vitesse du son dans les conditions standards, l'incertitude sur le deuxième coefficient du viriel B n'a pas été prise en compte malgré sa présence dans l'équation (2.1) utilisée par Cramer [47]. Au final, l'incertitude relative sur la vitesse du son à partir de la formule de Cramer a été réestimée à 545 ppm par Wong en 1995 [48], soit environ 0,18 m/s.

Dans des travaux réalisés par Korpelainen et Lassila [39], dans le cadre de la réalisation d'un thermomètre acoustique utilisant des signaux pulsés à 50 kHz, les valeurs des deux premiers coefficients de l'équation de Cramer, a_0 et a_1 (listés dans le tableau (2.1)), ont été modifiées. Les corrections apportées par l'équation (2.3) pour la dispersion due aux effets de relaxation vibrationnelle des composants de l'air avaient pourtant été prises en compte, mais leurs mesures

ont montré que des erreurs sur la vitesse du son subsistaient. Les deux premiers coefficients de l'équation de Cramer ont donc été redéfinies. Pour cela, plusieurs séries de mesures de la vitesse du son ont été réalisées sur des distances comprises entre 4,7 m et 5,7 m, pour des températures comprises entre 19,5 °C et 21,0 °C, des humidités relatives entre 16 % et 52 % (soit x_w entre 0,004 et 0,012), des pressions entre 100 323 Pa et 104 050 Pa, et des concentrations de CO₂ entre 370 ppm et 410 ppm. Les résultats obtenus ont montré que les coefficients de l'équation de Cramer reliant la vitesse du son à l'humidité et à la pression ne nécessitaient pas de correction. Ainsi, seules les valeurs de a_0 et a_1 ont été réestimées à 330,8860 m/s et 0,6324 (m/s)/°C, respectivement. L'incertitude sur la valeur de ces coefficients n'a pas été donnée, mais celle sur la vitesse du son calculée avec cette version modifiée de l'équation de Cramer, dans les intervalles de température et d'humidité pour lesquels elle a été évaluée, a été estimée à 0,0084 m/s, soit environ 25 ppm. C'est une valeur 22 fois plus faible que celle de l'équation originale qui est de 545 ppm (0,18 m/s). La modification de ces coefficients a aussi résolu un problème de non-linéarité de la mesure de température.

2.3 Caractérisation du signal acoustique

2.3.1 Introduction

La majeure partie des techniques de mesure de vitesse du son dans l'air ont en commun le même principe : un signal acoustique est émis par un émetteur, se propage sur une certaine distance dans l'air, et arrive à un récepteur. Le temps écoulé entre l'émission et la réception, appelé temps de vol de l'onde (TOF pour *Time of flight* en anglais), est utilisé pour déterminer la vitesse moyenne de l'onde acoustique sur une distance parcourue connue, et ainsi déduire la température. Dans la littérature, il existe plusieurs méthodes pour la détermination de ce temps de vol, et un des facteurs déterminants est le type de signal utilisé. Au cours de nos expérimentations, nous avons testé différents types de signaux, ainsi que les méthodes applicables à ces derniers, en nous inspirant des travaux d'Espinosa *et al.* [49] et de Jackson *et al.* [50].

2.3.2 Fréquence de l'onde acoustique

Le premier paramètre à prendre en considération est la fréquence de l'onde acoustique. Ce choix doit être effectué en prenant en compte les besoins de notre application. Ici, le thermomètre développé a pour but d'être déployé en environnement industriel. Lors de son utilisation, la présence de personnes à proximité est donc fortement probable, et leur confort, ainsi que leur

sécurité, nécessitent que l'on travaille à des fréquences inaudibles, autrement dit, inférieures à 20 Hz ou supérieures à 20 kHz. Cependant, l'atténuation d'une onde acoustique est de plus en plus importante au fur et à mesure que la fréquence augmente. La formule exprimant l'affaiblissement linéique de la propagation de l'onde acoustique α en dB/m due à l'absorption de l'air selon la norme ISO 9613-1[51] est

$$\alpha = 8,686 f^2 \left(\left(1,84 \times 10^{-11} \left(\frac{p}{p_r} \right)^{-1} \left(\frac{T}{T_{20}} \right)^{\frac{1}{2}} \right) + \left(\frac{T}{T_{20}} \right)^{\frac{5}{2}} \left(0,01275 \frac{e^{-\frac{2293,1}{T}}}{f_{r0} + \left(\frac{f^2}{f_{r0}} \right)} + 0,1068 \frac{e^{-\frac{3352,0}{T}}}{f_{rN} + \left(\frac{f^2}{f_{rN}} \right)} \right) \right) \quad (2.11)$$

où T est la température thermodynamique de l'air, p la pression, $p_r = 101\,325$ Pa est la pression de référence, f la fréquence de l'onde acoustique, $T_{20} = 293,15$ K est la température de référence, et f_{rN} et f_{r0} sont les fréquences de relaxation calculées par les équations (2.4) et (2.5). Des valeurs typiques d'affaiblissement linéique sont présentées dans le tableau (2.2).

Tableau 2.2 : Valeurs typiques d'affaiblissement linéique en dB/m de la propagation de ondes acoustiques en fonction des paramètres environnementaux et de la fréquence pour $p = 101\,325$ Pa [51].

f (kHz)	$T=294,15$ K			$T=296,15$ K			$T=298,15$ K		
	RH=25%	RH=50%	RH=80%	RH=25%	RH=50%	RH=80%	RH=25%	RH=50%	RH=80%
31,5	0,8421	1,0019	0,8244	0,9332	0,9998	0,7876	1,0166	0,9828	0,7491
40,0	0,9947	1,3445	1,2191	1,1136	1,3795	1,1847	1,2326	1,3915	1,1419
50,0	1,1758	1,7083	1,7083	1,3157	1,8007	1,6930	1,4636	1,8612	1,6594

Notre but étant de pouvoir effectuer des mesures sur des distances allant jusqu'à 20 m, il est souhaitable d'employer une fréquence aussi basse que possible. Néanmoins, nous portons notre attention sur des transducteurs ultrasonores car ces derniers sont compacts et largement disponibles sur le marché.

Au final, nous avons sélectionné des transducteurs piézoélectriques fonctionnant à basses fréquences ultrasonores, autour de 40 kHz, afin de maintenir une atténuation acoustique dans l'air acceptable, entre 1,0 dB/m et 1,4 dB/m. Ce type de transducteur est également directionnel,

ce qui permet d'augmenter la puissance acoustique transmise vers le récepteur tout en limitant autant que possible la puissance ultrasonore éventuellement transmise aux utilisateurs. Car un des paramètres responsables de l'atténuation lors de la propagation des ondes acoustiques en plus de l'atténuation due à l'absorption de l'air, est la divergence géométrique. C'est un phénomène qui résulte de l'étalement de l'énergie sonore rayonnée sur une sphère dont le rayon croît, à mesure que le front d'onde se propage à partir de la source. Ce phénomène est indépendant de la fréquence et ne dépend que de la distance parcouru par l'onde (6 dB à chaque doublement de la distance) [52], d'où la nécessité d'avoir des transducteurs avec une bonne directivité pour limiter l'impact de ce phénomène.

Les signaux émis peuvent être à fréquence unique, un mélange de plusieurs signaux à fréquence unique, ou un balayage de fréquence (un *chirp* en anglais). Chaque type de signal présente ses avantages et ses inconvénients, ainsi que des méthodes de mesure du temps de vols qui lui sont plus appropriées.

2.3.2.1 Signal monofréquence

Les signaux comportant une fréquence unique, dits monofréquences, sont décrits de la manière suivante :

$$s(t) = A \times \cos(2\pi ft + \phi_0) \quad (2.12)$$

où A est l'amplitude du signal, f sa fréquence, t le temps et ϕ_0 la phase à l'origine. Un signal typique est illustré sur la figure 2.2 où $A = 1$ V, $f = 40$ kHz, et $\phi_0 = 0$.

Les ondes acoustiques monofréquences peuvent être émises et détectées à l'aide de transducteurs acoustiques à bande de fréquence étroite. Ces transducteurs émettent une plus grande puissance acoustique que les transducteurs à large bande, ce qui permet d'augmenter la portée du signal sonore.

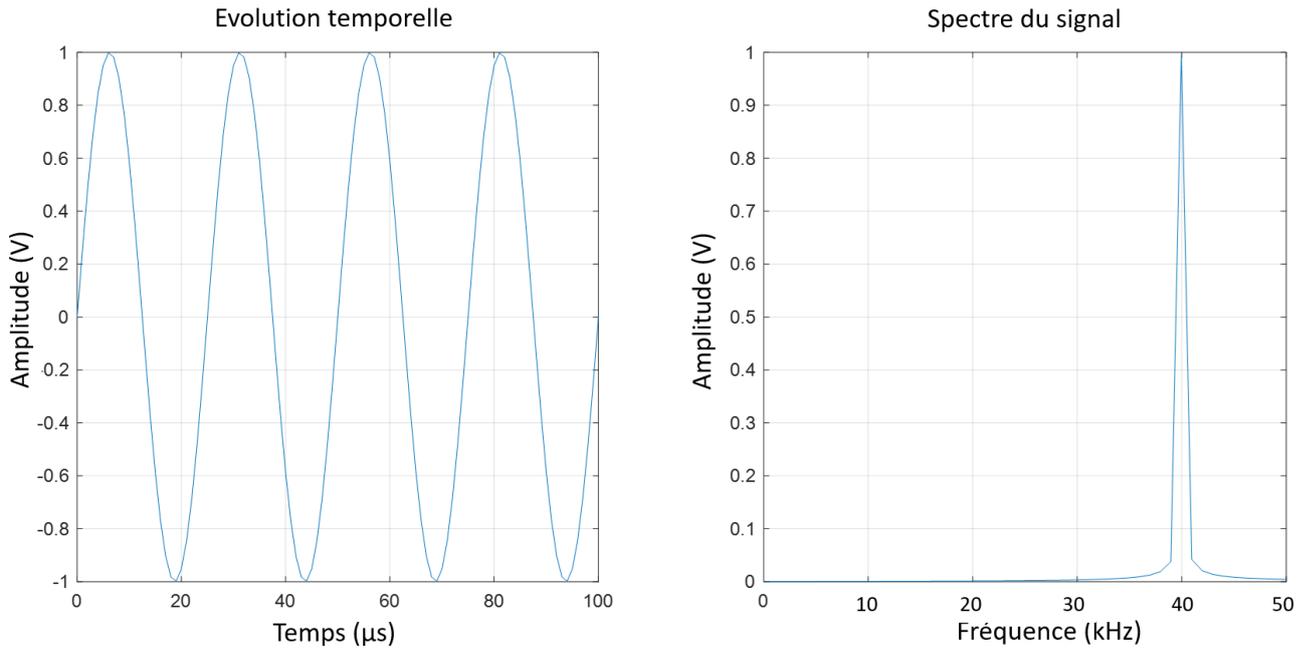


Figure 2.2. Signal monofréquence à 40 kHz d'amplitude 1 V.

2.3.2.2 Signal multifréquence

Les signaux peuvent être également composés de plusieurs signaux monofréquences, ils seront alors dits multifréquences. Il peut s'agir d'une simple somme de deux ou plusieurs signaux monofréquences, ou bien d'un signal à fréquence avec un balayage de fréquence linéaire:

$$s(t) = A \times \cos [2\pi f(t)t + \phi_0] \quad (2.13)$$

où la fréquence du signal $f(t)$ varie en fonction du temps. Celle-ci peut varier de manière linéaire, périodique, *etc.* Ces signaux ont pour avantage de porter l'information via leurs fréquences. Des exemples de signaux multifréquences, ainsi que leurs spectres, sont présentés dans les figures 2.3 et 2.4.

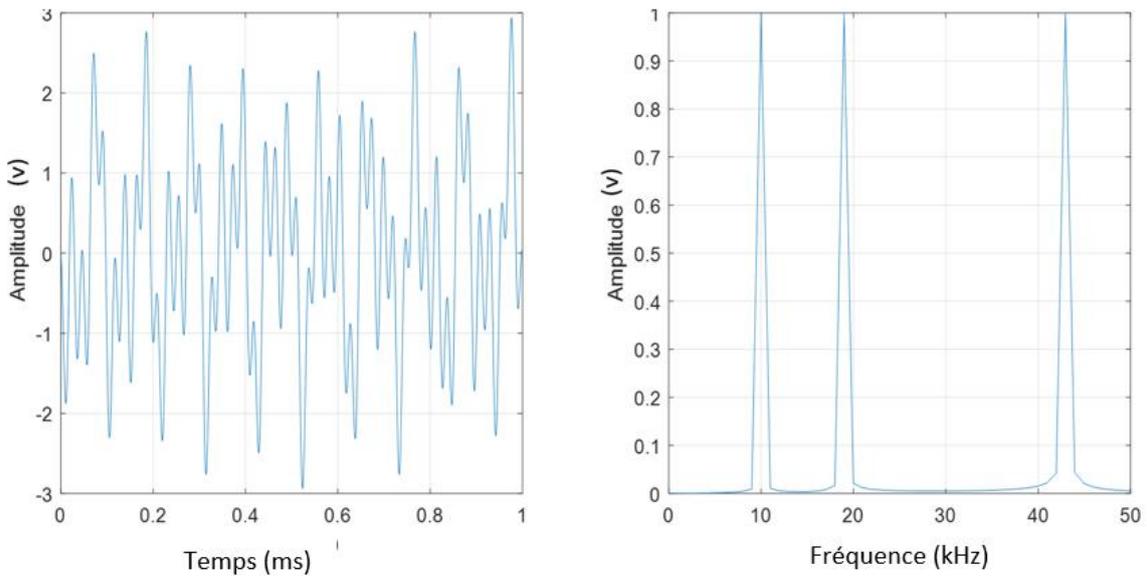


Figure 2.3. Exemple d'un signal multifréquence composé de la somme de trois signaux sinusoïdaux de fréquences $f_1 = 10$ Hz, $f_2 = 19$ Hz et $f_3 = 43$ Hz.

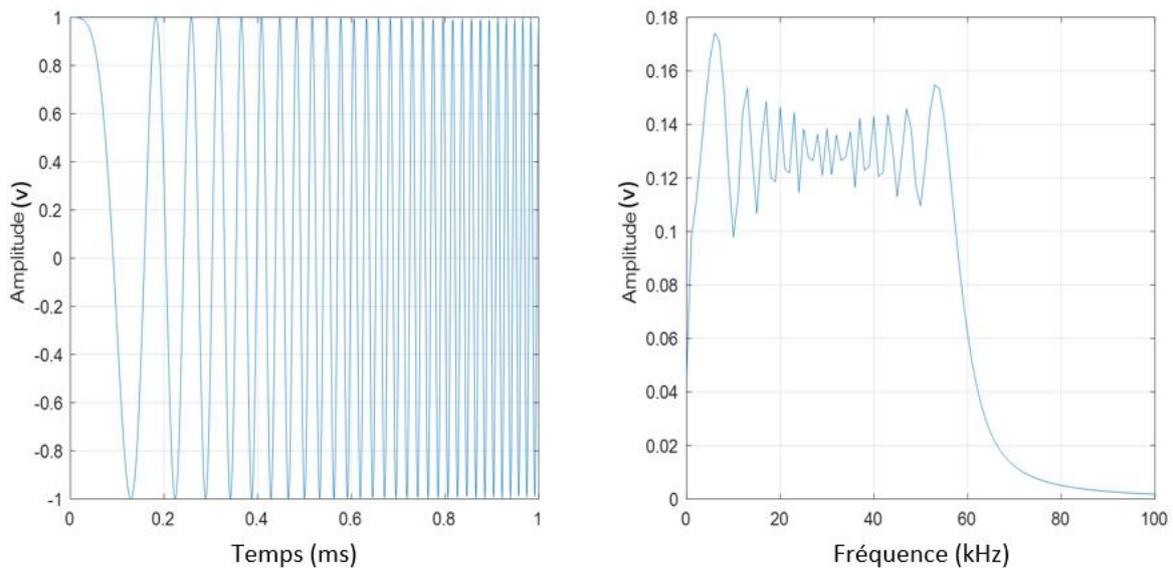


Figure 2.4. Exemple d'un signal modulé en fréquence avec $f(t) = 30 t$ et $\phi_0 = 0$.

2.3.3 Forme du signal

Comme présenté dans le premier chapitre (section (I.2.3)), les signaux émis peuvent être soit continu, soit sous forme d'impulsions. L'émission sous forme d'impulsions permet de s'affranchir des échos provenant de trajets multiples. Comme vu dans les travaux de Korpelainen et Lassila [39], ils ont relevé que sur de courtes distances (< 1 m), les trajets multiples des signaux émis qui sont dues principalement à des réflexions des ondes acoustiques par des surfaces proches du chemin acoustique, affectent les mesures de vitesse du son réalisées

et engendre des écarts de l'ordre de 0,2 m/s. Et ils ont réduit ce phénomène en émettant des signaux sous formes de courtes impulsions ($<100 \mu\text{s}$).

Dans le cas de signaux émis sous forme d'impulsions, c'est-à-dire à durée limitée dans le temps, des fonctions de fenêtrage peuvent être appliquées dans le but de limiter le phénomène de fuite spectrale. Ce phénomène, inévitable, mène à l'apparition de raies à des fréquences autres que celles contenues dans le signal d'origine, et en dehors de la bande passante des transducteurs acoustiques.

La fenêtre par défaut pour une impulsion est la fenêtre rectangulaire. Elle est définie de la manière suivante :

$$\text{rect}(t) = \begin{cases} 1 & \text{si } t_1 < t < t_2 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.14)$$

où t_1 et t_2 sont respectivement le début et la fin de la fenêtre rectangulaire.

D'autres fenêtres, aux propriétés différentes, peuvent être plus en adéquation avec notre application. Parmi celles-ci, les plus employées sont les fenêtres gaussiennes, de Hann (fréquemment appelé Hanning), de Hamming et de Blackman. La transformée de Fourier d'un signal utilisant l'une de ces fonctions de fenêtrage montrent alors une forte atténuation du premier lobe secondaire de son spectre par rapport au même signal avec une fenêtre rectangulaire, ce qui permet d'obtenir un spectre plus proche de la bande passante de nos transducteurs comme illustré sur la figure 2.5. L'utilisation de telles fenêtres limite donc la déformation des signaux suite à leur passage au travers de transducteurs acoustiques à bande passante étroite.

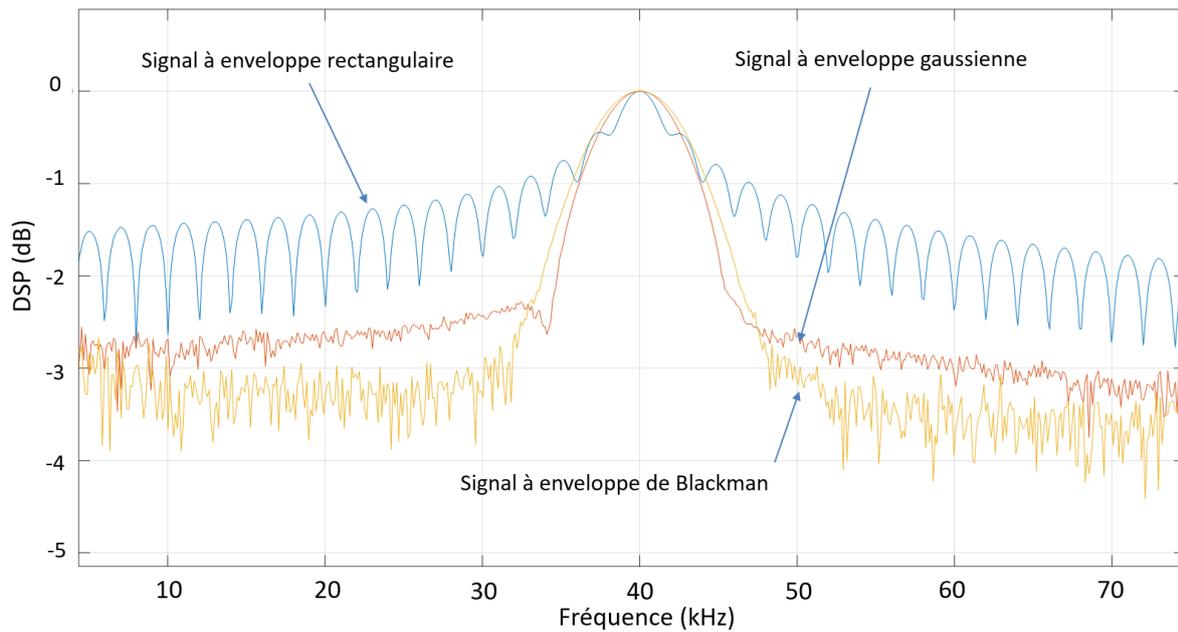


Figure 2.5. Illustration des densités spectrales de puissance de signaux à fréquence modulée. Il s'agit d'une modulation linéaire entre 38 kHz et 42 kHz, avec une fréquence centrale de 40 kHz, avec trois différents types d'enveloppes : rectangulaire, gaussienne, et de Blackman.

L'utilisation de fonctions de fenêtrage a également un impact sur le niveau du signal reçu. Dans notre cas, nous voulons avoir le niveau de signal le plus élevé possible afin d'effectuer nos mesures sur de grandes distances. Sur la figure 2.6, un exemple de transmission acoustique d'un même signal, mais avec trois fonctions de fenêtrage différentes (rectangulaire, gaussienne et de Blackman) est présenté dans le domaine temporel. Ces mesures expérimentales permettent de comparer les enveloppes et les niveaux des signaux reçus.

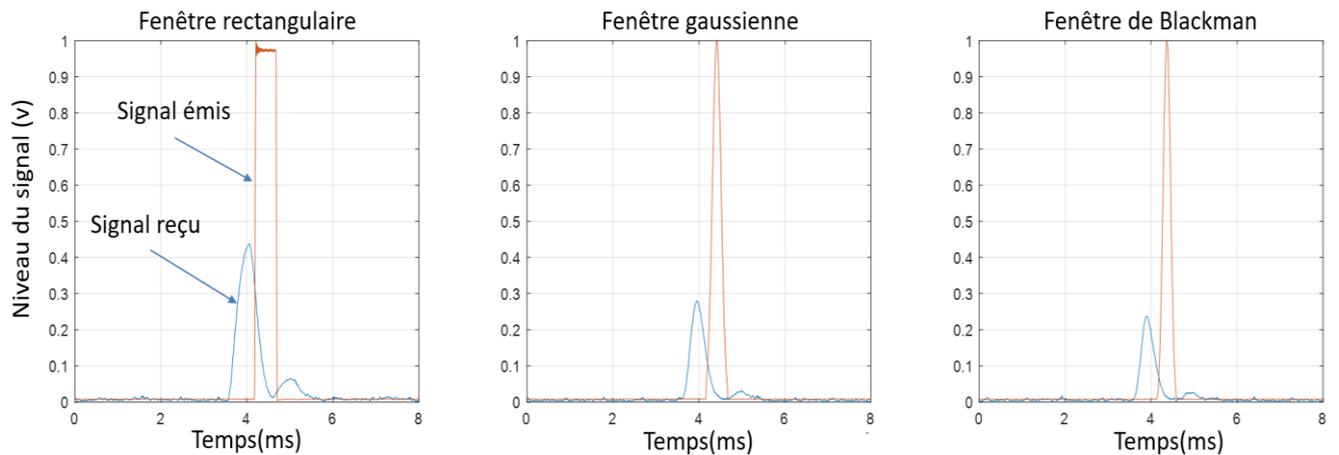


Figure 2.6. Exemple de transmission d'un même signal acoustique (pulsation de $500 \mu\text{s}$, monofréquence à $f = 40 \text{ kHz}$), mais à fenêtres différentes.

Les trois mesures de transmission illustrées sur la figure 2.6 ont été réalisées dans les mêmes conditions (même distance, mêmes conditions environnementales, et même fréquence acoustique), seule la forme de l'enveloppe du signal à l'émission change. Le niveau maximal de signal reçu varie en fonction du fenêtrage, avec un maximum de $0,43 \text{ V}$ dans le cas d'un signal à fenêtre rectangulaire, $0,28 \text{ V}$ dans le cas d'une fenêtre gaussienne, et $0,22 \text{ V}$ dans le cas d'une fenêtre de Blackman. L'utilisation d'une fenêtre rectangulaire déforme fortement le signal reçu, mais elle permet d'accroître son niveau de signal.

2.4 Méthodes de mesure du temps de vol de l'onde acoustique

Il existe plusieurs méthodes pour la détermination du temps de vol d'une onde acoustique à partir des signaux émis et reçus, chacune ayant des avantages et des inconvénients. Le choix de la méthode dépendra de l'application, en fonction de temps de traitement requis, de la justesse visée, des signaux utilisés, etc. Comme mentionné dans la section (2.3), certaines méthodes sont plus adaptées à un type de signal plutôt qu'à un autre.

Dans cette section, nous passerons en revue les méthodes de mesures du temps de vol les plus récurrentes dans la littérature et les plus utilisées.

2.4.1 La détection de seuil

Une des méthodes de mesure de temps de vol les plus simples, que ce soit dans le principe ou dans la mise en œuvre, consiste à déterminer l'instant d'arrivée de l'onde acoustique au

récepteur, instant défini comme le moment où l'onde acoustique atteint ou dépasse une tension de seuil prédéfinie. En connaissant également l'instant d'émission de l'onde acoustique, nous pouvons facilement déduire le temps de vol.

Généralement, les signaux utilisés pour cette méthode sont de courtes impulsions avec des signaux monofréquences. La détection de seuil est communément utilisée sur des systèmes utilisant des transducteurs à bandes étroites plus aptes à délivrer de grandes puissances acoustiques que les transducteurs larges bandes, permettant ainsi plus de portée [50].

La détermination du temps de vol par détection de seuil a cependant ses défauts. Lors d'une détection de seuil de manière numérique, les convertisseurs analogiques-numériques doivent avoir des fréquences d'échantillonnage élevées, c'est-à-dire une grande résolution temporelle. Dans le cas contraire, il sera difficile de déterminer le moment exact où la tension du transducteur dépasse le seuil fixé. De plus, le rapport signal à bruit (S/B) doit être le plus élevé possible. Les environnements bruités augmentent les chances d'apparition de faux positifs lors de la détection, engendrant ainsi des erreurs non négligeables sur les mesures.

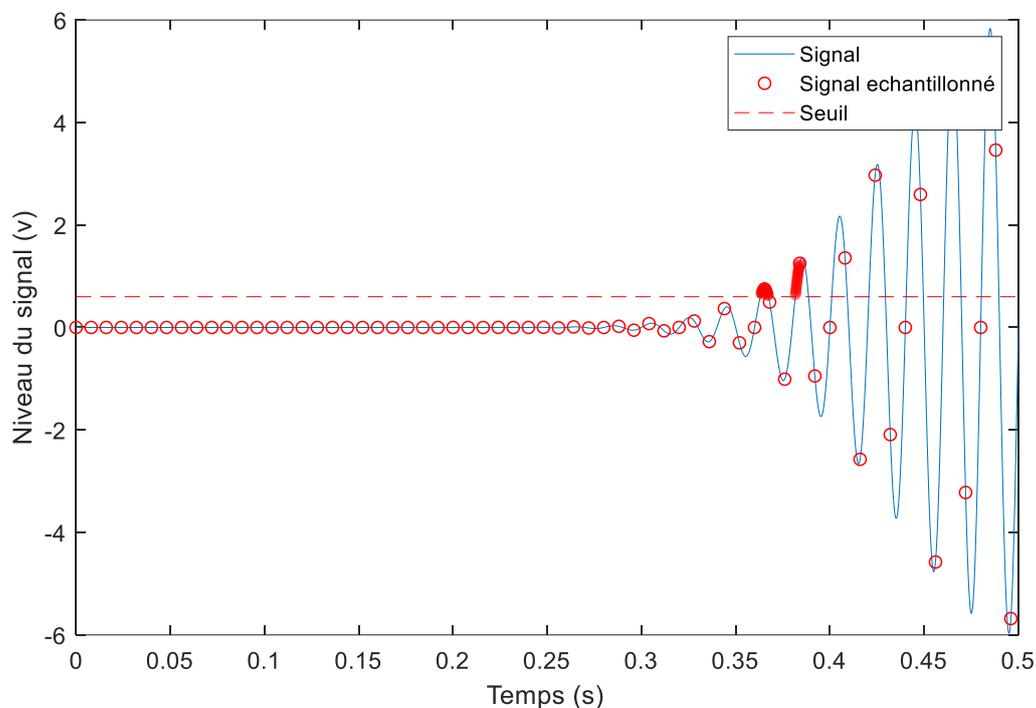


Figure 2.7 : Illustration d'un retard sur la détection de seuil provoqué par une fréquence d'échantillonnage trop faible.

Deux autres causes supplémentaires peuvent également introduire des erreurs sur la détection de seuil. Il y a d'abord, le temps de montée des transducteurs lors de la détection du signal. Ce paramètre cause un délai sur la mesure du temps d'arrivée de l'onde acoustique, ainsi qu'une potentielle déformation du signal. Il y a ensuite, la valeur de la tension de seuil choisie. Celle-ci peut être choisie de manière arbitraire, mais généralement elle est fixée à une valeur entre trois et cinq fois celle du niveau du bruit [50] [53] afin de diminuer l'apparition de faux positifs.

2.4.2 Méthode du critère d'information d'Akaike

Une autre méthode basée sur la détermination de l'instant d'arrivée de l'onde acoustique au récepteur est la méthode du critère d'information d'Akaike (AIC pour *Akaike Information Criterion* en anglais). A la différence de la méthode de détection de seuil, elle ne concerne pas le niveau du signal reçu mais plutôt la variance de celui-ci.

Le critère d'information d'Akaike est à la base un outil utilisé comme indicateur de qualité d'un modèle statistique en fonction du nombre de paramètres à estimer dans ce dernier. Il est calculé à l'aide de la formule suivante :

$$AIC = 2k - 2 \ln(L) \quad (2.15)$$

où k est le nombre de paramètres à estimer du modèle et L est le maximum de la fonction de vraisemblance du modèle statistique étudié.

Une méthode utilisant ce critère est celle développée par Morita et Hamaguchi en 1984 [54] et reprise dans de nombreux autres travaux dont ceux de Sleeman et van Eck [55] et de Bao et Jia [56]. Dans cette méthode, appelée AR-AIC (pour *Auto-Regressive Akaike Information Criterion* en anglais), une série temporelle est divisée en plusieurs segments localement stationnaires, chacun modélisé par un processus autorégressif. Pour la mesure de temps de vol, et plus exactement du temps d'arrivée d'un signal acoustique, on suppose que ce signal $s(t)$ de N échantillons se compose uniquement de deux segments. Le temps d'arrivée correspond alors à l'indice k délimitant ces deux segments et minimisant la fonction AR-AIC définie comme suit :

$$ARAIC(k) = k \log(\text{var}(s(1:k))) + (N - k) \log(\text{var}(s(k+1:N))) \quad (2.16)$$

où $\text{var}(s(1 : k))$ représente la variance du premier segment du signal allant de l'indice 1 à k , et où $\text{var}(s(k + 1 : N))$ est la variance du second segment qui s'étend de l'indice $k+1$ jusqu'à la fin du signal.

La figure 2.8 donne un exemple d'application de la méthode sur un signal entaché d'un bruit blanc additif.

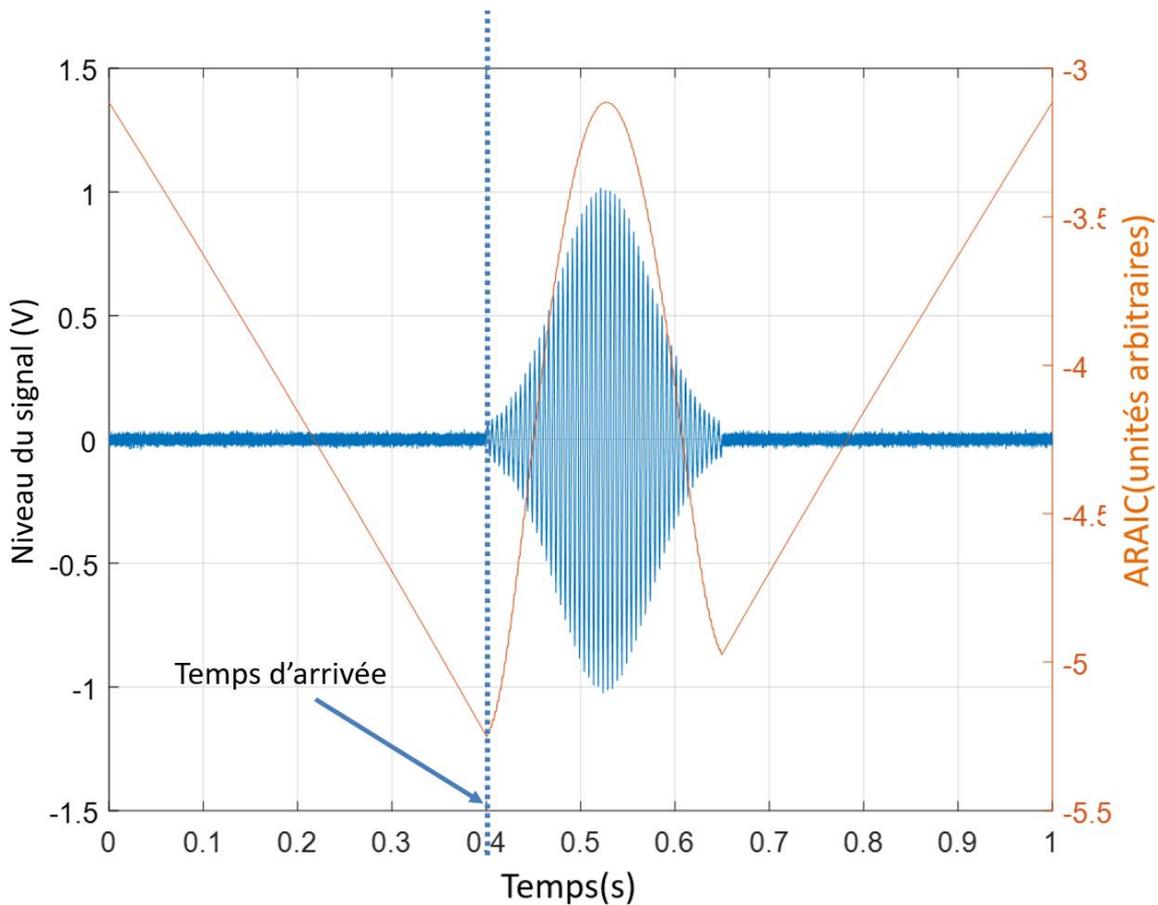


Figure 2.8 : Méthode AR-AIC appliquée à un signal monofréquence d'enveloppe gaussienne au quel un bruit blanc fut ajouté.

2.4.3 Intercorrélation

L'intercorrélation (aussi appelée corrélation croisée) est une mesure de la similitude entre deux signaux. Dans le cas d'une mesure de temps de vol, l'intercorrélation se fait entre le signal émis, noté $S_T(t)$ avec l'indice T pour transmis, et le signal reçu, noté $S_R(t)$. Il en résulte un signal temporel $c(\tau)$, avec τ le retard temporel entre les deux signaux, qui a une valeur maximale à l'instant t correspondant à la valeur du temps de vol. Le signal d'intercorrélation $c(\tau)$ est obtenu à partir de l'équation suivante :

$$c(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} s_T(\tau) \cdot s_R(t + \tau) d\tau \quad (2.17)$$

Parmi les méthodes utilisées pour la mesure de temps de vol, l'intercorrélacion est l'une des plus fréquemment employées car elle est assez simple à mettre en œuvre, et elle est généralement la plus optimale [50]. De plus, elle peut être appliquée pour tous types de signaux, qu'ils soient monofréquences ou modulés en fréquence.

L'intercorrélacion de deux signaux monofréquences de fréquence f est également monofréquence, à la même fréquence f . Comme pour la méthode « détection de seuil », la fréquence d'échantillonnage doit être suffisamment élevée pour obtenir une bonne résolution temporelle. On peut néanmoins améliorer cette dernière en interpolant (c'est-à-dire en suréchantillonnant) le signal d'intercorrélacion autour de son maximum [57].

Le grand avantage de l'intercorrélacion est sa propriété de réduction de bruit. En effet, l'intercorrélacion d'un bruit blanc est *a priori* nulle [50]. Néanmoins, la distorsion des signaux causée par les non-linéarités du système peut être source d'erreurs.

En pratique, des erreurs sur l'estimation du temps de vol peuvent apparaître [57]. En effet, comme le montre l'exemple de la figure 2.9 basée sur des signaux monofréquences, les pics secondaires autour du maximum du signal d'intercorrélacion présentent des niveaux assez similaires. L'ajout de bruits ou de distorsions sur le signal reçu peut alors introduire de faux maxima et générer des erreurs sur l'estimation du temps de vol comme on peut le voir figure 2.10.

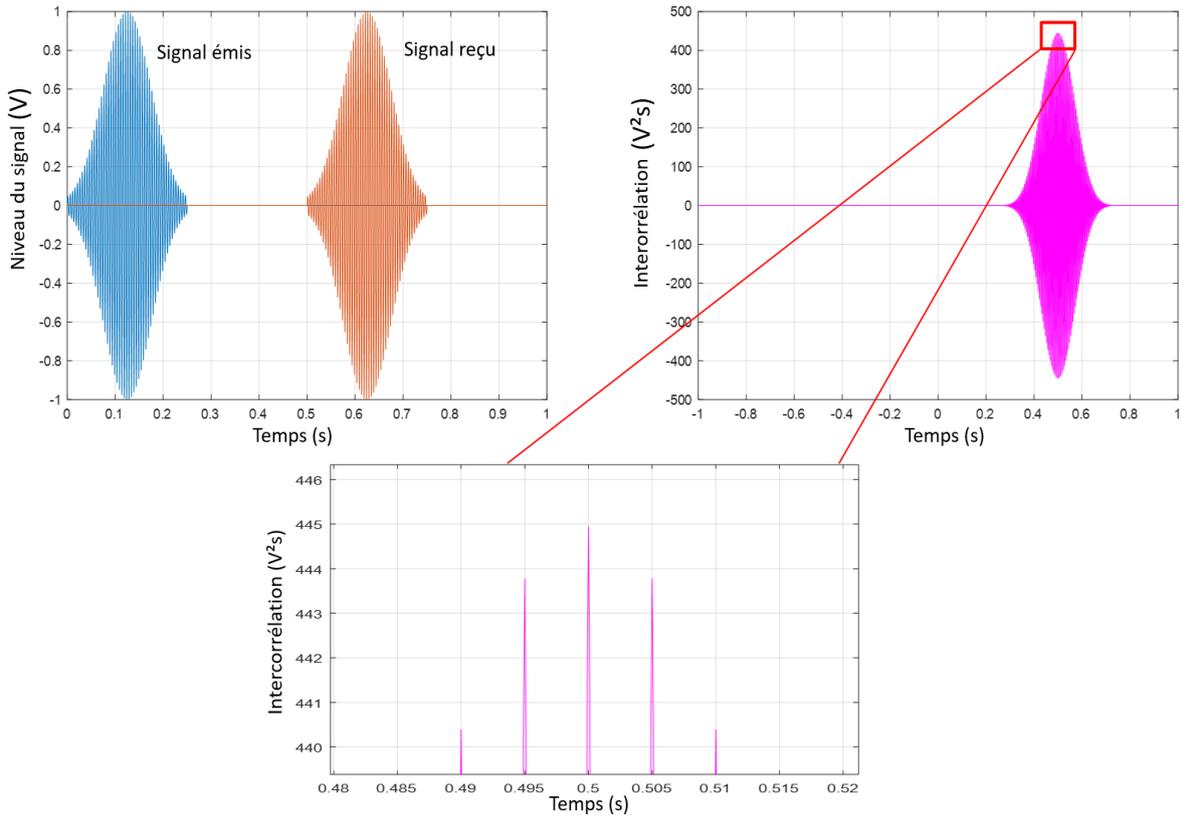


Figure 2.9 : En haut à gauche, deux signaux monofréquences à enveloppe gaussienne, non bruités, et en haut à droite le résultat de leur intercorrélations. En bas, l'agrandissement de ce résultat autour du maximum d'intercorrélations.

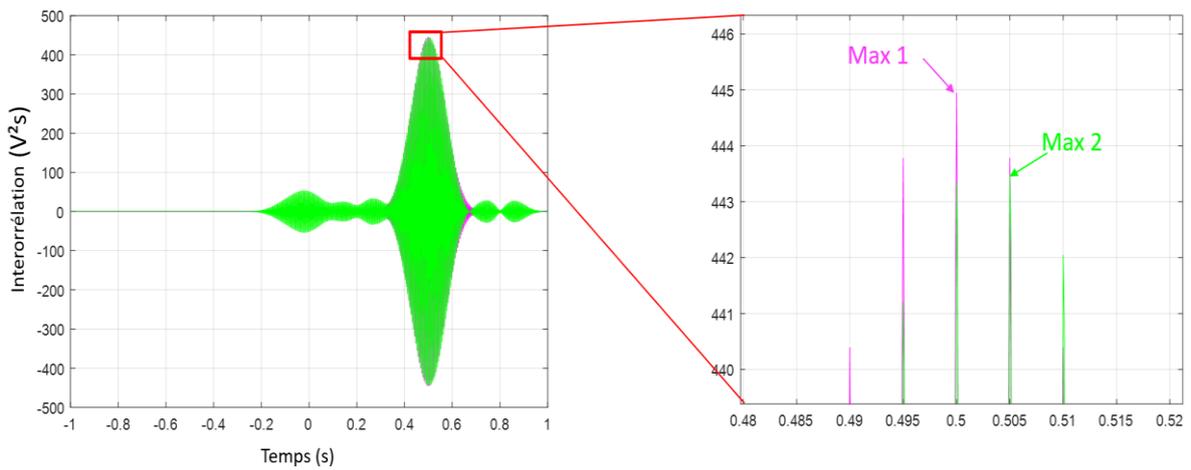


Figure 2.10 : A gauche, comparaison de l'intercorrélations de signaux non bruités, en magenta, avec la même intercorrélations lorsque le signal reçu est bruité, en vert. A droite, agrandissement des intercorrélations entre 0,48 s et 0,52 s.

Sur la figure 2.9, le résultat de l'intercorrélation de deux signaux monofréquences, non bruités, et décalés temporellement de 0,5 s, fonctionne bien puisque le maximum de corrélation se situe à l'instant $t = 0,5$ s. Les pics avoisinant le maximum d'intercorrélation sont néanmoins élevés avec un rapport entre le pic principal et les pics secondaires de l'ordre de 0,3 %.

Sur la figure 2.10, l'expérience est répétée lorsque l'un des deux signaux est entaché d'un bruit blanc gaussien de telle sorte que le rapport signal à bruit (SNR pour *Signal to Noise Ratio* en anglais) soit de 1 dB. Dans ce cas, le maximum de corrélation est atteint à l'instant $t = 0,505$ s, soit une erreur égale à une période du signal (le signal utilisé dans cet exemple a une fréquence de 200 Hz).

Afin d'obtenir les résultats de la figure 2.10, le rapport signal à bruit (SNR) du signal reçu a été progressivement diminué jusqu'à atteindre 1 dB. Les anomalies ne sont pas apparues pour des valeurs de SNR plus élevées, ce qui prouve la robustesse de la méthode face à un bruit additif blanc gaussien. Cependant, en pratique, il est possible de rencontrer d'autres types de bruits, et à des sources de non-linéarité qui peuvent déformer le signal, comme certains amplificateurs ou les transducteurs acoustiques. Le problème de décalage de la valeur du maximum d'une ou de plusieurs périodes peut donc être récurrent, comme on le verra par la suite.

Dans le cas d'un signal modulé en fréquence (*chirp* en anglais), la détermination du temps de vol par intercorrélation est plus robuste. Par exemple, dans le cas d'un balayage linéaire de la fréquence (*linear chirp* en anglais), la largeur de la courbe d'intercorrélation est inversement proportionnelle à la largeur de la bande de fréquence. Cela se démontre grâce à l'autocorrélation d'un signal $s(t)$ à fréquence modulée linéairement, de fréquence centrale f_0 , de largeur de bande Δf , et de durée T_s :

$$corr(t) = \text{tri}\left(\frac{t}{T_s}\right) \times \text{sinc}\left[\pi \cdot \Delta f \cdot t \cdot \text{tri}\left(\frac{t}{T_s}\right)\right] \times \sin(2\pi f_0 t) \quad (2.18)$$

où $\text{tri}(t)$ représente la fonction triangulaire, valant zéro entre $-\infty$ et $-0,5$ et entre $+0,5$ et $+\infty$, valant $1 - 2|t|$ entre $-0,5$ et $+0,5$.

La largeur du lobe principale du résultat de l'autocorrélation dépend du produit $T_s \times \Delta f$. Ce produit doit être supérieur à 1 afin que le lobe principal de l'autocorrélation soit compressé et ainsi avoir une meilleure définition que le cas d'un signal monofréquence. Cependant,

l'utilisation de ce type de signaux implique l'utilisation de transducteurs à large bande ($\Delta f/f_0 = 0,25$ dans le cas de notre application).

La figure 2.11 illustre les propriétés de l'intercorrélacion citées auparavant. Les courbes affichées sont trois autocorrélacions de trois signaux de même durée (1 ms) : le premier est un signal monofréquence à 40 kHz (bande de fréquence nulle), le deuxième est un signal avec un balayage de fréquence linéaire sur 10 kHz et centré sur 40 kHz ($T_s \Delta f = 10$), le dernier est un signal similaire au deuxième, mais avec un balayage sur une bande de fréquence de 20 kHz ($T_s \Delta f = 20$).

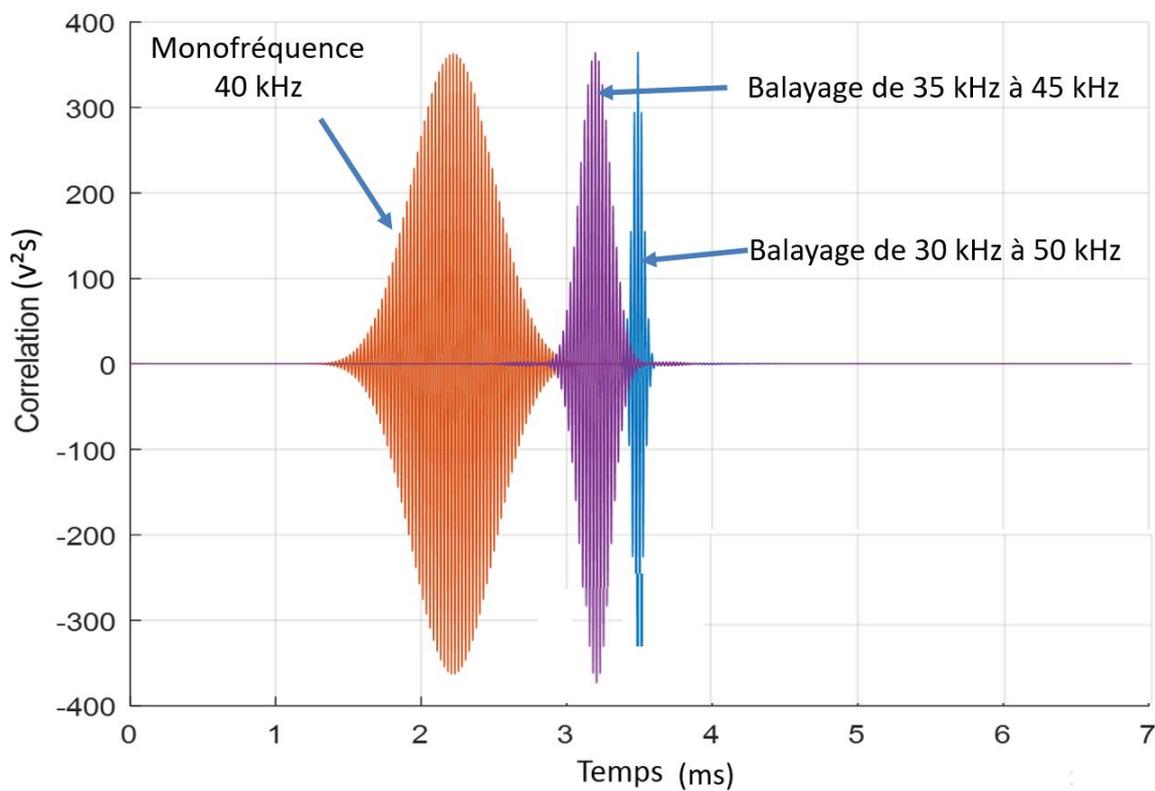


Figure 2.11 : Comparaison de l'intercorrélacion de signaux monofréquences à 40 kHz (en orange) avec les intercorrélacions de signaux modulés linéairement en fréquence (à 10 kHz en violet et à 20 kHz en bleu). Ces signaux sont tous à enveloppe gaussienne.

Les courbes de la figure 2.11 montrent que le maximum des intercorrélacions est de mieux en mieux défini que le produit $T_s \times \Delta f$ est grand, autrement dit le rapport entre la valeur du maximum de l'intercorrélacion et la valeur du pic suivant est d'autant plus important que la largeur du balayage en fréquence est importante pour une durée de signal fixe.

Ce rapport entre la hauteur de la crête principale et celle de la crête pic secondaire a été calculé, puis reporté sur la figure 2.12, pour différentes largeurs de bande de fréquence et différentes durées de signal. Les signaux utilisés ont tous une fréquence centrale à 40 kHz et une modulation en fréquence linéaire.

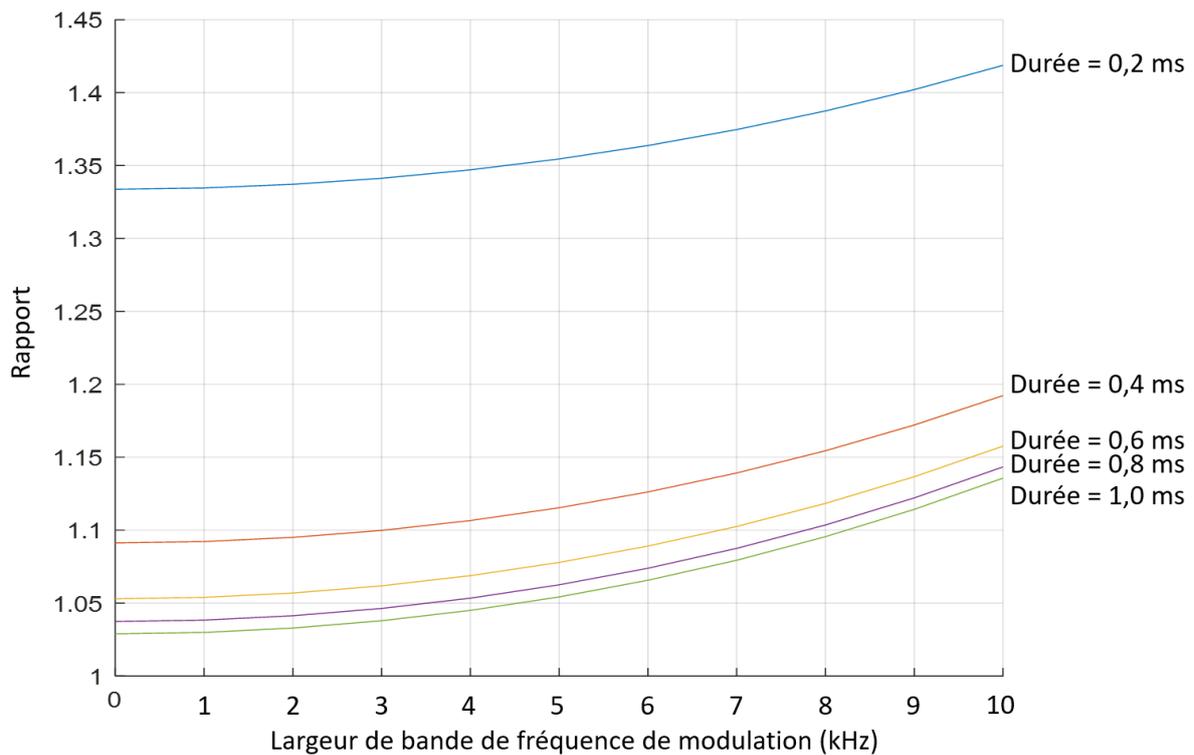


Figure 2.12 : Rapport entre la valeur du maximum de l'intercorrélation et la valeur du pic secondaire en fonction de la durée du signal et de sa bande passante.

En conclusion, il est préférable d'avoir des signaux modulés en fréquence, sur des durées aussi courtes que possible et avec des largeurs de bande de fréquence aussi larges que possible. En pratique, le choix de ces paramètres est limité par les composants électroniques et acoustiques utilisés.

2.4.4 Corrélation spectrale

Contrairement aux méthodes précédentes, la corrélation spectrale (*cross spectrum* en anglais) fonctionne dans le domaine fréquentiel, et non dans le domaine temporel. Elle consiste à déterminer le temps de vol de l'onde acoustique à partir de la relation entre la fréquence des signaux et le déphasage entre le signal émis et le signal reçu.

Soit une onde acoustique monofréquence $s(x, t)$ ayant une position spatiale x à un instant t , dans un milieu non dispersif :

$$s(x, t) = A \times e^{i(kx - 2\pi ft)} = A \times e^{i[2\pi f((x/v) - t)]} \quad (2.19)$$

où A est l'amplitude, k le nombre d'onde, f la fréquence du signal, v la vitesse du son dans le milieu, et x un point de l'espace.

La transformée de Fourier de $s(x, t)$ à un point x de l'espace est un signal de fréquence f dont le déphasage $\Delta\varphi$ depuis $x = 0$ m est $\varphi = 2\pi \times f \times x/v$. Etant donné que le temps de vol vaut x/v , le déphasage mesuré est donc directement proportionnel au temps de vol. Cependant, la phase est périodique et prend sa valeur dans un intervalle de 2π . Cela implique qu'il existe une ambiguïté pour tout temps de vol t_f supérieur à $1/f$. Typiquement, à 40 kHz, il existe une ambiguïté au-delà de 25 μ s, soit une distance de 8,5 mm pour une vitesse du son de 340 m/s. Pour mesurer de plus grande distance sans ambiguïté, la fréquence acoustique doit être baissée [50]

Il existe une version améliorée de cette méthode qui utilise deux signaux ayant des fréquences différentes au lieu d'un seule. Dans ce cas, c'est la différence de phase relative qui est déterminée :

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi f_1 \left(\frac{x}{v} - t\right) - 2\pi f_2 \left(\frac{x}{v} - t\right) = 2\pi (f_1 - f_2) \left(\frac{x}{v} - t\right). \quad (2.20)$$

Cette approche permet de repousser la limite d'ambiguïté sur le temps de vol mesuré (donc la distance) tout en gardant la même gamme de fréquence. Par exemple, pour mesurer une distance entre 0 mm à 340 mm à une seule fréquence, la fréquence de l'onde doit être de 1 kHz si $v = 340$ m/s. Pour deux signaux aux fréquences de 40 kHz et 41 kHz, la différence de phase entre les deux fréquences est non-ambigüe sur une distance x inférieure à $v \times \Delta f \sim 340$ mm. Dans ce cas le temps de vol t_f est exprimé par l'équation suivante :

$$t_f = \frac{1}{\Delta f} \left(\Delta n + \frac{\Delta\varphi}{2\pi} \right) = \frac{1}{f_1 - f_2} \left(n_2 - n_1 + \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2\pi} \right) \quad (2.21)$$

où $\Delta n = n_2 - n_1$ est la différence des nombres (entiers) de cycles n_i , liés aux fréquences f_i . Par exemple, sur 340 mm, n_1 vaut 40 pour une fréquence acoustique f_1 de 40 kHz, et n_2 vaut 41 pour une fréquence acoustique f_2 de 41 kHz. Il y a ambiguïté sur la mesure si $\Delta n \neq 0$. L'emploi de deux fréquences permet une mesure du temps de vol liée à la différence entre les deux fréquences et non pas aux fréquences elles-mêmes.

Cette méthode peut être généralisée à un grand nombre de fréquences, et même à un continuum de fréquences. Il est alors possible d'opter pour un balayage linéaire en fréquence. Dans la limite $\Delta f \rightarrow 0$ et $\Delta n = 0$, l'équation (2.21) devient :

$$t_f = \lim_{\Delta f \rightarrow 0} \left(\frac{1}{\Delta f} \times \frac{\Delta \varphi}{2\pi} \right) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \varphi}{\partial f} . \quad (2.22)$$

Le temps de vol de l'onde est donc la dérivée de la phase par rapport à la fréquence, c'est-à-dire pour un balayage linéaire en fréquence, la pente de la droite de la fonction $\varphi(f)$.

La figure 2.13 montre un exemple de la corrélation spectrale lorsqu'elle est appliquée à deux signaux, identiques, à l'exception que l'un est retardé de 50 μs par rapport à l'autre. Ces signaux ont une durée de 0,1 ms avec une fréquence modulée linéairement entre 38 kHz et 42 kHz. Le tracé de la phase en fonction de la fréquence montre une droite dont la pente est égale à $2\pi \times t_f$, soit 50 μs .

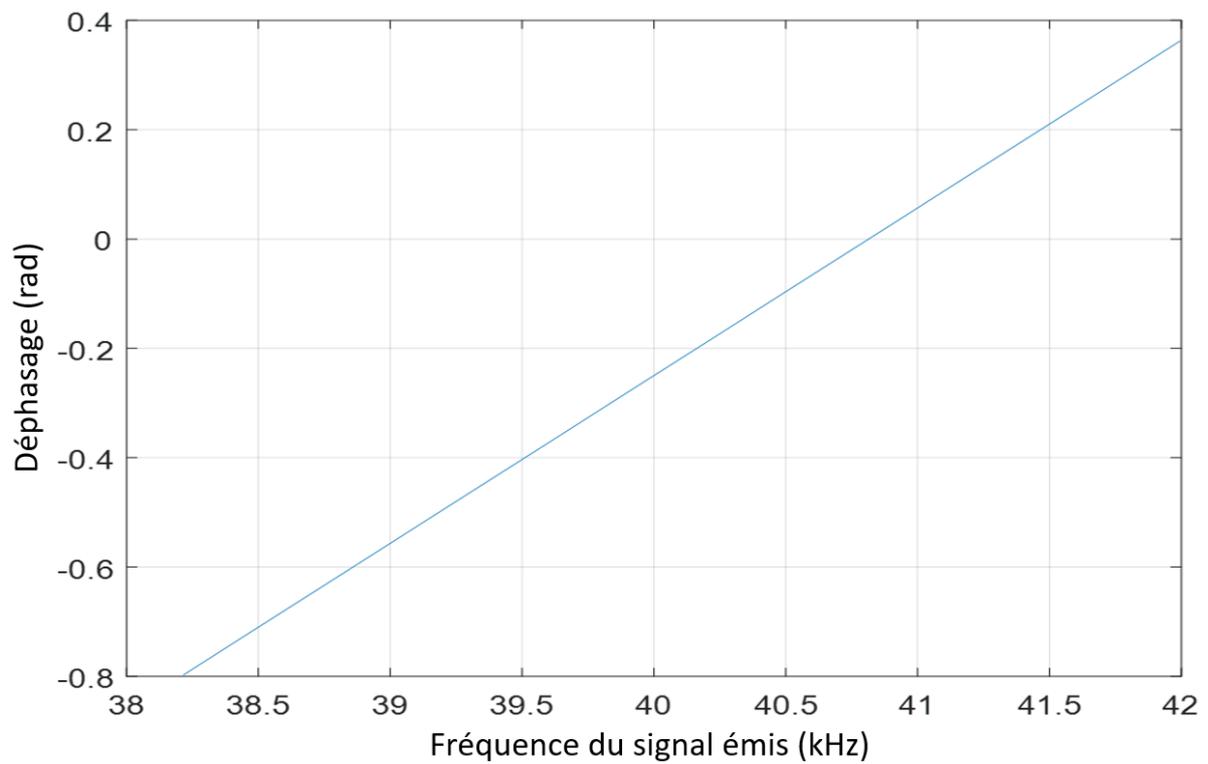
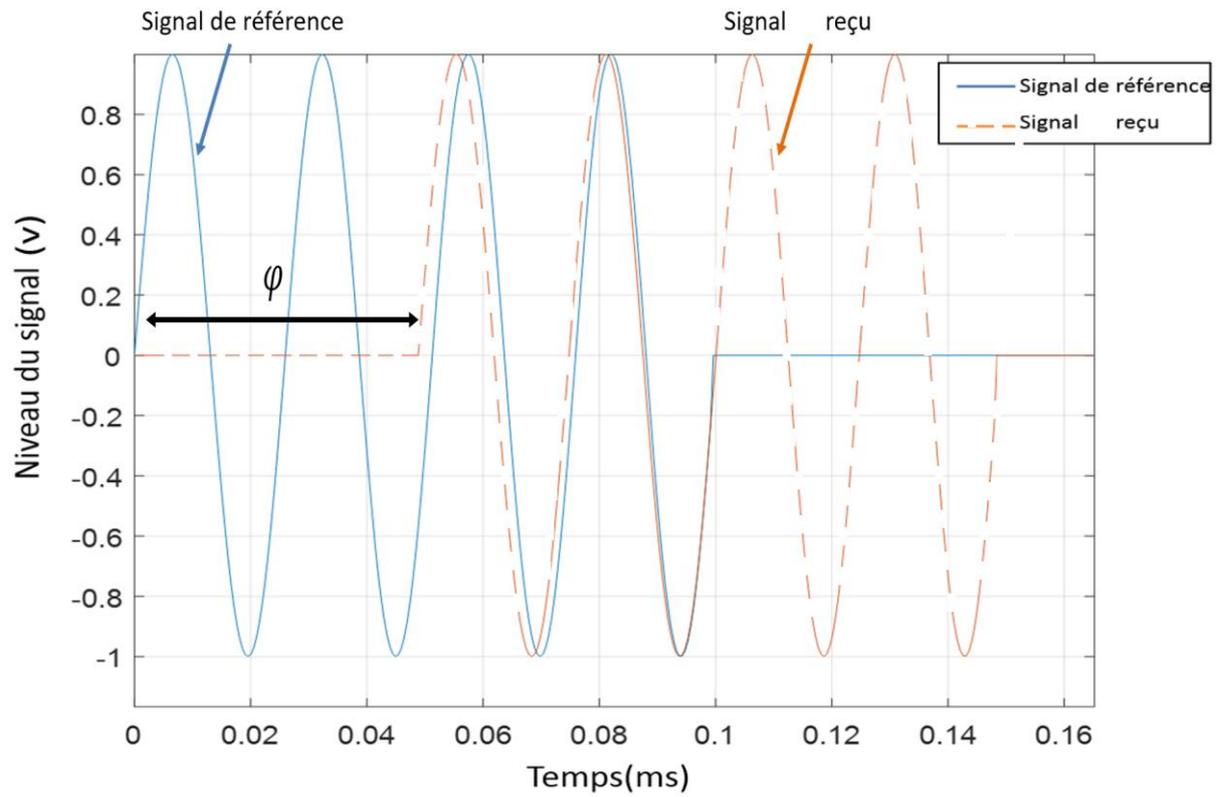


Figure 2.13 : Illustration de la différence de phase entre deux signaux à fréquence modulée linéairement, avec en haut, la représentation temporelle de ces signaux, et en bas, la différence de phase en fonction de la fréquence.

2.5 Description du système développé

2.5.1 Architecture générale de l'instrument

Les méthodes présentées partie (2.4) pour la mesure de temps de vol d'ondes acoustiques nécessitent de comparer un signal émis à un signal reçu. Par principe, ces deux signaux ne sont pas localisés au même endroit. Afin de pouvoir traiter ces données, il est donc nécessaire de les réunir en un même lieu. Cela peut s'effectuer au moyen de plusieurs architectures.

L'architecture la plus simple consiste à ramener les signaux électriques au même endroit afin de faciliter les conversions analogique-numériques. Pour cela, nous n'utiliserons qu'une seule carte d'acquisition, ce qui permet d'éviter la mise en place de synchronisation temporelle entre plusieurs cartes. A cette fin, une liaison filaire entre le lieu d'émission du signal et l'endroit où il est reçu aurait pu être déployée, mais il existe d'autres moyens, moins contraignants et plus adaptés à de longues distances. Dans notre cas, nous avons opté pour une solution optique en espace libre afin d'acheminer le signal distant. Celle-ci est décrite ci-dessous.

Le système de thermométrie acoustique développé vise à estimer la température moyenne sur une distance d , jusqu'à 20 m. La figure 2.14 représente la vue de dessus et la vue de face du thermomètre acoustique. Il est conçu de manière à réaliser deux mesures de temps de vol d'ondes acoustiques, de manière symétrique, entre émetteurs et récepteurs acoustiques : de E1 à R1 et de E2 à R2. Un chemin optique complète le système pour effectuer la mesure de la distance d entre ces émetteurs et récepteurs acoustiques. Cette distance est en effet nécessaire au calcul de la vitesse du son. Pour cela, un télémètre optique commercial est dans un premier temps utilisé, un Leica disto 210, le but étant qu'à terme il sera remplacé par le télémètre absolu du Cnam, Arpent (décrit dans la section 1.1.3.1). Nous appelons partie (A) la partie du système avec l'émetteur E2 et le récepteur R1, et partie (B) celle avec l'émetteur E1 et le récepteur R2.

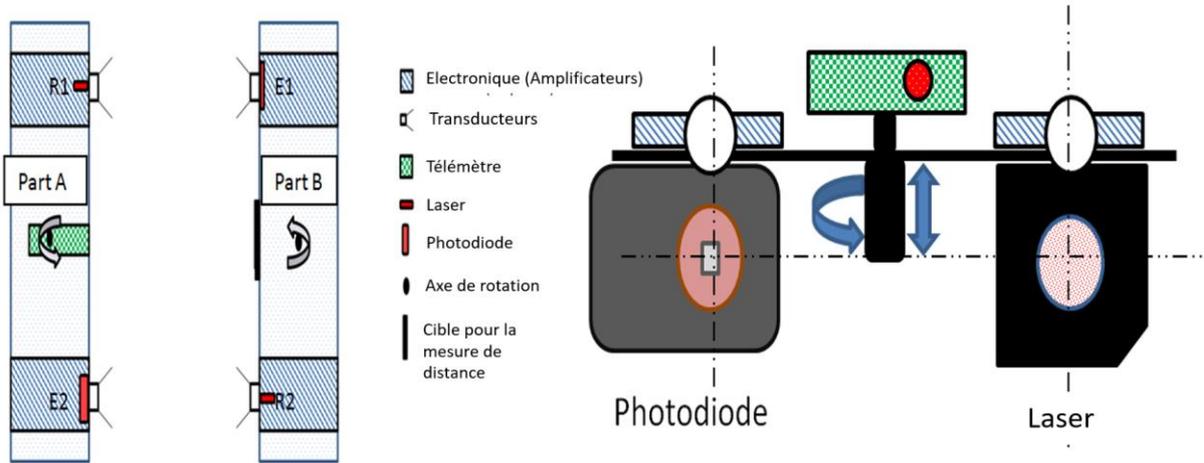


Figure 2.14 : Schéma du thermomètre acoustique montrant les deux parties du système, la partie A avec R1 / E2 et la partie B avec E1 / R2. A gauche, vue de dessus, et à droite, vue de face avec uniquement la partie A.

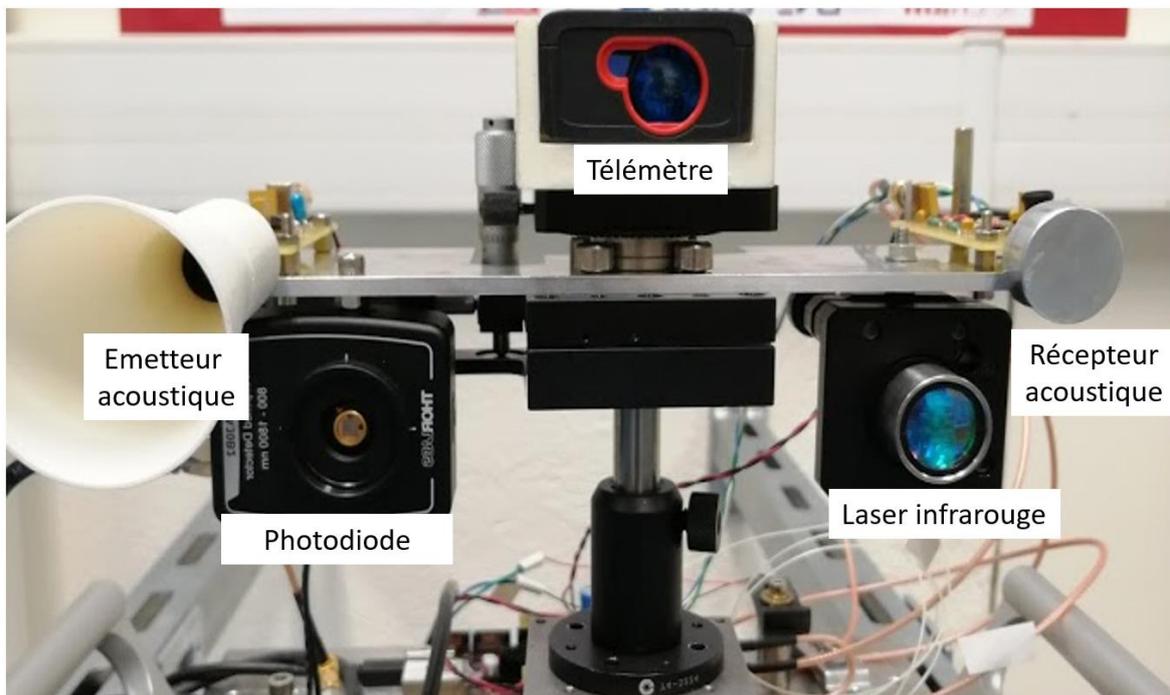


Figure 2.15 : Photographie de la partie A du thermomètre acoustique.

L'ensemble du système, représenté sur les figures 2.14 et 2.15, est contrôlé par un programme écrit en Matlab®. Pour chaque trajet acoustique, un signal numérique correspondant à une onde acoustique est d'abord construit numériquement par le logiciel Matlab et envoyé (en sans-fil via

Wi-Fi ou bien par câble Ethernet) à un générateur de signaux (carte STEMLab 125-14 Red Pitaya). À ce stade, le signal émis est envoyé à une diode laser à rétroaction répartie (DFB pour *Distributed FeedBack Laser*) à 1550 nm : le signal électrique est alors additionné au courant continu du laser au moyen d'un té de polarisation (modulation directe du laser). La source laser (Koheron LD101), raccordé à une fibre optique, intègre un photodétecteur. La partie du signal détectée par le photodétecteur est rebouclée sur la carte d'acquisition (la même carte STEMLab 125-14 Red Pitaya que précédemment) afin de fournir un signal de référence pour la mesure du temps de vol, tandis que le reste du signal optique est émis en espace libre. La fibre optique monomode utilisée à une ouverture numérique effective de 0,095, valeur définie comme le sinus de l'angle entre le centre de la fibre et l'endroit où l'intensité lumineuse chute à $1/e^2$ de sa valeur maximale. Ainsi, après une collimation du faisceau grâce à un système de lentilles multi-éléments (Thorlabs F810FC-1550) de focale 37,13 mm, un faisceau de diamètre $2 \times 37,13 \times 0,095 \sim 7$ mm est obtenu. Le collimateur est monté sur un support offrant des réglages angulaires (Thorlabs KM100T). De cette manière, le signal peut être transféré optiquement (donc sans fil) à la partie émission du système acoustique (partie B dans le cas du couple émetteur/récepteur E1/R1), où une photodiode (Thorlabs PDA20CS2) reçoit le signal. Ce signal est ensuite amplifié électroniquement, envoyé au transducteur acoustique E1 (Cebek C7210), et renvoyé acoustiquement vers la partie réception du système, R1. Après réception par le transducteur acoustique R1 (Massa TR-89B), le signal est amplifié, puis envoyé à la carte Red Pitaya pour être utilisé comme signal de mesure pour le calcul de temps de vol. Le signal de référence et le signal de mesure sont enregistrés. Un microcontrôleur (STM32-NUCLEO-L432KC) est également attaché à la carte Red Pitaya à deux fins :

- le contrôle de gain de l'amplificateur électronique pour éviter la saturation du signal reçu.
- l'enregistrement des données des capteurs locaux de température, de pression et d'humidité (Bosch BME280). La concentration de gaz carbonique est donnée par une valeur hypothétique de 500 ppm.

Une fois que toutes les données sont stockées sur la carte d'acquisition, elles sont renvoyées vers l'ordinateur, à l'aide du logiciel Matlab, pour le traitement du signal. La figure 2.16 décrit le schéma fonctionnel du thermomètre acoustique.

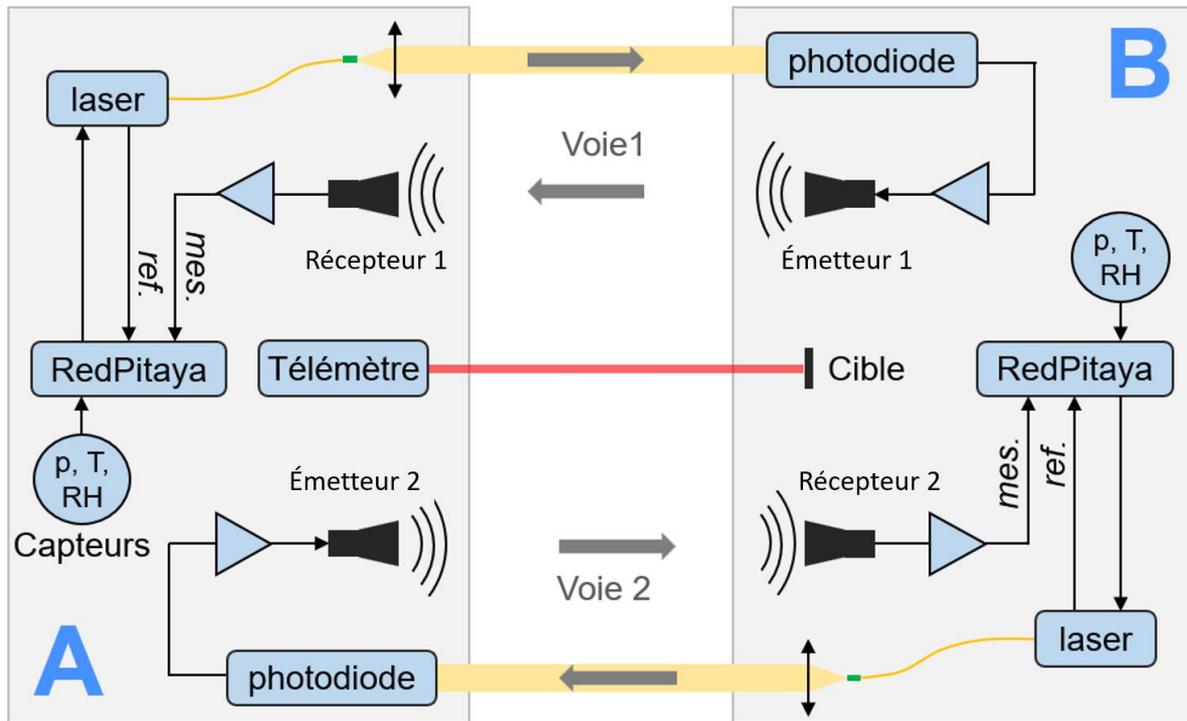


Figure 2.16 : Schéma fonctionnel du thermomètre acoustique.

D'autres options que celle de l'émission optique et un retour acoustique pourraient être considérées afin d'acheminer les deux signaux nécessaires à la mesure du temps de vol. En effet, il est possible de changer l'architecture afin d'émettre un signal acoustique et récupérer un signal optique, c'est-à-dire l'inverse de la méthode choisie.

L'architecture que nous proposons permet de contrôler la tension en entrée du laser, ce qui ne serait pas le cas si la tension provenait du signal reçu par le transducteur acoustique. Celle-ci varierait fortement dans le temps, en fonction de la distance, des paramètres environnementaux, etc... Il faudrait alors adapter continuellement la tension reçue après la réception acoustique pour moduler correctement le laser. Dans l'architecture que nous proposons, la tension reçue après transmission optique est relativement stable avec la distance (la divergence du faisceau optique est de 0,28 mrad lorsque l'on considère l'angle entier à $1/e^2$ de la puissance) et les paramètres environnementaux. Il est alors facile de mettre en forme le signal reçu pour qu'il pilote le transducteur acoustique. Enfin, la source laser utilisée dans notre architecture intègre un photodétecteur, ce qui permet de générer facilement un signal de référence.

Il est également possible d'émettre en parallèle les signaux acoustiques et optiques comme proposé dans [40]. Dans ce cas, le signal optique reçu fait office de signal de référence et le

signal acoustique reçu sert de signal de mesure. L'inconvénient liée à cette configuration est l'obligation d'utiliser deux cartes RedPitaya, une dédiée à l'émission des signaux et une dédiée à leurs acquisitions.

2.5.2 Impact de la présence d'un flux d'air

Lors de la mesure du temps de vol d'une onde acoustique, la présence d'un flux d'air peut avoir un impact direct sur les résultats obtenus. Si un flux d'air de vitesse v_{vent} se déplace dans la même direction et le même sens qu'une onde acoustique, alors la vitesse de cette dernière augmente de la quantité v_{vent} . Au contraire, si le flux d'air se déplace dans le sens opposé à la propagation de l'onde acoustique, la vitesse de celle-ci diminue. La vitesse du son calculée, et donc la température estimée, peuvent être faussées si ce paramètre n'est pas pris en compte. Cet effet a d'ailleurs été la limitation principale des performances, en terme d'incertitude, du thermomètre acoustique présenté dans [40].

Afin de contourner ce problème, le système que nous avons développé comporte deux voies de mesure symétriques. Ainsi, la mesure du temps de vol de l'onde acoustique est effectuée, de manière quasi-simultanée, dans les deux sens de propagation. La vitesse de l'onde acoustique v est alors définie comme la valeur moyenne des vitesses mesurées, v_1 pour le sens allant de A vers B, et v_2 pour le sens allant de B vers A. Ceci est résumé figure 2.17.

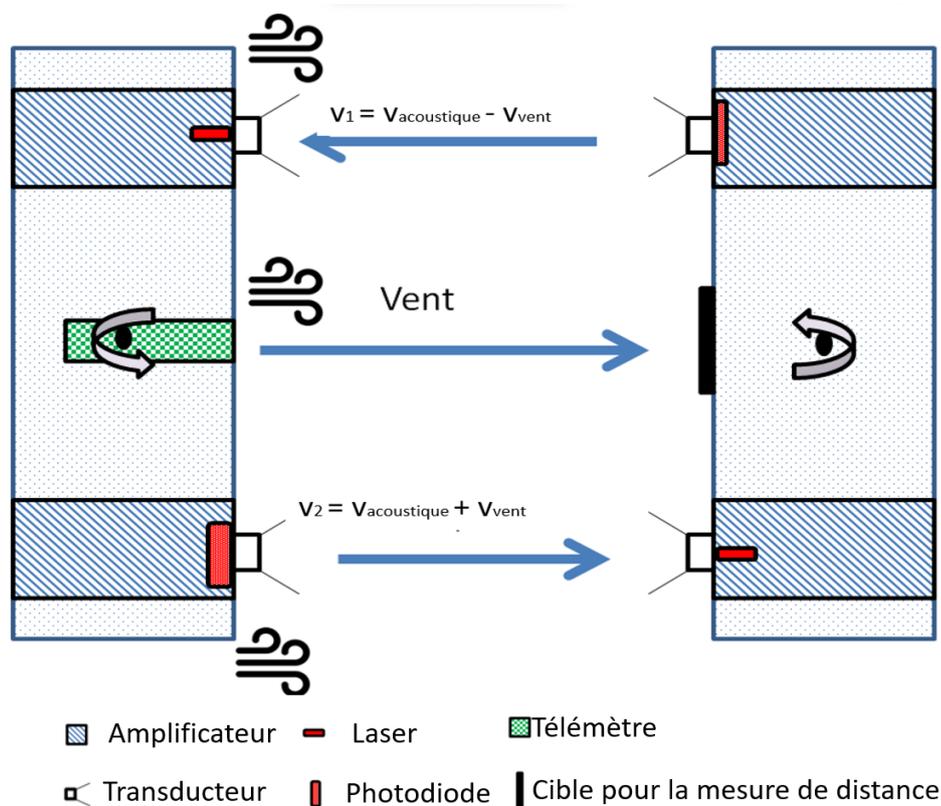


Figure 2.17 : Principe de la compensation d'un flux d'air lors de la mesure de la vitesse du son.

En pratique, pour éviter les perturbations entre les deux voies, que l'on nomme diaphonie, les deux mesures ne sont pas effectuées simultanément. En effet, la capture des signaux de la première voie doit être terminée avant l'émission de ceux de la seconde voie. Pour la configuration décrite plus haut, le laps de temps qui sépare les mesures faites dans les deux sens de propagation est au minimum de 2 s. La vitesse du flux d'air est considérée fixe pendant cet intervalle. Notons qu'une autre solution consiste à séparer spatialement les deux voies de mesure. Expérimentalement, nous avons constaté qu'une distance de 1 m entre elles suffirait, mais cela irait contre le but initial de créer un système compact. D'ailleurs, la première solution est plus facile à réaliser et n'est pas contraignante.

2.5.3 Acquisition des signaux

Comme vu dans la section (2.5.1), nous utilisons une carte d'acquisition Red Pitaya afin d'acquérir les signaux acoustiques. Cependant, celle-ci ne dispose pas d'une mémoire infinie et ne peut stocker que 16 384 échantillons. Ainsi, pour une fréquence d'échantillonnage de 125 méga-échantillons par seconde (Méch/s), la durée du signal enregistré dans la mémoire sera de 131,072 μ s. Dans la pratique, cette durée d'enregistrement est bien trop courte pour permettre de capturer simultanément le signal de référence et celui de mesure.

Pour accroître cette durée, la carte RedPitaya peut procéder à une décimation d'un facteur égal à une puissance de 8 ($8^0=1$ au minimum et $8^5=32\,768$ au maximum) afin de diviser la fréquence d'échantillonnage. Dans notre cas, un facteur de décimation de $8^2 = 64$ a été utilisé, ce qui équivaut à une fréquence d'échantillonnage de 1,953 Méch/s et à une durée d'enregistrement t_c de 8,389 ms. Cela correspond au temps mis par une onde acoustique pour parcourir 2,877 m à la vitesse de 343 m/s. Un tel choix permet donc de capturer simultanément nos deux signaux jusqu'à 2,877 m, sans pour autant dégrader les performances du système car la fréquence d'échantillonnage reste bien supérieure au double de la fréquence acoustique (critère de Shannon).

Pour pouvoir enregistrer le signal de référence et le signal de mesure sur une même capture au-delà de 2,877 m, la carte RedPitaya génère un signal acoustique à intervalle régulier, toutes les 8,389 ms, comme illustré sur la figure 2.18.

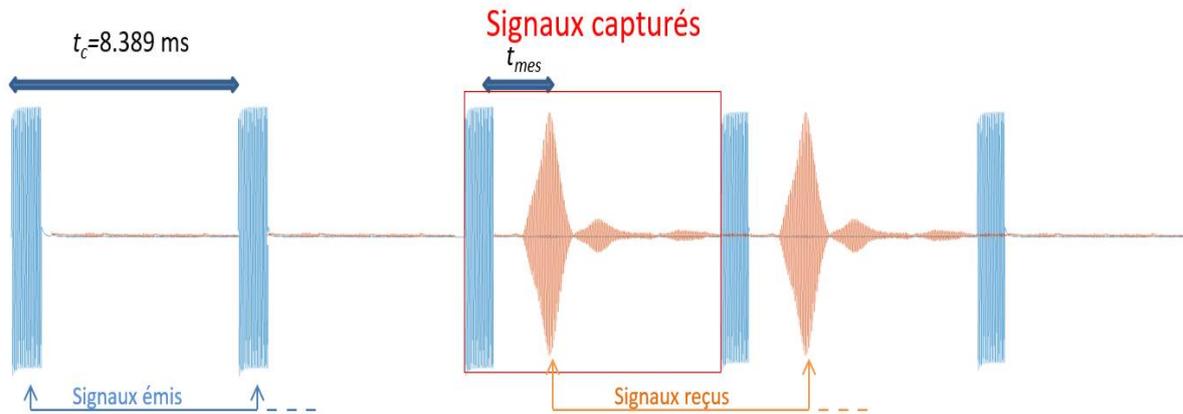


Figure 2.18 : Illustration de l'émission et de l'acquisition des signaux électriques par la carte RedPitaya.

L'acquisition des signaux ne commence qu'à la réception d'un signal acoustique émis. Ainsi sur une capture de 8,389 ms, il est possible de mesurer le temps écoulé entre la dernière impulsion émise et le signal reçu. Le nombre de cycles x qui se sont écoulés entre la dernière impulsion émise et celle correspondant au signal reçu est ensuite calculé à partir de la distance d obtenue par le télémètre intégré au système et des paramètres environnementaux mesurés par les capteurs du système (utilisés pour estimer une vitesse du son v_{capteurs} à partir de l'équation de Cramer) :

$$n_c = \text{arrondi} \left(\frac{\frac{d}{v_{\text{capteurs}}}}{t_c} \right). \quad (2.23)$$

La valeur de n_c est l'arrondi inférieur de la formule (2.1). Ainsi, la différence de temps d'arrivée réelle t_d est calculée de la manière suivante :

$$t_d = t_{\text{mes}} + n_c t_c \quad (2.24)$$

où t_c est la durée d'enregistrement égale à 8,389 ms, et t_{mes} le décalage temporel du signal reçu par rapport à la dernière impulsion émise. Le temps t_{mes} est déterminé par une des méthodes présentées en partie 2.4, comme par exemple l'intercorrélation.

2.5.4 Procédure d'alignement du système

Lors de la conception du système, les différents composants ont été disposés de manière symétrique. Autrement dit, les parties A et B du système sont quasi identiques et conçues de telle sorte que, lors d'une mesure, les deux parties se font face toujours de la même manière. Le but d'une telle architecture est de s'assurer que la mesure du temps de vol de l'onde acoustique soit reproductible et que la distance mesurée représente toujours le chemin parcouru par l'onde, à un décalage fixe près qui pourra être déterminé.

2.5.4.1 Procédure initiale de réglage des faisceaux laser

Pour pouvoir tirer profit de cette architecture, une procédure d'alignement a été mise en place. Celle-ci n'est appliquée qu'une seule fois, en dernière étape de la conception du thermomètre acoustique, afin que les différents faisceaux lumineux émis de part et d'autre du système soient tous parallèles entre eux. De cette manière, quand le faisceau infrarouge de la partie A sera orienté vers le centre de la photodiode de la partie B, et quand le faisceau infrarouge de la partie B sera orienté vers le centre de la photodiode de la partie A, le faisceau du télémètre Leica en partie A sera toujours orienté sur un point précis de sa cible en partie B.

La première étape de cette procédure consiste à placer un miroir plan à une grande distance des deux lasers de la partie A, dans notre cas à 12 m. Les angles d'émission des faisceaux lasers sont alors ajustés afin qu'ils reviennent à leur origine. Cela est possible car la source laser infrarouge est montée sur un support (Thorlabs KM100T) qui permet de régler son orientation indépendamment du reste du système, jusqu'à ce que les deux faisceaux lasers soient parallèles. Cela est illustré sur la figure 2.19.

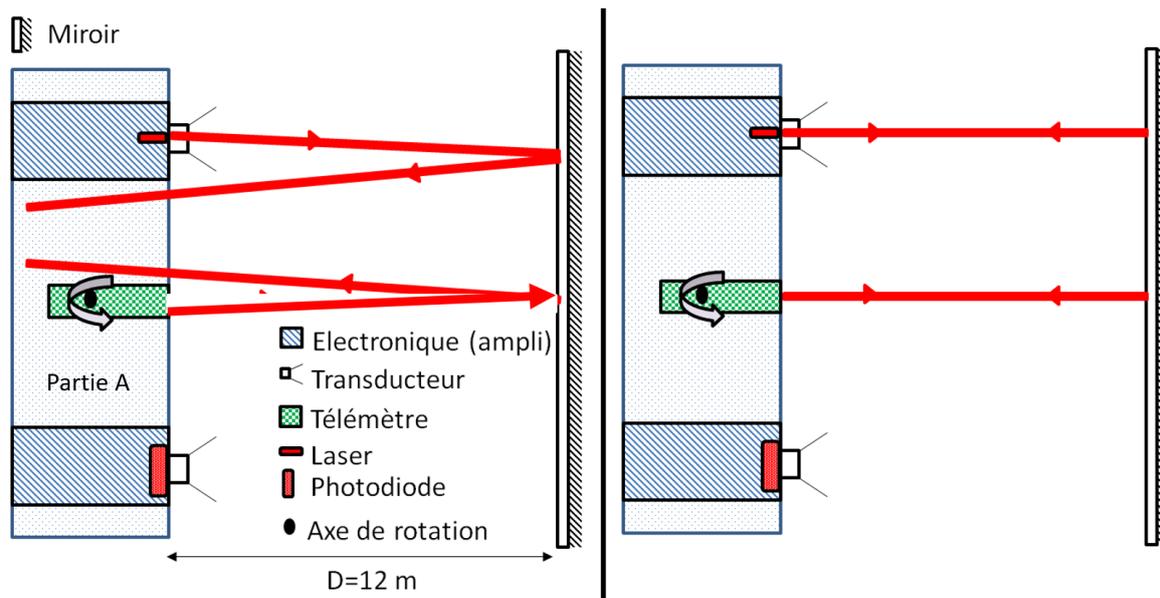


Figure 2.19 : Schéma explicatif de la procédure initiale du réglage des faisceaux laser pour la partie A (celle équipée du télémètre Leica avec laser visible dans le rouge). A gauche, une illustration des faisceaux avant alignement, et à droite, après alignement.

L'étape suivante de la procédure d'alignement consiste à niveler la partie A du système pour que les sources lasers tirent horizontalement, à s'assurer que la partie A du système soit à la même hauteur que la partie B, et à aligner le faisceau laser infrarouge de la partie A (pour la transmission du signal de mesure par voie optique) sur la photodiode de la partie B. Le faisceau laser de transmission de la partie B est alors ajusté, grâce à son support Thorlabs KM100T, pour être centré sur la photodiode de la partie A comme décrit sur la figure 2.20.

A la suite de cette procédure, les trois faisceaux lasers sont en théorie parallèles. Il suffira alors d'aligner les lasers infrarouges des parties A et B pour que la source laser du télémètre soit automatiquement alignée et qu'elle émette sur un point fixe de sa cible quelle que soit la distance.

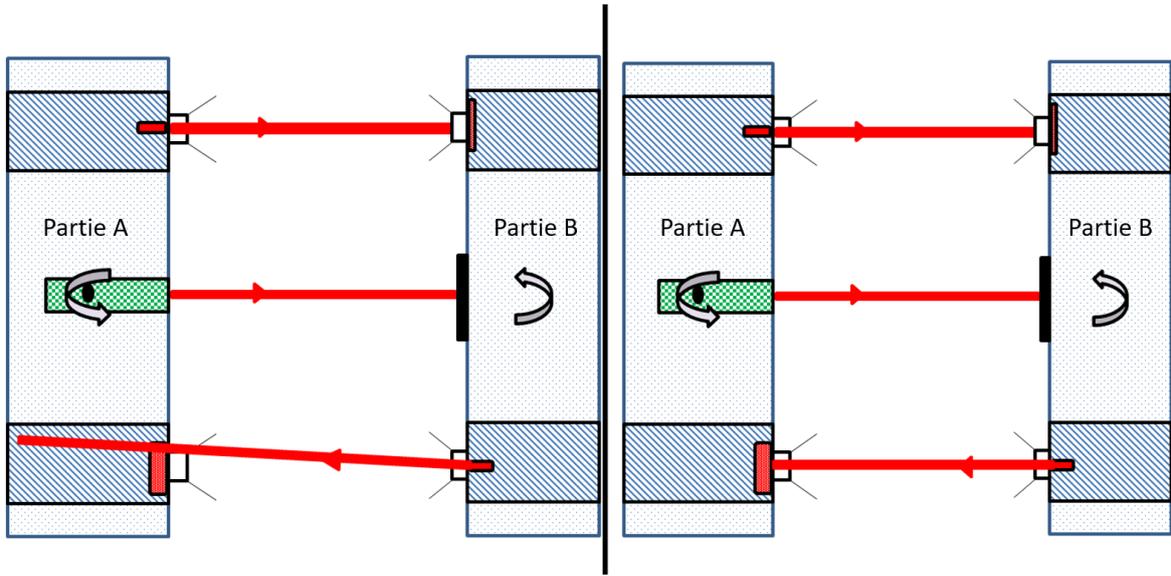


Figure 2.20 : Schéma explicatif de la procédure initiale du réglage des faisceaux laser pour la partie B avec, à gauche, une illustration des faisceaux avant alignement, et à droite, après alignement.

2.5.4.2 Procédure d'alignement préalable à toutes mesures

A chaque fois que l'on déplace le système, il est nécessaire d'orienter correctement les deux parties A et B afin de minimiser les erreurs de mesure sur la distance. En effet, la présence d'un angle entre ces parties, c'est-à-dire le fait qu'ils ne soient pas parfaitement face à face l'un de l'autre, peut être une source d'erreurs. Nous estimons que cette erreur a une valeur inférieure à $20\ \mu\text{m}$ si l'alignement est parfaitement atteint. Nous détaillerons la source de cette erreur et son influence plus en détail dans le chapitre 3.

Cette procédure consiste à :

1. positionner les deux parties du système de part et d'autre de la ligne de mesure,
2. orienter la partie A du système de manière à ce que le faisceau laser visible du télémètre pointe précisément sa cible présente sur la partie B,
3. s'assurer que le laser de transmission infrarouge de la partie A soit bien aligné sur la photodiode de la partie B,
4. orienter la partie B du système de manière à ce que le faisceau de transmission infrarouge pointe la photodiode présente sur la partie A.

En pratique, suite à plusieurs tests, il s'est avéré que l'alignement du faisceau laser infrarouge de la partie B était compliqué à réaliser (4^{ème} point de la procédure) : la visée sur la photodiode était perdue à chaque fois que l'on déplaçait le système.

Pour des raisons de commodité, la partie B du système a été équipée d'un pointeur laser rouge, et la partie A du système d'une cible. Cependant, ce pointeur laser n'est pas parfaitement parallèle aux autres faisceaux laser puisqu'il est monté sur un support fixe, et non réglable, pour garder un système simple et compact.

Cette erreur a été cependant quantifiée de manière empirique, grâce à un montage expérimental. La partie A du thermomètre acoustique fut positionnée face à la partie B, puis la partie B fut déplacée parallèlement aux différents faisceaux laser grâce à la mise en place d'un rail de déplacement. La déviation des faisceaux, dont les sources sont sur la partie B, de leurs positions initiales fut alors mesurée en fonction de la distance.

Ces déviations peuvent être corrigées afin de toujours viser correctement la cible. En pratique, cela consiste à effectuer une rotation du support de la partie A (voir figure 2.14). Dans ce cas,

la distance mesurée diffère de la distance réelle séparant les deux parties du système (d'un transducteur à un autre). La distance réelle d est donnée par :

$$d = d_{mes} \pm \left[0,1 \sin \left(\arctan \left(\frac{0,015}{d_{mes}} \right) \right) \right] \quad (2.25)$$

où d_{mes} est la distance mesurée par le télémètre Leica. Ici le signe \pm dépend de la voie sur laquelle a été effectuée la mesure. La correction de la visée étant réalisée par rotation du support dont l'axe de rotation est au milieu, il est normal que la distance augmente sur une voie tandis qu'elle diminue sur l'autre. Notons que ces corrections effectuées sur la mesure de la distance n'affectent pas l'incertitude déjà existante sur la mesure qui est de $\sigma_d = 1$ mm.

2.5.5 Caractérisation du système de transmission acoustique

Cette partie présente les différents composants utilisés dans le thermomètre acoustique que nous avons développé. Une première caractérisation du système sera également faite. Entre autres, la bande passante du système sera déterminée. Cela conditionnera le choix du type de signaux acoustiques à transmettre (partie 2.3) et donc la méthode de mesure de temps de vol à adopter (partie 2.4).

2.5.5.1 Transducteurs acoustiques

Pour la transmission et la réception du signal acoustique nous avons opté pour des transducteurs ultrasonores céramiques piézoélectriques, les Cebek C7210 en émission [58], et les Massa TR-89B type 40 en réception [59]. Ce sont des transducteurs commerciaux à faible coût, de faibles dimensions (16 mm de diamètre \times 12 mm d'épaisseur et 25 mm de diamètre \times 15 mm d'épaisseur, respectivement). Selon sa fiche technique, le transmetteur offre une bande passante à -6 dB comprise entre 39,5 kHz et 41,0 kHz, avec un niveau de pression acoustique maximum à 40,5 kHz de 121 dB et un lobe principal d'émission (à -3 dB) étendu de $\pm 20^\circ$. La directivité est un paramètre important à prendre en compte afin de réduire au maximum les trajets multiples de l'onde acoustique, et donc les échos indésirables. Quant au récepteur, il offre une bien plus grande bande passante comprise à -3 dB entre 36 kHz et 42 kHz, avec une sensibilité de -63 dB si on ajoute une résistance et une inductance en parallèle avec le transducteur. La directivité du récepteur est meilleure que celle de l'émetteur car le lobe principal en réception (à -10 dB) est étendu à $\pm 30^\circ$. La figure 2.21 résume les points cités ci-dessus.

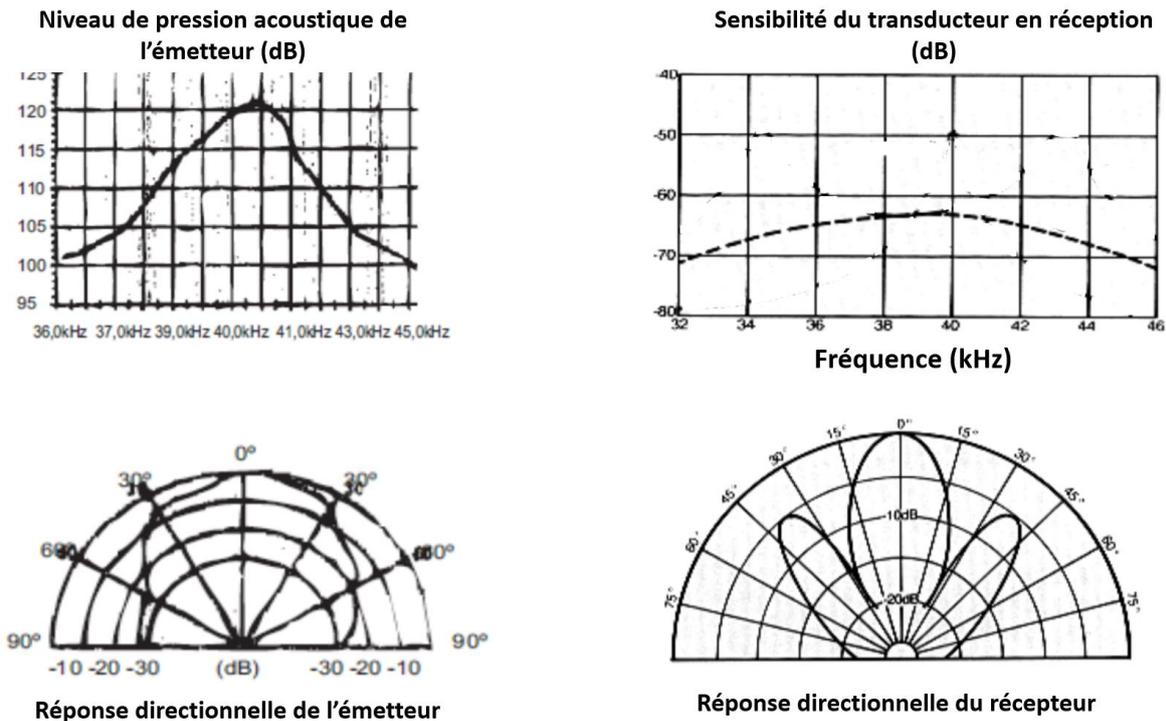


Figure 2.21 : Réponses fréquentielles et directionnelles de l'émetteur Cebek C7210 (à gauche) et du récepteur Massa TR-89B (à droite). Figures issues des données techniques des fabricants de ces transducteurs : Cebek [58], et Massa [59].

2.5.5.2 Amplificateurs électroniques

Comme expliqué dans la section (2.5.1), les signaux émis par l'émetteur à ultrasons proviennent d'une photodiode (Thorlabs PDA20CS2). En sortie de cette photodiode, les signaux reçus ont une tension maximale variant entre 10 mV et 100 mV en fonction de la distance séparant la source laser de la photodiode et de leur alignement. Cependant, la photodiode est équipée d'un amplificateur interne de gain réglable. Ainsi, ces signaux peuvent être amplifiés, d'un gain pouvant aller jusqu'à +70 dB. En pratique, il convient de régler la valeur de ce gain à 10 dB afin de ne pas dépasser la tension maximale de 1 V que peut fournir l'amplificateur intégré, et par conséquent de ne pas saturer, et donc déformer, les signaux. Dans le but d'optimiser la tension en entrée de l'émetteur à ultrasons, spécifiée par le fabricant à 25 V crête à crête au maximum pour un signal continu, un second amplificateur de gain théorique 27, soit environ 14 dB, fut ajouté à la sortie de la photodiode. Il est basé sur un amplificateur opérationnel *Analog Devices AD826N* alimenté en 24 V, dont le schéma électrique est présenté sur la figure 2.22.

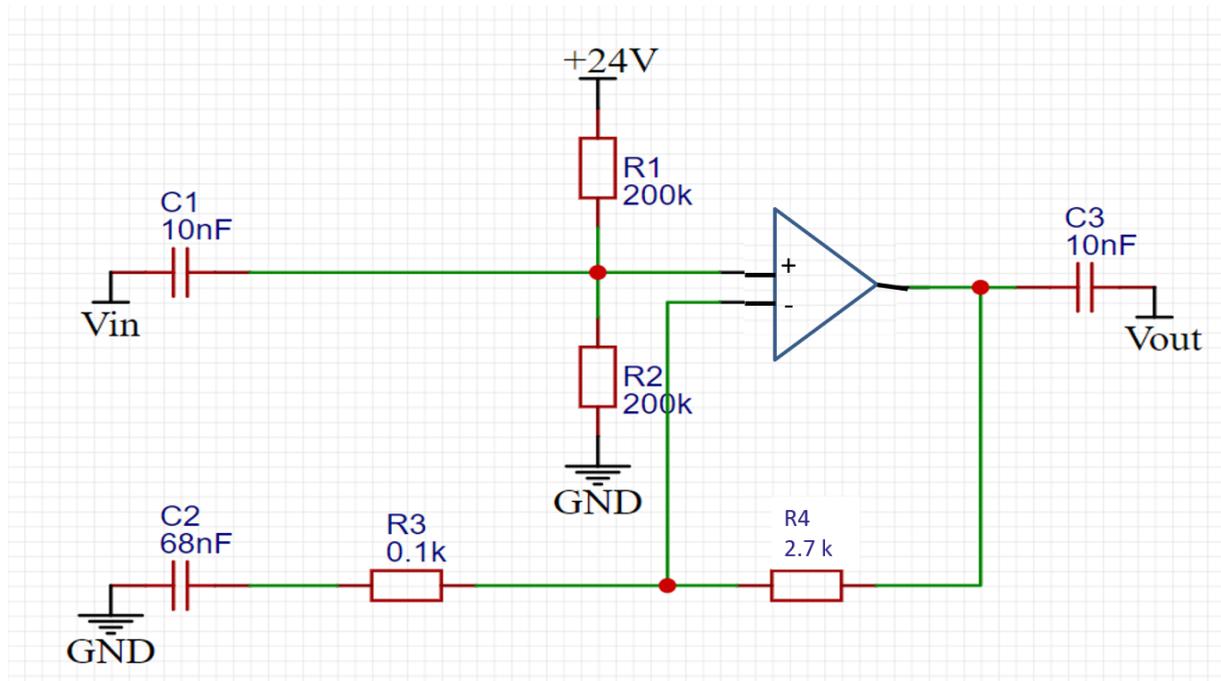


Figure 2.22 : Schéma électrique du montage amplificateur utilisé à l'émission.

Le gain du montage amplificateur en émission a été étudié de manière isolée afin de déterminer sa réponse en fréquence. Pour ce faire, les signaux en entrée de l'amplificateur avaient une tension de 0,2 V crête à crête, et une fréquence variant entre 30 kHz et 50 kHz. Comme décrit sur la figure 2.23, le gain évolue de manière linéaire avec un coefficient de $0,18 \text{ kHz}^{-1}$, avec une valeur de 22,8 à 40,0 kHz pour une valeur théorique de 27. Cette différence peut s'expliquer par les incertitudes sur les valeurs d'impédances et de capacités des composants utilisés dans le montage.

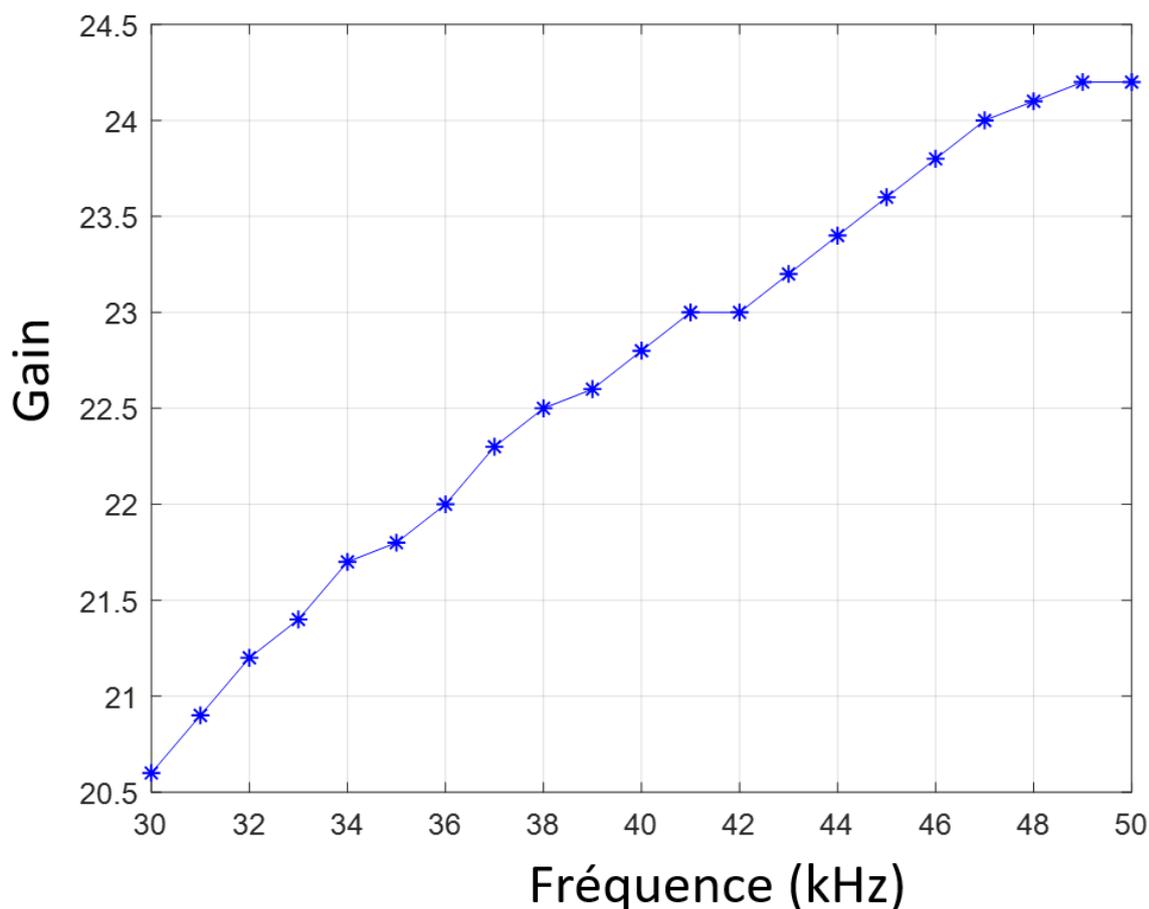


Figure 2.23 : Gain du montage amplificateur utilisé en émission en fonction de la fréquence.

Un montage amplificateur a également été réalisé pour la réception acoustique. En effet, le signal reçu en sortie du récepteur à ultrasons varie non seulement en fonction de la distance entre les transducteurs, mais aussi en fonction de la puissance acoustique émise par l'émetteur. Pour s'adapter à cette problématique, l'amplificateur développé a la particularité d'être équipé d'une résistance variable afin de contrôler son gain (pilotable depuis Matlab). De plus, comme montré sur la figure 2.24, l'amplificateur est composé de deux étages d'amplification : le gain théorique du montage est donc le produit des gains de chaque étage, avec un premier gain variable allant de 10 à 50, et un second gain fixé à 12. Au final, le gain total peut varier entre 120 et 600. La tension visée à la sortie de l'amplificateur est de 2 V crête à crête (± 1 V).

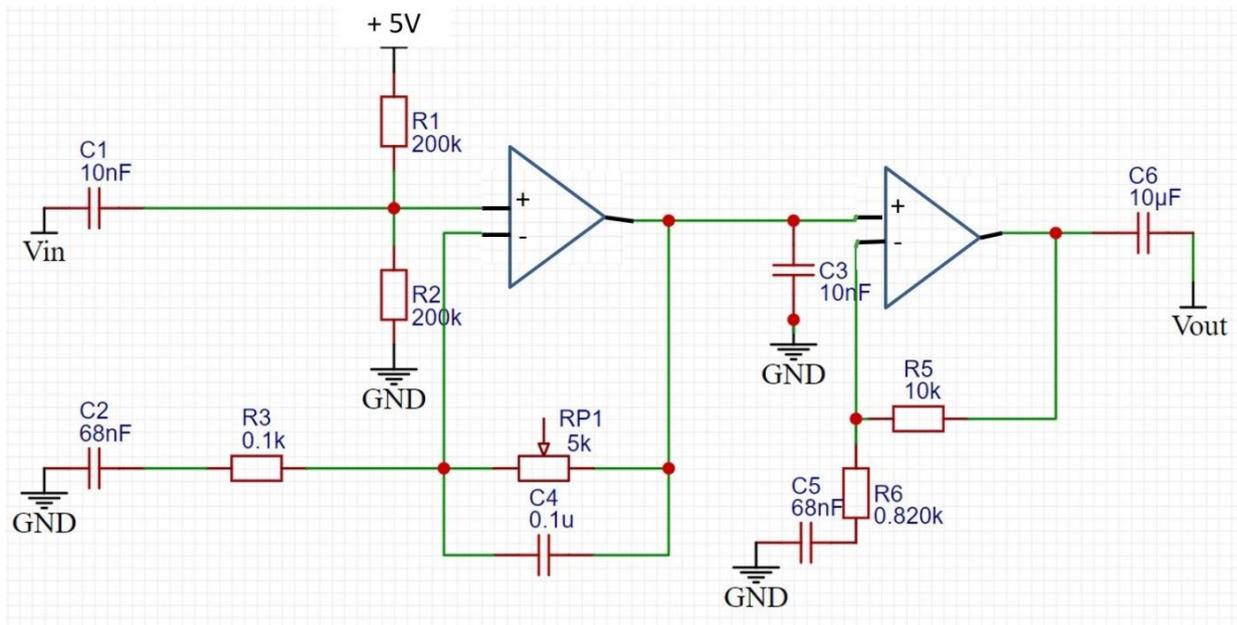


Figure 2.24 : Schéma électrique du montage amplificateur utilisé en réception.

L'analyse de la réponse fréquentielle du montage amplificateur pour la réception acoustique a été réalisé de la même manière que précédemment, mais avec une tension d'entrée fixée à 7 mV crête à crête, et pour une valeur de la résistance variable de 5 k Ω , c'est-à-dire avec un gain maximal. Les résultats sont affichés sur la figure 2.25. La valeur du gain est égale à 560 pour des fréquences comprises entre 36 kHz et 41 kHz (soit 27,5 dB).

Il n'est pas nécessaire de mesurer la phase des amplificateurs en fonction de la fréquence, car l'effet de celle-ci sera compensé lors de l'étalonnage qui sera détaillé dans le chapitre 3.

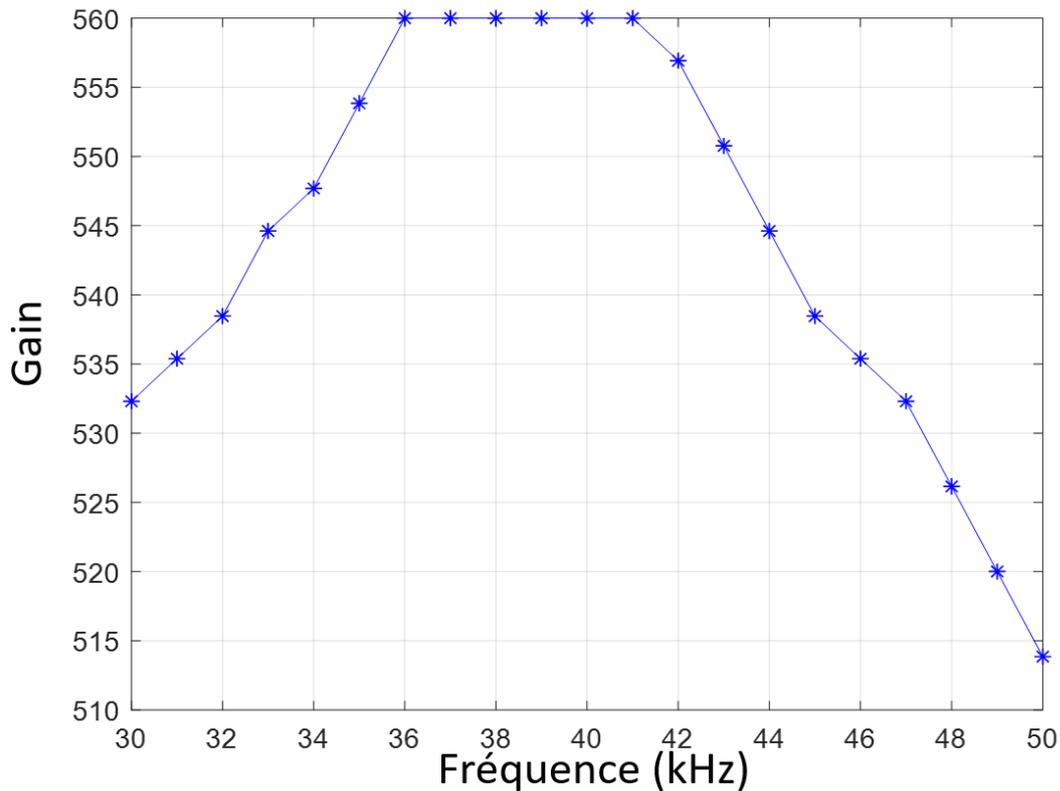


Figure 2.25 : Gain du montage amplificateur utilisé pour la réception acoustique en fonction de la fréquence.

2.5.5.3 Bande passante du système

La sélection des transducteurs acoustiques et les choix techniques lors de la conception des amplificateurs ont été effectués pour travailler à 40 kHz. Néanmoins, il convient de vérifier la réponse fréquentielle du système complet afin de s'assurer de son bon fonctionnement. La bande passante du système pourra alors être déterminée, ou plus exactement celle de la liaison suivante : amplificateur d'émission de gain 27, émetteur acoustique Cebek C7210, propagation de l'onde acoustique dans l'air, récepteur acoustique Massa TR-89B type 40, amplificateur de réception de gain variable entre 120 et 600.

Le système complet décrit dans la section (2.5.1) est déployé avec une distance de 10 m qui sépare les deux parties A et B. La réponse en fréquence du système est obtenue en émettant un signal sinusoïdal continu. Les résultats sont présentés sur la figure 2.26.

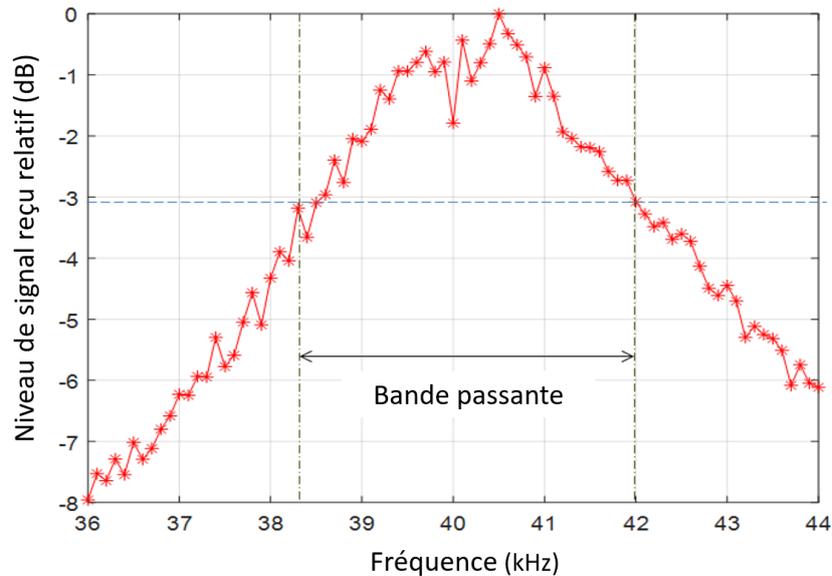


Figure 2.26 : Réponse en fréquence du système de mesure incluant les transducteurs et les amplificateurs.

Comme présentée sur la figure 2.26, la bande passante à -3 dB est de 3,5 kHz. Cela correspond à des fréquences comprises entre 38,5 kHz et 42,0 kHz, pour un maximum autour de 40 kHz. Le système n'est donc pas limité à l'utilisation de signaux monofréquences, et des signaux modulés en fréquence peuvent être adoptés tant que ces derniers ont des fréquences comprises entre 38,5 kHz et 42,0 kHz.

2.5.5.4 Temps de réponse du système

Les signaux acoustiques générés doivent respecter un critère de durée minimale, critère lié au temps de réponse du système, principalement régi par les temps de montée et de descente des transducteurs utilisés. Par ailleurs, le signal émis ne doit pas avoir une durée trop longue, au risque de voir le signal reçu perturbé par des échos se superposant au signal utile et engendrant une déformation de ce dernier.

La réponse d'un transducteur piézoélectrique à une courte impulsion, un signal à la fréquence f à enveloppe rectangulaire, peut être modélisée par la fonction suivante [60] :

$$g(t) \approx A t^n e^{-at} \sin(\omega t + \phi) \quad (2.26)$$

Dans ce modèle mathématique fonction du temps t , les paramètres n , a , ω et ϕ dépendent du transducteur utilisé : A est l'amplitude du signal produit par le transducteur, $\omega = 2\pi \cdot f$ est la

pulsation de résonance, ϕ représente le déphasage du transducteur piézoélectrique, n et a sont deux constantes empiriques propres à chaque transducteur.

Le temps de montée du signal est donc régi par une fonction puissance en t^n , tandis que le temps de descente est donc régi par une fonction exponentielle en e^{-at} .

Dans le cadre de nos travaux, il n'est pas nécessaire de modéliser la réponse des transducteurs, mais uniquement de connaître le temps de réponse du système. Pour cela, un signal sinusoïdal monofréquence à 40 kHz fut émis pendant 1 ms (multiplication par une fonction porte). En réception, le temps mis par le signal à arriver à sa puissance maximum est alors mesuré. Les résultats sont présentés sur la figure 2.27.

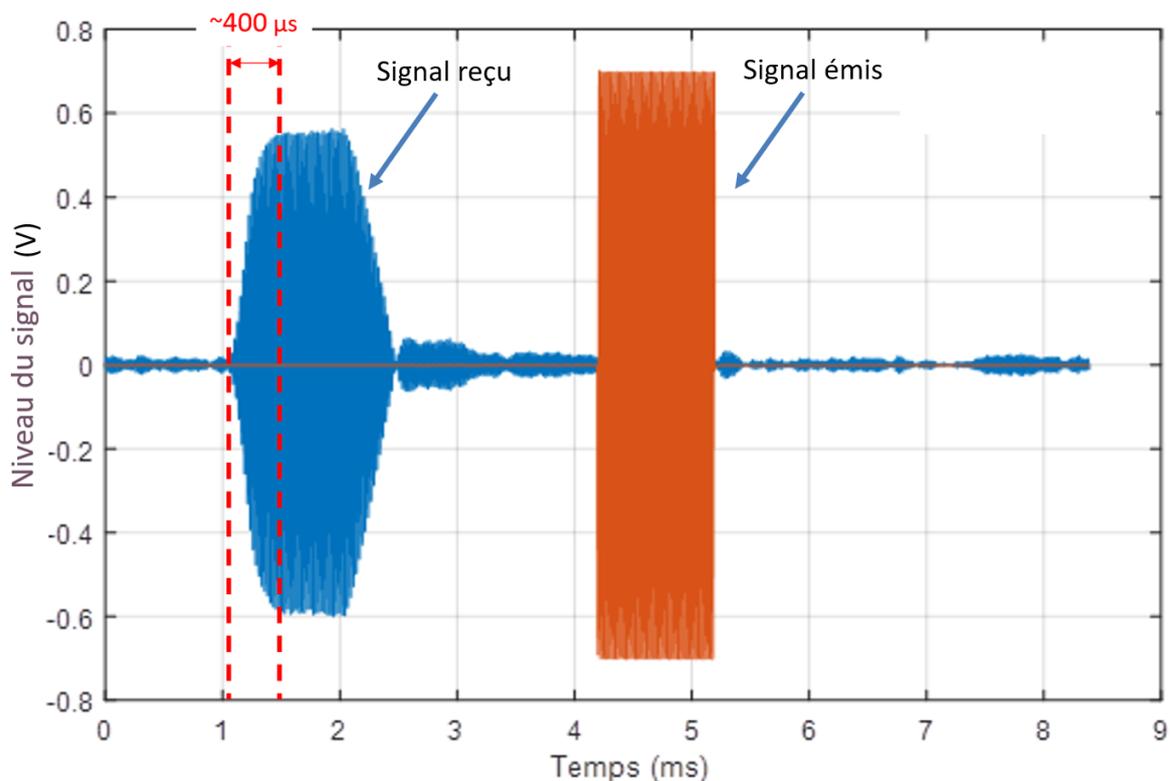


Figure 2.27 : Réponse du système à un signal sinusoïdal à 40 kHz d'une durée de 1 ms.

La figure 2.27 fut obtenue pour une distance de 7 m entre les deux transducteurs. Notons que selon la distance, le gain en réception est adapté afin d'avoir un signal exploitable en réception. Il est donc nécessaire de s'assurer que le temps de montée mesuré figure 2.27 est indépendant de la valeur du gain en réception. Par conséquent, l'expérience fut reproduite pour des distances de 1 m et 3 m, Distance pour lesquels l'amplification en réception était nulle. Les signaux reçus (normalisés) sont illustrés sur la figure 2.28.

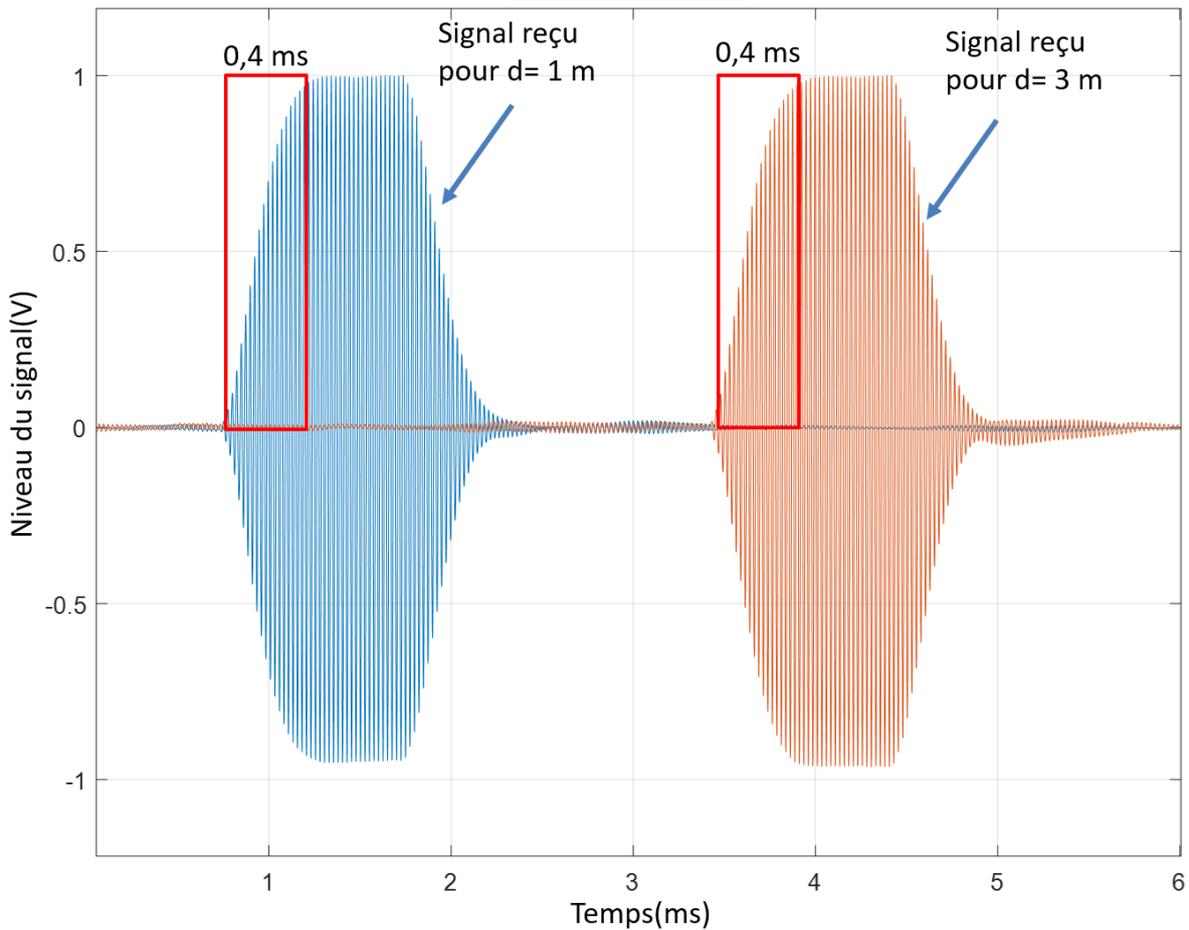


Figure 2.28 : Réponses du système à un signal sinusoïdal à 40 kHz d'une durée de 1 ms pour des distances de 1 m (bleu) et 3 m (orange).

Au final, le temps de réponse du système est d'environ 400 μ s. Il est indépendant de la pression acoustique reçue par le transducteur en réception. Les signaux émis devront avoir une durée d'au moins 400 μ s afin d'atteindre leur niveau de signal maximum, c'est-à-dire celui qui maximise le rapport signal sur bruit. Sur l'exemple de la figure 2.27 (non normalisé) le niveau de bruit est de 0,03 Vpp pour un niveau de signal maximum de 1,17 Vpp (39 fois plus).

Parallèlement, un signal d'une durée trop importante peut amener en réception à la superposition de celui-ci avec des échos. Pour donner un ordre de grandeur, une durée de 400 μ s correspond à des multi-trajets ayant une différence de chemin parcourue d'environ 14 cm. Rappelons que les échos peuvent avoir un vrai impact sur le résultat final, par exemple dans [39], la réflexion des signaux acoustiques sur des surfaces proches du chemin acoustique affectait la mesure de la vitesse du son de 0,2 m/s, soit 0,3 °C.

Comme le montre la figure 2.29, le signal reçu est d'une plus longue durée que le signal émis, de l'ordre de 400 μ s. Cela est dû à l'amortissement exponentielle en e^{-at} .

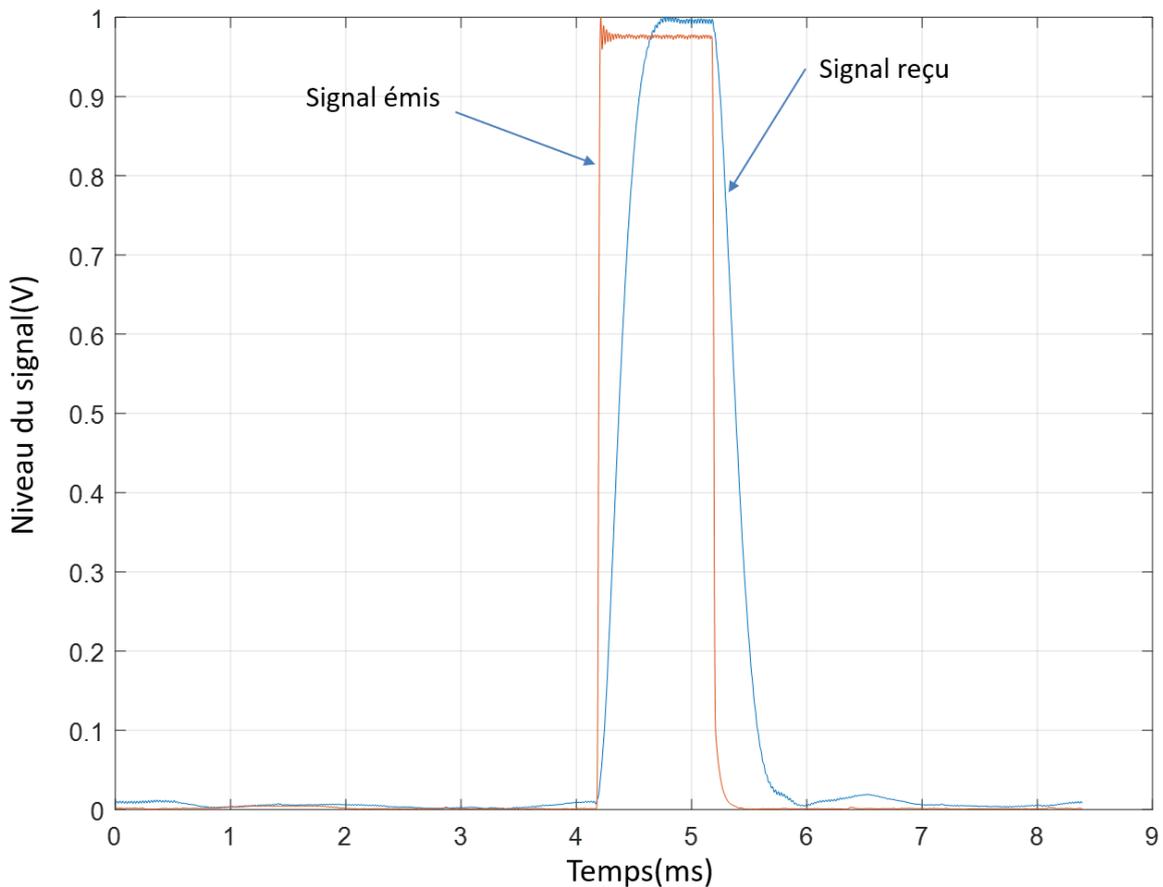


Figure 2.29 : Enveloppes des signaux émis et envoyé (normalisé) sur une distance de 1 m après recalage temporel.

Finalement, nous avons opté pour un signal d'une durée de 500 μ s, une durée supérieure à 400 μ s afin d'atteindre le niveau de signal maximum, mais suffisamment courte pour mitiger les potentiels effets des échos.

2.6 Evaluation des performances des méthodes et signaux

Le système décrit dans la section (2.5) a été mis en place dans une salle climatisée afin d'évaluer ces performances. Six sondes de température de type résistance de platine 100 Ω (Pt100) ont également été disposées le long de la ligne de mesure. La moyenne des températures de ces sondes séparées de 2 m les unes des autres servira alors de référence.

À ce stade, la mesure de température absolue n'est pas encore possible puisque le thermomètre acoustique n'a pas été étalonné. Cette étape sera réalisée dans le chapitre 3. Ainsi, pour l'évaluation des performances du système, des différentes méthodes vues dans la partie (2.4), ainsi que des différentes formes de signaux acoustiques, le critère sera la répétabilité des mesures pour une température fixe. Dans un second temps, la linéarité, c'est-à-dire la manière dont différentes méthodes suivent de petites variations de température le long de la ligne de mesure, sera également vérifiée.

Puisque le thermomètre acoustique n'a pas encore été étalonné, la première valeur de temps de vol obtenue au début de chaque série de mesures sera corrigée d'un temps additionnel afin de correspondre au temps de vol théorique, celui calculé à partir de la température mesurée par les sondes Pt100. Par exemple, si l'émetteur acoustique est distant du récepteur acoustique de 10 m et que la température mesurée par les sondes Pt100 est de 22 °C, alors le temps de vol théorique t_{fth} de l'onde acoustique doit être de 29 ms. Or, le thermomètre acoustique mesure un temps de vol t_1 différent en raison, entre autres, des délais de propagation des signaux dans les câbles et circuits électroniques. On suppose alors qu'il faut apporter la correction suivante :

$$t_{correction} = t_1 - t_{fth}. \quad (2.27)$$

Ainsi, lors de la $n^{ième}$ mesure, le temps de vol vaudra :

$$t_{nc} = t_n - t_{correction} \quad (2.28)$$

où t_n est la $n^{ième}$ valeur du temps de vol mesuré par le système et t_{nc} le temps mesuré après correction de la valeur t_n par la valeur $t_{correction}$.

Cette correction n'influence pas les résultats de répétabilité ou linéarité du système, mais permet une meilleure lecture des résultats et des résidus, c'est-à-dire la différence entre les mesures et la référence.

2.6.1 Procédure expérimentale et résultats

Afin de déterminer la méthode de mesure de temps de vol la plus optimale, ainsi que les signaux les plus appropriés à notre application, nous avons mis en place le thermomètre acoustique dans une salle régulée en température, autour de 23 °C, en séparant les deux parties du système d'une distance de 8,471 m.

Les signaux testés, des pulsations d'une longueur de 500 μs , sont de deux types, soit un signal monofréquence à 40 kHz, soit un signal modulé en fréquence, de manière linéaire entre 38 kHz à 42 kHz (*linear chirp* en anglais). Ces signaux sont ensuite multipliés par l'une des fonctions de fenêtrage suivantes : rectangulaire, gaussienne ou de Blackman. Au final, six types différents de signaux ont été testés.

Pour chaque type de signal, 30 captures consécutives des signaux émis et reçu ont été effectuées sur une durée de deux minutes. Le temps de vol est alors évalué à l'aide des différentes méthodes vues dans la section (2.4). Les résultats sont présentés et discutés dans les sections suivantes.

2.6.1.1 Détection de seuil

Comme décrit dans la section (2.4.1), il est préconisé de choisir un seuil de détection dans un intervalle allant de trois à cinq fois le niveau maximal de bruit du signal reçu. Dans nos travaux, étant donné que la valeur du bruit observé sur le signal reçu est toujours inférieure à 16 mV (valeur crête), le seuil de détection a été fixé à 60 mV. Un signal typique parmi les signaux capturés est montré sur la figure 2.30.

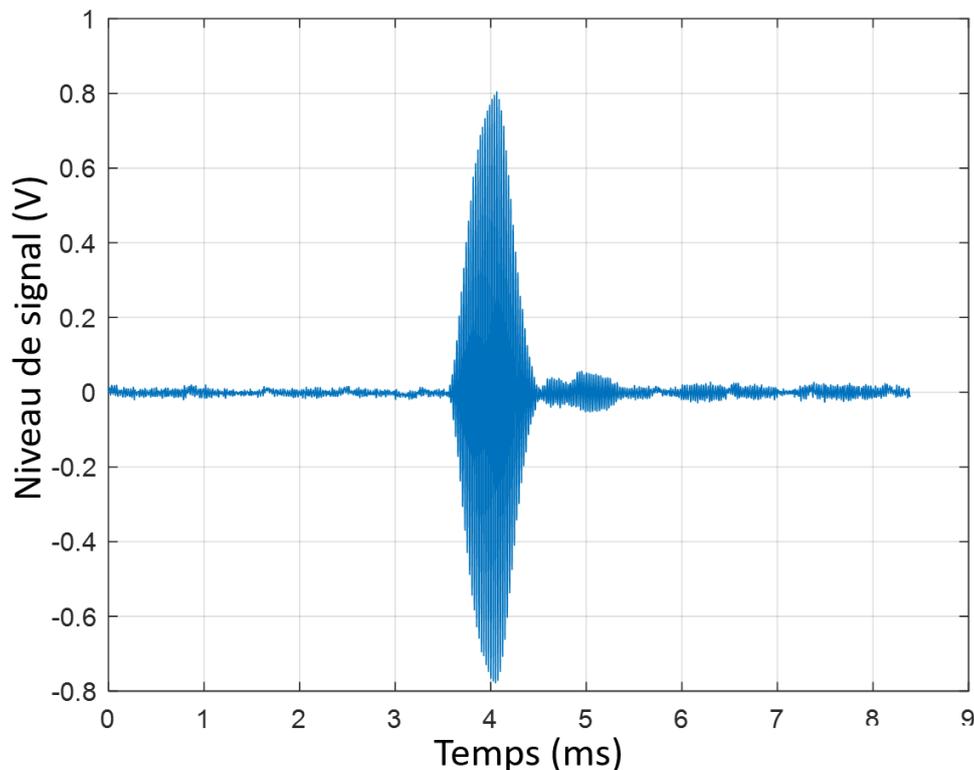


Figure 2.30 : Exemple de signal reçu lors de la phase d'évaluation.

Il convient d'indiquer que le seuil choisi ici n'est valide que pour cette série de mesures. Le niveau de bruit peut en effet varier en fonction de la distance entre les deux parties du système acoustique, c'est-à-dire en fonction du niveau d'amplification en réception. Par exemple, lors d'une mesure avec un niveau d'amplification maximal en réception, des valeurs de tension de bruit de l'ordre de 30 mV crête sont observées.

Afin d'évaluer les performances des différentes méthodes de mesure de temps de vol, le temps de vol théorique calculé à partir des sondes Pt100 est comparé au temps de vol mesuré par le thermomètre acoustique. Afin de quantifier la répétabilité du système, le paramètre étudié dans cette expérience est l'écart-type des mesures.

a) Signaux monofréquences

L'application de la méthode de détection de seuil sur les signaux monofréquences donne les courbes présentées sur la figure 2.31. Les écarts-types des résidus relevés sur les différentes séries de mesures sont de 7,6 μ s, 7,7 μ s et 6,1 μ s pour, respectivement, les signaux avec les fenêtres rectangulaires, gaussiennes et de Blackman.

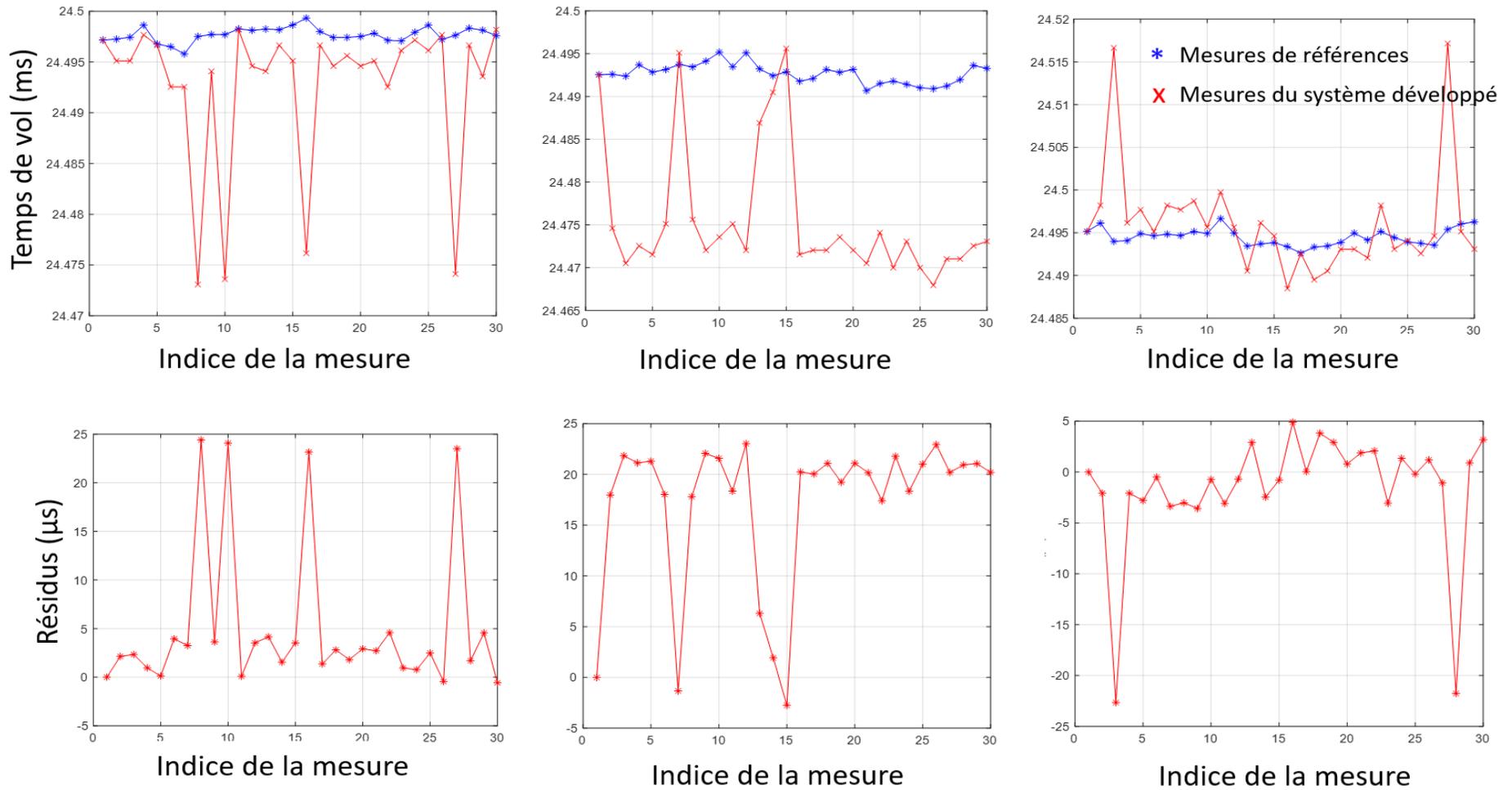


Figure 2.31 : Valeur des temps de vols pour des signaux monofréquences en utilisant la méthode de détection de seuil (en haut) et les résidus par rapport aux mesures de référence (en bas). Les résultats obtenus pour les signaux avec une enveloppe rectangulaire sont représentés à gauche, ceux avec une enveloppe gaussienne au milieu, et ceux avec une enveloppe de Blackman à droite.

Pour ces mesures effectuées sur une distance d'environ 8,5 m, une incertitude de 1 μs sur le temps de vol engendre une incertitude de 20 mK sur la température estimée. Ainsi, un écart-type de 6,1 μs comme celui obtenu pour la fenêtre de Blackman représente une répétabilité de 120 mK. Cependant, il convient de souligner que les courbes des résidus présentent quelques valeurs singulières qui ont pour effet d'augmenter les valeurs des écarts-types calculées.

Ces valeurs singulières ont une valeur proche de 25 μs : il s'agit de la période du signal acoustique à 40 kHz. Autrement dit, le signal peut, de manière aléatoire, mettre une période de plus ou une période de moins pour atteindre le seuil fixé. Dans notre cas, les séries de mesure ont été effectuées en environnement contrôlé, à une température fixe et avec un flux d'air faible. En conditions réelles, les fluctuations du niveau du signal peuvent être plus importantes, ce qui augmenterait l'occurrence des valeurs singulières. De plus, les valeurs des sauts pourraient également être plus importantes, c'est-à-dire égales à plusieurs périodes. La méthode de détection de seuil n'est donc pas robuste.

Notons que la correction manuelle de ces valeurs singulières, en ajoutant ou en soustrayant l'équivalent d'une période du signal (25 μs), réduit les écarts-types relevés sur toutes les séries de mesures à un niveau inférieur à 3 μs . Cependant nous préférons garder les valeurs des écarts types calculés directement sur les mesures non corrigées. Même si nous connaissons la valeur des erreurs ainsi que leurs sources, il est impossible de discerner les valeurs véritables de temps de vol et celles qui sont aberrante. Dans les exemples illustrés sur la figure 2.31, nous mettons comme point de référence la première mesure faite, mais rien ne garantit que cette mesure soit exacte.

b) Signaux multifréquences

De la même manière que pour les signaux monofréquences nous appliquons la méthode de détection de seuil sur des signaux modulés en fréquence. Les résultats sont présentés sur la figure 2.32.

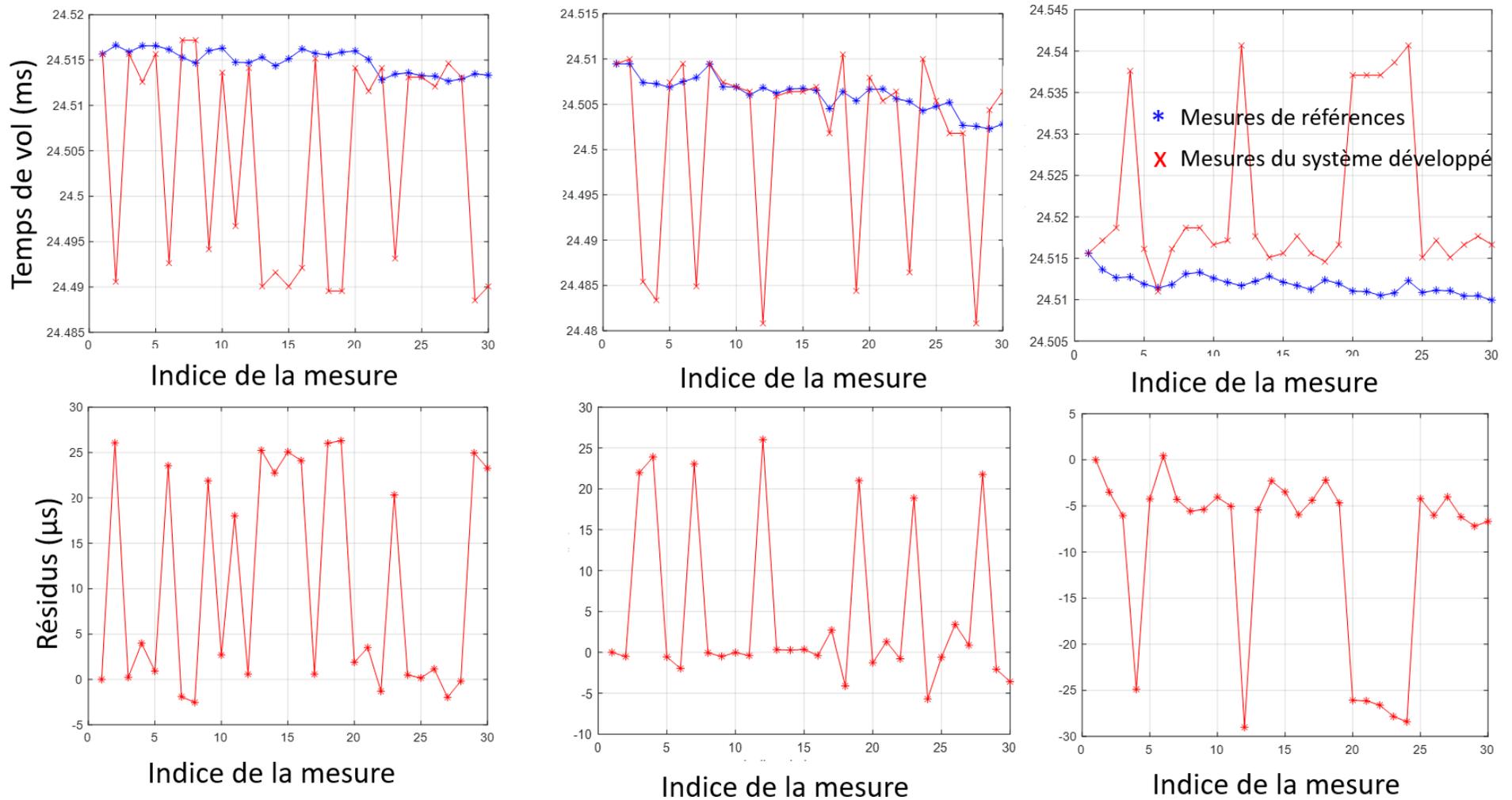


Figure 2.32 : Valeurs des temps mesurés de vol pour des signaux modulés en fréquence en utilisant la méthode de détection de seuil (en haut) et les résidus par rapport aux mesures de référence (en bas). Les résultats obtenus pour les signaux avec une enveloppe rectangulaire sont représentés à gauche, ceux avec une enveloppe gaussienne au milieu, et ceux avec une enveloppe de Blackman à droite.

Les résultats montrent que l'utilisation d'un signal modulé en fréquence n'améliore pas les performances de la méthode de la détection de seuil. Au contraire, les écarts-types observés sur ces séries de mesures sont de 12,0 μs , 10,0 μs et 9,0 μs pour, respectivement, des fenêtres rectangulaire, gaussienne et de Blackman. Le nombre de valeurs singulières augmente également en comparaison des signaux monofréquences. Celles-ci sont beaucoup trop récurrentes, si bien qu'il est difficile de différencier les valeurs exactes des valeurs singulières.

Ces mauvais résultats peuvent être expliqués par la réponse fréquentielle du système. Comme le montre la figure 2.26, le début d'une impulsion acoustique modulée en fréquence, avec des fréquences autour de 38 kHz, est plus atténué que le début d'une impulsion monofréquence à 40 kHz.

2.6.1.2 Méthode du critère d'information d'Akaike AIC

Comme précédemment, la méthode du critère d'information d'Akaike cherche à détecter le début des signaux émis et reçu afin d'en déduire la différence de temps d'arrivée. Les signaux utilisés pour l'évaluation de cette méthode sont les mêmes que ceux utilisés précédemment pour la détection de seuil ; seul le traitement des signaux diffère.

a) Signaux monofréquences

Les résultats obtenus pour des signaux monofréquences sont présentés sur la figure 2.33.

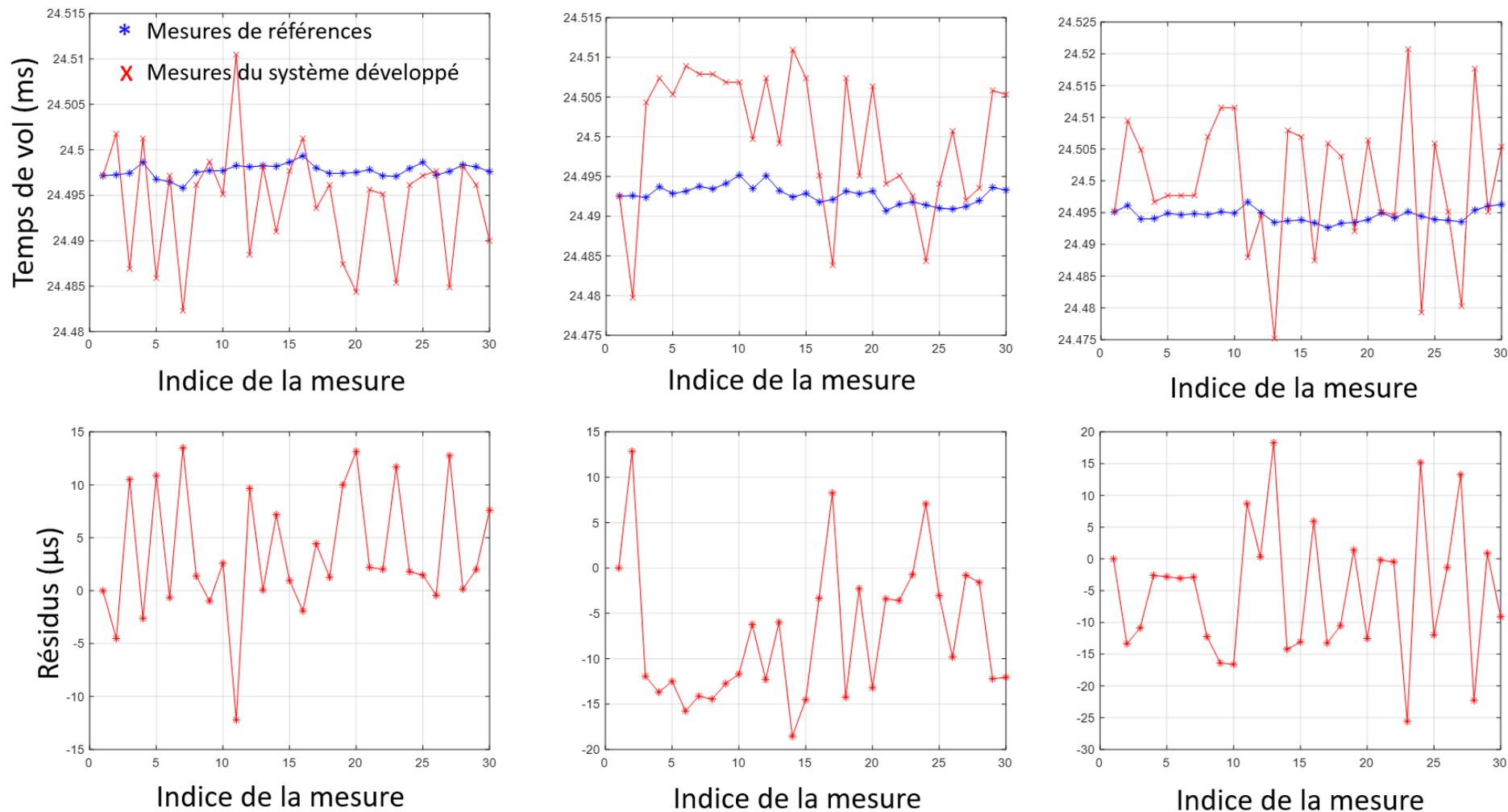


Figure 2.33 : Valeurs des temps de vol mesurés pour des signaux monofréquences en utilisant la méthode AR-AIC (en haut) et les résidus par rapport aux mesures de référence (en bas). Les résultats obtenus pour les signaux avec une enveloppe rectangulaire sont représentés à gauche, ceux avec une enveloppe gaussienne au milieu, et ceux avec une enveloppe de Blackman à droite.

A la différence de ce que l'on a pu observer avec la méthode de détection de seuil, il n'y a pas de valeurs singulières, c'est-à-dire pas de sauts d'une valeur fixe. Néanmoins, les écarts-types obtenus sur les résidus sont tout aussi importants : 6,1 μ s, 7,6 μ s et 10,7 μ s pour les fenêtres rectangulaires, gaussiennes et de Blackman, respectivement. Cela peut s'expliquer par un meilleur rapport signal sur bruit dans le cas de la fenêtre rectangulaire, ce qui améliore les performances de la méthode.

b) Signaux multifréquences

Les résultats de la méthode AR-AIC pour des signaux modulés en fréquence sont présentés sur la figure 2.34.

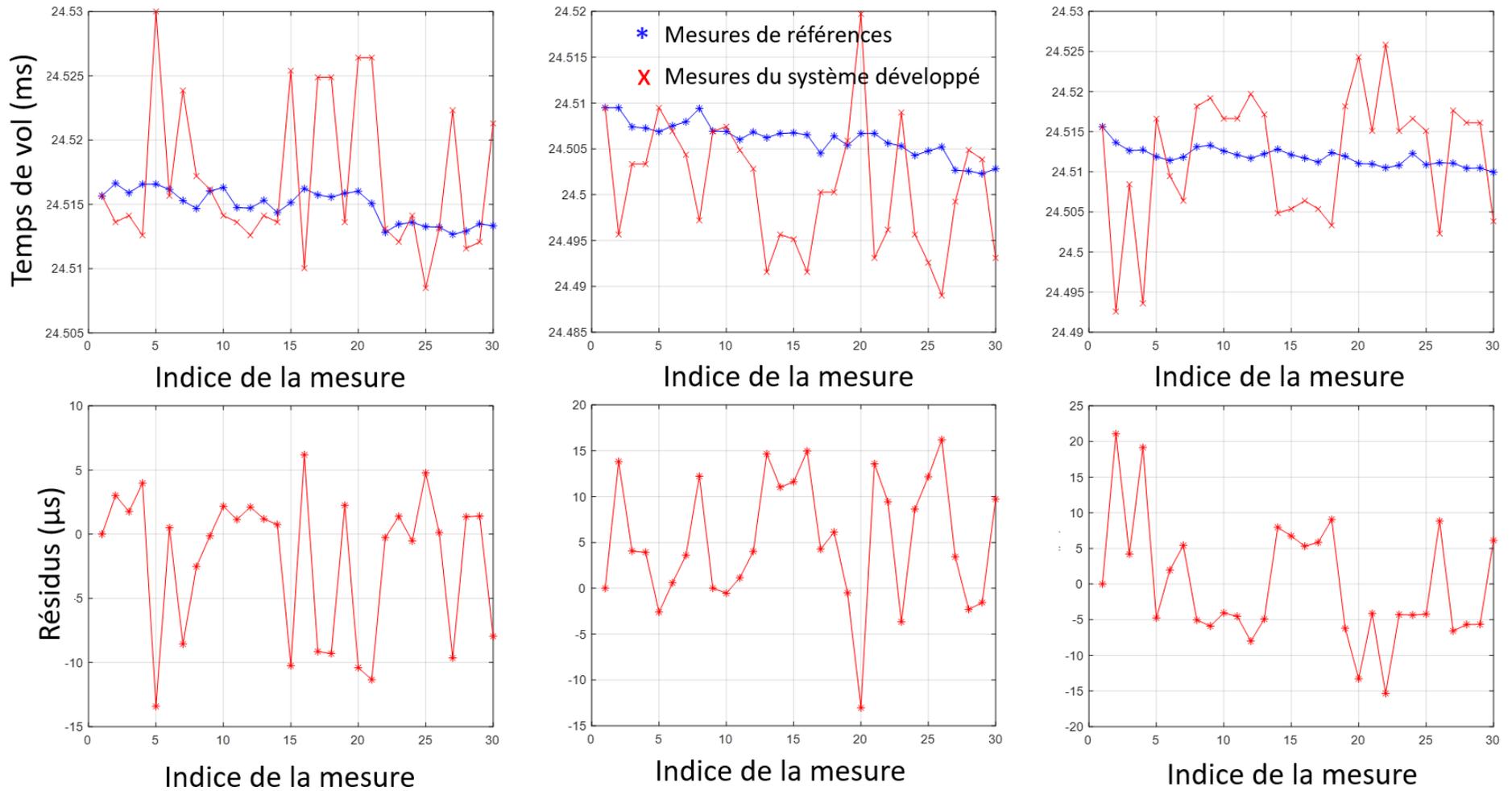


Figure 2.34 : Valeurs des temps de vol mesurés pour des signaux modulés en fréquence en utilisant la méthode AR-AIC (en haut) et les résidus par rapport aux mesures de référence (en bas). Les résultats obtenus pour les signaux avec une enveloppe rectangulaire sont représentés à gauche, ceux avec une enveloppe gaussienne au milieu, et ceux avec une enveloppe de Blackman à droite.

La figure 2.34 montrent que l'utilisation de signaux modulés en fréquence n'a pas d'impact conséquent sur les performances de la méthode AR-AIC. Les écarts-types relevés dans ce cas sont légèrement plus faibles que ceux obtenus pour des signaux monofréquences : 5,6 μ s, 7,0 μ s et 8,4 μ s pour les fenêtres rectangulaire, gaussienne et de Blackman, respectivement. Cette méthode est toujours plus robuste lorsqu'elle est appliquée sur des signaux ayant une enveloppe rectangulaire.

2.6.1.3 Intercorrélation

a) Signaux monofréquences

Les performances de l'intercorrélacion ont également été évaluées pour la détermination du temps de vol entre le signal émis et le signal reçu. Les résultats sont montrés sur la figure 2.35 dans le cas de signaux monofréquences.

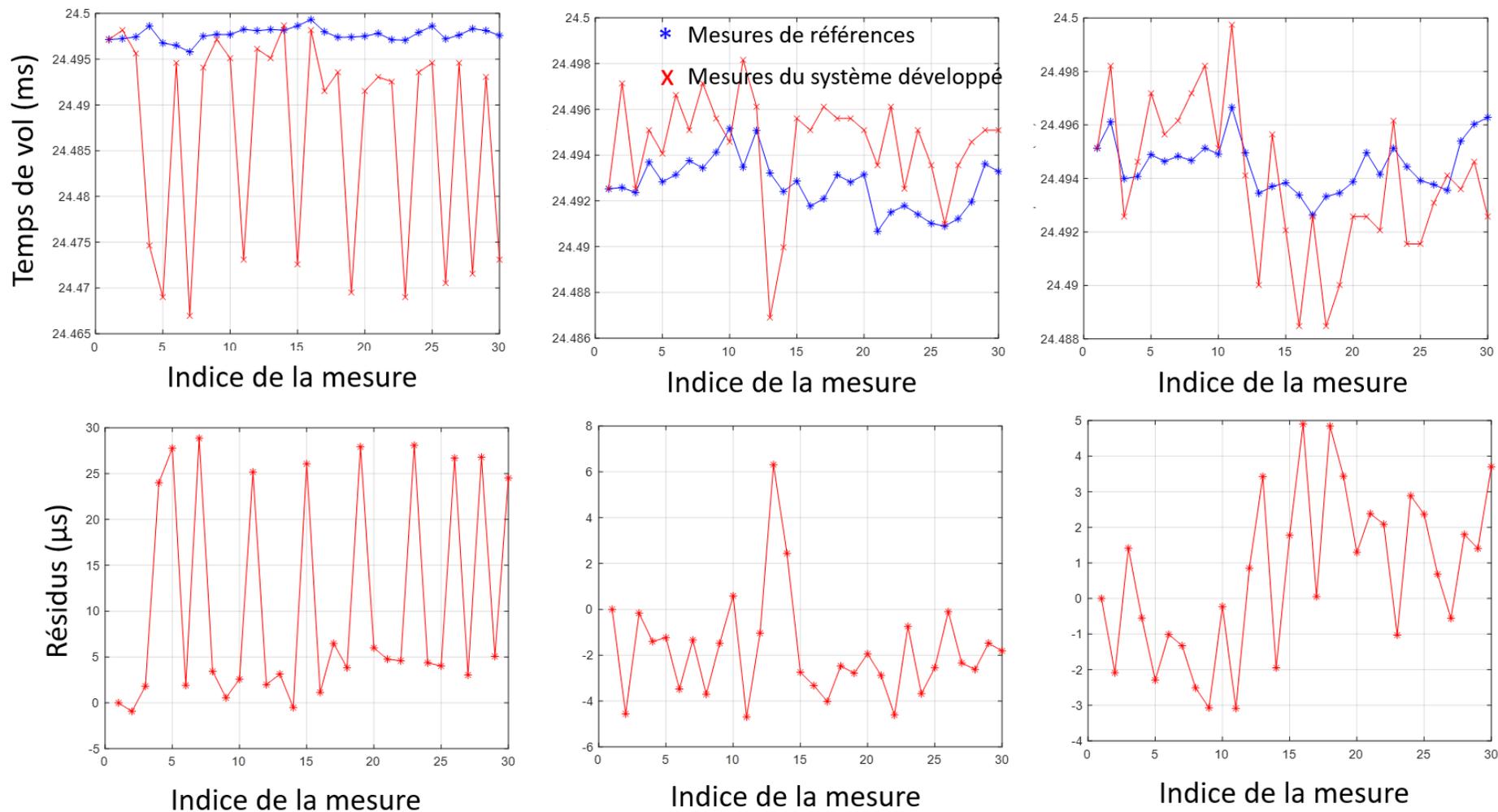


Figure 2.35 : Valeurs des temps de vol pour des signaux monofréquences en utilisant la méthode de l'intercorrélation (en haut) et les résidus par rapport aux mesures de référence (en bas). Les résultats obtenus pour les signaux avec une enveloppe rectangulaire sont représentés à gauche, ceux avec une enveloppe gaussienne au milieu, et ceux avec une enveloppe de Blackman à droite.

Sur la figure 2.35, apparaissent les mêmes valeurs singulières que celles observées lors de l'évaluation de la méthode de la détection de seuil. Comme précédemment, il s'agit de sauts d'une valeur équivalent à la période du signal acoustique à 40 kHz, soit 25 μ s. Ceux-ci apparaissent lors de l'utilisation d'un signal à enveloppe rectangulaire. Les raisons pour lesquelles de telles erreurs se produisent ont été discutées dans la section (2.4.3). Cependant, l'analyse spectrale des signaux reçus, entre une valeur exacte et une valeur singulière, ne montre pas de différences significatives. De même dans le domaine temporel, aucune déformation particulière n'apparaît. Aucun paramètre permettant de discriminer les valeurs singulières des autres n'a été d'identifié.

Les écarts-types des résidus relevés sur ces séries de mesures sont de 11,5 μ s, 2,3 μ s et 2,2 μ s pour les signaux ayant une enveloppe rectangulaire, gaussienne et de Blackman, respectivement. Il serait tentant d'en conclure que l'utilisation d'une fenêtre gaussienne ou de Blackman est à privilégier, mais lorsqu'un plus grand nombre de mesures est effectué, des valeurs singulières peuvent également apparaître aléatoirement pour des signaux à enveloppe gaussienne ou de Blackman.

b) Signaux multifréquences

La figure 2.36 présente les résultats de l'application de la méthode de l'intercorrélation pour des signaux modulés en fréquence.

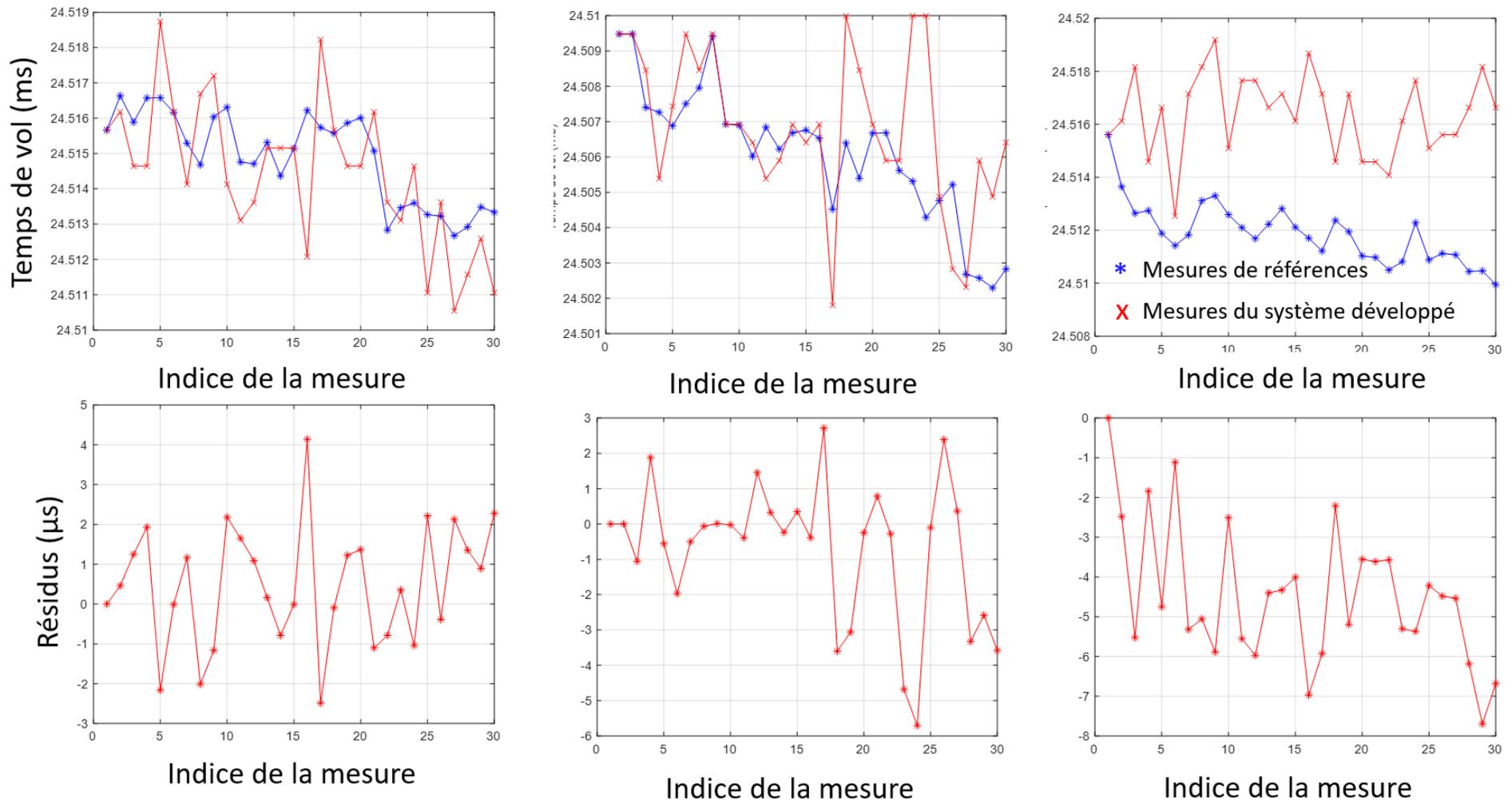


Figure 2.36 : Valeurs des temps de vol mesurés pour des signaux modulés en fréquence en utilisant la méthode de l'intercorrélacion (en haut) et les résidus par rapport aux mesures de référence (en bas). Les résultats obtenus pour les signaux avec une enveloppe rectangulaire sont représentés à gauche, ceux avec une enveloppe gaussienne au milieu, et ceux avec une enveloppe de Blackman à droite.

Les résultats montrent que l'utilisation de signaux modulés en fréquence améliore les performances de l'intercorrélation. Sur les différentes séries de mesures effectuées, aucune valeur singulière n'a été relevée. De plus, les écarts-types des résidus ont des valeurs de seulement 1,5 μ s, 2,0 μ s et 1,8 μ s pour les fenêtres rectangulaires, gaussiennes et de Blackman, respectivement. Cependant, lorsqu'un plus grand nombre de mesures est effectué, il arrive parfois que des erreurs apparaissent de manière aléatoire. Ce problème pourrait sans doute être résolu si l'on élargissait la bande de fréquence utilisée, mais la largeur de bande du thermomètre acoustique de la présente étude est limitée à 4 kHz.

2.6.1.4 Corrélation spectrale

Contrairement aux autres méthodes, la méthode de la corrélation spectrale n'a pas été évaluée pour des signaux monofréquences car le principe même de la méthode réside dans le calcul de la dérivée $\partial\varphi/\partial f$, comme mentionné dans la section (2.4.4). Les performances de la méthode furent donc uniquement évaluées avec des signaux à fréquences modulées linéairement. Les résultats sont résumés dans la figure 2.37.

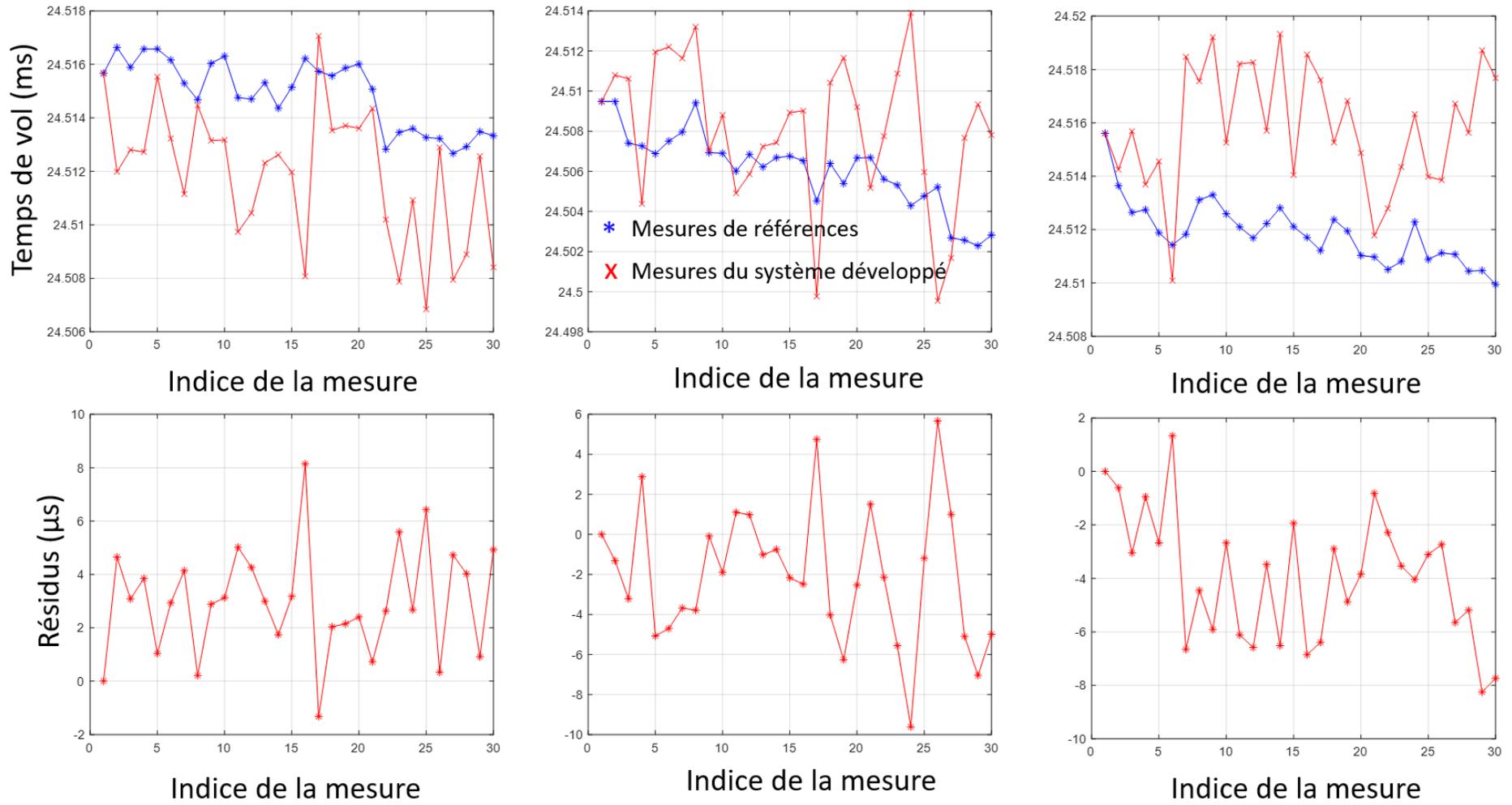


Figure 2.37 : Valeurs des temps de vol mesurés pour des signaux modulés en fréquence en utilisant la méthode de la corrélation spectrale (en haut) et les résidus par rapport aux mesures de référence (en bas). Les résultats obtenus pour les signaux avec une enveloppe rectangulaire sont représentés à gauche, ceux avec une enveloppe gaussienne au milieu, et ceux avec une enveloppe de Blackman à droite.

Sur la figure 2.37, aucune valeur singulière équivalente à une période du signal n'apparaît. De plus, les écarts-types relevés sont bien inférieurs à ceux obtenus avec les autres méthodes, soient 2,1 μs , 3,4 μs et 2,4 μs pour les fenêtres rectangulaires, gaussiennes et de Blackman, respectivement.

2.6.2 Récapitulatif de l'évaluation

Les résultats de l'évaluation précédentes sont résumés dans le tableau (2.3). Les écarts-types sur les résidus qui sont présentés dans ce tableau sont les valeurs de répétabilité du thermomètre acoustique développé, c'est-à-dire les écarts-types sur des mesures réalisées sur une courte période de temps (2 minutes), à une température fixe (~ 23 °C), pour une même distance (8,471 m), avec le même système, dans les mêmes conditions de fonctionnement et dans un même lieu.

Tableau 2.3 : Récapitulatif des résultats de l'évaluation des signaux et méthodes pour la mesure de temps de vol de l'onde acoustique.

Détection de seuil						
Type de signaux	Monofréquence			Multifréquence		
Enveloppe du signal	Rectangulaire	Gaussienne	Blackman	Rectangulaire	Gaussienne	Blackman
Ecart type des résidus (μs)	7,6	7,7	6,1	11,9	10,1	9,1
Occurrence des sauts d'une période	Fréquente			Très fréquente		
AR-AIC						
Type de signaux	Monofréquence			Multifréquence		
Enveloppe du signal	Rectangulaire	Gaussienne	Blackman	Rectangulaire	Gaussienne	Blackman
Ecart type des résidus (μs)	6,1	7,6	10,7	5,6	7,0	8,4
Occurrence des sauts d'une période	Aucune			Aucune		

Intercorrélation						
Type de signaux	Monofréquence			Multifréquence		
Enveloppe du signal	Rectangulaire	Gaussienne	Blackman	Rectangulaire	Gaussienne	Blackman
Ecart type des résidus (μs)	11,5	2,3	2,2	1,5	2,0	1,8
Occurrence des sauts d'une période	Très fréquente	Fréquente	Fréquente	Peu fréquente		
Corrélation spectrale						
Type de signaux	Monofréquence			Multifréquence		
Enveloppe du signal	Non évalué			Rectangulaire	Gaussienne	Blackman
Ecart type des résidus (μs)				2,1	3,1	2,4
Occurrence des sauts d'une période				Peu fréquente		

Les méthodes de détection de seuil et AR-AIC ne sont pas les plus optimales au regard des valeurs de répétabilité obtenues : les écarts-types associés sont jusqu'à six fois supérieurs aux écarts-types relevés pour l'intercorrélacion et la corrélation spectrale. De plus, l'implémentation de la méthode de détection de seuil est complexe car la valeur du seuil dépend du niveau de bruit, qui dans notre système dépend du gain en réception. Ce gain varie en fonction de la distance et des variations du niveau du signal reçu.

La méthode basée sur l'intercorrélacion présente une bonne répétabilité comme le montre les écarts-types sur les résidus. Ces écarts-types sont même les plus faibles de toutes les mesures effectuées lorsque l'on utilise pour signal des pulsations acoustiques modulées en fréquence : écart-type de seulement 1,5 μs pour l'intercorrélacion de signaux à fréquence modulée et à enveloppe rectangulaire. Cependant, des valeurs singulières peuvent parfois apparaître de manière aléatoire, avec des écarts typiques de 25 μs . Dans de tel cas, l'écart-type des mesures augmente fortement.

La méthode de corrélation spectrale présente également une bonne répétabilité avec un écart-type de 2,1 μs dans le cas d'un signal modulé en fréquence avec une enveloppe rectangulaire. Cette méthode a pour avantage de ne présenter aucune valeur singulière.

En conclusion, l'intercorrélacion et la corrélation spectrale présentent toutes deux de bonnes performances pour les besoins de notre application. En effet, une répétabilité de l'ordre de 2 μs conduit à une incertitude sur la température mesurée de l'ordre de 0,04 °C sur 10 m. Pour obtenir une telle répétabilité, il est préférable d'utiliser une enveloppe rectangulaire.

La méthode de l'intercorrélacion présente un écart-type légèrement plus faible, mais des valeurs singulières peuvent parfois apparaître. Pour pallier cela, une solution serait d'utiliser les deux méthodes en même temps : la méthode de la corrélation spectrale, ne présentant pas de valeurs singulières, peut en effet permettre de corriger les erreurs de la méthode d'intercorrélacion lorsque celles-ci apparaissent.

Afin de pouvoir appliquer ce procédé, il faut s'assurer que :

- les temps de vol obtenus par les deux méthodes soient les mêmes ou que l'écart entre ces temps de vol soit fixe ;
- l'écart entre les temps de vol des deux méthodes reste constant au cours du temps, et stable en cas de variation de température.

Ainsi, il serait possible d'effectuer une correction sur le résultat de l'intercorrélation. Si la différence de temps de vol entre les deux méthodes est en dessous d'un certain seuil, typiquement une demi-période du signal utilisé (12,5 μs), alors aucune correction n'est nécessaire. Sinon une période du signal utilisé (25 μs) est ajoutée (ou soustraite) au résultat obtenu par l'intercorrélation.

Afin de nous assurer que les deux conditions citées ci-dessus sont respectées, des mesures complémentaires ont été faites. Elles ont été réalisées pour différentes distances, à 3,318 m et 7,368 m, et pour des températures variantes entre 19 °C à 23 °C. Les résultats de ces mesures sont résumés sur la figure 2.38.

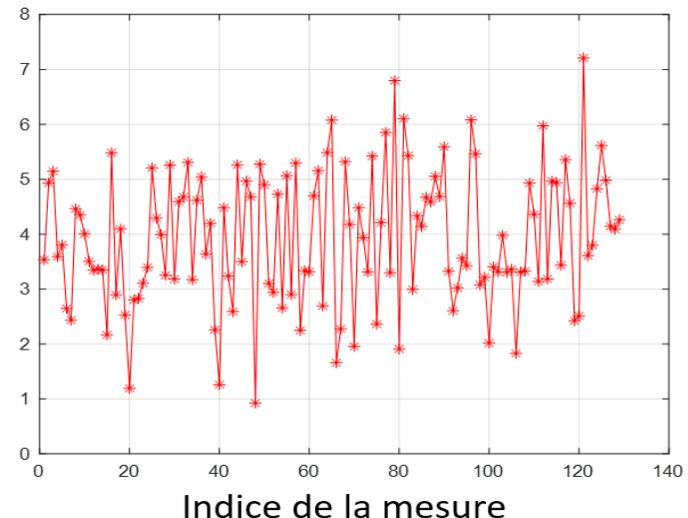
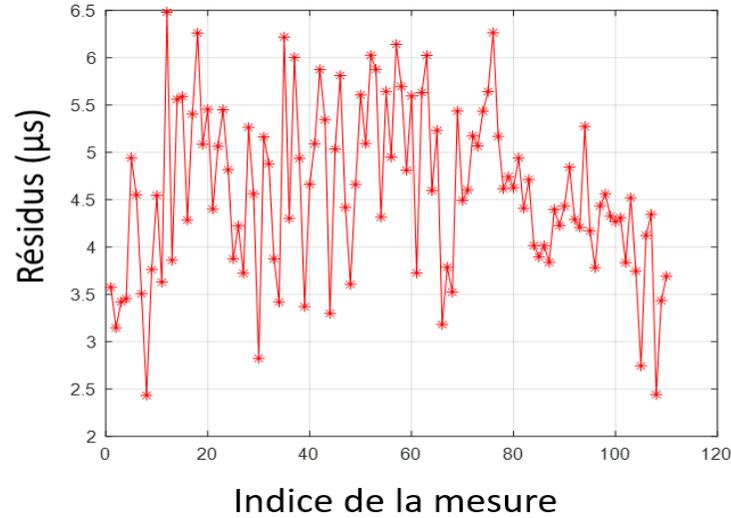
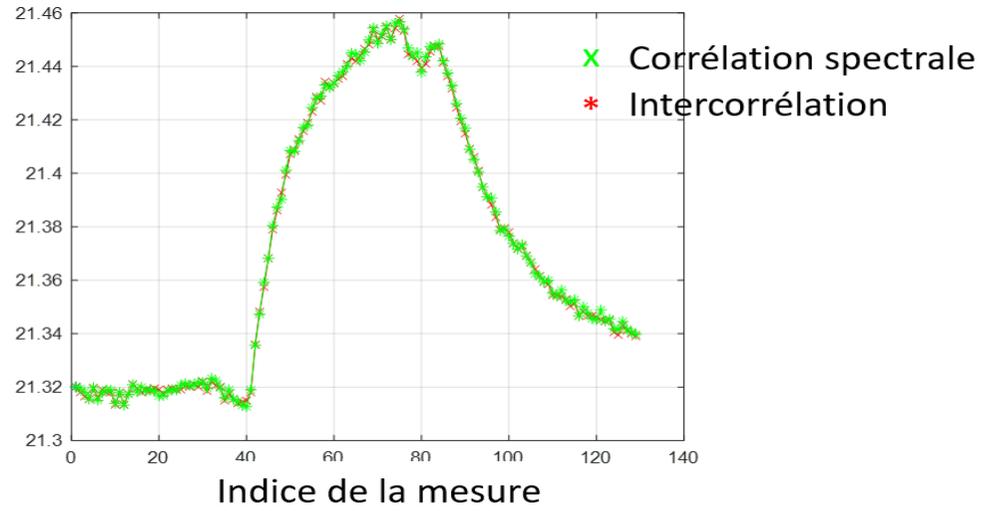
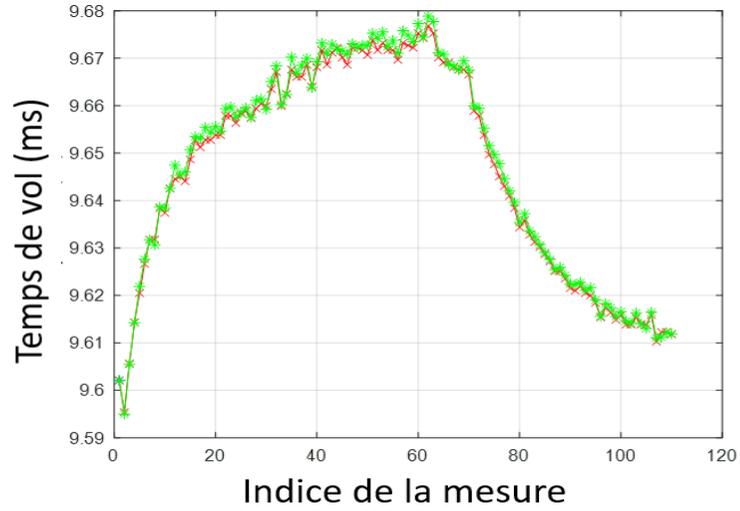


Figure 2.38 : Résultats de mesures complémentaires effectuées en utilisant les méthodes d'intercorrélation et de corrélation spectrale, ainsi que la différence de temps de vol entre les deux méthodes. A gauche, les mesures sont faites à 3,318 m, et à droite à 7,368 m.

A noter que les mesures de la figure 2.38 ont été recalées au niveau de la première mesure pour pouvoir comparer les deux méthodes, afin que leurs courbes soient superposées. Les résidus eux ont des valeurs réelles.

Les écarts-types sur les résidus, c'est-à-dire sur les différences de temps de vol entre les deux méthodes, sont de $1,2 \mu\text{s}$ et $1,0 \mu\text{s}$ pour les séries de mesures effectuées à 3,318 m et 7,368 m, respectivement. Ceci montre que l'écart de temps de vol entre les deux méthodes varie très peu, qu'il est stable sur au moins une heure, et qu'il ne dépend pas de la température entre $19 \text{ }^\circ\text{C}$ et $23 \text{ }^\circ\text{C}$.

Ensuite, les moyennes des résidus sont égales à $4,6 \mu\text{s}$ et $3,9 \mu\text{s}$ pour les mesures faites à 3,318 m et 7,368 m, respectivement. La différence de temps de vol entre les deux méthodes peut donc être considéré comme stable car inférieure aux écarts-types.

Sur la base de ces résultats, les deux méthodes de mesure de temps de vol peuvent être utilisées parallèlement comme suggéré précédemment : la méthode d'estimation du temps de vol se fera alors suivant l'algorithme présenté sur la figure 2.39.

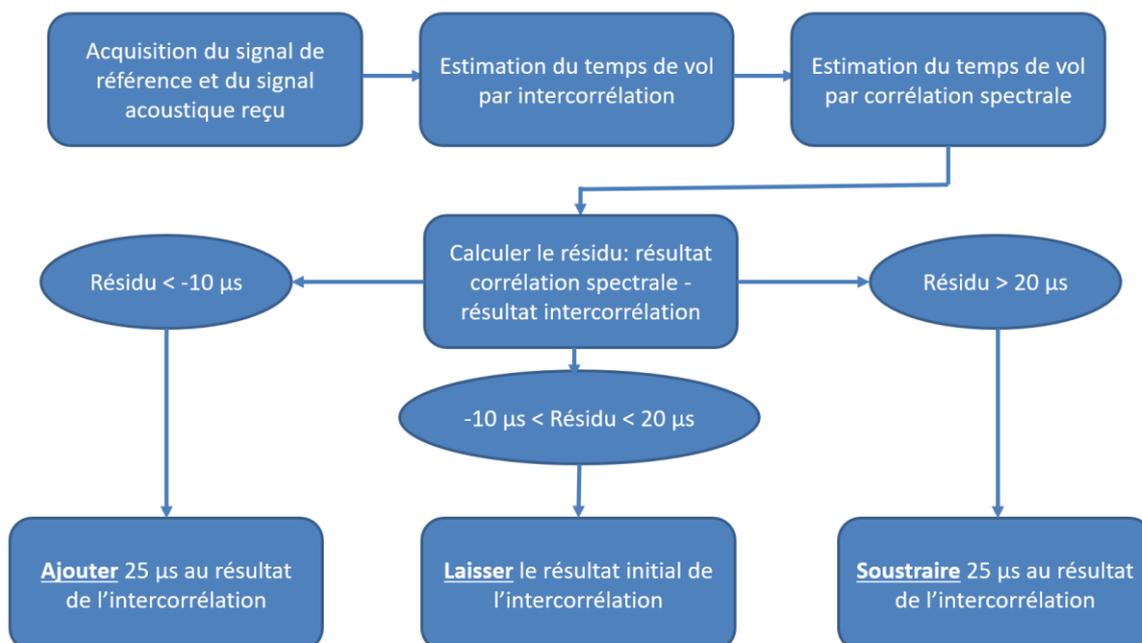


Figure 2.39 : Organigramme résumant la méthode utilisée afin de mesurer la différence de temps d'arrivée entre les signaux reçus et les signaux de références.

3 Étalonage du thermomètre acoustique : détermination du zéro de l'instrument.

3.1 Introduction

Le système développé doit mesurer le temps de vol d'une onde ultrasonore lors de sa propagation dans l'air pour en déduire la température. Jusqu'à présent, seule une différence de temps d'arrivée (DTOA pour *difference time of arrival* en anglais) entre un signal de référence et un signal de mesure a été mesurée. Cette différence comprend non seulement le temps de vol l'onde acoustique mais également la propagation des signaux à travers les câbles électriques, les composants électroniques et optiques : il s'agit de décalage du zéro (*offset* en anglais) de l'instrument défini comme suit :

$$t_d = t_a + t_o \quad (3.1)$$

où t_d est différence de temps d'arrivée, t_a est le temps de vol de l'onde acoustique dans l'air, et t_o le temps de propagation de l'onde acoustique ailleurs que dans l'air, une latence nommée décalage du zéro ou *offset* du système. Cette dernière, supposée fixe et indépendante des paramètres environnementaux, doit être estimée afin que le système développé puisse être utilisé comme thermomètre.

Dans la section (2.6), nous nous sommes penchés sur les performances de différentes méthodes d'estimation de la valeur de t_d sans avoir fait de mesures de température absolue. Dans cette partie, en utilisant le même système que précédemment, mais en prenant en compte l'erreur de zéro de l'instrument, nous allons aboutir à un système de mesure de température absolue.

3.2 Procédure d'étalonnage mis en place

L'étalonnage du thermomètre acoustique, c'est-à-dire la détermination du zéro de l'instrument, est effectuée par comparaison d'un temps mesuré à un temps de référence. La différence des deux, déterminée pour des températures de l'air et des distances de propagation connues, sera le temps de latence du système t_o .

A cette fin, le système développé a été déployé dans une salle de 13 mètres de long munie d'une climatisation réglable. Six sondes de référence de type Pt100 ont été déployées, en ligne dans

le sens de la longueur de la salle, sur une distance de 10 m, avec un espacement de 2 m les unes des autres. La climatisation fut éteinte afin d'éviter la présence d'un gradient horizontal de température. Ainsi, la différence maximale observée sur 10 m n'était plus que de 0,2 °C au lieu de ~1,0 °C lorsque la climatisation est activée. La partie du système composée des récepteurs et émetteurs R1 et E2 (comme illustré sur la figure 2.12) a été placée à côté de la première sonde de température, tandis que la deuxième partie avec R2 et E1 a été placée, successivement, à cinq distances différentes. Pour chaque distance, la procédure de mesure suivante fut effectuée, 30 fois :

1. Mesure de la distance séparant les deux parties du système, d .
2. Mesure à partir des capteurs du système acoustique de l'humidité relative, de la pression et de la température pour une première approximation de la vitesse du son, v_{capteurs} .
3. Calcul à partir des étapes 1 et 2 du nombre de cycles, n_c .
4. Sélection des sondes de référence (Pt100) incluses sur le chemin séparant les deux parties du système.
5. Mesure de la température de référence, c'est-à-dire la moyenne des températures des sondes sélectionnées, θ_{ref} .
6. Calcul de la vitesse du son de référence à l'aide de l'équation de Cramer et de la température de référence, v_{ref} .
7. Calcul à partir des étapes 1 et 6 du temps de vol de référence, t_{ref} .
8. Emission et acquisition des signaux acoustiques, E1→R1 et E2→R2.
9. Calcul des deux différences de temps d'arrivée t_d à partir d'une des méthodes de temps de vol évaluées dans la section (2.6), notamment l'intercorrélation et la corrélation spectrale.
10. Répéter les étapes 5 à 9 jusqu'à l'acquisition de 30 mesures.

Une fois toutes ces mesures effectuées, l'erreur de zéro de l'instrument t_o fut déterminé comme suit :

$$t_o = t_d - t_{\text{ref}} \quad (3.2)$$

En pratique, l'erreur de zéro de l'instrument a été déterminée à partir de cinq séries de mesures, correspondant à cinq distances différentes, afin de vérifier si la mesure du zéro de l'instrument dépendait de la distance. L'erreur de zéro de l'instrument fut donc définie comme la valeur de t_o qui minimise la somme suivante au sens des moindres carrés :

$$S(t_o) = \sum_{i=1}^{150} [(t_{d_i} - t_{ref_i}) - t_o]^2 \quad (3.3)$$

où i est l'indice de la mesure, t_{d_i} la différence de temps d'arrivée mesurée pour cette $i^{\text{ème}}$ mesure, et t_{ref_i} le temps de propagation théorique de l'onde acoustique dans l'air pour cette $i^{\text{ème}}$ mesure.

Il est néanmoins préférable de prendre en compte l'incertitude des mesures puisque, comme on le verra dans la section suivante, celles-ci varient en fonction de la distance. Il est donc plus approprié d'utiliser la méthode des moindres carrés pondérés afin de déterminer la valeur du zéro du système. Ainsi, l'équation (3.3) devient :

$$S(t_o) = \sum_{i=1}^{150} w_i [(t_{d_i} - t_{ref_i}) - t_o]^2 \quad (3.4)$$

avec w_i le poids associé à la $i^{\text{ème}}$ mesure. Sa valeur est calculée en utilisant la formule suivante :

$$w_i = \frac{1}{\sigma_i^2} \quad (3.5)$$

où σ_i est l'incertitude assignée à la $i^{\text{ème}}$ mesure. Cette incertitude dépend de l'incertitude sur le temps mesuré σ_{td} et de l'incertitude sur la mesure de temps de vol de référence σ_{tref} . Les valeurs de ces dernières et la manière de les estimer sont discutées dans la section suivante.

3.3 Détermination de l'incertitude sur les mesures d'étalonnage

Dans la section précédente, nous avons vu la nécessité de connaître l'incertitude sur la mesure de temps de vol de référence, σ_{tref} . Ce temps de référence dépend d'une distance d et d'une vitesse du son de référence v_{ref} :

$$t_{ref} = \frac{d}{v_{ref}}. \quad (3.6)$$

Pour évaluer ces incertitudes, il est faut en identifier les différentes sources d'erreur et estimer leur contribution.

3.3.1 Incertitude sur la distance

Pour déterminer le temps de vol de référence, il faut connaître la distance sur laquelle se propage l'onde acoustique. Il est donc essentiel de quantifier l'incertitude sur la distance mesurée d . De manière plus générale, cela est également vrai pour la mesure de la température de l'air, et donc pas seulement pour l'étape d'étalonnage. En effet, celle-ci est calculée à partir de la mesure de la vitesse du son v , et comme le montre l'équation (3.7) elle requiert une connaissance de la distance d avec une mesure de temps de vol t_a de l'onde ultrasonore :

$$v = \frac{d}{t_a}. \quad (3.7)$$

Dans le cas de l'équation (3.7), l'exactitude de la mesure de distance a un impact direct sur l'estimation de la vitesse du son, et par extension sur la température en utilisant l'équation de Cramer (2.2) comme le montre la figure 3.1 : une erreur sur la valeur de la vitesse du son, due par exemple à l'introduction d'une erreur d'un millimètre sur la mesure de distance, peut biaiser l'estimation de la température moyenne jusqu'à 0,6 °C (pour des distances de plus de 1 m).

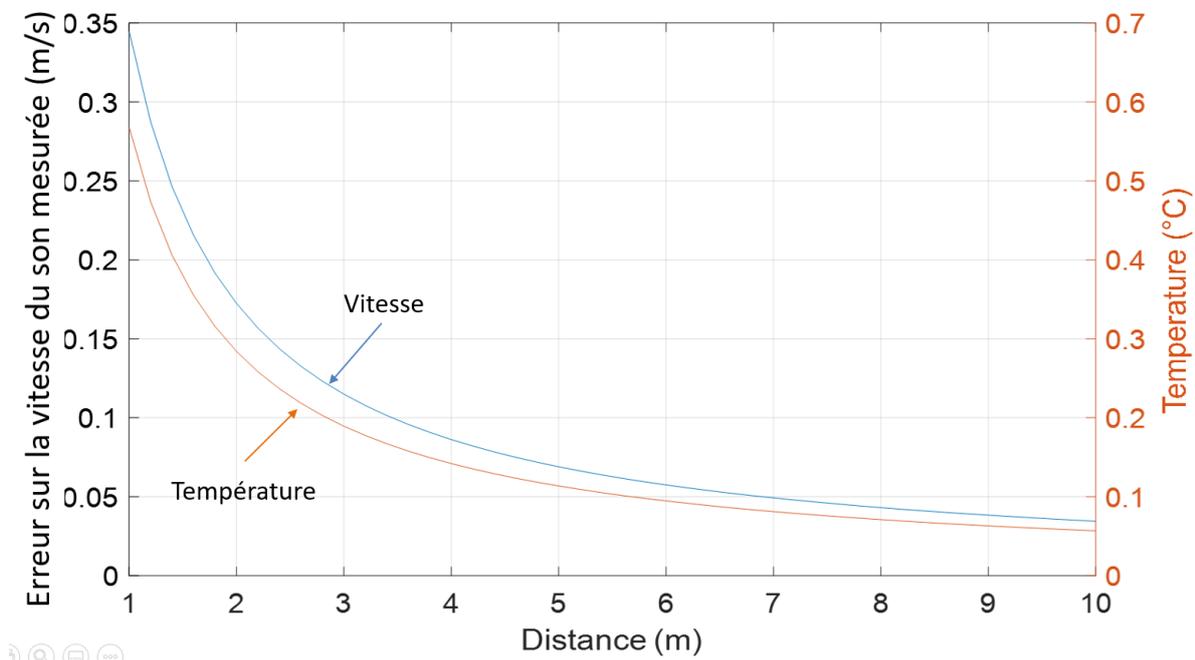


Figure 3.1 : Erreurs sur la mesure de la vitesse du son et de la température pour une erreur de 1 mm sur la mesure de distance.

Les courbes montrent que l'erreur induite est d'autant plus importante que la distance est courte. L'incertitude sur la température dépendra donc non seulement de l'incertitude que sur la mesure de distance, mais aussi de la valeur de la distance mesurée elle-même.

Dans le cas de l'étalonnage, l'exactitude de la mesure de distance a également un impact direct sur l'estimation du temps de référence. En fonction de la vitesse du son théorique (estimée via des capteurs environnementaux), une même erreur de 1 mm peut engendrer une erreur sur l'estimation du temps de vol de l'onde acoustique d'environ $3 \mu\text{s}$: $2,9 \mu\text{s}$ pour une vitesse de $344,0 \text{ m/s}$ ($\theta = 20 \text{ }^\circ\text{C}$, $RH = 50 \%$, $p = 101\,325 \text{ Pa}$ et $x_c = 500 \text{ ppm}$) ou $3,0 \mu\text{s}$ pour une vitesse de $331,6 \text{ m/s}$ ($\theta = 0 \text{ }^\circ\text{C}$, $RH = 50 \%$, $p = 101\,325 \text{ Pa}$ et $x_c = 500 \text{ ppm}$).

Le système acoustique, qui est présenté dans la section (2.5), est équipé d'un télémètre Leica Disto 210. L'incertitude indiquée par le fabricant est de 1 mm ($k=1$). Cependant, il y a d'autres sources d'incertitudes potentielles concernant la mesure de la distance.

3.3.1.1 Erreurs systématiques

Premièrement, la conception mécanique du système peut impacter la mesure de la distance séparant les deux parties du thermomètre acoustique. En effet, comme représenté sur la figure 2.12, les positions du télémètre et de sa cible ne sont pas colocalisées avec celles des transducteurs, et il existe un décalage systématique entre la valeur de la distance d donnée par le télémètre et la distance réelle parcourue par l'onde acoustique.

Nous avons mesuré ce décalage en disposant les deux parties du système face à face, à une distance l'une de l'autre d'environ 50 cm. La comparaison de cette distance, entre une mesure faite au télémètre et une autre faite au réglet (entre l'extrémité du transducteur d'émission avec celui de réception), a montré un décalage d'environ 13 mm. Un tel décalage n'a pas d'impact sur l'erreur aléatoire des mesures de température mais crée une erreur systématique qui sera fonction de la distance comme vu précédemment. Cependant, nous ne pouvons résoudre ce problème simplement en soustrayant 13 mm aux mesures de distance car le décalage mesuré au réglet n'est qu'une approximation à quelques millimètres près.

Une autre solution est d'inclure cette correction de distance à la mesure du zéro de l'instrument. En effet, ces deux paramètres sont liés. Cependant, le fait d'inclure ce décalage en distance dans l'évaluation du zéro de l'instrument est une manière erronée de procéder car, en cas de variation des paramètres environnementaux, le temps mis par l'onde acoustique pour se déplacer sur ces

13 mm d'écart variera en conséquence. À titre d'exemple, la vitesse du son pour une température de 30 °C, une humidité relative de 50 %, une pression de 1013,24 hPa et une concentration de CO₂ dans l'air de 400 ppm est de 350,60 m/s. Dans ces conditions, l'onde acoustique met 37,1 µs à parcourir 13 mm. Or, dans les mêmes conditions environnementales, mais à une température de 10 °C, la vitesse du son est égale à 337,47 m/s et l'onde met 38,5 µs à parcourir 13 mm. Soit 1,4 µs de plus. Puisque la procédure d'étalonnage expliquée section (3.2) s'effectue à une température fixe, si cet étalonnage est réalisé à 30 °C, il existera un décalage systématique de 1,4 µs entre le temps de vol mesuré et le temps de vol réel lors d'une mesure à 10 °C. Une telle différence équivaut à une erreur dans l'estimation de la température de 0,30 °C à 1 m et de 0,03 °C à 10 m.

Finalement, parmi les deux options citées ci-dessus, il est préférable de combiner les deux : une première correction de 13mm (valeur provenant de la mesure au réglet) présentant une incertitude de l'ordre de 2 mm, puis une seconde correction incluant dans l'offset de l'instrument l'erreur faite sur la première correction (d'incertitude de 2 mm). En reprenant l'exemple décrit précédemment, cette approche réduirait l'erreur sur la température mesurée d'un facteur 6, soit pour un étalonnage à 30 °C et une mesure à 10 °C, une erreur de 0,05 °C à 1 m et une erreur inférieure à 0,01 °C à 10 m.

3.3.1.2 Défaut d'alignement

Dans la section (2.5.4), nous avons abordé la problématique de l'alignement des différentes parties du système acoustique. Il y a un premier réglage détaillé dans la section (2.5.4.1), effectué qu'une seule fois lors de la conception du système acoustique, et permettant aux différents faisceaux lumineux émis de part et d'autre du système qu'ils soient tous parallèles entre eux. Puis, il y a un second réglage, effectué avant chaque mesure de température comme détaillé dans la section (2.5.4.2), ayant pour but d'optimiser l'orientation de chaque partie du système acoustique pour une bonne réception des signaux. Dans ces procédures, les faisceaux laser infrarouges modulés transmettant les fréquences à émettre acoustiquement sont orientés vers leur photodiode respective en optimisant les signaux lumineux détectés par ces dernières. En pratique, ces faisceaux infrarouges sont collimatés grâce à des lentilles (Thorlabs F810FC-1550) comme expliqué section (2.5.1) : avec un diamètre de 7 mm en sortie de lentilles, les faisceaux gaussiens divergent peu, même sur une distance de 10 m (longueur de Rayleigh autour de 25 m), mais ils restent bien plus grands que la surface active des photodiodes utilisées de 2 mm de diamètre (Thorlabs PDA20CS2). Cela signifie qu'il y a une certaine tolérance

angulaire concernant l’alignement des faisceaux infrarouges sur les photodiodes, et que la mesure peut être effectuée même si les deux parties du système acoustique ne sont pas parfaitement alignées. La figure 3.2 illustre ce point.

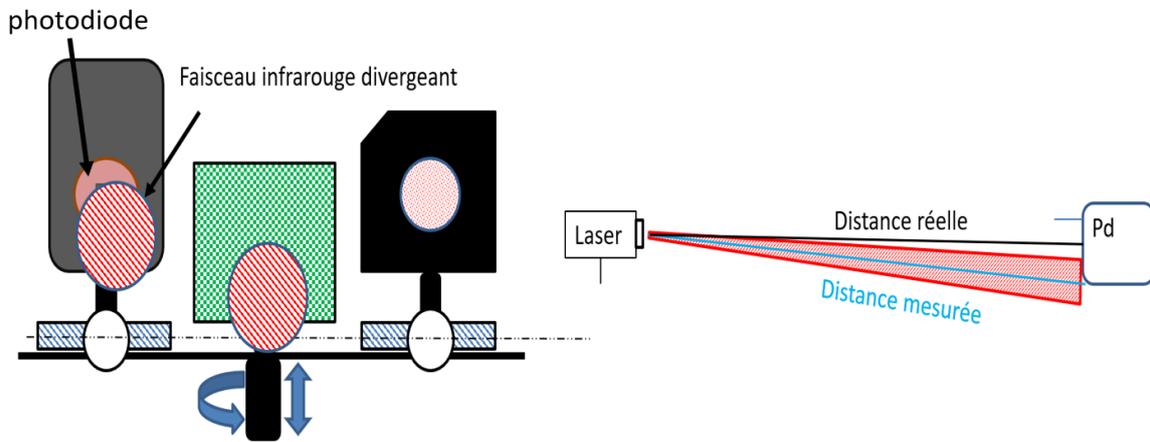


Figure 3.2 : Schéma représentant le désalignement d’un faisceau infrarouge dû à sa divergence.

Comme présenté sur la figure 3.2, si un faisceau optique n’est pas parfaitement aligné sur sa photodiode, nous pouvons tout de même détecter un signal et effectuer une mesure, mais cette déviation introduira une erreur. Pour un faisceau décalé de 7 mm à une distance de 10 m, la différence entre la distance mesurée et la distance réelle est de quelques dizaines de micromètres, ce qui reste faible. Des incertitudes de ces ordres de grandeur, combinées à l’incertitude de base du télémètre (1 mm à $k=1$), influent finalement très peu et sont donc négligeables.

En résumé, la source principale d’incertitude sur la distance mesurée est l’instrument de mesure lui-même qui présente une incertitude $\sigma_d = 1$ mm telle que donnée par le fabricant.

3.3.2 Incertitude sur la vitesse du son de référence

La détermination du temps de vol de référence, t_{ref} , nécessite le calcul de la vitesse de propagation de référence de l’onde acoustique v_{ref} à partir de l’équation de Cramer (équation (2.2)), une équation empirique dont l’incertitude fut estimée à 545 ppm par Wong en 1995 [8].

Il faut également prendre en compte les contributions des variables d’entrée de l’équation de Cramer, c’est-à-dire les paramètres environnementaux mesurés : la température de l’air, la pression atmosphérique, les fractions molaires de vapeur d’eau et la concentration de CO_2 . Ces

contributions, propres à notre instrument, seront caractérisées dans cette partie avec l'hypothèse que l'incertitude sur les coefficients de l'équation de Cramer est nulle.

3.3.2.1 Incertitudes sur les paramètres environnementaux

Afin de déterminer la vitesse du son sur le chemin de référence (valeur théorique), nous mesurons au moment de l'émission de l'onde ultrasonore les différents paramètres environnementaux nécessaires à son calcul. Ces paramètres sont la température de l'air, la pression atmosphérique, la fraction molaire de vapeur d'eau et celle de CO₂.

La température de l'air est mesurée dans notre cas à l'aide de sondes à résistance de platine 100 Ω (Pt100) disposées le long du chemin parcouru par l'onde ultrasonore. Leur nombre varie entre deux et six selon la distance parcourue, et chacune d'entre elles a été étalonnée dans notre laboratoire. Leur incertitude fut estimée à $\sigma_t = 0,1$ °C.

Comme décrit dans la section (2.5.1), le système de mesure est équipé d'un capteur Bosch BME280 qui permet d'effectuer des mesures de pression et d'humidité relative. Le constructeur donne une incertitude σ_p de 100 Pa pour les mesures de pression et une incertitude σ_{RH} de 3 % pour les mesures d'humidité relative. Ce capteur permet également d'effectuer des mesures de température avec une incertitude de 1 °C, mais cette mesure ne sera utilisée qu'ultérieurement (lors des mesures pour le calcul de la fraction molaire de vapeur d'eau en l'absence des sondes Pt100 de référence).

Le système n'est pas équipé de capteur permettant de mesurer la concentration de CO₂ dans l'air. Dans notre cas nous avons mesuré cette quantité avec un capteur externe (Votcraft CO-60) d'incertitude 80 ppm. Dans le laboratoire, la concentration de CO₂ vaut typiquement 500 ppm.

3.3.2.2 Propagation des incertitudes

Nous pouvons calculer tout d'abord l'incertitude sur la vitesse du son de référence en propageant les incertitudes sur l'équation de Cramer, soit la formule (2.2). Ainsi, nous obtenons :

$$\begin{aligned}
\sigma_v^2 = & a_1^2 \sigma_\theta^2 + 4a_2^2 \sigma_\theta^2 \theta^2 + a_3^2 \sigma_w^2 + (a_4 \theta x_w)^2 \left(\left(\frac{\sigma_\theta}{\theta} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_w}{x_w} \right)^2 \right) \\
& + (a_5 \theta^2 x_w)^2 \left(\left(\frac{\sigma_\theta}{\theta} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_w}{x_w} \right)^2 \right) + a_6^2 \sigma_p^2 + (a_7 \theta p)^2 \left(\left(\frac{\sigma_\theta}{\theta} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_p}{p} \right)^2 \right) \\
& + (a_8 \theta^2 p)^2 \left(\left(\frac{\sigma_\theta}{\theta} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_p}{p} \right)^2 \right) + a_9^2 \sigma_c^2 + (a_{10} \theta x_c)^2 \left(\left(\frac{\sigma_\theta}{\theta} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_c}{x_c} \right)^2 \right) \\
& + (a_{11} \theta^2 x_c)^2 \left(\left(\frac{\sigma_\theta}{\theta} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_c}{x_c} \right)^2 \right) + 4a_{12}^2 \sigma_w^2 x_w^2 + 4a_{13}^2 \sigma_p^2 p^2 + 4a_{14}^2 \sigma_c^2 x_c^2 \\
& + (a_{15} p x_w x_c)^2 \left(\left(\frac{\sigma_w}{x_w} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_p}{p} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_c}{x_c} \right)^2 \right) \tag{3.8}
\end{aligned}$$

L'incertitude sur la fraction molaire de vapeur d'eau dans l'air, σ_w , à ne pas confondre avec σ_{RH} qui est l'incertitude sur la mesure d'humidité relative dans l'air, est déterminée à partir des équations (2.8), (2.9) et (2.10) :

$$\sigma_w^2 = x_w^2 \left(\left(\frac{1}{100} \right)^2 \left(\frac{\sigma_{RH}}{RH} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_e}{e} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{psv}}{p_{sv}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_p}{p} \right)^2 \right) \tag{3.9}$$

avec σ_e l'incertitude sur la valeur du coefficient de renforcement e , et σ_{psv} l'incertitude sur la valeur de la pression de vapeur d'eau saturante dans l'air humide p_{sv} . Ces valeurs peuvent être calculées à partir des équations suivantes :

$$\sigma_e^2 = \beta^2 \sigma_p^2 + 4\gamma^2 T^2 \sigma_\theta^2 + 2\beta\gamma \sigma_{\theta^2 p} \tag{3.10}$$

$$\sigma_{psv}^2 = e^{2(AT^2 + BT + C + \frac{D}{T})} \left(4A^2 T^2 \sigma_\theta^2 + B^2 \sigma_\theta^2 + \frac{D^2 \sigma_\theta^2}{T^4} \right). \tag{3.11}$$

Nous partons du principe que toutes les variables d'entrées sont indépendantes entre elles. Même si la fraction molaire de vapeur d'eau x_w est calculée à partir de la pression et de la température, physiquement, elle est indépendante de ces deux dernières. A titre d'exemple, pour de mêmes températures et pressions atmosphériques, l'humidité peut être complètement différente d'un environnement à un autre, d'une zone proche d'une source d'eau à un environnement aride. Ainsi, lors de l'application de la formule de propagation des incertitudes, nous ne gardons pas les termes de covariance entre deux variables (ceux-ci étant nuls).

Au final, nous pouvons estimer l'incertitude sur la vitesse du son de référence en fonction des paramètres environnementaux. Sa valeur, estimée à 0,07 m/s (de l'ordre de 200 ppm), varie très peu en fonction de la pression et de la température comme le montre la figure 3.3.

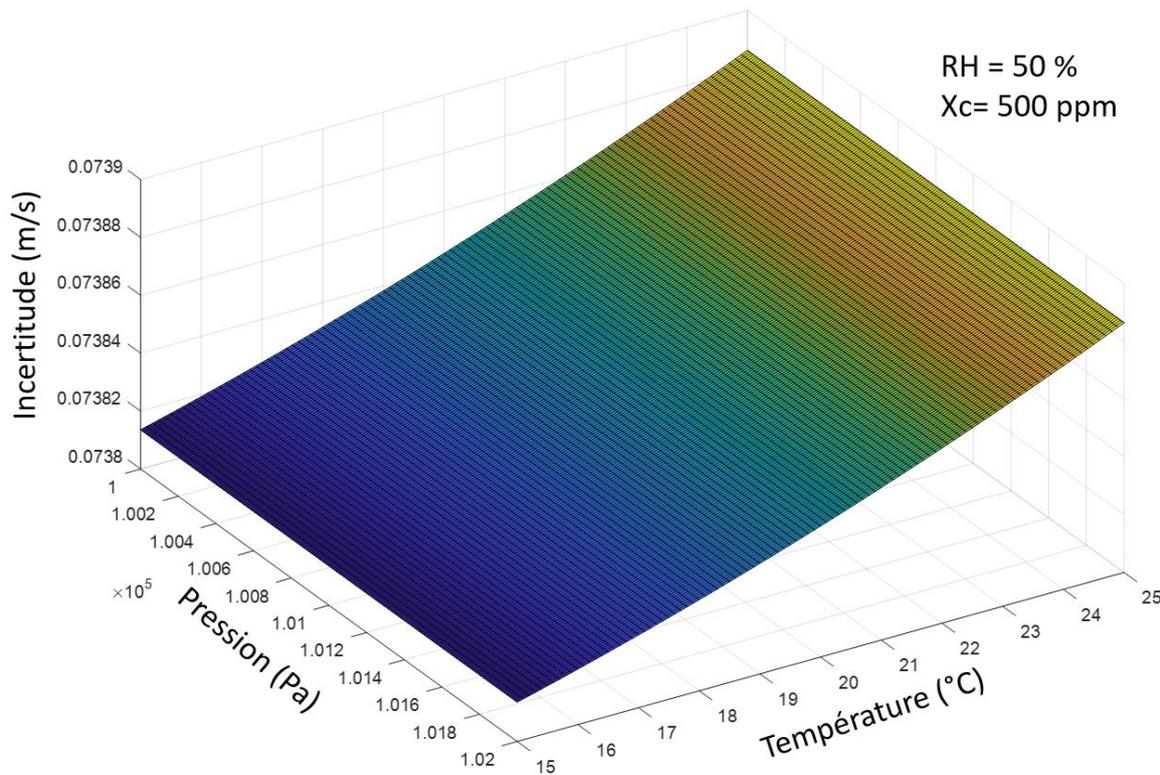


Figure 3.3 : Incertitude sur la vitesse du son théorique en fonction de la température et de la pression pour une humidité relative de 50% et une concentration de CO₂ de 500 ppm.

3.3.2.3 Méthode de Monte-Carlo

Un autre moyen de déterminer l'incertitude sur la mesure de la vitesse du son de référence est d'utiliser la méthode de Monte-Carlo : à partir des incertitudes et des distributions des erreurs des différentes variables d'entrée de l'équation de Cramer, décrite par l'équation (2.2), il est possible de générer des millions d'échantillons à partir d'une seule mesure, puis de les appliquer à l'équation de Cramer pour obtenir l'incertitude et la distribution de la vitesse du son théorique. En pratique, nous avons généré 1 million d'échantillons de température, de pression, d'humidité relative et de concentration de CO₂ à partir d'une mesure réelle et des incertitudes définies dans la section (3.3.2.1). La simulation réalisée est présentée sous forme de diagramme sur la figure 3.4.

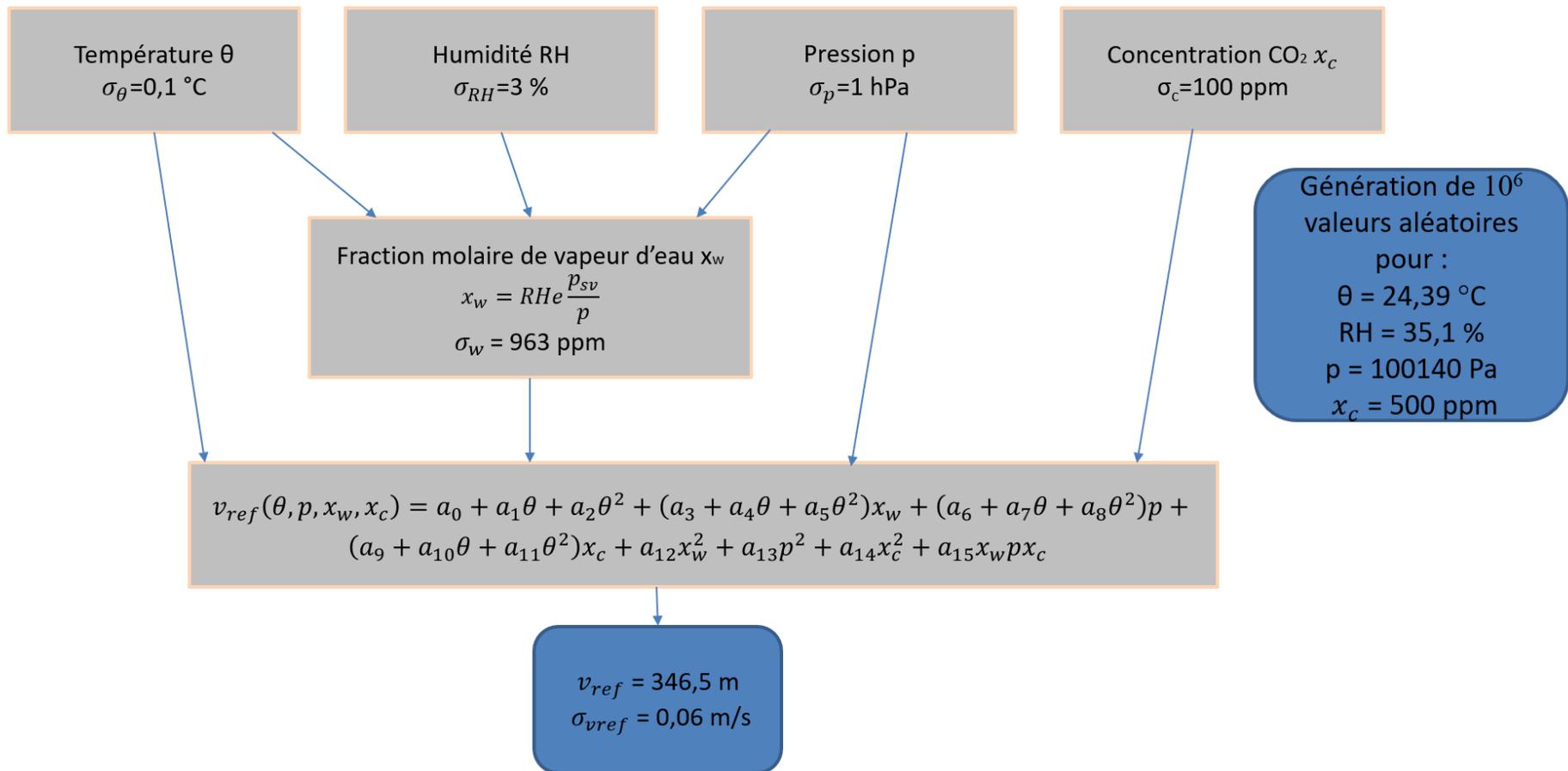


Figure 3.4 : Diagramme présentant l’algorithme de Monte-Carlo utilisé. Des distributions gaussiennes sont employées pour la température, l’humidité relative, la pression et la concentration de CO_2 .

Ces résultats ont été obtenus pour une mesure typique autour de $\theta = 24,39\text{ °C}$, $p = 100\ 140\text{ Pa}$, $RH = 35,1\ \%$ et $x_c = 500\text{ ppm}$, en générant un million de points aléatoires sur la base des incertitudes définies précédemment. Nous obtenons ainsi un million de valeurs de la vitesse du son. Celles-ci suivent une distribution gaussienne d'écart-type de $0,06\text{ m/s}$ comme montré sur la figure 3.5.

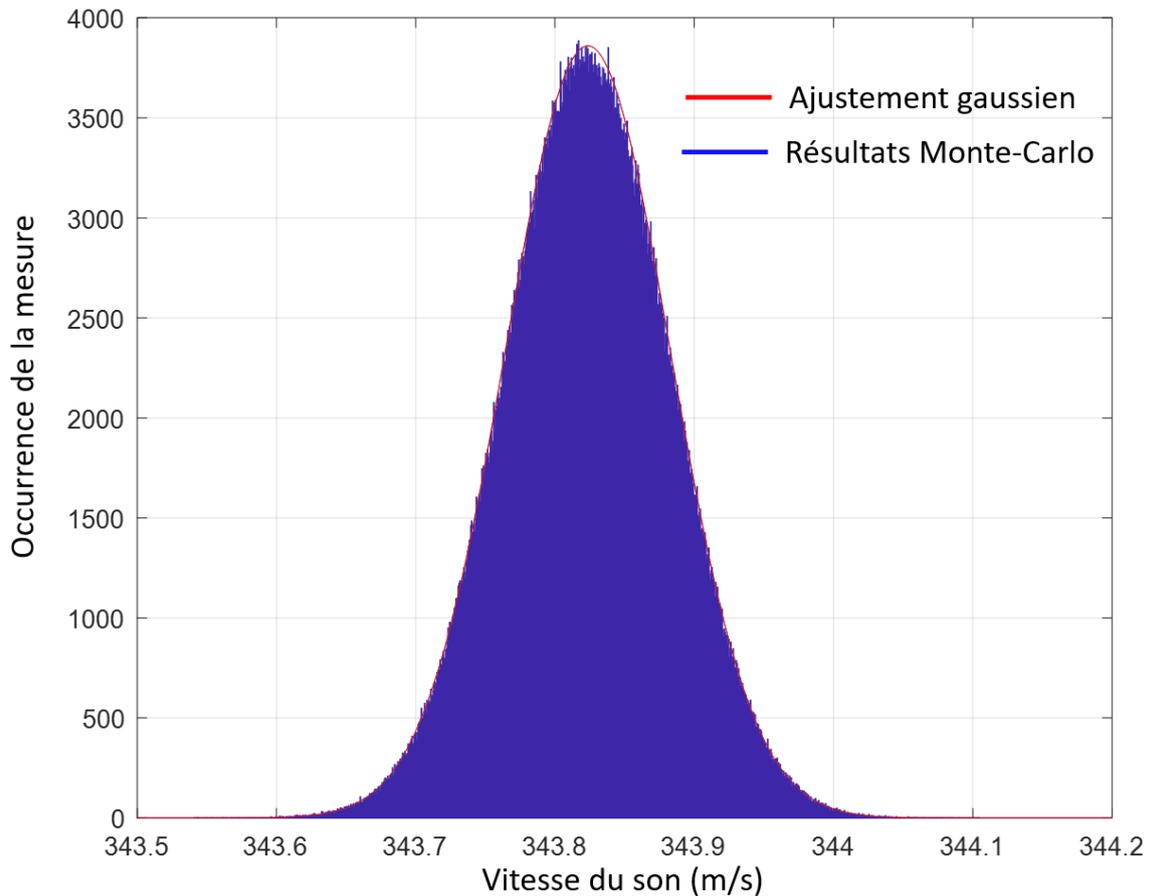


Figure 3.5 : Histogramme représentant les résultats de la simulation Monte-Carlo.

Au final, l'incertitude σ_{vref} est donc de $0,06\text{ m/s}$, soit 170 ppm . Pour rappel, ce résultat est obtenu à partir de l'équation de Cramer (équation 2.2), une équation empirique dont l'incertitude fut estimée à 545 ppm par Wong en 1995 [8]. Pour une vitesse de $343,8\text{ m/s}$, cela correspond à une incertitude de $0,2\text{ m/s}$, une valeur bien supérieure à la contribution des paramètres environnementaux seuls. L'incertitude combinée des deux sources d'incertitude, c'est-à-dire les variables d'entrée de l'équation de Cramer et l'équation de Cramer elle-même, est égale à $0,2\text{ m/s}$.

3.3.3 Incertitude sur le temps de vol de référence

Avant de déterminer l'incertitude sur le temps de vol de référence, t_{ref} , le tableau 3.1 résume les résultats précédents, les incertitudes sur la distance d (section 3.3.1) et les incertitudes sur la vitesse du son de référence, v_{ref} , obtenu par la méthode de Monte-Carlo (section 3.3.2.b).

Tableau 3.1 : Résultats des incertitudes sur la distance mesurée et sur la vitesse du son de référence calculée à partir des paramètres environnementaux afin d'en déduire l'incertitude sur le temps de vol de référence.

Paramètre	Source	Valeur de l'incertitude (k=1)		Contribution sur la valeur de v_{ref} (k = 1) (Monte-Carlo)	Incertitude globale sur t_{ref} (k = 1)
Distance « d »	Télémetre Leica, valeur constructeur	1 mm			Temps de vol de référence : $\sigma_{tref} = 3,0 \mu s$ pour d = 1 m $\sigma_{tref} = 6,0 \mu s$ pour d = 10 m
	Alignement du faisceau laser et erreur systématique	1 mm			
Température de référence « θ »	Sondes Pt100	0,1 °C		0,058 m/s	
Pression « p »	Capteur de pression	1 hPa		$4 \cdot 10^{-5}$ m/s	
Fraction molaire de vapeur d'eau « x_w »	BME280, valeur constructeur	3%	815 ppm	0,044 m/s	
		1 hPa			
	Sondes Pt100	0,1°C			
Fraction molaire de CO ₂ dans l'air « x_c »	Valeur type	100 ppm		0,007 m/s	

Dans le but de déterminer l'incertitude du temps de vol de référence, de nouvelles simulations de Monte-Carlo ont été réalisées. Celles-ci ont été faites pour une mesure type autour de $\theta = 24,39$ °C, $p = 100\ 140$ Pa, $RH = 35,1$ % et $x_c = 500$ ppm, et pour des distances allant de 1 m

à 10 m. Au final, l'incertitude varie en fonction de la distance, de 3,0 μs pour une distance de 1 m à 6,0 μs pour une distance de 10 m.

On peut également estimer l'incertitude sur le temps de vol de référence en utilisant la formule de propagation des incertitudes sur l'équation (3.6), et en utilisant les valeurs d'incertitudes résumées dans le tableau (3.1) :

$$\sigma_{t_{ref}}^2 = \left(\frac{d}{v_{ref}}\right)^2 \left[\left(\frac{\sigma_d}{d}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{v_{ref}}}{v_{ref}}\right)^2 - 2 \frac{\sigma_{d v_{ref}}}{d \cdot v_{ref}} \right] \quad (3.12)$$

où $\sigma_{d v_{ref}}$ représente la covariance des deux paramètres d et v_{ref} . Celle-ci est fonction du taux de corrélation $\rho_{d v_{ref}}$:

$$\sigma_{d v_{ref}} = \sigma_{t_a} \sigma_d \rho_{d v_{ref}} \cdot \quad (3.13)$$

Dans ce cas, les deux variables sont complètement décorréelées et cette covariance est donc nulle. Les incertitudes obtenues sont les mêmes que précédemment : 3 μs pour une distance de 1 m et 6 μs pour une distance de 10 m. En pratique donc, nous avons intérêt à effectuer l'étalonnage sur une courte distance afin de minimiser l'incertitude sur le temps de vol de référence.

3.4 Détermination du zéro de l'instrument

Nous appliquons à présent la procédure d'étalonnage présentée partie (3.2) est à présent appliquée en prenant en compte les différents résultats obtenus précédemment. Premièrement, l'incertitude de chaque série de mesures, c'est-à-dire pour une distance donnée, a été calculée afin de connaître les poids de l'équation (3.4).

L'incertitude sur une série de mesures j pour la détermination du zéro de l'instrument t_o à une distance donnée d est calculée à l'aide de la formule de propagation des incertitudes sur l'équation (3.4). Soit :

$$\sigma_j^2 = \sigma_{t_{ref}}^2 + \sigma_{t_d}^2 + 2\sigma_{t_d t_{ref}} \quad (3.14)$$

où $\sigma_{t_{ref}}$ est l'incertitude sur la mesure du temps de référence, σ_{t_d} l'incertitude sur la mesure du temps par intercorrélation, et $\sigma_{t_d t_{ref}}$ la covariance des deux paramètres précédents. Ces paramètres étant linéairement dépendants, l'incertitude sur la mesure vaut :

$$\sigma_j = \sqrt{\sigma_{tref}^2 + \sigma_{td}^2 + 2\sigma_{tref}\sigma_{td}} = \sigma_{tref} + \sigma_{td}. \quad (3.15)$$

Pour rappel, cinq séries de 30 mesures ont été effectuées, soit un indice j variant de 1 à 5.

La valeur de l'incertitude sur le temps mesuré par intercorrélacion, σ_{td} , pour des signaux modulés en fréquence et une enveloppe rectangulaire, a été estimée à partir de plusieurs séries de mesures (incertitude de répétabilité de type A). Chaque série comportait 20 mesures de temps de vol, très rapprochées (20 mesures en deux minutes soit une mesure toutes les six secondes). Durant ce laps de temps, les paramètres environnementaux sont supposés fixes. Ainsi, en calculant l'écart type de ces mesures, une incertitude de 1,0 μs fut estimée (valeur comparable au résultat obtenu dans l'évaluation menée partie 2.6.2, c'est-à-dire 1,5 μs). Cette incertitude ne varie pas en fonction de la distance contrairement aux incertitudes sur le temps de vol de référence, σ_{tref} . Les résultats sont résumés dans le tableau 3.2.

Tableau 3.2. Valeurs des incertitudes utilisées pour définir les poids associés à une série de mesures de l'étalonnage du système via l'équation (3.5).

Série de mesures (indice j)	1	2	3	4	5
Distance (m)	3,173	4,714	6,766	8,882	10,634
Incertaine sur le temps de référence σ_{tref} (μs)	3,3	3,7	4,4	5,2	6,0
Incertaine sur le temps mesuré par intercorrélacion σ_{td} (μs)	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
Incertaine sur une série de mesures σ_j (μs)	4,3	4,7	5,7	6,2	7,0
Poids associés à une série de mesures w_j ($\times 10^{10} \mu\text{s}^{-2}$)	5,4	4,5	3,4	2,6	2,0

La procédure d'étalonnage présentée partie (3.2) peut à présent être appliquée. Les séries de mesures ont été effectuées à des températures autour de 24,5 °C. Les autres paramètres, ainsi que les résultats de l'étalonnage, sont indiqués dans le tableau (3.3).

Tableau 3.3 : Résumé des résultats de l'étalonnage du système.

Série de mesures (indice j)	1	2	3	4	5
Distance (m)	3,173	4,714	6,766	8,883	10,634
Température (°C)	24,6	24,5	24,4	24,4	24,4
Humidité (%)	30,4	31,7	35,6	32,5	33,9
Pression (hPa)	1008,49	1008,80	1008,40	1001,64	1001,23
Zéro de l'instrument optimal pour chaque distance (μs)	199,7	194,5	196,6	199,4	203,1
Zéro de l'instrument global obtenu par les moindres carrés pondérés (μs)	197,9				

Dans le tableau (3.3), le zéro de l'instrument dit optimal représente le temps t_o qui minimise les résidus au sens des moindres carrés (équation 3.4) entre le temps de vol de référence calculé et la différence de temps d'arrivée mesurée pour une seule série, c'est-à-dire à une distance donnée. Ce dernier peut différer de jusqu'à 5,2 μs par rapport au zéro de l'instrument global obtenu par la méthode des moindres carrés pondérés. Notons que cet écart est obtenu pour une distance 10,6 m, distance pour laquelle l'incertitude de mesure est la plus grande, près de deux fois la valeur de celle estimée pour une distance de 3 m. Il est aussi important de souligner

qu'un tel écart, converti en mesure de température, équivaut à une différence de 0,1 °C à 10 m et de 1,0 °C à 1 m.

La valeur de l'incertitude sur le zéro de l'instrument, σ_{offset} , estimé par les moindres carrés pondérés est estimée de la manière suivante :

$$\sigma_{offset} = \left(\sum_{j=1}^5 \frac{1}{\sigma_j^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.16)$$

avec σ_j l'incertitude liée à chaque mesure d'étalonnage.

Contrairement à ce qui fut présenté équation (3.4), qui est le cas général, ici nous raisonnons en série de mesures. En effet, pour une série de mesures donnée, chaque mesure ne peut pas être modélisée comme une variable indépendante puisque, par exemple, la distance n'est mesurée qu'une seule fois (au début de la série). La méthode des moindres carrés pondérés consiste alors à déterminer la valeur de t_o minimisant la fonction suivante :

$$S(t_o) = \sum_{j=1}^5 \frac{1}{\sigma_j^2} \left[(t_{d_j} - t_{ref_j}) - t_o \right]^2 \quad (3.17)$$

En appliquant la formule (3.17) avec les cinq valeurs d'incertitudes des mesures du zéro de l'instrument du tableau (3.2), σ_{offset} fut estimé à 1,1 μ s (k=1). La figure 3.6 résume les résultats de l'étalonnage.

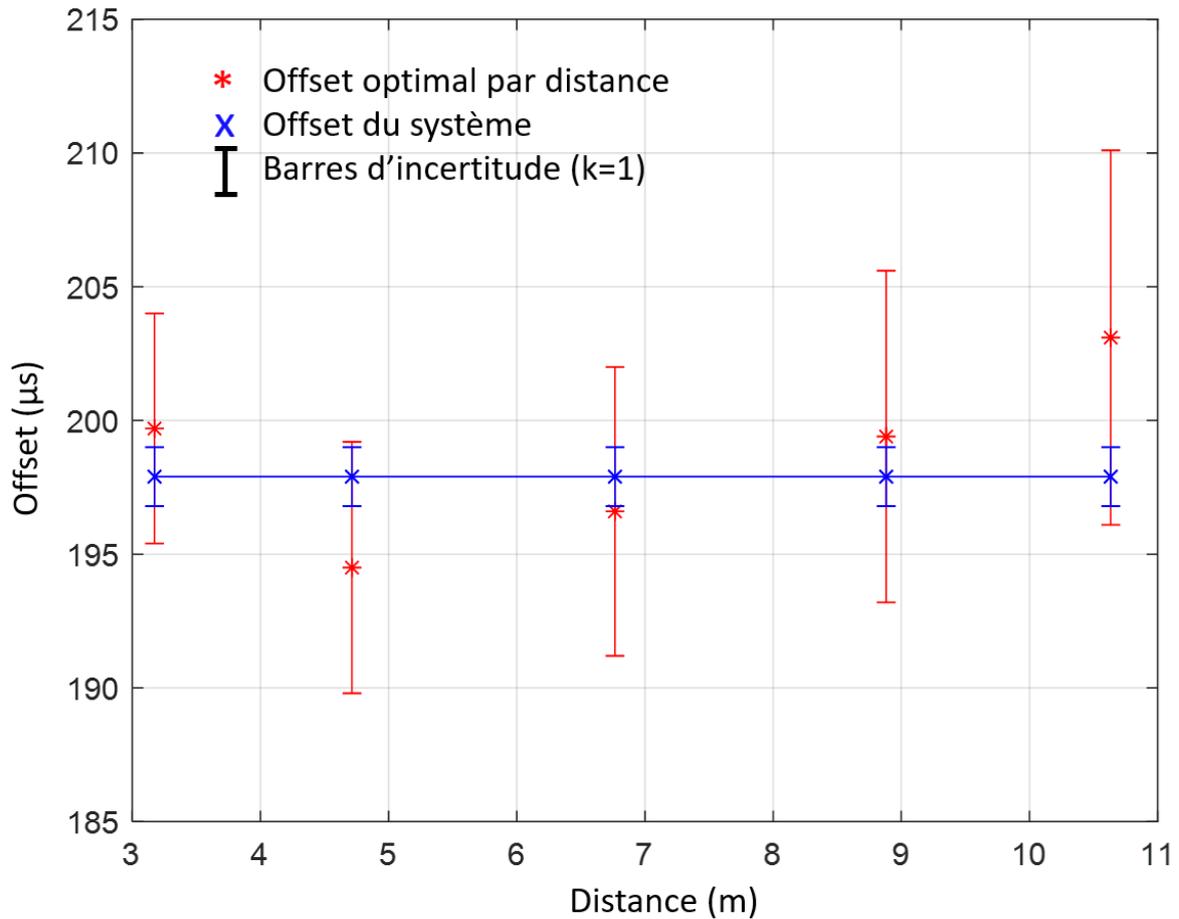


Figure 3.6 : Résultat des étalonnages présentés dans le tableau (3.2) : en rouge, les zéros de l'instrument mesurés à une distance donnée, et en bleu, le zéro global du système obtenu par la méthode des moindres carrés pondérés.

3.5 Mesures absolues de température après étalonnage

La section précédente a permis l'étalonnage du système acoustique. Le décalage du zéro de l'instrument a été estimé ainsi que l'incertitude associée, et à présent il est possible de réaliser des mesures de température absolue, indépendamment de sondes de référence à résistance de platine. Les températures nécessaires au calcul des coefficients de frottement et des coefficients d'atténuations de l'équation (2.3), à celui de la fraction molaire de vapeur d'eau dans l'air de l'équation (2.8), et au calcul du nombre de cycles n_c de l'équation (2.22) sont maintenant mesurées par les capteurs intégrés au système acoustique (Bosch BME280) dont l'incertitude sur la température est de 1 °C. Pour rappel, l'étalonnage du système utilisait les températures mesurées par les sondes Pt100 de référence.

Dans ces nouvelles conditions, les valeurs de plusieurs incertitudes spécifiées dans la section précédente ne sont plus correctes et doivent être redéterminées. Par exemple, l'incertitude sur la fraction molaire de vapeur d'eau, redéterminée par la méthode de Monte-Carlo, monte de 815 ppm à 1200 ppm. L'incertitude sur la vitesse du son et sur la température sont détaillées dans la section suivante.

3.5.1 Incertitude sur la vitesse du son mesurée par le thermomètre acoustique

L'incertitude sur la vitesse de l'onde acoustique mesurée par notre système peut être obtenue en appliquant les formules de propagation des incertitudes à l'équation (3.7) [61]. Si σ_d est l'incertitude sur la mesure de distance et σ_{ta} est celle sur la mesure du temps de vol, alors l'incertitude sur la vitesse de l'onde acoustique mesurée σ_v est donnée par:

$$\sigma_v^2 = \left(\frac{d}{t_a}\right)^2 \left[\left(\frac{\sigma_d}{d}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{ta}}{t_a}\right)^2 - 2 \frac{\sigma_{dta}}{d \cdot t_a} \right]. \quad (3.18)$$

Dans cette formule σ_{dta} représente la covariance des deux paramètres d et t_d . Celle-ci est fonction du taux de corrélation ρ_{dta} :

$$\sigma_{dta} = \sigma_{ta} \sigma_d \rho_{dta}. \quad (3.19)$$

Dans le cas présent, ces deux paramètres sont corrélés de manière linéaire. Par conséquent, la valeur de ρ_{dta} vaut 1 et l'équation (2.10) peut être écrite de la manière suivante :

$$\sigma_v = \frac{d}{t_a} \sqrt{\left(\frac{\sigma_d}{d}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{ta}}{t_a}\right)^2 - 2 \frac{\sigma_{ta} \sigma_d}{d \cdot t_a}} = \frac{d}{t_a} \left| \left(\frac{\sigma_d}{d}\right) - \left(\frac{\sigma_{ta}}{t_a}\right) \right| \quad (3.20)$$

Cependant, nous savons que t_a qui est le temps de vol de l'onde acoustique est donné par l'équation (3.1), et σ_{ta} est calculée de la manière suivante :

$$\sigma_{ta} = \sqrt{\sigma_{td}^2 + \sigma_{toffset}^2}. \quad (3.21)$$

En utilisant les valeurs d'incertitude listées dans les sections (3.3) et (3.4), nous obtenons une valeur d'incertitude σ_{ta} de 1,5 μ s. L'incertitude sur la vitesse du son mesurée varie en fonction de la distance et du temps de vol mesuré lui-même. A partir des séries de données utilisées pour

l'étalonnage, nous obtenons une incertitude $\sigma_v = 0,17$ m/s pour une distance de 1 m et $\sigma_v = 0,02$ m/s pour une distance de 10 m.

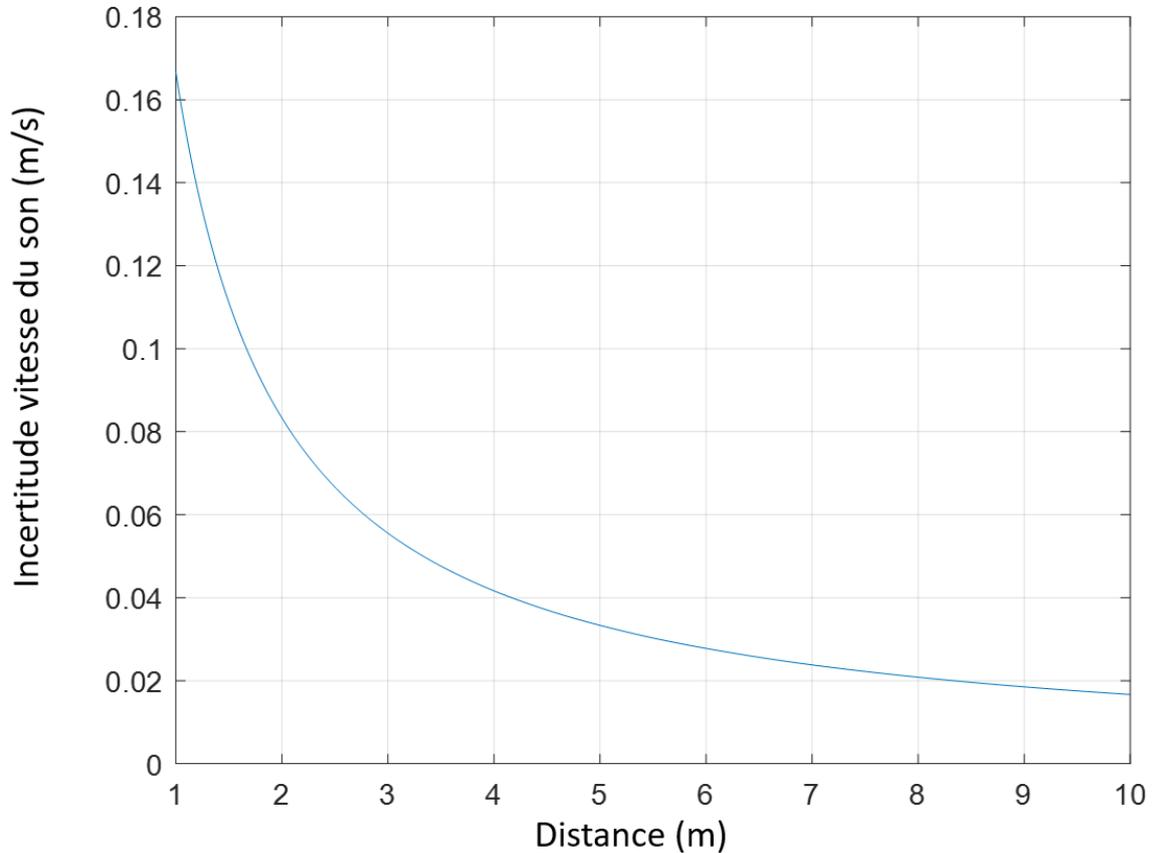


Figure 3.7 : Evolution de l'incertitude sur la vitesse du son mesurée par le système de thermométrie en fonction de la distance.

3.5.2 Incertitude sur la température mesurée par le thermomètre acoustique

Pour déterminer l'incertitude sur la température mesurée, la méthode de Monte-Carlo a été utilisée. Ainsi, de la même manière que pour l'estimation de l'incertitude sur le temps de vol de référence, 1 million de jeux de données ont été générés à partir de mesures réelles. Chaque jeu de données correspond à une valeur aléatoire de distance, une valeur aléatoire de temps de vol de l'onde acoustique, et à des valeurs aléatoires des différents paramètres environnementaux, c'est-à-dire la température, la pression, l'humidité et le taux de CO₂. Pour chaque jeu de données généré, la température moyenne de l'air le long du chemin acoustique

est estimée à l'aide d'un algorithme de minimisation qui trouve la valeur de température θ pour laquelle la vitesse mesurée par l'instrument est égale à celle estimée par l'équation de Cramer.

Une fois cette simulation réalisée, nous calculons l'écart-type des températures estimées et nous obtenons $\sigma_\theta = 0,13$ °C à 3 m et 0,09 °C à 10 m. La figure 3.8 présente les résultats des simulations en fonction de la distance.

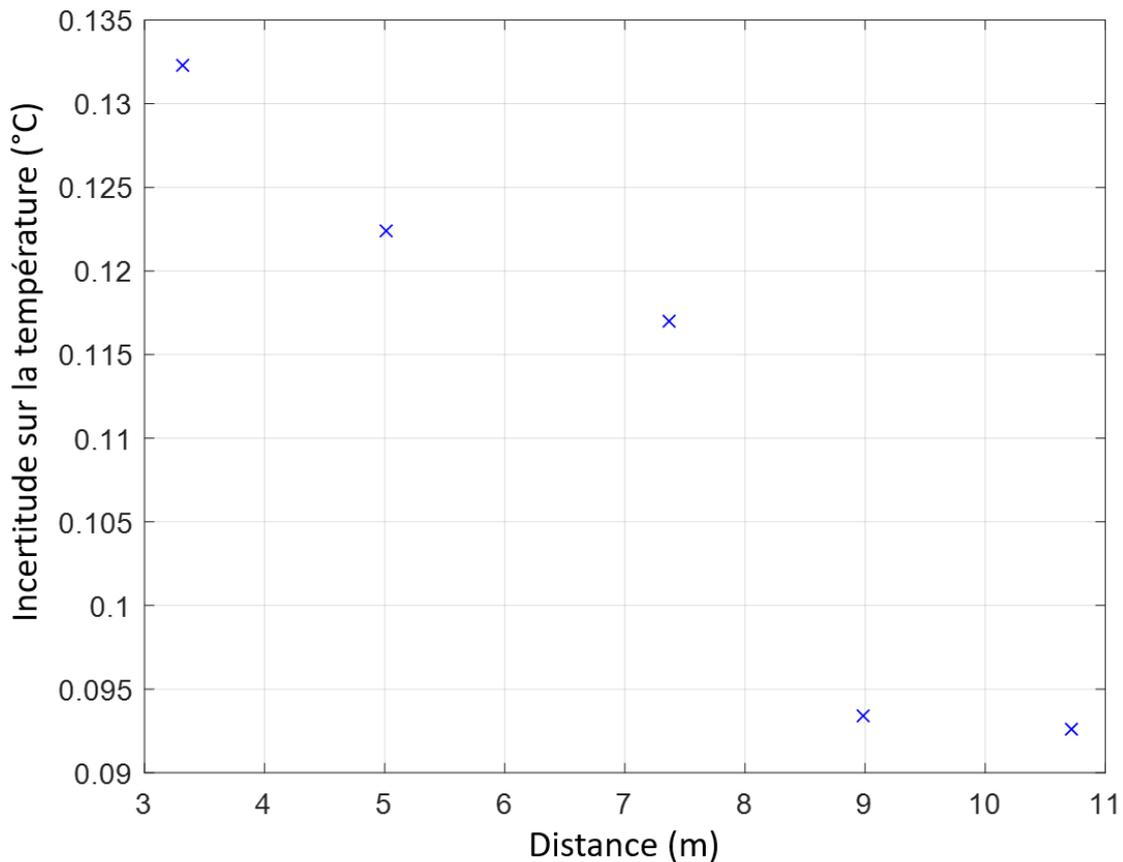


Figure 3.8 : Incertitude sur la température mesurée par le thermomètre acoustique en fonction de la distance.

3.5.3 Comparaison entre mesures acoustiques de température et un jeu de sondes de référence

Cette section présente des mesures de température absolue effectuées en laboratoire après étalonnage. Le thermomètre acoustique a réalisé plusieurs séries de mesures, à différentes distances, et pour des températures variantes entre 16,0 °C et 23,5 °C en utilisant la climatisation de la salle. Jusqu'à présent, les températures mesurées étaient fixes. Grâce à ces variations, la linéarité du système va donc pouvoir être vérifiée. Pour cela, des sondes de référence de type

Pt100, celles utilisées pour l'étalonnage précédent, ont enregistré simultanément à nos mesures acoustiques la température de la salle pour nous permettre une comparaison des deux systèmes.

Nous avons effectué cinq séries de mesures pour cinq distances différentes : 3,318 m, 5,012 m, 7,368 m, 8,984 m et 10,718 m. Les résultats obtenus sont présentés sur les figures 3.9 à 3.13.

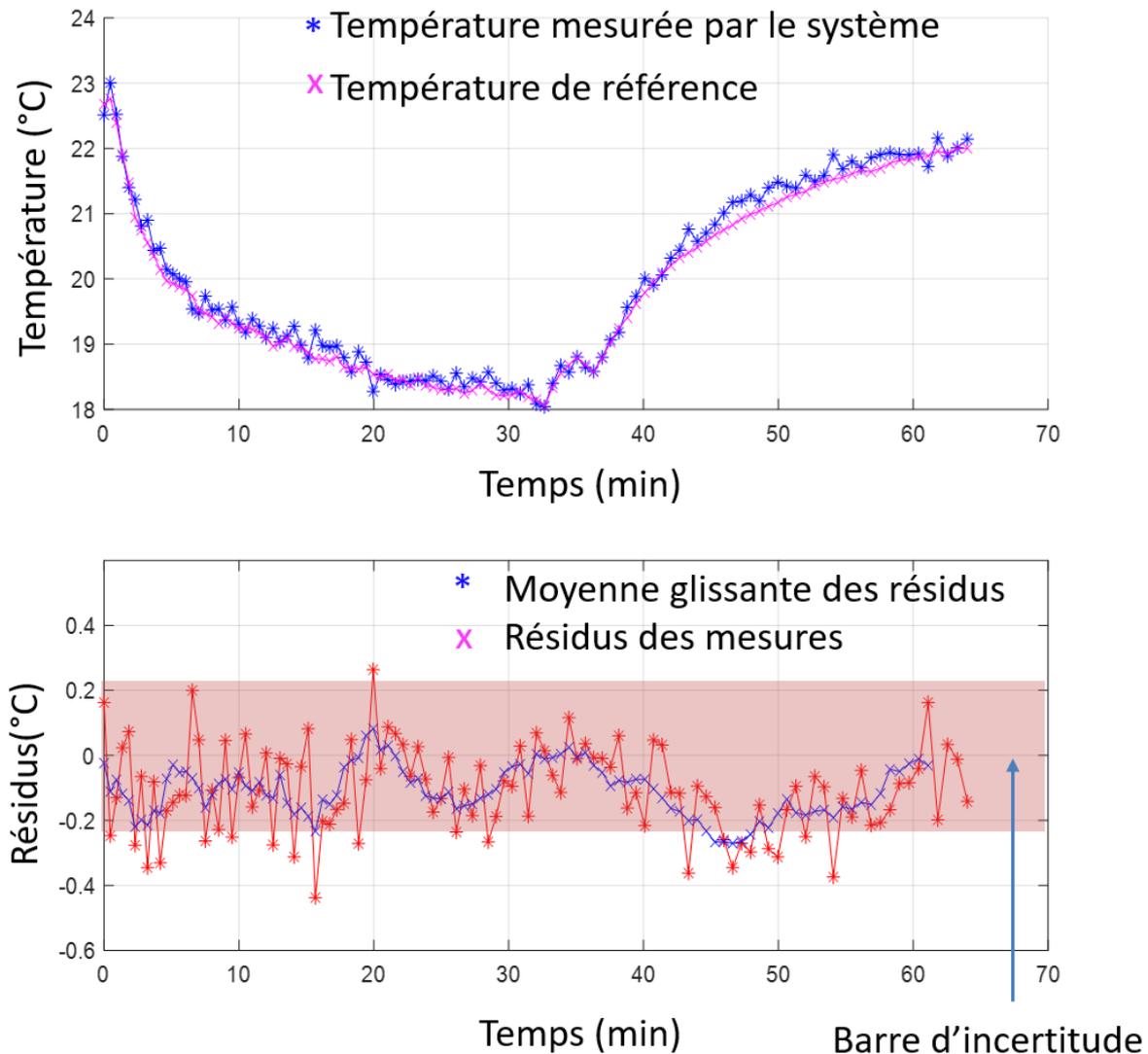


Figure 3.9 : Résultat des mesures de température effectuées à une distance de 3,318 m par le système et les sondes Pt100 (en haut), et résidus des mesures ainsi que la moyenne glissante des résidus (en bas). Les résidus correspondent à la différence des températures entre les sondes Pt100 et le thermomètre acoustique. La zone en rouge représente l'incertitude-type combinée des deux capteurs.

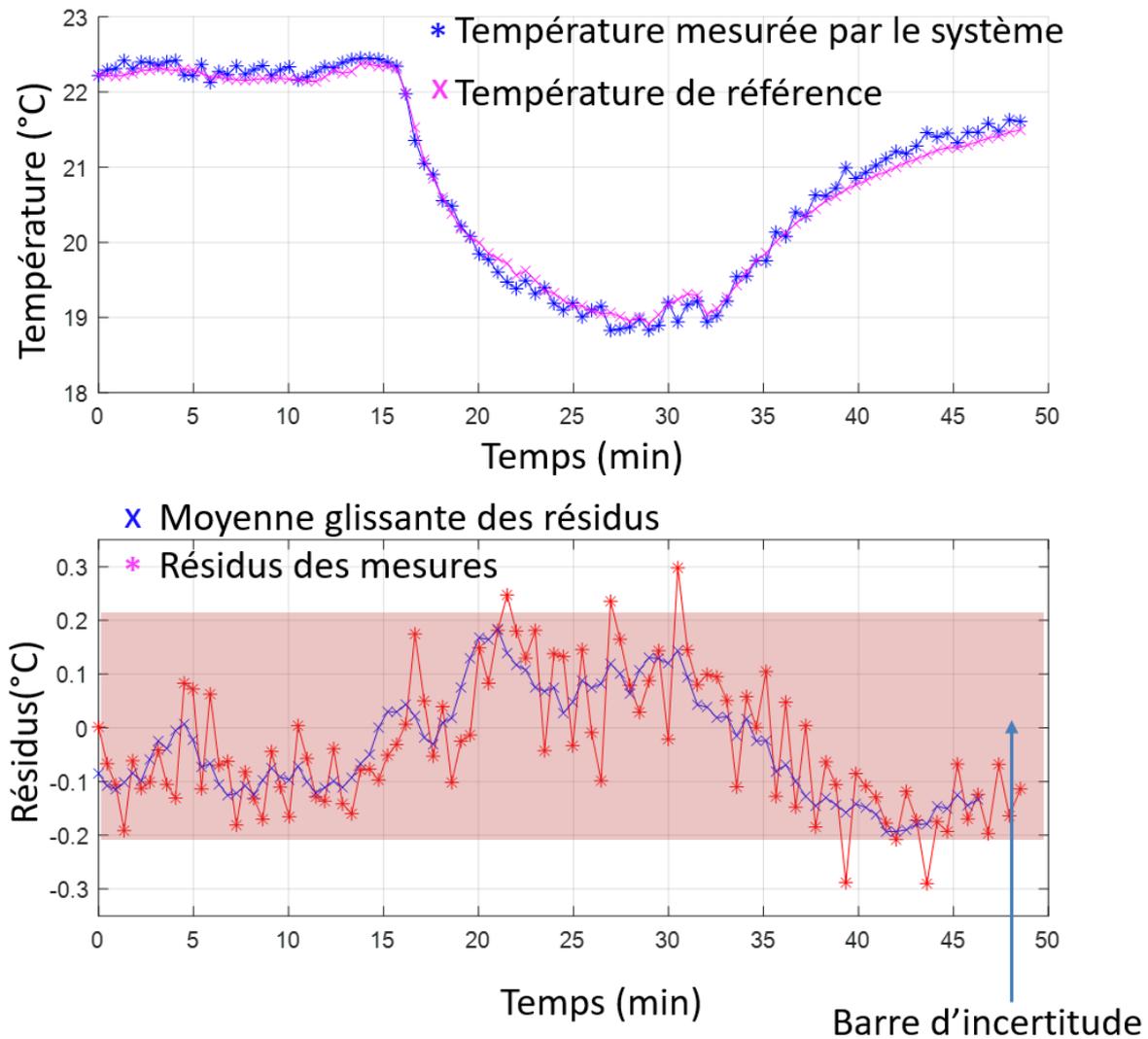


Figure 3.10 : Résultat des mesures de température effectuées à une distance de 5,012 m par le système et les sondes Pt100 (en haut), et résidus des mesures ainsi que la moyenne glissante des résidus (en bas). La zone en rouge représente l'incertitude-type combinée des deux capteurs.

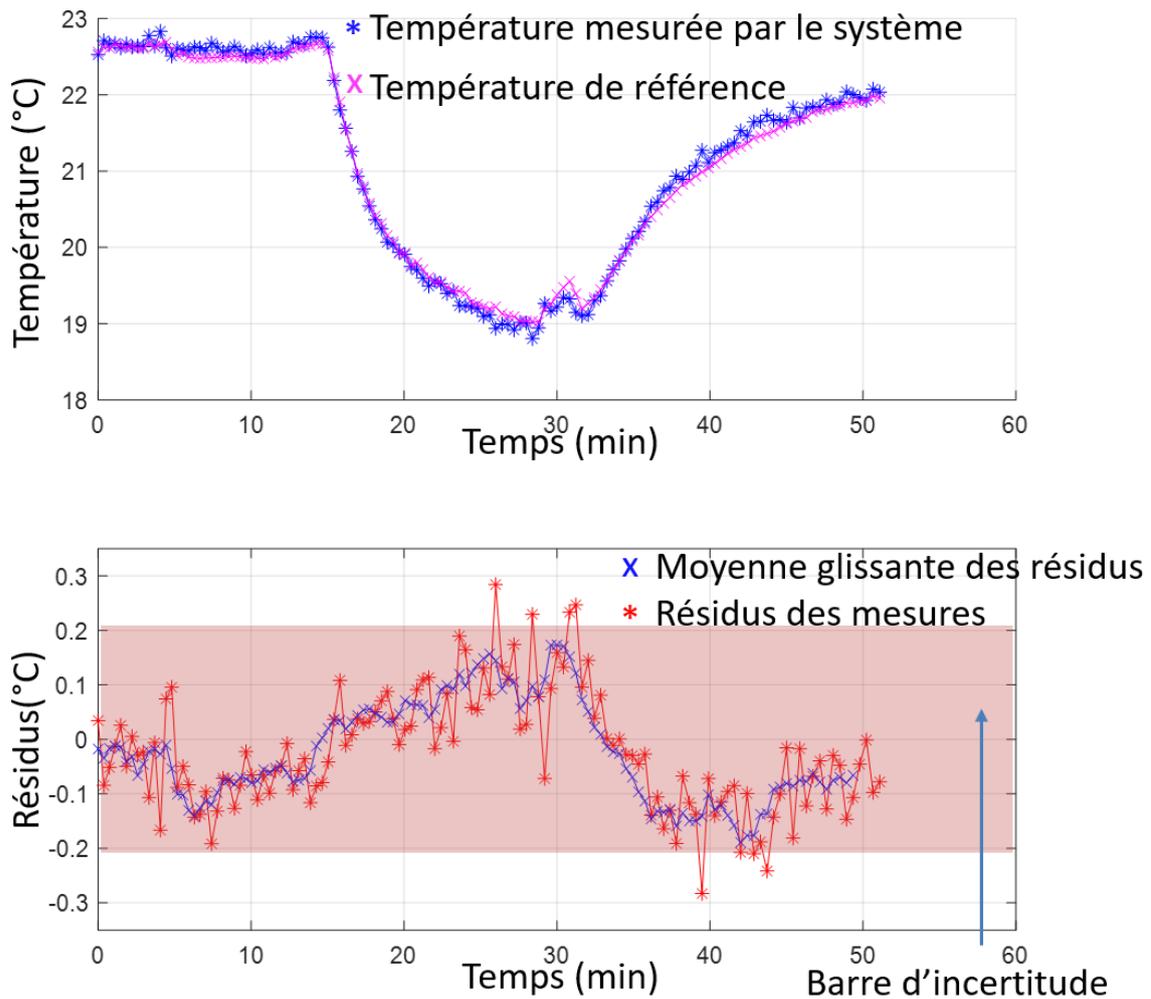


Figure 3.11 : Résultat des mesures de température effectuées à une distance de 7,368 m par le système et les sondes Pt100 (en haut), et résidus des mesures ainsi que la moyenne glissante des résidus (en bas). La zone en rouge représente l'incertitude-type combinée des deux capteurs.

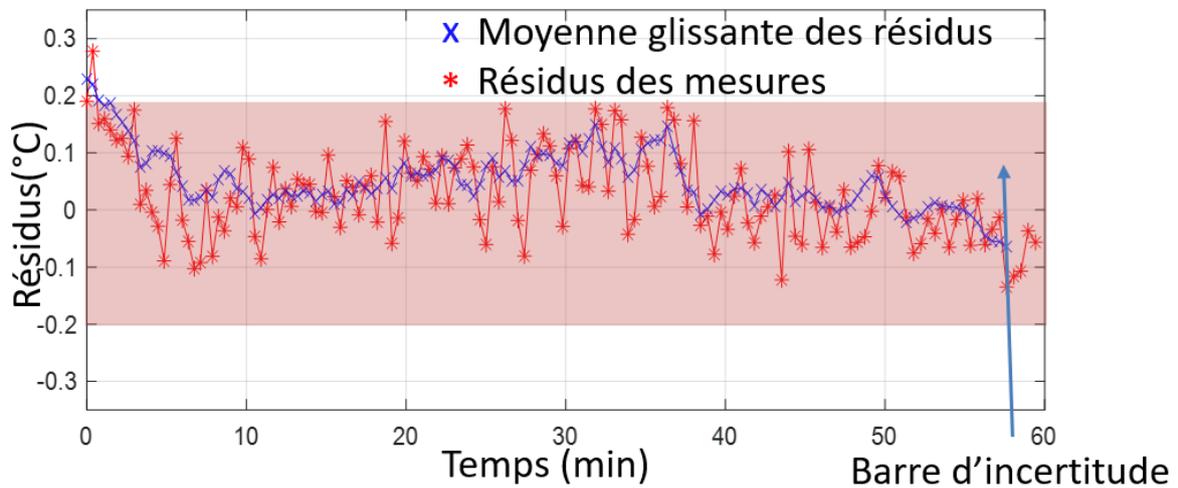
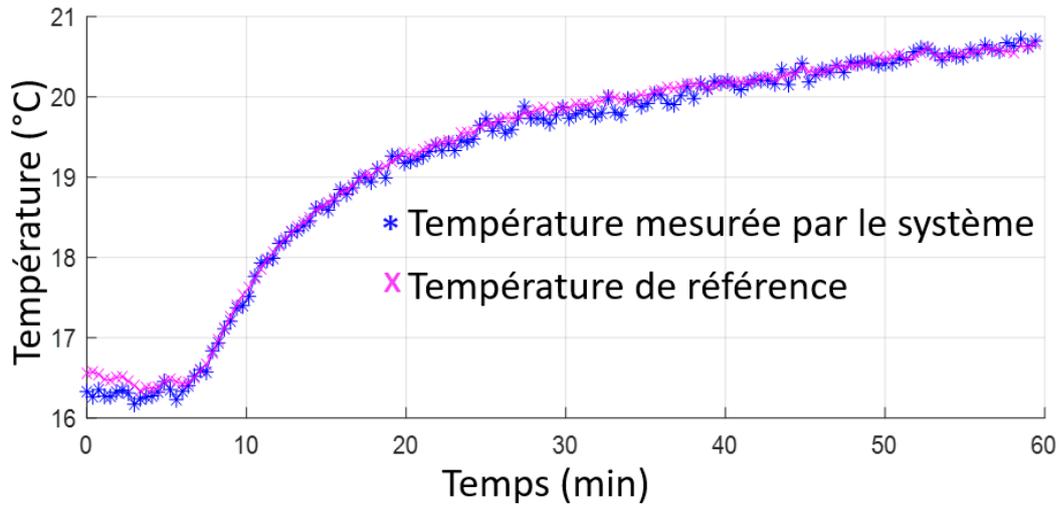


Figure 3.12 : Résultat des mesures de température effectuées à une distance de 8,984 m par le système et les sondes Pt100 (en haut), et résidus des mesures ainsi que la moyenne glissante des résidus (en bas). La zone en rouge représente l'incertitude-type combinée des deux capteurs.

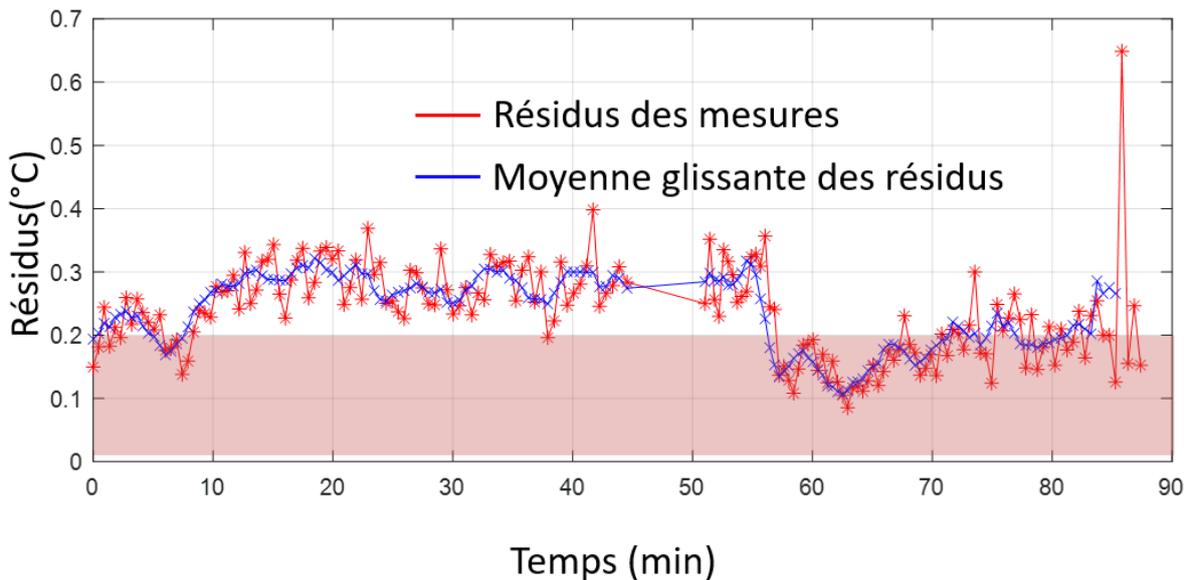
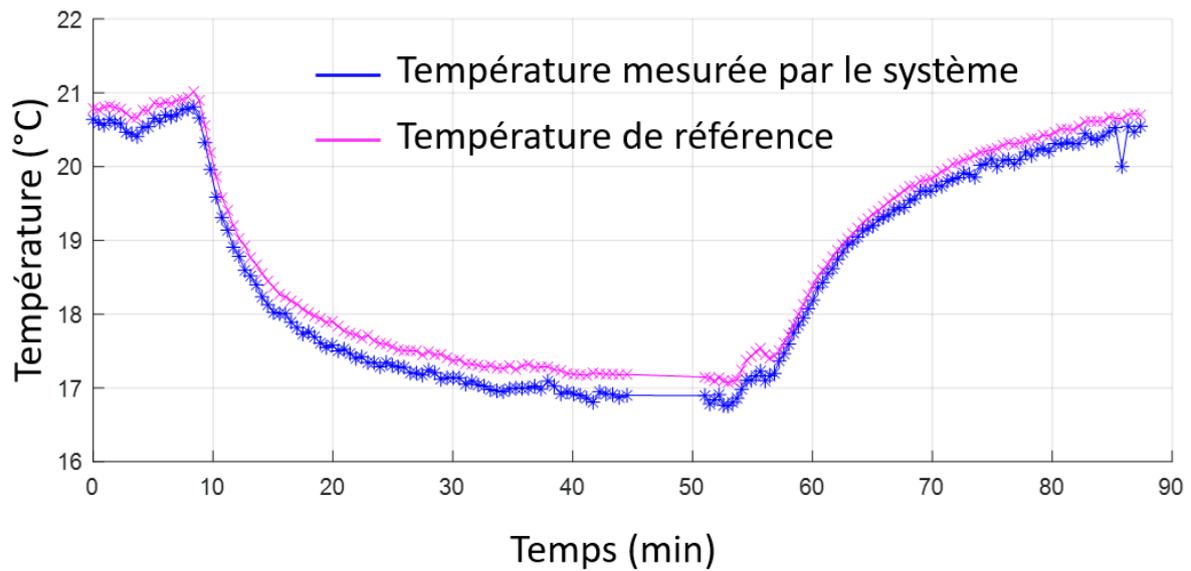


Figure 3.13 : Résultat des mesures de température effectuées à une distance de 10,718 m par le système et les sondes Pt100 (en haut), et résidus des mesures ainsi que la moyenne glissante des résidus (en bas). La zone en rouge représente l'incertitude-type combinée des deux capteurs.

Les courbes présentées sur les figures 3.9 à 3.13 montrent que les températures mesurées par notre thermomètre acoustique et celles obtenues par les sondes Pt100 suivent la même tendance.

Dans cette expérience, les températures mesurées par le thermomètre acoustique dont l'incertitude est comprise entre 0,09 °C et 0,13 °C ($k=1$) sont cohérentes avec celles obtenues par les sondes Pt100 dont l'incertitude est de 0,1 °C ($k=1$). L'incertitude combinée, entre 0,19 °C et 0,23 °C, est représentée par une zone en rouge dans les figures 3.9 à 3.13: dans la plupart des cas, les résidus sont inclus dans l'intervalle de confiance, sauf pour la distance de 10,7 m.

Tableau 3.4 Moyenne des résidus des séries de mesures effectuées.

Distance (m)	3,318	5,012	7,368	8,984	10,718
Incertitude sur la mesure de température à k=1 (°C)	0,13	0,12	0,12	0,09	0,09
Variation de températures (°C)	5,0	3,5	4,0	4,5	4,0
Moyenne des résidus (°C)	-0,10	0,06	0,05	0,07	0,23
Variation crête-à-crête des résidus (°C)	0,20	0,25	0,40	0,30	0,20

Les moyennes glissantes sur cinq points des résidus ont été ajoutées aux courbes afin d'améliorer leur lisibilité. Nous remarquons souvent que les résidus varient en fonction de la température : lorsque la température diminue, la valeur des résidus semble augmenter. A titre d'exemple, la figure 3.14 détaille les résultats obtenus sur la distance de 7,368 m où cette dérive est particulièrement présente.

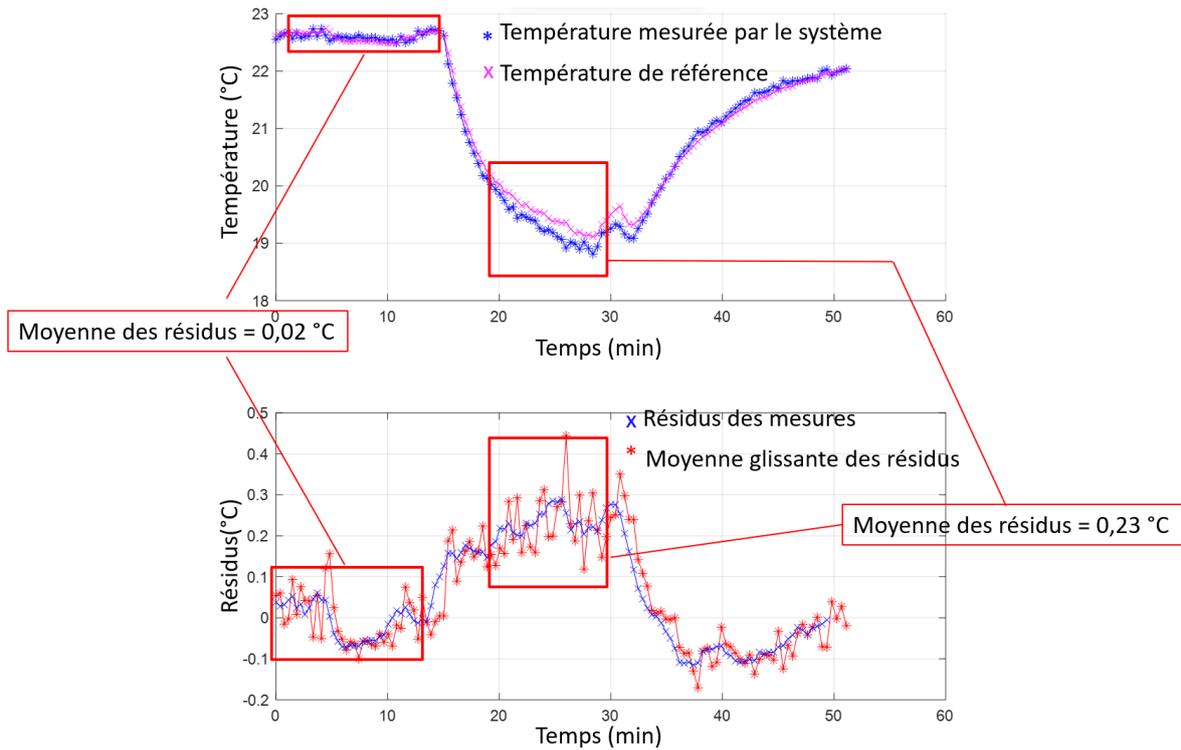


Figure 3.14 : Résultat des mesures de température effectuées à une distance de 7,368 m et mise en évidence des non-linéarités présentes dans les mesures.

Sur les dix premières minutes de la figure 3.11, la moyenne des résidus est nulle, pour une température stable autour de 22,7 °C. Cependant, après la baisse de la température de la salle entre 19 °C et 20 °C, c'est-à-dire entre 20 et 30 minutes après le début des mesures, la valeur des résidus augmente pour atteindre en moyenne 0,2 °C. En traçant les résidus en fonction de la température, la figure 3.15 est obtenue.

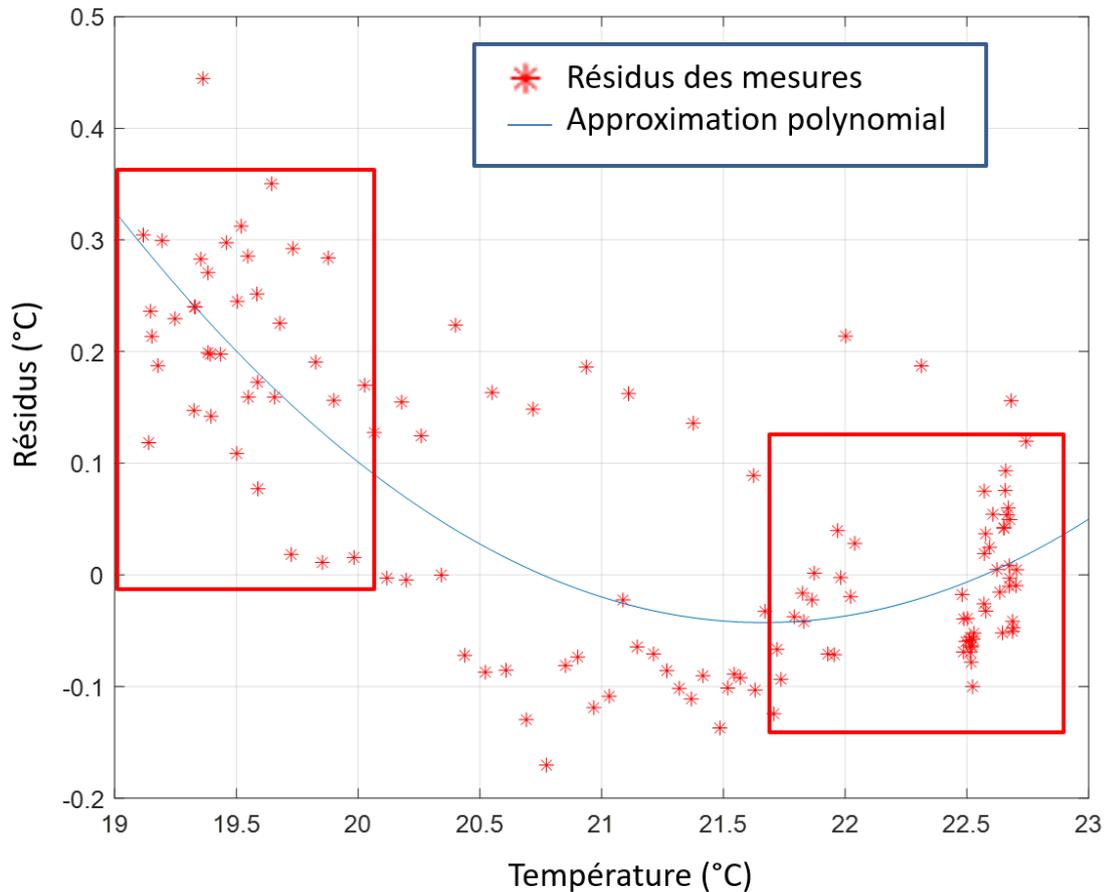


Figure 3.15 : Résidus des mesures faites à une distance de 7,368 m en fonction de la température mesurée par les sondes Pt100.

La figure 3.15 met en évidence la variation des résidus en fonction de la température. La linéarité du système ne semble pas très bonne, même s'il est compliqué de conclure car, d'une part la gamme de température est limitée par la climatisation de la pièce (5°C max), et d'autre part les mesures de température sont limitées par leur incertitude.

Une approximation polynomiale d'ordre 2 pourrait décrire le comportement des résidus entre 19 °C à 23 °C, mais cette approximation est sans doute imparfaite car elle inclut des instants où la température change de manière abrupte (l'intervalle de temps entre 15 et 20 minutes et celui entre 32 et 35 minutes). En effet, les sondes Pt100 nécessitent un temps de thermalisation. Les mesures de température de référence lors de variations abruptes de la température de la salle peuvent donc être erronées.

En nous nous intéressant uniquement aux zones encadrées en rouge sur la figure 3.15, c'est-à-dire les deux extrémités de l'intervalle de température étudié, nous remarquons qu'il y a clairement deux groupes de valeurs de résidus. Ces zones ne sont *a priori* pas concernées par des soucis de thermalisation des sondes de référence puisque la température reste à un même niveau pendant un certain temps. Cela est surtout démontré pour la série de mesures effectuée à 10,718 m (figure 3.13) : la température a été maintenue entre 17 °C et 18 °C sur une période de 40 minutes, et la moyenne des résidus reste inchangée autour de 0,3 °C tout au long de cette période.

Pour expliquer le problème de linéarité, l'hypothèse est que l'augmentation de la valeur des résidus après une baisse de température est due à l'équation de Cramer, équation reliant la vitesse du son aux paramètres environnementaux, dont la température. Comme évoqué dans la section (2.2), dans leurs travaux, Korpelainen et Lassila ont [39] redéfini (réattribué une valeur à) les deux premiers coefficients de l'équation de Cramer, a_0 et a_1 , même s'ils prenaient en compte les corrections dues à la dispersion (fréquence acoustique de 50 kHz), c'est-à-dire les effets de relaxation vibrationnelle des composants de l'air. En opérant ainsi, ils ont réduit l'incertitude de l'équation de Cramer d'un facteur 22 et ont résolu le problème de non-linéarité qui s'était présenté à eux.

Cette hypothèse est d'autant plus crédible que dans notre cas, les résidus sont plus faibles lorsque la température mesurée est proche de la température utilisée pour l'étalonnage de notre système (24,5 °C) que lorsqu'elle en est loin.

Dans le chapitre suivant, nous aborderons cette question des coefficients plus en détails et nous essaieront de définir nos propres coefficients afin d'améliorer les performances du système développé.

4 Détermination des coefficients de Cramer

4.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, furent décrites la méthode d'étalonnage du thermomètre acoustique, puis sa mise en œuvre afin d'effectuer des mesures absolues de température. Celles-ci ont alors été comparées à des mesures faites par des thermomètres de référence de type résistance de platine Pt100. Les résultats obtenus montrent une dérive des résidus lorsque la température varie, dans notre cas entre 16 °C et 23,5 °C.

Dans un premier temps, nous avons émis l'hypothèse d'un souci de thermalisation des sondes Pt100 lors des changements abrupts de température, ce qui peut créer des écarts entre les mesures de référence et celles du thermomètre acoustique. Une autre hypothèse est que cette dérive résulte de l'équation de Cramer, c'est-à-dire du modèle entre la température de l'air et la vitesse du son. Ce même problème fut relevé par Korpelainen et Lassila [39]. Ils ont alors redéterminés les valeurs des deux premiers coefficients de l'équation de Cramer (équation (2.2)).

Dans ce chapitre, nous allons explorer ces hypothèses afin de remédier aux dérives citées plus tôt. Nous allons aussi discuter des résultats obtenus pour la compensation de l'indice de réfraction de l'air, en utilisant notre système en parallèle avec le télémètre du Cnam [25] et en effectuant des mesures de distance en utilisant les données du thermomètre acoustique.

4.2 Etalonnage à deux températures

Dans la section (3.5.3), le thermomètre acoustique fut comparé à des sondes de référence de type Pt100. Nous avons noté une dérive des résidus en fonction des variations de température, et une meilleure exactitude de notre instrument lorsque les températures mesurées sont proches des températures utilisées pour l'étalonnage, 24,5 °C dans notre cas. En nous appuyant sur cette observation et en nous référant aux travaux de Korpelainen et Lassila [39], nous émettons l'hypothèse que les dérives observées sont dues aux coefficients de l'équation de Cramer (équation (2.2)): ces coefficients ne quantifient pas correctement la relation entre la température à la vitesse du son.

Pour vérifier cette hypothèse, un nouvel étalonnage a été réalisé, toujours en suivant la procédure décrite dans section (3.2), mais à une température de 18,0 °C. Le but est de comparer les zéros de l'instrument obtenus après l'exécution des deux procédures identiques, où seule la

température de l'air diffère. Les résultats obtenus sont détaillés dans le tableau (4.1). A titre de comparaison, ces étalonnages ont été testés en utilisant les coefficients définis par Cramer, mais aussi ceux déterminés par Korpelainen et Lassila pour des ondes acoustiques à 50 kHz [39].

Tableau 4.1 : Résultats des étalonnages du thermomètre acoustique effectués à des températures de 24,5 °C et 18,0 °C.

Coefficients	Zéro de l'instrument à 24,5 °C (μs)	Zéro de l'instrument à 18,0 °C (μs)	Différence des zéros de l'instrument (μs)	Différence de vitesse du son (m/s)	
				d = 1 m	d = 10 m
Cramer	197,9	204,0	-6,1	0,73	0,07
Korpelainen et Lassila	203,5	201,8	1,7	0,20	0,02

Les résultats du tableau (4.1) mettent en évidence des différences entre les zéros de l'instrument obtenus pour des étalonnages à des températures différentes. L'étalonnage effectué à une température, par exemple à 24,5 °C, détermine un zéro de l'instrument qui est faux à une deuxième température, par exemple à 18 °C. Cela peut être interprété comme une erreur sur la vitesse du son comme indiqué dans la dernière colonne du tableau : il s'agit de la valeur qu'il aurait fallu ajouter à la vitesse du son entre les deux températures, correction sur $v(T)$, pour ne pas avoir de décalage temporel entre les deux zéros de l'instrument (valeurs hypothétiques calculées à $p = 101\,325\text{ Pa}$, $RH = 0\%$ et $x_c = 500\text{ ppm}$).

Notons que les erreurs induites par l'utilisation des coefficients originaux de Cramer sont plus élevées que celles résultantes des coefficients proposés de Korpelainen et Lassila [39]. Cependant, même si les résultats sont améliorés lorsque nous utilisons les coefficients modifiés par Korpelainen et Lassila, n'oublions pas que ces coefficients sont destinés à être utilisés uniquement pour une fréquence 50 kHz. Les présents travaux utilisent des fréquences entre 38 et 42 kHz.

4.3 Procédure pour la redéfinition des coefficients de Cramer

En somme l'utilisation des coefficients originaux de l'équation de Cramer n'est pas optimale dans le cadre de notre application. Dans cette section, différentes méthodes vont être utilisées afin de trouver des valeurs plus adéquates des coefficients a_0 et a_1 .

4.3.1 La méthode de Korpelainen et Lassila

Korplainen et Lassila [39] ont mis en place une méthode pour évaluer la vitesse d'une onde acoustique à 50 kHz, pour différentes températures, et ainsi redéfinir les valeurs des coefficients a_0 et a_1 . Pour cela, ils ont réalisé des séries de 200 mesures de temps de vol de l'onde acoustiques, sur 10 distances comprises entre 4,7 m et 5,7 m, et pour 14 valeurs distinctes de paramètres environnementaux : des températures comprises entre 19,0 °C et 21,5 °C, des humidités relatives comprises entre 16 % et 52 % (x_w comprises entre 0,004 et 0,012), et des pressions atmosphériques comprises entre 100 300 Pa et 104 050 Pa. Le système utilisé pour ces mesures a été présenté dans la section (1.2.3.a).

Nous avons essayé de reproduire l'expérience du MIKES décrite ci-dessus, même si nous sommes limités par la climatisation de la salle où est disposée notre thermomètre acoustique. En effet, son contrôle est ardu. Il est possible de maintenir la température de la salle autour d'une température haute de 24 °C ou d'une température basse de 18 °C, qui sous certaines conditions peut descendre jusqu'à 16 °C. Cependant, ces températures oscillent dans le temps avec typiquement une amplitude de 0,4 °C en 20 minutes. De plus, il est impossible de maintenir la température de la salle à des valeurs intermédiaires. Le nombre de mesures possible par série fut donc limité, ainsi que sur la plage de température étudiée. Rappelons que dans les travaux publiés dans l'article [39], chaque groupe de 200×10 mesures fut effectué dans des conditions environnementales considérées stables (température stable avec un écart-type de 15 mK lors d'une mesure).

Un autre paramètre limitant pour reproduire l'expérience du MIKES concerne les incertitudes de nos sondes de température, d'humidité, et de pression, ainsi que l'incertitude de notre mesure de distance. Ces incertitudes sont listées dans la section (3.3.3). Pour rappel, la mesure de distance est effectuée par un télémètre Leica disto 210 dont l'incertitude à $k=1$ est de 1 mm. Pour comparaison, la mesure de distance dans le système de Korpelainen et Lassila [39] fut effectuée par interférométrie optique et l'incertitude annoncée est de 1 μ m, soit 1000 fois inférieure à la nôtre. De même, les capteurs intégrés à notre thermomètre acoustique ont pour

incertitudes 100 mK, 815 ppm et 1 hPa pour la température, la fraction molaire de vapeur d'eau, et la pression, alors que ces mêmes incertitudes furent estimées à 6 mK, 120 ppm et 5 Pa dans le système de Korpelainen et Lassila. Afin de réduire nos incertitudes, nous avons exceptionnellement utilisé des capteurs externes pour les mesures environnementales : le thermohygromètre Vaissala PTU300 offre de plus faibles incertitudes, soient 0,1 °C, 1 % et 0,1 hPa (320 ppm pour x_w).

Lors de notre expérimentation, nous avons fixé la partie A de notre thermomètre acoustique sur un trépied, et placé la partie B du système sur un rail d'une longueur de 80 cm à une distance de 2 m de la partie A. Le déplacement de la partie B le long le rail est ici mesuré à l'aide du télémètre du Cnam d'incertitude micrométrique [62] en fixant un coin de cube sur la platine de la partie B du système comme montré sur la figure 4.1.

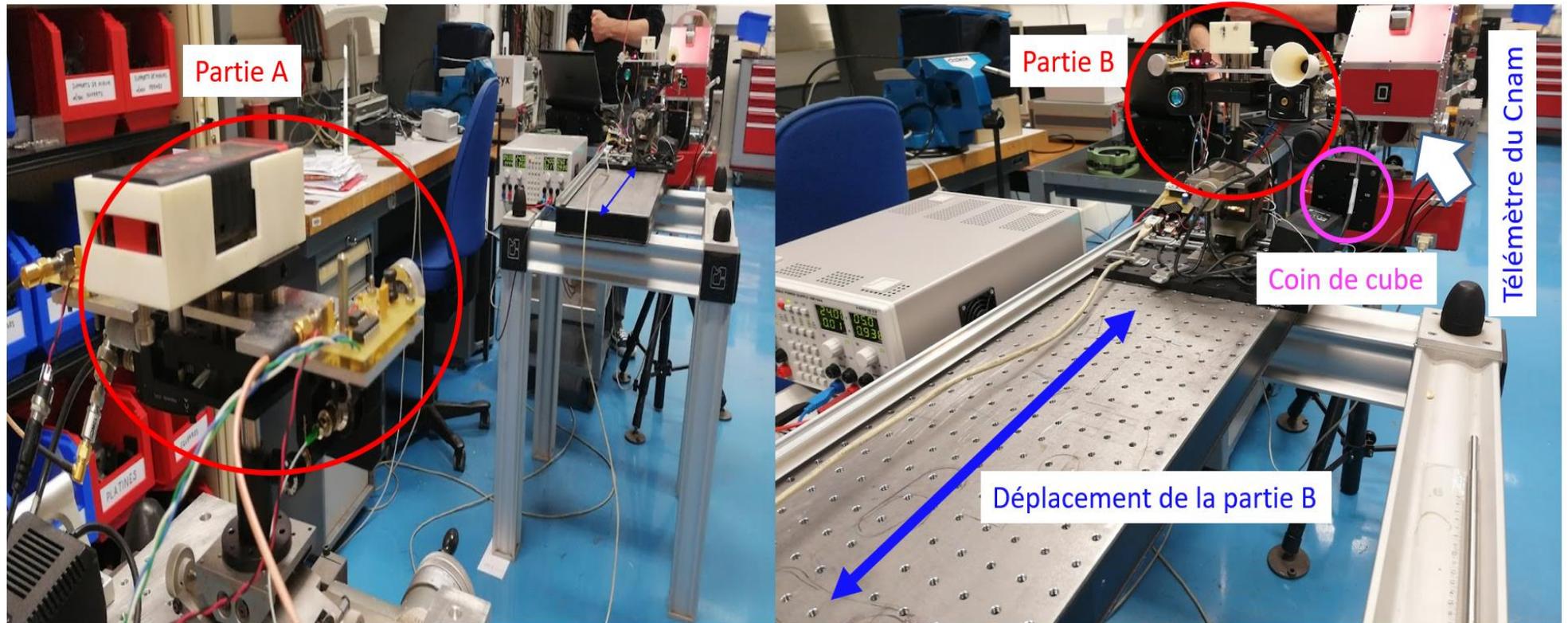


Figure 4.1 : Photographie du montage expérimental utilisé pour la détermination des coefficients de Cramer avec, à gauche, la partie A du système faisant face à la partie B, et à droite, la partie B ainsi que le télémètre utilisé pour la mesure du déplacement le long du rail.

En utilisant cette configuration, nous avons des séries de 20 mesures de temps de vol de l'onde ultrasonore à 40 kHz, pour neuf distances différentes entre 2 m et 3 m et trois températures différentes : 16 °C, 18 °C et 23 °C. Pour chaque série, nous considérons que pendant les 20 mesures de temps de vol les paramètres environnementaux étaient stables. Les données relatives aux mesures sont résumées dans le tableau 4.2.

Afin de déterminer les valeurs des coefficients a_0 et a_1 , la vitesse du son a été calculée pour les trois températures étudiées en traçant la courbe $t_a=f(d)$, avec t_a le temps de vol moyen de l'onde acoustique sur les 20 valeurs mesurées, et d la distance entre les parties A et B du système. Cette courbe est une droite d'équation $t_a=d/v+o$ dont la pente $1/v$ représente l'inverse de la vitesse du son et la constante o l'erreur sur le zéro de l'instrument qui ne sera pas prise en compte pour la détermination de la vitesse car v est calculé par l'équation suivante :

$$v = \frac{\Delta d}{\Delta t_a} . \quad (4.1)$$

Nous pouvons noter que la vitesse ici est déterminée uniquement grâce à la mesure du déplacement, ce qui nous affranchi pour ces mesures de l'étalonnage du système et nous donne la possibilité d'utiliser uniquement les mesures faites par le télémètre du Cnam.

Les résultats des mesures sont affichés sur les figures 4.2, 4.3 et 4.4.

Tableau 4.2 : Valeurs moyennes des paramètres environnementaux lors des différentes mesures réalisées pour la détermination des coefficients de l'équation de Cramer pour une onde acoustique à 40 kHz.

Mesures à 16 °C									
Distance (m)	1,864	2,027	2,101	2,177	2,251	2,327	2,401	2,476	2,5660
Température (°C)	16,27	16,26	16,26	16,21	16,25	16,26	16,19	16,23	16,28
Humidité (%)	56,9	56,5	56,4	56,3	56,1	56,0	56,0	55,6	55,4
Pression (hPa)	1000,3	1000,5	1000,5	1000,5	1000,6	1000,6	1000,3	1000,3	1000,5
Mesures à 18 °C									
Distance(m)	1,864	2,0394	2,114	2,189	2,263	2,339	2,413	2,488	2,562
Température (°C)	18,05	18,20	18,22	18,29	18,29	18,37	18,43	18,41	18,40
Humidité (%)	40,2	39,7	39,6	39,3	39,0	38,7	38,6	38,4	38,3
Pression (hPa)	1008,3	1008,5	1008,5	1008,5	1008,6	1008,6	1008,3	1008,3	1008,5
Mesures à 23 °C									
Distance (m)	1,949	2,026	2,100	2,176	2,250	2,325	2,400	2,500	2,575
Température (°C)	23,19	23,18	23,15	23,14	23,11	23,06	23,04	23,00	22,95
Humidité (%)	30,3	30,2	30,1	30,1	30,1	30,1	30,0	30,0	30,0
Pression (hPa)	1009,3	1009,5	1009,5	1009,5	1009,6	1009,6	1009,3	1009,3	1009,5

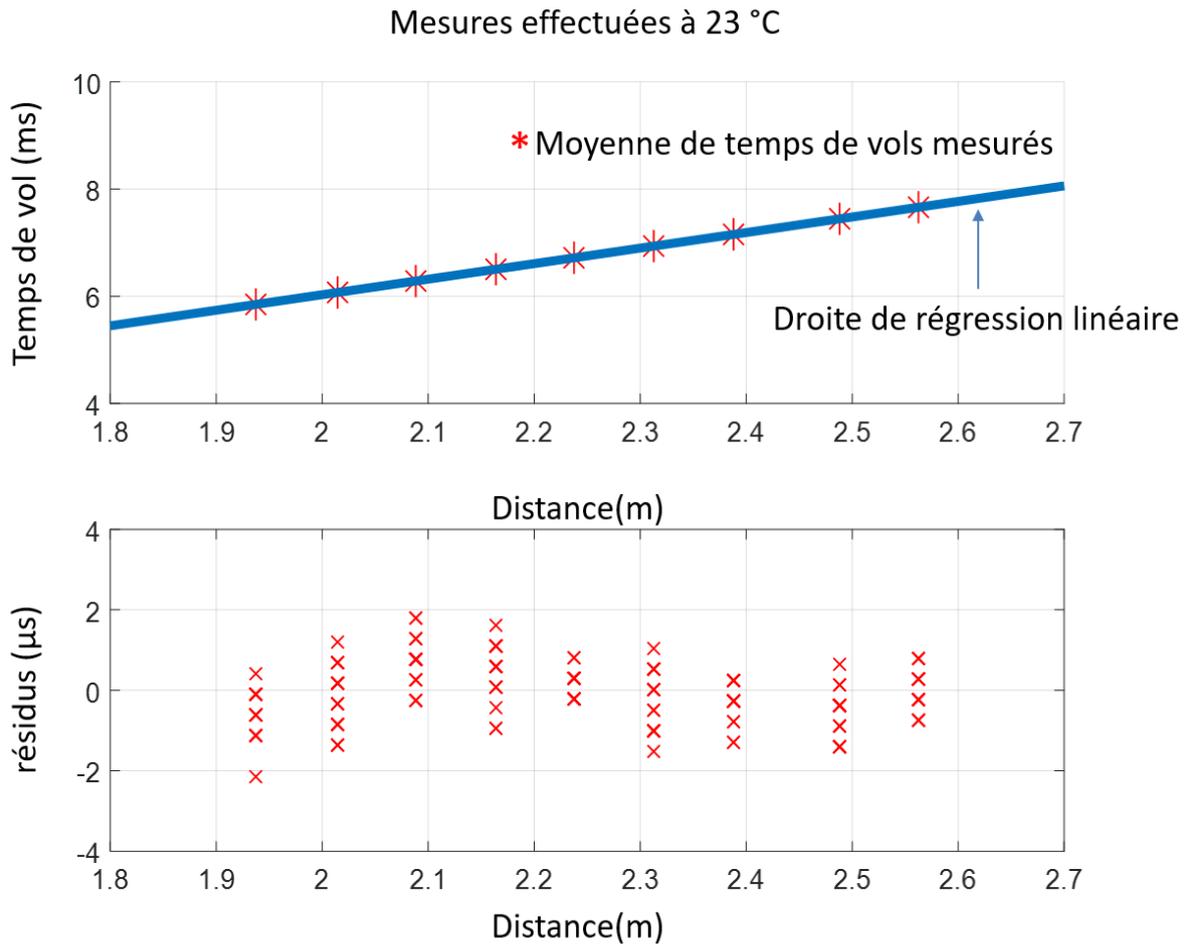


Figure 4.2 : Résultats des mesures effectuées à la température de 23 °C. En haut, les mesures de temps de vol de l'onde acoustique en fonction de la distance et sa droite de régression linéaire de pente $1/v = \Delta t_a / \Delta d$. En bas, écarts des mesures par rapport à la droite de régression linéaire.

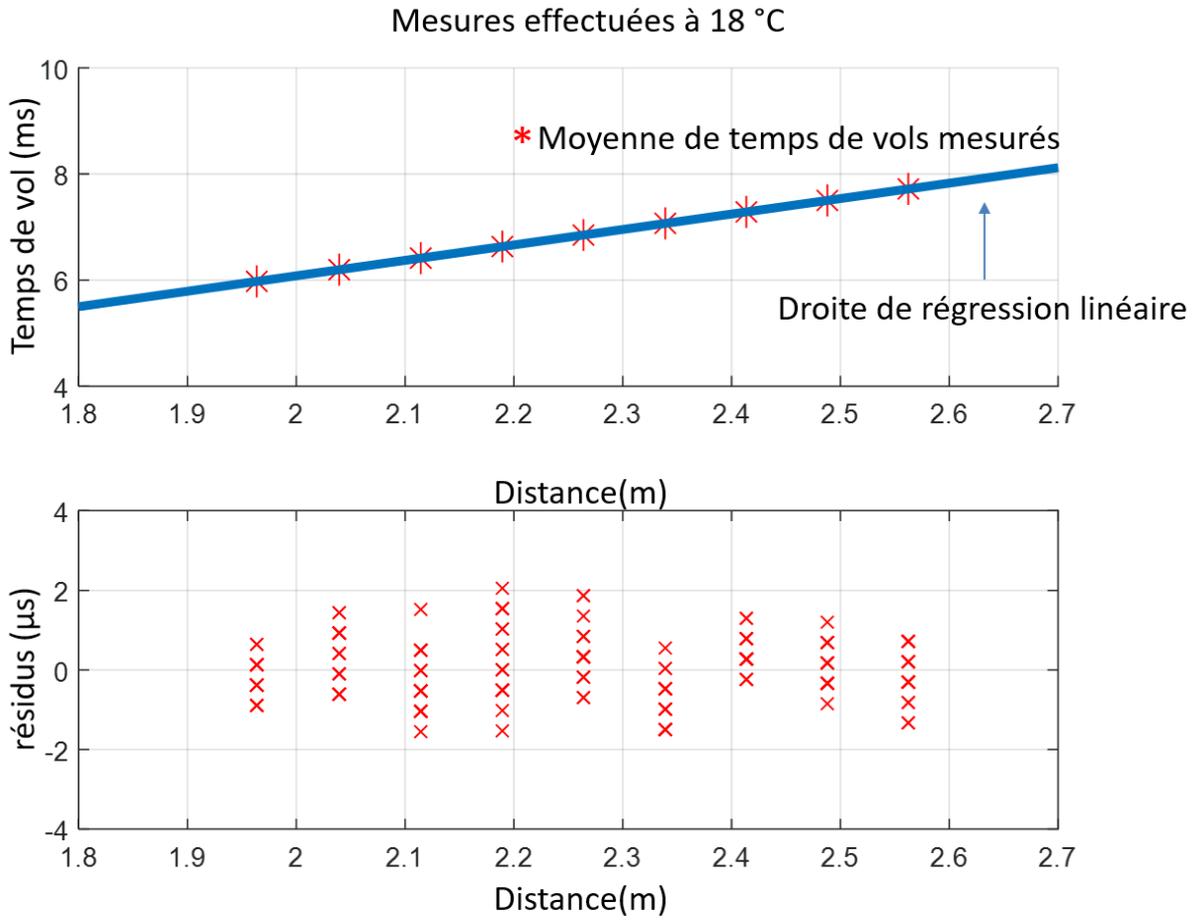


Figure 4.3 : Résultats des mesures effectuées à la température de 18 °C. En haut, les mesures de temps de vol de l'onde acoustique en fonction de la distance et sa droite de régression linéaire de pente $1/v = \Delta t_a / \Delta d$. En bas, écarts des mesures par rapport à la droite de régression linéaire.

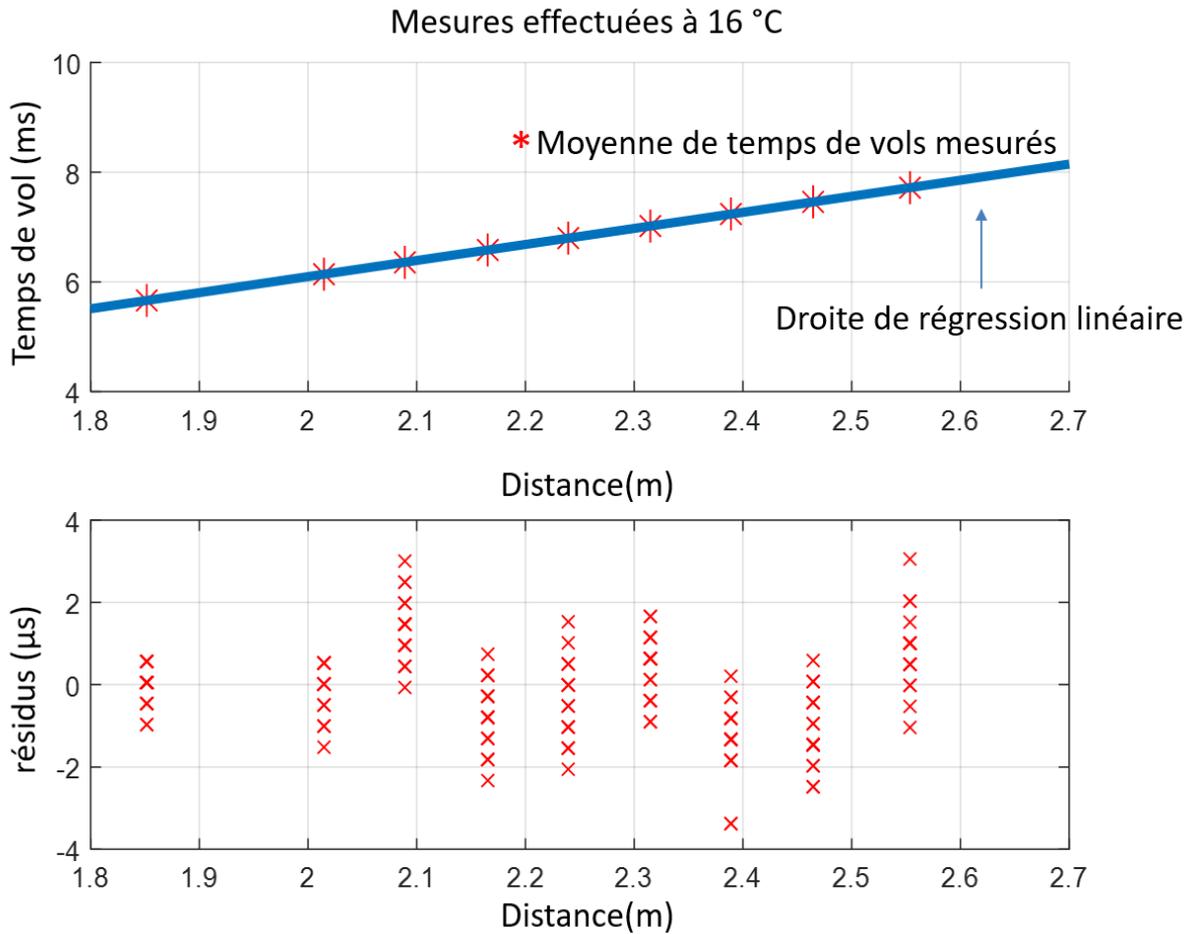


Figure 4.4 : Résultats des mesures effectuées à la température de 16 °C. En haut, les mesures de temps de vol de l'onde acoustique en fonction de la distance et sa droite de régression linéaire de pente $1/v = \Delta t_a / \Delta d$. En bas, écarts des mesures par rapport à de régression linéaire.

A partir des résultats obtenus sur les figures 4.2, 4.3 et 4.4, nous avons calculé les vitesses des ondes ultrasonores à 40 kHz : 344,99 m/s à 23°C, 343,61 m/s à 18 °C et 341,23 m/s à 16 °C. Grâce à un algorithme de minimisation du logiciel Matlab et des données du tableau 4.2, les valeurs des coefficients a_0 et a_1 de l'équation de Cramer ont été redéterminés afin de fournir des valeurs de vitesse du son les plus proches possible de celles obtenues expérimentalement :

$$a_0 = 331,3294 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \quad \text{et} \quad a_1 = 0,5810 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{°C}^{-1}$$

Seule trois valeurs de température ont été étudiées, contre 14 valeurs pour Korpelainen et Lassila. Cependant, dans notre cas l'intervalle de température est de 7 °C contre seulement de 2 °C pour Korpelainen et Lassila. Au final, à partir de ces nouveaux coefficients, en comparant les vitesses théoriques aux vitesses expérimentales des courbes 4.2 à 4.4, des écarts de 0,01 m/s,

-2,74 m/s et -3,39 m/s sont obtenus pour les températures de 23 °C, 18 °C et 16 °C, respectivement. Ces résidus sont relativement élevés et montrent les limitations de l'expérimentation réalisée. Il est difficile de déterminer l'incertitude sur les valeurs des nouveaux coefficients. Cependant il est facile de déterminer des bornes inférieures de ces incertitudes en partant de l'incertitude sur la mesure de la vitesse du son exprimée par l'équation (3.20) et estimée à 0,24 m/s. Cela signifie que l'on connaît a_0 à mieux que 0,24 m/s et a_1 à mieux que $0.08 \text{ m s}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$.

4.3.2 La méthode de l'étalonnage à deux températures

La méthode d'évaluation des coefficients a_0 et a_1 décrite dans la section (4.3.1) a prouvé son efficacité lors des travaux de Korpelainen et Lassila [39]. Cependant, dans notre cas, l'exactitude des résultats obtenus par cette méthode est très réduite en raison du faible nombre de valeurs de température testées. Pour cette raison, nous avons développé une autre approche pour la détermination des coefficients a_0 et a_1 . Celle-ci est basée sur la procédure d'étalonnage décrite dans la section (3.2). Cette fois ci, seulement deux températures ont été étudiées. Nous utilisons les données du premier étalonnage (section 3.2), soit cinq séries de 30 mesures à cinq distances différentes comprises entre 3,2 m et 10,6 m, et avons reproduit la même procédure d'étalonnage à une température de 18 °C.

Tout d'abord, nous devons établir un intervalle de valeurs dans lequel nous allons rechercher les valeurs de nos coefficients :

- Coefficient a_0 recherché entre $a_{0 \text{ min}} = 330,00 \text{ m.s}^{-1}$ et $a_{0 \text{ max}} = 332,00 \text{ m/s}$.
- Coefficient a_1 recherché entre $a_{1 \text{ min}} = 0,600 \text{ m.s}^{-1} \cdot \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ et $a_{1 \text{ max}} = 0,640 \text{ m.s}^{-1} \cdot \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$.

Ces limites furent établies par comparaison avec les valeurs déjà existantes de Cramer [38] et de Korpelainen [39].

La procédure démarre en fixant les coefficients a_0 et a_1 à, respectivement, $a_{0 \text{ min}}$ et $a_{1 \text{ min}}$, puis elle se poursuit en suivant les différentes étapes décrites ci-dessous :

1. Effectuer la procédure d'étalonnage décrite dans la section (3.2), et définir un zéro de l'instrument pour chaque température, 18 °C et 25 °C, en utilisant les valeurs de a_0 et a_1 fixées précédemment.

2. Enregistrer les valeurs de zéro de l'instrument obtenues pour ces deux températures ainsi que les valeurs de la somme des résidus au carré résultant des moindres carrés pondérés (équation (3.4)).
3. Incréments la valeur de a_1 d'un pas $in_1 = 0,001 \text{ m.s}^{-1}.\text{°C}^{-1}$.
4. Refaire les étapes de 1 à 3 jusqu'à ce que a_1 ait atteint la valeur de $a_{1 \text{ max}}$.
5. Incréments la valeur de a_0 d'un pas $in_0 = 0,01 \text{ m.s}^{-1}.\text{°C}^{-1}$.
6. Refaire les étapes de 1 à 5 jusqu'à ce que a_0 ait atteint la valeur de $a_{0 \text{ max}}$.
7. Pour chaque paire de coefficients $[a_0, a_1]$, effectuer une comparaison des zéros de l'instrument obtenus entre les deux températures et sélectionner les paires qui satisfont le critère suivant : zéro de l'instrument à 25 °C – zéro de l'instrument à $18 \text{ °C} < 1 \text{ } \mu\text{s}$.
8. Pour les paires de coefficients $[a_0, a_1]$ dont la différence des zéros de l'instrument est inférieure à $1 \text{ } \mu\text{s}$, sélectionner celle avec la plus petite valeur de somme des carrés des résidus résultant des moindres carrés pondérés.

Avec cette seconde méthode, l'incertitude sur la mesure est prise en compte à l'étape 8 car le critère de sélection est la somme des carrés des résidus, lesquels sont pondérés par les incertitudes de mesure.

L'application de l'algorithme ci-dessus donnent pour résultat des coefficients a_0 et a_1 égaux à, respectivement, $330,96 \text{ m.s}^{-1}$ et $0,622 \text{ m.s}^{-1}.\text{°C}^{-1}$. La différence de zéro de l'instrument pour les deux températures en utilisant ces nouveaux coefficients en complément du tableau 4.1, est alors réduite à $0,1 \text{ } \mu\text{s}$.

A noter que les pas d'incrémentations utilisés pour a_0 et a_1 ont été choisis pour limiter le temps de calcul. Dans les travaux de Korpelainen et Lassila, les deux coefficients sont donnés avec quatre chiffres après la virgule, soit respectivement 10^{-4} m.s^{-1} et $10^{-4} \text{ m.s}^{-1}.\text{°C}^{-1}$. Cependant, nous allons à présent affiner la détermination des coefficients a_0 et a_1 .

Tout d'abord, la figure 4.5 montre qu'il existe toute une zone de couple $[a_0, a_1]$ où la différence des zéros de l'instrument est inférieure à $1 \text{ } \mu\text{s}$. Dans cette zone, il existe une fonction affine reliant les coefficients a_0 et a_1 et qui donne les résultats optimaux.

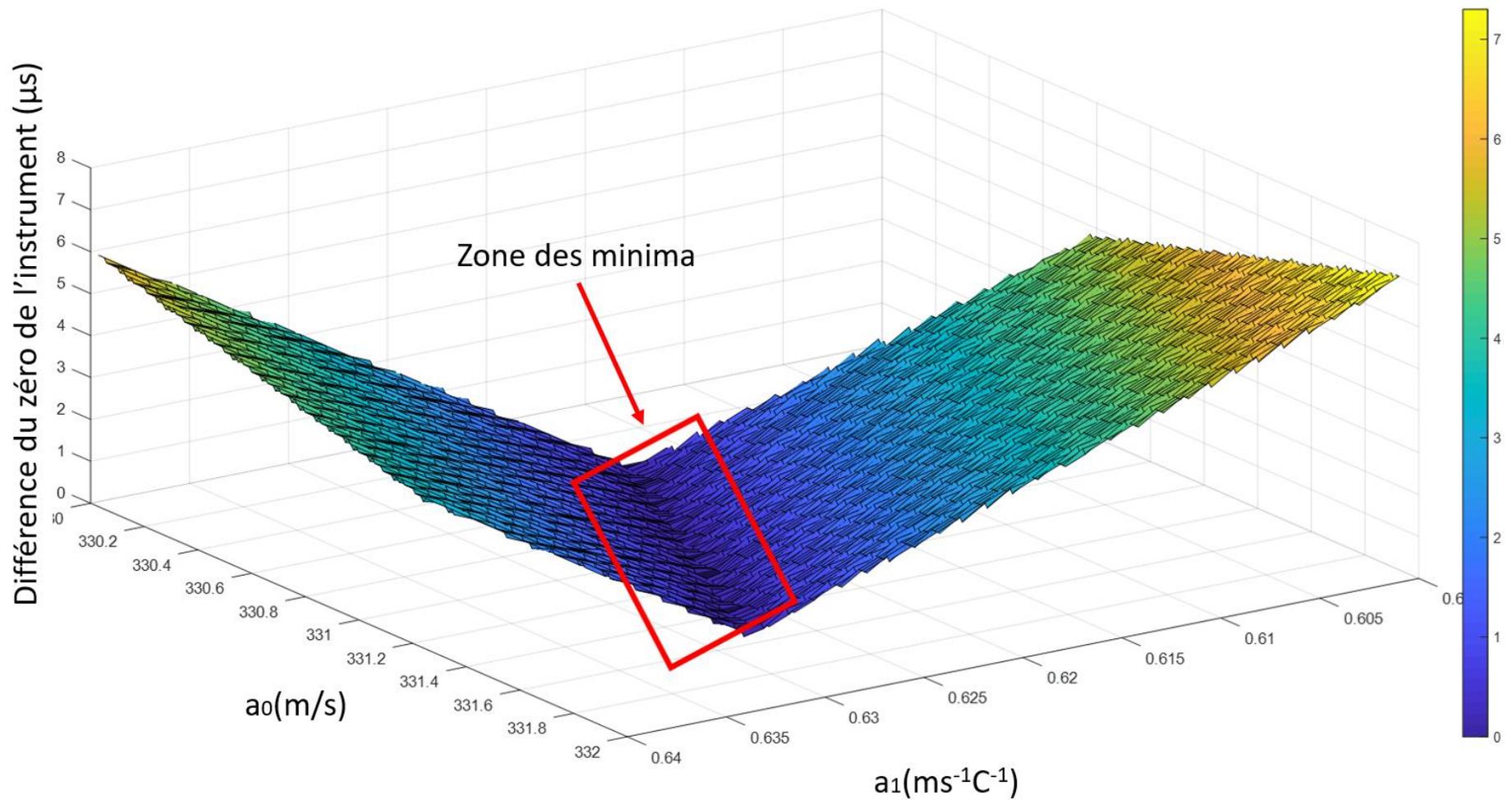


Figure 4.5 Résultat de l'étape (7) de l'algorithme : différence des zéros de l'instrument entre deux étalonnages à différentes températures en fonction des coefficients a_0 et a_1 . Les couples de coefficients donnant les meilleurs résultats sont mis en évidence par le rectangle rouge.

La figure 4.6 représente cette zone, et montre le résultat de la régression linéaire qui fut réalisée pour déterminer la relation entre les deux coefficients. Celle-ci fut effectuée en utilisant la fonction "polyfit" du logiciel Matlab. Le but de la régression linéaire est de réduire la plage de recherche du coefficient a_1 pour une valeur de a_0 donnée. L'équation résultante est la suivante :

$$a_1 = 0,0080 a_0 - 2,0103 \text{ m s}^{-1}\text{C}^{-1}$$

A noter que cette droite ne s'applique qu'à nos mesures et n'est aucunement un modèle régressant les valeurs les coefficients en général.

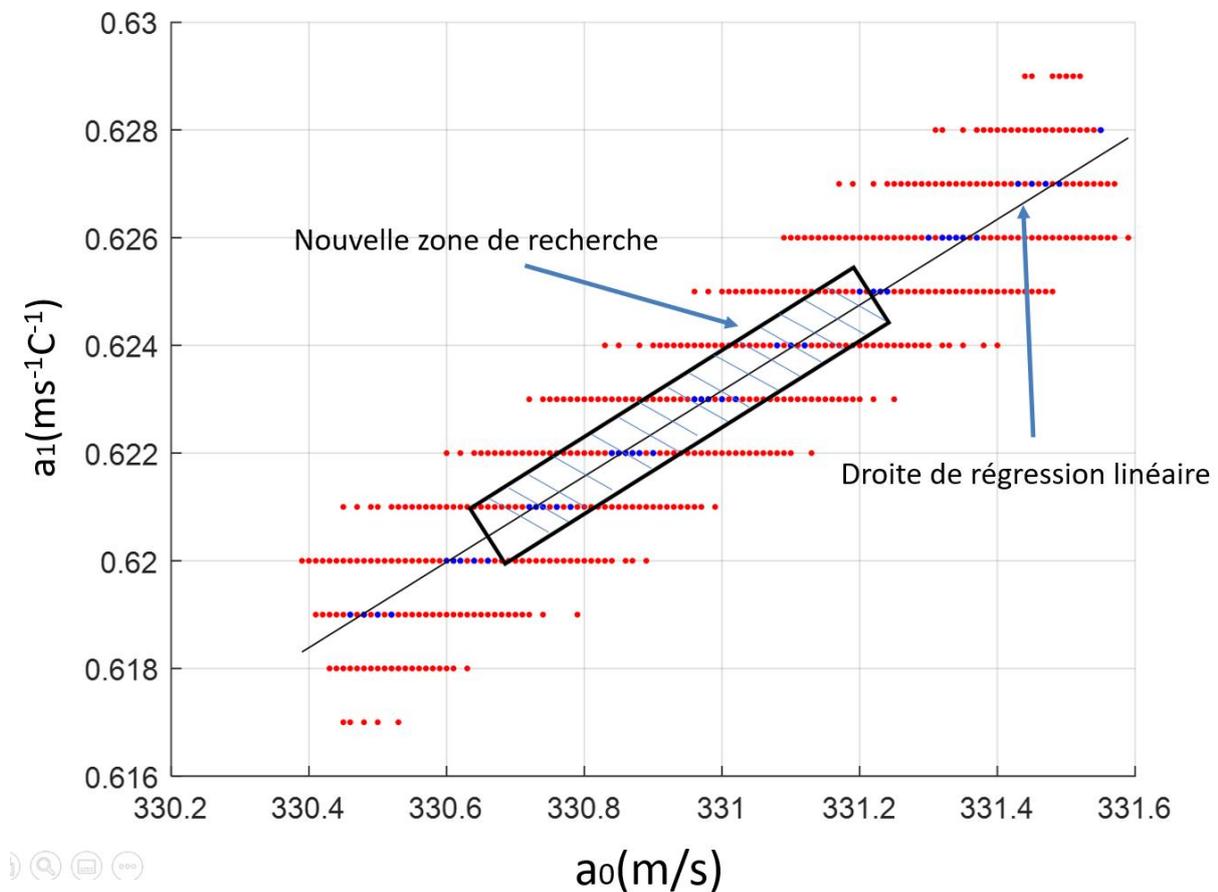


Figure 4.6 Couples de coefficients a_0 et a_1 pour lesquels la différence des zéros de l'instrument est inférieure à $1 \mu\text{s}$. La régression linéaire de ces points est représentée par une ligne noire. La boîte rectangulaire représente la nouvelle zone de balayage pour la recherche des coefficients.

Le nouvel intervalle de balayage pour la recherche de paires de coefficients est choisi autour de l'équation linéaire ci-dessus avec $a_0 \in [330,800, 331,100] \text{ m.s}^{-1}$ en fonction des résultats du

premier balayage, tandis que l'algorithme décrit ci-dessus reste le même. Cette fois, la valeur minimale de la somme des carrés des résidus (condition décrite à l'étape (8)) est trouvée pour le couple de coefficients : $a_0 = 330,9660 \text{ m.s}^{-1}$ et $a_1 = 0,6209 \text{ m.s}^{-1}.\text{°C}^{-1}$.

4.3.3 Evaluation et comparaison des nouveaux coefficients

Afin de comparer les performances des différents coefficients de l'équation de Cramer, nous réutilisons la mesure de température effectuée sur une distance de 10,718 m en figure 3.13. Cette mesure présente une variation de température sur 4 °C, entre 17 °C et 21 °C. Le thermomètre acoustique peut mesurer cette variation à partir de la vitesse du son pour différents coefficients : Cramer, Korpelainen et Lassila, et ceux déterminés selon les méthodes des sections (4.3.1) et (4.3.2).

Dans un premier temps, le zéro de l'instrument est défini à l'instant zéro par rapport aux sondes de référence de type Pt100, comme nous l'avons fait dans le chapitre 2. Ceci permet de vérifier uniquement la dépendance en température de l'équation de Cramer, et surtout le premier ordre, c'est-à-dire le coefficient a_1 en $\text{m.s}^{-1}.\text{°C}^{-1}$. Les résultats sont affichés sur la figure 4.7.

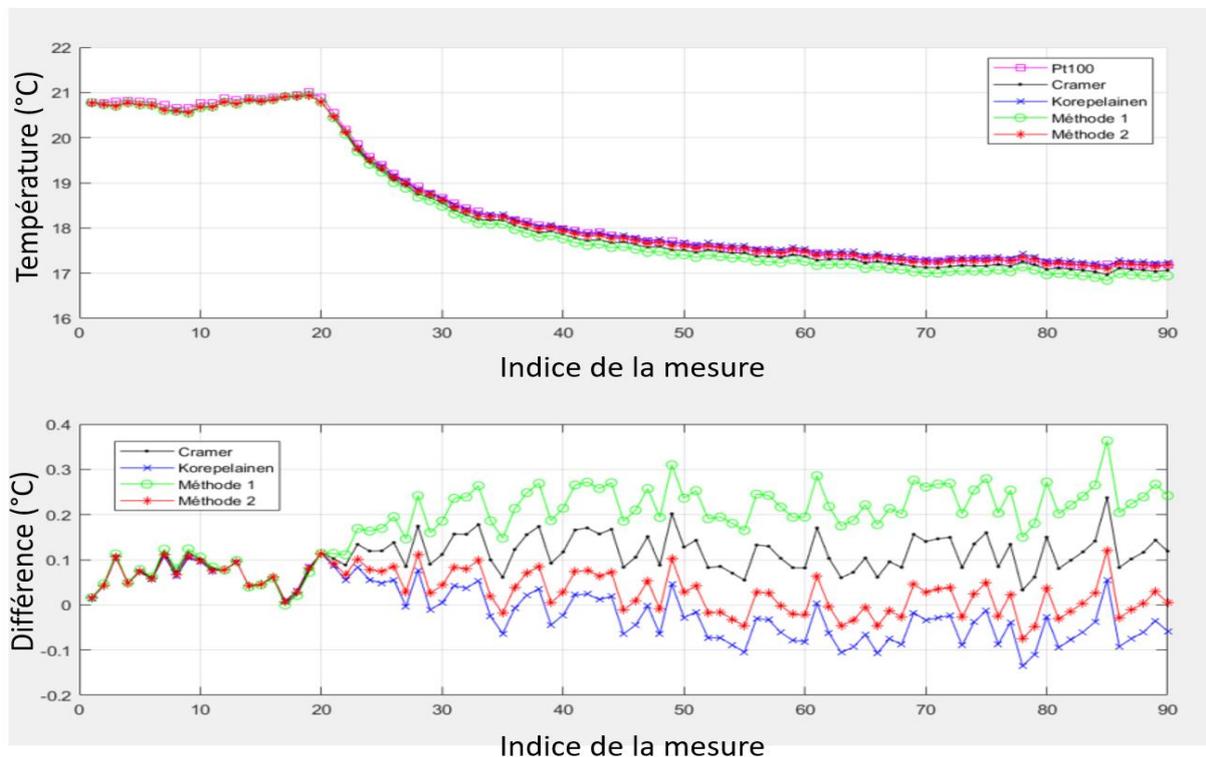


Figure 4.7 Résultats des mesures de température, et erreurs résiduelles entre les thermomètres de référence (Pt100) et les températures acoustiques calculées à partir des différents coefficients de l'équation de Cramer [38].

La figure 4.7 présente des mesures typiques faites en laboratoire entre 17 °C et 21°C. Les courbes obtenues peuvent être divisées en deux parties selon l'instant de la mesure :

- La première partie de la courbe concerne les 20 premières mesures. La climatisation du laboratoire est éteinte et la température ambiante est stable autour de 21 °C. Le zéro de l'instrument de chaque série de mesures ayant été déterminé pour cette température, il n'y a pas de différence entre les quatre courbes de résidus.
- La deuxième partie de la courbe, à partir de la 25^e mesure, regroupe les mesures effectuées après la chute de température. De 19°C à 17°C, les variations sont plus lentes. Au final, les données de cette deuxième partie de la courbe permettent de comparer les différentes valeurs du coefficient a_1 , et de s'assurer de la linéarité du thermomètre acoustique.

A partir des résultats de la figure 4.7, et en ignorant la chute brutale de la température entre les mesures 19 et 24, nous pouvons relever les points suivants :

- Comme le montrait le tableau 4.1, les coefficients de Cramer [38] originaux n'étaient pas très adaptés à notre application. Cela est confirmé figure 4.7 avec un résidu moyen de 0,03 °C sur la première partie de la courbe qui passe à de 0,11 °C sur la deuxième partie. L'utilisation des coefficients de Cramer originaux pour une onde acoustique de 40 kHz ne permet donc pas de suivre correctement les variations de température. Néanmoins, sur la deuxième partie de la courbe, entre 19 °C et 17 °C, les résidus semblent constants et indépendants de la température de l'air.
- L'utilisation des valeurs des coefficients de Korpelainen et Lassila [39] améliore le suivi des variations de température puisque la moyenne sur les résidus passe de 0,04 °C sur la première partie de la courbe à -0,05 °C sur la deuxième partie. Cependant, l'amélioration n'est pas aussi bonne que prévue dans le tableau 4.1. Notons que sur la deuxième partie de la courbe, entre 19 °C et 17 °C, les résidus semblent tout de même dépendre de la température de l'air, avec une chute de 0,1 °C de ceux-ci.
- L'utilisation des coefficients obtenus par nous-même via la méthode décrite en (4.3.1), similaire à celle des travaux de Korpelainen et Lassila, affiche les pires résultats, avec une grande différence dans la moyenne des résidus entre la première et la deuxième partie de la courbe. Ces derniers passent de 0,04 °C à 0,21 °C. Cela était prévisible puisque les coefficients de l'équation de Cramer ont été définis à

partir d'un nombre insuffisant de mesures. Cependant, sur la deuxième partie de la courbe, entre 19 °C et 17 °C, les résidus semblent constants et indépendants de la température de l'air.

- L'utilisation des coefficients déterminés par la méthode décrite dans la section (4.3.2) a donné les meilleurs résultats : la moyenne des résidus passe de 0,03 °C sur la première partie de la courbe à 0,00 °C sur la deuxième partie. Comme dans le cas des coefficients de Korpelainen et Lassila, les résidus sont inclus dans l'incertitude de mesure des sondes de référence. Sur la deuxième partie de la courbe, entre 19 °C et 17 °C, les résidus semblent tout de même dépendre de la température de l'air, avec une chute de 0,05 °C de ceux-ci.

Dans un second temps, nous effectuons un étalonnage classique comme décrit dans la section (3.2) en utilisant les nouveaux coefficients obtenus par la deuxième méthode (car ceux calculés par la première méthode ont donné de trop mauvais résultats) et ce dans le but d'avoir le nouveau zéro de l'instrument, et ensuite exposerons les résultats comme nous l'avions fait dans la section (3.5.3), cette fois ci dans le but d'observer les erreurs systématiques dans les mesures à différentes distances. Pour rappel, nous avons effectué cinq séries de mesures pour cinq distances différentes : 3,318 m, 5,012 m, 7,368 m, 8,984 m et 10,718 m. Les résultats sont affichés sur les figures de 4.8 à 4.12.

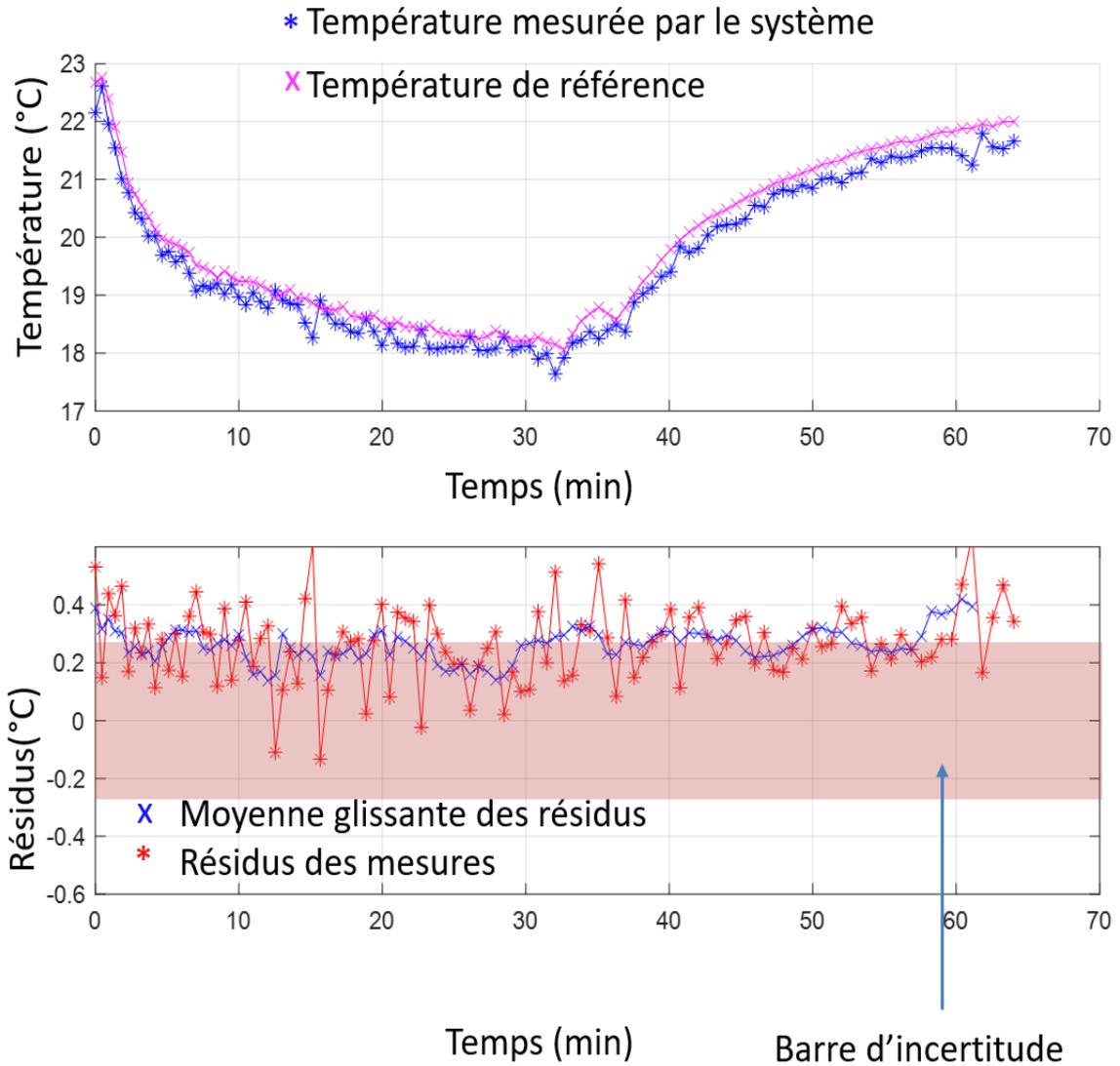


Figure 4.8 : Résultats des mesures de température effectués à une distance de 3,318 m par le système et les Pt100 (en haut) en utilisant les nouveaux coefficients, résidus des mesures ainsi que la moyenne glissante des résidus (en bas). La zone en rouge représente l'incertitude-type combinée des deux capteurs.

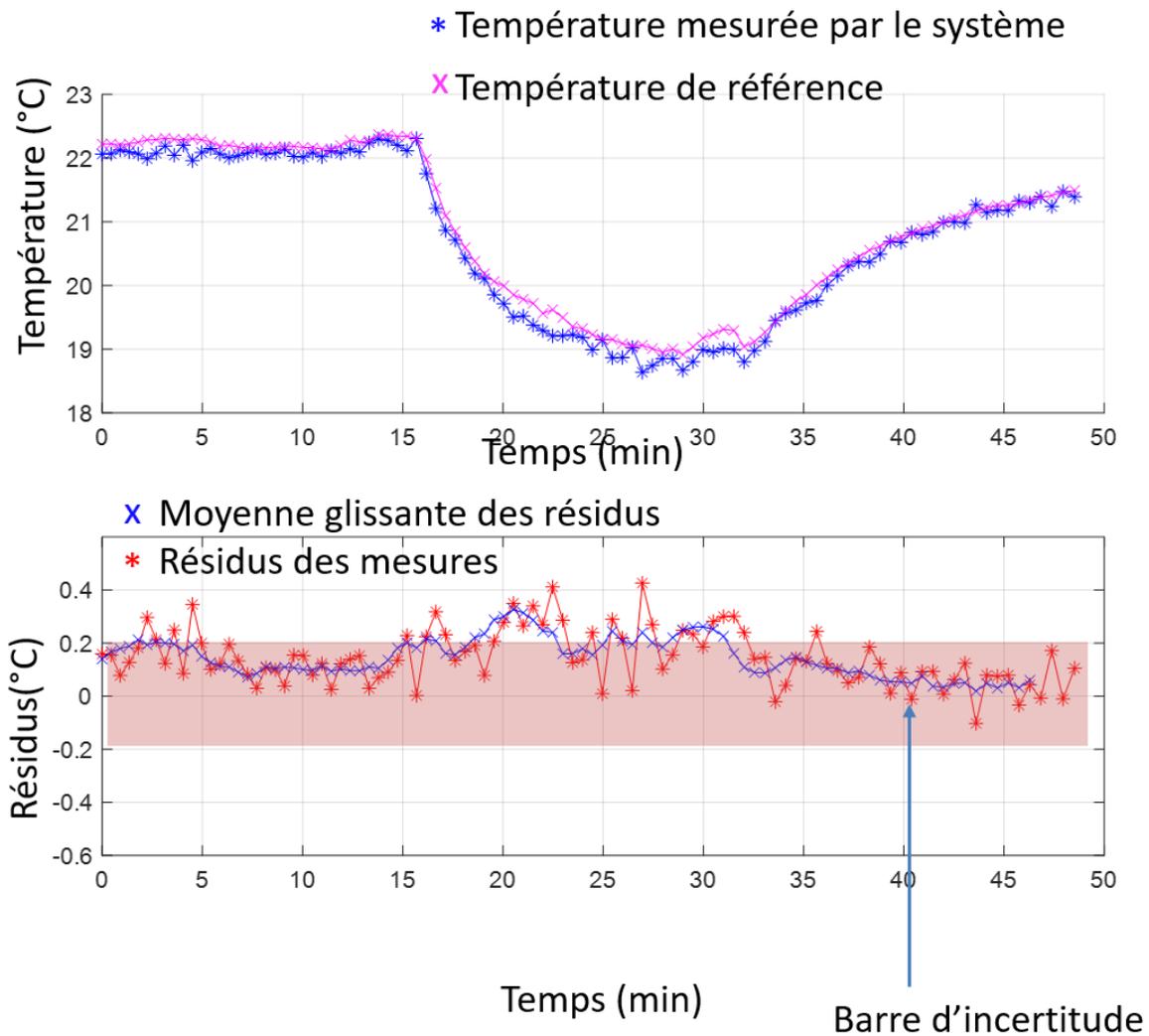


Figure 4.9 : Résultats des mesures de température effectués à une distance de 5,012 m par le système et les Pt100 (en haut) en utilisant les nouveaux coefficients, résidus des mesures ainsi que la moyenne glissante des résidus (en bas). La zone en rouge représente l'incertitude-type combinée des deux capteurs.

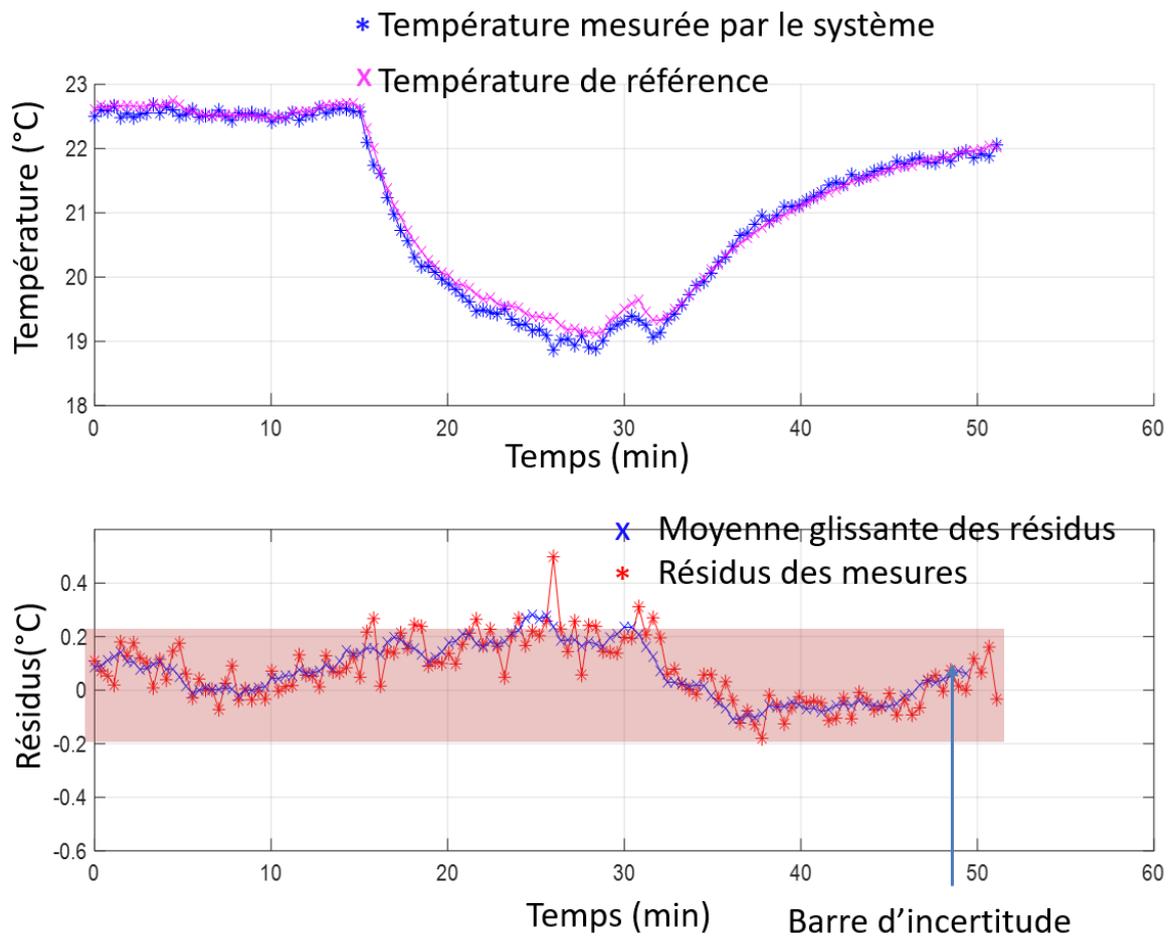


Figure 4.10 : Résultats des mesures de température effectués à une distance de 7,368 m par le système et les Pt100 (en haut) en utilisant les nouveaux coefficients, résidus des mesures ainsi que la moyenne glissante des résidus (en bas). La zone en rouge représente l'incertitude-type combinée des deux capteurs.

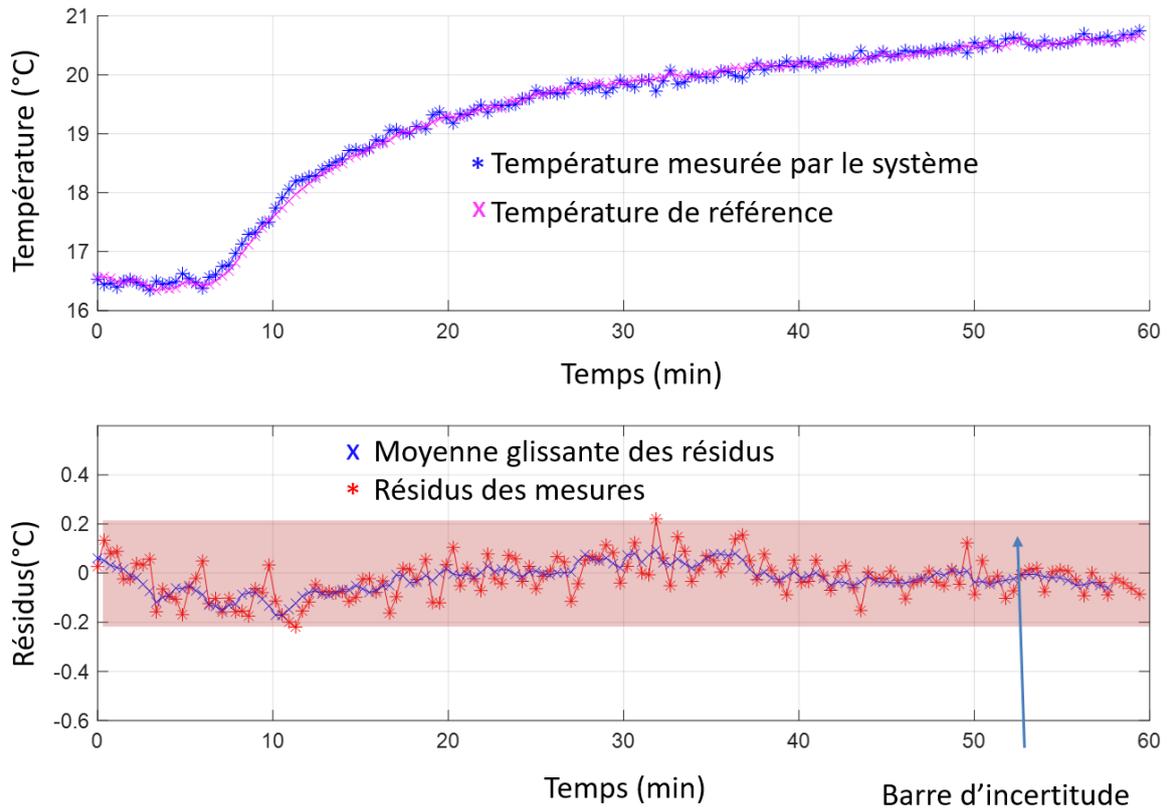


Figure 4.11 : Résultats des mesures de température effectués à une distance de 8,984 m par le système et les Pt100 (en haut) en utilisant les nouveaux coefficients, résidus des mesures ainsi que la moyenne glissante des résidus (en bas). La zone en rouge représente l'incertitude-type combinée des deux capteurs.

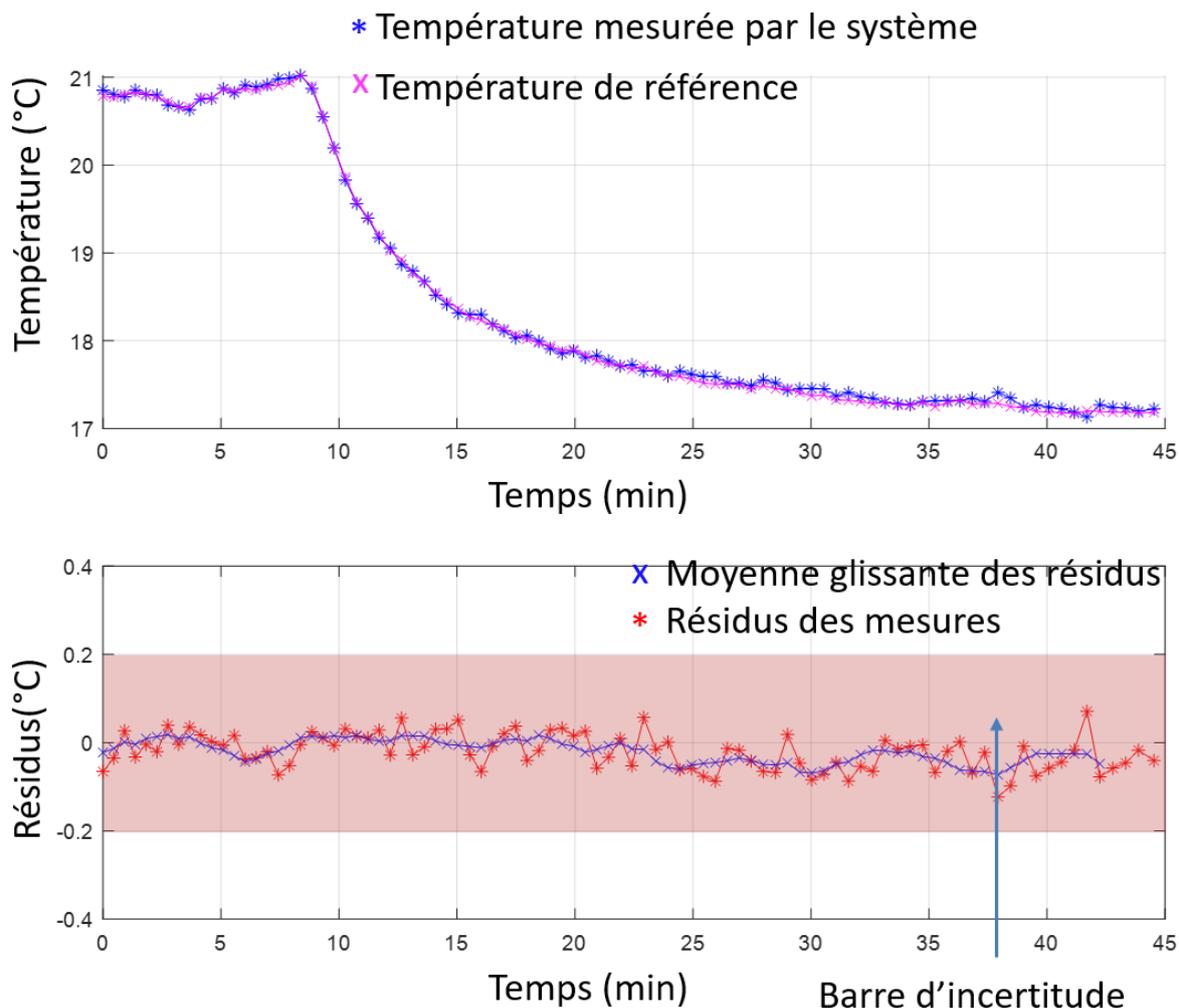


Figure 4.12 : Résultats des mesures de température effectués à une distance de 10,718 m par le système et les Pt100 (en haut) en utilisant les nouveaux coefficients, résidus des mesures ainsi que la moyenne glissante des résidus (en bas). La zone en rouge représente l'incertitude-type combinée des deux capteurs. Ces résultats sont représentés par la courbe rouge sur la figure (4.7).

De manière similaire à l'analyse faite dans la section (3.5.3), les températures mesurées par le thermomètre acoustique dont l'incertitude est toujours la même, comprise entre 0,09 °C et 0,13 °C ($k=1$) sont cohérentes avec celles obtenues par les sondes Pt100 dont l'incertitude est de 0,1 °C ($k=1$). L'incertitude combinée, entre 0,19 °C et 0,23 °C, est représentée par une zone en rouge dans la plupart des cas sauf pour la mesure à 3,3 m contrairement au cas où nous utilisons les coefficients originaux de l'équation de Cramer.

Une analyse des valeurs des résidus donne plus d'informations sur l'impact du changement des coefficients a_0 et a_1 , le tableau 4.3 détaille les résultats obtenus dans les deux cas.

Tableau 4.3. Moyennes et écarts-types des résidus entre les mesures faites par les thermomètres de référence et le thermomètre acoustique en utilisant les valeurs des coefficients de Cramer d'origine et nos valeurs personnalisée.

Distance (m)		3,318	5,012	7,368	8,984	10,718
Moyenne des résidus (°C)	Coefficients d'origine	-0,10	0,06	0,05	0,08	0,23
	Coefficients modifiés	0,28	0,15	0,11	-0,03	-0,02
Écart type des résidus (°C)	Coefficients d'origine	0,14	0,12	0,14	0,08	0,06
	Coefficients modifiés	0,12	0,11	0,08	0,08	0,04

Globalement, on remarque que les performances du thermomètre acoustiques sont à peu près les mêmes que l'on utilise les coefficients d'origine ou nos coefficients personnalisés. On remarque cependant une très faible baisse sur l'écart-type des résidus lors de l'utilisation de nos coefficients. En comparant les moyennes des résidus, nous remarquons que le fait de modifier les coefficients ne résout pas le problème des erreurs systématiques qui apparaissent lorsque la distance est modifiée. La variation des moyennes des résidus est liée au fait que le zéro de l'instrument a été recalculé pour les nouveaux coefficients, ce qui les a impactés directement.

5 Application de la thermométrie acoustique pour la mesure de la température et pour la compensation de l'indice de réfraction de l'air

5.1 Objectif

Dans cette section, le thermomètre acoustique développé est utilisé dans le but de déterminer la température de l'air qui sera utilisée dans le calcul de l'indice de réfraction de l'air. De cette manière, nous espérons améliorer l'incertitude des mesures de distance faites par le télémètre absolu du Cnam (section (1.1.3.1)).

Pour rappel, l'indice de réfraction de l'air varie en fonction des paramètres environnementaux, c'est-à-dire la température de l'air, la pression atmosphérique, la pression partielle de vapeur d'eau, et la concentration de dioxyde de carbone. L'indice de réfraction dépend également de la longueur d'onde du faisceau laser traversant le milieu. Son équation, semi-empirique, est la suivante :

$$n - 1 = K(\lambda) \cdot D(\theta, p, x_c) - p_w \cdot g(\lambda) \quad (4.2)$$

où $k(\lambda)$ est le facteur de dispersion, une fonction de la longueur d'onde λ , où $D(\theta, p)$ est le facteur de densité, une fonction de la température θ , la pression p et la concentration de CO_2 x_c , et où $g(\lambda)$ est le facteur d'humidité, une fonction de la longueur d'onde λ . La pression partielle de vapeur d'eau est notée p_w .

L'indice de réfraction de l'air, équation (4.2), a été étudié par plusieurs auteurs. L'une des études les plus connues est celle proposée par Edlén en 1966 [26] qui est toujours utilisée actuellement. Ci-dessous nous présentons la version de la formule d'Edlén mise-à-jour par Bönsch et Potulski en 1998 [27]. L'incertitude sur la valeur de l'indice de réfraction de l'air sur la formule original d'Edlén est estimée à $5,0 \times 10^{-8}$, elle passe à $1,7 \times 10^{-8}$ pour de l'air à une température de 20°C , une pression de $100\,000\text{ Pa}$ et une humidité relative de 50% et baisse jusqu'à $0,8 \times 10^{-8}$ dans le cas où l'air est sec ($RH=0\%$).

Le facteur de dispersion $k(\lambda)$ est la valeur de $n - 1$ aux conditions $\theta = 20^\circ\text{C}$, $p = 100\,000\text{ Pa}$, $p_w = 0\text{ Pa}$, et une concentration de CO_2 de 400 ppm . Sa valeur est donnée par l'équation suivante [27] :

$$k(\lambda) = 10^{-8} \times \left[8092,33 + \frac{2333983}{\left(130 - \left(\frac{1}{\lambda/\mu\text{m}}\right)^2\right)} + \frac{15518}{\left(38,9 - \left(\frac{1}{\lambda/\mu\text{m}}\right)^2\right)} \right] \quad (4.3)$$

Le facteur de densité en fonction de la température et de la pression, $D(\theta, p)$, s'exprime ainsi :

$$D(\theta, p) = \frac{\frac{p}{\text{Pa}}}{93214,60} \cdot \frac{\left[1 + 10^{-8} \times \left(0,5953 - 0,009876 \times \frac{\theta}{^\circ\text{C}}\right) \times \frac{p}{\text{Pa}}\right]}{1 + 0,0036610 \times \frac{\theta}{^\circ\text{C}}} \quad (4.5)$$

Lorsque la concentration de CO₂ dans l'air, x_c , est différente de 400 ppm, le facteur de densité est alors exprimé comme suit :

$$D(\theta, p, x_c) = D(\theta, p) \cdot (1 + 0,5327 \times (x_c - 0,0004)) \quad (4.4)$$

Enfin, le facteur d'humidité qui permet de prendre en compte la pression partielle de vapeur d'eau est exprimé par l'équation suivante [27] :

$$g(\lambda) = \left[3,8020 - 0,0384 \frac{1}{\left(\frac{\lambda}{\mu\text{m}}\right)^2} \right] \cdot 10^{-10} \quad (4.6)$$

5.2 Montage expérimental

Afin d'évaluer les performances du thermomètre acoustique développé, sa capacité à mesurer la température de l'air et ainsi compenser les variations de l'indice de réfraction de l'air durant des mesures de distance optique a été testée. Les mesures de distance ont été effectuées par le télémètre absolu du Cnam décrit dans la section (1.1.3.1).

Le montage expérimental est présenté figure 5.1. Premièrement, les deux parties du thermomètre acoustique sont placées de part et d'autre de la distance à mesurer. Puis, six thermomètres de référence de type Pt100 sont mis en place le long du chemin. Le télémètre absolu du Cnam a été disposé derrière la partie B du thermomètre acoustique, tandis que la cible, un coin de cube creux, a été placée derrière la partie A du thermomètre acoustique. Etant donné que la salle où est menée l'expérimentation n'est longue que d'une douzaine de mètres, l'impact des variations de température est faible sur les distances mesurées. Pour rappel, sans correction de l'indice de réfraction de l'air, une variation de température d'un degré Celsius

entraîne une variation de la distance optique de $1 \mu\text{m}/\text{m}$, soit un total de $12 \mu\text{m}$ sur une distance de 12 m . Afin d'accroître les variations observées, la distance mesurée fut artificiellement doublée grâce à la mise en place d'un second coin de cube : le faisceau optique mesurait ainsi deux fois la distance puisqu'il effectuait deux allers-retours en se reflétant sur les deux coins de cubes successivement comme détaillé sur la figure 5.1.

Au final, le télémètre était placé à une distance de $11,8 \text{ m}$ du coin de cube 1, tandis que les parties A et B du thermomètre acoustiques étaient séparées de $10,3 \text{ m}$.

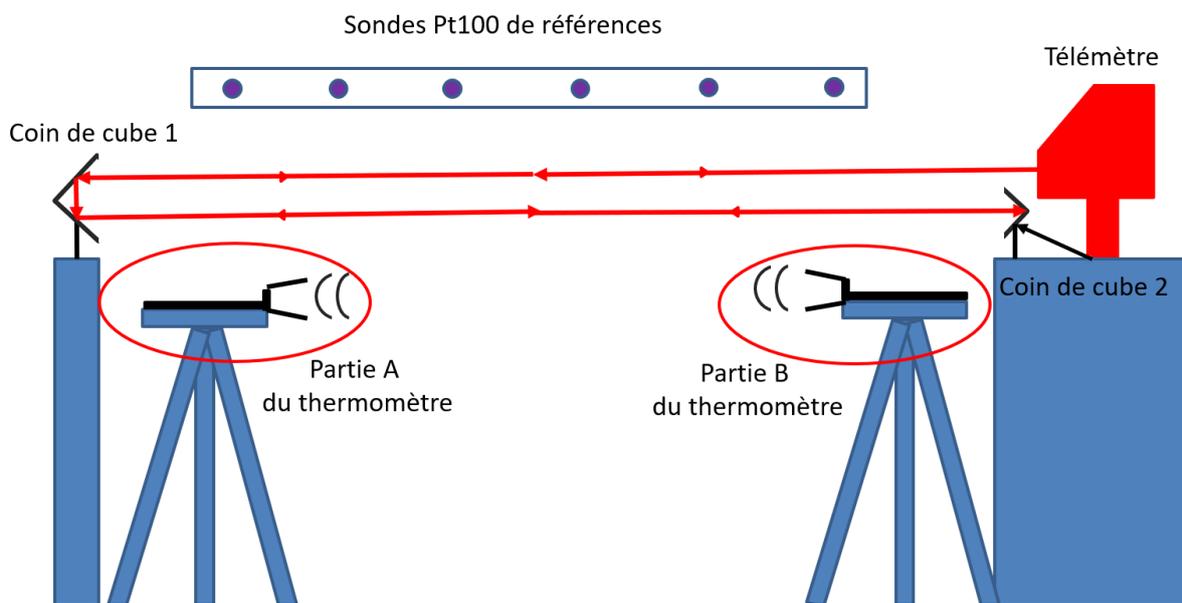


Figure 5.1 Schéma du montage expérimental pour des mesures optiques et acoustiques simultanées.

5.3 Mesures et résultats

Afin de valider les performances du thermomètre acoustique, deux séries de mesures ont été effectuées. Pour chaque série, la température de l'air fut variée grâce à la climatisation de la salle, puis mesurée simultanément par le thermomètre acoustique et les sondes de référence de type Pt100. Les autres paramètres environnementaux, l'humidité, la pression et la concentration de dioxyde de carbone, furent également mesurés par les capteurs intégrés au système de thermométrie acoustique (BME280).

Les résultats des mesures sont présentés sur les figures 4.14 et 4.15. Chaque figure correspond à une série de mesures.

Notons que quatre autres séries de mesures avaient été effectuées avant les séries que nous présentons ci-dessous, mais les résultats de celles-ci sont inexploitable à cause d'instabilités mécaniques sur le télémètre absolu qui créaient d'importantes dérives sur la distance mesurée.

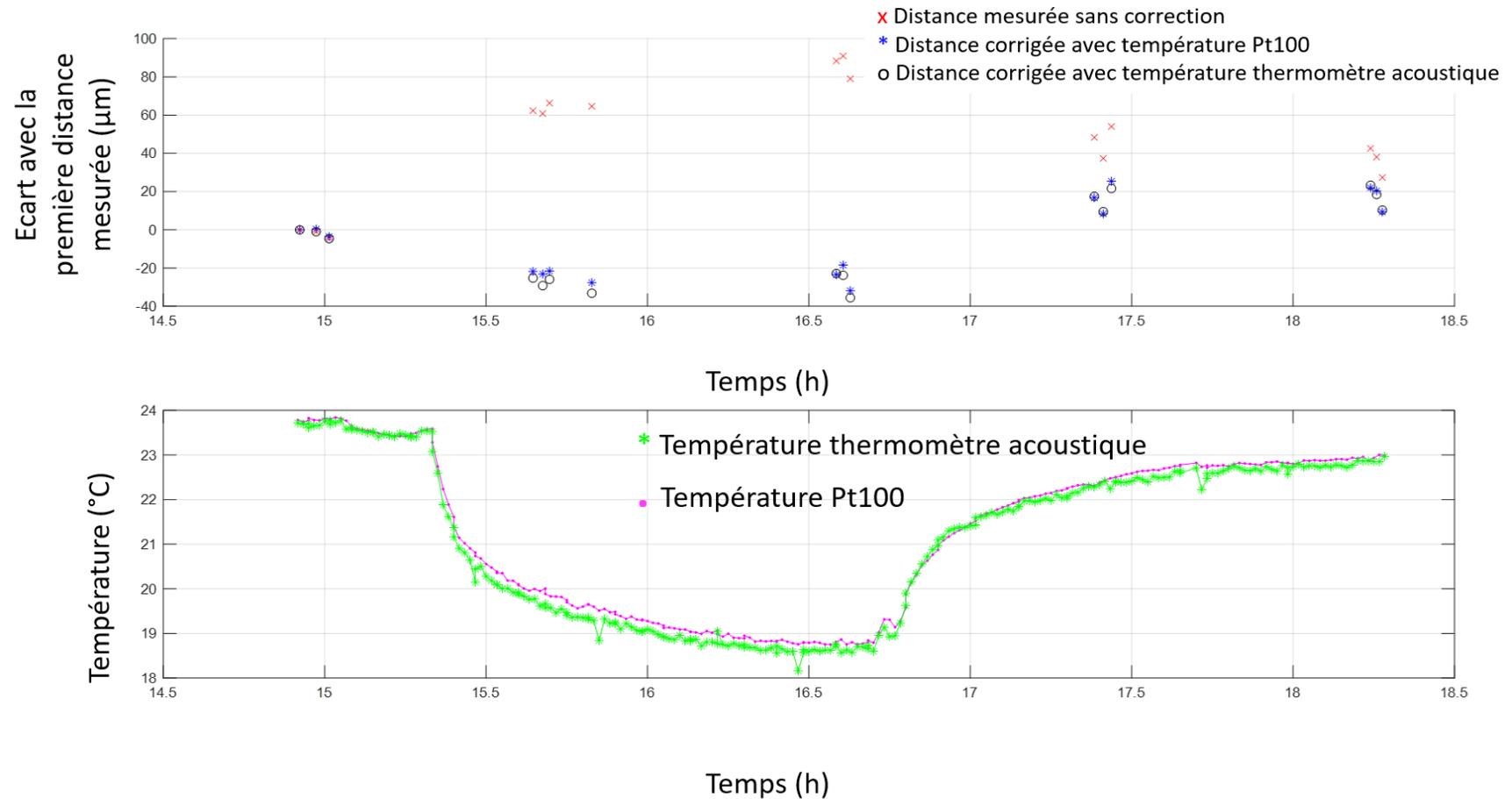


Figure 5.2 Résultats de la première série de mesures de distance et de température. En haut, l'analyse des dérives de distance mesurées par rapport à la première distance mesurée en fonction du temps dans les cas où l'indice de réfraction de l'air n'est pas corrigé, quand il est corrigé grâce à la moyenne de température des six sondes Pt100 de référence et quand il est corrigé avec les températures mesurées par le thermomètre acoustique. En bas, l'évolution de la température de la salle en fonction du temps mesurée par le thermomètre acoustique et les sondes Pt100.

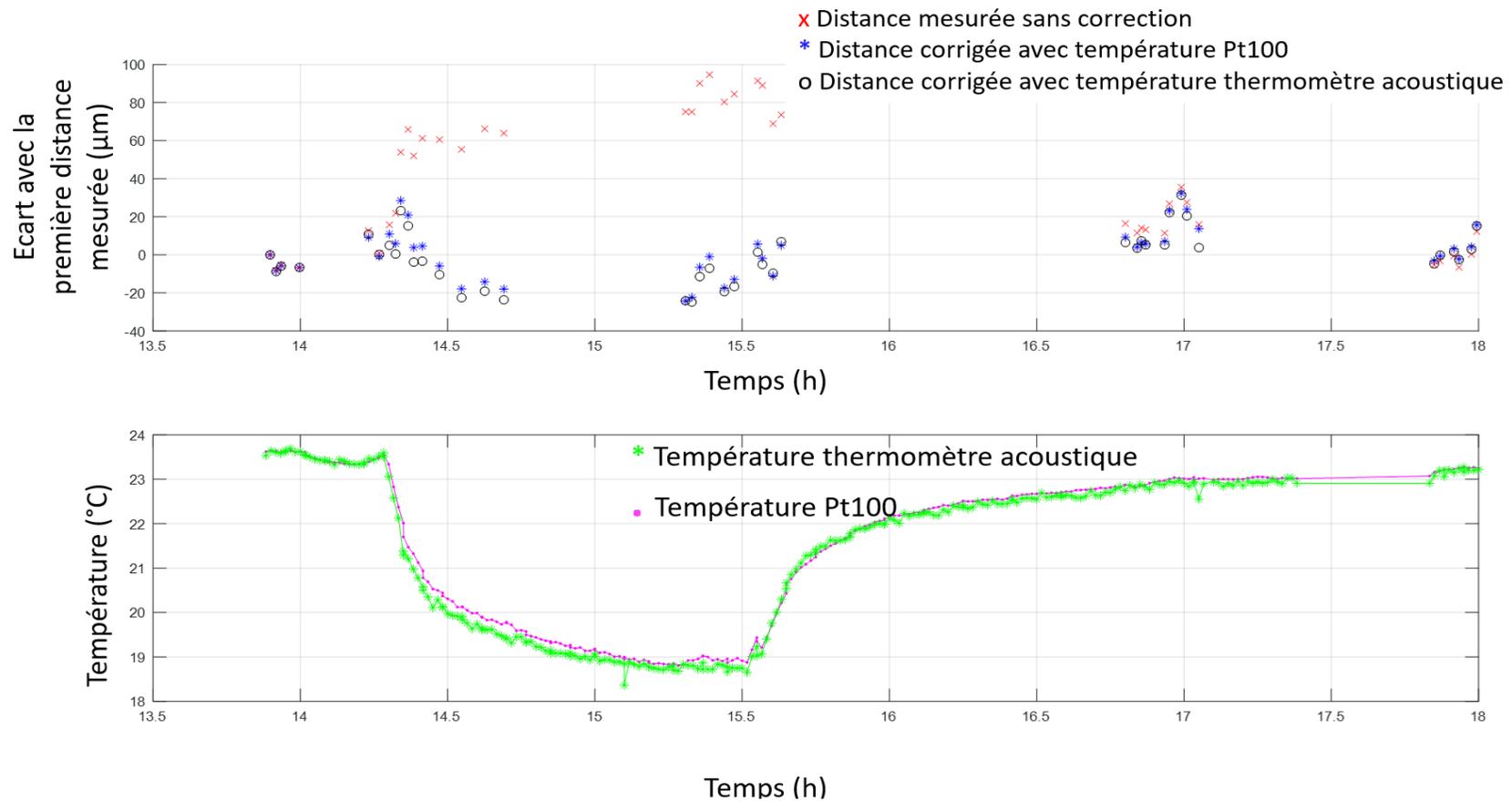


Figure 5.3 Résultats de la deuxième série de mesures de distance et de température. En haut, variation des distances mesurées par rapport à la première distance mesurée en fonction du temps : en rouge, les distances non corrigées de l'indice de réfraction de l'air, en bleu, les distances corrigées de l'indice pour une température égale à la moyenne des six sondes Pt100, et en noir, les distances corrigées de l'indice avec la température déterminée par le thermomètre acoustique. En bas, l'évolution de la température de la salle (thermomètre acoustique et sondes Pt100) en fonction du temps.

Les courbes des figures 5.2 et 5.3 montrent que l'utilisation du thermomètre acoustique permet d'obtenir des distances corrigées similaires à celles obtenues avec les six sondes Pt100.

Sur la figure 5.2, la température varie entre 23,8 °C et 18,8 °C, soit une variation de 5 °C. La distance totale mesurée par le télémètre absolu du Cnam (aller et retour) est de 23,536 m. Ainsi, la dérive avant correction de l'indice de l'air, celle due à la variation de température, devrait être approximativement de 118 µm. En pratique, comme attendu, la distance mesurée augmente lorsque la température baisse, et inversement, mais les dérives observées sont inférieures, de l'ordre +90 µm pour la baisse de température. Par conséquent, lorsque nous corrigeons de l'indice de réfraction de l'air, une « sur-correction » de la distance mesurée apparaît : par exemple, à une température de 18,8 °C, la distance mesurée a diminué de 20 µm par rapport à la distance initiale mesurée à 23,8 °C. Les dérives initiales sont largement compensées, mais il y a un effet supplémentaire autres que les variations des paramètres environnementaux qui impacte la distance mesurée. Nous suspectons des instabilités mécaniques (peut-être liées à de la dilatation thermique des matériaux) au niveau des piliers de la tête et des coins de cube. En effet, ces derniers sont en métal. La distance mécanique mesurée a donc peut-être été modifiée lorsque les températures changent.

Sur la figure 5.3, les résultats de la deuxième série de mesures sont présentés. Comme pour la première série, nous avons fait varier la température entre 23,5 °C et 18,8 °C. Cette fois-ci, un plus grand nombre de mesures de distance fut réalisé durant le cycle de variation de température. Les résultats sont proches de ceux de la première série, mais semblent plus stables. A titre de comparaison l'écart-type sur les mesures de distance non corrigés est de 30 µm sur la première série et de 34 µm sur la deuxième série contre un écart type de 19 µm et 13 µm lorsque l'indice est corrigé.

La figure 5.4 montre les résultats des figures 5.2 et 5.3 lorsque les distances corrigées de l'indice de l'air sur la base des températures déterminées par le thermomètre acoustique sont affichées en fonction de la température, et non pas en fonction du temps. Cela donne plus de visibilité sur l'effet de la variation de température sur la distance mesurée.

Au final, nous pouvons en conclure que grâce au thermomètre acoustique développé, il est possible de mesurer la température moyenne le long d'une distance séparant deux points sans avoir à déployer une multitude de capteurs.

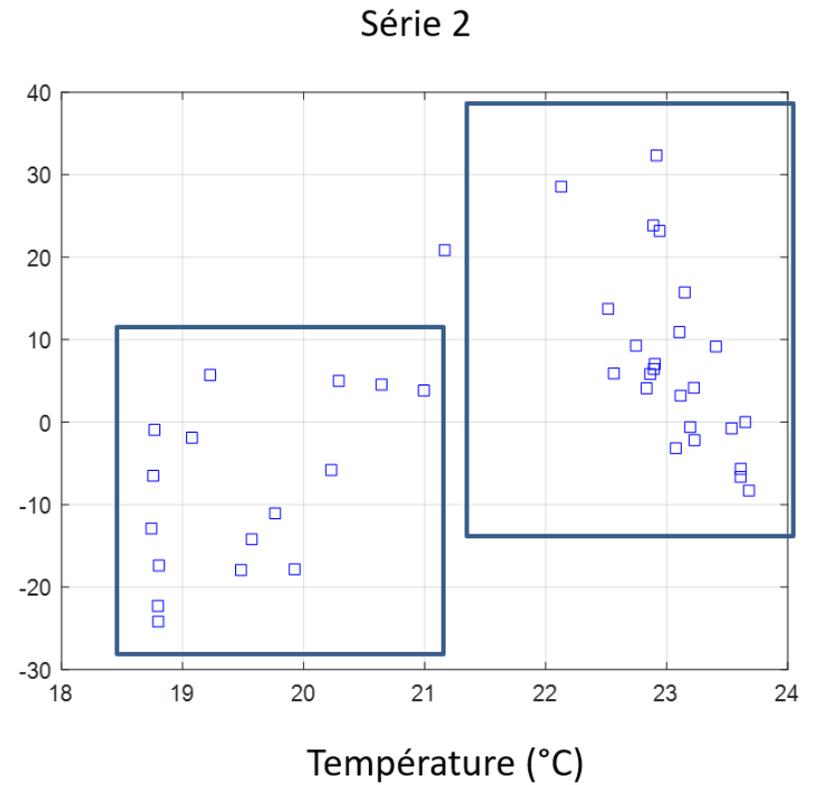
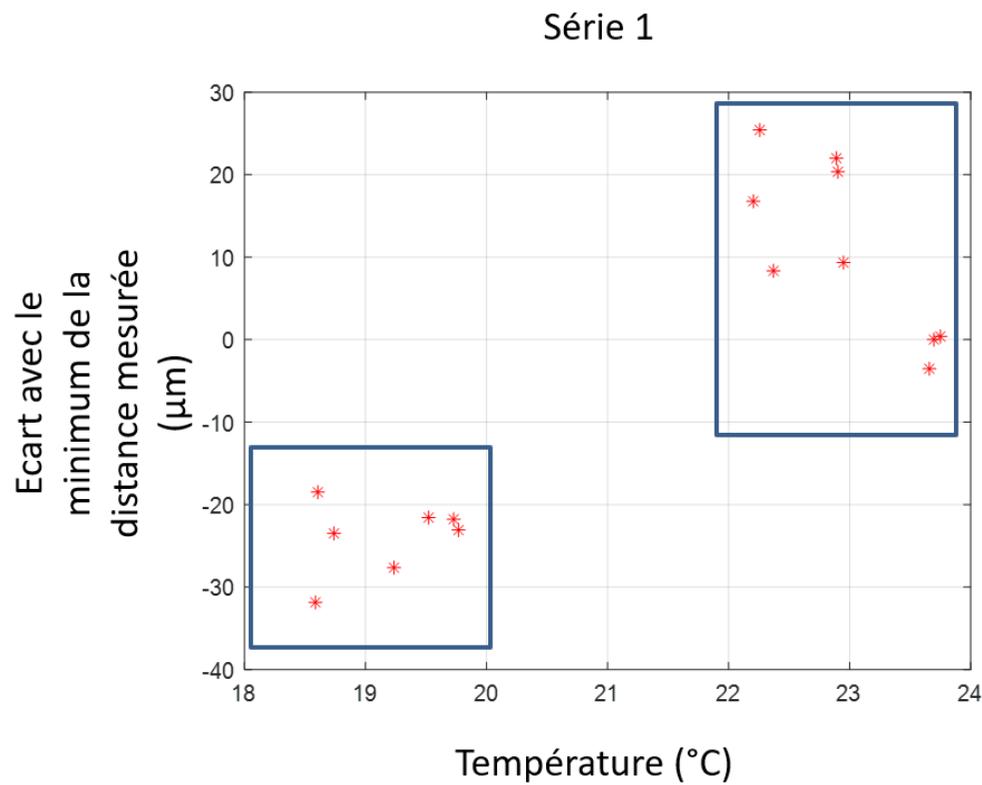


Figure 5.4 Résultats des deux séries de mesure : distances corrigées de l'indice de l'air sur la base des températures déterminées par le thermomètre acoustique en fonction de la température.

6 Conclusion et perspectives

Ce manuscrit de thèse présente les travaux réalisés et les résultats obtenus au cours de mes quatre années de recherche au sein du laboratoire commun de métrologie LNE-Cnam (LCM).

Au cours du premier chapitre, le cadre dans lequel s'inscrit cette thèse fut présenté : la métrologie des grands volumes. Certains secteurs nécessitent des mesures de dimensions ou positions avec des incertitudes de l'ordre de quelques micromètres sur de grandes pièces ou dans des grands volumes tel que dans l'aéronautique, où l'assemblage des ailes d'avion nécessite une incertitude inférieure à 300 μm . Les mesures par voie optique peuvent permettre d'atteindre ces objectifs, en utilisant par exemple des lasers trackers ou bien des techniques comme la multilatération. Dans ce cas, il est nécessaire de déterminer avec attention l'indice de réfraction de l'air, en utilisant l'équation d'Edlén [26] original ou une version plus récente comme l'équation de Ciddor [28]. Ces indices requièrent la mesure des paramètres atmosphériques, qui sont la température, la pression, l'humidité, et le taux de CO_2 . Il est alors nécessaire de déterminer la température à mieux que le degré Celsius près afin que l'erreur sur les distances optiques soit inférieure à 1 $\mu\text{m}/\text{m}$. Ainsi, dans le cadre du projet européen LaVA (métrologie des grands volumes), auquel le Cnam participe et dans lequel s'est déroulée ma thèse, un système acoustique a été développé pour la mesure de la température moyenne de l'air le long d'un chemin optique.

Le premier chapitre passe également en revue quelques systèmes existants pour la mesure de la température de l'air, par exemple le thermomètre acoustique de Pisani *et al.* [40] ou celui de Korpelainen et Lassila [39], ou bien le thermomètre spectroscopique de Tomberg *et al* [35]. Nous avons décrit leur fonctionnement général, les performances reportées ainsi que certaines limitations mises en avant par les auteurs.

Le chapitre II présente en détail le thermomètre acoustique développé dans le cadre de cette thèse. Ce thermomètre est basé sur la relation entre la vitesse du son dans l'air et les différents paramètres environnementaux, et plus particulièrement la température. Cette relation est décrite par l'équation de Cramer, d'incertitude de 300 ppm reporté dans ses travaux [38] et de 545 ppm par reporté par Wong [48] Afin d'effectuer les meilleurs choix techniques pour l'estimation de la vitesse du son, différents types de signaux acoustiques, ainsi que différentes méthodes de mesure de temps de vol, ont été étudiés et comparés. Les méthodes les plus récurrentes dans la littérature sont la détection de seuil, le critère d'information d'Akaike, l'intercorrélation, et la

corrélation spectrale : pour le système que nous avons développé, la méthode de l'intercorrélation a donné la meilleure répétabilité avec des écarts types sur les mesures de temps de vol de l'ordre de 2 μ s. Cependant, cette méthode peut parfois présenter des erreurs systématiques égales à une période de l'onde acoustique, ce qui détériore grandement ses performances. Au contraire, la corrélation spectrale n'est pas sujette à ce type de soucis. Par conséquent, nous avons opté pour une méthode hybride incluant à la fois l'utilisation de l'intercorrélation (meilleure répétabilité) et de la corrélation spectrale (absence d'erreur systématique).

Ensuite, le chapitre III s'intéresse à la procédure d'étalonnage du thermomètre acoustique. L'objectif de l'étalonnage est de déterminer l'erreur de zéro de l'instrument, valeur qui correspond à la différence entre le temps de vol mesuré et le temps de vol de l'onde acoustique, différence due à la propagation des signaux à travers des câbles électriques, des composants électroniques et optiques, etc. Afin de réaliser cette étape, les différentes contributions à l'incertitude sur la mesure de temps de vol furent identifiées. Afin de minimiser certaines de ces contributions, quelques améliorations furent apportées au système, comme l'alignement entre les différentes parties du thermomètre acoustique où nous avons défini des procédures d'alignement, ou les erreurs systématiques tel que le décalage entre la position du transducteur par rapport au télémètre qui a été estimé à 13 mm et nous avons effectué des corrections dans le modèle mathématique régissant nos mesures en conséquent.

Suite à l'étalonnage et à l'établissement d'un bilan d'incertitudes sur la mesure de température, nous avons pu effectuer des mesures de température absolue avec une incertitude variant entre 0,13 °C à 0,09 °C en fonction de la distance (de 3,3 m à 10,7 m). Il s'agit ici de l'incertitude du thermomètre acoustique seul, en ignorant la contribution du modèle physique décrit par l'équation de Cramer. Des premières comparaisons entre le thermomètre acoustique développé et des sondes de référence Pt100 d'incertitude 0,1 °C ont ensuite été réalisées : les mesures de températures étaient compatibles entre elles lorsque l'on considère leurs intervalles de confiance. Cependant, l'écart entre les mesures faites par notre système et les sondes de références variait significativement avec la température. Sur la base de ces observations et des travaux de Korpelainen et Lassila [39], nous en avons déduit que les dérives observées étaient dues à l'équation de Cramer modélisant la relation entre la vitesse du son et les paramètres environnementaux.

Le chapitre IV s'est donc évertué à améliorer la relation entre la vitesse du son et la température de l'air. Pour cela, l'idée a été de redéfinir les deux premiers coefficients de l'équation de Cramer [38] pour notre système au moyen de différentes méthodes. La première méthode, inspirée des travaux de Korpelainen et Lassila [39], n'a pas été concluante car les incertitudes des instruments (capteurs d'humidité, de pression) utilisés étaient bien trop élevées ainsi que le manque de contrôle sur les paramètres environnementaux (température fluctuante dans une même série de mesure) comparativement à celles de l'expérience d'origine. Les coefficients obtenus par cette méthode ont même détérioré les performances initiales du thermomètre acoustique développé. La deuxième méthode se base quant à elle sur la réalisation d'étalonnages, c'est-à-dire la détermination du zéro de l'instrument, à deux températures différentes. Les coefficients obtenus par cette méthode ont donné de meilleurs résultats que ceux de la première méthode : une légère baisse de l'écart type sur la différence entre les valeurs du thermomètre acoustique et les valeurs des sondes de référence Pt100 fut observée. L'incertitude sur les coefficients n'a cependant pas été déterminée, et certains écarts de température avec les sondes de référence sont toujours visibles.

Au final, le thermomètre acoustique fut utilisé pour démontrer sa capacité à compenser l'effet de la température, c'est-à-dire de l'indice de réfraction de l'air, sur une mesure de distance par voie optique. Nous avons conduit des mesures sur une distance de 23,5 m : après correction de l'indice de réfraction de l'air via les mesures de température effectuées par notre thermomètre, nous sommes arrivés à réduire l'écart type sur les mesures de distance de 34 μm à 13 μm .

En conclusion, nous avons pour but dans le cadre du projet LaVA de développer un thermomètre ayant une incertitude de 1,0 $^{\circ}\text{C}$ sur 20 m, nous avons été en mesure de réaliser un thermomètre ayant une incertitude allant de 0,13 $^{\circ}\text{C}$ sur 3,3 m à 0,09 $^{\circ}\text{C}$ sur 10,7 m. Il s'agit ici de la contribution du thermomètre acoustique, en ignorant la contribution de l'équation de Cramer. En pratique l'incertitude est donc plus grande, mais les comparaisons réalisées avec des sondes de référence Pt100 ont montré que l'écart entre les mesures faites par les deux thermomètres s'accroît au fur et à mesure que la température s'éloigne de la température où l'étalonnage a été effectué.

Nous avons pu effectuer des mesures de température en parallèle de mesures de distance optique afin de compenser les effets de la température sur la valeur de l'indice de réfraction de l'air. Un exemple de mesure de 23,5 m a montré que l'utilisation du thermomètre acoustique permet d'obtenir des distances corrigées similaires à celles obtenues avec 6 sondes Pt100 déployées le

long du chemin optique. Mais l'avantage du thermomètre acoustique est qu'il est plus simple à déployer.

Malgré le fait d'avoir rempli le cahier des charges du projet LaVA il reste des améliorations à apporter au système développé. Tout d'abord, la conception mécanique du système mériterait d'être améliorée afin que les différents réglages de faisceaux lasers restent stables au cours du temps. Notons que cette source d'incertitude, que l'on pourrait nommer instabilité mécanique long terme, n'a pas été prise en compte dans le bilan d'incertitude du thermomètre acoustique. Sa prise en compte serait une seconde amélioration. Troisièmement, le thermomètre acoustique pourrait dans un futur proche être intégré au télémètre absolu du Cnam pour une meilleure correction de la valeur de l'indice de réfraction de l'air. Cette intégration permettrait également de mesurer la distance parcourue par l'onde acoustique directement, avec une incertitude micrométrique, sans user du télémètre Leica D210 actuel d'incertitude 1 mm. Les performances du thermomètre acoustique pourraient ainsi être grandement améliorées. Quatrièmement, pour une évaluation sur une plus grande distance du thermomètre, l'équation de Cramer doit être étudiée de manière plus approfondie. Nous avons recalculé deux coefficients de cette équation pour notre application, et ainsi amélioré légèrement les résultats des mesures effectuées par notre thermomètre, mais les autres coefficients pourraient être redéfinis, ainsi que l'incertitude de ces coefficients.

Bibliographie

- [1] LaVA project , <http://empir.npl.co.uk/lava/> (consulté le 28 septembre 2022).
- [2] European Metrology Programme for Innovation and Research, EMPIR, *EURAMET*. <https://www.euramet.org/research-innovation/research-empir> (consulté le 28 septembre 2022).
- [3] LUMINAR. <http://projects.npl.co.uk/luminar/> (consulté le 28 septembre 2022).
- [4] Dynamite project. <http://empir.npl.co.uk/dynamite/> (consulté le 28 septembre 2022).
- [5] International Organisation for standardization (2015)(fr), Spécification géométrique des produits (GPS) — Modèle de matrice (ISO Standard n° 14638:2015) . <https://www.iso.org/obp/ui/#iso:std:iso:14638:ed-1:v1:fr> (consulté le 9 septembre 2022).
- [6] R. J. Leão, C. R. Baldo, M. L. C. C. Reis, J. L. A. Trabanco, F. Rodrigues, et R. T. Neuenschwander. Magnet alignment on a common girder: Development of a length artefact for measurement accuracy improvement, *Precision Engineering*, vol. 50, p. 53-62, oct. 2017, doi: 10.1016/j.precisioneng.2017.04.013.
- [7] P. Arpaia, H. M. Durand, et S. Russenschuck. Editorial for the special feature on metrology for particle accelerators, *Meas. Sci. Technol.*, vol. 29, n° 12, p. 120101, déc. 2018, doi: 10.1088/1361-6501/aadd28.
- [8] D. Simon, A. Seuret, et O. Sename. On real-time feedback control systems : requirements, achievements and perspectives. *ICSCS 2012 - 1st International Conference on Systems and Computer Science*, Villeneuve d'Ascq, France, août 2012, p. 1-6.
- [9] M. Lösler, R. Haas, C. Eschelbach, et A. Greiwe. Gravitational deformation of ring-focus antennas for VGOS: first investigations at the Onsala twin telescopes project. *J Geod*, vol. 93, n° 10, p. 2069-2087, oct. 2019, doi: 10.1007/s00190-019-01302-5.
- [10] GGOS - Global Geodetic Observing System , *GGOS*. <https://ggos.org/home/> (consulté le 29 septembre 2022).
- [11] M. Rothacher *et al.* The future Global Geodetic Observing System. in *Global Geodetic Observing System: Meeting the Requirements of a Global Society on a Changing Planet in 2020*. H.-P. Plag et M. Pearlman, Éd. Berlin, Heidelberg: Springer, 2009, p. 237-272. doi: 10.1007/978-3-642-02687-4_9.
- [12] A. Aoun, A. Ilinca, M. Ghandour, et H. Ibrahim. A review of Industry 4.0 characteristics and challenges, with potential improvements using blockchain technology. *Computers & Industrial Engineering*, vol. 162, p. 107746, déc. 2021, doi: 10.1016/j.cie.2021.107746.

- [13] G. Büchi, M. Cugno, et R. Castagnoli. Smart factory performance and Industry 4.0 . *Technological Forecasting and Social Change*, vol. 150, p. 119790, janv. 2020, doi: 10.1016/j.techfore.2019.119790.
- [14] Z. Wang, R. Zhang, et P. Keogh. Real-Time Laser Tracker Compensation of Robotic Drilling and Machining. *JMMP*, vol. 4, n° 3, p. 79, août 2020, doi: 10.3390/jmmp4030079.
- [15] C. Moeller *et al.* Real Time Pose Control of an Industrial Robotic System for Machining of Large Scale Components in Aerospace Industry Using Laser Tracker System. *SAE Int. J. Aerosp.*, vol. 10, n° 2, p. 100-108, sept. 2017, doi: 10.4271/2017-01-2165.
- [16] R. Schmitt, S. Nisch, A. Schonberg, F. Demeester, et S. Renders. Performance evaluation of iGPS for industrial applications. *2010 International Conference on Indoor Positioning and Indoor Navigation*, Zurich, Switzerland, sept. 2010, p. 1-8. doi: 10.1109/IPIN.2010.5647630.
- [17] E. B. Hughes *et al.*, *iGPS capability study*. National Physical Laboratory, 2010.
- [18] J. Guillory, D. Truong, et J.-P. Wallerand. Uncertainty assessment of a prototype of multilateration coordinate measurement system. *Precision Engineering*, vol. 66, p. 496-506, nov. 2020, doi: 10.1016/j.precisioneng.2020.08.002.
- [19] O. C. Martin, S. Robson, A. Kayani, J. E. Muelaner, V. Dhokia, et Paul. G. Maropoulos. Comparative Performance between Two Photogrammetric Systems and a Reference Laser Tracker Network for Large-Volume Industrial Measurement. *Photogram Rec*, vol. 31, n° 155, p. 348-360, sept. 2016, doi: 10.1111/phor.12154.
- [20] API « Radian 3D Laser Trackers system ». A focus on automation, Datasheet, 2018.
- [21] E. Kiraci, P. Franciosa, G. A. Turley, A. Olifent, A. Attridge, et M. A. Williams. Moving towards in-line metrology: evaluation of a Laser Radar system for in-line dimensional inspection for automotive assembly systems. *Int. J. Adv. Manuf. Technol.* vol. 91, n° 1-4, p. 69-78, juill. 2017, doi: 10.1007/s00170-016-9696-8.
- [22] ISO/TC 213 - Spécifications et vérification dimensionnelles et géométriques des produits *ISO*.
<https://www.iso.org/cms/render/live/fr/sites/isoorg/contents/data/committee/05/49/54924.html> (consulté le 28 septembre 2022).
- [23] F. C. Demarest. High-resolution, high-speed, low data age uncertainty, heterodyne displacement measuring interferometer electronics. *Meas. Sci. Technol.*, vol. 9, n° 7, p. 1024-1030, juill. 1998, doi: 10.1088/0957-0233/9/7/003.

- [24] N. Bobroff. Recent advances in displacement measuring interferometry. *Meas. Sci. Technol.*, vol. 4, n° 9, p. 907-926, sept. 1993, doi: 10.1088/0957-0233/4/9/001.
- [25] J. Guillory, R. Šmíd, J. García-Márquez, D. Truong, C. Alexandre, et J.-P. Wallerand. High resolution kilometric range optical telemetry in air by radio frequency phase measurement. *Review of Scientific Instruments*, vol. 87, n° 7, p. 075105, juill. 2016, doi: 10.1063/1.4954180.
- [26] B. Edlén. The Refractive Index of Air. *Metrologia*, vol. 2, n° 2, p. 71-80, avr. 1966, doi: 10.1088/0026-1394/2/2/002.
- [27] G. Bönsch et E. Potulski. Measurement of the refractive index of air and comparison with modified Edlén's formulae. *Metrologia*, vol. 35, n° 2, p. 133-139, avr. 1998, doi: 10.1088/0026-1394/35/2/8.
- [28] P. E. Ciddor. Refractive index of air: new equations for the visible and near infrared. *Appl. Opt.*, vol. 35, n° 9, p. 1566, mars 1996, doi: 10.1364/AO.35.001566.
- [29] F. Dvořáček. Survey of selected procedures for the indirect determination of the group refractive index of air. *Acta Polytech*, vol. 58, n° 1, p. 9, févr. 2018, doi: 10.14311/AP.2018.58.0009.
- [30] J. Guillory, D. Truong, C. Alexandre, et J.-P. Wallerand. A Prototype of High Accuracy Telemeter for Long-Range Application. in *2018 Conference on Precision Electromagnetic Measurements (CPEM 2018)*, juill. 2018, p. 1-2. doi: 10.1109/CPEM.2018.8501040.
- [31] P. R. N. Childs, J. R. Greenwood, et C. A. Long. Review of temperature measurement. *Review of Scientific Instruments*, vol. 71, n° 8, p. 2959-2978, août 2000, doi: 10.1063/1.1305516.
- [32] B. Arman Kuzubasoglu et S. Kursun Bahadir. Flexible temperature sensors: A review. *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 315, p. 112282, nov. 2020, doi: 10.1016/j.sna.2020.112282.
- [33] Q. Li, L. Zhang, X. Tao, et X. Ding. Review of Flexible Temperature Sensing Networks for Wearable Physiological Monitoring. *Adv. Healthcare Mater.*, vol. 6, n° 12, p. 1601371, juin 2017, doi: 10.1002/adhm.201601371.
- [34] B. Baker. Temperature Sensing Technologies. Datasheet and application note, p. 13, 1998.
- [35] T. Tomberg, T. Hieta, T. Fordell, et M. Merimaa. Spectroscopic Inline Thermometry. *Proc. 3rd Joint International Symposium on Deformation Monitoring (JISDM)* 30 mars - 1^{er} avril, 2016 Vienne, Autriche. (6 pages).

- [36] T. Hieta et M. Merimaa. Spectroscopic Measurement of Air Temperature. *Int J Thermophys*, vol. 31, n° 8-9, p. 1710-1718, sept. 2010, doi: 10.1007/s10765-010-0833-6.
- [37] C. S. Goldenstein et R. K. Hanson. Diode-laser measurements of linewidth and temperature-dependent lineshape parameters for H₂O transitions near 1.4 μm using Voigt, Rautian, Galatry, and speed-dependent Voigt profiles. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 152, p. 127-139, févr. 2015, doi: 10.1016/j.jqsrt.2014.11.008.
- [38] O. Cramer. The variation of the specific heat ratio and the speed of sound in air with temperature, pressure, humidity, and CO₂ concentration. *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 93, n° 5, p. 2510-2516, mai 1993, doi: 10.1121/1.405827.
- [39] V. Korpelainen et A. Lassila . Acoustic method for determination of the effective temperature and refractive index of air in accurate length interferometry. *Optical Engineering*, vol. 43, n° 10, p. 2400-2409, oct. 2004, doi: 10.1117/1.1787834.
- [40] M. Pisani, M. Astrua, et M. Zucco. An acoustic thermometer for air refractive index estimation in long distance interferometric measurements. *Metrologia*, vol. 55, n° 1, p. 67-74, févr. 2018, doi: 10.1088/1681-7575/aa9a7a.
- [41] M. Astrua, M. Pisani, et M. Zucco. Traceable 28 m-long metrological bench for accurate and fast calibration of distance measurement devices. *Meas. Sci. Technol.*, vol. 26, n° 8, p. 084008, août 2015, doi: 10.1088/0957-0233/26/8/084008.
- [42] David A. Bies, Colin H. Hansen, Carl Q. Ho. *Engineering Noise Control*, 5th edition, Boca Raton, CRC Press, 2017.
- [43] International Organisation for standardization (1996). Attenuation of Sound During Propagation Outdoors (ISO standard n° 9613-2).
- [44] G. P. Howell et C. L. Morfey. Frequency dependence of the speed of sound in air. *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 82, n° 1, p. 375-376, juill. 1987, doi: 10.1121/1.395523.
- [45] R. S. Davis. Equation for the Determination of the Density of Moist Air (1981/91). *Metrologia*, vol. 29, n° 1, p. 67-70, janv. 1992, doi: 10.1088/0026-1394/29/1/008.
- [46] A. J. Zuckerwar. *Handbook of the Speed of Sound in Real Gases*. vol. 3, Academic Press, 2002.
- [47] D. E. Gray. American Institute of Physics handbook. McGraw-Hill, 1982.
- [48] G. S. K. Wong. Comments on “The variation of the specific heat ratio and the speed of sound in air with temperature, pressure, humidity, and CO₂ concentration” [J. Acoust.

- Soc. Am. 93, 2510–2516 (1993)]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 97, n° 5, p. 3177-3179, mai 1995, doi: 10.1121/1.411818.
- [49] L. Espinosa, J. Bacca, F. Prieto, P. Lasaygues, et L. Brancheriau. Accuracy on the Time-of-Flight Estimation for Ultrasonic Waves Applied to Non-Destructive Evaluation of Standing Trees: A Comparative Experimental Study. *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 104, no 3, p. 429-439, mai 2018, doi: 10.3813/AAA.919186.
- [50] J. C. Jackson, R. Summan, G. I. Dobie, S. M. Whiteley, S. G. Pierce, et G. Hayward. Time-of-flight measurement techniques for airborne ultrasonic ranging. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 60, n° 2, p. 343-355, févr. 2013, doi: 10.1109/TUFFC.2013.2570.
- [51] International Organisation for standardization (1993) Acoustique -- Atténuation du son lors de sa propagation à l'air libre -- Partie 1: Calcul de l'absorption atmosphérique. (ISO standard n° 9613-1).
- [52] R. Kapoor, S. Ramasamy, A. Gardi, R. V. Schyndel, et R. Sabatini. Acoustic Sensors for Air and Surface Navigation Applications. *Sensors*, vol. 18, n° 2, Art. n° 2, févr. 2018, doi: 10.3390/s18020499.
- [53] B. Barshan. Fast processing techniques for accurate ultrasonic range measurements. *Meas. Sci. Technol.*, vol. 11, n° 1, p. 45-50, janv. 2000, doi: 10.1088/0957-0233/11/1/307.
- [54] Y. Morita. Automatic detection of onset time of seismic waves and its confidence interval using the autoregressive model fitting. *Earthquake*, vol. 37, p. 281-293, 1984.
- [55] R. Sleeman et T. van Eck. Robust automatic P-phase picking: an on-line implementation in the analysis of broadband seismogram recordings. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, vol. 113, n° 1-4, p. 265-275, juin 1999, doi: 10.1016/S0031-9201(99)00007-2.
- [56] Y. Bao et J. Jia. Improved Time-of-Flight Estimation Method for Acoustic Tomography System. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 69, n° 4, p. 974-984, avr. 2020, doi: 10.1109/TIM.2019.2908704.
- [57] D. Marioli, C. Narduzzi, C. Offelli, D. Petri, E. Sardini, et A. Taroni. Digital time-of-flight measurement for ultrasonic sensors. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 41, n° 1, p. 93-97, févr. 1992, doi: 10.1109/19.126639.
- [58] Cebek. Ultrasonic transmitter and receiver. C-7210. Datasheet. https://fadisel.com/en/index.php?controller=attachment&id_attachment=110
- [59] Massa. TR-89-B Series. Datasheet. <https://www.massa.com/wp-content/uploads/2017/08/TR-89-Datasheet-170118.pdf>

- [60] X. F. Wang et Z. A. Tang. A novel method for digital ultrasonic time-of-flight measurement. *Review of Scientific Instruments*, vol. 81, n° 10, p. 105112, oct. 2010, doi: 10.1063/1.3493046.
- [61] BIPM, IEC, IFCC, ILAC, ISO, IUPAC, IUPAP, and OIML. Evaluation of measurement data — Guide to the expression of uncertainty in measurement. Joint Committee for Guides in Metrology, JCGM 100:2008.
- [62] J. Guillory, M. Teysseidier de la Serve, D. Truong, C. Alexandre, et J.-P. Wallerand. Uncertainty Assessment of Optical Distance Measurements at Micrometer Level Accuracy for Long-Range Applications. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 68, n° 6, p. 2260-2267, juin 2019, doi: 10.1109/TIM.2019.2902804.