

UNIVERSITÉ DE POITIERS
INSTITUT PRIME

Optimisation d'un réfrigérateur thermoacoustique compact

Auteur : Martin Fontbonne

Encadrants : Hélène Bailliet, *Université de Poitiers*

Jean-Christophe Valière, *Université de Poitiers*

Gaëlle Poignand, *Le Mans Université*

{??} 2025

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 Bases de thermoacoustique	2
I.2.1 Concepts généraux	2
I.2.2 Équations fondamentales de l'acoustique en fluides dissipatifs	5
I.3 État de l'art	5
I.3.1 De la recherche fondamentale...	5
I.3.2 ... à des applications industrielles	5
I.4 Outils électroacoustiques pour la thermoacoustique	6
I.4.1 Modèles aux constantes localisées et circuits électriques équivalents	6
I.4.1.1 En général	6
I.4.1.1.a Analogies électro-mécaniques	6
I.4.1.1.b Analogies acousto-mécaniques	6
I.4.1.1.c Résumé des analogies	6
I.4.1.2 Circuit électrique équivalent à un noyau thermoacoustique	6
I.4.2 Circuit équivalent à une machine complète	7
I.4.3 Matrices de transfert	7
I.4.3.1 En général	7
I.4.3.2 Matrice de transfert d'un noyau thermoacoustique	7
I.5 Limites des modèles	8
II Dispositif expérimental	9
II.1 Introduction	10
II.2 Présentation du dispositif expérimental actuel	10
II.2.1 Résultats déjà obtenus	10
II.2.2 Géométrie du réfrigérateur TACOT	10
II.2.2.1 Cavité thermoacoustique	10
II.2.2.2 Noyau thermoacoustique	11
II.2.3 Instrumentation	13
II.2.3.1 Chaîne d'excitation	14
II.2.3.2 Chaîne d'acquisition	14
II.3 Protocole expérimental	15
II.3.1 Définition des orientations	15
II.3.2 Acquisitions	17
II.3.2.1 Mesures sans acoustique	18
II.3.2.2 Mesures avec acoustique	18
II.4 Conclusion	18

III Ensemble des simulations réalisées	21
III.1 Introduction	22
III.2 Étude simplifiée et nombres adimensionnels	22
III.2.1 Sans acoustique	22
III.2.2 Avec acoustique	24
III.3 Éléments finis	25
III.3.1 Modèles physiques utilisés	26
III.3.1.1 Orientations horizontales	26
III.3.1.2 Orientations verticales	27
III.3.2 Conditions aux frontières	27
III.3.3 Zones d'intérêt	27
III.3.3.1 Volume d'adaptation d'impédance	27
III.3.3.2 Régénérateur	27
III.4 Modèle temporel	27
III.4.1 Présentation du modèle	27
III.4.1.1 Mécanismes pris en compte dans le modèle	28
III.4.1.2 Bilan thermique	30
III.4.1.3 Méthode des transformations intégrales	31
III.4.2 Détermination des paramètres empiriques	31
III.4.2.1 Coefficient d'échange aux extrémités du noyau	31
III.4.2.2 Flux thermique de vorticité	31
IV Étude expérimentale	33
IV.1 Convection naturelle	34
IV.1.1 Étude des performances	34
IV.1.2 Distribution des températures	34
IV.1.2.1 Dans la cavité conique entre la source acoustique principale et le noyau thermoacoustique	34
IV.1.2.1.a Réfrigérateur horizontal	37
IV.1.2.1.b Réfrigérateur vertical	40
IV.1.2.2 À l'intérieur du régénérateur	43
IV.1.2.2.a Réfrigérateur horizontal	43
IV.1.2.2.b Réfrigérateur vertical	46
IV.1.2.3 Dans la cavité entre la source acoustique secondaire et le noyau thermoacoustique	48
IV.2 Limite de répétabilité	48
V Conclusion	55
V.1 Section	56
VI Perspectives	57
VI.1 Expérimentations supplémentaires	58
VI.1.1 Étude de la conduction par les parois du noyau thermoacoustique	58
VI.2 Electroacoustique	58
VI.2.1 Contrôle actif	58
VI.2.2 Remplacement des sources	59
A Index des notations	a

B Caractérisation de l'échangeur ambiant	e
B.1 Détermination de la chaleur pompée	f
B.2 Incertitudes de mesures	g
B.2.1 Température	g
B.2.2 Débit d'eau	g
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	I

Chapitre I

Introduction

Table des matières

I.1	Revue bibliographique	2
I.2	Bases de thermoacoustique	2
I.2.1	Concepts généraux	2
I.2.2	Équations fondamentales de l'acoustique en fluides dissipatifs	5
I.3	État de l'art	5
I.3.1	De la recherche fondamentale...	5
I.3.2	... à des applications industrielles	5
I.4	Outils électroacoustiques pour la thermoacoustique	6
I.4.1	Modèles aux constantes localisées et circuits électriques équivalents	6
I.4.1.1	En général	6
I.4.1.1.a	Analogies électro-mécaniques	6
I.4.1.1.b	Analogies acousto-mécaniques	6
I.4.1.1.c	Résumé des analogies	6
I.4.1.2	Circuit électrique équivalent à un noyau thermoacoustique	6
I.4.2	Circuit équivalent à une machine complète	7
I.4.3	Matrices de transfert	7
I.4.3.1	En général	7
I.4.3.2	Matrice de transfert d'un noyau thermoacoustique	7
I.5	Limites des modèles	8

I.1 Revue bibliographique

- Théorie linéaire de Rott : [1-7]
- f_v et f_k : [8, 9]
- Tortuosité et matériaux poreux : [10]
- Phase optimale : [11]
- Thermocouples dans noyau TA : [12, 13]
- Bilan de chaleur dans cœur TA : [13]
- Mélange de gaz : [14]
- Géométrie coaxiale : [15-18]
- Géométrie compacte : [11]
- Convection naturelle : [19-24]
- Streaming : [25-27]
- Analogies électroac en TA : [15, 28, 29]
- Electroac générale : [30, 31]
- Pertes latérales : [13, 32]
- Non uniformité de température sur la section : [13]

I.2 Bases de thermoacoustique

I.2.1 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 [1-7].

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. Elle cèdent de l'énergie au solide, leur volume diminue et elle 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

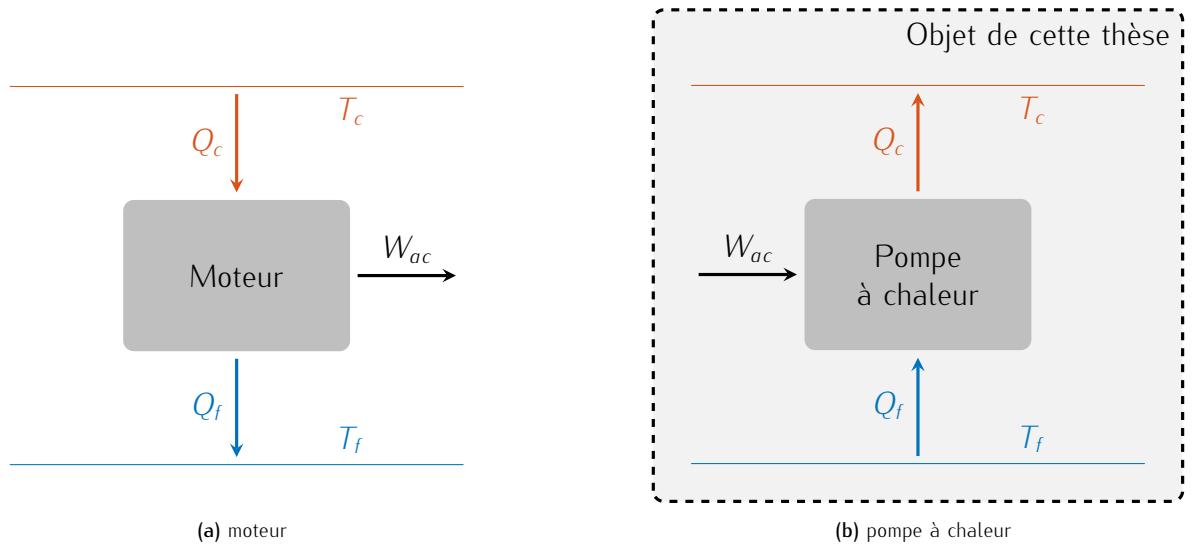


FIGURE I.1 – Schémas de principe d'un moteur et d'une pompe à chaleur thermoacoustique. D'après [8].

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.

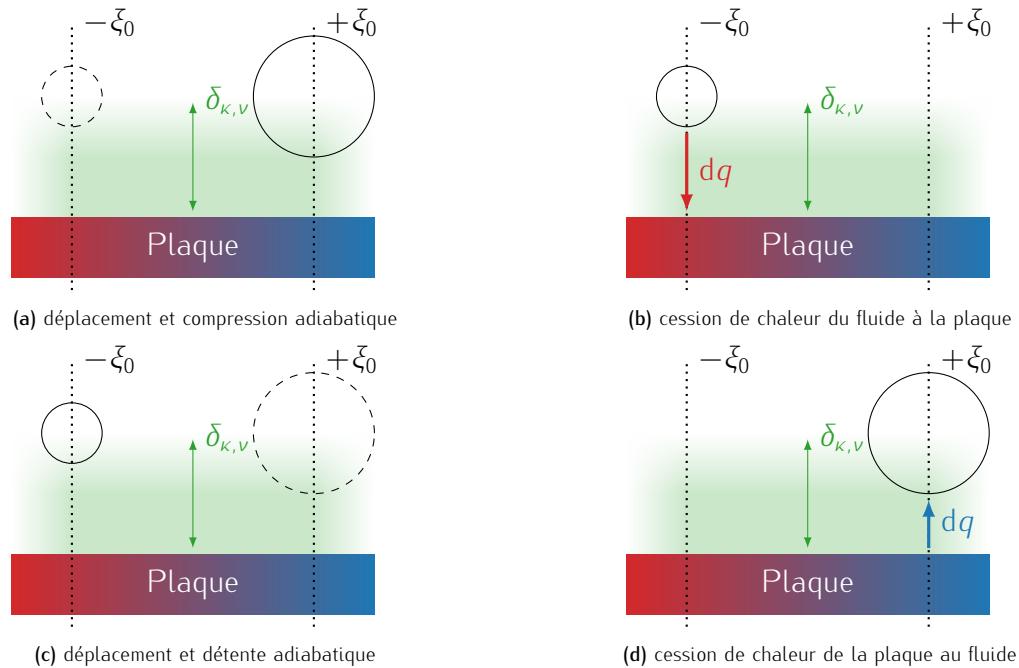


FIGURE I.2 – Cycle thermodynamique de Brayton en fonctionnement réfrigérateur/pompe à chaleur à ondes stationnaires. Les traits pleins dénotent l'état initial de l'étape, les traits pointillés, l'état final.

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

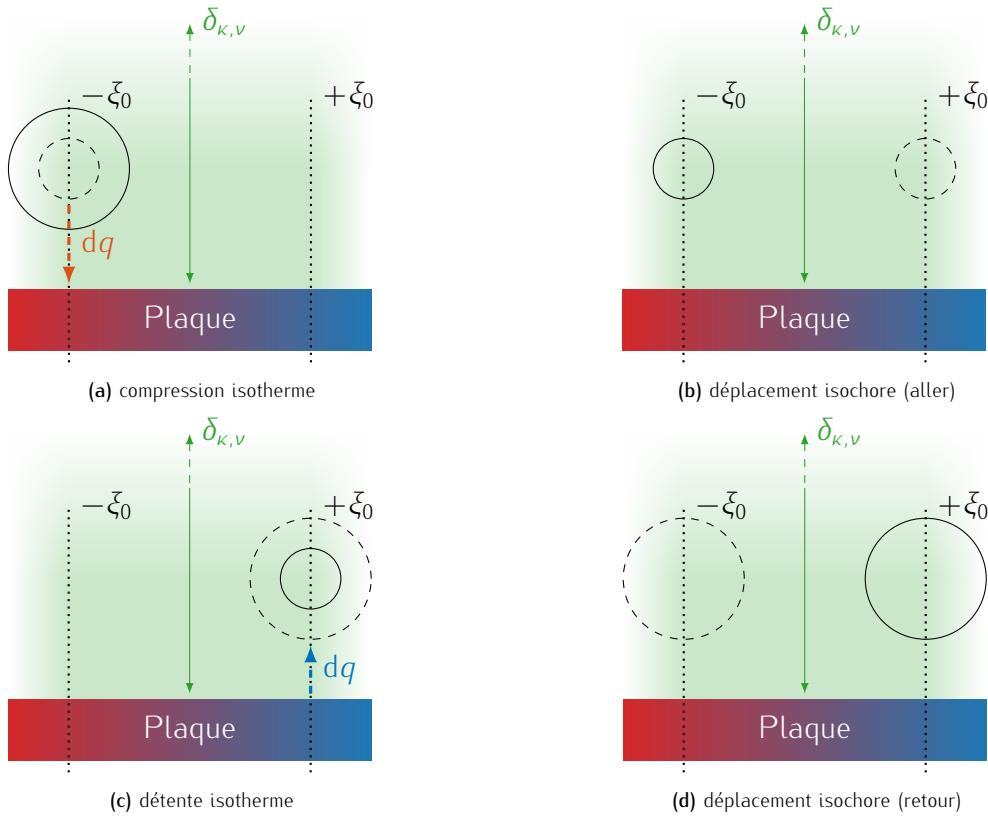


FIGURE I.3 – Cycle thermodynamique de Stirling en fonctionnement réfrigérateur/pompe à chaleur à ondes progressives. Les traits pleins dénotent l'état initial de l'étape, les traits pointillés, l'état final.

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

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

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

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

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

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 [14] puisque dans le cas des gaz monoatomiques, le nombre de Prandtl ne dépend pas de la température et $\text{Pr} = \frac{2}{3}$.

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

I.2.2 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

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

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

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

Les variables d'intérêt dans l'étude d'un problème thermoacoustique sont respectivement la pression, le débit, la vitesse, la masse volumique, la température et l'entropie, et sont écrites selon le formalisme de Rott avec

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

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

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

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 [8] par

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

I.3 État de l'art

I.3.1 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 ??)} [33]

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 [34], et la première pompe à chaleur par Hofler lors de son doctorat en 1983 {src}

I.3.2 ... à des applications industrielles

Les machines thermoacoustiques sont intéressantes pour l'industrie {continuer avec cryocooler pour liquéfaction de gaz + TNO/BlueHeart ?}[33, 35-37]

I.4 Outils électroacoustiques pour la thermoacoustique

I.4.1 Modèles aux constantes localisées et circuits électriques équivalents

I.4.1.1 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 comme 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 [38].

I.4.1.1.a Analogies électro-mécaniques {blabla}

I.4.1.1.b Analogies acousto-mécaniques {blabla}

I.4.1.1.c Résumé des analogies {blabla}

TABLE I.1 – Analogies électro-mécano-acoustiques

Acoustique	Mécanique	Électrique

I.4.1.2 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 masse 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 $\frac{1}{R_k}$.

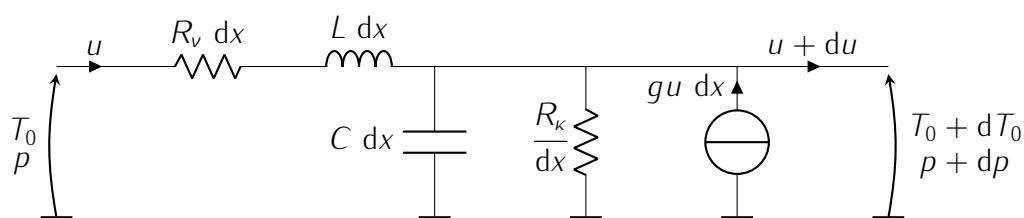


FIGURE I.4 – Circuit équivalent à un noyau thermoacoustique. Extrait de [8]

Il reste à introduire la quantité complexe g , défini par

$$g = \frac{f_k - f_v}{(1 - f_v)(1 - \Pr)} \frac{1}{T_m} \frac{dT_m}{dx}, \quad (I.7)$$

et qui représente le gain ou l'atténuation du débit acoustique [8]. 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.4.2 Circuit équivalent à une machine complète

I.4.3 Matrices de transfert

I.4.3.1 En général

Pour un tube de section S et de longueur L et dans le cas d'une propagation acoustique unidimensionnelle telle que représenté sur la figure I.5, la relation entre pressions acoustiques et débits à chaque extrémité du tube s'obtient avec une matrice de transfert d'un quadripôle équivalent définie par

$$\begin{pmatrix} p_s \\ u_s \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} T_{pp} & T_{pu} \\ T_{up} & T_{uu} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} p_e \\ u_e \end{pmatrix}, \quad (I.8)$$

où $T_{pp} = T_{uu} = \cos(k_x L)$, $T_{pu} = -iZ_c \sin(k_x L)$ et $T_{up} = -\frac{i}{Z_c} \sin(k_x L)$ 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.

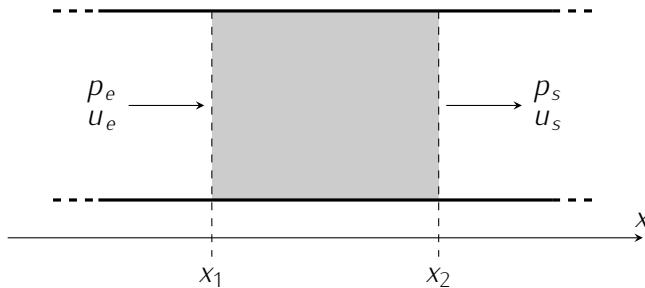


FIGURE I.5 – Représentations des ondes allers et retours dans une portion de tube.

I.4.3.2 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

$$\begin{pmatrix} p_s \\ u_s \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(k_x L) & -i\frac{\rho_0 c_0}{\Phi S} \sin(k_x L) \\ -i\frac{\Phi S}{\rho_0 c_0} \sin(k_x L) & \cos(k_x L) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} p_e \\ u_e \end{pmatrix}. \quad (I.9)$$

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

$$\begin{pmatrix} p + dp \\ u + du \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -(i\omega L + R_v) dx \\ -(\frac{1}{R_k} + i\omega C) dx & g dx \end{bmatrix} \begin{pmatrix} p \\ u \end{pmatrix}, \quad (I.10)$$

ou bien même en simplifiant encore plus les choses par

$$\begin{pmatrix} p + dp \\ u + du \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -R_v \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} p \\ u \end{pmatrix}. \quad (I.11)$$

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

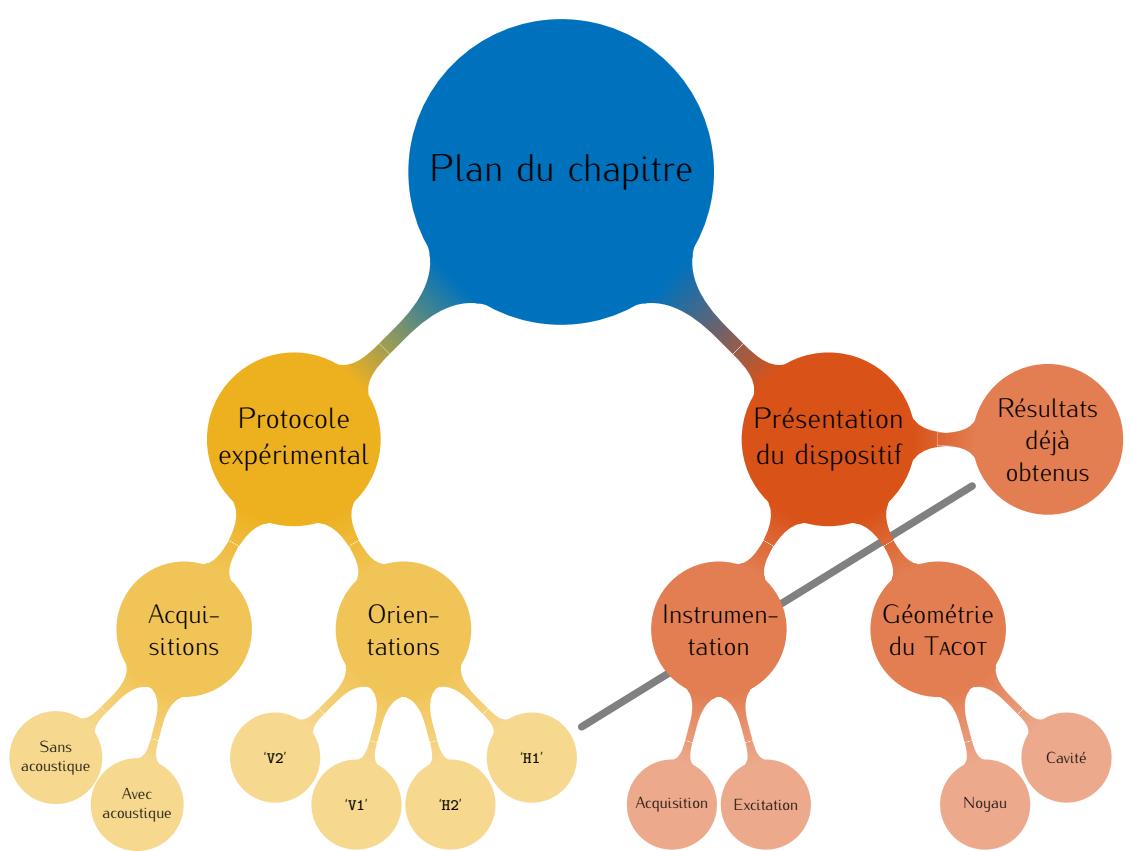
$$\begin{pmatrix} p_s \\ u_s \end{pmatrix} = \prod_{n=0}^{N-1} \begin{bmatrix} T_{pp}^{(n)} & T_{pu}^{(n)} \\ T_{up}^{(n)} & T_{uu}^{(n)} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} p_e \\ u_e \end{pmatrix}. \quad (I.12)$$

I.5 Limites des modèles

Bien que la théorie linéaire de Rott, au travers notamment de logiciels de simulations dédiés tels que DELTAEC, soit suffisante pour prédire le comportement des machines thermoacoustiques de même que leurs performances, de nombreux effets sont négligés. Le vent acoustique [25–27], 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 [19, 20, 27]. 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 [23, 39].

Chapitre II

Dispositif expérimental



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. La deuxième partie présente les conditions expérimentales choisies ainsi que le protocole suivi pour chaque mesure dans la section II.3 – Protocole expérimental.

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 et sa caractérisation est publiée [18], et fait également l'objet d'études expérimentales [27, 40] et numériques [20, 41].

Les expériences réalisées avant le début de cette thèse sont faites en utilisant un gaz pressurisé à 40 bar et composé de 65 % d'hélium et de 35 % d'argon, car dans ces proportions le nombre de Prandtl est minimum [14]. Le modèle linéaire 1D réalisé avec le logiciel {dédié} DELTAEC prédit les meilleures performances à la fréquence de résonance du système $f = 47\text{ Hz}$. C'est par ailleurs le seul point de fonctionnement où l'impédance électrique est supérieure à la limite basse admise par l'amplificateur, soit 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 $DR = \frac{p_1}{p_0} = 3,6\%$, 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 $\text{COP} = \frac{\dot{Q}_f}{\dot{W}_e} = 1,5$, 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.{ajouter figures des écarts mesures-modèle DeltaEC}

II.2.2 Géométrie du réfrigérateur TACOT

II.2.2.1 Cavité thermoacoustique

La pompe à chaleur a été dimensionnée et fabriquée 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 [42]. Ce projet apporte beaucoup de contraintes, dont 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 [35, 36], ou le réfrigérateur cryogénique thermoacoustique spatial (STAR) [33, 37]), les dimensions doivent être réduites tout en conservant un pompage de chaleur efficace. Pour cela, une géométrie coaxiale pour la cavité thermoacoustique est préférée à celle toroïdale usuellement utilisée en suivant les travaux de Poignand *et al.* [15, 16]. L'ajout d'une source acoustique secondaire dans la cavité thermoacoustique 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 travaux de Poese *et al.* [43]. 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 particulaire, et facilite en particulier le ciblage du déphasage optimal entre pression et vitesse acoustiques au sein du noyau thermoacoustique. Un schéma général présente la géométrie de la pompe à chaleur sur la figure II.1, adapté de Ramadan *et al.* [18].

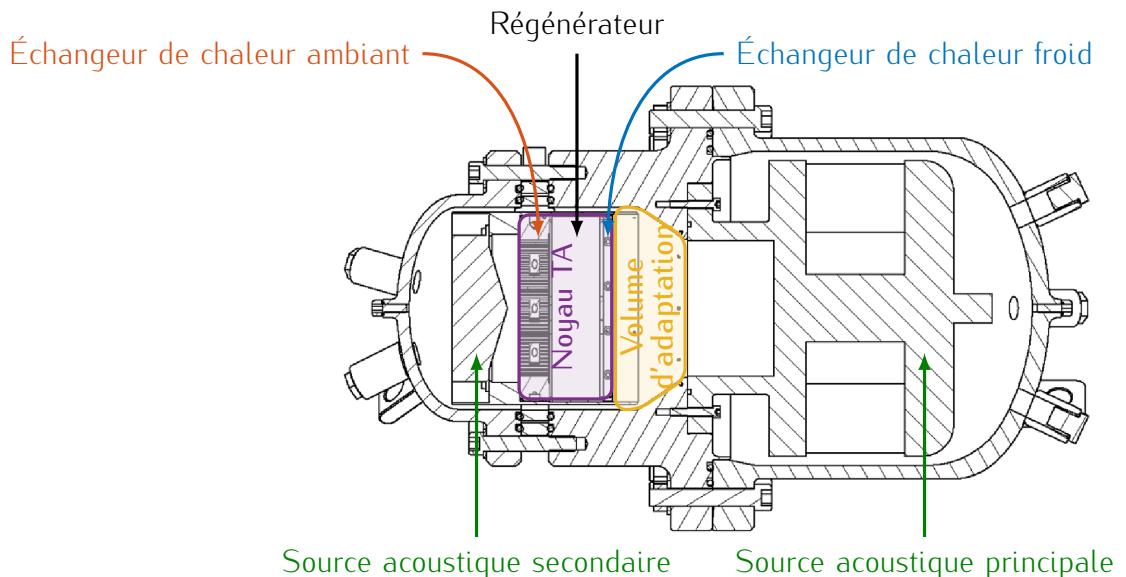


FIGURE II.1 – Schéma général du réfrigérateur TACOT.

II.2.2.2 Noyau thermoacoustique

Tout comme la machine qui le contient, le noyau adopte une géométrie cylindrique et est composé d'un régénérateur représenté sur la figure II.2(b) encadré par deux échangeurs de chaleur. 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. Ces échangeurs sont représentés respectivement sur les figures II.2(a) et II.2(c). Ces trois éléments sont ensuite montés dans une enceinte cylindrique qui se fixe sur le bâti de la machine pour maintenir l'espace nécessaire à la boucle de rétroaction.

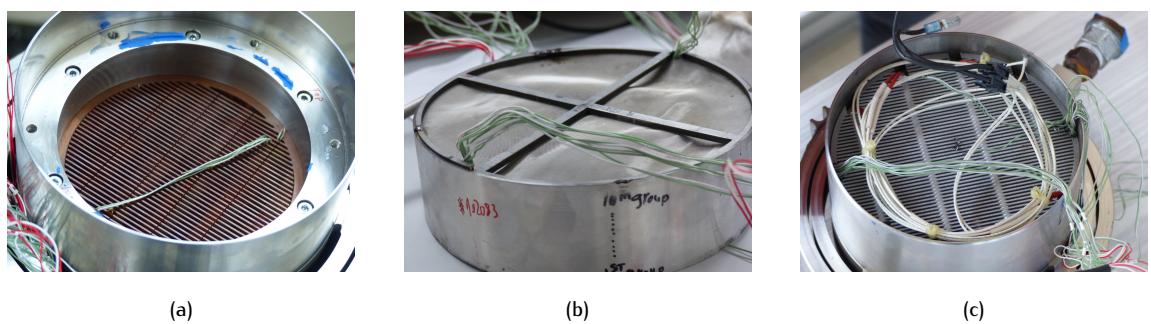


FIGURE II.2 – Composition du noyau thermoacoustique. (a) Échangeur ambiant, (b) régénérateur, et (c) échangeur froid.

Les axes e_x et e_r sont alors respectivement associés aux directions axiale et radiale du noyau, {J'arrive pas à relire} avec pour sens positive choisie dans le sens de l'échangeur froid vers l'échangeur ambiant pour le premier, et du centre du noyau vers l'extérieur pour le second.

Régénérateur Le régénérateur 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 la porosité $\Phi = 68\%$. Un noyau de cette porosité doit être comparé avec le noyau support des expériences dont les résultats sont publiés par Ramadan *et al.* et dont la porosité vaut 75 % [18]. La quantité de tissus à utiliser pour atteindre la porosité souhaitée s'obtient en utilisant 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. Le milieu ainsi constitué est poreux et tortueux car l'orientation des disques de tissus est aléatoire, et le rayon hydraulique est défini par

$$r_h = d_w \frac{\Phi}{4(1 - \Phi)}, \quad (\text{II.2})$$

avec d_w le diamètre du fil [8]. Ce milieu poreux dispose d'une certaine capacité à laisser passer un écoulement. C'est la perméabilité notée K_p , qui est généralement définie par

$$K_p = \left\{ v_{\text{ref}} \frac{v \Delta x}{\Delta P} \right\}, \quad (\text{II.3})$$

où v_{ref} est la vitesse d'écoulement d'un fluide de viscosité cinématique v causé par un gradient de pression $\frac{\Delta P}{\Delta x}$ de part et d'autre du milieu poreux [44]. Cependant, il existe dans la littérature des formulations de la perméabilité ne prenant en compte que la géométrie interne du milieu poreux [45]. La formulation retenue s'écrit

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

et donne des résultats satisfaisants pour le développement des modèles [41].

{Continuer expl sur travaux de Gaëlle + redériver pour régénérateur} Dans la réalité, les ondes acoustiques en jeu dans les machines thermoacoustiques ne sont ni totalement « à ondes stationnaires » (voir le cycle thermodynamique sur la figure I.2) ni tout à fait « à ondes progressives » (dont le cycle est présenté sur la figure I.3). Il a d'ailleurs été montré dans la littérature portant sur les machines à plusieurs sources qu'il existe une vitesse acoustique optimale pour une pression acoustique donnée [11]. 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

$$|u|_{\text{opt}} = \sqrt{\frac{4\omega(\{kh + k_s e_s\})(1 - \text{Pr}^2) \left(\{1 - \frac{\delta_v}{h} + \frac{\delta_v^2}{2h^2}\} \right)}{\delta_k \rho_0 C_p (1 - \text{Pr} \sqrt{\text{Pr}})}}, \quad (\text{II.5a})$$

et un déphasage écrit

$$\angle u_{\text{opt}} = \arctan \left[-\frac{1 + \sqrt{\text{Pr}} - \frac{\delta_v}{h}}{1 - \sqrt{\text{Pr}} + \frac{\delta_v}{h} \sqrt{\text{Pr}}} \right]. \quad (\text{II.5b})$$

{Remplacer $kh + k_s e_s$ par $\Phi k + (1 - \Phi)k_s$?}

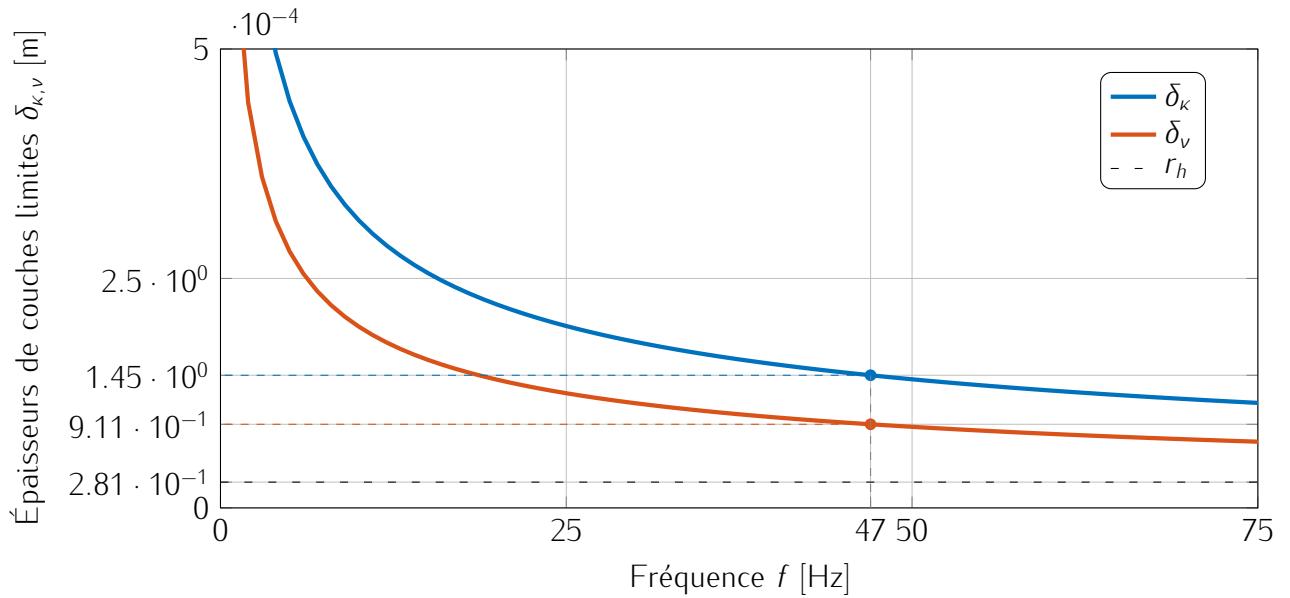


FIGURE II.3 – Évolution des épaisseurs de couches limites thermique δ_k et visqueuse δ_v en fonction de la fréquence, définies par le système d'équations (I.1). Elles sont comparées au rayon hydraulique r_h .

Cette machine nécessite entre autres choses le respect de la condition $\delta_{k,v} \gg r_h$, de sorte à avoir un excellent contact thermique entre le fluide et le solide poreux. Pour le fluide considéré, les épaisseurs de couches limites sont tracées en fonction de la fréquence et comparé au rayon hydraulique sur la figure II.3.

Les dimensions et paramètres du régénérateur sont résumés dans le tableau II.1.

TABLE II.1 – Paramètres hydrauliques du régénérateur à la fréquence de fonctionnement, $f = 47$ Hz

Paramètre [unité]	Valeur
Diamètre du noyau D_{reg} [m]	$148 \cdot 10^{-3}$
Longueur du régénérateur L_{reg} [m]	$39 \cdot 10^{-3}$
Diamètre du fil d_w [m]	$53 \cdot 10^{-6}$
Rayon hydraulique r_h [m]	$2,81 \cdot 10^{-5}$
Porosité du noyau Φ [%]	68
Couche limite thermique δ_k [m]	$1,4452 \cdot 10^{-4}$
Couche limite visqueuse δ_v [m]	$9,1120 \cdot 10^{-5}$
{Perméabilité} [m ²]	$2,68 \cdot 10^{-10}$

Échangeurs de chaleur Le pompage de chaleur par effet thermoacoustique doit être exploité. En effet, dans l'application du TACOT, {blablabla}

II.2.3 Instrumentation

L'instrumentation utilisée est basée sur celle conçue au début du projet [18], tout en modifiant quelques éléments.

II.2.3.1 Chaîne d'excitation

Premièrement, la chaîne d'excitation est présentée. Elle est assez simple, 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.2.3.2 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.

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 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.

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 **{convient}** donc suivant les informations recherchée dans une expérimentation de sélectionner les trois thermocouples dont les signaux ne sont pas enregistrés. 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.4 par les symboles '•'.

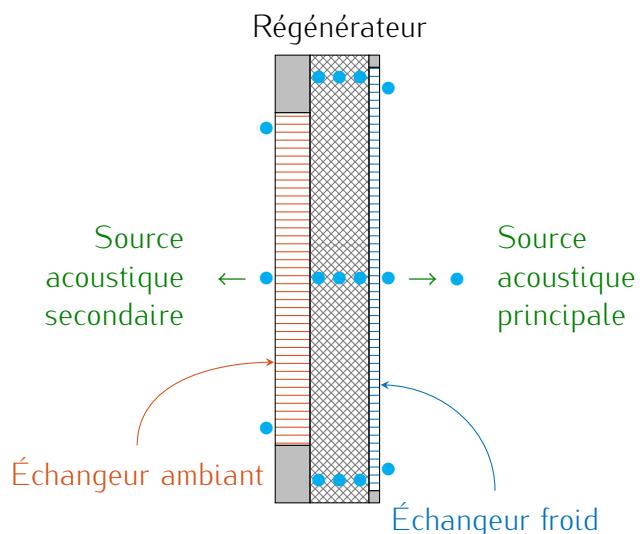


FIGURE II.4 – Emplacement des thermocouples dans le noyau thermoacoustique. Zoom sur l'encadré violet de la figure II.1.

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. Les capteurs sont ensuite connectés à une carte d'acquisition (National Instruments, NI9234).

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.

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).

Déplacement des sources Le piston de chaque source acoustique est équipé d'un accéléromètre. Pour la source acoustique principale, l'accéléromètre (MMF, KS91C) est collé sur la face arrière, tandis que pour la source secondaire, le capteur (PCB Piezotronics, 352C23) est collé sur la face avant. 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.

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 acoustiques, une traversée FA17613 de Solid Sealing Technology est choisie, et pour la source acoustique secondaire, le modèle FA36735 du même fabricant est retenu.

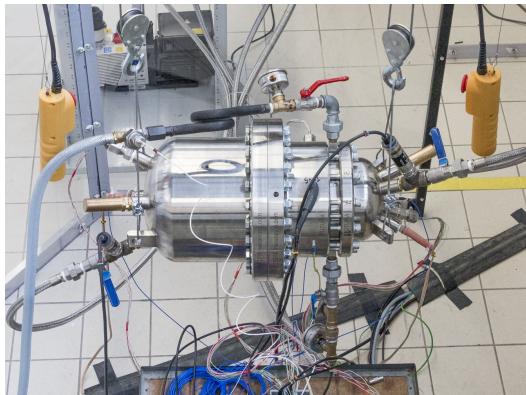
II.3 Protocole expérimental

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.5(a) présente le réfrigérateur accroché à ses extrémités, et la figure II.5(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.

II.3.1 Définition des orientations

Les orientations choisies au moyen des palans sont décrites par deux angles ψ_v et ψ_h . Le premier désigne l'angle entre l'axe horizontal et l'axe de symétrie du réfrigérateur, tandis que le second, la rotation autour de cet axe de symétrie. Les orientations utilisées dans les différentes parties de ce manuscrit sont présentées sur les figures II.6 et II.7. Cette figure, dans laquelle la gravité est toujours dirigée vers le bas de la page, présente également les emplacements et les numéros d'identification des thermocouples utilisés.

La première orientation, nommée 'H1' et représentée sur la figure II.6(a), est la même que dans l'article dédié à la conception du réfrigérateur [18]. Dans cette configuration, le TACOT est placé à l'horizontale comme sur la figure II.5(a), et les thermocouples sont placés sur un plan vertical

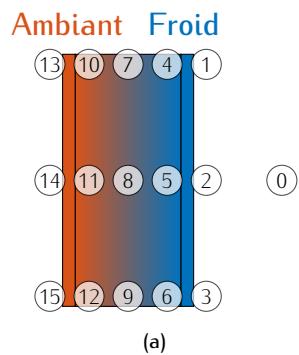


(a)

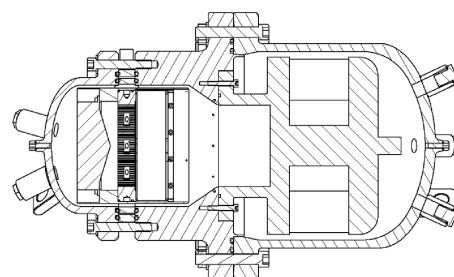


(b)

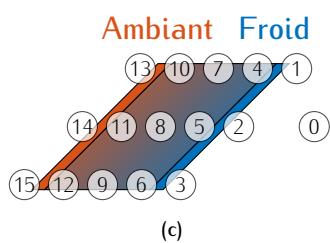
FIGURE II.5 – Photographies (a) du réfrigérateur accroché et (b) des palans formant le système de suspension.



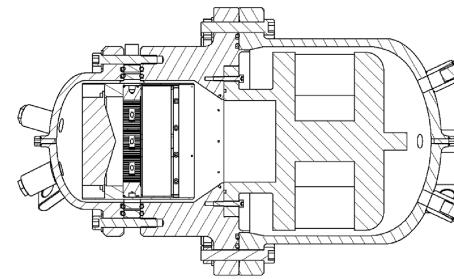
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE II.6 – Orientations horizontales du réfrigérateur thermacoûte avec les positions des thermocouples et leurs numéros. Pour chaque cas, la gravité est orientée vers le bas de la page. (a) et (b) orientation 'H1'; (c) et (d) orientation 'H2'

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, soit $\psi_v = \psi_h = 0^\circ$.

Ensuite, la deuxième orientation est représentée sur la figure II.6(c). Dans ce cas, référencé en tant que 'H2', le réfrigérateur est toujours à l'horizontale ($\psi_v = 0^\circ$), mais pivoté autour de son axe pour placer les thermocouples sur un plan horizontal auquel la gravité est orthogonale ($\psi_h = 90^\circ$).

L'orientation 'V1' est affichée sur la figure II.7(a). Cette configuration est radicalement différente des deux précédentes : l'axe de symétrie du réfrigérateur est vertical, avec l'échangeur froid sous l'échangeur ambiant, soit $\psi_v = -90^\circ$.

Enfin, l'orientation 'V2' affichée sur la figure II.7(b) est l'orientation inverse de la précédente. L'axe de symétrie du réfrigérateur est encore vertical, mais la source acoustique principale est cette

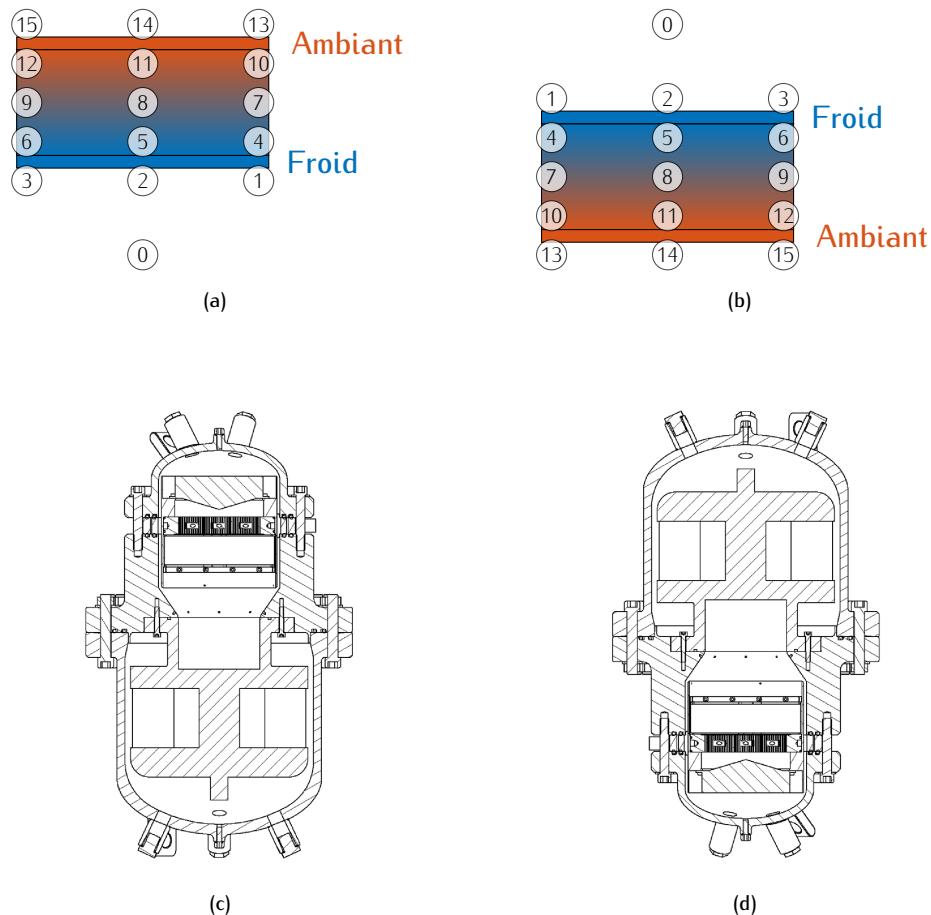


FIGURE II.7 – Orientations verticales du réfrigérateur thermoacoustique avec les positions des thermocouples et leurs numéros. Pour chaque cas, la gravité est orientée vers le bas de la page. (a) et (c) orientation ‘V1’; (b) et (d) orientation ‘V2’.

fois au dessus du noyau thermoacoustique et $\psi_v = 90^\circ$.

II.3.2 Acquisitions

Les acquisitions sont réalisées en plusieurs temps. 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}_a 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 la distribution de température dans le noyau. L'acquisition est ensuite interrompue et enregistrée avec un label 'Water'.

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. {la suite part en intro sur ce qui existe déjà} En revanche, certains des paramètres d'excitation restent constants pour toutes les expériences : le gaz est également le même dans toutes les expériences. Il est composé de 65 % d'hélium et de 35 % d'argon, car dans ces proportions le nombre de Prandtl est minimum [14]; ce mélange est ensuite pressurisé à 40 bar. Dans le cas des expériences avec acoustique, le modèle DELTAEC prédit les meilleures performances à la fréquence $f = 47 \text{ Hz}$, c'est-à-dire la fréquence de résonance du système. C'est par ailleurs le seul point de fonctionnement où l'impédance électrique

est supérieure à la limite basse admise par l'amplificateur, soit 2Ω . Ensuite, le déphasage inter-source φ_{2-1} est également fixé à -60° pour toutes les expériences, également indiqué comme déphasage optimale par les simulations et que des expériences préliminaires confirment.

II.3.2.1 Mesures sans acoustique

Pour ces mesures de type '`heat_only`', la charge thermique est appliquée au noyau sans alimenter les sources acoustiques. Cette charge thermique consiste en l'alimentation électrique de cartouches chauffantes contenues dans l'échangeur froid par une puissance connue, tandis qu'un débit d'eau de 7 L min^{-1} s'écoule dans l'échangeur ambiant qui se trouve de l'autre côté du noyau.

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 .

Dans ce type d'expériences, les noms des zones « froide » et « ambiante » sont conservés pour des raisons de cohérence avec les schémas présentés auparavant, mais l'eau circulant dans l'échangeur ambiant et les cartouches chauffantes se trouvant dans l'échangeur froid, la direction du gradient de température dans le noyau thermoacoustique est inversée par rapport aux expériences avec acoustique.

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* $DR = \frac{P}{P_0} = 0,4\%$, soit une amplitude très faible où l'effet thermoacoustique est à peine visible – soit un gradient de température de l'ordre de 5°C . Ainsi, l'hypothèse concernant la linéarité acoustique est mieux vérifiée et peut *a priori* être plus aisément comparé à la théorie linéaire. 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 [18], mais aussi qui présentent de forts écarts à la théorie. La troisième est choisie à un *drive ratio* intermédiaire où $DR = 2\%$.

Ensuite, une charge thermique peut être appliquée au noyau, par le biais de l'échangeur froid. Il contient six cartouches chauffantes connectées en parallèle et alimentées électriquement par un transformateur. Pour une expérience donnée, une puissance thermique est choisie selon la relation

$$Q_f = \frac{E^2}{R}, \quad (\text{II.6})$$

où E est la tension appliquée aux cartouches et $R = 22,4\Omega$ la résistance des cartouches en parallèle. {à continuer}

II.4 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

Ensemble des simulations réalisées

Table des matières

III.1	Introduction	22
III.2	Étude simplifiée et nombres adimensionnels	22
III.2.1	Sans acoustique	22
III.2.2	Avec acoustique	24
III.3	Éléments finis	25
III.3.1	Modèles physiques utilisés	26
III.3.1.1	Orientations horizontales	26
III.3.1.2	Orientations verticales	27
III.3.2	Conditions aux frontières	27
III.3.3	Zones d'intérêt	27
III.3.3.1	Volume d'adaptation d'impédance	27
III.3.3.2	Régénérateur	27
III.4	Modèle temporel	27
III.4.1	Présentation du modèle	27
III.4.1.1	Mécanismes pris en compte dans le modèle	28
III.4.1.2	Bilan thermique	30
III.4.1.3	Méthode des transformations intégrales	31
III.4.2	Détermination des paramètres empiriques	31
III.4.2.1	Coefficient d'échange aux extrémités du noyau	31
III.4.2.2	Flux thermique de vorticité	31

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 réalisées dans la section III.2 – Étude simplifiée 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 – 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 Étude simplifiée 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 étude 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 quantité d'intérêt, en particulier le flux de chaleur Q_{conv} qui agit comme une charge thermique sur le côté froid du noyau thermoacoustique.

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.6(a) et (c).

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 [46]. 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 III.7(a) et (b)

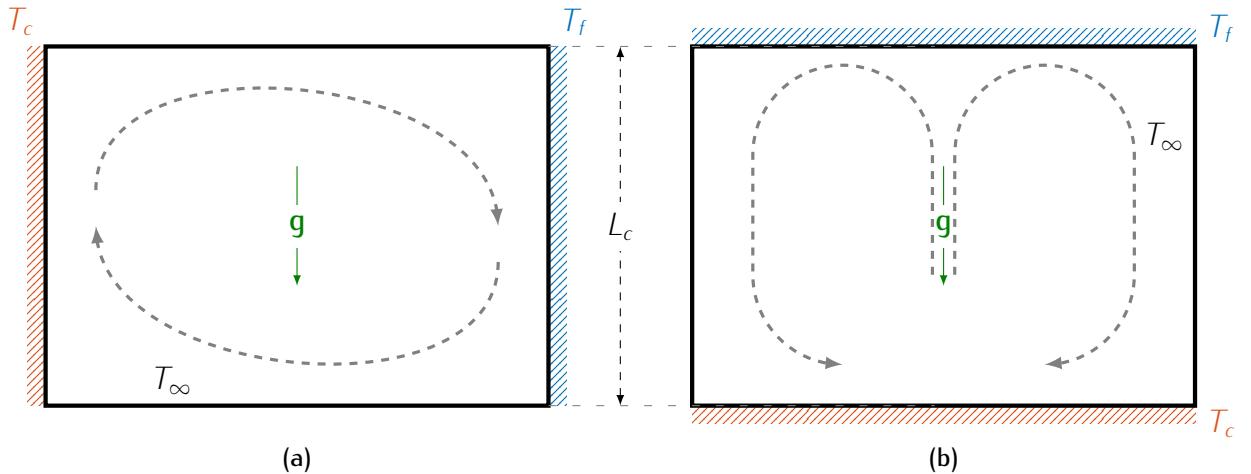


FIGURE III.1 – Cellule de convection naturelle dans une cavité rectangulaire 2D (a) pour un gradient de température normal à la direction de la gravité, et (b) pour un gradient de température colinéaire à la direction de la gravité. Quelle que soit la configuration, la distance caractéristique est mesurée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

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

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

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 $v_{ref}^{||g}$ et $v_{ref}^{\perp g}$, peuvent d'ailleurs être calculées en fonction de ce nombre de Rayleigh suivant les définitions

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

pour la vitesse verticale, et

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

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 [47] et dans le cas où le gradient de température est horizontal (voir la configuration de la figure [III.1]).

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 [44] 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,

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

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

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

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 Éléments finis

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.

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 prend 3 phénomènes en compte.

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 [8] {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.

Ces effets sont supposés se superposer selon le schéma III.3, d'après les observations faites par Ramadan *et al.* [18]. 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}

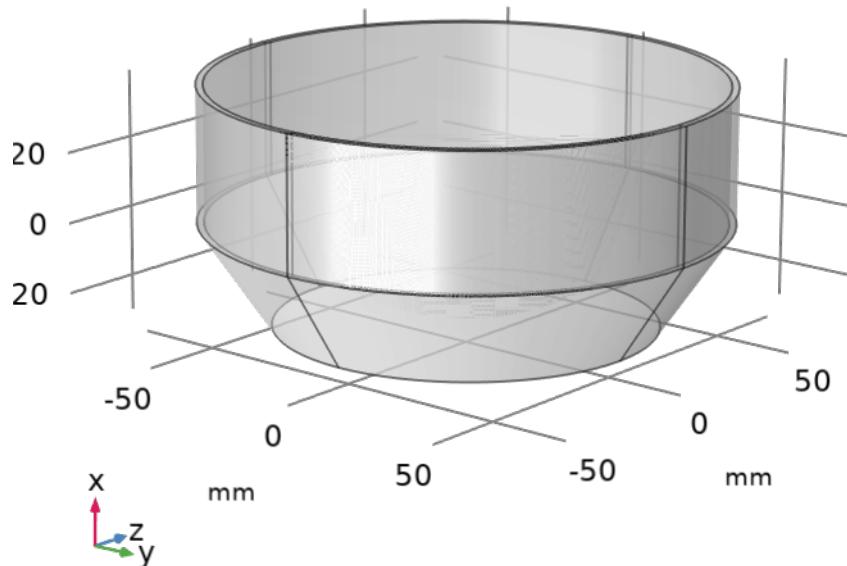


FIGURE III.2 – Géométrie du modèle simplifié du régénérateur et de la cavité d'adaptation d'impédance.

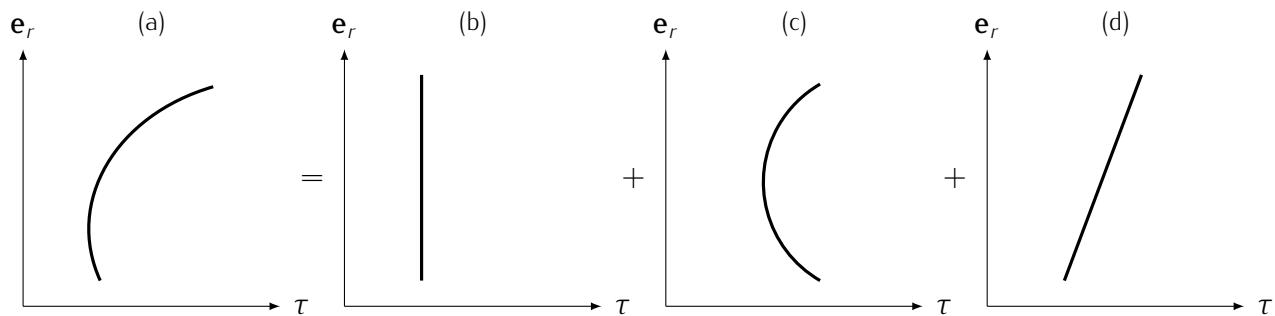


FIGURE III.3 – Phénomènes thermiques pris en compte dans le modèle Comsol équivalent, dans le cas de l'orientation 'H1' présentée sur la figure II.6(a)–(b). (a) tendance du gradient transverse de température tel qu'observé dans [18], (b) température froide atteinte par effet thermoacoustique, (c) conduction thermique transverse dans le milieu poreux et par les parois de l'enceinte, (d) gradient de température transverse causé par la convection naturelle.

III.3.1 Modèles physiques utilisés

III.3.1.1 Orientations horizontales

La géométrie présentée dans la figure III.2 est incluse dans la physique **Heat transfer in Solids and Fluids**. 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. Cette physique permet un couplage entre les trois domaines, en particulier entre les domaines fluides et solides. Cependant, la gravité et la convection naturelle ne sont pas pris en compte dans le modèle fluide, et il est nécessaire d'ajouter deux modèles à ce domaine concerné. Les physiques **laminar flow** et **Heat transfer in fluids**, couplé par la multiphysique **Nonisothermal flow**

permettent cette modélisation plus avancée.

III.3.1.2 Orientations verticales

{vertical Rayleigh Bénard requiert de virer la multiphysique, et d'ajouter une source volumique -> utiliser nombre de rayleigh + cf ppt sur le site de comsol}

III.3.2 Conditions aux frontières

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

III.3.3 Zones d'intérêt

III.3.3.1 Volume d'adaptation d'impédance

III.3.3.2 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 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 [48]. 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 discrétilisé. 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. Ce modèle 2D prend en compte les conditions au limites suivantes :

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.12). Dans le cas d'un régénérateur compact du point de vue acoustique, les coefficients de cette matrice de transfert sont donnés par

$$T_{pp}^{(n)} = 1, \quad (\text{III.12a})$$

$$T_{pu}^{(n)} = -\frac{i\omega\rho}{\Phi S(1-f_v)}dx, \quad (\text{III.12b})$$

$$T_{up}^{(n)} = -\frac{i\omega\Phi S}{\gamma P_0}dx, \quad (\text{III.12c})$$

$$T_{uu}^{(n)} = 1. \quad (\text{III.12d})$$

III.4.1.1 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.13) à (III.17) accompagnées de la figure III.4 pour les illustrer au sein du régénérateur.

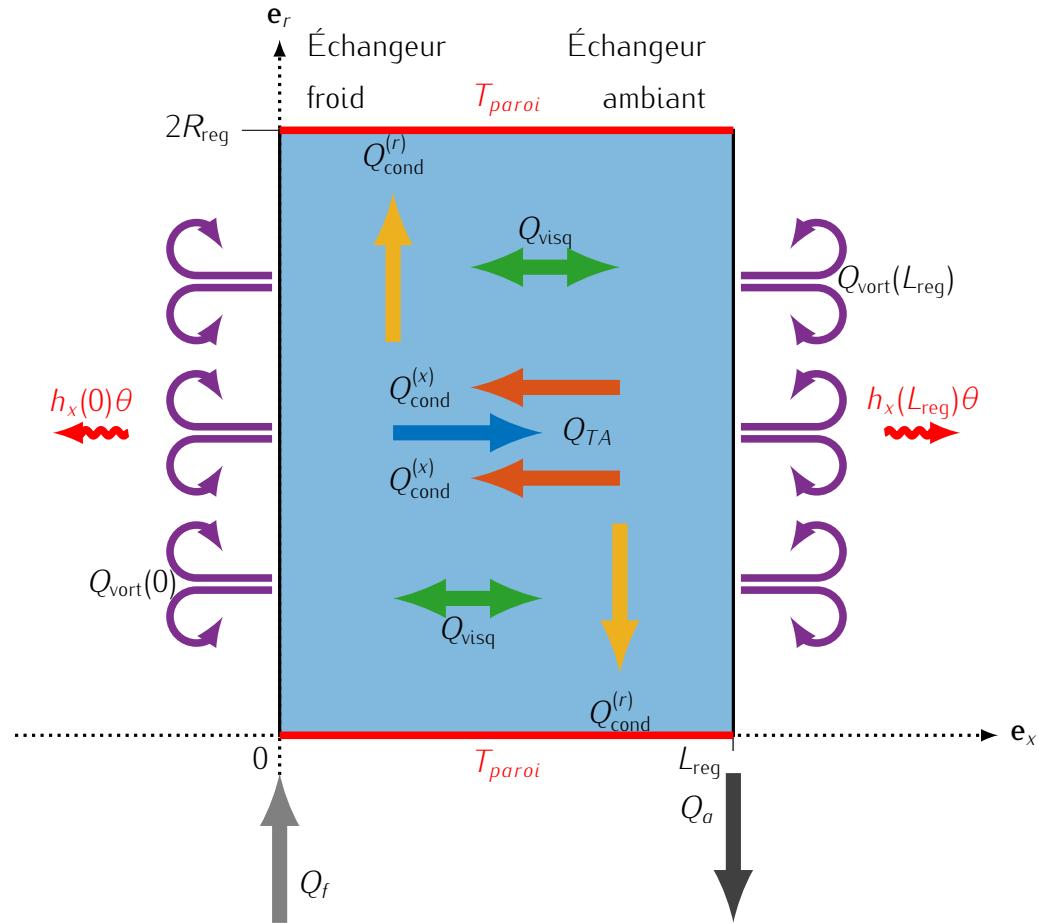


FIGURE III.4 – Représentation schématique des flux thermiques considérés dans le modèle transitoire du régénérateur.

- (i) Tout d'abord, le flux thermoacoustique 1D est calculé avec l'équation (I.6) développée par Swift [8]

$$Q_{TA} = \underbrace{-\frac{1}{2} \Re \left[\frac{f_\kappa - f_v^*}{(1 + \Pr)(1 - f_v^*)} \rho u^* \right]}_{q_{TA}(x)} + \overbrace{\frac{1}{2} \frac{\rho_0 C_p}{\Phi S} \Im \left[\frac{f_\kappa + \Pr f_v^*}{(1 - \Pr^2)|1 - f_v|^2} \right] |u|^2 \partial_x \theta(r, x; t)}^{k_{TA}(x)}, \quad (\text{III.13})$$

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 la dépendance 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 du stack et qui peut être vu comme un terme de conduction induite par l'effet thermoacoustique.

- (ii) Ensuite, la conduction dans le régénérateur est prise en compte dans les directions \mathbf{e}_x et \mathbf{e}_r du régénérateur avec l'équation exprimée en coordonnées cylindriques par

$$\begin{cases} Q_{\text{cond}}^{(x)} = -k_x \partial_x T \\ Q_{\text{cond}}^{(r)} = -k_r \partial_r T \end{cases} \quad \text{(III.14)}$$

avec les indices x et r dénotant respectivement les directions axiale et radiale où circulent les flux de conduction. La porosité influe sur la conductivité thermique apparente et $k_i = \Phi_i k_g + (1 - \Phi_i)k_s$ ($i = x, r$). {En première approximation, il est possible de considérer les valeurs de conductivité comme égales les unes aux autres. Cependant, c'est inexact car le long de l'axe \mathbf{e}_x le milieu est constitué de l'empilement de tissus métalliques tandis que dans la direction \mathbf{e}_r le flux de chaleur parcourt les fils qui forment le tissus en lui-même.}

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

$$Q_{\text{visq}} = \frac{1}{R_{\text{reg}}^2} \int_0^{R_{\text{reg}}} \frac{1}{\tau_0} \int_0^{\tau_0} \mu (\partial_r u)^2 r dr dt. \quad \text{(III.15)}$$

En utilisant l'identité

$$\frac{1}{T} \int_0^{\tau_0} \mu (\partial_r u)^2 dt = \frac{1}{2} |\partial_r u|^2,$$

l'équation (III.15) est réécrite comme

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

{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

$$Q_{\text{lat}}^{(x)} = h_x \theta, \quad \text{(III.17)}$$

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 une température variant dans le temps et le long du régénérateur, déterminée par la méthode des transformations intégrales. Ce calcul, expliqué dans la section III.4.1.3, est appliqué à un système présenté sur la figure III.5, qui contient le {canister} dont l'épaisseur est considérée infinie pour le calcul numérique, insérée dans le tube en acier inoxydable qui contient le noyau, suivi du gaz contenu dans le canal de rétroaction.{continuer}

La séparation du calcul de la température de la paroi du reste de la simulation permet de résoudre analytiquement le problème, ce qui est impossible si le couplage entre ces systèmes est considéré. L'hypothèse de la longueur infinie du **{canister}** repose sur le fait que l'influence du **{canister}** sur le régénérateur prédomine **{sur l'impact inverse}**.

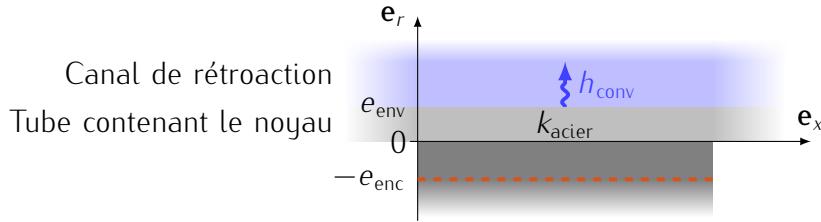


FIGURE III.5 – Géométrie équivalente pour établir la condition de température à l'interface en $r = -e_{enc}$ entre le régénérateur et l'enceinte qui le contient, soit $r = R_{reg}$. **{ajouter conductivité}**

(vii) {Flux de chaleur apportés ou retirés par les échangeurs}

$$Q = \epsilon Q_i \text{ avec}$$

$$\epsilon = \frac{k_s k_{sfrac} (1 - \Phi) S_{reg}}{k_s k_{sfrac} (1 - \Phi) S_{reg} + k_{can} S_{can}} \quad (\text{III.18})$$

et k_{sfrac} le facteur de dégradation de conductivité [49]

III.4.1.2 Bilan thermique

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

$$[\Phi \rho_0 C_p + (1 - \Phi) \rho_s C_s] \partial_t \theta = -\partial_x Q_{TA} - \partial_x Q_{cond}^{(x)} - \frac{1}{r} \partial_r [r Q_{cond}^{(r)}] + Q_{visq}. \quad (\text{III.19})$$

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 $\nabla_\alpha \cdot Q_{cond}$ comme nulles.

Le problème décrit par l'équation III.19 est conditionné aux frontières en $x = 0$, $x = L_{reg}$ et $r = R_{reg}$ pour respecter la conservation d'énergie. Ces conditions se traduisent par le système d'équations

$$Q_{cond}^{(x)} + Q_f + Q_{vort}(0) = Q_{TA}(0) + h_x(0)\theta, \quad x = 0, r \in [0, R_{reg}], t > 0 \quad (\text{III.20a})$$

$$Q_{TA}(L_{reg}) + Q_{vort}(L_{reg}) = Q_{cond}^{(x)} + Q_a + h_x(L_{reg})\theta, \quad x = L_{reg}, r \in [0, R_{reg}], t > 0 \quad (\text{III.20b})$$

$$Q_{cond}^{(r)} = h_r(R_{reg})\theta, \quad r = R_{reg}, x \in [0, L_{reg}], t > 0 \quad (\text{III.20c})$$

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

$$\theta(x, r, t = 0) = \theta_0(x, r). \quad (\text{III.21})$$

Le report des flux de chaleurs des équations (III.13) à (III.17) dans l'équation du problème (III.19), dans les conditions aux frontières (III.20) et dans la condition initiale (III.21) permet de poser le problème tel que

$$toto \quad (\text{III.22})$$

III.4.1.3 Méthode des transformations intégrales

La résolution de l'équation (III.19) 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 [50]. Les équations s'écrivent alors

$$\{\text{Systeme } ici\}, \quad (\text{III.23a})$$

$$\{\text{Systeme } ici\}, \quad (\text{III.23b})$$

avec les changements de variables suivants

- 1
- 2.

III.4.2 Détermination des paramètres empiriques

III.4.2.1 Coefficient d'échange aux extrémités du noyau

III.4.2.2 Flux thermique de vorticité

Chapitre IV

Étude experimentale

Table des matières

IV.1	Convection naturelle	34
IV.1.1	Étude des performances	34
IV.1.2	Distribution des températures	34
IV.1.2.1	Dans la cavité conique entre la source acoustique principale et le noyau thermoacoustique	34
IV.1.2.1.a	Réfrigérateur horizontal	37
IV.1.2.1.b	Réfrigérateur vertical	40
IV.1.2.2	À l'intérieur du régénérateur	43
IV.1.2.2.a	Réfrigérateur horizontal	43
IV.1.2.2.b	Réfrigérateur vertical	46
IV.1.2.3	Dans la cavité entre la source acoustique secondaire et le noyau thermoacoustique	48
IV.2	Limite de répétabilité	48

IV.1 Convection naturelle

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 ?}[18]. 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 [19, 20, 27, 39]. Plusieurs paramètres sont étudiés pour quantifier la dépendance du comportement de la machine à la direction de la gravité.

IV.1.1 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 $COP_{carnot} = T_f/(T_a - T_f)$ 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 figures II.6 et II.7 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 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) et (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 la figure IV.1(c) le montre. {finir}

IV.1.2 Distribution des températures

IV.1.2.1 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.1. 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

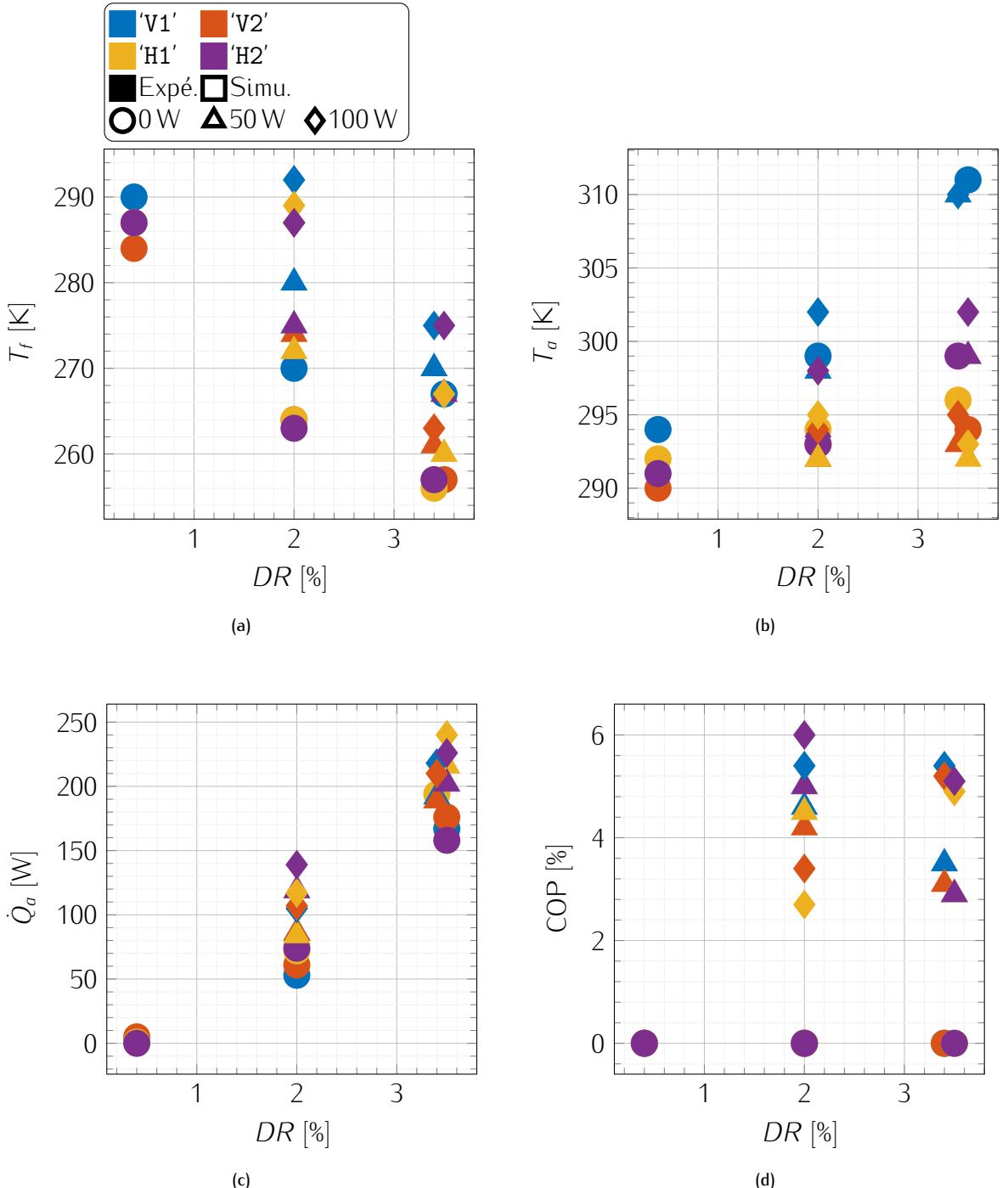


FIGURE IV.1 – Influence de la convection naturelle sur les performances sur différents indicateurs : (a) température froide T_f , (b) température ambiante T_a , (c) quantité de chaleur extraite du côté ambiant \dot{Q}_a , et (d) le coefficient de performance rapporté à Carnot. Les couleurs indiquent l'orientation ; le remplissage, si le résultat est obtenu expérimentalement ou par une simulation DELTAEC ; la forme du marqueur, la puissance thermique fournie à l'échangeur froid Q_f . {ajouter valeurs DeltaEC}

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

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

ce qui se trouve deux ordres de grandeur au dessus de la valeur de Rayleigh critique [46]. Après application numérique des équation (III.4), le calcul des ordres de grandeur des vitesses verticales

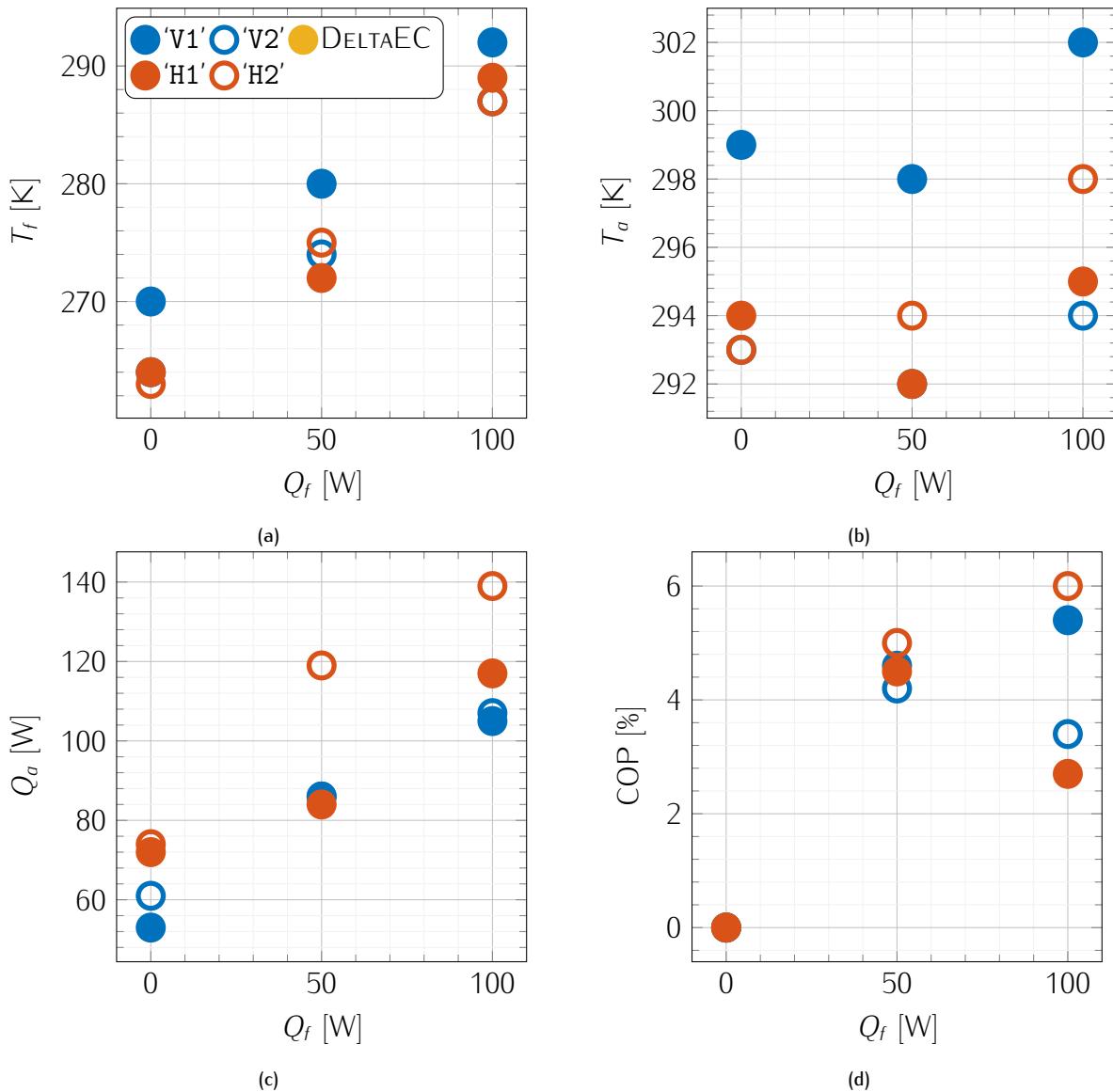


FIGURE IV.2 – Influence de la convection naturelle sur les performances sur différents indicateurs, pour différentes charges thermiques et à *drive ratio* $DR = 2\%$. (a) température froide T_f , (b) température ambiante T_a , (c) quantité de chaleur extraite du côté ambiant \dot{Q}_a et (d) rapport entre le coefficient de performance froid et de Carnot. {ajouter valeurs DeltaEC}

$v_{ref}^{\parallel g}$ 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 présentées sur la figure II.6 et II.7 sont regroupées par deux, avec d'une part les orientations horizontales du TACOT 'H1' et 'H2' où $\psi_v = 0^\circ$ (sous-figures (a) et (c)), et d'autre part les orientations verticales 'V1' et 'V2' pour lesquelles $\psi_v = \pm 90^\circ$ (sous-figures (a) et (b)). Pour chacun de ces groupes, les résultats des expériences réalisées aux trois amplitudes décrites dans le

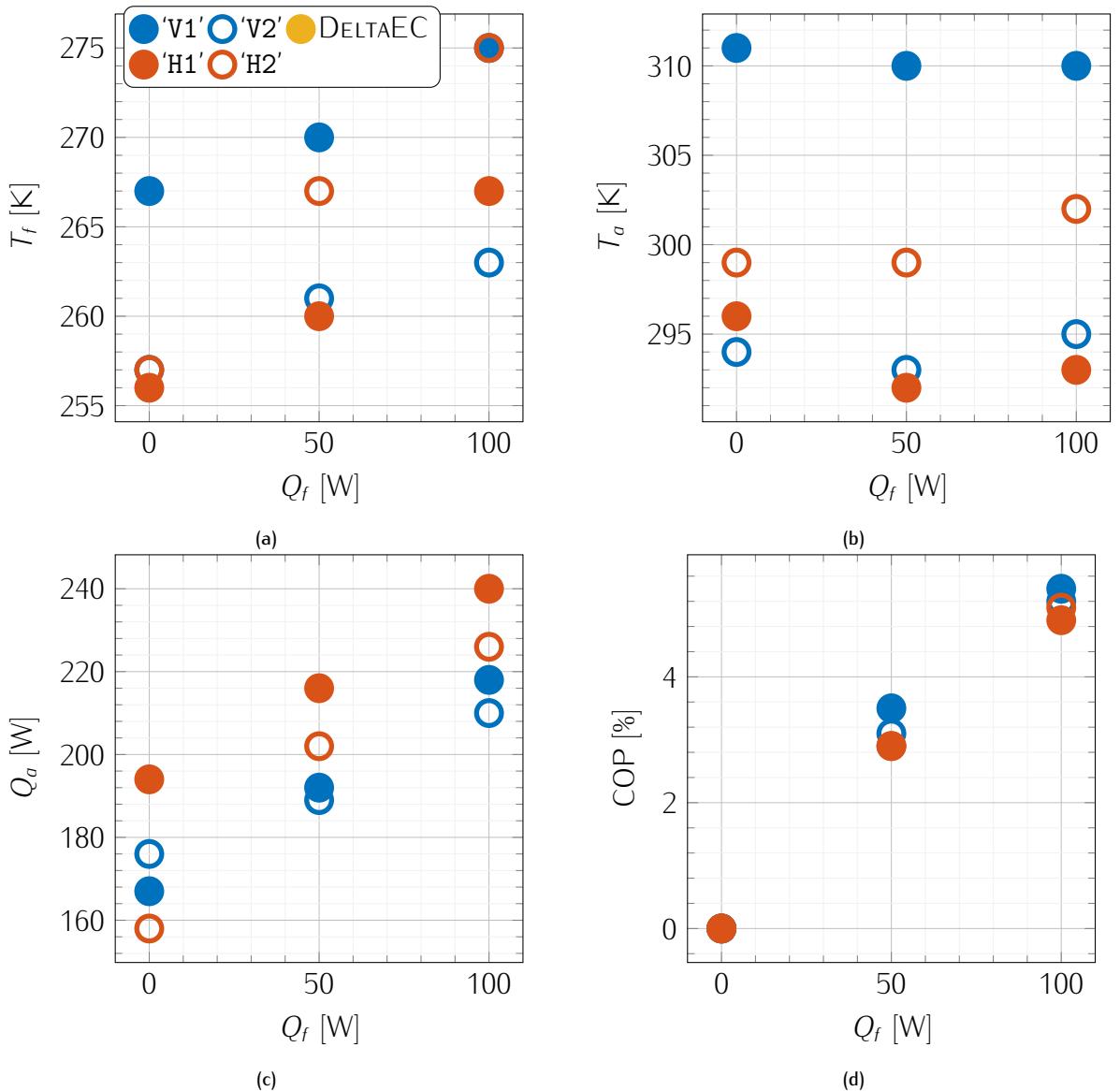


FIGURE IV.3 – Influence de la convection naturelle sur les performances sur différents indicateurs, pour différentes charges thermiques et à $drive\ ratio\ DR = 3,5\%$. (a) température froide T_f , (b) température ambiante T_a , (c) quantité de chaleur extraite du côté ambiant Q_a et (d) rapport entre le coefficient de performance froid et de Carnot. **[ajouter valeurs DeltaEC]**

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.1.2.1.a 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 \mathbf{e}_x est perpendiculaire à \mathbf{g} , et est donc noté $\mathbf{e}_x^{\perp g}$;
- la dimension transverse du noyau \mathbf{e}_r est séparée en deux :
 - d'une part, la dimension transverse colinéaire à la gravité qui est notée $\mathbf{e}_r^{||g}$;

— 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

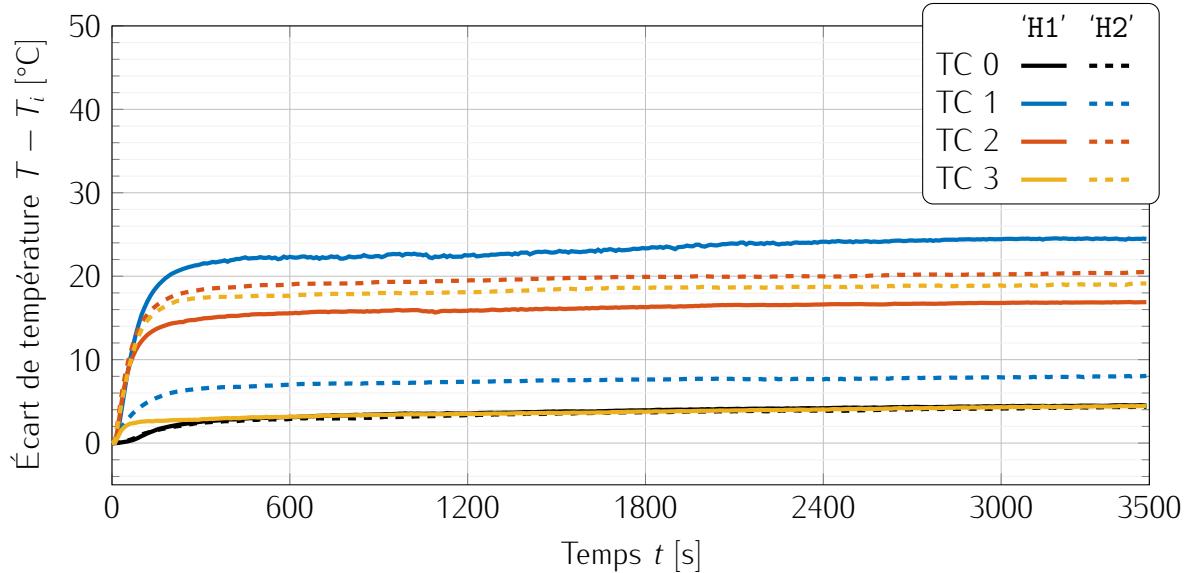


FIGURE IV.4 – Évolution temporelle des températures dans la cavité d'adaptation d'impédance pour les expériences dans les orientations 'H1' et 'H2' à *drive ratio* nul.

Avec acoustique Les premiers résultats sont obtenus pour les expériences horizontales 'H1' et 'H2' présentées sur les figures II.6(a) et (c), 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 pas 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.

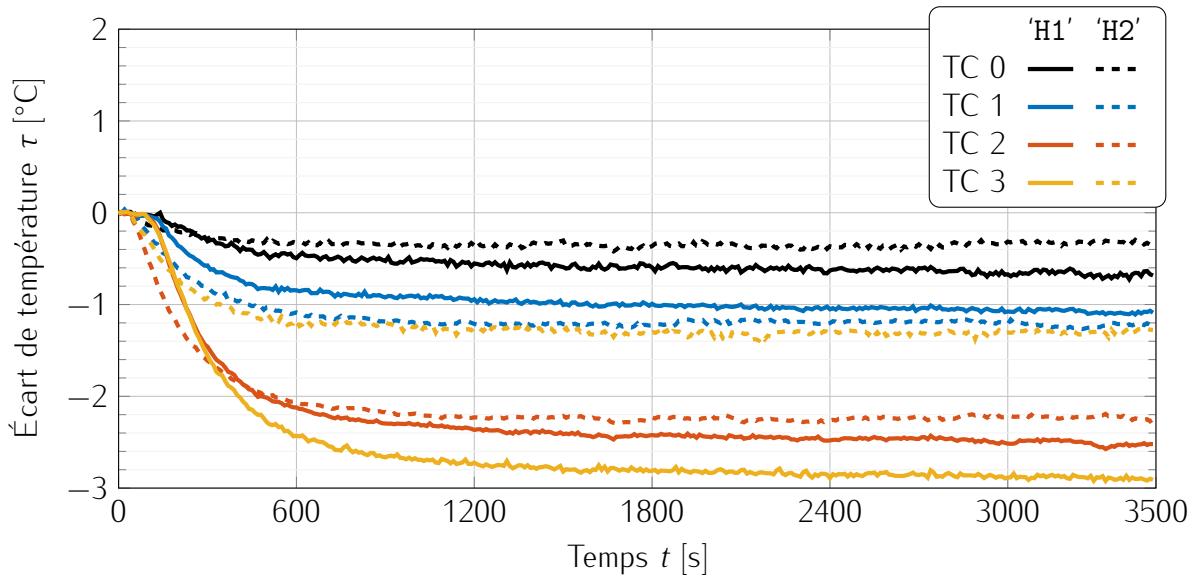


FIGURE IV.5 – Évolution temporelle des températures dans la cavité d'adaptation d'impédance pour les expériences dans les orientations 'H1' et 'H2' à faible *drive ratio* $DR = 0,4\%$.

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.

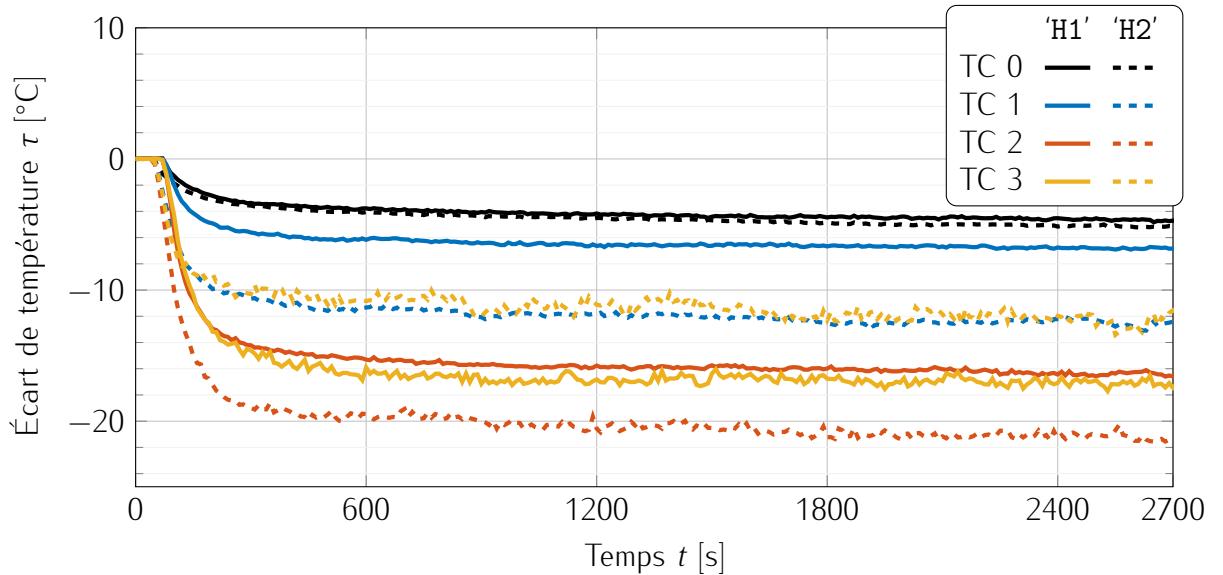


FIGURE IV.6 – Évolution temporelle des températures dans la cavité d'adaptation d'impédance pour les expériences dans les orientations 'H1' et 'H2' à *drive ratio* intermédiaire $DR = 2\%$.

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 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 $e_r^{1/g}$ 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.

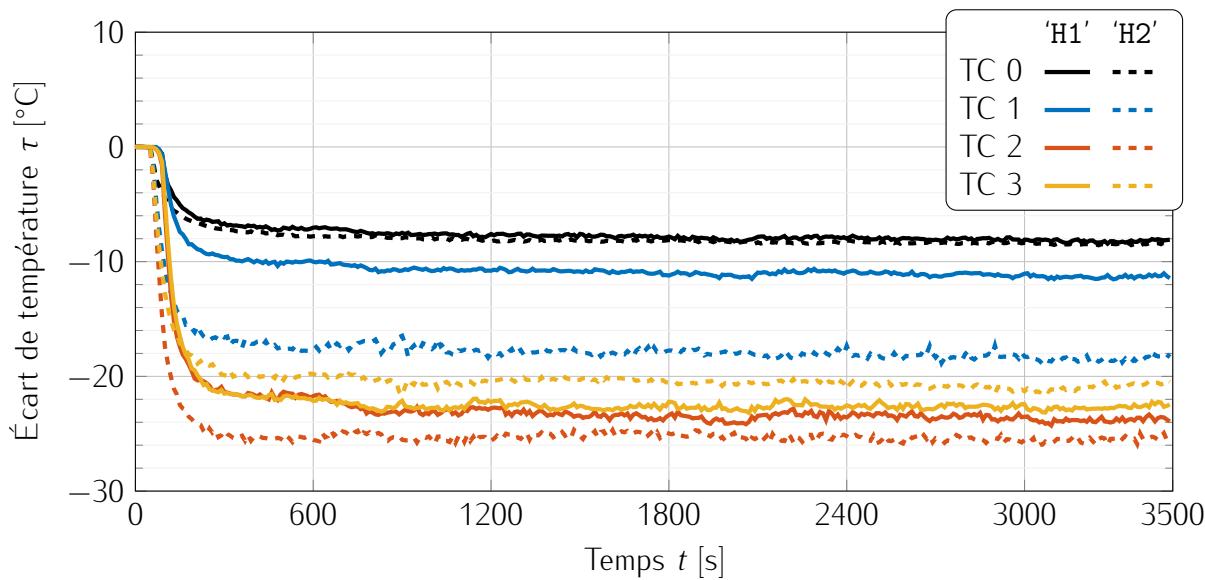


FIGURE IV.7 – Évolution temporelle des températures dans la cavité d'adaptation d'impédance pour les expériences dans les orientations 'H1' et 'H2' à haut *drive ratio* $DR = 3,4\%$.

IV.1.2.1.b Réfrigérateur vertical

Sans acoustique {ICI les manips heat only}

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.7(a) et (b), 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

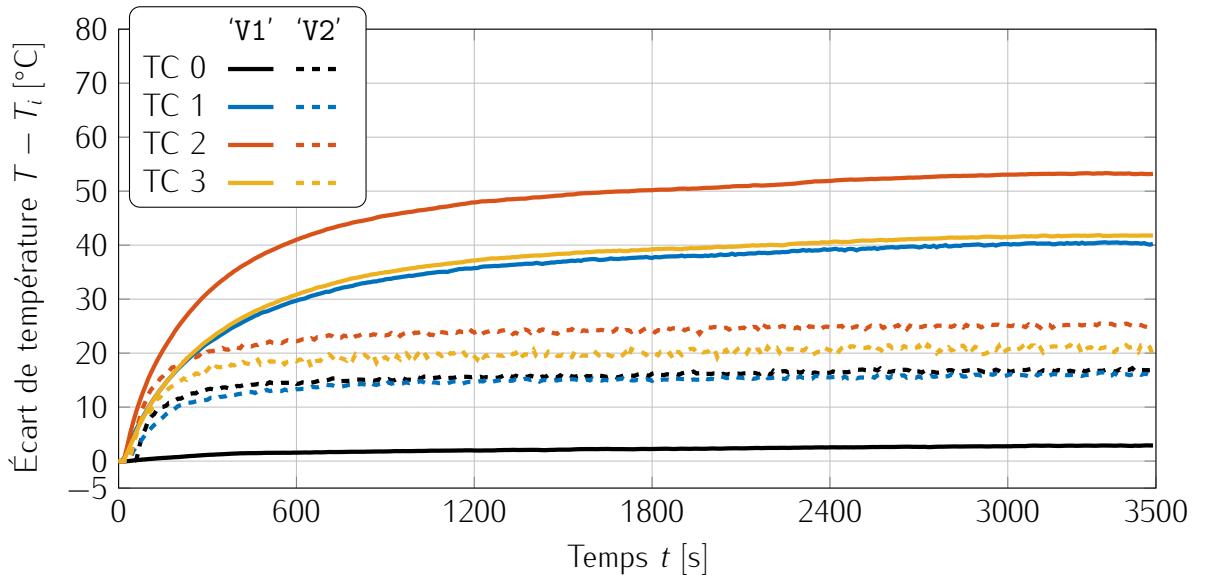


FIGURE IV.8 – Évolution temporelle des températures dans la cavité d'adaptation d'impédance pour les expériences dans les orientations 'V1' et 'V2' à *drive ratio* nul.

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 \mathbf{e}_x et de la gravité \mathbf{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'.

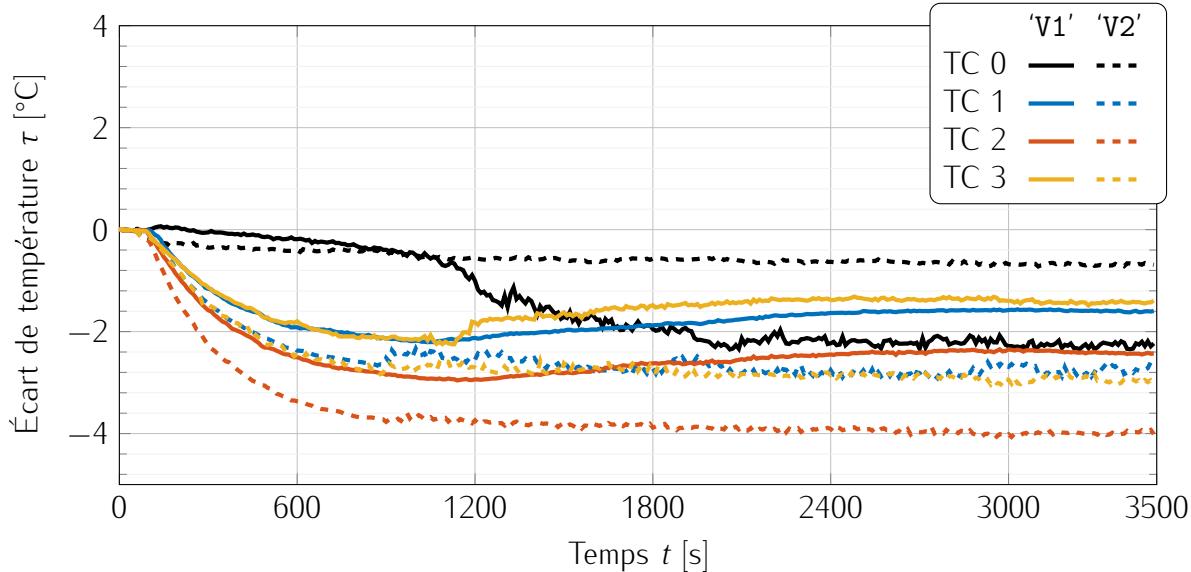


FIGURE IV.9 – Évolution temporelle des températures dans la cavité d'adaptation d'impédance pour les expériences dans les orientations 'V1' et 'V2' à faible *drive ratio* $DR = 0,4\%$.

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.

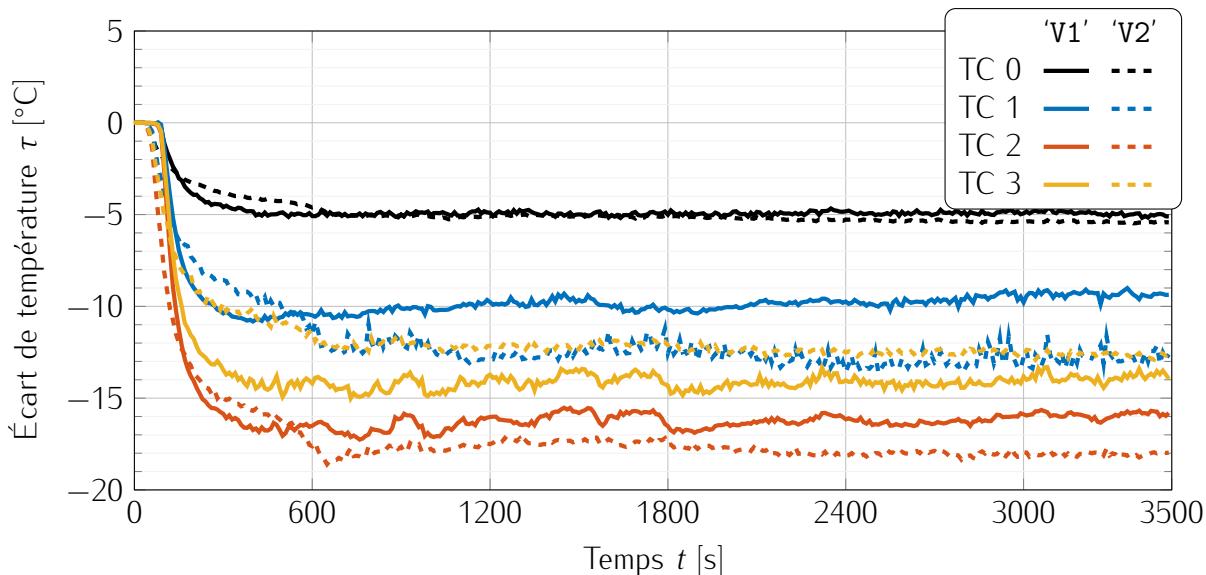


FIGURE IV.10 – Évolution temporelle des températures dans la cavité d'adaptation d'impédance pour les expériences dans les orientations 'V1' et 'V2' à *drive ratio* intermédiaire $DR = 2\%$.

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 réfrigérateur. Notamment, les courbes en trait tireté 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 $t = 400\text{s}$ entre le refroidissement initial et la stabilisation des températures dans la cavité conique dans l'orientation 'V1'.

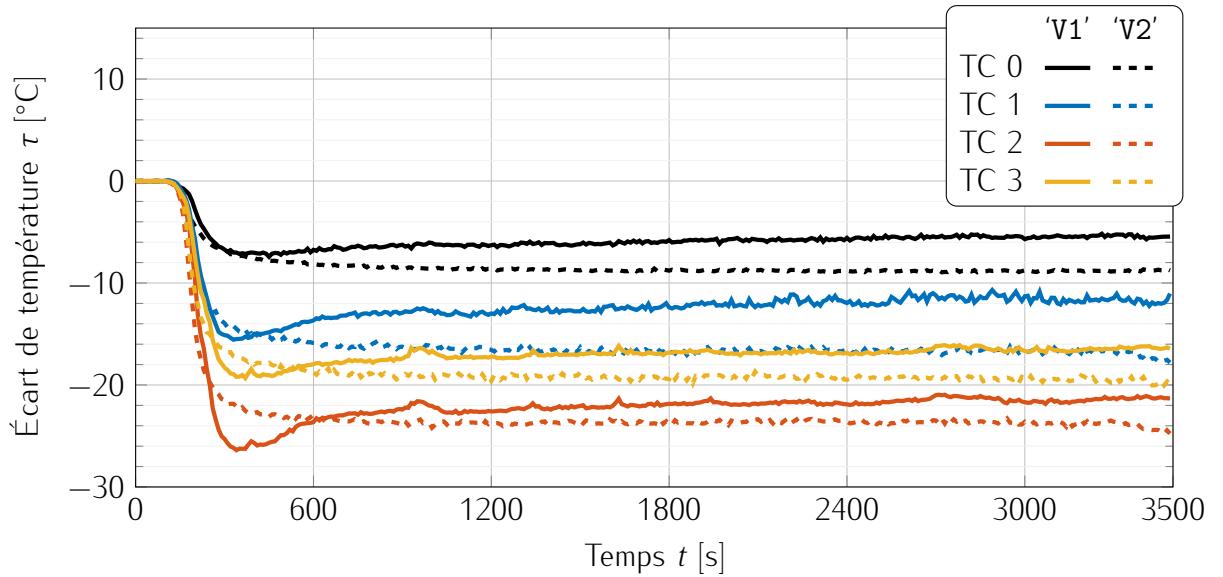


FIGURE IV.11 – Évolution temporelle des températures dans la cavité d'adaptation d'impédance pour les expériences dans les orientations 'V1' et 'V2' à haut *drive ratio* $DR = 3,5\%$.

IV.1.2.2 À l'intérieur du régénérateur

IV.1.2.2.a 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}**.

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 $5,2^\circ\text{C}$ par rapport à la température initiale pour l'orientation 'H1', et de $4,8^\circ\text{C}$ 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.1.2.1.a.

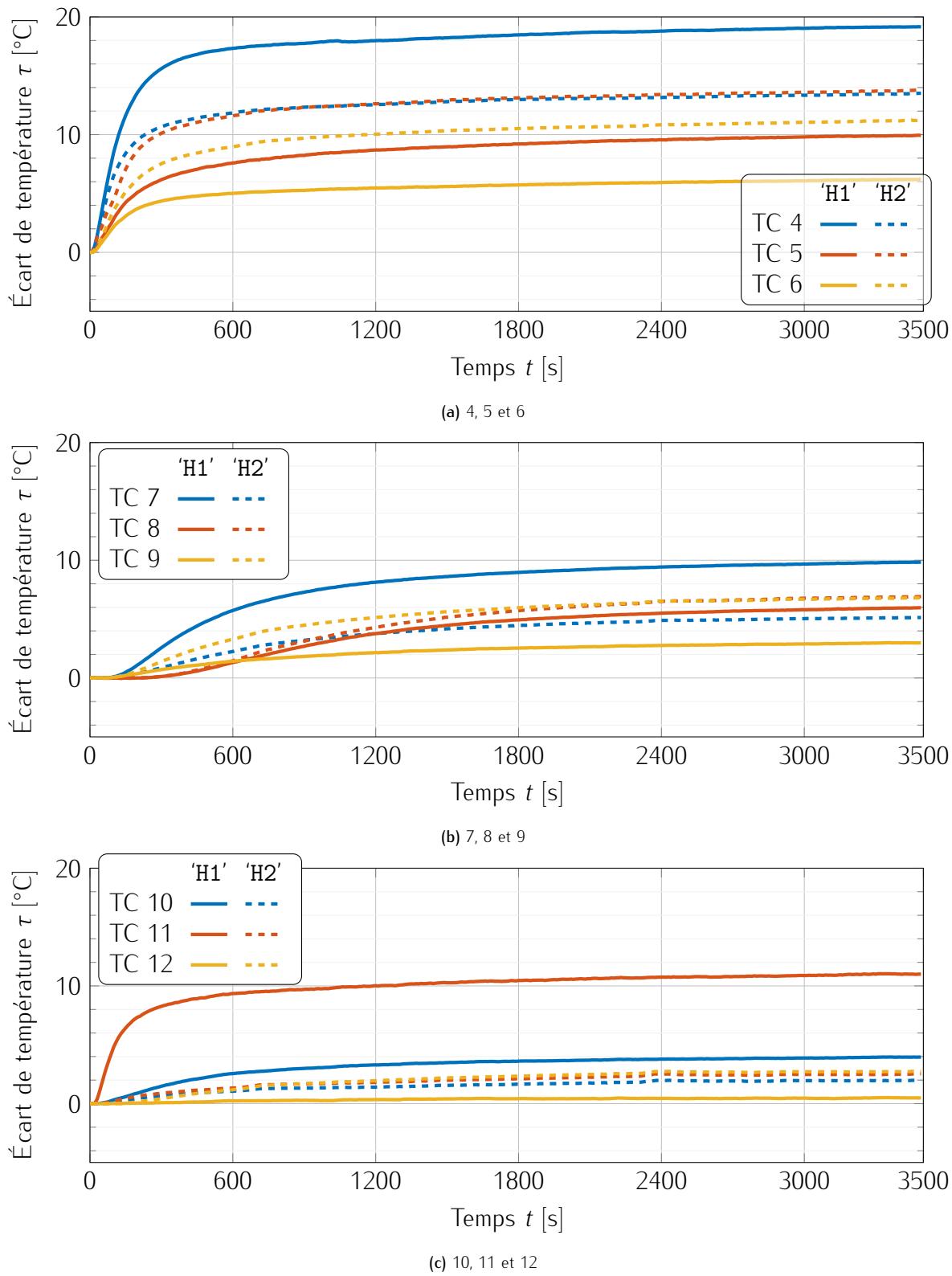


FIGURE IV.12 – {changer caption}

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,

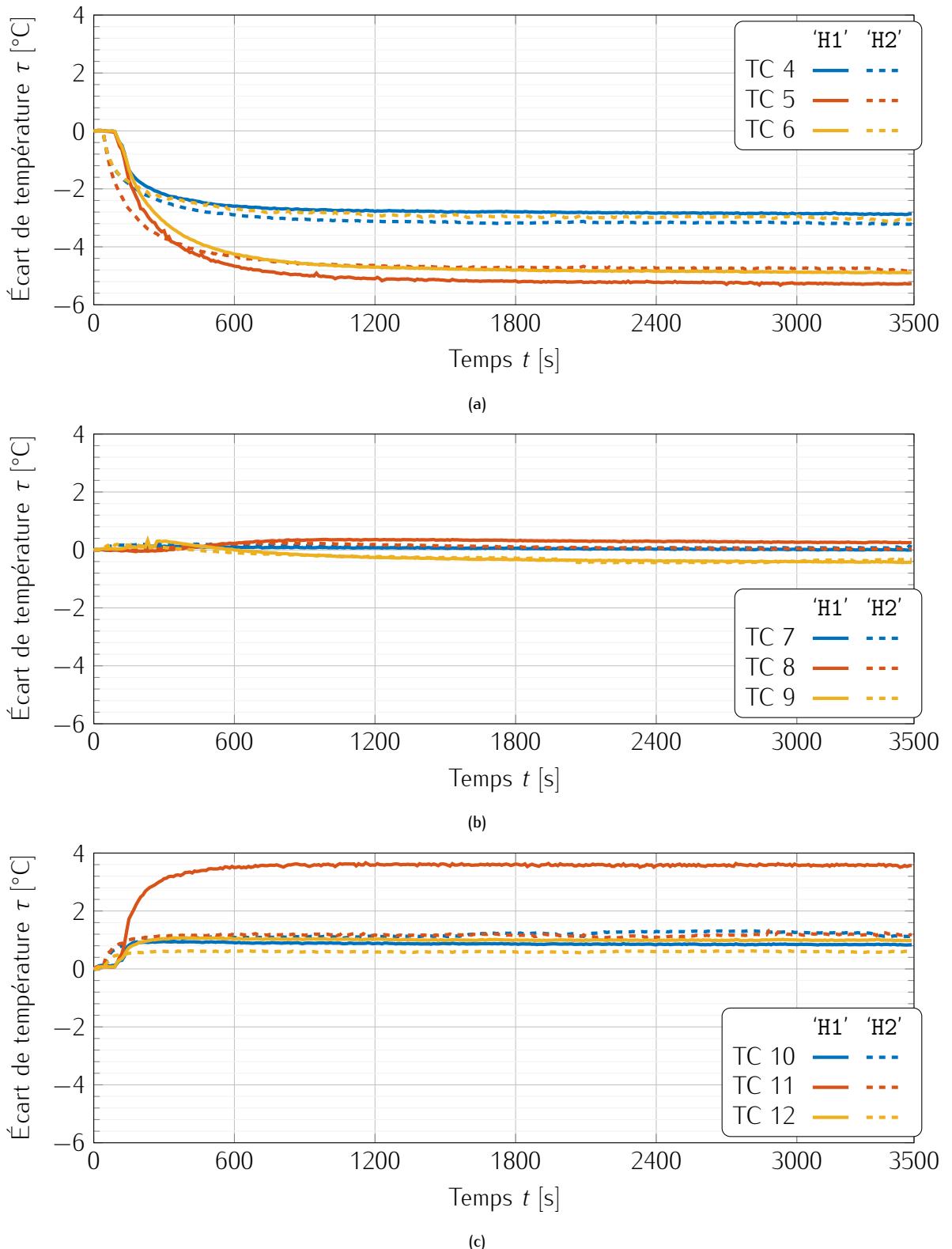


FIGURE IV.13 – Évolution temporelle des températures dans le régénérateur pour les expériences dans les orientations 'H1' et 'H2' à faible *drive ratio* $DR = 0,4\%$. (a) côté froid (TC 4, 5 et 6), (b) milieu (TC 7, 8 et 9), (c) côté ambiant (TC 10, 11 et 12).

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 °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 °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 °C et -31,9 °C, tandis que ce dernier est 9,9 °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 °C en 'H1' et -31,9 °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 °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 $t = 150$ s, soit 50 s 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 $\Delta T_{TA...}$ }.

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 50 s d'augmentation, les températures s'abaissent de 2 °C pour chaque thermocouple jusqu'à atteindre la température d'équilibre du système.

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

IV.1.2.2.b Réfrigérateur vertical

Amplitude acoustique nulle

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

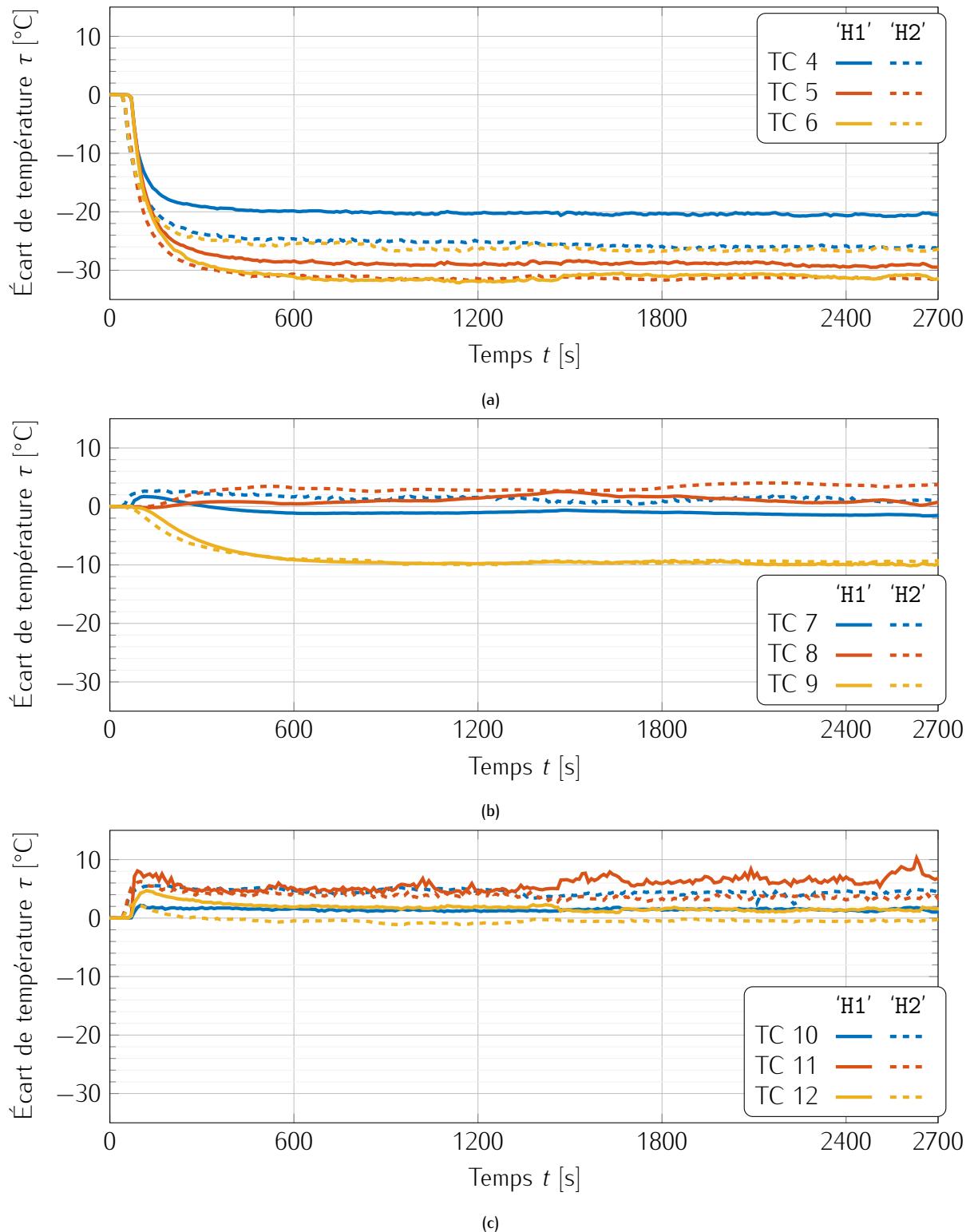


FIGURE IV.14 – Évolution temporelle des températures dans le régénératuer pour les expériences dans les orientations 'H1' et 'H2' à *drive ratio* moyen $DR = 2\%$. (a) côté froid (TC 4, 5 et 6), (b) milieu (TC 7, 8 et 9), (c) côté ambiant (TC 10, 11 et 12).

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)

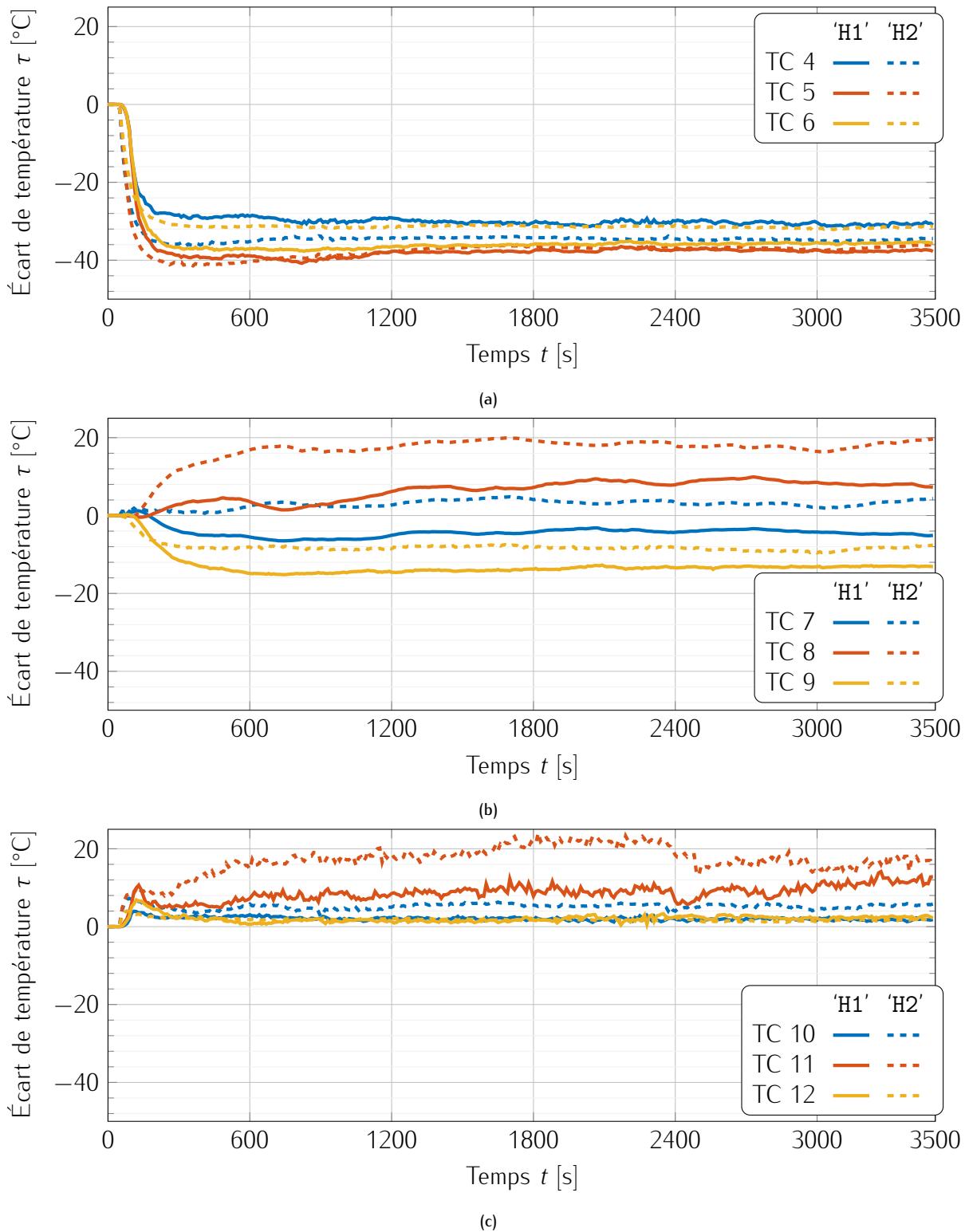


FIGURE IV.15 – Évolution temporelle des températures dans le régénérateur pour les expériences dans les orientations 'H1' et 'H2' à haut *drive ratio* $DR = 3,4\%$. (a) côté froid (TC 4, 5 et 6), (b) milieu (TC 7, 8 et 9), (c) côté ambiant (TC 10, 11 et 12).

IV.1.2.3 Dans la cavité entre la source acoustique secondaire et le noyau thermoacoustique

IV.2 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 repro-

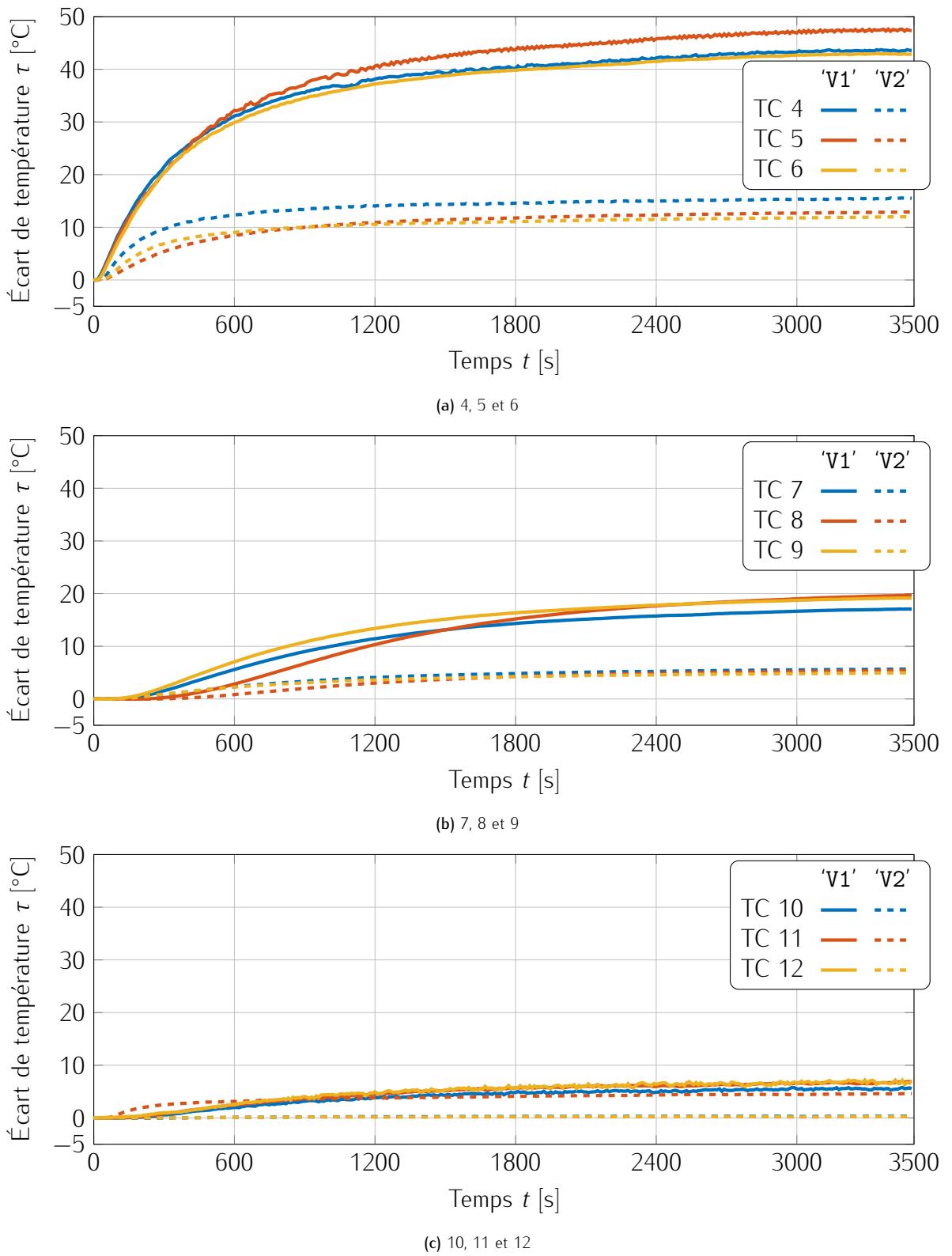


FIGURE IV.16 – {changer caption}

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

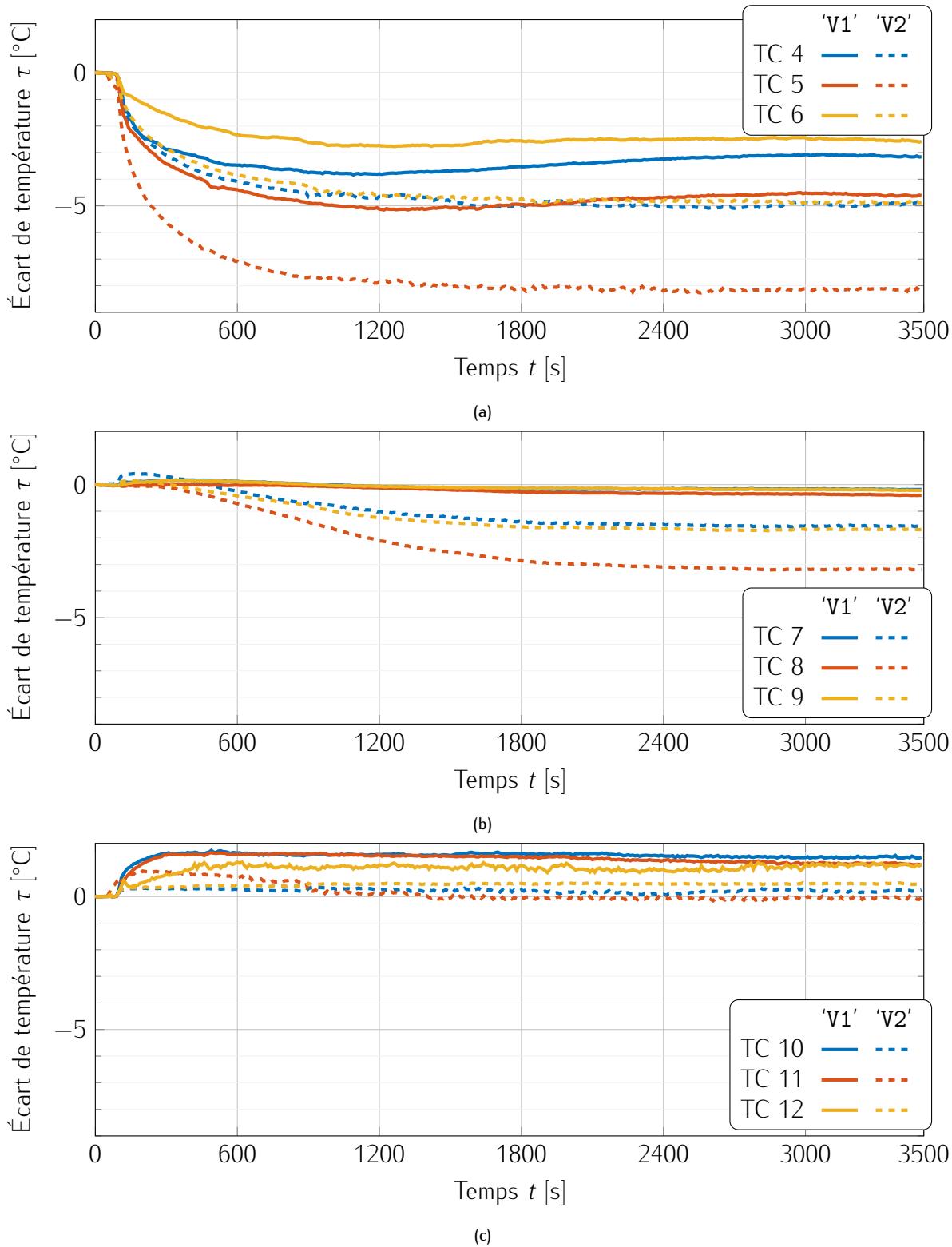


FIGURE IV.17 – Évolution temporelle des températures dans le régénérateur pour les expériences dans les orientations 'V1' et 'V2' à faible *drive ratio* $DR = 0,4\%$. (a) côté froid (TC 4, 5 et 6), (b) milieu (TC 7, 8 et 9), (c) côté ambiant (TC 10, 11 et 12).

Dans cette

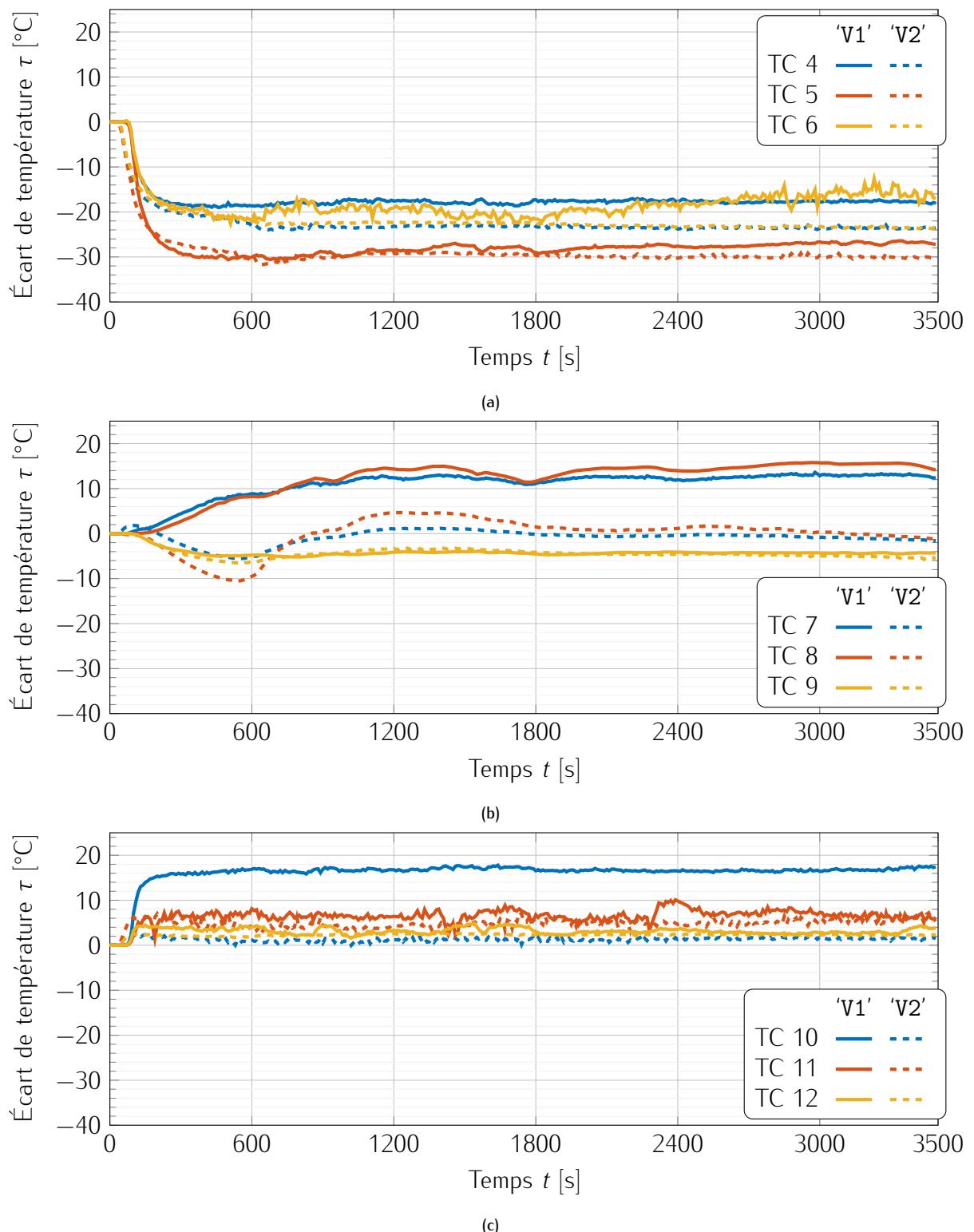


FIGURE IV.18 – Évolution temporelle des températures dans le régénératuer pour les expériences dans les orientations 'V1' et 'V2' à *drive ratio* moyen $DR = 2\%$. (a) côté froid (TC 4, 5 et 6), (b) milieu (TC 7, 8 et 9), (c) côté ambiant (TC 10, 11 et 12).

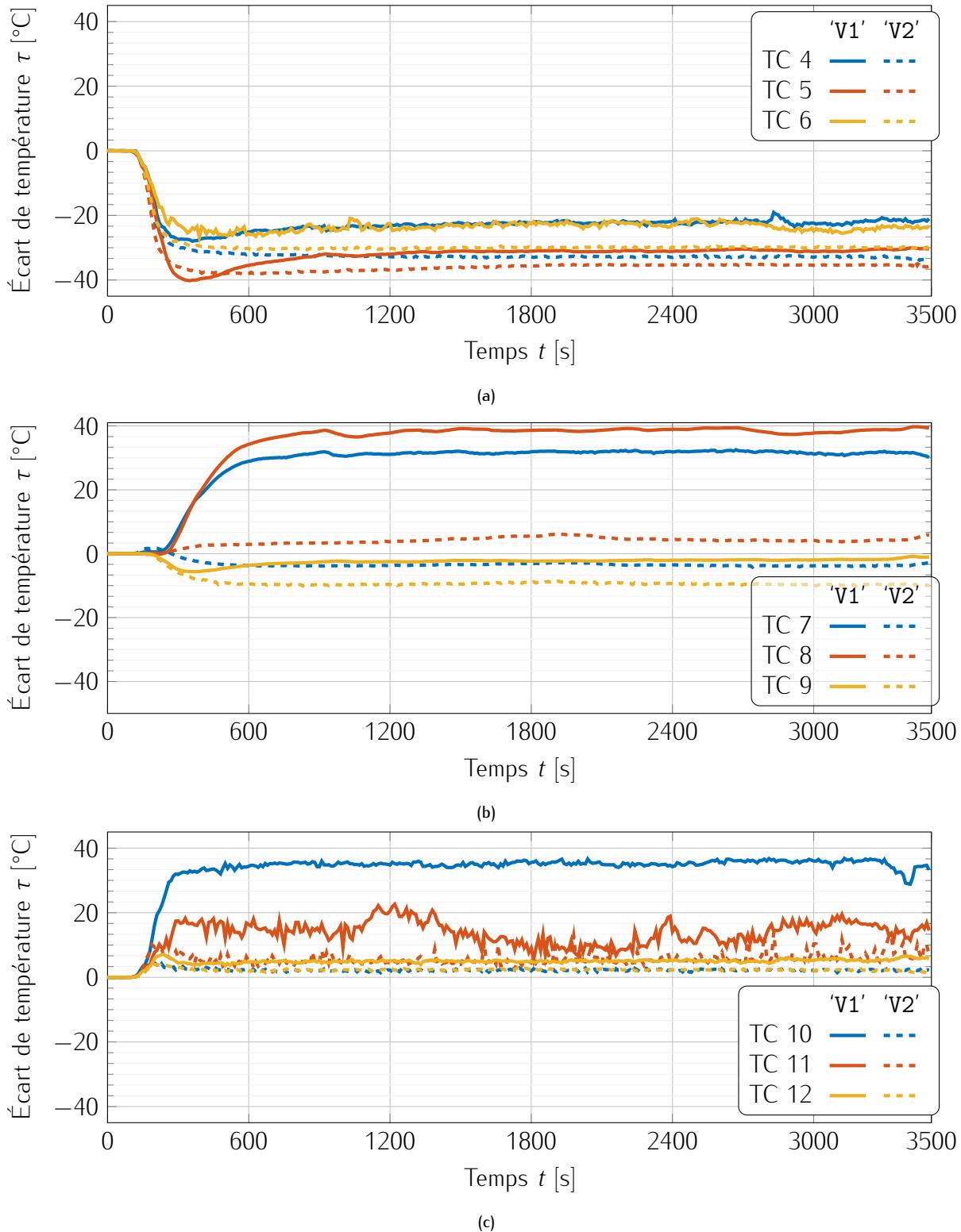


FIGURE IV.19 – Évolution temporelle des températures dans le régénérateur pour les expériences dans les orientations 'V1' et 'V2' à haut *drive ratio* $DR = 3,5\%$. (a) côté froid (TC 4, 5 et 6), (b) milieu (TC 7, 8 et 9), (c) côté ambiant (TC 10, 11 et 12).

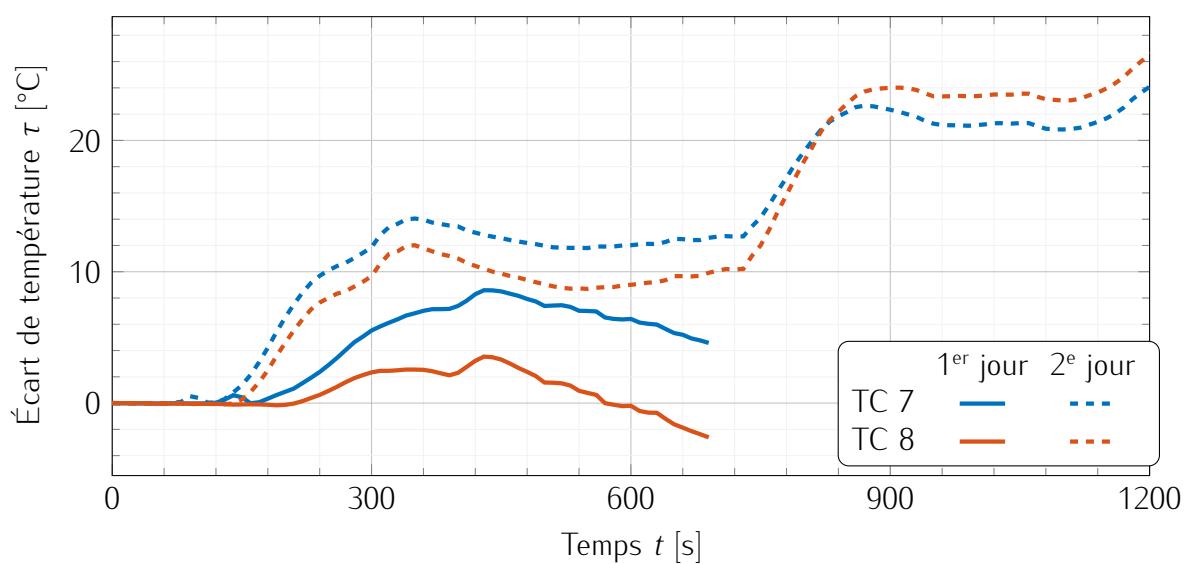


FIGURE IV.20 – {Figure illustrant des problèmes de répétabilité}

Chapitre V

Conclusion

Table des matières

V.1	Section	56
-----	---------	-------	----

V.1 Section

Chapitre VI

Perspectives

Table des matières

VI.1	Expérimentations supplémentaires	58
VI.1.1	Étude de la conduction par les parois du noyau thermoacoustique	58
VI.2	Électroacoustique	58
VI.2.1	Contrôle actif	58
VI.2.2	Remplacement des sources	59

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, la {canette/carter/boîte/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.

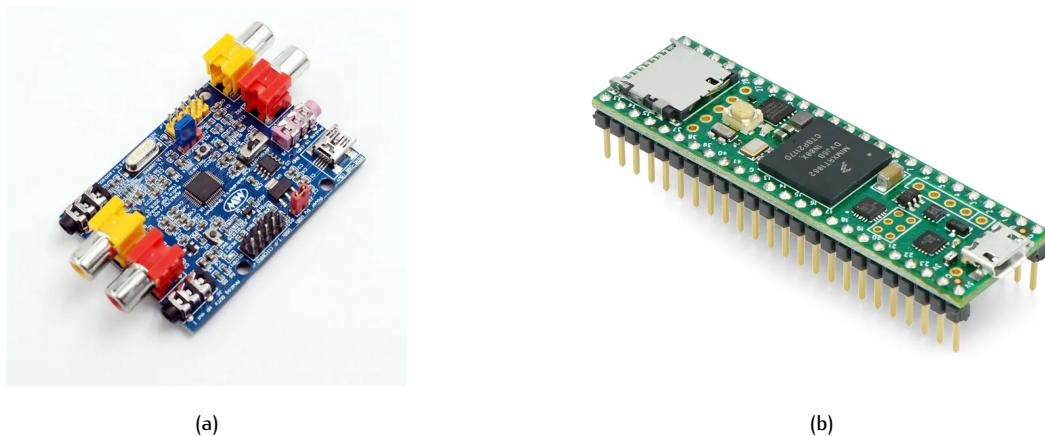


FIGURE VI.1 – Dispositif de traitement du signal numérique en temps réel. (a) SigmaDSP ADAU1701 et (b) Teensy 4.1

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.

VI.2.2 Remplacement des sources

Annexe A

Index des notations

Lettres latines

Symbole	Unité	Définition
c_0	m s^{-1}	Célérité du son dans le milieu
C_p		Capacité calorifique du gaz à pression constante
C_s		Capacité calorifique du solide poreux
C_v		Capacité calorifique du gaz à volume constant
COP		Coefficient de performance, $\text{COP} = \frac{Q_f}{W_e}$
$\text{COP}_{\text{carnot}}$		Coefficient de performance de Carnot, $\text{COP}_{\text{carnot}} = \frac{T_f}{T_c - T_f}$
DR		<i>Drive ratio</i> , $DR = \frac{p}{p_0}$
\mathbf{g}		Accélération terrestre, $\mathbf{g} = 9,81 \text{ m s}^{-2}$
g		Gain thermoacoustique
Gr		Nombre de Grashof
k_0		Nombre d'onde sans perte
k		Conductivité thermique
K_p		Perméabilité hydraulique d'un matériau poreux
L_{reg}		Longueur du régénérateur, $L_{\text{reg}} = 39 \text{ mm}$
Nu		Nombre de Nusselt
p_0		Pression statique dans le réfrigérateur
p_1		Pression acoustique
Pe		Nombre de Péclet
Pr		Nombre de Prandtl
\mathbf{e}_r		Vecteur unitaire transverse du noyau
R_{reg}		Rayon du régénérateur, $R_{\text{reg}} = 74 \text{ mm}$
Ra		Nombre de Rayleigh
r_h		Rayon hydraulique des pores du régénérateur
T_0		Température moyenne locale du gaz dans le noyau

Continué sur la page suivante...

Lettres latines (suite)

Symbole	Unité	Définition
T_∞		Température ambiante hors de la machine
u		Débit acoustique
v		Vitesse acoustique
W_e		Puissance électrique consommée par les sources acoustiques
\mathbf{e}_x		Vecteur unitaire axial du noyau
\mathbf{e}_{x0}		{définir}
Q_c		Flux de chaleur extrait par l'eau circulant dans l'échangeur ambiante
Q_f		Flux de chaleur apporté par les résistances chauffantes dans l'échangeur froid

Lettres grecques ordre alphabétique ?

Symbole	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	Masse volumique moyenne du gaz
ρ_s	Masse volumique du solide poreux
$\delta_{\kappa,v}$	Couche limites thermique/visqueuse
θ	Différence entre les températures locale dans le réfrigérateur et initiale, $\theta = T_0 - T_\infty$
μ	Viscosité dynamique
ν	Viscosité cinématique
κ	Diffusivité thermique
τ_0	Période du signal $\tau_0 = 1/f_0$
ξ_0	Déplacement particulaire dans le régénérateur
ξ_1	Déplacement du piston de la source acoustique principale
ξ_2	Déplacement du piston de la source acoustique secondaire
λ	Longueur d'onde du signal acoustique

 Indices et exposants

Symbole	Définition
\square_c	Caractéristique critique
$\square^{\perp g}$	Perpendiculaire à la gravité g
$\square^{\parallel g}$	Parallèle à la gravité g
\square^*	Conjugué complexe
\square_p	Lié au matériau poreux
\square_g	Relatif au gaz dans le matériau poreux
\square_s	Relatif au solide du matériau poreux

Annexe B

Caractérisation de l'échangeur ambiant

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 B.1 contient un circuit de canaux dans lequel circule de l'eau dont le débit peut être contrôlé [18, 42]. Son rôle est de maintenir l'extrémité chaude du régénérateur à température ambiante pour éviter l'échauffement global du réfrigérateur.

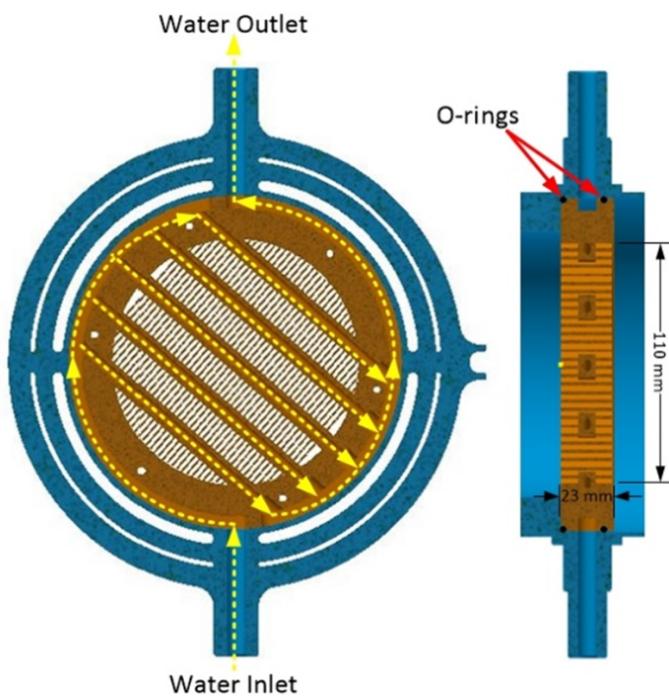


FIGURE B.1 – Schéma de l'échangeur ambiant, issu de [18]{ajouter TC 13, 14 et 15 et le point de vue / axe e_x }

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'extrême 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

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

où m est la masse d'eau éculée, 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

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

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.2 et représentent les quantités en régime établi.

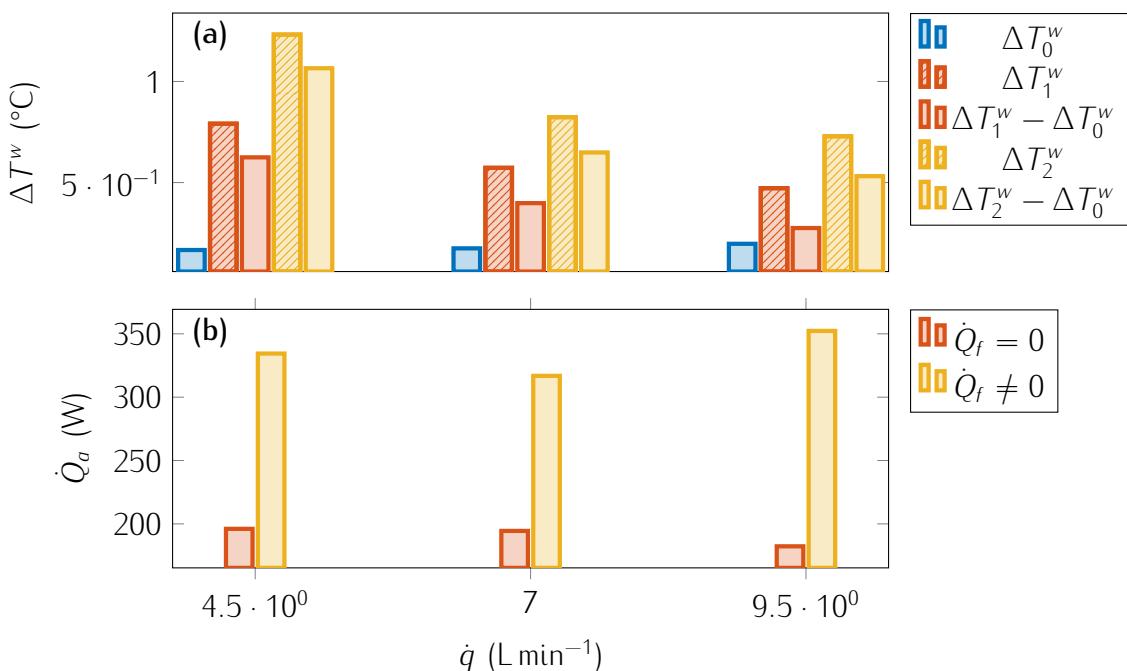


FIGURE B.2 – Calibration de l'échangeur de chaleur ambiant. (a) différence de température pour l'eau seule (ΔT_0^w), après ajout des sources acoustiques en marche (ΔT_1^w), puis après ajout d'une charge thermique \dot{Q}_f (ΔT_2^w). (b) puissance thermique \dot{Q}_a extraite par l'eau en l'absence puis 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 ?}

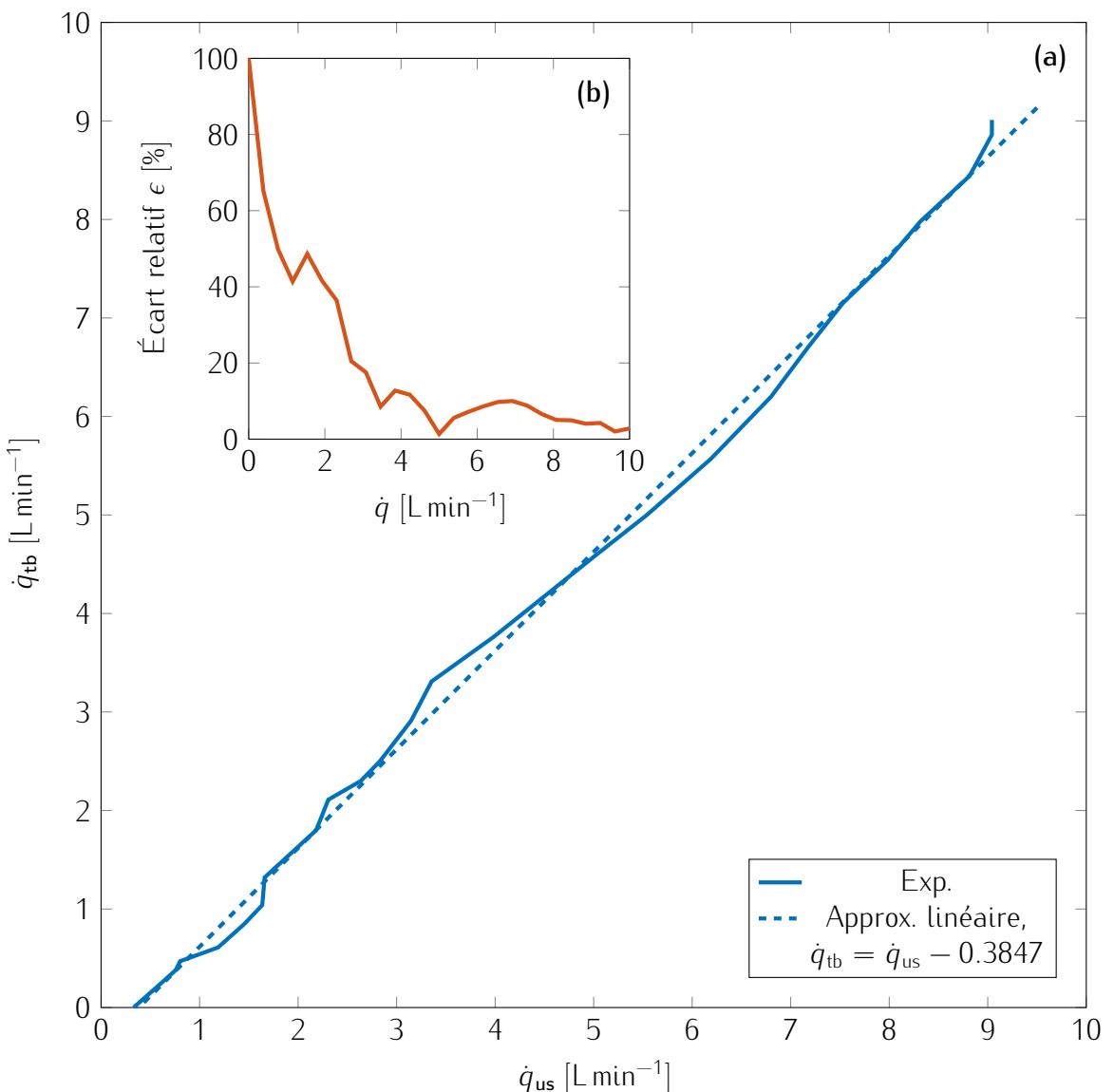


FIGURE B.3 – Incertitudes de mesure du débit d'eau dans l'échangeur ambiant. (a) débit mesuré par le débitmètre à turbine \dot{q}_{tb} en fonction de celui mesuré par le débitmètre à ultrason \dot{q}_{us} . (b) écart relatif $\epsilon = \frac{|\dot{q}_{us} - \dot{q}_{tb}|}{\dot{q}_{us}}$ entre les deux mesures obtenues.

{Texte après le float}

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 f_c 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.1 sont résumées de façon détaillée dans le tableau E.1. Les déplacements des sources ξ_1 et ξ_2 , 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 T_f , du côté ambiant T_a ou devant la source acoustique principale T_{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	

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	$1,5 \cdot 10^4$	$5,4 \cdot 10^4$	$2,3 \cdot 10^5$	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	
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.

ξ_1	ξ_2	DR	T_a	T_f	T_{SA1}	\dot{Q}_a	\dot{Q}_f	COP	Orientation
		[mm]	[%]	[K]		[W]	[W]	[%]	
0	0	0	296	303	296	10	40	—	'H1'
1	0,3	0,4	292	287	291	0,8	0	0	
5	1,1	2	294	264	287	72	0	0	
5	1,1	2	292	272	287	84	50	4,5	
5,1	1,1	2	295	289	291	117	100	2,7	
8,5	1,8	3,4	296	256	283	194	0	0	
8,5	1,7	3,5	292	260	284	216	50	2,9	
8,5	1,8	3,5	293	267	287	240	100	4,9	
0	0	0	293	304	296	12	40	—	
1	0,4	0,4	291	287	291	{-0,9}	0	0	'H2'
5	1,2	2	293	263	287	74	0	0	
4,9	1,1	2	294	275	290	119	50	5	
5	1,1	2	298	287	293	139	100	6	
8,5	1,7	3,4	299	257	284	158	0	0	
8,4	1,8	3,5	299	267	287	202	50	2,9	
8,4	1,8	3,5	302	275	290	226	100	5,1	
0	0	0	296	335	293	11	40	—	'V1'
1	0,4	0,4	294	290	293	2	0	0	
5	1,1	2	299	270	285	53	0	0	
5	1,1	2	298	280	290	86	50	4,6	
5	1,1	2	302	292	295	105	100	5,4	
8,4	1,6	3,5	311	267	289	167	0	0	
8,3	1,7	3,4	310	270	288	192	50	3,5	
8,3	1,7	3,4	310	275	291	218	100	5,4	
0	0	0	293	307	312	0,7	40	—	
1	0,7	0,4	290	284	290	5	0	0	'V2'
5	1,7	2	293	264	286	61	0	0	
5,1	1,6	2	292	274	287	86	50	4,2	
5,1	1,3	2	294	287	292	107	100	3,4	
8,6	2,24	3,5	294	257	282	176	0	0	
8,4	2,24	3,4	293	261	283	189	50	3,1	
8,4	2	3,4	295	263	286	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] 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).
- [2] 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).
- [3] 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).
- [4] Nikolaus ROTT et Gerassimos ZOUZOLAS. « 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).
- [5] Gerassimos ZOUZOLAS 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).
- [6] 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).
- [7] 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).
- [8] 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).
- [9] 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).
- [10] 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).
- [11] Gaëlle POIGNAND. « Étude théorique et expérimentale d'un réfrigérateur thermoacoustique "compact" ». Thèse de doctorat. Le Mans, France : Université du Maine, 2006. 107 p.
- [12] Serge DUFFOURD. « Réfrigérateur thermoacoustique : études analytiques et expérimentales en vue d'une miniaturisation ». Thèse de doct. Ecole centrale de Lyon, 23 mars 2001.
- [13] 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.

- [14] 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).
- [15] 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).
- [16] 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).
- [17] 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).
- [18] 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).
- [19] 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).
- [20] 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).
- [21] 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).
- [22] 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.
- [23] 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).
- [24] 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).
- [25] 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).
- [26] 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).
- [27] 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).

- [28] 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).
- [29] 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).
- [30] Mario Rossi. *Electroacoustique*. Traité d'électricité 21. Lausanne : presses polytechniques romandes, 1986. ISBN : 978-2-88074-061-0.
- [31] Antonin NOVAK. « Measurement of Loudspeaker Parameters : A Pedagogical Approach ». In : 23rd International congress on Acoustics. Aachen, 2019, p. 7924-7301.
- [32] 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.
- [33] Jay Andrew ADEFF. « Measurement of the Space Thermoacoustic Refrigerator performance ». Thèse de doct. Monterey, USA : Naval Postgraduate School, 1991.
- [34] 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).
- [35] 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.
- [36] John J. WOLLAN et al. « Development of a thermoacoustic natural gas liquefier. » In : AIChE New Orleans Meeting. New Orleans, LA, 2002.
- [37] 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).
- [38] Éric BAVU et al. *Électroacoustique*. 2016. URL : <https://electroacoustique.univ-leman.s.fr/>.
- [39] 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).
- [40] 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).
- [41] 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).
- [42] *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).
- [43] Matthew E POESE et al. « Thermoacoustic refrigeration for ice cream sales ». In : 6th IIR Gustav Lorentzen conference. Glasgow, Royaume Uni, 2004.
- [44] 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).

- [45] 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.
- [46] 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.
- [47] Pierre BELLEOUD. « Etude de la convection naturelle turbulente en cavité verticale différenciellement chauffée : Analyse des structures et des transferts turbulents ». Université de Poitiers, 2016.
- [48] 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).
- [49] 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).
- [50] M. Necati ÖZSİK. *Heat conduction*. 2nd ed. New York : J. Wiley & Sons, Inc, 1993. ISBN : 978-0-471-53256-9.