

THÈSE

Pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE POITIERS

(ÉCOLE SUPÉRIEURE d'INGÉNIEURS de POITIERS)
(Diplôme National - Arrêté du 25 mai 2016)

École Doctorale 651 :

MIMME – Mathématiques – Informatique – Matériaux – Mécanique – Energétique

Secteur de Recherche :
Acoustique

Présentée par :
Martin Fontbonne

Étude de l'impact de la convection naturelle sur la distribution de température dans le noyau d'une pompe à chaleur thermoacoustique compacte coaxiale

Direction de thèse :

Hélène Bailliet

Institut Pprime, Université de Poitiers

Jean-Christophe Valière

Institut Pprime, Université de Poitiers

Gaëlle Poignand

LAUM, Le Mans Université

Soutenue le **{?juin 2025?}**

devant la Commission d'Examen

JURY

Hâtez-vous lentement ; et, sans perdre courage,
Vingt fois sur le métier remettez votre ouvrage :
Polissez-le sans cesse et le repolissez ;
Ajoutez quelquefois, et souvent effacez.

— Nicolas Boileau Despréaux,
L'art poétique, *Chant I*, 1669-1674.

Remerciements

Table des matières

Remerciements	v
I Introduction	1
I.1 Revue bibliographique	2
I.2 Contexte du travail	2
I.3 Bases de thermoacoustique	2
I.3.1 Concepts généraux	2
I.3.2 Équations fondamentales de l'acoustique en fluides dissipatifs	5
I.3.3 Fonction visco-thermiques	5
I.3.3.1 Milieu tortueux	5
I.4 État de l'art	6
I.4.1 De la recherche fondamentale...	6
I.4.2 ... à des applications industrielles	6
I.5 Outils électroacoustiques pour la thermoacoustique	6
I.5.1 Modèles aux constantes localisées et circuits électriques équivalents	6
I.5.1.1 En général	6
I.5.1.2 Circuit électrique équivalent à un noyau thermoacoustique	6
I.5.2 Circuit équivalent à une machine complète	7
I.5.3 Matrices de transfert	7
I.5.3.1 En général	7
I.5.3.2 Matrice de transfert d'un noyau thermoacoustique	7
I.6 Limites des modèles	8
I.7 Plan du manuscrit	8
II Dispositif expérimental	11
II.1 Introduction	12
II.2 Présentation du dispositif expérimental actuel	12
II.2.1 Résultats déjà obtenus	12
II.2.2 Géométrie du réfrigérateur TACOT	12
II.2.2.1 Cavité thermoacoustique	12
II.2.2.2 Noyau thermoacoustique	14
II.2.3 Instrumentation	20
II.2.3.1 Banc d'essais	20
II.2.3.2 Chaîne d'excitation	20
II.2.3.3 Chaîne d'acquisition	21
II.3 Protocole expérimental	22
II.3.1 Définition des orientations	22
II.3.2 Acquisitions	24
II.3.2.1 Mesures sans acoustique	24
II.3.2.2 Mesures avec acoustique	25
II.4 Post-traitement des données	26
II.4.1 Allègement des fichiers	26
II.4.2 Tracé de figures pour analyse	26
II.4.3 Extraction des données les plus importantes	27

II.5 Conclusion	27
III Études théoriques et numériques	29
III.1 Introduction	30
III.2 Concepts de convection naturelle et nombres adimensionnels	30
III.2.1 Sans acoustique	30
III.2.2 Avec acoustique	32
III.3 Simulations par éléments finis	33
III.3.1 Géométrie du problème	33
III.3.2 Matériaux composant les domaines	34
III.3.3 Modèles physiques utilisés	34
III.3.3.1 Sans matériau poreux	34
III.3.3.2 Ajout d'un modèle de matériau poreux	35
III.3.4 Conditions aux frontières	35
III.3.4.1 Modèle thermiques	35
III.3.4.2 Modèle fluides	35
III.3.5 Résultats dans les zones d'intérêt	35
III.3.5.1 Volume d'adaptation d'impédance	35
III.3.5.2 Régénérateur	35
III.4 Modèle temporel	36
III.4.1 Présentation du modèle	36
III.4.1.1 Champ acoustique considéré	36
III.4.1.2 Mécanismes pris en compte dans le modèle	36
III.4.1.3 Bilan thermique	38
III.4.1.4 Méthode des transformations intégrales	39
III.4.2 Détermination des paramètres empiriques	39
III.4.2.1 Coefficient d'échange aux extrémités du noyau	39
III.4.2.2 Flux thermique de vorticité	39
III.5 Conclusion	39
IV Résultats et discussion	41
IV.1 Introduction	42
IV.2 Étude des performances	42
IV.3 Distribution des températures	42
IV.3.1 Dans la cavité conique entre la source acoustique principale et le noyau thermoacoustique	42
IV.3.1.1 Réfrigérateur horizontal	44
IV.3.1.2 Réfrigérateur vertical	48
IV.3.2 À l'intérieur du régénérateur	50
IV.3.2.1 Réfrigérateur horizontal	50
IV.3.2.2 Réfrigérateur vertical	54
IV.3.3 Dans la cavité entre la source acoustique secondaire et le noyau thermoacoustique	56
IV.4 Limite de répétabilité	57
IV.5 Conclusion	60
V Conclusion	61
V.1 Section	62
VI Perspectives	63
VI.1 Expérimentations supplémentaires	64
VI.1.1 Étude de la conduction par les parois du noyau thermoacoustique	64
VI.2 Électroacoustique	64
VI.2.1 Contrôle actif	64
VI.2.2 Remplacement des sources acoustiques	65
VI.2.2.1 Source principale	65

VI.2.2.2 Source secondaire	65
A Index des notations	a
B Débit d'eau optimal dans l'échangeur ambiant	e
B.1 Détermination de la chaleur pompée	e
B.2 Incertitudes de mesures	f
B.2.1 Température	f
B.2.2 Débit d'eau	f
C Instrumentation de la source secondaire	i
C.1 Objectif	i
C.2 Choix du capteur	i
C.3 Montage	i
C.4 Vérification	i
C.4.1 Banc de mesures	i
C.4.2 Résultats	i
D Paramètres du mélange de gaz choisi pour les expériences et simulations	k
E Récapitulatif des conditions expérimentales	m
E.1 Étude sur la convection naturelle	m
F Fabrication d'un noyau thermoacoustique	q
F.1 Quantité de tissus	r
F.2 Instrumentation	r
Bibliographie	l

Chapitre I

Introduction

Table des matières

I.1	Revue bibliographique	2
I.2	Contexte du travail	2
I.3	Bases de thermoacoustique	2
I.3.1	Concepts généraux	2
I.3.2	Équations fondamentales de l'acoustique en fluides dissipatifs	5
I.3.3	Fonction visco-thermiques	5
I.3.3.1	Milieu tortueux	5
I.4	État de l'art	6
I.4.1	De la recherche fondamentale...	6
I.4.2	... à des applications industrielles	6
I.5	Outils électroacoustiques pour la thermoacoustique	6
I.5.1	Modèles aux constantes localisées et circuits électriques équivalents	6
I.5.1.1	En général	6
I.5.1.2	Circuit électrique équivalent à un noyau thermoacoustique	6
I.5.2	Circuit équivalent à une machine complète	7
I.5.3	Matrices de transfert	7
I.5.3.1	En général	7
I.5.3.2	Matrice de transfert d'un noyau thermoacoustique	7
I.6	Limites des modèles	8
I.7	Plan du manuscrit	8

I.1 Revue bibliographique

- Tortuosité et matériaux poreux : [1, 2]
- Thermocouples dans noyau TA : [3, 4]
- Bilan de chaleur dans cœur TA : [4]
- Géométrie coaxiale : [5-8]
- Convection naturelle : [9-14]
- Convection naturelle dans les poreux : [15-18]
- Analogies électroac en TA : [5, 19, 20]
- Electroac générale : [21, 22]
- Pertes latérales : [23]
- Non uniformité de température sur la section : [4]
- Conduction dans les stack et meshgrids : [24-26]

I.2 Contexte du travail

I.3 Bases de thermoacoustique

I.3.1 Concepts généraux

Les machines thermoacoustique utilisent les interactions visqueuses et thermiques entre un gaz et un matériau solide poreux ou d'un empilement de plaques (*stack* en anglais) placé dedans lors d'un cycle de compression-détente de ce gaz. En particulier, les pression, volume et température, qui sont liées par les lois thermodynamiques, sont des grandeurs d'intérêt en thermoacoustique dont la théorie linéaire est en grande partie écrite par Rott et Swift au cours des années 1980 [27-33].

Deux schémas de principe des machines thermoacoustiques sont présentés figure I.1. Le mode moteur (figure I.1(a)) transforme l'énergie thermique en énergie acoustique, tandis que le mode pompe à chaleur et réfrigérateur (figure I.1(b)) génère un flux de chaleur sous l'action d'une énergie acoustique.

Dans un moteur thermoacoustique, le chauffage d'un côté du matériau poreux apporte de l'énergie à une parcelle de gaz située à proximité de ce côté du stack. Son volume augmente alors et pousse les autres parcelles de gaz attenantes à l'intérieur du stack, en direction de l'autre extrémité plus froide. Elles cèdent de l'énergie au solide, leur volume diminue et elles retrouvent leur position initiale, où le cycle recommence. Finalement, c'est un travail acoustique qui est généré.

La pompe à chaleur fonctionne en suivant le cycle thermodynamique inverse : l'onde acoustique fournit un travail au fluide et le compresse, ce qui fait augmenter sa température. À l'extrémité du matériau poreux dont la température initiale est inférieure à celle du fluide, une certaine quantité de chaleur est extraite du fluide. La parcelle de fluide se déplace alors dans le matériau poreux, se détend et refroidit, puis extrait à son tour une quantité de chaleur au solide. Au final, un flux de chaleur de la source à refroidir vers l'ambiant est provoqué de proche en proche.

Après avoir succinctement défini le mode de fonctionnement d'une machine, il est nécessaire de présenter de type de propagation d'onde prenant place au sein de son noyau. Il existe deux comportements asymptotiques qui dépendent de la forme du résonateur de la machine : les ondes stationnaires d'une part et les ondes progressives d'autre part. Ces deux cas sont radicalement différents, car le déphasage entre la pression acoustique p et la vitesse acoustique v est de 90° dans le premier cas, et 0° dans le second.

Les cycles thermodynamiques évoqués plus tôt sont différents en fonction de chaque cas : un volume élémentaire de gaz dans un stack de machine à ondes stationnaires est soumis à un cycle de Brayton, tandis que dans un régénérateur de machine à ondes progressives le volume suit un cycle de Stirling. Ces cycles sont présentés respectivement dans les figures I.2 et I.3.

Aux abords d'une paroi se trouvent les couches limites thermiques et visqueuses, dans lesquelles les échanges d'énergie ont lieu. Elles sont respectivement définies par

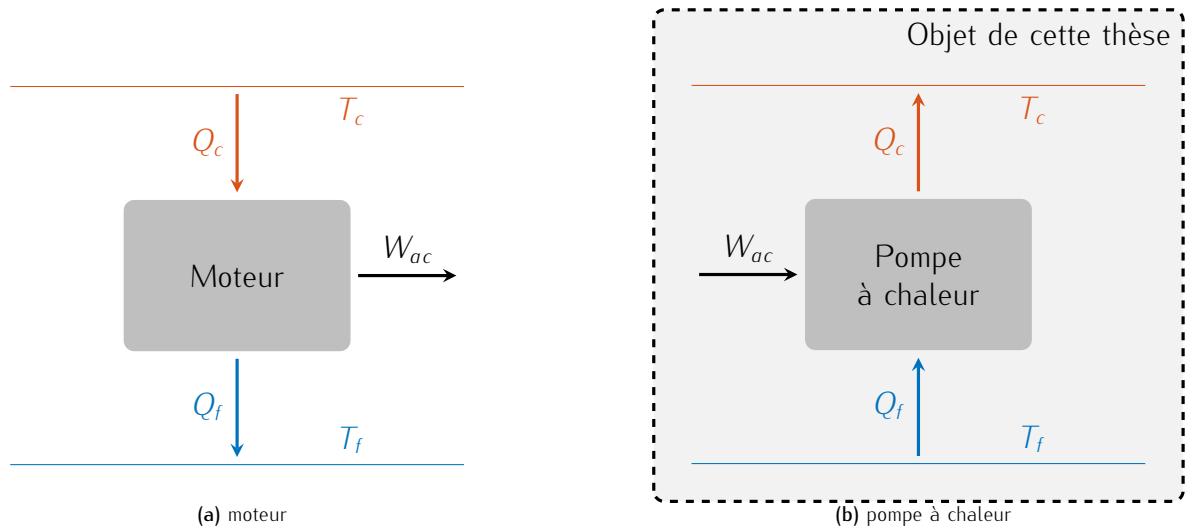


FIGURE I.1 – Schémas de principe d'un moteur et d'une pompe à chaleur thermoacoustique. D'après [34].

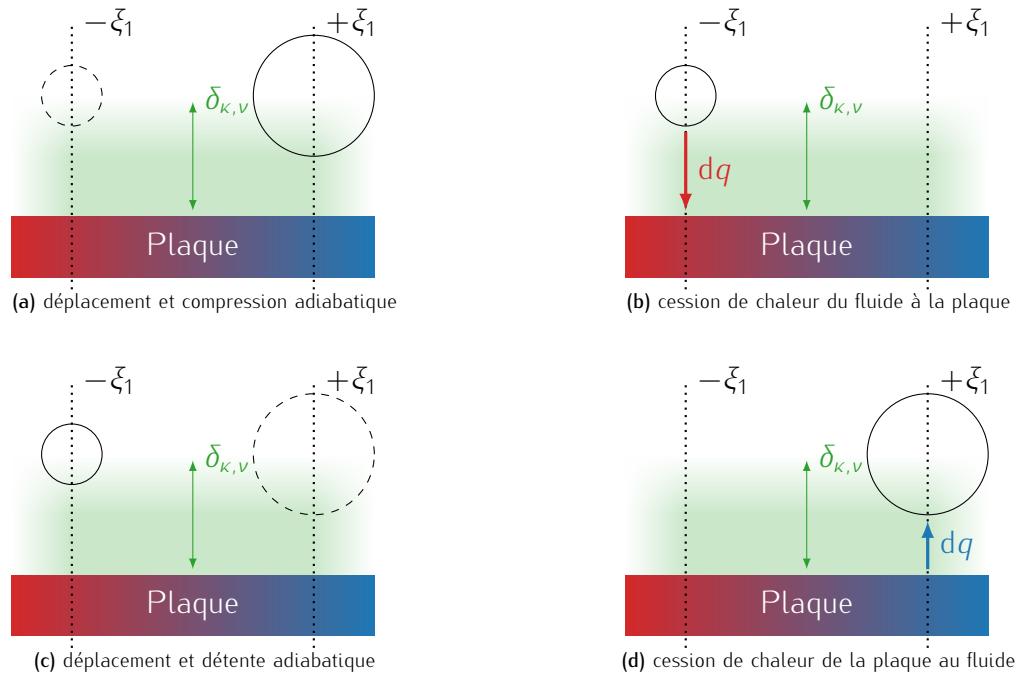


FIGURE I.2 – Cycle thermodynamique de Brayton en fonctionnement réfrigérateur/pompe à chaleur à ondes stationnaires. Les traits pleins dénotent l'état initial de l'étape, les traits pointillés, l'état final.

$$\delta_k = \sqrt{\frac{2k}{\rho C_p \omega}} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\omega}} \quad (\text{I.1a})$$

et

$$\delta_v = \sqrt{\frac{2\mu}{\rho \omega}} = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}, \quad (\text{I.1b})$$

avec k (ou κ) la conductivité (ou diffusivité) thermique du fluide, C_p sa capacité calorifique à pression constante, μ (ou ν) sa viscosité dynamique (ou cinématique), ρ sa masse volumique et $\omega = 2\pi f$ la pulsation à laquelle le fluide oscille.

En outre, ces deux épaisseurs de couche limites sont également liées par le nombre de Prandtl Pr , défini par

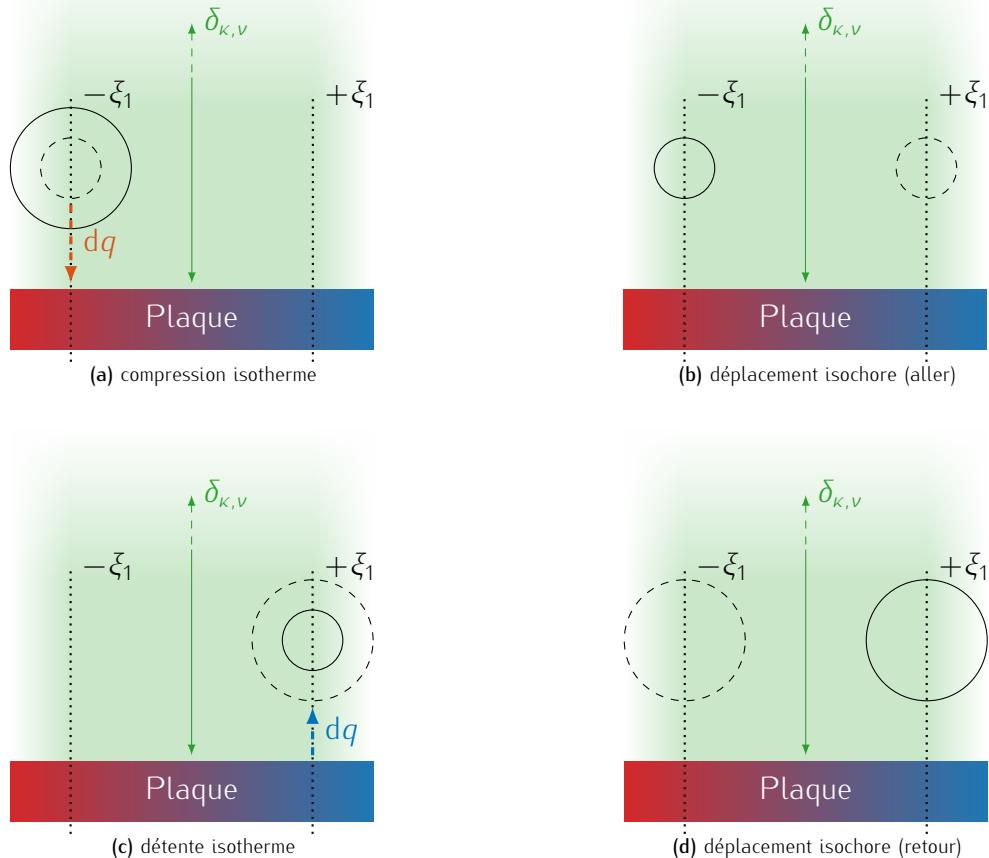


FIGURE I.3 – Cycle thermodynamique de Stirling en fonctionnement réfrigérateur/pompe à chaleur à ondes progressives. Les traits pleins dénotent l'état initial de l'étape, les traits pointillés, l'état final.

$$\text{Pr} = \left(\frac{\delta_v}{\delta_\kappa} \right)^2, \text{ ou} \quad (\text{I.2a})$$

$$= \frac{\mu C_p}{k} = \frac{\nu}{\kappa}, \quad (\text{I.2b})$$

et qui décrit le rapport de force entre les effets visqueux et thermiques. Dans le cas des machines thermoacoustiques, le nombre de Prandtl doit être le plus faible possible, afin de favoriser les échanges de chaleurs sans perdre d'énergie à cause de la viscosité du fluide. Pour ce faire, il est possible de mélanger des gaz pour abaisser sa valeur [35] puisque dans le cas des gaz monoatomiques, le nombre de Prandtl ne dépend pas de la température et $\text{Pr} = 2/3$.

Ces effets visco-thermiques ajoutent des termes dans les équations de l'acoustique, et sont présentés dans les parties qui suivent.

I.3.2 Équations fondamentales de l'acoustique en fluides dissipatifs

Un volume de fluide obéit aux lois de conservations de masse, d'énergies et d'état, qui s'écrivent respectivement suivant le système d'équations

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (\text{I.3a})$$

$$\rho \partial_t \mathbf{v} = -\nabla p + \mu \left(\nabla^2 \mathbf{v} + \left(\frac{1}{3} + \frac{\mu_v}{\mu} \right) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) \right), \quad (\text{I.3b})$$

$$\rho T \partial_t s = \nabla \cdot (k \nabla T) + \bar{\sigma} \cdot \nabla \mathbf{v}. \quad (\text{I.3c})$$

en utilisant les variables d'intérêt suivante : la pression p , le débit u , la vitesse v , la masse volumique ρ , la température T et l'entropie s . Elles sont écrites selon le formalisme de Rott avec les équations

$$p(x, t) = p_0 + \Re e [p_1(x) e^{i\omega t}], \quad (\text{I.4a}) \quad \rho(x, r, t) = \rho_0(x) + \Re e [\rho_1(x, r) e^{i\omega t}], \quad (\text{I.4d})$$

$$u(x, t) = \Re e [u_1(x) e^{i\omega t}], \quad (\text{I.4b}) \quad T(x, r, t) = T_0(x) + \Re e [T_1(x, r) e^{i\omega t}], \quad (\text{I.4e})$$

$$v(x, t) = \Re e [v_1(x) e^{i\omega t}], \quad (\text{I.4c}) \quad s(x, r, t) = s_0(x) + \Re e [s_1(x, r) e^{i\omega t}]. \quad (\text{I.4f})$$

Ici, les indices indiquent l'ordre de grandeur, avec en particulier l'indice 0 qui dénote une valeur constante à l'ordre 0, et l'indice 1 qui signifie l'oscillation à l'ordre 1 de la quantité. Il est supposé que le système opère dans un régime linéaire, ce qui se traduit par

$$\bullet_1 \ll \bullet_0, \quad (\text{I.5})$$

où \bullet représente indifféremment la pression, la masse volumique, etc.

Le flux de chaleur thermoacoustique est donné par Swift [34] par

$$Q_{TA} = \underbrace{\frac{1}{2} \Re e \left[p u^* \left(1 - \frac{f_\kappa - f_v^*}{(1 - \text{Pr})(1 - f_v^*)} \right) \right]}_{q_{TA}} + \underbrace{\frac{\rho_0 C_p}{\Phi S \omega} \frac{1}{2} \Im m \left[\frac{f_\kappa + \text{Pr} f_v^*}{(1 - \text{Pr})(1 - f_v)^2} |u|^2 \right]}_{k_{TA}} d_x T \quad (\text{I.6})$$

I.3.3 Fonction visco-thermiques

[34, 36]

I.3.3.1 Milieu tortueux

[37]

$$f_v = \quad (\text{I.7a})$$

$$f_\kappa = \quad (\text{I.7b})$$

I.4 État de l'art

I.4.1 De la recherche fondamentale...

L'effet thermoacoustique est un phénomène observé depuis les environs du 1^{er} siècle avant notre ère {?src souffleurs de verre + préparation du riz (cours Guillaume ?) ??} [38]

Depuis les années 1970-1980 durant lesquelles les premières machines modernes ont été mises au point, beaucoup de chemin a été parcouru. Le premier moteur à ondes progressives a été construit par Ceperley en 1979 [39], et la première pompe à chaleur par Hofler lors de son doctorat en 1983 {?src?}

I.4.2 ... à des applications industrielles

Les machines thermoacoustiques sont intéressantes pour l'industrie {?continuer avec cryocooler pour liquéfaction de gaz + TNO/BlueHeart ??}[38, 40-42]

I.5 Outils électroacoustiques pour la thermoacoustique

I.5.1 Modèles aux constantes localisées et circuits électriques équivalents

I.5.1.1 En général

Lorsque la longueur d'onde λ est très grande devant une dimension caractéristique a du système, soit lorsque $2\pi a/\lambda \ll 1$, il est possible de réaliser certaines approximations pour modéliser ce système. Ces approximations simplificatrices sont supports d'analogies électro-mécano-acoustiques.

Sous ces hypothèses, un tube se comporte que sa composante inertielle, ce qui le rend analogue à une masse mécanique et à une inductance électrique. À l'inverse, une cavité voit son impédance ramenée à un ressort mécanique et un condensateur électrique. Enfin, les pertes d'énergie se représentent par une résistance dans les trois domaines.

Ainsi, les systèmes électro-mécano-acoustiques comme les haut-parleurs ou les guides d'ondes peuvent être modélisés au moyen d'un circuit électrique équivalent [43].

I.5.1.1.a Analogies électro-mécaniques {?blabla?}

I.5.1.1.b Analogies acousto-mécaniques {?blabla?}

I.5.1.1.c Résumé des analogies {?blabla?}

TABLE I.1 – Analogies électro-mécano-acoustiques

Acoustique	Mécanique	Électrique
—	—	—
—	—	—
[]	—	
	—	~~~~

I.5.1.2 Circuit électrique équivalent à un noyau thermoacoustique

Comme les autres systèmes électro-mécano-acoustique présentés auparavant, le noyau thermoacoustique peut être représenté sur la figure I.4 par un circuit électrique équivalent, sous réserve qu'il soit acoustiquement compact. Comme pour un tube creux, les termes des équations de conservation d'énergie et de masse se traduisent par des masses et compliance acoustiques équivalents, et sont respectivement modélisés par une

inductance L et une capacité C . Les effets visco-thermiques ajoutés au circuit sous la forme d'une résistance visqueuse R_v et d'une conductance thermique $\frac{1}{R_k}$.

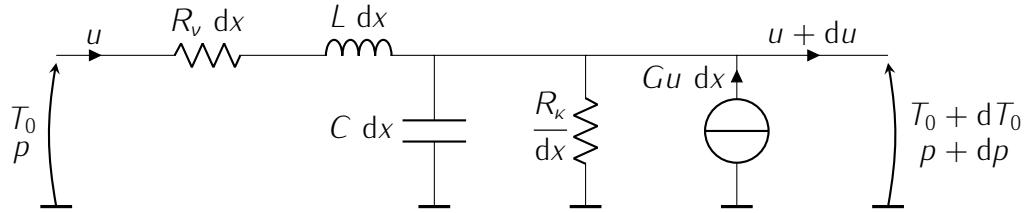


FIGURE I.4 – Circuit équivalent à un noyau thermoacoustique. Extrait de [34]

Il reste à introduire la quantité complexe G , défini par

$$G = \frac{f_k - f_v}{(1 - f_v)(1 - \text{Pr})} \frac{1}{T_m} \frac{dT_m}{dx}, \quad (\text{I.8})$$

et qui représente le gain ou l'atténuation du débit acoustique [34]. Sa dépendance au gradient de température est surtout le rend important pour les moteurs thermoacoustiques principalement, mais il est impossible de le négliger dans les réfrigérateurs même si la différence de température entre les extrémités est moindre.

I.5.2 Circuit équivalent à une machine complète

I.5.3 Matrices de transfert

I.5.3.1 En général

Malgré la possibilité de modéliser le circuit acoustique au sein d'une machine thermoacoustique avec des circuits électriques équivalents, la propagation dans le noyau nécessite l'usage d'un modèle un peu plus avancé. En effet, le comportement des machines thermoacoustiques peut assez simplement être prédit en faisant usage de la théorie linéaire [32, 34]. Une des hypothèses de ces modèles concerne la propagation d'ondes unidimensionnelles au cœur de celles-ci, et donc la possibilité de représenter le noyau par un ensemble de matrices de transfert.

Ces matrices de transfert relient les pression et débit acoustiques de part et d'autre d'un organe d'un circuit acoustique assimilé à un quadripôle équivalent, et se présente sous la forme

$$\begin{pmatrix} p_s \\ u_s \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} T_{pp} & T_{pu} \\ T_{up} & T_{uu} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} p_e \\ u_e \end{pmatrix}. \quad (\text{I.9})$$

Les coefficients dépendent de l'organe en question : par exemple, dans le cas d'une portion de tube de section S tel que représenté sur la figure I.5, l'équation (I.9) se réécrit entre les points en $x = x_1$ et $x = x_2$ comme

$$\begin{pmatrix} p_s \\ u_s \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(k(x_2 - x_1)) & -iZ_c \sin(k(x_2 - x_1)) \\ -i\frac{1}{Z_c} \sin(k(x_2 - x_1)) & \cos(k(x_2 - x_1)) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} p_e \\ u_e \end{pmatrix}, \quad (\text{I.10})$$

en adoptant la convention temporelle $e^{+i\omega t}$ et une orientation anti-symétrique du quadripôle. Ici, $k_x = \frac{2\pi}{\lambda_x}$ est le nombre d'onde sans pertes suivant la direction \mathbf{e}_x , et $Z_c = \frac{\rho_0 c_0}{S}$ l'impédance caractéristique du milieu de propagation.

I.5.3.2 Matrice de transfert d'un noyau thermoacoustique

Comme déjà expliqué plus haut, le processus thermoacoustique se produit dans un matériau poreux placé dans le guide d'ondes des machines thermoacoustiques. La définition des termes constituant la matrice de transfert change alors légèrement pour prendre en compte sa porosité Φ selon l'équation

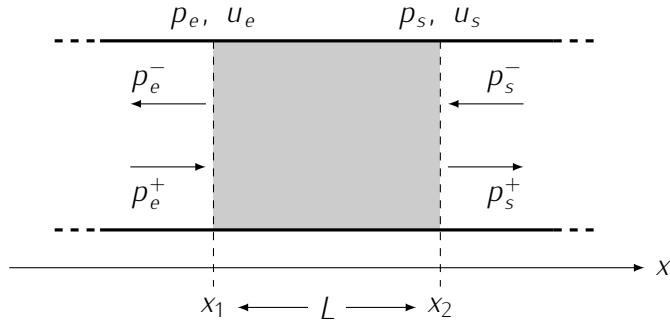


FIGURE I.5 – Représentations des ondes allers et retours dans une portion de tube.

$$\begin{pmatrix} p_s \\ u_s \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(k_x L) & -i\frac{\rho_0 c_0}{\Phi S} \sin(k_x L) \\ -i\frac{\Phi S}{\rho_0 c_0} \sin(k_x L) & \cos(k_x L) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} p_e \\ u_e \end{pmatrix}. \quad (\text{I.11})$$

La représentation du circuit sur la figure I.4 se traduit au moyen de matrice de transfert à l'ordre 1 par

$$\begin{pmatrix} p + dp \\ u + du \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -(i\omega L + R_v) dx \\ -\left(\frac{1}{R_\kappa} + i\omega C\right) dx & g dx \end{bmatrix} \begin{pmatrix} p \\ u \end{pmatrix}, \quad (\text{I.12})$$

ou bien même en simplifiant encore plus les choses par

$$\begin{pmatrix} p + dp \\ u + du \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -R_v \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} p \\ u \end{pmatrix}. \quad (\text{I.13})$$

Enfin, si le matériau poreux est long, il est possible de le représenter par une succession de N portions élémentaires du poreux et donc un produit de matrices de transfert

$$\begin{pmatrix} p_s \\ u_s \end{pmatrix} = \prod_{n=0}^{N-1} \begin{bmatrix} T_{pp}^{(n)} & T_{pu}^{(n)} \\ T_{up}^{(n)} & T_{uu}^{(n)} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} p_e \\ u_e \end{pmatrix}. \quad (\text{I.14})$$

I.6 Limites des modèles

Bien que la théorie linéaire de Rott, au travers notamment de logiciels de simulations spécialisés tels que DELTAEC, soit suffisante pour prédire le comportement des machines thermoacoustiques de même que leurs performances, de nombreux effets sont négligés [44]. Le vent acoustique [45–47], les écoulements turbulents et la formations de tourbillons, la génération d'harmoniques supérieures et la convection naturelle sont autant d'effets non linéaires qui ne respectent pas les hypothèses retenues pour les modèles. Ce dernier effet est assez peu étudié, bien qu'il a déjà été observé que le déclenchement de moteurs thermoacoustique y est très sensible et que les températures le long des dimensions transverses du noyau peuvent être inhomogènes [9, 10, 47]. Dans le cas des pompes à chaleur et réfrigérateurs pour lesquelles les gradients de températures sont plus faible que pour les moteurs, la littérature sur la convection naturelle est encore plus rare, ce qui motive ce projet de recherche [13, 48].{?à suivre?}

I.7 Plan du manuscrit

Après avoir présenté les éléments de base du travail sur ce réfrigérateur thermoacoustique TACOT, le contexte autour de cette thèse, et l'axe sur lequel elle se concentre, un plan est proposé.

Dans le chapitre II, le [Dispositif expérimental](#) est présenté. Cela inclut une présentation de la géométrie du réfrigérateur, l'instrumentation utilisée pour les acquisitions, le déroulé d'une expérience, et les conditions

de chacune d'entre elle. L'accent est porté sur l'étude de la convection naturelle, et les orientations du réfrigérateur choisies pour répondre aux hypothèses auxquelles il faut apporter des réponses sont définies.

Le chapitre III introduit les [Études théoriques et numériques](#) dans le but de comprendre le fonctionnement du réfrigérateur au-delà de ce que prédit la théorie linéaire en prenant en compte plus de phénomènes. La première simulation est plus un prétexte à l'introduction des quantités adimensionnelles couramment utilisées en mécanique des fluides. En particulier, l'étude du nombre de Rayleigh permet d'anticiper la présence ou l'absence d'un courant de convection naturelle dans différentes zones du réfrigérateur. Suite à cela, un modèle numérique du régime stationnaire par éléments finis et réalisé avec le logiciel Comsol Multiphysics® est présenté. Ce modèle, pour rester simple tout en représentant plus de phénomènes, simule le comportement purement thermique d'un système équivalent. Enfin, un modèle analytique du régime transitoire est proposé, en prenant en compte les mêmes phénomènes que dans la simulation numérique.

Le chapitre IV est dédié aux [Résultats et discussion](#).

Chap V - [Conclusion](#).

VI - [Perspectives](#).

Chapitre II

Dispositif expérimental

Table des matières

II.1	Introduction	12
II.2	Présentation du dispositif expérimental actuel	12
II.2.1	Résultats déjà obtenus	12
II.2.2	Géométrie du réfrigérateur TACOT	12
II.2.2.1	Cavité thermoacoustique	12
II.2.2.2	Noyau thermoacoustique	14
II.2.3	Instrumentation	20
II.2.3.1	Banc d'essais	20
II.2.3.2	Chaîne d'excitation	20
II.2.3.3	Chaîne d'acquisition	21
II.3	Protocole expérimental	22
II.3.1	Définition des orientations	22
II.3.2	Acquisitions	24
II.3.2.1	Mesures sans acoustique	24
II.3.2.2	Mesures avec acoustique	25
II.4	Post-traitement des données	26
II.4.1	Allègement des fichiers	26
II.4.2	Tracé de figures pour analyse	26
II.4.3	Extraction des données les plus importantes	27
II.5	Conclusion	27

II.1 Introduction

Après avoir brièvement rappelé les bases de fonctionnement des machines thermoacoustiques, il est temps de décrire le réfrigérateur support de cette thèse. Le choix de la géométrie, les paramètres hydrauliques du régénérateur utilisé, et enfin la chaîne d'excitation et d'acquisition sont présentés dans la section II.2 - Présentation du dispositif expérimental actuel. Ensuite, les conditions expérimentales choisies ainsi que le protocole suivi pour chaque mesure sont détaillées dans la section II.3 - Protocole expérimental. Enfin, le traitement opéré sur les données acquises et l'extraction des résultats de mesure est expliqué dans la section II.4 - Post-traitement des données.

II.2 Présentation du dispositif expérimental actuel

II.2.1 Résultats déjà obtenus

{?Quelques résultats. À mettre dans l'intro !??}

Au démarrage de cette thèse, le réfrigérateur existe déjà puisque sa conception s'est faite dans le cadre du projet ANR TACOT (ThermoAcoustic Cooler for Onroad Transportation), qui porte sur l'application d'une pompe à chaleur thermoacoustique pour la climatisation automobile [49]. Sa caractérisation est publiée [8], et il fait également l'objet d'études expérimentales [47, 50, 51] {?papier Gaelle caractérisation matériaux poreux ??} et numériques [10, 52, 53].

Les expériences réalisées avant le début de cette thèse sont faites en utilisant un noyau dont la porosité est $\phi = 75\%$. Il est immergé dans un mélange de gaz pressurisé à 40 bar et composé de 70 % d'hélium et de 30 % d'argon, car dans ces proportions le nombre de Prandtl du mélange est minimum [35]. Le modèle linéaire 1D réalisé avec le logiciel DELTAEC prédit les meilleures performances à la fréquence de résonance du système $f = 47 \text{ Hz}$, pour laquelle la longueur d'onde vaut $\lambda = 11,7 \text{ m}$, validant ainsi une des hypothèses de compacité acoustique du modèle de Swift. C'est par ailleurs le seul point de fonctionnement où l'impédance électrique de la source acoustique principale est supérieure à la limite basse admise par l'amplificateur qui l'alimente et qui vaut 2Ω . Le déphasage inter-source est fixé à $\varphi_{2-1} = -60^\circ$ pour toutes les expériences, car il s'agit de la valeur optimale d'après les simulations et ce qui est confirmé par des expériences préliminaires.

Dans cet article, il est montré qu'à ces fréquence et déphasage inter-sources, et à une amplitude dont le *drive ratio* vaut $DR = p_1/p_0 = 3,6\%$, une puissance d'alimentation des sources $\dot{W}_e = 193 \text{ W}$ et consommée, une quantité de chaleur de $\dot{Q}_f = 290 \text{ W}$ est extraite à la source froide et la température $T_a = 15^\circ\text{C}$ est atteinte. Le coefficient de performance à ce point de fonctionnement est $\text{COP} = \dot{Q}_f/\dot{W}_e = 1,5$, soit 15 % du coefficient de performance de Carnot.

Cependant, les résultats obtenus avant le démarrage de cette thèse montrent des écarts avec les prédictions de la théorie linéaire. Notamment, la température la plus basse mesurée se trouve au milieu du régénérateur et non pas à proximité de l'échangeur froid, comme le montre la figure II.1(a). Enfin, et c'est le point de départ de cette thèse, la distribution transverse de température proche de ce même échangeur et tracée sur la figure II.1(b) laisse supposer la présence d'un écoulement attribué à la convection naturelle dans la machine. En effet, les expériences présentées dans l'article ont été réalisées avec la pompe à chaleur placée à l'horizontale, et les thermocouples situés dans le noyau maillent un plan vertical¹. La température augmente donc avec l'altitude, ce qui semble indiquer un impact de la gravité sur les températures dans la machine.

II.2.2 Géométrie du réfrigérateur TACOT

II.2.2.1 Cavité thermoacoustique

Le projet TACOT apporte beaucoup de contraintes pour la conception du réfrigérateur, et l'une des principales est la compacité. Contrairement aux autres systèmes thermoacoustiques existant et bien plus volumineux tels que le liquéfacteur de gaz naturel développé par Swift et Wollan au Los Alamos National Laboratory [40, 41], ou le réfrigérateur cryogénique thermoacoustique spatial (STAR) [38, 42], les dimensions doivent être réduites tout en conservant un pompage de chaleur efficace.

1. Plus tard dans le manuscrit, cette orientation est définie comme étant l'orientation 'H1'.

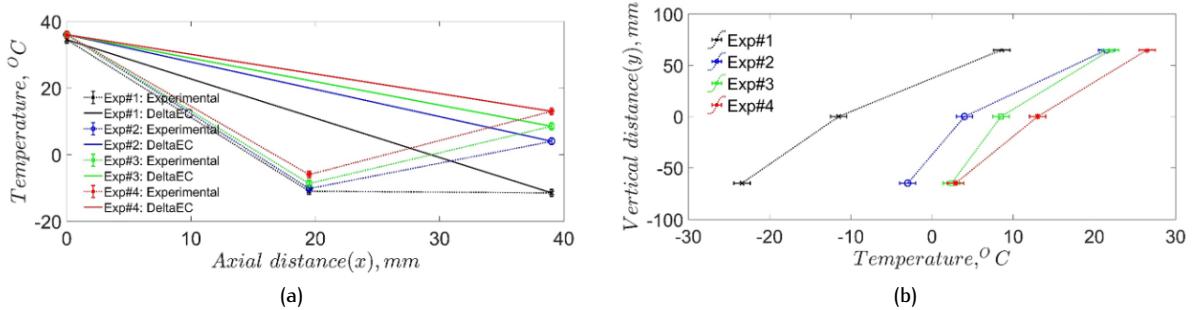


FIGURE II.1 – Mesures et simulation linéaire de profils de température dans le régénérateur du TACOT pour différentes amplitudes acoustiques [8]. (a) profils axiaux, et (b), profils transverses du côté de l'échangeur froid.

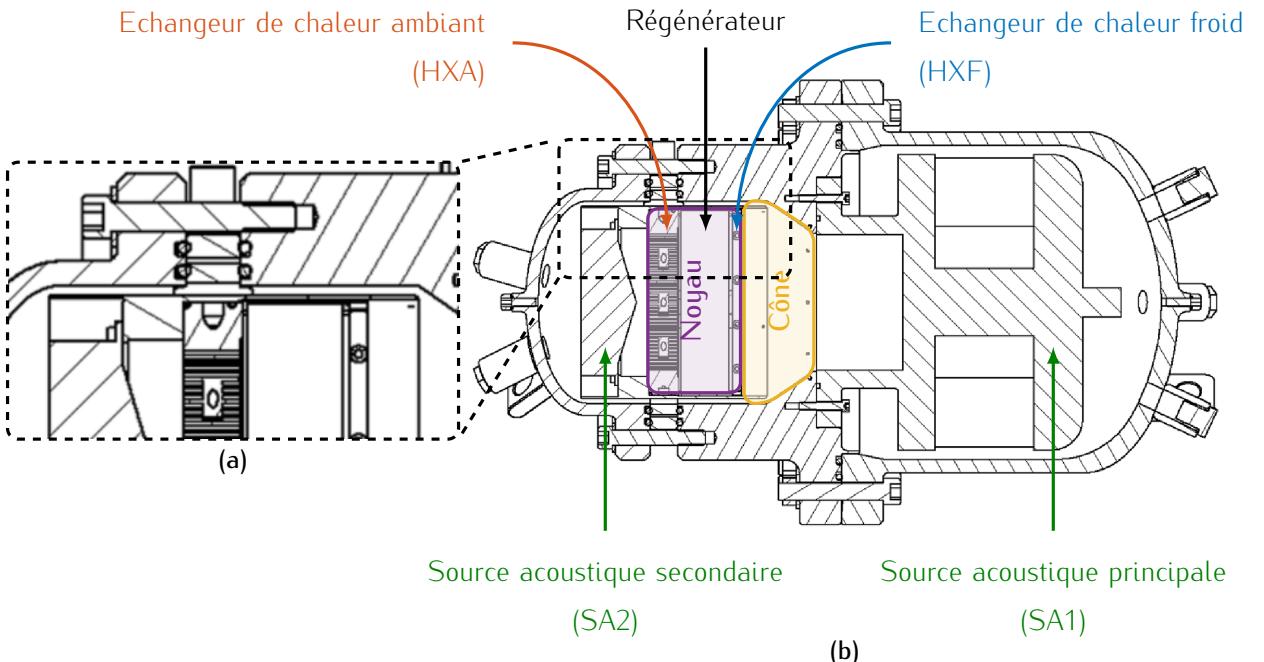


FIGURE II.2 – Schéma général du réfrigérateur TACOT extrait de [8]. (a) agrandissement sur la boucle de rétroaction entre le noyau et le bâti de la machine, et (b) ensemble de la machine. Le noyau thermoacoustique et le cône d'adaptation d'impédance sont mis en évidence.

Pour cela, une géométrie coaxiale pour la cavité thermoacoustique est préférée à celle toroïdale usuellement utilisée en suivant les travaux de Poignard *et al.* [5, 6], et est présentée sur la figure II.2(b). Dans ce cas, la boucle de rétroaction du guide d'onde se trouve tout autour du noyau placé au centre de la cavité thermoacoustique, ce que montre la figure II.2(a).

L'ajout d'une source acoustique secondaire au voisinage du noyau permet également de gagner en compacité, en remplaçant un résonateur plus long par la masse de son équipage mobile et la souplesse de sa suspension, tel que réalisé dans les références [5, 6, 54]. En plus de permettre une diminution du volume de la machine, utiliser une source secondaire offre plus de flexibilité qu'un résonateur sur la relation entre pression acoustique et vitesse particulière, et facilite en particulier le ciblage du déphasage optimal entre pression et vitesse acoustiques au sein du noyau thermoacoustique [5, 6].

Par ailleurs, le mélange de gaz contient de l'hélium très volatile, et qui plus est, à haute pression. La conception de la machine doit donc prendre en compte cette difficulté et l'appliquer dans le choix des dimensions du bâti, des joints toriques, et bien entendu des nombreuses traversées qui joignent l'intérieur et l'extérieur de la cavité. La tenue en pression du mélange gazeux est affiché sur la figure II.3. {?on y voit que la durée avant vidange est blabla?}.

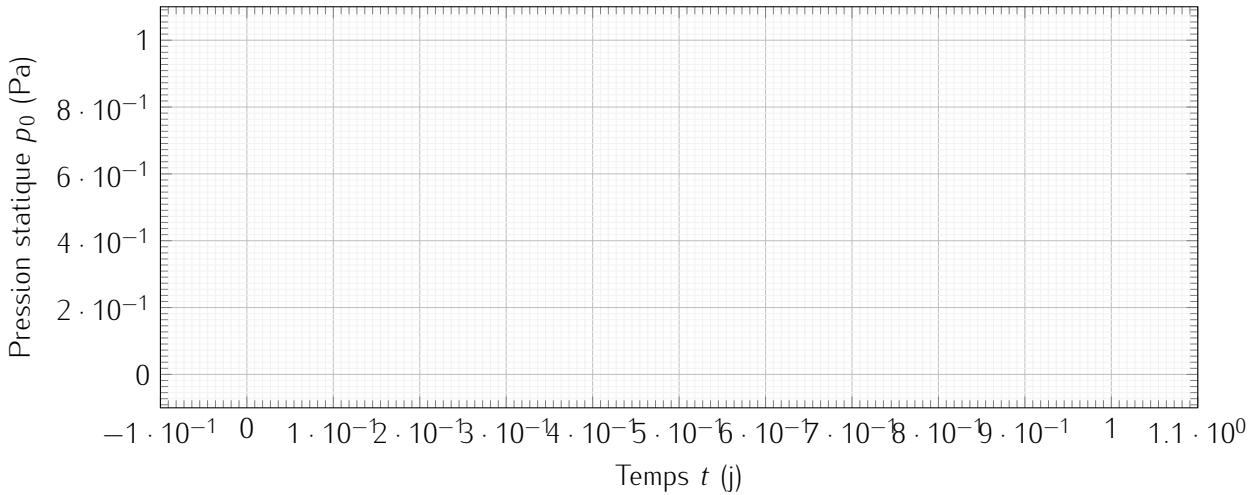


FIGURE II.3 – Mesures de pression statique dans le réfrigérateur TACOT au cours du temps.
{?avec data du pc manip tacot?}

II.2.2.2 Noyau thermoacoustique

Au cœur de la machine qui le contient, le noyau est composé d'un régénérateur représenté sur la figure II.4(b) encadré par deux échangeurs de chaleur représentés sur les figures II.4(a) et (c). Le premier est l'échangeur ambiant et a pour rôle d'extraire la chaleur qui s'accumule de ce côté du noyau, afin d'éviter l'échauffement global de la machine. Le second est l'échangeur froid, et sa fonction et de simuler une charge thermique à refroidir.

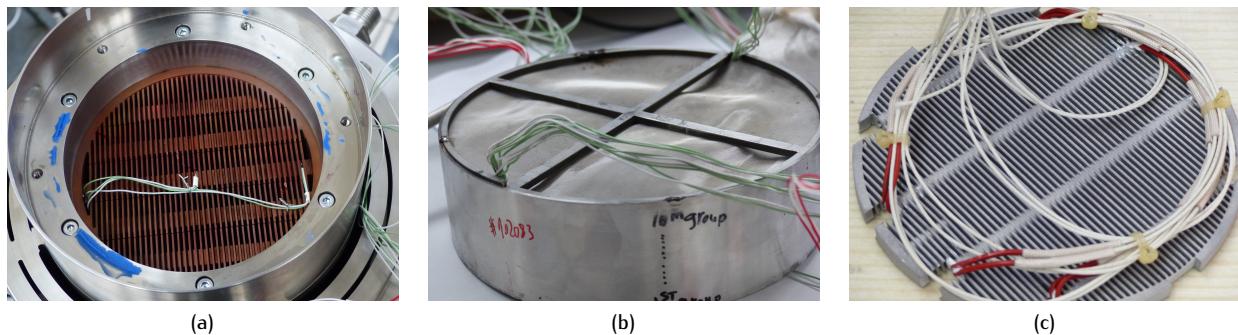


FIGURE II.4 – Composition du noyau thermoacoustique : (a) Échangeur ambiant, (b) régénérateur, et (c) échangeur froid.

Ces trois éléments sont ensuite insérés dans un tube cylindrique qui se fixe sur le bâti de la machine pour maintenir l'espace nécessaire à la boucle de rétroaction acoustique, ce que montre la figure II.5.

Les axes \mathbf{e}_x et \mathbf{e}_r sont alors respectivement associés aux directions axiale et radiale du noyau, respectivement avec pour sens positif choisi le sens de l'échangeur froid vers l'échangeur ambiant pour le premier, et du centre du noyau vers l'extérieur pour le second. Un repère $(O; \mathbf{e}_{x,0}, \mathbf{e}_{y,0}, \mathbf{e}_{z,0})$ est également défini sur la figure II.10 pour évaluer l'orientation du réfrigérateur dans la suite de ce manuscrit.

II.2.2.2.a Régénérateur Le régénérateur utilisé dans le TACOT est composé de {?combien?} disques de tissus métalliques (Gantois, modèle : 102045) empilés dans une enceinte cylindrique de diamètre intérieur $D_{\text{reg}} = 148 \text{ mm}$ et de longueur $L_{\text{reg}} = 39 \text{ mm}$ pour atteindre une porosité $\Phi = 68\%$. Cette porosité est définie par la relation

$$\Phi = \frac{V_{\text{gaz}}}{V_{\text{tot}}}, \quad (\text{II.1})$$

où V_{gaz} représente le volume occupé par le gaz dans le régénérateur, et V_{tot} le volume total du régénérateur. Il est à noter que ce régénérateur est différent de celui utilisé dans l'article de Ramadan *et al.* [8], car le but

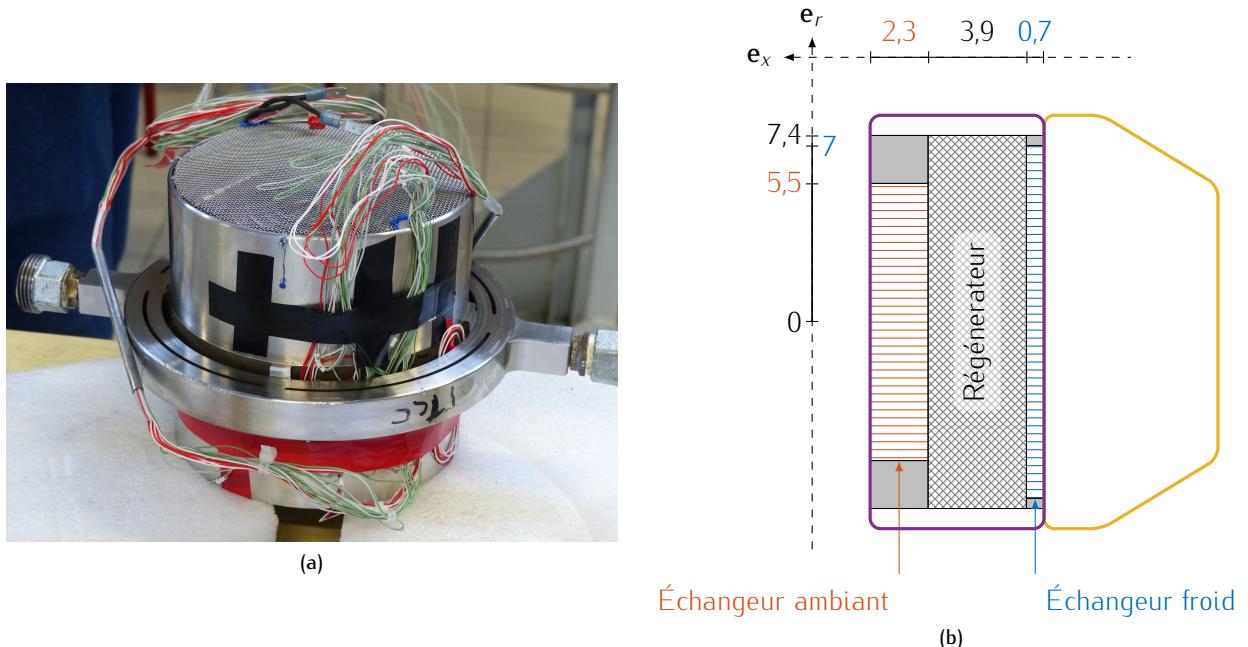


FIGURE II.5 – Noyau thermoacoustique assemblé. (a) photographie de l’assemblage, (b) schéma agrandi des zones violette et jaune de la figure II.2. Les dimensions sont données en cm.

est de comparer les performances et le comportement du réfrigérateur dans le cas où la porosité du noyau est modifiée.

La masse de tissus m_{tissus} à utiliser pour atteindre la porosité souhaitée est déduite de l’équation (II.1) et s’écrit

$$m_{\text{tissus}} = (1 - \Phi)m_{\text{tot}}, \quad (\text{II.2})$$

où m_{tot} représente la masse d’un cylindre de mêmes dimensions que le régénérateur, intégralement constitué du même acier inoxydable que les tissus, soit de l’acier inoxydable 316L.

Le milieu ainsi constitué est poreux et tortueux car l’orientation des disques de tissus est aléatoire, et le rayon hydraulique est défini par

$$r_h = d_w \frac{\Phi}{4(1 - \Phi)}, \quad (\text{II.3})$$

avec d_w le diamètre du fil [34]. Ce milieu poreux dispose d’une certaine capacité à laisser passer un écoulement. C’est la perméabilité notée K_p , qui intervient dans la loi de Darcy

$$\mathbf{u}_{\text{ref}} = -\frac{K_p}{\mu}(\nabla p - \rho_0 \mathbf{g}), \quad (\text{II.4})$$

où \mathbf{u}_{ref} est le débit de filtration d’un fluide qui s’écoule dans le milieu poreux et causé par un gradient de pression $\Delta P/\Delta x$ [55, 56]. La perméabilité ne dépend par ailleurs que du milieu, et il existe dans la littérature des formulations de la perméabilité ne prenant en compte que la géométrie interne [56]. En faisant l’hypothèse d’un milieu constitué d’un matériau isotrope, la formulation retenue s’écrit

$$K_p = \left\{ ? \frac{4r_h^2 \Phi}{8} ? \right\}, \quad (\text{II.5})$$

et donne des résultats satisfaisants pour le développement de modèles [52, 53].

{?Toutefois, la définition de la perméabilité dans l’équation de Darcy considère un écoulement unidirectionnel, stationnaire et suffisamment lent [56]. De plus, l’empilement de tissus crée un milieu multicouche qui n’est certainement pas isotrope, Ce qui nécessite de considérer le caractère tensoriel de cette quantité. ? vraiment utile de rentrer dans les détails d’un modèle multi couche de la permeabilité ? ?}[57]?

À l'intérieur de ce matériau poreux, le champ acoustique est primordial et requiert le respect de plusieurs conditions. Tout d'abord, le contact thermique doit être le meilleur possible afin de garantir une égalité des températures du fluide et du solide poreux pour toute position dans le régénérateur. Cela implique que le rayon hydraulique des pores soit largement inférieur à l'épaisseur de chacune des couches limites thermique et visqueuse, ce qui s'écrit

$$\frac{\delta_{k,v}}{r_h} \gg 1. \quad (\text{II.6})$$

Pour le fluide considéré, les épaisseurs de couches limites sont tracées en fonction de la fréquence sur la figure II.6, ce qui permet de montrer l'écart d'un ordre de grandeur avec le rayon hydraulique du des pores du régénérateur.

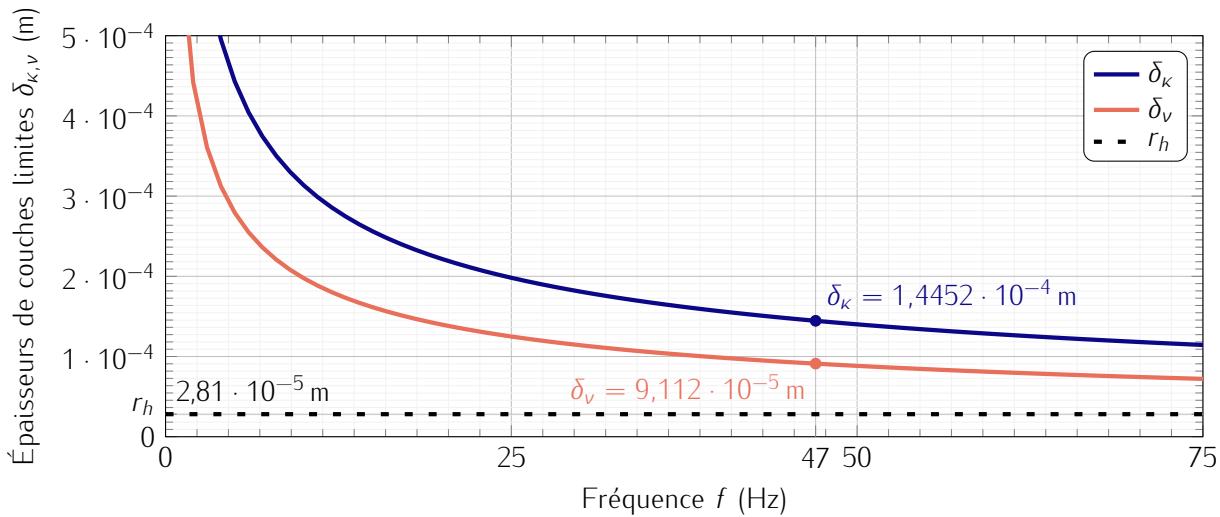


FIGURE II.6 – Évolution des épaisseurs de couches limites thermique δ_k et visqueuse δ_v en fonction de la fréquence, définies par le système d'équations (I.1). Elles sont comparées au rayon hydraulique r_h .

Ce cycle où les transformations sont isothermes est celui de Stirling, pour lequel les oscillations de pression et de vitesse sont en phase. Cependant, ce cycle représente un comportement asymptotique prenant place dans une machine thermoacoustique, tout comme le cycle de Brayton. Dans la réalité, il a été montré dans la littérature portant sur les machines à plusieurs sources qu'il existe une vitesse acoustique optimale pour une pression acoustique donnée [5, 6, 58, 59]. {?Les puissances thermiques pompées et le gradient de températures le long du régénérateur sont les plus élevées lorsque la vitesse acoustique atteint une amplitude donnée par?}

$$|v|_{\text{opt}} = \sqrt{\frac{4\omega(kh + k_s e_s) \left(1 - \text{Pr}^2\right) \left(1 - \frac{\delta_v}{h} + \frac{\delta_v^2}{2h^2}\right)}{\delta_k \rho_0 C_p \left(1 - \text{Pr} \sqrt{\text{Pr}}\right)}}, \quad (\text{II.7a})$$

et un déphasage écrit

$$\angle v_{\text{opt}} = \arctan \left[-\frac{1 + \sqrt{\text{Pr}} - \frac{\delta_v}{h}}{1 - (1 - \frac{\delta_v}{h}) \sqrt{\text{Pr}}} \right] + n\pi, \quad n \in \mathbb{Z}. \quad (\text{II.7b})$$

Pour un régénérateur dans lequel les processus sont isothermes, ces équations sont modifiées et s'écrivent {?détaillez?}

$$|v|_{\text{opt}} = \sqrt{\frac{2\omega k_s (1 - \Phi)}{\rho_0 C_p \Im[m[g_D]}}, \quad (\text{II.8a})$$

et

$$\angle v_{\text{opt}} = \arctan \left[-\frac{\Im[g]}{\Re[g]} \right], \quad (\text{II.8b})$$

avec $g_D = \frac{f_k + \Pr f_v^*}{(1-\Pr^2)|1-f_v^*|^2}$ et $g = \frac{f_k - f_v^*}{(1+\Pr)(1-f_v^*)}$.

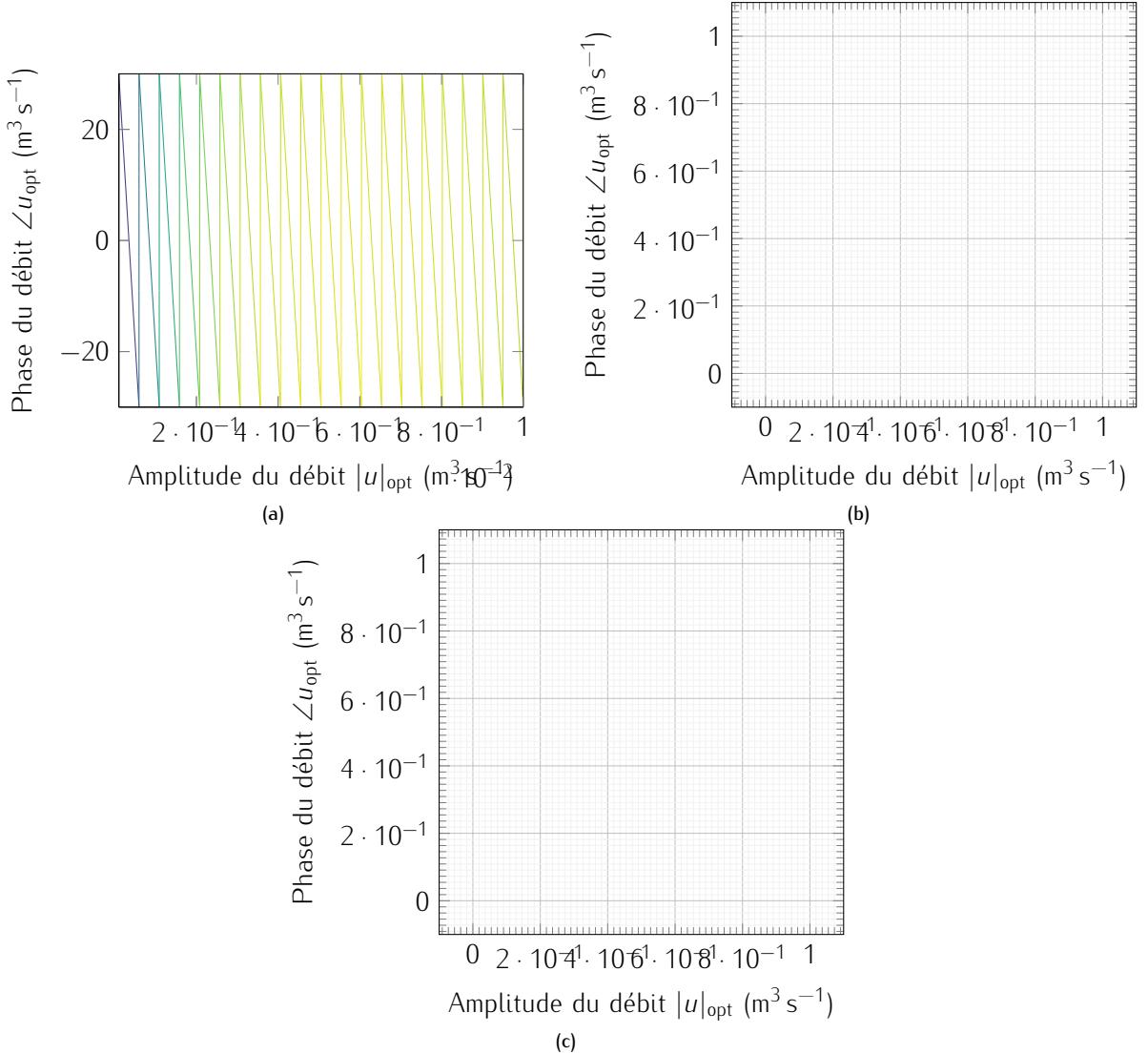


FIGURE II.7 – Valeurs en fonction de l'amplitude et la phase du débit acoustique [II.7\(a\)](#) du coefficient de performance, [II.7\(b\)](#) de l'écart de température de part et d'autre du régénérateur, et [II.7\(c\)](#) du flux de chaleur thermoacoustique.

Au final, les dimensions du régénérateur sont résumés dans le tableau [II.1](#), et les paramètres du fluides pour les points de fonctionnement du TACOT, dans le tableau [II.2](#).

II.2.2.2.b Échangeurs de chaleur Le pompage de chaleur par effet thermoacoustique est exploité par des échangeurs conçus en même temps que le reste du dispositif expérimental, en utilisant le logiciel DELTAEC pour déterminer les caractéristiques comme la longueur axiale, la surface, ou la porosité. Concernant cette dernière, il faut faire en sorte de laisser s'écouler librement le fluide sans causer de pertes de charges trop importantes, tout en conservant une grande surface de contact. Par ailleurs, leurs longueurs sont au moins deux fois supérieures à l'excursion particulière crête à crête, qui est de l'ordre de 1 cm dans les conditions d'opération de la machine. Cependant, les paramètres calculés avec DELTAEC ne sont pas suffisant pour concevoir un échangeur fonctionnel, et le fonctionnement de chacun de ces échangeur étant radicalement différent l'un de l'autre, quelques détails de conception propres à chacun sont à présenter.

TABLE II.1 – Géométrie du noyau thermoacoustique.

Paramètre	Valeur
Diamètre de l'échangeur ambiant D_{HXA}	$110 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
Longueur du l'échangeur ambiant L_{HXA}	$23 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
Diamètre du régénérateur D_{reg}	$148 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
Longueur du régénérateur L_{reg}	$39 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
Diamètre du l'échangeur froid D_{HXF}	$140 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
Longueur du l'échangeur froid L_{HXF}	$7 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
Diamètre du fil d_w	$53 \cdot 10^{-6} \text{ m}$
Porosité du noyau Φ	68 %

TABLE II.2 – Paramètres thermiques et hydrauliques des expériences.

Paramètre	Valeur
Fréquence d'opération f_1	47 Hz
Pression statique p_0	$4 \cdot 10^6 \text{ Pa}$
Rayon hydraulique r_h	$2,81 \cdot 10^{-5} \text{ m}$
Masse volumique ρ_0	$22,2 \text{ kg m}^{-3}$
Célérité du son c_0	547 m s^{-1}
Capacité thermique isobare C_p	$1405 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Conductivité thermique du gaz k_g	$8,6 \cdot 10^{-2} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Couche limite thermique δ_k	$1,4452 \cdot 10^{-4} \text{ m}$
Viscosité dynamique μ	$2,4 \cdot 10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$
Couche limite visqueuse δ_v	$9,1120 \cdot 10^{-5} \text{ m}$
Perméabilité K_p	$2,68 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2$
Amplitude du débit acoustique optimal $ u _{\text{opt}}$	{?valeur?}
Phase du débit acoustique optimal $\angle u_{\text{opt}}$	{?valeur?}

II.2.2.b.i Échangeur ambiant De l'énergie mécanique est continuellement apportée au système par les sources acoustiques, ce qui s'accompagne du pompage thermoacoustique de l'extrémité froide à l'extrémité chaude du noyau. Pour fixer la température de ce côté à une température ambiante et éviter l'échauffement global de la machine, l'échangeur ambiant extrait un flux de chaleur \dot{Q}_a au fluide chaud pour la céder à de l'eau froide qui circule à l'intérieur en suivant la relation

$$\dot{Q}_a = \dot{m} C_p \Delta T. \quad (\text{II.9})$$

Pour dimensionner l'échangeur, une méthode combinant un modèle DELTAE et une analyse basée sur la différence de température logarithmique moyenne est utilisée pour déterminer la longueur, le diamètre et la porosité de l'échangeur, de même que l'architecture nécessaire au bon échange de chaleur, comme par exemple le nombre d'ailettes, leur épaisseur et leur espacement, et les diamètres des conduits d'eau [8].

L'architecture proposée pour l'échangeur est représentée sur la figure II.8(a). Elle comporte cinq canaux centraux qui divisent le flux d'eau total pour le faire circuler sur toute la section de l'échangeur. L'apport et l'évacuation de l'eau se font par deux conduits périphériques, connectés de sorte à faire suivre le chemin tracé en pointillées jaunes sur la figure. Les canaux centraux sont entourés de 190 ailettes dont l'épaisseur vaut 1 mm, et qui sont séparées l'une de l'autre par 1,5 mm. La porosité ainsi obtenue est donc de 32 % {?valeur}

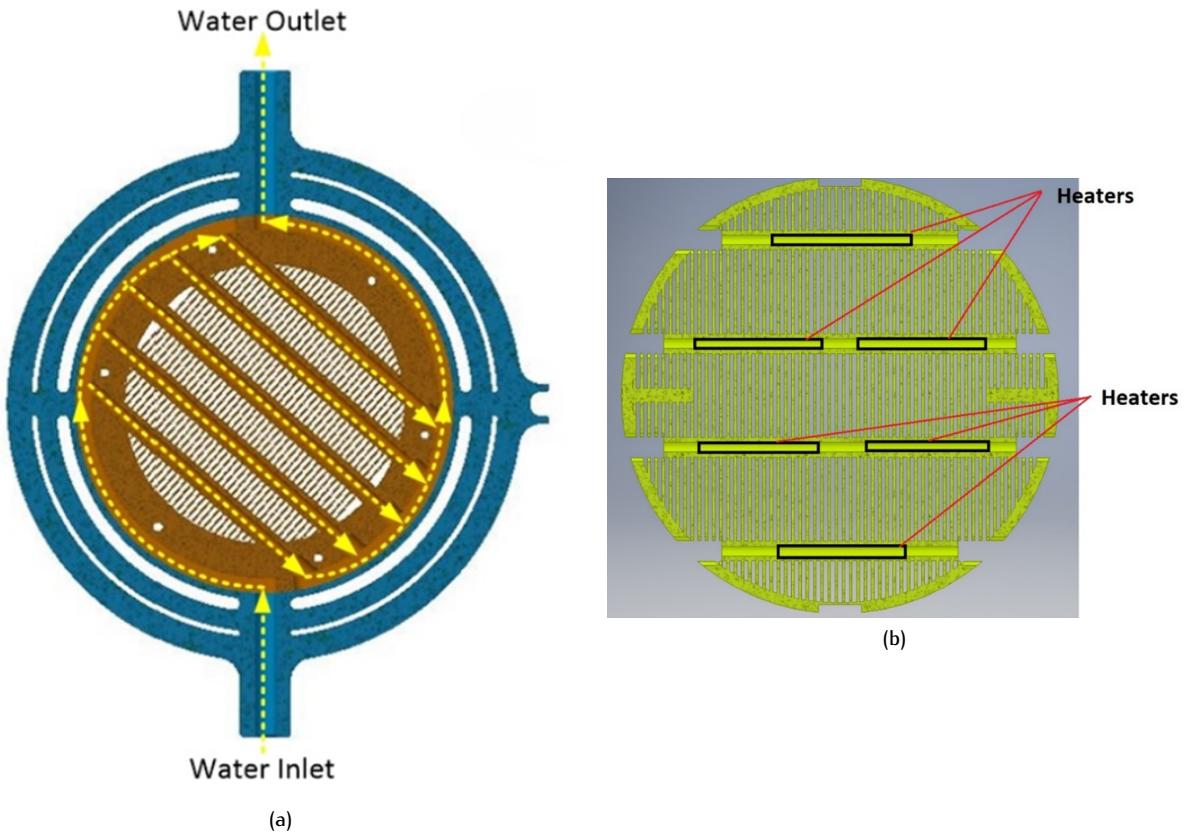


FIGURE II.8 – Schémas des échangeurs [8]. (a) échangeur ambiant, où les trait pointillés jaune montrent le circuit d'eau, et (b) échangeur froid sur lequel l'emplacement des cartouches chauffantes est indiqué par les rectangles. {?mettre version vierge du CHX?}

à vérifier?}.

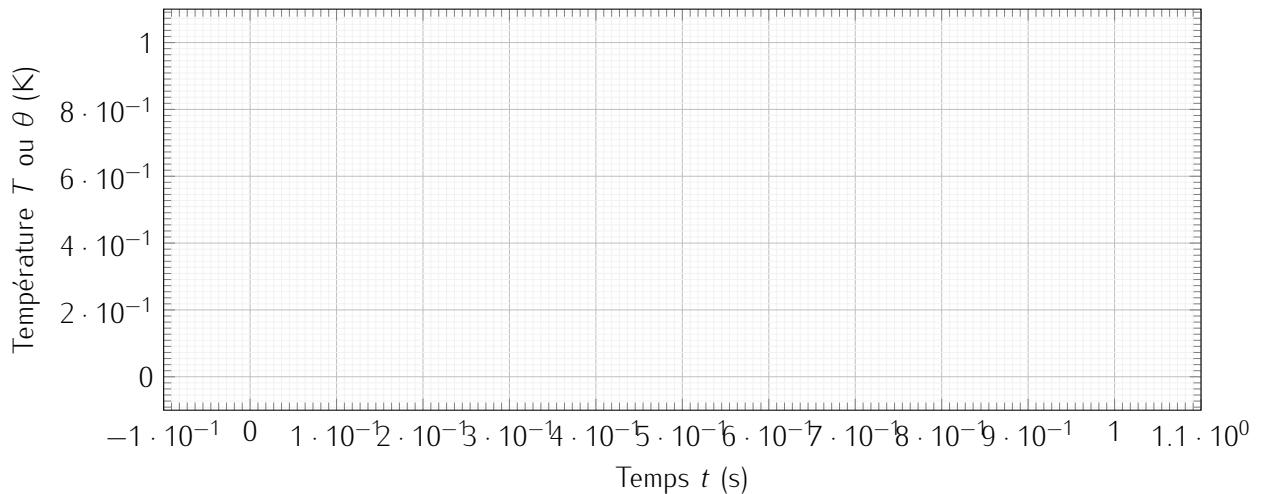


FIGURE II.9 – Évolution temporelle des températures de part et d'autre de l'échangeur ambiant. {?compléter légende?} {?pour l'instant pas trouvé de données qui sont en accord clair avec ça, on laisse tomber ??}

II.2.2.2.b.ii Échangeur froid L'échangeur froid sert un tout autre but. La caractérisation des performances du réfrigérateur, comme la capacité de refroidissement et le coefficient de performances, repose sur la mesure de la puissance à fournir pour atteindre une certaine température et à s'y stabiliser. Cet échangeur agit donc comme une charge thermique {?fictive?} qui fournit cette puissance thermique.

Après un dimensionnement réalisé en suivant la même méthode que pour l'échangeur ambiant, il est fabriqué en aluminium par impression 3D. En revanche, il ne contient pas de fluide qui s'écoule à l'intérieur.

À la place, six cartouches chauffantes (Omega, HDC19107) de diamètre 3,2 mm sont placées dans des canaux centraux selon la configuration de la figure II.8(b) et dont le diamètre est de 3,6 mm afin de permettre l'application de pâte thermique et améliorer le transfert de chaleur. Ces cartouches sont connectées en parallèle, ce qui donne une résistance électrique de $22,4\Omega$ aux bornes de l'échangeur et une puissance électrique maximale admise de 600 W. Autour de ces canaux se trouve {?X?} ailettes de dimensions {?toto?}, pour une porosité de 40 %.

La puissance thermique \dot{Q}_f est apportée par effet Joule au côté froid du noyau selon la relation

$$\dot{Q}_f = \frac{E^2}{R}, \quad (\text{II.10})$$

où E est la tension appliquée aux cartouches par un transformateur.

II.2.3 Instrumentation

L'instrumentation utilisée est basée sur celle conçue au début du projet [8], tout en modifiant quelques éléments.

II.2.3.1 Banc d'essais

La figure II.10 présente le banc d'essais complet. Il est possible d'y voir le réfrigérateur et les câbles de connexion des capteurs sur la baie National Instruments {?modèle?}, ainsi que l'armoire contenant les bouteilles des gaz nécessaires au mélange utilisé comme fluide de travail, et enfin l'ordinateur pour réaliser les acquisitions.

Cette figure permet également d'introduire le repère $(O; \mathbf{e}_{x,0}, \mathbf{e}_{y,0}, \mathbf{e}_{z,0})$ qui sert de référence pour les orientations décrites dans la figure II.13.

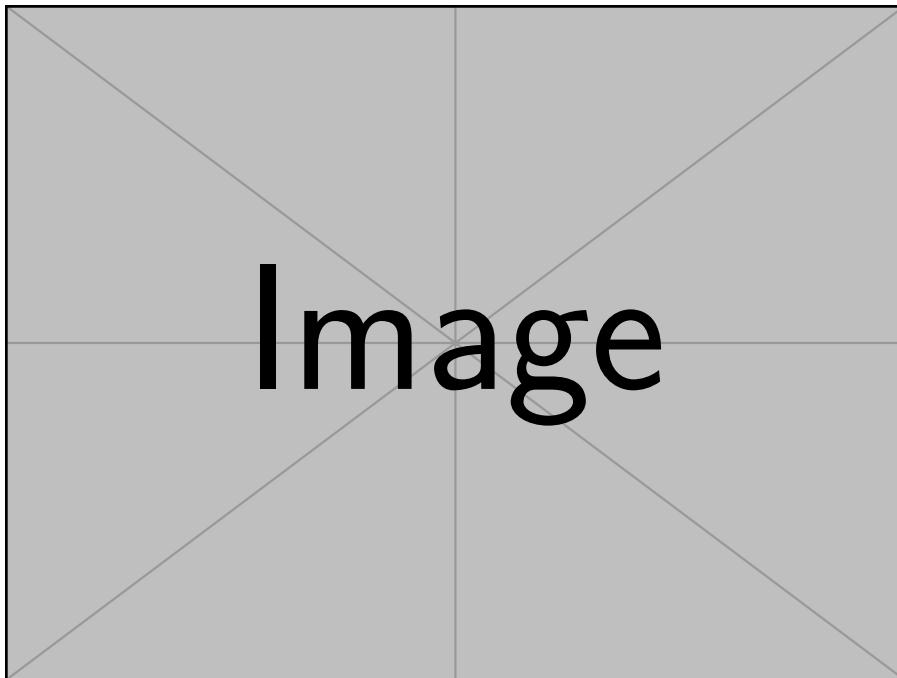


FIGURE II.10 – Photographie du banc d'essais complet.

II.2.3.2 Chaîne d'excitation

La chaîne d'excitation est présentée. Elle n'est pas modifiée durant cette thèse, et se compose d'un générateur de fonction à deux canaux (Tektronix, AFG3022). Chaque canal est ensuite connecté à un amplificateur pour chaque source acoustique. La source principale (RIX Industries, 1S241M) est alimentée par un amplificateur QSC PLD4.5, et la source secondaire (Peerless, GBS135F) par un amplificateur Yamaha P3500S.

II.2.3.3 Chaîne d'acquisition

La chaîne d'acquisition se compose de plus de trente capteurs. Tous ne sont pas utilisés, mais peuvent servir de contrôle durant une expérience, pour s'assurer du bon déroulement de celle-ci. Les différentes quantités acquises sont détaillé dans cette partie, car quelques modifications ont été apportées au dispositif de mesure mis en place dans le projet TACOT avant le démarrage de cette thèse.

II.2.3.3.a Alimentation électrique des sources L'alimentation électrique de la source acoustique principale est mesurée au moyen d'une sonde différentielle pour la tension [{?et le courant??}](#). Pour la source acoustique secondaire, un multimètre et une pince de courant [{?modèle?}](#) se chargent de mesurer sa consommation électrique. En parallèle, les tensions aux bornes des deux sources sont affichées sur un oscilloscope pour s'assurer de leur déphasage.

II.2.3.3.b Température Dix-neuf thermocouples Type K de 0,5 mm de diamètre sont placés de la manière suivante : quinze thermocouples mesurent la température en différentes positions du noyau, un devant la source acoustique principale, deux derrière celle-ci, et un derrière la source acoustique secondaire. Cependant, la carte d'acquisition utilisée (National Instruments, NI9213) ne comporte que seize entrées, il faut donc sélectionner les trois thermocouples dont les signaux sont mis de côté, suivant les informations recherchées dans une expérimentation donnée. Dans tous les résultats de mesures discutés dans la suite, les thermocouples du noyau et de devant la source acoustique principale sont connectés. Le placement de ces thermocouples d'intérêt est représenté sur la figure II.11 par les symboles '•'.

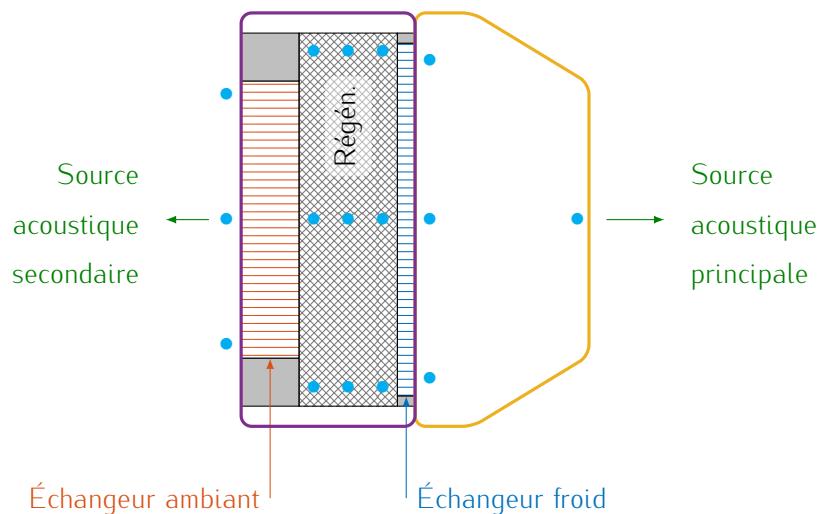


FIGURE II.11 – Emplacement des thermocouples choisis pour l'étude thermique dans et autour du noyau thermoacoustique. Zoom sur les encadrés violet et jaune de la figure II.2.

II.2.3.3.c Pression dynamique Quatre sondes piézoélectriques (PCB Piezotronics, 113B28) captent les oscillations de pression dans la pompe à chaleur. Deux sont placées à l'arrière de chacune des sources acoustiques, et les deux autres dans le canal de rétroaction de la cavité thermoacoustique, l'un à côté de l'autre. Les capteurs sont ensuite connectés à une carte d'acquisition (National Instruments, NI9234). Cet arrangement est le même depuis la conception de la machine.

II.2.3.3.d Pression statique Deux capteurs (Endress, Cerabar PMP21) sont connectés sur les deux tuyaux d'alimentation en gaz de la pompe à chaleur d'un côté, et sur une carte d'acquisition (National Instruments, NI9234) de l'autre. Les arrivées de gaz se trouvent de part et d'autre de la source acoustique principale et ont pour but d'éviter une surpression sur sa face avant ou arrière et son endommagement. Ici encore, les capteurs sont les mêmes qu'au démarrage de cette thèse.

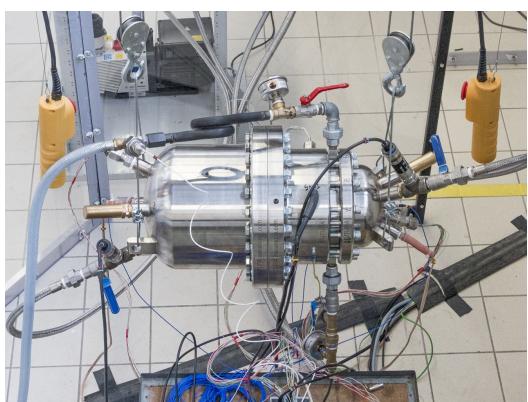
II.2.3.3.e Puissance extraite par l'échangeur ambiant Le fonctionnement de cet échangeur est détaillé dans l'annexe B. Pour déterminer la quantité de chaleur extraite du côté ambiant du noyau, la différence de température entre l'entrée d'eau de l'échangeur et sa sortie d'eau est mesurée grâce à deux sondes de platine PT100 connectées sur une carte d'acquisition (National Instruments, NI9217). Ici, ce n'est pas l'installation matérielle qui est modifiée mais l'utilisation qui en est faite, pour améliorer la fiabilité de la mesure du flux de chaleur extrait par l'échangeur.

II.2.3.3.f Déplacement des sources Le piston de chaque source acoustique est équipé d'un accéléromètre. Pour la source acoustique principale, l'accéléromètre (MMF, KS91C), déjà en place au début de cette thèse, est collé sur la face arrière. Pour la source secondaire, le capteur (PCB Piezotronics, 352C23) est collé sur la face avant, après une installation peu conventionnelle détaillée en annexe C. Ces capteurs sont choisis de sorte à ne pas trop varier la masse de l'équipage mobile, en particulier pour la source secondaire où la masse du piston et celle de l'ensemble accéléromètre et câble sont du même ordre de grandeur.

II.2.3.3.g Traversées étanches Toutes les connexions entre l'intérieur de la machine sous haute pression statique et l'extérieur se font via des traversées étanches. Pour les capteurs, il s'agit de HF2-8CU+16K de Spectite, dimensionnées pour 550 bar. Pour les sources acoustique, des traversées du fabricant Solid Sealing Technology sont retenue, avec pour la source acoustique principale le modèle FA17613, et pour la source acoustique secondaire le modèle FA36735. *{?materiaux pour le joint ??}*

II.3 Protocole expérimental

Pour l'étude de l'influence de la gravité sur la distribution de température dans son noyau et ses performances, le réfrigérateur doit pouvoir être orienté dans toutes les orientations utiles. Pour ce faire, il est suspendu par des palans grâce aux fixations situées à ses extrémités et au milieu dans le sens de sa longueur. La figure II.12(a) présente le réfrigérateur accroché à ses extrémités, et la figure II.12(b) les trois palans pour le soutenir. Les deux palans de couleur grise, initialement présents pour régler l'inclinaison de la pompe à chaleur par rapport à l'axe horizontal, et le troisième de couleur bleue pour ajouter une direction de rotation autour de l'axe de symétrie. Celui-ci permet en outre de plus aisément passer d'une orientation à l'autre.



(a)



(b)

FIGURE II.12 – Photographies (a) du réfrigérateur accroché et (b) des palans formant le système de suspension.

Une méthode d'acquisition est également mise en place pour garantir des résultats utilisable pour évaluer les effets de la convection naturelle sur le comportement du réfrigérateur. Ce protocole est développé après une grande quantité d'expériences non-concluantes, et est décrit ci-après.

II.3.1 Définition des orientations

Quelques questions sont formulées, auxquelles il faut répondre en choisissant judicieusement des configurations expérimentales adaptées.

L'étude expérimentale menées ici doit permettre de comprendre comment se manifeste une cellule de convection naturelle, et si l'hypothèse d'axisymétrie posée lors de la conception de la machine reste valide en cas de présence de convection naturelle. Il faut ensuite évaluer si une configuration est plus favorable à la mise en place d'une ou plusieurs cellules de convection naturelle dans le TACOT, et si les performances sont affectées par elles. L'existence de volumes de gaz poreux ou non interroge également sur la possibilité d'un écoulement de fluide dans le régénérateur, et sur son impact éventuel.

Les orientations retenues pour le travail présenté dans ce manuscrit sont judicieusement choisies pour leur caractère académique – avec un gradient de température soit vertical, soit horizontal –, et sont présentées sur la figure II.13. La gravité y est toujours dirigée vers le bas de la page, et les numéros d'identification des thermocouples utilisés et dont l'emplacement est noté sur la figure II.11 y est détaillé.

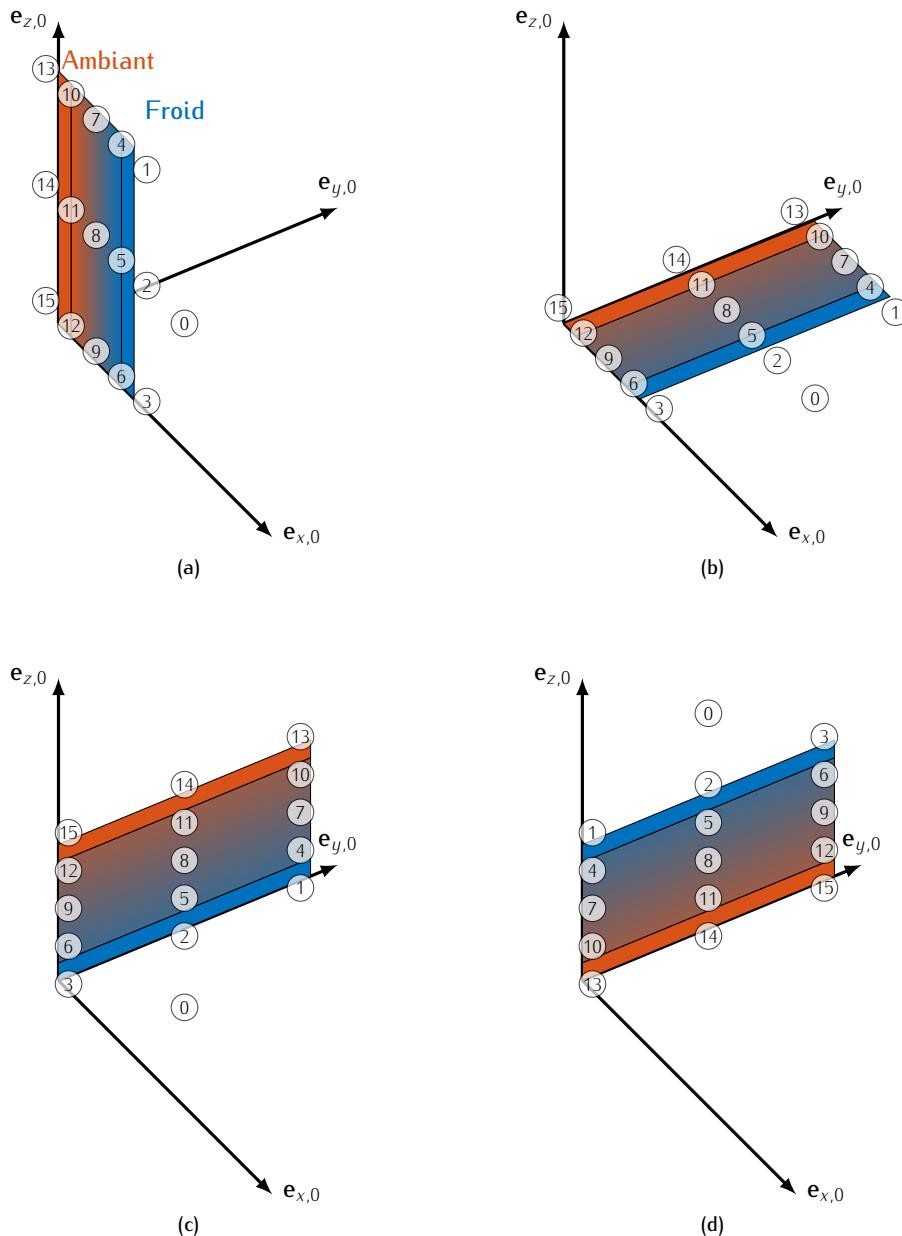


FIGURE II.13 – Orientations choisies pour les expériences avec le réfrigérateur thermoacoustique, avec les positions des thermocouples et leurs numéros. Pour chaque cas, la gravité est orientée vers le bas de la page, soit $\mathbf{g} = -g \mathbf{e}_{z,0}$ suivant le repère défini sur la figure II.10. Les orientations sont (a) 'H1', (b) 'H2', (c) 'V1', et (d) 'V2'.

La première orientation, nommée 'H1' et représentée sur la figure II.13(a), est la même que dans l'article dédié à la conception du réfrigérateur [8]. Dans cette configuration, le TACOT est placé à l'horizontale comme sur la figure II.12(a), et les thermocouples sont placés sur un plan vertical coplanaire à la gravité. Cette

orientation est celle avec laquelle tous les résultats ont été obtenus avant le démarrage de la thèse et fait donc office de référence des orientations.

Ensuite, la deuxième orientation est représentée sur la figure II.13(b). Dans ce cas, référencé en tant que 'H2', le réfrigérateur est toujours à l'horizontale, mais pivoté autour de son axe pour placer les thermocouples sur un plan horizontal auquel la gravité est orthogonale.

L'orientation 'V1' est affichée sur la figure II.13(c). Cette configuration est radicalement différentes des deux précédentes : l'axe de symétrie du réfrigérateur est vertical, avec l'échangeur froid sous l'échangeur ambiant.

Enfin, l'orientation 'V2' affichée sur la figure II.13(d) est l'orientation inverse de la précédente. L'axe de symétrie du réfrigérateur est encore vertical, mais l'échangeur froid est cette fois au-dessus de l'échangeur ambiant.

Ces orientations correspondent à des configurations asymptotiques de convection naturelle, classiques dans la littérature concernée : les orientations horizontales 'H1' et 'H2' s'approchent du cas d'une cavité différentiellement chauffée, où le gradient de température est horizontal, tandis que les orientations verticales 'V1' et 'V2' constituent une configuration de Rayleigh-Bénard. Dans le cadre de cette thèse, les orientations intermédiaires ne sont pas testées. Cependant, une étude numérique du réfrigérateur modèle l'impact de la convection naturelle pour d'autres orientation, notamment dans le cas où le noyau est incliné de 45° [53].

Il est important de noter que dans le cas de ce système qui est axisymétrique, les orientations horizontales 'H1' et 'H2' sont dans le principe une même orientation et pour laquelle le double d'information thermique peut *a priori* être extrait.

II.3.2 Acquisitions

Les acquisitions sont réalisées en plusieurs temps, afin de garantir des résultats exploitables et propres. Le protocole suivant constitue la dernière itération d'une longue série d'acquisitions, dans laquelle chaque campagne comporte quelque chose rendant la mesure inexploitabile.

Tout d'abord et pour toutes les expériences, l'état initial de toutes les grandeurs est acquis sur une minute et sauvegardé sous un label '`init`' à chaque début de journée de campagne. Cela permet de garder en mémoire toutes les conditions expérimentales initiales dont les valeurs peuvent potentiellement influer sur le comportement du réfrigérateur, comme par exemple la température ambiante ou la pression statique.

Ensuite, en prévision de la mesure de flux de chaleur \dot{Q}_o extrait par l'échangeur ambiant (voir l'annexe B), l'eau est préalablement mise en circulation dans cet échangeur après avoir démarré une acquisition des 30 capteurs jusqu'à stabilisation de l'écart de température entre l'entrée et la sortie de la circulation d'eau dans l'échangeur ambiant et la distribution de température dans le noyau. L'acquisition, qui dure entre 30 min et 60 min, est ensuite interrompue et enregistrée avec un label '`Water`'. Un exemple d'acquisition de ce type est représenté sur la figure II.14, ce qui permet d'apprécier l'ordre de grandeur du temps nécessaire pour réaliser cette étape préliminaire. Il est également notable que la distribution de température n'est pas encore stabilisée au bout d'1 h, tandis que l'écart de température d'eau devient constant au bout de 20 min. Toutefois, les variations temporelles des températures mesurées dans le noyau sont suffisamment faible pour considérer qu'un état d'équilibre est atteint et que les conditions initiales avant démarrage des sources sont les mêmes d'une expérience à l'autre.

L'étape suivante dépend du type d'expérience menée : les mesures peuvent être sans ou avec acoustique, et ce, pour différentes amplitudes de pression oscillante.

II.3.2.1 Mesures sans acoustique

Pour ces mesures de type '`heat_only`', la charge thermique du côté froid est appliquée au noyau sans alimenter les sources acoustiques, à la fin de l'acquisition '`water`'. Cette charge thermique consiste en l'alimentation électrique des cartouches chauffantes contenues dans l'échangeur par une puissance connue et donnée par l'équation II.10.

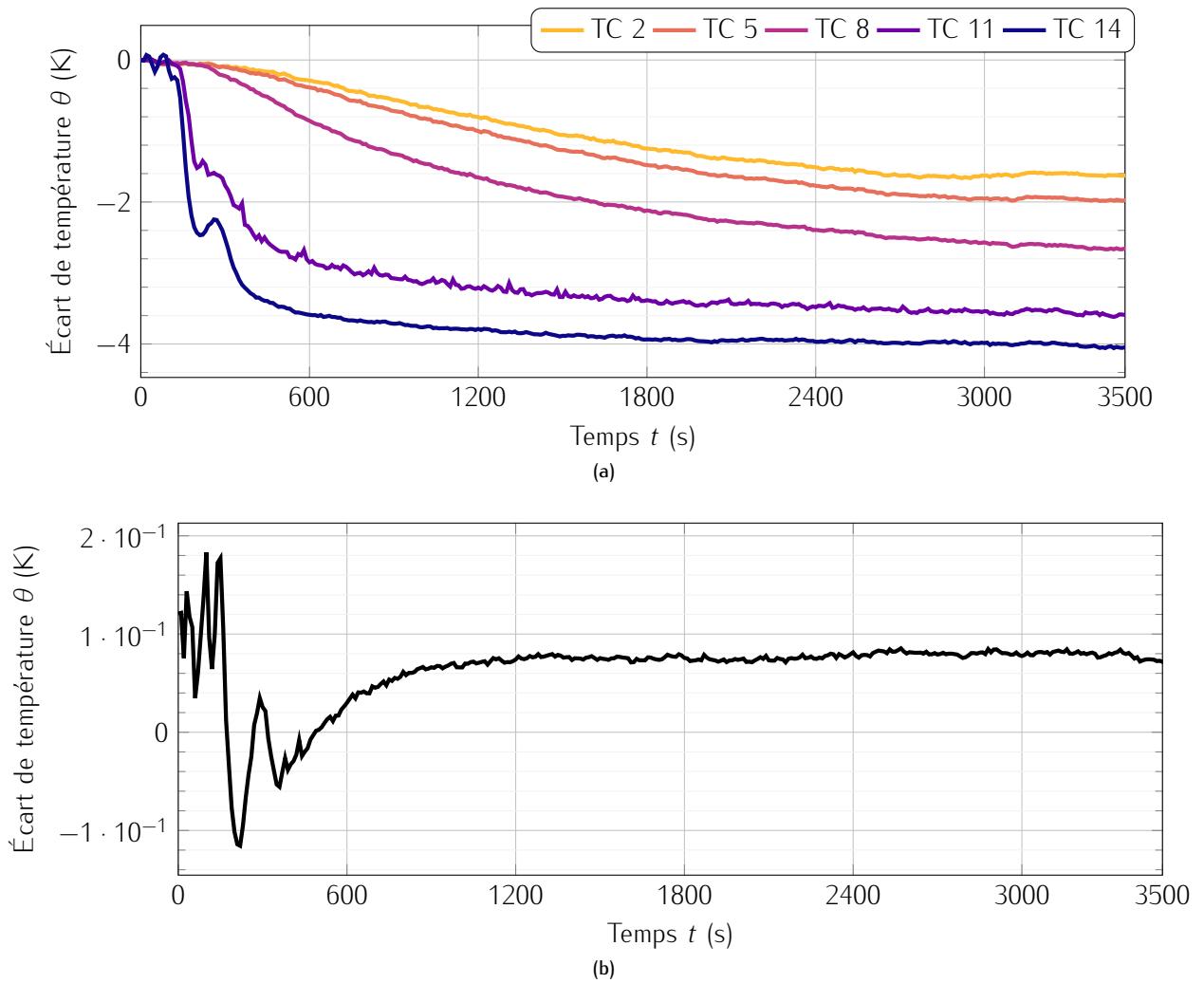


FIGURE II.14 – Exemple de mesure ‘water’, dans le cas de l’orientation ‘H1’. (a) thermocouples sur le centre du noyau, c’est-à-dire les TC 2, 5, 8, 11 et 14, et (b) la différence de température entre la sortie et l’entrée de l’échangeur. Cet exemple est extrait de la campagne ‘heat_only’ pour l’orientation ‘V1’.

Ces mesures doivent permettre d’étudier la distribution de température en l’absence d’écoulement oscillant, ainsi que de calculer les valeurs de conductivité thermique k_x et k_r ou les coefficients de pertes latérales h_x et h_r .

N.B. : Dans ce type d’expériences, l’eau qui circule dans l’échangeur ambiant et les cartouches placées dans l’échangeur froid inversent la direction du gradient de température le long du noyau thermoacoustique. Toutefois, les noms des zones « froide » et « ambiante » sont conservés pour des raisons de cohérence avec le reste de l’étude.

II.3.2.2 Mesures avec acoustique

Une acquisition étiquetée ‘Acou’ est démarrée, puis les sources sont alimentées jusqu’à l’amplitude souhaitée. Au bout d’une heure, l’acquisition est arrêtée et sauvegardée. En l’absence d’expérience avec charge thermique, c’est la fin de l’expérience : toutes les sources acoustiques et circulations d’eau sont progressivement arrêtées et le réfrigérateur est laissé pour un retour à l’état initial.

Au cours de cette étude, trois amplitudes acoustiques sont choisies. La première correspond à un *drive ratio* $DR = p_1/p_0 = 0,4\%$, soit une amplitude très faible où l’effet thermoacoustique est à peine visible – soit une différence de température de l’ordre de 5 K. À cette amplitude, il y a moins d’effets non-linéaires liés à l’acoustique à fort niveau comme le vent acoustique ou de tourbillons. Aussi, la distribution de température dans le noyau dépend de moins de phénomènes.

À l’inverse, le *drive ratio* de la deuxième amplitude est le plus élevé avec $DR = 3,5\%$, et est celui pour

lequel les performances du réfrigérateur (COP , Q_f , ...) sont les plus élevées obtenues avec cette machine [8], mais aussi qui présentent de forts écarts à la théorie.

La troisième est choisie à un *drive ratio* intermédiaire où $DR = 2\%$, qui correspond par ailleurs à l'amplitude dite « faible » dans les travaux de caractérisation du TACOT [8].

Eventuellement, une charge thermique peut ensuite être appliquée au noyau dans le cadre d'une expérience annotée 'Qc*W' où * représente la puissance injectée.

II.4 Post-traitement des données

À la fin des acquisitions, les données sont post-traitées en utilisant un code MATLAB[®] développé au laboratoire, disponible en ligne [60].

II.4.1 Allègement des fichiers

Pendant chaque campagne de mesure réalisée suivant le protocole décrit dans la section II.3.2, des fichiers bruts de mesures sont générés. Ils présentent deux inconvénients majeurs : leur format est *.tdms, celui de NI LabVIEW, et ils sont très lourds. La première étape de traitement des données est d'extraire uniquement les informations nécessaires pour les préparer à d'autres actions en utilisant un script MATLAB[®], et à les sauvegarder dans un fichier *.mat.

Pour ce faire, un fichier *.tdms à traiter est tout d'abord chargé. Il peut alors être tronqué à un temps t_{fin} souhaité pour garantir des fichiers temporels de même longueur, soit 3500 s². Un fichier de configuration est créé, comprenant notamment la pression statique dans la machine, l'amplitude acoustique, la tension appliquée aux cartouches de l'échangeur froid, ou encore l'orientation, pour ne pas perdre ces informations après ce pré-traitement des données.

Ensuite, la valeur initiale est retirée de chaque signal temporel de thermocouple. Cette valeur initiale est calculé sur les 10 s au début des signaux temporels, soit un nombre de points égal à $10 \times f_e$ où $f_e = 1651$ Hz est la fréquence d'échantillonage.

Le poids très élevé des fichiers bruts est causé par cet échantillonnage. Il est imposé par les cartes d'acquisition de pression dynamique à tout le vi LabVIEW. C'est bien trop élevé, aussi bien pour les quantités non oscillantes comme la température, que les données oscillant à la fréquence $f_1 = 47$ Hz comme la pression dynamique ou l'accélération. Il est donc nécessaire d'alléger les données, et les températures sont ré-échantillonées à une fréquence $f_{re} = 0,1$ Hz. De leur côté, les autres données oscillantes ne sont pas ré-échantillonées mais sont coupées pour ne conserver que les 20 dernières périodes entières des signaux, soit un nombre de points donné par $20 \times f_e/f_1$.

Le cas du flux de chaleur extrait par l'échangeur ambiant \dot{Q}_a est ensuite traité : pour les expériences en deux étapes ou plus (une expérience de type 'water' suivie d'une autre de type 'acou' par exemple), il faut d'abord extraire les informations sur l'état du système avant le démarrage des sources, et en particulier l'écart de températures mesuré par les sondes de platine à l'entrée et à la sortie de l'échangeur ambiant. Cet écart peut être non-nul malgré l'atteinte d'un équilibre thermique après l'ouverture de la circulation d'eau et une attente suffisamment longue, comme le montre la figure II.14(b). Une première valeur de $\dot{Q}_a^{(w)}$ est donc calculée et enregistrée dans un fichier *.mat. Lors du traitement d'un fichier avec acoustique, il est alors possible de recharger cette valeur et la soustraire à la nouvelle valeur de $\dot{Q}_a^{(ac)}$ calculée {?changer notation dans l'annexe AHX?}.

Les amplitudes et phases des pressions dynamiques et accélérations sont calculées en utilisant le principe de la détection synchrone. Cette méthode est appliquée pour les quatre capteurs de pression dynamique et les deux accéléromètres, et en considérant cinq harmoniques. Le drive ratio est calculé en divisant l'amplitude de pression du microphone situé dans la boucle de rétroaction du guide d'onde à la fréquence fondamentale par la pression statique

II.4.2 Tracé de figures pour analyse

{?utile ??}

2. Sauf si un problème d'acquisition coupe l'enregistrement tout seul...

II.4.3 Extraction des données les plus importantes

{?utile ? + titre naze?}

II.5 Conclusion

Ce chapitre présente le réfrigérateur existant déjà au début de ce travail de thèse. L'utilisation d'une géométrie coaxiale et de deux sources est rappelée, justifiée par la nécessité de compacité de la machine.

Quelques résultats obtenus dans la littérature sont présentés, en gardant à l'esprit les écarts avec le modèle DELTAEC. De tous les phénomènes qui prennent place dans un tel système, la convection naturelle est l'effet qui est étudié ici. Pour cela, le système doit pouvoir être orienté dans toutes les orientations, parmi lesquelles quatre sont choisies pour leur caractère académique.

L'instrumentation modifiée pour permettre l'excitation et l'observation du réfrigérateur est décrite, en notant toutefois les limites du dispositif causées par la compacité du prototype.

Le protocole de mesure est également présenté. Il est dépendant des résultats à extraire, et est le résultat d'un grand nombre de campagnes d'expériences. Ce protocole permet d'obtenir des résultats comparables entre les différentes configurations.

Chapitre III

Études théoriques et numériques

Table des matières

III.1	Introduction	30
III.2	Concepts de convection naturelle et nombres adimensionnels	30
III.2.1	Sans acoustique	30
III.2.2	Avec acoustique	32
III.3	Simulations par éléments finis	33
III.3.1	Géométrie du problème	33
III.3.2	Matériaux composant les domaines	34
III.3.3	Modèles physiques utilisés	34
III.3.3.1	Sans matériau poreux	34
III.3.3.2	Ajout d'un modèle de matériau poreux	35
III.3.4	Conditions aux frontières	35
III.3.4.1	Modèle thermiques	35
III.3.4.2	Modèle fluides	35
III.3.5	Résultats dans les zones d'intérêt	35
III.3.5.1	Volume d'adaptation d'impédance	35
III.3.5.2	Régénérateur	35
III.4	Modèle temporel	36
III.4.1	Présentation du modèle	36
III.4.1.1	Champ acoustique considéré	36
III.4.1.2	Mécanismes pris en compte dans le modèle	36
III.4.1.3	Bilan thermique	38
III.4.1.4	Méthode des transformations intégrales	39
III.4.2	Détermination des paramètres empiriques	39
III.4.2.1	Coefficient d'échange aux extrémités du noyau	39
III.4.2.2	Flux thermique de vorticité	39
III.5	Conclusion	39

III.1 Introduction

Dans ce chapitre, différents moyens de comprendre les phénomènes prenant place dans le noyau thermoacoustique et dans son voisinage sont expliqués. Tout d'abord, une analyse globale est réalisée dans la section [III.2 – Concepts de convection naturelle et nombres adimensionnels](#). Les nombres adimensionnels utilisés dans la littérature pour évaluer la présence de convection naturelle y sont présentés et calculés. Ensuite, un modèle par éléments finis du régime stationnaire est développé dans la section [III.3 – Simulations par éléments finis](#) pour prendre en compte plus de paramètres d'étude. Enfin, un modèle analytique temporel du régime transitoire est présenté dans la section [III.4 – Modèle temporel](#).

III.2 Concepts de convection naturelle et nombres adimensionnels

Au sein du réfrigérateur TACOT et particulièrement dans la cavité devant la source acoustique principale, la distribution de température du côté froid hors du noyau laisse penser à la présence d'une cellule de convection naturelle à l'intérieur. Il est difficile de se rendre compte des flux massique et thermique causés par la différence de température de part et d'autre des différentes zones du TACOT – volume d'adaptation d'impédance, noyau thermoacoustique – à cause de leurs géométries, du type de convection naturelle rencontré, de la porosité, etc. Des études hydrodynamiques sont menées pour aider à l'interprétation des mesures de température.

Tout d'abord, deux études très simplifiées sont réalisées pour une cavité 2D différentiellement chauffée par des températures chaude T_c et froide T_f . Ces études doivent permettre l'obtention d'ordres de grandeurs des quantités d'intérêt, en particulier le nombre de Rayleigh Ra qui indique si un écoulement fluide causé par la convection naturelle peut être visible dans une configuration.

Ensuite, des simulations par éléments finis de cette cavité et sur le régénérateur sur le logiciel Comsol Multiphysics® permettent d'estimer les lignes de courants dans la cellule et l'influence de cet écoulement sur la distribution de température sur l'échangeur froid, en plus de déterminer des paramètres clés pour la compréhension des phénomènes thermiques en jeu.

III.2.1 Sans acoustique

Pour introduire des concepts utiles à la compréhension des phénomènes de convection naturelle, une étude très simplifiée dans une cavité rectangulaire en 2D et représentée sur les figures [III.1\(a\)](#) et [\(b\)](#) est menée.

Dans la première sous-figure [III.1\(a\)](#), les parois verticales droite et gauche sont respectivement maintenues à une température froide T_f et chaude T_c , tandis que le sol, le plafond et le gaz au repos sont à la température T_∞ . En régime stationnaire, il s'établit une cellule de convection naturelle dans laquelle le gaz est mis en mouvement par les variations de masse volumique proches des parois verticales. Cette configuration s'apparente aux orientations 'H1' et 'H2', respectivement présentées sur les figures [II.13\(a\)](#) et [\(b\)](#).

Dans la seconde sous-figure [III.1\(b\)](#), ce sont cette fois les sol et plafond qui sont fixés aux températures chaude T_c et froide T_f , et les murs et le gaz au repos pour lesquels la température est T_∞ . Dans cette configuration, favorable a priori à la mise en place d'une instabilité de « Rayleigh-Bénard », il s'établit des cellules de convection naturelle de forme plus ou moins complexe au-delà du nombre de Rayleigh critique Ra_c compris entre 650 et 1700 pour des parois horizontales à température fixe [61]. En dessous de cette valeur critique, seule la conduction thermique dans le fluide est à considérer. Le gaz s'élève depuis la paroi chaude jusqu'à la paroi froide, de laquelle il redescend ensuite pour revenir à son point de départ. Dans ce cas, la cellule de convection naturelle peut adopter une structure très complexe, plus que ce que peut suggérer la figure [III.1\(b\)](#) qui ne représente qu'une illustration grossière du mouvement du fluide. Les expériences correspondant à ce cas sont mises en place en suivant les orientations 'V1' et 'V2', présentés respectivement sur les figures [II.13\(c\)](#) et [\(d\)](#).

Il est possible de modéliser l'écoulement dans ce volume en utilisant les équations de Navier-Stokes avec l'approximation de Boussinesq qui s'écrivent

$$\partial_t \rho_0 + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \rho_0 + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (\text{III.1a})$$

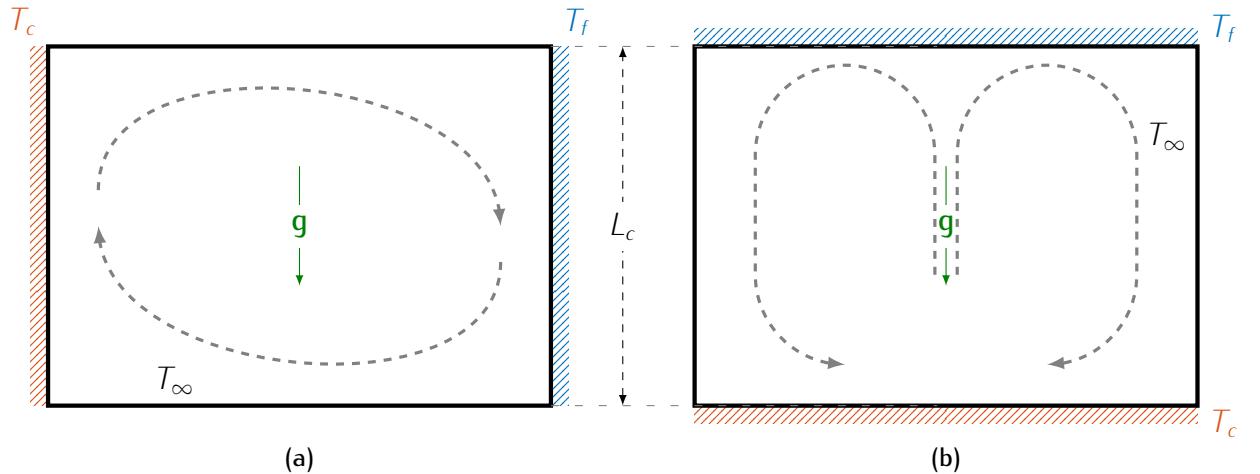


FIGURE III.1 – Cellule de convection naturelle dans une cavité rectangulaire 2D (a) pour un gradient de température normal à la direction de la gravité, et (b) pour un gradient de température colinéaire à la direction de la gravité. Quelle que soit la configuration, la distance caractéristique est mesurée dans la direction verticale.

pour la continuité,

$$\rho_0[\partial_t \mathbf{v} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}] = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{v} + \rho_0 \beta g(T_c - T_f) \mathbf{e}_{z,0}, \quad (\text{III.1b})$$

pour la conservation de la quantité de mouvement, et

$$\partial_t T + (\mathbf{v} \cdot \nabla) T - \kappa \nabla^2 T = 0. \quad (\text{III.1c})$$

pour la conservation de l'énergie interne. L'adimensionnement de l'équation (III.1b) donne

$$\frac{1}{\text{Pr}}(\partial_t \mathbf{v} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}) = -\nabla p + \text{Ra} T \mathbf{e}_{z,0} + \nabla^2 \cdot \mathbf{v}, \quad (\text{III.2})$$

et fait apparaître le nombre de Prandtl noté Pr déjà présenté dans l'équation (I.2), ainsi que le nombre de Rayleigh noté Ra , et dont la définition est donnée par

$$\text{Ra} = \frac{g \beta L_c^3}{\nu \kappa} (T_c - T_f), \quad (\text{III.3})$$

où T_c et T_f sont les températures chaude et froide de part et d'autre de la zone considérée, et L_c est la dimension caractéristique de la cavité suivant la direction verticale. Ce nombre est primordial car il correspond au rapport des effets gravifiques qui mettent le fluide en mouvement aux effets qui le limitent, soit la diffusion thermique qui limite la différence de température et la viscosité qui ralentit l'écoulement du fluide. Sa valeur indique également le régime de l'écoulement causé par la convection car des vitesses de référence verticales et horizontales, notées $v_{\text{ref}}^{/\text{g}}$ et $v_{\text{ref}}^{\perp \text{g}}$, peuvent d'ailleurs être calculées en fonction de ce nombre de Rayleigh suivant les définitions

$$v_{\text{ref}}^{/\text{g}} \sim \frac{\kappa}{L_c} \sqrt{\text{Ra}} \quad (\text{III.4a})$$

pour la vitesse verticale, et

$$v_{\text{ref}}^{\perp \text{g}} \sim \frac{\kappa}{L_c} \sqrt[4]{\text{Ra}}, \quad (\text{III.4b})$$

pour la vitesse horizontale d'après la réécriture en 2D des équations de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie par Belleoud [62] et dans le cas où le gradient de température est horizontal (voir la configuration de la figure III.1(a)).

Dans un matériau poreux, il peut également exister des écoulements liés à la convection naturelle. Dans ce cas, le nombre de Rayleigh est toujours une notion utile pour prédire le mouvement du fluide à l'intérieur, à

condition toutefois de le modifier pour prendre en compte la perméabilité K_p ainsi que la diffusivité thermique κ_p de ce milieu. Il vient alors l'expression du nombre de Rayleigh-Darcy noté Ra_p , et dont la définition est donnée par Nield et Bejan [55] par

$$\text{Ra}_p = \frac{g\beta L_c K_p}{\nu \kappa_p} (T_c - T_f), \quad (\text{III.5})$$

ainsi que la vitesse verticale de référence correspondante,

$$v_{\text{ref},p}^{/\!/g} = \frac{\kappa_p}{L_c} \text{Ra}_p. \quad (\text{III.6})$$

Lorsque la convection naturelle provoque un écoulement circulant à une vitesse de référence v_{ref} , il est possible de quantifier la contribution des échanges thermiques ainsi provoqués et des pertes visqueuses en définissant le nombre de Grashof par

$$\text{Gr} = \left(\frac{v_{\text{ref}} L_c}{\nu} \right)^2, \quad (\text{III.7})$$

et qui est relié au nombre de Rayleigh par la formule

$$\text{Gr} = \frac{\text{Ra}}{\text{Pr}}. \quad (\text{III.8})$$

III.2.2 Avec acoustique

Les termes précédents sont issus de la littérature en l'absence d'écoulement oscillant. Cette hypothèse ne peut pas être respectée dans le cas des expériences menées avec acoustique, et un autre indicateur est introduit pour quantifier les échanges de chaleur causé par un fluide en mouvement. Cet indicateur est le nombre de Péclet, noté Pe , et défini par

$$\text{Pe} = \frac{\nu L_c}{\kappa}. \quad (\text{III.9})$$

Contrairement au nombre de Rayleigh qui sert à comparer le mouvement d'un fluide causé par un échange thermique, le nombre de Péclet quantifie les échanges de chaleur réalisés par un fluide déjà en mouvement. Cependant, il reste nécessaire de proposer une hypothèse quant à l'utilisation de ce nombre : la vitesse d'entraînement du fluide est ici la vitesse acoustique efficace v_{RMS} , contrairement aux cas classiques de son utilisation dans la littérature où un écoulement continu est considéré. De même que le nombre de Rayleigh, le nombre de Péclet est lié aux nombres de Grashof et Prandtl suivant la relation

$$\text{Pe} \equiv \sqrt{\text{Gr}} \text{Pr}, \quad (\text{III.10})$$

différente de l'équation (III.8).

Ces échanges thermiques par convection sont à comparer aux transferts de chaleur par conduction, car il est tout à fait possible que les parois des cavités ou encore le matériau poreux lui-même offrent un chemin pour la diffusion thermique. La prépondérance de chaque effet est donnée par le calcul du nombre de Nusselt, dont la définition est

$$\text{Nu} = \frac{h L_c}{k}, \quad (\text{III.11})$$

avec h le coefficient d'échange convectif à déterminer.

Les calculs des nombres précédent peuvent guider l'intuition quant aux prédominances de chaque effet prenant place dans le noyau et aux environs de celui-ci : la vitesse d'entraînement du gaz par convection, la quantité de chaleur transportée par elle, son importance par rapport à la conduction par le matériau poreux et ses parois. Des paramètres utiles pour des modèles plus avancés et présenté notamment en section III.4 doivent également être évalués par ces équations.

III.3 Simulations par éléments finis

III.3.1 Géométrie du problème

Le modèle 2D simplifié d'une cavité différentiellement chauffée présentée sur la figure III.1 ne prend pas en compte plusieurs paramètres. En effet, la cavité est en réalité un cône, un flux oscillant se superpose à l'écoulement causé par la convection naturelle, et les conditions aux frontières sont plus complexes que des températures fixées. Pour connaître l'allure des lignes de courant à l'intérieur en présence d'un flux de masse provoqué par la convection naturelle, un modèle de la cavité est réalisé dans le logiciel d'éléments finis Comsol Multiphysics® grâce à une géométrie présenté sur la figure III.2.

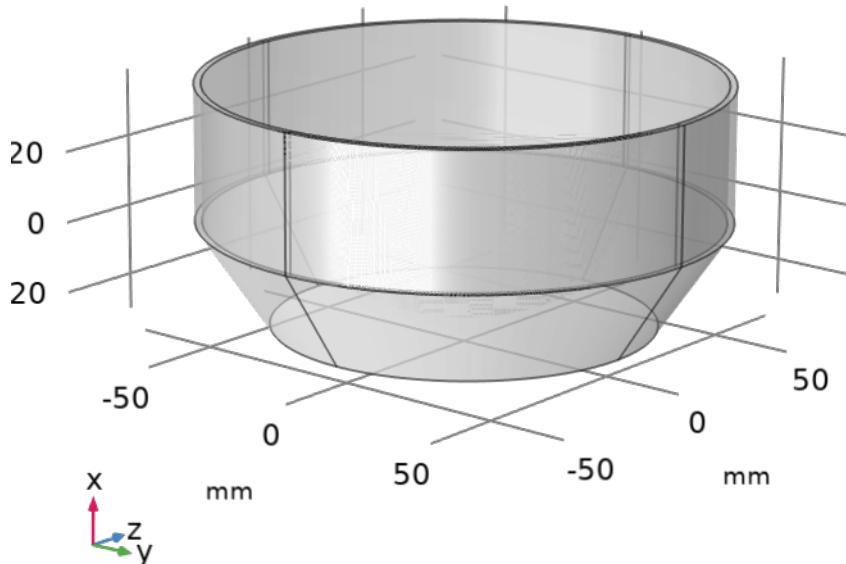


FIGURE III.2 – Géométrie du modèle simplifié du régénérateur et de la cavité d'adaptation d'impédance.

Cependant, pour cette première itération du modèle par élément finis, la propagation acoustique ainsi que la porosité du régénérateur ne sont pas considérés, et le modèle Comsol Multiphysics® prend 3 phénomènes en compte dans un modèle purement thermique équivalent. {?déplacer cette partie?}.

Premièrement, un flux de chaleur est retiré à la paroi en $x = 0$, afin de représenter le refroidissement homogène sur la paroi par effet thermoacoustique. Les hypothèses avancées par la théorie linéaire prédisent une température homogène sur la section, ici à une température froide T_c .

Ensuite, la conduction dans l'acier inoxydable composant l'empilement de tissus métalliques et l'enceinte qui les contient, pour $x > 0$ est modélisée en utilisant deux valeur de conductivité thermique, pour chacun de ces domaines. La conductivité du domaine représentant le régénérateur est considérée dix fois plus faible que celle du même matériau plein [34] {?prendre 79% sinon ??}. Cette conduction transverse d'une part et meilleure dans l'enceinte du régénérateur d'autre part, doit causer des écarts axisymétrique de température selon la direction transverse du noyau e_r , entre son centre et sa périphérie.

Enfin, la convection est modélisée dans la cavité d'adaptation d'impédance. À titre d'exemple, dans le cas de l'orientation 'H1', l'axisymétrie de la distribution de température doit empêchée par ce phénomène {?hein ??}.

Ces effets sont supposés se superposer selon le schéma III.4, d'après les observations faites par Ramadan et al. [8]. Dans ce cas, le TACOT est positionné dans l'orientation 'H1'. Les autres orientations doivent présenter

d'autres résultats, car la convection naturelle ne se manifeste pas de la même manière dans le cas d'une configuration de Rayleigh-Bénard ou [{?une autre?}](#)

La géométrie présentée dans la figure III.2 est simplifiée pour alléger les calculs. En effet, les effets considérés ici permettent de dire que le système est symétrique par rapport au plan vertical pour les orientations 'H1' et 'H2', et axisymétrique dans les configurations 'V1' et 'V2'.

Ainsi, la géométrie considérée est toujours en trois dimensions pour les orientations horizontales, mais réduite de moitié. L'usage de conditions aux frontières symétriques sur les parois verticales permettent cette simplification, et la géométrie retenue est présentée sur la figure III.3(a). Dans le cas des orientations verticales, la géométrie conservée est une version en deux dimensions, en utilisant une condition d'axisymétrie sur les frontières au centre du noyau, comme le montre la figure III.3(b).

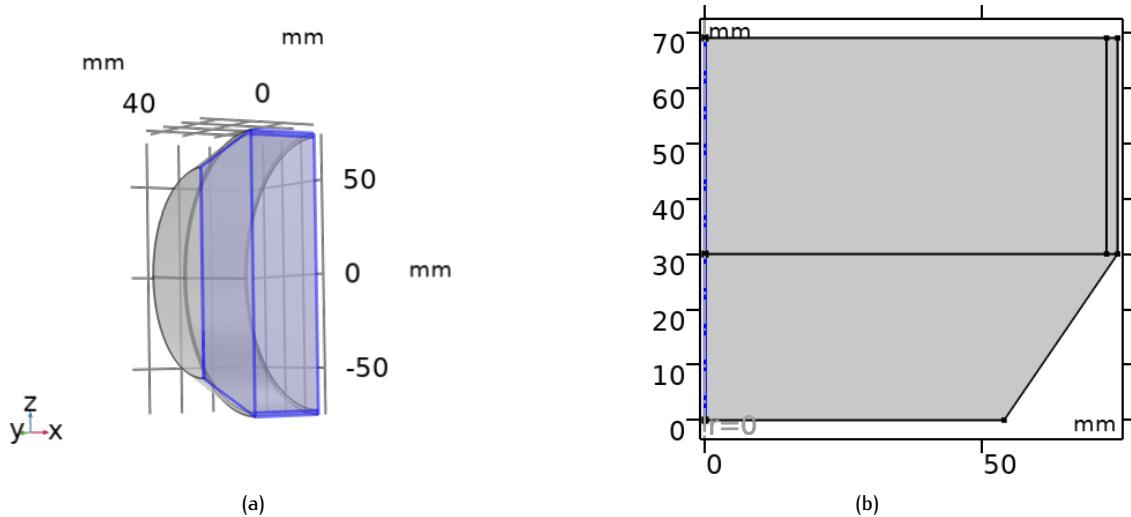


FIGURE III.3 – Géométries utilisées pour les problèmes (a) horizontaux et (b) verticaux en faisant usage des symétries (représentées en bleu sur les figures).

III.3.2 Matériaux composant les domaines

Les trois domaines formant la géométrie, c'est-à-dire le cône d'adaptation d'impédance, le régénérateur, et l'enceinte qui le contient sont modélisé par des matériaux similaires aux conditions expérimentales. Les parois de l'enceinte et le régénérateur sont en acier inoxydable 316L, et le cône d'adaptation d'impédance est supposé être rempli d'hélium.

III.3.3 Modèles physiques utilisés

III.3.3.1 Sans matériau poreux

Le but de ce modèle est de simuler le plus simplement possible le comportement thermique du réfrigérateur. Pour cela, un modèle purement thermique équivalent est développé sur la géométrie réduite présentée.

Pour conserver un modèle simple, seuls des volumes de solides non-poreux et de gaz sont considérés dans le modèle complet. Ces domaines sont couplés par l'interface multiphysique **Nonisothermal flow (intf)**, avec l'interface physique **Heat transfer in Solids and Fluids (ht)** pour traiter ces questions de transferts thermiques dans tous les volumes. Les domaines correspondant au régénérateur et à son enceinte sont marqués comme solides, et le domaine représentant la cavité d'adaptation d'impédance comme fluide. Cependant, ce modèle ne prend pas en compte de simulation de mécanique des fluides, et pour prendre la gravité et le mouvement du fluide causé par la convection naturelle en compte dans le modèle fluide, et il est nécessaire d'ajouter un modèle d'écoulement **laminar flow (spf)**.

Pour toutefois prendre en compte la conductivité anisotrope dûe à l'empilement de disques de tissus métalliques, la conduction dans le régénérateur est modélisée par une matrice de conductivité notée k_{tissus} et écrite

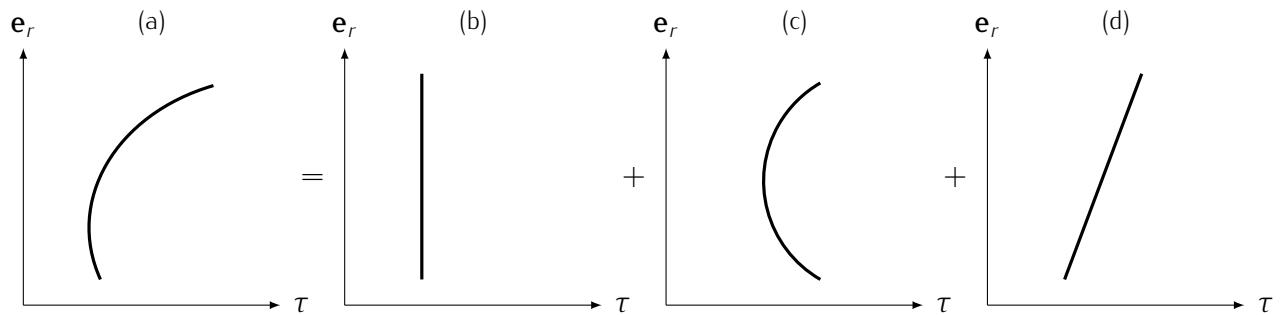


FIGURE III.4 – Phénomènes thermiques pris en compte dans le modèle Comsol Multiphysics® thermique équivalent, dans le cas de l'orientation ‘H1’ présentée sur la figure II.13(a). (a) tendance du gradient transverse de température tel qu'observé au niveau de l'échangeur froid dans [8], (b) température froide atteinte par effet thermoacoustique, (c) conduction thermique transverse dans le milieu poreux et par les parois de l'enceinte, (d) gradient de température transverse causé par la convection naturelle.

$$\mathbf{k}_{\text{tissus}} = \begin{bmatrix} \frac{k_{\text{inox}}}{10} & 0 & 0 \\ 0 & 2\frac{k_{\text{inox}}}{10} & 0 \\ 0 & 0 & 2\frac{k_{\text{inox}}}{10} \end{bmatrix}. \quad (\text{III.12})$$

III.3.3.2 Ajout d'un modèle de matériau poreux

III.3.4 Conditions aux frontières

III.3.4.1 Modèle thermiques

Toutes les parois sont considérées adiabatiques. Toutes ? Non, il reste encore des parois dont les conditions thermiques diffèrent.

Par simplicité, les parois correspondantes à l'échangeur ambiant et à la source acoustique principale sont considérées avec une température constante égale à la température ambiante, soit $T_a = 293$ K. La paroi correspondant à l'échangeur froid ne peut pas être fixée à une température homogène sur la section, car c'est justement le gradient de température sur la section qui constitue le point de départ de l'hypothèse de convection naturelle. Cette paroi est donc modélisée par une source de chaleur analogue au flux de chaleur thermoacoustique. La température diminue dans cette zone pendant l'opération du TACOT, et du point de vue de l'échangeur à cette position, le flux de chaleur est sortant. Il est alors nécessaire de le considérer négatif.

{?ajouter étude paramétrique pour trouver $-Q_c = -Q_{th} + Q_{ch}$?}

III.3.4.2 Modèle fluides

{?abs matériau poreux car pas de license comsol + non-glissement partout par simplicité?}

III.3.5 Résultats dans les zones d'intérêt

III.3.5.1 Volume d'adaptation d'impédance

{?figure avec velocity arrow surface?}

III.3.5.2 Régénérateur

Le nombre de Rayleigh dans un matériau poreux dépend de sa perméabilité. Il est assez difficile de la calculer car il faut connaître la vitesse d'écoulement et la différence de pression de part et d'autre du domaine étudié. Le régénérateur est modélisé dans Comsol Multiphysics® pour extraire ses paramètres hydrauliques et calculer les nombres adimensionnels déjà présentés.

De plus, cette simulation vise à vérifier l'hypothèse de superposition des effets thermiques. En effet, la distribution de température du côté de l'échangeur froid dans le cas de l'orientation 'H1' laisse à penser que la température froide et constante sur la section provoqué par l'effet thermoacoustique, la conduction thermique dans le noyau qui provoque une différence de température entre le centre du noyau et sa périphérie, et la convection naturelle qui apporte un gradient de température selon la direction verticale se combinent.

Dans cette simulation, le régénérateur est modélisé en premier lieu comme un solide non poreux. Ainsi, il est possible de répondre à une question sur la présence ou non d'un flux moyen non nul de convection naturelle significatif à l'intérieur du noyau.

III.4 Modèle temporel

III.4.1 Présentation du modèle

Un modèle temporel du régime transitoire de la distribution axiale de température dans le noyau thermoacoustique est créé pour approcher le réfrigérateur TACOT d'après le modèle 1D développé par Lotton *et al.* pour un réfrigérateur à ondes stationnaires [63]. Ce modèle calcule le bilan de chaleur au sein du régénérateur en faisant intervenir les flux de chaleur thermoacoustique Q_{TA} , de conduction thermique Q_{cond} , de frottement visqueux Q_{visq} , et de pertes latéral au travers des parois de la cavité Q_{lat} dans chaque volume élémentaire $S_{reg}dx$ du régénérateur discréétisé. Pour compenser les écarts entre les prévisions du modèle et les mesures, un flux de chaleur Q_{vort} estimé empiriquement est également pris en compte dans les conditions aux frontières sur l'axe du noyau. Ce flux est supposé lié aux effets de bord du noyau tels que la vorticité, les pertes de charges ou les effets entropiques.

III.4.1.1 Champ acoustique considéré

Le modèle a pour but de calculer les transferts thermiques dans le régénérateur pour n'importe quel champ acoustique. Aussi, l'expression des quantités oscillantes dans le noyau peut-être donnée par un produit de matrices de transfert élémentaires de l'équation (I.14). Dans le cas d'un régénérateur compact du point de vue acoustique, les coefficients de cette matrice de transfert sont donnés par

$$\begin{pmatrix} p_1^{(n+1)} \\ u_1^{(n+1)} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -i\omega \frac{\rho}{\Phi S(1-f_v^{(n)})} dx \\ -i\omega \frac{\Phi S(1+(\gamma-1)f_k^{(n)})}{\gamma p_0} dx & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} p_1^{(n)} \\ u_1^{(n)} \end{pmatrix}. \quad (\text{III.13})$$

III.4.1.2 Mécanismes pris en compte dans le modèle

Ensuite, les flux thermiques sont également pour la plupart différents dans le cas d'un réfrigérateur contenant un régénérateur à la place d'un *stack*, et sont définis dans les équations (III.14) à (III.18) accompagnées de la figure III.5 pour les illustrer au sein du régénérateur.

(i) Tout d'abord, le flux thermoacoustique 1D est calculé avec l'équation (I.6) développée par Swift [34]

$$Q_{TA} = \underbrace{-\frac{1}{2} \Re e \left[\frac{f_k - f_v^*}{(1 + \Pr)(1 - f_v^*)} \rho u^* \right]}_{q_{TA}(x)} + \overbrace{\frac{1}{2} \frac{\rho_0 C_p}{\Phi S} \Im m \left[\frac{f_k + \Pr f_v^*}{(1 - \Pr^2)|1 - f_v|^2} \right] |u|^2 \partial_x \theta(r, x; t)}^{k_{TA}(x)}, \quad (\text{III.14})$$

où $\theta(r, x; t) = T_0(r, x; t) - T_\infty$ est l'écart de la température locale à la température initiale. Pour la suite du document, cet écart de température sera simplement écrit θ , sans les dépendances spatio-temporelle. Il est important de remarquer la partie réelle de ce flux thermique, notée q_{TA} , qui ne dépend que du champ acoustique, et la partie imaginaire k_{TA} qui dépend du gradient de température le long de l'empilement, et qui correspond à un terme de conduction induite par l'effet thermoacoustique.

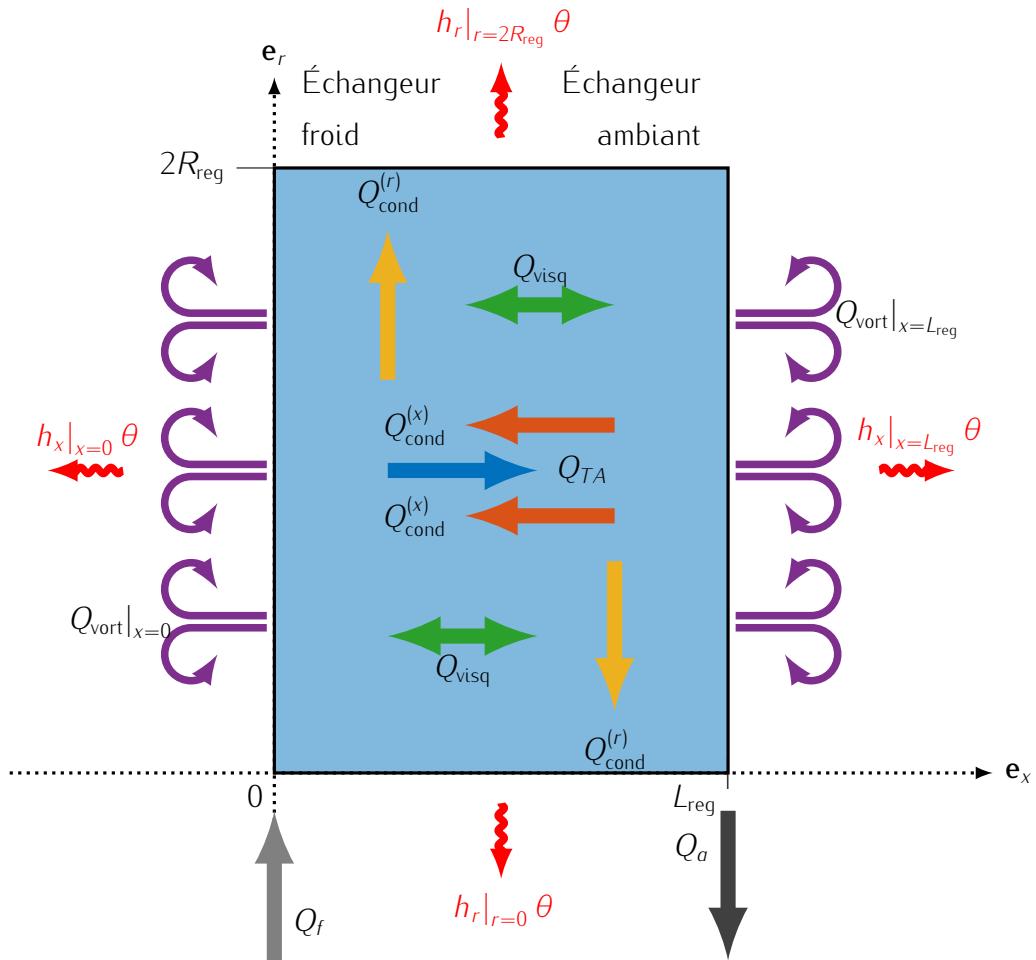


FIGURE III.5 – Représentation schématique des flux thermiques considérés dans le modèle transitoire du régénérateur.

- (ii) Ensuite, la conduction dans le régénérateur est prise en compte dans les directions axiale \mathbf{e}_x et transversale \mathbf{e}_r du régénérateur avec les équations

$$Q_{\text{cond}}^{(x)} = -k_x \partial_x \theta, \quad (\text{III.15a})$$

$$Q_{\text{cond}}^{(r)} = -k_r \partial_r \theta, \quad (\text{III.15b})$$

où x et r dénotent respectivement les directions axiale et radiale où circulent les flux de conduction. La porosité influe sur la conductivité thermique longitudinale apparente et $k_x = \Phi k_g + (1-\Phi)k_s k_{sfrac}$ {?vérifier?}. Il existe dans la littérature des mesures de la conductivité transversale dans un milieu poreux constitué d'un empilement de tissus [24].

- (iii) Les pertes visqueuses sont estimées avec l'équation

$$Q_{\text{visq}} = \frac{1}{R_{\text{reg}}^2} \int_0^{R_{\text{reg}}} \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} \mu (\partial_r u)^2 r dr dt. \quad (\text{III.16})$$

En utilisant l'identité

$$\frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} \mu (\partial_r u)^2 dt = \frac{1}{2} |\partial_r u|^2,$$

l'équation (III.16) est réécrite comme

$$Q_{\text{visq}} = \frac{1}{2R_{\text{reg}}^2} \int_0^{R_{\text{reg}}} \mu |\partial_r u|^2 r dr \quad (\text{III.17})$$

{?poursuivre après simu?} dont l'intégrale sur la section de rayon R_{reg} est résolue par une méthode numérique.

- (iv) Les effets de bords tels que les pertes de charges ou la vorticité sont pris en compte aux frontières du domaine grâce à des flux de chaleur Q_{vort} estimés empiriquement à $x = 0$ et $x = L_{\text{reg}}$.
- (v) Les pertes latérales aux extrémités en $x = 0$ et $x = L_{\text{reg}}$ du régénérateur sont prises en compte par

$$Q_{\text{lat}}^{(x)} = h_x \theta, \quad (\text{III.18})$$

où h_x est le coefficient d'échanges thermique entre les extrémités du noyau et le fluide à température ambiante. Ils sont déterminés de façon empirique.

- (vi) Les pertes latérales sur la périphérie à $r = R_{\text{reg}}$ sont prises en compte en considérant le coefficient d'échange convectif $h_r|_{r=i}$ pour $i = 0, R_{\text{reg}}$.
- (vii) {?Flux de chaleur apportés ou retirés par les échangeurs?}

$Q = \epsilon Q_i$ avec

$$\epsilon = \frac{k_s k_{s_{\text{frac}}} (1 - \Phi) S_{\text{reg}}}{k_s k_{s_{\text{frac}}} (1 - \Phi) S_{\text{reg}} + k_{\text{can}} S_{\text{can}}} \quad (\text{III.19})$$

et $k_{s_{\text{frac}}} = 0,1$ le facteur de dégradation de conductivité qui quantifie la diminution de conductivité d'un matériau fait de tissus métalliques [64].

III.4.1.3 Bilan thermique

Ces flux de chaleurs sont reportés dans l'équation modifiée du bilan de chaleur qui s'écrit

$$[\Phi \rho_0 C_p + (1 - \Phi) \rho_s C_s] \partial_t \theta = -\partial_x Q_{TA} - \partial_x Q_{\text{cond}}^{(x)} - \frac{1}{r} \partial_r [r Q_{\text{cond}}^{(r)}] + Q_{\text{visq}}. \quad (\text{III.20})$$

Le premier membre désigne la variation d'énergie interne suite à la variation de température, et le second membre, l'expression des flux thermiques dans chaque volume élémentaire. D'une part, les flux thermoacoustiques et de conduction sont « de passage » au travers de ce volume, et c'est seulement dans le cas d'une divergence non nulle que la température y évolue. D'autre part, les effets visqueux se produisent dans chaque volume, il sont donc source de chaleur et doivent être pris en compte tels quels. Ceci dit, le régénérateur est supposé axisymétrique, ce qui permet de considérer les composantes azimuthales $\nabla_\alpha \cdot Q_{TA}$ et $\nabla_\alpha \cdot Q_{\text{cond}}$ comme nulles.

Le problème décrit par l'équation III.20 est conditionné aux frontières en $x = 0$, $x = L_{\text{reg}}$ et $r = R_{\text{reg}}$ pour respecter la conservation d'énergie. Ces conditions se traduisent par le système d'équations

$$Q_{\text{cond}}^{(x)} + Q_f + Q_{\text{vort}}(0) = Q_{TA}(0) + h_x(0)\theta, \quad x = 0, r \in [0, R_{\text{reg}}], t > 0 \quad (\text{III.21a})$$

$$Q_{TA}(L_{\text{reg}}) + Q_{\text{vort}}(L_{\text{reg}}) = Q_{\text{cond}}^{(x)} + Q_a + h_x(L_{\text{reg}})\theta, \quad x = L_{\text{reg}}, r \in [0, R_{\text{reg}}], t > 0 \quad (\text{III.21b})$$

$$Q_{\text{cond}}^{(r)} = h_r(R_{\text{reg}})\theta, \quad r = R_{\text{reg}}, x \in [0, L_{\text{reg}}], t > 0 \quad (\text{III.21c})$$

où Q_f et Q_a sont les flux de chaleur retirés à l'échangeur froid d'une part et apporté à l'échangeur ambiant d'autre part. Ce système signifie que pour chaque frontière, la somme des flux entrant dans l'interface et des sources thermiques est égale aux flux qui en sortent. Il reste à introduire la distribution de température à $t = 0$ notée $\theta_0(x, r)$ comme condition initiale, qui se présente comme

$$\theta(x, r, t = 0) = \theta_0(x, r). \quad (\text{III.22})$$

Le report des flux de chaleurs des équations (III.14) à (III.18) dans l'équation du problème (III.20), dans les conditions aux frontières (III.21) et dans la condition initiale (III.22) permet de poser le problème tel que

$$\text{toto} \quad (\text{III.23})$$

III.4.1.4 Méthode des transformations intégrales

La résolution de l'équation (III.20) qui comporte des termes sources requiert l'usage de la méthode des transformations intégrales après réécriture des équations du système sous la forme d'un problème homogène équivalent [65]. Les équations s'écrivent alors

$$\{?Système ici?\}, \quad (\text{III.24a})$$

$$\{?Système ici?\}, \quad (\text{III.24b})$$

avec les changements de variables suivants

- 1
- 2.

III.4.2 Détermination des paramètres empiriques

Parce que le modèle contient un certain nombre de paramètres empiriques à ajuster pour retrouver les mêmes tendances que sur les résultats expérimentaux, il convient de procéder par étape.

III.4.2.1 Coefficient d'échange aux extrémités du noyau

Tout d'abord, pour éliminer la vorticité, les expériences sans acoustiques sont exploitées, ce qui permet de déterminer les valeurs des coefficients d'échanges convectifs $h_x(x)$ en $x = 0$, L_{reg} , et $h_r(r)$ en $r = 0$, R_{reg} . Ces coefficients sont trouvés grâce à la minimisation d'une fonction de coût dans MATLAB®. En particulier, les fonctions `fminsearch` {et autres?} sont appliquées pour réduire l'écart entre les températures mesurées, à la fois pour {toutes?} les positions de thermocouples, et pour certains instants t .

III.4.2.2 Flux thermique de vorticité

III.5 Conclusion

Chapitre IV

Résultats et discussion

Table des matières

IV.1	Introduction	42
IV.2	Étude des performances	42
IV.3	Distribution des températures	42
IV.3.1	Dans la cavité conique entre la source acoustique principale et le noyau thermoacoustique	42
IV.3.1.1	Réfrigérateur horizontal	44
IV.3.1.2	Réfrigérateur vertical	48
IV.3.2	À l'intérieur du régénérateur	50
IV.3.2.1	Réfrigérateur horizontal	50
IV.3.2.2	Réfrigérateur vertical	54
IV.3.3	Dans la cavité entre la source acoustique secondaire et le noyau thermoacoustique	56
IV.4	Limite de répétabilité	57
IV.5	Conclusion	60

IV.1 Introduction

Lors des expériences réalisées lors de la caractérisation du réfrigérateur TACOT, il a été montré que le gradient axial de température dans le noyau thermoacoustique n'est pas linéaire, et que les températures ne sont pas homogènes le long de la direction transverse du noyau [{?figure ??}](#)^[8]. Cet écart au comportement attendu, c'est-à-dire un gradient linéaire entre les côtés froid et ambiant du noyau thermoacoustique, ainsi qu'une température radiale uniforme sur la section du noyau thermoacoustique, implique la présence d'un écoulement moyen non nul et d'effets non-linéaires dans le réfrigérateur. Parmi les hypothèses formulées quant à la cause de ces disparités avec la théorie linéaire de Rott, plusieurs hypothèses peuvent être envisagées : vent acoustique, turbulence, formation de tourbillons, génération d'harmoniques supérieures, et convection naturelle. Parmi ces effets, peu d'études portent sur cette dernière, bien qu'il ait déjà été montré que le déclenchement de moteurs ou encore l'uniformité de température sur la section y étaient sensibles [9, 10, 47, 48]. Plusieurs paramètres sont étudiés pour quantifier la dépendance du comportement de la machine à la direction de la gravité.

IV.2 Étude des performances

Pour commencer cette étude expérimentale, une vue d'ensemble est adoptée. En faisant abstraction de la distribution de température non encore expliquée, des quantités telles que la capacité de refroidissement de l'échangeur froid Q_f et la chaleur extraite par l'échangeur ambiant Q_a , le coefficient de performance $COP = Q_f/W_e$ rapporté au coefficient de performance de Carnot $COP_{\text{carnot}} = T_f/(T_a - T_f)$ ou les température froide T_f et ambiante T_a sont relevées. Pour cette partie de l'étude, plusieurs hypothèses sont proposées : les températures sont supposées constantes sur la section du noyau, et les échangeurs sont considérés parfaits avec un flux thermique homogène sur la section.

Dans cette étude, les quatre orientations définies sur les schémas de la figure [II.13](#) sont tour à tour mises en place. Pour chacune, des expériences sont réalisées en suivant le protocole défini dans la partie [II.3.2.2](#), cette fois en réglant les charges thermiques \dot{Q}_f de 50 W et 100 W. Les résultats des expériences tracés sur les figures [IV.1](#) à [IV.3](#) proviennent du tableau [E.2](#).

La première observation concerne les températures atteintes aux deux extrémités du noyau, représentées sur les figures [IV.1\(a\)-\(b\)](#), [IV.2\(a\)-\(b\)](#) et [IV.3\(a\)-\(b\)](#). La température froide T_f , de manière générale, est plus basse quand le *drive ratio* augmente. La température du côté ambiant est, quant à elle, relativement constante quel que soit le *drive ratio* avec un écart de l'ordre de 10 °C. Cette constance est expliquée par les échanges thermiques avec l'échangeur voisin.

L'échangeur ambiant extrait la chaleur des volumes élémentaires de gaz qui oscillent à son voisinage. Il est donc attendu de voir la chaleur extraite par cet échangeur augmenter avec le *drive ratio*. Comme attendu la tendance montrée sur les figures [IV.1\(c\)](#) le montre. [{?finir?}](#)

IV.3 Distribution des températures

IV.3.1 Dans la cavité conique entre la source acoustique principale et le noyau thermoacoustique

Pour faciliter l'analyse de la distribution de température dans le noyau thermoacoustique et ses alentours, celui-ci est découpé en cinq zones réparties le long de l'axe e_x . La première étude concerne la distribution de température entre la source acoustique principale et l'échangeur froid, c'est-à-dire dans le cône d'adaptation d'impédance acoustique matérialisé en orange sur la figure [II.2](#). Il est en effet initialement suspecté que la nature du gaz, les dimensions du volume dans lequel il se trouve et les conditions thermiques aux frontières permettent la mise en mouvement du fluide. Cette hypothèse est de plus appuyée par le calcul du nombre de Rayleigh Ra grâce à l'équation [\(III.3\)](#), et dont la valeur est

$$Ra_{\Delta T=1^\circ\text{C}} = 4,7 \cdot 10^5, \quad (\text{IV.1})$$

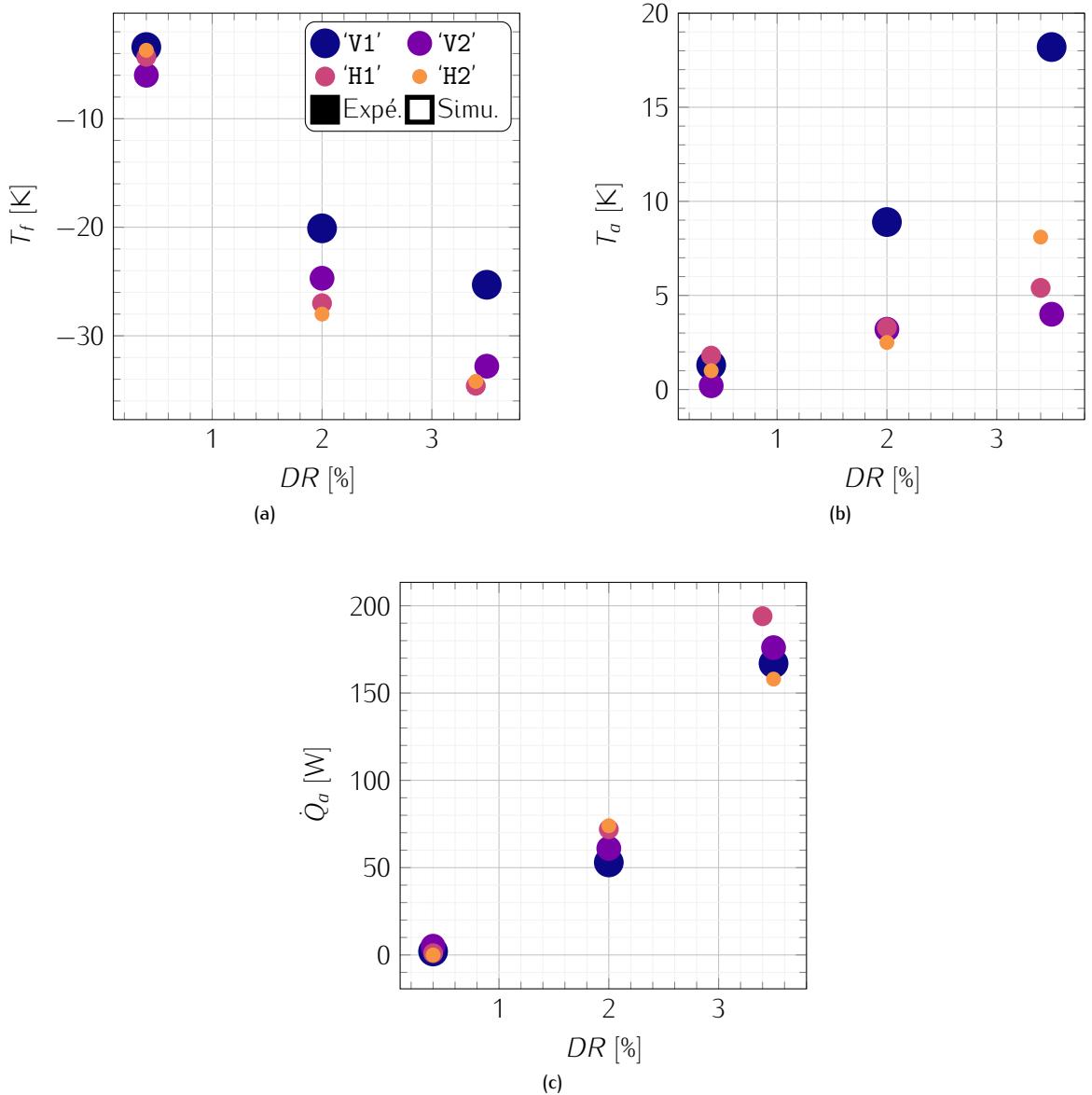


FIGURE IV.1 – Influence de la convection naturelle sur les performances sur différents indicateurs, pour une charge thermique $Q_f = 0 \text{ W}$: (a) température froide T_f , (b) température ambiante T_a , et (c) quantité de chaleur extraite du côté ambiant \dot{Q}_a . Les températures indiquées représentent l'évolution depuis l'état avant le démarrage des sources acoustiques. Les couleurs indiquent l'orientation et le remplissage, si le résultat est obtenu expérimentalement ou par une simulation DELTAEC.
{?ajouter valeurs DeltaEC?}

ce qui se trouve deux ordres de grandeur au dessus de la valeur de Rayleigh critique [61]. Après application numérique des équation (III.4), le calcul des ordres de grandeur des vitesses verticale $v_{ref}^{\parallel g}$ et horizontale $v_{ref}^{\perp g}$ donne

$$v_{ref}^{\parallel g} \sim 4,97 \cdot 10^{-2} \text{ m s}^{-1} \text{ et} \quad (\text{IV.2a})$$

$$v_{ref}^{\perp g} \sim 1,9 \cdot 10^{-3} \text{ m s}^{-1}. \quad (\text{IV.2b})$$

dans le cas d'une différence de température de 1°C , soit une différence de température bien plus faible que celles obtenus pour toutes les expériences. Cette différence de température apparaît après le démarrage du réfrigérateur, suite au refroidissement du côté froid du régénérateur et celui dans une moindre mesure — voire inexistant — de la source acoustique principale située en face, à l'autre extrémité du cône d'adaptation d'impédance.

Les quatre orientations représentées sur la figure II.13 sont regroupées par deux, avec d'une part les orientations horizontales du TACOT 'H1' et 'H2' (sous-figures (a) et (b)), et d'autre part les orientations verticales

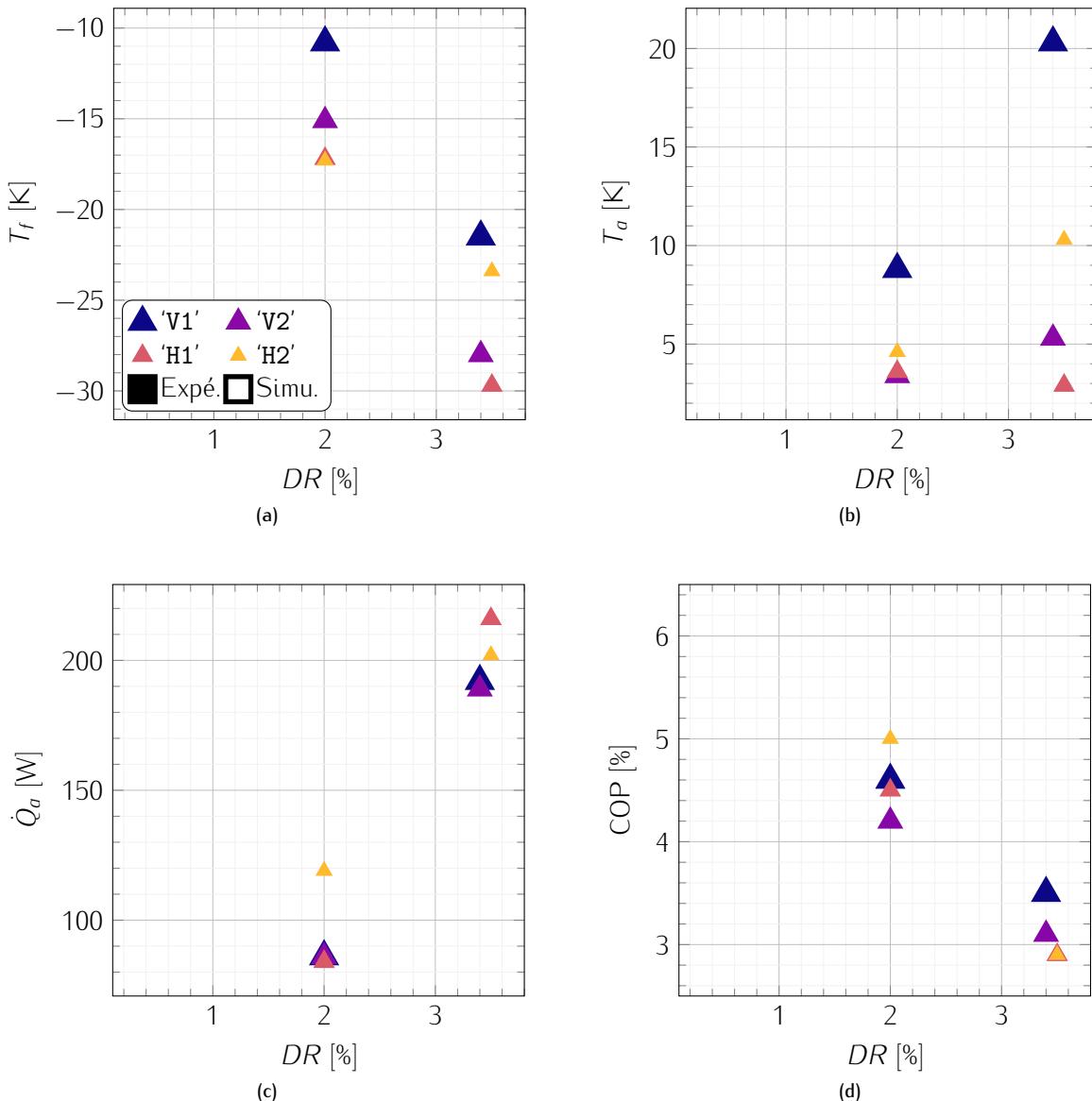


FIGURE IV.2 – Influence de la convection naturelle sur les performances sur différents indicateurs, pour une charge thermique $Q_f = 50\text{ W}$: (a) température froide T_f , (b) température ambiante T_a , (c) quantité de chaleur extraite du côté ambiant \dot{Q}_a , et (d) coefficient de performance rapporté à Carnot. Les températures indiquées représentent l'évolution depuis l'état avant le démarrage des sources acoustiques. Les couleurs indiquent l'orientation et le remplissage, si le résultat est obtenu expérimentalement ou par une simulation DELTAEC. [\[?ajouter valeurs DeltaEC?\]](#)

'V1' et 'V2' (sous-figures (c) et (d)). Pour chacun de ces groupes, les résultats des expériences réalisées aux trois amplitudes décrites dans le paragraphe §II.3.2.2 sont présentés sur les figures IV.4 – IV.7 et IV.8 – IV.11, respectivement pour les orientations horizontales et verticales. Pour rappel, la température initiale de chaque thermocouple est soustraite dans toutes les mesures qui suivent. De plus, les mesures sont rognées de 0 s à 3500 s pour que la définition du régime stationnaire soit la même pour tous les résultats (sauf dans le cas du TACOT horizontal à moyenne amplitude acoustique, où un problème d'acquisition contraint le découpage de 0 s à 2700 s). Un rééchantillonnage à 0,1 Hz est également appliqué aux mesures de températures pour limiter la dimension des fichiers de données.

IV.3.1.1 Réfrigérateur horizontal

Pour rappel, le réfrigérateur est placé à l'horizontal dans ces expériences. Les notations suivantes sont introduites pour cette partie concernant les expériences 'H1' et 'H2' :

- l'axe du noyau thermoacoustique e_x est perpendiculaire à g , et est donc noté $e_x^{\perp g}$;
- la dimension transverse du noyau e_r est séparée en deux :

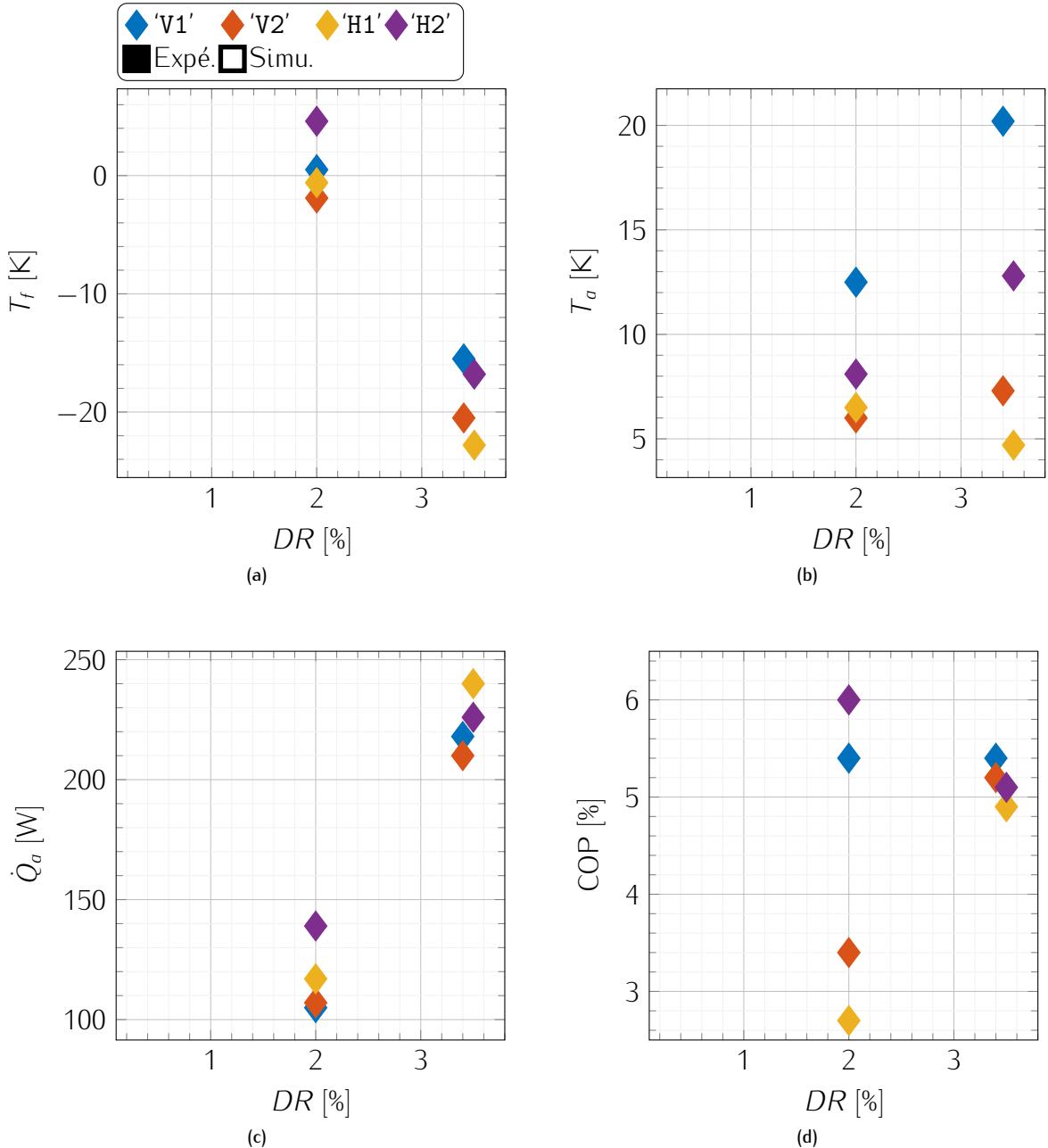


FIGURE IV.3 – Influence de la convection naturelle sur les performances sur différents indicateurs, pour une charge thermique $Q_f = 100$ W : (a) température froide T_f , (b) température ambiante T_a , (c) quantité de chaleur extraite du côté ambiant \dot{Q}_a , et (d) le coefficient de performance rapporté à Carnot. Les températures indiquées représentent l'évolution depuis l'état avant le démarrage des sources acoustiques. Les couleurs indiquent l'orientation et le remplissage, si le résultat est obtenu expérimentalement ou par une simulation DELTAEC. [\[?ajouter valeurs DeltaEC?\]](#)

- d'une part, la dimension transverse colinéaire à la gravité qui est notée $e_r^{\parallel g}$;
- d'autre part, la dimension transverse perpendiculaire à la gravité qui est notée $e_r^{\perp g}$.

Sans acoustique Pour séparer les phénomènes physiques et les transferts thermiques mis en jeu à l'intérieur de la pompe à chaleur, des expériences sans acoustiques sont menées préalablement aux mesures pour lesquelles les sources acoustiques sont alimentées. Un gradient de température le long du noyau thermoacoustique est maintenu en appliquant un chauffage par les cartouches contenues dans l'échangeur de chaleur froid, et un écoulement d'eau à température ambiante dans l'échangeur de chaleur ambiant. Ainsi, dans la cavité considérée ici, l'échangeur froid agit comme une source de chaleur et la source acoustique reste à température ambiante, et la situation est en quelque sorte l'opposée des expériences avec acoustique. Les résultats du régime transitoire sont présentés sur la figure IV.4. Il est possible de remarquer

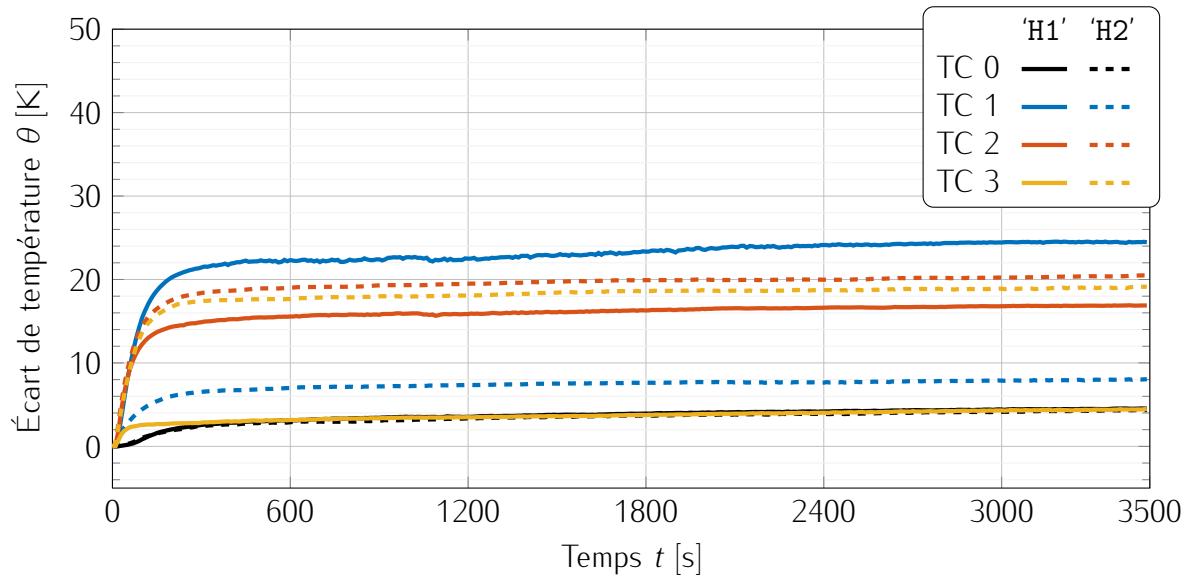


FIGURE IV.4 – Évolution temporelle des températures dans la cavité d'adaptation d'impédance pour les expériences dans les orientation 'H1' et 'H2' à *drive ratio* nul.

Avec acoustique Les premiers résultats sont obtenus pour les expériences horizontales 'H1' et 'H2' présentées sur les figures II.13(a) et (b), à faible amplitude acoustique avec un *drive ratio* $DR = 0,4\%$, et la température θ est tracée en fonction du temps t sur la figure IV.5. Pour les deux séries de mesures, c'est-à-dire les plans de thermocouples placés la verticale et l'horizontale et représentées respectivement en trait plein et trait tireté, la différence de température de 2°C entre le centre de l'échangeur froid et la source acoustique plus chaude apparaît après le démarrage de la pompe à chaleur à $t = 100\text{s}$. Sur l'expérience réalisée dans l'orientation 'H2', tous les thermocouples sont à la même altitude, et l'égalité des thermocouples 1 et 3 en bleu et en jaune permet notamment de visualiser une symétrie par rapport à un plan vertical passant par l'axe de symétrie du réfrigérateur. En revanche, cette symétrie n'est pas visible sur les courbes en traits pleins qui tracent les résultats de l'expérience menée en plaçant le réfrigérateur dans l'orientation 'H1', puisqu'une dépendance de θ en fonction de r est observable. En particulier, la courbe jaune correspondant au thermocouple 3 est la plus basse, en altitude comme en température, tandis que la courbe bleue qui représente le thermocouple 1 est la plus élevée des températures mesurées sur l'échangeur froid, tout en y étant placée au plus haut. Toutefois, ce gradient de température n'est pas linéaire car la température au centre de l'échangeur froid mesurée par le thermocouple 2 n'est séparée que de $0,3^\circ\text{C}$ de la température mesurée par le thermocouple 3, tandis que cet écart est de $2,5^\circ\text{C}$ avec le thermocouple 1. Cet dissymétrie est *a priori* inattendue avec les résultats déjà obtenus dans les expériences sans acoustique.

La figure IV.6 représente également l'évolution temporelle de la température θ dans la cavité, pour l'amplitude acoustique dite « moyenne » de *drive ratio* $DR = 2\%$. Après l'apparition de l'écart de température échangeur froid - source acoustique, qui vaut $10,2^\circ\text{C}$ en 'H1' et $15,2^\circ\text{C}$ en 'H2', des symptômes similaires à l'expérience à faible amplitude sont observables. À nouveau, les thermocouples 1 et 3 affichent des températures égales quand leurs altitudes sont égales (orientation 'H2') et la symétrie des températures par rapport au plan vertical qui passe par le centre du noyau thermoacoustique est à nouveau mise en évidence. En revanche, un écart de 10°C est visible lorsqu'ils sont l'un au dessus de l'autre (orientation 'H1'). Dans cette orientation, le gradient vertical de température n'est toujours pas linéaire, puisque les températures 2 et 3 sont égales l'une à l'autre, $10,2^\circ\text{C}$ en deçà de la température mesurée par le thermocouple 1.

L'évolution de température θ au cours de l'expérience à l'amplitude acoustique « élevée » est représentée sur la figure IV.7. Dans cette expérience, le *drive ratio* est $DR = 3,5\%$, ce qui correspond à l'amplitude pour laquelle les meilleures performances avaient été obtenues pour cette machine dotée du précédent noyau thermoacoustique. Les résultats de cette expérience sont assez similaires à ceux obtenus pour les faible et moyenne amplitude, à quelques différences près. Après l'établissement de la différence de température de 16°C entre le centre de l'échangeur froid et la source acoustique principale suite au démarrage de la machine, plusieurs effets sont à noter. Premièrement, la distribution de température est bien différente entre le cas 'H1' où le plan de thermocouples est vertical et le cas 'H2' où il est horizontal. En particulier, les courbes

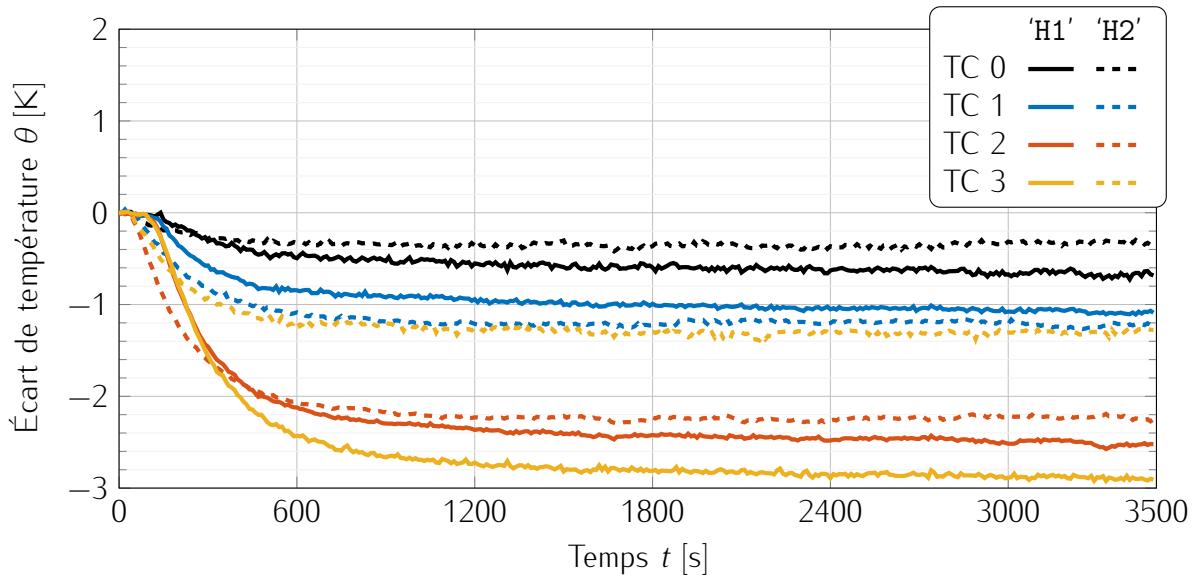


FIGURE IV.5 – Évolution temporelle des températures dans la cavité d'adaptation d'impédance pour les expériences dans les orientations 'H1' et 'H2' à faible *drive ratio* $DR = 0,4\%$.

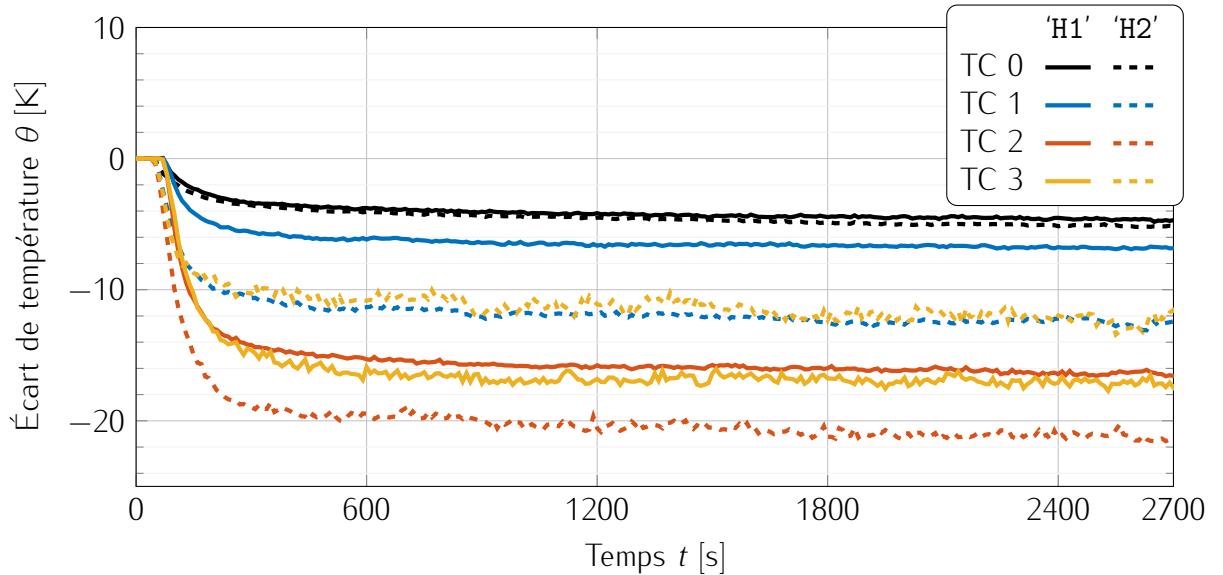


FIGURE IV.6 – Évolution temporelle des températures dans la cavité d'adaptation d'impédance pour les expériences dans les orientations 'H1' et 'H2' à *drive ratio* intermédiaire $DR = 2\%$.

noires d'une part et les courbes rouges d'autre part se superposent d'une orientation à l'autre, ce qui est un effet attendu au vu de leur position sur l'axe de symétrie du réfrigérateur. Ensuite, la température le long de la dimension verticale $e^{1/g}$ augmente avec cette dernière, encore une fois avec les thermocouples 2 et 3 à 2 °C l'un de l'autre, et le thermocouple 1 12 °C au-dessus. Contrairement aux observations précédentes de ce gradient, à cette amplitude c'est le thermocouple 2 qui indique la température la plus basse, bien qu'il se trouve 74 mm au-dessus du thermocouple 3. Cela dit, cet écart entre les deux thermocouples 2 et 3 est faible devant la valeur de température atteinte lors du fonctionnement de la machine et du refroidissement de cette zone, c'est-à-dire -23 °C. Il est possible de considérer cet écart comme une incertitude de mesure et ainsi se ramener à une analyse équivalente à celles des amplitudes plus faibles. Dans l'orientation 'H2', la symétrie par rapport au plan vertical qui était visible aux amplitudes faibles et moyennes ne l'est plus. Les thermocouples 1 et 3 ne sont plus égaux, et sont séparés de 2 °C. Cependant, pour les mêmes raisons que précédemment, l'écart est à nouveau considéré comme négligeable devant la valeur de la température atteinte, et les mêmes analyses qu'aux amplitudes faible et moyenne sont proposées.

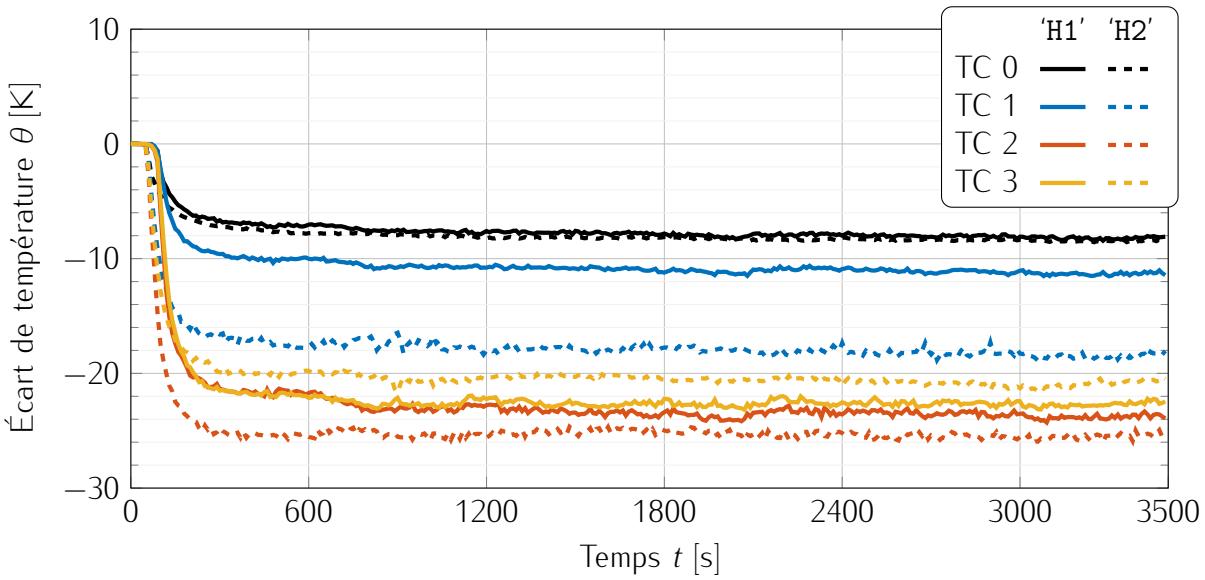


FIGURE IV.7 – Évolution temporelle des températures dans la cavité d'adaptation d'impédance pour les expériences dans les orientations 'H1' et 'H2' à haut *drive ratio* $DR = 3,4\%$.

IV.3.1.2 Réfrigérateur vertical

Sans acoustique {ICI les manips heat only?}

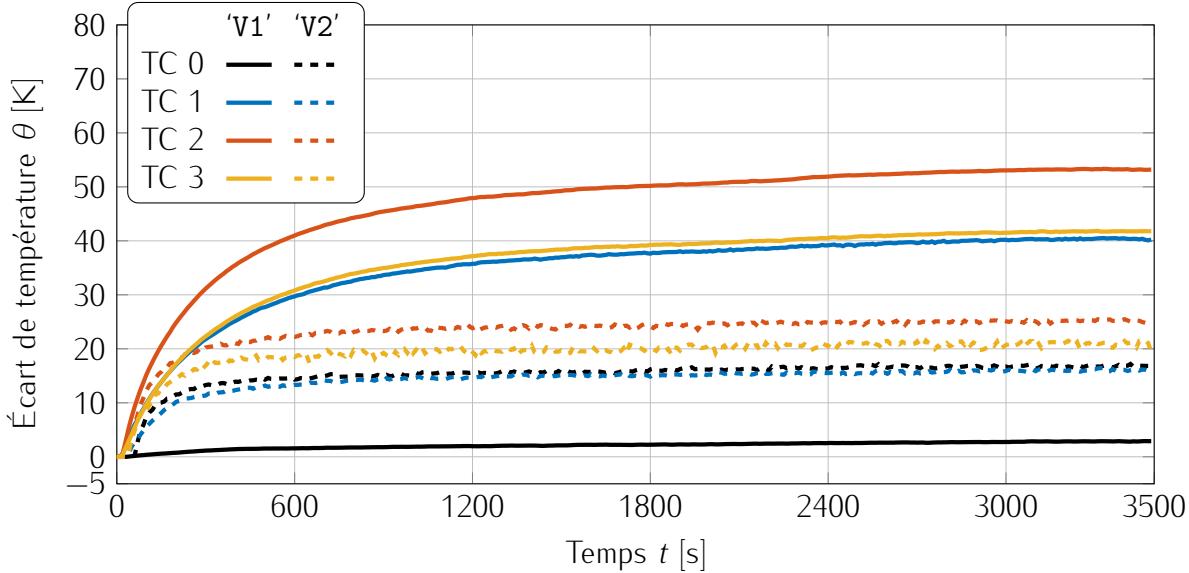


FIGURE IV.8 – Évolution temporelle des températures dans la cavité d'adaptation d'impédance pour les expériences dans les orientations 'V1' et 'V2' à *drive ratio* nul.

Avec acoustique La figure IV.9 trace les températures mesurées dans la cavité d'adaptation d'impédance pour des expériences où le réfrigérateur est placé dans les orientations verticales présentées figures II.13(c) et (d), pour une amplitude « faible » soit un *drive ratio* $DR = 0,4\%$. Contrairement aux expériences horizontales où les effets de convection naturelle sont toujours présents mais pas toujours visibles, dans les expériences verticales il existe une configuration favorable à la mise en place d'une instabilité de convection naturelle de type Rayleigh-Bénard, et l'autre, inverse, qui est stable. La première configuration est l'orientation 'V1', car la source acoustique y est en dessous du noyau thermoacoustique, car le sens du gradient de température est opposé à la gravité, tandis que la seconde est l'orientation 'V2' où la source acoustique est au-dessus du noyau. Dans cette dernière orientation, le gradient de température est dans le même sens que la gravité, et il n'y a pas de flux de chaleur qui apparaît de manière spontanée. La première remarque concerne la différence d'aspect de l'évolution des températures entre une orientation et l'autre, malgré une axi-symétrie

visible dans les deux cas et attendue au vu de la colinéarité de la dimensions axiale e_x et de la gravité g . En observant les tracés en lignes tiretées, qui tracent l'évolution de la température θ au cours de l'expérience dans l'orientation 'V2', une différence de température de $3,2^\circ\text{C}$ entre l'échangeur froid du noyau et la source acoustique principale plus chaude apparaît et se maintient durant toute la durée de l'expérience. C'est d'ailleurs le plus grand écart de température relevé dans cette zone. Plus précisément, la température mesurée devant la source acoustique principale baisse $0,8^\circ\text{C}$ même après démarrage de celle-ci, ce qui est assez faible pour être en accord avec l'hypothèse de stabilité des températures en l'absence de flux massique causé par la convection naturelle. Dans l'orientation inverse 'V1' représentée par les tracés en traits pleins, la différence de température apparaît également après le démarrage des sources acoustiques. Toutefois, après 1800 s les thermocouples sur l'axe de symétrie et en vis à vis l'un de l'autre, autrement dit devant la source acoustique principale et le thermocouple 2, affichent la même température. De manière plus générale, tous les thermocouple de cette zone d'adaptation d'impédance sont à des températures plus homogènes, puisque l'écart maximum de températures est dans ce cas de $0,8^\circ\text{C}$. Un effet très remarquable pour cette orientation est l'évolution de température en deux étapes : la première, pendant laquelle la température sur l'échangeur froid diminue et qui s'étend du démarrage des sources à 1100 s, et la seconde, de cet instant jusqu'à la fin de l'acquisition et où un réchauffement des thermocouples sur l'échangeur froid apparaît. Il semblerait qu'il s'agisse là de la manifestations de deux effets aux constantes de temps différentes, l'effet thermoacoustique qui agit dès l'allumage des sources acoustiques et la convection naturelle, plus lente. Il est supposé que lors de la première étape, la différence de température augmente peu à peu et le nombre de Rayleigh avec elle, et ce, jusqu'au dépassement de la valeur critique de Ra_c . Au delà de cette valeur {?que l'on peut estimer expérimentalement avec l'équation (III.3) appliquée à la différence de température $\Delta\theta|_{t=1100\text{s}}$ ou bien quand $\partial_{tt}^2\theta = 0?$ }, une cellule de convection de type Rayleigh-Bénard se met en place, et déplace avec le fluide en mouvement une certaine quantité de chaleur Q_{conv} de la source acoustique vers l'échangeur froid. Le gradient de température entre la source acoustique principale et l'échangeur froid n'étant pas fixé, les deux extrémités de la cavité d'adaptation d'impédance voient leur température converger vers un point d'équilibre, à la valeur moyenne des températures mesurées au mêmes emplacements dans l'orientation 'V2'.

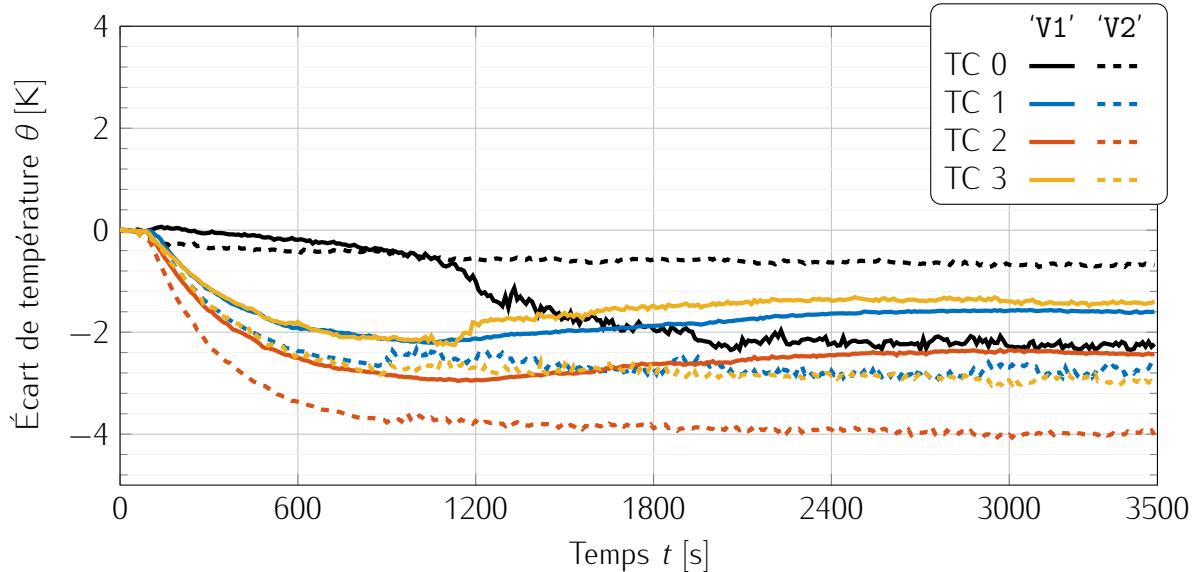


FIGURE IV.9 – Évolution temporelle des températures dans la cavité d'adaptation d'impédance pour les expériences dans les orientations 'V1' et 'V2' à faible *drive ratio* $DR = 0,4\%$.

À moyenne amplitude pour un *drive ratio* $DR = 2\%$, les résultats des expériences sont tracés sur la figure IV.10. Pour cette série, il est difficile de conclure sur le comportement d'une supposée cellule de convection naturelle : les différences entre les deux configurations ne correspondent pas aux tendances mises en évidence par les expériences à faible amplitude.

En revanche, la figure IV.11 qui présente les résultats obtenus à haute amplitude, c'est-à-dire pour un *drive ratio* de $DR = 3,5\%$, les effets liés à la convection naturelle sont visibles. En effet, les tendances sont les mêmes qu'à faible amplitude acoustique, à d'autres échelles en termes d'amplitude de température ou de temps, et une différence de résultats de l'ordre de 6°C est manifeste en fonction de l'orientation du

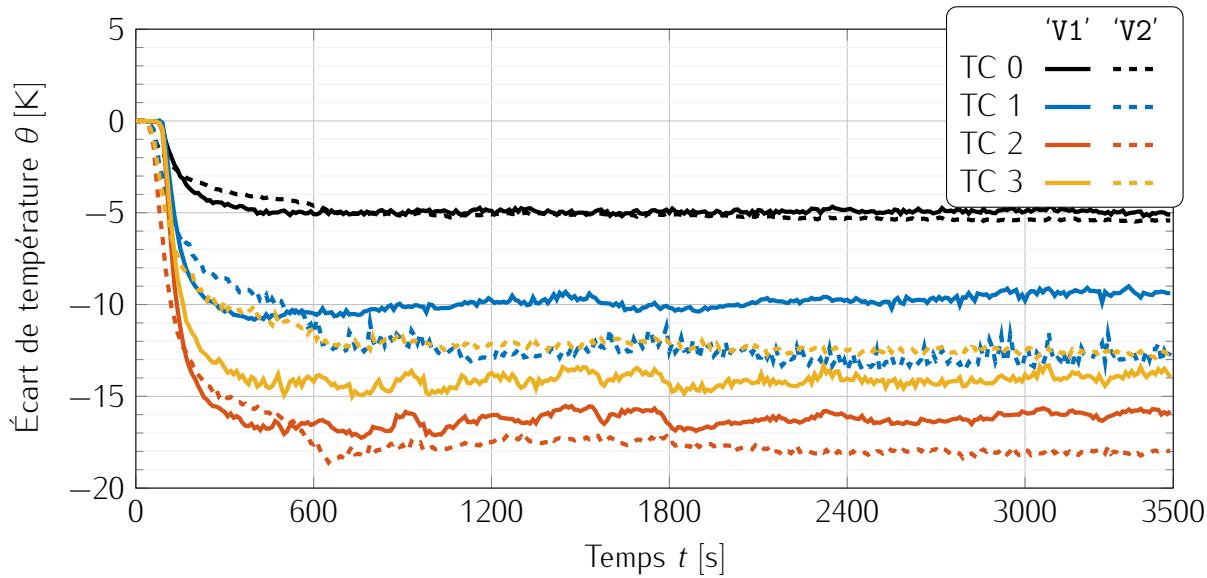


FIGURE IV.10 – Évolution temporelle des températures dans la cavité d'adaptation d'impédance pour les expériences dans les orientations 'V1' et 'V2' à *drive ratio* intermédiaire $DR = 2\%$.

réfrigérateur. Notamment, les courbes en trait tiretés qui représentent l'orientation 'V2' montrent à nouveau un refroidissement de la zone avant une stabilisation des températures, tandis que les courbes en trait plein affichent un réchauffement à $t = 400$ s entre le refroidissement initial et la stabilisation des températures dans la cavité conique dans l'orientation 'V1'.

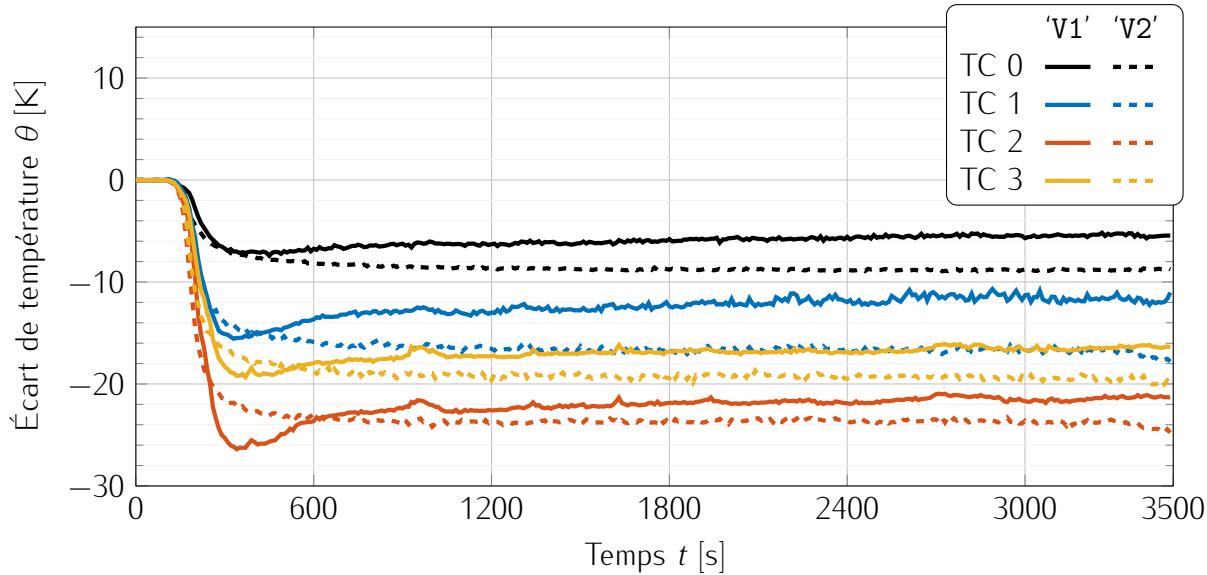


FIGURE IV.11 – Évolution temporelle des températures dans la cavité d'adaptation d'impédance pour les expériences dans les orientations 'V1' et 'V2' à haut *drive ratio* $DR = 3,5\%$.

IV.3.2 À l'intérieur du régénérateur

IV.3.2.1 Réfrigérateur horizontal

Amplitude acoustique nulle

Faible amplitude acoustique Les figures IV.13(a) à IV.13(c) montrent les résultats à faible amplitude acoustique, pour les trois positions axiales le long du régénérateur. Dans cette configuration, le nombre de Rayleigh Ra_p est de {?Valeur?}.

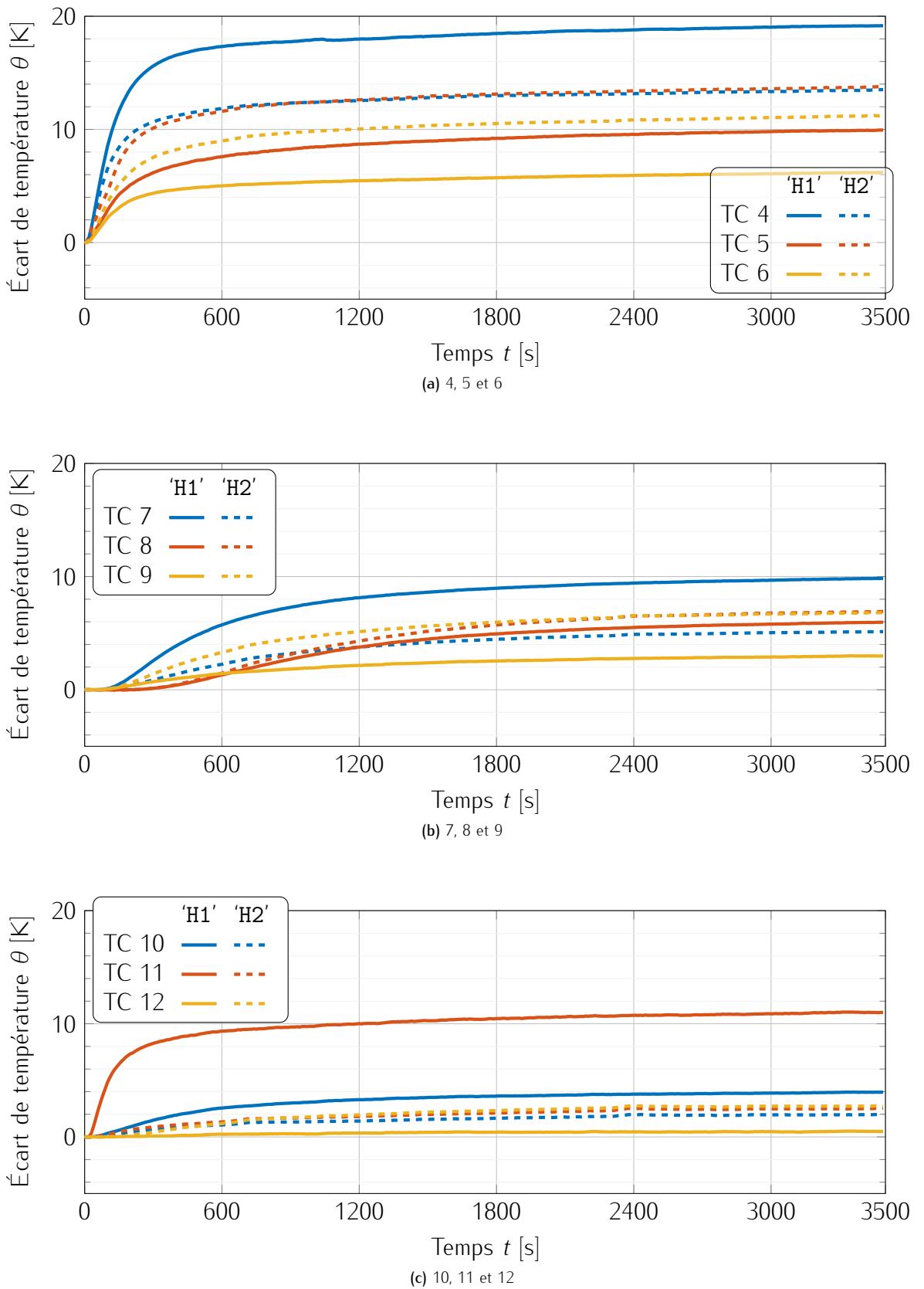


FIGURE IV.12 – {?changer caption?}

Tout d'abord, du côté de l'échangeur froid dont les résultats d'expériences sont affichés sur la figure IV.13(a), une tendance similaire à ce qui a été montré dans la cavité d'adaptation d'impédance sur la figure IV.5 est visible. Notamment, la température mesurée par le thermocouple 5 placé au centre du régénérateur est la même dans les deux orientations, avec une diminution de 5,2 °C par rapport à la température initiale pour l'orientation 'H1', et de 4,8 °C pour l'orientation 'H2'. La périphérie du régénérateur, dont

les températures sont acquises par les thermocouples 4 et 6, voient à l'inverse leur température varier en fonction de l'orientation. Dans l'orientation 'H1', les températures données par les thermocouples 5 et 6 sont respectivement égales à $-5,2^{\circ}\text{C}$ et $-4,8^{\circ}\text{C}$, et le thermocouple 4 indique une température de $-2,9^{\circ}\text{C}$. En revanche, dans l'orientation 'H2' ce sont cette fois les thermocouples 4 et 6 qui sont proches car égaux à -3°C et $-3,2^{\circ}\text{C}$, et le thermocouple 5 qui relève $-4,8^{\circ}\text{C}$. La symétrie par rapport au plan vertical passant par le centre du régénérateur est ainsi maintenue du côté froid intérieur du régénérateur, de même que ce que l'étude dans la cavité d'adaptation d'impédance montre le paragraphe §IV.3.1.1.

La figure IV.13(b) présente la distribution de température au milieu du régénérateur. Dans ce graphique, il est possible de voir que même à partir du moment où les sources sont mises en marche, la température dans cette zone évolue peu par rapport aux autres positions, et sont comprises entre $-0,4^{\circ}\text{C}$ et $0,2^{\circ}\text{C}$ pour n'importe laquelle des orientations. Par ailleurs, à l'instant $t = 300\text{ s}$, il est possible de remarquer que les températures qui décroissent se mettent à augmenter, et inversement. Au final, une distribution se dessine pour les températures au milieu du régénérateur, indépendamment de l'orientation : le thermocouple 9 mesure la température la plus basse, le thermocouple 8 sur l'axe, la plus chaude, et le thermocouple 7, une évolution nulle de la température. {?ancienne figure?}

La température du côté de l'échangeur ambiant est tracée sur la figure IV.13(c). Cette position est très proche de l'échangeur ambiant, qui est la seule contrainte thermique dans le noyau. Pour cela, la dépendance à l'orientation est supposée être plus faible, ce qui se voit sur les courbes des deux orientations. En 'H1', les thermocouples périphériques 10 et 12 mesurent une augmentation de 1°C , et le thermocouple central, de $3,6^{\circ}\text{C}$. L'orientation 'H2', elle, voit toutes les températures mesurées sur cette section se stabiliser à 1°C . {?ancienne figure?}

Moyenne amplitude acoustique Les figures IV.14(a), IV.14(b) et IV.14(c) tracent respectivement les températures relevées par les thermocouples 4, 5 et 6 du côté froid du régénérateur, 7, 8 et 9 placés au milieu de celui-ci, et 10, 11 et 12 du côté ambiant.

Pour le côté froid, des observations similaires au cas à faible amplitude acoustique peuvent être faites sur la figure IV.14(a), c'est-à-dire que ce qui se passe dans la cavité d'adaptation d'impédance se retrouve de l'autre côté de l'échangeur. En particulier, une symétrie est visible dans l'orientation 'H2' où les thermocouples périphériques 4 et 6 sont le symétrique l'un de l'autre par rapport au plan vertical et égaux à $-26,1^{\circ}\text{C}$. Dans l'orientation 'H1' en revanche, cette axisymétrie disparaît et le gradient vertical de température est visible. Toujours non linéaire, les deux thermocouples 5 et 6 situés au dessous du thermocouple 4 voient leur température à moins de 2°C d'écart, à $-29,9^{\circ}\text{C}$ et $-31,9^{\circ}\text{C}$, tandis que ce dernier est $9,9^{\circ}\text{C}$ au dessus, à -20°C . De plus, sur l'axe du régénérateur la température ne dépend pas de l'orientation, contrairement à ce que montre la distribution de température dans la cavité d'adaptation d'impédance figure IV.6. Le thermocouple 5 qui y est placé indique en effet $-29,9^{\circ}\text{C}$ en 'H1' et $-31,9^{\circ}\text{C}$ en 'H2', soit un écart de 2°C considéré négligeable devant l'amplitude de température atteinte. Cette indépendance de l'orientation sur la température au centre du régénérateur est attendue, {?puisque la forme de l'échangeur froid limite la vitesse verticale $v_{ref}^{1/g}$?}

Les températures mesurées au milieu du régénérateur sont tracés sur la figure IV.14(b). Il est possible d'y voir, à nouveau, les mêmes phénomènes que dans l'expérience à faible amplitude acoustique. Les deux orientations provoquent les mêmes évolutions de températures au niveau des thermocouples 7, 8 et 9, avec encore une fois le thermocouple 9 au plus bas avec -10°C , le thermocouple 8 au plus haut à 0°C en 'H1' et 4°C en 'H2', et le thermocouple 7 à -2°C et $0,5^{\circ}\text{C}$ pour ces mêmes orientations. Un autre effet à remarquer est le réchauffement puis refroidissement qui se produit à l'emplacement du thermocouple 7, et dont le changement de sens se fait à $t = 150\text{ s}$, soit 50s après le démarrage des sources acoustiques. À faible amplitude, cette tendance d'évolution est également visible, bien qu'étant plus faiblement marquée {?à voir ce qu'on peut dire de ça à part que c'est un effet autre que la convection puisqu'indépendant de $\Delta T_{TA\dots}$?}.

Du côté ambiant du régénérateur, les températures tracées sur la figure IV.14(c) s'élèvent après la mise en marche des sources acoustiques à des valeurs différentes, c'est-à-dire 6°C pour les thermocouples 10 et 11 dans l'orientation 'H2' et le thermocouple 11 dans l'orientation 'H1', 4°C pour le thermocouple 12 dans l'orientation 'H1', et 2°C pour le reste des thermocouples. Toutefois, la distribution de température ne varie pas en fonction de l'orientation. Après 50s d'augmentation, les températures s'abaissent de 2°C pour chaque thermocouple jusqu'à atteindre la température d'équilibre du système.

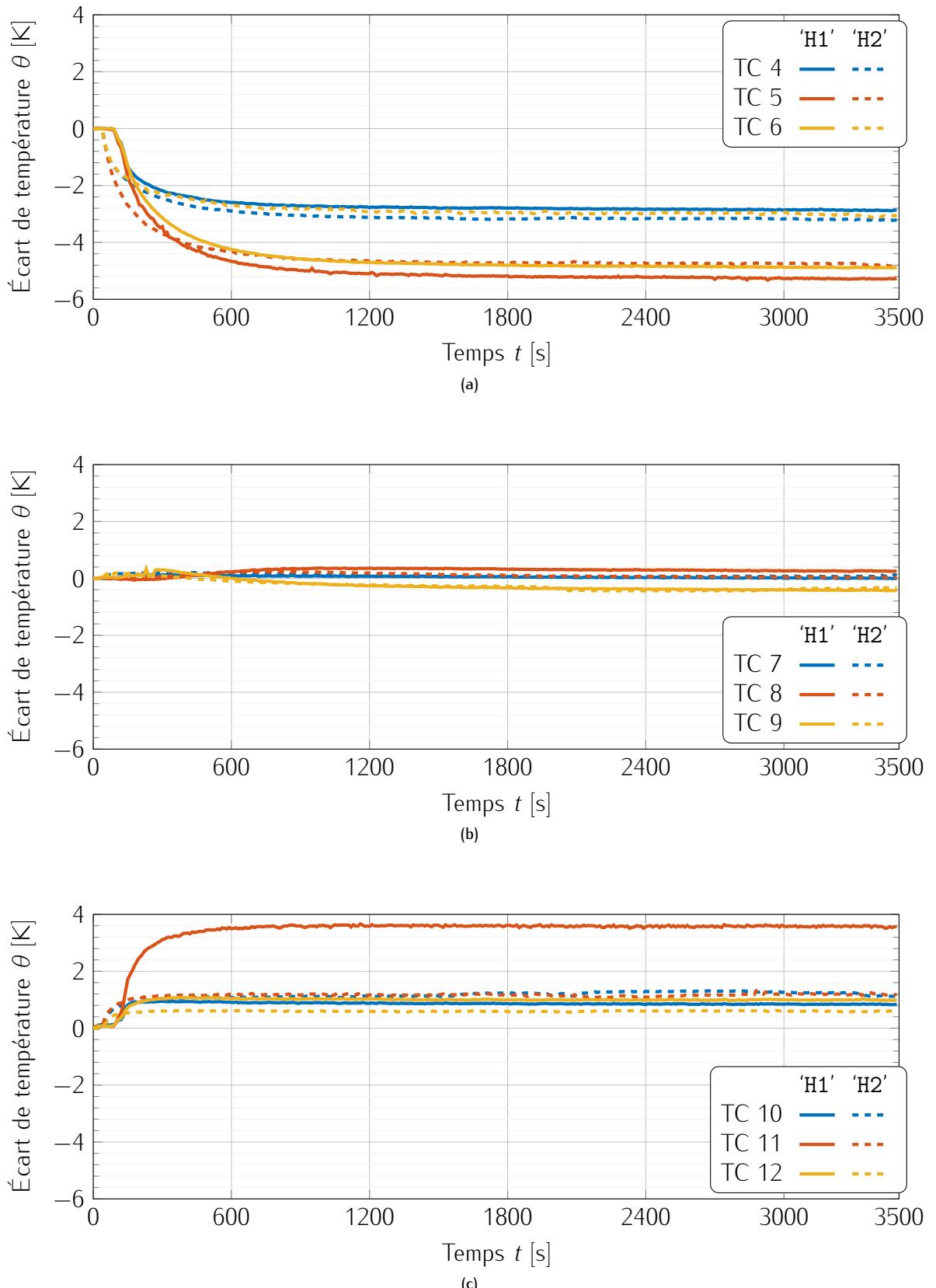


FIGURE IV.13 – Évolution temporelle des températures dans le régénérateur pour les expériences dans les orientations 'H1' et 'H2' à faible *drive ratio* $DR = 0,4\%$. (a) côté froid (TC 4, 5 et 6), (b) milieu (TC 7, 8 et 9), (c) côté ambiant (TC 10, 11 et 12).

Haute amplitude acoustique Les figures IV.15(a), IV.15(b) et IV.15(c)

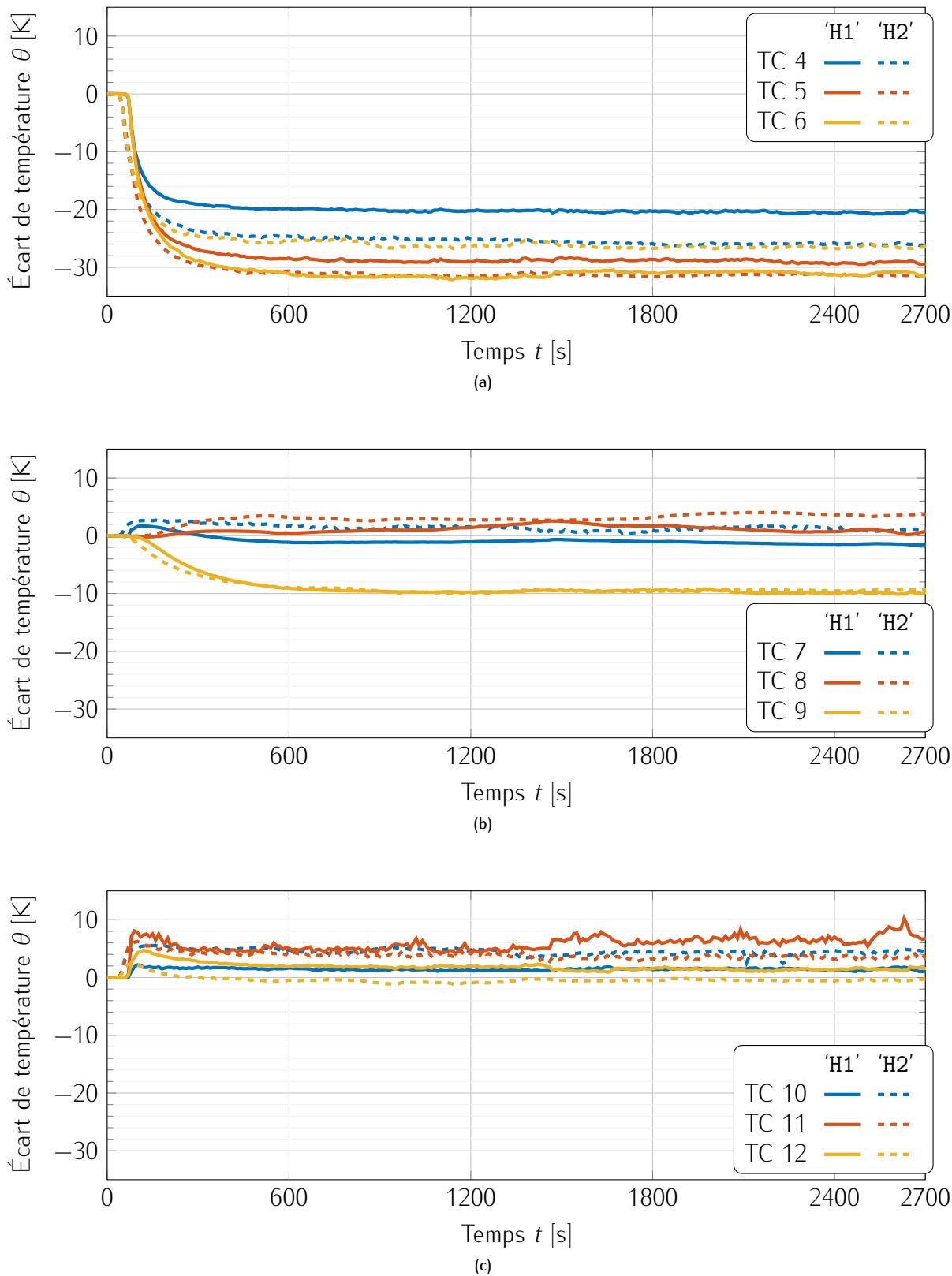


FIGURE IV.14 – Évolution temporelle des températures dans le régénérateur pour les expériences dans les orientations 'H1' et 'H2' à *drive ratio* moyen $DR = 2\%$. (a) côté froid (TC 4, 5 et 6), (b) milieu (TC 7, 8 et 9), (c) côté ambiant (TC 10, 11 et 12).

IV.3.2.2 Réfrigérateur vertical

Amplitude acoustique nulle

Faible amplitude acoustique Figures IV.17(a), IV.17(b) et IV.17(c)

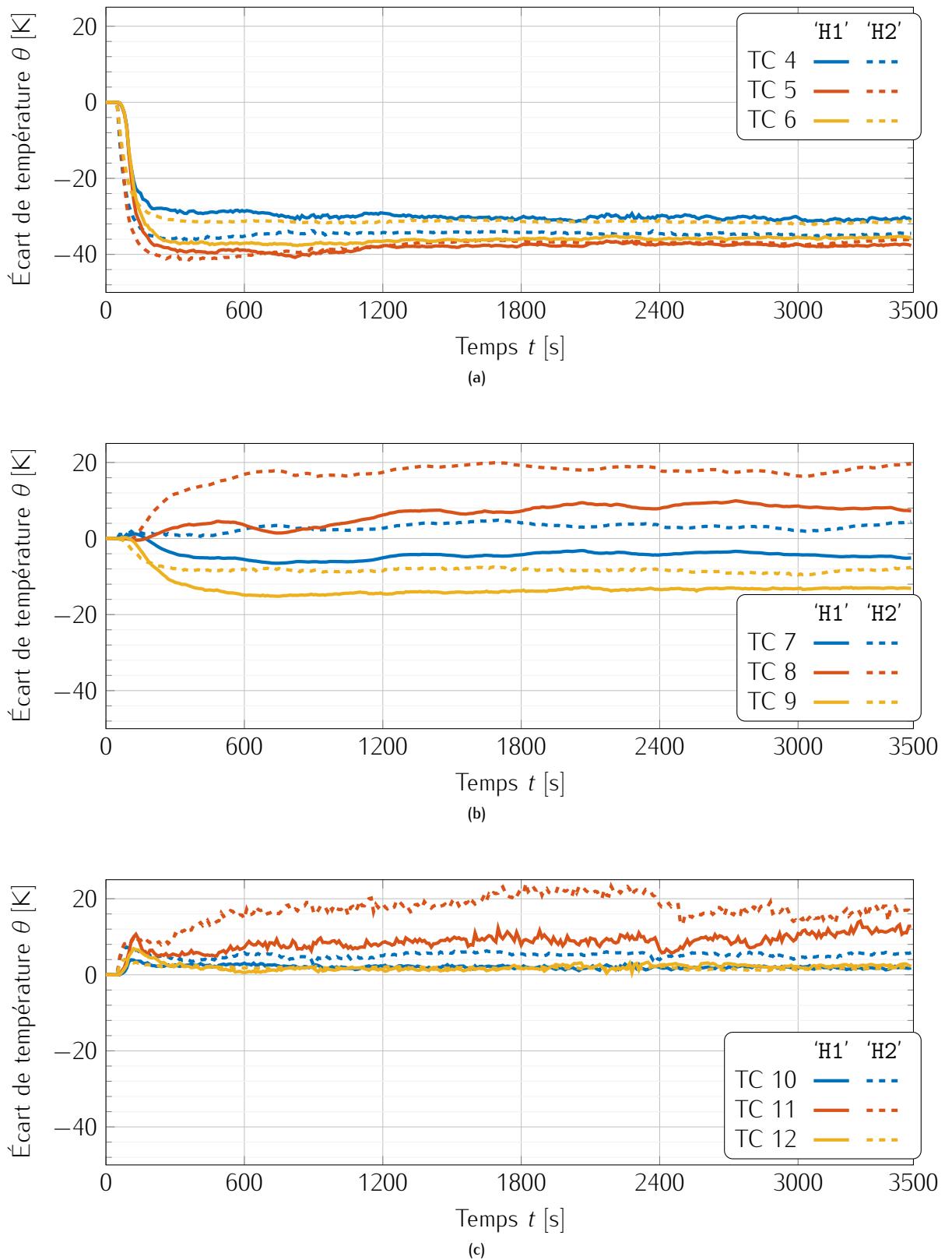


FIGURE IV.15 – Évolution temporelle des températures dans le régénérateur pour les expériences dans les orientations 'H1' et 'H2' à haut *drive ratio* $DR = 3,4\%$. (a) côté froid (TC 4, 5 et 6), (b) milieu (TC 7, 8 et 9), (c) côté ambiant (TC 10, 11 et 12).

Moyenne amplitude acoustique Figures IV.18(a), IV.18(b) et IV.18(c)

Haute amplitude acoustique Figures IV.19(a), IV.19(b) et IV.19(c)

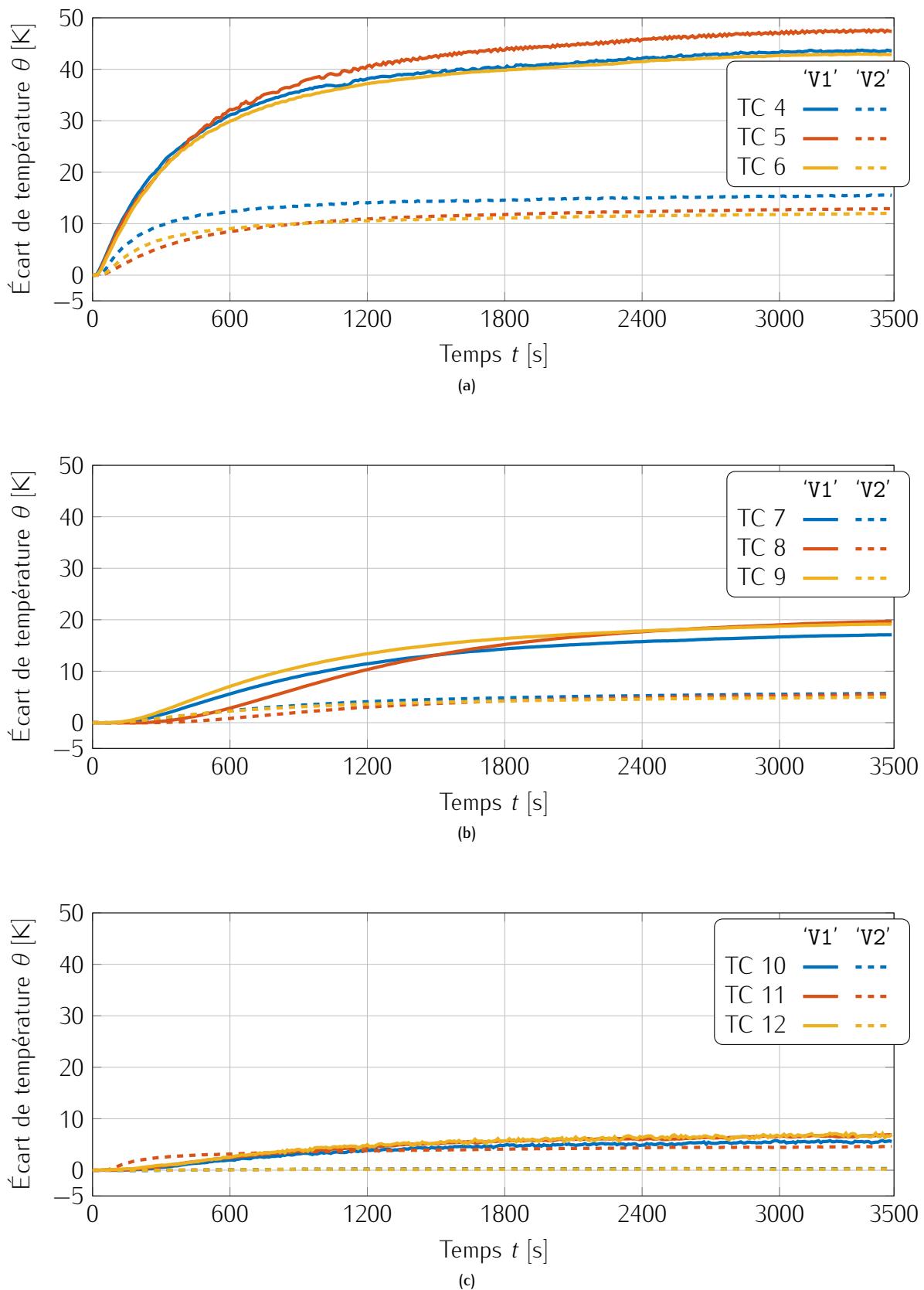


FIGURE IV.16 – Évolution temporelle des températures dans le régénérateur pour les expériences dans les orientations 'V1' et 'V2' à *drive ratio* nul. (a) côté froid (TC 4, 5 et 6), (b) milieu (TC 7, 8 et 9), (c) côté ambiant (TC 10, 11 et 12).

IV.3.3 Dans la cavité entre la source acoustique secondaire et le noyau thermoacoustique

{?à enlever ??}

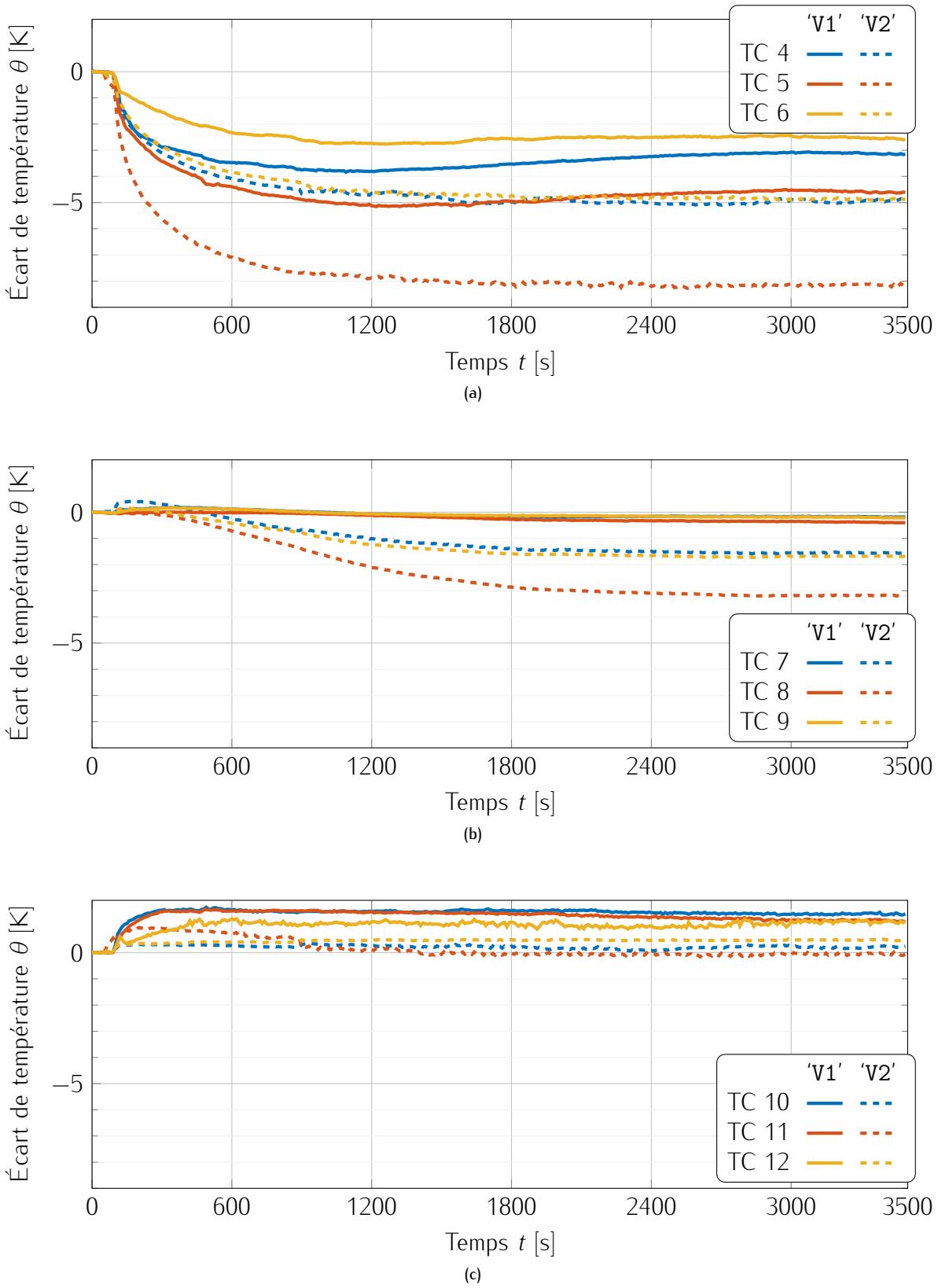


FIGURE IV.17 – Évolution temporelle des températures dans le régénératuer pour les expériences dans les orientations 'V1' et 'V2' à faible *drive ratio* $DR = 0,4\%$. (a) côté froid (TC 4, 5 et 6), (b) milieu (TC 7, 8 et 9), (c) côté ambiant (TC 10, 11 et 12).

IV.4 Limite de répétabilité

De nombreux phénomènes se produisent dans le noyau sans qu'il ne soit pour l'heure possible des les expliquer. L'un d'eux a pour répercussion une difficulté à répondre à la question de la reproductibilité

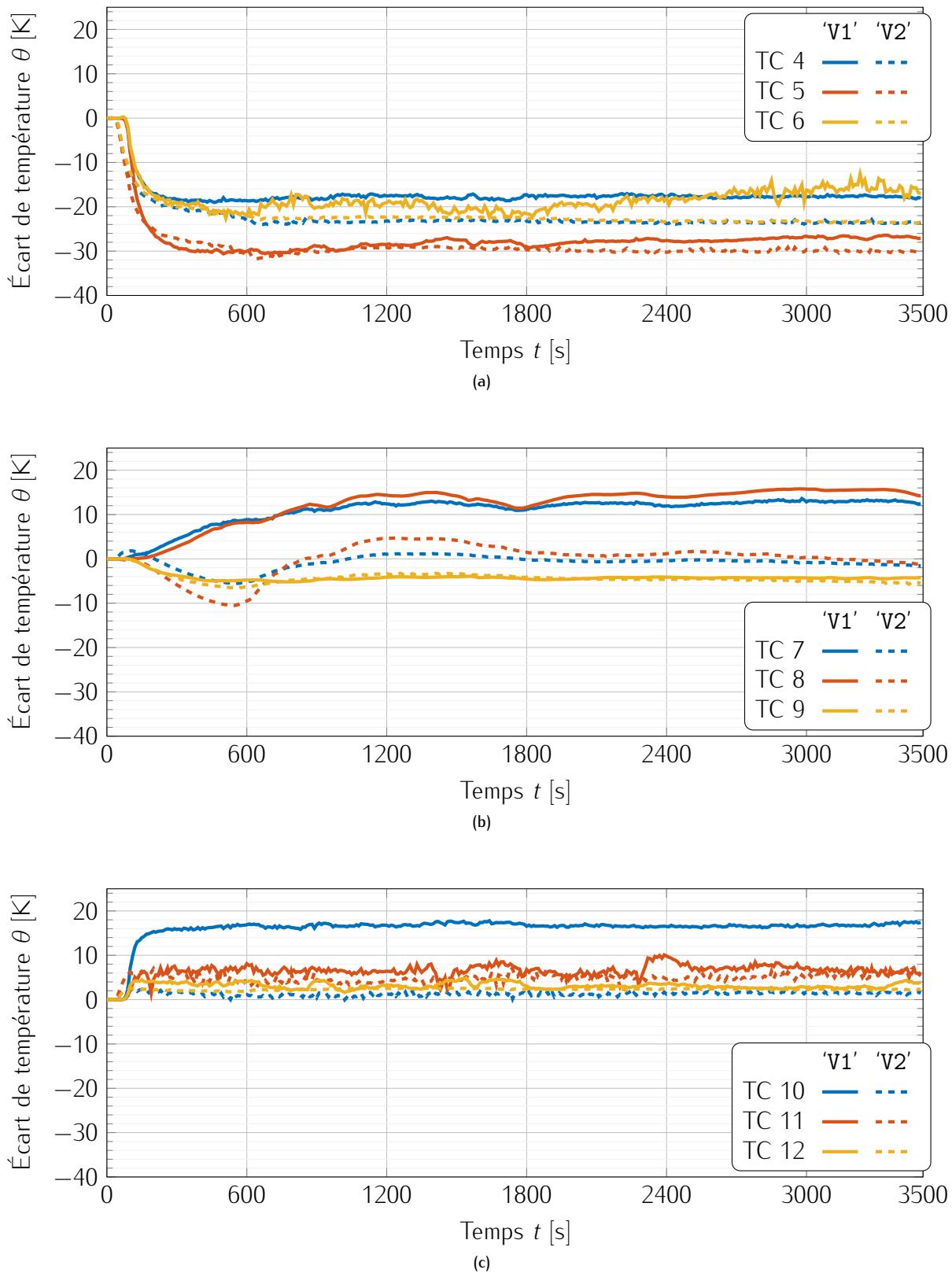


FIGURE IV.18 – Évolution temporelle des températures dans le régénérateur pour les expériences dans les orientations '**V1**' et '**V2**' à *drive ratio* moyen $DR = 2\%$. (a) côté froid (TC 4, 5 et 6), (b) milieu (TC 7, 8 et 9), (c) côté ambiant (TC 10, 11 et 12).

de la distribution de température dans le noyau, car la température présente plusieurs points de stabilité. Une expérience réalisée dans l'orientation '**V1**', à haute amplitude acoustique et sans charge thermique est reproduite à deux reprises pour vérifier la répétabilité des mesures. À l'opposé du résultat anticipé, la distribution est complètement différente **{?à continuer?}**

Ces expériences, issues d'une autre série de mesure interrompue justement à cause de son allure radi-

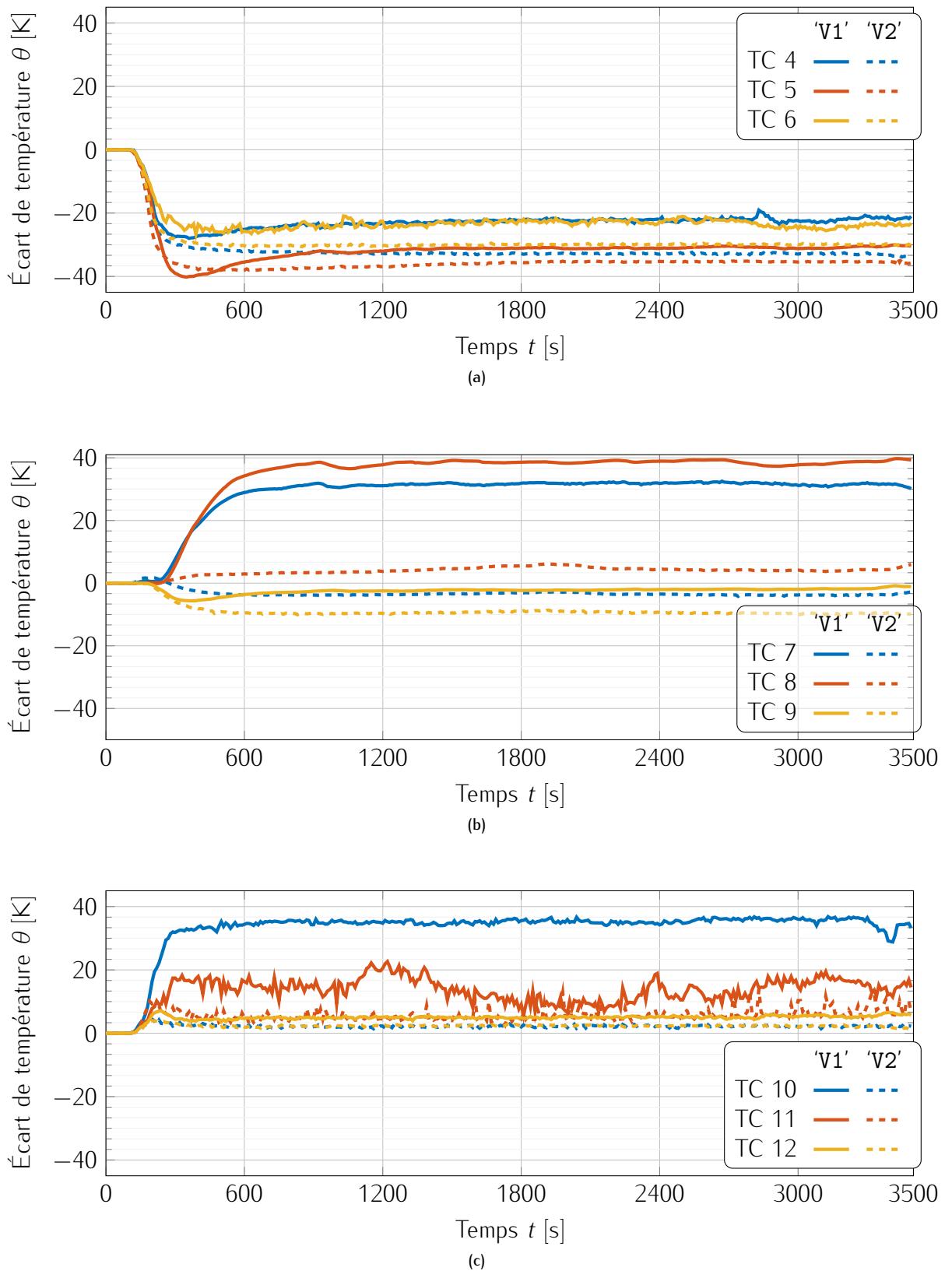


FIGURE IV.19 – Évolution temporelle des températures dans le régénératuer pour les expériences dans les orientations 'V1' et 'V2' à haut *drive ratio* $DR = 3,5\%$. (a) côté froid (TC 4, 5 et 6), (b) milieu (TC 7, 8 et 9), (c) côté ambiant (TC 10, 11 et 12).

calement différente des résultats obtenus, sont tracés sur la figure IV.20.

Dans cette

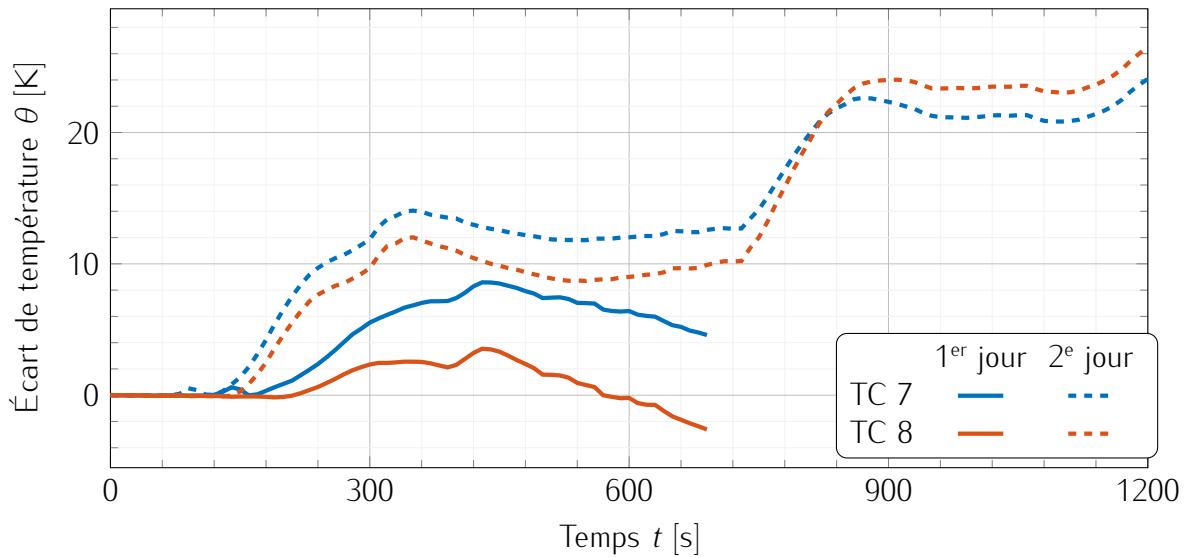


FIGURE IV.20 – {?Figure illustrant des problèmes de répétabilité?}

IV.5 Conclusion

Chapitre V

Conclusion

Table des matières

V.1	Section	62
-----	---------	----

V.1 Section

Chapitre VI

Perspectives

Table des matières

VI.1	Expérimentations supplémentaires	64
VI.1.1	Étude de la conduction par les parois du noyau thermoacoustique	64
VI.2	Électroacoustique	64
VI.2.1	Contrôle actif	64
VI.2.2	Remplacement des sources acoustiques	65
VI.2.2.1	Source principale	65
VI.2.2.2	Source secondaire	65

VI.1 Expérimentations supplémentaires

VI.1.1 Étude de la conduction par les parois du noyau thermoacoustique

La conduction par les parois du noyau thermoacoustique est un facteur très important à prendre en compte. En effet, lorsque le réfrigérateur fonctionne et qu'un gradient de température s'établit le long du régénérateur, un flux de chaleur « retour » de conduction apparaît dans le sens opposé au flux de chaleur thermoacoustique. Cependant, contrairement au matériau poreux qui compose le régénérateur, il n'est pas nécessaire que les parois soit conductrice de chaleur. Dans cette section, l'enceinte qui contient les disques de tissu métallique et qui est initialement usinée dans un cylindre d'acier inoxydable est remplacée par une pièce similaire imprimée en plastique. L'ABS est choisi pour la fabrication de ce nouveau contenant plutôt que le PLA, car ce dernier peut se ramollir sous l'action des températures atteintes dans certaines expériences, c'est-à-dire autour de 50 à 60 °C. Dans le cas de l'ABS, cette température limite d'utilisation est élevée à 100 °C.

VI.2 Électroacoustique

Dans l'optique de poursuivre l'amélioration de cette pompe à chaleur thermoacoustique, l'aspect des sources acoustiques reste à considérer.

VI.2.1 Contrôle actif

Le champ acoustique doit être contrôlé avec précision, en particulier l'impédance acoustique et son déphasage au sein du matériau poreux. Dans l'état actuel de la machine, les sources acoustiques sont contrôlées manuellement, et le déphasage inter-sources acoustiques est réglé sur le générateur de signaux. Une étude de l'asservissement de la source secondaire au moyen d'un dispositif de traitement du signal en temps réel tel que le *digital signal processor* ADAU1701 de SigmaDSP (figure VI.1(a)) ou un Teensy 4.1 (figure VI.1(b)) est proposée pour la suite de cette thèse, pour atteindre le champ acoustique optimal.

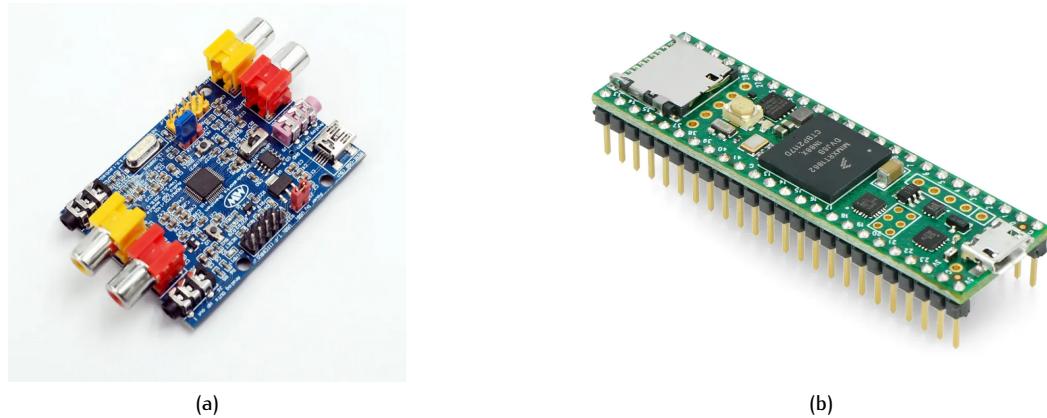


FIGURE VI.1 – Dispositif de traitement du signal numérique en temps réel. (a) SigmaDSP ADAU1701 et (b) Teensy 4.1

Ces cartes sont toutefois sources de retards : les différents calculs réalisés par le processeur, les filtres, les conversions analogique-numérique et numérique-analogique prennent du temps, mais il est possible d'atteindre des retards faibles de l'ordre de 80 µs, ce qui correspond à un déphasage de 1,35° à la fréquence de fonctionnement du TACOT, 47 Hz. Cette faible valeur rend possible leur utilisation pour un contrôle du champ acoustique dans la cavité thermoacoustique.

VI.2.2 Remplacement des sources acoustiques

VI.2.2.1 Source principale

La source acoustique principale est un moteur linéaire. Ce type de source est à la fois onéreux et difficile à se procurer, c'est pourquoi il peut être intéressant d'étudier l'impact sur les performances d'une source alternative. En l'occurrence un haut-parleur du commerce Ciare CSW7012EVO.

VI.2.2.2 Source secondaire

Annexe A

Index des notations

Lettres latines

Symbol	Unité	Définition
c_0	m s^{-1}	Célérité du son dans le milieu
C_p	J K^{-1}	Capacité thermique isobare du gaz
C_s	J K^{-1}	Capacité thermique du solide poreux
C_v	J K^{-1}	Capacité thermique isochore du gaz
COP	—	Coefficient de performance, $\text{COP} = \frac{Q_f}{W_e}$
$\text{COP}_{\text{carnot}}$	—	Coefficient de performance de Carnot, $\text{COP}_{\text{carnot}} = \frac{T_f}{T_a - T_f}$
DR	%	<i>Drive ratio</i> , $DR = \frac{p_1}{p_0}$
f_1	Hz	Fréquence du signal acoustique
g	m s^{-2}	Accélération terrestre, $g = -g\mathbf{e}_{z,0}$ avec $g = 9,81 \text{ m s}^{-2}$
G	{??/m?}	Gain thermoacoustique unitaire
Gr	—	Nombre de Grashof
k_0	rad m^{-1}	Nombre d'onde sans perte {?trouver autre chose?}
k	$\text{J m}^{-1} \text{K}^{-1}$	Conductivité thermique
K_p	m^2	Perméabilité hydraulique d'un matériau poreux
L_{reg}	mm	Longueur du régénérateur, $L_{\text{reg}} = 39 \text{ mm}$
Nu	—	Nombre de Nusselt
p_0	Pa	Pression statique dans le réfrigérateur
p_1	Pa	Pression acoustique
Pe	—	Nombre de Péclat
Pr	—	Nombre de Prandtl
\mathbf{e}_r	{?—?}	Vecteur unitaire transverse du noyau
R_{reg}	mm	Rayon du régénérateur, $R_{\text{reg}} = 74 \text{ mm}$
Ra	—	Nombre de Rayleigh
r_h	m	Rayon hydraulique des pores du régénérateur
t	s	Variable temporelle
t_1	s	Période du signal $t_1 = 1/f_1$

Continué sur la page suivante...

Lettres latines (suite)

Symbol	Unité	Définition
T_0	K	Température moyenne locale du gaz dans le noyau
T_∞	K	Température ambiante hors de la machine
u	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$	Débit acoustique
v	m s^{-1}	Vitesse acoustique
W_e	W	Puissance électrique consommée par les sources acoustiques
\mathbf{e}_x	{?—?}	Vecteur unitaire axial du noyau
\mathbf{e}_{x0}	{?—?}	{?définir?}
Q_c	W	Flux de chaleur extrait par l'eau circulant dans l'échangeur ambiant
Q_f	W	Flux de chaleur apporté par les résistances chauffantes dans l'échangeur froid

Lettres grecques ordre alphabétique ?

Symbol	Unité	Définition
ψ_v	°	Rotation de l'axe de symétrie du réfrigérateur par rapport à l'axe horizontal
ψ_h	°	Rotation autour de l'axe de symétrie du réfrigérateur
φ_{2-1}	°	Déphasage entre les sources acoustiques, $\varphi_{1-2} = \varphi_2 - \varphi_1$
Φ	%	Porosité du régénérateur
ρ_0	kg m^{-3}	Masse volumique moyenne du gaz
ρ_s	kg m^{-3}	Masse volumique du solide poreux
$\delta_{\kappa,v}$	m	Couche limites thermique/visqueuse
θ	K	Différence entre les températures locale T_0 dans le réfrigérateur et initiale T_∞ , $\theta = T_0 - T_\infty$
μ	Pa s	Viscosité dynamique
ν	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	Viscosité cinématique
κ	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	Diffusivité thermique
ξ_1	m	Déplacement particulaire dans le régénérateur
ξ_{SA1}	m	Déplacement du piston de la source acoustique principale
ξ_{SA2}	m	Déplacement du piston de la source acoustique secondaire
λ	m	Longueur d'onde acoustique

Indices et exposants

Symbol	Définition
\square_0	Valeur moyenne de la variable
\square_1	Valeur oscillante à l'ordre 1 de la variable
\square_c	Caractéristique critique

Continué sur la page suivante...

Indices et exposants (suite)

Symbole **Définition**

$\square^{\perp g}$	Perpendiculaire à la gravité g
$\square^{/\!/g}$	Parallèle à la gravité g
\square^*	Conjugué complexe
\square_p	Caractéristique du milieu poreux
\square_g	Relatif au gaz dans le milieu poreux
\square_s	Relatif au solide du milieu poreux

Annexe B

Débit d'eau optimal dans l'échangeur ambiant

{?réduire cette annexe?}

Cette partie concerne la mesure de la chaleur extraite par l'échangeur ambiant \dot{Q}_a . Cet échangeur en cuivre conçu durant le projet TACOT et représenté sur la figure II.8(a) contient un circuit de canaux dans lequel circule de l'eau dont le débit peut être contrôlé [8, 49]. Son rôle est de maintenir l'extrémité chaude du régénérateur à température ambiante pour éviter l'échauffement global du réfrigérateur.

Le but de cette étude est multiple : d'une part, l'alimentation en eau de l'échangeur se fait par un robinet puis est rejetée dans un évier, ce qui engendre un grand gaspillage. Son remplacement par un circuit fermé est prévu, mais il est nécessaire de connaître au préalable le débit nécessaire à un bon échange thermique. D'autre part, l'échange de chaleur dépend du débit d'eau \dot{q} ainsi que de la différence de température de l'eau ΔT^w entre la sortie et l'entrée de l'échangeur. Cette dernière dépend également du débit, et le problème est donc de choisir le débit tel que la différence de température de l'eau soit la plus grande possible, tout en garantissant une extraction optimale de la chaleur par l'échangeur.

B.1 Détermination de la chaleur pompée

Tout d'abord, il est important de distinguer les flux de chaleur en jeu au niveau de l'échangeur ambiant. Le premier est celui qui transporte la chaleur de l'extrémité chaude du régénérateur à la partie solide l'échangeur ambiant, et le second, de cette partie solide de l'échangeur à l'eau qui y circule. Ils sont notés respectivement Q'_a et Q_a , et c'est ce deuxième flux qu'il est possible d'estimer par la mesure de température d'eau.

La quantité de chaleur extraite par l'eau à l'échangeur est définie par

$$Q_a = m \ C_p \ \Delta T^w , \quad (\text{B.1})$$

où m est la masse d'eau écoulée, C_p la capacité calorifique de l'eau et ΔT^w la différence de température de l'eau entre l'entrée et la sortie de l'échangeur. La dérivée temporelle de cette équation donne la puissance thermique extraite par l'échangeur, qui s'écrit

$$\dot{Q}_a = \dot{m} \ C_p \ \Delta T^w , \quad (\text{B.2})$$

Pour prendre en compte l'écart intrinsèque aux capteurs de température, il est nécessaire de soustraire une différence ΔT_0^w qui correspond à l'écart de température de l'eau quand celle-ci circule dans l'échangeur, sans toutefois alimenter les sources acoustiques ni les charges thermiques

Les mesures de ΔT^w sont réalisées au moyen de sondes de platine PT100 pour les débits $4,5 \text{ L min}^{-1}$, 7 L min^{-1} et $9,5 \text{ L min}^{-1}$ d'une eau à 20°C , et la chaleur extraite \dot{Q}_a est déduite de ces mesures. Pour chaque débit, trois étapes sont réalisées : ouverture du robinet d'eau, puis démarrage des sources acoustiques, et enfin ajout d'une charge thermique \dot{Q}_f du côté froid du régénérateur. Pour chacune de ces étapes, le régime transitoire ainsi que le régime établi sont acquis. Les résultats sont présentés figure B.1 et représentent les quantités en régime établi.

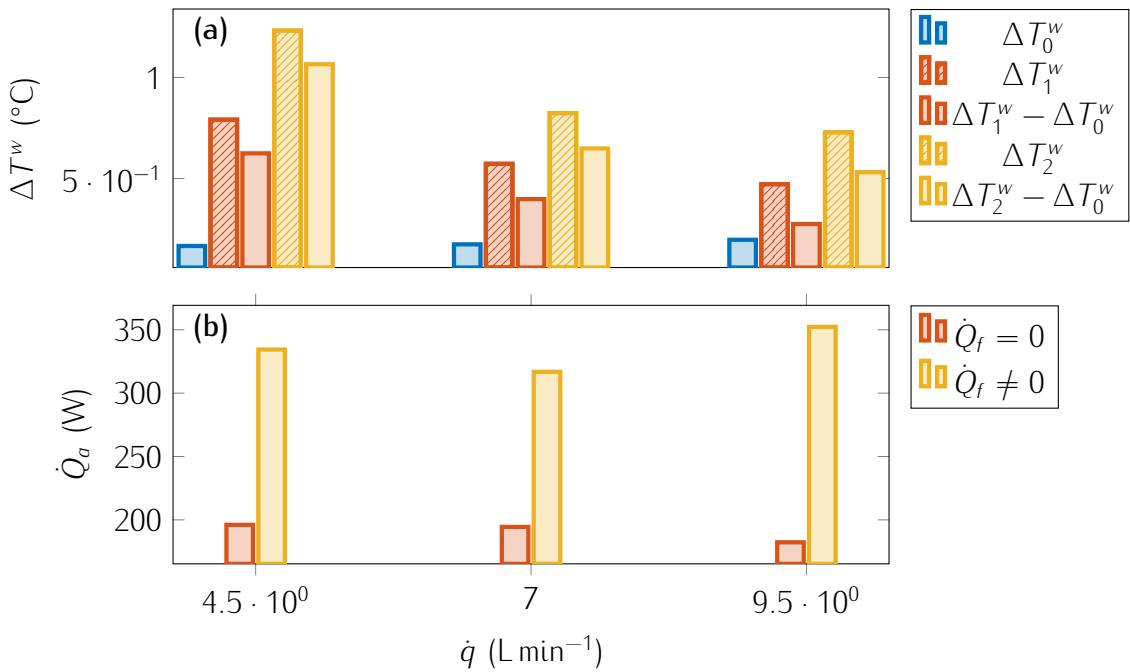


FIGURE B.1 – Calibration de l'échangeur de chaleur ambiant. (a) différence de température pour l'eau seule (ΔT_0^w), après ajout des sources acoustiques en marche (ΔT_1^w), puis après ajout d'une charge thermique \dot{Q}_f (ΔT_2^w). (b) puissance thermique \dot{Q}_a extraite par l'eau en l'absence puis en présence d'une charge thermique \dot{Q}_f côté froid.

B.2 Incertitudes de mesures

B.2.1 Température

{?blablabla?}

B.2.2 Débit d'eau

La mesure du débit d'eau circulant dans l'échangeur ambiant est également source d'incertitude. En effet, le débitmètre à turbine utilisé {?Marque, modèle?} s'écarte de la valeur vraie du débit quand celui-ci est faible. Pour estimer l'écart à la réalité, la mesure par le débitmètre à turbine est comparé à celle par un débitmètre à ultrason {?vraiment le meilleur ? pourquoi ne pas utiliser l'ultrason pour toutes les manips ? pour la "valeur vraie", pourquoi pas un volume d'eau connu et un chrono ??}

{?Texte après le float?}

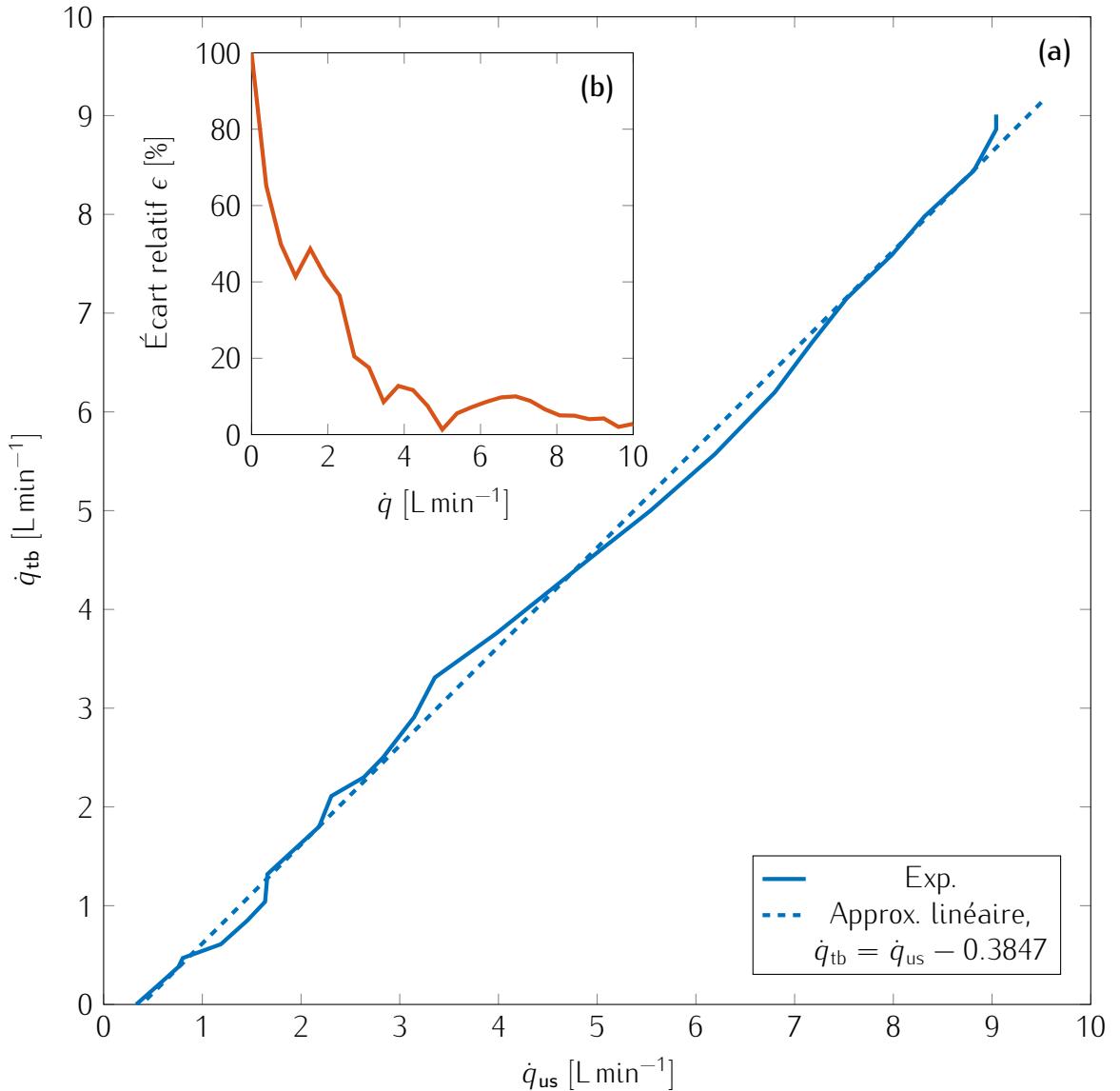


FIGURE B.2 – Incertitudes de mesure du débit d'eau dans l'échangeur ambiant. (a) débit mesuré par le débitmètre à turbine \dot{q}_{tb} en fonction de celui mesuré par le débitmètre à ultrason \dot{q}_{us} . (b) écart relatif $\epsilon = \frac{|\dot{q}_{us} - \dot{q}_{tb}|}{\dot{q}_{us}}$ entre les deux mesures obtenues.

Annexe C

Instrumentation de la source secondaire

C.1 Objectif

Le déphasage des sources est un critère primordial pour l'obtention des meilleures performances possibles avec cette machine. Au démarrage de la thèse, seule la source acoustique principale est munie d'un accéléromètre, et la phase de chaque source n'est réglée que sur le générateur basse fréquence utilisé. La source acoustique secondaire est instrumentée afin de connaître avec précision le déplacement de son piston, sans pour autant perturber le système global en modifiant ses paramètres électroacoustiques après l'ajout d'un accéléromètre.

C.2 Choix du capteur

L'accéléromètre à fixer sur la source acoustique secondaire doit être le plus petit possible pour modifier le moins possible ses paramètres de Thiele et Small. Le modèle retenu est l'accéléromètre 352C23 du fabricant PCB Piezotronics. Sa masse est de **{?masse ??}**.

Il est souhaité un grand déplacement des sources acoustiques, ainsi qu'une puissance acoustique la plus élevée possible. La fréquence de travail doit donc être inférieure ou égale à la fréquence de résonance de chacune des sources. Dans le cas de la source secondaire **{?on est en dessous parce que la pression est proportionnelle au déplacement car volume fermé, donc même si ajout de masse on reste inférieur à fc du hp?}**

C.3 Montage

L'installation de l'accéléromètre est difficile : il n'est pas possible de fixer l'accéléromètre sur la face arrière de la source acoustique, et la distance entre la face avant et l'échangeur ambiant n'est que de **{?2 mm??}**. De plus, la traversée qui connecte la source acoustique à l'extérieur de la machine se trouve du côté de la face arrière, complètement séparée de la face avant. La solution retenue est de réaliser un perçage au centre du piston pour y faire passer le câble du capteur, puis de le reboucher avec de la colle. La source secondaire instrumentée est présentée sur la figure C.1.

C.4 Vérification

C.4.1 Banc de mesures

C.4.2 Résultats



FIGURE C.1 – Source acoustique secondaire avec l'accéléromètre collé sur sa membrane.

Annexe D

Paramètres du mélange de gaz choisi pour les expériences et simulations

TABLE D.1 – Résumé des paramètres thermodynamiques pour le mélange de gaz choisi.

Quantité	Symbol	Valeur
Célérité du son	c_0	{??}
Masse volumique	ρ	?
Capacité calorifique	C_p	?
Indice adiabatique	γ	?
Expansion thermique	β	?
Viscosité dynamique	μ	?
Conductivité thermique	k	?

Annexe E

Récapitulatif des conditions expérimentales

E.1 Étude sur la convection naturelle

Les conditions expérimentales du chapitre IV sont résumées de façon détaillée dans le tableau E.1. Les déplacements des sources ξ_{SA1} et ξ_{SA2} , la pression acoustique dans la cavité thermoacoustique p , les impédances acoustiques vues par les sources $Z_{ac}^{(1)}$ et $Z_{ac}^{(2)}$ y sont rapportées.

Les résultats de ces expériences tels que les températures atteintes du côté froid θ_f , du côté ambiant θ_a ou devant la source acoustique principale θ_{SA1} , les puissances thermiques échangées côté ambiant Q_a et froid Q_f , et le coefficient de performance COP sont notés dans le tableau E.2. Pour simplifier les résultats, les températures froide et ambiante y dénotent les valeurs moyennées sur les sections correspondantes, c'est-à-dire respectivement les thermocouples 4, 5 et 6, et 10, 11 et 12. Le coefficient de performances est rapporté à celui de Carnot, car dans le protocole d'étude des performances les charges thermiques sont fixées et les températures libres de varier.

TABLE E.1 – Récapitulatif des conditions expérimentales.

ξ_1	ξ_2	DR	p	$ Z_{ac}^{(1)} $	$ Z_{ac}^{(2)} $	$\angle Z_{ac}^{(1)}$	$\angle Z_{ac}^{(2)}$	Orientation
[mm]	[%]		[Pa]		[Pa s m^{-1}]			
0	0	0	0	—	—	—	—	
1	0,3	0,4	$1,6 \cdot 10^4$	$5,5 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^5$	93	-152	
5	1,1	2	$8,1 \cdot 10^4$	$5,5 \cdot 10^4$	$2,7 \cdot 10^5$	94	-157	
5	1,1	2	$8,1 \cdot 10^4$	$5,4 \cdot 10^4$	$2,7 \cdot 10^5$	94	-155	'H1'
5,1	1,1	2	$8 \cdot 10^4$	$5,4 \cdot 10^4$	$2,7 \cdot 10^5$	93	-156	
8,5	1,8	3,4	$1,4 \cdot 10^5$	$5,6 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^5$	94	-156	
8,5	1,7	3,5	$1,4 \cdot 10^5$	$5,7 \cdot 10^4$	$3,2 \cdot 10^5$	94	-152	
8,5	1,8	3,5	$1,4 \cdot 10^5$	$5,7 \cdot 10^4$	$3,3 \cdot 10^5$	94	-151	
0	0	0	0	—	—	—	—	
1	0,4	0,4	$1,5 \cdot 10^4$	$5,4 \cdot 10^4$	$2,3 \cdot 10^5$	93	-151	
5	1,2	2	$8,1 \cdot 10^4$	$5,5 \cdot 10^4$	$2,7 \cdot 10^5$	94	-154	
4,9	1,1	2	$8,2 \cdot 10^4$	$5,7 \cdot 10^4$	$2,9 \cdot 10^5$	93	-150	'H2'
5	1,1	2	$8,1 \cdot 10^4$	$5,6 \cdot 10^4$	$2,9 \cdot 10^5$	93	-150	
8,5	1,7	3,4	$1,4 \cdot 10^5$	$5,5 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^5$	94	-156	
8,4	1,8	3,5	$1,4 \cdot 10^5$	$5,7 \cdot 10^4$	$3,3 \cdot 10^5$	94	-154	
8,4	1,7	3,5	$1,4 \cdot 10^5$	$5,7 \cdot 10^4$	$3,3 \cdot 10^5$	94	-152	

Continué sur la page suivante...

...suite du tableau E.1

ξ_1	ξ_2	DR	p	$ Z_{ac}^{(1)} $	$ Z_{ac}^{(2)} $	$\angle Z_{ac}^{(1)}$	$\angle Z_{ac}^{(2)}$	Orientation
[mm]	[%]	[Pa]		[Pa s m ⁻¹]		[°]		
0	0	0	0	—	—	—	—	
1	0,4	0,4	$1,6 \cdot 10^4$	$5,6 \cdot 10^4$	$2,3 \cdot 10^5$	93	-142	
5	1,1	2	$8,2 \cdot 10^4$	$5,7 \cdot 10^4$	$2,8 \cdot 10^5$	94	-154	
5	1,1	2	$8,2 \cdot 10^4$	$5,6 \cdot 10^4$	$2,7 \cdot 10^5$	94	-156	'v1'
5	1,1	2	$8,1 \cdot 10^4$	$5,6 \cdot 10^4$	$2,7 \cdot 10^5$	93	-156	
8,4	1,6	3,5	$1,4 \cdot 10^5$	$5,8 \cdot 10^4$	$3,3 \cdot 10^5$	94	-153	
8,3	1,7	3,4	$1,4 \cdot 10^5$	$5,7 \cdot 10^4$	$3,1 \cdot 10^5$	94	-160	
8,3	1,7	3,4	$1,4 \cdot 10^5$	$5,7 \cdot 10^4$	$3,1 \cdot 10^5$	94	-160	
0	0	0	0	—	—	—	—	
1	0,7	0,4	$1,6 \cdot 10^4$	$5,6 \cdot 10^4$	$9,8 \cdot 10^4$	93	-148	
5	1,7	2	$8,3 \cdot 10^4$	$5,6 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^5$	93	-152	
5,1	1,6	2	$8,1 \cdot 10^4$	$5,5 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^5$	93	-151	'v2'
5,1	1,3	2	$8,1 \cdot 10^4$	$5,5 \cdot 10^4$	$2,6 \cdot 10^5$	93	-149	
8,6	2,24	3,5	$1,4 \cdot 10^5$	$5,6 \cdot 10^4$	$2,9 \cdot 10^5$	94	-151	
8,4	2,24	3,4	$1,3 \cdot 10^5$	$5,5 \cdot 10^4$	$2,8 \cdot 10^5$	94	-151	
8,4	2	3,4	$1,3 \cdot 10^5$	$5,5 \cdot 10^4$	$2,8 \cdot 10^5$	93	-151	

TABLE E.2 – Récapitulatif des résultats expérimentaux. Les températures θ_a , θ_f et θ_{SA1} indiquées représentent l'évolution par rapport aux températures initiales {?dire mieux?}

ξ_1	ξ_2	DR	θ_a	θ_f	θ_{SA1}	\dot{Q}_a	\dot{Q}_f	COP	Orientation
[mm]	[%]		[K]			[W]		[%]	
0	0	0	5,1	11,7	4,5	10	40	—	
1	0,3	0,4	1,8	-4,3	-0,7	0,8	0	0	
5	1,1	2	3,3	-27	-4,6	72	0	0	
5	1,1	2	3,6	-17,2	-2,4	84	50	4,5	'H1'
5,1	1,1	2	6,5	-0,6	1,3	117	100	2,7	
8,5	1,8	3,4	5,4	-34,6	-8,2	195	0	0	
8,5	1,7	3,5	2,9	-29,7	-6,5	216	50	2,9	
8,5	1,8	3,5	4,7	-22,8	-4	241	100	4,9	

Continué sur la page suivante...

...suite du tableau E.2

ξ_1	ξ_2	DR	θ_a	θ_f	θ_{SA1}	\dot{Q}_a	\dot{Q}_f	COP	Orientation
		[mm]	[%]		[K]	[W]		[%]	
0	0	0	2,4	12,8	4,3	12	40	—	
1	0,4	0,4	1	-3,7	-0,3	{? -0,9?}	0	0	
5	1,2	2	2,5	-28	-5,1	74	0	0	
4,9	1,1	2	4,6	-17,3	-3,7	119	50	5	'H2'
5	1,1	2	8,1	4,6	-0,3	139	100	6	
8,5	1,7	3,4	8,1	-34,2	-8,5	159	0	0	
8,4	1,8	3,5	10,3	-23,4	-5,6	202	50	2,9	
8,4	1,8	3,5	12,8	-16,8	-2,8	226	100	5,1	
<hr/>									
0	0	0	6,3	44,6	2,9	11	40	—	
1	0,4	0,4	1,3	-3,4	-2,3	2	0	0	
5	1,1	2	8,9	-20,1	-5	53	0	0	
5	1,1	2	8,8	-10,8	-2,1	86	50	4,6	'V1'
5	1,1	2	12,5	0,5	2,4	105	100	5,4	
8,4	1,6	3,5	18,2	-25,3	-5,4	167	0	0	
8,3	1,7	3,4	20,3	-21,5	-4	192	50	3,5	
8,3	1,7	3,4	20,2	-15,5	-0,8	218	100	5,4	
<hr/>									
0	0	0	1,7	13,4	16,7	0,7	40	—	
1	0,7	0,4	0,2	-6	-0,7	5	0	0	
5	1,7	2	3,2	-25,7	-5,4	61	0	0	
5,1	1,6	2	3,4	-15,1	-2,3	86	50	4,2	'V2'
5,1	1,3	2	6	-1,9	2,1	108	100	3,4	
8,6	2,24	3,5	4	-32,8	-8,8	176	0	0	
8,4	2,24	3,4	5,3	-28	-6,9	189	50	3,1	
8,4	2	3,4	7,3	-20,5	-3,5	210	100	5,2	

TABLE E.3 – Récapitulatif des nombres adimensionnés.

Annexe F

Fabrication d'un noyau thermoacoustique

Table des matières

F.1	Quantité de tissus	r
F.2	Instrumentation	r

F.1 Quantité de tissus

La porosité définie dans l'équation (II.1) est modifiée et exprimée en fonction de la masse de tissus en acier inoxydable 316L à utiliser dans le montage comme

$$\begin{aligned}\Phi &= \frac{V_{\text{tot}} - V_{\text{tis}}}{V_{\text{tot}}}, \\ &= 1 - \frac{V_{\text{tis}}}{V_{\text{tot}}} = 1 - \frac{m_{\text{tis}}}{m_{\text{tot}}},\end{aligned}\tag{F.1}$$

ce qui permet d'introduire la masse de tissus en acier m_{tis} ainsi que la masse d'un cylindre de mêmes dimensions que le régénérateur entièrement constitué de ce métal.

F.2 Instrumentation

Bibliographie

- [1] David Linton JOHNSON, Joel KOPLIK et Roger DASHEN. « Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 176.-1 (mars 1987), p. 379. ISSN : 0022-1120, 1469-7645. doi : [10.1017/S0022112087000727](https://doi.org/10.1017/S0022112087000727).
- [2] J.E. DRUMMOND et M.I. TAHIR. « Laminar viscous flow through regular arrays of parallel solid cylinders ». In : *International Journal of Multiphase Flow* 10.5 (oct. 1984), p. 515-540. ISSN : 03019322. doi : [10.1016/0301-9322\(84\)90079-X](https://doi.org/10.1016/0301-9322(84)90079-X).
- [3] Serge DUFFOURD. « Réfrigérateur thermoacoustique : études analytiques et expérimentales en vue d'une miniaturisation ». Thèse de doct. Ecole centrale de Lyon, 23 mars 2001.
- [4] Guillaume PENELET. « Étude expérimentale et théorique des processus non linéaires de saturation dans un générateur d'ondes thermoacoustiques annulaires ». Thèse de doctorat. Le Mans, France : Université du Maine, 2004. 95 p.
- [5] Gaëlle POIGNAND et al. « Analysis of a Coaxial, Compact Thermoacoustic Heat-Pump ». In : *Acta Acustica united with Acustica* 99.6 (1^{er} nov. 2013), p. 898-904. doi : [10.3813/AAA.918669](https://doi.org/10.3813/AAA.918669).
- [6] Gaëlle POIGNAND et al. « Thermoacoustic, Small Cavity Excitation to Achieve Optimal Performance ». In : *Acta Acustica united with Acustica* 97.6 (1^{er} nov. 2011), p. 926-932. ISSN : 16101928. doi : [10.3813/AAA.918474](https://doi.org/10.3813/AAA.918474).
- [7] M.E.H. TIJANI et S. SPOELSTRA. « Study of a coaxial thermoacoustic-Stirling cooler ». In : *Cryogenics* 48.1 (2008), p. 77-82. ISSN : 00112275. doi : [10.1016/j.cryogenics.2008.01.001](https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2008.01.001).
- [8] Islam A. RAMADAN et al. « Design, manufacturing and testing of a compact thermoacoustic refrigerator ». In : *Applied Thermal Engineering* 189 (2021), p. 116705. ISSN : 13594311. doi : [10.1016/j.applthermaleng.2021.116705](https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2021.116705).
- [9] H. LIU et al. « The Influence of Thermal Natural Convection on a Traveling-Wave Thermoacoustic Engine ». In : *Cryocoolers* 12. Sous la dir. de Ronald G. Ross. Boston, MA : Springer US, 2003, p. 447-450. ISBN : 978-0-306-47919-9. doi : [10.1007/0-306-47919-2_59](https://doi.org/10.1007/0-306-47919-2_59).
- [10] Omar HIRECHE et al. « Numerical study of the effects of natural convection in a thermoacoustic configuration - Natural convection in thermoacoustics ». In : *Mechanics & Industry* 20.8 (2019). Number : 8 Publisher : EDP Sciences, p. 807. ISSN : 2257-7777, 2257-7750. doi : [10.1051/meca/2020051](https://doi.org/10.1051/meca/2020051).
- [11] Na PAN, Shuangfeng WANG et Chao SHEN. « Visualization investigation of the flow and heat transfer in thermoacoustic engine driven by loudspeaker ». In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 55.25 (déc. 2012), p. 7737-7746. ISSN : 00179310. doi : [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.07.083](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.07.083).
- [12] Ana-Maria BIANCHI, Yves FAUTRELLE et Jacqueline ÉTAY. *Transferts thermiques*. Mécanique. Lausanne [Paris] : Presses polytechniques et universitaires romandes Agence universitaire de la francophonie, 2004. ISBN : 978-2-88074-496-0.
- [13] Hadi BABAEI et Kamran SIDDIQUI. « Investigation of Streaming Flow Patterns in a Thermoacoustic Device Using PIV ». In : t. ASME 2010 3rd Joint US-European Fluids Engineering Summer Meeting : Volume 2, Fora. Fluids Engineering Division Summer Meeting. Août 2010, p. 105-109. doi : [10.1115/FEDSM-ICNMM2010-30798](https://doi.org/10.1115/FEDSM-ICNMM2010-30798).
- [14] D. L. GARDNER et G. W. SWIFT. « A cascade thermoacoustic engine ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 114.4 (1^{er} oct. 2003), p. 1905-1919. ISSN : 0001-4966, 1520-8524. doi : [10.1121/1.1612483](https://doi.org/10.1121/1.1612483).

- [15] Yasuaki SHIINA et Makoto HISHIDA. « Critical Rayleigh number of natural convection in high porosity anisotropic horizontal porous layers ». In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53.7 (mars 2010), p. 1507-1513. ISSN : 00179310. doi : [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.11.045](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.11.045).
- [16] Oddmund KVERNOLD et Peder A. TYVAND. « Nonlinear thermal convection in anisotropic porous media ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 90.4 (fév. 1979), p. 609. ISSN : 0022-1120, 1469-7645. doi : [10.1017/S0022112079002445](https://doi.org/10.1017/S0022112079002445).
- [17] J.P. RICHARD et J. GOUNOT. « Critere d'apparition de la convection naturelle dans des couches poreuses stratifiees ». In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 24.8 (août 1981), p. 1325-1334. ISSN : 00179310. doi : [10.1016/0017-9310\(81\)90183-6](https://doi.org/10.1016/0017-9310(81)90183-6).
- [18] C. W. HORTON et F. T. ROGERS. « Convection Currents in a Porous Medium ». In : *Journal of Applied Physics* 16.6 (1^{er} juin 1945), p. 367-370. ISSN : 0021-8979, 1089-7550. doi : [10.1063/1.1707601](https://doi.org/10.1063/1.1707601).
- [19] Ray Scott WAKELAND. « Use of electrodynamic drivers in thermoacoustic refrigerators ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 107.2 (fév. 2000), p. 827-832. ISSN : 0001-4966. doi : [10.1121/1.428265](https://doi.org/10.1121/1.428265).
- [20] Scott BACKHAUS et Gregory W. SWIFT. « A thermoacoustic-Stirling heat engine : Detailed study ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 107.6 (juin 2000), p. 3148-3166. ISSN : 0001-4966. doi : [10.1121/1.429343](https://doi.org/10.1121/1.429343).
- [21] Mario Rossi. *Electroacoustique*. Traité d'électricité 21. Lausanne : presses polytechniques romandes, 1986. ISBN : 978-2-88074-061-0.
- [22] Antonin NOVAK. « Measurement of Loudspeaker Parameters : A Pedagogical Approach ». In : 23rd International congress on Acoustics. Aachen, 2019, p. 7924-7301.
- [23] Matthieu GUÉDRA. « Etudes semi-analytiques des conditions de déclenchement et de saturation des auto-oscillations dans des moteurs thermoacoustiques de géométries diverses ». Thèse de doct. Le Mans, France : Université du Maine, 2012.
- [24] C. T. HSU, K. W. WONG et P. CHENG. « Effective stagnant thermal conductivity of wire screens ». In : *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 10.3 (juill. 1996), p. 542-545. ISSN : 0887-8722, 1533-6808. doi : [10.2514/3.825](https://doi.org/10.2514/3.825).
- [25] Chen LI et G.P. PETERSON. « The effective thermal conductivity of wire screen ». In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 49.21 (oct. 2006), p. 4095-4105. ISSN : 00179310. doi : [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.03.031](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.03.031).
- [26] Trilok G et al. « Correlations and Numerical Modeling of Stacked Woven Wire-Mesh Porous Media for Heat Exchange Applications ». In : *Energies* 15.7 (24 mars 2022), p. 2371. ISSN : 1996-1073. doi : [10.3390/en15072371](https://doi.org/10.3390/en15072371).
- [27] Nikolaus ROTT. « Damped and thermally driven acoustic oscillations in wide and narrow tubes ». In : *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP* 20.2 (1969), p. 230-243. ISSN : 0044-2275, 1420-9039. doi : [10.1007/BF01595562](https://doi.org/10.1007/BF01595562).
- [28] Nikolaus ROTT. « Thermally driven acoustic oscillations. Part II : Stability limit for helium ». In : *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP* 24.1 (1973), p. 54-72. ISSN : 0044-2275, 1420-9039. doi : [10.1007/BF01593998](https://doi.org/10.1007/BF01593998).
- [29] Nikolaus ROTT. « Thermally driven acoustic oscillations, Part III : Second-order heat flux ». In : *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP* 26.1 (1975), p. 43-49. ISSN : 0044-2275, 1420-9039. doi : [10.1007/BF01596277](https://doi.org/10.1007/BF01596277).
- [30] Nikolaus ROTT et Gerassimos ZOUZOULAS. « Thermally driven acoustic oscillations, Part IV : Tubes with variable cross-section ». In : *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP* 27.2 (1976), p. 197-224. ISSN : 0044-2275, 1420-9039. doi : [10.1007/BF01590805](https://doi.org/10.1007/BF01590805).
- [31] Gerassimos ZOUZOULAS et Nikolaus ROTT. « Thermally driven acoustic oscillations, Part V : Gas-liquid oscillations ». In : *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP* 27.3 (1976), p. 325-334. ISSN : 0044-2275, 1420-9039. doi : [10.1007/BF01590505](https://doi.org/10.1007/BF01590505).

- [32] Nikolaus ROTT. « Thermoacoustics ». In : *Advances in Applied Mechanics*. Sous la dir. de Chia-Shun YIH. T. 20. Elsevier, 1980, p. 135–175. doi : [10.1016/S0065-2156\(08\)70233-3](https://doi.org/10.1016/S0065-2156(08)70233-3).
- [33] Ulrich A. MÜLLER et Nikolaus ROTT. « Thermally driven acoustic oscillations, Part VI : Excitation and power ». In : *ZAMP Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik* 34.5 (1983), p. 609–626. ISSN : 0044-2275, 1420-9039. doi : [10.1007/BF00948805](https://doi.org/10.1007/BF00948805).
- [34] Gregory W. SWIFT. *Thermoacoustics, A Unifying Perspective for Some Engines and Refrigerators*. Cham : Springer International Publishing, 2017. ISBN : 978-3-319-66933-5. doi : [10.1007/978-3-319-66933-5](https://doi.org/10.1007/978-3-319-66933-5).
- [35] James R. BELCHER et al. « Working gases in thermoacoustic engines ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 105.5 (mai 1999), p. 2677–2684. ISSN : 0001-4966. doi : [10.1121/1.426884](https://doi.org/10.1121/1.426884).
- [36] Elio DI GIULIO et al. « Wire mesh stack and regenerator model for thermoacoustic devices ». In : *Applied Thermal Engineering* 221 (fév. 2023), p. 119816. ISSN : 13594311. doi : [10.1016/j.applthermaleng.2022.119816](https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2022.119816).
- [37] Jean F. ALLARD et Noureddine ATALLA. *Propagation of Sound in Porous Media : Modelling Sound Absorbing Materials*. 1^{re} éd. Wiley, 23 oct. 2009. ISBN : 978-0-470-74661-5 978-0-470-74733-9. doi : [10.1002/9780470747339](https://doi.org/10.1002/9780470747339).
- [38] Jay Andrew ADEFF. « Measurement of the Space Thermoacoustic Refrigerator performance ». Thèse de doct. Monterey, USA : Naval Postgraduate School, 1991.
- [39] Peter H. CEPERLEY. « A pistonless Stirling engine—The traveling wave heat engine ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 66.5 (1979), p. 1508–1513. ISSN : 0001-4966. doi : [10.1121/1.383505](https://doi.org/10.1121/1.383505).
- [40] Gregory W. SWIFT et John J. WOLLAN. « Thermoacoustics for liquefaction of natural gas ». In : *GW Swift and JJ Wollan, GasTIPS* 8.4 (2002), p. 21–26.
- [41] John J. WOLLAN et al. « Development of a thermoacoustic natural gas liquefier. » In : AIChE New Orleans Meeting. New Orleans, LA, 2002.
- [42] Steven L. GARRETT, Jay A. ADEFF et Thomas J. HOFLER. « Thermoacoustic refrigerator for space applications ». In : *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 7.4 (oct. 1993), p. 595–599. ISSN : 0887-8722, 1533-6808. doi : [10.2514/3.466](https://doi.org/10.2514/3.466).
- [43] Éric BAVU et al. *Électroacoustique*. 2016. URL : <https://electroacoustique.univ-lemans.fr/>.
- [44] Bill WARD, John CLARK et Greg SWIFT. *Design Environment for Low-amplitude Thermoacoustic Energy Conversion (DELTAECC)*. Version 6.4b2.9. 18 fév. 2025.
- [45] Jin H. SO, Gregory W. SWIFT et Scott BACKHAUS. « An internal streaming instability in regenerators ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 120.4 (oct. 2006), p. 1898–1909. ISSN : 0001-4966. doi : [10.1121/1.2259776](https://doi.org/10.1121/1.2259776).
- [46] Hélène BAILLIET et al. « Acoustic streaming in closed thermoacoustic devices ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 110.4 (oct. 2001), p. 1808–1821. ISSN : 0001-4966. doi : [10.1121/1.1394739](https://doi.org/10.1121/1.1394739).
- [47] Islam A. RAMADAN, Hélène BAILLIET et Jean-Christophe VALIÈRE. « Experimental investigation of the influence of natural convection and end-effects on Rayleigh streaming in a thermoacoustic engine ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 143.1 (jan. 2018), p. 361–372. ISSN : 0001-4966. doi : [10.1121/1.5021331](https://doi.org/10.1121/1.5021331).
- [48] L.M. ZHANG et al. « A novel effective suppression of natural convection in pulse tube coolers ». In : *Cryogenics* 51.2 (fév. 2011), p. 85–89. ISSN : 00112275. doi : [10.1016/j.cryogenics.2010.11.007](https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2010.11.007).
- [49] *Thermo-Acoustic Cooler for On road Transportation*. Agence nationale de la recherche. URL : <https://anr.fr/Project-ANR-17-CE06-0007> (visité le 26/04/2022).
- [50] Islam A. RAMADAN, Hélène BAILLIET et Jean-Christophe VALIÈRE. « Experimental investigation of oscillating flow characteristics at the exit of a stacked mesh grid regenerator ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 149.2 (2021). Publisher : Acoustical Society of America, p. 807–818. ISSN : 0001-4966. doi : [10.1121/10.0003375](https://doi.org/10.1121/10.0003375).

- [51] Gaëlle POIGNAND, Come OLIVIER et Guillaume PENELET. « Test-bench for the experimental characterization of porous material used in thermoacoustic refrigerators ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 152.5 (1^{er} nov. 2022), p. 2804-2815. ISSN : 0001-4966, 1520-8524. doi : [10.1121/10.0015051](https://doi.org/10.1121/10.0015051).
- [52] Omar HIRECHE et al. « Experimental and numerical investigation of natural convection flows in two horizontal thermoacoustic cavities ». In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 149 (mars 2020), p. 119195. ISSN : 00179310. doi : [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.119195](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.119195).
- [53] Diana BALTEAN-CARLÈS, Yann FRAIGNEAU et Catherine WEISMAN. « Gravity effects in a compact thermoacoustic cavity ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 157.2 (1^{er} fév. 2025), p. 833-844. ISSN : 0001-4966, 1520-8524. doi : [10.1121/10.0035581](https://doi.org/10.1121/10.0035581).
- [54] Matthew E. POESE et al. « Thermoacoustic refrigeration for ice cream sales ». In : 6th IIR Gustav Lorentzen conference. Glasgow, Royaume Uni, 2004.
- [55] Donald A. NIELD et Adrian BEJAN. *Convection in Porous Media*. New York : Springer New York, 2013. ISBN : 978-1-4614-5540-0. doi : [10.1007/978-1-4614-5541-7](https://doi.org/10.1007/978-1-4614-5541-7).
- [56] F. A. L. DULLIEN. *Porous media : fluid transport and pore structure*. 2nd ed. San Diego : Academic Press, 1992. 574 p. ISBN : 978-0-12-223651-8.
- [57] Si-Cong TAN et al. « A new investigation on permeability of multilayer stacked screen wick ». In : *International Communications in Heat and Mass Transfer* 158 (nov. 2024), p. 107912. ISSN : 07351933. doi : [10.1016/j.icheatmasstransfer.2024.107912](https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2024.107912).
- [58] Gaëlle POIGNAND. « Étude théorique et expérimentale d'un réfrigérateur thermoacoustique "compact" ». Thèse de doctorat. Le Mans, France : Université du Maine, 2006. 107 p.
- [59] Gaëlle POIGNAND et al. « Optimal acoustic fields in compact thermoacoustic refrigerators ». In : *Applied Acoustics* 68.6 (juin 2007), p. 642-659. ISSN : 0003682X. doi : [10.1016/j.apacoust.2006.03.009](https://doi.org/10.1016/j.apacoust.2006.03.009).
- [60] Martin FONTBONNE. *TACOT post processing codes*. 2025. URL : <https://github.com/ohmenkoler/tacotpostprocessing>.
- [61] Aleksandr V. GETLING. *Rayleigh-Bénard convection : structures and dynamics*. Advanced series in nonlinear dynamics 11. Singapore : World Scientific, 1998. 245 p. ISBN : 978-981-02-2657-2.
- [62] Pierre BELLEOUD. « Etude de la convection naturelle turbulente en cavité verticale différentiellement chauffée : Analyse des structures et des transferts turbulents ». Université de Poitiers, 2016.
- [63] Pierrick LOTTON et al. « Transient temperature profile inside thermoacoustic refrigerators ». In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52.21 (2009), p. 4986-4996. ISSN : 00179310. doi : [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.03.075](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.03.075).
- [64] M. A. LEWIS et al. « Measurement of Heat Conduction through Stacked Screens ». In : *Advances in Cryogenic Engineering*. Sous la dir. de Peter KITTEL. Boston, MA : Springer US, 1998, p. 1611-1618. ISBN : 978-1-4757-9049-8. doi : [10.1007/978-1-4757-9047-4_202](https://doi.org/10.1007/978-1-4757-9047-4_202).
- [65] M. Necati ÖzSÜK. *Heat conduction*. 2nd ed. New York : J. Wiley & Sons, Inc, 1993. ISBN : 978-0-471-53256-9.

Résumé :

La thermoacoustique est un domaine interdisciplinaire à l'interface entre les transferts thermiques, la mécanique des fluides et l'acoustique, et concerne l'étude des interactions entre les ondes acoustiques et les variations de température. Dans cette thèse portant sur une pompe à chaleur thermoacoustique, l'accent est mis sur l'impact de la convection naturelle sur la distribution de température complexe au sein de son noyau.

La convection naturelle est un phénomène où des variations de densité causée par des différences de température provoquent un mouvement de fluide et un transfert de chaleur. Ceux-ci peuvent influer sur les performances de la machine et perturber la distribution de température déjà complexe dans un noyau thermoacoustique.

L'objectif principal de cette thèse expérimentale est d'analyser et de quantifier l'effet de la convection naturelle sur cette distribution de température. Une approche combinant expérimentations et simulations numériques est adoptée pour étudier les mécanismes sous-jacents régissant les transferts thermiques dans le noyau, en tournant la pompe à chaleur et son noyau dans diverses orientations d'intérêt. Un modèle théorique temporel du régime transitoire est également développé pour prédire le comportement du système et ainsi améliorer la compréhension de la machine. Il est démontré que [{?ajouter les conclusions?}](#).

Un espace dans la littérature portant sur la thermoacoustique est ainsi comblé par les résultats de cette étude de l'impact de la convection naturelle sur la distribution de température dans le noyau de la pompe à chaleur thermoacoustique.

Mots clés : thermoacoustique, distribution de température, convection naturelle, conduction thermique, étude expérimentale, simulations numériques, modèles théoriques.

Abstract :

Thermoacoustics is an interdisciplinary domain, at the interface between heat transfers, fluid mechanics and acoustics, and consists in the interaction between acoustic waves and temperature variations. This work is focused on a thermoacoustic heat pump, and especially on the impact of natural convection on the complex temperature distribution in its core.

Natural convection is a phenomenon where density variations caused by temperature differences set a fluid in motion and transfer heat. Those can influence the devices' performances and disturb the already complex temperature distributions in a thermoacoustic core.

The main goal of this experimental PhD work is to analyse and quantify the effect of natural convec-

tion on that temperature distribution. Experimental studies and numerical simulations are combined to study the heat transfer mechanisms at play in the core, by rotating the heat pump and its core in all sorts of interesting orientations. A time domain, analytical simulation of the transient regime is also developed in order to predict the behaviour of the system and thus, enhance the understanding of the machine. It is proven that [{?what now?}](#)

A space in literature about thermoacoustics is filled with the results of this study of the impact of natural convection on the temperature distribution in the core of a thermoacoustic heat pump.

Keywords : thermoacoustics, heat-driven/natural convection, temperature distribution