



HAL
open science

Amélioration des performances et nouveau concept de détecteurs de capteurs inertiels à détection thermique

Alexandra Garraud

► **To cite this version:**

Alexandra Garraud. Amélioration des performances et nouveau concept de détecteurs de capteurs inertiels à détection thermique. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 2011. Français. NNT: . tel-00660720

HAL Id: tel-00660720

<https://theses.hal.science/tel-00660720>

Submitted on 17 Jan 2012

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.

U n i v e r s i t é M o n t p e l l i e r 2
— Sciences et Techniques du Languedoc —

T H È S E

Présentée à l'Université Montpellier 2 – Sciences et Techniques du Languedoc
pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ MONTPELLIER 2

Spécialité : Électronique

École Doctorale : Information, Structures et Systèmes

Amélioration des performances et nouveau concept de détecteurs de capteurs inertiels à détection thermique

par

Alexandra GARRAUD

Présentée publiquement le 8 décembre 2011
devant le Jury composé de :

M. F. FOREST	Président du jury
M. L. BUCHAILLOT	Rapporteur
M. P. VAIRAC	Rapporteur
M. D. GUYOMAR	Examineur
M. P. COMBETTE	Co-Directeur de thèse
M. A. GIANI	Directeur de thèse

Table des matières

Table des matières	i
Remerciements	1
Définition des notations	3
Introduction générale	7
1 Accéléromètres : utilisations et performances	11
1.1 Utilisation des accéléromètres	13
1.1.1 Intérêt de la mesure d'une accélération	13
1.1.2 Caractéristiques des accéléromètres	13
1.1.3 Domaines d'application	15
1.2 Modes de transduction utilisés	18
1.2.1 Accéléromètres capacitifs	18
1.2.2 Accéléromètres piézorésistifs	19
1.2.3 Accéléromètres piézoélectriques	20
1.2.4 Accéléromètres thermiques à convection	21
1.2.5 Synthèse des technologies	22
1.3 Performances atteintes	23
1.3.1 Accéléromètres à masse solide sismique	23
1.3.2 Accéléromètre thermique à convection	23
1.3.3 Accéléromètres à grande étendue de mesure	27
1.3.3.1 Objectifs poursuivis	27
1.3.3.2 Accéléromètres à forte étendue de mesure existants	27
1.4 Conclusion	29
2 Étude théorique du fonctionnement de l'accéléromètre thermique	31
2.1 Modes de transfert thermique	34
2.1.1 Rayonnement thermique	34
2.1.1.1 Approche qualitative du rayonnement thermique	34
2.1.1.2 Propriétés physiques du rayonnement thermique	35
2.1.2 Conduction thermique	36
2.1.2.1 Description qualitative de la conduction thermique	36
2.1.2.2 Loi de Fourier	36
2.1.2.3 Analogie avec le phénomène de conduction électrique	36
2.1.2.4 Transfert conductif dans un solide	37

2.1.3	Convection thermique	38
2.1.3.1	Description qualitative de la convection thermique	38
2.1.3.2	Couche limite thermique	38
2.1.3.3	Lien avec la mécanique des fluides	39
2.2	Analyse dimensionnelle	42
2.2.1	Grandeurs caractéristiques	42
2.2.2	Nombres caractéristiques	42
2.2.2.1	Nombre de Grashof : Gr	42
2.2.2.2	Nombre de Prandtl : Pr	43
2.2.2.3	Nombre de Rayleigh : Ra	43
2.2.2.4	Nombre de Fourier : Fo	44
2.3	Description du fonctionnement de l'ATC	45
2.3.1	Principe de fonctionnement	45
2.3.2	Phénomènes thermiques en présence	46
2.3.2.1	Chaleur dissipée par la résistance de chauffe	47
2.3.2.2	Contribution du rayonnement thermique	48
2.3.2.3	Conduction et convection naturelle	49
2.4	Étude analytique du phénomène physique	50
2.4.1	Modèle associé au capteur à un axe de détection	50
2.4.1.1	Description du modèle cylindrique	50
2.4.1.2	Étude de la conduction : approximation du premier ordre	51
2.4.1.3	Étude de la convection : ordres supérieurs	52
2.4.1.4	Études réalisées par modélisation analytique	54
2.4.1.5	Limitations du modèle cylindrique	58
2.4.2	Modèle associé au capteur à deux axes de détection	59
2.4.2.1	Description du modèle sphérique	59
2.4.2.2	Étude de la conduction : approximation du premier ordre	60
2.4.2.3	Étude de la convection : ordres supérieurs	61
2.4.2.4	Études réalisées par modélisation analytique	63
2.4.3	Modèle temporel du comportement du fluide	66
2.4.3.1	Analogie avec le domaine électrique	67
2.4.3.2	Autre approche du modèle temporel	68
2.5	Simulations numériques par éléments finis	71
2.5.1	Position du problème	71
2.5.2	Choix du maillage	72
2.5.3	Modélisation des capteurs à un axe de détection	73
2.5.3.1	Pertinence des hypothèses du modèle statique cylindrique	73
2.5.3.2	Influence de la demi-largeur de la résistance de chauffe	76
2.5.3.3	Influence du rapport entre les rayons équivalents R^*	76
2.5.4	Conclusions	77
2.6	Conclusions	79
3	ATC à détecteurs de température thermo-résistifs	81
3.1	Fabrication de l'ATC	84
3.1.1	Première étape : dépôt d'une couche isolante	84
3.1.2	Deuxième étape : dépôt de la couche mince de platine	85

3.1.3	Troisième étape : réalisation des motifs par photolithographie . . .	86
3.1.4	Quatrième étape : gravure des couches minces	87
3.1.5	Cinquième étape : gravure de la cavité de silicium	87
3.1.6	Étape finale : montage du capteur sur le support	88
3.2	Techniques et procédés pour la caractérisation des couches minces	89
3.2.1	Mesure de l'épaisseur	89
3.2.2	Mesure 4 pointes	89
3.2.3	Diffractionnée par rayons X	90
3.2.4	Microscopie électronique à balayage	91
3.2.5	Mesure des paramètres thermo-résistifs	91
3.3	Étude de la couche de platine	93
3.3.1	Influence de la couche d'accroche sur les propriétés de la thermo-résistance	93
3.3.1.1	Intérêt de la couche d'accroche	93
3.3.1.2	Couche d'accroche en chrome	93
3.3.1.3	Couche d'accroche en oxyde de chrome	95
3.3.1.4	Couche d'accroche en oxyde de zirconium	96
3.3.2	Influence de la température de dépôt sur l'empilement $SiN_x/ZrO_2/Pt$	98
3.3.2.1	Caractérisations morphologiques	98
3.3.2.2	Caractérisations électriques	99
3.3.3	Conclusions	101
3.4	Accéléromètres à un axe de détection	103
3.4.1	Procédés de caractérisation des capteurs	103
3.4.1.1	Caractérisation des thermo-résistances	103
3.4.1.2	Caractérisation de la sensibilité du capteur	104
3.4.1.3	Caractérisation de la plage de linéarité du capteur	104
3.4.1.4	Caractérisation de la réponse fréquentielle du capteur	105
3.4.2	Étude de la réponse en régime permanent	106
3.4.2.1	Étude du profil de température	106
3.4.2.2	Étude de la sensibilité	107
3.4.2.3	Influence de la dérive thermique sur la sensibilité	110
3.4.3	Étude de la réponse fréquentielle	114
3.4.3.1	Influence de la taille de l'ATC	114
3.4.3.2	Influence de la position des détecteurs	115
3.4.4	Grande étendue de mesure	116
3.4.4.1	Effet des dimensions du capteur	116
3.4.4.2	Mesures de fortes accélérations	118
3.5	Accéléromètres à deux axes de détection	120
3.5.1	Mesure d'accélération dans un plan	120
3.5.2	Caractérisation du profil de température	121
3.5.3	Caractérisation de la sensibilité	121
3.5.4	Mesure du cross-over	123
3.5.5	Caractérisation de la bande passante	123
3.5.6	Grande étendue de mesure	124
3.6	Caractérisation du bruit des ATC à détecteurs thermo-résistifs	126
3.6.1	Sources de bruit théoriques	126

3.6.1.1	Bruit fondamental : bruit thermique	126
3.6.1.2	Bruit en excès : bruit en $1/f$	127
3.6.2	Mesures expérimentales du bruit dans les résistances	127
3.6.3	Bruit pour d'autres types de détecteurs de température	129
3.6.3.1	Limite de détection d'une thermo-résistance	129
3.6.3.2	Limite de détection d'un thermocouple	129
3.6.3.3	Limite de détection d'un détecteur pyroélectrique	130
3.6.4	Conclusions	130
3.7	Conclusions	131
4	ATC à détecteurs thermiques pyroélectriques	133
4.1	Description physique de la pyroélectricité	136
4.1.1	Origine physique du phénomène	136
4.1.2	Propriétés physiques des matériaux pyroélectriques	137
4.1.3	Caractérisation du coefficient pyroélectrique	139
4.1.4	Détection thermique pyroélectrique	140
4.1.4.1	Réponse en courant R_I du détecteur	140
4.1.4.2	Réponse en tension R_T de l'ensemble détecteur et circuit conditionneur	141
4.1.5	Choix du matériau pyroélectrique	143
4.1.5.1	Propriétés pyroélectriques de différents matériaux	143
4.1.5.2	Choix du tantalate de lithium	145
4.2	Étude de l'électrode arrière	147
4.2.1	Rôle de l'électrode arrière	147
4.2.1.1	Électrode arrière en oxyde conducteur	147
4.2.1.2	Électrode arrière en platine	148
4.2.2	Recuit thermique de l'électrode arrière	148
4.2.2.1	Intérêt du recuit thermique	148
4.2.2.2	Visualisation de la surface des électrodes recuites	149
4.2.2.3	Étude de la cristallinité des électrodes recuites	150
4.2.3	Conclusions	150
4.3	Étude de la couche mince pyroélectrique	152
4.3.1	Moyens de mise en œuvre	152
4.3.1.1	Dépôt par pulvérisation cathodique	152
4.3.1.2	Composition du matériau cible	155
4.3.1.3	Caractérisation de la cristallinité des couches minces de $LiTaO_3$	155
4.3.1.4	Caractérisation des propriétés pyroélectriques	156
4.3.2	Résultats expérimentaux	158
4.3.2.1	Influence de la distance entre le porte-substrat et la cible	159
4.3.2.2	Influence de la composition des gaz du plasma	161
4.3.2.3	Influence de la puissance du plasma	164
4.3.2.4	Influence de la pression de dépôt	166
4.3.2.5	Influence de la température de dépôt	169
4.3.2.6	Polarisation de la couche pyroélectrique	171
4.3.2.7	Conclusions	173

4.4	Accéléromètres à détecteurs thermiques pyroélectriques	175
4.4.1	Description du fonctionnement de l'ATC à détecteurs thermiques pyroélectriques	175
4.4.1.1	Principe de fonctionnement	175
4.4.1.2	Améliorations attendues	176
4.4.2	$LiTaO_3$ massif pour la détection d'accélération	177
4.4.2.1	Choix de la structure	177
4.4.2.2	Résistance de chauffe réalisée par un fil suspendu	178
4.4.2.3	Résistance de chauffe réalisée à partir d'une résistance non libérée	179
4.4.3	$LiTaO_3$ en couches minces pour la détection d'accélération	181
4.4.3.1	Choix de la structure	181
4.4.3.2	ATC à base de couches minces pyroélectriques	182
4.4.4	Perspectives : réalisation par les techniques de la micro-fabrication	184
4.5	Conclusions	185
	Conclusions et perspectives	187
	Annexes	191
A	Constantes du modèle cylindrique	193
A.1	Coefficients Ordre 1	193
A.2	Coefficients Ordre 2	193
B	Constantes du modèle sphérique	195
B.1	Coefficients Ordre 0	195
B.2	Coefficients Ordre 1	195
C	Montage en pont de Wheatstone et accéléromètre thermique	197
C.1	Description du montage	197
C.2	Application aux accéléromètres thermiques	198
D	Électronique embarquée pour l'application à fortes accélérations	199
D.1	Schéma synoptique de l'électronique	199
D.2	Montage électronique	199
	Bibliographie	201

Remerciements

Cette thèse a été effectuée à l'Institut d'Électronique du Sud (IES) au sein de l'équipe des micro-capteurs thermo-mécaniques et électronique associée (MITEA), dirigée par Alain Giani, professeur à l'Université Montpellier 2. Je remercie les directeurs successifs de l'IES, Daniel Gasquet et Alain Foucaran de m'avoir accueillie si chaleureusement dans ce laboratoire.

Je tiens à remercier les membres de mon jury de thèse présidé par François Forest, professeur à l'Université Montpellier 2 d'avoir accepté de participer à ce jury.

Je remercie Lionel Buchillot, directeur de recherche CNRS à l'IEMN (Lille) et Pascal Vairac, professeur à l'ENSM (Besançon) d'avoir accepté d'être les rapporteurs de mon manuscrit de thèse. Leurs commentaires sur mon manuscrit m'ont été très utiles lors de la soutenance.

De même, je remercie Daniel Guyomar, professeur à l'INSA de Lyon d'avoir examiné mes travaux de thèse.

Je remercie sincèrement Alain Giani et Philippe Combette, mes deux directeurs de thèse, de m'avoir encadrée pendant ces trois ans de thèse. L'un comme l'autre, vous avez su être à mon écoute quand il le fallait et les discussions que nous avons partagées ont été très enrichissantes pour moi. Je n'oublierai pas les conseils que vous m'avez prodigués pendant ces années.

Je pense qu'il me faudra du temps avant d'arrêter de me demander ce qu' « on fait ce soir ».

Je voudrais remercier tout particulièrement Benoît Charlot, pas seulement pour m'avoir accompagnée à presque toutes les conférences auxquelles j'ai assistées mais aussi pour sa bonne humeur et son dynamisme quotidiens. J'ai beaucoup apprécié nos conversations. Je ne peux pas faire ces remerciements sans oublier de remercier Canine, « le meilleur film de l'année 2009 » d'avoir été des nôtres pendant nos repas du midi. Déjà deux ans qu'il faut qu'on le voie...

Je remercie également tous les membres de l'équipe MITEA pour la bonne ambiance qui règne au café le matin, dans les couloirs et dans les bureaux : les permanents, Frédérique Pascal-Delannoy (toute jeune retraitée), Viviane Coronato (retraitée elle-aussi), Brice Sorli, Jean Podlecki, Yvan Cuminal et Sébastien Silvestre et tous les doctorants et post-doctorants, Mamadou Baldé, Denis Coudouel, Sébastien Gauthier, Ricardo Garcia, Salman Nadar, Arnaud Deblonde, Rachid Amrani, Jimmy Armand et Kamal Annou.

Je n'oublie pas de remercier aussi le personnel de l'ATEMI : Jean-Marie Peiris, Jean Lyonnet et Frédéric Pichot. Ils ont accompli un travail formidable avec mes échantillons

et ont toujours répondu présents pour m'aider quand j'en avais besoin, encore plus les dernières semaines avant la soutenance.

Je remercie aussi Michel Gallien et Jean-Michel Gosalbes d'avoir réussi à concevoir une électronique embarquée qui survive au passage à la centrifugeuse. Sans eux, nous n'aurions pas pu réaliser les mesures d'accélération à 10 000 g et je ne serais jamais parti en Chine pour présenter ces résultats.

Je voudrais remercier aussi Bruno Sagnes de bien vouloir partager sa voiture avec moi tous les mercredis matin depuis septembre pour que je puisse aller enseigner à mes étudiants à l'IUT de Nîmes. Nos discussions sur la recherche, l'enseignement ou toute autre chose ont fait passer rapidement les trajets en voiture. Je t'en suis très reconnaissante. Merci aussi à toi et à Fabien Pascal pour les mesures de bruit dans les résistances.

Je tiens à remercier aussi l'ensemble du laboratoire IES pour leur sympathie et leur convivialité.

Je remercie énormément toute ma famille : mes parents, mon petit frère et mes grandes sœurs sans oublier mes beaux-frères et ma toute petite encore nièce. Merci de croire en moi et d'être là. J'ai une pensée émue aussi pour ma mamie qui nous a quittés bien trop tôt. Je remercie aussi ma belle-famille pour sa présence et sa confiance.

Enfin, le dernier mais non le moindre, je remercie du fond du cœur et avec tout mon amour mon mari, Nicolas pour tout ce qu'il m'apporte. Ce manuscrit ne serait pas le même si tu ne l'avais pas relu avec autant d'attention mais c'est surtout moi qui serais bien différente sans toi. Depuis sept ans, tu m'as apportée la confiance en moi et un meilleur regard sur moi-même. Quelle chance j'ai de t'avoir dans ma vie !

Définition des notations

Notation	Définition	Unité / Valeur
\mathcal{A}	aire	m^2
a	diffusivité thermique	$m^2.s^{-1}$
C	capacité électrique	F
C_P	chaleur massique isobare	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
D	déplacement électrique	$C.m^{-2}$
d, x, L	distance	m
E	champ électrique	$V.m^{-1}$
E_C	champ électrique coercitif	$V.m^{-1}$
F_C	fréquence de coupure à $-3 dB$	Hz
Fo	nombre de Fourier	\emptyset
g	accélération de la pesanteur	$9,81 m.s^{-2}$
Gr	nombre de Grashof	\emptyset
I	courant électrique	A
k_B	constante de Boltzmann	$1,38066 \times 10^{-23} J.K^{-1}$
p	coefficient pyroélectrique	$C.m^{-2}.K^{-1}$
P	pression	Pa ou bar
\mathcal{P}	puissance électrique	W
Pr	nombre de Prandtl	\emptyset
P_R	polarisation rémanente	$C.m^{-2}$
P_{sat}	polarisation à saturation	$C.m^{-2}$
r	distance au centre	m
r_D	distance au centre des détecteurs dans la cavité	m
r_i	rayon du cylindre (sphère) intérieur(e)	m
r_o	rayon du cylindre (sphère) extérieur(e)	m
R^*	rapport des rayons extérieur sur intérieur	\emptyset
R	résistance électrique	Ω
R_0	résistance électrique à $0^\circ C$	Ω
Ra	nombre de Rayleigh	\emptyset
S	sensibilité de l'accéléromètre thermique à convection	$^\circ C.g^{-1}$
t	temps	s
T	température absolue	$K, ^\circ C$
T_C	température de Curie	$K, ^\circ C$
T_H	température de la résistance de chauffe	$^\circ C$
T_i	température du cylindre (sphère) intérieur(e)	$^\circ C$
T_o	température du cylindre (sphère) extérieur(e)	$^\circ C$
T_S	température du substrat	$^\circ C$
U	différence de potentiel	V
v	vitesse	$m.s^{-1}$
V	potentiel électrique	V

Tableau 1 – Définition des constantes.

Notation	Définition	Unité
α	coefficient de température en résistance (CTR)	$^{\circ}C^{-1}$
β	coefficient de dilatation thermique isobare	$K^{-1}, ^{\circ}C^{-1}$
Γ	accélération appliquée au capteur	g
δT	différence de température entre deux détecteurs	$^{\circ}C$
ΔT	différence de température entre la résistance de chauffe et le substrat	$^{\circ}C$
ε_0	permittivité diélectrique du vide	$8,85419 \times 10^{-12} F.m^{-1}$
ε_R	permittivité diélectrique relative du matériau	\emptyset
θ	angle	rad
λ	conductivité thermique du milieu	$W.m^{-1}.K^{-1}$
μ	viscosité dynamique	Pl
ρ	masse volumique	$kg.m^{-3}$
τ	temps de réponse à 63%	s
$\varphi_{cd}, \varphi_{cv}$	flux surfacique de chaleur conductif ou convectif	$W.m^{-2}$
Φ_{cd}, Φ_{cv}	flux de chaleur conductif ou convectif	W

Tableau 2 – Définition des constantes.

Abréviation	Définition
ATC	Accéléromètre Thermique à Convection
CTR	Coefficient de Température en Résistance
LPCVD	<i>Low Pressure Chemical Vapor Deposition</i>
MEB	Microscope Électronique à Balayage
MEMS	<i>Micro Electro-Mechanical System</i>
NEP	<i>Noise equivalent Power</i>
NIST	<i>National Institute of Standards and Technology</i>
RIE	<i>Reactive Ion Etching</i>
RSB	Rapport Signal sur Bruit
RTA	<i>Rapid Thermal Annealing</i>

Tableau 3 – Définition des abréviations.

Introduction générale

À partir des années 1980, la mise au point et l'étude de micro-systèmes se sont considérablement développées [1]. Ces composants sont basés sur des systèmes micro-électromécaniques, appelés aussi MEMS. Leur exploitation commerciale s'est généralisée dans les années 1990 avec l'apparition de capteurs pour le grand public comme les déclencheurs d'*airbag* en 1992 ou les têtes d'imprimante à jet d'encre par Hewlett-Packard vers 1990.

Les techniques de fabrication d'un MEMS sont les mêmes que celles utilisées en micro-électronique à savoir la photolithographie, les technique de dépôts de couches minces ou les procédés d'oxydation, le tout sur un substrat de silicium. L'amélioration constante de ces techniques a permis une croissance parallèle de l'emploi de la micro-électronique et des micro-systèmes. Des procédés supplémentaires sont de plus employés tels que le micro-usinage de volume par gravure chimique ou physique qui aboutissent à la libération mécanique de certaines zones de l'échantillon.

L'engouement pour les micro-systèmes s'explique principalement par le fait que leur intégration couplée à celle de son électronique de traitement sur un même substrat réduit drastiquement l'encombrement. Le fait de miniaturiser les éléments entraîne une réduction du nombre de connexions soudées et permet un accroissement de la fiabilité du composant [2].

Il est aussi courant dans l'industrie, d'intégrer sur un même *wafer* un grand nombre de ces dispositifs, ce qui diminue d'autant plus le coût unitaire de fabrication d'un ensemble micro-système et électronique.

Les capteurs issus du monde des micro-systèmes sont donc très attractifs pour le monde industriel étant donné leur faible coût de revient et la facilité d'intégration, conséquence de leur petite taille.

En réduisant les échelles d'étude, les micro-systèmes introduisent une interdisciplinarité. Les phénomènes accessibles aux échelles microscopiques de la physique interagissent avec ceux de la chimie ou avec ceux de la biologie.

En effet, certains phénomènes négligeables aux échelles macroscopiques deviennent prépondérants aux faibles échelles : ce sont les lois d'échelle [3]. Un exemple en est les forces capillaires. Deux objets de taille macroscopiques peuvent se détacher aisément l'un de l'autre tandis qu'aux échelles micrométriques, la tension superficielle de l'eau, présente dans l'air, aboutit au collage quasi-permanent des deux surfaces.

Ils sont ainsi une source abondante d'études scientifiques pour le monde académique. En effet, les recherches se penchent sur la miniaturisation de systèmes macroscopiques mais aussi sur la mise au point de dispositifs qui exploitent la multidisciplinarité. En

2004, le nombre d'études expérimentales sur les MEMS réalisées en laboratoire était mille fois plus grand que le nombre de capteurs atteignant le marché industriel [3]. Pourtant, il reste encore de nombreuses recherches théoriques et pratiques à mener pour comprendre et appliquer les phénomènes physiques qui apparaissent avec les micro-systèmes.

Au cours de cette thèse, les études vont porter sur un type de capteurs basé sur la détection thermique d'une accélération appliquée à une masse isolée de fluide chauffé localement. Il est appelé accéléromètre thermique à convection. Contrairement aux autres types d'accéléromètres, la masse-test n'est pas un solide mais un fluide ce qui permet d'atteindre des performances différentes. Leur commercialisation est encore limitée, les seuls étant vendus par la société américaine Memsic. Cependant ce principe de fonctionnement a déjà été étudié dans le monde académique aussi bien en termes d'applications possibles (inclinomètres, accéléromètres) que d'un point de vue théorique. Mais de nombreuses recherches restent encore à mener notamment en termes de résolution de mesure, de modélisation de la sensibilité et de la fréquence de coupure. Atteindre de larges étendues de mesure linéaire est aussi un objectif très attractif car peu d'accéléromètres en sont capables.

Ce manuscrit est articulé en quatre parties, la première correspondant à la remise en contexte de l'étude par une revue de l'état de l'art et les autres chapitres portent chacun sur un des objectifs poursuivis. Il se décline comme suit.

Dans une première partie, nous commençons par rappeler l'intérêt de la mesure de l'accélération et les caractéristiques communes d'un capteur d'accélération suivant le domaine d'application. Une liste des technologies d'accéléromètres qui sont communément utilisés est dressée. Finalement, un examen des performances atteintes par les différents types d'accéléromètres et plus spécifiquement par l'accéléromètre thermique à convection, est effectué pour pouvoir par la suite comparer nos résultats à ceux déjà existants dans la bibliographie.

L'accéléromètre que nous étudions étant basé sur les échanges thermiques au sein d'un fluide dans une cavité fermée, le chapitre 2 dresse un rappel des trois modes principaux de transfert thermiques. L'utilisation de l'analyse dimensionnelle est introduite avec la définition des différents nombres caractéristiques qui sont employés tout au long de l'étude. Grâce à ces différentes données, le principe de fonctionnement d'un accéléromètre thermique à convection, abrégé par ATC, est expliqué au travers des phénomènes thermiques en présence. Cette description est suivie d'une étude analytique du phénomène convectif au sein de la cavité, aussi bien en fonctionnement statique que dans le cas dynamique. Les études réalisées par simulations par éléments finis ayant pour but d'apprécier la validité des hypothèses de l'étude analytique conclut cette partie.

Les deux chapitres qui suivent, traitent des résultats expérimentaux obtenus pour les deux technologies d'ATC étudiées qui se distinguent par le type de matériaux employés pour la détection de température.

Le chapitre 3 est relatif à l'étude du platine en tant que matériau thermo-résistif et son application en tant que détecteur de température pour l'ATC. La comparaison des résultats expérimentaux avec les résultats des études analytiques et avec ceux issus des

simulations effectuées au chapitre 2 est entreprise dans les cas statique et dynamique aussi bien pour les capteurs à un seul axe de détection que pour les capteurs à deux axes de détection. La mesure des fortes accélérations par les deux types d'ATC montre le fort potentiel de ces capteurs. Enfin, une analyse du bruit issu de la mesure de l'accélération par l'ATC à détecteurs thermo-résistifs en platine termine cette partie et permet une justification de l'emploi des détecteurs pyroélectriques.

Au cours du chapitre 4, le phénomène de pyroélectricité est décrit avant de s'intéresser à l'élaboration de couches minces de matériau pyroélectrique comme le tantalate de lithium. L'influence des paramètres de dépôt sur les caractéristiques pyroélectriques et morphologiques des couches minces réalisées est ensuite étudiée pour déterminer les conditions de dépôt qui permettent d'optimiser ces caractéristiques. Finalement, l'étude des ATC est reprise avec l'utilisation du tantalate de lithium comme détecteur thermique. Les performances atteintes par ces accéléromètres à détecteurs pyroélectriques sont présentées et commentées.

Chapitre 1

Accéléromètres : utilisations et performances

Cette thèse portant sur l'amélioration d'un accéléromètre thermique à convection, la première étape de ce manuscrit va porter sur l'utilité de la mesure d'accélération dans diverses applications aussi bien grand public que plus confidentielles comme les applications militaires.

Les caractéristiques qui permettent la comparaison des performances d'un accéléromètre seront présentées ainsi que les caractéristiques nécessaires suivant les domaines d'application.

Quatre différentes méthodes de transduction de l'accélération en signal mesurable seront présentées avec leurs avantages et les inconvénients : les modes de détection capacitif, piézorésistif, piézoélectrique et thermique.

Au final, les performances en termes de sensibilité, d'étendue de mesure, de bande passante et autres seront comparées suivant les technologies d'accéléromètres. Une étude particulière des caractéristiques des accéléromètres thermiques à convection ainsi qu'une étude des accéléromètres capables de mesurer de larges étendues d'accélération seront effectuées.

Sommaire

1.1	Utilisation des accéléromètres	13
1.1.1	Intérêt de la mesure d'une accélération	13
1.1.2	Caractéristiques des accéléromètres	13
1.1.3	Domaines d'application	15
1.2	Modes de transduction utilisés	18
1.2.1	Accéléromètres capacitifs	18
1.2.2	Accéléromètres piézorésistifs	19
1.2.3	Accéléromètres piézoélectriques	20
1.2.4	Accéléromètres thermiques à convection	21
1.2.5	Synthèse des technologies	22
1.3	Performances atteintes	23
1.3.1	Accéléromètres à masse solide sismique	23
1.3.2	Accéléromètre thermique à convection	23
1.3.3	Accéléromètres à grande étendue de mesure	27
	1.3.3.1 Objectifs poursuivis	27
	1.3.3.2 Accéléromètres à forte étendue de mesure existants . . .	27
1.4	Conclusion	29

1.1 Utilisation des accéléromètres

1.1.1 Intérêt de la mesure d'une accélération

Suivre la trajectoire d'un objet est un objectif qui se retrouve dans de nombreuses applications telles que des applications militaires, industrielles, médicales ou encore grand public [4][5][2][6]. Or la position, la vitesse et l'accélération d'un objet sont toutes trois physiquement reliées : la vitesse est la dérivée temporelle de la position et l'accélération, la dérivée seconde de la position en fonction du temps.

La connaissance de la position d'un objet n'est pas possible sans celle d'un repère de référence. De plus, la mesure de la vitesse nécessite de se référer au mouvement par rapport à de la matière extérieure. Contrairement à ces deux paramètres, l'accélération peut être obtenue de manière indépendante, sans besoin de repère de référence, ni mouvement relatif à un élément extérieur.

Enfin, si la mesure première est une mesure de position à partir de laquelle la vitesse et l'accélération sont déduites par dérivations successives, la présence de bruit dans la mesure initiale est amplifiée à chaque dérivation [5]. Le contrôle de la vitesse ou de l'accélération passe donc par une mesure directe effectuée par un capteur adapté afin de s'affranchir de ce problème du bruit.

L'utilisation de capteurs d'accélération, dits accéléromètres, est ainsi préférée, y compris pour le contrôle de trajectoire, c'est-à-dire de la vitesse, de la position et de la trajectoire. Il est requis par exemple pour le pilotage d'hélicoptères ou de drones [7][8] ou pour la navigation [9][10]. Il existe d'autres types de systèmes de navigation qui utilisent le système GPS pour le contrôle de la position [11][12][13] mais ces dernières nécessitent un contact permanent avec les satellites pour la reconstruction.

Dans le premier cas, l'unité de mesures inertielles nécessite six données pour la reconstruction : la translation et la rotation suivant chacun des trois axes de l'espace. Elles consistent en une mesure de l'accélération linéaire suivant les trois axes par un ou des accéléromètres et une mesure du taux de rotation autour de chacun des axes par un ou des gyroscopes comme le montre la Figure 1.1 [6][14][15].

1.1.2 Caractéristiques des accéléromètres

Les différentes technologies d'accéléromètres sont différenciées par les caractéristiques suivantes.

En premier lieu, la sensibilité d'un accéléromètre est le rapport entre la sortie mesurée, la plupart du temps, électrique et l'entrée, ici mécanique. Dans le cas d'un accéléromètre, l'entrée est constituée par l'accélération imposée au capteur : elle est donc exprimée en V/g , avec $g = 9,81 \text{ m.s}^{-2}$.

En théorie, la sensibilité d'un accéléromètre ne doit pas varier dans le temps. Mais les conditions de stockage, les conditions atmosphériques peuvent entraîner une variation temporelle de cette caractéristique. En fonction de l'application, le critère de stabilité sera plus ou moins strict avec, par exemple, une évolution de la sensibilité inférieure à 50 ppm sur une heure et inférieure à 3000 ppm sur vingt ans pour les applications de guidage de missile [16].

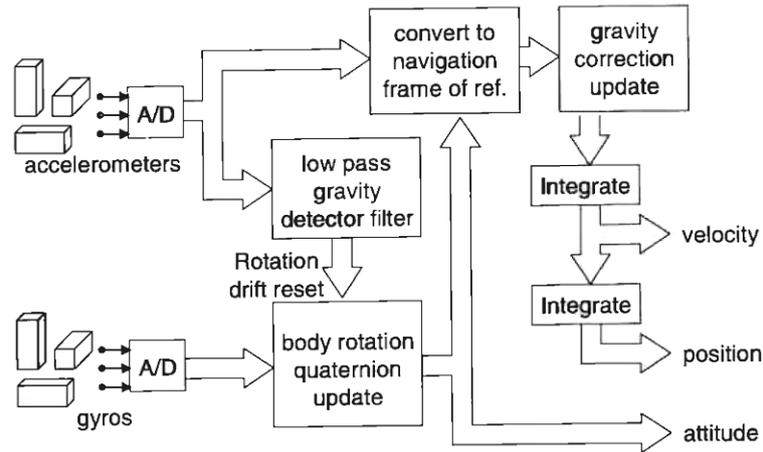


Figure 1.1 – Principe de reconstruction de la trajectoire à partir de mesures d'accéléromètres et de gyroscopes [14].

En théorie, à accélération nulle, le capteur doit avoir une sortie nulle. En pratique, il peut exister un écart entre la valeur mesurée et la valeur théorique appelé biais ou erreur de zéro.

De même que pour la sensibilité, le biais doit évoluer le moins possible dans le temps avec une contrainte de variations associée à l'application envisagée pour l'accéléromètre. Pour le guidage de missiles, l'évolution du biais ne doit pas excéder l'équivalent de 1 mg sur une heure et de 5 mg sur vingt ans.

La réponse en fréquence est un autre critère important. Elle représente l'évolution fréquentielle de l'amplitude du signal de sortie sur la plage de fréquences où le capteur est opérationnel. Elle est généralement spécifiée par rapport à une fréquence de référence.

De plus, la zone de linéarité est la plage d'accélération pour laquelle la sensibilité, pente de la courbe entrée-sortie, est indépendante de l'accélération comme décrit en Figure 1.2. Au-delà de cette zone de linéarité, l'accéléromètre entre en zone de saturation : une accélération de plus en plus grande appliquée au capteur provoquera une augmentation du signal de sortie de plus en plus faible comme l'indique la Figure 1.2.

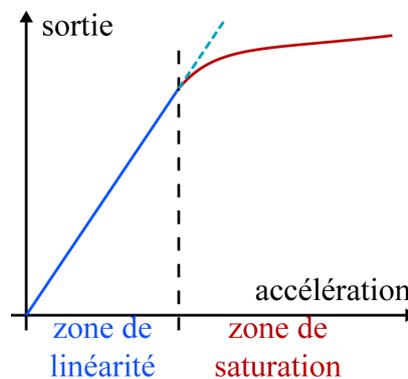


Figure 1.2 – Définition de la zone de linéarité et de la zone de saturation.

Ce sont les spécifications et les contraintes techniques de l'application envisagée qui vont permettre de déterminer les caractéristiques nécessaires de l'accéléromètre. Le paragraphe suivant regroupe les applications où l'utilisation d'un accéléromètre est requise.

1.1.3 Domaines d'application

L'émergence des accéléromètres s'est surtout accentuée dans les années 90 : le passage d'un marché de niches pour des applications militaires comme l'aide à la navigation de missiles ou à la navigation aérospatiale à un marché pour des usages grand public a été rendu possible grâce à la maîtrise croissante des micro-technologies qui ont permis la réduction des coûts de fabrication et la diminution de la puissance électrique requise [4].

L'exemple le plus représentatif de cette démocratisation des accéléromètres est l'*airbag* ou coussin gonflable de sécurité : il est libéré lorsque le véhicule est soumis à une brusque décélération, synonyme d'un choc avec un obstacle. Un autre usage pour le grand public consiste en l'aide à l'équilibrage du tambour d'un lave-linge pour minimiser les vibrations engendrées pendant la phase d'essorage [15].

Dans le domaine industriel, les vibrations engendrées par le fonctionnement d'une machine peuvent causer un vieillissement prématuré ou une dérive des performances. L'utilisation d'accéléromètres permet le suivi de ces vibrations et d'entamer des procédures pour l'entretien des appareils si nécessaire.

Dans le milieu médical, les accéléromètres ont un rôle à jouer dans le pilotage des stimulateurs cardiaques. De plus, un accéléromètre implanté sur une personne pourra détecter sa chute éventuelle [17].

La mesure directe de la grandeur accélération est rarement effectuée dans les capteurs : elle l'est plutôt au travers de la transduction d'une autre grandeur mécanique associée à un corps d'épreuve [15]. En effet, selon la deuxième loi de Newton, dans un repère galiléen, l'accélération est reliée à l'application d'une résultante de forces extérieures sur un système comme rappelé par la relation (1.1) :

$$\sum \vec{F} = M \vec{\Gamma} \quad (1.1)$$

avec

- $\sum \vec{F}$, la résultante des forces extérieures appliquée au système de masse M ;
- $\vec{\Gamma}$, l'accélération absolue du système.

Le principe du système masse-ressort-amortissement est le modèle plus couramment retenu pour concevoir un accéléromètre. Il est décrit par la Figure 1.3.

Dans ce cas, la résultante des forces s'écrit :

$$\sum \vec{F} = -K \overrightarrow{(x - x_0)} - \xi \overrightarrow{\left(\frac{dx}{dt}\right)} = M \vec{\Gamma} \quad (1.2)$$

avec

- K , la constante de raideur du ressort en $N.m^{-1}$;
- $\overrightarrow{(x - x_0)}$, le vecteur du déplacement relatif induit par l'accélération $\vec{\Gamma}$;
- ξ , la constante d'amortissement de l'amortisseur visqueux.

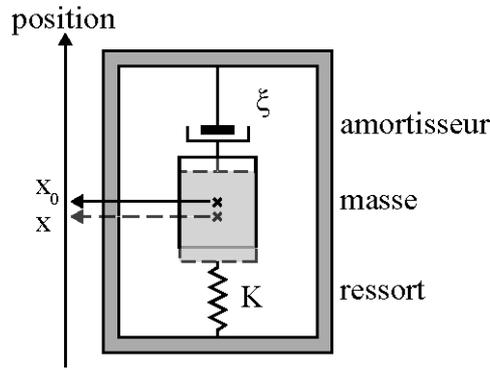


Figure 1.3 – Schéma de principe d'un système masse-ressort-amortisseur.

Alors, l'accélération imposée à la masse-test induit son déplacement tandis que le ressort et l'amortisseur ont tendance à la ramener à sa position de repos. En mesurant la déformation ou le déplacement de la masse, l'accélération, en projection suivant l'axe sensible du capteur peut être déduite.

Les performances requises en termes de plage d'accélérations mesurables et de plage de fréquences opérationnelles en fonction de l'application envisagée pour le capteur sont montrées en Figure 1.4.

L'application pour le guidage de munitions nécessite ainsi un capteur résistant aux chocs et sensible à des accélérations à fréquences élevées de plusieurs milliers de g . Cependant, la navigation standard nécessite la mesure de niveaux d'accélération allant du μg au g à des fréquences de l'ordre de quelques hertz. Le spectre de performances balayé par les différents accéléromètres est donc très large.

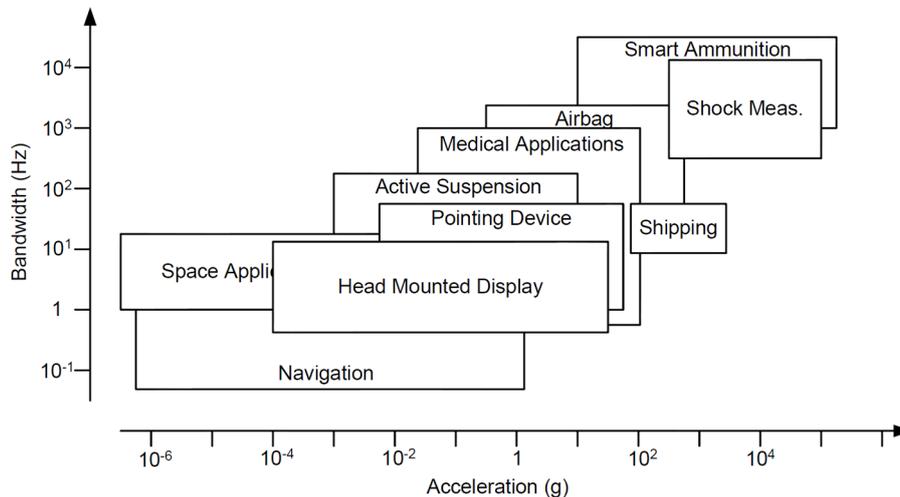


Figure 1.4 – Performances requises en termes de plage d'accélérations mesurables et de plage de fréquences opérationnelles suivant l'application de l'accéléromètre [4] [6].

Le Tableau 1.1 regroupe finalement les priorités des performances des accéléromètres en fonction du domaine d'application du capteur.

Domaine d'application	Faible coût	Faible consommation	Forte reproductibilité	Petite taille
Militaire			+	
Industriel	+	+	+	
Médical	+	+		+
Grand public	+	+	+	+

Tableau 1.1 – Priorités des performances requises suivant le domaine d'application de l'accéléromètre [6].

Dans le domaine militaire, la Figure 1.5 illustre l'importance de la stabilité de la sensibilité et de celle du biais en fonction de l'application envisagée pour l'accéléromètre.

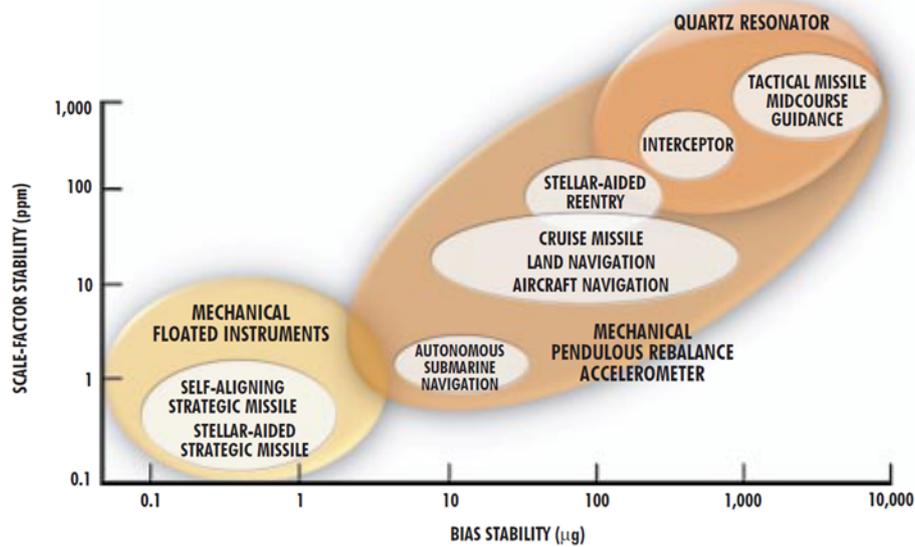


Figure 1.5 – Applications des accéléromètres en fonction de la stabilité de la sensibilité et de la stabilité du biais [18].

Une liste de modes de transduction sera donnée au paragraphe 1.2. Une partie d'entre eux est basée sur une transduction directe de la force en accélération comme les accéléromètres piézoélectriques. D'autres accéléromètres utilisent une transduction indirecte au travers de la mesure du déplacement ou de la déformation comme les accéléromètres capacitifs ou les accéléromètres piézorésistifs [2]. Enfin nous verrons qu'il existe un type d'accéléromètre en rupture technologique avec ceux mentionnés, basé sur la modification des mouvements de convection dans un fluide suite à une variation d'accélération.

1.2 Modes de transduction utilisés

Les technologies d'accéléromètres qui vont être décrites dans ce paragraphe sont ceux basés sur des systèmes micro-électromécaniques, appelés MEMS.

1.2.1 Accéléromètres capacitifs

Le principe de base d'un accéléromètre capacitif est le suivant. Deux électrodes avec une aire en regard \mathcal{A} et séparées d'une distance d par l'air sec, isolant électrique, dit diélectrique de permittivité électrique ε forment un condensateur électrique de capacité C se déduisant par :

$$C = \varepsilon \frac{\mathcal{A}}{d} \quad (1.3)$$

Si la masse-test est reliée à l'une des deux électrodes, l'autre étant fixe, le mouvement du capteur entraînera une modification de la capacité via une variation de la distance d [5]. Dans le cas où l'accélération déplace le corps d'épreuve dans la direction perpendiculaire au substrat, les électrodes sont placées au-dessus et en-dessous de la masse mobile, comme le montre le schéma de la Figure 1.6.

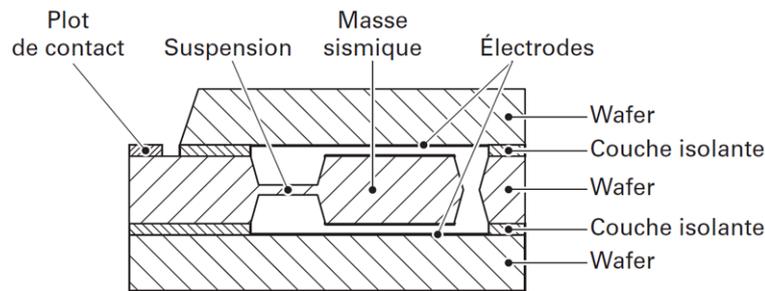


Figure 1.6 – Schéma de principe de l'accéléromètre capacitif différentiel [15][19].

L'accélération peut aussi être mesurée dans le cas où elle est coplanaire au substrat du capteur. Dans ce cas, la détection est toujours basée sur la modification de la distance d entre deux électrodes comme le montre la Figure 1.7. Pour augmenter la sensibilité, un grand nombre de condensateurs sont placés en parallèle. Cet accéléromètre se nomme alors accéléromètre à peignes interdigités capacitifs. Il sert, entre autres, au déclenchement des *airbags* [15].

Un inconvénient majeur de cette technologie est qu'en boucle ouverte, l'accélération maximum mesurable est physiquement limitée par le débattement de l'électrode mobile. De plus, deux problèmes liés aux faibles dimensions se posent et peuvent altérer l'accéléromètre capacitif :

- une forte accélération appliquée au capteur va entraîner un grand déplacement de l'électrode mobile et provoquer une rupture au point d'ancrage où se concentrent les contraintes mécaniques. Le niveau d'accélération limite dépend alors de l'élasticité du matériau et de sa fragilité.
- l'air ambiant étant humide, la surface est généralement recouverte d'une fine pellicule d'eau. À ces échelles, les forces capillaires sont plus importantes que les forces

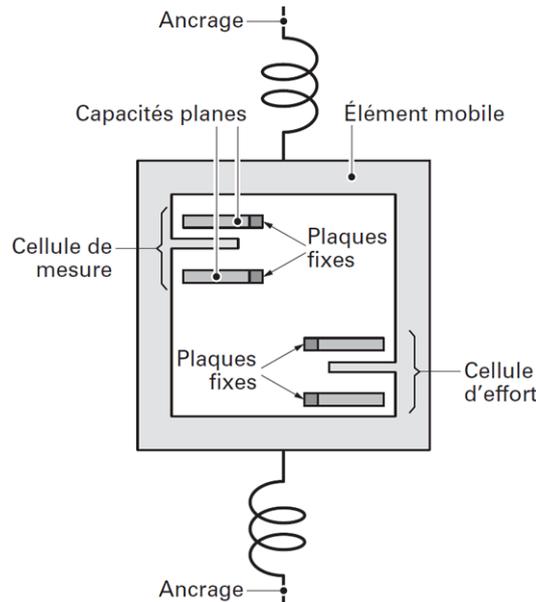


Figure 1.7 – Schéma de principe de l'accéléromètre capacitif à peignes interdigités [15].

élastiques de rappel [3], ce qui provoque le collage définitif de l'électrode mobile sur l'électrode fixe.

C'est pourquoi la plupart des accéléromètres capacitifs sont asservis en position pour limiter le débattement de la masse-test [15], ce qui permet de plus d'augmenter l'étendue de mesure.

Pour convertir la variation de la capacité en variation de signal électrique, le capteur est connecté à un circuit électrique : pont de Wheatstone alimenté par une tension alternatif de hautes fréquences, circuit convertisseur capacité-tension... Ce dernier peut d'ailleurs être facilement intégré sur un substrat de silicium, ce qui réduit la taille globale du capteur [5].

1.2.2 Accéléromètres piézorésistifs

Pour ce type d'accéléromètre, une masse sismique reliée à une ou plusieurs extrémités à un corps fixe sert de masse-test. Aux points d'ancrage entre la masse et le substrat, une jauge de déformation permet de mesurer le déplacement de l'élément sensible sous l'accélération.

La plupart du temps, la jauge est réalisée avec un matériau piézorésistif : il s'agit d'un matériau semi-conducteur dont la résistance électrique varie en fonction de la contrainte appliquée [20]. La Figure 1.8 montre un exemple de schéma de principe d'un accéléromètre à détection piézorésistive.

Les contraintes induites par le déplacement de la poutre sont directement corrélées à l'accélération. Ce mode de transduction permet la détection des accélérations sur un large spectre fréquentiel s'étendant du continu à 170 kHz [5][2] suivant leur utilisation et peuvent supporter sans détérioration des chocs allant communément jusqu'à $25\ 000\ g$ [2].

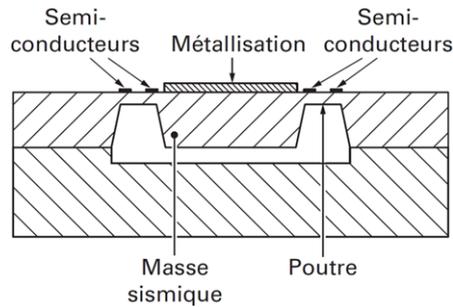


Figure 1.8 – Schéma de principe d'un accéléromètre piézorésistif [21].

Il est très simple d'intégrer un accéléromètre piézorésistif sur un substrat de silicium, élément semiconducteur phare de la micro-électronique. Ces capteurs ont alors une taille et une masse réduites. Cette dernière permet de diminuer l'influence des vibrations du substrat en cours de mesure [15].

Mais ces matériaux sont aussi thermo-résistifs : leur résistance varie avec la température, entraînant une forte sensibilité des accéléromètres piézorésistifs à la température [2][17].

1.2.3 Accéléromètres piézoélectriques

Un grand nombre des accéléromètres utilisés est basé sur une détection piézoélectrique [15]. Les capteurs étalons, c'est-à-dire possédant les meilleures caractéristiques métrologiques dans leur domaine d'utilisation sont d'ailleurs des accéléromètres piézoélectriques [22].

La piézoélectricité existe dans certaines classes de matériaux cristallins : l'application d'une force mécanique induit une déformation du matériau qui résulte en une génération de charges électriques. Le phénomène opposée existe aussi. La configuration est alors la suivante : une poutre de matériau piézoélectrique en tant que masse-test se déforme avec l'accélération et génère des charges électriques qui sont collectées par un circuit électrique de type convertisseur charge-tension ou courant-tension [5].

La quantité de charges générées est fonction de l'accélération imposée. Ce type de capteur possède l'avantage de ne pas devoir être alimenté pour fonctionner.

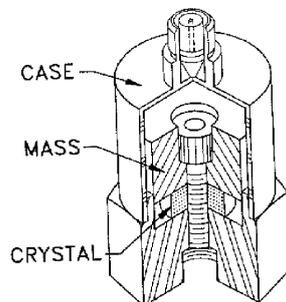


Figure 1.9 – Schéma de principe d'un accéléromètre piézoélectrique [5].

La raideur des matériaux piézoélectriques étant relativement élevée, les accéléromètres

piézoélectriques possèdent une fréquence de résonance mécanique induisant une bande passante de mesure de 2 Hz minimum jusqu'à 25 kHz [5] [15]. La mesure d'une accélération continue avec ce type de capteur n'est donc pas possible. La mesure de faibles niveaux d'accélération mais aussi celles de fortes accélérations allant jusqu'à $5\,000\text{ g}$ est réalisable [20][2].

1.2.4 Accéléromètres thermiques à convection

Un mode de transduction en complète rupture avec ceux présentés précédemment consiste à remplacer la masse solide sismique par une masse de fluide chauffé qui se déplace sous l'effet de l'accélération. Ils diffèrent aussi des autres types d'accéléromètres par une structure facilement réalisable formé par trois ponts suspendus immobiles, une résistance aux chocs jusqu'à $50\,000\text{ g}$ [23] et une bonne répétabilité des mesures liée à l'utilisation d'un milieu fluide plutôt qu'une masse solide sensible à la fatigue mécanique [24].

Le capteur comporte un élément chauffant placé au-dessus d'une cavité micro-usinée et deux détecteurs de température placés de part et d'autre comme décrit à la Figure 1.10. En l'absence d'accélération, la distribution de température est symétrique : il n'y a pas de différence de température entre les deux détecteurs comme l'indique le trait plein de la Figure 1.11. Une accélération dans la direction sensible provoque une modification des mouvements de convection dans le fluide qui résulte en une différence de température entre les deux détecteurs, comme montré à la Figure 1.11. Elle est proportionnelle à l'accélération [5].

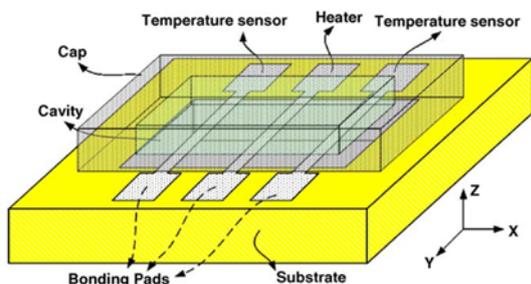


Figure 1.10 – Schéma de principe d'un accéléromètre thermique à convection. La cavité est rendue étanche par l'ajout d'un capot supérieur [25].

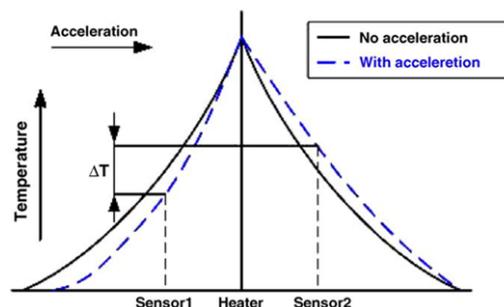


Figure 1.11 – Profil de température du fluide contenu dans la cavité, sans (trait plein) et avec (traits pointillés) accélération appliquée [25].

Ainsi contrairement aux autres principes de transduction qui sont basés sur le passage d'une grandeur mécanique, force ou déformation, en une grandeur électrique, ici l'accélération est convertie en différence de température avant qu'un autre élément de détection assure la conversion en grandeur électrique.

Les performances des accéléromètres sont liées à la technologie employée pour détecter la modification de température en utilisant des thermocouples [26][23] ou encore des thermo-résistances en polysilicium [27][25] ou en platine [28][29].

1.2.5 Synthèse des technologies

Suivant l'application, il est préférable d'employer une technologie d'accéléromètre plutôt qu'une autre. Le Tableau 1.2 regroupe les avantages et les inconvénients des différents types d'accéléromètres qui viennent d'être listés. Il faut alors choisir celui qui permet de répondre au mieux aux exigences de l'application.

Par exemple, les accéléromètres capacitifs du fait de leur faible sensibilité à la température sont plus susceptibles d'être intégrés à des systèmes embarqués dans des environnements sévères avec de fortes variations de température imposées.

De plus, les accéléromètres thermiques à cause de la forte consommation électrique nécessaire au chauffage du fluide rendent leur application difficile au sein de systèmes embarqués. Mais il existe des accéléromètres thermiques commercialisés par la marque Memsic qui consomme très peu, de l'ordre de $2,5 \text{ mW}$ [23][30].

Type d'accéléromètre	Avantages	Inconvénients
Accéléromètre capacitif	<ul style="list-style-type: none"> – faible sensibilité à la température – résolution élevée – faible coût de fabrication – faible consommation 	<ul style="list-style-type: none"> – fréquence d'alimentation supérieure à celle du signal à mesurer – fragilité face aux fortes accélérations
Accéléromètre piézorésistif	<ul style="list-style-type: none"> – mesure du continu aux hautes fréquences – pas de décalage du zéro important après un choc important – peu sensible aux parasites extérieurs 	<ul style="list-style-type: none"> – capteurs à faible étendue de mesure difficile à réaliser (E.M. $> \pm 1 g$) – capteur actif : besoin d'alimentation
Accéléromètre piézoélectrique	<ul style="list-style-type: none"> – capteur étalon – réponse en fréquence élevée – grande étendue de mesure – absence d'alimentation 	<ul style="list-style-type: none"> – sensibilité à la température – pas de mesure en continu – faible niveau de sortie
Accéléromètre thermique à convection	<ul style="list-style-type: none"> – résistance aux chocs très élevée – alimentation en continu – mesure d'accélération continue – faible coût de fabrication – absence de masse solide en mouvement 	<ul style="list-style-type: none"> – forte consommation électrique – réponse en fréquence peu étendue – sensibilité à la température

Tableau 1.2 – Avantages et inconvénients des différents types d'accéléromètres [2][6][15][20].

1.3 Performances atteintes

1.3.1 Accéléromètres à masse solide sismique

Comme décrit précédemment, les accéléromètres qui sont basés sur la détection du mouvement d'une masse solide sismique supportent difficilement des niveaux d'accélération élevées sans que la structure mécanique ne subisse des dommages irréversibles.

En effet, la mesure avec un accéléromètre capacitif d'accélérations pouvant aller jusqu'à $50 g$ est déjà considérée comme une application *high-g* [31][32]. Cependant, il existe des accéléromètres capacitifs commercialisés qui permettent la mesure d'accélérations jusqu'à $\pm 400 g$ [33] utilisable sur une plage de température étendue, de $-55\text{ }^{\circ}\text{C}$ à $125\text{ }^{\circ}\text{C}$. Ces plages de température et d'accélérations sont présentes, par exemple, lors des forages pétroliers.

Les accéléromètres capacitifs sont les accéléromètres les moins robustes. Les autres modes de détection qui utilisent une masse solide sismique peuvent aussi bien supporter de fortes accélérations que les mesurer : l'accéléromètre piézoélectrique vendu par le fabricant Kistler [34] est basé sur une masse résonant à 90 kHz qui mesure des chocs jusqu'à $30\,000 g$ entre le continu et 8 kHz . Elle peut supporter sans détérioration jusqu'à $100\,000 g$ dans l'axe sensible et jusqu'à $20\,000 g$ dans l'axe transverse.

Le point critique de ces modes de détection est en fait la durée de l'accélération qui détermine l'énergie absorbée par la structure mécanique. Plus l'accélération est appliquée pendant une durée longue, plus le capteur risque d'être endommagé ou détruit.

1.3.2 Accéléromètre thermique à convection

L'accéléromètre thermique à convection, par son absence de masse solide sismique, est le type d'accéléromètre qui supporte le mieux les fortes accélérations ($50\,000 g$) sans détérioration et sans modification de ses performances [23][35]. Il permet de plus de mesurer aussi bien des variations d'accélérations comprises entre $\pm 1 g$ qu'entre $\pm 100 g$, en accélération dynamique de type vibratoire ou en continu tel que la gravité [5]. De plus, le niveau de bruit du signal de sortie est très faible, inférieur à $1\text{ mg/Hz}^{-\frac{1}{2}}$ [36] et permet une résolution inférieure aux milli- g à des fréquences très basses [37] comme le montre la Figure 1.12.

De plus, la réponse en fréquence est fonction de plusieurs paramètres : la taille du capteur et la nature du fluide contenu dans la cavité [26]. Un exemple de réponse en fréquence en fonction de la nature du fluide dans la cavité est montré en Figure 1.13. La bande passante de 25 Hz de l'accéléromètre contenant du SF_6 est plus faible que celle de 50 Hz du capteur rempli d'air. Ceci est dû à la plus faible diffusivité thermique du SF_6 [38].

À notre connaissance, la fréquence de coupure la plus élevée relevée dans la littérature avant cette thèse était de 120 Hz [39]. Au cours de cette thèse, nous avons démontré qu'en utilisant de l'hélium à $2,15\text{ bar}$, une fréquence de coupure à -3 dB de 320 Hz pouvait être atteinte [40] ou qu'en réduisant la largeur de la cavité à $800\text{ }\mu\text{m}$, une bande passante de 420 Hz est possible avec l'air à pression atmosphérique (paragraphe 3.4.3). Le système de

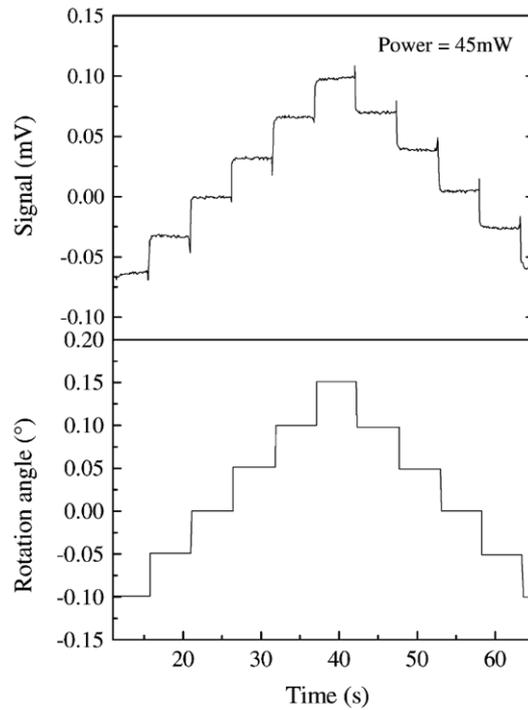


Figure 1.12 – Évolution du signal de sortie d'un accéléromètre thermique à convection (au-dessus) en fonction de la consigne d'accélération (au-dessous) [37].

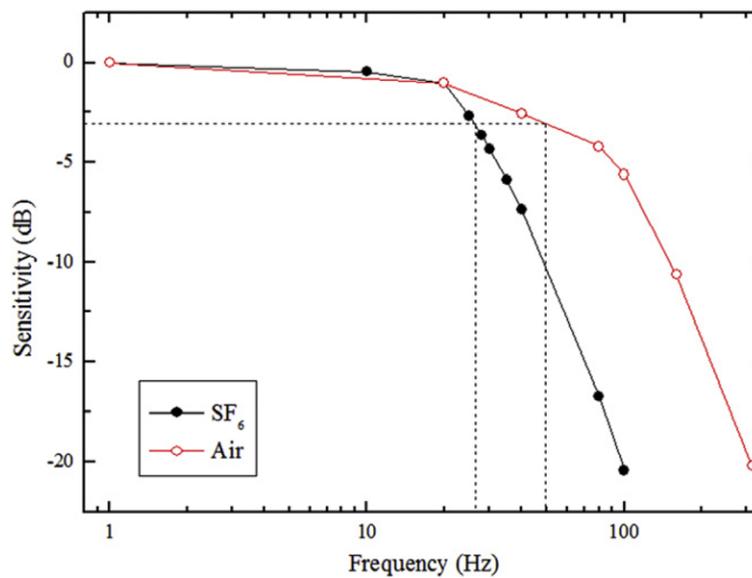


Figure 1.13 – Réponse en fréquence d'un accéléromètre thermique à convection en fonction du fluide dans la cavité [38].

détection étant basé sur un phénomène thermique, ces fréquences de coupure apparaissent donc comme très grandes.

D'autres configurations permettent d'atteindre une fréquence de coupure à -3 dB encore plus élevées : l'utilisation d'une boucle de contre-réaction permet de réduire le temps de réponse du capteur. Alors qu'en boucle ouverte, la fréquence de coupure de cet accéléromètre n'excédait pas 70 Hz , le système en boucle fermée peut atteindre une

fréquence de coupure jusqu'à 1042 Hz [41]. En jouant sur la distance entre les résistances de détection et les résistances de contre-réaction situées parallèlement aux premières, la fréquence de coupure peut être modulée [35]. Cette constatation a abouti à l'établissement d'un brevet où la détection et la contre-réaction se font avec la même résistance en l'utilisant en temps partagé [42] : le temps de réponse thermique de la réaction au détecteur n'intervient plus, augmentant la fréquence de coupure du capteur.

Plusieurs technologies de détection de température sont possibles avec chacune leurs avantages et leurs inconvénients.

Le plus couramment, le capteur est intégré sur un substrat silicium et la technologie CMOS est employée. Le circuit conditionneur peut alors être implémenté à proximité de l'accéléromètre sur le même substrat ce qui réduit l'encombrement. La détection de température peut être réalisée avec des thermocouples [43][26][44] (Figure 1.14) ou une paire de thermo-résistances de polysilicium [27][25][45] (Figures 1.10 et 1.15). L'avantage des thermocouples est qu'ils peuvent être reliés en série, formant alors une thermopile augmentant d'autant plus la sensibilité. Mais la résistance électrique équivalente de ces détecteurs allant en s'accroissant, le bruit de mesure est de plus en plus élevé.

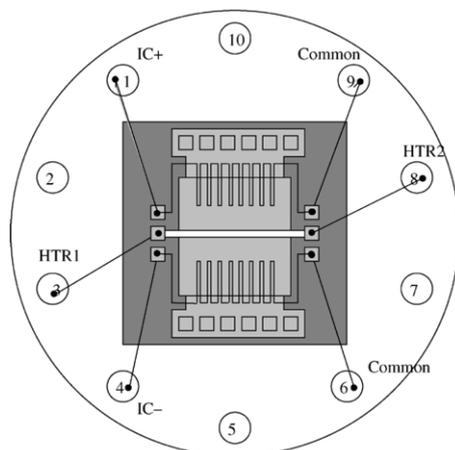


Figure 1.14 – Vue en coupe d'un accéléromètre thermique à convection dont les détecteurs de température sont des thermocouples [26].

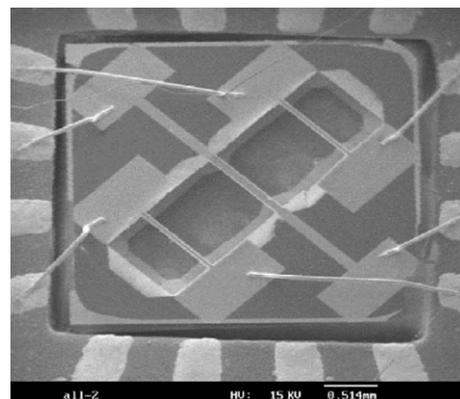


Figure 1.15 – Image MEB d'un accéléromètre thermique à convection avec la résistance de chauffe centrale et les deux thermo-résistances de polysilicium [27].

Autrement, les thermo-résistances de platine sont utilisées comme détecteurs de température [28][29][39] (Figure 1.16). Le platine étant un matériau avec une fort coefficient de température en résistance, $\alpha = 3,85 \times 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$, une forte sensibilité aux variations de température est ainsi obtenue. De plus, le capteur peut supporter de très fortes valeurs de température extérieure sans subir de détérioration, comme il sera démontré au paragraphe 3.3.2.

En 2005, L. Lin [26] a utilisé un liquide comme fluide sensible dans la cavité. L'emploi d'un autre fluide que les gaz a permis de mieux comprendre le comportement du fluide et a abouti à une description théorique du phénomène lors de l'application d'une accélération sur le capteur. Les liquides augmentent la sensibilité du capteur mais diminuent fortement la bande passante. Au travers de la Figure 1.17, il est visible que les trois fluides permettent d'obtenir un signal plus ou moins élevé. Cette différence de sensibilité entre

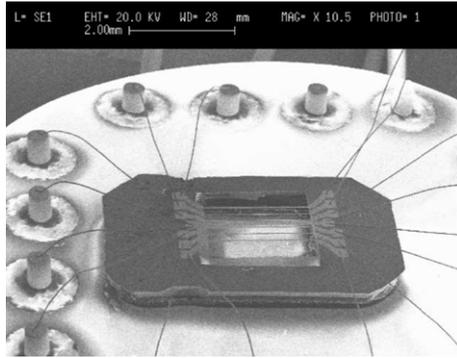


Figure 1.16 – Image MEB d’un accéléromètre thermique à convection à trois paires de thermo-résistances de platine, monté sur un boîtier TO 16 [46].

les trois cas provient de la différence entre leur viscosité cinématique et leur diffusivité thermique. Concernant le temps de réponse, en utilisant de l’eau désionisée, la Figure 1.18 montre la réponse temporelle d’un accéléromètre à un échelon d’accélération de $1 g$: le temps de réponse est de $20 ms$ soit une bande passante de $8 Hz$.

C’est pourquoi les accéléromètres thermiques avec un fluide sont le plus souvent destinés à fonctionner en tant qu’inclinomètres [37][25][47] avec la projection de l’accélération de la pesanteur suivant l’axe sensible jouant le rôle de l’accélération à mesurer.

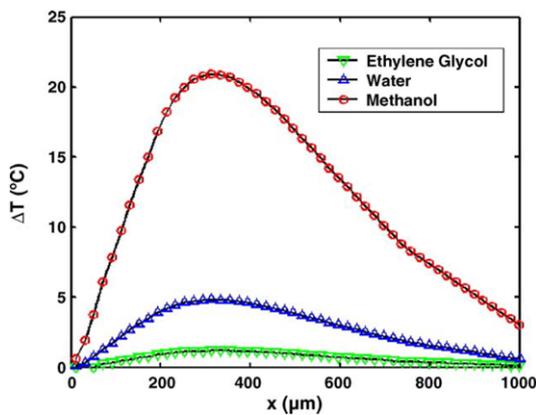


Figure 1.17 – Évolution de la différence de température entre les deux détecteurs en fonction de la position dans la cavité et du fluide contenu dans la cavité [25].

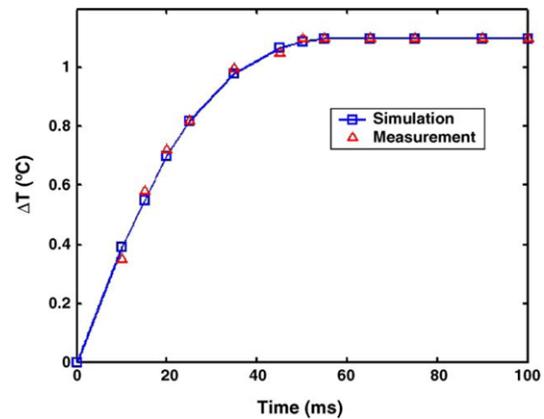


Figure 1.18 – Évolution temporelle de la différence de température entre les deux détecteurs à un échelon d’accélération de $1 g$, le fluide étant de l’eau désionisée [25].

Il existe aussi des accéléromètres thermiques à convection à deux axes de détection orthogonaux. L’équipe de Chen a conçu un accéléromètre avec une sensibilité suffisamment élevée pour être employé pour la mesure d’inclinaison [48]. De leur côté, l’équipe de Park s’est penchée sur la géométrie de la résistance de chauffe pour optimiser le profil de température et donc diminuer la consommation de puissance du capteur [38]. Plusieurs auteurs ajoutent à leur étude expérimentale une description du phénomène physique au travers d’une modélisation numérique [26] ou d’une étude analytique reliant la sensibilité du capteur aux conditions expérimentales et aux dimensions du capteur [49].

Des accéléromètres à convection à deux dimensions de détections sont aussi commercialisés par la société Memsic tel que le Mxd2020E/F qui a une résolution inférieure à 1 mg à la fréquence de 1 Hz et qui supporte les accélérations allant jusqu'à $50\,000\text{ g}$ [23]. Cependant la bande passante est très faible puisqu'elle ne dépasse pas 17 Hz .

1.3.3 Accéléromètres à grande étendue de mesure

1.3.3.1 Objectifs poursuivis

Un des objectifs de cette thèse est de réaliser un accéléromètre thermique à convection capable de supporter et de mesurer de très fortes accélérations de quelques dizaines de milliers de g . Les applications seraient alors, comme il a été présenté à la Figure 1.4, l'aide à la navigation de munitions tirées au canon.

En termes d'applications civiles, l'accéléromètre thermique à convection serait aussi utile pour le génie civil et les transports. Dans le premier cas, l'impact violent sur des ouvrages d'art peut engendrer des dégâts avec des répercussions qui se propagent sur le long terme. Un système de mesure des chocs aboutirait à la protection et la réhabilitation si nécessaire de ces infrastructures.

Lors des tests-crash réalisés pour les voitures, les avions, la mesure des accélérations subis en différents points aussi bien par la structure-même que par les mannequins de crash sont une donnée importante pour l'amélioration des véhicules. En effet, lors du choc d'une voiture lancée à 50 km.h^{-1} , la décélération atteint la valeur de $1\,400\text{ g}$.

1.3.3.2 Accéléromètres à forte étendue de mesure existants

La marque Endevco commercialise un accéléromètre piézorésistif d'étendue de mesure $\pm 2\,000\text{ g}$ et une bande passante du continu à 4 kHz [50]. De même, la marque PCB Piezotronics développe de nombreux accéléromètres pour la détection de chocs : un de ses modèles, 3501A2060KG, permet la mesure d'accélérations jusqu'à $\pm 60\,000\text{ g}$ [51]. Une autre marque américaine, Dytran Instruments, développe des capteurs de chocs à partir d'accéléromètres piézoélectriques. Leurs modèles couvrent une large gamme d'étendue de mesure avec des capteurs mesurant des accélérations jusqu'à $70\,000\text{ g}$ pour le modèle 3086a1 [52].

Des recherches académiques sont aussi entreprises sur cette problématique de grande étendue de mesure [53] voire très grande ($> 120\,000\text{ g}$) [54][55]. Un accéléromètre piézorésistif développé par un partenariat de laboratoires américains est capable de mesurer des accélérations de manière linéaire jusqu'à $35\,000\text{ g}$ comme illustré à la Figure 1.19. D'autres laboratoires développent également des accéléromètres à plusieurs axes de détection. L'équipe de P. Dong, à Shanghai, développe ainsi un accéléromètre piézorésistif à trois axes de détection, avec chacun une étendue de mesure de $50\,000\text{ g}$ [56].

L'accéléromètre thermique à convection, résistant aux accélérations de $50\,000\text{ g}$ serait une bonne alternative aux systèmes déjà existants. Sa fabrication avec les thermo-résistances requiert peu de niveaux de masquage ce qui aboutit à un faible coût de fabrication. Ses performances en termes de stabilité de sensibilité et de stabilité de biais

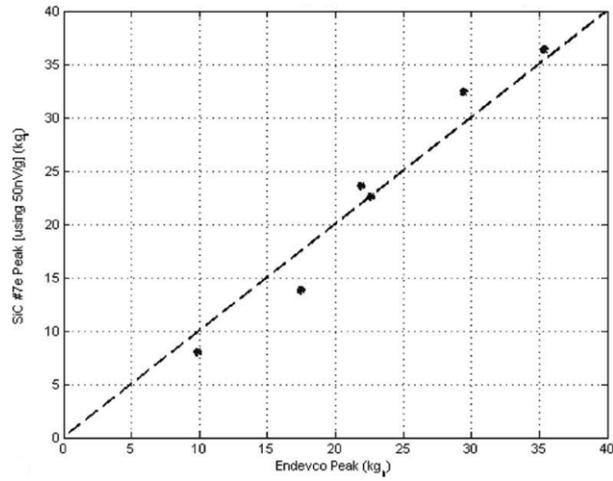


Figure 1.19 – Réponse de l'accéléromètre piézorésistif en fonction de l'accélération imposée, linéaire jusqu'à 35 000 g [57].

nous permettent de penser que les accéléromètres thermiques à convection sont de bons concurrents aux capteurs déjà existants.

1.4 Conclusion

Cette partie a permis d'avoir un bref aperçu des technologies disponibles pour la mesure d'accélération. Chacun des quatre principes de détection possède ses avantages et ses inconvénients qui permettent de choisir au mieux le type le plus adapté à l'application. Pour la mesure de faibles accélérations, le mode de détection capacitif est bien adapté contrairement aux capteurs piézorésistifs et c'est l'inverse dans le cas de la mesure de fortes accélérations., les accéléromètres capacitifs étant par nature assez fragiles.

À la lecture de la bibliographie, il est visible que les accéléromètres thermiques à convection sont capables de mesurer de faibles comme des très fortes accélérations. Les paramètres d'ajustement sont la taille de la cavité et la nature du fluide utilisé. Le point noir de ces dispositifs reste cependant la bande passante, bien plus faible que celles des autres modes de détection. Il existe cependant quelques uns qui atteignent une fréquence de coupure supérieure à 300 *Hz*.

Du fait de ses nombreux avantages, l'accéléromètre thermique à convection est celui qui a été étudié théoriquement et expérimentalement au cours de cette thèse de façon à optimiser ses performances en termes de sensibilité, d'étendue de mesure et de bande passante.

Chapitre 2

Étude théorique du fonctionnement de l'accéléromètre thermique

Le principe physique du capteur étudié au cours de cette thèse est basé sur les échanges thermiques s'opérant dans un fluide contenu dans une micro-cavité lorsque celui-ci est chauffé localement et soumis à une accélération.

Au cours de ce chapitre, après un rappel sur les différents phénomènes thermiques, les bases de l'analyse dimensionnelle permettront de déterminer la nature des échanges thermiques présents au sein de la cavité de l'accéléromètre thermique.

Puis le principe physique de base de l'accéléromètre thermique sera décrit pour déterminer les phénomènes thermiques prépondérants.

Les deux parties suivantes seront consacrées, l'une à une étude analytique du phénomène, statique comme dynamique, suivie par une modélisation numérique des transferts thermiques.

Sommaire

2.1	Modes de transfert thermique	34
2.1.1	Rayonnement thermique	34
2.1.1.1	Approche qualitative du rayonnement thermique	34
2.1.1.2	Propriétés physiques du rayonnement thermique	35
2.1.2	Conduction thermique	36
2.1.2.1	Description qualitative de la conduction thermique	36
2.1.2.2	Loi de Fourier	36
2.1.2.3	Analogie avec le phénomène de conduction électrique	36
2.1.2.4	Transfert conductif dans un solide	37
2.1.3	Convection thermique	38
2.1.3.1	Description qualitative de la convection thermique	38
2.1.3.2	Couche limite thermique	38
2.1.3.3	Lien avec la mécanique des fluides	39
2.2	Analyse dimensionnelle	42
2.2.1	Grandeurs caractéristiques	42
2.2.2	Nombres caractéristiques	42
2.2.2.1	Nombre de Grashof : Gr	42
2.2.2.2	Nombre de Prandtl : Pr	43
2.2.2.3	Nombre de Rayleigh : Ra	43
2.2.2.4	Nombre de Fourier : Fo	44
2.3	Description du fonctionnement de l'ATC	45
2.3.1	Principe de fonctionnement	45
2.3.2	Phénomènes thermiques en présence	46
2.3.2.1	Chaleur dissipée par la résistance de chauffe	47
2.3.2.2	Contribution du rayonnement thermique	48
2.3.2.3	Conduction et convection naturelle	49
2.4	Étude analytique du phénomène physique	50
2.4.1	Modèle associé au capteur à un axe de détection	50
2.4.1.1	Description du modèle cylindrique	50
2.4.1.2	Étude de la conduction : approximation du premier ordre	51
2.4.1.3	Étude de la convection : ordres supérieurs	52
2.4.1.4	Études réalisées par modélisation analytique	54
2.4.1.5	Limitations du modèle cylindrique	58
2.4.2	Modèle associé au capteur à deux axes de détection	59
2.4.2.1	Description du modèle sphérique	59
2.4.2.2	Étude de la conduction : approximation du premier ordre	60
2.4.2.3	Étude de la convection : ordres supérieurs	61
2.4.2.4	Études réalisées par modélisation analytique	63
2.4.3	Modèle temporel du comportement du fluide	66
2.4.3.1	Analogie avec le domaine électrique	67
2.4.3.2	Autre approche du modèle temporel	68

2.5	Simulations numériques par éléments finis	71
2.5.1	Position du problème	71
2.5.2	Choix du maillage	72
2.5.3	Modélisation des capteurs à un axe de détection	73
2.5.3.1	Pertinence des hypothèses du modèle statique cylindrique	73
2.5.3.2	Influence de la demi-largeur de la résistance de chauffe .	76
2.5.3.3	Influence du rapport entre les rayons équivalents R^* . . .	76
2.5.4	Conclusions	77
2.6	Conclusions	79

2.1 Modes de transfert thermique

D'après les deux premiers principes de la thermodynamique, deux systèmes physiques à des températures différentes échangent de l'énergie sous forme d'énergie thermique, même si le vide les sépare et tant que l'équilibre des températures n'est pas atteint. Cette énergie peut être échangée au travers de trois mécanismes de transfert thermique différents, chacun associé à un processus physique bien distinct. L'ensemble formé par les systèmes est alors le siège de transformations irréversibles macroscopiques associées à des flux de matière ou d'énergie. Il est à noter que ces trois phénomènes peuvent intervenir simultanément dans l'échange d'énergie thermique alors qu'ils seront décrits séparément dans ce qui suit.

2.1.1 Rayonnement thermique

2.1.1.1 Approche qualitative du rayonnement thermique

Tout corps solide, liquide ou gazeux, ayant une température différente de zéro Kelvin émet de l'énergie sous forme d'un rayonnement électromagnétique. Les atomes, les molécules et les électrons libres du corps perdent une partie de leur énergie cinétique en la convertissant en énergie de type radiative, portée par des photons. Réciproquement, si le corps reçoit de l'énergie sous forme radiative, celle-ci est en partie absorbée par le corps et convertie sous forme de chaleur. La température du corps résulte donc d'un équilibre entre émission et absorption, et impose la gamme de longueurs d'ondes du rayonnement émis comme montré sur la Figure 2.1 qui illustre la correspondance entre les deux [58]. Nous verrons ultérieurement que cette relation se traduit physiquement par la loi de déplacement de Wien.

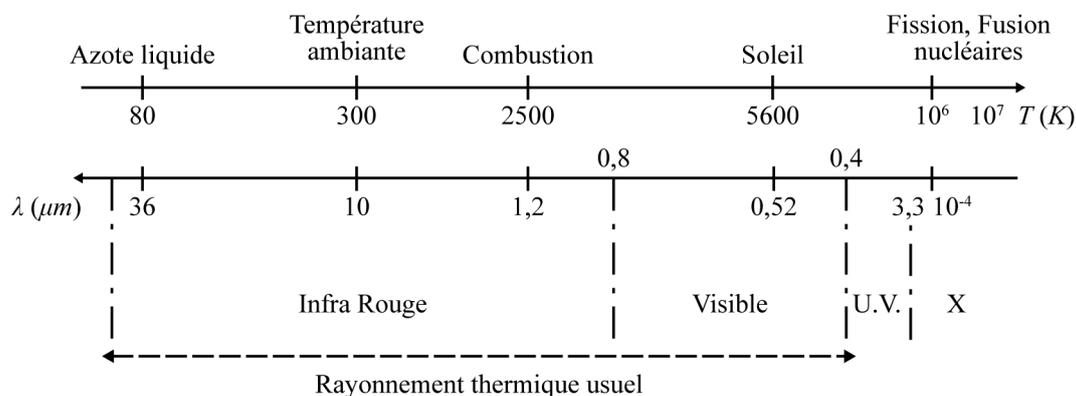


Figure 2.1 – Classification des rayonnements électromagnétiques et correspondance avec la température du corps émetteur.

Ce rayonnement ne nécessite aucun support matériel pour se propager : il constitue le seul mode de transfert thermique entre deux corps distants placés dans le vide.

De plus, l'énergie par rayonnement se propage sur un temps court par rapport à l'échelle des distances de par sa nature photonique. Par exemple, le rayonnement solaire parcourt en huit minutes la distance du Soleil à la Terre. Pour autant la quantité d'énergie échangée étant faible par rapport à leurs énergies totales, l'équilibre des températures

entre deux corps échangeant par rayonnement est atteint lentement par rapport au temps de propagation.

2.1.1.2 Propriétés physiques du rayonnement thermique

À une température donnée, des matériaux différents présentent un spectre de rayonnement thermique qui diffère de l'un à l'autre. Toutefois, en s'appuyant sur des considérations thermodynamiques, le maximum d'énergie radiative pouvant être émise pour une température et à une longueur d'onde peut être déterminée. Ce rayonnement serait alors celui émis par un corps idéal auquel le comportement des autres matériaux serait comparé. Un tel corps est appelé corps noir.

Les différentes équations qui vont suivre sont donc établies en considérant le rayonnement émis par un corps noir. Pour évaluer le rayonnement émis par tout autre corps, le concept d'émissivité est employé : il revient à comparer l'émission expérimentale du corps étudié à celle du corps noir calculée théoriquement dans les mêmes conditions. Ce rapport est noté ε et est en pratique inférieur à 1. Elle varie en fonction de la température, de la longueur d'onde ainsi que de l'état de surface [59].

Loi de déplacement de Wien

Pour une température T fixée, la longueur d'onde pour laquelle le corps noir présente un maximum d'émission d'énergie radiative, notée λ_m , s'exprime au travers de la loi de déplacement de Wien (2.1), illustrée par le double axe de la Figure 2.1.

$$T \cdot \lambda_m = 2898 \mu m.K \quad (2.1)$$

Elle se traduit par un déplacement du maximum d'émission radiative vers les courtes longueurs d'ondes lorsque la température augmente. Au cours de l'échauffement, le corps émet des infrarouges non visibles puis il commence à rougir lorsque le spectre d'émission atteint le domaine du visible. Une fois le spectre du visible complètement recouvert, le corps apparaît alors comme blanc.

Cette loi est mise en application notamment pour réaliser des cartographies de température d'un échantillon en mesurant les rayonnements infrarouges émis par la surface.

Loi de Stefan-Boltzmann

La loi de Stefan-Boltzmann relie l'émittance totale du corps noir dans le vide à sa température absolue : elle représente donc une limite physique à ce que pourrait émettre un matériau placé dans son environnement. La relation s'exprime par :

$$M^0(T) = \sigma T^4 \quad (2.2)$$

avec

- $\sigma = \frac{2\pi^5}{15} \frac{k_B^4}{c^2 h^3} = 5,67 \times 10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}$, la constante de Stefan-Boltzmann ;
- c , la célérité des ondes dans le milieu où se propage le rayonnement. Elle s'exprime à partir de la célérité dans le vide c_0 à partir de la relation : $c = c_0/n$, avec n l'indice de réfraction du milieu ;

- $h = 6,6255 \times 10^{-34} \text{ J.s}$, la constante de Planck ;
- $k_B = 1,3805 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$, la constante de Boltzmann.

Ainsi dans la pratique, le transfert de chaleur par rayonnement sera plus important aux hautes températures du fait de la puissance quatrième dans l'expression (2.2).

Nous démontrerons au paragraphe 2.3 que les températures mises en jeu lors du fonctionnement de l'accéléromètre thermique à convection permettent de négliger les échanges liés au rayonnement thermique devant la conduction et la convection qui vont maintenant être décrites.

2.1.2 Conduction thermique

2.1.2.1 Description qualitative de la conduction thermique

La conduction thermique intervient dans un milieu matériel dès qu'il existe une distribution de température non homogène. L'énergie thermique se diffuse de proche en proche d'une particule à l'autre au travers de chocs. Le transfert d'énergie est assuré par les porteurs élémentaires que sont les molécules, les atomes ou les ions. Ce mode de transfert nécessite la présence de matière mais intervient sans déplacement macroscopique de matière. Il peut être interprété comme un phénomène de diffusion thermique au sein de solides et de fluides.

2.1.2.2 Loi de Fourier

La conduction thermique est un phénomène qui tend à homogénéiser la distribution de température. Le mécanisme de transfert local de chaleur est décrit par la relation de Fourier au sein d'un corps homogène et isotrope. Ainsi le flux surfacique de chaleur par transfert conductif $\vec{\varphi}_{cd}$ s'écrit :

$$\vec{\varphi}_{cd} = -\lambda(T) \cdot \overrightarrow{grad}(T) \quad (2.3)$$

avec $\lambda(T)$, la conductivité thermique caractéristique du milieu, qui dépend de la température du corps.

La conduction est un phénomène de diffusion : le transfert d'énergie s'effectue de la région chaude vers la région froide selon le second principe de la thermodynamique. Le signe moins signifie ainsi que le flux de chaleur tend à équilibrer les échanges thermiques et donc à égaliser les températures. Par convention, le flux est compté positivement dans le sens d'écoulement de la chaleur [60].

2.1.2.3 Analogie avec le phénomène de conduction électrique

La loi de Fourier s'apparente à la loi de Fick, qui décrit la diffusion de matière dans un milieu inhomogène et aussi à la loi d'Ohm dans sa forme locale qui s'applique à la conduction électrique. L'inhomogénéité d'un paramètre intensif tel que la température ou le potentiel électrique, entraîne un déplacement susceptible de rétablir l'équilibre au travers d'un flux thermique ou d'un courant électrique.

Ainsi une analogie entre les phénomènes de nature électrique et de nature thermique est réalisée en considérant les correspondances suivantes [58] :

- le potentiel électrique V équivaut à la température T ;
- la densité de courant électrique j équivaut au flux surfacique de chaleur conductif φ_{cd} ;
- le courant électrique I équivaut au flux de chaleur Φ_{cd} ;
- la conductivité électrique σ équivaut à la conductivité thermique λ .

La comparaison entre les deux domaines, en régime stationnaire, permet d'appliquer les techniques de l'électrocinétique aux problèmes de conduction thermique par l'introduction du concept de résistance thermique d'un milieu et les lois d'associations en série et en parallèle.

D'autre part la conductivité électrique σ et la conductivité thermique λ dépendent chacune de la température T . Dans le cas électrique, cette dépendance n'entraîne que peu d'erreurs si elle est négligée. Cependant la dépendance en température de λ introduit des non-linéarités qu'il faut prendre en compte dans les équations.

2.1.2.4 Transfert conductif dans un solide

Le cas de la conduction thermique en régime permanent au travers d'un solide d'épaisseur e dont les deux parois sont isothermes à des températures différentes T_1 et T_2 , est considéré et décrit sur la Figure 2.2.

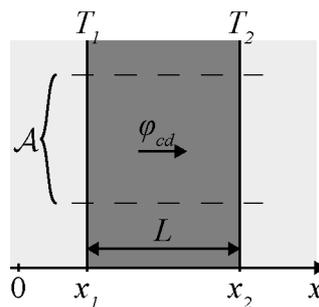


Figure 2.2 – Transfert conductif dans un solide en régime permanent.

En régime permanent, la chaleur accumulée dans le solide pendant le temps dt est nulle. Donc le flux thermique par conduction est constant suivant l'axe x . De plus, la conductivité thermique λ est ici considérée comme indépendante de la température.

L'application de la loi de Fourier (2.3) donne alors :

$$\vec{\varphi}_{cd} = -\lambda \overrightarrow{grad}(T) \quad (2.4)$$

soit, en projection sur l'axe \vec{x} :

$$\varphi_{cd} = -\lambda \frac{dT}{dx} \quad (2.5)$$

qui peut s'écrire ici d'après les hypothèses faites :

$$\varphi_{cd} = -\lambda \frac{T_2 - T_1}{x_2 - x_1} \quad (2.6)$$

ce qui donne :

$$\varphi_{cd} = \frac{\lambda}{L} (T_1 - T_2) \quad (2.7)$$

Donc en considérant l'ensemble de la surface \mathcal{A} , le flux de chaleur échangé par conduction s'écrit comme suit :

$$\Phi_{cd} = \varphi_{cd} \mathcal{A} = \frac{\lambda \mathcal{A}}{L} (T_1 - T_2) \quad (2.8)$$

L'analogie avec le cas électrique prend ici tout son sens : le terme $R_{th} = L/(\lambda \mathcal{A})$ est appelé la résistance thermique du solide et elle se calcule de la même façon que la résistance électrique d'un matériau conducteur cylindrique. Cette dernière relation $[\Delta T = R_{th} \Phi_{cd}]$ renvoie à la loi d'Ohm sous sa forme globale $[\Delta V = RI]$.

2.1.3 Convection thermique

2.1.3.1 Description qualitative de la convection thermique

Le troisième mode de transfert thermique est la convection thermique. Elle existe uniquement au sein des fluides lorsque la température est inhomogène ce qui entraîne un transport macroscopique de matière dans le milieu. Il existe deux formes de convection thermique, qui se distinguent selon l'origine du mécanisme de mouvement.

La convection libre apparaît naturellement dès qu'une variation de masse volumique dans le fluide, du fait d'une sollicitation thermique localisée, est suffisante pour induire un mouvement macroscopique de matière.

Par exemple, dans une pièce chauffée, l'air à proximité du radiateur est plus chaud : sa masse volumique décroît. Cet air est soumis à la poussée d'Archimède, l'air environnant étant plus froid donc plus dense. Il se crée alors un mouvement dans le fluide qui entraîne avec lui la chaleur qu'il contient. L'air déplacé est remplacé par de l'air plus froid qui s'échauffe à son tour au contact du radiateur et le phénomène se poursuit tant que les forces de pesanteur induisent ce mouvement naturel. Ainsi le seul vecteur de mouvement est un mécanisme interne au fluide, lié à une origine thermique.

En revanche la convection forcée existe lorsque le fluide est soumis à des forces externes de pression, comme celles générées par une pompe ou un ventilateur et qui provoquent des déplacements indépendamment de toute considération thermique. Le vecteur de mouvement est donc externe au fluide et l'origine des forces de mouvement est alors mécanique.

2.1.3.2 Couche limite thermique

Considérons un fluide de température moyenne T_f en contact avec un solide de surface \mathcal{A} et de température T_p , avec $T_p < T_f$, comme décrit sur la Figure 2.3. L'échange de chaleur entre les deux s'effectue à l'intérieur d'une couche de fluide limitrophe à la paroi appelée couche limite thermique. Son épaisseur δ_T varie en fonction des caractéristiques du solide et du fluide, telles que la température du solide ou la nature du fluide [60].

Cette couche limite peut aussi se définir comme la zone où la température varie le plus fortement et l'épaisseur s'écrit alors [58][61] :

$$\text{En } x = \delta_T, \frac{T_{\delta_T} - T_p}{T_f - T_p} = 0,99 \quad (2.9)$$

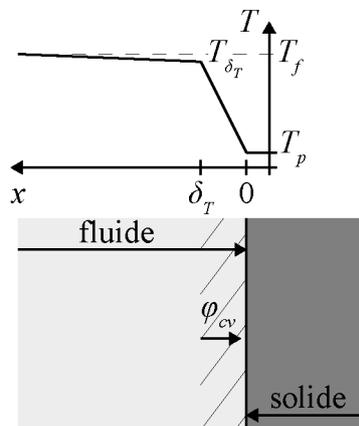


Figure 2.3 – Modélisation du profil de température lors d'un échange thermique convectif entre un fluide et un solide.

Bien que l'échange de chaleur global soit convectif, au sein de cette couche limite, le transfert thermique est représenté par un échange s'effectuant sans inertie : le flux de chaleur convectif φ_{cv} est assimilé à un flux conductif équivalent localisé entre la paroi et le fluide de conductivité thermique λ_f et la loi de Fourier appliquée en régime permanent s'écrit alors :

$$\varphi_{cv} = \frac{\lambda_f}{\delta_T} (T_f - T_p) \quad (2.10)$$

soit, en considérant le flux thermique global :

$$\Phi_{cv} = \frac{\lambda_f}{\delta_T} \mathcal{A} (T_f - T_p) \quad (2.11)$$

En pratique, l'épaisseur δ_T est difficilement quantifiable et le terme $h_{cv} = \lambda_f/\delta_T$, appelé coefficient d'échange convectif, est alors introduit. Il s'exprime en $W.m^{-2}.^{\circ}C^{-1}$ et la relation (2.11) devient alors la loi de Newton :

$$\Phi_{cv} = h_{cv} \mathcal{A} (T_f - T_p) \quad (2.12)$$

Cette dernière relation est à mettre en parallèle avec celle (2.8) qui nous a permis de décrire le concept de résistance thermique en conduction. Le terme $R_{cv} = 1/(h_{cv}\mathcal{A})$ est donc assimilé à une résistance thermique de contact entre le solide et le fluide.

2.1.3.3 Lien avec la mécanique des fluides

Au contact d'un solide, le transfert convectif fluide-solide est assimilé à de la conduction au travers d'une couche limite thermique. Au sein même d'un fluide, le transfert

d'énergie thermique par convection peut quant à lui s'expliquer comme la superposition de deux phénomènes : d'une part une conduction thermique par diffusion moléculaire à laquelle vient s'ajouter un mécanisme d'advection, qui entraîne le fluide en mouvement.

Il faut alors déterminer en tout point et à tout instant les grandeurs caractéristiques du fluide que sont le vecteur vitesse \vec{v} , la masse volumique ρ , la pression P et le champ de température T . Pour calculer ces variables, le recours à la mécanique des fluides est nécessaire en établissant les différentes équations de conservation.

Nous nous limiterons ici à les lister sans les établir.

Hypothèse de Boussinesq

En convection naturelle, une hypothèse simplificatrice, appelée hypothèse de Boussinesq, est souvent faite [61] pour ne prendre en compte que les effets de dilatation thermique. Elle revient à considérer la masse volumique ρ du fluide comme constante sauf dans l'expression du terme relatif aux forces de gravité. La variation de masse volumique est alors considérée par :

$$\Delta\rho = \rho\beta\Delta T \quad (2.13)$$

avec β , le coefficient de dilatation thermique isobare.

Conservation de la masse

Le bilan de masse porte sur la totalité de la masse du fluide étudié et permet d'établir l'équation suivante :

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \text{div}(\rho\vec{v}) = 0 \quad (2.14)$$

En régime stationnaire et dans l'hypothèse de Boussinesq, la relation (2.14) devient alors :

$$\text{div}(\vec{v}) = 0 \quad (2.15)$$

Conservation de la quantité de mouvement

Le principe fondamental de la dynamique établit l'égalité entre le bilan de quantité de mouvement et la somme des forces extérieures appliquées au système étudié. Elle se divise en forces volumiques et forces surfaciques, comme décrit par l'équation suivante [61] :

$$\rho \underbrace{\left(\underbrace{\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}}_{\text{instationnaire}} + \underbrace{\text{grad} \left(\frac{v^2}{2} \right) + \text{rot} \vec{v} \wedge \vec{v}}_{\text{advection}} \right)}_{\text{forces d'inertie}} = \underbrace{\underbrace{-\text{grad}P}_{\text{pression}} + \underbrace{\mu \nabla^2 \vec{v}}_{\text{viscosité}} - \underbrace{\rho\beta(T - T_0) \vec{g}}_{\text{flottabilité}}}_{\text{forces extérieures}} \quad (2.16)$$

avec

– μ , la viscosité dynamique du fluide ;

- \vec{g} , l'accélération de la pesanteur ;
- T_0 , la température moyenne, éloignée de toute source de chaleur.

La convection naturelle est prise en compte au travers du terme lié à la poussée d'Archimède, dite force de flottabilité. Dans le cas de l'accéléromètre thermique, le terme d'accélération de la pesanteur \vec{g} est remplacé par la somme vectorielle de l'accélération imposée qui doit être déterminée $\vec{\Gamma}$ avec la pesanteur \vec{g} .

En régime permanent, cette équation s'écrira :

$$\rho \left(\overrightarrow{grad} \left(\frac{v^2}{2} \right) + \overrightarrow{rot} \vec{v} \wedge \vec{v} \right) = -\overrightarrow{grad}P + \mu \nabla^2 \vec{v} - \rho \beta (T - T_0) \vec{g} \quad (2.17)$$

Conservation de l'énergie

Le premier principe de la thermodynamique est appliqué au fluide étudié en négligeant les effets dus à la compressibilité et ceux dus à la viscosité comme c'est le cas pour l'air. L'équation suivante est établie :

$$\rho C_P \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} T \right) = \lambda \nabla^2 T \quad (2.18)$$

avec C_P , la chaleur massique isobare du fluide.

En régime permanent, cette relation devient :

$$\rho C_P \left(\vec{v} \cdot \vec{\nabla} T \right) = \lambda \nabla^2 T \quad (2.19)$$

Les champs de vitesse et de température sont dépendants l'un de l'autre puisqu'ils apparaissent conjointement dans les équations de Navier-Stokes (2.15), (2.17) et (2.19), ce qui implique qu'elles ne peuvent être résolues séparément.

De plus, la multiplicité des paramètres à prendre en compte comme la nature du fluide, ses paramètres thermo-physiques ou les dimensions du volume d'échange rendent la résolution analytique très complexe. Pour pouvoir déterminer le poids relatif de chaque phénomène physique les uns par rapport aux autres, le recours à une analyse dimensionnelle est alors privilégié.

Le paragraphe suivant va permettre de définir les groupements adimensionnels qui vont nous permettre de déterminer les phénomènes intervenant au sein de la cavité de l'accéléromètre thermique.

2.2 Analyse dimensionnelle

L'analyse dimensionnelle est basée sur le principe suivant [62] : la formulation d'un problème physique doit être dimensionnellement homogène, en d'autres termes son expression en fonction des paramètres dont il dépend est indépendante du système d'unités choisi et chaque dimension attachée à un monôme de l'expression doit être analogue à la dimension du phénomène. Une fois ce critère respecté, toute expression liée au phénomène physique peut être adimensionnée.

2.2.1 Grandeurs caractéristiques

Une valeur de référence doit être choisie arbitrairement pour chaque dimension puis associée à la grandeur concernée pour introduire les variables réduites, sans dimension. Ces dernières seront distinguées par l'utilisation d'un astérisque *. Les dimensions physiques qui nécessitent un adimensionnement ainsi que les valeurs réduites associées sont listées ci-après :

- la dimension caractéristique L_0 et la distance réduite $x^* = x/L_0$;
- la vitesse caractéristique V_0 et la vitesse réduite $v^* = v/V_0$;
- le temps caractéristique $t_0 = V_0/L_0$ qui découle des deux termes précédents et le temps réduit $t^* = t/t_0$;
- la différence entre les deux températures caractéristiques $|T_1 - T_0|$ et la température réduite $T^* = (T - T_1) / |T_1 - T_0|$.

2.2.2 Nombres caractéristiques

En utilisant ces dimensions caractéristiques, des groupements adimensionnels dits nombres caractéristiques peuvent être créés pour modéliser le poids relatif de phénomènes physiques entre eux. Les nombres qui seront utilisés par la suite sont présentés dans cette partie.

2.2.2.1 Nombre de Grashof : Gr

Le nombre de Grashof quantifie le rapport entre les forces d'inertie, la poussée d'Archimède et les forces de viscosité. Il s'exprime par la relation suivante :

$$\begin{aligned} Gr &= \frac{(\text{poussée d'Archimède}) * (\text{force d'inertie})}{(\text{forces de viscosité})^2} \\ &= \frac{g\rho^2\beta(T_1 - T_0)L_0^3}{\mu^2} \end{aligned} \tag{2.20}$$

Ce nombre permet de caractériser le transfert thermique dû à la convection naturelle au sein d'un fluide : plus il est élevé, plus grande est la convection naturelle. De plus, lorsque le nombre de Grashof a une faible valeur, le transfert au sein de la couche limite thermique est laminaire contrairement aux cas à fort nombre de Grashof, pour lesquels le transfert est turbulent.

2.2.2.2 Nombre de Prandtl : Pr

Le nombre de Prandtl caractérise la distribution des vitesses par rapport à la distribution des températures pour un fluide. Il s'agit d'une propriété physique du fluide qui n'est pas liée à l'expérience-même. Sa valeur permet de choisir un matériau adapté à une application en faisant intervenir un transfert diffusif de chaleur dans un fluide en mouvement [61] c'est-à-dire de privilégier soit la conduction, reliée à la diffusivité thermique, soit la convection thermique, reliée à la viscosité dynamique [63].

$$\begin{aligned} Pr &= \frac{\text{diffusion de quantité de mouvement}}{\text{diffusion thermique}} \\ &= \frac{\nu}{a} \end{aligned} \tag{2.21}$$

avec

- $\nu = \mu/\rho$, la viscosité cinématique du fluide ;
- $a = \lambda/(\rho C_P)$, la diffusivité thermique du fluide.

Le nombre de Prandtl est plus fréquemment exprimé sous la forme suivante :

$$Pr = \frac{\mu C_P}{\lambda} \tag{2.22}$$

Il existe trois grandes familles de fluides qui peuvent être triées suivant la valeur de Pr [58] :

- les gaz, pour lesquels le nombre de Prandtl est proche de l'unité (ou légèrement inférieur) ainsi que les liquides usuels tels que l'eau et les huiles légères. Le transfert par conduction et celui par convection sont équivalents.
- les métaux liquides, très conducteurs, qui sont souvent utilisés comme fluides caloporteurs et pour lesquels le nombre de Prandtl est très faible, de l'ordre de 10^{-2} . Le transfert par conduction est prépondérant.
- les huiles très lourdes pour lesquelles le nombre de Prandtl est supérieur à 1000. Le transfert par convection est plus important que celui par conduction et c'est donc lui qui impose le profil de température dans le fluide.

Dans cette thèse, l'utilisation de fluides à nombre de Prandtl proche de 0,7 sera privilégiée sauf mention contraire.

2.2.2.3 Nombre de Rayleigh : Ra

En convection naturelle, le nombre de Rayleigh est souvent préféré au nombre de Grashof [58]. Il fait intervenir le rapport entre le terme moteur de poussée d'Archimède et les phénomènes dissipatifs par diffusion. C'est aussi le produit du nombre de Grashof par le nombre de Prandtl soit $Ra = Gr Pr$.

$$\begin{aligned} Ra &= \frac{\text{terme moteur de convection naturelle}}{\text{phénomènes dissipatifs par diffusion}} \\ &= \frac{\beta (T_1 - T_0) L_0^3 g}{\nu a} \end{aligned} \tag{2.23}$$

D'où

$$Ra = \frac{\rho^2 \beta (T_1 - T_0) C_P L_0^3 g}{\mu \lambda} \quad (2.24)$$

Dans le cas de l'accéléromètre thermique, la valeur d'accélération de la pesanteur g sera remplacé par la valeur de l'accélération apparente Γ en projection sur l'axe sensible.

Si le nombre de Rayleigh est inférieur à une valeur de critique qui se déduit de la situation étudiée (généralement comprise entre 200 et 3000), le transfert thermique est principalement réalisé par conduction thermique. A contrario s'il l'excède, c'est la convection qui domine le transfert thermique.

2.2.2.4 Nombre de Fourier : Fo

En régime variable, le nombre de Fourier caractérise le rapport d'un terme at_0 , homogène au carré d'une dimension correspondant à la longueur de pénétration de l'onde thermique dans le corps au bout du temps caractéristique t_0 sur le carré de la longueur caractéristique du corps L_0 [63]. Il s'exprime par :

$$\begin{aligned} Fo &= \frac{(\text{profondeur de pénétration de l'onde thermique dans le corps})^2}{(\text{dimension caractéristique du corps})^2} \\ &= \frac{at_0}{L_0^2} \end{aligned} \quad (2.25)$$

Souvent, le temps t_0 est choisi comme le temps caractéristique du transfert thermique par conduction τ_{cd} [58] et le nombre de Fourier caractérise alors la pénétration de la chaleur par conduction dans le corps.

Par extrapolation, le nombre de Fourier peut aussi être utilisé pour caractériser le temps caractéristique de la convection en considérant t_0 comme le temps de réponse τ_{cv} du fluide soumis à une modification de la convection naturelle.

2.3 Description du fonctionnement de l'ATC

Les deux précédentes sections ont permis de décrire les principes de base des transferts thermiques et de la mécanique des fluides. Ceux-ci vont maintenant être utilisés pour expliquer le fonctionnement de l'Accéléromètre Thermique à Convection, abrégé ATC.

2.3.1 Principe de fonctionnement

Comme indiqué dans le chapitre 1, l'ATC se distingue des autres types d'accéléromètres par son absence de masse solide sismique remplacée par une masse de fluide en mouvement. Les avantages de cette structure ont déjà été détaillés.

Ce capteur est basé sur le phénomène physique suivant : lors d'une accélération, les mouvements de convection dans un fluide chauffé localement sont modifiés et induisent une modification de la répartition de la température. La détection de l'accélération nécessite donc deux fonctions distinctes :

- une première générant un profil de température non uniforme ;
- une deuxième permettant de détecter et de mesurer une variation de température.

La première fonction est matérialisée par une résistance de chauffe suspendue au centre d'une cavité. Quand un courant électrique la parcourt, la température du fil suspendu augmente par effet Joule modifiant alors la température du fluide alentour. Sans accélération imposée autre que celle de la pesanteur, les transferts thermiques liés à la conduction et à la convection induisent une distribution symétrique de la température du fluide dans la cavité (trait plein de la Figure 2.4). Dès que le capteur est soumis à une accélération non colinéaire à la pesanteur, le transfert thermique lié à la convection naturelle est modifié et conduit à une dissymétrie du profil de température (traits pointillés de la Figure 2.4).

Le deuxième dispositif est réalisé par deux détecteurs de température placés symétriquement de part et d'autre de la chauffe. L'information utile en sortie est basée sur une mesure différentielle issue de ces deux détecteurs. Dans le premier cas (trait plein de la Figure 2.4), ils mesurent la même température soit une sortie différentielle nulle. Dès lors qu'une accélération induit une dissymétrie du profil (traits pointillés de la Figure 2.4), une différence de température notée δT apparaît entre les détecteurs qui est fonction de l'accélération imposée Γ . Le comportement théorique sera abordé au paragraphe 2.4 et la partie expérimentale sera traitée au chapitre 3.

Ainsi contrairement aux autres principes de fonctionnements d'accéléromètres reliant le déplacement d'une masse solide à l'accélération subie, c'est ici la modification du mouvement du fluide, induite par un changement de la convection naturelle qui établit le lien avec l'accélération imposée à l'ensemble du capteur.

L'architecture communément utilisée au laboratoire pour détecter l'accélération suivant un axe est schématisée sur la Figure 2.5. La résistance centrale de chauffe ainsi que les deux détecteurs de température sont à base de platine déposés en couches minces sur du nitrure de silicium, le tout suspendu au-dessus d'une cavité micro-usinée par gravure humide du silicium. Les dimensions usuelles sont répertoriées dans le Tableau 2.1. Les détails concernant l'élaboration du capteur seront présentés au paragraphe 3.1.

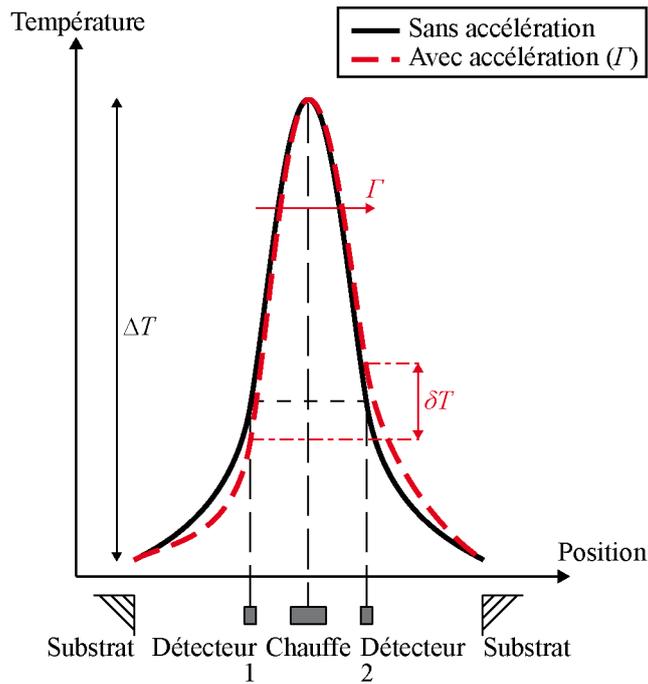


Figure 2.4 – Profil de température du fluide dans la cavité sans (trait plein) ou avec (traits pointillés) accélération imposée au capteur.

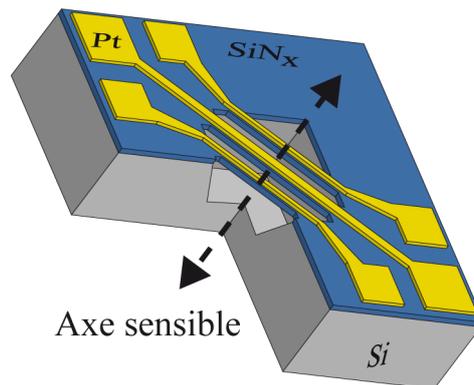


Figure 2.5 – Schéma d'un micro-accéléromètre composé de trois fils suspendus au-dessus d'une cavité micro-usinée dans le silicium (largeur inférieure ou égale à $800 \mu m$). L'axe sensible de ce capteur est perpendiculaire et coplanaire aux fils.

Dénomination	Micro-accéléromètres		Accéléromètres	
Largeur de la cavité (μm)	600	800	1000	1500
Largeur de la résistance de chauffe (μm)	40		100	
Largeur des détecteurs (μm)	5 ou 10		de 2 à 50	

Tableau 2.1 – Récapitulatif des dénominations suivant les dimensions des ATC étudiés.

2.3.2 Phénomènes thermiques en présence

Nous avons vu au paragraphe 2.1.2 que la conduction thermique est un phénomène qui tend à uniformiser la distribution de température. Dans notre cas, l'alimentation

permanente en courant de la résistance de chauffe empêche toute homogénéisation et induit une différence de température ΔT entre la résistance de chauffe et le substrat de silicium.

De plus, la présence d'un fluide, seul sensible à la convection naturelle, est indispensable pour détecter l'accélération. En présence d'une accélération, la distorsion du profil de température et donc la différence de température entre deux points opposés sera plus importante s'il existe une forte différence de température entre l'élément chauffant et le substrat. D'où la présence de la cavité et des ponts en nitrure de silicium qui rend la chauffe indépendante thermiquement du corps du capteur.

La Figure 2.6, image obtenue par microscopie électronique à balayage (MEB) d'un capteur possédant trois paires de détecteurs permet d'observer la cavité gravée dans le silicium ainsi que les ponts suspendus. Les trois positions différentes de détecteurs permettent de mesurer la température en différents points de la cavité et ne sont utilisées que dans une phase de développement pour étudier expérimentalement l'emplacement optimisant la sensibilité. Elles permettent de plus de tracer le profil expérimental de la température au sein de la cavité, présenté sur la Figure 2.7 : une différence $\Delta T = 130\text{ }^\circ\text{C}$ est atteinte entre la chauffe et le substrat. Les détecteurs sont placés dans la zone de plus forte variation de la température. Les conséquences de cette observation sur la sensibilité seront discutées au chapitre 3.

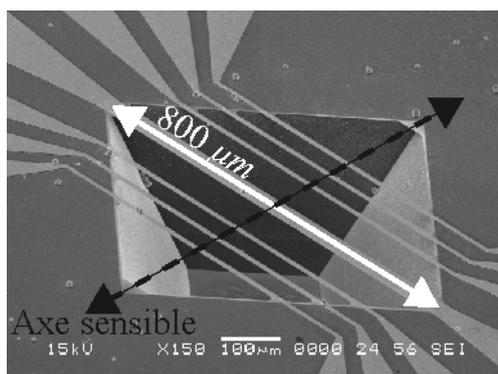


Figure 2.6 – Image MEB d'un micro-accéléromètre à trois paires de détecteurs.

Comme expliqué dans la partie 2.1, les trois modes de transferts thermiques que sont la conduction, la convection et le rayonnement peuvent intervenir simultanément. Les outils mis en place précédemment vont permettre de comparer leurs contributions relatives au transfert thermique. Le micro-accéléromètre présenté en Figure 2.6 va servir à illustrer les différentes contributions des transferts thermiques. Ses dimensions sont celles présentées au Tableau 2.1.

Dans un premier temps, le bilan thermique de la résistance de chauffe est réalisé, synthétisé sur la Figure 2.8 : un courant électrique I est injecté dans la chauffe et se dissipe par effet Joule en chaleur suivant les trois modes de transfert possibles.

2.3.2.1 Chaleur dissipée par la résistance de chauffe

En assimilant la résistance de chauffe à un parallélépipède, sa surface est :

$$\mathcal{A} = 65 \times 10^{-9} \text{ m}^2 \tag{2.26}$$

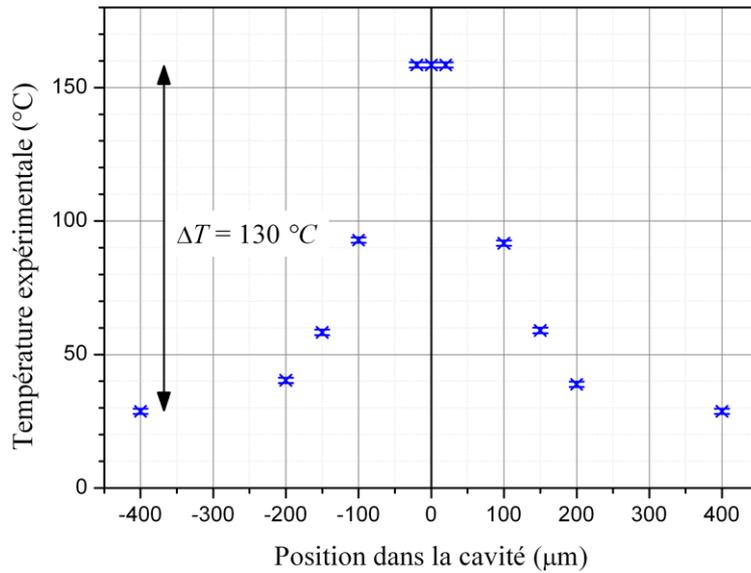


Figure 2.7 – Profil de température expérimental dans la cavité mesuré sans accélération.

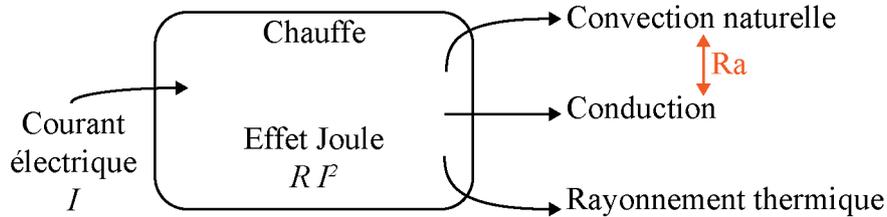


Figure 2.8 – Bilan thermique de la résistance de chauffe.

Suivant le courant injecté dans la résistance de chauffe, en platine, sa valeur est modifiée et une correspondance entre sa résistance et sa température est possible (cf. partie 3.2.5). Donc avec un courant injecté de 23 mA , la résistance de chauffe vaut 53Ω ce qui équivaut à une température de $160 \text{ }^\circ\text{C}$. La puissance dissipée par effet Joule est alors de :

$$\mathcal{P}_J = R I^2 \text{ soit } \mathcal{P}_J = 0,028 \text{ W} \quad (2.27)$$

D'où une puissance surfacique accumulée :

$$p_J = \frac{\mathcal{P}_J}{A} = 430 \text{ kW.m}^{-2} = 430 \text{ nW.}\mu\text{m}^{-2} \quad (2.28)$$

2.3.2.2 Contribution du rayonnement thermique

La relation de Boltzmann (2.2) établit la puissance maximale qui serait dissipée par un corps noir à la même température que la résistance de chauffe par rayonnement thermique. Alors :

$$M^0(T = 433\text{K}) = \sigma T^4 = 2000 \text{ W.m}^{-2} = 2,0 \text{ nW.}\mu\text{m}^{-2} \quad (2.29)$$

Or cette valeur correspond au maximum que pourrait émettre un corps noir dans les

mêmes conditions expérimentales et représente alors $2,0/430 * 100 = 0,5\%$ de la chaleur dissipée par la résistance. La valeur réelle émise par rayonnement est alors plus faible que $2 \text{ nW} \cdot \mu\text{m}^{-2}$. De plus, la chauffe étant l'élément le plus chaud du capteur, il est celui qui émet le plus de rayonnement.

Ainsi la contribution du rayonnement thermique dans le fonctionnement du capteur sera négligée par la suite.

2.3.2.3 Conduction et convection naturelle

Parmi les nombres caractéristiques qui ont été définis, le nombre de Rayleigh (relation (2.24)) est celui qui permet de caractériser le poids de la conduction par rapport à celui de la convection dans les échanges thermiques présents dans la cavité.

La longueur caractéristique est communément choisie comme la demi-largeur de la résistance de chauffe, soit $L_0 = 20 \mu\text{m}$ et le fluide considéré est l'air. Ses paramètres thermo-physiques seront évalués à 70°C , température moyenne au niveau des détecteurs (cf. Figure 2.7).

Alors :

$$Ra = \frac{\rho^2 \beta C_P}{\mu \lambda} \Gamma \Delta T L_0^3 \quad (2.30)$$

Le tableau suivant peut donc être construit :

Accélération imposée (g)	1	10	100	1 000	10 000
Nombre de Rayleigh	$2,94 \times 10^{-4}$	0,00294	0,0294	0,294	2,94

Tableau 2.2 – Valeurs du nombre de Rayleigh dans le cas d'un micro-accéléromètre de $800 \mu\text{m}$ de large.

Ces valeurs restent inférieures à la limite empirique, de 200 à 3000, entre la conduction et la convection : il apparaît donc que la convection naturelle est très minoritaire dans les échanges thermiques par rapport à la conduction. Ainsi le profil de température qui s'établit au sein du fluide est très majoritairement défini par la conduction.

Cependant c'est bien la convection naturelle qui est à la base du fonctionnement de l'accéléromètre : sans modification des forces de flottabilité exercées sur le fluide du fait de l'accélération imposée, il n'y aurait aucune modification dans le profil de température.

2.4 Étude analytique du phénomène physique

Le calcul du nombre de Rayleigh a donné une estimation du poids relatif de la convection naturelle dans les échanges thermiques qui s'établissent dans le fluide. Les équations de la mécanique des fluides établies au paragraphe 2.1.3.3 vont permettre une étude plus approfondie des transferts thermiques.

Deux méthodes de résolution sont alors possibles. Soit la résolution analytique est entreprise en passant par une simplification de la géométrie. Cette démarche présente l'inconvénient de devoir simplifier la géométrie mais en contrepartie, elle permet au final de pouvoir rapidement déterminer la sensibilité du capteur en fonction de plusieurs paramètres. L'autre méthode de résolution est d'utiliser la simulation par éléments finis. Dans ce cas, la géométrie du capteur est identique au cas réel mais à chaque jeu de paramètres, la simulation doit être relancée. Cependant, ces calculs permettent de corroborer les résultats obtenus par la voie analytique avec un modèle simplifié.

Dans cette partie, les résultats obtenus par l'étude analytique vont être discutés tandis que ceux obtenus en réalisant des simulations par éléments finis seront étudiés à la partie 2.5.

En régime permanent, la résolution exacte des trois équations couplées de conservation (masse (2.15), vitesse (2.17) et énergie (2.19)) étant trop complexe, elle sera facilitée en simplifiant la géométrie exacte du capteur et en adoptant un modèle simple décrivant l'ensemble :

- pour un ATC à un axe de détection, le modèle choisi sera celui de deux cylindres concentriques, développé en partie 2.4.1 ;
- pour un ATC à deux axes de détection, le modèle choisi sera celui de deux sphères concentriques, développé en partie 2.4.2.

Enfin, la modélisation du régime transitoire qui intervient dans le fluide lors d'une modification de la convection naturelle sera détaillée dans la partie 2.4.3 : une expression de la fréquence de coupure en fonction de différents paramètres sera établie.

2.4.1 Modèle associé au capteur à un axe de détection

Dans un premier temps, l'étude analytique du capteur à un axe de détection va être menée.

2.4.1.1 Description du modèle cylindrique

L'étude qui suit va, dans un premier temps s'intéresser à modéliser les accéléromètres, dont la description est donnée en Figure 2.9 puis l'étude sera élargie au cas des micro-accéléromètres.

De précédents travaux [26] portant sur l'étude théorique de la convection naturelle dans un milieu fermé ont montré que le comportement de ce capteur pouvait être modélisé en se basant sur une symétrie de type « cylindres concentriques ». La Figure 2.10 illustre cette adéquation entre la géométrie réelle du capteur et le modèle dit cylindrique. Le cylindre intérieur est choisi comme représentatif de la résistance de chauffe : son rayon r_i est pris égal à la demi-largeur de la résistance de chauffe et sa température T_i

comme le maximum de température du profil T_H . Le cylindre extérieur est représentatif du substrat : son rayon r_o est pris égal à la demi-largeur de la cavité et sa température T_o comme la température du substrat T_S . Le modèle décrit donc deux cylindres horizontaux, concentriques et uniformément chauffés.

Les détecteurs ne font pas partie de la modélisation en tant que tels car ils ne doivent pas intervenir dans le profil de température. Les résultats obtenus seront évalués ensuite à leur position notée r_D .

Les coordonnées cylindriques (r, θ) seront utilisées avec l'origine des angles pris sur l'axe horizontal droit.

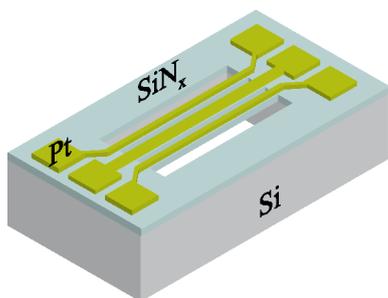


Figure 2.9 – Schéma descriptif de l'accéléromètre.

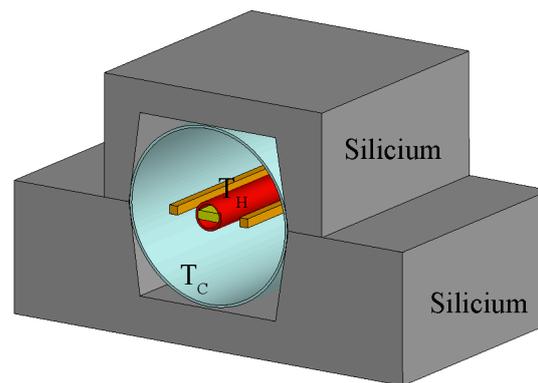


Figure 2.10 – Modèle cylindrique pour l'accéléromètre à un axe de détection.

2.4.1.2 Étude de la conduction : approximation du premier ordre

La conduction étant prédominante dans les transferts thermiques, une première approximation nous emmène à ne considérer que ce mode de transfert thermique. La longueur L des cylindres est considérée suffisamment grande devant les autres dimensions pour négliger les effets d'extrémités : l'écoulement de la chaleur s'effectue radialement (distance r au centre) et le problème est alors ramené à une dimension.

Pour calculer le flux de chaleur, constant, dans la cavité en régime permanent, la loi de Fourier (2.3) est appliquée au fluide de conductivité thermique λ , indépendante de la température, et en considérant la surface $\mathcal{A} = 2\pi rL$ variant avec la position r :

$$\vec{\Phi} = -\lambda \mathcal{A} \overrightarrow{\text{grad}}(T) \quad (2.31)$$

soit en projection sur l'axe radial \vec{u}_r :

$$\Phi = -\lambda 2\pi rL \frac{dT}{dr} \quad (2.32)$$

soit :

$$\frac{-\Phi}{2\pi\lambda L} \cdot \frac{dr}{r} = dT \quad (2.33)$$

soit :

$$\int_{r_i}^{r_o} \left(\frac{-\Phi}{2\pi\lambda L} \cdot \frac{dr}{r} \right) = \int_{T_i}^{T_o} dT \quad (2.34)$$

D'où :

$$\Phi = 2\pi\lambda L \frac{T_i - T_o}{\ln(r_i/r_o)} \quad (2.35)$$

La répartition de température se déduit en adaptant la relation (2.34) et en considérant la position r comme borne supérieure :

$$\int_{r_i}^r \left(\frac{-\Phi}{2\pi\lambda L} \cdot \frac{dr}{r} \right) = \int_{T_i}^T dT \quad (2.36)$$

D'où, avec la valeur de Φ déterminée en (2.35) :

$$T(r) = T_i - (T_i - T_o) \frac{\ln(r/r_i)}{\ln(r_o/r_i)} \quad (2.37)$$

La répartition de température est donc logarithmique si seule la conduction thermique est considérée dans les échanges thermiques.

2.4.1.3 Étude de la convection : ordres supérieurs

L'étude suivante est basée sur les travaux de Mack et Bishop [64] et de Hodnett [65] qui s'intéressent à la convection naturelle au sein du fluide contenu entre les deux cylindres. Les trois équations (2.15), (2.17) et (2.19) étant couplées, elles doivent donc être résolues simultanément dans le cas où la convection naturelle est négligeable devant la conduction, soit un nombre de Rayleigh faible.

Comme décrit à la partie 2.2, chaque grandeur va être adimensionnée par rapport à une grandeur de référence. Les grandeurs dimensionnées et celles adimensionnées sont différenciées par l'usage d'un astérisque * pour les deuxièmes :

- le rayon du cylindre intérieur r_i est la référence des distances. D'où la position réduite $r^* = r/r_i$ et le ratio $R^* = r_o/r_i$ avec r_o le rayon du cylindre extérieur.
- la température T_o est la référence des températures. D'où la température réduite $T^* = T/T_o$.
- les valeurs de référence des paramètres thermo-physiques du fluide sont celles évaluées au niveau du substrat.

Le nombre de Rayleigh est calculé en utilisant les valeurs évaluées à la température moyenne du fluide suivant l'expression suivante :

$$Ra = \frac{\rho^2 \beta C_P}{\mu \lambda} g (T_i - T_o) r_i^3 \quad (2.38)$$

Le nombre $\varepsilon^* = (T_i - T_o)/T_o$ est introduit : la résolution sera menée en considérant $\varepsilon^* \ll 1$ c'est à dire que la température du cylindre intérieur est assez proche de celle de

l'extérieur. Cette hypothèse sera discutée plus tard. La température adimensionnée est alors déterminée par :

$$T^* = 1 + \sum_{k=1}^{\infty} \varepsilon^{*k} T_k^* \quad (2.39)$$

Ordre 1

L'ordre $k = 1$ vient d'être étudié puisqu'il s'agit du cas où le fluide est immobile, c'est-à-dire avec conduction uniquement. Et l'expression (2.37) peut alors se réécrire comme :

$$T_1^*(r^*) = 1 - A \ln r^* \quad (2.40)$$

avec A , constante définie en Annexe A.

Ordre 2

La résolution de la température peut se poursuivre à l'ordre $k = 2$:

$$T^* = 1 + \varepsilon^* T_1^* + \varepsilon^{*2} T_2^* + o(\varepsilon^{*2}) \quad (2.41)$$

Le terme $o(\varepsilon^{*2})$ regroupe l'ensemble des termes de l'expression de la température T^* qui sont négligeables devant $\varepsilon^* T_1^*$ et $\varepsilon^{*2} T_2^*$.

De plus, le terme T_2^* prend en compte deux phénomènes bien distincts : d'un côté, la prise en compte de la variation de la conductivité thermique avec la température lors de la résolution de la loi de Fourier, regroupée dans un terme noté T_{21}^* et d'autre part, la détermination du profil de température liée au phénomène convectif, notée T_{22}^* . La température se réécrit alors [65] :

$$T^* = 1 + \varepsilon^* T_1^* + [f_1(\varepsilon^*) T_{21}^* + f_2(\varepsilon^*) T_{22}^*] + o(f_1(\varepsilon^*), f_2(\varepsilon^*)) \quad (2.42)$$

avec :

- $f_1(\varepsilon^*) = m\varepsilon^{*2}$ avec m défini par $\lambda \propto T^m$;
- $f_2(\varepsilon^*) = Ra \varepsilon^*$.

La résolution de la loi de Fourier en considérant la variation de la conductivité thermique avec la température conduit au résultat suivant pour l'expression de T_{21}^* :

$$T_{21}^* = \frac{A}{2} \ln r^* (1 - A \ln r^*) \quad (2.43)$$

Pour résoudre les trois équations de conservation, la méthode des perturbations est utilisée. Une variation du premier ordre des paramètres thermo-physiques du fluide avec la température est donc considérée :

$$\begin{aligned} \rho^* &= 1 + \varepsilon^* \rho_1^* + o(\varepsilon^*) \\ \lambda^* &= 1 + \varepsilon^* \lambda_1^* + o(\varepsilon^*) \\ \mu^* &= 1 + \varepsilon^* \mu_1^* + o(\varepsilon^*) \end{aligned} \quad (2.44)$$

Ces différentes expressions sont ensuite introduites dans les équations de conservation.

La résolution de T_{22}^* a été menée par Hodnett [65] : elle est plus complexe et nécessite l'introduction de plusieurs constantes :

$$T_{22}^* = \sin \theta \left[Lr^* + \frac{M}{r^*} + A \left(\frac{Br^*}{2 \ln r^*} - \frac{C \ln r^*}{2r^*} + \frac{Dr^{*3}}{8} + \frac{E r^* \ln r^* (\ln r^* - 1)}{4} - Ar^{*3} \frac{\ln r^* - \frac{3}{4}}{128} \right) \right] \quad (2.45)$$

avec les différentes constantes définies en Annexe A.

Il faut remarquer que ces constantes sont uniquement fonction des données géométriques du modèle. En conséquence, les fonctions T_{21}^* et T_{22}^* ne dépendent pas des paramètres thermo-physiques du fluide mais uniquement du ratio R^* entre les rayons extérieur et intérieur et de la position réduite r^* dans la cavité.

À partir des expressions des fonctions T_1^* (2.40), T_{21}^* (2.43) et T_{22}^* (2.45), les conclusions suivantes peuvent être faites :

- les températures T_1^* et T_{21}^* sont significatives de la conduction thermique dans le fluide. De plus, ces deux fonctions sont paires par rapport à la valeur $\theta = 0$: entre deux points diamétralement opposés, il n'existe pas de différence entre les températures liées à la conduction de par l'absence de θ dans leurs expressions.
- Par contre la fonction T_{22}^* représente la température liée à la convection thermique dans le fluide : elle est impaire par rapport à $\theta = 0$. Lorsque l'accélération modifie la répartition du fluide dans la cavité, il apparaît une différence de température non nulle entre deux points diamétralement opposés de par la présence de $\sin \theta$ dans l'expression de T_{22}^* et situés suivant la direction de l'accélération.

En conséquence, la différence de température adimensionnée δT^* entre deux points diamétralement opposés à la position r^* se détermine par :

$$\delta T^* (r^*, R^*) = 2 Ra \varepsilon^* T_{22}^* (r^*, R^*) \quad (2.46)$$

soit en regroupant les deux expressions (2.38) et (2.46) et avec les grandeurs dimensionnées, l'expression de δT , dans le cas d'un ATC, devient :

$$\delta T (r^*, R^*) = 2 \frac{\rho^2 \beta C_P}{\mu \lambda} (T_i - T_o)^2 r_i^3 T_{22}^* (r^*, R^*) \cdot \Gamma \quad (2.47)$$

2.4.1.4 Études réalisées par modélisation analytique

L'expression (2.47) va permettre de mener plusieurs études de modélisation pour déterminer l'influence de différents paramètres sur l'évolution de δT .

Les températures suivantes sont choisies pour pouvoir par la suite comparer les résultats analytiques aux cas expérimentaux : température du cylindre intérieur $T_i = 535 K$ et température du cylindre extérieur $T_o = 300 K$.

Dans un premier temps, les paramètres thermo-physiques ont été déterminés par simulations numériques par éléments finis avec le logiciel Fluent comme il sera expliqué dans la partie 2.5. La fonction (2.47) est ensuite implémentée dans le logiciel Matlab et les résultats suivants sont déduits de ces calculs.

Tous les profils de température seront évalués en considérant une accélération imposée $\Gamma = 1 g$.

Influence de la variation des dimensions r_i et r_o , à taille relative R^* constante

Dans cette partie, la taille globale du capteur va varier tout en conservant un rapport $R^* = r_o/r_i$ constant. Le rayon du cylindre intérieur r_i est donc pris comme variable d'étude.

Tout d'abord, l'évolution de δT en fonction de la position réduite r^* dans la cavité est tracée sur la Figure 2.11. L'observation suivante est faite : plus la taille globale est importante, plus la différence de température δT est grande. Cependant le maximum de différence de température se situe dans chacun des cas à la position $r^* = 3,95$.

De plus, pour le couple ($r_i = 75 \mu m$; $r_o = 750 \mu m$), l'élévation de température maximale du fait de la convection naturelle vaut $0,15 \text{ }^\circ C$ pour une température de $140 \text{ }^\circ C$. La convection naturelle intervient donc très faiblement dans le profil de température, environ $0,11\%$.

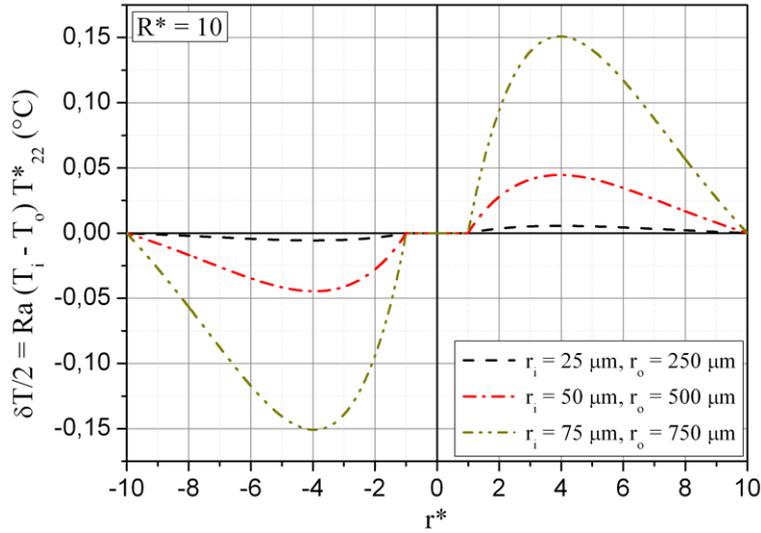


Figure 2.11 – Évolution de la température induite par la convection en fonction de la position réduite r^* , avec $R^* = 10$.

Dans ces conditions, l'évolution de la sensibilité de l'accéléromètre $S = \delta T/\Gamma$ en fonction de r_i et de r_o est considérée à la Figure 2.12 avec R^* constant : pour chaque couple de rayons (r_i ; r_o) considérés, le maximum de différence δT est déterminé, à la position $r_{opt}^* = 3,95$ dans le cas étudié. En échelle log-log, une régression linéaire conclut à une variation cubique de la sensibilité en fonction du rayon r_i soit :

$$S = 2 \frac{\rho^2 \beta C_P}{\mu \lambda} (T_i - T_o)^2 r_i^3 T_{22}^*(r^*, R^*) \quad (2.48)$$

$$\propto r_i^3$$

Ce qui permet de conclure que la répartition de température liée à la convection T_{22}^* est indépendante de la taille globale du capteur pour une taille relative R^* entre les deux cylindres maintenue constante.

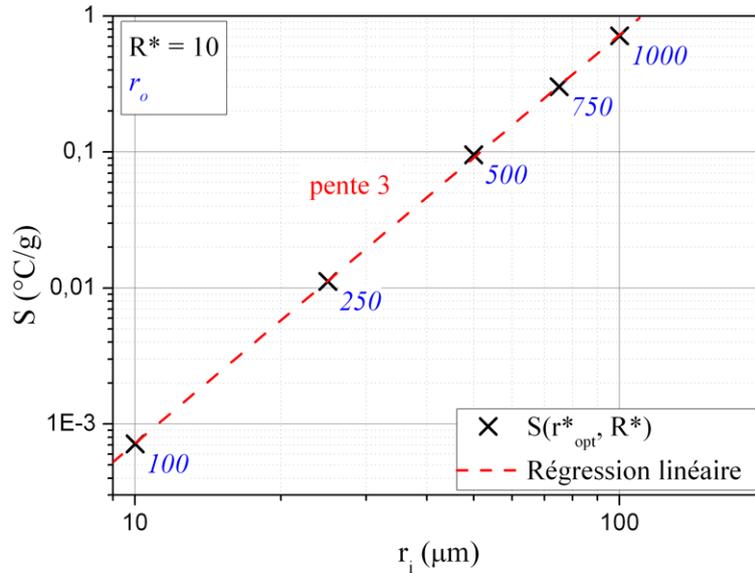


Figure 2.12 – Évolution de S en fonction du rayon du cylindre intérieur r_i et de celui du cylindre extérieur r_o , avec $R^* = 10$.

Influence de la variation de la dimension r_i et du ratio R^* , à rayon extérieur r_o constant

L'étude est poursuivie en supposant désormais le rayon du cylindre extérieur r_o constant, le rayon du cylindre intérieur r_i variant. Sur la Figure 2.13, la différence de température entre deux points diamétralement opposés δT est tracée en fonction de la position r dans la cavité, avec $r_o = 1000 \mu\text{m}$. Dans ce cas, deux faits peuvent être observés :

- la différence de température δT augmente avec le rayon intérieur ;
- la position du maximum augmente avec r_i : de $r_{opt}^* = 55$ (soit $r_{opt} = 275 \mu\text{m}$) pour $r_i = 5 \mu\text{m}$, la position optimale se déplace en $r_{opt}^* = 6,7$ (soit $r_{opt} = 338 \mu\text{m}$) pour $r_i = 50 \mu\text{m}$.

Une première conséquence est que suivant la largeur de la résistance de chauffe du capteur et pour optimiser la sensibilité, les détecteurs ne devront pas être placés au même endroit même si la largeur de la cavité est identique.

À partir de la première observation, l'évolution de la sensibilité S en fonction de r_i et de R^* est étudiée à la Figure 2.14 et peut être décomposée en trois cas de figures :

1. si $R^* \geq 100$, la sensibilité S augmente légèrement lorsque r_i augmente ;
2. si $R^* \in [10 ; 100]$, S est maximale ;
3. si $R^* \leq 10$, S décroît rapidement lorsque r_i augmente.

Le troisième cas de figure s'explique par le fait que l'espace confiné entre les deux cylindres est plus mince que l'épaisseur de la couche limite thermique. Les mouvements de convection qui sont créés sont restreints à un espace plus fin entraînant une déformation du profil de température. La différence de température entre deux points opposés est alors plus faible entraînant de fait une diminution de la sensibilité.

La première phase correspond au cas inverse : pour de grandes valeurs de R , les deux cylindres peuvent se modéliser comme un fil dans un espace ouvert. Le fluide situé dans

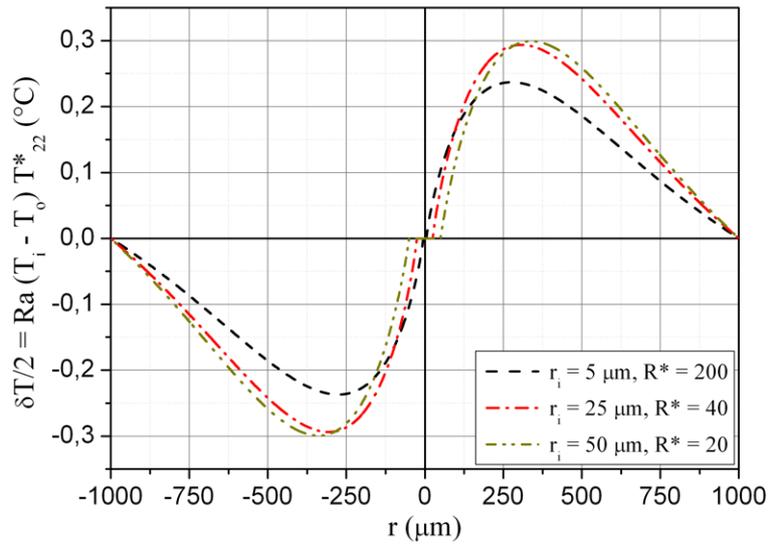


Figure 2.13 – Évolution de la température induite par la convection en fonction de la position r , avec $r_o = 1000 \mu m$.

l'espace proche du cylindre extérieur est très peu influencé par la température imposée par le fil chauffant. La valeur moyenne de température est donc plus faible entraînant une diminution de la sensibilité.

Ainsi lorsque la taille de la cavité a été définie, la taille de la résistance de chauffe peut être choisie dans une plage de ratio R^* allant de 10 à 100 de façon à obtenir la meilleure sensibilité.

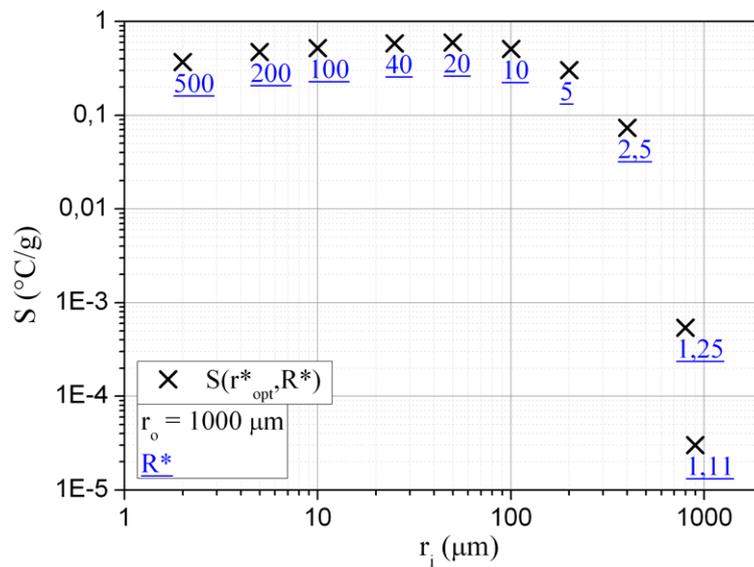


Figure 2.14 – Évolution de S en fonction de r_i et de R^* , avec $r_o = 1000 \mu m$.

Influence de la variation de la dimension r_o et du ratio R^* , à rayon intérieur r_i constant

Dans cette partie, le rayon du cylindre intérieur r_i est maintenu constant tandis que

le rayon du cylindre extérieur r_o varie. L'influence du ratio $R^* = r_o/r_i$ sur l'évolution de la différence de température δT est donc étudiée. Une première approche est réalisée à la Figure 2.15 : plus le cylindre extérieur est grand pour une même largeur de cylindre intérieur, plus la différence de température provoquée par une accélération de même amplitude est élevée.

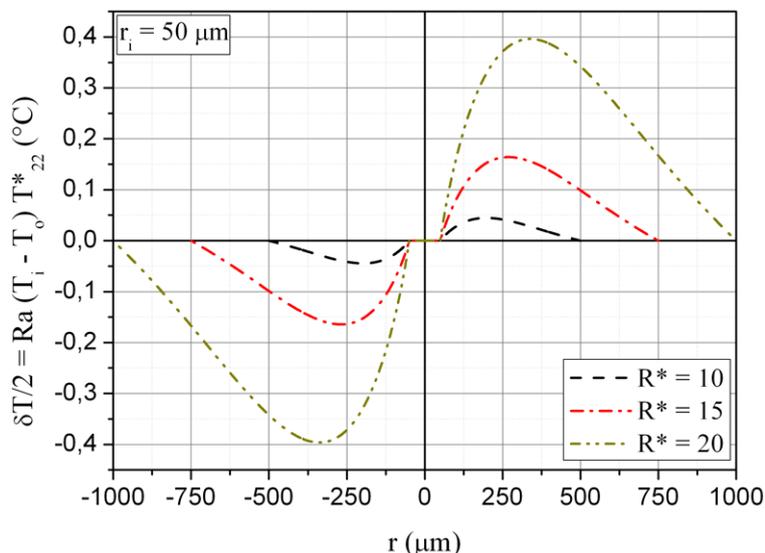


Figure 2.15 – Évolution de la température induite par la convection en fonction de la position r , avec $r_i = 50 \mu m$.

Une étude plus approfondie est menée à la Figure 2.16 qui caractérise l'évolution du maximum de sensibilité $S(r_{opt}^*, R^*)$ en fonction du ratio R^* , avec $r_i = 50 \mu m$. En échelle log-log, la régression linéaire détermine une variation de pente 3,23 pour des valeurs de R^* inférieures à 40.

Pour des valeurs supérieures de R^* , le calcul n'a pas été poursuivi car l'étude ne représente plus un cas concret d'ATC.

2.4.1.5 Limitations du modèle cylindrique

Le profil de température a été déterminé en considérant que le nombre ε^* était très faible devant 1 et que le phénomène convectif est négligeable devant la conduction.

Dans le cas présenté dans cette partie, ε^* vaut 0,78, pour pouvoir par la suite comparer ces résultats analytiques aux valeurs expérimentales.

De plus pour que le terme de convection $Ra\varepsilon^*T_{22}^*$ reste négligeable devant le terme de conduction $\varepsilon^*T_1^*$, le ratio R^* doit vérifier l'hypothèse suivante [65] :

$$\frac{R^{*3}}{\ln R^*} \ll \left[\frac{1}{Gr} \right] \quad (2.49)$$

Au paragraphe 2.5.3.1, une étude de cette géométrie par simulation par éléments finis permettra de valider les résultats qui viennent d'être présentés. De plus, au cours du chapitre 3.4.2, les résultats obtenus par le calcul analytique seront comparés aux résultats expérimentaux.

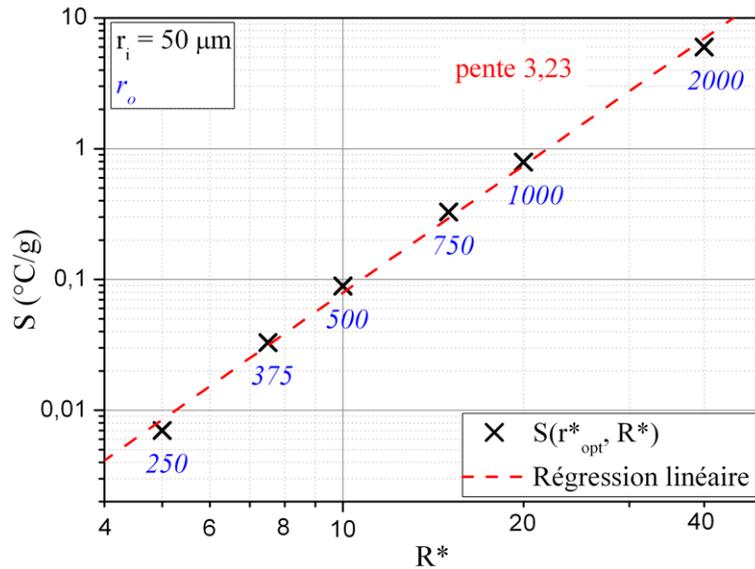


Figure 2.16 – Évolution de S en fonction du ratio R^* , avec $r_i = 50 \mu m$.

2.4.2 Modèle associé au capteur à deux axes de détection

L'étude analytique est maintenant étendue aux capteurs à deux axes de détection. Ces deux axes sont perpendiculaires de façon à pouvoir remonter à l'accélération dans le plan de détection. Un schéma du capteur est donné en Figure 2.17 : la résistance de chauffe est ici un plateau chauffant sur toute sa surface et les détecteurs sont situés suivant les quatre directions, deux à deux parallèles.

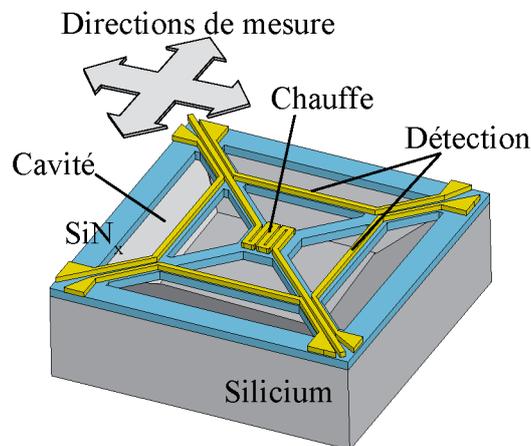


Figure 2.17 – Schéma descriptif du capteur à deux axes de détection.

2.4.2.1 Description du modèle sphérique

Le modèle cylindrique ne correspond plus au cas considéré. Il faut donc repenser un nouveau modèle qui corresponde à la géométrie. Les travaux précédents [26] permettent de conclure qu'une modélisation adaptée consiste à considérer deux sphères concentriques comme indiqué sur la Figure 2.18. La sphère intérieure correspond à la résistance de

chauffe : le rayon considéré r_i est la demi-largeur de la résistance de chauffe et la température T_i est la température maximale du fluide dans la cavité. La sphère extérieure correspond au substrat de silicium de température T_o et de rayon r_o équivalent à la demi-largeur de la cavité.

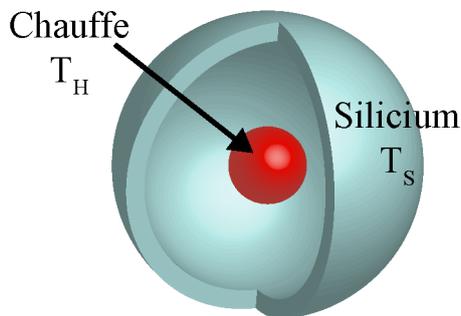


Figure 2.18 – Modèle sphérique décrivant l'accéléromètre à deux axes de détection.

2.4.2.2 Étude de la conduction : approximation du premier ordre

Au premier ordre, la conduction thermique est uniquement prise en compte en supposant que la conductivité thermique est indépendante de la température. Soit la surface $\mathcal{A} = 4\pi r^2$ variant avec la position r , le profil de température est alors recalculé à partir de la loi de Fourier (2.3) :

$$\vec{\Phi} = -\lambda \mathcal{A} \overrightarrow{\text{grad}}(T) \quad (2.50)$$

soit en projection sur l'axe radial \vec{u}_r :

$$\Phi = -\lambda 4\pi r^2 \frac{dT}{dr} \quad (2.51)$$

soit :

$$\frac{-\Phi}{4\pi\lambda} \cdot \frac{dr}{r^2} = dT \quad (2.52)$$

soit :

$$\int_{r_i}^{r_o} \left(\frac{-\Phi}{4\pi\lambda} \cdot \frac{dr}{r^2} \right) = \int_{T_i}^{T_o} dT \quad (2.53)$$

D'où :

$$\Phi = 4\pi\lambda \frac{T_i - T_o}{1/r_i - 1/r_o} \quad (2.54)$$

La répartition de température se déduit en adaptant la relation (2.53) et en considérant la position r comme borne supérieure :

$$\int_{r_i}^r \left(\frac{-\Phi}{4\pi\lambda} \cdot \frac{dr}{r^2} \right) = \int_{T_i}^T dT \quad (2.55)$$

D'où, avec la valeur de Φ déterminée en (2.54) :

$$T(r) = T_i - (T_i - T_o) \frac{r_o}{r} \cdot \frac{r - r_i}{r_o - r_i} \quad (2.56)$$

La répartition de la température dans la cavité n'est donc plus logarithmique mais inversement proportionnelle à la distance au centre. La Figure 2.19 nous permet de caractériser cette différence de comportement : dans le cas du modèle sphérique, la température décroît plus rapidement que celle calculée à partir du modèle cylindrique. Cette différence fondamentale entre les deux modèles provient du fait que dans le cas sphérique, l'élément chauffant est localisé sur un plateau tandis que dans le cas cylindrique, le flux thermique est distribué sur toute la longueur de la cavité. La position des détecteurs pour optimiser la sensibilité sera donc différente suivant le nombre d'axes de détection du capteur.

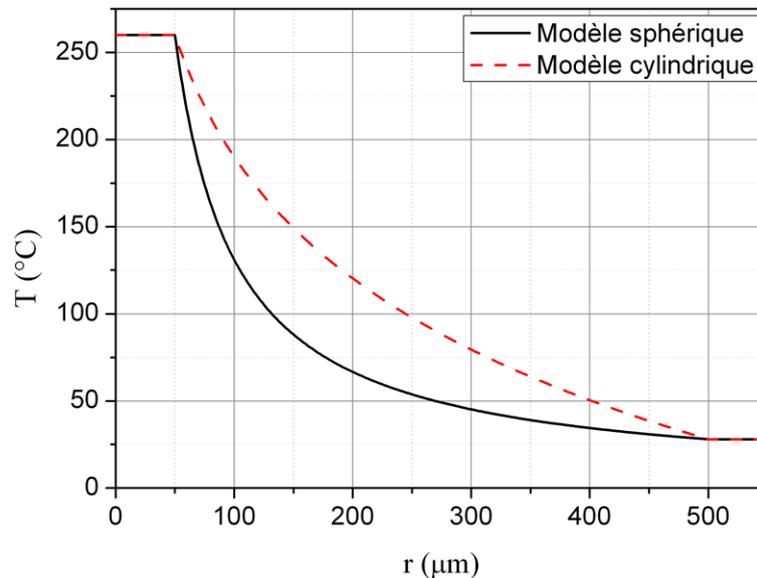


Figure 2.19 – Profil de température obtenu dans le cas d'un modèle sphérique et dans le cas d'un modèle cylindrique.

2.4.2.3 Étude de la convection : ordres supérieurs

L'étude suivante est basée sur les travaux de Mack et Hardee [66] qui s'intéressent à la convection naturelle au sein du fluide contenu entre les deux sphères. Les trois équations (2.15), (2.17) et (2.19) sont alors résolues simultanément dans l'hypothèse où la convection naturelle est négligeable devant la conduction, soit un nombre de Rayleigh faible.

Comme lors de l'étude du modèle cylindrique, chaque grandeur va être adimensionnée par rapport à une grandeur de référence. Les grandeurs dimensionnées et celles adimensionnées sont différenciées par l'usage d'un astérisque * pour les deuxièmes :

- le rayon du cylindre intérieur r_i est la référence des distances. D'où la position réduite $r^* = r/r_i$ et le ratio $R^* = r_o/r_i$ avec r_o le rayon du cylindre extérieur.
- l'écart de température $T_i - T_o$ est la référence des températures. D'où la température réduite $T^* = (T - T_o) / (T_i - T_o)$.

- les valeurs de référence des paramètres thermo-physiques du fluide sont celles évaluées au niveau du substrat.

Le nombre de Rayleigh conserve la même expression que celle du modèle cylindrique :

$$Ra = \frac{\rho^2 \beta C_P}{\mu \lambda} g (T_i - T_o) r_i^3 \quad (2.57)$$

Cependant contrairement à l'étude précédente, la température sera ici exprimée à partir d'un développement limité suivant Ra :

$$T^* = \sum_{k=0}^{\infty} Ra^k T_k^* \quad (2.58)$$

Ordre 0

L'ordre $k = 0$ vient d'être étudié puisqu'il s'agit du cas où le fluide est immobile, c'est-à-dire avec conduction uniquement. Et l'expression (2.56) peut alors se réécrire comme :

$$\begin{aligned} T_0^*(r^*) &= \frac{R^* - r^*}{r^*(R^* - 1)} \\ &= A_1 - \frac{A_2}{r^*} \end{aligned} \quad (2.59)$$

avec A_1 et A_2 constantes définies en Annexe B.

Ordre 1

La résolution de la température peut se poursuivre à l'ordre $k = 1$ afin de prendre en compte le phénomène convectif et on pose :

$$T^* = T_0^* + Ra T_1^* + o(Ra) \quad (2.60)$$

La résolution entreprise par Hardee [67] amène à l'expression de la température adimensionnée T_1^* :

$$T_1^* = \cos \theta \left(C_1 r^{*2} + A_3 r^* + C_2 + \frac{C_3}{r^*} + \frac{A_4}{r^{*2}} + \frac{C_4}{r^{*3}} C_5 r^* \ln r^* \right) \quad (2.61)$$

avec les différentes constantes définies en Annexe B. Ainsi la fonction T_1^* dépend uniquement des données géométriques du modèle tandis que l'influence du fluide présent dans la cavité est prise en compte par le terme Ra .

De la même manière que dans l'étude du modèle cylindrique, les observations suivantes peuvent être formulées :

- la température T_0^* décrit le comportement conductif du fluide. Alors entre deux points diamétralement opposés, il n'existe pas de différence de température ;
- la température T_1^* décrit le comportement convectif du fluide. Alors dès qu'une accélération induit une modification de la convection naturelle au sein du fluide, une différence de température apparaît entre deux points diamétralement opposés.

En conséquence, la différence de température δT^* entre deux points diamétralement opposés à la position r^* et l'angle θ se détermine par :

$$\delta T^*(r^*, \theta, R^*) = 2 Ra T_1^*(r^*, \theta, R^*) \quad (2.62)$$

soit en regroupant les deux expressions (2.38) et (2.62) et avec les grandeurs dimensionnées, l'expression de δT , dans le cas d'un ATC, devient :

$$\delta T(r^*, \theta, R^*) = 2 \frac{\rho^2 \beta C_P}{\mu \lambda} (T_i - T_o)^2 r_i^3 T_1^*(r^*, \theta, R^*) \cdot \Gamma \quad (2.63)$$

2.4.2.4 Études réalisées par modélisation analytique

Étude à taille relative R^* constante

Dans cette partie, les tailles relatives du capteur sont conservées avec le même ratio R^* et la taille globale est modifiée au travers de la variation du rayon de la sphère intérieure r_i .

Dans un premier temps, l'évolution de la différence de température entre deux points diamétralement opposés δT en fonction de la position réduite r^* est tracée à la Figure 2.20. Plus le capteur est large, plus la réponse du capteur pour une même accélération imposée est importante. De plus, tout comme le cas cylindrique, la position qui maximise δT est constant avec le rapport R^* et $r_{opt,sph}^* = 2,7 < r_{opt,cyl}^* = 3,95$. La position optimale des détecteurs est donc plus proche de la résistance de chauffe pour un capteur à deux axes de détection que ceux d'un capteur à un axe de détection.

Les détecteurs doivent donc être placés à une position différente dans la cavité de celle de l'accéléromètre à un axe de détection de façon à optimiser la sensibilité de l'accéléromètre à deux axes de détection.

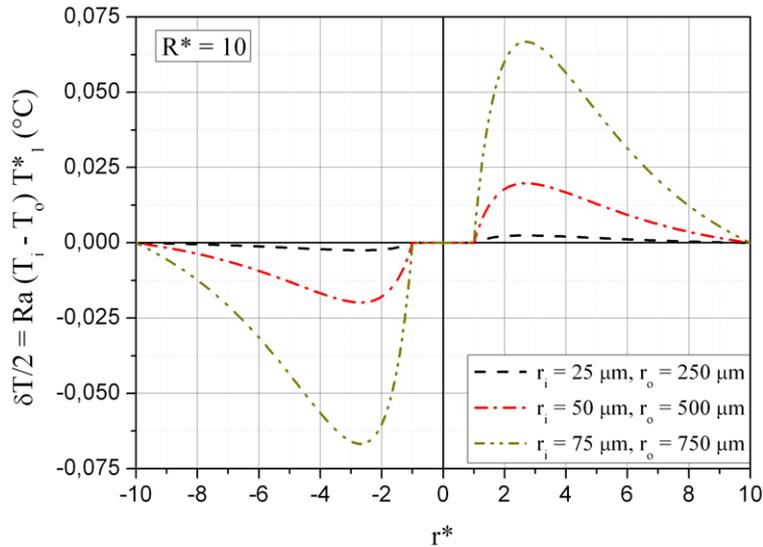


Figure 2.20 – Évolution de δT en fonction de la position réduite r^* , avec R^* .

Dans ces conditions, la variation de la sensibilité S en fonction de r_i et de r_o en

conservant R^* constant est montrée à la Figure 2.21. En échelle log-log, la régression linéaire conduit à une variation cubique de la sensibilité S en fonction du rayon intérieur r_i . Ainsi comme dans le cas du capteur 1D, la répartition du flux de chaleur convectif dans le fluide ne dépend pas de la taille globale du capteur si la taille relative entre les sphères intérieure et extérieure est conservée.

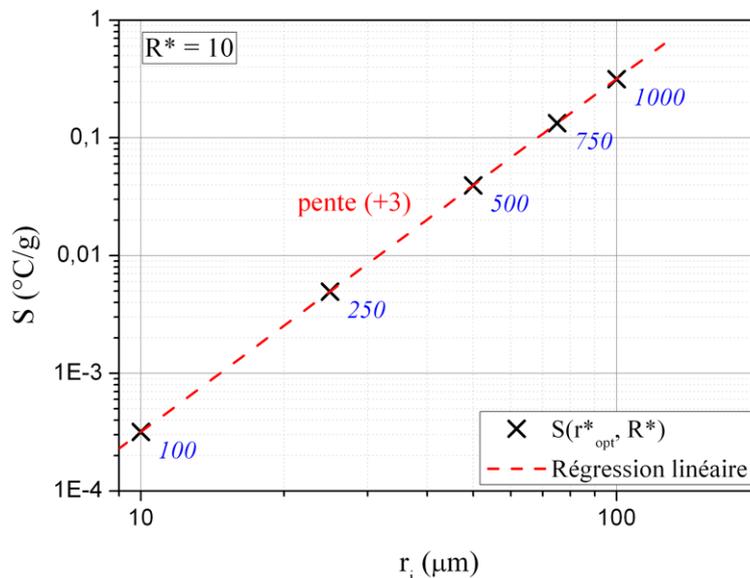


Figure 2.21 – Évolution de S en fonction de r_i et de r_o , avec $R^* = 10$.

Étude à encombrement r_o constant

Cette partie sera traitée en considérant un rayon constant de la sphère extérieure r_o et en faisant varier le rayon de la sphère intérieure r_i . La différence de température δT est étudiée en fonction de la position r sur la Figure 2.22 pour une sphère extérieure de rayon $r_o = 1000 \mu\text{m}$. L'influence de r_i est bien plus importante que celle notée à la Figure 2.13 : en augmentant le ratio R^* d'un facteur 10, la différence de température maximal augmente presque d'un facteur 100.

L'évolution de la sensibilité en fonction de r_i et de R^* est étudiée en Figure 2.23. La variation de la sensibilité S s'étend sur 3 ordres de grandeur lorsque le rayon de la sphère intérieure r_i varie. La conclusion importante à faire est que lorsque la taille de cavité a été fixée, il existe une taille de résistance de chauffe qui maximise la sensibilité du capteur, ici un rapport R^* compris entre 5 et 10.

Étude à taille r_i d'élément chauffant constant

Dans cette étude, la taille de l'élément chauffant est maintenue constante tandis que le rayon extérieur évolue. Sur la Figure 2.24, est tracée l'évolution de la différence de température δT en fonction de la position r pour différents rayons r_o , avec $r_i = 50 \mu\text{m}$. Plus la sphère extérieure a un rayon important, plus la différence de température δT est importante.

L'évolution de la sensibilité en fonction du ratio R^* est alors tracée à la Figure 2.25. Un comportement différent du cas cylindrique est constaté : en échelle log-log, la sensibilité

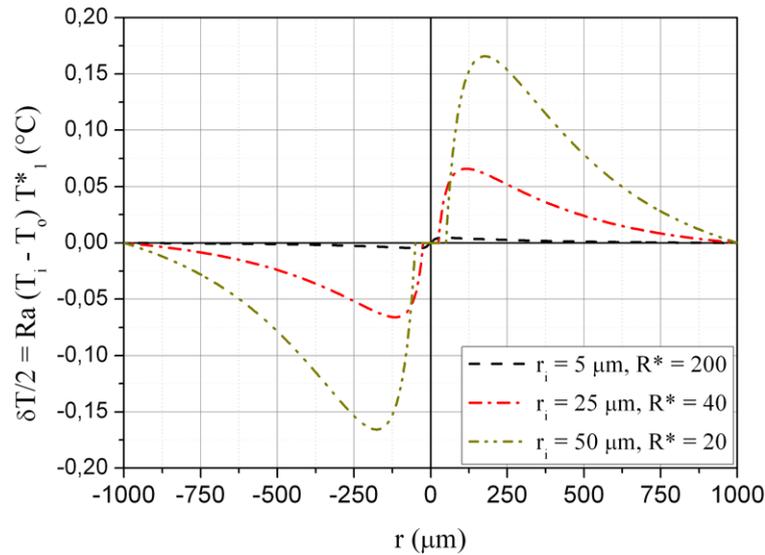


Figure 2.22 – Évolution de δT en fonction de la position r , avec $r_o = 1000 \mu m$.

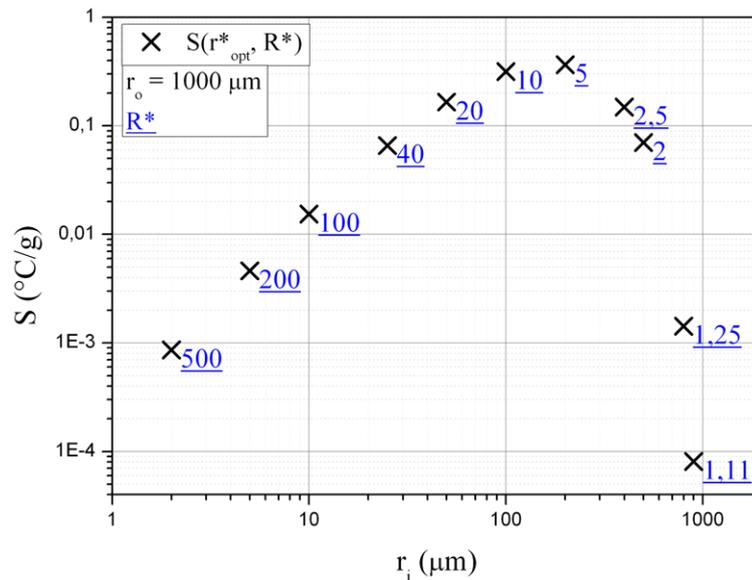


Figure 2.23 – Évolution de S en fonction de r_i et de R^* , avec $r_o = 1000 \mu m$.

varie avec une pente 2,2 en fonction du ratio R^* , inférieure à la pente 3,3 obtenue dans l'étude du modèle cylindrique. De même que pour les ATC à un axe de détection, les valeurs de ratio R^* supérieures à 40 n'ont pas été étudiées pour correspondre à des tailles de capteurs effectivement réalisables.

De plus, il faut noter que la sensibilité atteinte pour le couple ($r_i = 50 \mu m; r_o = 2000 \mu m$) vaut $S = 0,52 \text{ } ^\circ C/g$ alors que celle atteinte pour les mêmes dimensions en symétrie cylindrique avait amené à un résultat supérieure $S = 6,9 \text{ } ^\circ C/g$. Cette différence pourrait venir de la différence de température moyenne entre les deux cas ce qui entraîne une variation des paramètres thermo-physiques du fluide : $T_{sph,moy} = 50 \text{ } ^\circ C$ tandis que $T_{cyl,moy} = 102 \text{ } ^\circ C$.

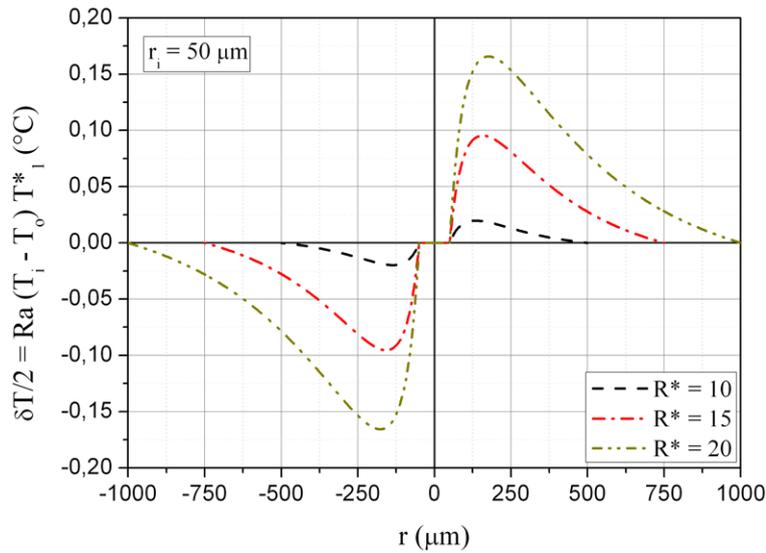


Figure 2.24 – Évolution de δT en fonction de la position r , avec $r_i = 50 \mu m$.

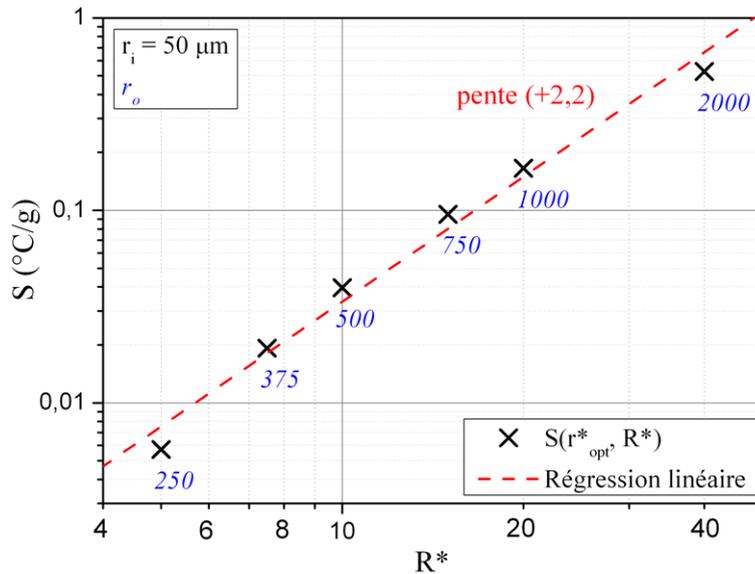


Figure 2.25 – Évolution de S en fonction du ratio R^* , avec $r_i = 50 \mu m$.

2.4.3 Modèle temporel du comportement du fluide

La modélisation de la réponse transitoire du capteur est un élément essentiel de la caractérisation du comportement de l'ATC pour pouvoir estimer le temps de réponse à une modification de l'accélération en fonction des paramètres du capteur. Les deux précédents paragraphes ont modélisé l'amplitude de la réponse en régime permanent suivant le nombre d'axes de détection du capteur.

De plus, les thèses précédentes [68][35] ont permis de conclure à un comportement de type passe-bas du premier ordre du fluide chauffé localement et soumis à une accélération

variable, avec une fréquence de coupure notée F_C avec :

$$F_C \propto \frac{1}{\tau} \quad (2.64)$$

avec τ , le temps de réponse du capteur autrement dit 63 % du temps mis par la température du fluide pour que la différence de température δT s'établisse entre deux points opposés.

2.4.3.1 Analogie avec le domaine électrique

Des études précédentes [35][40] ont montré que le temps de réponse τ du capteur à un axe de détection peut être modélisé à partir d'une analogie de type circuit RC.

Dans cette partie, le temps de réponse des détecteurs de température n'est pas considéré et seul le comportement du fluide soumis à une modification de la convection naturelle est traité. En effet, la largeur relative des détecteurs respectivement à la largeur de la cavité fait que, pour les ATC que nous étudions, la présence des détecteurs dans la masse gazeuse n'est un facteur limitant du temps de réponse [40].

Dans un premier temps, la résistance thermique du fluide est modélisée puis sa capacité thermique pour aboutir à une évaluation du temps de réponse du fluide.

Pour des valeurs de ratio R^* comprises entre 10 et 100, (maximum de sensibilité dans le modèle cylindrique), l'hypothèse suivante est formulée : l'échange de chaleur entre la résistance de chauffe et le fluide s'effectue au sein de la couche limite thermique et le comportement convectif est modélisé par une approche conductive du flux de chaleur en utilisant ce qui a été établi en partie 2.1.

Détermination de la résistance thermique du fluide R_f

Avec cette hypothèse, la résistance thermique du fluide contenu dans l'espace de rayon équivalent r_o est calculé par la relation :

$$R_f = \frac{r_o}{\lambda \mathcal{A}_e} \quad (2.65)$$

avec

- λ , la conductivité thermique du fluide ;
- \mathcal{A}_e , la surface d'échange entre le fluide et la résistance de chauffe.

Détermination de la capacité thermique du fluide C_f

De même, la capacité thermique du fluide peut être modélisé par :

$$C_f = \rho C_P \mathcal{A}_e r_o \quad (2.66)$$

Détermination du temps de réponse du fluide τ

Par analogie avec le domaine électrique, le temps de réponse du fluide est déduit du produit RC soit :

$$\tau \propto R_f C_f \quad (2.67)$$

soit :

$$\tau \propto \frac{\rho C_P}{\lambda} r_o^2 \quad (2.68)$$

La relation suivante entre τ et les paramètres du capteur est donc obtenue :

$$\tau \propto \frac{r_o^2}{a} \quad (2.69)$$

avec $a = \lambda / (\rho C_P)$, diffusivité thermique du fluide.

La fréquence de coupure du fluide se déduit alors par l'expression :

$$F_C \propto \frac{a}{r_o^2} \quad (2.70)$$

2.4.3.2 Autre approche du modèle temporel

L'expression trouvée en (2.69) permet de déterminer le temps caractéristique du phénomène de convection. D'où une relation similaire au nombre de Fourier Fo déterminée au paragraphe 2.2.2.4 :

$$Fo = \frac{at_0}{L_0^2} \quad (2.71)$$

avec

- t_0 , temps caractéristique d'établissement du phénomène thermique, ici assimilé à $t_0 = \tau$;
- L_0 , taille caractéristique de l'élément chauffant, ici assimilé à sa demi-largeur $L_0 = r_i$.

Capteur à un axe de détection

Par une analyse des résultats obtenus par simulation par éléments finis, L. Lin [26] détermine une expression empirique du temps de réponse à partir du nombre de Fourier, dans l'hypothèse où $Pr = 0,7$:

$$\frac{Fo}{R^{*2}} = \frac{a\tau}{r_o^2} = \exp \left(-1,91326 - \frac{2,69773}{R^*} - 0,09997 \ln R^* \right) \quad (2.72)$$

La demi-largeur de la cavité influençant plus le temps de réponse que la demi-largeur de l'élément chauffant, le nombre de Fourier est ré-exprimé à partir de r_o . En reformulant l'équation (2.72), le temps de réponse τ peut être évalué par :

$$\tau = \frac{r_o^2}{a} \exp \left(-1,91326 - \frac{2,69773}{R^*} - 0,09997 \ln R^* \right) \quad (2.73)$$

L'analyse dimensionnelle avait été effectuée pour des ratios R^* compris entre 10 et 100 et a abouti à l'expression de la résistance thermique (2.65) et celle de la capacité thermique (2.66). Les conclusions de cette étude viennent confirmer et élargir la validité du modèle à une plus large plage de ratio R^* allant de 1 à 100. En effet, l'expression (2.73) a été montrée en concordance avec les résultats de simulation obtenus par L. Lin

[69]. La Figure 2.26 montre l'évolution de Fo/R^{*2} , proportionnelle à τ , en fonction du ratio R^* .

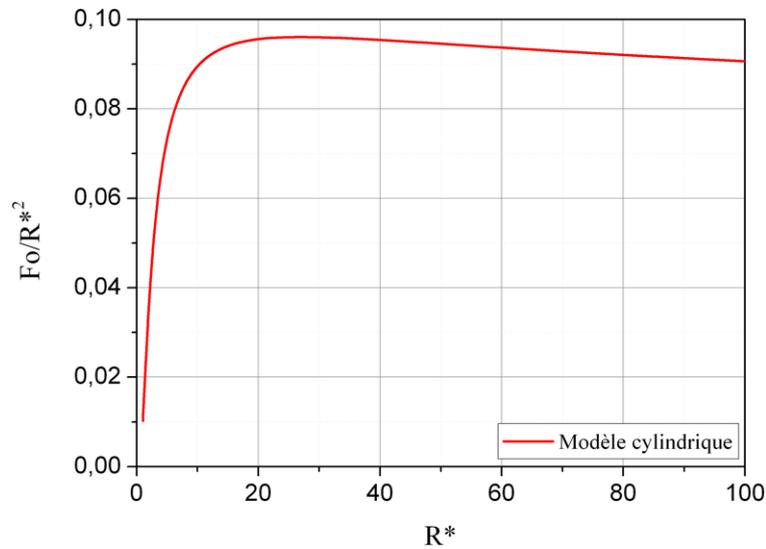


Figure 2.26 – Tracé de Fo/R^{*2} en fonction de R^* .

Un comportement analogue à celui de la sensibilité (cf. Figure 2.16) en fonction du ratio R^* est noté :

1. pour $R^* \leq 10$, le nombre de Fourier et donc le temps de réponse varient fortement ;
2. pour $R^* \in [10; 100]$, le nombre de Fourier et donc le temps de réponse du fluide sont indépendants du ratio.

Cette similarité provient du fait que le produit gain-bande passante a une valeur constante avec r_o [70] :

$$S \times F_C \propto \frac{\beta}{Pr a} \Delta T^2 r_i^3 R^* \quad (2.74)$$

Ainsi tant que les dimensions du capteur sont tels que $R^* > 10$, la réponse fréquentielle du capteur est peu influencée par la taille relative de la résistance de chauffe par rapport à la cavité, alliant alors une grande sensibilité avec une fréquence de coupure élevée.

Capteur à deux axes de détection

L. Lin [69] s'est aussi intéressée à modéliser la réponse temporelle du fluide dans un capteur à deux axes de détection. Dans le cas où $Pr = 0,7$, l'expression suivante est déterminée :

$$\frac{Fo}{R^{*2}} = \exp \left(-2,234524 - \frac{2,410128}{R^*} - 0,185096 \ln R^* \right) \quad (2.75)$$

soit :

$$\tau = \frac{r_o^2}{a} \exp \left(-2,234524 - \frac{2,410128}{R^*} - 0,185096 \ln R^* \right) \quad (2.76)$$

L'analyse dimensionnelle du paragraphe 2.4.3.1 est donc toujours valable. De même que le modèle cylindrique, la validité du modèle est étendue à une plage de valeurs de ratio R^* allant de 1 à 60 grâce à une comparaison avec les résultats issus des simulations par éléments finis [69]. L'évolution de Fo/R^{*2} en fonction du ratio R^* est tracée en Figure 2.27.

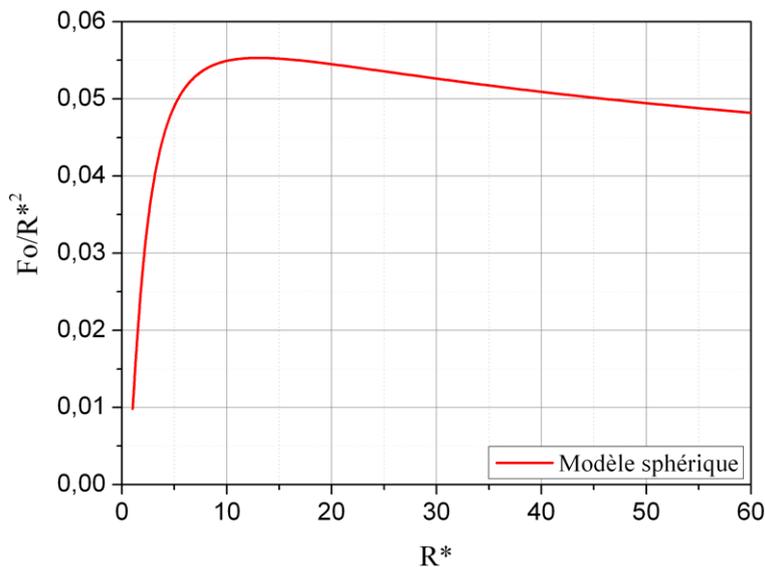


Figure 2.27 – Fo/R^{*2} en fonction de R^* .

Un comportement analogue à celui de la sensibilité (cf. Figure 2.23) est visible : la courbe présente un maximum pour des valeurs de ratio R^* comprises entre 5 et 10.

La taille relative de la résistance de chauffe par rapport à la cavité est donc un facteur influençant fortement la réponse fréquentielle du capteur à deux axes de détection. Ainsi le rapport R^* devra être choisi entre 5 et 10 pour concilier une grande sensibilité avec une fréquence de coupure élevée.

2.5 Simulations numériques par éléments finis

2.5.1 Position du problème

Un modèle analytique permet, grâce à la variation aisée des paramètres du problème, d'étudier de grandes plages de comportement d'un système, contrairement à l'étude numérique, qui est par nature discrète et qui se calcule à partir d'un modèle par éléments finis.

Toutefois, pour la modélisation de problèmes complexes, l'étude analytique nécessite de faire de nombreuses hypothèses réductrices et simplificatrices pour pouvoir résoudre les équations de la mécanique des fluides. Ces simplifications peuvent aboutir à une solution éloignée du cas réel qui doit être modélisé.

C'est le cas des hypothèses de l'étude qui précède avec une géométrie axisymétrique considérée comme cylindrique et la non-variation des paramètres thermo-physiques du fluide avec la température du fait de l'hypothèse de Boussinesq.

Dans ce cadre, l'étude analytique permet soit de pouvoir faire rapidement un choix sur la géométrie et les données du problème avant la fabrication du système ou l'étude expérimentale, soit de corroborer des résultats expérimentaux pour vérifier les phénomènes en présence.

L'étude numérique permet quant à elle de vérifier que les hypothèses faites lors de l'étude analytique ne dégradent par trop ses résultats. Ici elle est notamment nécessaire vu que notre cas d'étude s'éloigne du cas modélisé par deux cylindres concentriques.

Par la suite, la modélisation géométrique du problème à résoudre est dessinée puis maillée en employant le logiciel de pré-processing Gambit 2.2. Les équations de la mécanique des fluides dans le volume ainsi généré sont résolues par le logiciel de modélisation en mécanique des fluides, Fluent 6.3.

Afin de s'assurer de la pertinence des hypothèses formulées au paragraphe 2.4.1 lors de l'étude analytique des ATC à un axe de détection, le modèle géométrique choisi pour l'étude numérique est le modèle à deux cylindres concentriques horizontaux.

Le modèle de comportement choisi pour le fluide lors des simulations est celui du gaz parfait, avec une prise en compte des variations de type polynomial de la viscosité dynamique μ , de la conductivité thermique λ et de la chaleur massique isobare C_P sur la plage de température $[300\text{ K}, 600\text{ K}]$.

Les conditions aux limites sont définies avant chaque calcul selon le problème à résoudre : température au niveau des parois, nature et pression du fluide.

Les premières contraintes de ce type d'analyse sont de choisir un maillage de la géométrie et de déterminer le nombre d'éléments minimal qui permet à la fois un calcul indépendant du maillage et un temps de calcul réduit.

2.5.2 Choix du maillage

Le maillage et le nombre de cellules décrivant la géométrie sont étudiés à partir d'un cas de référence. Ici, le problème considéré est celui de deux cylindres concentriques dont les dimensions et les températures respectives sont les suivantes :

- pour le cylindre intérieur : $r_i = 50 \mu m$, $T_i = 535 K$;
- pour le cylindre extérieur : $r_o = 500 \mu m$, $T_o = 300 K$.

Ces valeurs se rapprochent d'une géométrie et des conditions de température lors des essais expérimentaux. Le cas d'étude, à deux dimensions, étant symétrique par rapport à l'axe horizontal, le temps de calcul peut être optimisé en ne considérant qu'un demi-disque et en définissant un plan de symétrie du maillage. Le problème n'est pas d'obtenir une valeur mais de détecter la convergence du calcul : c'est pourquoi le cas critique $\Gamma = 300 g$ est choisi pour l'accélération appliquée au capteur et elle l'est suivant l'axe horizontal pour conserver la symétrie.

L'influence du maillage sur la résolution est d'abord analysée. En effet, les caractéristiques du maillage sont essentielles pour la résolution par éléments finis, puisqu'il faut approcher la solution de manière rapide et correcte. Il s'agit alors d'optimiser la forme du maillage comme le nombre d'éléments en fonction de la précision désirée.

Deux géométries de maillages composées d'éléments quadratiques sont analysées. Les deux types sont composés de rayons reliant le cylindre intérieur au cylindre extérieur coupés par des demi-cercles concentriques. Le pas entre ces derniers peut être constant, comme en Figure 2.28 : cette géométrie est simple à obtenir. Une autre géométrie est réalisée à partir de pas évolutif suivant la position sur le rayon comme visible en Figure 2.29 : tous les éléments quadratiques se rapprochent d'une forme carrée, ce qui n'est pas le cas pour le premier maillage. L'intérêt de la deuxième géométrie, même si elle est plus difficile à obtenir, réside dans le fait que l'erreur lors de la résolution des équations sera beaucoup plus faible que sur les éléments allongés : le problème devrait alors converger vers la bonne solution pour de plus faibles nombres d'éléments.

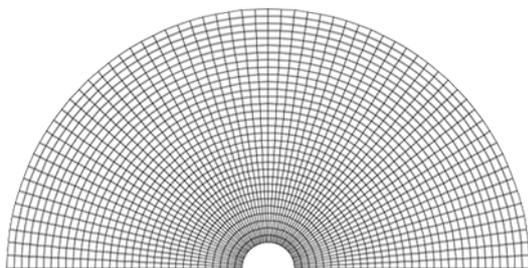


Figure 2.28 – Maillage avec pas constant de la géométrie cylindrique.

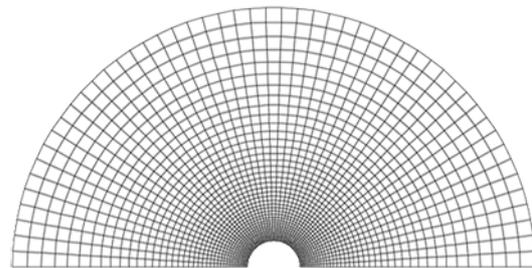


Figure 2.29 – Maillage avec pas évolutif de la géométrie cylindrique.

Les Figures 2.30 et 2.31 montrent le résultat du calcul de profil de température en fonction du nombre de cellules utilisées pour décrire la géométrie, suivant que le maillage soit à pas constant ou à pas évolutif. Ce dernier aboutit à une convergence plus rapide du résultat vis à vis du nombre d'éléments. Dans les deux cas, à partir de 2 000 éléments, le profil de température n'évolue plus : ce nombre de cellules est donc celui qui permet

d'allier un calcul rapide avec un résultat défini sur un nombre suffisants de points pour tracer une allure représentative.

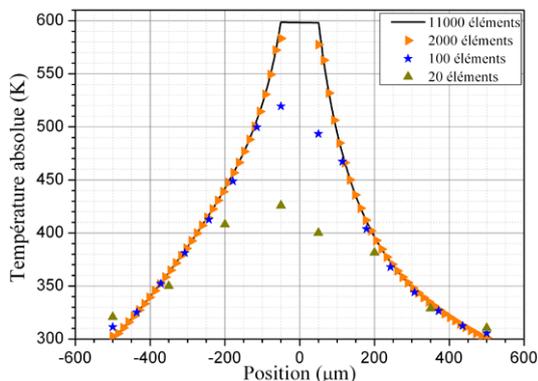


Figure 2.30 – Convergence du résultat de calcul du profil de température, maillage à pas constant.

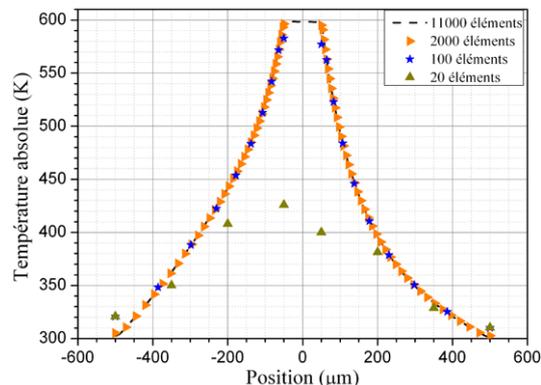


Figure 2.31 – Convergence du résultat de calcul du profil de température, maillage à pas évolutif.

La température locale de l'air, en considérant la géométrie et les données de référence, est tracée en Figure 2.32 pour une accélération appliquée au fluide de $300 g$ allant de la gauche vers la droite. La dissymétrie du profil de température est clairement visible : le côté gauche de la cavité est plus chaud que le côté droit.

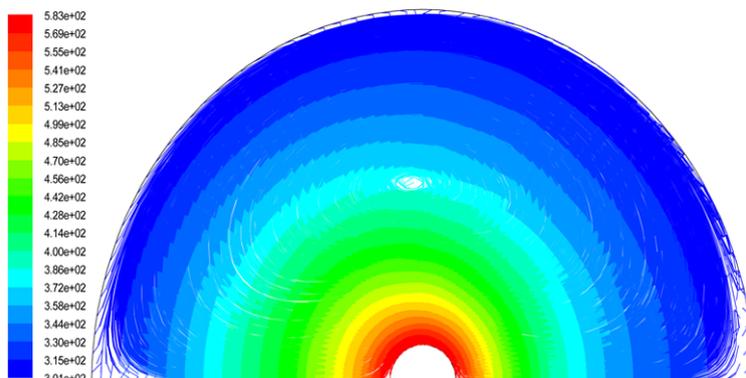


Figure 2.32 – Température (en K) de l'air pour une accélération de $300 g$ appliquée de la gauche vers la droite, avec $r_i = 50 \mu m$ et $r_o = 500 \mu m$.

2.5.3 Modélisation des capteurs à un axe de détection

2.5.3.1 Pertinence des hypothèses du modèle statique cylindrique

Les équations de conservation de la mécanique des fluides en régime permanent sont appelées ici :

$$\operatorname{div}(\vec{v}) = 0 \quad (2.77)$$

$$\rho \left(\overrightarrow{\operatorname{grad}} \left(\frac{v^2}{2} \right) + \overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{v} \wedge \vec{v} \right) = -\overrightarrow{\operatorname{grad}} P + \mu \nabla^2 \vec{v} - \rho \beta (T - T_o) \vec{g} \quad (2.78)$$

$$\rho C_P (\vec{v} \cdot \vec{\nabla} T) = \lambda \nabla^2 T \quad (2.79)$$

La résolution analytique de ces trois équations (2.77), (2.78) et (2.79) part de l'hypothèse que la différence de température ε^* entre le cylindre intérieur et le cylindre extérieur, normalisée par la température de ce dernier est très inférieur à 1. Dans le cas étudié, cette condition n'est pas formellement respecté puisqu'avec $T_i = 535 \text{ K}$ et $T_o = 300 \text{ K}$, ε^* est proche de 0,78.

De plus, l'hypothèse de Boussinesq suppose que les propriétés thermo-physiques du fluide n'évoluent pas avec la température à l'exception de la masse volumique dans le terme relatif à la convection naturelle.

Il faut donc s'assurer de la validité de ces hypothèses avant de comparer les résultats obtenus par l'étude analytique à ceux issus de la simulation. Le cas étudié est celui de l'air compris dans l'espace compris entre deux cylindres de rayons $r_i = 50 \mu\text{m}$ et $r_o = 500 \mu\text{m}$ et de température respective $T_i = 535 \text{ K}$ et $T_o = 300 \text{ K}$.

Pour vérifier la pertinence de l'hypothèse de Boussinesq, la résolution par éléments finis du cas de référence est effectuée en appliquant une accélération de $1 g$ et en considérant une variation polynomiale de μ , de λ et de C_P en fonction de la température. La sensibilité étant liée au nombre de Rayleigh, Ra , produit adimensionné des paramètres thermo-physiques, le profil de Ra obtenu est tracé en Figure 2.33 : la prise en compte de toutes les variations illustre bien que le nombre de Rayleigh n'est pas constant le long du rayon, contrairement aux hypothèses de faible variation formulées pour la résolution analytique. Pourtant même si l'hypothèse de Boussinesq n'est pas justifiée, nous verrons que les expressions analytiques donnent des résultats cohérents avec les résultats de simulation numérique.

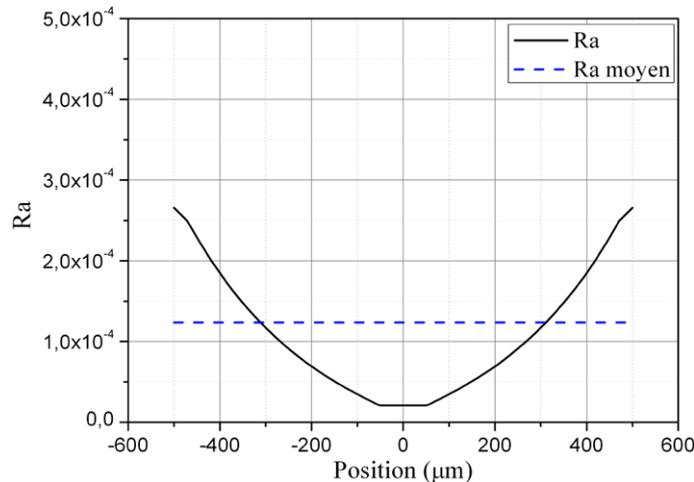


Figure 2.33 – Profil du nombre de Rayleigh, Ra , dans la cavité pour une variation polynomiale des paramètres thermo-physiques et valeur du Ra moyennée sur le volume.

Deux conditions de simulation sont testées et comparées. Dans le cas 1, l'hypothèse de Boussinesq est respectée et les valeurs des propriétés thermo-physiques de l'air sont les

valeurs, moyennées sur le volume, obtenues lors de la résolution du cas 2, où les variations de type polynomial de chaque paramètre sont considérées.

D'autre part, la résolution analytique est effectuée en adoptant les valeurs moyennées sur le volume comme dans le cas 1 de simulation.

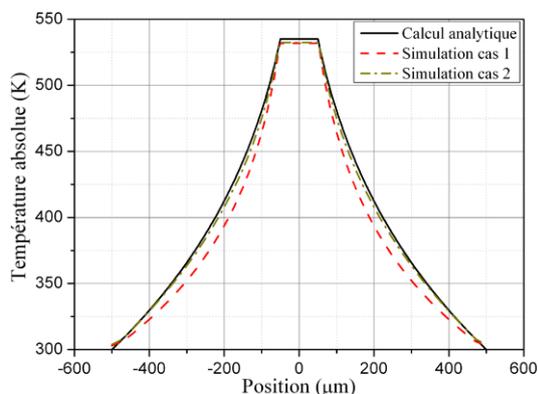


Figure 2.34 – Comparaison des profils de température pour trois conditions de résolutions.

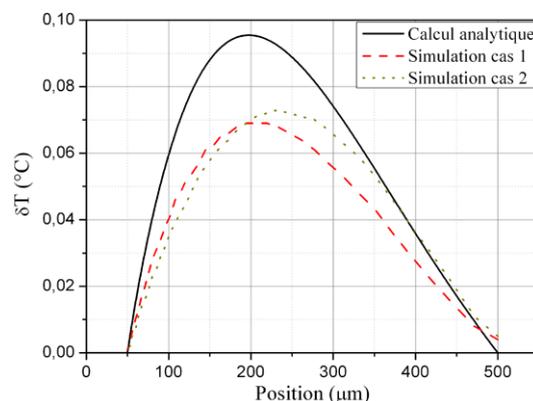


Figure 2.35 – Comparaison des profils de sensibilité pour trois conditions de résolutions.

La Figure 2.34 montre le profil de température pour chacune des conditions de résolution. Même si les paramètres thermo-physiques sont identiques dans le cas analytique et le cas 1 de la simulation, le profil de température issu du calcul analytique est plus proche de celui du cas 2.

Le calcul de la sensibilité pour ces trois conditions de résolution a aussi été effectué et le résultat est visible en Figure 2.35. Le calcul analytique maximise la différence de température entre deux points diamétralement opposés tandis que les deux cas de simulation donnent un résultat assez similaire : la valeur du maximum de sensibilité est proche dans les deux cas mais la position optimale diffère. Le fait que les paramètres thermo-physiques varient avec la température induit un déplacement de l'optimum.

Dans le cas analytique, la sensibilité maximale est de $0,095 \text{ } ^\circ\text{C/g}$ tandis que dans le cas 2 de simulation, elle est de $0,073 \text{ } ^\circ\text{C/g}$. Le calcul analytique introduit, pour ce cas d'étude, une erreur de 30% par rapport à la résolution numérique.

Cette étude devait nous permettre de mettre en évidence la validité du calcul analytique et l'impact des hypothèses en le comparant aux résultats de la résolution numérique. Grâce au cas de base étudié, nous avons montré que les résultats de la résolution analytique donnent des valeurs cohérentes avec la simulation. Ainsi même si dans le cas réel, les hypothèses fortes concernant l'écart de température normalisé ε^* et l'hypothèse de Boussinesq ne sont pas tout à fait respectées, l'expression analytique de la sensibilité, rappelée à l'équation (2.80) pour le modèle cylindrique, est adaptée à l'étude de l'ATC à un axe de détection.

$$S = \frac{\delta T}{\Gamma} = 2 \frac{\rho^2 \beta C_P}{\mu \lambda} (T_i - T_o)^2 r_i^3 T_{22}^* (r_D^*, R^*) \quad (2.80)$$

La comparaison des évolutions de la sensibilité S , comme fait au paragraphe 2.4.1.4, peut alors être entreprise pour les influences suivantes :

- influence de la largeur de la résistance de chauffe sur la sensibilité ;
- influence du rapport des rayons équivalents R^* sur la sensibilité.

2.5.3.2 Influence de la demi-largeur de la résistance de chauffe

Cas où le ratio R^* est maintenu constant

L'évolution comparée de la sensibilité analytique et de la sensibilité simulée en fonction du rayon r_i est montrée en Figure 2.36 en maintenant le ratio R^* constant et égal à 10.

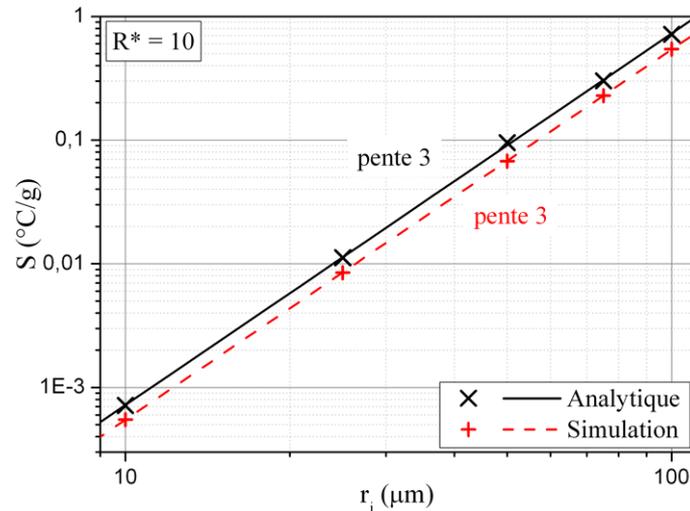


Figure 2.36 – Évolution de la sensibilité en fonction de r_i , valeurs issues du calcul analytique et de la simulation, avec $R^* = 10$.

Les deux méthodes de résolution résultent en une variation cubique de la sensibilité en fonction de r_i . Cette conclusion permet de confirmer la présence du terme r_i^3 dans l'expression analytique (2.80) de la sensibilité d'un ATC.

Cas où le rayon r_o est maintenu constant

L'évolution de la sensibilité en fonction du rayon r_i est tracée à la Figure 2.37 dans les cas d'une résolution analytique et de la simulation par éléments finis, en maintenant le rayon r_o constant et égal à 1 000 μm . Les deux allures d'évolution concordent : le phénomène de saturation observé lors de l'étude analytique aux grands rayons r_i d'une part et aux faibles rayons r_i est confirmé par l'étude numérique. Elle est donc liée dans ce dernier cas à une réduction de l'influence thermique de la résistance de chauffe lorsque sa taille devient négligeable devant la dimension de la cavité. Dans le cas inverse, lorsque l'espace inter-cylindres est restreint, le profil de température est contraint ce qui dégrade la sensibilité. Ainsi, une fois la largeur de la cavité de l'ATC déterminée, la largeur de la résistance de chauffe doit être choisie correctement pour optimiser la sensibilité.

2.5.3.3 Influence du rapport entre les rayons équivalents R^*

La Figure 2.38 donne l'évolution des sensibilités analytique et numérique en fonction du ratio R^* lorsque le rayon r_i est maintenu constant et égal à 50 μm .

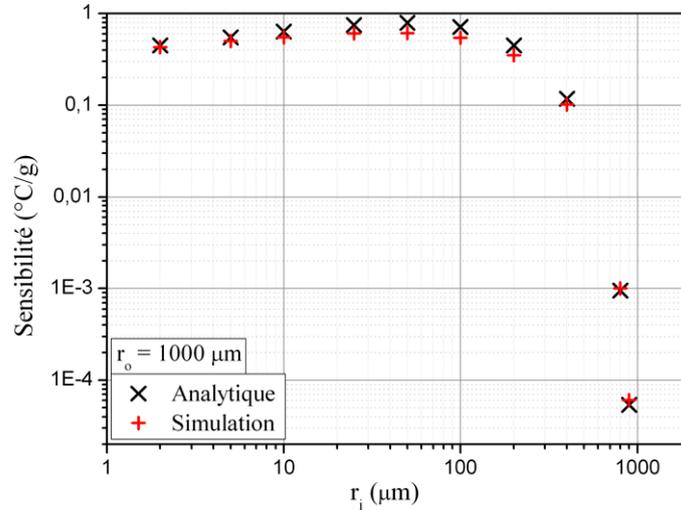


Figure 2.37 – Évolution de la sensibilité en fonction de r_i , valeurs issues du calcul analytique et de la simulation, avec $r_o = 1000 \mu\text{m}$.

Les deux modes de résolution aboutissent à une variation avec R^* de pente 3,2 en échelle log-log. L'influence de la température sur les paramètres thermo-physiques de l'air est donc assez faible pour ne pas introduire une erreur importante lors de la résolution analytique y compris pour les ratios R^* qui ne respectent pas les conditions de validité décrites par P.F. Hodnett tels que les ratios $R^* = 20$ et $R^* = 40$.

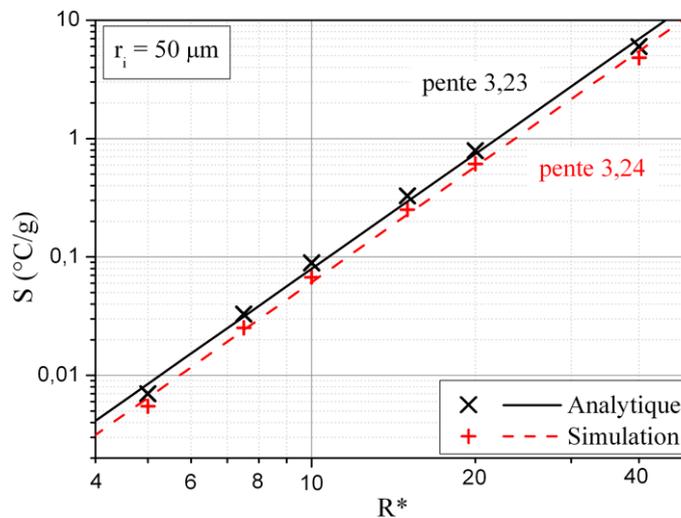


Figure 2.38 – Évolution de la sensibilité en fonction de R^* , valeurs issues du calcul analytique et de la simulation, avec $r_i = 50 \mu\text{m}$.

2.5.4 Conclusions

Ces études menées grâce à la simulation par éléments finis ont permis de vérifier l'importance de la validité des hypothèses du modèle analytique pour obtenir une expression analytique de la sensibilité d'un ATC : un faible écart entre le cylindre intérieur et le

cylindre extérieur, l'hypothèse de Boussinesq qui suppose que les paramètres thermo-physiques du fluide étudié ne varient pas avec la température ainsi qu'une plage de ratio R^* pour laquelle la convection reste négligeable par rapport à la conduction.

Lors de la résolution du modèle cylindrique par éléments finis, la variation avec la température des paramètres thermo-physiques a été prise en compte. La comparaison des résultats obtenus par les deux modes de résolution a montré une bonne cohérence entre eux.

Ainsi même si les hypothèses formulées par P.F. Hodnett sont indispensables pour mener à terme la résolution analytique du problème de convection dans un volume de fluide contraint entre deux surfaces cylindriques, le fait qu'elles ne soient pas respectées n'implique pas que les expressions analytiques finalement obtenus soient fausses.

Au cours des chapitres 3 et 4, le recours à la simulation par éléments finis sera de nouveau effectué afin de prévoir un comportement lorsque des mesures expérimentales ne peuvent pas être réalisées.

2.6 Conclusions

Ce chapitre a permis de redéfinir les modes de transfert thermiques : l'énergie thermique peut se transmettre par rayonnement, par conduction ou par convection. Les équations caractéristiques de chacun ont été rappelées.

Dans le cas où le système étudié est un fluide, la convection et la conduction peuvent intervenir simultanément pour imposer un profil de température. Le recours à des nombres adimensionnels qui permettent de comparer le poids respectif de différents termes liés à ces phénomènes a été étudié.

Après ces rappels de thermique, le principe de fonctionnement de l'accéléromètre thermique à convection a pu être décrit. Les relations établies précédemment ont abouti à négliger le rayonnement dans les transferts thermiques. Le calcul des nombres adimensionnels a montré que bien que la transduction du domaine mécanique au domaine thermique soit issue de la convection d'un fluide chauffé localement, c'est la conduction thermique qui est prépondérante dans les échanges thermiques au sein du fluide.

Afin de mieux comprendre le phénomène physique qui se déroule dans le fluide, des modélisations analytiques du fonctionnement statique et dynamique ont été réalisées.

L'étude en régime permanent a abouti à l'établissement d'une expression de la sensibilité en fonction des paramètres thermo-physiques du fluide, des conditions expérimentales de température et de la géométrie du modèle. Les expressions de la sensibilité des capteurs à un axe de détection et à deux axes de détection diffèrent uniquement par la modélisation du profil de température dû à la convection comme l'illustre l'expression suivante :

$$S \propto Ra (T_i - T_o) T_{geom}^* (r_D^*, R^*) \quad (2.81)$$

avec :

- Ra , nombre de Rayleigh ;
- $(T_i - T_o)$, différence de température entre la résistance de chauffe et le substrat ;
- $T_{geom}^* (r_D^*, R^*)$, le profil de température dû à la convection et lié à la géométrie.

Pour déterminer une expression analytique de la fréquence de coupure du capteur, seule la masse de fluide a été prise en compte. L'analogie avec le domaine électrique ou l'analyse du nombre de Fourier, associé à la variation temporelle de la convection ont abouti à une expression analogue pour la fréquence de coupure à -3 dB qui tient compte de l'influence de la diffusivité du fluide et de la demi-largeur de la cavité.

Enfin, le comportement du fluide pour un modèle cylindrique a été étudié par simulations par éléments finis. Les évolutions de la sensibilité en fonction des paramètres géométriques obtenus à partir de la résolution analytique ont été confrontées aux mêmes évolutions issues du calcul numérique. Dans le premier cas, les hypothèses de validité sont strictes tandis que pour la résolution numérique, les conditions de calcul se rapprochent du cas pratique.

Cette comparaison a permis de valider l'expression analytique de la sensibilité et les évolutions décrites au paragraphe 2.4.1.4, bien que les hypothèses de validité ne sont pas respectées pour les cas étudiés.

Chapitre 3

ATC à détecteurs de température thermo-résistifs

Dans ce chapitre, l'ATC à détecteurs de température thermo-résistifs va être caractérisé après avoir détaillé les étapes de fabrication propres à sa caractérisation.

La première étude expérimentale portera sur le comportement thermo-résistif des détecteurs en fonction de la couche d'accroche. En effet, suivant la nature de couche d'accroche, les caractéristiques thermo-résistives des ponts suspendus de platine ne supportent pas aussi bien les hautes températures.

Par la suite, les caractéristiques statique et dynamique du capteur seront comparées aux résultats analytiques établis au chapitre 2 suivant le nombre d'axe de détections du capteur.

Enfin les résultats concernant la mesure des accélérations élevées seront présentés et montreront que les ATC que nous avons fabriqué sont capables de mesurer linéairement des accélérations jusqu'à 10 000 g .

Une caractérisation du niveau de bruit en sortie du capteur et une comparaison de différentes technologies de détection thermique nous amèneront à considérer par la suite une nouvelle configuration d'ATC.

Sommaire

3.1	Fabrication de l'ATC	84
3.1.1	Première étape : dépôt d'une couche isolante	84
3.1.2	Deuxième étape : dépôt de la couche mince de platine	85
3.1.3	Troisième étape : réalisation des motifs par photolithographie	86
3.1.4	Quatrième étape : gravure des couches minces	87
3.1.5	Cinquième étape : gravure de la cavité de silicium	87
3.1.6	Étape finale : montage du capteur sur le support	88
3.2	Techniques et procédés pour la caractérisation des couches minces	89
3.2.1	Mesure de l'épaisseur	89
3.2.2	Mesure 4 pointes	89
3.2.3	Diffraction par rayons X	90
3.2.4	Microscopie électronique à balayage	91
3.2.5	Mesure des paramètres thermo-résistifs	91
3.3	Étude de la couche de platine	93
3.3.1	Influence de la couche d'accroche sur les propriétés de la thermo-résistance	93
3.3.1.1	Intérêt de la couche d'accroche	93
3.3.1.2	Couche d'accroche en chrome	93
3.3.1.3	Couche d'accroche en oxyde de chrome	95
3.3.1.4	Couche d'accroche en oxyde de zirconium	96
3.3.2	Influence de la température de dépôt sur l'empilement $SiN_x/ZrO_2/Pt$	98
3.3.2.1	Caractérisations morphologiques	98
3.3.2.2	Caractérisations électriques	99
3.3.3	Conclusions	101
3.4	Accéléromètres à un axe de détection	103
3.4.1	Procédés de caractérisation des capteurs	103
3.4.1.1	Caractérisation des thermo-résistances	103
3.4.1.2	Caractérisation de la sensibilité du capteur	104
3.4.1.3	Caractérisation de la plage de linéarité du capteur	104
3.4.1.4	Caractérisation de la réponse fréquentielle du capteur	105
3.4.2	Étude de la réponse en régime permanent	106
3.4.2.1	Étude du profil de température	106
3.4.2.2	Étude de la sensibilité	107
3.4.2.3	Influence de la dérive thermique sur la sensibilité	110
3.4.3	Étude de la réponse fréquentielle	114
3.4.3.1	Influence de la taille de l'ATC	114
3.4.3.2	Influence de la position des détecteurs	115
3.4.4	Grande étendue de mesure	116
3.4.4.1	Effet des dimensions du capteur	116
3.4.4.2	Mesures de fortes accélérations	118
3.5	Accéléromètres à deux axes de détection	120

3.5.1	Mesure d'accélération dans un plan	120
3.5.2	Caractérisation du profil de température	121
3.5.3	Caractérisation de la sensibilité	121
3.5.4	Mesure du cross-over	123
3.5.5	Caractérisation de la bande passante	123
3.5.6	Grande étendue de mesure	124
3.6	Caractérisation du bruit des ATC à détecteurs thermo-résistifs	126
3.6.1	Sources de bruit théoriques	126
3.6.1.1	Bruit fondamental : bruit thermique	126
3.6.1.2	Bruit en excès : bruit en $1/f$	127
3.6.2	Mesures expérimentales du bruit dans les résistances	127
3.6.3	Bruit pour d'autres types de détecteurs de température	129
3.6.3.1	Limite de détection d'une thermo-résistance	129
3.6.3.2	Limite de détection d'un thermocouple	129
3.6.3.3	Limite de détection d'un détecteur pyroélectrique	130
3.6.4	Conclusions	130
3.7	Conclusions	131

Comme deux types de configurations d'ATC vont être étudiés dans ce chapitre, les dénominations suivantes sont choisies pour décrire la configuration de l'ATC étudié :

- Le terme « accéléromètre » désignera spécifiquement les ATC dont la largeur de cavité est de $1\,000\ \mu\text{m}$ ou de $1\,500\ \mu\text{m}$ avec une résistance de chauffe de $100\ \mu\text{m}$ de large. Une image MEB typique de l'accéléromètre est présentée en Figure 3.1 : les résistances suspendues sont parallèles aux bords de la cavité.
- Le terme « micro-accéléromètre » désignera, quant à lui, les ATC de taille de cavité inférieure à $800\ \mu\text{m}$. Dans ce cas, la résistance de chauffe a une largeur de $40\ \mu\text{m}$. Une image MEB de ce type d'ATC est montrée en Figure 3.2 : les résistances suspendues sont réalisées suivant la diagonale de la cavité.

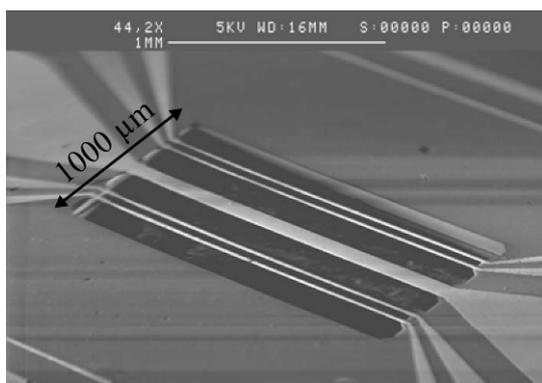


Figure 3.1 – Image MEB d'un accéléromètre de largeur $1\,000\ \mu\text{m}$ à deux paires de détecteurs.

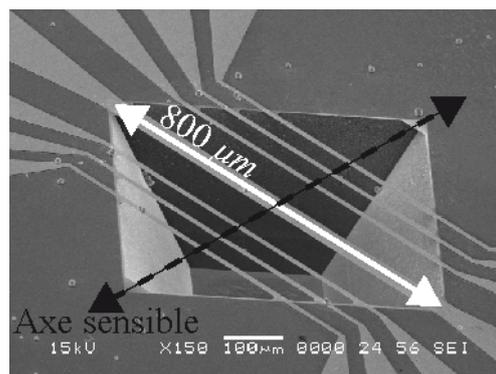


Figure 3.2 – Image MEB d'un micro-accéléromètre de largeur $800\ \mu\text{m}$ à trois paires de détecteurs.

Les deux types d'ATC diffèrent par l'orientation des détecteurs par rapport à la cavité et les différences de comportement qui en découlent seront précisées en cours d'étude.

3.1 Fabrication de l'ATC

La réalisation complète d'un capteur d'accélération basé sur le phénomène de convection passe par une succession d'étapes technologiques qui vont être détaillées.

La fabrication de l'accéléromètre est résumé sur la Figure 3.3. La première étape consiste à déposer la couche de nitrure de silicium puis la couche de platine. Les étapes suivantes permettent de graver la couche de platine pour réaliser les résistances puis le nitrure de silicium avant de finalement graver le silicium pour suspendre les résistances composant l'accéléromètre thermique.

3.1.1 Première étape : dépôt d'une couche isolante

Le silicium étant un matériau semi-conducteur et le platine, un métal, il est nécessaire de déposer une couche isolante électriquement pour les séparer. Le nitrure de silicium SiN_x a été choisi pour assurer cette fonction.

De plus, au cours du paragraphe 2.3, l'importance de l'isolation thermique pour obtenir une sensibilité importante a aussi été abordée. En effet, le fait de déposer du platine,

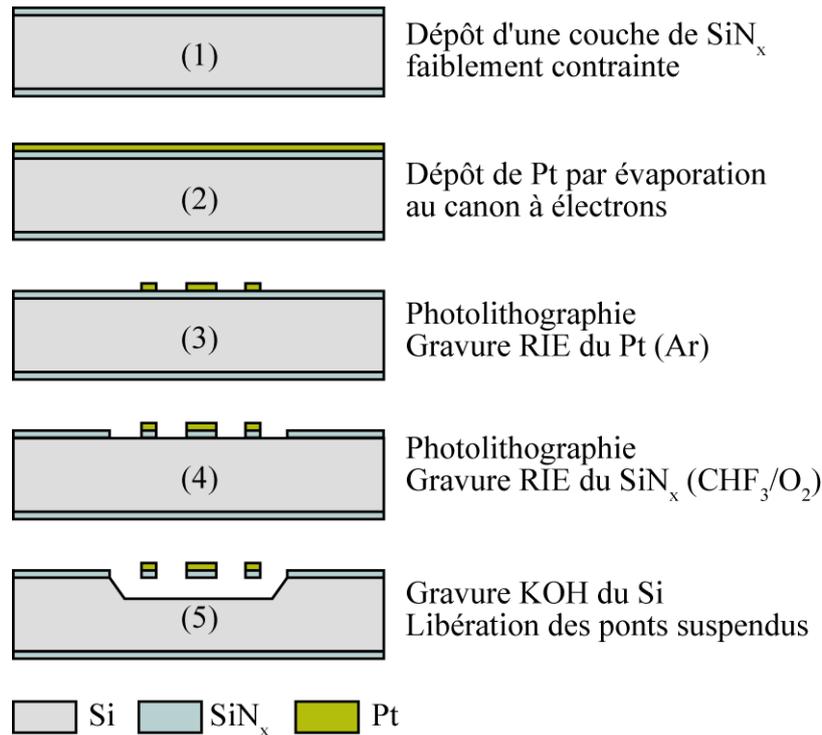


Figure 3.3 – Étapes de fabrication lors de la conception d'un accéléromètre thermique à détecteurs thermo-résistifs.

bon conducteur thermique ($\lambda = 72 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) sur du nitrure de silicium SiN_x , de conductivité thermique plus faible ($\lambda \approx 15 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) évite que la chaleur ne soit conduite par la piste métallique et ne chauffe le substrat.

La couche de nitrure de silicium SiN_x , d'épaisseur 500 nm , est réalisée au LAAS [71] dans un bâti LPCVD (*Low Pressure Chemical Vapor Deposition*) sur les deux faces de wafer de silicium. Le mélange de deux gaz actifs, ici le silane SiH_4 et l'ammoniac NH_3 injectés dans une enceinte à basse pression et à haute température, permet de contrôler le dépôt du SiN_x en termes de niveau de contraintes mécaniques présentes dans la couche pleine plaque.

Un faible niveau de contrainte résiduelle en tension est recherché. En effet, lors de la libération finale des résistances suspendues, elle assure une planéité aussi bien pour le fil de chauffe que pour les détecteurs de température.

La suite de la fabrication des accéléromètres est entièrement réalisée au sein de notre équipe de recherche.

3.1.2 Deuxième étape : dépôt de la couche mince de platine

L'étape de fabrication suivante consiste à déposer une couche mince de platine sur le SiN_x . En effet, pour la résistance de chauffe comme pour les détecteurs, le platine est utilisé comme couche active grâce au principe de la thermo-résistance : une variation de température de la couche induit une variation de sa résistivité électrique.

La couche de platine est déposée dans un bâti d'évaporation par canon à électrons à faible pression. Ce procédé consiste à injecter un courant électrique élevé dans un fil de tungstène qui résulte en une hausse de sa température par effet Joule : le métal étant porté à incandescence, il produit un faisceau d'électrons par thermo-émission. Ceux-ci sont alors focalisés sur le matériau à déposer grâce à l'application d'une forte différence de potentiel électrique couplée à un champ magnétique. Sous l'action de la chaleur, le matériau cible s'évapore et se dépose alors sur l'échantillon. Cette méthode de dépôt a pour avantage d'être assez rapide avec des vitesses de dépôt de l'ordre d'une dizaine d'Angström par seconde [72] et aboutit au dépôt d'une couche de platine de 300 nm.

Dans le cas où le matériau déposé est du platine, cette couche n'adhère pas directement sur la couche de SiN_x [73]. Il faut alors intercaler une couche d'accroche de quelques dizaines de nanomètres pour assurer l'adhérence du platine sur le substrat. La partie 3.3 nous montrera l'influence de la couche d'accroche sur l'évolution des propriétés thermo-résistives du fil de platine.

3.1.3 Troisième étape : réalisation des motifs par photolithographie

L'étude analytique menée à la partie 2.4 a révélé l'importance des dimensions des pistes de platine dans les performances du capteur. Il faut donc réaliser les motifs du dispositif de façon très précise, de l'ordre de quelques micromètres [1].

Pour cela, une « étape d'écriture » est nécessaire. Il s'agit de la photolithographie qui permet de transférer des motifs d'un masque comportant le dessin à fabriquer sur l'échantillon par l'utilisation d'une résine sensible aux rayons UV, dite photosensible. C'est un composé organique, à base principalement de polymères thermo-plastiques, déposé en couche mince la plus uniforme possible. Il existe deux types de résine :

- la résine positive pour laquelle toute zone insolée est retirée au développement. Le rayonnement UV modifie la structure de la résine et provoque une production d'acide carboxylique, qui est une molécule polaire. La solubilité de la zone dans une solution de développement est alors fortement augmentée ;
- la résine négative pour laquelle ce sont les parties non insolées au rayonnement UV qui sont retirées.

Pour favoriser un dépôt uniforme de résine, une étape de centrifugation est mise en œuvre sur une tournette atteignant des vitesses de rotation élevées. En premier lieu, une forte accélération est appliquée sur l'échantillon pour assurer une planéité de la résine et éviter une distorsion des motifs à transposer. Cette première étape est de courte durée. S'en suit une seconde étape à vitesse de rotation constante avec pour effet d'éliminer la plus grande partie du solvant. L'échantillon est ensuite immédiatement recuit pour évaporer le solvant restant.

Vient ensuite l'étape d'insolation : l'échantillon est positionné sous un masque, comportant les motifs à reproduire en positif ou en négatif suivant que la résine soit positive ou négative respectivement. Les rayons UV interagissent avec les zones de résines exposées. Il ne reste plus qu'à plonger le tout dans un bain de développement pour retirer les parties modifiées de la résine et poursuivre la fabrication.

3.1.4 Quatrième étape : gravure des couches minces

Le masquage précédent a permis de créer des zones d'ouvertures dans la résine qui vont permettre d'atteindre le platine et de graver les parties non protégées.

La gravure est réalisée dans un bâti RIE (*Reactive Ion Etching*). L'échantillon à graver est positionné à la cathode d'un couple d'électrodes et une polarisation radiofréquence (13,56 MHz) est superposée à une polarisation basses fréquences (2 MHz) [3]. La présence d'un mélange de gaz à faible pression engendre la création d'un plasma fortement réactif : d'une part, par interactions chimiques entre les gaz et le substrat, la gravure se produit par voie chimique isotrope et d'autre part, l'impact des ions, énergétiques présents dans le plasma provoque une gravure physique anisotrope de la couche.

En jouant sur la nature des gaz présents, le rapport entre les puissances basses fréquences (LF) et radiofréquences (RF), la vitesse de gravure et le taux d'anisotropie peuvent être maîtrisés.

Après la gravure de la couche de platine, une nouvelle itération des étapes de photolithographie et de RIE est réalisé pour procéder à l'écriture des pistes de SiN_x et accéder au substrat de silicium. Le Tableau 3.1 donne les caractéristiques de la gravure RIE pour la couche de platine et pour la couche de nitrure de silicium. Lors de la gravure du platine, les atomes d'argon vont agir mécaniquement sur la surface et provoquer l'éjection de la couche métallique. Dans le cas de la gravure du nitrure de silicium, les atomes de fluor issus du gaz CHF_3 vont interagir chimiquement avec les atomes de silicium pour former un composé volatil entraînant alors la gravure de la couche isolante.

Couche à graver	Pt	SiN_x
Nature des gaz en présence	Ar	CHF_3/O_2
Pression	10 <i>mTorr</i>	10 <i>mTorr</i>
Débit des gaz en présence	50 <i>ccm</i>	100 <i>ccm</i> / 35 <i>ccm</i>
Puissance du plasma RF	200 <i>W</i>	20 <i>W</i>
Puissance du plasma LF	400 <i>W</i>	800 <i>W</i>

Tableau 3.1 – Caractéristiques de la gravure RIE suivant la nature de la couche à graver.

3.1.5 Cinquième étape : gravure de la cavité de silicium

La réalisation de la cavité micro-usinée, nécessaire à l'isolation thermique est réalisée par gravure KOH par voie humide. Ce type de gravure est anisotrope et attaque préférentiellement les plans (100) et (110) du substrat, ceux-ci ayant une moindre densité en atomes de silicium. Les plans (111) sont gravés plus lentement, créant ainsi un profil en tétraèdre pour la cavité.

Cette étape permet donc une libération des différentes résistances composant le capteur. Un facteur important pour la réalisation de capteurs est alors la tenue de la couche de platine à cette gravure humide. Cet aspect sera étudié au cours de la partie 3.3.

3.1.6 Étape finale : montage du capteur sur le support

Une fois le capteur fabriqué, il est monté sur un support époxy adapté. Chaque résistance de l'ATC est ensuite reliée aux pistes de cuivre par des micro-soudures. L'ATC mesure une accélération si le fluide chauffé est contenu dans un espace clos. C'est pourquoi la cavité est finalement recouverte par une entretoise de silicium puis par un capot de silicium comme présenté sur la Figure 3.4. La hauteur de la cavité est réalisée identique à sa largeur, de sorte que la géométrie soit la plus symétrique possible.

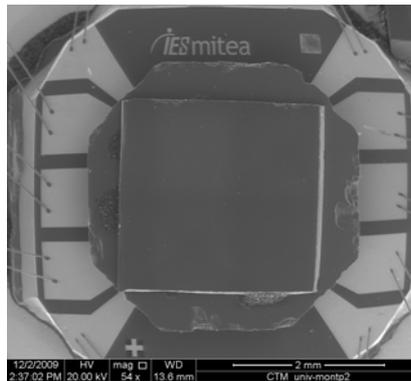


Figure 3.4 – Image MEB d'un ATC après la mise en place du capot supérieur.

3.2 Techniques et procédés pour la caractérisation des couches minces

3.2.1 Mesure de l'épaisseur

L'épaisseur de la couche mince est une donnée utile pour la suite de l'étude : s'assurer de la reproductibilité du dépôt ou déterminer la résistivité de la couche conductrice.

L'appareil de mesure utilisé est un profilomètre mécanique et le principe de mesure est le suivant : la surface de l'échantillon est parcourue par un stylet dont la trajectoire est modifiée par la hauteur au point analysé, comme l'illustre la Figure 3.5. Le mouvement mécanique du stylet est traduit en information de hauteur par un système aimant-bobine, rendant possible aussi bien la connaissance de l'épaisseur de la couche que celle de sa rugosité.

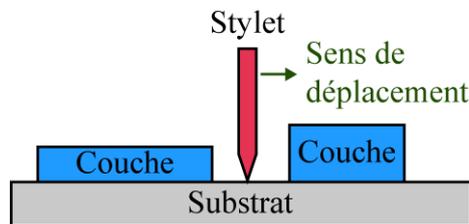


Figure 3.5 – Principe du profilomètre mécanique.

La mesure est considérée comme correcte si plusieurs paramètres sont ajustés au mieux :

- la zone à explorer est judicieusement proportionnée pour obtenir une mesure rapide et précise ;
- la taille de la pointe du stylet n'excède pas celle du plus petit motif, pour ne pas dégrader la mesure ;
- la force exercée par le stylet ne détériore pas la surface de l'échantillon mais est suffisante pour suivre les variations de hauteur de façon rigoureuse.

3.2.2 Mesure 4 pointes

La mesure 4 pointes permet de déterminer la résistivité d'une couche mince, connaissant son épaisseur e . L'explication suivante est basée sur le schéma de la Figure 3.6 : les quatre pointes métalliques sont alignées et séparées chacune d'une distance L . Un courant I est appliqué au niveau des deux pointes extérieures en contact avec la surface de l'échantillon et la tension résultante V est mesurée entre les deux pointes intérieures.

Le rapport V/I est donc déduit. Cependant du fait de la géométrie bidimensionnelle de la couche (couches minces), le courant est relié à la différence de potentiel via la résistivité ρ du film par :

$$\rho = \frac{\pi}{\ln 2} \frac{V}{I} e \quad (3.1)$$

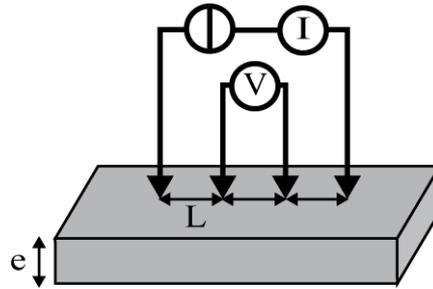


Figure 3.6 – Schéma du dispositif de mesure 4 points.

3.2.3 Diffractométrie par rayons X

La diffractométrie par rayons est basée sur la propriété des matériaux cristallins à diffracter les rayons X incidents, l'angle des rayons diffractés étant régi par la loi de Bragg :

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (3.2)$$

avec :

- n , nombre entier, ordre de diffraction ;
- λ , longueur d'onde des rayons X ;
- d , distance entre deux plans cristallins, dit distance interréticulaire ;
- θ , demi-angle entre le faisceau incident et la direction du détecteur.

Cette méthode de caractérisation permet donc d'étudier des matériaux purs polycristallins ainsi que des alliages polycristallins. Le diffractogramme présente un pic important et une largeur faible pour les angles 2θ correspondants à l'orientation de plans cristallins denses.

La courbe obtenue, intensité des rayons diffractés en fonction de l'angle 2θ , est ensuite comparée à une base de données, expérimentale, pour déterminer les orientations cristallines des matériaux présents dans la couche.

Dans le cas d'études de couches minces, la diffractométrie par rayons X présente aussi l'intérêt de pouvoir qualifier le niveau de contraintes dans la couche étudiée par rapport au matériau massif par application de la loi de Bragg (3.2). L'explication suivante se base sur le schéma de la Figure 3.7.

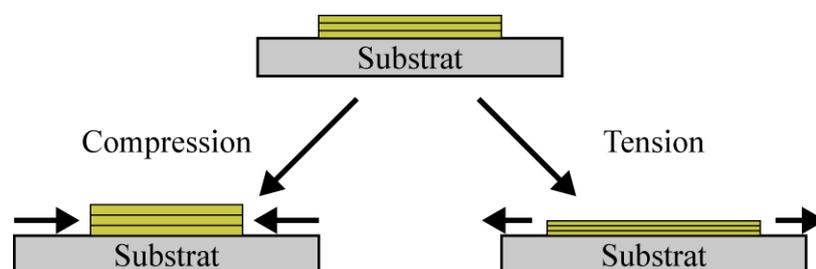


Figure 3.7 – Effet de la présence de contraintes sur les plans cristallins des films minces. Dans le cas d'une contrainte en compression : augmentation de la distance interréticulaire. Dans le cas d'une contrainte en tension : diminution de la distance interréticulaire.

Pour un même ordre de diffraction n :

- si la couche est en compression, la distance entre deux mêmes plans cristallins d augmente par rapport au matériau massif entraînant une diminution de l'angle de diffraction 2θ .
- si la couche est en tension, la distance entre deux mêmes plans cristallins d diminue par rapport au matériau massif d'où une augmentation de l'angle de diffraction 2θ .

3.2.4 Microscopie électronique à balayage

La microscopie optique est limitée par les optiques utilisées et par le phénomène de diffraction : un motif dont l'ordre de grandeur est proche de la plus petite longueur d'onde de la lumière visible ne pourra être résolu. Pour détecter un motif plus petit, il faut utiliser des particules de longueur d'onde plus faible comme les électrons.

C'est la base de la microscopie électronique à balayage, abrégée par MEB, qui s'appuie sur l'interaction entre un faisceau d'électrons et la surface de l'échantillon qu'il balaye et la matière en surface réagit à cette excitation. Quand un électron issu du faisceau, dit primaire, rencontre un atome présent sur la surface, ce premier peut transmettre une partie de son énergie à un électron situé dans la bande de conduction et provoque une éjection d'un électron dit secondaire et une ionisation de l'atome.

Ces électrons secondaires possèdent une faible énergie, de l'ordre de 50 eV et ne sont émis que par des atomes proches de la surface de l'échantillon (environ 10 nm). Comme ils possèdent une faible énergie, l'application d'une différence de potentiel peut aisément modifier leur direction et permettre leur collecte par un détecteur. La variation de hauteur sur l'échantillon va modifier la trajectoire des électrons primaires et donc le nombre d'électrons collectés. La composition atomique du matériau observé est aussi susceptible de modifier le nombre d'électrons secondaires. Il est donc possible de créer une image de la surface, où le dégradé de gris indique soit une variation de topographie, soit une variation de composition de la surface.

3.2.5 Mesure des paramètres thermo-résistifs

Les résistances voient leurs valeurs évoluer avec la température. Certains matériaux sont plus sensibles que d'autres à cette variation, c'est le cas du platine avec un coefficient de température en résistance, abrégé par CTR, égal à $0,0039\text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ pour le matériau massif. Pour des plages de températures de l'ordre de $200\text{ }^\circ\text{C}$, le comportement de la résistance avec la température peut être approché avec une régression du premier ordre du type :

$$R(T) = R_0(1 + \alpha T) \tag{3.3}$$

avec :

- $R(T)$, la résistance évaluée à la température T ;
- R_0 , la résistance à $0\text{ }^\circ\text{C}$, liée à la géométrie de la résistance ;
- α , le CTR du matériau composant la résistance.

Les constantes R_0 et α , appelées paramètres thermo-résistifs, sont déterminées expérimentalement. L'échantillon à caractériser est placé dans un four régulé en température et différents échelons de température sont imposés au cours desquels la résistance est

relevée. Une régression linéaire entre la résistance et la température permet d'extraire les deux paramètres.

Ainsi en fonctionnement, lorsqu'une accélération modifie la température au niveau des détecteurs, la différence de température induit une différence de résistance.

3.3 Étude de la couche de platine

La couche mince de platine est utilisée comme couche active de l'ATC pour la réalisation de la résistance de chauffe et des détecteurs. Il faut donc veiller à obtenir des propriétés aussi bien électriques et morphologiques stables dans le temps et reproductibles.

C'est l'objet de l'étude qui va suivre : l'effet de la couche d'accroche présente entre le platine et le nitrure de silicium sera examiné en exploitant les résultats issus de différentes techniques de mesures expérimentales qui viennent d'être présentées.

3.3.1 Influence de la couche d'accroche sur les propriétés de la thermo-résistance

3.3.1.1 Intérêt de la couche d'accroche

Les températures de fonctionnement étant élevées, de l'ordre de quelques centaines de degrés, il est important de réaliser des couches minces capables de supporter de telles températures sans dégrader les caractéristiques des dispositifs réalisés [74][75][76].

Les thèses précédentes effectuées au laboratoire s'étaient déjà intéressées à différentes couches d'accroche et à leur incidence sur les propriétés thermo-résistives des résistances suspendues :

- couche d'accroche réalisée en titane [77] ;
- couche d'accroche réalisée en chrome et en oxyde de chrome [68][35].

L'utilisation de la couche d'accroche en titane a été abandonnée car le titane est gravé par les solutions alcalines telles que le KOH [78]. La libération des ponts suspendus n'est donc pas possible avec un empilement $SiN_x/Ti/Pt$.

Ici, l'étude sera complétée en comparant les caractéristiques aussi bien électrique que morphologique d'un empilement $SiN_x/Cr/Pt$ ou $SiN_x/Cr_2O_3/Pt$ à ceux d'un nouveau type d'empilement utilisant l'oxyde de zirconium comme couche d'accroche, $SiN_x/ZrO_2/Pt$. En effet, l'oxyde de zirconium présente l'intérêt d'avoir une grande stabilité chimique en tant que couche d'accroche du platine [75][79].

3.3.1.2 Couche d'accroche en chrome

Réalisation de la couche

Comme décrit dans la partie 3.1, la couche de platine ainsi que la couche d'accroche sont réalisées par pulvérisation par canon à électrons. Dans le cas de la couche d'accroche en chrome, les conditions de dépôt sont regroupés dans le Tableau 3.2.

Pour améliorer la tenue mécanique de la couche $SiN_x/Cr/Pt$, un recuit thermique à $560\text{ }^\circ C$ est effectué directement dans le bâti sous vide pendant une heure.

Phase de vieillissement des résistances

Les propriétés physiques des couches minces déposées d'un matériau peuvent varier par rapport à celles du matériau massif de même composition : la présence de contraintes

Température de dépôt	de 300 à 500 °C
Pression résiduelle	10^{-6} Torr
Vitesse de dépôt	de 5 à 10 Å/s
Distance de la cible au substrat	10 cm
Épaisseur de Pt déposé	300 nm

Tableau 3.2 – Conditions de dépôt de la couche mince de platine.

au sein de la couche apparues pendant la fabrication peut, par exemple, modifier le réseau cristallin (cf. partie 3.2.3) ou les propriétés mécaniques [72]. De même, le CTR α diffère de celui du matériau massif.

Par ailleurs, les propriétés physiques d'un empilement de couches minces sont susceptibles d'évoluer avec l'élévation de la température du fait de la diffusion d'espèces chimiques entre les différentes couches ou par la relaxation de contraintes mécaniques.

C'est le cas pour les résistances suspendues qui composent l'ATC, résistance de chauffe comme détecteurs de température thermo-résistifs. Pour éviter ce phénomène d'évolution préjudiciable à la stabilité temporelle des performances du capteur, une phase de vieillissement par effet joule est préalablement entreprise. Elle consiste à injecter pendant une dizaine d'heures une puissance électrique \mathcal{P}_v supérieure à celle injectée lors du fonctionnement classique de l'ATC, \mathcal{P}_f : l'échauffement par effet Joule ainsi provoqué va entraîner une accélération des phénomènes de vieillissement liés à la température.

N. Crespy a montré que le rapport entre ces deux valeurs est tel que $\mathcal{P}_f = 70\% \mathcal{P}_v$ [35]. Pour des valeurs supérieures de puissances de fonctionnement, les caractéristiques thermo-résistives (α, R_0) continueraient d'évoluer, induisant un biais sur la mesure du capteur.

Suite à cette étape de vieillissement, à courant constant injecté, une variation relative de résistance $\Delta R/R$ inférieure à 0,5% est relevée sur les résistances vieilles, sachant que la mesure de la variation est limitée par nos moyens de mesure.

Essais de vieillissement

L'évolution des propriétés thermo-résistives avec la puissance électrique injectée dans la résistance a été considérée pour l'empilement $SiN_x/Cr/Pt$. Les résultats de mesures des paramètres R_0 et α sont rassemblées à la Figure 3.8 ainsi que la température moyenne de la résistance au cours du vieillissement. Par exemple, entre les puissances injectées de 20 mW et 40 mW, la résistance à 0 °C R_0 varie de 50% puis elle diminue jusqu'à 55 mW.

D'autre part, le CTR évolue lui aussi : la couche devient moins sensible à la température lorsque la puissance varie de 20 mW (175 °C) à 40 mW (270 °C), α diminuant de presque 30%. L'augmentation de la puissance à 55 mW (343 °C) entraîne une augmentation de 15% du CTR.

Lorsque la puissance électrique injectée augmente, la température au sein des couches augmente par effet Joule facilitant la diffusion des atomes de chrome au travers des joints de grains du platine [80]. D'autre part, l'oxygène extérieur diffuse lui aussi au travers des joints de grain. En rencontrant les atomes de chrome, ils forment ensemble des oxydes de chrome qui remontent en surface. La courbe en Figure 3.8 montre qu'à partir de 175 °C,

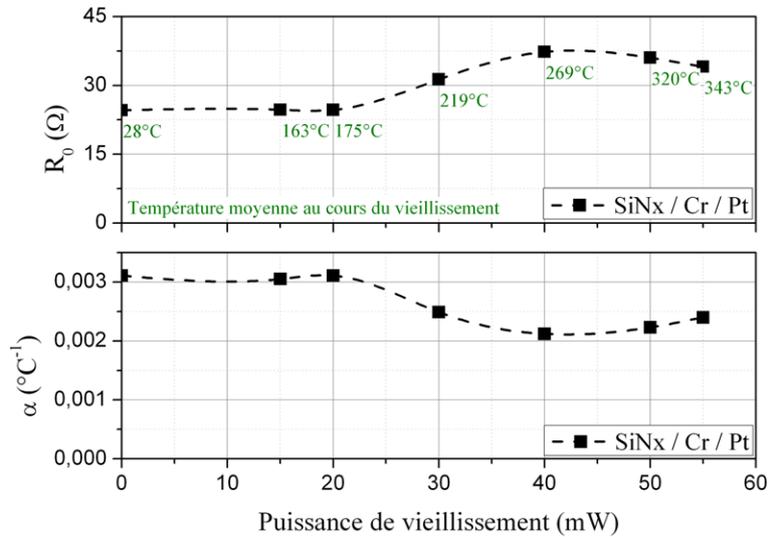


Figure 3.8 – Évolution des propriétés thermo-résistives d’une résistance $SiN_x/Cr/Pt$ de $40 \mu m$ de large suivant la puissance de vieillissement et température moyenne de la résistance en cours de vieillissement.

les atomes de chrome ont acquis suffisamment d’énergie pour migrer au travers des joints de grain de la couche de platine et dégrader ses caractéristiques électriques.

Cette évolution n’a pas les mêmes conséquences suivant l’usage de la résistance :

- si la résistance est utilisée en tant que résistance de chauffe, le fait que le CTR diminue est un avantage car il permet une stabilisation de la température de chauffe.
- mais si la résistance est utilisée en tant que détecteur de température thermo-résistif, la diminution du CTR entraîne une diminution de la sensibilité du détecteur à la température, ce qui est un inconvénient non négligeable.

3.3.1.3 Couche d’accroche en oxyde de chrome

Pour empêcher la diffusion du chrome dans la couche de platine pendant le vieillissement, il est préférable d’employer une couche d’accroche en oxyde de chrome à la place de celle de chrome seul [81]. En effet, la présence des atomes d’oxygène dans la couche d’accroche bloque la diffusion du chrome au travers des joints de grain. Les propriétés thermo-résistives ne devraient plus varier avec l’injection d’une puissance électrique dans la résistance, augmentant la stabilité temporelle des caractéristiques du capteur.

Réalisation de la couche

L’empilement $SiN_x/Cr_2O_3/Pt$ est réalisé comme suit. Dans un premier temps, une couche de chrome est déposée au canon à électrons sur le substrat de SiN_x dans les mêmes conditions de dépôt qu’en 3.3.1.2.

L’échantillon est ensuite introduit dans un bâti dit de recuit thermique rapide, abrégé par RTA pour *Rapid Thermal Annealing*. La couche y est recuite sous atmosphère contrôlée d’ O_2 à $650 \text{ }^\circ C$ pendant une minute : la couche d’accroche est donc dorénavant de l’oxyde de chrome Cr_2O_3 . L’échantillon est finalement réintroduit dans le bâti de dépôt par canon à électrons pour procéder au dépôt d’une couche de platine de 300 nm .

Essais de vieillissement

Les résistances de composition $SiN_x/Cr_2O_3/Pt$ sont vieilles par effet Joule pour caractériser l'évolution des propriétés thermo-résistives avec la puissance de vieillissement et par conséquent avec la température. Les résultats obtenus sont montrés en Figure 3.9 avec l'étude d'une résistance de $5 \mu m$ de large.

La variation relative de R_0 avec la température est de 0,6% et celle de α est inférieure à 2%. L'observation de ces variations est plus liée à la limite des moyens de mesure qu'à une réelle évolution des couches au niveau microscopique.

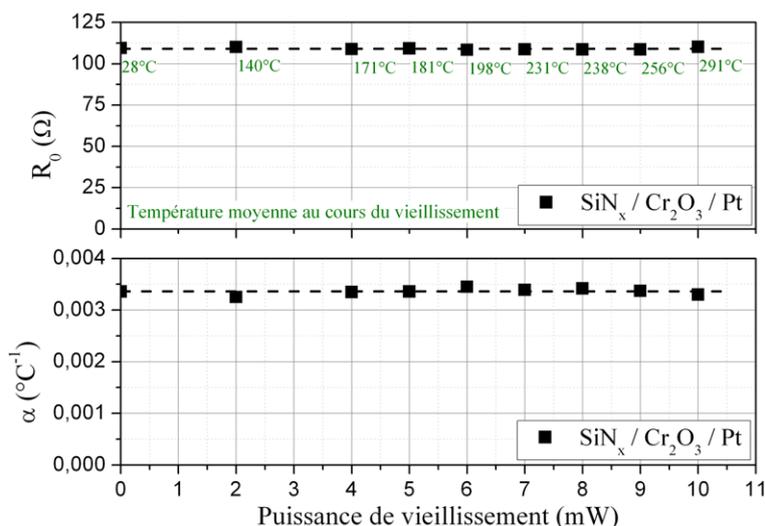


Figure 3.9 – Évolution des propriétés thermo-résistives d'une résistance $SiN_x/Cr_2O_3/Pt$ de $5 \mu m$ de large suivant la puissance de vieillissement et température moyenne de la résistance en cours de vieillissement.

Les résultats analogues obtenus au cours de la thèse de N. Crespy [35] montrent que l'utilisation d'une couche d'accroche en oxyde de chrome est adaptée pour stabiliser les propriétés thermo-résistives des résistances suspendues.

Cependant, ces empilements ont tendance à ne pas résister aux attaques chimiques par les solutions alcalines, KOH ou $TMAH$: un taux de rendement de 50% d'adhérence est obtenu.

3.3.1.4 Couche d'accroche en oxyde de zirconium

Justification d'un nouveau type de couche d'accroche

Il faut alors recourir à une autre couche d'accroche en oxyde métallique qui empêche la diffusion du métal dans la couche de platine au cours du vieillissement et supporte les gravures par les solutions alcalines. T. Maeder [82] dresse une liste d'oxydes métalliques avec leur énergie libre de formation, $\Delta_r G^\circ$: ces données sont regroupées dans le Tableau 3.3. Plus cette énergie est faible, plus facile est la formation de l'oxyde métallique. Réciproquement la molécule de ZrO_2 est plus difficile à dissocier que celles de Cr_2O_3 , Ta_2O_5 ou TiO_2 .

Alors si la couche d'accroche du platine est réalisée en oxyde de zirconium ou zircon ZrO_2 , les paramètres thermo-résistifs des résistances ne devraient pas varier avec la puissance électrique injectée, le zirconium restant piégé au sein de la couche d'accroche. Et contrairement à l'oxyde de chrome, l'oxyde de zirconium résiste aux attaques des solutions alcalines [78].

Oxyde métallique	Énergie libre de formation ($kJ/mol O_2$)
Cr_2O_3	-700
Ta_2O_5	-764
TiO_2	-888
ZrO_2	-1036

Tableau 3.3 – Récapitulatif des énergies de formation des oxydes métalliques pouvant servir de couche d'accroche au platine [75].

Réalisation de la couche

Le dépôt de la couche d'accroche en zircon est réalisé par canon à électrons à partir d'une cible de ZrO_2 , sous pression d'oxygène à $8 \times 10^{-5} mTorr$. Il est directement suivi du dépôt de platine dans la même enceinte et dans les mêmes conditions. Les risques de pollution par l'environnement extérieur sont alors fortement diminués. La température de dépôt est un paramètre qui varie entre 400 et 630 °C.

Adhérence de l'empilement

La résistance à la gravure de l'empilement $SiN_x/ZrO_2/Pt$ par une solution alcaline est d'abord entreprise avant de pouvoir réaliser les résistances suspendues. La solution d'hydroxyde de potassium, KOH est portée à 85 °C. Puis le substrat sur lequel a été déposé l'empilement est plongé pendant quatre heures dans le bain de gravure. La surface est ensuite observée pour déterminer si la couche mince est toujours présente. Finalement un taux de rendement d'adhésion supérieur à 90% est obtenu.

Essais de vieillissement

Les essais de vieillissement ont été ici réalisés avec un accéléromètre de largeur de cavité 1 000 μm . La résistance spécifiquement étudiée a une largeur de 50 μm et l'évolution de son comportement thermo-résistif en fonction de la puissance injectée est tracée en Figure 3.10. La variation de R_0 sur la plage de température est de 0,5% et celle de α de 3%. De même que pour l'empilement précédent, ces variations sont plus imputables aux moyens de mesure qu'à une réelle évolution de la couche avec la température.

Il est intéressant de noter que la puissance électrique injectée dans la résistance de chauffe en cours de fonctionnement est de 70 mW alors que la puissance maximale de vieillissement qui a été testée est 175 mW . Cette nature de couche d'accroche est donc adaptée pour assurer la stabilité des résistances pendant l'utilisation des ATC.

Le paragraphe qui suit va permettre de déterminer les conditions de fabrication optimales pour la couche $SiN_x/ZrO_2/Pt$ afin d'optimiser les propriétés tant morphologiques qu'électriques en fonction de la température de dépôt.

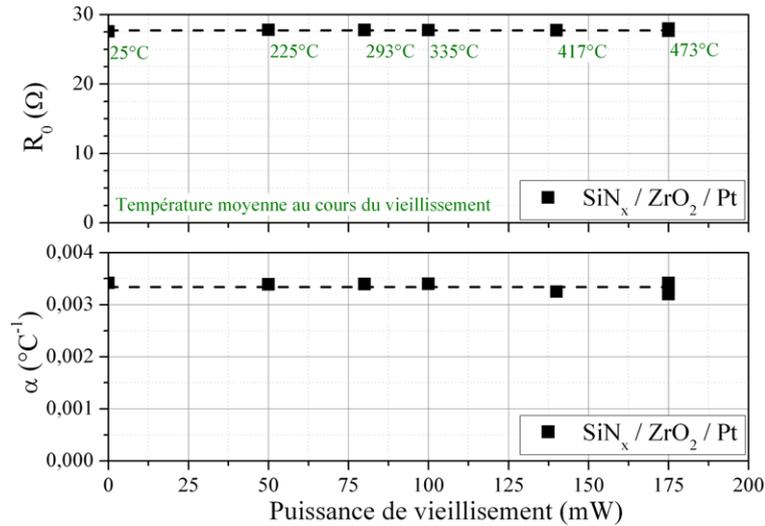


Figure 3.10 – Évolution des propriétés thermo-résistives d’une résistance $SiN_x/ZrO_2/Pt$ de $50 \mu m$ de large suivant la puissance de vieillissement et température moyenne de la résistance en cours de vieillissement.

3.3.2 Influence de la température de dépôt sur l’empilement $SiN_x/ZrO_2/Pt$

3.3.2.1 Caractérisations morphologiques

Étude de la cristallinité des couches déposées

Une étude du caractère cristallin de la couche $SiN_x/ZrO_2/Pt$ en fonction de la température de dépôt a été menée grâce à la diffractométrie par rayons X. Les diffractogrammes obtenus ont été interpolés grâce à un logiciel adapté, *Xfit*, qui permet de déterminer la position 2θ du maximum du pic et sa largeur à mi-hauteur.

La Figure 3.11 correspond à l’évolution de la largeur à mi-hauteur du pic de diffraction du pic $Pt(111)$. Plus le pic est fin, meilleure est la cristallisation suivant l’axe correspondant.

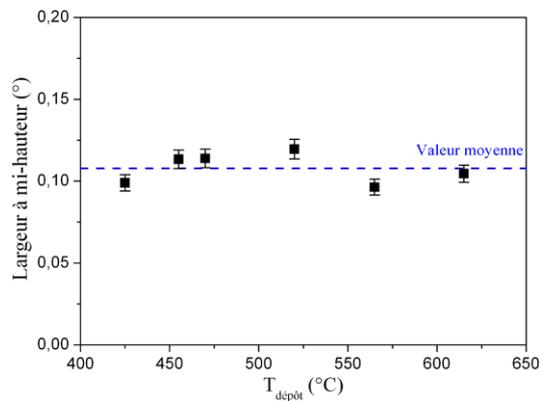


Figure 3.11 – Influence de la température de dépôt sur la largeur à mi-hauteur du pic de diffraction du $Pt(111)$.

La largeur à mi-hauteur du pic $Pt(111)$ est constante sur la plage de température de dépôt testée. Par conséquent, le caractère cristallin de la couche mince de platine ne dépend pas de la température de dépôt.

Cependant, le pic $Pt(111)$ se déplace avec la température de dépôt comme le montre la Figure 3.12. De plus, comme décrit au paragraphe 3.2.3, l'analyse par rayons X permet de comparer le niveau de contraintes dans une couche mince par rapport au matériau massif. Il apparaît donc que les couches déposées par pulvérisation sont contraintes en tension. Cette caractéristique est très avantageuse : lors de la libération finale des résistances, elle assurera la planéité des résistances suspendues et donc la coplanarité entre la résistance de chauffe et les détecteurs de température.

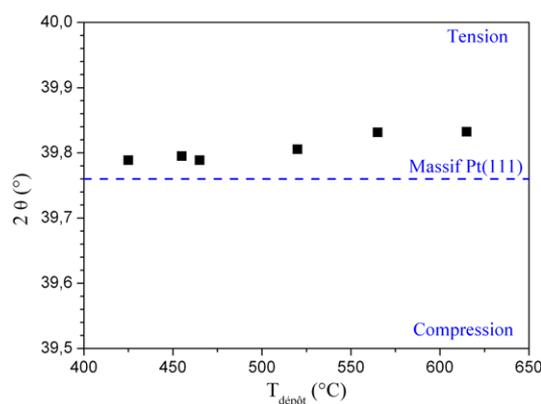


Figure 3.12 – Déplacement du pic de diffraction du $Pt(111)$ suivant la température de dépôt.

Visualisation de la surface des électrodes déposées

Les Figures 3.13 à 3.16 correspondent aux images MEB des surfaces des couches déposées de $SiN_x/ZrO_2/Pt$ en fonction de la température du substrat pendant le dépôt. Il apparaît que l'état de surface évolue avec la température de dépôt même si la qualité cristalline est la même dans ces quatre conditions de dépôt (Figure 3.11) :

- À $470 \text{ }^\circ\text{C}$ (Figure 3.13), la surface semble lisse quoique parsemée de petits agglomérats.
- À $520 \text{ }^\circ\text{C}$ (Figure 3.14), la surface devient rugueuse et les agglomérats sont toujours présents ;
- En augmentant la température de dépôt à $560 \text{ }^\circ\text{C}$ (Figure 3.15), la surface gagne encore en rugosité tandis que la densité d'agglomérats a diminué.
- Enfin à $620 \text{ }^\circ\text{C}$ (Figure 3.16), la surface est très rugueuse. Mais il semble que plus aucun agglomérat ne soit présent en surface.

3.3.2.2 Caractérisations électriques

Après avoir étudié l'influence de la température de dépôt sur la morphologie de la couche $SiN_x/ZrO_2/Pt$, l'aspect électrique est maintenant abordé.

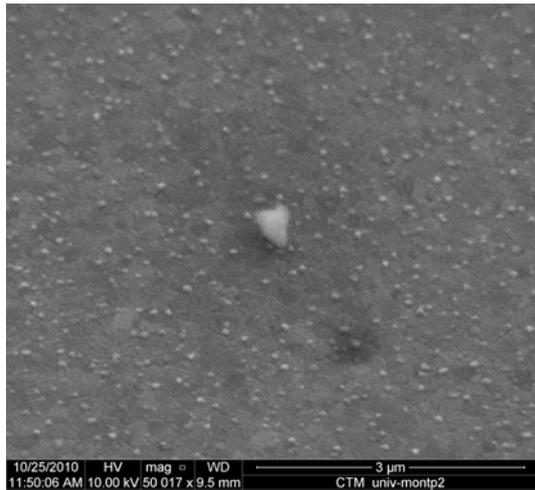


Figure 3.13 – Couche $SiN_x/ZrO_2/Pt$ déposée à 470 °C.

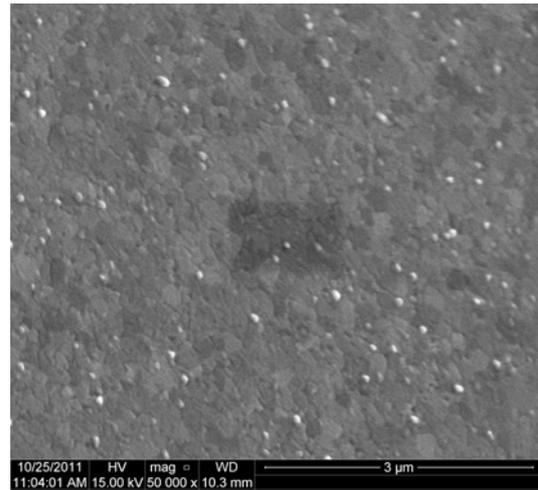


Figure 3.14 – Couche $SiN_x/ZrO_2/Pt$ déposée à 520 °C.

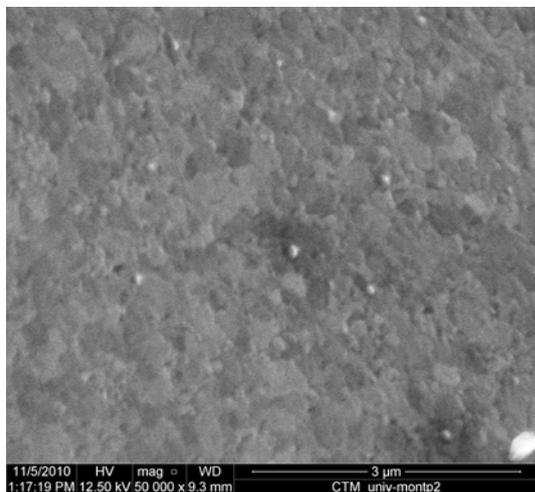


Figure 3.15 – Couche $SiN_x/ZrO_2/Pt$ déposée à 560 °C.

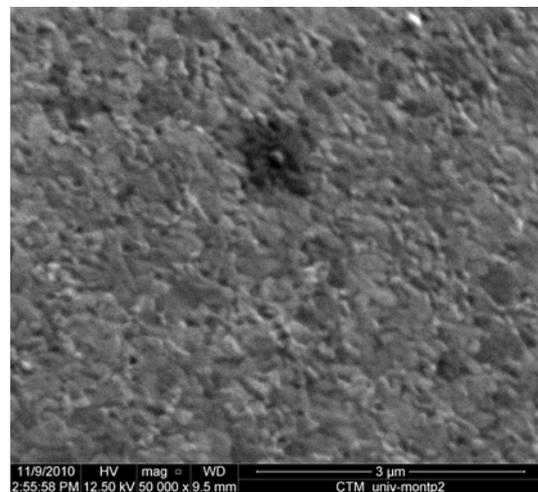


Figure 3.16 – Couche $SiN_x/ZrO_2/Pt$ déposée à 620 °C.

Résistivité électrique de l'empilement

L'évolution de la résistivité ρ de la couche est tracée à la Figure 3.17 en fonction de la température de dépôt. Il apparaît que la résistivité n'est pas notablement influencée par la température du substrat lors du dépôt.

Coefficient de température en résistance

L'évolution du coefficient de température en résistance α de la couche mince de platine est tracée à la Figure 3.18 en fonction de la température de dépôt : le CTR de la couche mince ZrO_2/Pt déposée au canon à électrons est proche de celui mesuré sur le matériau massif.

De plus, la température de dépôt ne modifie pas la valeur de cette propriété électrique du matériau thermo-résistif.

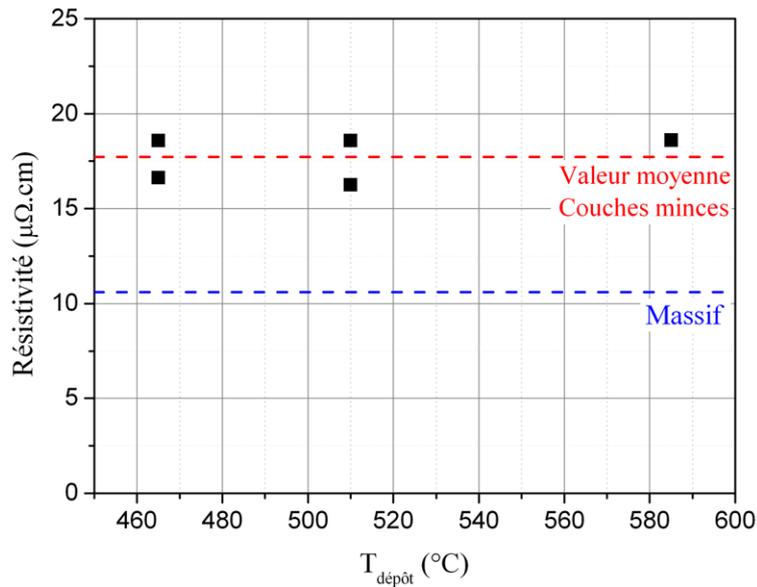


Figure 3.17 – Influence de la température de dépôt sur la résistivité de la couche mince.

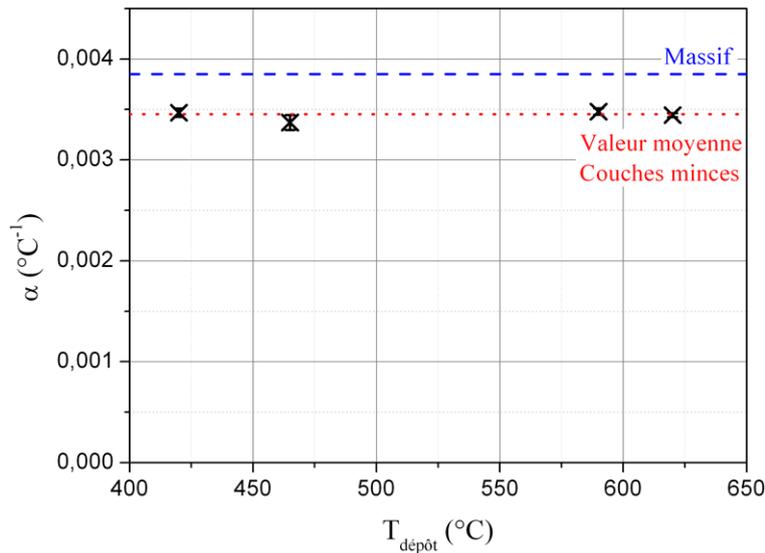


Figure 3.18 – Influence de la température de dépôt sur le CTR, α , de la couche mince.

3.3.3 Conclusions

Le Tableau récapitulatif 3.4 résume les résultats concernant l'étude en vieillissement des couches en fonction de la nature de la couche d'accroche utilisée. Il apparaît alors que l'utilisation de l'oxyde de zirconium comme couche d'accroche permet une bonne stabilité des propriétés thermo-résistives lors du fonctionnement de l'ATC et facilite sa fabrication. La température maximale jusqu'à laquelle les résistances ont été testées est aussi reportée dans ce Tableau.

Dans un deuxième temps, les conditions de fabrication de la couche mince ZrO_2/Pt ont été étudiées et ont permis de conclure que la température de dépôt influence peu les caractéristiques électriques des couches minces. Cependant elle modifie sensiblement

Nature de la couche d'accroche (<i>CA</i>)	Température à partir de laquelle R_0 et α varient de plus de 5%	Température maximale de test
<i>Cr</i>	175 °C	350 °C
<i>Cr₂O₃</i>	–	320 °C
<i>ZrO₂</i>	–	475 °C

Tableau 3.4 – Tableau récapitulatif des températures à partir desquels où les paramètres R_0 et α des couches *SiN_x/CA/Pt* varient de plus de 5% et des températures maximales jusqu'auxquelles les dispositifs ont été testés avec *CA*, la couche d'accroche.

la morphologie de la surface de la couche pour des températures comprises entre 470 et 620 °C.

3.4 Accéléromètres à un axe de détection

Au cours de cette partie, l'étude va porter sur les ATC à un axe de détection. Dans un premier temps, les procédés expérimentaux utilisés pour caractériser les performances de chaque capteur vont être décrits. Puis les comportements statique et dynamique obtenus expérimentalement seront comparés aux résultats de l'étude analytique de la partie 2.4. Enfin une caractérisation de la linéarité des micro-accéléromètres permettra de démontrer une plage de linéarité jusqu'à la dizaine de milliers de g .

Les performances recherchées pour les accéléromètres thermiques à convection sont les suivantes :

- une sensibilité suffisamment élevée pour s'affranchir de l'influence du bruit et mesurer un signal image de l'accélération appliquée au capteur ;
- une grande plage de linéarité, idéalement supérieure à quelques milliers de g ;
- une bande passante, ici de type passe-bas, étendue pour détecter rapidement les variations d'accélération.

3.4.1 Procédés de caractérisation des capteurs

3.4.1.1 Caractérisation des thermo-résistances

Les ATC qui sont étudiés dans cette partie sont réalisés soit à partir d'une couche Cr/Pt soit à partir d'une couche Cr_2O_3/Pt car ils ont été fabriqués avant la mise au point des couches de platine avec couche d'accroche en zircone.

Après sa fabrication (3.1), une première étape de caractérisation du capteur consiste à vieillir la résistance de chauffe (3.3.1.2) pour s'assurer qu'elle n'évoluera pas en cours de fonctionnement suivie par une caractérisation des paramètres thermo-résistifs de chacune des résistances utilisées (3.2.5).

Comme décrit au paragraphe 3.3.1.2, la puissance injectée en fonctionnement, \mathcal{P}_f , est choisie comme 70% de la puissance injectée pour le vieillissement de la résistance de chauffe. Il faut donc déterminer préalablement le courant électrique à y injecter, I_H , qui permet d'atteindre la puissance \mathcal{P}_f . À I_H correspond la température nominale de la résistance de chauffe, T_H . La sensibilité du capteur est alors maximale sans que le courant injecté provoque de possibles dégradations des caractéristiques thermo-résistives de la couche de platine.

Les détecteurs de température étant des résistances de platine, leur valeur varie avec la température suivant la relation $R(T) = R_0 (1 + \alpha T)$, avec R_0 , la résistance à 0 °C et α , le coefficient de température en résistance (CTR), les paramètres thermo-résistifs précédemment déterminés. Pour pouvoir mesurer la différence de température δT engendrée par l'accélération Γ imposée au capteur, les deux thermo-résistances sont montées dans un pont de Wheatstone . Le principe de fonctionnement de ce montage et l'application aux ATC est décrit dans l'Annexe C.

3.4.1.2 Caractérisation de la sensibilité du capteur

La sensibilité $S = \delta T / \Gamma$ est obtenue en appliquant une accélération d'amplitude $1 g$ grâce à un montage à goniomètre. Il consiste à appliquer l'accélération naturelle de la pesanteur suivant l'axe sensible, comme schématisé à la Figure 3.19. La Figure 3.20 montre une photographie du montage employé pour caractériser la sensibilité de chaque ATC avec $S = \delta T / g$ dans ce cas-là.

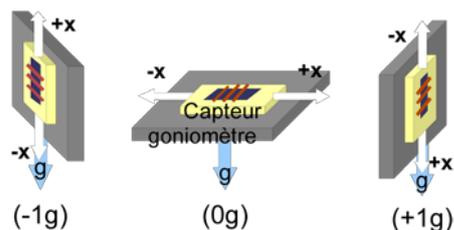


Figure 3.19 – Principe de fonctionnement du goniomètre.

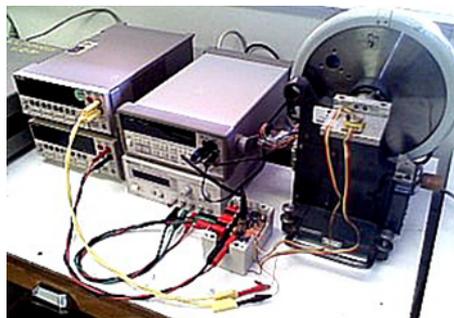


Figure 3.20 – Photographie du montage de mesure de la sensibilité.

3.4.1.3 Caractérisation de la plage de linéarité du capteur

Pour pouvoir appliquer de larges valeurs d'accélération constantes, le principe de la centrifugeuse est retenu. Il est rappelé à la figure 3.21.

Le capteur est monté sur un plateau tournant à la vitesse angulaire ω . Lorsque le régime permanent est atteint, l'accélération tangentielle est nulle et seule une accélération centripète et constante est appliquée au capteur, d'amplitude $a_c = V^2 / r = r\omega^2$ avec r , la distance au centre.

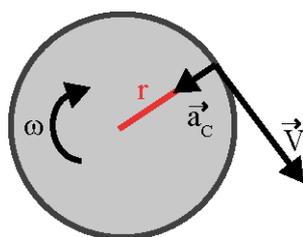


Figure 3.21 – Principe de fonctionnement de la centrifugeuse.

La Figure 3.22 montre une photographie de l'équipement employé pour appliquer une accélération constante élevée au capteur et l'électronique embarquée permettant de recueillir les données enregistrées en cours de manipulation.

Le schéma synoptique du montage conditionneur est donné en Annexe D. De plus, l'électronique embarquée a été spécifiquement réalisée pour cette application à hautes accélérations et répond aux critères suivants :

- La plaque électronique est placée le plus proche du centre pour réduire l'accélération appliquée sur les différents composants électroniques. Les composants sont placés

- de façon symétrique pour assurer un équilibrage mécanique et ont été choisis le plus léger possible.
- L'horloge interne n'est pas en quartz, matériau piézoélectrique, pour éviter tout dysfonctionnement.
 - De même, aucun condensateur chimique n'a été utilisé car ils ne résisteraient à de grandes valeurs d'accélération. Les batteries, rechargeables, autres composants chimiques sont placés proches du centre pour ne pas les endommager.
 - Tous les composants ont été choisis le plus plat possible pour limiter la contrainte mécanique pendant l'utilisation.

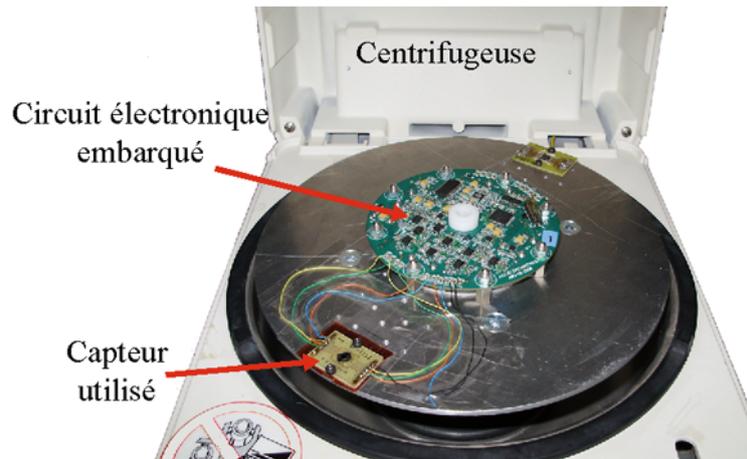


Figure 3.22 – Photographie du montage de mesure de la linéarité.

3.4.1.4 Caractérisation de la réponse fréquentielle du capteur

Pour pouvoir caractériser la bande passante du capteur, il faut appliquer une accélération sinusoïdale d'amplitude et de fréquence connues et mesurer l'amplitude en sortie du capteur. Cette accélération sinusoïdale est générée par un pot vibrant, montré en Figure 3.23 et commandé par un accéléromètre de référence pouvant mesurer des accélérations sur une plage de fréquences allant de quelques Hertz jusqu'à 10 kHz , pour une amplitude inférieure à 50 g.

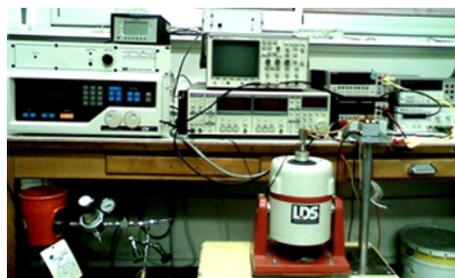


Figure 3.23 – Photographie du montage de mesure de la réponse fréquentielle.

3.4.2 Étude de la réponse en régime permanent

Pour pouvoir distinguer la configuration géométrique de l'ATC mesuré, la convention suivante est prise : les mesures expérimentales relatives aux accéléromètres sont symbolisées par ■ tandis que celles relatives aux micro-accéléromètres sont notées par ◆.

Une première approche de la modélisation de la sensibilité avait été entreprise dans la thèse de N. Crespy [35] et ses résultats concernant l'influence des paramètres thermophysiques du gaz ont été publiés [70]. Les comparaisons suivantes vont plutôt s'intéresser à l'influence des paramètres géométriques et de l'étanchéité sur le profil de température et la sensibilité.

3.4.2.1 Étude du profil de température

Dans un premier temps, pour un accéléromètre modélisé par le couple ($r_i = 50 \mu m$; $r_o = 500 \mu m$), le profil de température analytique calculé avec l'expression (2.41) et les résultats expérimentaux sont comparés à la Figure 3.24 : les valeurs obtenues sont cohérentes l'une avec l'autre. De même, l'étude a été réalisée avec un accéléromètre de largeur de cavité $1\,500 \mu m$ et le modèle analytique est en accord avec ces mesures expérimentales.

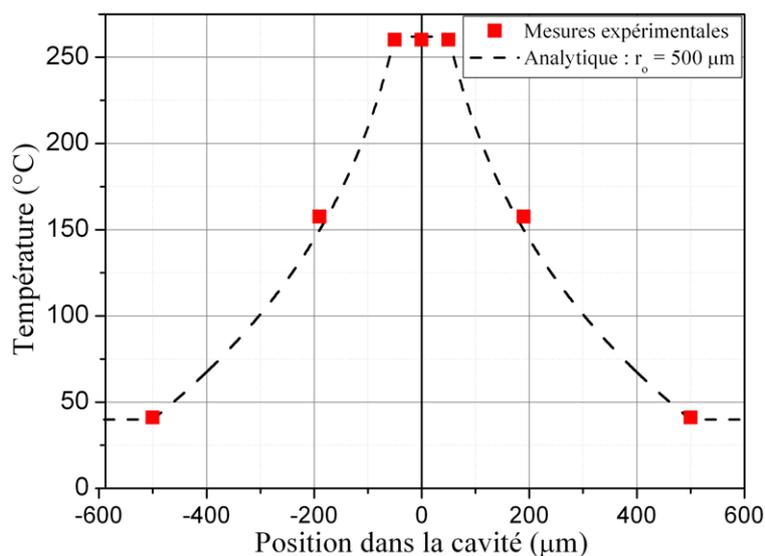


Figure 3.24 – Comparaison des profils de température expérimental et analytique pour un accéléromètre de largeur $1\,000 \mu m$.

Dans le cas des micro-accéléromètres, la position des détecteurs par rapport à la cavité est différente par rapport à celle des accéléromètres. Le modèle cylindrique doit alors être réadapté pour correspondre à la nouvelle géométrie.

Dans le cas d'un micro-accéléromètre de largeur de cavité $800 \mu m$, le rayon du cylindre intérieur r_i restant la demi-largeur de la résistance de chauffe, le rayon équivalent r_o du cylindre extérieur n'est plus la demi-largeur de la cavité : la distance jusqu'à la paroi varie en fonction de la position sur la résistance de chauffe. Dans ce cas, le rayon équivalent r_o vaut $258 \mu m$ et non pas $400 \mu m$ et la justification sera donnée au moment de l'étude

de la sensibilité en partie 3.4.2.2. Une fois le rayon extérieur équivalent déterminé r_o , le modèle analytique et les mesures expérimentales de température sont cohérentes.

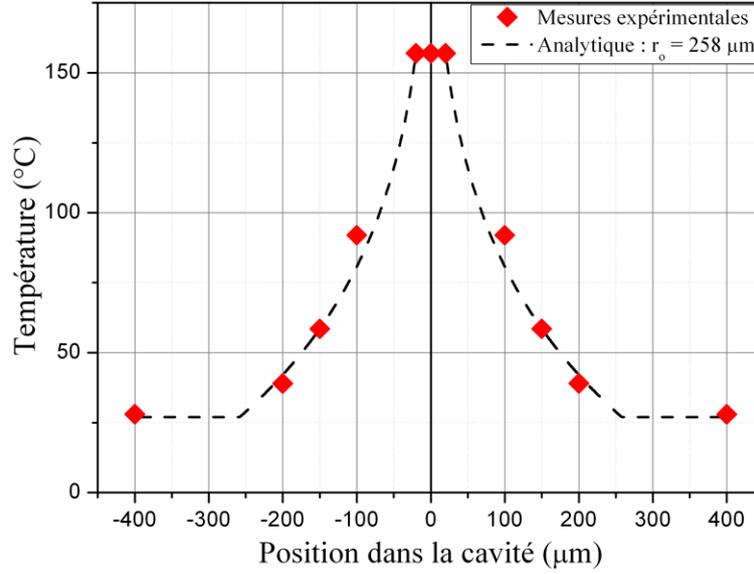


Figure 3.25 – Comparaison des profils de température expérimental et analytique pour un micro-accéléromètre de largeur 800 μm .

3.4.2.2 Étude de la sensibilité

L'expression de la sensibilité a été établie en partie 2.4.1.4 en fonction des paramètres thermo-physiques du fluide, des conditions expérimentales et des dimensions du capteur. Elle est rappelée :

$$S = \frac{\delta T(r_D^*, R^*)}{\Gamma} = 2 \frac{\rho^2 \beta C_P}{\mu \lambda} (T_H - T_S)^2 r_i^3 T_{22}^*(r_D^*, R^*) \quad (3.4)$$

avec

- Γ , l'accélération imposée au capteur ;
- $r_D^* = r_D/r_i$, la position adimensionnée des détecteurs ;
- $R^* = r_o/r_i$, le rapport entre la demi-largeur de la cavité sur celle de la résistance de chauffe ;
- ρ , la masse volumique du fluide ;
- β , le coefficient de dilatation thermique isobare du fluide ;
- C_P , la chaleur massique isobare du fluide ;
- μ , la viscosité dynamique du fluide ;
- λ , la conductivité thermique du fluide ;
- T_H (respectivement T_S), la température de la résistance de chauffe (respectivement du substrat) ;
- T_{22}^* , la répartition de température dans le fluide due aux échanges convectifs.

L'étude menée précédemment a permis d'étudier théoriquement l'influence des dimensions sur l'évolution de la sensibilité du capteur. Ces conclusions vont maintenant

être confrontées aux mesures expérimentales dans le cas des accéléromètres et des micro-accéléromètres.

Influence de la taille du capteur

Dans un premier temps, l'influence de la largeur de la cavité sur la sensibilité est étudiée en Figure 3.26, réajustée pour une même hauteur de gradient thermique, $\Delta T = 200\text{ }^\circ\text{C}$. En échelle log-log, la régression linéaire donne une pente de 3,23, comme le prévoyait l'étude analytique. En termes de valeurs absolues, la Figure 3.26 montre que les résultats analytiques et de simulation sont très cohérents avec les mesures expérimentales. Le modélisation de la sensibilité issue du modèle cylindrique est valide.

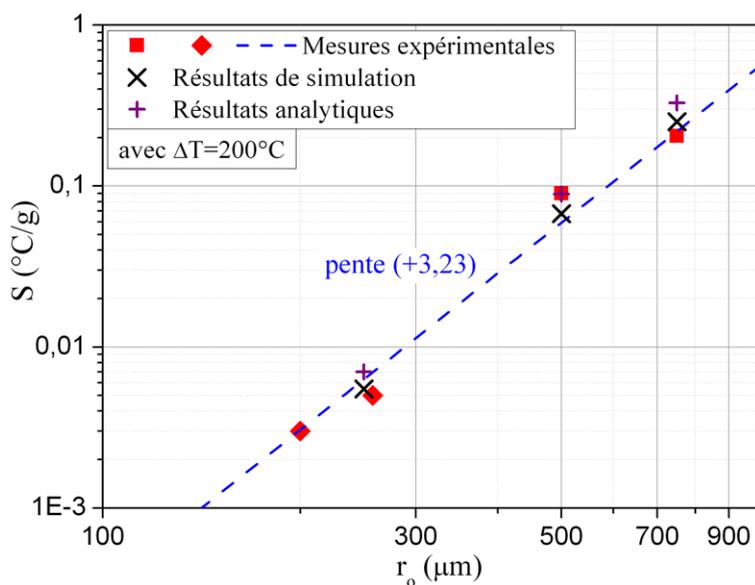


Figure 3.26 – Évolution de la sensibilité expérimentale en fonction de r_o et comparaison avec les résultats de simulation et de l'étude analytique.

Ainsi lorsque le capteur est réduit en taille, sa sensibilité diminue elle aussi. Ce constat est important pour la suite lors de l'utilisation des ATC avec la mesure de fortes accélérations car dans ce cas, la sensibilité ne doit pas être trop importante pour éviter la saturation rapide du capteur.

Influence de la position des détecteurs

Le micro-accéléromètre de largeur $800\text{ }\mu\text{m}$ visible en Figure 3.2 présente trois paires de détecteurs pour mesurer expérimentalement l'influence de la position des détecteurs sur la sensibilité : la première paire est à $100\text{ }\mu\text{m}$ de la résistance de chauffe, la deuxième à $150\text{ }\mu\text{m}$ et la dernière à $200\text{ }\mu\text{m}$.

Chaque paire de détecteurs est utilisée indépendamment pour déterminer la sensibilité du capteur en fonction de la position. Les mesures expérimentales (\blacklozenge) sont regroupées en Figure 3.27.

La méthode des moindres carrés est utilisée pour déterminer le rayon extérieur équivalent r_o d'un micro-accéléromètre de largeur $800\text{ }\mu\text{m}$. Elle consiste à trouver le couple de

paramètres (r_o, Ra) qui minimise η , la moyenne des carrés des écarts entre la sensibilité obtenue par le modèle théorique et la sensibilité expérimentale :

$$\eta = \frac{1}{N} \sum_1^N (S_{exp} - S_{th}(r_o, Ra))^2 \quad (3.5)$$

La valeur initiale du nombre de Rayleigh, $Ra = 3,6 \times 10^{-5}$ est celle issue du calcul numérique par éléments finis et r_o est pris initialement égal à $400 \mu m$. Le nombre N correspond au nombre de mesures, soit ici $N = 5$.

Cette méthode permet d'aboutir à un rayon extérieur équivalent $r_o = 258 \mu m$, ce qui démontre que cette géométrie est assez éloignée d'un modèle à deux cylindres concentriques. Cependant le nombre de Rayleigh final est $Ra = 5,7 \times 10^{-5}$: le comportement convectif du gaz n'est pas modifié de façon excessive.

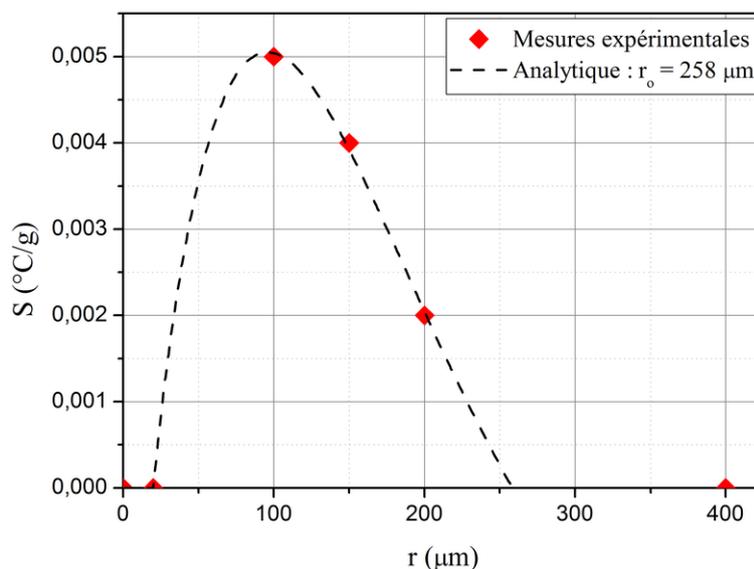


Figure 3.27 – Évolution de la sensibilité d'un micro-accéléromètre avec la position du détecteur dans la cavité et comparaison avec le modèle analytique.

Cette étude permet surtout de prouver que la sensibilité dépend très fortement de la position du détecteur dans la cavité comme l'étude analytique l'avait déjà démontré. De plus, la sensibilité analytique montre que la position $r_D = 100 \mu m$ est très proche de la position qui maximise la sensibilité. Le même constat que pour les accéléromètres est donc fait, à savoir que la position optimale se trouve entre le tiers et la moitié de la distance chauffe-paroi à condition de considérer le rayon équivalent r_o et non pas le rayon extérieur réel.

L'emplacement des détecteurs par rapport au profil de température est donc un élément essentiel pour obtenir une mesure peu bruitée et la position optimale des détecteurs doit s'exprimer par rapport au rayon équivalent dans le cas des micro-accéléromètres.

3.4.2.3 Influence de la dérive thermique sur la sensibilité

Comme présenté lors de l'étape finale de la fabrication de l'ATC (paragraphe 3.1.6), un capot supérieur recouvre la cavité. Le fluide alors enfermé est donc sensible à l'accélération imposée sur l'ensemble du capteur. Cependant même si l'ensemble est fermé, il se peut que l'étanchéité ne soit pas totale si la colle ne recouvre pas tout le tour du capot.

Des études précédentes [83] portant sur la dérive thermique ont montré que la sensibilité des ATC est fortement influencée par une variation de la température extérieure. De plus, suivant que la cavité soit étanche ou non, l'influence de la température ne sera pas la même. L'étude qui va suivre va donc s'intéresser à l'effet de ce paramètre sur le comportement de la sensibilité.

Comportement prévu par le modèle cylindrique

L'air étant principalement composé d'azote, le comportement des paramètres thermo-physiques de l'air vis-à-vis de la température sera considéré par rapport à celui de l'azote résumé dans le Tableau 3.5 en se basant sur les valeurs fournies par le NIST (*National Institute of Standards and Technology*) [84]. Dans le cas non étanche, c'est-à-dire isobare, le comportement de la sensibilité par rapport à la température peut être modélisé par $T^{-4,52}$ tandis que dans le cas étanche, soit isochore, la sensibilité varie en $T^{-2,52}$.

Paramètre considéré	Gaz parfait isobare	Gaz réel isobare	Gaz parfait isochore	Gaz réel isochore
ρ	T^{-1}	$T^{-1,001}$	invariant	invariant
β	T^{-1}	T^{-1}	T^{-1}	T^{-1}
C_P	invariant	$T^{-0,028}$	invariant	$T^{-0,029}$
μ	$T^{0,5}$	$T^{0,734}$	$T^{0,5}$	$T^{0,735}$
λ	$T^{0,5}$	$T^{0,759}$	$T^{0,5}$	$T^{0,760}$
$\frac{\rho^2 \beta C_P}{\mu \lambda}$	T^{-4}	$T^{-4,52}$	T^{-2}	$T^{-2,52}$

Tableau 3.5 – Comportement des paramètres thermo-physiques de l'azote par rapport à la température dans la gamme de températures (300 K ; 500 K) [84] et application aux ATC.

Le comportement de la sensibilité vis-à-vis de la température va donc être étudié par la suite aussi bien grâce aux simulations par éléments finis qu'avec l'expérimentation. Dans la zone de linéarité du capteur, la sensibilité du capteur est la différence de température δT au niveau des détecteurs divisée par l'accélération Γ . Donc la température à considérer pour étudier la variation de S sera celle au niveau des détecteurs, notée T_D , donnée accessible aussi bien lors des simulations numériques que lors des mesures expérimentales.

Le comportement du capteur a d'abord été simulé dans le cas où il n'est pas étanche (cas isobare) et dans le cas étanche (cas isochore). Puis les résultats numériques ont été comparés dans chacun des cas aux résultats expérimentaux.

Cas non étanche

Dans le cas d'un ATC à cavité non étanche, la pression à l'intérieur de la cavité s'équilibre avec la pression extérieure : elle ne varie pas en cours de fonctionnement d'ou

un comportement isobare. La simulation est donc effectuée en maintenant la pression de l'air à 1 *bar* au sein de la cavité d'un accéléromètre de largeur 1 000 μm et en considérant le gaz comme parfait. Les résultats obtenus sont reportés sur la Figure 3.28. La régression linéaire en échelle log-log donne une pente $-4,01$, cohérente avec l'emploi d'un gaz parfait (Tableau 3.5).

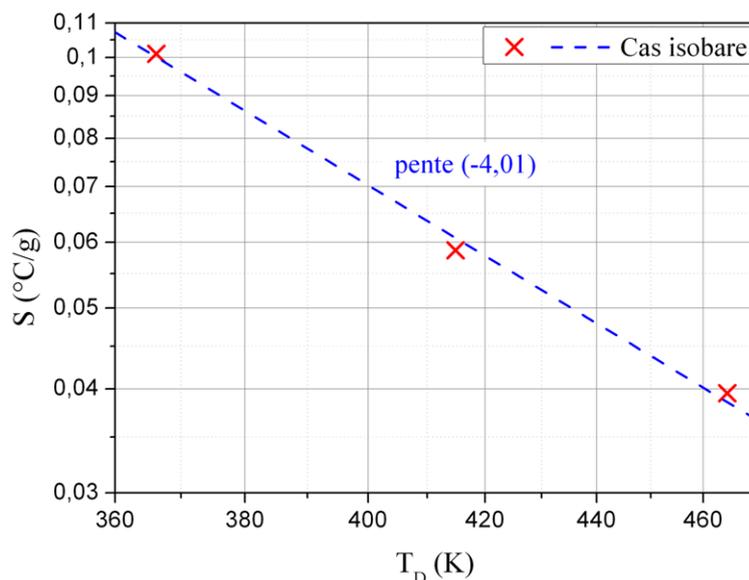


Figure 3.28 – Évolution de la sensibilité simulée en fonction de la température moyenne des détecteurs, T_D dans le cas isobare.

L'étude expérimentale est ensuite menée sur un accéléromètre de caractéristiques :

- largeur de cavité = 1 000 μm ;
- largeur de résistance de chauffe = 100 μm ;
- largeur de détecteur = 10 μm .

La température moyenne du gaz dans la cavité est contrôlée en régulant la température du substrat et en maintenant la hauteur de gradient thermique ΔT constant, comme décrit à la Figure 3.29.

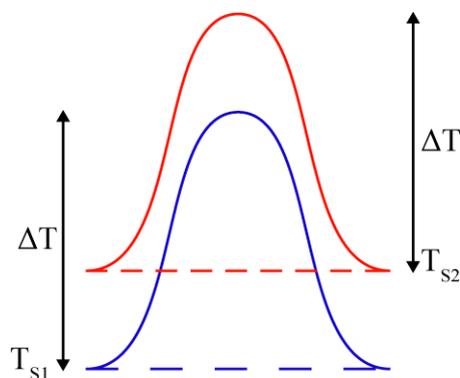


Figure 3.29 – Maintien du gradient thermique constant lors de la variation de la température du substrat.

Une fois le substrat chauffé, la mesure de la sensibilité est réalisée pour plusieurs hauteurs de gradient thermique ΔT et les résultats sont regroupés en Figure 3.30. Quelque soit la différence de température entre la résistance de chauffe et le substrat, une pente proche de $-4,6$ est déterminée en échelle log-log, comme prévue par l'analyse théorique du Tableau 3.5.

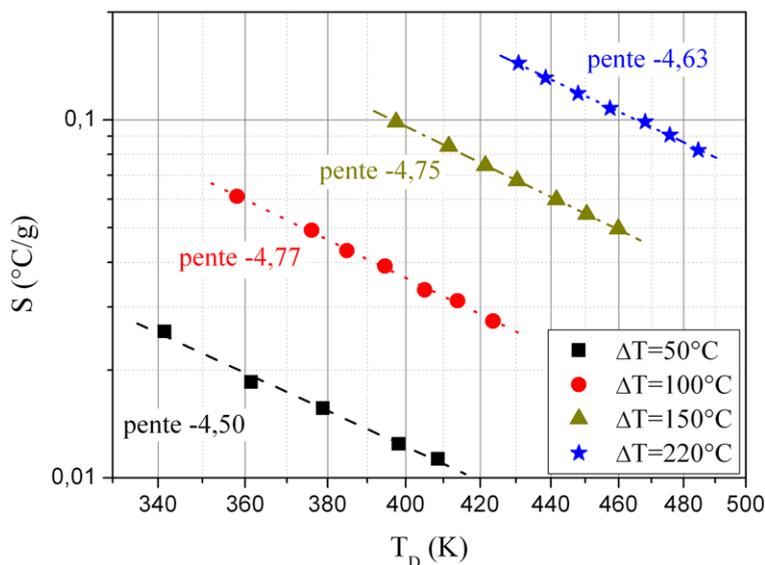


Figure 3.30 – Évolution de la sensibilité expérimentale S en fonction de T_D , pour différents ΔT , dans le cas d'un capteur non étanche.

Cas étanche

Dans le cas où la cavité de l'accéléromètre est étanche, la pression du gaz varie mais sa masse volumique ρ reste constante : c'est un comportement isochore. La simulation est alors réalisée pour une pression variable dans la cavité d'un accéléromètre de largeur $1\,000\ \mu\text{m}$ et en considérant le gaz comme parfait. Les résultats obtenus sont reportés sur la Figure 3.31 et la pente obtenue en échelle log-log est de $-2,12$, valeur cohérente avec l'utilisation d'un gaz parfait (Tableau 3.5).

Expérimentalement, la cavité est réalisée en collant une entretoise puis un capot en silicium au dessus de la cavité. Une première série de mesures nous a permis de démontrer que la colle utilisée dégazait dès que la température moyenne dans la cavité dépassait $150\ ^\circ\text{C}$. Pour s'affranchir de ce problème, le capteur est monté sur un boîtier TO16 et l'étanchéité est assurée par un cordon de soudure autour du capot du boîtier.

Le micro-accéléromètre utilisé pour cette série de mesures n'ayant pas de résistance de chauffe sur le substrat, il est placé dans un four contrôlé en température. Les tensions de sortie sont relativement faibles et assez dispersées. L'évolution de la sensibilité en fonction de la température moyenne des détecteurs est visible sur la Figure 3.32. La pente obtenue par régression linéaire de ces mesures est de $-2,91$. Cette pente confirme donc l'influence de l'étanchéité de la cavité sur le comportement de la sensibilité.

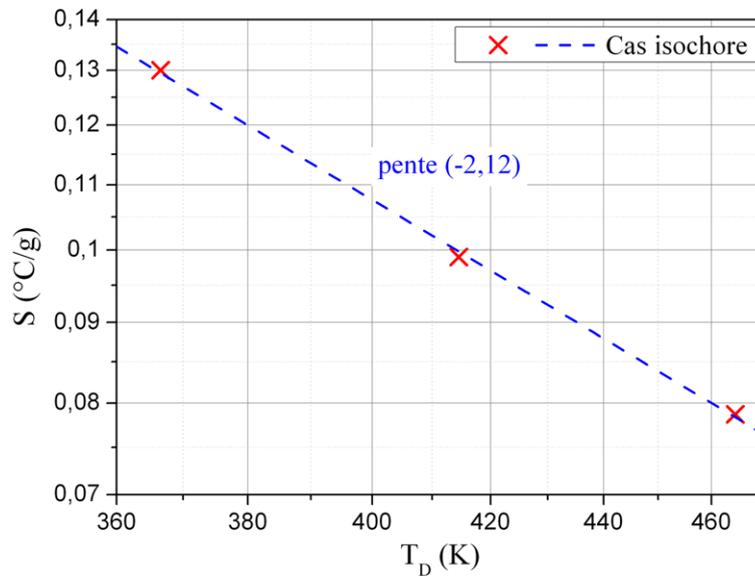


Figure 3.31 – Évolution de la sensibilité simulée en fonction de la température moyenne des détecteurs, T_D dans le cas isochore.

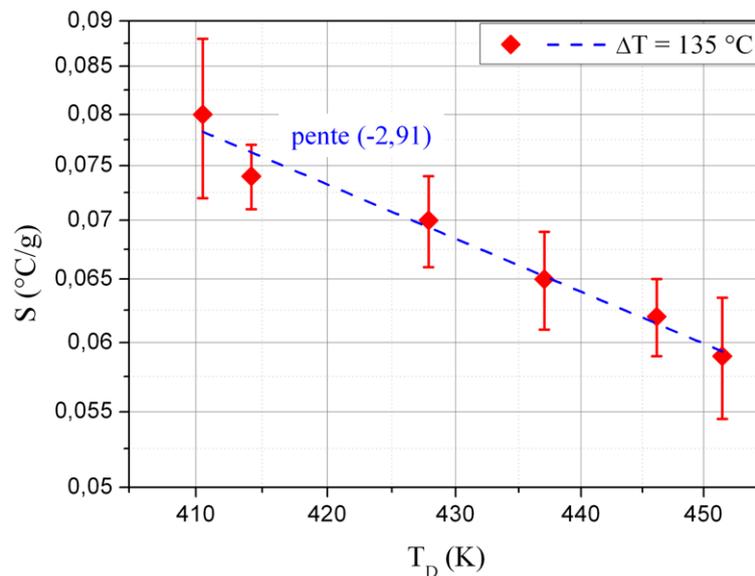


Figure 3.32 – Évolution de la sensibilité expérimentale S en fonction de T_D , dans le cas d'un capteur étanche.

Conclusions

Deux commentaires peuvent être faits sur cette étude de la dérive thermique de la sensibilité de l'ATC.

Tout d'abord, cette analyse a permis une nouvelle fois de montrer que le modèle utilisé pour décrire analytiquement le comportement de la sensibilité s'avère être bien adapté aux ATC étudiés. Même si la modélisation ne reproduit pas exactement la géométrie du dispositif étudié, le comportement expérimental est très proche de celui attendu.

La sensibilité dérivera moins du fait d'une modification de la température moyenne dans la cavité si le capteur est étanche ($-2,9 \text{ }^{\circ}\text{C}/(\text{g}\cdot\text{K})$) que dans le cas contraire

($\approx -4,65 \text{ }^\circ\text{C}/(\text{g.K})$).

Ceci nous amène directement à la deuxième conséquence qui décrit la gamme de température où l'emploi des ATC est possible. En effet, si le capteur est utilisé dans un environnement dit sévère, comme des températures élevées, cette étude nous permet de justifier l'emploi d'un capteur étanche pour mieux s'affranchir de l'influence de la température extérieure et conserver un signal de mesure exploitable. L'ajout d'un capteur de température placé à proximité de l'ATC permet de compenser la valeur de la sensibilité [5].

3.4.3 Étude de la réponse fréquentielle

3.4.3.1 Influence de la taille de l'ATC

Comme la sensibilité, la bande passante de l'ATC dépend de sa taille globale. La relation établie au paragraphe 2.4.3 pour la fréquence de coupure F_C à -3 dB est rappelée ici :

$$F_C \propto \frac{a}{r_o^2} \quad (3.6)$$

avec

- a , la diffusivité du fluide ;
- r_o , la demi-largeur de la cavité.

Une première approche a été menée par simulations par éléments finis et les résultats reportés en Figure 3.33 : en effectuant une régression linéaire en échelle log-log, une pente de $-2,06$, valeur en accord avec l'analyse théorique, a été obtenue.

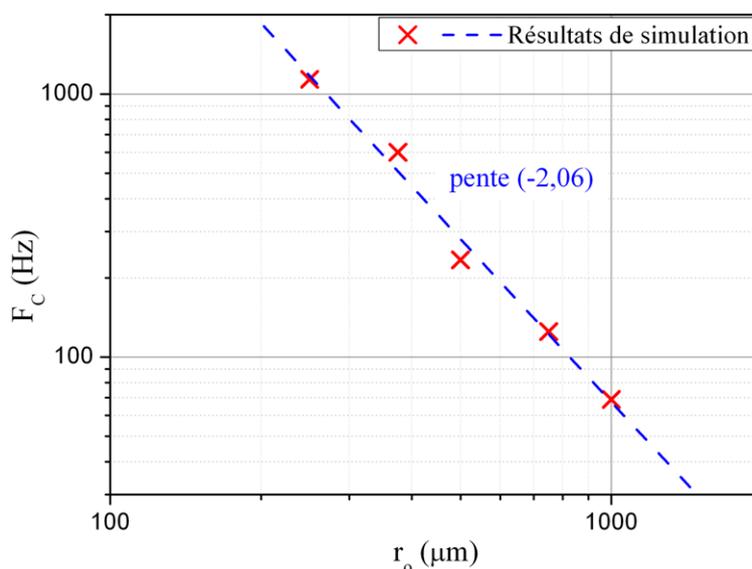


Figure 3.33 – Fréquence de coupure à -3 dB F_C obtenue par simulations par éléments finis en fonction du rayon extérieur équivalent r_o .

La bande passante est donc inversement proportionnelle au carré de la demi-largeur de la cavité : plus la cavité aura une taille réduite, plus grande sera la bande passante.

La fréquence de coupure simulée comme celle modélisée par la relation (3.6) ne prennent en compte que la réponse du fluide à une variation d'accélération. Cependant, lors des mesures expérimentales, le temps de réponse des détecteurs à une modification de température rentre aussi en compte dans le temps de réponse globale du capteur, qui est d'autant plus grand que le détecteur est large [40]. La fréquence de coupure analytique correspond donc à la fréquence de coupure du système {fluide; détecteurs} dans le cas où les détecteurs répondent instantanément.

L'étude a été menée sur des capteurs réels pour confronter les résultats théoriques aux mesures expérimentales. Pour un accéléromètre de largeur $1\,000\ \mu\text{m}$, le diagramme de Bode en amplitude présenté en Figure 3.34 montre une fréquence de coupure à $-3\ \text{dB}$ F_C de $120\ \text{Hz}$. Dans un premier temps, la réponse fréquentielle décroît avec une pente de $-20\ \text{dB/décade}$ puis pour des fréquences plus élevées avec une pente de $-40\ \text{dB/décade}$. L'approximation d'un comportement de type passe-bas premier ordre faite en partie 2.4.3.1 est donc approprié pour les accéléromètres même si pour des fréquences supérieures, le système se comporte comme un passe-bas du second ordre.

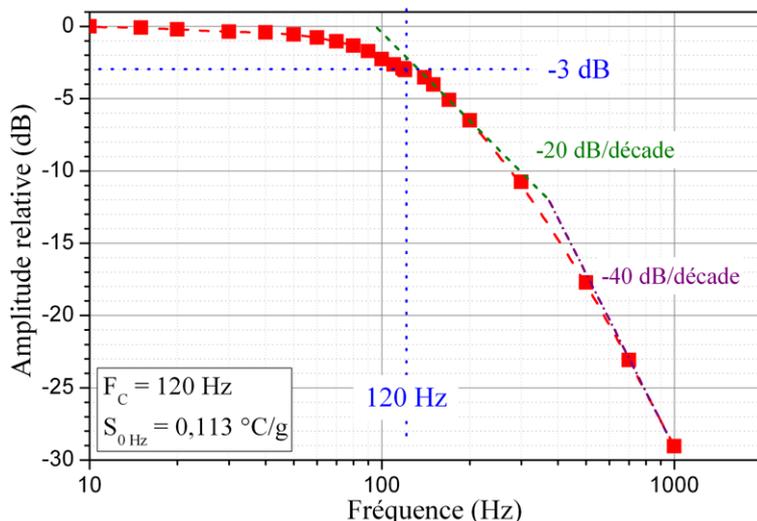


Figure 3.34 – Réponse fréquentielle d'un accéléromètre de largeur de cavité $1\,500\ \mu\text{m}$.

Dans le cas d'un micro-accéléromètre de largeur $800\ \mu\text{m}$, la réponse fréquentielle (Figure 3.35) montre une fréquence de coupure $F_C = 420\ \text{Hz}$, ce qui est bien supérieur à ce qui se trouve dans l'état de l'art. De plus, le comportement de type passe bas premier ordre est retrouvé, confirmant cette hypothèse.

Donc lorsque la taille des capteurs est diminuée, une grande bande passante peut être atteinte pour des systèmes basés sur un phénomène thermique et ce, sans avoir à recourir à un fonctionnement en boucle fermée [35][41].

3.4.3.2 Influence de la position des détecteurs

Contrairement à l'expression de la sensibilité (3.4), l'expression de la fréquence de coupure (3.6) ne dépend pas de la position des détecteurs dans la cavité. Pour s'en assurer, la réponse fréquentielle a été mesurée sur le micro-accéléromètre présenté en Figure 3.2

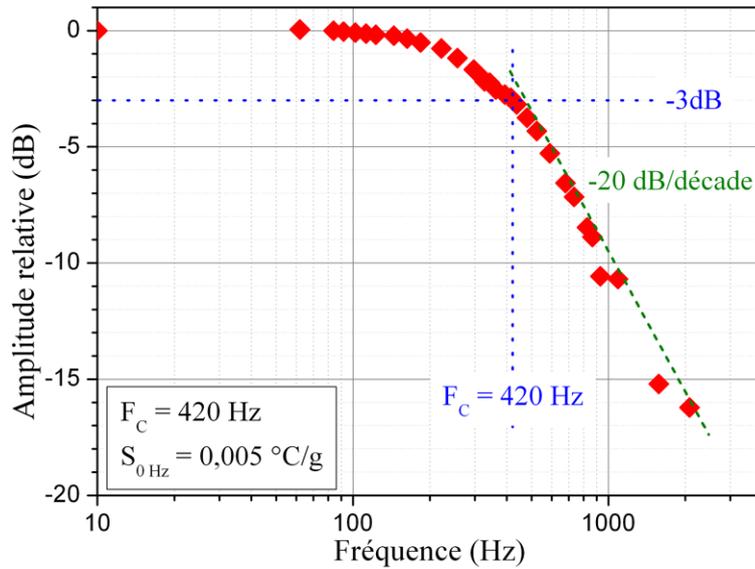


Figure 3.35 – Réponse fréquentielle d'un micro-acceleromètre de largeur de cavité $800 \mu m$.

et les diagrammes de Bode en amplitude obtenus sont présentés en Figure 3.36 pour les paires de détecteurs situés à $100 \mu m$ et à $150 \mu m$. La mesure avec la troisième paire de détecteurs, à $200 \mu m$, n'a pas été probante car la sensibilité est trop faible pour donner un signal exploitable. Les fréquences de coupure obtenus sont du même ordre de grandeur confirmant donc la non influence de la position des détecteurs sur la bande passante.

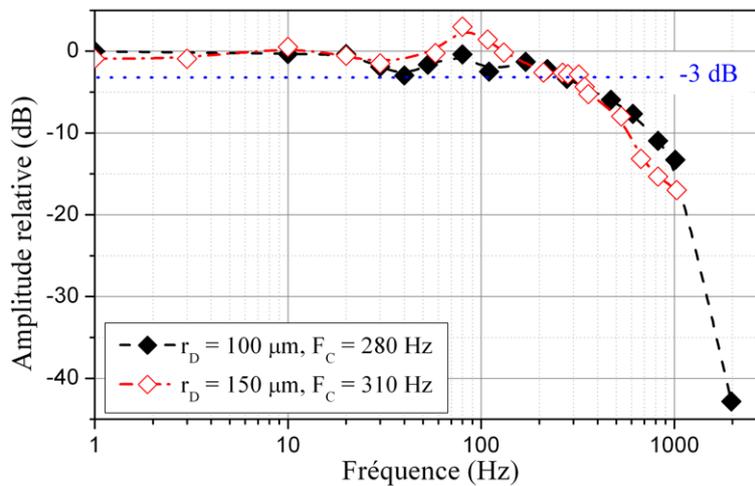


Figure 3.36 – Réponse fréquentielle d'un micro-acceleromètre suivant la position des détecteurs dans la cavité.

3.4.4 Grande étendue de mesure

3.4.4.1 Effet des dimensions du capteur

Comme décrit dans l'état de l'art, il existe peu de capteurs inertiels capable de supporter des accélérations allant jusqu'à $20\,000 g$, la plupart étant basés sur le principe d'une

masse solide sismique. En utilisant la masse de fluide chauffé localement comme masse sismique et aucune masse solide en mouvement, l'ATC offre une très grande résistance aux chocs. Après un essai choc à 22 000 g , atteint par tir canon, les accéléromètres testés n'ont subi aucune modification de leur comportement : ni les propriétés thermo-résistifs n'ont varié, ni la sensibilité et la bande passante [35].

De plus, il existe un nombre encore plus faible d'accéléromètres ayant une étendue de mesure de quelques dizaines de milliers de g . Or comme montré à la Figure 3.26, les ATC, suivant la largeur de la cavité r_o , ont une sensibilité qui varie d'un ordre de grandeur : de 0,005 $^{\circ}C/g$ pour $r_o = 258 \mu m$ à 0,2 $^{\circ}C/g$ pour $r_o = 750 \mu m$, pour une même hauteur de gradient thermique $\Delta T = 200 \text{ }^{\circ}C$. Or un rapide calcul d'ordre de grandeur permet de montrer que dans le cas du micro-accéléromètre, une accélération de 1 000 g provoquera une différence de température δT de 5 $^{\circ}C$, comprise dans la zone linéaire. Tandis que dans le cas de l'accéléromètre, ce même niveau d'accélération entraînera une différence de température théorique de $\delta T = 200 \text{ }^{\circ}C$, égale dans ce cas à la hauteur du gradient thermique ΔT , ce qui implique expérimentalement une saturation de la sortie du capteur qui est intervenue pour des accélérations bien inférieures.

Ainsi en réduisant la taille des ATC, il est possible d'augmenter de façon significative leur étendue de mesure, ce qui entraîne en parallèle une augmentation de leur bande passante. Une première étude a été menée par simulations par éléments finis en faisant varier la largeur de la cavité d'un ATC. Sur la Figure 3.37 sont tracées les sensibilités simulées en fonction du niveau d'accélération imposé sur l'accéléromètre. En réduisant suffisamment la taille de la cavité ($r_o \approx 100 \mu m$), la mesure d'accélération pourrait s'étendre jusqu'à 100 000 g .

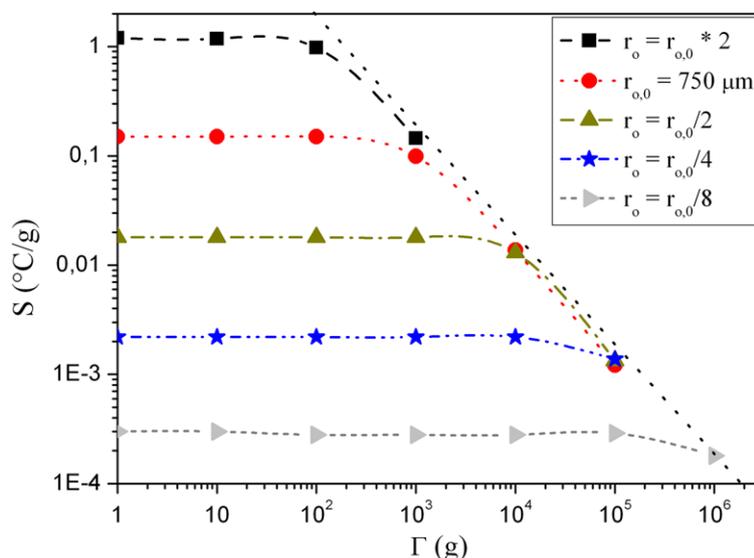


Figure 3.37 – Simulation des plages de linéarité atteignables suivant la largeur de la cavité.

En utilisant le montage décrit au paragraphe 3.4.1.3, les plages de linéarité de deux ATC sont mesurés et tracés en Figure 3.38. L'accéléromètre de largeur de cavité 1 500 μm est linéaire jusqu'à 250 g environ avec une sensibilité de $S = 0,157 \text{ }^{\circ}C/g$ puis entre

en régime de saturation pour des niveaux d'accélération supérieurs, comme prévu par la simulation. La transition entre les deux domaines intervient pour une différence de température comprise entre 40 et 50 °C. À très fortes accélérations, la différence de température δT entre les deux détecteurs décroît avec l'augmentation de Γ .

Dans le cas d'un micro-acceleromètre de largeur de cavité 800 μm , la sensibilité est plus faible, $S = 0,0048 \text{ }^\circ C/g$, mais à 3 000 g , la réponse du capteur est toujours rigoureusement linéaire.

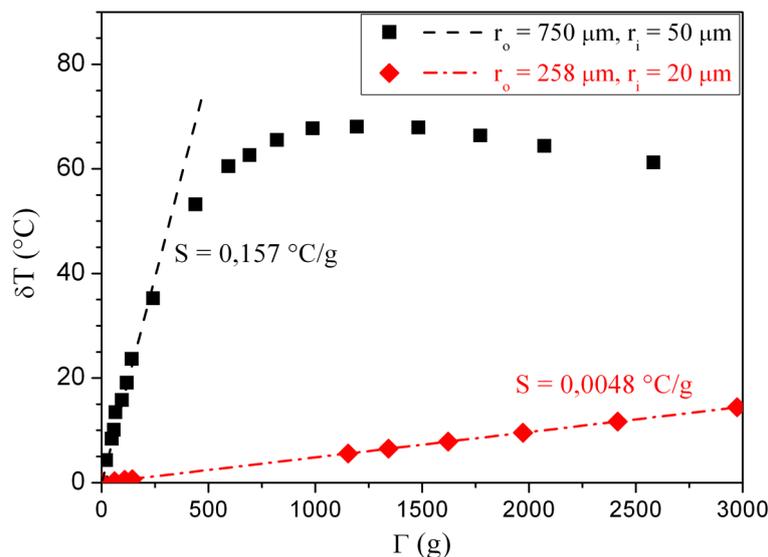


Figure 3.38 – Différence de température δT mesurée en fonction de l'accélération Γ , suivant la taille du capteur.

Ainsi la diminution de la taille de la cavité est un élément important pour pouvoir élargir le domaine de linéarité des ATC et atteindre des mesures d'accélérations élevées.

3.4.4.2 Mesures de fortes accélérations

La centrifugeuse employée permet d'imposer des accélérations jusqu'à 10 000 g et les réponses issues de deux micro-acceleromètres de largeur 800 μm et 600 μm sont tracées en Figure 3.39. De même que précédemment, suivant la taille du capteur, la limite de linéarité n'est pas la même. Cependant dans les deux cas, les étendues de mesure sont largement supérieures à ceux qui se trouvent dans l'état de l'art. Il est utile de noter que la mesure d'une accélération comprise entre 1 000 et 6 000 g devra préférentiellement être mesurée avec le micro-acceleromètre de 800 μm . Enfin, le micro-acceleromètre de largeur 600 μm présente une erreur de linéarité inférieure à $\pm 5\%$ jusqu'à 10 000 g .

Il semble donc que la gamme de mesure allant jusqu'à la centaine de milliers de g prédit par la simulation soit réalisable expérimentalement. Le plus difficile ne serait alors pas de fabriquer un tel ATC mais bien de concevoir un banc de test pouvant appliquer des valeurs d'accélérations aussi élevées et une électronique adaptée.

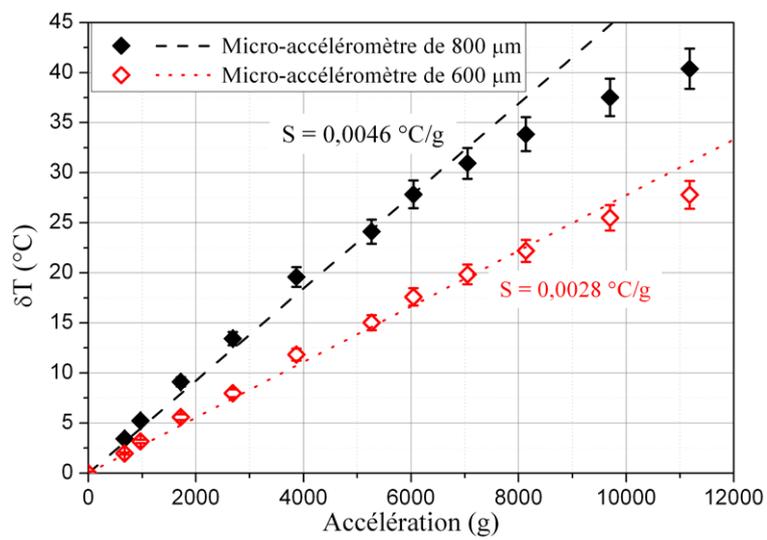


Figure 3.39 – Réponse de deux micro-acceleromètres de largeur $800 \mu\text{m}$ et $600 \mu\text{m}$ à l'accélération imposée par la centrifugeuse. Les barres d'erreur correspondent à la valeur $\pm 5\%$. Les « vraies » barres d'erreur sont trop faibles pour être visibles sur le graphique.

3.5 Accéléromètres à deux axes de détection

3.5.1 Mesure d'accélération dans un plan

Les accélérations qui sont mesurées ne sont pas toujours dirigées suivant l'axe exact de détection de l'accéléromètre. Il faut alors recourir à l'utilisation d'un deuxième accéléromètre orienté perpendiculairement au premier pour pouvoir déterminer l'accélération dans le plan formé par les deux axes de détection. L'encombrement est alors double par rapport au mono-axe de détection et une erreur dans la reconstruction du vecteur accélération peut apparaître si les deux axes de détection ne sont pas rigoureusement perpendiculaires, erreur appelée « cross-over ».

Ces deux problèmes peuvent être résolus en ayant recours à un accéléromètre à deux axes de détection tel que celui présenté à la Figure 3.40, où la cavité a une largeur de 1 500 μm . La résistance de chauffe n'est plus un pont suspendu mais un plateau chauffant situé au centre de la cavité et suspendu par quatre bras, dont deux sont dédiés à l'alimentation en courant. Les deux axes de détection sont réalisés par deux paires de thermo-résistances perpendiculaires l'une à l'autre. Lors de la réalisation du masque pour la photolithographie, les deux axes ont été dessinés orthogonaux réduisant donc théoriquement les risques de cross-over.

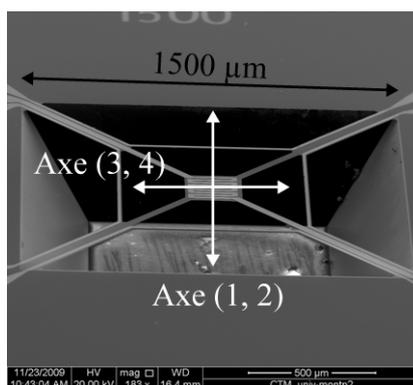


Figure 3.40 – Image MEB d'un ATC à deux axes de détection.

Dans cette partie, deux tailles de capteur sont étudiées et leurs dimensions respectives sont reportées dans le Tableau 3.6. Les détecteurs de chacun des deux types sont parallèles aux côtés de la cavité (Figure 3.40).

	Accéléromètre 1	Accéléromètre 2
Largeur de la cavité (μm)	800	1 500
Largeur de la résistance de chauffe (μm)	120	220
Largeur des détecteurs (μm)	10	15
Distance chauffe-détecteur (μm)	195	370

Tableau 3.6 – Dimensions des ATC à deux axes de détection.

3.5.2 Caractérisation du profil de température

Le profil de température lorsque l'ATC est alimenté par les courants nominaux est présenté en Figure 3.41 ainsi que le profil de température obtenu par le modèle sphérique avec un rayon r_o égal à la demi-largeur de la cavité, soit $750 \mu m$. Ce modèle sphérique décrit au paragraphe 2.4.2 est donc bien adapté aux capteurs à deux axes de détection.

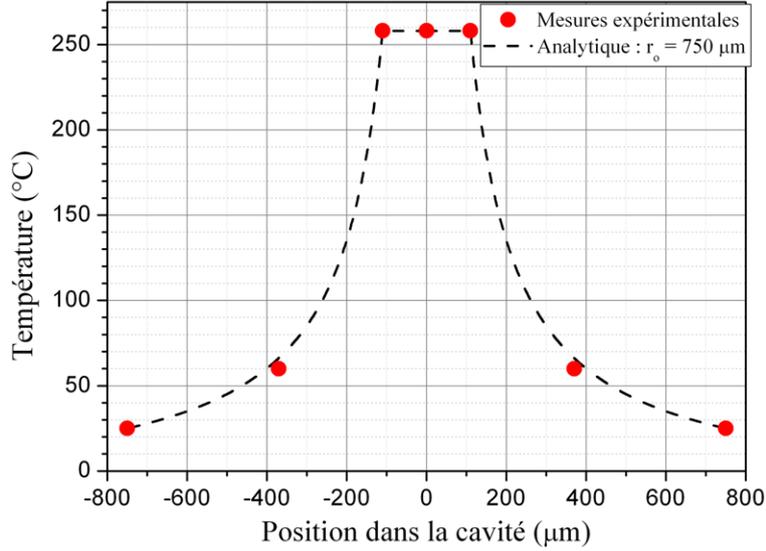


Figure 3.41 – Profils de température expérimental et analytique pour l'accéléromètre 2.

3.5.3 Caractérisation de la sensibilité

La modélisation des ATC à deux axes de détection par un modèle à deux sphères concentriques avait permis d'établir une relation liant la sensibilité avec les paramètres thermo-physiques du fluide, les conditions expérimentales et les dimensions géométriques comme rappelé ci-dessous :

$$S = \frac{\delta T(r_D^*, \theta, R^*)}{\Gamma} = 2 \frac{\rho^2 \beta C_P}{\mu \lambda} (T_H - T_S)^2 r_i^3 T_1^* (r_D^*, \theta, R^*) \quad (3.7)$$

avec

- Γ , l'accélération imposée au capteur ;
- $r_D^* = r_D/r_i$, la position adimensionnée des détecteurs ;
- $R^* = r_o/r_i$, le rapport entre la demi-largeur de la cavité sur celle de la résistance de chauffe ;
- θ , l'angle correspondant à la position des détecteurs, donc soit le couple $(0; \pi)$ pour un axe, soit $(\pi/2; 3\pi/2)$ pour l'autre axe ;
- ρ , la masse volumique du fluide ;
- β , le coefficient de dilatation thermique isobare du fluide ;
- C_P , la chaleur massique isobare du fluide ;
- μ , la viscosité dynamique du fluide ;
- λ , la conductivité thermique du fluide ;

- T_H (respectivement T_S), la température de la résistance de chauffe (respectivement du substrat) ;
- T_1^* , la répartition de température dans le fluide due aux échanges convectifs.

Les résultats du modèle sphérique sont comparés à la sensibilité expérimentale pour chaque axe de détection de l'accéléromètre 2 et les résultats sont montrés en Figure 3.42. Le modèle sphérique est bien adapté pour décrire l'ATC à deux axes de détection.

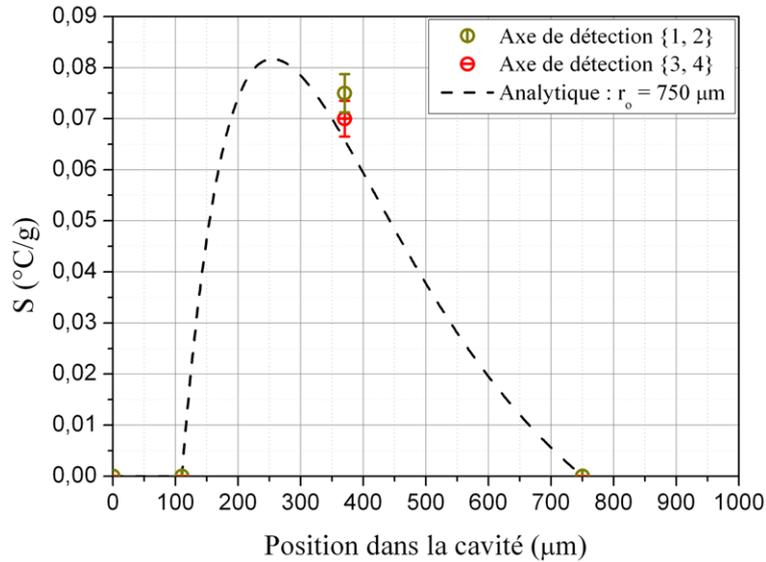


Figure 3.42 – Évolution de la sensibilité des deux axes de détection de l'accéléromètre 2 suivant la position dans la cavité et comparaison avec le modèle analytique.

Cette mesure permet aussi de se rendre compte que les détecteurs ne sont pas bien placés dans la cavité en termes d'optimisation de sensibilité. Ceci est dû au fait que les masques de photolithographie ont été fabriqués avant que l'étude analytique pour les ATC à deux axes de détection ne soit réalisée : les détecteurs ont été placés à la position qui maximise la sensibilité des capteurs à un axe de détection. Or les deux positions optimales sont différentes comme expliqué au paragraphe 2.4.2.4 : pour les mêmes rayons r_i et r_o , dans le cas du modèle cylindrique, la sensibilité était maximale à la position $r_{opt} = 3,95r_i$ alors que dans le cas du modèle sphérique, la position optimale se situe en $r_{opt} = 2,7r_i$, c'est-à-dire plus proche de la résistance de chauffe.

Si les détecteurs étaient rapprochés du centre pour coïncider avec la position optimale, la taille des résistances suspendues devrait diminuer pour conserver une symétrie entre les deux axes de détection. Dans ce cas, la résistance à $0^\circ C$, R_0 , serait plus faible ce qui diminuerait la différence de tension mesurée en sortie du pont de Wheatstone, d'après la relation (C.9). Cependant, cette baisse de sensibilité $\delta V/\delta T$ est compensée par une augmentation de la sensibilité même du capteur $S = \delta T/\Gamma$.

Le Tableau 3.7 donne un récapitulatif des sensibilités obtenues pour chaque type d'accéléromètres. Chaque axe a donc une sensibilité équivalente à l'axe perpendiculaire. De plus, la décroissance de la sensibilité avec la diminution de la taille du capteur est retrouvée.

	Accéléromètre 1	Accéléromètre 2
Sensibilité suivant l'axe (1, 2)	0,023 °C/g	0,070 °C/g
Sensibilité suivant l'axe (3, 4)	0,025 °C/g	0,075 °C/g

Tableau 3.7 – Sensibilités expérimentales obtenues pour les ATC à deux axes de détection.

La correspondance entre les résultats issus du modèle analytique de sensibilité, développés au paragraphe 2.4.2, et les résultats expérimentaux ne sera pas poursuivie ici. En effet, les valeurs de sensibilité issues du calcul et qui sont étudiées en fonction des dimensions sont celles déterminées à la position qui la maximise, contrairement aux mesures expérimentales. Cette différence induirait un biais supplémentaire sur l'erreur entre le modèle et le cas réel. De plus, seules deux tailles différentes de capteurs ont été réalisés (800 μm et 1 500 μm), ce qui ne permet pas de procéder à une étude comportementale rigoureuse.

3.5.4 Mesure du cross-over

Par construction, il ne devrait pas y avoir de cross-over entre les deux axes de détection car ils ont été dessinés perpendiculaires l'un à l'autre lors de la conception du masque de photolithographie.

Pour s'en assurer, le capteur est monté sur le banc de caractérisation de la sensibilité de façon à imposer une accélération suivant l'axe perpendiculaire à celui effectivement testé. Le Tableau 3.8 dresse le récapitulatif des cross-over pour les deux tailles d'accéléromètres et donne l'importance du cross-over par rapport à la sensibilité de l'axe considéré.

	Accéléromètre 1	Accéléromètre 2
Cross-over suivant l'axe (3, 4)	0,000 6 °C/g	0,004 °C/g
Erreur relative à la sensibilité	$\frac{0,000\ 6}{0,025} = 2,4\%$	$\frac{0,004}{0,075} = 5,7\%$

Tableau 3.8 – Cross-over expérimentaux obtenus pour les ATC à deux axes de détection sur un axe de détection et importance par rapport à la sensibilité de l'axe considéré.

Ainsi, aussi bien pour l'accéléromètre 1 que pour le 2, le cross-over est relativement faible et il doit être majoritairement dû à une erreur d'alignement entre le substrat et la plaque sur laquelle est monté le capteur.

3.5.5 Caractérisation de la bande passante

La bande passante des accéléromètres à deux axes de détection a aussi été caractérisée. La Figure 3.43 montre un diagramme de Bode en amplitude obtenu avec l'axe (3, 4) de l'accéléromètre 1. La fréquence de coupure F_C mesurée est de 145 Hz, valeur proche de celles mesurées avec les ATC à un axe de détection de dimension similaire.

Pour l'accéléromètre 2, la fréquence de coupure F_C mesurée est de 70 Hz, valeur cohérente avec les capteurs de taille similaire à un axe de détection.

Donc contrairement à la sensibilité qui n'est pas régi par les mêmes lois de comportement suivant que le capteur est un ou deux axes de détection, le modèle choisi pour

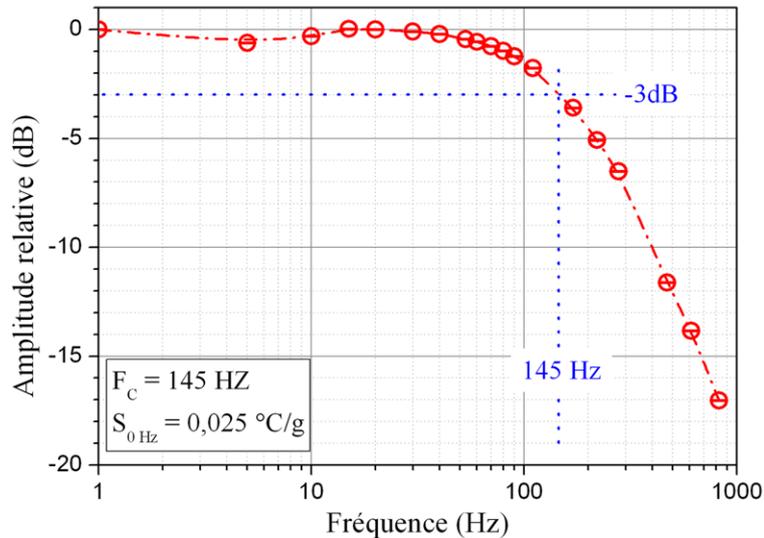


Figure 3.43 – Diagramme de Bode en amplitude de l’axe (3, 4) de l’accéléromètre 1.

modéliser la bande passante de l’ATC n’est pas influencé, en première approximation, par la géométrie du capteur mais uniquement par le fluide employé pour la détection et la dimension de la cavité.

3.5.6 Grande étendue de mesure

Pour appliquer de fortes accélérations aux accéléromètres à deux axes de détection, le même dispositif que celui employé au paragraphe 3.4.1.3 a été utilisé. Un seul axe peut être testé à chaque essai car l’électronique a été conçue pour mesurer uniquement un axe de détection à la fois.

Les deux types d’accéléromètres ont été testés et un exemple de résultat obtenu sur l’axe (3, 4) de l’accéléromètre 1 est montré en Figure 3.44 et permet de conclure à une plage de linéarité de 1250 g pour un accéléromètre de largeur 800 μm . La mesure sur l’accéléromètre 2 a aussi été entreprise et abouti à une plage de linéarité plus faible, proche de 150 g .

Contrairement aux capteurs à un axe de détection de taille similaire, la limite de linéarité est atteinte à des accélérations bien inférieures. Ceci s’explique simplement par le fait que la température moyenne des détecteurs est de 60 $^{\circ}C$ lorsqu’aucune accélération n’est appliquée.

Pour rappel, dans le cas des accéléromètres à un axe de détection, la température des détecteurs est proche de 100 $^{\circ}C$. Or le refroidissement maximal d’un détecteur ne peut pas excéder la dizaine de degrés sans s’approcher de la température du substrat.

Dans ce cas, la plage de linéarité n’est pas limitée par les dimensions de la cavité (Figure 3.37) mais par la température même des détecteurs qui ne peuvent pas avoir une température inférieure à la température du substrat.

La caractérisation de la plage de linéarité des accéléromètres à deux axes de détection ne pourra donc se faire correctement que lorsque les détecteurs auront été placés à

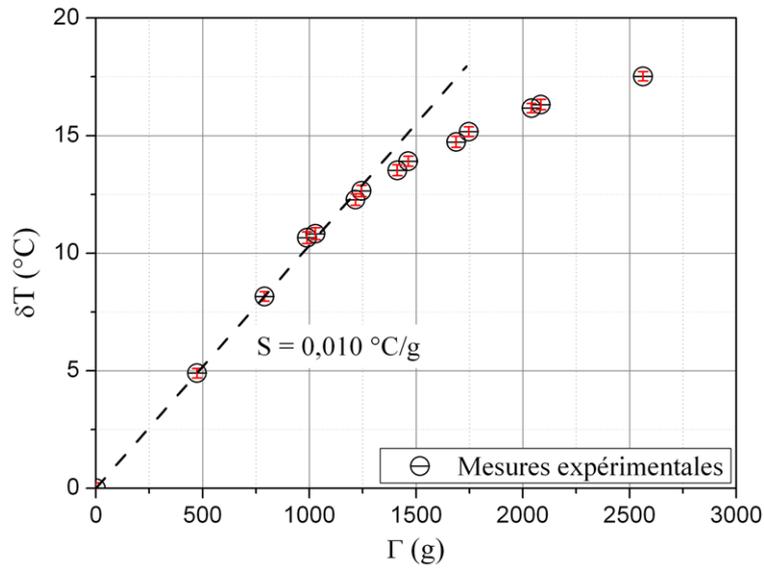


Figure 3.44 – Réponse de l'axe (3, 4) de l'accéléromètre 1 à une accélération. Les barres d'erreur correspondent à la valeur $\pm 5\%$. Les « vraies » barres d'erreur sont trop faibles pour être visibles sur le graphique.

la position qui maximise la sensibilité, permettant alors une variation optimale de leur température. La concordance entre le modèle analytique et les expériences pourra alors aussi être menée à terme.

3.6 Caractérisation du bruit des ATC à détecteurs thermo-résistifs

Une caractéristique importante pour un capteur est le niveau de bruit du signal de mesure. En effet, plus le niveau de bruit dans le signal mesuré est élevé, plus la traduction en accélération sera empreinte d'erreur.

L'influence du bruit sur la mesure est caractérisée par le paramètre appelé « rapport signal sur bruit » et noté **RSB**. Il correspond au rapport du carré de la valeur efficace du signal utile S_{eff} sur celui de la valeur efficace du bruit N_{eff} [85] soit :

$$\text{RSB} = \frac{S_{eff}^2}{N_{eff}^2} \quad (3.8)$$

Les origines théoriques de bruit sont bien connues et celles susceptibles d'exister dans les résistances suspendues de l'ATC vont être dans un premier temps listées puis les mesures expérimentales de bruit permettront de conclure sur les sources de bruit présentes.

3.6.1 Sources de bruit théoriques

Il existe principalement deux types de bruit qui sont susceptibles d'apparaître dans une résistance métallique :

- le bruit thermique, lié aux mouvements des électrons dans la couche conductrice ;
- le bruit dit en $1/f$, qui ne se rencontre qu'à basses fréquences.

3.6.1.1 Bruit fondamental : bruit thermique

Le bruit thermique est le bruit caractéristique des résistances. Il est aussi appelé bruit de Johnson-Nyquist et il est lié à l'agitation thermique des électrons dans la couche conductrice [86].

La tension efficace issue du bruit thermique E_R aux bornes d'une résistance R à la température T s'exprime par [87] :

$$E_R = \sqrt{4k_B T R}, \text{ exprimée en } [V_{eff} \cdot Hz^{-1/2}] \quad (3.9)$$

Le bruit thermique est indépendant de la fréquence considérée, il est dit blanc par analogie avec le spectre de la lumière. Ce bruit correspond au minimum de bruit présent dans un système électronique : c'est le minimum de détection, ou résolution.

La relation (3.9) montre que le bruit dans la résistance est corrélée avec sa température. Le niveau de bruit dans les détecteurs de l'ATC sera ainsi lié à leur température : c'est une contrainte importante pour son utilisation en tant que détecteur de température.

Pour toute résistance, le modèle électrique qui permet de prendre en compte le bruit thermique est celui d'une résistance R non bruyante, en série avec un générateur de tension E_R .

3.6.1.2 Bruit en excès : bruit en $1/f$

Expérimentalement, la mesure du bruit en basses fréquences (inférieure à la dizaine de Hertz) donne une composante dont la densité spectrale varie approximativement en $1/f$. Ce type de bruit apparaît aussi bien dans les semi-conducteurs, que dans les résistances au carbone et les résistances réalisées en couches minces [87].

3.6.2 Mesures expérimentales du bruit dans les résistances

Les mesures expérimentales ont été réalisées sur les résistances suspendues d'un accéléromètre à un axe de détection dont les caractéristiques sont les suivantes :

- largeur de cavité : $1\ 000\ \mu m$;
- largeur de la résistance de chauffe : $100\ \mu m$;
- largeur d'un détecteur : $10\ \mu m$.

Le spectre de bruit est mesuré avec un analyseur de spectre. Les deux types de résistances disponibles ont été testés : la résistance de chauffe et un des détecteur de température thermo-résistif.

Dans un premier temps, la résistance de chauffe a été analysée. Les résultats de mesures sont visible en Figure 3.45 : les différentes courbes correspondent aux densités spectrales de tension mesurée en fonction du courant injecté dans la résistance de chauffe. Pour pouvoir mesurer les niveaux de signaux, un amplificateur de tension est utilisé et son spectre est aussi tracé sur la Figure 3.45. Ce qui permet de conclure que la densité spectrale mesurée pour chaque courant à basses fréquences est due à l'amplificateur et non au bruit en $1/f$. À fréquences élevées, seul le bruit thermique, indépendant de la fréquence est détecté.

L'injection de $6\ mA$ sur la résistance de chauffe a passé sa température de l'ambiante à $45\ ^\circ C$ sans que le niveau de bruit augmente.

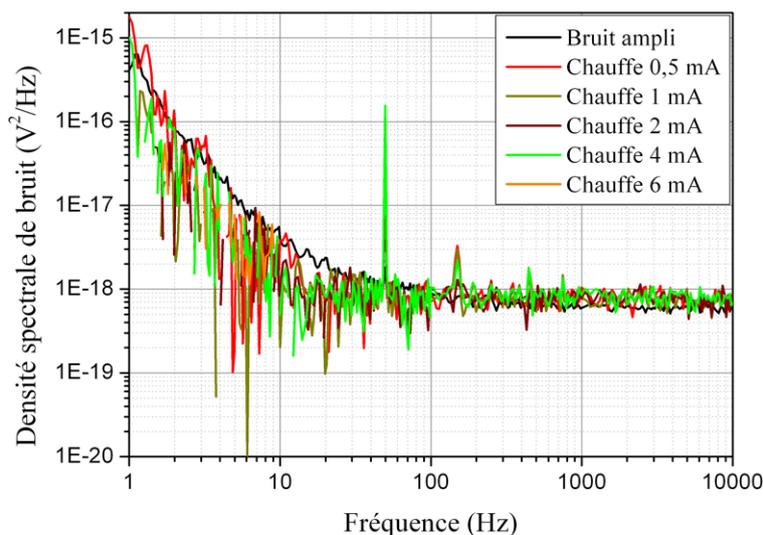


Figure 3.45 – Densité spectrale expérimentale de bruit de la résistance de chauffe suivant le courant injecté et densité spectrale de l'amplificateur utilisé pour la mesure.

Les mesures effectuées sur un des détecteurs de température sont montrées sur la Figure 3.46 ainsi que le niveau de bruit de l'amplificateur. Lorsqu'aucun courant n'est injecté dans le détecteur, la relation (3.9) peut être vérifiée : la valeur de résistance peut être retrouvée à partir de la valeur de la densité spectrale. Le niveau de bruit en $1/f$ étant proportionnel au courant injecté [85], nous pouvons remarquer que le bruit en basses fréquences n'est pas lié à ce phénomène : le bruit mesuré en injectant $1,5 \text{ mA}$ dans le détecteur est supérieur à celui mesuré en injectant 2 mA . Aux fréquences supérieures, l'influence du bruit thermique est à nouveau vérifiée et une tension équivalente de bruit de $N_{eff} = 3 \times 10^{-18} \text{ V}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ est mesurée.

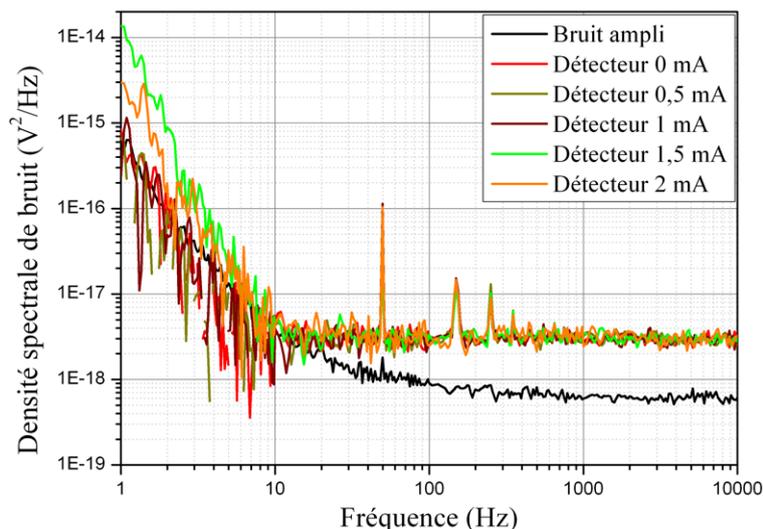


Figure 3.46 – Densité spectrale expérimentale de bruit d'un détecteur thermo-résistif suivant le courant injecté.

L'injection de 2 mA dans le détecteur fait augmenter sa température de $6 \text{ }^\circ\text{C}$ sans que le niveau de bruit soit modifié. Or suivant le niveau d'accélération appliquée au capteur, il est possible que cette variation de température soit provoquée par les mouvements de convection. Ceci nous permet donc de vérifier que le niveau de bruit sur un détecteur ne sera pas sensible à l'accélération imposée à l'ATC.

La conversion en résolution d'accélération est entreprise ci-après. Dans un premier temps, la conversion en limite de détection de résistance est faite :

$$N_R = \frac{\sqrt{N_{eff}}}{I} = 8,7 \times 10^{-7} \Omega \cdot \sqrt{\text{Hz}}^{-1} \quad (3.10)$$

Grâce aux coefficients thermo-résistifs (α , R_0) du détecteur, cette valeur N_R peut être convertie en limite de détection de température :

$$N_T = \alpha R_0 N_R = 3,8 \times 10^{-7} \text{ }^\circ\text{C} \cdot \sqrt{\text{Hz}}^{-1} \quad (3.11)$$

Cette valeur correspond alors à une limite de détection d'accélération de :

$$N_\Gamma = \frac{N_T}{S} = 3,8 \times 10^{-6} g \quad (3.12)$$

Cette limite de résolution en accélération est identique à celle qui a été déterminé avec les moyens de caractérisation de la SAGEM [88].

3.6.3 Bruit pour d'autres types de détecteurs de température

La bibliographie permet de comparer les limites de détection théorique de différentes technologies de capteur de température que sont les thermo-résistances, les thermocouples et les détecteurs pyroélectriques.

3.6.3.1 Limite de détection d'une thermo-résistance

Les thermo-résistances sont des détecteurs de température passifs. En tant que résistance, lorsque la mesure de température est effectuée par une thermo-résistance réalisée en matériau massif, celle-ci est uniquement perturbée par le bruit thermique présenté au paragraphe 3.6.1.1.

Cependant, pour pouvoir mesurer des températures locales, l'utilisation de résistances de taille inférieure réalisées en technologie couches minces est privilégiée. Cet amincissement des résistances provoque l'apparition du bruit en excès, dit en $1/f$, comme décrit au paragraphe 3.6.1.2 [87].

Une résistance de température PT100 telle que celles disponibles dans le commerce ont une température équivalente de bruit égale à [86] :

$$\delta T_{th} = 1,67 \mu K \tag{3.13}$$

Cette valeur correspond à la plus petite valeur de température qui puisse être discernable par la résistance PT100. Dans ce cas, son temps de réponse est de 400 ms [86].

Ces valeurs dépendent de la géométrie du détecteur puisqu'une membrane de platine de 1000 μm de large est capable de détecter une différence de température permanente de 70 mK avec un temps de réponse de 10,6 ms [89].

3.6.3.2 Limite de détection d'un thermocouple

Un autre détecteur de température est basé sur l'effet Seebeck entre deux matériaux différents : le thermocouple. Un des deux matériaux est placé à une température de référence et l'autre dans l'environnement où la température doit être mesurée. Alors, à une différence de température entre les deux jonctions correspond une différence de potentiel entre ces deux points. Le thermocouple ne donne donc qu'une température relative à celle de référence et non pas la température absolue.

Pour augmenter la sensibilité, les thermocouples peuvent être placés en série, formant alors une thermopile.

De même que pour les thermo-résistances, le bruit dans les thermocouples tire son origine du bruit thermique [90]. Cependant, c'est un capteur actif qui ne nécessite pas de circuit d'alimentation. Le plus faible écart de température qu'un thermocouple puisse mesurer est de l'ordre de 0,1 à 0,7 °C [90][91].

La quantification du bruit s'effectue à partir de la donnée de la puissance équivalente de bruit, abrégée par NEP pour *Noise Equivalent Power*. Suivant la technologie employée pour la thermopile, la NEP varie. Ainsi pour une technologie *Al/Polysilicium*, la puissance équivalente de bruit est de $15 \text{ nW.Hz}^{-\frac{1}{2}}$ avec un temps de réponse de $1,5 \text{ ms}$ [92].

D'un autre côté, les thermopiles micro-usinées possèdent un temps de réponse bien supérieur, proche de 20 ms pour les technologies CMOS ou à base de jonctions en alliages de *Bi* et *Sb* [93].

3.6.3.3 Limite de détection d'un détecteur pyroélectrique

Un autre type de détection de température est basé sur l'utilisation de matériaux pyroélectriques. Soumis à une variation de température, ils répondent à ce stimulus par une création de charges et donc par la génération d'un courant dit pyroélectrique.

Ils sont fréquemment utilisés pour la détection infrarouge et nécessitent un signal d'entrée variable dans le temps pour générer un signal réponse.

S.B. Lang a montré que la plus petite variation de température mesurable par un détecteur pyroélectrique en PZT est de $0,12 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}$ à une température de 300 K [94], valeur inférieure à celle des thermo-résistances (3.13). En adaptant la géométrie du détecteur, une limite de détection de $10^{-7} \text{ }^\circ\text{C}$ est même envisageable [95].

Suivant le matériau pyroélectrique utilisé, la puissance équivalente de bruit varie : de $0,05 \text{ nW.Hz}^{-\frac{1}{2}}$ pour le tantalate de lithium, *LiTaO₃* [96], elle est de $0,5 \text{ nW.Hz}^{-\frac{1}{2}}$ pour le sulfate de glycolle, appelé TGS [97] et dix à vingt fois plus élevée pour le titanate de baryum, *BaTiO₃* [97]. De plus, G. Burdick et R. Arnold ont montré que la NEP était proportionnelle à la racine carrée de l'épaisseur, ce qui justifie l'emploi de couches minces pour réduire au maximum l'influence du bruit dans la mesure [97].

Concernant le temps de réponse, ceux des détecteurs pyroélectriques sont de l'ordre de la microseconde [98][99]. Ils sont donc mille fois plus rapides que les deux autres technologies de détecteurs de température qui viennent d'être présentées.

3.6.4 Conclusions

En se basant sur une étude du bruit dans les détecteurs de température communément utilisés, il a été montré que les détecteurs basés sur la pyroélectricité ont des performances bien meilleures que les thermo-résistances.

Alors, pour améliorer les performances de l'ATC, il pourrait être intéressant de modifier le principe de détection de la variation de température et de passer à des détecteurs pyroélectriques. Par exemple, le temps de réponse global du capteur ne devrait pas être contraint par celui des détecteurs mais uniquement par le temps de réponse de la masse de fluide à la modification d'accélération. De plus faibles variations de température pourront de plus être mesurées par ce type de détecteurs.

Ces améliorations seront étudiées au cours du chapitre suivant après avoir introduit le principe de la pyroélectricité et décrit la fabrication de la couche mince pyroélectrique.

3.7 Conclusions

Dans un premier temps, les techniques de micro-fabrication nécessaires à la conception d'un accéléromètre thermique à convection ont été décrites.

L'optimisation des performances du capteur passe en premier lieu par une amélioration des propriétés des couches minces qui le constituent. C'est pourquoi nous nous sommes d'abord penchés sur l'étude des propriétés de la couche mince de platine. Nous avons démontré que la couche d'accroche entre le nitrure de silicium et le platine est primordiale et qu'elle doit être choisie judicieusement pour ne pas dégrader les performances électriques de la thermo-résistance de platine. Une couche d'accroche en oxyde de zirconium, ZrO_2 , a finalement été retenue en tant que couche d'accroche. Les tests ont montré que pour des températures allant jusqu'à $475\text{ }^\circ C$, les paramètres thermo-résistifs α et R_0 des résistances suspendues ne sont pas modifiés. Pour finir cette partie, l'influence de la température de dépôt sur les caractéristiques électriques et morphologiques de la couche mince de ZrO_2/Pt a été considérée, ce qui a permis d'aboutir que la température de dépôt ne modifiait pas ces caractéristiques.

L'étude des ATC a ensuite été entreprise, premièrement pour les capteurs à un axe de détection puis pour les capteurs à deux axes de détection. Pour chacun d'eux, le modèle théorique étudié au paragraphe 2.4 et les résultats de simulation ont été confrontés aux résultats expérimentaux et ont montré une très bonne concordance entre eux.

La mesure des hautes accélérations a aussi démontré avec les ATC que nous avons fabriqué. L'étendue de mesure étant inversement proportionnelle à la taille, nous avons réduit la taille de nos capteurs jusqu'à avoir une cavité de $600\text{ }\mu m$ de large afin d'atteindre une plage de linéarité de $10\ 000\ g$. La simulation nous a montré que la réduction de la taille de la cavité devrait permettre d'atteindre une étendue de mesure de $100\ 000\ g$.

Enfin, l'étude du bruit dans les thermo-résistances a montré que la seule source de bruit dans nos détecteurs provient de la contribution du bruit thermique et qu'il n'y a aucun bruit en excès.

De plus, nous avons montré que malgré de bonnes performances en termes de bruit et de temps de réponse, les détecteurs à base de matériaux pyroélectriques sont susceptibles de mesurer de plus faibles variations de température avec des temps de réponse bien inférieurs à ceux des thermo-résistances. Il devrait en résulter une augmentation du minimum détectable de température et la bande passante globale de l'ATC ne devrait pas être contrainte par celle du détecteur mais uniquement par la masse de fluide en mouvement.

Chapitre 4

ATC à détecteurs thermiques pyroélectriques

L'étude comparative menée au paragraphe 3.6.3 à propos des seuils de détection de différentes mesures de température a montré qu'un détecteur thermique pyroélectrique est susceptible de mesurer des variations de température dix fois plus faibles qu'un détecteur de température thermo-résistif.

Afin d'améliorer le minimum de résolution en accélération, la détection thermo-résistive de température utilisée pour l'ATC au cours du chapitre 3 est ici remplacée par un concept de détection thermique différent : des détecteurs pyroélectriques sont placés de part et d'autre de la résistance de chauffe.

En début de ce chapitre, l'origine physique du phénomène de pyroélectricité est expliquée avant de décrire son application comme détection thermique et de justifier le choix du tantalate de lithium comme matériau pyroélectrique déposé en couches minces.

En vue de réaliser un capteur par les techniques de la micro-technologie, le dépôt de détecteurs en couches minces pyroélectriques est ensuite entrepris : dans un premier temps, une étude de l'électrode arrière est nécessaire afin d'optimiser le dépôt de la couche mince de tantalate de lithium par la suite.

Enfin, l'accéléromètre thermique à détecteurs pyroélectriques est présenté et la réalisation pratique avec des détecteurs pyroélectriques en matériau massif d'un côté puis avec des détecteurs thermiques en couches minces est ensuite étudiée. Les performances atteintes par ces deux types d'ATC sont commentées.

Sommaire

4.1	Description physique de la pyroélectricité	136
4.1.1	Origine physique du phénomène	136
4.1.2	Propriétés physiques des matériaux pyroélectriques	137
4.1.3	Caractérisation du coefficient pyroélectrique	139
4.1.4	Détection thermique pyroélectrique	140
4.1.4.1	Réponse en courant R_I du détecteur	140
4.1.4.2	Réponse en tension R_T de l'ensemble détecteur et circuit conditionneur	141
4.1.5	Choix du matériau pyroélectrique	143
4.1.5.1	Propriétés pyroélectriques de différents matériaux	143
4.1.5.2	Choix du tantalate de lithium	145
4.2	Étude de l'électrode arrière	147
4.2.1	Rôle de l'électrode arrière	147
4.2.1.1	Électrode arrière en oxyde conducteur	147
4.2.1.2	Électrode arrière en platine	148
4.2.2	Recuit thermique de l'électrode arrière	148
4.2.2.1	Intérêt du recuit thermique	148
4.2.2.2	Visualisation de la surface des électrodes recuites	149
4.2.2.3	Étude de la cristallinité des électrodes recuites	150
4.2.3	Conclusions	150
4.3	Étude de la couche mince pyroélectrique	152
4.3.1	Moyens de mise en œuvre	152
4.3.1.1	Dépôt par pulvérisation cathodique	152
4.3.1.2	Composition du matériau cible	155
4.3.1.3	Caractérisation de la cristallinité des couches minces de $LiTaO_3$	155
4.3.1.4	Caractérisation des propriétés pyroélectriques	156
4.3.2	Résultats expérimentaux	158
4.3.2.1	Influence de la distance entre le porte-substrat et la cible	159
4.3.2.2	Influence de la composition des gaz du plasma	161
4.3.2.3	Influence de la puissance du plasma	164
4.3.2.4	Influence de la pression de dépôt	166
4.3.2.5	Influence de la température de dépôt	169
4.3.2.6	Polarisation de la couche pyroélectrique	171
4.3.2.7	Conclusions	173
4.4	Accéléromètres à détecteurs thermiques pyroélectriques	175
4.4.1	Description du fonctionnement de l'ATC à détecteurs thermiques pyroélectriques	175
4.4.1.1	Principe de fonctionnement	175
4.4.1.2	Améliorations attendues	176
4.4.2	$LiTaO_3$ massif pour la détection d'accélération	177
4.4.2.1	Choix de la structure	177

4.4.2.2	Résistance de chauffe réalisée par un fil suspendu	178
4.4.2.3	Résistance de chauffe réalisée à partir d'une résistance non libérée	179
4.4.3	<i>LiTaO₃</i> en couches minces pour la détection d'accélération	181
4.4.3.1	Choix de la structure	181
4.4.3.2	ATC à base de couches minces pyroélectriques	182
4.4.4	Perspectives : réalisation par les techniques de la micro-fabrication	184
4.5	Conclusions	185

4.1 Description physique de la pyroélectricité

4.1.1 Origine physique du phénomène

Certains matériaux ordonnés sont susceptibles de générer un courant électrique en réponse à une variation de température [5]. Cet effet est appelé la pyroélectricité par analogie avec la piézoélectricité, qui relie une contrainte mécanique à une génération de charges électriques.

L'effet pyroélectrique provient de la dépendance de la polarisation électrique rémanente P_R présente dans le matériau avec la température T tant que celle-ci reste inférieure à la température de Curie, T_C [100]. Au-delà, P_R s'annule et le matériau devient un diélectrique linéaire.

La présence d'une polarisation interne au matériau induit la présence de charges réelles de surface ou d'espace et de charges dipolaires [101]. Ces dernières présentent une orientation et une position fixes, étant liées à la structure cristalline du matériau. D'autre part, les charges réelles sont piégées à proximité des électrodes.

En l'absence d'électrodes, les charges ne sont pas compensées créant un champ électrique extérieur. Cependant, une structure de type capacitive entraîne une neutralité globale de l'ensemble.

Il existe deux grandes familles de matériaux pyroélectriques.

La première catégorie regroupe les matériaux pyroélectriques de type cristallin. Sur les 32 classes possibles de matériaux cristallins, 21 sont non-centrosymétriques, c'est-à-dire que les barycentres des charges positives et des charges négatives ne coïncident pas [102] ce qui rend possible la présence de dipôles électriques. Dans ces conditions, les matériaux cristallins de 20 classes génèrent des charges électriques sous l'effet d'une contrainte mécanique : ce sont les classes piézoélectriques. Seules 10 classes parmi celles-ci sont caractérisées par un unique axe polaire induisant une polarisation spontanée du matériau, condition nécessaire à la pyroélectricité [103]. Les pyroélectriques font ainsi partie d'une sous-classe des matériaux piézoélectriques.

La deuxième famille est celle des matériaux pyroélectriques de type polymère organique pour lesquels la polarisation est induite par l'étirement des chaînes polymères qui produit la non-centrosymétrie. Bien qu'ils soient pyroélectriques dès leur fabrication, les propriétés pyroélectriques de ces polymères peuvent être plus particulièrement amplifiées par une étape de polarisation : elle consiste en l'application d'un champ électrique de polarisation à une température inférieure à la température de Curie du matériau de façon à favoriser la cristallisation suivant la symétrie $mm2$ à l'origine de la pyroélectricité [100].

Contrairement aux matériaux thermo-électriques utilisés pour la réalisation des thermocouples reliant proportionnellement une différence de potentiel à une différence de température entre deux matériaux de nature différente, un pyroélectrique ne génère des charges électriques en surface qu'à la suite d'une variation temporelle de la température absolue du matériau [5]. De plus, le détecteur thermo-électrique nécessite la présence d'un gradient thermique pour pouvoir mesurer une température relativement à une référence, ce qui limite de fait la miniaturisation de ce type de capteur. Cependant, le détecteur pyroélectrique n'est pas à proprement parler un détecteur de température mais plutôt un détecteur de variation de température.

Le matériau pyroélectrique permet de plus de réaliser un capteur actif contrairement à un matériau thermo-résistif, tel le platine permettant de fabriquer un capteur passif. Il ne nécessite donc pas l'application d'un signal électrique en amont pour l'alimentation mais uniquement une électronique d'interface qui permet de collecter et de mesurer les charges créées lors des variations de température [5].

4.1.2 Propriétés physiques des matériaux pyroélectriques

Les matériaux pyroélectriques qui vont être étudiés par la suite sont aussi ferroélectriques : l'orientation moyenne des dipôles électriques peut basculer avec l'application d'un champ électrique supérieur au champ coercitif, noté E_C [102] comme illustré par le cycle d'hystérésis montré en Figure 4.1.

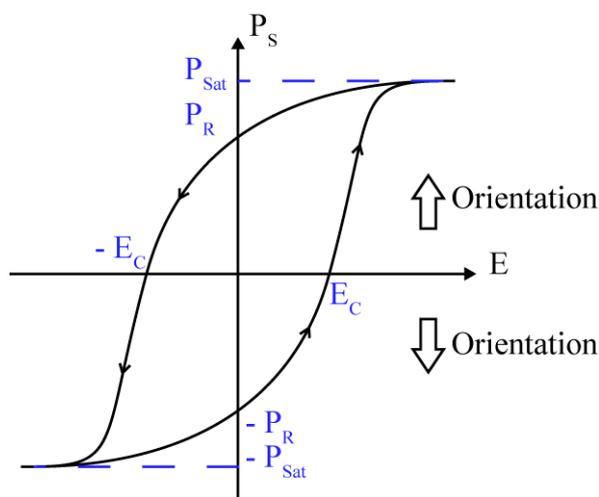


Figure 4.1 – Cycle d'hystérésis d'un matériau ferroélectrique avec E_C , le champ coercitif, P_{Sat} , la polarisation à saturation et P_R , la polarisation rémanente.

Comme décrit précédemment, les matériaux pyroélectriques sont des matériaux diélectriques dont la polarisation électrique varie avec la température. Le paramètre qui permet de quantifier cette variation est le coefficient pyroélectrique, p qui traduit la variation du déplacement électrique D en fonction de la température absolue T (en K) [104] :

$$p = \left(\frac{\partial D}{\partial T} \right)_{E,\sigma} = \underbrace{\left(\frac{\partial D}{\partial T} \right)_{E,e}}_{\text{effet pyroélectrique primaire}} + \underbrace{\left(\frac{\partial D}{\partial e} \right)_{E,T} \left(\frac{\partial e}{\partial T} \right)_{E,\sigma}}_{\text{effet pyroélectrique secondaire}} \quad (4.1)$$

avec

- p , le coefficient pyroélectrique du matériau ;
- D , le déplacement électrique ;
- E , le champ électrique dans le matériau ;
- σ , la contrainte mécanique dans le matériau pyroélectrique ;
- e , la déformation ;
- T , la température du matériau pyroélectrique.

L'effet pyroélectrique primaire résulte de la variation de longueur des dipôles électriques de façon individuelle sans lien avec une dilatation thermique et produit une modification de la polarisation électrique du matériau [5].

L'effet pyroélectrique secondaire est, quant à lui, un effet indirect lié au caractère piézoélectrique des pyroélectriques. En effet, la dilatation thermique provoquée par la variation de température induit une déformation de la couche qui génère des charges électriques dans le matériau et modifiant la polarisation P [5].

Le premier effet est généralement appelé l'effet pyroélectrique vrai tandis que le second est appelé le faux effet pyroélectrique [105]. Pourtant ces deux effets contribuent l'un comme l'autre au coefficient pyroélectrique même si l'effet pyroélectrique primaire est généralement plus important que le secondaire : ces dénominations sont ainsi inexactes [102].

Comme tout matériau diélectrique, la valeur du déplacement électrique D existant dans le matériau est fonction du champ électrique appliqué E et s'exprime par [104] :

$$D(E) = P(E) + \varepsilon_0 E \quad (4.2)$$

avec

- P , la polarisation électrique liée à l'existence des dipôles électriques permanents dans le matériau ferroélectrique ;
- ε_0 , la perméabilité diélectrique du vide.

De même, l'expression de la polarisation P est reliée à la nature du matériau via sa susceptibilité électrique χ et à la géométrie par la valeur de la polarisation spontanée P_S [103] :

$$P(E) = P_S + \varepsilon_0 \chi E \quad (4.3)$$

avec

- P_S , la polarisation spontanée de la couche ;
- χ , la susceptibilité électrique du matériau.

Les expressions (4.2) et (4.3) sont regroupées et l'expression (4.4) en est déduite, qui relie le déplacement électrique D à la polarisation spontanée P_S et à la nature du matériau via sa perméabilité relative ε_R .

$$D(E) = P_S + \varepsilon_0 (1 + \chi) E = P_S + \varepsilon_0 \varepsilon_R E \quad (4.4)$$

avec $(1 + \chi) = \varepsilon_R$, la perméabilité relative du matériau diélectrique, valeur sans dimension. Ce paramètre n'est pas une constante du matériau. Elle dépend entre autres de la température et de la fréquence du champ électrique appliqué [101].

L'expression (4.4) permet finalement d'obtenir une nouvelle expression du coefficient pyroélectrique p , fonction de la permittivité relative et de la polarisation spontanée :

$$p = \left(\frac{\partial D}{\partial T} \right)_{E,\sigma} = \left(\frac{\partial P_S}{\partial T} \right)_{E,\sigma} + \varepsilon_0 \left(\frac{\partial \varepsilon_R}{\partial T} \right)_{E,\sigma} E \quad (4.5)$$

La dérivée partielle de ε_R en fonction de la température est significative lorsque la température est proche de la température de Curie vers laquelle la variation de ε_R en fonction de la température est très importante [104]. Si aucun champ électrique extérieur n'est appliqué ou si la permittivité varie très peu avec la température, le coefficient pyroélectrique et donc la création de charges électriques ne résultent que d'une variation avec la température de la polarisation spontanée P_S du matériau pyroélectrique.

4.1.3 Caractérisation du coefficient pyroélectrique

La structure classique utilisée pour collecter les charges créées δQ suite à la variation de température δT est une structure de type capacitive comme celle présentée à la Figure 4.2. De plus, la relation entre δQ et δT s'écrit [105] :

$$\delta Q = p\mathcal{A}\delta T \quad (4.6)$$

avec

- \mathcal{A} , l'aire en regard des deux électrodes ;
- p , le coefficient pyroélectrique du matériau, exprimé en $\mu C.m^{-2}.K^{-1}$.

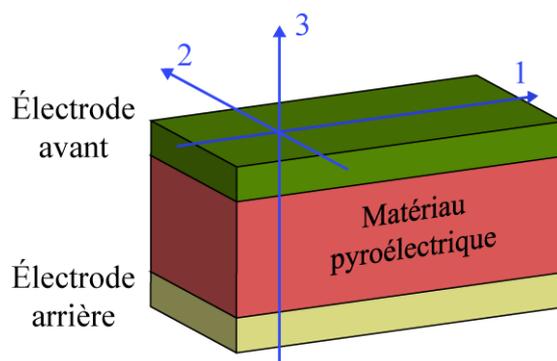


Figure 4.2 – Structure classique d'un détecteur pyroélectrique.

Le détecteur pyroélectrique est donc considéré comme un générateur de courant dont la valeur I_P se détermine par :

$$I_P = \frac{dQ}{dt} = p\mathcal{A}\frac{dT}{dt} \quad (4.7)$$

De plus, il existe des pertes dans le diélectrique qui sont représentées par une résistance très importante notée R_P . Le détecteur pyroélectrique réel est alors modélisé par un générateur de courant I_P en parallèle duquel est branché R_P . Le schéma équivalent d'un détecteur pyroélectrique est donnée en Figure 4.3.

Afin de caractériser électriquement les couches minces pyroélectriques réalisées, ces dernières sont déposées sur une électrode arrière composée de platine et d'une couche d'accroche sur un substrat de type $Si(100) / SiN_x$. L'électrode avant en aluminium est déposée par la suite au travers d'un clinquant dans un bâti d'évaporation.

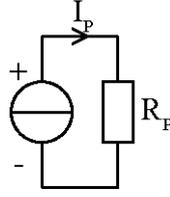


Figure 4.3 – Schéma équivalent d'un détecteur pyroélectrique.

4.1.4 Détection thermique pyroélectrique

Au cours de la partie suivante, la structure capacitive avec le matériau pyroélectrique comme diélectrique est étudié en tant que détecteur thermique au travers de sa réponse en courant R_I . Puis le montage électronique conditionneur pour la mesure du courant pyroélectrique sera présenté et la réponse en tension R_T associée est décrite.

4.1.4.1 Réponse en courant R_I du détecteur

Le détecteur pyroélectrique est soumis à une source de chaleur : elle peut provenir de l'éclairage de l'électrode avant par un faisceau LASER dans le cas d'un détecteur IR [101] ou de l'échauffement provoqué par une résistance de chauffe [106].

Le flux thermique alors absorbé par le détecteur, noté Φ et exprimé en W est alors inférieur d'un facteur η au flux thermique incident W_i avec η , l'émissivité de l'électrode avant.

Pour simplifier l'étude, un flux thermique sinusoïdal $\Phi(t) = \Phi_0 \exp(j\omega t)$ de pulsation ω est considéré dans la direction 3, perpendiculaire aux électrodes et au matériau pyroélectrique (cf. Figure 4.2). Il suffira de déterminer le spectre du flux thermique incident pour en déduire la réponse du détecteur.

Un modèle simple, décrit par M.H. Lee [107], permet de relier le flux thermique Φ à la température du matériau pyroélectrique T à travers la relation suivante :

$$\Phi(t) = C_{th} \frac{dT(t)}{dt} + G_{th} T(t) \quad (4.8)$$

avec

- C_{th} , la capacité thermique du détecteur, exprimé en $J.K^{-1}$;
- G_{th} , la conductance thermique du détecteur, exprimée en $W.K^{-1}$.

Grâce à la relation (4.8), l'expression temporelle de la température T est déterminée, montrant que son amplitude est fonction de la pulsation considérée ω :

$$T(t) = \frac{\Phi_0}{G_{th} + j\omega C_{th}} \exp(j\omega t) \quad (4.9)$$

Or le courant pyroélectrique I_P est relié à la température par la relation (4.7) soit :

$$I_p(t) = p\mathcal{A} \frac{dT(t)}{dt} = \frac{p\mathcal{A}j\omega\Phi_0}{G_{th} + j\omega C_{th}} \exp(j\omega t) \quad (4.10)$$

À partir de l'expression (4.10) du courant pyroélectrique, la réponse en courant du détecteur pyroélectrique R_I s'écrit :

$$R_I(\omega) = \left| \frac{I_P}{\Phi} \right| \quad (4.11)$$

soit

$$R_I(\omega) = \frac{p\mathcal{A}\omega}{G_{th}\sqrt{1 + \omega^2\tau_{th}^2}} \quad (4.12)$$

avec $\tau_{th} = C_{th}/G_{th}$, la constante de temps thermique du détecteur pyroélectrique. Or la capacité thermique est proportionnelle à la masse du matériau tandis que la conductance thermique dépend de l'isolation thermique entre le détecteur et son environnement. Un détecteur de masse importante et mal isolé répondra donc plus lentement qu'un petit détecteur bien isolé thermiquement.

Aux pulsations basses, c'est-à-dire pour $\omega \ll 1/\tau_{th}$, la réponse en courant R_I est approximée par une fonction $R_{I,BF}$ proportionnelle à ω :

$$R_{I,BF} = \frac{p\mathcal{A}\omega}{G_{th}} \quad (4.13)$$

Pour les pulsations élevées, soit $\omega \gg 1/\tau_{th}$, la réponse en courant R_I est approchée par une fonction $R_{I,HF}$ constante :

$$R_{I,HF} = \frac{p\mathcal{A}}{C_{th}} \quad (4.14)$$

La réponse en courant d'un détecteur pyroélectrique R_I est donc représentative d'un filtre passe-haut de fréquence de coupure $F_{th} = 1/(2\pi\tau_{th}) = G_{th}/(2\pi C_{th})$.

4.1.4.2 Réponse en tension R_T de l'ensemble détecteur et circuit conditionneur

Pour pouvoir mesurer le courant de l'ordre du nanoampère généré par le détecteur pyroélectrique, un convertisseur courant-tension est nécessaire dont un schéma de principe est donné en Figure 4.4 [5]. À cause des faibles niveaux de courant, l'amplificateur opérationnel utilisé est un composant OPA627 à très faible bruit de la marque Texas Instruments [108].

La relation entrée-sortie du convertisseur courant-tension de la Figure 4.4 s'écrit :

$$V_C(\omega) = -\frac{R_C}{1 + j\tau_{elec}\omega} I_P(\omega) \quad (4.15)$$

avec $\tau_{elec} = C_C R_C$, la constante de temps électrique du convertisseur courant-tension.

L'ajout de la capacité C_C en parallèle de la résistance de contre-réaction R_C permet de filtrer les fréquences hautes de la tension de sortie V_C . En effet, l'expression (4.15) est celle d'un filtre passe-bas de fréquence de coupure $F_V = 1/(2\pi\tau_{elec}) = 1/(2\pi R_C C_C)$.

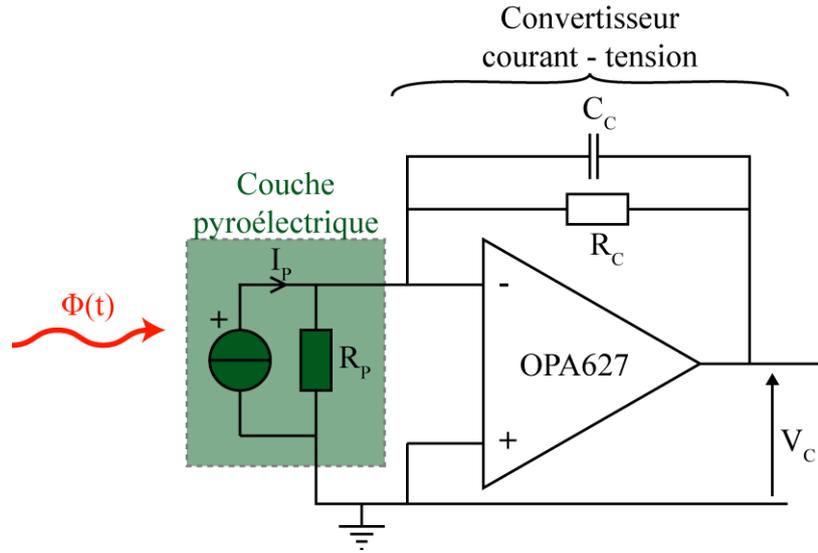


Figure 4.4 – Schéma électrique du convertisseur courant-tension.

La résistance de contre-réaction R_C a généralement pour valeur $100\text{ M}\Omega$, ce qui induit un gain statique de 10^8 .

La réponse en tension R_T de l'ensemble composé du détecteur pyroélectrique et du convertisseur courant-tension s'exprime finalement par :

$$R_T = \left| \frac{V_C}{\Phi} \right| = \frac{p\mathcal{A}R_C\omega}{G_{th}\sqrt{1 + \tau_{elec}^2\omega^2}\sqrt{1 + \tau_{th}^2\omega^2}} \quad (4.16)$$

Lorsque le détecteur pyroélectrique est réalisé en matériau massif, la constante de temps thermique τ_{th} est plus grande que la constante de temps électrique τ_{elec} . Dans le cas d'un détecteur en couches minces, les valeurs de ces constantes dépendent de l'épaisseur et de la nature de la couche pyroélectrique [101].

Pour pouvoir tracer une allure de la réponse en tension R_T en fonction de la fréquence, l'hypothèse d'un matériau pyroélectrique massif est pris, ce qui implique que $\tau_{elec} \ll \tau_{th}$.

La réponse en tension R_T a un comportement différent suivant la plage de fréquences observée.

Pour les pulsations basses telles que $\omega \ll 1/\tau_{th}$ et par conséquent $\omega \ll 1/\tau_{elec}$, la réponse en tension est approximée par une fonction $R_{T,BF}$ linéaire en fonction de la pulsation ω :

$$R_{T,BF} = \frac{p\mathcal{A}R_C}{G_{th}}\omega \quad (4.17)$$

Pour les pulsations intermédiaires telles que $\omega \gg 1/\tau_{th}$ et $\omega \ll 1/\tau_{elec}$, la réponse en tension est approximée par une fonction constante $R_{T,FI}$:

$$R_{T,FI} = \frac{p\mathcal{A}R_C}{C_{th}} \quad (4.18)$$

Enfin pour les pulsations supérieures à $\omega \gg 1/\tau_{elec}$ et par conséquent $\omega \gg 1/\tau_{th}$, la réponse en tension est une fonction $R_{T,HF}$ inversement proportionnelle à la pulsation ω :

$$R_{T,HF} = \frac{p\mathcal{A}}{C_{th}C_C\omega} \quad (4.19)$$

L'allure arbitraire du diagramme de Bode de la réponse en tension R_T est finalement tracée en Figure 4.5.

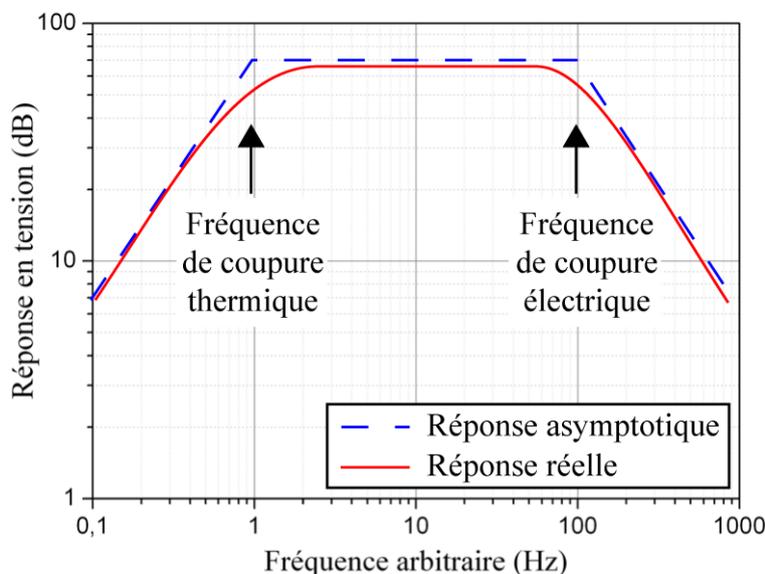


Figure 4.5 – Allure arbitraire de la réponse en tension R_T en fonction de la fréquence, dans le cas où $\tau_{elec} \ll \tau_{th}$.

4.1.5 Choix du matériau pyroélectrique

Après avoir décrit la réponse issue d'un détecteur thermique pyroélectrique, le matériau qui sera employé comme détecteur thermique pour l'ATC doit être déterminé.

4.1.5.1 Propriétés pyroélectriques de différents matériaux

Le Tableau 4.1 dresse une liste non exhaustive des principaux matériaux pyroélectriques qui sont couramment employés en électronique :

- utilisation des propriétés ferroélectriques pour fabriquer une mémoire ferroélectrique non volatile [100] ;
- utilisation des propriétés piézoélectriques pour réaliser un filtre à ondes acoustiques de surface [109] ;
- utilisation des propriétés pyroélectriques pour un détecteur infrarouge [101].

Les différents matériaux pyroélectriques y sont classés selon leur nature cristalline.

Nature du matériau	p ($\mu C.m^{-2}.K^{-1}$)	T_C ($^{\circ}C$)	ε_R	Classe $T < T_C$	Classe $T > T_C$
Polymères semi-cristallins					
<i>PVDF</i>	30	180	12	<i>mm2</i>	non
Pérovskites					
<i>BaTiO₃</i>	200	130	160 à 700	<i>4mm</i>	<i>m3m</i>
<i>Pb(Zr_xTi_{1-x})O₃</i>	(160 à 220)	(150 à 500)	(500 à 2500)	<i>3m</i>	<i>m3m</i>
Octaèdres et plans d'oxygène					
<i>LiNbO₃</i>	70	1210	30	<i>3m</i>	$\bar{3}m$
<i>LiTaO₃</i>	230	655	45	<i>3m</i>	$\bar{3}m$

Tableau 4.1 – Récapitulatif des propriétés de matériaux pyroélectriques massifs [100][105][102].

Polymères semi-cristallins

Cet ensemble regroupe les polymères pyroélectriques mentionnés au paragraphe 4.1.1. Ici, seul le *PVDF* est signalé mais d'autres polymères naturels tels que des biomatériaux existent et présentent des propriétés pyroélectriques [100].

Le *PVDF* est utilisé soit sous la forme d'un matériau massif ou est réalisé en couches minces par les techniques de micro-fabrication. Dans ce dernier cas, le coefficient pyroélectrique est inférieur à celui du massif bien qu'une étape adaptée de polarisation permette d'obtenir $p = 20 \mu C.m^{-2}.K^{-1}$, valeur proche du matériau massif [110].

Structure pérovskite

Le deuxième groupe rassemble les pyroélectriques à structure de type pérovskite. La formule chimique générale de ce groupe est ABO_3 avec A , un atome métallique avec un ou deux électrons de valence et B , un autre atome métallique à trois ou cinq électrons de valence. C'est une structure cristalline de type cubique face centrée où [103] :

- A occupe chacun des quatre sommets du cube ;
- B occupe le centre du cube ;
- O occupe le centre des six faces du cube.

BaTiO₃ et *Pb(Zr_xTi_{1-x})O₃* possèdent de bonnes propriétés pyroélectriques avec un coefficient p relativement élevé. Ce deuxième pérovskite, le **PZT**, est d'ailleurs intéressant dans le sens où cette propriété peut être modulée suivant la proportion x de Zr dans le composé.

De plus, ils possèdent tous deux une forte permittivité électrique relative ε_R , c'est pourquoi ils sont souvent utilisés comme diélectrique dans la fabrication de condensateurs de type céramique [100].

Structure octaèdre et plans d'oxygène

Enfin le dernier groupe cité dans le Tableau 4.1 réunit les deux composés *LiNbO₃* et *LiTaO₃*. Ces deux matériaux sont très semblables dans leur structure cristalline car seul les éléments Nb et Ta les différencient. Ainsi il est admis qu'en général ils se comportent de manière identique à quelques exceptions près [111].

Le coefficient pyroélectrique du tantalate de lithium, $LiTaO_3$ est trois fois plus élevé que celui du niobate de lithium, $LiNbO_3$. D'un autre côté, la température de Curie, T_C de ce dernier est deux fois plus grande que celle du $LiTaO_3$, qui reste toutefois très supérieure à celles des autres composés cités dans le Tableau 4.1.

Discussion

Les études menées au chapitre 3 ont montré que les températures au niveau des détecteurs de température de l'ATC sont généralement supérieures à $100\text{ }^\circ\text{C}$. Il faut donc choisir un matériau pyroélectrique dont la température de Curie du matériau massif soit assez éloignée de cette valeur pour éviter que les détecteurs ne perdent leur polarisation spontanée ce qui rendrait le capteur inefficace.

C'est pourquoi les deux premières familles décrites dans le Tableau 4.1 sont écartées de notre choix comme matériau pyroélectrique pour la détection thermique dans l'ATC.

Même si la température de Curie du $LiNbO_3$ est supérieure à celle du $LiTaO_3$, cette dernière est suffisante pour notre application. L'avantage d'un coefficient pyroélectrique plus important est aussi un critère de choix appréciable.

4.1.5.2 Choix du tantalate de lithium

Le choix du tantalate de lithium, $LiTaO_3$ comme matériau utilisé pour la détection thermique de l'ATC est donc arrêté. Ce paragraphe va permettre de décrire quelques propriétés de ce composé.

La structure cristalline du tantalate de lithium est donnée en Figure 4.6 : il s'agit d'un empilement d'octaèdres d'oxygène dont le centre est occupé par un atome de tantale, séparé par des plans d'oxygène au centre desquels se trouve un atome de lithium. L'axe polaire c selon lequel peut être détecté une polarisation spontanée du $LiTaO_3$ y est aussi tracé.

Au cours de la partie 4.3, le dépôt par pulvérisation cathodique RF magnétron du $LiTaO_3$ sera décrit. Cependant afin de décrire les conditions auxquels doivent résister les électrodes arrière au cours du dépôt du matériau pyroélectrique, l'ordre de grandeur de la température de dépôt est dans un premier temps abordé.

La Figure 4.7 décrit la structure cristalline du $LiTaO_3$ en fonction de la température T lors de la formation de la couche mince et de la pression d'argon régnant dans l'enceinte. La zone qui favorise le plus le comportement pyroélectrique est la zone T_R [101]. Il faut donc se placer à une température de dépôt proche de $T/T_m \approx 0,4$ soit $T \approx 660\text{ }^\circ\text{C}$.

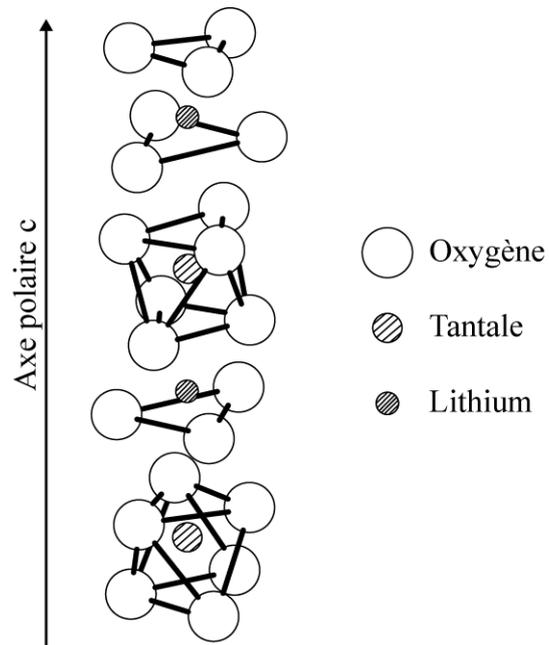


Figure 4.6 – Structure cristalline du tantalate de lithium [103].

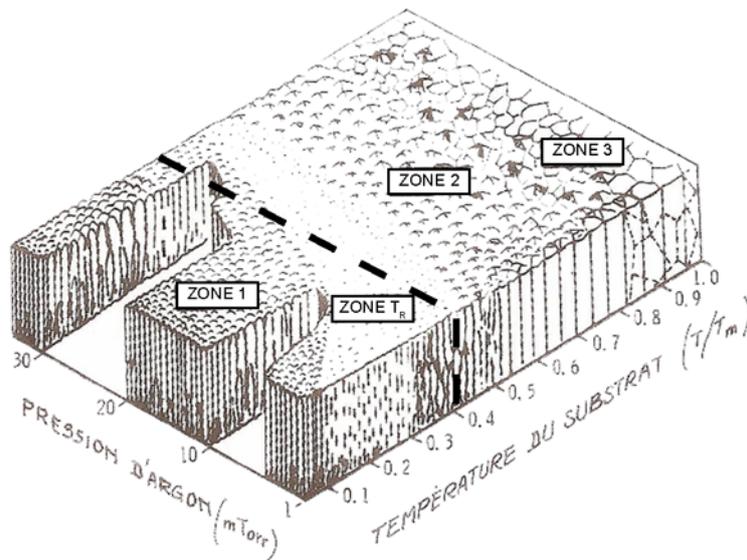


Figure 4.7 – Diagramme de Movchan Demchishin en fonction de la pression d'argon au cours du dépôt et en fonction du rapport de la température de dépôt sur la température de fusion, T_m [112].

4.2 Étude de l'électrode arrière

4.2.1 Rôle de l'électrode arrière

Comme présenté sur la Figure 4.2 et afin de pouvoir collecter les charges générées par une variation de température, une structure avec une électrode enterrée recouverte par la couche de tantalate de lithium et puis par une électrode supérieure doit être réalisée.

La réalisation de la couche mince de $LiTaO_3$ nécessite généralement un apport d'oxygène pendant le dépôt par pulvérisation cathodique et une température élevée proche de $660\text{ }^\circ\text{C}$ pendant le dépôt.

L'électrode inférieure doit alors résister à ces conditions sévères de dépôt sans que ses propriétés aussi bien électriques, mécaniques que morphologiques ne soient altérées.

Un travail sur l'électrode inférieure est donc nécessaire pour l'optimisation des propriétés pyroélectriques. Cette couche doit ainsi répondre aux critères suivants :

- aucune modification ou une amélioration de la cristallinité ;
- aucune modification ou une diminution de la rugosité en surface ;
- aucun décollement de l'électrode après le dépôt, soit une résistance aux contraintes mécaniques imposées par la couche de $LiTaO_3$;
- pas ou peu de court-circuit entre les électrodes arrière et avant ;
- permettre une optimisation des propriétés pyroélectriques du $LiTaO_3$.

Plusieurs natures d'électrodes arrière sont possibles : soit les oxydes conducteurs tels que le dioxyde de ruthénium, RuO_2 , soit les métaux nobles tels que le platine.

4.2.1.1 Électrode arrière en oxyde conducteur

L'électrode arrière à base d'oxydes conducteurs a été étudiée au cours d'une thèse précédente à l'IES afin de réaliser un détecteur infrarouge en $LiTaO_3$ [101]. Ce travail a montré qu'une électrode enterrée réalisée en Ru/RuO_2 [113] permettait d'obtenir des propriétés pyroélectriques qui n'avaient encore jamais été atteintes avec des couches minces de $LiTaO_3$ déposées par pulvérisation cathodique RF magnétron [114].

Pendant cette thèse, ce type d'électrode arrière a continué à être étudié. Deux sortes d'empilement pour l'électrode arrière ont été réalisés : Ru/RuO_2 et $Ru/RuO_2/Pt$, l'ajout d'une couche mince de platine devant améliorer la conductivité électrique de l'électrode arrière [101]. Les conditions de dépôt par pulvérisation cathodique RF ont été étudiés dans chacun des cas pour aboutir à l'optimisation des propriétés pyroélectriques en fonction des empilements réalisés.

Dans les deux cas, le coefficient pyroélectrique, critère à maximiser en premier lieu pour la fabrication de détecteurs pyroélectriques, s'avérait être bien inférieur à ceux mesurés sur des échantillons déposés dans les mêmes conditions sur des électrodes arrières en platine seul.

Ce travail sur la réalisation d'électrodes arrière à base d'oxydes conducteurs s'est terminé sur ces conclusions. L'effort a par la suite été porté sur le développement d'électrodes arrière en platine.

4.2.1.2 Électrode arrière en platine

Comme vu au paragraphe 3.3, la nature de la couche d'accroche de la couche mince de platine influence fortement l'évolution de ses propriétés électriques en fonction de la température. La couche de platine en tant que détecteur thermo-résistif ne devait subir que peu de modifications avec la température. De même, en tant qu'électrode arrière, elle doit répondre aux critères précédemment énoncés concernant sa stabilité vis-à-vis de la température.

Dans le cas de matériaux ferroélectriques tels que le PZT, l'utilisation d'une couche d'accroche en oxyde de zirconium, ZrO_2 est celle qui permet d'obtenir le dépôt le plus ferroélectrique comparativement aux couches d'accroche à base de Ti ou de Ta [75]. C'est pourquoi nous avons opté pour une électrode inférieure à base d'un empilement $SiN_x/ZrO_2/Pt$.

D'autre part, la partie 3.3.1 a montré que ce type d'empilement $SiN_x/ZrO_2/Pt$ n'évolue pas sur la plage des températures inférieures à 500 °C. l'effet de la température de dépôt sur les propriétés tant morphologiques qu'électriques de cette couche a déjà été montré en partie 3.3.2.

Au cours de cette thèse, l'électrode en platine sur oxyde de zirconium a donc été d'une part employé pour la réalisation de détecteurs thermo-résistifs (chapitre 3) et d'autre part comme électrode arrière pour le dépôt de $LiTaO_3$.

4.2.2 Recuit thermique de l'électrode arrière

4.2.2.1 Intérêt du recuit thermique

L'influence des conditions de dépôt du $LiTaO_3$ sur les propriétés pyroélectriques avec une électrode inférieure en platine a été considérée. Cependant, des contraintes mécaniques apparaissent dans l'électrode inférieure suite au dépôt de la couche mince de $LiTaO_3$ comme l'illustrera l'évolution de la position 2θ à la Figure 4.13. Ces contraintes induisent une évolution temporelle rapide des propriétés pyroélectriques, par exemple, sur une journée. Le coefficient pyroélectrique diminue de moitié, voire plus. Cette instabilité temporelle n'est pas compatible avec une application en tant que capteur.

Pour remédier à cette difficulté, une méthode courante pour relaxer les contraintes mécaniques dans une couche mince a été utilisée qui consiste en un recuit thermique à hautes températures.

Le recuit thermique rapide (RTA) a alors été employé : l'échantillon est recuit pendant une minute à 650 °C sous atmosphère de dioxygène pour terminer l'oxydation de la couche d'accroche et bloquer la dissociation de l'oxyde.

Deux possibilités de recuit sont possibles.

La première revient à recuire par RTA l'empilement final $SiN_x/ZrO_2/Pt/LiTaO_3/Al$. Avant l'étape de recuit, un courant pyroélectrique est mesuré lors d'une variation de température ce qui n'est plus le cas après. Le recuit de l'ensemble ne conserve pas les propriétés pyroélectriques.

La deuxième possibilité consiste à recuire par RTA l'électrode inférieure seule $SiN_x/ZrO_2/Pt$ avant le dépôt de la couche mince pyroélectrique. Dans ce cas, les propriétés pyroélectriques de l'ensemble final $SiN_x/ZrO_2/Pt/LiTaO_3/Al$ sont stables dans le temps et sont même améliorées.

L'électrode arrière en $SiN_x/ZrO_2/Pt$ préalablement recuite par RTA avant le dépôt de $LiTaO_3$ a par conséquent été préférée. Les paragraphes qui vont suivre vont s'attacher à étudier l'effet de cette étape de recuit thermique sur les propriétés morphologiques de la couche de $SiN_x/ZrO_2/Pt$. Les résultats seront comparés à ceux déjà obtenus en partie 3.3.2 sur l'influence de la température de dépôt.

4.2.2.2 Visualisation de la surface des électrodes recuites

Les Figures 4.8 à 4.11 correspondent aux images MEB des surfaces obtenus après l'étape de recuit par RTA à $650\text{ }^\circ C$ sous atmosphère oxydante des échantillons observés en fonction de la température de dépôt et décrits précédemment en Figures 3.13 à 3.16 respectivement.

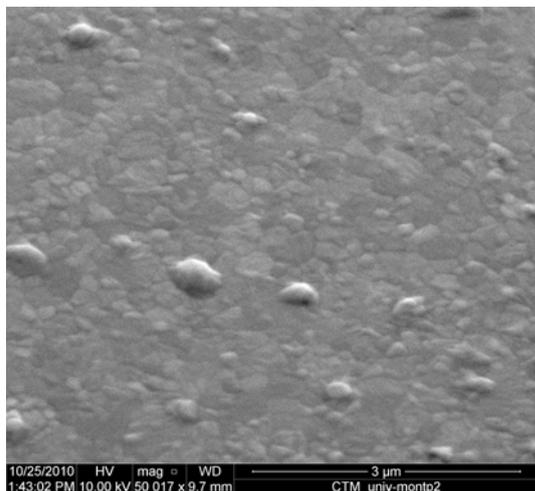


Figure 4.8 – Couche $SiN_x/ZrO_2/Pt$ déposée à $470\text{ }^\circ C$ et recuite par RTA sous O_2 à $650\text{ }^\circ C$.

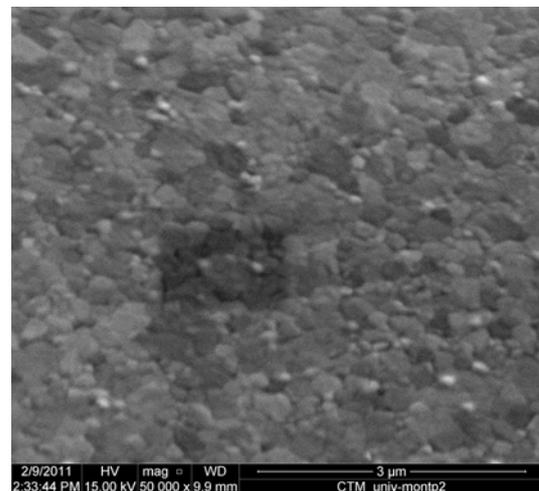


Figure 4.9 – Couche $SiN_x/ZrO_2/Pt$ déposée à $520\text{ }^\circ C$ et recuite par RTA sous O_2 à $650\text{ }^\circ C$.

La Figure 4.8 correspond à la surface après recuit de la couche déposée à $470\text{ }^\circ C$. À hautes températures, des îlots se sont formés à la surface de l'échantillon dus à la relaxation des contraintes. Ils peuvent être responsables par la suite de court-circuits, rendant donc cette couche inutilisable en tant qu'électrode inférieure de la couche pyroélectrique.

La Figure 4.9 correspond à l'image MEB de la surface de platine déposée à $520\text{ }^\circ C$ puis recuite au RTA. Aucun défaut d'adhérence n'est visible. De plus, la comparaison avec la surface avant recuit (cf. Figure 3.14) montre une très nette amélioration de l'état de surface de l'électrode avec le recuit.

La Figure 4.10 montre la surface de la couche déposée à $560\text{ }^\circ C$ puis recuite. Comparativement à l'échantillon avant recuit (cf. Figure 3.15), la surface de cet échantillon a gagné

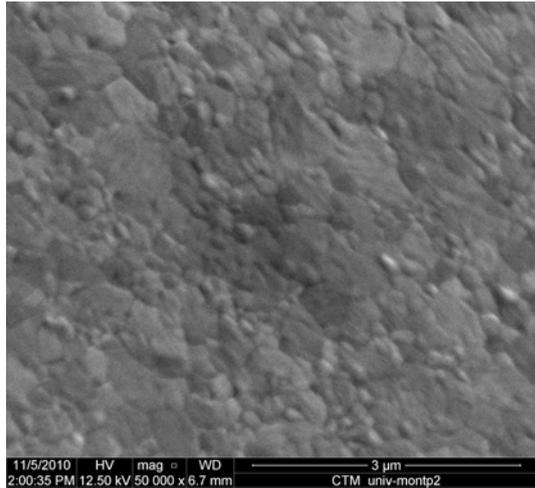


Figure 4.10 – Couche $SiN_x/ZrO_2/Pt$ déposée à $560\text{ }^\circ C$ et recuite par RTA sous O_2 à $650\text{ }^\circ C$.

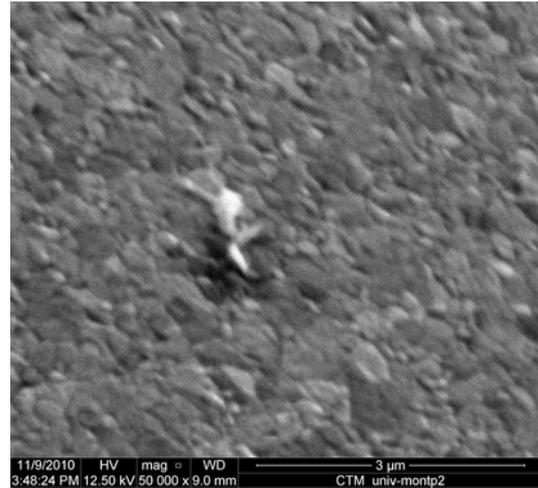


Figure 4.11 – Couche $SiN_x/ZrO_2/Pt$ déposée à $620\text{ }^\circ C$ et recuite par RTA sous O_2 à $650\text{ }^\circ C$.

en rugosité. Malgré ce point négatif, les électrodes obtenues avec cette température de dépôt remplissent aussi les critères décrits pour réaliser une électrode arrière convenable.

Enfin, la Figure 4.11 correspond à la couche déposée à $620\text{ }^\circ C$ après l'étape de recuit. Sa surface est plus rugueuse que le précédent échantillon déposé à $560\text{ }^\circ C$ et recuit. Une plus grande rugosité de l'électrode arrière détériore les propriétés pyroélectriques de l'ensemble $SiN_x/ZrO_2/Pt/LiTaO_3/Al$: cette électrode n'est pas adaptée.

4.2.2.3 Étude de la cristallinité des électrodes recuites

La cristallinité de la couche après l'étape de recuit RTA est ensuite analysée. La Figure 4.12 représente la largeur du pic $Pt(111)$ à mi-hauteur en fonction de la température de dépôt, avant (■) et après (▲) le recuit thermique. La qualité cristalline des couches de platine est améliorée par le recuit thermique expliquant l'amélioration observée des propriétés pyroélectriques lorsque l'électrode arrière de $SiN_x/ZrO_2/Pt$ est recuite.

La position du pic $Pt(111)$ après le recuit thermique (▲) est comparée à celle qu'il occupait avant l'étape de recuit (■) en Figure 4.13. Une plus forte contrainte en tension dans les couches recuites est déduite du fait du déplacement du pic $Pt(111)$.

La Figure 4.13 montre de plus le déplacement du pic $Pt(111)$ après le dépôt de $LiTaO_3$ (●). Le niveau de contraintes présentes dans les couches recuites de $SiN_x/ZrO_2/Pt$ est proche de celui mesuré dans ces mêmes couches après le dépôt de $LiTaO_3$. Cette proximité des niveaux de contraintes explique la stabilité des propriétés pyroélectriques des couches déposées sur une électrode arrière recuite. Dans le cas contraire, la couche de Pt tend à retrouver son état de contraintes avant le dépôt provoquant alors la variation temporelle des propriétés pyroélectriques.

4.2.3 Conclusions

L'électrode arrière en $SiN_x/ZrO_2/Pt$ est celle qui est la plus adaptée pour pouvoir supporter sans dégradation les conditions sévères de température et d'environnement

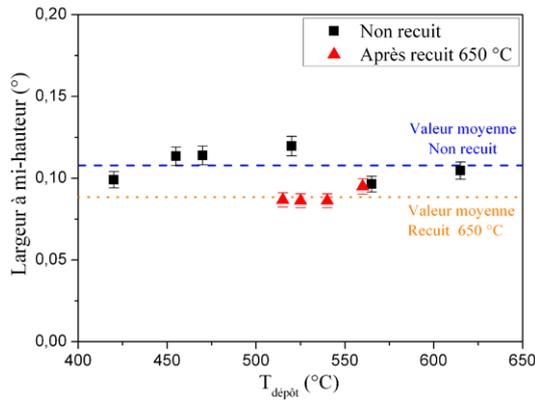


Figure 4.12 – Influence du recuit thermique sur la largeur à mi-hauteur du pic de diffraction du $Pt(111)$.

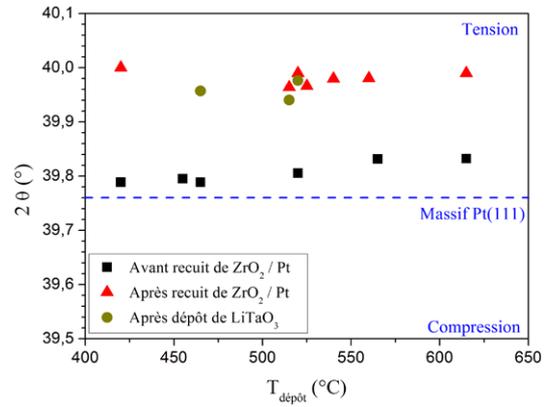


Figure 4.13 – Influence du recuit thermique et du dépôt de $LiTaO_3$ sur le déplacement du pic de diffraction du $Pt(111)$.

oxydant présentes au cours du dépôt de tantalate de lithium.

Une étude de ce type d'électrode portant sur l'évolution des critères morphologiques en fonction de la température de dépôt et du recuit thermique a montré que de meilleures propriétés pyroélectriques sont attendues avec les électrodes arrière réalisées à 520 °C puis recuites au RTA à 650 °C sous atmosphère oxydante du fait :

- d'une plus faible présence de défauts en surface par rapport aux autres températures de dépôt ;
- d'une cristallinité de la couche de platine améliorée par le recuit thermique ;
- d'une adaptation du niveau de contraintes des couches recuites à celui imposé à la couche de platine par le dépôt de la couche pyroélectrique.

4.3 Étude de la couche mince pyroélectrique

4.3.1 Moyens de mise en œuvre

L'électrode arrière choisie, l'étude va maintenant porter sur la couche mince de tantalate de lithium et sur les conditions de fabrication nécessaires pour atteindre des caractéristiques pyroélectriques optimisées et reproductibles.

Dans un premier temps, la pulvérisation cathodique RF magnétron utilisée pour le dépôt du $LiTaO_3$ est décrite ainsi que la composition de la cible utilisée pour le dépôt.

L'influence des différents paramètres du dépôt par pulvérisation cathodique sur les propriétés de la couche pyroélectrique est ensuite étudiée :

- distance entre la cible et le porte-substrat ;
- composition des gaz et débits respectifs ;
- puissance électrique incidente du plasma ;
- pression des gaz ;
- température du porte-substrat ;
- tension de polarisation appliquée pendant le dépôt.

Enfin les techniques de micro-fabrication disponibles pour la gravure du tantalate de lithium seront discutées.

4.3.1.1 Dépôt par pulvérisation cathodique

En se plaçant dans une enceinte dans laquelle règne une pression réduite de gaz inerte, de 10^{-1} à $10^2 Pa$, l'établissement d'une décharge électrique entre deux électrodes conductrices crée un plasma et entraîne l'apparition à l'anode d'une couche mince de même nature que l'électrode antagoniste, la cathode. Ce phénomène fut observé pour la première fois en 1853 par Sir William Robert Grove [115].

Description générale d'un plasma

Un plasma est un état de la matière au même titre que les phases solide, liquide ou gaz. Cette transformation, progressive, se produit pour des couples de température et de pression donnés. Une quantité suffisante d'énergie doit être apportée pour dissocier les électrons de leurs atomes.

Le plasma permet alors la conduction d'un courant électrique contrairement au gaz qui est considéré comme un isolant électrique. Les particules chargées présentes dans le plasma réagissent donc à un champ électromagnétique comme il sera décrit plus tard.

Un plasma est constitué d'un ensemble de particules libres comprenant des espèces neutres, atomes et molécules, et des espèces chargées, ions et électrons. Cet ensemble respecte globalement la neutralité électrique.

Ces différentes particules sont en mouvement sous l'action de sources d'énergie électrique, comme celle produite par une paire d'électrodes : la cathode correspond à l'électrode chargée négativement et l'anode à la positive.

Mécanismes physiques mis en jeu

Le bâti de pulvérisation cathodique contient deux électrodes : le matériau cible à déposer est placé à un potentiel négatif, constituant alors la cathode tandis que l'enceinte est à la masse et forme l'anode. Le porte-substrat peut être soit laissé à un potentiel flottant dont la valeur est fixée par les électrons du plasma, soit être connecté à un potentiel.

L'éjection de particules de la surface de la cible nécessaire à la croissance de la couche mince résulte d'un bombardement d'ions créés à partir du plasma d'un gaz neutre, inerte avec le dépôt : l'argon est souvent employé.

À pression réduite, soit quelques pascals, l'application d'une différence de potentiel proche de 1 kV à 3 kV entre les deux électrodes provoque une décharge électrique qui entraîne l'ionisation de l'argon en Ar^+ . Le plasma établi, il forme une zone équi-potentielle, sauf à proximité immédiate de la cible où le potentiel décroît rapidement du potentiel du plasma proche d'une dizaine de volts à la tension d'auto-polarisation de la cible [116], dans notre cas proche de -200 V . Cette tension sur une courte distance résulte en un champ électrique qui accélère les ions Ar^+ situés à proximité. Il en résulte un bombardement ionique du matériau cible : l'énergie présente lors de l'impact provoque une éjection de matière.

Pour arracher les atomes de la surface de la cible, les ions doivent avoir une énergie supérieure au seuil de pulvérisation du matériau cible. Le complément est transformé en chaleur, d'où la nécessité d'un système de refroidissement. Les atomes sont alors propulsés dans toutes les directions.

Le rendement de pulvérisation est généralement d'un atome arraché par atome incident [115]. Sous l'effet du bombardement ionique, des électrons secondaires sont aussi éjectés de la cathode, ce qui assure l'entretien de la décharge électrique.

Le phénomène de pulvérisation cathodique qui a été décrit jusqu'à présent est celui qui se produit avec une alimentation continue de la cathode. Si un isolant électrique est déposé, la cathode étant à un potentiel négatif, les cations Ar^+ s'accumulent en surface de la cible et réduisent considérablement la pulvérisation du matériau.

L'utilisation d'une alimentation électrique alternative est donc préférée pour déposer un isolant électrique. Au cours de l'alternance négative de l'alimentation, les atomes de la cible sont pulvérisés vers le substrat comme pour la pulvérisation continue et les charges positives s'accumulent sur la cible. Durant l'alternance positive, la cible est à un potentiel positif. Les électrons présents dans le plasma sont attirés et l'équilibre des charges en surface de la cible est rétabli. Les ions seront de nouveau attirés à la prochaine alternance.

La fréquence de l'alimentation est choisie afin d'empêcher la pulvérisation du substrat par les ions Ar^+ et pour permettre l'arrêt de l'écrantage de la cible par les électrons. Or ces derniers sont des particules moins lourdes que les ions et donc à plus faible inertie : pour une demi-période de l'alimentation, les électrons parcourent une distance plus grande que les ions qui doivent se déplacer sur une distance inférieure à la distance inter-électrode. Ainsi, une haute fréquence est choisie : $13,56\text{ MHz}$, d'où l'appellation pulvérisation cathodique radiofréquence (RF).

Cette technique de dépôt peut aussi être améliorée avec l'utilisation du procédé magnétron. Il consiste à superposer un champ magnétique perpendiculaire au champ électrique normal à la surface de la cible [115].

L'ajout du champ magnétique augmente la densité d'électrons à proximité de la cible ce qui résulte en un plus grand nombre d'ionisations de l'argon dans cette région. Du fait du champ électrique, ils sont accélérés vers la cible. À puissance électrique équivalente, il y a donc un rendement de pulvérisation plus grand avec le procédé magnétron qu'en son absence.

Bâti utilisé pour le dépôt de tantalate de lithium

Le tantalate de lithium étant un diélectrique, le dépôt de couches minces par pulvérisation cathodique RF magnétron a été choisi. Une vue schématique du bâti avec lequel nous réalisons les dépôts est donnée en Figure 4.14.

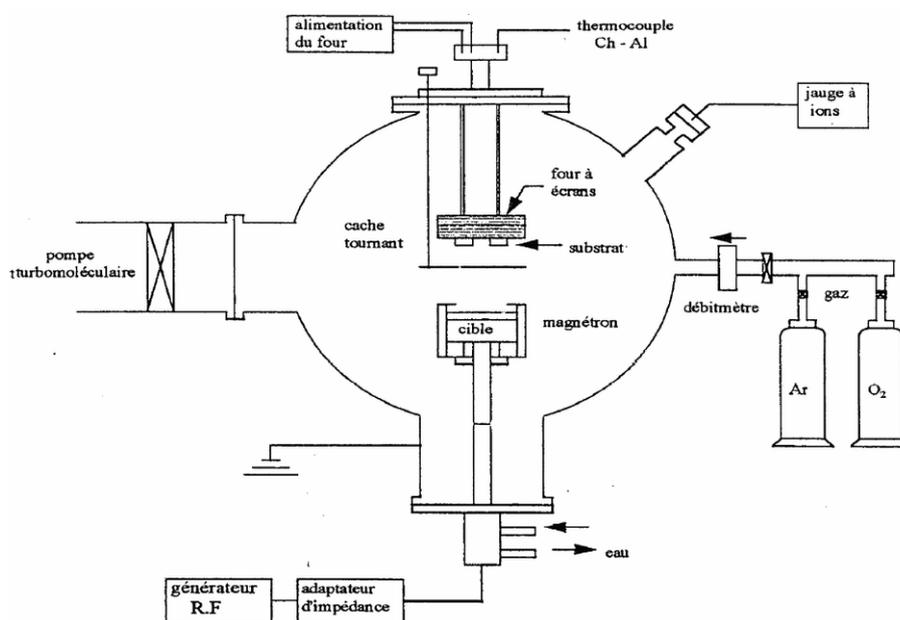


Figure 4.14 – Schéma du bâti de pulvérisation cathodique RF magnétron utilisé pour le dépôt de $LiTaO_3$ [117].

Plusieurs remarques peuvent être effectuées.

Tout d'abord, l'entretien de la décharge électrique est possible si les molécules présentes dans l'atmosphère du bâti y participent. Il faut donc une présence la plus faible possible de polluants tels que les molécules d'eau ou les molécules d'azote. C'est pourquoi dans un premier temps, un vide de quelques 10^{-6} Torr est atteint par un système de deux pompes à vides en série : une pompe primaire permettant d'atteindre quelques 10^{-3} Torr reliée à une pompe secondaire, ici une pompe turbo-moléculaire, qui permet d'atteindre le vide nécessaire.

De plus, la stœchiométrie au sein des couches de $LiTaO_3$ est recherchée en injectant du gaz O_2 en supplément du gaz Ar [118]. Le rapport entre leurs deux débits fait d'ailleurs partie des paramètres du dépôt.

Un autre point à prendre en compte est l'adaptation d'impédance entre le générateur RF et la cible. Elle est automatiquement effectuée par un boîtier d'adaptation pour annuler la partie de la puissance du plasma réfléchi vers le réseau et ainsi avoir le maximum de puissance incidente dirigée vers le maintien de la décharge électrique.

Le dépôt se faisant sur un substrat à une température élevée, une résistance bobinée de nickel-chrome parcourue par un fort courant électrique est placée en contact avec le porte-substrat. Il peut alors être chauffé jusqu'à une température de 660 °C.

Enfin, pour éviter une détérioration de la cible pendant le dépôt, celle-ci est refroidie par un circuit de circulation d'eau thermostatée.

4.3.1.2 Composition du matériau cible

Les cibles disponibles dans le commerce sont composées d'un alliage entre deux molécules, l'une à base de lithium et la deuxième à base d'un oxyde de tantale. Pour des cibles de composition stœchiométrique, le dépôt résultant est principalement composé d'une phase appauvrie en lithium, $LiTa_3O_8$ [101]. Tandis que de meilleures performances pyroélectriques sont obtenues avec une cible à plus forte teneur atomique de lithium par rapport aux autres éléments [119]. L'intérêt d'une plus forte teneur en lithium provient du fait que cet élément chimique très léger a une tendance forte à se disperser dans le bâti et à être repulvérisé du substrat [118], ce qui dégrade directement la stœchiométrie des couches de $LiTaO_3$.

Les études menées par la suite ont été réalisées à partir de dépôts de $LiTaO_3$ issus d'une cible composée à 60% de carbonate de lithium, Li_2CO_3 et à 40% d'oxyde de tantale, Ta_2O_5 . Ce type de cible a moins tendance à se dégrader avec le temps et les dépôts que les cibles contenant de l'oxyde de lithium.

Un éventuel déficit en lithium de la couche déposée peut être détecté par une analyse des diffractogrammes RX. Le pic représentatif de la phase stœchiométrique $LiTaO_3$, d'orientation cristalline (006) et celui de la phase minoritaire $LiTa_3O_8$, d'orientation (400) sont en effet respectivement placés aux angles 39,185° et 38,2°. Leurs hauteurs relatives donnent alors une information de leur proportion relative au sein de la couche pyroélectrique.

4.3.1.3 Caractérisation de la cristallinité des couches minces de $LiTaO_3$

La pyroélectricité du tantalate de lithium provient de l'axe polaire c orienté suivant l'axe (006). Alors pour pouvoir présenter un caractère pyroélectrique, la couche mince déposée doit être cristalline et contenir la phase $LiTaO_3(006)$. Pour caractériser cette présence, la diffractométrie par rayons X est employée.

Pour pouvoir déterminer l'effet successif de chacun des dépôts, plusieurs diffractogrammes sont effectués : un avant le dépôt du platine, un après le dépôt du platine et enfin un relevé après le dépôt de la couche de $LiTaO_3$. Un exemple de ces trois relevés est donné en Figure 4.15.

Avant tout dépôt, le diffractogramme RX présente déjà un pic vers la position $2\theta = 38,45^\circ$, pic dû à la présence du SiN_x sur le substrat de silicium.

Après le dépôt du platine, le diffractogramme présente un pic supplémentaire : celui à $2\theta = 39,9^\circ$ correspondant au $Pt(111)$ comme déjà mentionné aux paragraphes 3.3.2 et 4.2.2.

Enfin, suite au dépôt de tantalate de lithium, le relevé présente un nouveau pic qui se situe aux alentours de $2\theta = 39,2^\circ$ et qui représente la phase $LiTaO_3(006)$.

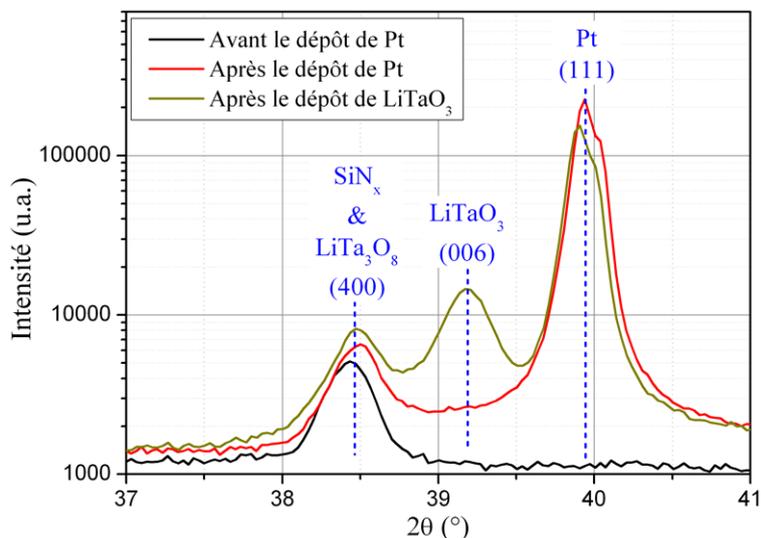


Figure 4.15 – Diffractogrammes RX successifs d’un échantillon réalisé suivant le stade de fabrication.

Le pic à $2\theta = 39,9^\circ$ étant dû à la présence de l’électrode arrière de platine, les deux autres pics sont attribués aux autres espèces en présence. En effet,

- le pic à $2\theta = 39,185^\circ$ correspond à l’axe polaire (006) d’une phase stœchiométrique de $LiTaO_3$ comme il a déjà été dit ;
- le pic à $2\theta = 38,2^\circ$ à une phase minoritaire $LiTa_3O_8$ d’orientation (400) se rajoutant au pic du SiN_x .

Le diffractogramme RX après le dépôt du $LiTaO_3$ ayant deux pics relatifs à des espèces cristallines différentes autour de la position $2\theta = 38,3^\circ$, il ne sera pas possible de discriminer la présence d’une phase minoritaire avec ce type de substrat utilisé. En effet, comme ce pic est large, la cristallinité est insuffisante pour étudier ces couches par double diffraction par rayons X.

Le seul pic étudié sera donc celui représentatif de la phase $LiTaO_3(006)$: il sera étudié en fonction de la position de son maximum 2θ , de sa largeur à mi-hauteur et de son amplitude.

Tout comme l’étude des diffractogrammes des couches de Pt , le logiciel Xfit a été utilisé pour interpoler le relevé et déterminer l’angle 2θ pour lequel le maximum d’intensité est détecté ainsi que la largeur à mi-hauteur.

4.3.1.4 Caractérisation des propriétés pyroélectriques

L’influence des paramètres de dépôt sur le caractère pyroélectrique des couches minces sera étudiée au travers plus particulièrement de leur influence sur le coefficient pyroélectrique p .

Sa caractérisation est effectuée à l'aide du banc de mesures décrit en Figure 4.16. L'échantillon est placé sur un module Peltier dont la température est contrôlée par un programme interfacé par Labview. Une variation de température est imposée toutes les cinquante secondes sous la forme de deux échelons qui se répètent successivement, le premier pour atteindre $40\text{ }^{\circ}\text{C}$ et le deuxième pour revenir à $20\text{ }^{\circ}\text{C}$: le coefficient pyroélectrique est donc déterminé pour un réchauffement ou un refroidissement uniforme de l'échantillon à une vitesse maximale de $1,75\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{s}$ [107]. La température de l'échantillon est relevée par la mesure de la tension issue d'un thermocouple posé sur la surface supérieure : l'interface Labview permet de visualiser en parallèle le relevé de cette température et le calcul de sa dérivée temporelle.

Soumise aux variations temporelles de la température, la couche mince pyroélectrique de LiTaO_3 génère des charges électriques qui sont collectées par un électromètre Keithley 6514 : une des deux électrodes est reliée à l'électrode arrière de platine et la deuxième est posée sur l'électrode supérieure d'aluminium. Pour s'assurer de l'homogénéité du dépôt de LiTaO_3 , plusieurs plots d'aluminium sont déposés sur la couche pyroélectrique. Plusieurs mesures de courant pyroélectriques sont donc effectuées pour un même échantillon $\text{SiN}_x/\text{ZrO}_2/\text{Pt}/\text{LiTaO}_3/\text{Al}$.

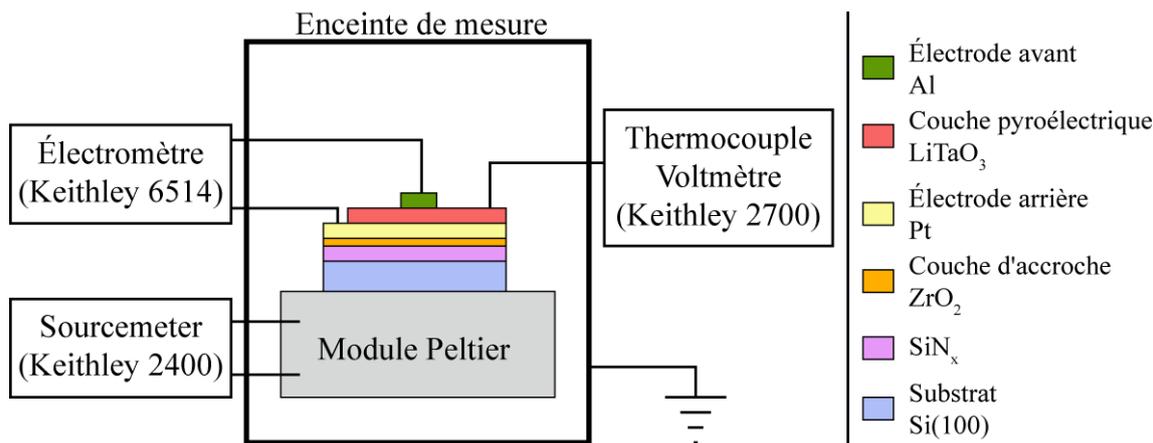


Figure 4.16 – Schéma du banc de mesure du courant généré en régime quasi-statique.

Une couche pyroélectrique présente un profil temporel du courant détecté qui est une image de la dérivée temporelle de la température, comme illustré en Figure 4.17. La valeur du coefficient pyroélectrique se déduit avec la relation :

$$p = \frac{I_p}{\mathcal{A} \frac{dT}{dt}} \quad (4.20)$$

avec

- I_p , la hauteur du pic de courant détecté ;
- \mathcal{A} , l'aire en regard des deux électrodes ;
- $\frac{dT}{dt}$, la valeur de la dérivée temporelle de température au moment du pic de courant.

Cependant le relevé de courant peut légèrement différer de l'image de la dérivée de la température du fait :

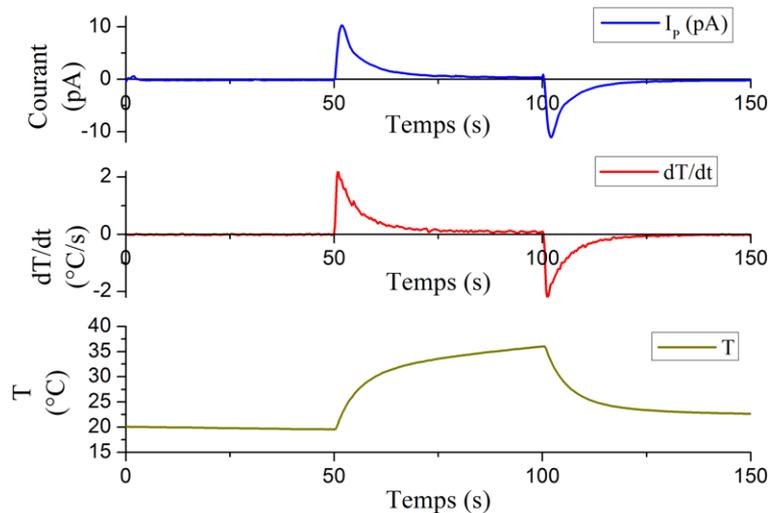


Figure 4.17 – Relevés issus d’une mesure de courant pyroélectrique : la courbe au-dessus représente le courant généré par la couche, la deuxième courbe est la dérivée temporelle de la température et la troisième est la température relevée à la surface de l’échantillon.

- de la présence d’un courant d’offset ;
- de la présence d’un courant thermostimulé.

Le courant d’offset est visible pendant les 50 premières secondes de la mesure lorsque l’échantillon est à la température ambiante, constante. Durant cette phase, le montage est équivalent à une capacité qui se décharge dans la résistance de l’appareil de mesure : la valeur du courant à la fin de la décharge est alors liée aux impuretés présentes dans la couche. Par exemple, une plus forte teneur en oxygène, élément très électro-négatif, dans le gaz peut être responsable d’une plus grande absorption de défauts aux interfaces ou au niveau des joints de grain.

La Figure 4.18 présente la mesure effectuée sur un échantillon où un courant d’offset est détecté ainsi qu’un courant thermostimulé dont le profil temporel est similaire à celui de la température présenté en Figure 4.17.

D’autre part, lors des variations de température, les charges piégées dans la couche pyroélectrique sont activées thermiquement [120]. Le courant qui apparaît alors est lié au dépiégeage des charges : c’est le courant thermostimulé, proportionnel à la température [101]. Ce courant thermostimulé n’est pas compatible avec une utilisation en tant que détecteur de variation de température.

Les mesures de courant d’offset et de courant thermostimulé ne seront pas présentées. Cependant, lors de l’étude de l’influence d’un paramètre, leur comparaison aidera à départager entre deux valeurs lorsque les coefficients pyroélectriques ne suffiront pas à conclure.

4.3.2 Résultats expérimentaux

Les six parties suivantes vont chacune s’intéresser à l’effet sur la couche pyroélectrique de $LiTaO_3$ d’un des paramètres réglables de la pulvérisation cathodique RF magnétron :

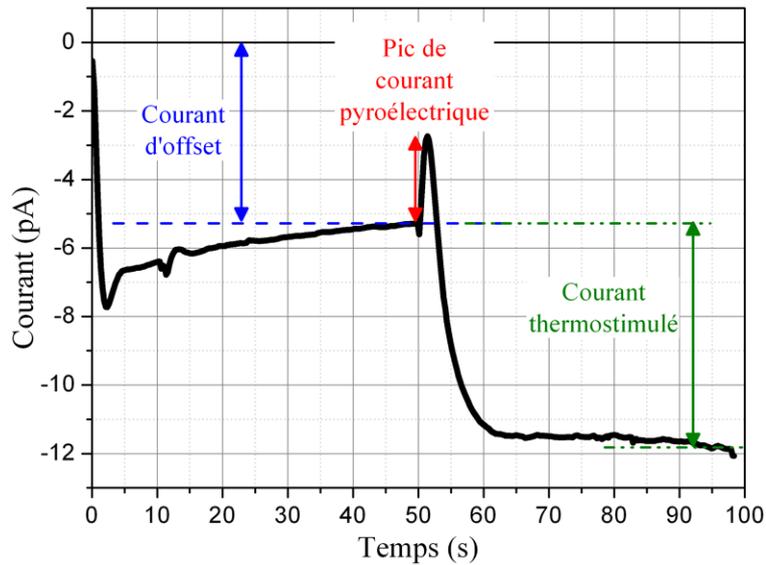


Figure 4.18 – Relevé de courant pyroélectrique avec présence d'un courant d'offset et de courant thermostimulé.

le caractère cristallin de la couche sera discuté dans un premier temps au travers des diffractogrammes RX avant de s'intéresser au coefficient pyroélectrique obtenu.

Pour chacune des conditions de dépôts étudiés, deux ou trois échantillons sont placés dans le bâti de pulvérisation cathodique et les plots d'aluminium sont ensuite déposés par-dessus. De cette manière, une étude statistique a pu être menée pour s'assurer des conclusions qui vont être données.

De plus, un point de mesure correspondra à la valeur moyenne du coefficient pyroélectrique sur les différentes mesures réalisées sur les trois échantillons et les barres d'erreur représenteront l'écart-type entre ces mesures. De minces barres d'erreur seront donc synonymes d'un dépôt homogène.

4.3.2.1 Influence de la distance entre le porte-substrat et la cible

Conditions de dépôt

Les conditions expérimentales pour lesquelles est effectuée cette étude de l'influence de la distance entre le porte-substrat et la cible sont regroupées dans le Tableau 4.2. Tous les autres paramètres sont gardés constants tandis que la distance à la cible est modifiée entre 5 et 7 *cm*. Les différentes valeurs à savoir la puissance du plasma, la température de dépôt, la pression dans l'enceinte, la composition du mélange gazeux ont été préalablement choisies par une première étude rapide de leurs effets. Ils pourront donc être amenés à être modifiés par la suite.

Trois couches sont déposées dans les conditions décrites dans le Tableau 4.2 : une à 5 *cm*, une autre à 6 *cm* et une dernière à 7 *cm*.

L'interaction avec le champ magnétique du magnétron regroupe les atomes arrachés à la cible dans un volume de forme conique : plus la distance jusqu'à la cible est importante,

Puissance incidente du plasma	35 W
Pression lors du dépôt	3 mTorr
Température de dépôt	617 °C
Composition du mélange gazeux	70% d'Ar + 30% d'O ₂
Débit des gaz composant le mélange	35 cm ³ /min d'Ar + 15 cm ³ /min d'O ₂
Distance de la cible au substrat	Variable de 5 à 7 cm
Épaisseur de LiTaO ₃ déposé en 8 heures	Variable de 230 nm à 410 nm

Tableau 4.2 – Conditions de dépôt pour étudier l'influence de la distance entre la cible et le porte-substrat.

plus la densité d'espèces à déposer est faible. Ceci explique pourquoi en passant d'une distance de 5 cm à 7 cm entre la cible et la surface où se forme le dépôt, la vitesse de dépôt varie comme illustré par la Figure 4.19 : l'épaisseur de la couche pyroélectrique passe de 410 nm à 230 nm après huit heures de dépôt.

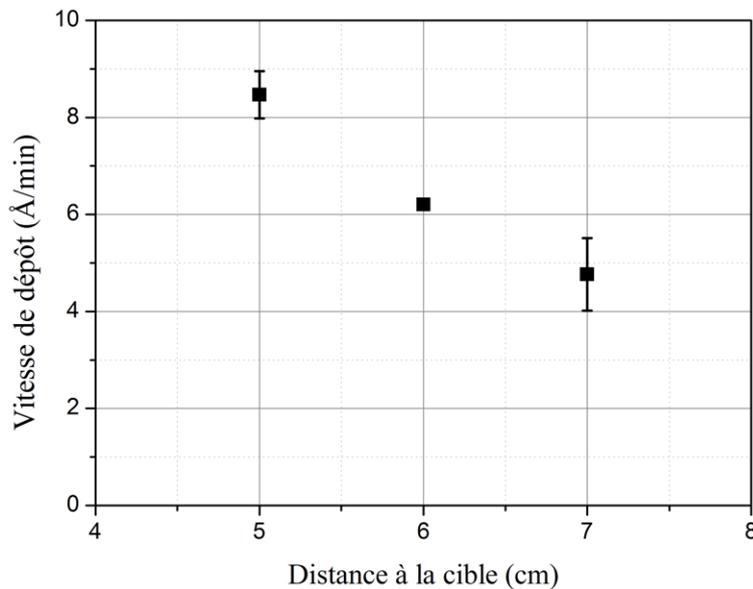


Figure 4.19 – Évolution de la vitesse de dépôt en fonction de la distance entre la cible et le porte-substrat.

Étude de la cristallinité

En Figure 4.20 est reportée l'évolution de la largeur à mi-hauteur obtenue par l'interpolation du pic de LiTaO₃(006) des relevés de diffractogrammes RX. L'évolution de la position 2θ de ce pic est tracée en Figure 4.21.

Le niveau de contraintes est très faible car la position 2θ du pic LiTaO₃(006) des couche étudiées est proche de la position du pic du matériau massif. Les contraintes ne dépendent pas de la distance entre le porte-substrat et la cible et la position du pic 2θ n'est donc pas un paramètre représentatif d'une possible influence de la distance sur le dépôt.

De même, la largeur à mi-hauteur du pic de LiTaO₃(006) n'est pas influencée par la distance à la cible. La qualité cristalline est donc indépendante de la distance à la cible.

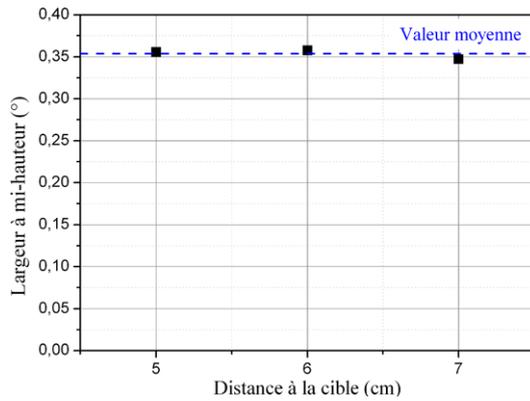


Figure 4.20 – Évolution de la largeur à mi-hauteur du pic $LiTaO_3(006)$ en fonction de la distance entre la cible et le porte-substrat.

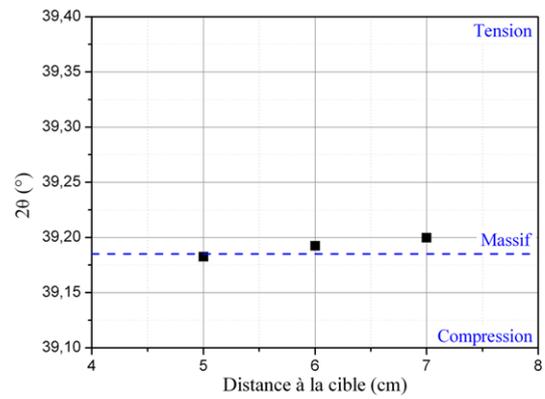


Figure 4.21 – Évolution de la position du pic $LiTaO_3(006)$ en fonction de la distance entre la cible et le porte-substrat.

Mesure du coefficient pyroélectrique

La mesure des coefficients pyroélectriques des différents échantillons est effectuée. Il apparaît que p est constant avec la distance : la plage étudiée de distance entre la cible et le porte-substrat n'est pas suffisante pour établir une réelle influence de ce paramètre sur le caractère pyroélectrique des couches. La valeur moyenne $p = 19,2 \pm 2,0 \mu C.m^{-2}.K^{-1}$ est obtenue.

Cependant de plus faibles courant d'offset et de courant thermostimulé nous ont fait choisir l'essai à 6 cm comme celui qui optimise la couche pyroélectrique. À cette distance, le coefficient pyroélectrique est de $22,4 \pm 2,8 \mu C.m^{-2}.K^{-1}$.

4.3.2.2 Influence de la composition des gaz du plasma

Conditions de dépôt

Un autre paramètre est la composition du mélange gazeux injecté dans l'enceinte pendant le dépôt. Les conditions expérimentales dans lesquelles ont été réalisées les couches qui vont être étudiées sont regroupées dans le Tableau 4.3 : la teneur en dioxygène du mélange varie de 5% à 40%, le reste du mélange étant composé d'argon.

Les résultats de la partie précédente nous ont fait placer la cible à une distance de 6 cm du porte-substrat.

Puissance incidente du plasma	35 W
Pression lors du dépôt	3 mTorr
Température de dépôt	617 °C
Composition du mélange gazeux	Variable de 5% à 40% d' O_2
Débit global des gaz	50 cm^3/min
Distance de la cible au substrat	6 cm
Épaisseur de $LiTaO_3$ déposé en 8 heures	Variable de 400 nm à 250 nm

Tableau 4.3 – Conditions de dépôt pour étudier l'influence de la composition du mélange gazeux.

Lors du dépôt de couches minces d'oxyde par pulvérisation cathodique, la pression partielle d'oxygène est un paramètre important pour leur croissance car elle contrôle la teneur en oxygène du film déposé [118]. En effet, lorsque la cible est bombardée par les atomes d'argon, l'alliage est décomposé en éléments simples : Li , Ta et O . L'apport supplémentaire de ce dernier permet des interactions avec les espèces chimiques présentes dans le plasma et de nouveaux composés se forment.

De cette façon, un atome de lithium et un ou plusieurs atomes d'oxygène forment une molécule d'oxydes de lithium, plus lourde que le seul atome de lithium : la distance de thermalisation de la nouvelle molécule est alors plus faible c'est-à-dire la distance à partir de laquelle la molécule a un comportement diffusif et une trajectoire due uniquement à l'agitation thermique [118]. Une plus faible proportion a donc tendance à atteindre le substrat.

De plus, l'augmentation de la proportion d'oxygène dans le gaz va de pair avec une diminution de la quantité d'argon, ce qui a pour conséquence directe de diminuer le nombre d'éléments pulvérisés de la cible.

Ceci implique une diminution de la vitesse de dépôt lorsque le pourcentage d'oxygène augmente comme le montre la Figure 4.22 avec une diminution de la vitesse de 30% lorsque la teneur en oxygène passe de 10% à 40%.

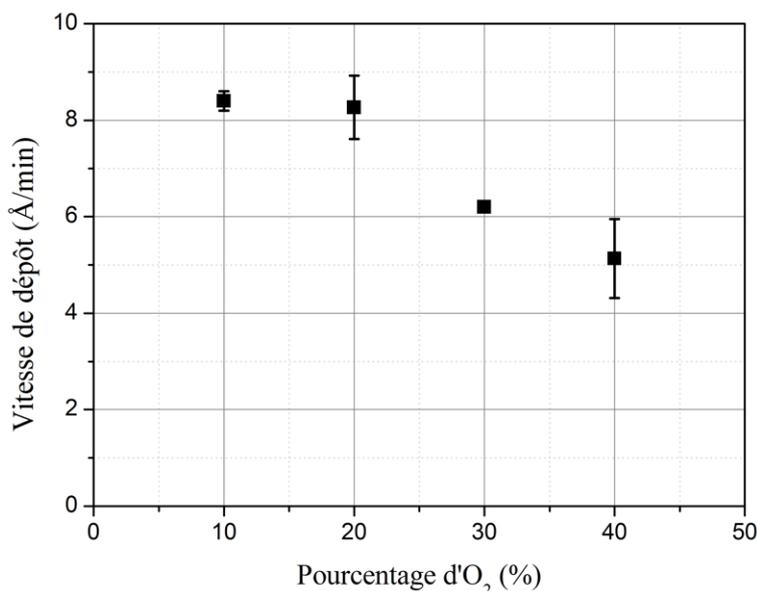


Figure 4.22 – Évolution de la vitesse de dépôt en fonction du pourcentage d'oxygène dans le mélange gazeux.

Étude de la cristallinité

Sur la Figure 4.23, la largeur à mi-hauteur du pic $LiTaO_3(006)$ est représentée en fonction de la teneur en oxygène du mélange gazeux et les positions de ces différents pics sont tracés en Figure 4.24.

Lorsque le mélange gazeux contient 5% d'oxygène, le pic $LiTaO_3(006)$ est situé à l'angle $2\theta = 39,32^\circ$ supérieur à celui des autres pics, ce qui est significatif d'une plus forte contrainte en tension suivant l'axe pyroélectrique de la couche mince. Les autres dépôts

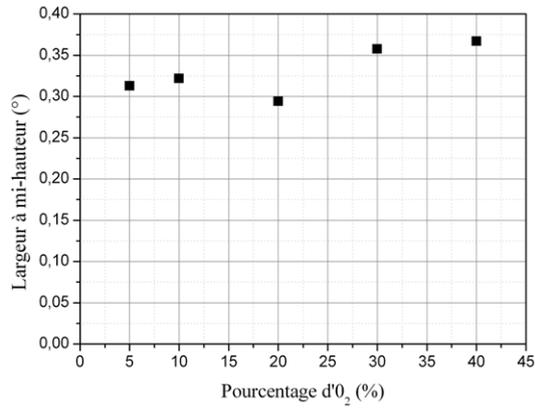


Figure 4.23 – Évolution de la largeur à mi-hauteur du pic $LiTaO_3(006)$ en fonction du pourcentage d' O_2 dans le mélange gazeux.

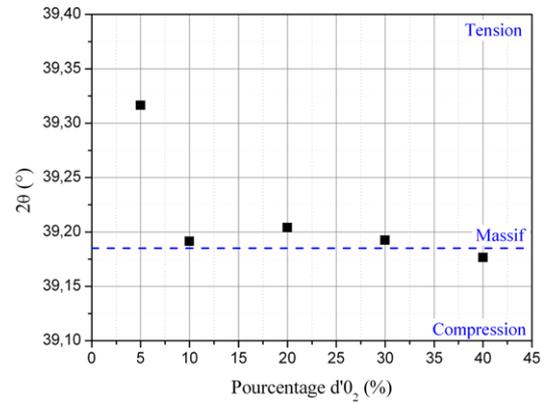


Figure 4.24 – Évolution de la position du pic $LiTaO_3(006)$ en fonction du pourcentage d' O_2 dans le mélange gazeux.

présentent des pics proches du niveau massif, synonyme de très faibles contraintes dans la couche.

La largeur à mi-hauteur varie peu avec le pourcentage d'oxygène. Une légère dégradation de la qualité cristalline est toutefois visible aux valeurs élevées.

Mesure du coefficient pyroélectrique

Les coefficients pyroélectriques des cinq essais réalisés pour l'étude de l'influence de la composition du mélange gazeux sont tracés en Figure 4.25.

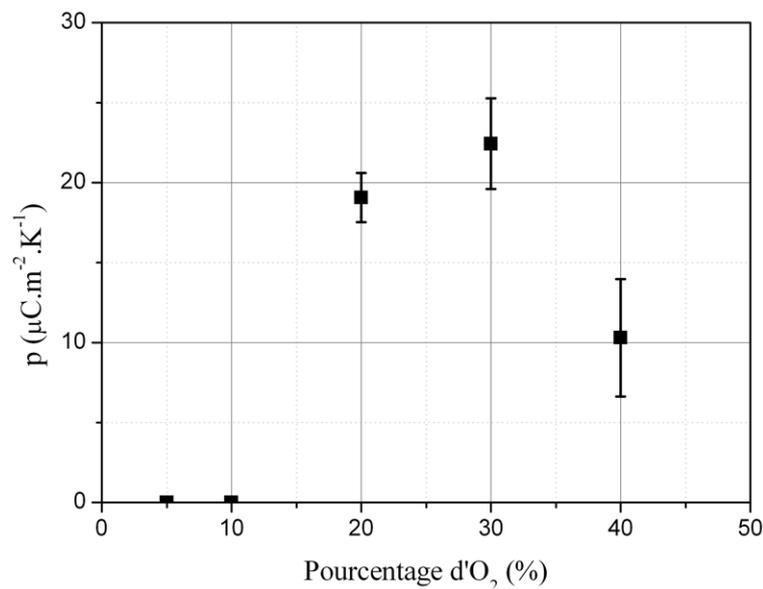


Figure 4.25 – Évolution du coefficient pyroélectrique en fonction de la composition du mélange gazeux.

Pour un mélange gazeux composé de 5% ou 10% d' O_2 , la couche ne présente aucun caractère pyroélectrique.

Parmi les trois autres essais, la couche réalisée avec un mélange gazeux compris entre

20 et 30% d' O_2 et entre 80 et 70% d' Ar respectivement sont celles qui ont le plus fort coefficient pyroélectrique.

Un compromis doit donc être trouvé entre la vitesse de croissance de la couche et la qualité cristalline du dépôt. Finalement, la composition choisie pour le mélange gazeux est de 80% d' Ar + 20% d' O_2 afin d'avoir une vitesse de croissance plus élevée à coefficient pyroélectrique équivalent.

4.3.2.3 Influence de la puissance du plasma

Conditions de dépôt

La puissance radiofréquence de l'alimentation est aussi un paramètre du dépôt à ajuster. Les conditions de dépôt appliquées à cette étude sont réunies dans le Tableau 4.4.

Puissance incidente du plasma	Variable de 25 à 50 W
Pression lors du dépôt	3 $mTorr$
Température de dépôt	617 $^{\circ}C$
Composition du mélange gazeux	80% d' Ar + 20% d' O_2
Débit des gaz composant le mélange	40 cm^3/min d' Ar + 10 cm^3/min d' O_2
Distance de la cible au substrat	6 cm
Épaisseur de $LiTaO_3$ déposé en 8 heures	Variable de 185 nm à 620 nm

Tableau 4.4 – Conditions de dépôt pour étudier l'influence de la puissance incidente du plasma.

Lorsque la puissance de l'alimentation varie entre 25 et 50 W , la vitesse de dépôt varie comme illustré en Figure 4.26 : l'épaisseur de la couche de $LiTaO_3$ passe alors de 185 nm à 620 nm en huit heures de dépôt. En effet, plus la puissance électrique imposée entre les deux électrodes est importante, plus l'énergie des ions Ar^+ va en s'accroissant, ce qui conditionne aussi bien l'énergie initiale des atomes arrachés à la cible que le rendement de pulvérisation de ces espèces [118]. Néanmoins, si les espèces arrivent avec une énergie trop forte sur le substrat, ils risquent de repulvériser ce qui s'est déjà déposé.

Étude de la cristallinité

Les Figures 4.27 et 4.28 tracent respectivement l'évolution de la largeur à mi-hauteur du pic $LiTaO_3(006)$ et l'évolution de la position du maximum de ces pics en fonction de la puissance incidente du plasma.

La puissance influence notablement la largeur à mi-hauteur : celle-ci varie du simple au double entre les puissances de dépôt de 25 W et 50 W . Ceci correspond à une forte dégradation de la qualité cristalline de la couche mince.

La Figure 4.28 montre que la puissance incidente qui induit le moins de contraintes dans la couche mince est 43 W . Nous verrons au paragraphe suivant que le dépôt à 43 W donne un dépôt de plus faible coefficient pyroélectrique que les dépôts à 35 W et 50 W .

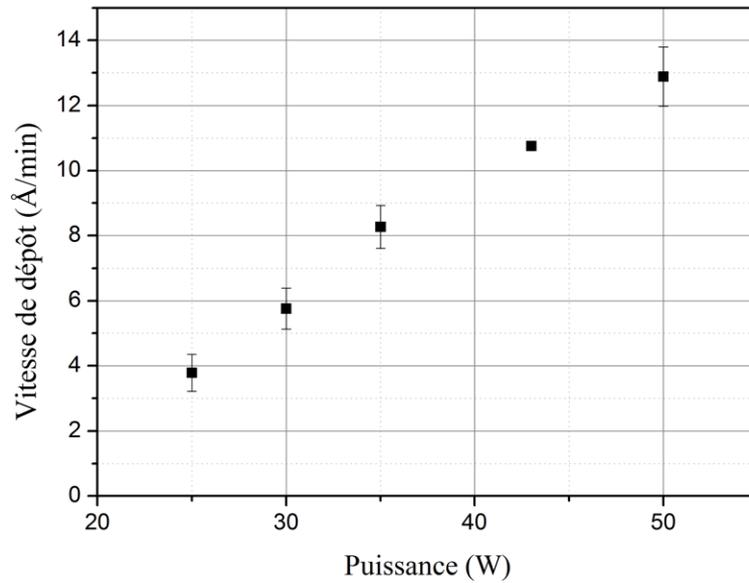


Figure 4.26 – Évolution de la vitesse de dépôt en fonction de la puissance de l'alimentation du plasma.

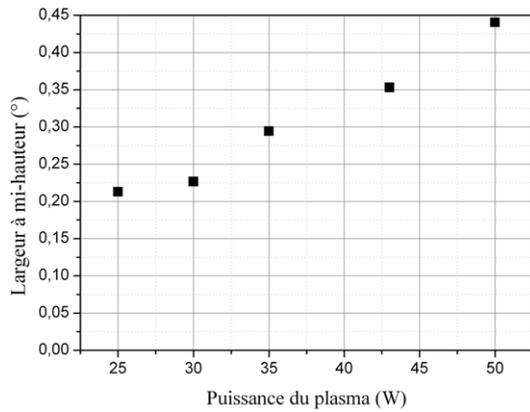


Figure 4.27 – Évolution de la largeur à mi-hauteur et de l'amplitude du pic $LiTaO_3(006)$ en fonction de la puissance incidente du plasma.

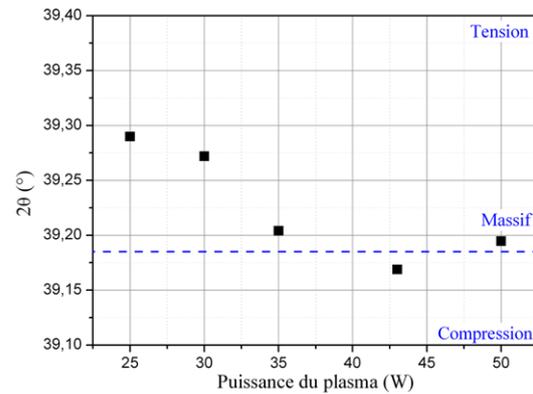


Figure 4.28 – Évolution de la position du pic $LiTaO_3(006)$ en fonction de la puissance incidente du plasma.

La position et la largeur à mi-hauteur du pic $LiTaO_3(006)$ varie fortement avec la puissance incidente du plasma : ce paramètre du dépôt par pulvérisation cathodique influence donc respectivement le niveau de contraintes dans la couche ainsi que la croissance cristalline suivant l'axe pyroélectrique.

Mesure du coefficient pyroélectrique

Les différentes couches pyroélectriques sont testées pour obtenir la valeur du coefficient pyroélectrique correspondant : les résultats sont reportés en Figure 4.29.

Quand l'alimentation a une puissance de 25 W, les dipôles électriques sont orientés en sens inverse. À 30 W, les différents échantillons qui ont été réalisées présentent un comportement pyroélectrique très hétérogène : une couche présente une orientation en sens inverse tandis que l'autre présente une orientation dans le même sens que le reste

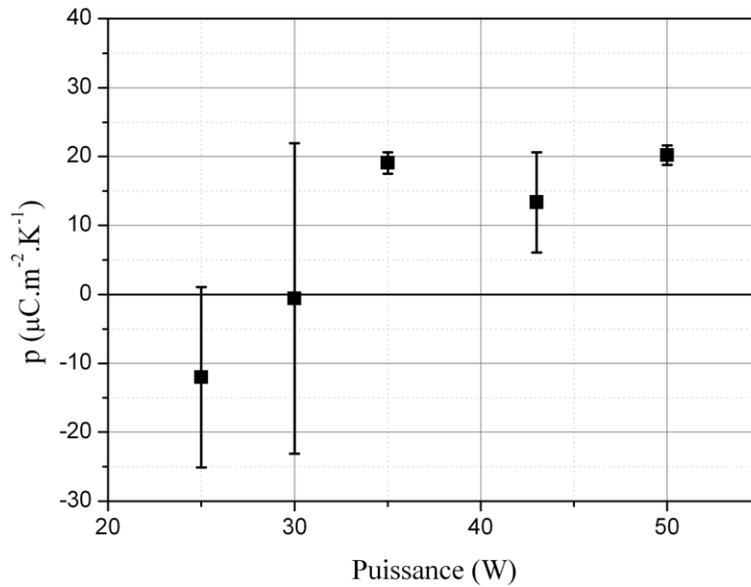


Figure 4.29 – Évolution du coefficient pyroélectrique en fonction de la puissance incidente du plasma.

des dépôts.

Les trois autres essais présentent un comportement plus uniforme avec une très faible dispersion des coefficients pyroélectriques pour les couches réalisées de 35 à 50 W.

La puissance d'alimentation choisie par la suite est donc de 35 W car elle permet à la fois d'obtenir une structure bien cristallisée avec peu de contraintes et un coefficient pyroélectrique élevé : $p = 19,1 \pm 1,6 \mu\text{C} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$.

4.3.2.4 Influence de la pression de dépôt

Conditions de dépôt

L'obtention de couches pyroélectriques de bonne qualité passe par une recherche de la meilleure pression de dépôt. Pour cela, cinq essais à une pression allant de 2 à 12 mTorr ont été réalisés, les autres paramètres de dépôt étant ceux décrits dans le Tableau 4.5.

Puissance incidente du plasma	35 W
Pression lors du dépôt	Variable de 2 à 12 mTorr
Température de dépôt	617 °C
Composition du mélange gazeux	80% d'Ar + 20% d'O ₂
Débit des gaz composant le mélange	40 cm ³ /min d'Ar + 10 cm ³ /min d'O ₂
Distance de la cible au substrat	6 cm
Épaisseur de LiTaO ₃ déposé en 8 heures	360 nm ± 15 nm

Tableau 4.5 – Conditions de dépôt pour étudier l'influence de la pression lors du dépôt.

La pression de travail joue sur la quantité de matière présente dans l'enceinte de dépôt : l'écart entre les distances moyennes parcourue par un atome entre deux chocs

c'est-à-dire le libre parcours moyen des espèces chimiques Li , Ta et O augmente lorsque la pression diminue. De par leurs tailles respectives, le tantale a tendance à parcourir une distance plus grande que le lithium, entraînant une couche de composition différente de celle déposée à plus forte pression [118]. Cependant, la quantité de matière qui adhère au substrat est la même puisque le dépôt de huit heures conduit à une couche d'épaisseur constante avec la pression.

Mesure du coefficient pyroélectrique

Afin de mieux interpréter les diffractogrammes RX, l'étude du coefficient pyroélectrique est effectuée dans un premier temps.

Les coefficients pyroélectriques mesurés sur les différentes couches sont tracés sur la Figure 4.30 en fonction de la pression dans l'enceinte au cours du dépôt.

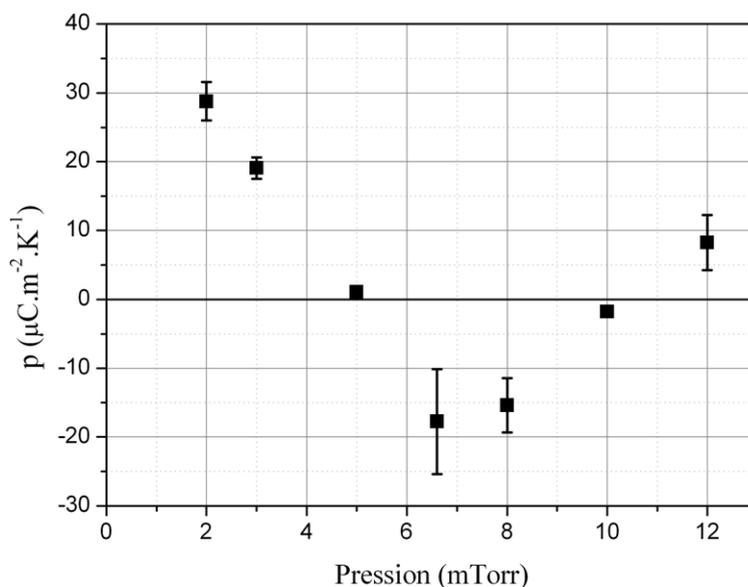


Figure 4.30 – Évolution du coefficient pyroélectrique en fonction de la pression lors du dépôt.

Le diagramme de la cristallinité de la couche de $LiTaO_3$ en fonction de P , présenté en Figure 4.7, a montré que différents types de cristallisation sont possibles suivant la pression dans l'enceinte.

Pour des pressions comprises entre 5 et 10 *mTorr*, le coefficient pyroélectrique du dépôt est négatif ce qui permet de conclure à une orientation moyenne des dipôles en sens inverse du sens observé habituellement. L'augmentation de la pression rétablit les dipôles dans l'orientation fréquemment mesurée du fait du retour aux valeurs positives du coefficient pyroélectrique.

Lorsque la pression est augmentée, la tension d'auto-polarisation de la cible augmente aussi en valeur absolue, de même que le champ électrique. Les ions Ar^+ sont donc plus accélérés et donnent une plus grande énergie aux éléments pulvérisés. Or la pression plus forte augmente aussi la présence d'éléments dans l'enceinte : le plasma a tendance à amortir le passage des éléments pulvérisés et il favorise les interactions chimiques. La modification de l'orientation moyenne de la couche est alors une résultante entre ces deux

différents phénomènes. Pour des pressions jusqu'à 6 *mTorr*, l'un des deux phénomènes est prépondérant et pour des pressions supérieures, l'autre prend le pas sur le premier.

Lorsque le débit de gaz entrant est de $50 \text{ cm}^3.\text{min}^{-1}$, le vide dans le bâti ne peut pas être inférieur à 2 *mTorr* pour des raisons matériels. Même si un dépôt à 1 *mTorr* aurait permis de poursuivre la courbe 4.30 pour des pressions inférieures, il n'est pas possible de le réaliser dans les mêmes conditions expérimentales.

Étude de la cristallinité

La Figure 4.31 montre la variation de la largeur à mi-hauteur du pic $\text{LiTaO}_3(006)$ en fonction de la pression lors du dépôt. En Figure 4.32, sont tracés les positions maximums de ces pics suivant la pression du dépôt.

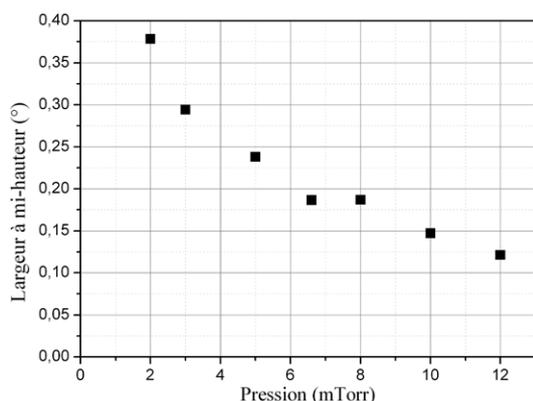


Figure 4.31 – Évolution de la largeur à mi-hauteur du pic $\text{LiTaO}_3(006)$ en fonction de la pression lors du dépôt.

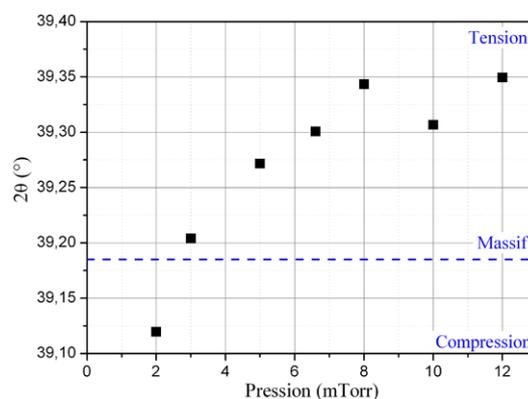


Figure 4.32 – Évolution de la position du pic $\text{LiTaO}_3(006)$ en fonction de la pression lors du dépôt.

La largeur à mi-hauteur de ces pics diminue fortement lorsque la pression augmente indiquant une cristallinité allant en s'améliorant.

Enfin, la Figure 4.32 montre que plus la pression du dépôt est augmentée, plus la phase $\text{LiTaO}_3(006)$ présente de contraintes en tension. Il faut noter que le dépôt à 2 *mTorr* présente un niveau de contraintes en compression. À 3 *mTorr*, la position 2θ est proche de celle du matériau massif.

Or d'après l'étude du coefficient pyroélectrique, c'est le dépôt à la pression de 2 *mTorr* qui permet d'obtenir la couche la plus pyroélectrique.

Ceci illustre alors qu'une couche mince dont la position du pic $\text{LiTaO}_3(006)$ est proche du niveau massif avec un pic large a plus tendance à être fortement pyroélectrique qu'une couche mince contrainte en tension avec une présence de matériau pyroélectrique bien orienté suivant l'axe polaire.

Les diffractogrammes RX ne permettent pas de prévoir que les couches déposées entre 5 et 10 *mTorr* présentent une orientation des dipôles en sens inverse des autres dépôts.

La pression dans l'enceinte choisie pour les études suivantes est donc de 2 *mTorr*. Cette pression permet d'atteindre un coefficient pyroélectrique de $p = 28,8 \pm 2,8 \mu\text{C}.\text{m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ avec une cristallinité équivalentes à celles obtenus lors des trois études précédentes (distance, composition, puissance).

4.3.2.5 Influence de la température de dépôt

Conditions de dépôt

Comme décrit par le diagramme de la cristallinité de la couche de $LiTaO_3$ en fonction de T à la Figure 4.7, la température du substrat pendant le dépôt joue un rôle dans l'agencement cristallin de la couche de tantalate de lithium. Cette partie décrit les effets de la température, les autres paramètres étant fixés aux valeurs données dans le Tableau 4.6.

Puissance incidente du plasma	35 W
Pression lors du dépôt	2 mTorr
Température de dépôt	Variable de 550 à 636 °C
Composition du mélange gazeux	80% d'Ar + 20% d'O ₂
Débit des gaz composant le mélange	40 cm ³ /min d'Ar + 10 cm ³ /min d'O ₂
Distance de la cible au substrat	6 cm
Épaisseur de $LiTaO_3$ déposé en 8 heures	390 nm ± 15 nm

Tableau 4.6 – Conditions de dépôt pour étudier l'influence de la puissance incidente du plasma.

Comparativement aux autres méthodes de dépôt du tantalate de lithium, la pulvérisation cathodique permet un dépôt à une température plus faible que les autres procédés [118]. Une température relativement basse est nécessaire pour éviter que le lithium ne s'évapore de la couche déposée, le coefficient de collage diminuant avec l'augmentation de la température.

Six dépôts différents ont ainsi été réalisées, balayant une plage de température allant de 550 à 636 °C : l'épaisseur finale des couches est constante avec la température.

Mesure du coefficient pyroélectrique

Le relevé des coefficients pyroélectriques correspondants aux six différentes températures de dépôt est reporté en Figure 4.33.

Le dépôt à 550 °C présente un coefficient pyroélectrique bien inférieur à ceux mesurés aux autres températures.

Les couches déposées entre 615 °C et 636 °C sont celles pour lesquelles le coefficient pyroélectrique est le plus important. Ceci peut provenir du fait que l'augmentation de la température favorise l'agitation thermique des électrons et donc une orientation plus facile des dipôles électriques dans la couche de $LiTaO_3$.

Étude de la cristallinité

L'influence de la température du substrat sur l'évolution de la largeur à mi-hauteur du pic $LiTaO_3(006)$ est tracée en Figure 4.34. La Figure 4.35 montre l'influence de la température de dépôt sur la position du maximum des pics.

Le dépôt réalisé à 550 °C présente un pic large à un angle $2\theta = 39,11^\circ$. La couche, moins bien cristallisée, est plus contrainte en compression que les autres dépôts, le dépôt à 630 °C étant celui qui permet de s'approcher de la position du pic massif. La température

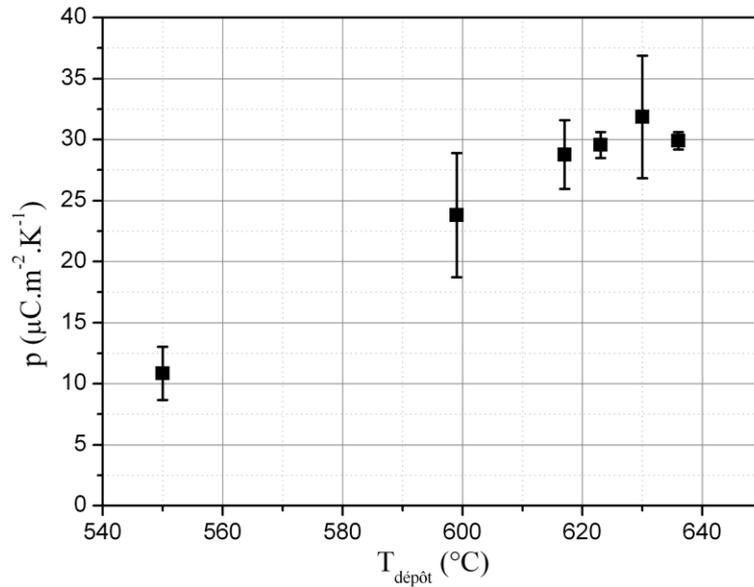


Figure 4.33 – Évolution du coefficient pyroélectrique en fonction de la température au cours du dépôt.

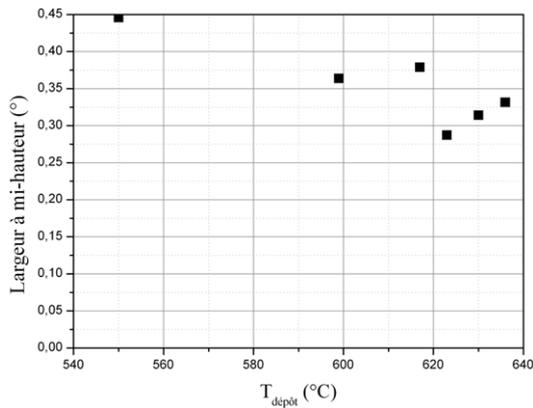


Figure 4.34 – Évolution de la largeur à mi-hauteur du pic $LiTaO_3(006)$ en fonction de la température du substrat lors du dépôt.

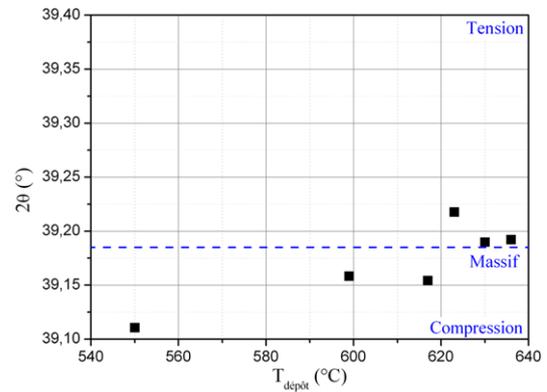


Figure 4.35 – Évolution de la position du pic $LiTaO_3(006)$ en fonction de la température du substrat lors du dépôt.

lors de la formation de la couche mince pyroélectrique influence donc fortement la présence de contraintes. Ceci corrobore bien le faible coefficient pyroélectrique qui a été mesuré.

La cristallinité de la couche s'améliore dès que la température de dépôt dépasse $620 \text{ }^\circ\text{C}$.

La température optimale pour le dépôt de couches minces de tantalate de lithium par pulvérisation cathodique a été choisie égale à $630 \text{ }^\circ\text{C}$. Elle permet d'avoir un fort coefficient pyroélectrique, de valeur $p = 31,9 \pm 5,0 \mu\text{C.m}^{-2}\text{.K}^{-1}$ associé à un faible courant d'offset et un faible courant thermostimulé ainsi qu'un dépôt assez bien cristallisé et faiblement contraint.

4.3.2.6 Polarisation de la couche pyroélectrique

Le coefficient pyroélectrique peut être augmenté en effectuant une étape de polarisation. Elle consiste à appliquer pendant le dépôt une différence de potentiel entre le bâti, à la masse, et l'électrode inférieure de l'échantillon, connectée à la borne positive du générateur de tension.

L'orientation des dipôles du matériau pyroélectrique est ainsi forcée dans le sens du champ électrique résultant et la température élevée favorise la mobilité des espèces à la surface de l'échantillon [101].

Au cours de cette partie, les influences du signe et de la valeur absolue de la tension appliquée sur la structure cristalline et sur le coefficient pyroélectrique vont être discutées.

Conditions de dépôt

Les conditions de dépôt, résumées dans le Tableau 4.7, sont celles qui ont permis d'obtenir le meilleur coefficient pyroélectrique sans l'ajout d'une polarisation au cours du dépôt. Pour pouvoir déterminer l'influence de cette polarisation sur la structure cristalline et sur le coefficient pyroélectrique, les valeurs sans polarisation sont aussi reportées sur les graphiques.

Puissance incidente du plasma	35 W
Pression lors du dépôt	2 mTorr
Température de dépôt	630 °C
Composition du mélange gazeux	80% d'Ar + 20% d'O ₂
Débit des gaz composant le mélange	40 cm ³ /min d'Ar + 10 cm ³ /min d'O ₂
Distance de la cible au substrat	6 cm
Tension de polarisation appliquée	Variable de -50 à +35 V
Épaisseur de <i>LiTaO₃</i> déposé en 8 heures	415 nm ± 10 nm

Tableau 4.7 – Conditions de dépôt pour étudier l'influence de la tension de polarisation appliquée au cours du dépôt.

Le sens et l'amplitude du champ électrique déterminent l'orientation moyenne des dipôles électriques au sein de la couche de *LiTaO₃*. La valeur de ce champ ne doit pas être trop élevée pour ne pas dépasser le champ électrique de claquage qui endommage le diélectrique. Cependant, la tension de polarisation appliquée ne modifie pas l'épaisseur de la couche pyroélectrique.

Mesure du coefficient pyroélectrique

L'ajout d'une polarisation au cours du dépôt doit avoir pour effet d'augmenter le coefficient pyroélectrique de la couche ainsi réalisée. La Figure 4.36 donne les coefficients pyroélectriques des couches minces suivant la valeur de la tension imposée entre le bâti, borne - du générateur et l'électrode de platine, borne +.

La polarisation à -50 V annule tout effet pyroélectrique de la couche mince comme l'avait laissé supposer l'absence du pic *LiTaO₃*(006) du relevé RX. Avec une tension de

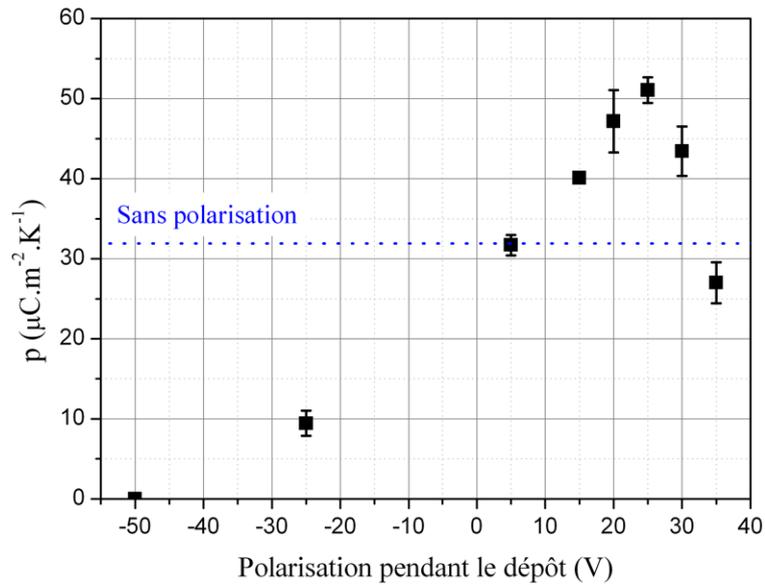


Figure 4.36 – Évolution du coefficient pyroélectrique en fonction de la tension de polarisation appliquée au cours du dépôt.

polarisation de -25 V , le caractère pyroélectrique de la couche mince apparaît mais il est inférieur au cas non polarisé.

L'application d'une tension de $+5\text{ V}$ ne modifie pas le coefficient pyroélectrique et les échantillons déposés sous $+35\text{ V}$ présentent même un coefficient pyroélectrique plus faible.

Une étude resserrée autour de la valeur de la tension $+25\text{ V}$ montre bien que c'est cette tension qui maximise le coefficient pyroélectrique et permet d'atteindre la valeur $p = 51,1 \pm 1,6\ \mu\text{C.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. Cette dernière expérience a d'ailleurs été réalisée plusieurs fois : ce dépôt et les caractéristiques mesurées sont reproductibles avec une valeur moyenne et un écart-type très proches.

La tension appliquée au cours du dépôt doit donc être choisie avec précision pour améliorer le caractère pyroélectrique de la couche mince de LiTaO_3 .

Étude de la cristallinité

La largeur à mi-hauteur des pics LiTaO_3 des couches minces déposées sous polarisation est comparée à celle mesurée sur un dépôt similaire sans la polarisation pendant le dépôt en Figure 4.37. De même, la position du maximum en fonction de la polarisation est comparée à celle sans polarisation pendant le dépôt à la Figure 4.38.

Il apparaît que la polarisation à -50 V ne permet pas la croissance du tantalate de lithium suivant l'axe polaire car aucun pic de $\text{LiTaO}_3(006)$ est visible sur le diffractogramme RX.

La cristallinité du dépôt est améliorée par rapport au dépôt sans polarisation lorsqu'une tension supérieure à $+15\text{ V}$ est appliquée pendant le dépôt.

Cependant, la présence d'une tension de polarisation positive pendant le dépôt induit une contrainte en tension plus grande dans la couche mince par rapport au cas sans pola-

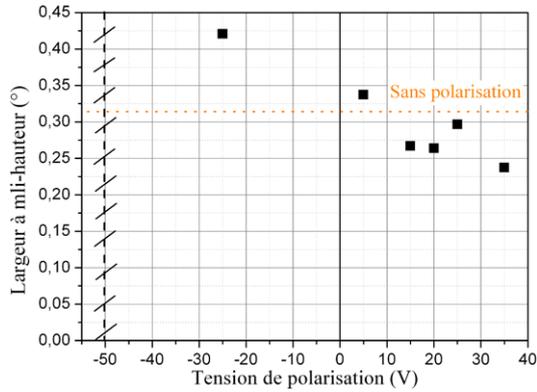


Figure 4.37 – Évolution de la largeur à mi-hauteur du pic $LiTaO_3(006)$ en fonction de la tension de polarisation appliquée pendant le dépôt.

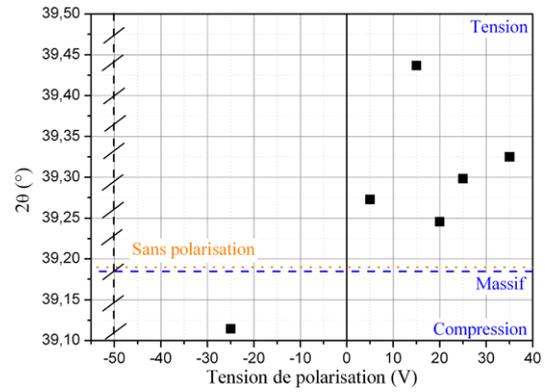


Figure 4.38 – Évolution de la position du pic $LiTaO_3(006)$ en fonction de la tension de polarisation appliquée pendant le dépôt. À $-50 V$, absence de pic.

risation avec un maximum présent dans la couche polarisée à $+15 V$ mais la cristallinité des couches polarisées est supérieure à celle du dépôt sans polarisation.

La valeur finalement retenue pour la tension de polarisation est de $-25 V$: la cristallinité de la couche est améliorée mais le niveau de contraintes est plus élevée comparativement au cas sans polarisation. Le coefficient pyroélectrique est aussi augmenté pour atteindre $p = 55 \mu C.m^{-2}.K^{-1}$.

Nous avons vérifié avec plusieurs dépôts où la température ou la pression étaient modifiées que les paramètres optimisés sont conservés lorsque la tension de polarisation est appliquée.

4.3.2.7 Conclusions

L'étude précédente détaillant chacun des effets des paramètres réglables sur la structure cristalline de l'empilement final et sur l'évolution du coefficient pyroélectrique a abouti aux conditions de dépôt qui optimisent le comportement pyroélectrique et ces effets sont regroupés dans le Tableau 4.8. Ces conditions de dépôt qui ont amené à la couche de $LiTaO_3$ la plus performante sont regroupées dans le Tableau 4.9.

	Épaisseur	Structure cristalline	Coefficient pyroélectrique	Phénomènes physiques associés
Distance à la cible	+	pas d'influence	non concluant	Variation de la densité suivant la position du porte-substrat dans le cône de dépôt
Composition du mélange gazeux	++	+	+	Différence de composition qui induit une cristallisation différente et provoque un niveau seuil à dépasser pour avoir une couche pyroélectrique
Puissance du plasma	++	+	+	Différence de composition Puissance seuil à partir de laquelle l'effet pyroélectrique est stable
Pression lors du dépôt	pas d'influence	++	++	Modifications de l'orientation des dipôles, de la cristallisation et des contraintes dans la couche pyroélectrique
Température de dépôt	pas d'influence	+	++	Orientation des dipôles modifiée
Tension de polarisation	pas d'influence	+	++	Amélioration de l'orientation des dipôles Modification de la cristallisation et des contraintes

Tableau 4.8 – Influence des conditions de dépôt sur l'épaisseur, la structure cristalline et le coefficient pyroélectrique.

Puissance incidente du plasma	35 W
Pression lors du dépôt	2 mTorr
Température de dépôt	630 °C
Composition du mélange gazeux	80% d'Ar + 20% d'O ₂
Débit des gaz composant le mélange	40 cm ³ /min d'Ar + 10 cm ³ /min d'O ₂
Distance de la cible au substrat	6 cm
Tension de polarisation appliquée	+25 V
Épaisseur de <i>LiTaO₃</i> déposé en 8 heures	415 nm ± 10 nm

Tableau 4.9 – Conditions de dépôt qui maximise le comportement pyroélectrique des couches minces réalisées par pulvérisation cathodique RF magnétron sur une électrode arrière *ZrO₂/Pt*.

4.4 Accéléromètres à détecteurs thermiques pyroélectriques

Après avoir décrit les phénomènes physiques associés à la pyroélectricité, ce principe de détection de température est appliqué à l'accéléromètre thermique à convection.

Le fonctionnement de base, à savoir la modification du gradient thermique dans un fluide sous l'effet d'une accélération, est toujours valable. Nous nous limiterons ici à l'étude d'un gaz dans un volume fermé.

Cependant, comme la couche pyroélectrique n'est sensible qu'à une variation de température, le principe de détection doit être adapté à cette nouvelle configuration. C'est ce qui va être expliqué au cours du paragraphe 4.4.1.1. Les avantages apportés par cette détection seront ensuite abordés.

Les parties suivantes décriront deux réalisations d'ATC à détecteurs thermiques pyroélectriques. Pour le premier, les détecteurs seront réalisés en matériau massif pour confirmer le fonctionnement de ce capteur. Dans un deuxième temps, les détecteurs seront réalisés à partir des couches minces issues des dépôts réalisés dans la partie 4.3 et les améliorations apportées par ces détecteurs seront discutées.

4.4.1 Description du fonctionnement de l'ATC à détecteurs thermiques pyroélectriques

4.4.1.1 Principe de fonctionnement

Le principe de base est maintenu : une résistance de chauffe assure un gradient de température dans le gaz contraint dans un volume fermé. Deux détecteurs à base de matériaux pyroélectriques sont placés de part et d'autre de cette résistance centrale. Le montage conditionneur utilisé est un convertisseur courant-tension tel que celui présenté en partie 4.1.4.2 excepté que le courant en entrée est la différence de courant issu de chacun des deux détecteurs. Cette opération est réalisée en connectant en mode push-pull les deux détecteurs comme le montre la Figure 4.39. Ce montage permet de rejeter le mode commun qui est l'image de la température moyenne du gaz dans la cavité ainsi que de la transduction des vibrations, puisqu'un matériau pyroélectrique est aussi piézoélectrique. Alors le courant différentiel δi_P correspond à la différence entre le courant issu du détecteur qui se réchauffe et celui qui se refroidit. C'est donc le signal qui traduit la modification d'accélération imposée au capteur.

Deux modes de fonctionnement sont possibles : le mode de détection dynamique et le mode statique de détection. Dans les deux cas, la température du gaz varie mais cette variation a une cause différente.

Dans le premier cas, la variation temporelle de température est provoquée par une accélération variable imposée au capteur et la résistance de chauffe est alimentée par un courant électrique continu.

Dans le second mode de fonctionnement, le profil de température est rendu variable en alimentant la résistance de chauffe par un courant sinusoïdal de fréquence F_H , rendant

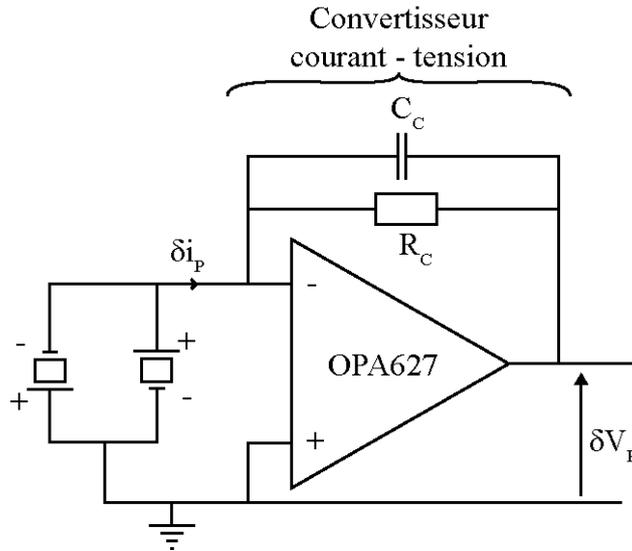


Figure 4.39 – Schéma électronique du montage push-pull employé pour les ATC à détecteurs pyroélectriques.

possible la détection d'une accélération constante [106]. Cependant dans cette configuration, aucune accélération de fréquence supérieure à F_H ne pourra être détectée par les détecteurs pyroélectriques.

Dans la suite de notre étude, seul le mode de détection dynamique sera étudié : la résistance de chauffe sera alimentée par un courant continu et l'accélération variable sera appliquée à l'aide du montage à pot vibrant décrit en partie 3.4.1.4.

Les expressions de réponse en courant R_I (4.12) et de réponse en tension R_T (4.16) sont valables pour ce mode de fonctionnement.

4.4.1.2 Améliorations attendues

Comme décrit au paragraphe 3.6.3, les détecteurs pyroélectriques mesurent de plus faibles variations de température que les détecteurs thermo-résistives.

L'expérience suivante a ainsi pu être réalisée : un fil métallique de $Ni(80\%)-Cr(20\%)$ de diamètre $18 \mu m$ est parcouru par un courant qui provoque son échauffement. Des détecteurs pyroélectriques placés à $5 mm$ de part et d'autre de cette résistance de chauffe mesurent une sortie proportionnelle à l'accélération imposée à cet ensemble lorsqu'ils sont branchés en push-pull.

À ces dimensions respectives de résistance de chauffe et de position de détecteur, le profil de température imposé par la résistance est négligeable et c'est la température extérieure qui impose majoritairement la température du détecteur. Avec des détecteurs placés aussi loin de la résistance de chauffe, un accéléromètre de taille similaire réalisé avec des détecteurs thermo-résistifs n'est pas capable de discerner une accélération.

De plus, les matériaux pyroélectriques ont un temps de réponse plus court que les matériaux thermo-résistifs [102] : la bande passante d'un ATC à détecteurs pyroélectriques

ne sera donc pas limitée par le temps de réponse des détecteurs mais par le temps de réponse du fluide soumis à l'accélération.

4.4.2 $LiTaO_3$ massif pour la détection d'accélération

Dans un premier temps, la validation du concept de détection et la mesure d'une accélération par un ATC à détecteurs pyroélectriques va être entreprise en utilisant du tantalate de lithium massif disponible dans le commerce. Une fois l'ensemble confirmé, le principe sera appliqué aux couches minces de tantalate de lithium qui viennent d'être étudiées.

4.4.2.1 Choix de la structure

Les substrats de tantalate de lithium massif étant disponibles dans le commerce, les premiers prototypes d'ATC à détecteurs pyroélectriques ont été fabriqués à partir d'un substrat de $LiTaO_3$ massif de surface $10\text{ mm} \times 10\text{ mm}$ et d'épaisseur de $0,300\text{ mm}$.

La configuration retenue pour le capteur est décrite à la Figure 4.40. La résistance de chauffe est placée à égale distance des deux détecteurs pyroélectriques à structure capacitive : une électrode en face arrière du substrat de $LiTaO_3$ et l'autre électrode en face avant.

De plus, la résistance de chauffe peut être faite de deux façons différentes :

- une résistance de platine en couches minces déposée sur la surface de $LiTaO_3$. Cette couche n'étant pas libérée du substrat, elle génère une très faible hauteur de gradient thermique ΔT ;
- un fil métallique tendu au-dessus de la surface supérieure du $LiTaO_3$. La résistance de chauffe étant indépendante thermiquement du substrat, une plus forte hauteur de gradient thermique ΔT peut être atteinte. Cependant, le fil est peu résistif et un fort courant doit être injecté pour provoquer l'échauffement du gaz alentour.

Chaque système de chauffage possède donc ses avantages et ses inconvénients qui seront discutés plus tard.

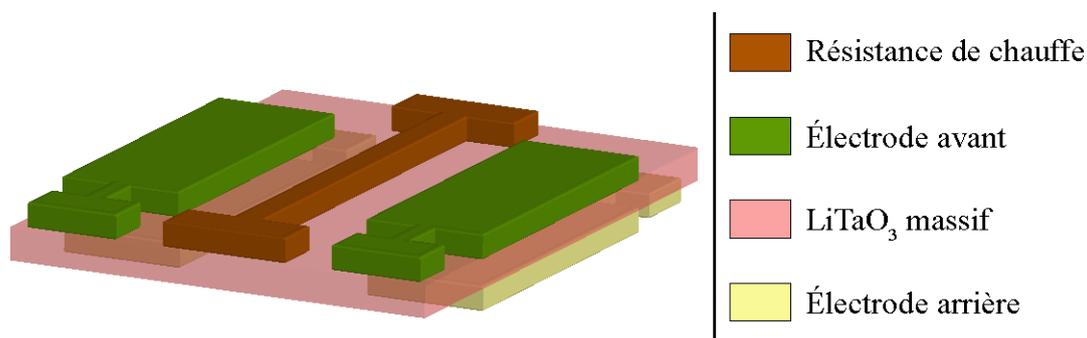


Figure 4.40 – Schéma de principe des différentes couches de l'ATC à détecteurs pyroélectriques massifs.

Plusieurs réalisations pratiques de capteur ont été essayées et testées.

La première a consisté à fabriquer neuf paires de détecteurs fins et la résistance de chauffe sur le substrat de tantalate de lithium, comme montré à la Figure 4.41. Cette

configuration possède un problème inhérent : toute la surface de $LiTaO_3$ génère des charges lors de la variation de température et toutes ne sont pas collectées du fait de l'absence de contact métallique sur tout le substrat. Il arrive donc qu'en cours d'essai, la mesure soit perturbée par un pic de courant parasite, résultat du claquage engendré par ces charges non collectées.

Il a donc fallu penser à une nouvelle configuration qui puisse éviter ce phénomène et empêcher la détérioration de la couche pyroélectrique : la surface est complètement recouverte d'une électrode reliée à la masse, comme montré à la Figure 4.42. Une seule paire de détecteurs est alors présente de part et d'autre de la résistance de chauffe.

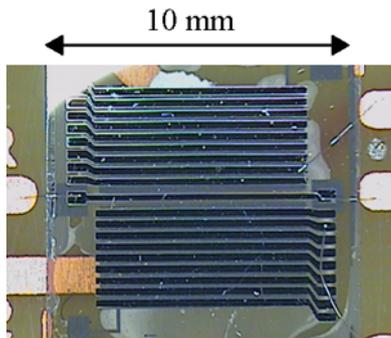


Figure 4.41 – Photographie de la première configuration de l'accéléromètre pyroélectrique massif.

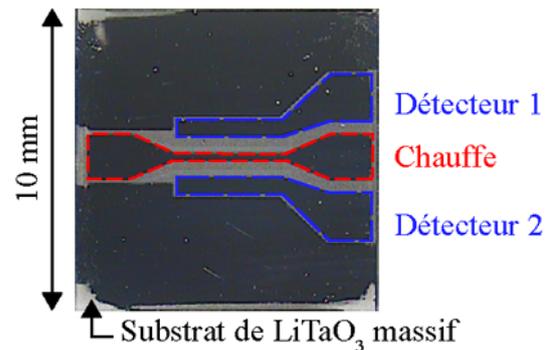


Figure 4.42 – Photographie de la deuxième configuration de l'accéléromètre pyroélectrique massif.

La suite des résultats présentées sur les ATC à détecteurs pyroélectriques massifs seront issus de la deuxième configuration avec cependant une différence suivant que la résistance de chauffe soit indépendante du substrat ou posée dessus.

4.4.2.2 Résistance de chauffe réalisée par un fil suspendu

La résistance de chauffe est ici un fil d'or tendu entre les deux détecteurs : la résistance électrique de ce fil est proche de 1Ω . Cette faible valeur ne permet pas une caractérisation de ses paramètres thermo-électriques : il est donc difficile de connaître la température imposée au niveau de la chauffe et donc la hauteur de gradient thermique ΔT . Cependant l'élévation de température du fil est proportionnelle à la puissance électrique qui y est injectée.

Ce dernier point nous a permis de tester l'évolution de l'amplitude de la réponse en tension en fonction de la puissance injectée et donc en fonction du gradient thermique. Pour relever ces points, l'ATC à détecteurs pyroélectriques massifs est monté sur le pot vibrant et soumis à une accélération sinusoïdale d'amplitude $\pm 0,1 g$ et de fréquence variable comprise entre 3 et 100 Hz . La puissance de chauffe est calculée à partir du courant continu injecté dans la résistance de chauffe et de la tension mesurée à ses bornes. Enfin, les sensibilités relevées sont celles mesurées dans la bande passante.

Les résultats sont rapportés en Figure 4.43 : un comportement du type $S \propto P_{chauffe}^2$ soit $S \propto \Delta T^2$ est vérifiée. Or l'étude analytique avait démontré une variation quadratique de la sensibilité avec la hauteur de gradient thermique ΔT (3.4).

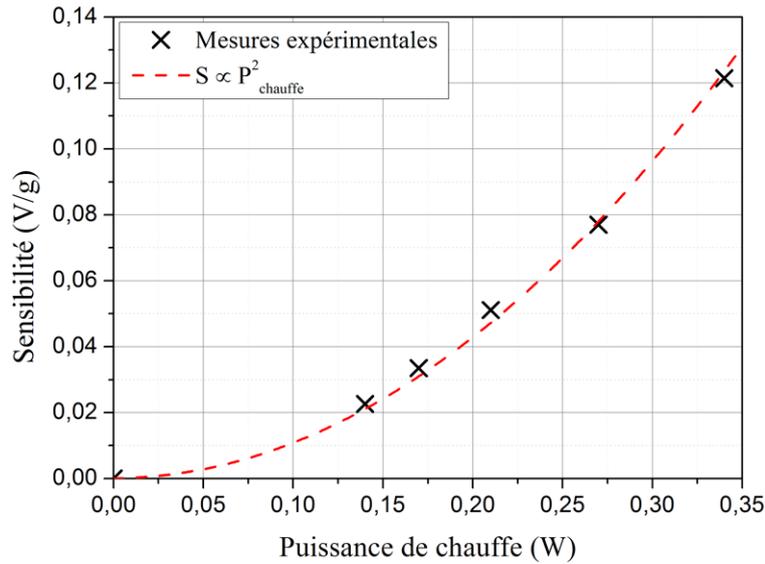


Figure 4.43 – Évolution de la sensibilité en fonction de la puissance électrique dans la résistance de chauffe.

Pourtant, le modèle de sensibilité établi par P.F. Hodnett au paragraphe 2.4.1 part de l’hypothèse du régime permanent du profil de température. Mais comme l’accélération étant sinusoïdale et le système linéaire, la dépendance temporelle de chaque signal peut être simplifiée. La dérivation temporelle correspond alors à une simple multiplication par la pulsation ω de l’amplitude du signal dérivé.

Cette simplification explique pourquoi en passant d’un mode de détection thermo-résistif à un mode de détection pyroélectrique, la modélisation de la sensibilité reste valable même si le signal d’entrée est dorénavant la dérivée temporelle de la température.

Le relevé de la réponse en tension R_T en fonction de la fréquence de l’accélération appliquée est donnée en Figure 4.44. Le courant injecté dans le fil d’or est de 375 mA , ce qui correspond à une puissance électrique de 270 mW .

À basses fréquences, l’amplitude relevée est constante et de valeur $77,0\text{ mV/g}$. L’augmentation de la fréquence entraîne une diminution de l’amplitude avec une pente de -20 dB/décade . Cette valeur nous a fait choisir la fréquence de coupure comme la fréquence pour laquelle un déphasage de -45° est mesuré entre l’accélération sinusoïdale imposée et la réponse en tension qui en résulte. La fréquence de coupure de ce capteur est trouvée proche de 5 Hz .

4.4.2.3 Résistance de chauffe réalisée à partir d’une résistance non libérée

Dans cette configuration, il est possible de caractériser les paramètres thermo-résistifs de la résistance de platine déposée sur le substrat de $LiTaO_3$. La température maximale du gradient thermique peut donc être déterminée. En y injectant 380 mW de puissance, la résistance de chauffe est portée à une température de $115\text{ }^\circ\text{C}$. Toutefois, il n’est pas possible de connaître la température du substrat. Or la résistance de chauffe étant posée sur le substrat de $LiTaO_3$ massif, l’élévation de température ΔT est plus faible dans ce cas.

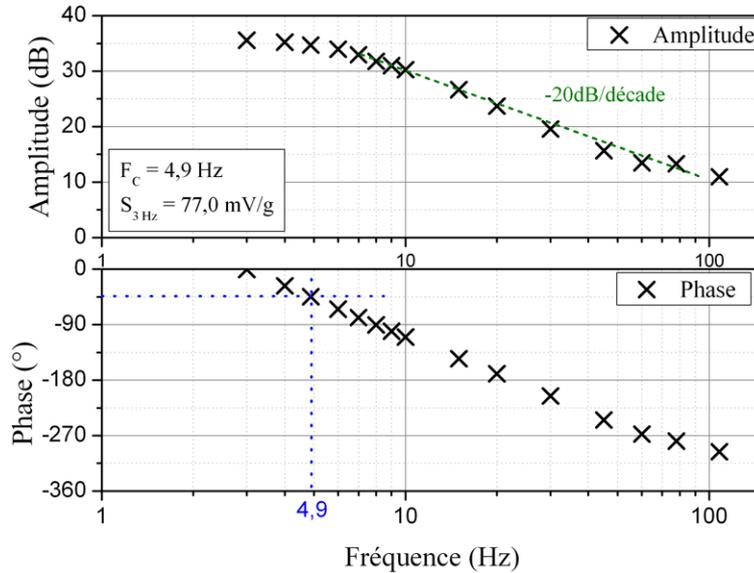


Figure 4.44 – Diagramme de Bode d’un ATC avec une résistance de chauffe en fil d’or suspendu.

La réponse fréquentielle de la tension, image de la différence de courant entre les deux détecteurs d’un tel ATC est tracée à la Figure 4.45. Le montage ne permet pas d’imposer une accélération à une fréquence inférieure à 3 Hz. Or à cette fréquence, le déphasage entre l’entrée et la sortie est de -60° avec une pente de -20 dB/décade : la fréquence de coupure est donc inférieure à 3 Hz alors que la taille de ce capteur est similaire à celle du paragraphe précédent. À 3 Hz, la sensibilité est de $22,3 \text{ mV/g}$ soit plus de trois fois inférieure à la sensibilité mesurée avec la résistance de chauffe suspendue, diminution liée à la faible valeur de ΔT .

D’autre part, la bande passante limitée est peut-être liée au fait que la variation de température n’est pas assez importante dans le matériau pour qu’il réagisse par une création de courant. De plus, la masse de matériau pyroélectrique étant importante, cela entraîne une grande inertie thermique.

La libération de la résistance de chauffe du substrat est donc primordiale pour pouvoir générer une plus forte variation de température au sein du matériau pyroélectrique et induire une réponse en tension de plus forte amplitude. De plus, cette configuration permet au gaz d’être plus proche de la couche pyroélectrique et donc la variation de température est détectée plus rapidement, sans avoir à passer la barrière thermique que constitue l’électrode avant métallique.

Une perspective d’étude pour améliorer ce capteur à base de détecteurs pyroélectriques massifs sera alors de s’intéresser à la gravure du LiTaO_3 dans le but de libérer la résistance de chauffe déposée en surface.

Des premiers tests de gravure RIE nous ont déjà montré que le tantalate de lithium est un matériau qui se grave très difficilement. De plus, nous ne pouvons pas être sûrs que cette étape de gravure par un plasma d’ions n’interfère pas avec l’orientation des dipôles électriques de la couche pyroélectrique.

La gravure chimique suivant l’axe polaire du tantalate de lithium massif est aussi envisageable. Elle serait alors réalisée à partir d’un mélange d’acide fluorhydrique, HF,

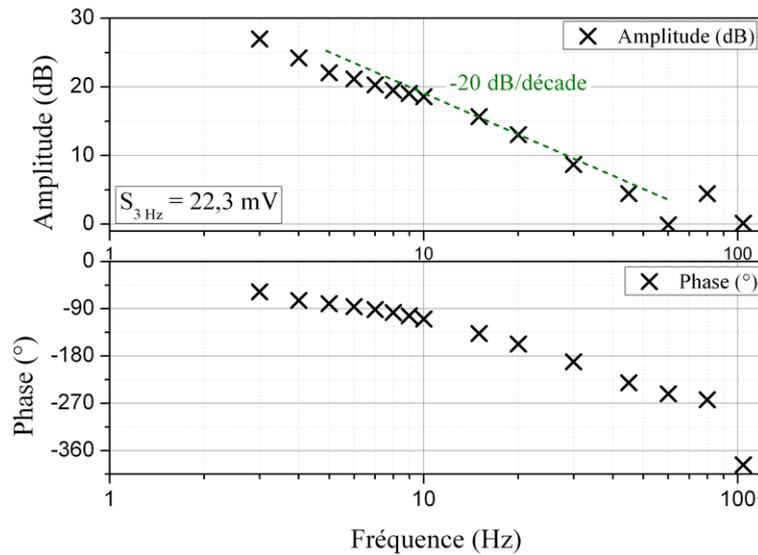


Figure 4.45 – Diagramme de Bode d'un ATC avec une résistance de chauffe en platine non libérée.

et d'acide nitrique, HNO_3 [121][122] ou à partir d'un mélange d'acide fluorhydrique et d'acide sulfurique, H_2SO_4 [123]. Dans les deux cas, la solution grave plus rapidement la surface à polarisation négative que celle à polarisation positive, ce qui permet de définir des domaines de gravure comme le montre la Figure 4.46 extraite de [123]. La vitesse de gravure est contrôlée par le ratio entre les deux acides pour chacun des mélanges.

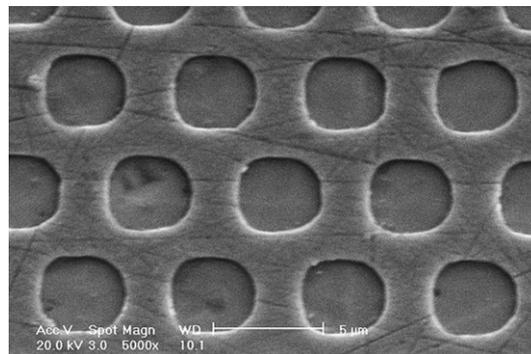


Figure 4.46 – Image MEB d'une surface de tantalate de lithium monocristallin gravée pendant une heure par un mélange HF/H_2SO_4 avec un ratio 1 : 2 [123].

4.4.3 $LiTaO_3$ en couches minces pour la détection d'accélération

4.4.3.1 Choix de la structure

Le développement de couches minces pyroélectriques de $LiTaO_3$ étudiées en partie 4.3 a abouti au dépôt de couches à coefficients pyroélectriques élevées et reproductibles.

Une fois cette phase achevée, la réalisation d'accéléromètres à détecteurs pyroélectriques en couches minces a pu être envisagée. La structure capacitive étant déposée sur un substrat de silicium, la configuration envisagée à la Figure 4.40 n'est plus adaptée.

La structure retenue est présentée en Figure 4.47. Le plot de contact de l'électrode avant en aluminium est déposé sur une surface où l'électrode arrière de platine est absente pour éviter un possible court-circuit entre ces deux électrodes.

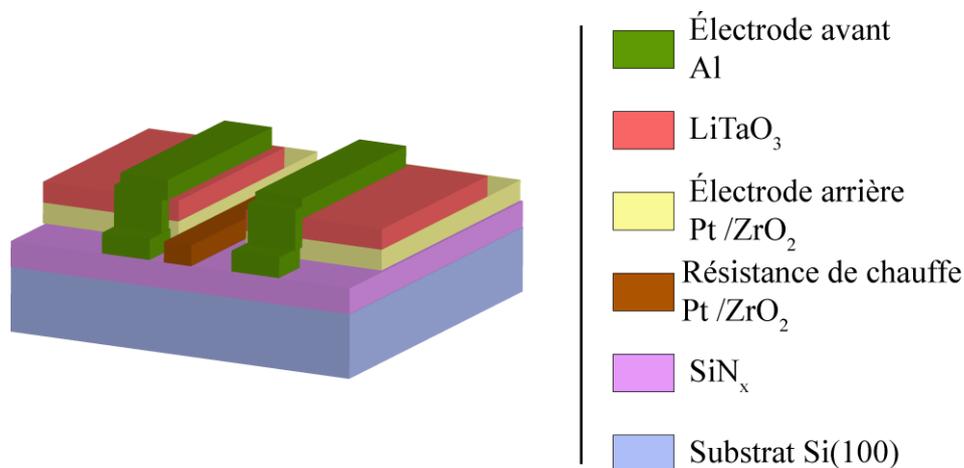


Figure 4.47 – Schéma de principe de la fabrication d'un ATC à détecteurs pyroélectriques en couches minces.

4.4.3.2 ATC à base de couches minces pyroélectriques

Le premier ATC à détecteurs pyroélectriques en couches minces a été fabriqué en tirant profit des nombreux plots en aluminium déposés sur une couche mince de $LiTaO_3$ prévu initialement pour l'étude du matériau pyroélectrique. Pour pouvoir connecter les deux détecteurs en mode push-pull, l'échantillon est clivé en son milieu puis collé sur un support époxy pour la connexion à l'électronique de mesure.

Le capteur ainsi réalisé est visible en Figure 4.48 : la résistance de chauffe en Ni/Cr est suspendue au-dessus du système et chaque détecteur est un plot de la surface relié avec de la laque d'argent et un fil d'or vers le contact électrique du support. Ils sont placés à environ 3 mm de la résistance de chauffe.

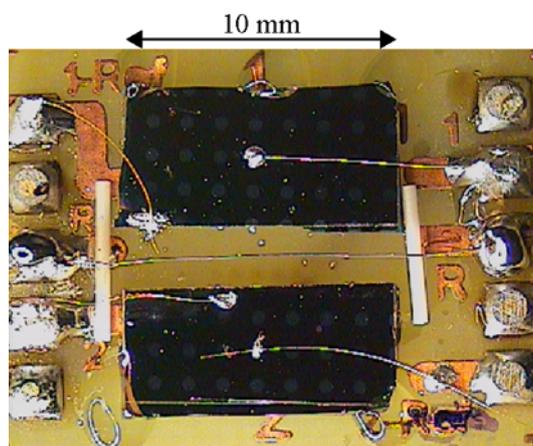


Figure 4.48 – Photographie de l'ATC réalisé avec des détecteurs en $LiTaO_3$ déposé en couches minces.

Pour tester la réponse en fréquence, le capteur a été placé sur le pot vibrant avec un balayage de la fréquence de l'accélération imposée allant de 3 Hz à 110 Hz avec une amplitude de $\pm 0,2 g$. Sur la Figure 4.49 est tracé le diagramme de Bode en amplitude et en phase de la réponse en tension de cet ATC. Un comportement de type passe-bas est encore une fois caractérisé avec une atténuation forte des fréquences supérieures à 30 Hz.

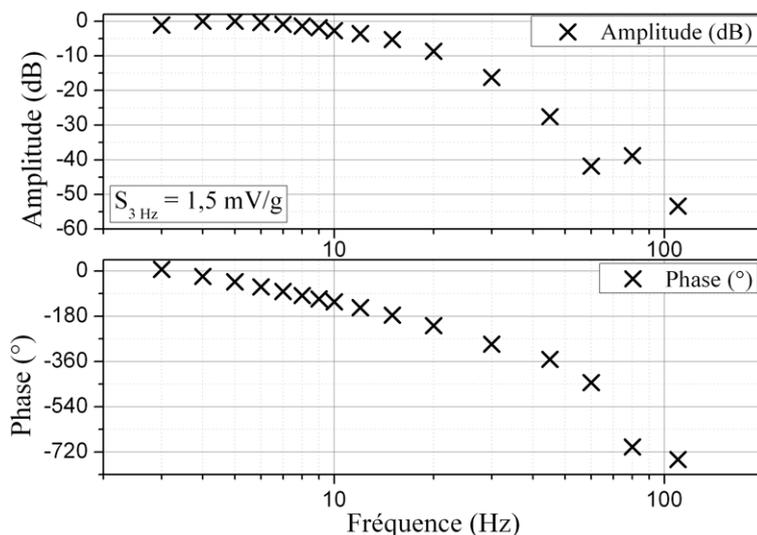


Figure 4.49 – Diagramme de Bode de l'ATC à détecteurs en couches minces.

La sensibilité mesurée pour les fréquences inférieures à 10 Hz est de $1,5 mV/g$. C'est une valeur bien inférieure à celles qui ont été obtenues avec les ATC à détecteurs pyroélectriques massifs mais cette large différence peut s'expliquer du fait de plusieurs facteurs :

- Les détecteurs sont placés à une distance très grande de la résistance de chauffe. Pourtant malgré cette distance, le signal de sortie est bien une image de la modification du profil de température suite à la variation d'accélération appliquée au capteur. Ce qui laisse présager d'une grande amélioration lorsque les détecteurs seront mieux placés dans la cavité.
- Le coefficient pyroélectrique de la couche mince qui a servi à concevoir ce capteur est de $p = 43,5 \mu C.m^{-2}.K^{-1}$ alors que le substrat de $LiTaO_3$ massif a un coefficient pyroélectrique $p = 180 \mu C.m^{-2}.K^{-1}$.
- Comparativement à la surface des détecteurs d'un des ATC à détecteurs pyroélectriques massifs, les plots ont une surface inférieure, de valeur $\mathcal{A} = 0,96 \times 10^{-7} m^{-2}$.

Malgré ces inconvénients, l'utilisation de couches minces de $LiTaO_3$ à la place du substrat massif permet de déplacer à des fréquences supérieures les parasites liés au caractère piézoélectrique du matériau. Or, le phénomène thermique de mise en température de la masse de gaz se produit pour des fréquences inférieures à la centaine de hertz.

Une fois que les détecteurs seront placés à plus proche distance de la résistance de chauffe, la réponse en fréquence devrait être optimisée.

4.4.4 Perspectives : réalisation par les techniques de la micro-fabrication

Le paragraphe qui suit décrit le processus de fabrication à mettre en œuvre pour réaliser un ATC à détecteurs pyroélectriques en couches minces grâce aux techniques de la micro-fabrication. Des problèmes technologiques ne nous ont pas permis de le mettre effectivement en application mais c'est un projet à très court terme.

La première étape de réalisation consiste à protéger physiquement une partie du substrat de $Si(100)/SiN_x$ au cours du dépôt de platine pour réaliser la résistance de chauffe et empêcher que les électrodes arrière des deux détecteurs ne soient connectées électriquement.

La protection par une couche de résine photosensible est ici impossible car le dépôt se fait à $520\text{ }^\circ C$. La couche mince de platine peut être déposée sur une membrane de SiN_x pour permettre l'isolation thermique entre la résistance de chauffe et les détecteurs.

Une fois la couche mince de platine déposée, le recuit thermique RTA est effectué à $650\text{ }^\circ C$ sous atmosphère oxydante comme il a été décrit au paragraphe 4.2.

Le dépôt de tantalate de lithium par pulvérisation cathodique RF magnétron est ensuite réalisé en protégeant une zone du platine pour permettre l'accès à l'électrode arrière en fin de la fabrication.

Les deux électrodes supérieures sont finalement déposées en aluminium à travers un clinquant, masque possédant une ouverture image du motif à déposer.

Enfin, la dernière étape consiste à coller l'échantillon obtenu sur un support époxy et à le connecter par micro-soudures aux plots de contact puis à le tester sur le banc de mesure dynamique.

4.5 Conclusions

La première partie s'est d'abord intéressée à décrire la physique associée à la pyroélectricité. La réponse en courant d'un détecteur pyroélectrique a été décrite par un modèle qui aboutit à une relation entre le courant généré par la couche et la dérivée temporelle de la température. Un circuit conditionneur permet de convertir le courant en une tension, plus facilement exploitable. Le système obtenu est alors de type passe-bande avec une fréquence de coupure basse liée aux phénomènes thermiques et une fréquence de coupure haute liée au conditionneur. Notre choix de

L'utilisation des couches minces pyroélectriques comme détecteurs thermiques des ATC nécessite l'emploi d'un matériau stable à ces fortes températures tel que le tantalate de lithium dont la température de Curie est $T_C = 655 \text{ }^\circ\text{C}$. De même, l'électrode arrière sur laquelle la couche pyroélectrique est déposée doit supporter les hautes températures. Notre choix s'est porté sur une électrode arrière de platine déposée sur une couche d'accroche d'oxyde de zirconium. La réalisation de cette électrode arrière nécessite une étape de recuit thermique rapide à $650 \text{ }^\circ\text{C}$ sous O_2 pour limiter la dégradation des propriétés pyroélectriques du $LiTaO_3$.

L'électrode arrière optimisée, les paramètres de dépôt du tantalate de lithium pour aboutir à une couche mince fortement pyroélectrique ont été étudiées. L'analyse de leurs influences respectives sur la cristallinité et sur le coefficient pyroélectrique a été effectuée et a finalement permis de déterminer le jeu de paramètres pour atteindre une couche mince de coefficient pyroélectrique égal à $55 \mu\text{C}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$.

L'application des matériaux pyroélectriques comme détecteurs thermiques pour les ATC a finalement pu être réalisée. Le concept de réalisation a d'abord été validé en employant le tantalate de lithium massif. Le capteur ainsi réalisé est plus performant en termes de détection qu'un ATC à détecteurs thermo-résistifs en platine et ce, même quand les détecteurs pyroélectriques ne sont pas placés à la position qui optimise la sensibilité.

Les couches minces de $LiTaO_3$ mises au point, elles ont pu être utilisées pour la fabrication d'ATC à détecteurs pyroélectriques. Les premiers résultats sont concluants : le courant piézoélectrique lié aux vibrations est repoussé dans les hautes fréquences du fait de l'amincissement de la couche et réduit donc les parasites sur le signal mesuré.

L'application des techniques de la micro-électronique pour la fabrication des ATC dans le bâti de pulvérisation est en cours et promet d'atteindre de meilleures performances avec le rapprochement des détecteurs de la résistance de chauffe et sa libération du substrat.

Conclusions et perspectives

Les technologies couramment employés pour réaliser des capteurs d'accélération sont basées sur deux séries de transductions : dans un premier temps, la transduction de l'accélération, appartenant au domaine mécanique, en un déplacement ou une déformation, toujours dans le domaine mécanique, puis une seconde transduction pour atteindre le domaine électrique où le signal électrique résultant dépend du mode de détection, capacitif, piézorésistif ou piézoélectrique.

Dans le cas de l'accéléromètre thermique à convection que nous avons présenté dans ce manuscrit, le principe de fonctionnement est basé sur une transduction du domaine mécanique au domaine thermique avant d'aboutir finalement à un signal électrique mesurable. Cette deuxième transduction est opérée par une paire de détecteurs thermiques : ce sont soit une paire de thermopiles, soit une paire de thermo-résistances en polysilicium ou en platine, soit deux détecteurs en couches minces de matériaux pyroélectriques montés tête-bêche.

Dans un premier temps, indépendamment de tout mode de détection, l'analyse théorique des phénomènes physiques qui se déroulent dans le fluide lorsqu'il est soumis à une accélération a permis de mieux comprendre le principe de fonctionnement d'un accéléromètre thermique à convection. La résolution a abouti à deux expressions analytiques permettant de modéliser la sensibilité et la bande passante. La première résulte des équations de la mécanique des fluides dans l'hypothèse où l'accélération appliquée est continue. La seconde correspond à l'étude du comportement dynamique de la masse de gaz à la modification de l'accélération pour déterminer à une expression de la fréquence de coupure à -3 dB.

Deux cas de figure ont été considérés pour la résolution des équations en régime permanent : le cas d'un ATC à un axe de détection modélisé par un ensemble de deux cylindres concentriques horizontaux uniformément chauffés et le cas d'un ATC à deux axes de détection modélisé par deux sphères concentriques. Bien que la géométrie modélisée soit différente, les deux expressions obtenues sont de la même forme où seul le profil de température dû à la convection est lié à la géométrie.

Même si les hypothèses posées par Hodnett ne sont pas respectées avec nos cas d'étude, les résultats issus des expressions analytiques ont montré un très bon accord avec les résultats issus de la simulation par éléments finis, moins contraignantes en termes d'hypothèses simplificatrices, et surtout avec les mesures expérimentales. Les lois de variation en fonction des paramètres géométriques sont identiques à celles prévues par les expressions analytiques.

Cette étude a aussi permis de mettre en évidence l'influence du comportement de type isobare ou isochore du capteur sur la dérive thermique de la sensibilité. Le cas

d'un accéléromètre parfaitement étanche permet de réduire l'influence de la température extérieure sur la sensibilité et donc de pouvoir utiliser ce capteur dans des environnements sévères.

D'un autre côté, la résolution du comportement dynamique a abouti à une expression analytique du temps de réponse du fluide chauffé localement et soumis à une variation d'accélération. Il dépend des propriétés thermo-physiques et du rayon extérieur de la cavité. La modélisation ne prend pas en compte la présence des détecteurs dans la cavité car ils influencent peu le temps de réponse global dans les cas étudiés.

La comparaison des résultats expérimentaux concernant la fréquence de coupure à -3 dB de l'ATC en fonction de sa taille montrent une bonne cohérence avec le modèle analytique, à l'influence du temps de réponse des détecteurs près.

Ce travail de thèse a eu aussi pour but d'optimiser les performances des ATC que nous réalisons entièrement à l'IES. Pour cela, il a fallu se pencher sur le matériau qui constitue aussi bien la résistance de chauffe que les détecteurs thermo-résistif, à savoir la couche mince de platine déposée par évaporation par canon à électrons sur une couche d'accroche.

C'est en travaillant sur cette dernière que la tenue de la couche mince en termes d'adhérence mécanique et de résistance aux hautes températures a pu être améliorée. Ce dernier point est très important pour l'ATC car les résistances suspendues sont soumises à des températures relativement élevées.

La couche d'accroche finalement retenue est en oxyde de zirconium : cette molécule requiert une forte énergie pour être dissociée et la présence de l'oxygène dans la molécule empêche sa diffusion au travers des joints de grain de la couche mince de platine. Une variation relative de la résistance des ponts suspendus inférieure à 10^{-5} , limite de notre instrumentation, a été démontrée jusqu'à 470 °C de température moyenne. C'est une température supérieure à celles atteintes lors du fonctionnement normal de ce capteur.

L'un des avantages de l'ATC réside dans son absence de masse solide soumise à un déplacement, lui conférant alors une résistance aux très fortes accélérations. Les tests expérimentaux menés avec une centrifugeuse au cours de cette thèse ont montré que suivant la taille des accéléromètres, leur étendue linéaire de mesure peut atteindre la dizaine de milliers de g . C'est la première fois qu'une étendue de mesure linéaire aussi élevée est démontrée pour les ATC.

Jusqu'à présent les tests de résistance avaient été menés avec des accélérations sur une période de temps inférieure à la seconde. Or l'accélération appliquée par la centrifugeuse l'a été pendant une dizaine de secondes, ce qui induit une énergie absorbée par les ponts suspendus importante. Pour un même accéléromètre, ces tests ont été répétés plusieurs fois et les résultats obtenus pour la sensibilité et la plage de linéarité se sont révélés stables. Les fortes accélérations n'ont donc pas modifiés les propriétés mécaniques et thermo-physiques des parties solides du capteur.

La recherche d'un mode de détection thermique plus rapide nous ont amené à considérer la pyroélectricité. Grâce à ce phénomène, les détecteurs seraient susceptibles de détecter de façon très précise les variations de température avec un temps de réponse

thermique inférieur à celui du fluide soumis à la modification temporelle de la convection naturelle.

La première étape pour aboutir à un ATC à détecteurs pyroélectriques consiste à maîtriser la fabrication de couches minces pyroélectriques de tantalate de lithium par pulvérisation cathodique RF magnétron. Plusieurs paramètres de dépôts peuvent être utilisés pour obtenir une couche fortement pyroélectrique. L'analyse de l'influence de chacun d'entre eux sur le coefficient pyroélectrique, d'une part, et sur la cristallinité, d'autre part, a abouti à une couche mince pyroélectrique de coefficient pyroélectrique $p = 51,1 \mu C.m^{-2}.K^{-1}$, soit une valeur supérieure à celles trouvées dans l'état de l'art.

En parallèle de cette étape, un prototype macroscopique d'ATC à détecteurs pyroélectriques en $LiTaO_3$ massif a été réalisé pour valider ce concept de détection. Ces premières mesures ont démontré que ce mode de détection permettait de détecter une modification de la température là où la mesure par des détecteurs thermo-résistifs n'aurait pas été concluante.

Une fois le dépôt de couches minces maîtrisé, la fabrication d'ATC à détecteurs en $LiTaO_3$ en couches minces a été initiée. Les premiers capteurs réalisés montrent une réjection des bruits issus de la nature piézoélectrique de la couche dans les hautes fréquences et une sensibilité, certes plus faible que le cas massif, mais toujours supérieure à ce qui est obtenu avec les matériaux thermo-résistifs.

En perspective, les recherches concernant l'optimisation des performances des ATC à détecteurs thermo-résistifs devront porter sur plusieurs points.

D'une part, la mesure linéaire d'accélération de 15 000 voire 20 000 g sera possible si la taille globale du capteur est encore diminué. Pour atteindre une accélération appliquée supérieure à 14 000 g , il faudra adapter nos moyens d'étude en ce qui concerne plus particulièrement la centrifugeuse elle-même et l'électronique de mesure.

De plus, cette réduction aura pour conséquence un accroissement de la fréquence de coupure thermique du gaz. Il se peut alors que la fréquence de coupure du système ne soit plus limitée par le temps de réponse du profil de température du gaz suite à une variation d'accélération mais qu'elle n'évolue plus du fait de la saturation du temps de réponse du détecteur thermo-résistif à la modification de la température.

Concernant les accéléromètres à deux axes de détection, le masque de photolithographie va être redessiné afin de placer les détecteurs à la position déterminée avec l'étude analytique du modèle sphérique où la sensibilité est maximale. Les avantages résultant de l'utilisation d'un capteur à deux axes de détection seront alors ajoutés à la mesure de fortes accélérations. La mise au point d'une électronique de mesure adaptée sera aussi entreprise afin de mesurer conjointement les deux signaux associés à chaque axe.

La réalisation d'ATC à détecteurs pyroélectriques passe par l'optimisation des couches minces pyroélectriques de tantalate de lithium. Ce travail est presque abouti mais il nécessite encore quelques études pour comprendre les phénomènes physiques qui se produisent pendant le dépôt lorsqu'une tension de polarisation est appliquée entre l'électrode arrière de platine et le porte-substrat.

L'étude de la composition chimique est aussi envisagée afin de pouvoir discerner la présence de la phase minoritaire, $LiTa_3O_8$ comparativement à la phase stœchiométrique de $LiTaO_3$. De même, la mesure du sens de la polarisation électrique des couches minces est prévue : elle permettra de mieux comprendre l'évolution du coefficient pyroélectrique avec les paramètres de dépôt. La cause de l'annulation du coefficient pyroélectrique malgré la présence de phase stœchiométrie pourra ainsi être effectuée.

Quant aux ATC à détecteurs pyroélectriques, leur mise en œuvre sera poursuivie en réalisant des dispositifs qui nous permettront de structurer *in situ* les différentes couches du capteur au cours des dépôts. Le rapprochement relatif des détecteurs de la résistance de chauffe devrait compenser la réduction de la sensibilité due à la miniaturisation globale du capteur. Les performances espérées en termes de résolution de détection devraient être améliorées comparativement à un ATC à détecteurs thermo-résistifs.

ANNEXES

Annexe A

Constantes du modèle cylindrique

Les expressions suivantes ont été tirées de [65].

A.1 Coefficients Ordre 1

$$A = \frac{1}{\ln R^*} \quad (\text{A.1})$$

A.2 Coefficients Ordre 2

$$K = 4R^{*2} \left((R^{*2} - 1)^2 - \frac{R^{*4} - 1}{A} \right) \quad (\text{A.2})$$

$$B = \frac{R^{*2}A}{16K} \left(-R^{*6} + R^{*4} + R^{*2} - 1 - 2\frac{(R^{*2} - 1)^2}{A} + 8\frac{R^{*4}}{A^2} \right) \quad (\text{A.3})$$

$$C = \frac{R^{*4}A}{16K} \left((R^{*2} - 1)^2 - 4\frac{R^{*2}}{A^2} \right) \quad (\text{A.4})$$

$$D = \frac{R^{*2}A}{16K} \left((R^{*2} - 1)^2 + 2\frac{(R^{*2} - 1)^2}{A} - 4\frac{R^{*4}}{A^2} \right) \quad (\text{A.5})$$

$$E = \frac{R^{*2}(R^{*2} - 1)A}{8K} \left(R^{*4} - 1 - 4\frac{R^{*2}}{A^2} \right) \quad (\text{A.6})$$

$$L = \frac{-A}{R^{*2} - 1} \left(\frac{BR^{*2}}{2A} - \frac{C}{2A} + \frac{D(R^{*4} - 1)}{8} + \frac{ER^{*2}(1 - A)}{4A^2} - \frac{A \left(\frac{R^{*4}}{A} - \frac{3R^{*4}}{4} + \frac{3}{4} \right)}{128} \right) \quad (\text{A.7})$$

$$M = \frac{A}{R^{*2} - 1} \left(\frac{BR^{*2}}{2A} - \frac{C}{2A} + \frac{DR^{*2}(R^{*2} - 1)}{8} + \frac{ER^{*2}(1 - A)}{4A^2} - \frac{AR^{*2} \left(\frac{R^{*2}}{A} - \frac{3R^{*2}}{4} + \frac{3}{4} \right)}{128} \right)$$

(A.8)

Annexe B

Constantes du modèle sphérique

Les expressions suivantes ont été tirées de [67].

B.1 Coefficients Ordre 0

$$A_1 = \frac{1}{1 - R^*} \quad (\text{B.1})$$

$$A_2 = \frac{R^*}{1 - R^*} \quad (\text{B.2})$$

B.2 Coefficients Ordre 1

$$D_1 = -\frac{A_2}{8} \quad (\text{B.3})$$

$$K_1 = -4R^{*8} + 9R^{*7} - 10R^{*5} + 9R^{*3} - 4R^{*2} \quad (\text{B.4})$$

$$K_2 = 1 - R^{*3} \quad (\text{B.5})$$

$$B_1 = \frac{D_1}{K_1} (2R^{*7} - 6R^{*6} + 4R^{*5} + 4R^{*4} - 6R^{*3} + 2R^{*2}) \quad (\text{B.6})$$

$$B_2 = \frac{D_1}{K_1} (2R^{*9} - 12R^{*7} + 10R^{*6} + 10R^{*5} - 12R^{*4} + 2R^{*2}) \quad (\text{B.7})$$

$$B_3 = \frac{D_1}{K_1} (-3R^{*9} + 8R^{*8} - 5R^{*7} - 5R^{*5} + 8R^{*4} - 3R^{*3}) \quad (\text{B.8})$$

$$B_4 = \frac{D_1}{K_1} (R^{*9} - 4R^{*8} + 6R^{*7} - 4R^{*6} + R^{*5}) \quad (\text{B.9})$$

$$C_1 = -\frac{A_2 B_1}{2} \tag{B.10}$$

$$C_2 = A_2 B_2 \tag{B.11}$$

$$C_3 = A_2 B_3 \tag{B.12}$$

$$C_4 = -\frac{A_2 B_4}{2} \tag{B.13}$$

$$C_5 = -\frac{2A_2 D_1}{3} \tag{B.14}$$

$$E_1 = -(C_1 + C_2 + C_3 + C_4) \tag{B.15}$$

$$E_2 = -\left(C_1 R^{*4} + C_2 R^{*2} + C_3 R^* + \frac{C_4}{R^*} + C_5 R^{*3} \ln R^*\right) \tag{B.16}$$

$$A_3 = \frac{E_1 - E_2}{K_2} \tag{B.17}$$

$$A_4 = \frac{E_2 - E_1 R^{*3}}{K_2} \tag{B.18}$$

Annexe C

Montage en pont de Wheatstone et accéléromètre thermique

C.1 Description du montage

Le montage en pont de Wheatstone utilisé est décrit à la Figure C.1. Il comprend quatre résistances : deux composants discrets à valeur ajustable et deux thermorésistances qui sont les détecteurs de température du capteur. Le montage est alimenté en courant I et la tension aux bornes du montage est noté E par la suite.

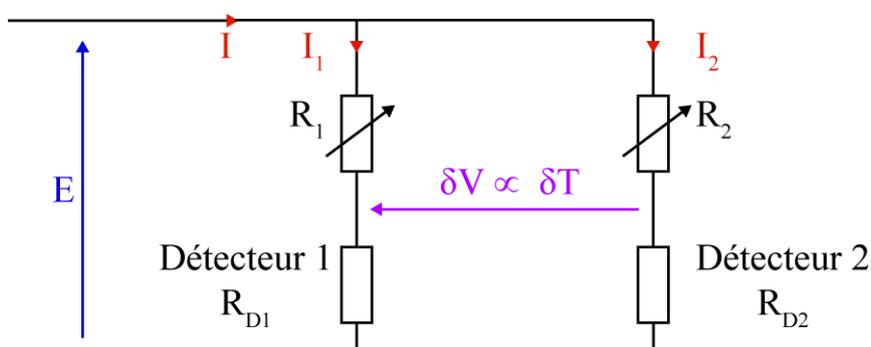


Figure C.1 – Schéma du pont de Wheatstone et notations employées.

L'expression de la tension de déséquilibre se détermine en appliquant la relation du pont diviseur de tension :

$$\delta V = E \left(\frac{R_{D1}}{R_{D1} + R_1} - \frac{R_{D2}}{R_{D2} + R_2} \right) \quad (\text{C.1})$$

soit :

$$\delta V = E \frac{R_{D1}R_2 - R_{D2}R_1}{(R_{D1} + R_1)(R_{D2} + R_2)} \quad (\text{C.2})$$

C.2 Application aux accéléromètres thermiques

La température des détecteurs est considérée comme variant autour d'un point d'équilibre, principalement déterminée par la conduction, donc notée T_{cd} . Et lorsque l'accélération induit une hausse de la température du détecteur 1 et un refroidissement du détecteur 2, leur résistance respective est exprimée par :

$$R_{D1} = R_{0,D1} \left(1 + \alpha_{D1} \left(T_{cd} + \frac{\delta T}{2} \right) \right) \quad (C.3)$$

et

$$R_{D2} = R_{0,D2} \left(1 + \alpha_{D2} \left(T_{cd} - \frac{\delta T}{2} \right) \right) \quad (C.4)$$

Lorsque aucune accélération n'est appliquée à l'ATC, le montage est équilibré en jouant sur les deux résistances R_1 et R_2 . D'où la relation :

$$\delta V (T_{cd}) = 0 \Leftrightarrow R_{D1} (T_{cd}) R_2 = R_{D2} (T_{cd}) R_1 \quad (C.5)$$

soit

$$R_2 R_{0,D1} (1 + \alpha_{D1} (T_{cd})) = R_1 R_{0,D2} (1 + \alpha_{D2} (T_{cd})) \quad (C.6)$$

Dès qu'une accélération est détectée par le capteur, la différence de température δT induite est physiquement traduite en différence de résistance δR puis au travers du pont de Wheatstone en différence de potentiel δV . D'où la relation :

$$\delta V = E \frac{R_2 R_{0,D1} \left(1 + \alpha_{D1} \left(T_{cd} + \frac{\delta T}{2} \right) \right) - R_1 R_{0,D2} \left(1 + \alpha_{D2} \left(T_{cd} - \frac{\delta T}{2} \right) \right)}{\left[R_1 + R_{0,D1} \left(1 + \alpha_{D1} \left(T_{cd} + \frac{\delta T}{2} \right) \right) \right] \left[R_2 + R_{0,D2} \left(1 + \alpha_{D2} \left(T_{cd} - \frac{\delta T}{2} \right) \right) \right]} \quad (C.7)$$

soit comme $T_{cd} \gg \delta T$ et avec la relation (C.6) :

$$\delta V = E \frac{\delta T}{2} \frac{R_2 R_{0,D1} \alpha_{D1} + R_1 R_{0,D2} \alpha_{D2}}{(R_1 + R_{0,D1} (1 + \alpha_{D1} T_{cd})) (R_2 + R_{0,D2} (1 + \alpha_{D2} T_{cd}))} \quad (C.8)$$

En considérant la moyenne des paramètres thermorésistifs des deux détecteurs $R_{0,D}$ et α_D , la relation (C.8) se simplifie en :

$$\delta V = E \frac{\delta T}{2} \frac{\alpha_D R_{0,D} (R_1 + R_2)}{(R_1 + R_{0,D} (1 + \alpha_D T_{cd})) (R_2 + R_{0,D} (1 + \alpha_D T_{cd}))} \quad (C.9)$$

Annexe D

Électronique embarquée pour l'application à fortes accélérations

D.1 Schéma synoptique de l'électronique

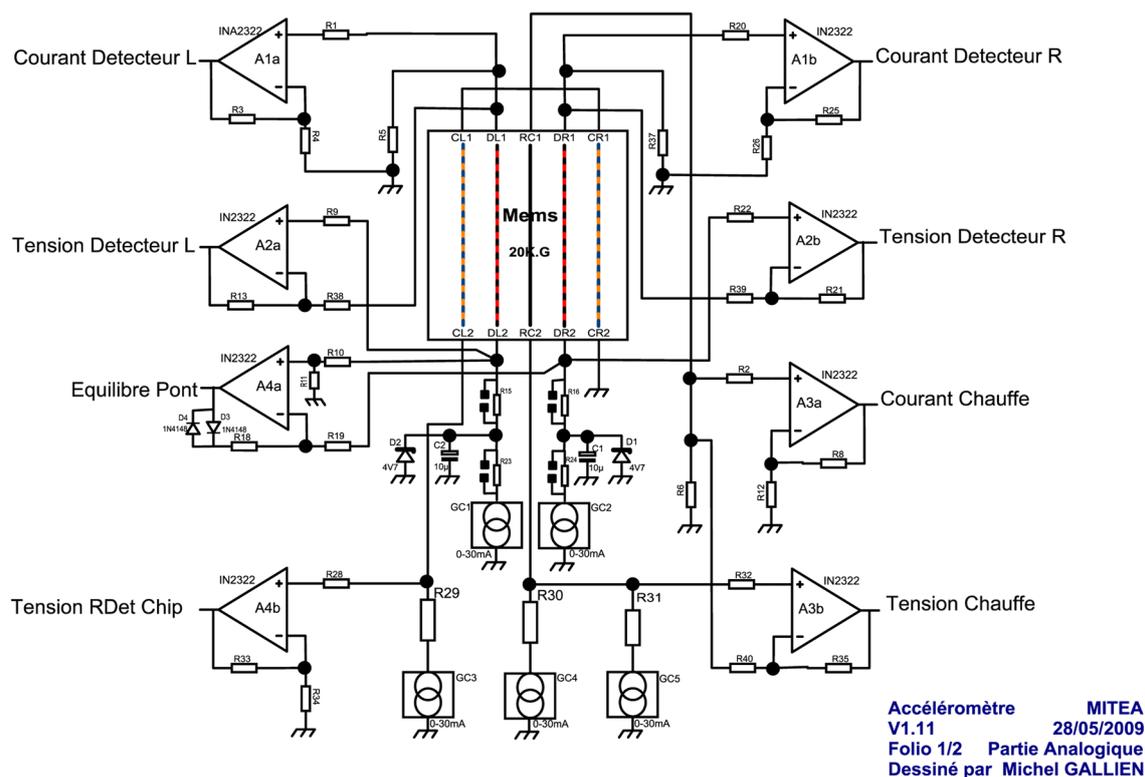


Figure D.1 – Schéma synoptique de l'électronique embarquée à fortes accélérations.

D.2 Montage électronique

Les courants injectés dans chaque résistance sont réglés pour éviter toute variation qui pourrait entraîner la destruction de la résistance suspendue.

Le montage conditionneur de cette électronique n'est pas un pont de Wheatstone mais il est basé sur la différence de tension δV induit par la différence de température δT :

$$\delta V = U_{DL} - U_{DR} \quad (\text{D.1})$$

avec U_{DL} (respectivement U_{DR}), la tension aux bornes du détecteur L (respectivement détecteur R).

Bibliographie

- [1] S Paineau, P Andreucci, C Schaffnit, and S Magaton. Microsystèmes : applications et mise en oeuvre. In *Mécanique*, number E 3090. Techniques de l'Ingénieur, 2005.
- [2] G Asch. *Les capteurs en instrumentation industrielle*. Technique et ingénierie : Série EEA. Dunod, 7^{ème} édition, 2010.
- [3] A Permy, E Donzier, and F Rezgui. Capteurs microélectroniques. In *Électronique Photonique*, number E 3093. Techniques de l'Ingénieur, 2004.
- [4] M Kraft. Micromachined inertial sensors. State of the art and a look into the future. *IMC Measurement and Control*, 33(6) :164–168, 2000.
- [5] J Fraden. *Handbook of modern sensors. Physics, designs and applications*. Springer, 3rd édition, 2004.
- [6] MA Erismis. *MEMS accelerometers and gyroscopes for inertial measurement units*. PhD thesis, The graduate school of natural and applied sciences of Middle East technical University, Turkey, 2004.
- [7] Honeywell. *Q-Flex QA-2000 Accelerometer*, 2005.
- [8] InnaLabs. *Model INN-301 Advanced Airborne IMU*, 2011.
- [9] Ship Motion Control. *SMC IMU 107 & 108*, 2010.
- [10] Analog Devices. *Model ADIS16407*, 2011.
- [11] Thalès - Aerospace Division. *TOTEM 3000*, 2007.
- [12] Safran Sagem. *Sigma 95N, Inertial Navigation System*, 2011.
- [13] Ixsea. *High-Performance Inertial Navigation System*, 2011.
- [14] P Corke, J Lobo, and J Dias. An introduction to inertial and visual sensing. *Int J Robot Res*, 26(6) :519–535, 2007.
- [15] S Durand. Mesures d'accélération. In *Mesures - Analyses*, number R 1812v2. Techniques de l'Ingénieur, 2008.
- [16] Sagem. Documentation interne sur les accéléromètres thermiques à convection.
- [17] H Zeng and Y Zhao. Sensing movement : Microsensors for body motion measurement. *Sensors*, 11 :638–660, 2011.
- [18] N Barbour and G Schmidt. Inertial sensor technology trends. *IEEE Sensors J*, 1(4) :332–339, 2001.
- [19] S Suzuki, S Tsuchitani, M Miki, and M Matsumoto. Capacitance type accelerometer, 1995.

- [20] R Claret and A Deval. Accélération. In *Mesures - Analyses*, number R 1812. Techniques de l'Ingénieur, 1992.
- [21] Y Yokota, S Naito, T Suzuki, and A Koide. Semiconductor accelerometer, 1996.
- [22] A Badarous. Étalonnage des accéléromètres. In *Environnement - Sécurité*, number R 1813. Techniques de l'Ingénieur, 2002.
- [23] Memsic. *Ultra Low Noise, Low offset Drift ± 1 g Dual Axis Accelerometer with Digital Outputs*, 2007.
- [24] R Zhu, H Ding, Y Su, and Y Yang. Modeling and experimental study on characterization of micromachined thermal gas inertial sensors. *Sensors*, 10 :8304–8315, 2010.
- [25] KM Liao, R Chen, and BC Chou. A novel thermal-bubble-based micromachined accelerometer. *Sensor Actuat A-Phys*, 130–131 :282–289, 2006.
- [26] L Lin and J Jones. A liquid-filled buoyancy-driven convective micromachined accelerometer. *J Microelectromech S*, 14(5) :1061–1069, Oct 2005.
- [27] XB Luo, ZX Li, ZY Guo, and YJ Yang. Study on linearity of a micromachined convective accelerometer. *Microelectr J*, 65 :87–101, 2003.
- [28] F Mailly, A Giani, A Martinez, R Bonnot, P Temple-Boyer, and A Boyer. Micro-machined thermal accelerometer. *Sensor Actuat A-Phys*, 103(3) :359–363, 2003.
- [29] R Zhu, H Ding, Y Su, and Z Zhou. Micromachined gas inertial sensor based on convection heat transfer. *Sensor Actuat A-Phys*, 130–131 :68–74, 2006.
- [30] J Bahari and A M Leung. Micromachined three-axis thermal accelerometer with a single composite heater. *J Micromech Microeng*, 21(7) :075025, 2011.
- [31] N Yazdi, F Ayazi, and K Najafi. Micromachined inertial sensors. In *Proceedings of the IEEE*, volume 86, pages 1640–1659, 1998.
- [32] BD Pant, S Goel, PJ George, and S Ahmad. Design optimization of cantilever based MEMS micro-accelerometer for high-g applications. *Sensor Trans J*, 110(11) :143–161, 2009.
- [33] Silicon Design Inc. *Model 1210, Analog Accelerometer*, 2009.
- [34] Kistler. *High Resonant Frequency, Charge Mode, Shock Accelerometer*, 2005.
- [35] N Crespy. *Étude, réalisation et optimisation d'inertiels à détection thermique*. PhD thesis, Université Montpellier 2, Sept 2008.
- [36] X B Luo, Y J Yang, F Zheng, Z X Li, and Z Y Guo. An optimized micromachined convective accelerometer with no proof mass. *J Micromech Microeng*, 11(5) :504–508, 2001.
- [37] S Billat, H Glosch, M Kunze, F Hedrich, J Frech, J Auber, H Sandmaier, W Wimmer, and W Lang. Micromachined inclinometer with high sensitivity and very good stability. *Sensor Actuat A-Phys*, 97–98(0) :125–130, 2002.
- [38] U Park, B Park, IK Moon, D Kim, and J Kim. Development of a dual-axis micromachined convective accelerometer with an effective heater geometry. *Microelectr Eng*, 88 :276–281, 2011.

- [39] J Courteaud, N Crespy, P Combette, B Sorli, and A Giani. Studies and optimization of the frequency response of a micromachined thermal accelerometer. *Sensor Actuat A-Phys*, 147 :75–82, 2008.
- [40] A Garraud, P Combette, J Courteaud, and A Giani. Effect of the detector width and gas pressure on the frequency response of a micromachined thermal accelerometer. *Micromachines*, 2 :167–178, 2011.
- [41] A Garraud, P Combette, B Charlot, P Loisel, and A Giani. A closed-loop micromachined accelerometer based on thermal convection. In *Symposium of Design, Test, Integration and Packaging of MEMS/MOEMS – DTIP*, Aix-en-Provence, France, 2011.
- [42] J Dido, P Loisel, A Renault, P Combette, J Courteaud, and A Giani. Thermal cell system for measuring acceleration, 2008.
- [43] V Milanović, E Bowen, N Tea, J Suehle, B Payne, M Zaghoul, and M Gaitan. Convection-based accelerometer and tilt sensor implemented in standard CMOS. In *International Mechanical Engineering Conference and Exposition, MEMS Symposia*, Anaheim, CA, USA, 1998.
- [44] SH Tsang, AH Ma, KS Karim, A Parameswaran, and AM Leung. Monolithically fabricated polymermems 3-axis thermal accelerometers designed for automated wire-bonder assembly. In *MEMS*, Tucson, AZ, USA, 2008.
- [45] A Chaehoi, F Maily, L Latorre, and P Nouet. Experimental and finite-element study of convective accelerometer on CMOS. *Sensor Actuat A-Phys*, 132(1) :78–84, 2006.
- [46] F Maily, A Martinez, A Giani, F Pascal-Delannoy, and A Boyer. Design of a micromachined thermal accelerometer : thermal simulation and experimental results. *Microelectr J*, 34(4) :275–280, 2003.
- [47] N Crespy, J Courteaud, P Combette, P Temple-Boyer, A Giani, and A Foucaran. Micromachined inclinometer based on fluid convection. In *Symposium of Design, Test, Integration and Packaging of MEMS/MOEMS – DTIP*, Nice, France, 2008.
- [48] SJ Chen and CH Shen. A novel two-axis CMOS accelerometer based on thermal convection. *IEEE T Instrum Meas*, 57(8) :1572–1577, 2008.
- [49] A Garraud, A Giani, P Combette, B Charlot, and M Richard. A dual axis CMOS micromachined convective thermal accelerometer. *Sensor Actuat A-Phys*, 170(1–2) :44–50, 2011.
- [50] Meggit Endevco. *Model 7286 Piezoresistive accelerometer*, 2010.
- [51] PCB Piezotronics. *Model 3501A2060KG Piezoresistive Shock Accelerometer*, 2011.
- [52] Dytran Instruments. *Model 3086A1 High Shock Accelerometer*, 2008.
- [53] M Mottaghi, F Ghalichi, and HB Ghavifekr. Dual comb unit high-g accelerometer based on CMOS-MEMS technology. *Sensor Trans J*, 103(4) :17–28, 2009.
- [54] W Zhang, L Chen, J Xiong, and Y Ma. Ultra-high g deceleration-time measurement for the penetration into steel target. *Int J Impact Eng*, 34(3) :436–447, 2007.
- [55] K Fan, L Che, B Xiong, and Y Wang. A silicon micromachined high-shock accelerometer with a bonded hinge structure. *J Micromech Microeng*, 17(6) :1206, 2007.

- [56] P Dong, X Li, H Yang, H Bao, W Zhou, S Li, and S Feng. High-performance monolithic triaxial piezoresistive shock accelerometers. *Sensor Actuat A-Phys*, 141(2) :339–346, 2008.
- [57] AR Atwell, RS Okojie, KT Kornegay, SL Roberson, and A Beliveau. Simulation, fabrication and testing of bulk micromachined 6H – SiC high-g piezoresistive accelerometers. *Sensor Actuat A-Phys*, 104(1) :11–18, 2003.
- [58] J Taine and JP Petit. *Transferts thermiques. Mécanique des fluides anisothermes*. Dunod Université, 1989.
- [59] B Eyglunent. *Manuel de thermique. Théorie et pratique*. Hermès, 2^{eme} edition, 1997.
- [60] P Depecker and C Inard. Lois fondamentales en génie climatique. In *Génie énergétique*, number B 9055. Techniques de l’Ingénieur, 1996.
- [61] P Chassaing. *Mécanique des fluides. Éléments d’un premier parcours*. Cépaduès-Éditions, 2^{eme} edition, 2000.
- [62] A Lallemand. Écoulement des fluides. Analyse dimensionnelle. Similitude. In *Génie énergétique*, number BE 8159. Techniques de l’Ingénieur, 2000.
- [63] JF Sacadura. *Initiation aux transferts thermiques*. Tec & Doc, 1993.
- [64] LR Mack and EH Bishop. Natural convection between horizontal concentric cylinders for low Rayleigh numbers. *Q J Mech Appl Math*, 21 :223–241, 1968.
- [65] PF Hodnett. Natural convection between horizontal heated concentric circular cylinders. *Z Angew Math Phys*, 24 :507–516, 1973.
- [66] LM Mack and HC Hardee. Natural convection between concentric spheres at low Rayleigh numbers. *Int J Heat Mass Tran*, 11 :387–396, 1968.
- [67] HC Hardee. *Natural convection between concentric spheres at low Rayleigh numbers*. PhD thesis, Texas University, 1966.
- [68] J Courteaud. *Étude, réalisation et optimisation d’un accéléromètre thermique à convection*. PhD thesis, Université Montpellier 2, Oct 2006.
- [69] L Lin. *Design and analysis of microthermal accelerometer*. PhD thesis, Simon Fraser University, 2004.
- [70] A Garraud, P Combette, F Pichot, J Courteaud, B Charlot, and A Giani. Frequency response of an accelerometer based on thermal convection. *J Micromech Microeng*, 21 :035017, 2011.
- [71] P Temple-Boyer, C Rossi, E Saint-Etienne, and E Scheid. Residual stress in low pressure chemical vapor deposition SiN_x films deposited from silane and ammonia. *J Vac Sci Technol A*, 16(4) :2003–2007, 1998.
- [72] M Massénat. Circuits en couches minces. Couches minces traditionnelles. In *Électronique Photonique*, number E 3365. Techniques de l’Ingénieur, 2003.
- [73] GACM Spierings, JBA Van Zon, PK Larsen, and M Klee. Influence of platinum-based electrodes on the microstructure of sol-gel and MOD prepared lead zirconate titanate films. *Integr Ferroelectr*, 3(3) :283–292, 1993.
- [74] J Courbat, D Briand, and NF de Rooij. Reliability improvement of suspended platinum-based micro-heating elements. *Sensor Actuat A-Phys*, 142 :284–291, 2008.

- [75] T Maeder, L Sagalowicz, and P Muralt. Stabilized platinum electrodes for ferroelectric film deposition using Ti, Ta and Zr adhesion layers. *Jpn J Appl Phys*, 37(4A) :2007–2012, Apr 1998.
- [76] CC Mardare, E Joanni, AI Mardare, CPM de Sá, and PB Tavares. The performance of Zr as barrier layer for Pt bottom electrodes in $Pb(Zr, Ti)O_3$ thin film capacitors. *Thin Solid Films*, 483(1–2) :21–26, 2005.
- [77] F Mailly. *Étude et réalisation de microcapteurs thermiques : anémomètre et accéléromètre thermique*. PhD thesis, Université Montpellier 2, Juill 2002.
- [78] P Walker and WH Tarn. *Handbook of metal etchants*. CRC Press, 1991.
- [79] SW Chen and SJ Luo. Interfacial reactions in Pt/Ti, Pt/Zr, Pt/TiO₂, and Pt/ZrO₂ couples. *Ind Eng Chem Res*, 39(2) :547–549, 2000.
- [80] I Kondo, T Yoneyama, and O Takenaka. Formation of high adhesive and pure Pt layers on TiO₂. *J Vac Sci Technol A*, 10(6) :3456–3459, Nov/Dec 1992.
- [81] RG Johnson, JO Holmen, RB Foster, and U Sridhar. Adhesion layer for platinum based sensors, Aug 1990.
- [82] T Maeder. *Germination et croissance de films minces de $Pb(Zr, Ti)O_3$ sur silicium passivé et substrats métalliques*. PhD thesis, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1997.
- [83] A Bo Wu. Thermal drift in convective micromachined accelerometers. Master of Applied Science, School of Engineering Science, Simon Fraser University, 2002.
- [84] NIST. Fluides : Propriétés thermo-physiques. <http://webbook.nist.gov/chemistry/>, 2011.
- [85] M Valenza, F Pascal, and A Hoffmann. Bruit de fond et mesures. Mesures et application en conception. In *Mesures et tests électroniques*, number R 311. Techniques de l’Ingénieur, 2006.
- [86] B Szentpáli. Noise limitations of the applications of miniature thermal resistors. *IEEE Sensors J*, 7(9) :1293–1299, September 2007.
- [87] M Valenza, F Pascal, and A Hoffmann. Bruit de fond et mesures. Aspects théoriques. In *Mesures et tests électroniques*, number R 310 v2. Techniques de l’Ingénieur, 2006.
- [88] D Coudouel. Caractérisation et Evaluation d’accéléromètres thermiques à convection. Master’s thesis, Université Montpellier 2, 2009.
- [89] F Jutzi, DH Wicaksono, G Pandraud, N de Rooij, and PJ French. Far-infrared sensor with LPCVD-deposited low-stress si-rich nitride absorber membrane : Part 2 : Thermal property, and sensitivity. *Sens Actuat A-Physic*, 152(2) :126–138, 2009.
- [90] C Escriba. *Conception, réalisation et caractérisation de capteurs infrarouges à thermopiles : application à la détection de présence passive dans l’habitat*. PhD thesis, Université Paul Sabatier - Toulouse III, LAAS, 2005.
- [91] F Grisch, P Gicquel, and P Hervé. Mesures de températures dans les gaz et les flammes. Mesures intrusives et mesures optiques intégrées. In *Mesures physiques*, number R 2752. Techniques de l’Ingénieur, 2009.

- [92] G Kaltsas and AG Nassiopoulou. Novel C-MOS compatible monolithic silicon gas flow sensor with porous silicon thermal isolation. *Sensor Actuat A-Phys*, 76(1–3) :133–138, 1999.
- [93] A Graf, M Arndt, M Sauer, and G Gerlach. Review of micromachined thermopiles for infrared detection. *Meas Sci Technol*, 18(7) :R59, 2007.
- [94] SB Lang, SA Shaw, LH Rice, and KD Timmerhaus. Pyroelectric thermometer for use at low temperatures. *Rev Sci Instrum*, 40(2) :274–284, 1969.
- [95] SB Lang and F Steckel. Study of the ultrasensitive pyroelectric thermometer. *Rev Sci Instrum*, 36(12) :1817–1821, December 1965.
- [96] SE Stokowski. Temperature noise and dielectric loss in pyroelectric detectors. *Applied Physics Letters*, 29(7) :393–395, 1976.
- [97] GA Burdick and RT Arnold. Theoretical expression for the noise equivalent power of pyroelectric detectors. *J Appl Phys*, 37(8) :3223–3226, 1966.
- [98] J Cooper. A fast-response pyroelectric thermal detector. *J Sci Instrum*, 39 :467–472, 1962.
- [99] JH Ludlow, WH Mitchell, EH Putley, and N Shaw. Infra-red radiation detection by the pyroelectric effect. *J Sci Instr*, 44 :694–696, 1967.
- [100] G Godefroy. Ferroelectricité. In *Electronique Photonique*, number E 1870. Techniques de l’Ingénieur, 1996.
- [101] L Nougaret. *Élaboration et caractérisation de couches minces pyroélectriques de LiTaO₃ par pulvérisation cathodique RF magnétron pour des applications détecteurs IR*. PhD thesis, Université Montpellier 2, 2007.
- [102] SB Lang. *Sourcebook of pyroelectricity*. Gordon and Breach Science Publishers, 1974.
- [103] ME Lines and AM Glass. *Principles and Applications of Ferroelectrics and related materials*. Clarendon Press - Oxford, 1977.
- [104] MD Aggarwal, AK Batra, P Guggilla, ME Edwards, BG Penn, and JR Currie Jr. Pyroelectric materials for uncooled infrared detectors : Processing, properties and applications. Technical Report 216373, NASA/TM, 2010.
- [105] P Muralt. Micromachined infrared detectors based on pyroelectric thin films. *Rep Prog Phys*, 64(10) :1339–1388, 2001.
- [106] P Combette, L Nougaret, F Pascal-Delannoy, and A Giani. A new thermal accelerometer based on pyroelectric materials. In *19th International Symposium on Integrated Ferroelectrics*, Bordeaux, France, 2007.
- [107] MH Lee, R Guo, and AS Bhalla. Pyroelectric sensors. *J Electroceram*, 2(4) :229–242, 1998.
- [108] Texas Instruments. *Precision High-Speed Difet Operational Amplifier OPA627*, 2004.
- [109] EH Dogheche. *Couches minces ferroélectriques pour applications opto-micro-électroniques*. PhD thesis, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, 2002. Habilitation à Diriger des Recherches.

- [110] B Charlot, S Gauthier, A Garraud, P Combette, and A Giani. PVDF/PMMA blend pyroelectric thin films. *J Mater Sci - Mater El*, pages 1–6, 2011. 10.1007/s10854-011-0360-7.
- [111] K Nassau, HJ Levinstein, and GM Loiacono. Ferroelectric lithium niobate. Growth, domain structure, dislocations and etching. *J Phys Chem Solids*, 27 :983–988, 1965.
- [112] RF Bunshah. *Deposition technologies for films and coatings : developments and applications*. Materials Science Series. Noyes Publications, 1982.
- [113] L Nougaret, P Combette, R Arinero, J Podlecki, and Fe Pascal-Delannoy. Development of ruthenium dioxide electrodes for pyroelectric devices based on lithium tantalate thin films. *Thin Solid Films*, 515(7-8) :3971 – 3977, 2007.
- [114] P Combette, L Nougaret, A Giani, and F Pascal-Delannoy. RF magnetron-sputtering deposition of pyroelectric lithium tantalate thin films on ruthenium dioxide. *J Cryst Growth*, 304 :90–96, 2007.
- [115] A Billard and F Perry. Pulvérisation cathodique magnétron. In *Matériaux*. Techniques de l’Ingénieur, 2005.
- [116] BN Chapman. *Glow discharge processes : sputtering and plasma etching*. Wiley-Interscience Publication. Wiley, 1980.
- [117] G Ferbantier. *Étude et réalisation de capteurs d’humidité : capteur à détection optique, capteur piézoélectrique à base de couche d’oxyde de zinc*. PhD thesis, Université Montpellier 2, 2004.
- [118] X Lansiaux. *Croissance de couches minces de niobate de lithium par pulvérisation cathodique RF magnétron. Caractérisations optiques et électriques*. PhD thesis, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, 2001.
- [119] L Nougaret, P Combette, and F Pascal-Delannoy. Growth of lithium tantalate thin films by radio-frequency magnetron sputtering with lithium enriched target. *Thin Solid Films*, 517(5) :1784–1789, 2009.
- [120] A Toureille. Mesures électriques des matériaux diélectriques solides. In *Mesures - Analyses*, number R 1115. Techniques de l’Ingénieur, 2009.
- [121] IE Barry, GW Ross, PG Smith, RW Eason, and G Cook. Microstructuring of lithium niobate using differential etch-rate between inverted and non-inverted ferroelectric domains. *Mater Lett*, 37(4–5) :246–254, 1998.
- [122] CL Sones, S Mailis, WS Brocklesby, RW Eason, and JR Owen. Differential etch rates in z-cut $LiNbO_3$ for variable HF/HNO_3 concentrations. *J Mater Chem*, 12(2) :295–298, 2002.
- [123] ZD Gao, QJ Wang, Y Zhang, and SN Zhu. Etching study of poled lithium tantalate crystal using wet etching technique with ultrasonic assistance. *Opt Mater*, 30(6) :847–850, 2008.

AMÉLIORATION DES PERFORMANCES ET NOUVEAU CONCEPT DE DÉTECTEURS DE CAPTEURS INERTIELS À DÉTECTION THERMIQUE

Mots-clés : accéléromètre thermique à convection, high- g , couches minces thermo-résistives, couches minces pyroélectriques, MEMS

Ce travail de thèse porte sur l'étude et la réalisation de micro-capteurs d'accélération à détection thermique. Ils sont basés sur la modification des échanges thermiques par convection naturelle dans un fluide chauffé localement lorsque le dispositif est soumis à une accélération. L'utilisation d'un fluide comme masse sismique est en rupture avec les concepts d'accéléromètres dits traditionnels. Cet avantage a pour conséquence directe leur tenue aux fortes accélérations.

Un des objectifs de ce travail consiste à développer et à caractériser des accéléromètres à grande étendue de mesures ($\geq 10\,000\,g$). D'autre part, des études fondamentales menées en parallèle nous ont permis de mieux comprendre les phénomènes thermiques intervenant dans la cavité ainsi que d'en déduire l'effet des paramètres thermo-physiques du fluide, des conditions expérimentales et des dimensions géométriques du capteur sur la sensibilité et la bande passante.

Par ailleurs, l'étude de nouveaux concepts de détection thermique basés sur l'utilisation de matériaux pyroélectriques a été entreprise pour aboutir à une amélioration de la sensibilité comme de la bande passante. Après la maîtrise des dépôts en couches minces, ce nouveau mode de détection a été mis en œuvre et le principe validé.

PERFORMANCE IMPROVEMENTS AND DEVELOPMENT OF A NEW CONCEPT OF TEMPERATURE DETECTION FOR THERMAL ACCELEROMETERS

Keywords : thermal convective accelerometer, high- g , thermo-resistive thin films, pyroelectric thin films, MEMS

This PhD thesis deals with both study and fabrication of micro-accelerometers based on thermal convection. Under acceleration, convective heat transfer in a locally heated fluid is modified and induces a change in temperature profile. Using a fluid as seismic mass enhances better performances than traditional accelerometers in term of high shock reliability.

One goal is to develop and characterize high- g accelerometers ($\geq 10,000\,g$). Besides, analytical studies carried out in parallel have allowed us to improve our understanding of fluid thermal behaviour. Effects of thermo-physical parameters, experimental set-up and sensor size on both sensitivity and bandwidth were deduced.

On the other hand, a new concept of thermal detection based on the use of pyroelectric material was undertaken to improve sensor sensitivity as well as bandwidth. First the thin-film sputtering process is developed. Then the pyroelectric thermal accelerometer principle is confirmed.

Intitulé du laboratoire : Institut d'Électronique du Sud UMR 5214 CNRS

Adresse du laboratoire : Bâtiment 21 Place Eugène Bataillon 34095 MONTPELLIER Cedex 05

