



HAL
open science

Étude théorique et expérimentale des écoulements oscillants alternés d'un gaz au sein de micro et milli-régénérateurs de moteur Stirling

Emna Dellali

► **To cite this version:**

Emna Dellali. Étude théorique et expérimentale des écoulements oscillants alternés d'un gaz au sein de micro et milli-régénérateurs de moteur Stirling. Thermique [physics.class-ph]. Université Bourgogne Franche-Comté, 2018. Français. NNT : 2018UBFCD023 . tel-02861908

HAL Id: tel-02861908

<https://theses.hal.science/tel-02861908>

Submitted on 9 Jun 2020

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

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

THESE DE DOCTORAT DE L'ETABLISSEMENT UNIVERSITE BOURGOGNE FRANCHE-COMTE

PREPAREE A L'UNIVERSITE DE FRANCHE-COMTE

Ecole doctorale n°37

Sciences Pour l'Ingénieur et Microtechniques

Doctorat d'Energétique

Par

M^{me} Emna DELLALI

**Étude théorique et expérimentale
des écoulements oscillants alternés d'un gaz au sein
de micro et milli-régénérateurs de moteur Stirling**

Thèse présentée et soutenue à Belfort, le 15 Octobre 2018

Composition du Jury :

M. ALOUI, Fethi	Professeur, Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, ENSIAME, LAMIH	Rapporteur
M. MARTY, Philippe	Professeur, Université de Grenoble Alpes, LEGI, CEA	Rapporteur
M. FORMOSA, Fabien	Maître de conférences HDR, Université de Savoie Mont-Blanc, SYMME	Examineur
M. FRECHETTE, Luc	Professeur, Université de Sherbrooke, Canada, C2MI MICROS	Examineur
M. DE LABACHELERIE, Michel	Directeur de recherche CNRS, FEMTO-ST, MN2S	Examineur
M. RAUCH, Jean-Yves	Ingénieur de recherche, Université de Franche-Comté, FEMTO-ST, AS2M/MN2S	Examineur
M. LANZETTA, François	Professeur, Université de Franche-Comté, FEMTO-ST, ENERGIE	Directeur de thèse
M ^{me} . BEGOT, Sylvie	Maître de conférences, Université de Franche-Comté, FEMTO-ST, ENERGIE	Co-encadrante de thèse

SOMMAIRE

Remerciements	viii
Liste des figures	viii
Liste des tableaux	xvii
Nomenclature	xix
Introduction générale	1
1 Étude des régénérateurs thermiques	5
1.1 Introduction à la technologie du moteur Stirling	5
1.1.1 Principe de fonctionnement d'un moteur Stirling	6
1.1.2 Cycles thermodynamiques	6
1.1.2.1 Cycle théorique de Carnot (cycle de référence)	6
1.1.2.2 Cycle théorique de Stirling	6
1.2 Régénérateur thermique	8
1.2.1 Définition, rôle et importance	8
1.2.2 Caractéristiques d'un régénérateur thermique	8
1.2.2.1 Géométrie	8
1.2.2.2 Propriétés physiques	9
1.2.3 Étude des écoulements oscillants	10
1.2.3.1 Mécanisme des écoulements oscillants	10
1.2.3.2 Effet annulaire et déphasage	11
1.2.3.3 Paramètres adimensionnels caractéristiques	16
1.2.3.4 Transition vers la turbulence	20
1.2.3.5 Pertes de charge	24
1.2.3.6 Transferts thermiques	30
1.2.3.7 Figure de mérite	37
1.3 Miniaturisation des convertisseurs de type Stirling	45
1.3.1 La loi d'échelle	47

1.3.2	Les écoulements permanents des gaz dans les micro-canaux	49
1.3.2.1	Limite de validité du régime continu et apparition du régime raréfié	49
1.3.2.2	Pertes de charges, transferts thermiques et transition vers la turbulence	51
1.3.3	Défis technologiques	56
1.3.3.1	Procédés de fabrication	56
1.3.3.2	Packaging et interfaçage entre micro-macro dispositifs	56
2	Conception et fabrication des régénérateurs	59
2.1	Critères de conception	59
2.1.1	Choix du matériau et de la géométrie	59
2.1.1.1	Choix du matériau	59
2.1.1.2	Choix de la géométrie	60
2.1.2	Critères hydrauliques	64
2.1.3	Critères thermiques	64
2.1.4	Les lois de similitudes	64
2.1.4.1	Similitude géométrique	65
2.1.4.2	Similitude dynamique	65
2.1.4.3	Similitude thermique	65
2.2	Fabrication du régénérateur et packaging	65
2.2.1	Régénérateur micrométrique	66
2.2.2	Régénérateur millimétrique	82
3	Simulations numériques d'un écoulement oscillant de gaz	87
3.1	Présentation du solveur ANSYS Fluent	87
3.1.1	Présentation du solveur	87
3.1.2	Algorithme de résolution	88
3.2	Modélisation de l'écoulement au sein du régénérateur	88
3.2.1	Définition de la géométrie	88
3.2.2	Génération du maillage	90
3.2.3	Simulations numériques sous ANSYS Fluent	93
3.2.3.1	Régénérateur micrométrique	94
3.2.3.2	Régénérateur millimétrique	97
3.3	Résultats	104
3.3.1	Régénérateur micrométrique	104

3.3.1.1	Perte de charge	105
3.3.1.2	Coefficient de perte de charge	105
3.3.2	Régénérateur millimétrique	107
3.3.2.1	Régime d'écoulement permanent unidirectionnel	107
3.3.2.2	Régime d'écoulement oscillant sinusoïdal	109
4	Bancs expérimentaux : montage et instrumentation	119
4.1	Conception et montage	119
4.1.1	Banc millimétrique	120
4.1.1.1	Architecture et mise en place du dispositif expérimental . .	120
4.1.1.2	Paramètres de contrôle	124
4.1.2	Banc micrométrique	124
4.1.2.1	Architecture et mise en place du dispositif expérimental . .	124
4.1.2.2	Paramètres de contrôle	128
4.2	Instrumentation	128
4.2.1	Capteurs de pression	129
4.2.2	Capteurs de vitesse	130
4.2.3	Capteurs de température	133
4.2.4	Capteur de position	135
4.3	Système de contrôle/commande et acquisition	136
4.3.1	dSPACE DS1103/ControlDesk	136
4.3.2	Anémomètre à fil chaud IFA300	138
4.4	Campagnes de mesures préliminaires	138
4.4.1	Banc micrométrique	139
4.4.2	Banc millimétrique	140
4.5	Protocole expérimental	142
4.5.1	Banc micrométrique	142
4.5.2	Banc millimétrique	143
5	Résultats et discussions	147
5.1	Signaux de pression, vitesses et températures	147
5.1.1	Signaux de pression	148
5.1.2	Signaux de vitesse	151
5.1.2.1	Compression/détente locales du fluide à l'entrée/sortie du régénérateur	152
5.1.2.2	Transition vers le régime turbulent : critère de GLIMPS .	154

5.1.3	Signaux de température	158
5.2	Pertes de charge	163
5.2.1	Effet du gradient thermique	163
5.2.2	Effet de la porosité	164
5.2.3	Effet de la course	166
5.2.4	Effet de la fréquence	168
5.2.5	Perte de charge maximale pour un cycle	170
5.3	Coefficient de perte de charge	171
5.3.1	Expression en régime oscillant	171
5.3.2	Effet des phases d'accélération/décélération	173
5.3.3	Effet de la porosité et du volume balayé par le piston	176
5.4	Puissance de pompage	179
5.5	Efficacité thermique	180
5.6	Figure de mérite	183
	Conclusion générale	188
	Annexes	193
	Résumé	200

TABLE DES FIGURES

1.1	Diagrammes de Clapeyron et entropique théoriques du cycle de Carnot [1] .	6
1.2	Couplage mécanique des pistons pour un cycle thermique de moteur Stirling (type Alpha)[63]	7
1.3	Diagrammes de Clapeyron et entropique théoriques du cycle moteur Stirling [1]	7
1.4	Bilan des forces pour un écoulement établi dans une conduite cylindrique [128]	11
1.5	Profils de la vitesse radiale d'un écoulement oscillant au sein d'un tube pour $C_{piston} = 0,95\text{ cm}$ [118]	12
1.6	Variation du profil de la vitesse radiale pour une demi-période d'écoulement [?]	12
1.7	Effet de la fréquence sur : (a) le rapport entre débits en écoulements oscillant et permanent, (b) le déphasage entre pression et débit pour un écoulement oscillant [150]	13
1.8	Profil radial de vitesse axiale pour différents nombre de Valensi [142]	15
1.9	Mesures expérimentales de la transition laminaire/turbulent [69]	22
1.10	Transition vers la turbulence pour un écoulement oscillant (GLIMPS) [136]	23
1.11	Déphasage entre les coefficients de perte de charge en régime d'écoulement oscillant et permanent [54]	27
1.12	Contribution des forces visqueuses et inertielles dans la perte de charge en fonction de la fréquence de l'écoulement [54]	27
1.13	Régénérateur métallique (en acier inoxydable) de porosité $\varepsilon = 0,3$ [59] . . .	28
1.14	Déphasage entre la perte de charge et la vitesse du gaz pour un régénérateur de porosité $\varepsilon = 0,3$ [78]	28
1.15	Coefficient de perte de charge maximal (porosité $\varepsilon = 0,3$, gradient de température aux extrémités du régénérateur $\Delta T = 70^\circ\text{C}/10^\circ\text{C}$, $L_{reg} = 60\text{ mm}$) [59]	29
1.16	Évolution du flux thermique, du gradient de température fluide/paroi et du nombre de Nusselt en fonction de l'angle de rotation du vilebrequin [67] . .	33
1.17	Déphasage entre les valeurs mesurées et celles calculées du flux thermique à l'interface [67]	33
1.18	Déphasage entre températures du fluide et celles de la paroi [95]	35
1.19	Gradient thermique entre fluide et paroi [95]	35

1.20	Évolution du nombre Nusselt en fonction de l'angle de rotation [95]	35
1.21	Régénérateur annulaire en feuilles métalliques en arc de cercle : (a) vue de face (b) vue en perspective [50]	36
1.22	Régénérateur de type "involute foil" : (a) Maquette LSMU (b) prototype micrométrique [50]	36
1.23	Rapport (j/c_f) en fonction du nombre de Reynolds [115]	38
1.24	Domaine d'étude numérique [113]	39
1.25	Variation du rapport $\left(\frac{NPH}{NTU}\right)$ en fonction du nombre de Reynolds Re [113] .	40
1.26	Variations du rapport $\left(\frac{NPH}{NTU}\right)$ en fonction du rapport de sections $\left(\frac{A_m}{A_{min}}\right)$ pour un nombre de Reynolds $Re = 5.10^2$, [113]	40
1.27	Variations du coefficient de perte de charge f , du nombre de Colburn j et du rapport $\left(\frac{NPH}{NTU}\right)$ en fonction du nombre de Reynolds Re [113]	40
1.28	"Figure de mérite" pour différentes géométries de régénérateurs [131]	42
1.29	Effet de la fraction solide pour $Re = 62$ [131]	43
1.30	Rapport de capacités thermiques pour un même volume mort de régénérateur [87]	43
1.31	Courbes f , Nu , N_k et F_M pour différents régénérateurs [87]	43
1.32	Calcul de la figure de mérite moyennant différentes expressions existantes dans la littérature pour un régénérateur de type "grille métallique" [121] .	44
1.33	Moteur Stirling miniature élaboré par Nakajima et al. [92]	46
1.34	Moteur Stirling miniature SD01[57]	46
1.35	Régimes d'écoulement en fonction du nombre de Knudsen [33]	50
1.36	Corrélations pour le coefficient de pertes de charge pour un faisceaux de microplots (les dimensions sont en microns) [143]	53
1.37	Micro-échangeur à régénération conçu par Moran et al. [89]	54
1.38	Micro-échangeur métallique à courants croisés [18]	57
1.39	Assemblage micro-puce fluide développée par Jonsson [56]	57
2.1	Arrangement en quinconce des microplots	61
2.2	Profondeur de pénétration thermique dans un solide [114]	61
2.3	Conduction dans un fil métallique [88]	62
2.4	Dimensions du microcanal intégrant des microplots de forme rectangulaire à bouts arrondis pour $\varepsilon = 0,8$ et $F.F = 0,3$	63
2.5	Esquisse 3D du microdispositif	67
2.6	Gravure isotrope (gravure humide) vs gravure anisotrope (gravure sèche) .	68
2.7	Masque élaboré pour l'étape de photolithographie	68
2.8	Processus de fabrication de la micropuce-régénérateur	69

2.9	Banc de nettoyage du wafer	70
2.10	Schéma de principe de la soudure anodique [141]	70
2.11	Machine Wafer bonding EVG501	71
2.13	Machine pour le “spin coating” de la photorésine + plaque chauffante pour le recuit	72
2.12	Processus du “spin coating” de la photorésine [22]	72
2.14	Un pré-recuit du wafer enduit de photorésine [22]	72
2.15	Aligneur de masques double-face à contact de type EVG620	73
2.16	Alignement, insolation et développement humide de la photorésine [22] . . .	73
2.17	Principe du procédé de Bosch à plasma pulsé [112]	74
2.18	Machine pour DRIE	75
2.19	Wafer avec ports percés par gravure humide BHF	76
2.20	Wafer avec ports percés par ultrasons	76
2.21	Scie de précision de type DISCO DAD 321	77
2.22	Découpe en triple passe	77
2.23	Micropuce régénérateur après découpe	77
2.24	Zoom sur les microplots dans le microrégénérateur	77
2.25	Photos MEB du (a) mini canal intégrant des microplots en forme de losange (b) zoom sur des micro-plots arrachés suite aux effets “under-etching” . . .	79
2.26	Photos MEB des microplots gravés en silicium	80
2.27	Photo MEB d’une section droite du microrégénérateur avec un zoom sur la matrice de microplots disposés en quinconce	81
2.28	Photo MEB de l’interface verre/Silicium	82
2.29	Procédé de fabrication par Modelage à Jets Multiples (MJM) [159]	83
2.30	Plots millimétriques métallisés : (a) lentilles (b) rainures extrudées (c) rectangles à bouts arrondis	84
2.31	Échantillons des régénérateurs millimétriques fabriqués par Modelage à Jets Multiples (MJM)	84
2.32	Emplacement de l’instrumentation sur le banc d’essai	85
2.33	Zones tampons en amont/aval du régénérateur millimétrique	85
3.1	Structure périodique du micro-régénérateur	89
3.2	Zoom sur le domaine fluide simulé pour le micro-régénérateur	89
3.3	Domaine d’étude en régime unidirectionnel permanent	90
3.4	Domaine d’étude en régime oscillant	90
3.5	Distance minimale de la paroi pour détecter la couche limite laminaire dans l’écoulement	91

3.6	Définition du paramètre y^+ [164]	92
3.7	Résolution de la couche limite turbulente via les deux approches : (a) avec “loi de la paroi” (b) sans “loi de la paroi” [71]	93
3.8	Configuration 2D du domaine d’étude pour le micro-régénérateur	96
3.9	Diagramme de GLIMPS	100
3.10	Pertes de charge en fonction du débit volumique Q_v	105
3.11	Variation de la perte de charge en fonction du nombre de Reynolds $Re_{Dh,max}$	105
3.12	Variation du coefficient de pertes de charge en fonction du débit \dot{Q}_v	106
3.13	Variation du coefficient de perte de charge en fonction du nombre de Rey- nolds $Re_{Dh,max}$: comparaison des résultats numériques et de la corrélation de Vanapalli et al.	106
3.14	Variation du coefficient de perte de charge en fonction du nombre de Rey- nolds $Re_{Dh,max}$: comparaison entre résultats expérimentaux et corrélation de Vanapalli et al.[143] pour $\varepsilon = 0,8$	107
3.15	Variation du coefficient de perte de charge en fonction du nombre de Rey- nolds $Re_{Dh,max}$: comparaison entre résultats expérimentaux et corrélation de Vanapalli et al.[143] pour $\varepsilon = 0,9$	107
3.16	Variation de la perte de charge en fonction du débit volumique \dot{Q}_v	108
3.17	Variation de la perte de charge en fonction du nombre de Reynolds Re_{Dh} .	108
3.18	Variation du coefficient de perte de charge C_f en fonction du débit volu- mique \dot{Q}_v	109
3.19	Variation du coefficient de perte de charge C_f en fonction du nombre de Reynolds Re_{Dh}	109
3.20	Évolution de la vitesse en amont/aval du milli-régénérateur pour $C_{piston(1)} =$ 24 mm	110
3.21	Évolution de la vitesse en amont/aval du milli-régénérateur pour $C_{piston(2)} =$ 30 mm	110
3.22	Évolution des pressions en amont/aval du milli-régénérateur en fonction de l’angle de rotation du vilebrequin	111
3.23	Évolution de la perte de charge au sein du milli-régénérateur pour une fréquence $f = 10\text{ Hz}$ et des courses de pistons égales à $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ et $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$	111
3.24	Évolution du Coefficient de perte de charge instantané pour $C_{piston(1)} =$ 24 mm , $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$ et $f = 10\text{ Hz}$	111
3.25	Variation du coefficient de perte de charge maximal pour $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ et $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$	111
3.26	Évolution de la vitesse en amont du milli-régénérateur pour $C_{piston(1)} =$ 24 mm	112
3.27	Évolution de la vitesse en amont du milli-régénérateur pour $C_{piston(2)} =$ 30 mm	112

3.28	Évolution de la vitesse en aval du milli-régénérateur pour $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$	113
3.29	Évolution de la vitesse en aval du milli-régénérateur pour $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$	113
3.30	Pertes de charge en amont/aval du milli-régénérateur pour $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$	113
3.31	Pertes de charge en amont/aval du milli-régénérateur pour $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$	113
3.32	Perte de charge en amont/aval du milli-régénérateur pour $\Delta T = 50\text{ °C}$ et $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$	114
3.33	Coefficient de perte de charge instantané en fonction de l'angle de rotation du vilebrequin pour $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$	114
3.34	Évolution des températures en amont/aval du milli-régénérateur	115
4.1	Banc de test millimétrique en régime permanent unidirectionnel	120
4.2	Compresseur à air Metabo Basic 260	120
4.3	Vue complète du banc millimétrique	121
4.4	Vue en coupe du banc millimétrique CAO	121
4.5	Schéma cinématique du système "bielle-manivelle/piston"	121
4.6	Système d'entraînement : (a) moteur électrique, (b) variateur de vitesse angulaire	122
4.7	Banc expérimental millimétrique	123
4.8	Bains thermostatés : (a) bain réfrigérant (b) bain chauffant	123
4.9	Banc d'essai pour un écoulement permanent unidirectionnel	125
4.10	Assemblage micropuce-régénérateur + packaging en PMMA	125
4.11	Schéma CAO du banc micrométrique oscillant	126
4.12	Actionneurs piézoélectriques linéaires : (a) APA100M, (b) APA1000L	126
4.13	Banc micrométrique pour un écoulement instationnaire oscillant	127
4.14	Micromodules Peltier	127
4.15	Banc de test instationnaire oscillant instrumenté pour le régénérateur millimétrique	129
4.16	Capteur de pression miniature	130
4.17	Banc d'étalonnage en régime statique	130
4.18	Capteur à fil chaud montée sur le banc de calibration	130
4.19	Banc d'étalonnage TSI pour sondes à fil chaud	131
4.20	Courbe de calibration type d'une sonde à fil chaud	132
4.21	Grille en toile métallique pour laminariser l'écoulement	133

4.22	Capteurs microthermocouples de type K (a) : $\phi = 80 \mu\text{m}$, (b) $\phi = 7,6 \mu\text{m}$	133
4.23	Caractéristiques dynamiques de thermocouples développés à FEMTO-ST [25]	134
4.24	Banc de soudure microthermocouple par décharge capacitive [?]	134
4.25	Modules électroniques d'interfaçage entre microthermocouples et la plateforme d'acquisition dSPACE : (a) Carte amplificateur AD8495 pour mesures de températures dynamiques (b) Module IPETRONIK M-THERMO2 pour mesures de températures statiques	135
4.26	Capteur de position à fourche optique	136
4.27	Course du piston en fonction du signal de position	136
4.28	Bloc d'acquisition dSPACE	137
4.29	Carte contrôleur DS1103 CP	137
4.30	Port Trigger externe sur la carte A/D IFA300	138
4.31	Signaux de pression brut et filtré numériquement par filtre de type Savitzky-Golay [24]	139
4.32	Signaux de température brut et filtré numériquement par filtre de type Savitzky-Golay [24]	139
4.33	Signaux délivrés par la jauge de contraintes pour un déplacement $C_{piézo} = 712 \mu\text{m}$ à $f = 60 \text{ Hz}$	140
4.34	Signaux délivrés par les capteurs de pression amont/aval du microrégénérateur pour $\varepsilon = 0,8$; $F.F = 0,5$; $C_{piézo} = 712 \mu\text{m}$; $f = 60 \text{ Hz}$	140
4.35	Profils des pressions (a), vitesses (b) et températures (c) aux extrêmités du régénérateur lenticulaire pour $\varepsilon = 0,8$; $C_{piston} = 30 \text{ mm}$; $\Delta T = 50 \text{ }^\circ\text{C}$ et $f = 10 \text{ Hz}$	141
4.36	Profils de pression en (a) amont et (b) aval du régénérateur en écoulement isotherme pour $\varepsilon = 0,8$, $C_{piston} = 30 \text{ mm}$ et $f = 10 \text{ Hz}$	142
5.1	Disposition des prises de mesures sur le banc de test	147
5.2	Signaux de pression dans un écoulement isotherme en amont/aval de la section de mesures pour $C_{piston} = 30 \text{ mm}$ et $f = 10 \text{ Hz}$: (a) canal vide ($\varepsilon = 1$) vs tube vide (b) canal vide ($\varepsilon = 1$) vs régénérateur ($\varepsilon = 0,8$)	148
5.3	Signaux de pression pour un canal vide $\varepsilon = 1$ et $C_{piston} = 30 \text{ mm}$ dans le cas d'un écoulement isotherme : (a) en amont ; (b) en aval de la section de mesure	149
5.4	Signaux de pression pour un régénérateur $\varepsilon = 0,8$ et $C_{piston} = 30 \text{ mm}$ dans le cas d'un écoulement isotherme : (a) en amont ; (b) en aval de la section de mesure	150
5.5	Signaux de pression pour un régénérateur $\varepsilon = 0,8$ et $C_{piston} = 30 \text{ mm}$ dans le cas d'un écoulement isotherme : (a) numériques ; (b) expérimentaux	151
5.6	Signaux de vitesses en amont/aval de la section de mesure pour un écoulement isotherme $\varepsilon = 0,8$; $C_{piston} = 30 \text{ mm}$ et $f = 10 \text{ Hz}$	152

5.7	Déphasage entre vitesse théorique du piston et vitesses d'un écoulement isotherme en amont/aval de la section de mesure $\varepsilon = 0,8$ et $C_{piston} = 30\text{ mm}$	152
5.8	Signaux de vitesses expérimentaux en écoulement isotherme au travers du régénérateur pour $\varepsilon = 0,8$ et $C_{piston} = 30\text{ mm}$: (a) amont (b) aval de la section de mesure	153
5.9	Signaux de vitesses numériques en écoulement isotherme au travers du régénérateur pour $\varepsilon = 0,8$ et $C_{piston} = 30\text{ mm}$: (a) amont (b) aval de la section de mesure	154
5.10	Diagramme de GLIMPS	156
5.11	Transition vers la turbulence pour un écoulement isotherme $T = 22^\circ\text{C}$ et en présence d'un gradient thermique $\Delta T = 50^\circ\text{C}$ avec $\varepsilon = 0,8$ et $C_{piston} = 30\text{ mm}$	157
5.12	Transition vers la turbulence en présence d'un gradient thermique $\Delta T = 50^\circ\text{C}$ pour $\varepsilon = 0,8$: (a) $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$, (b) $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$	158
5.13	Signaux de température en amont/aval du régénérateur pour $\varepsilon = 0,8$, $\Delta T = 50^\circ\text{C}$: (a) $C_{piston} = 24\text{ mm}$; (b) $C_{piston} = 30\text{ mm}$	159
5.14	Profils de températures du fluide pour $\varepsilon = 0,8$, $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ et $\Delta T = 50^\circ\text{C}$: (a) amont; (b) en aval du régénérateur	159
5.15	Profils de températures du fluide pour $\varepsilon = 0,8$, $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$ et $\Delta T = 50^\circ\text{C}$: (a) amont; (b) en aval du régénérateur	160
5.16	Signaux de température en amont/aval du régénérateur pour $\varepsilon = 0,8$, $\Delta T = 50^\circ\text{C}$; $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$: (a) signaux numériques (b) signaux expérimentaux	162
5.17	Effet du gradient thermique sur la perte de charge au travers du régénérateur pour $\varepsilon = 0,8$ et $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$: (a) cas isotherme $T = 22^\circ\text{C}$ (b) $\Delta T = 30^\circ\text{C}$ (c) $\Delta T = 40^\circ\text{C}$, (d) $\Delta T = 50^\circ\text{C}$	164
5.18	Variation de la perte de charge pour $\Delta T = 50^\circ\text{C}$; $\varepsilon = 0,8$ et $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$	165
5.19	Variation de la perte de charge pour $\Delta T = 50^\circ\text{C}$; $\varepsilon = 0,85$ et $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$	165
5.20	Variation de la perte de charge pour $\Delta T = 50^\circ\text{C}$; $\varepsilon = 0,9$ et $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$	165
5.21	Variation de la perte de charge pour $\Delta T = 50^\circ\text{C}$; $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ et $f = 10\text{ Hz}$	165
5.22	Variation de la perte de charge pour $\Delta T = 50^\circ\text{C}$; $\varepsilon = 0,8$ et $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$	166
5.23	Variation de la perte de charge pour $\Delta T = 50^\circ\text{C}$; $\varepsilon = 0,85$ et $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$	166
5.24	Variation de la perte de charge pour $\Delta T = 50^\circ\text{C}$; $\varepsilon = 0,9$ et $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$	166
5.25	Variation de la perte de charge pour $\Delta T = 50^\circ\text{C}$; $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$ et $f = 10\text{ Hz}$	166

5.26	Variation de la perte de charge en présence d'un gradient thermique $\Delta T = 50^\circ\text{C}$ pour $\varepsilon = 0,8$: (a) $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$; (b) $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$	167
5.27	Variation de la perte de charge en présence d'un gradient thermique $\Delta T = 50^\circ\text{C}$ pour $\varepsilon = 0,85$: (a) $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$; (b) $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$	167
5.28	Variation de la perte de charge en présence d'un gradient thermique $\Delta T = 50^\circ\text{C}$ pour $\varepsilon = 0,9$: (a) $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$; (b) $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$	168
5.29	Mesures expérimentales des effets de la fréquence sur la perte de charge $\varepsilon = 0,8$ et $\Delta T = 50^\circ\text{C}$: (a) $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ (b) $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$	169
5.30	Simulations numériques des effets de la fréquence en écoulement isotherme sur la perte de charge $\varepsilon = 0,8$ et : (a) $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ (b) $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$	169
5.31	Pertes de charge maximales au travers du régénérateur pour un écoulement : (a) unidirectionnel permanent, (b) oscillant alterné,	170
5.32	Pertes de charge au travers du régénérateur en écoulement unidirectionnel permanent ("std") et en écoulement oscillant alterné ("osc")	171
5.33	La variation du rapport ($\Delta p_{std}/\Delta p_{osc}$) en fonction du nombre de Reynolds maximal de l'écoulement	171
5.34	Évolution du coefficient de perte de charge en fonction de l'angle de rotation du vilebrequin pour $\varepsilon = 0,8$; $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$ et $f = 10\text{ Hz}$ en écoulement isotherme	172
5.35	Évolution du coefficient de perte de charge en fonction de l'angle de rotation du vilebrequin pour $\varepsilon = 0,85$, $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$ et $f = 10\text{ Hz}$ en écoulement isotherme	173
5.36	Évolution du coefficient de perte de charge en fonction de l'angle de rotation du vilebrequin pour $\varepsilon = 0,9$, $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$ et $f = 10\text{ Hz}$ en écoulement isotherme	173
5.37	Évolution du coefficient de perte de charge $C_f(t)$ instantané pour un écoulement isotherme avec $\varepsilon = 0,8$, $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$ et $f = 10\text{ Hz}$: (a) phase de refoulement (b) phase d'aspiration	174
5.38	Évolution du coefficient de perte de charge $C_f(t)$ instantané pour un écoulement isotherme avec $\varepsilon = 0,85$, $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$ et $f = 10\text{ Hz}$: (a) phase de refoulement (b) phase d'aspiration	174
5.39	Évolution du coefficient de perte de charge $C_f(t)$ instantané pour un écoulement isotherme avec $\varepsilon = 0,9$, $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$ et $f = 10\text{ Hz}$: (a) phase de refoulement (b) phase d'aspiration	175
5.40	Variation du coefficient de perte de charge en fonction du nombre de Reynolds $Re_{Dh,max}$ pour un écoulement isotherme permanent unidirectionnel	177
5.41	Variation du coefficient de perte de charge en fonction du nombre de Reynolds $Re_{Dh,max}$ pour un écoulement isotherme oscillant alterné	177
5.42	Variation du coefficient de perte de charge $C_{f,max}$ en fonction du nombre de Reynolds $Re_{Dh,max}$ en écoulements unidirectionnel permanent et oscillant alterné	178

5.43	Variation du coefficient de perte de charge $C_{f,max}$ en fonction du nombre de Reynolds $Re_{Dh,max}$ pour deux courses du piston $C_{piston(1)} = 24 mm$; $C_{piston(2)} = 30 mm$	178
5.44	Variation du coefficient de perte de charge $C_{f,max}$ en fonction du nombre de Reynolds $Re_{Dh,max}$	179
5.45	Comparaison avec les corrélations existantes dans la littérature	179
5.46	Variation de la puissance de pompage P_{pompe} en fonction de la fréquence : (a) $C_{piston(1)} = 24 mm$ (b) $C_{piston(2)} = 30 mm$	180
5.47	Variation de l'efficacité thermique du régénérateur de porosité $\varepsilon = 0,8$ en fonction du nombre de Reynolds fréquentiel Re_{ω} : (a) "cold-blow" avec $C_{piston(1)} = 24 mm$ (b) "hot-blow" avec $C_{piston(2)} = 30 mm$	181
5.48	Variation de l'efficacité thermique du régénérateur de porosité $\varepsilon = 0,85$ en fonction du nombre de Reynolds fréquentiel Re_{ω} : (a) "cold-blow" avec $C_{piston(1)} = 24 mm$ (b) "hot-blow" avec $C_{piston(2)} = 30 mm$	182
5.49	Variation de l'efficacité thermique du régénérateur de porosité $\varepsilon = 0,9$ en fonction du nombre de Reynolds fréquentiel Re_{ω} : (a) "cold-blow" avec $C_{piston(1)} = 24 mm$ (b) "hot-blow" avec $C_{piston(2)} = 30 mm$	183
5.50	Variation de la figure de mérite F_M en fonction du nombre de Reynolds $Re_{Dh,max}$ pour $\Delta T = 50^{\circ}C$: (a) cold-blow (b) hot-blow	185
5.51	Variation de la figure de mérite F_M en fonction du nombre de Reynolds $Re_{Dh,max}$ pour $\Delta T = 40^{\circ}C$: (a) cold-blow (b) hot-blow	185
5.52	Variation de la figure de mérite F_M en fonction du nombre de Reynolds $Re_{Dh,max}$ pour $\Delta T = 30^{\circ}C$: (a) cold-blow (b) hot-blow	186
5.53	Schéma de la boucle (1) d'acquisition sous dSPACE /Controldesk	197
5.54	Schéma de la boucle (2) d'acquisition sous dSPACE /Controldesk	198

LISTE DES TABLES

1.1	Corrélations du coefficient de perte de charge établies dans la littérature . . .	30
1.2	Corrélations établies pour le nombre de Nusselt en écoulement oscillant . . .	37
1.3	Critères de classification des canaux fluides [60]	49
1.4	Classification du régime d'écoulement dans les micro-canaux pour différents gaz [60]	51
2.1	Caractéristiques thermophysiques à température ambiante	60
2.2	Caractéristiques géométriques et dimensionnelles des microplots	64
3.1	Calcul du nombre de Knudsen pour l'écoulement au sein du micro-régénérateur	94
3.2	Calcul du nombre de Reynolds Re_{Dh} pour un facteur de forme $F.F = 0,3$ et des porosités $\varepsilon = 0,8; 0,9$	96
3.3	Calcul du nombre de Reynolds Re_{Dh} de l'écoulement au sein du millirégénérateur en régime permanent	98
3.4	Calcul du nombre de Reynolds Re_{Dh} de l'écoulement au sein du régénérateur en régime permanent	100
3.5	Corrélations de coefficients de pertes de charge en régime d'écoulement permanent au sein du microrégénérateur	106
4.1	Caractéristiques techniques des bains thermostatés	124
4.2	Récapitulatif des sensibilités des capteurs de pression	130
4.3	Récapitulatif essais micrométriques pour l'actionneur piézoélectrique linéaire APA1000L	143
4.4	Récapitulatif des essais effectués pour le régénérateur millimétrique en régime unidirectionnel permanent	144
4.5	Récapitulatif des essais effectués pour le régénérateur millimétrique en régime oscillant alterné	144
5.1	Calculs du couple (Va, Re_{Dh}) pour un écoulement isotherme $T = 22^\circ\text{C}$ et en présence d'un gradient thermique $\Delta T = 50^\circ\text{C}$	155
5.2	Calcul des volumes présents dans le circuit fluide	162
5.3	Analyse des phases de refoulement et aspiration	176

NOMENCLATURE

Symboles	Grandeurs	Unités
Lettres romaines		
A_{Dh}	déplacement adimensionnel d'oscillation du fluide	$[-]$
A_{dte}	section droite du conduit	$[m^2]$
$A_{éch}$	surface totale d'échange	$[m^2]$
A_{in}	section d'entrée du canal	$[m^2]$
A_{min}	section minimale de passage	$[m^2]$
A_r	amplitude de déplacement relative du fluide	$[-]$
A_w	surface de l'interface solide	$[m^2]$
Bi	nombre de Biot	$[-]$
Br	nombre de Brinckman	$[-]$
C_f	coefficient de perte de charge	$[-]$
Co	nombre de Courant	$[-]$
C_p	capacité thermique massique à pression constante	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$
C_{piston}	course du piston	$[m]$
C_r	rapport de capacités thermiques	$[-]$
D_h	diamètre hydraulique	$[m]$
D_L	diamètre laminaire équivalent	$[m]$
d_m	diamètre optimal du treillis	$[m]$
D_{piston}	diamètre du piston	$[m]$
D_{plot}	diamètre du plot	$[m]$
D_t	diamètre du tube	$[m]$
d_ω	profondeur de pénétration thermique	$[m]$
d_w	diamètre du fil	$[m]$
Ec	nombre d'Eckert	$[-]$
Eff	efficacité thermique	$[-]$
e_p	épaisseur du plot	$[m]$
f	fréquence du cycle	$[Hz]$
F_C	forces de cisaillement à la paroi par unité de longueur	$[kg.s^{-2}]$
F_I	forces inertielles par unité de longueur	$[kg.s^{-2}]$
F_M	figure de mérite	$[-]$
F_P	forces de pression par unité de longueur	$[kg.s^{-2}]$
Gr	nombre de Graëtz	$[-]$
H	hauteur du conduit	$[m]$
h_c	hauteur du canal	$[m]$
h	coefficient d'échange convectif	$[W.m^{-2}.K^{-1}]$
J_0, J_2	fonctions de Bessel de première espèce d'ordre 0 et 2	$[-]$
k	paramètre de calculs (éq.3.2.8)	
Kn	nombre de Knudsen	$[-]$

L_t	longueur du tube	[m]
$L_{rég}$	longueur du régénérateur	[m]
L_c	longueur caractéristique	[m]
L_{canal}	longueur du canal	[m][m]
l_{canal}	largeur du canal	[m]
L_e	longueur d'établissement hydraulique	[m]
L_p	longueur du plot	
M	masse molaire	[kg.mol ⁻¹]
Ma	nombre de Mach	[-]
\dot{m}_f	débit massique du fluide caloporteur	[kg.s ⁻¹]
N_k	conductivité effective du fluide	[-]
Nu	nombre de Nusselt	[-]
NUT	nombre d'unités de transferts	[-]
p	pression	[Pa]
P_{atm}	pression atmosphérique	[Pa]
Pe	nombre de Peclet	[-]
P_m	périmètre mouillé	[m]
P_{pomp}	puissance de pompage	[W]
Po	nombre de Poiseuille	[-]
\dot{Q}_L	densité linéique du flux échangé	[W.m ⁻¹]
\dot{Q}_m	débit massique	[kg.s ⁻¹]
\dot{Q}_v	débit volumique	[m ³ .s ⁻¹]
\dot{Q}_{reg}	puissance thermique cédée par le régénérateur	[W]
\dot{Q}_{th}	pertes thermiques au sein du régénérateur	[W]
R	constante universelle des gaz	[J.mol ⁻¹ .K ⁻¹]
R_t	rayon du conduit circulaire	[m]
r	constante spécifique du gaz	
Re	nombre de Reynolds	[-]
Re_ω	nombre de Reynolds fréquentiel	[-]
Re_{tr}	nombre de Reynolds de transition	[-]
S_m	section mouillée	[m ²]
S_T	entraxe transversal	[m]
S_D	entraxe diagonal	[m]
S_L	entraxe longitudinal	[m]
T	période du cycle	[s]
T_w	température de la paroi	[K, °C]
T_f	température du fluide	[K, °C]
t	temps	[s]
t_c	durée du cycle	[s]
$u(t)$	vitesse instantanée du fluide	[m.s ⁻¹]
u_{moy}	vitesse moyenne du fluide	[m.s ⁻¹]
U_{in}	vitesse moyenne débitante du fluide	
U_∞	vitesse débitante moyenne	[m.s ⁻¹]
V_a	volume apparent	[m ³]
$V_{d,reg}$	volume mort au sein du régénérateur	[m ³]
V_s	volume du solide	[m ³]
V_f	volume du fluide	[m ³]
Va	nombre de Valensi	[-]
w	largeur du conduit	[m]

Wo	nombre de Womersley	$[-]$
x_{max}	amplitude maximale du déplacement sinusoïdal du fluide	$[m]$
x_{cn}, x_{sn}	coefficients de Fourier	
X_{max}	déplacement total du fluide pendant une course de piston	$[m]$

Caractères grecs

β	critère de transition	$[-]$
Δ	différence	$[-]$
μ	viscosité dynamique	$[kg.m^{-1}.s^{-1}]$
ρ	masse volumique	$[kg.m^{-3}]$
ν	viscosité cinématique	$[m^2.s^{-1}]$
λ	conductivité thermique	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$
λ_{lpm}	libre parcours moyen	$[m]$
λ_{Stokes}	nombre de Stokes	$[-]$
α	diffusivité thermique	$[m^2.s^{-1}]$
ε	porosité	$[-]$
ξ	compacité de l'échangeur thermique	$[m^{-1}]$
ω	pulsation	$[rad.s^{-1}]$
γ	coefficient de compressibilité du gaz	$[-]$
ϕ	déphasage angulaire	$[^\circ]$
δ	épaisseur de couche limite de Stokes	$[m]$
τ_w	contrainte de cisaillement à la paroi	$[Pa]$
τ	temps caractéristique de l'écoulement	$[s]$
Φ	fonction de dissipation	

Abréviations

ch	chaud
exp	expérimental
fd	froid
CB	cold-blow
CHEX	échangeur froid
cl	canal
C.L	couche limite
COP	coefficient de performance
F.F	facteur de forme
F_M	figure de mérite
HB	hot-blow
HHEX	échangeur chaud
lam	laminaire
lpm	libre parcours moyen
max	maximal
min	minimal
moy	moyenne
num	numérique
osc	oscillant
PMH	point mort haut

PMB	point mort bas
rég	régénérateur
std	permanent
swept	volume balayé
turb	turbulent

Indices

acc	accélération
bain	bain d'isopropanol
c	valeur complexe
déc	décélération
f	fluide
H	haut
i, j, l	composantes des vecteurs
in	entrée
L	bas
lame	lame de scie de précision
lim	limite
m	maille
out	sortie
r	relatif
s	solide
t	tube
th	thermique
tr	transition
w	paroi
Zt	zone tampon
0	grandeur de référence

Exposants

*	grandeur normalisée
+	grandeur calculée pendant un "cold-blow"
-	grandeur calculée pendant un "hot-blow"

REMERCIEMENTS

Ce travail de thèse a été réalisé au sein du laboratoire Femto-St au département énergie de l'Université de Franche-Comté et s'inscrit dans le cadre d'un projet ANR en collaboration avec le laboratoire SYMME de l'Université de Savoie-Mont Blanc et du laboratoire LN2 de l'Université de Sherbrooke.

Je remercie vivement Monsieur Fethi ALOUI, Professeur à l'Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis et Monsieur Philippe MARTY Professeur à l'Université de Grenoble Alpes d'avoir accepté d'examiner ce travail et d'en être les rapporteurs. J'ai particulièrement apprécié l'intérêt qu'il ont manifesté pour la thématique abordée dans ce manuscrit.

Je remercie tout aussi M. Fabien FORMOSA, Maître de conférences HDR à l'Université de Savoie Mont-Blanc, M. Luc FRECHETTE, Professeur à l'Université de Sherbrooke et M. Michel DE LABACHELERIE, Directeur de recherche CNRS à l'institut FEMTO-ST d'avoir participé à mon jury de thèse, pour leur suggestions et conseils pertinents.

Je remercie particulièrement mon directeur de thèse M. François LANZETTA, Professeur à l'Université de Franche-Comté, de m'avoir accueillie au sein de ce laboratoire, pour ses nombreux conseils précieux, pour le temps qu'il m'a accordé et pour son soutien sans failles tout le long de mes années de thèse malgré les moments difficiles.

Mes remerciements s'adressent ensuite à mes co-encadrants Mme. Sylvie Bégôt, Maître de conférences à l'Université de Franche-Comté et M. Jean Yves RAUCH, Ingénieur de recherche à l'Université de Franche-Comté pour leur encadrement sérieux, leur suivi et leur implication constante tout le long de ce travail.

J'en e passerai pas sans remercier M. Eric GAVIGNET pour son aide précieuse, sa présence et sa patience tout le long de la mise en place des bancs d'acquisition expérimentaux.

Un grand merci à Steve de m'avoir aidée tout le long de la conception des bancs expérimentaux, de leur montage et mise en marche.

Je remercie également toutes les personnes que j'ai pu côtoyer au sein du laboratoire, avec qui j'ai partagé de bons moments autour d'une tasse de café, une pensée particulière pour Isabelle, notre petit rayon de soleil au quotidien malgré la grisaille de Belfort ! Je vous remercie tous pour l'ambiance sereine et conviviale qui régnait !

Mes remerciements vont enfin à ma famille, à mes parents et mes frères pour leur soutien au quotidien et leurs encouragements continus ce qui m'a beaucoup aidée à avancer sur ces travaux et de les mener à termes malgré les difficultés encourues tout au long de ces années.

INTRODUCTION GÉNÉRALE

En France, les pertes énergétiques dans le secteur industriel s'élèvent à un peu plus de 13 % de l'énergie consommée en combustibles (gaz naturel, fiouls, charbon. . .) [116], elles se présentent principalement sous forme de rejets liquides (25 à 200°C) et de rejets gazeux (70 à 200°C). De ce fait, la récupération et la valorisation de cette quantité considérable de pertes thermiques à basses températures ($< 200^\circ\text{C}$) se présentent comme une perspective attrayante pour recycler cette chaleur perdue. C'est dans ce cadre que s'inscrit le projet MISTIC (Micro générateurs Stirling pour la récupération d'énergie thermique à basses températures) financé par l'ANR (ANR-12-SEED-0005-01) et qui vise à développer des micro générateurs Stirling à membranes hybrides. Le régénérateur thermique est une partie intégrante de la technologie du moteur Stirling qui permet de limiter les apports en énergie externe au système en recyclant la chaleur rejetée pendant le cycle thermodynamique. Il s'agit d'une matrice solide poreuse alternativement traversée par un fluide qui circule en boucle fermée entre une source et un puits de chaleur. La nécessité de miniaturisation est consécutive au besoin d'obtenir des systèmes compacts (peu encombrants) et efficaces à moindre coût. Cette transition vers une taille réduite s'accompagne de véritables défis techniques. De plus, la miniaturisation de l'élément régénérateur se trouve confrontée aux effets d'échelle qui en découlent. Le but du présent travail est de concevoir et de fabriquer un prototype de microrégénérateur thermique à intégrer au sein d'une micro-machine de type Stirling.

Dans le premier chapitre, nous passons en revue l'état de l'art existant pour les écoulements oscillants transitoires au sein des régénérateurs thermiques de moteur Stirling aux échelles macro et micrométrique. Nous aborderons la transition vers la turbulence ainsi que les paramètres caractéristiques de ce type d'écoulement et vérifierons les points de divergence avec les écoulement permanents unidirectionnels classiques.

La conception et la fabrication des prototypes micrométrique et millimétrique du régénérateur seront développées au chapitre 2. Nous présenterons les critères considérés pour l'étape de conception (géométrie, choix du matériau et dimensions) et définirons le procédé de fabrication choisi pour réaliser les échantillons. Les différentes étapes du processus de fabrication seront détaillées ainsi que les difficultés rencontrées.

Dans le chapitre 3, nous présenterons des simulations numériques sur les écoulements de fluide au travers des régénérateurs micrométrique et millimétrique respectivement en régime permanent unidirectionnel et oscillant alterné afin d'établir les performances thermofluidiques de la matrice poreuse à deux échelles différentes.

La conception et le montage des bancs d'essai expérimentaux seront abordés dans le chapitre 4. Nous présenterons les différents éléments constitutifs des bancs de test et leurs caractéristiques techniques. L'instrumentation faisant partie intégrante de l'étude expérimentale des prototypes de régénérateurs, nous détaillerons les sondes utilisées pour l'acquisition des signaux de pressions, vitesses et températures ainsi que les moyens de calibration disponibles au sein du laboratoire.

Le chapitre 5 présentera les résultats obtenus pour les différents essais réalisés en conditions isotherme et avec un gradient thermique pour le prototype millimétrique du régénérateur en régimes d'écoulements permanent unidirectionnel et oscillant alterné. Les effets de la course du piston, de la porosité du régénérateur ainsi que de la fréquence de l'écoulement seront étudiés. Les deux types d'écoulements unidirectionnel permanent et oscillant alterné traversant le régénérateur seront explorés et les dissimilitudes énoncées dans la littérature seront vérifiées notamment en termes de pertes de charge et puissance de pompage du fluide au travers du régénérateur.

ÉTUDE DES RÉGÉNÉRATEURS THERMIQUES

1.1/ INTRODUCTION À LA TECHNOLOGIE DU MOTEUR STIRLING

L'amélioration de la machine à vapeur vers la fin du 18^{ème} siècle par l'ingénieur écossais James Watt fut l'un des éléments déclencheurs de la révolution industrielle qui prit naissance en Angleterre puis s'est étendue au reste de l'Europe. Dans une quête continue d'obtention de meilleurs rendements pour ces machines, les industriels utilisaient de la vapeur à des pressions de plus en plus élevées, ce qui n'était pas sans danger car la faible tenue mécanique des machines pouvait causer des explosions et provoquer des morts.

Ces tragédies à répétition furent l'une des principales motivations ayant conduit à l'invention d'un moteur thermique qui, contrairement aux machines à vapeur, fonctionnait à l'air réchauffé par une source externe de chaleur et à des pressions nettement inférieures : le moteur Stirling. L'appellation fait référence à son inventeur, le pasteur écossais Robert Stirling qui le breveta en 1816.

Le moteur Stirling est un moteur thermique qui développe sa puissance mécanique à partir de la détente (i.e : dilatation isotherme) d'un gaz confiné suite à son réchauffement par une source de chaleur externe. Le gaz est cycliquement sujet à un processus de compression et de détente isothermes associées à des phases de refroidissement et de réchauffement isochores [127].

La technologie Stirling est une alternative attrayante aux moteurs thermiques à combustion interne dans le sens où, utilisée en tant que machine réceptrice, elle a la particularité d'être réversible. En effet, si la machine est entraînée par un autre moteur (électrique par exemple), selon le sens de rotation de ce dernier, il est possible de réaliser selon le besoin une pompe à chaleur ou un réfrigérateur [58].

En tant que machine motrice, le cas pour le moteur Stirling, l'intérêt réside dans le caractère relativement silencieux (la combustion se fait à l'extérieur des cylindres, le niveau de vibrations est faible car il y a peu d'engrenages mécaniques), son rendement relativement élevé et qui théoriquement est égal au rendement de Carnot, la possibilité de le mettre en œuvre dans une installation de cogénération, son caractère écologique car il a la possibilité de valoriser différentes formes d'énergies (énergie fossile, biomasse, énergie solaire ou géothermique...). Un autre avantage qui promeut la technologie Stirling concerne la facilité d'entretien et le faible niveau de maintenance étant donné la simplicité de l'architecture du moteur.

1.1.1/ PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UN MOTEUR STIRLING

Le principe de fonctionnement d'un moteur Stirling repose sur le processus de compression et de détente d'un gaz confiné dans une enceinte fermée (FIGURE 1.2). Le travail utile est récupéré lors de la détente du gaz chauffé qui entraîne le déplacement du piston de "travail", lequel est couplé à un système bielle-manivelle qui transforme le mouvement de translation en mouvement de rotation et convertit ainsi l'énergie thermique fournie en énergie mécanique. Deux échangeurs chaud et froid ainsi qu'un régénérateur thermique sont placés entre les deux volumes de compression et de détente du gaz. Le couplage mécanique entre les deux pistons est établi de façon à assurer un déphasage de 90° caractéristique du cycle Stirling.

1.1.2/ CYCLES THERMODYNAMIQUES

1.1.2.1/ CYCLE THÉORIQUE DE CARNOT (CYCLE DE RÉFÉRENCE)

Il s'agit d'un cycle théorique idéal décrit dans le diagramme de Clapeyron par les quatre transformations (FIGURE 1.1) :

- détente isotherme réversible ($1 \rightarrow 2$),
- détente adiabatique réversible ($2 \rightarrow 3$),
- compression isotherme réversible ($3 \rightarrow 4$),
- compression adiabatique réversible ($4 \rightarrow 1$).

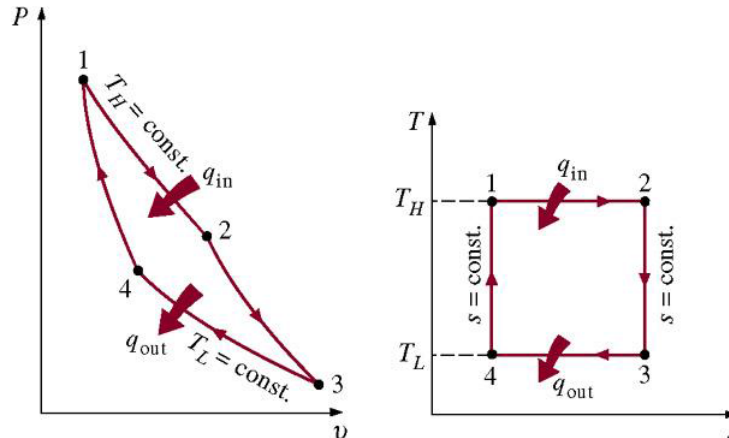


FIGURE 1.1 – Diagrammes de Clapeyron et entropique théoriques du cycle de Carnot [1]

L'efficacité maximale théorique pouvant être obtenue via une machine ditherme correspond à l'efficacité du cycle théorique de Carnot, d'où l'intérêt de l'utiliser comme référence pour l'étude des cycles thermodynamiques des machines.

1.1.2.2/ CYCLE THÉORIQUE DE STIRLING

Il comprend quatre étapes (FIGURE 1.2) :

- détente isotherme ($1 \rightarrow 2$) : le fluide de travail absorbe de la chaleur depuis la source chaude externe. C'est pendant cette phase du cycle qu'est produit le travail utile.

- refroidissement isochore “hot-blow” ($2 \rightarrow 3$) : le fluide détendu est transféré, à volume constant, vers le puits froid en traversant le régénérateur auquel il cède de la chaleur.
- compression isotherme ($3 \rightarrow 4$) : le fluide froid est comprimé à température constante dans le volume froid,
- réchauffement isochore “cold-blow” ($4 \rightarrow 1$) : le fluide comprimé est transvasé vers le volume chaud. Il retransverse le régénérateur et en absorbe la chaleur emmagasinée auparavant pendant la phase “hot-blow”.

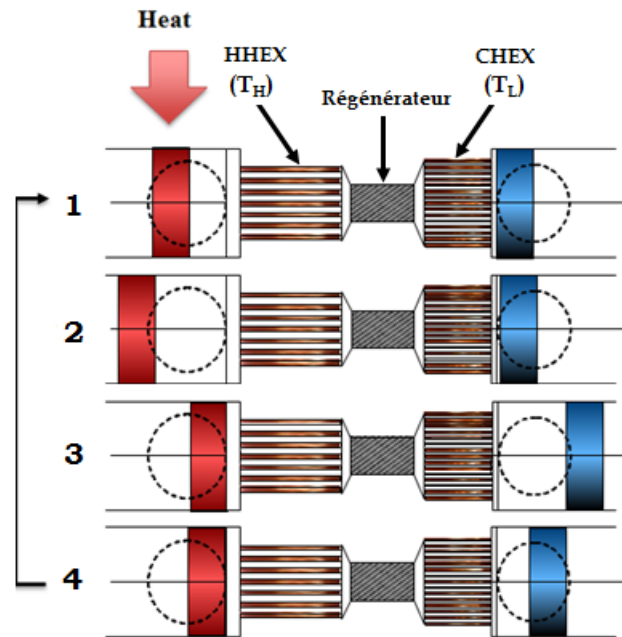


FIGURE 1.2 – Couplage mécanique des pistons pour un cycle thermique de moteur Stirling (type Alpha)[63]

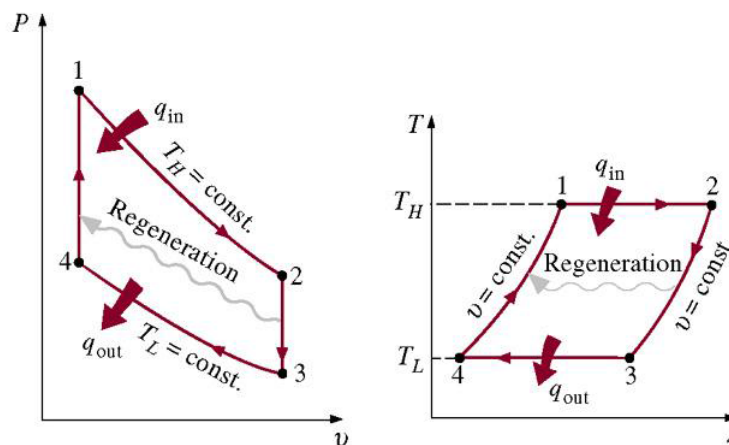


FIGURE 1.3 – Diagrammes de Clapeyron et entropique théoriques du cycle moteur Stirling [1]

Les quatre points sur le diagramme de Clapeyron (FIGURE 1.3) représentent les différentes

positions du piston de travail pendant le cycle. Le processus de régénération est assuré pendant les phases isochores du cycle (compression/détente).

1.2/ RÉGÉNÉRATEUR THERMIQUE

Un régénérateur thermique est un élément clé dans le fonctionnement du moteur Stirling. Comme son nom l'indique, il assure la régénération de chaleur dans le cycle thermique ce qui permet de limiter les rejets vers l'extérieur et de diminuer ainsi l'apport en termes d'énergie externe au système. Cet effet de régénération thermique conduit à une nette amélioration du rendement du moteur Stirling [134].

1.2.1/ DÉFINITION, RÔLE ET IMPORTANCE

Un régénérateur thermique est un échangeur de chaleur dit "massif". En effet, il s'agit d'un milieu poreux qui absorbe et restitue la chaleur alternativement au fluide de travail pendant les phases isochores du cycle thermodynamique jouant ainsi le rôle d'un réservoir thermique temporaire (*i.e* : éponge thermique). La première application du régénérateur date de l'invention du moteur Stirling en 1816 décrit à juste titre comme un moteur thermique à régénération [16].

1.2.2/ CARACTÉRISTIQUES D'UN RÉGÉNÉRATEUR THERMIQUE

Les performances thermofluidiques du régénérateur dépendent étroitement de sa géométrie (plaques planes parallèles, empilement de billes, mousses métalliques, fibres enchevêtrées...) ainsi que du matériau dont il est fabriqué. L'encombrement (*i.e* : les dimensions choisies pour la matrice poreuse) est quant à lui souvent conditionné par l'architecture adoptée pour le moteur Stirling.

Les critères requis pour un régénérateur thermique efficace sont une faible perte de charge, une conduction axiale minimale, un volume mort minimal (lequel affecte le rapport géométrique de compression dans les cylindres), la capacité à stocker et céder rapidement la chaleur avec un échange thermique suffisant entre la matrice solide et le fluide [64]. Pour des moteurs Stirling de faibles puissances ($\leq 100\text{ W}$), le rendement global du système est nettement plus affecté par la perte de charge engendrée par le régénérateur que par l'efficacité thermique de ce dernier [51].

1.2.2.1/ GÉOMÉTRIE

La géométrie du régénérateur détermine sa porosité ainsi que sa compacité. En effet, les pertes de charges au sein du régénérateur dépendent étroitement de sa porosité. La porosité ε d'un régénérateur thermique représente la fraction de vide dans la matrice solide, elle est définie par :

$$\varepsilon = \frac{V_f}{V_a} = \frac{1 - V_s}{V_a} \quad (1.2.1)$$

avec V_f le volume du fluide, V_s le volume du solide et V_a le volume apparent du régénérateur. Par ailleurs, le diamètre hydraulique D_h du régénérateur est défini par :

$$D_h = 4 \left(\frac{S_m}{P_m} \right) = 4 \left(\frac{\varepsilon V_a}{A_{éch}} \right) \quad (1.2.2)$$

avec S_m la section mouillée, P_m le périmètre mouillé et $A_{éch}$ la surface totale d'échange dans la matrice solide.

Plus la porosité est importante, moins il y aura de la résistance à l'écoulement et plus faibles seront les pertes de charges engendrées. Il est à préciser que pour une même porosité, il faudra privilégier le diamètre hydraulique le plus grand (c'est notamment le cas pour la mousse métallique [74]).

La compacité qui traduit le rapport entre la surface d'échange et le volume apparent du régénérateur est définie par :

$$\xi = \frac{A_{éch}}{V_a} \propto \frac{1}{D_h} \quad (1.2.3)$$

Plus importante sera la compacité, meilleur sera l'échange thermique (*i.e* : la puissance échangée entre le fluide et la paroi solide est plus importante), ceci implique qu'il faut augmenter la surface d'échange tout en gardant une masse thermique suffisante afin de permettre le stockage de chaleur. A ce stade, il est évident qu'un compromis entre pertes de charge et transferts thermiques s'impose puisque la compacité est inversement proportionnelle au diamètre hydraulique [40].

1.2.2.2/ PROPRIÉTÉS PHYSIQUES

Le régénérateur est traversé par des écoulements périodiques à des fréquences pouvant être relativement élevées (jusqu'au kHz [28]). Il joue le rôle d'un réservoir temporaire de chaleur de masse thermique suffisante pour pouvoir absorber, stocker et céder la chaleur efficacement et rapidement. Ceci se traduit physiquement par la diffusivité thermique α qui définit la vitesse avec laquelle diffuse la chaleur dans le matériau par conduction et s'exprime :

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho C_p} \quad (1.2.4)$$

avec λ la conductivité thermique du matériau, ρ sa masse volumique et C_p sa capacité thermique massique.

Ainsi, le matériau utilisé pour le régénérateur doit être suffisamment conducteur pour échanger de la chaleur et posséder en même temps une capacitance thermique suffisante pour le stockage (que représente la quantité ρC_p).

Ajoutons à ceci que le régénérateur doit résister aux sollicitations thermiques (un large gradient thermique imposé de l'ordre de 600 °C à 800 °C) et mécaniques (fortes pressions de charge pouvant aller jusqu'à 100 bar) auxquelles il est sujet le long du cycle. En effet, il fait l'objet de chocs thermiques successifs lors du passage du fluide tantôt chaud, tantôt froid ce qui provoque des dilatations et des contractions en continu, de même que travailler à des températures élevées favorise l'oxydation d'où le besoin d'un matériau stable chimiquement.

Les pressions de charge peuvent atteindre 100 *bar* pour un moteur Stirling ce qui implique que les tenues mécanique et thermique sont des paramètres à considérer sérieusement lors du choix des matériaux afin d'assurer une résistance et une durabilité nécessaires au fonctionnement.

Les matériaux utilisés pour la fabrication du régénérateur sont les métaux (aciers inoxydables, nickel), les alliages (à base de Fer-Chrome), les céramiques (alumine) et moins couramment des matériaux composites [64]. Gheith et al.[39] ont étudié l'effet du choix du matériau du régénérateur thermique sur les performances d'un moteur Stirling de type Gamma et ont établi que l'acier inoxydable et le Monel 400 présentent de meilleurs résultats en termes d'efficacité thermique que le cuivre ou encore l'aluminium.

1.2.3/ ÉTUDE DES ÉCOULEMENTS OSCILLANTS

Lors de l'étude d'un régénérateur thermique, il est important de souligner la différence entre ce dernier et un échangeur de chaleur classique. En effet, un échangeur de chaleur est traversé par deux fluides différents en écoulement permanent qui échangent de la chaleur au travers d'une paroi solide [16]. Un régénérateur thermique est alternativement traversé par un même fluide qui échange de la chaleur uniquement avec la matrice solide, l'écoulement étant oscillant.

Un écoulement dit "oscillant" est un écoulement instationnaire périodique alterné à vitesse moyenne nulle [66]. Le régime de l'écoulement peut être laminaire ou turbulent, néanmoins, il existe une phase de transition entre les deux tout comme pour les écoulements permanents. Cette phase de transition dépend étroitement de l'amplitude de déplacement du fluide ainsi que des fréquences de l'écoulement [136]. Ce type d'écoulement est caractéristique des moteurs Stirling, réfrigérateurs cryogéniques Stirling et des machines alternatives à combustion interne mais également des systèmes thermoacoustiques [124] et magnéto-caloriques [85, 86].

1.2.3.1/ MÉCANISME DES ÉCOULEMENTS OSCILLANTS

Les mécanismes d'écoulements en régime oscillant diffèrent de ceux rencontrés en régime permanent. En effet, dans le cas des écoulements instationnaires, le bilan des forces établi localement pour un volume de fluide comprend les forces de pression, de cisaillement et d'inertie (qui traduisent le caractère instationnaire de l'écoulement).

La figure 1.4 illustre un bilan des forces réalisé pour un volume fluide dans la zone établie pour le cas d'un écoulement visqueux incompressible, respectivement en régimes permanent et oscillant, au travers d'une conduite cylindrique [128].

Dans ce qui suit, on considère un modèle monodimensionnel pour établir le bilan des forces pour un volume fluide en écoulement oscillant établi [17] :

$$-\frac{1}{4} \pi D_t^2 \frac{\partial p}{\partial x} = \pi D_t \tau_w + \frac{1}{4} \pi D_t^2 \rho \frac{\partial u}{\partial t} \quad (1.2.5)$$

avec :

- $F_P = -\frac{1}{4} \pi D_t^2 \frac{\partial p}{\partial x}$: forces de pression par unité de longueur ;
- $F_C = \pi D_t \tau_w$: forces de cisaillement à la paroi par unité de longueur ;

— $F_I = \frac{1}{4} \pi D_t^2 \rho \frac{\partial u}{\partial t}$: forces inertielles par unité de longueur.

avec D_t le diamètre du tube, p la pression du fluide, τ_w la contrainte de cisaillement à la paroi et u la vitesse du fluide.

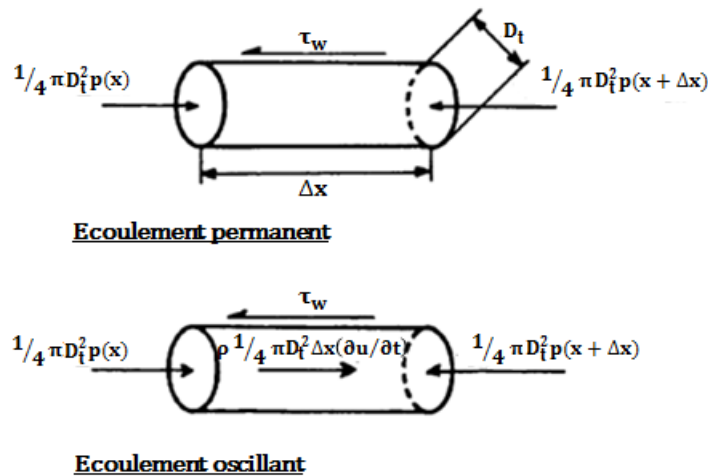


FIGURE 1.4 – Bilan des forces pour un écoulement établi dans une conduite cylindrique [128]

Pour le cas d'écoulement oscillant, un terme inertiel $\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)$ apparaît dans le bilan des forces (FIGURE 1.4). Les effets inertiels prennent de l'ampleur au fur et à mesure que les fréquences de l'écoulement deviennent importantes au détriment des effets visqueux qui deviennent moins prononcés [54].

1.2.3.2/ EFFET ANNULAIRE ET DÉPHASAGE

Le profil annulaire de la vitesse, dans le cas d'un écoulement oscillant établi d'un fluide visqueux au sein d'un tube vide, se manifeste par un gradient transversal maximal de vitesse localisé près de la paroi (au sein de la couche limite de Stokes).

Richardson [117] a initialement relevé cet effet lors de l'étude d'un résonateur à ondes acoustiques dans un orifice à section circulaire. Dans une étude expérimentale ultérieure d'un écoulement d'air purement oscillant (généré par un système piston-cylindre), Richardson et al. [118] ont vérifié la naissance de l'effet annulaire près de la paroi pour des fréquences importantes ($5 \text{ Hz} \leq f \leq 25 \text{ Hz}$) qui s'accroît et se décale de plus en plus vers la paroi au fur et à mesure que la fréquence de l'écoulement augmente (FIGURE 1.5). Ils ont suggéré que cet effet est tributaire des forces inertielles présentes dans l'écoulement.

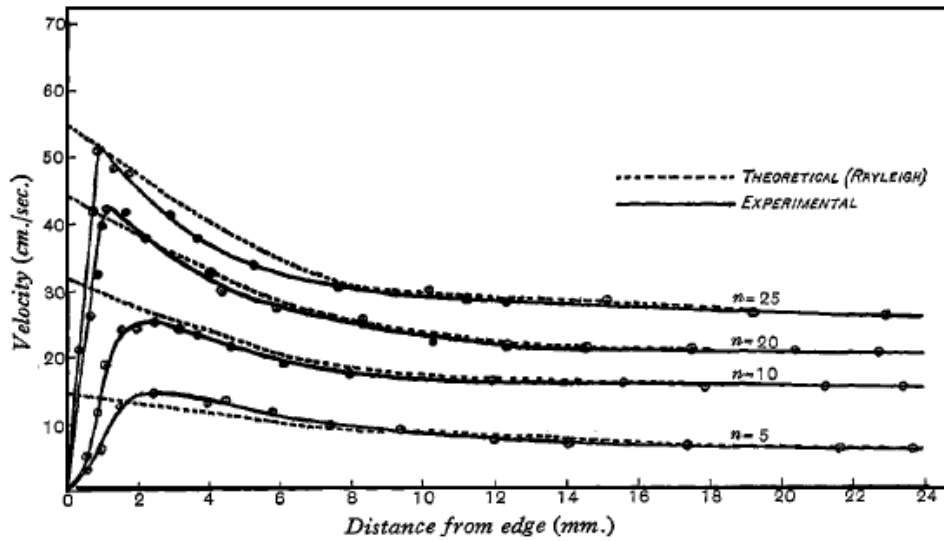


FIGURE 1.5 – Profils de la vitesse radiale d'un écoulement oscillant au sein d'un tube pour $C_{piston} = 0,95 \text{ cm}$ [118]

Les études analytiques de Lambossy [70] d'un écoulement oscillant de liquide visqueux incompressible (glycérine) au sein d'un tube rigide horizontal ont démontré que le profil radial de la vitesse dépend étroitement du nombre de Womersley $Wo = \sqrt{\frac{\omega D_h^2}{4\nu}}$ défini dans la section (1.2.3.3).

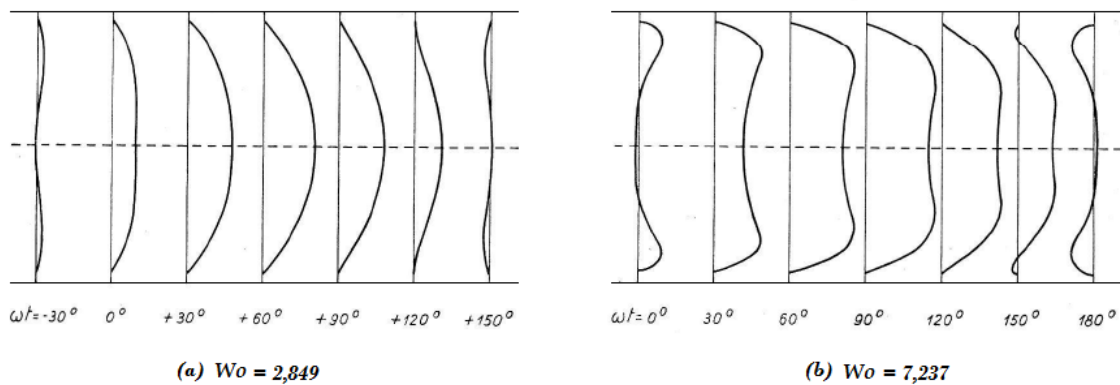


FIGURE 1.6 – Variation du profil de la vitesse radiale pour une demi-période d'écoulement [?]

Lambossy a expliqué que l'effet est d'autant plus perceptible que la fréquence est plus importante (FIGURE 1.6). Il a notamment relevé que les filets liquides près de la paroi sont en avance de phase par rapport à ceux près de l'axe du tube. Il a retenu qu'un gradient sinusoïdal de vitesse est à l'origine de ce profil singulier de vitesse.

Les études analytiques de Womersley [150] d'un écoulement liquide visqueux généré par un gradient de pression sinusoïdal ont permis de comparer les profils de vitesse obtenus à ceux correspondant à un écoulement de Poiseuille (gradient de pression constant). Il a noté que le profil de vitesse en régime d'écoulement oscillant s'éloigne de celui obtenu en régime permanent pour des fréquences accrues. Il a notamment relevé que le déphasage

entre pression et débit s'accroît en fonction des fréquences (apparaissant dans le nombre de Womersley Wo) et tend vers une valeur de 90° pour les fréquences élevées (FIGURE 1.7)

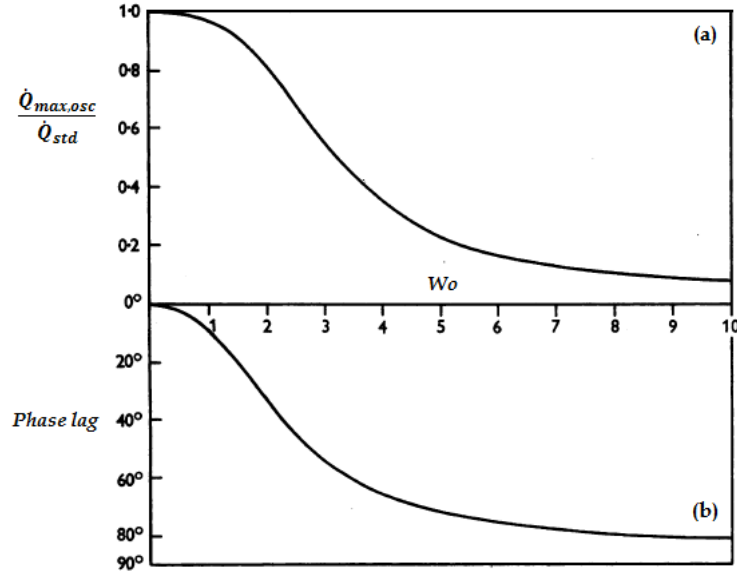


FIGURE 1.7 – Effet de la fréquence sur : (a) le rapport entre débits en écoulements oscillant et permanent, (b) le déphasage entre pression et débit pour un écoulement oscillant [150]

Les études menées par Uchida [142] ont permis d'établir une expression analytique de la vitesse pour un écoulement pulsé d'un fluide visqueux incompressible au sein d'un tube vide.

L'équation de conservation de la quantité de mouvement pour un écoulement monodimensionnel de fluide visqueux incompressible au sein d'un tube vide s'écrit :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (1.2.6)$$

Le gradient de pression axial pour un écoulement de fluide instationnaire périodique développé en série de Fourier s'écrit comme suit :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = x_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x_{cn}}{x_0} \cos(\omega t) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x_{sn}}{x_0} \sin(\omega t) \quad (1.2.7)$$

avec $\omega = 2\pi f$ la fréquence angulaire, x_{cn} , x_{sn} les coefficients de Fourier.

La solution analytique de l'équation 1.2.6 s'écrit :

$$u(r, t) = \frac{x_0}{4\nu} (R_t^2 - r^2) - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i x_n}{n} \left[1 - \frac{J_0(k r i^{3/2})}{J_2(k R_t i^{3/2})} \right] e^{int} \quad (1.2.8)$$

avec $k = \sqrt{\frac{\omega}{\nu}}$, R_t rayon du tube, $x_0 = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)$ et (J_0, J_2) les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre 0 et 2.

Le débit volumique moyen \dot{Q}_v de l'écoulement de fluide généré par le gradient de pression axial s'écrit :

$$\dot{Q}_v = \frac{\pi R_t^4}{8 \mu} \left(\overline{-\frac{\partial p}{\partial x}} \right) \quad (1.2.9)$$

Ceci étant, la vitesse débitante moyenne U_∞ le long du tube s'exprime :

$$U_\infty = \frac{\dot{Q}_v}{\pi R_t^2} = \frac{R_t^2}{8 \mu} \left(\overline{-\frac{\partial p}{\partial x}} \right) \quad (1.2.10)$$

elle est retenue comme expression de référence pour l'échelle de vitesses ce qui permet d'écrire la vitesse radiale adimensionnelle comme suit :

$$\frac{u}{U_\infty} = \frac{u_s}{U_\infty} + \frac{u'}{U_\infty} \quad (1.2.11)$$

Où :

$$\begin{cases} \frac{u_s}{U} = 2 \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \\ \frac{u'}{U} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x_{cn}}{x_0} \left\{ \frac{8B}{(kR)^2} \cos(\omega t) + \frac{8(1-A)}{(kR)^2} \sin(\omega t) \right\} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x_{sn}}{x_0} \left\{ \frac{8B}{(kR)^2} \sin(\omega t) - \frac{8(1-A)}{(kR)^2} \sin(\omega t) \right\} \end{cases}$$

Les quantités A et B sont définies par les expressions :

$$A = \frac{ber(kR) ber(kr) + bei(kR) bei(kr)}{ber^2(kR) + bei^2(kr)}, \quad B = \frac{bei(kR) ber(kr + ber(kR) bei(kr))}{ber^2(kR) + bei^2(kr)}.$$

Notons que les fonctions mathématiques de Kelvin ber et bei sont liées à la fonction de Bessel J_0 de première espèce d'ordre 0 par :

$$J_0 \left(kr i^{3/2} \right) = ber(kr) + i bei(kr) \quad (1.2.12)$$

Elles sont définies comme :

$$\begin{cases} ber(z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k \left(\frac{z}{k}\right)^{4k}}{((2k)!)^2} \\ bei(z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k \left(\frac{z}{k}\right)^{4k+2}}{((2k+1)!)^2} \end{cases}$$

Uchida [142] a présenté les profils de vitesse pour différents nombres de Valensi $Va = 1 \rightarrow 10$ (défini par l'équation 1.2.22) et pour différentes phases de l'écoulement ($\phi = 0^\circ \rightarrow 330^\circ$). Il a montré que pour des nombres de Valensi $Va > 3$, le gradient transversal de vitesse commence à se décaler de l'axe du tube vers les parois. Pour $Va = 3$, le gradient maximal de vitesse se décale du centre du tube seulement pour deux phases ($\phi = 150^\circ, 330^\circ$) alors que pour $Va = 10$, le maximum de vitesse est décalé de l'axe du tube vers les parois pendant toutes les phases du cycle (FIGURE 1.8).

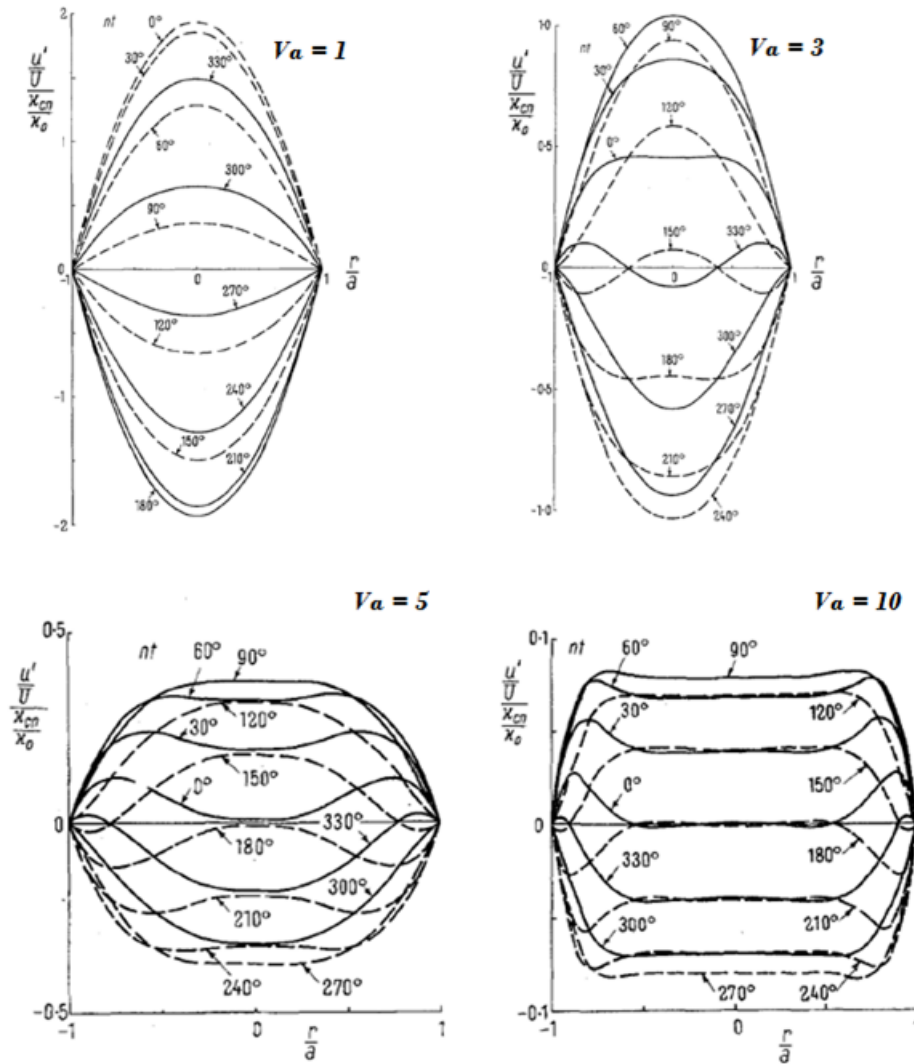


FIGURE 1.8 – Profil radial de vitesse axiale pour différents nombre de Valensi [142]

Bouvier [17] a adapté la solution analytique pour le profil de vitesse radiale proposée par Atabek et al. [12] pour un écoulement oscillant purement sinusoïdal.

Le profil de vitesse correspondant s'écrit alors :

$$u(r, t) = u_0 \operatorname{Re} \left\{ (a_1 + i b_1) \left[\frac{J_0 \left(i^{3/2} W_o \frac{r}{R_t} \right) - J_0 \left(i^{3/2} W_o \right)}{J_2 \left(i^{3/2} W_o \right)} \right] e^{i\omega t} \right\} \quad (1.2.13)$$

avec J_0 et J_2 les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre 0 et 2, R_t est le rayon du tube et $W_o = \sqrt{(\omega R_t^2 / \nu)} = \sqrt{Va}$ est le nombre de Womersley.

Il a par la suite tracé les profils de vitesses pour différentes valeurs de nombre de Womersley et a vérifié que pour les faibles valeurs de W_o le profil de vitesse est parabolique, allure similaire à celle retrouvée pour un écoulement visqueux en régime permanent laminaire (*i.e* : écoulement de Poiseuille) tandis que pour des valeurs accrues de W_o , le profil de vitesse tend à s'aplatir autour de l'axe du tube tandis qu'un extrêum est relevé au

voisinage immédiat de la paroi.

1.2.3.3/ PARAMÈTRES ADIMENSIONNELS CARACTÉRISTIQUES

Pour caractériser les écoulements oscillants, il est important d'établir l'ensemble des paramètres adimensionnels qui décrivent les effets dynamiques et thermiques dans l'écoulement.

L'approche à adopter consiste à normaliser les équations de Navier-Stokes pour la conservation de la masse, de la quantité du mouvement et de l'énergie pour le cas d'un écoulement visqueux incompressible dans une conduite cylindrique [128].

Les paramètres qui en découlent définissent les similitudes dynamique, thermique et géométrique pour l'écoulement. Pour ce faire, les variables adimensionnelles normalisées suivantes ont été introduites [122] :

$$p^* = \frac{p-p_0}{\rho u_{max}^2}, t^* = \omega t, \rho^* = \frac{\rho}{\rho_0}, \mu^* = \frac{\mu}{\mu_0}, \nu^* = \frac{\nu}{\nu_0}, \nabla^* = \frac{D}{2} \nabla, \vec{x}^* = \frac{\vec{x}}{(\frac{D}{2})}, T^* = \frac{T-T_f}{T_c-T_f},$$

$$\lambda^* = \frac{\lambda}{\lambda_0}, C_p^* = \frac{C_p}{C_{p0}}, \Phi^* = \mu^* \left(\frac{\partial u_j^*}{\partial x_i^*} \right)^2.$$

Dans ce qui suit, les forces de gravités sont supposées négligeables. Ainsi, on obtient :

Équation de conservation de la masse :

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (1.2.14)$$

Forme normalisée :

$$\nabla^* \cdot \vec{u}^* = 0 \quad (1.2.15)$$

Équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu \nabla^2 \vec{u} \quad (1.2.16)$$

Forme normalisée :

$$\frac{\omega D_h^2}{4\nu} \frac{\partial \vec{u}^*}{\partial t^*} + \frac{1}{2} \frac{u_{max} D_h}{\nu} \vec{u}^* \cdot \nabla^* \vec{u}^* = -\frac{1}{2} \frac{u_{max} D_h}{\nu} \nabla^* p^* + \frac{1}{2} \nabla^{*2} \vec{u}^* \quad (1.2.17)$$

Les deux quantités adimensionnelles $\left(\frac{\omega D_h^2}{4\nu} \right)$ et $\left(\frac{u_{max} D_h}{\nu} \right)$ qui ressortent de l'équation correspondent respectivement aux nombres de Valensi "Va" (terme inertiel instationnaire) et de Reynolds maximal "Re_{max}" caractéristique des écoulements permanents (terme inertiel stationnaire), ils définissent tous deux la similitude dynamique dans l'écoulement.

Pour une longueur "L_t" du tube, le déplacement du fluide dans le tube est décrit par l'amplitude de déplacement relatif "A_r" qui s'écrit :

$$A_r = \frac{X_{max}}{L_t} = \frac{1}{L_t} \left(\frac{V_{swept}}{A_{dte,t}} \right) \quad (1.2.18)$$

avec V_{swept} le volume total balayé par le piston (du point mort haut au point mort bas), X_{max} le déplacement total du fluide pendant une course de piston et $A_{dte,t}$ la section de passage du tube.

Pour un écoulement oscillant sinusoïdal ($u_{max} = \frac{1}{2}\omega X_{max}$), l'amplitude de déplacement relatif du fluide n'est pas un terme indépendant puisqu'il s'écrit en fonction de Va et Re_{max} comme suit :

$$A_r = \frac{2 u_{max}}{\omega L_t} = \frac{D_h}{2 L_t} \left(\frac{Re_{max}}{Va} \right) \quad (1.2.19)$$

Trois cas de figure se présentent selon la valeur du déplacement du fluide dans le conduit [128] :

- $A_r < 1$: une partie du fluide reste piégée et oscille dans le régénérateur,
- $A_r = 1$: le fluide traverse complètement le régénérateur,
- $A_r > 1$: le fluide traverse complètement le régénérateur aux extrémités duquel la fraction de fluide excédentaire oscille.

Équation de l'énergie :

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla T \right) = \frac{\partial p}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla p + \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \Phi \quad (1.2.20)$$

avec $\Phi = \mu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2$ est définie comme la fonction de dissipation selon l'hypothèse de Stokes [125].

Sous forme normalisée, elle s'écrit :

$$\rho^* C_p^* \left(2 Va \frac{\partial T^*}{\partial t^*} + Re_{max} \vec{u}^* \cdot \nabla^* T^* \right) = 2 Va Ec \frac{\partial p^*}{\partial t^*} + Ec Re_{max} \vec{u}^* \cdot \nabla p^* + \frac{\nabla^* \cdot (\lambda^* \nabla T^*)}{Pr} + Ec \Phi^* \quad (1.2.21)$$

En plus des nombres de Reynolds fréquentiel et de Reynolds maximal établis précédemment, deux nouvelles quantités adimensionnelles viennent se rajouter à savoir $Pr = \left(\frac{\nu}{\alpha} \right)$ et $Ec = \left(\frac{u_{max}^2}{C_p (T_{ch} - T_{fd})} \right)$ qui correspondent respectivement au nombre de Prandtl "Pr" et au nombre d'Eckert "Ec" qui traduit le réchauffement dans le fluide dû aux dissipations visqueuses.

En considérant la similitude géométrique, il est nécessaire de normaliser les équations de conservation de quantités de mouvement et d'énergie par rapport à la longueur du tube.

Ceci étant, la similitude thermique dans l'écoulement est définie par les nombres adimensionnels Va , Re_{max} , Pr , Ec , $\frac{l}{D_h}$ et A_r . Pour le cas d'un écoulement compressible, le nombre d'Eckert sera remplacé par le nombre de Mach.

D'après ce qui précède, un écoulement oscillant en présence d'un gradient thermique est pleinement défini par les paramètres suivants :

— **nombre de Valensi :**

$$Va = \frac{\omega D_h^2}{4 \nu} \quad (1.2.22)$$

Il désigne également la “fréquence adimensionnelle” d’oscillation (terme inertiel instationnaire). Il représente le rapport entre le temps requis pour la diffusion visqueuse de la quantité de mouvement sur la longueur caractéristique $\frac{1}{2} D_h$ et le temps caractéristique du cycle [95, 5, 36, 132, 37]. Notons que dans plusieurs travaux de la littérature [52, 75, 155, 77, 146], la longueur caractéristique utilisée pour définir ces effets instationnaires dans le fluide est égale au diamètre hydraulique du conduit. De ce fait, on fait plutôt référence au nombre de Reynolds fréquentiel Re_ω qui s’exprime :

$$Re_\omega = \frac{\omega D_h^2}{\nu} \quad (1.2.23)$$

Certains travaux présents dans la littérature confondent le nombre de Valensi Va avec le nombre de Reynolds fréquentiel Re_ω notamment les travaux menés par Cheadle et al. [21, 20] et Tew et al. [136]. Tout le long de notre étude, on fera la distinction entre les deux quantités adimensionnelles qui sont respectivement définies par les équations (1.2.22) et (1.2.23).

Dans la littérature [150, 69], on retrouve le nombre de Womersley par référence aux instabilités dans l’écoulement et s’écrit :

$$Wo = \sqrt{\frac{\omega D_h^2}{4\nu}} = \sqrt{Va} \quad (1.2.24)$$

— **nombre de Reynolds maximal :**

$$Re_{max} = \frac{u_{max} D_h}{\nu} \quad (1.2.25)$$

Il définit le rapport entre les forces d’inertie responsables du transport de quantité de mouvement et les forces visqueuses présentes dans l’écoulement qui permettent la diffusion de la quantité de mouvement. Il indique la nature laminaire ou turbulente de l’écoulement. Notons que pour un écoulement oscillant, il s’exprime en fonction du déplacement du fluide au sein du canal et de la fréquence de l’écoulement puisque la vitesse maximale s’écrit :

$$u_{max} = \frac{1}{2} \omega X_{max} \quad (1.2.26)$$

Avec $X_{max} = \frac{V_{swept}}{A_{dte}}$ le déplacement total du fluide pendant une course de piston, V_{swept} le volume total balayé par le piston et A_{dte} la section droite du conduit.

Zhao *et al.* [155, 156], dans leurs travaux sur les écoulements oscillants, ont introduit la quantité adimensionnelle A_{Dh} qu’ils ont définie comme le déplacement adimensionnel d’oscillation du fluide et s’écrit :

$$A_{Dh} = \frac{1}{2} \frac{Re_{max}}{Re_\omega} = \frac{x_{max}}{D_h} \quad (1.2.27)$$

avec $x_{max} = \frac{1}{2} X_{max}$ l’amplitude maximale du déplacement de fluide et D_h le diamètre hydraulique du conduit.

Cette quantité définit l'amplitude de déplacement maximal d'une particule de fluide par rapport au diamètre hydraulique du conduit.

Les deux quantités A_r et A_{Dh} sont reliées par :

$$\frac{A_{Dh}}{A_r} = \frac{L_t}{D_h} \quad (1.2.28)$$

— **nombre de Prandtl :**

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad (1.2.29)$$

Il représente le rapport entre le temps caractéristique de diffusion thermique et celui de la diffusion de quantité de mouvement dans l'écoulement, il s'écrit également comme le rapport entre les épaisseurs des couches limites visqueuse et thermique.

— **nombre d'Eckert :**

$$Ec = \frac{u_{max}^2}{C_p (T_{ch} - T_{fd})} \quad (1.2.30)$$

avec T_{ch} et T_{fd} respectivement les températures des extrémités chaude et froide du fluide.

Il traduit la dissipation d'énergie cinétique en chaleur par frottement visqueux au sein du fluide. Dans le cas des moteurs Stirling, le nombre d'Eckert est très faible ($Ec \ll 1$), il varie entre $0,6 \cdot 10^{-2}$ et $2,5 \cdot 10^{-2}$. Ainsi, la contribution de la viscosité dans le réchauffement du fluide est négligeable [132], ce qui justifie que l'on en fasse abstraction dans l'étude de similitude.

— **nombre de Mach :**

$$Ma = \frac{u}{\sqrt{\gamma r T}} \quad (1.2.31)$$

avec u la vitesse du gaz, γ le coefficient de compressibilité du gaz, r la constante spécifique du gaz et T la température du gaz.

Ce nombre adimensionnel est utilisé dans le cas des écoulements compressibles. Un écoulement d'air est dit compressible si $Ma \geq 0,3$ (cas où la variation relative de la masse volumique dans l'écoulement ne dépasse pas 5 % [8]).

Il est également important de citer les nombres de Fourier et de Biot qui caractérisent la conduction instationnaire dans la matrice solide poreuse.

Le **nombre de Fourier** étant défini par :

$$Fo = \frac{\alpha \tau}{L_c^2} \quad (1.2.32)$$

Il définit le rapport entre le temps caractéristique de l'écoulement τ (un cycle pour un écoulement périodique) et le temps de diffusion thermique dans le solide $\left(\frac{L_c^2}{\alpha}\right)$ jusqu'à une profondeur égale à d_w dite profondeur de pénétration. Il caractérise ainsi le rapport entre

flux de chaleur transmis au corps et la quantité de chaleur qui y est stockée. Physiquement, plus le nombre de Fourier est grand, plus la chaleur pénètre à l'intérieur du corps.

Le **nombre de Biot** est défini par :

$$Bi = \frac{h L_c}{\lambda} \quad (1.2.33)$$

Il exprime le rapport entre la résistance thermique interne du solide (résistance à la diffusion dans la masse) et la résistance externe (résistance aux échanges convectifs à l'interface solide/fluide). Pour $Bi \ll 1$, le gradient thermique est localisé dans le fluide, la température du solide est quasi-uniforme, ainsi une faible valeur du nombre de Biot assure une meilleure diffusion de chaleur dans le solide. Les études menées par Watanabe et al. [148] en conduction instationnaire ont montré que le nombre de Fourier diminue en fonction du nombre de Biot, ce qui est tout à fait prévisible.

Le rapport de capacités thermiques C_r [138, 101, 3] est un autre paramètre important qui s'ajoute dans l'étude des échanges entre le fluide et la matrice solide. Il est défini par :

$$C_r = \frac{\rho_f C_{p,f}}{\rho_s C_{p,s}} \quad (1.2.34)$$

Une large valeur de C_r indique que la chaleur est stockée puis cédée avec de faibles oscillations de températures au niveau de la matrice solide et que le gradient thermique est localisé au niveau du fluide.

1.2.3.4/ TRANSITION VERS LA TURBULENCE

L'étude de la transition d'un régime d'écoulement laminaire vers un régime turbulent est essentielle dans la compréhension des comportements dynamique et thermique du fluide. Pour un écoulement permanent, les caractéristiques d'une couche limite turbulente diffèrent sensiblement de celles d'une couche limite laminaire. Cette différence se traduit par des coefficients de frottement et d'échange convectif plus importants [53]. Le nombre de Reynolds critique qui correspond à la transition vers la turbulence pour des écoulements internes en régime permanent est égal à $Re_{tr} \simeq 2.10^3$. La zone de transition s'étend sur l'intervalle $2.10^3 \leq Re \leq 10^4$ et l'écoulement est pleinement turbulent pour $Re \geq 10^4$.

Pour un écoulement oscillant, il n'existe pas de valeur universelle pour la transition vu la complexité des mécanismes qui régissent ce type d'écoulement notamment le couplage entre fréquences et déplacements ainsi que l'effet de la géométrie interne du canal fluide sur l'écoulement.

Durant la seconde moitié du 20^{ème} siècle, plusieurs travaux, essentiellement expérimentaux, ont été menés par différents chercheurs pour étudier la transition vers la turbulence pour des écoulements oscillants (internes et externes). Dans ce qui suit, seuls les travaux qui portent sur des écoulements internes seront abordés.

Sergeev et al. [126] ont étudié la transition d'un écoulement oscillant dans un tube vide pour des nombres de Reynolds moyennement élevés ($Re \leq 3.10^4$) et un rapport $\left(\frac{L}{D}\right)$ variable ($14,5 \leq \frac{L}{D} \leq 263$).

A partir des mesures effectuées sur banc de test, ils ont réussi à établir une corrélation qui définit le nombre de Reynolds critique comme :

$$Re_{tr} = 700 \sqrt{Re_\omega} \quad (16 \leq Re_\omega \leq 1,6 \cdot 10^3) \quad (1.2.35)$$

Des travaux ultérieurs menés par Park et al. [104] sur la transition vers la turbulence d'un écoulement oscillant dans un manomètre à colonne liquide, ont permis d'aboutir à une nouvelle expression du nombre de Reynolds de transition qui s'écrit :

$$Re_{tr} = 188 Re_\omega^{\frac{2}{3}} \quad (35 \leq Re_\omega \leq 10^3) \quad (1.2.36)$$

Ils ont également précisé que les effets de bord (initialement négligés) sont à prendre en compte dans l'étude pour des quantités $\left(\frac{\omega L^2}{\nu}\right) \leq 3 \cdot 10^3$ et que par conséquent la transition vers la turbulence peut se faire à plus faibles valeurs de nombres de Reynolds.

Merkli et al.[84] ont étudié expérimentalement la transition dans un tube à résonance pour des fréquences entre 0 et 130 Hz et un déplacement de piston compris entre 2,85 mm et 13,8 mm.

Ils stipulent que la turbulence dans l'écoulement peut être à caractère intermittent (apparition pendant la phase de décélération) ou permanent dans l'écoulement (l'écoulement étant pleinement turbulent).

Hino et al.[47] ont introduit le nombre de Stokes λ_{stokes} défini par :

$$\lambda_{stokes} = \frac{1}{2} D \sqrt{\left(\frac{1}{2} \frac{\omega}{\nu}\right)} \quad (1.2.37)$$

afin d'étudier la transition vers la turbulence pour un écoulement oscillant. Leurs études ont permis de tracer un diagramme de stabilité pour l'écoulement à partir du couple $(Re_\delta, \lambda_{stokes})$, ce qui leur a permis d'identifier la présence de cinq régions d'écoulement :

une première région où l'écoulement est pleinement laminaire, une seconde où l'écoulement est laminaire perturbé ($Re_\delta \leq 250$), une troisième d'écoulement faiblement turbulent ($Re_\delta \leq 490$), une quatrième où l'écoulement est conditionnellement turbulent puis une cinquième et dernière région où l'écoulement est pleinement turbulent. Notons que Re_δ est le nombre de Reynolds ayant comme longueur caractéristique l'épaisseur de la couche limite de Stokes $\delta = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}$.

Les travaux d'Ohmi et al.[99] ont permis de délimiter la zone de transition entre les écoulements pleinement laminaire et turbulent. En effet, l'expression du nombre de Reynolds critique qui définit la limite du régime laminaire pour un écoulement oscillant s'écrit :

$$Re_{tr,lam} = 400 \sqrt{Va} \quad (10^2 \leq Va \leq 8 \cdot 10^2) \quad (1.2.38)$$

L'écoulement est pleinement turbulent à partir d'un nombre de Reynolds supérieur ou égal à :

$$Re_{tr,turb} = 882 \sqrt{Va} \quad (10^2 \leq Va \leq 8 \cdot 10^2) \quad (1.2.39)$$

Kurzweg et al.[69] ont étudié expérimentalement la transition vers la turbulence pour des écoulements oscillants dans des canaux à faibles diamètres.

Ils ont cherché à obtenir un critère universel de transition qui peut s'écrire sous la forme :

$$\beta = f(Wo) \quad (1.2.40)$$

avec $\beta = \Delta x \sqrt{\left(\frac{\omega}{\nu}\right)}$ et Δx le déplacement adimensionnel d'amplitude du fluide dans le tube vide.

Ils ont réussi à tracer la courbe de transition à partir de mesures expérimentales et vérifié la validité de la formule classique de transition pour un écoulement permanent à savoir $Re = 2.10^3$, qui s'écrirait sous la forme $Wo\beta = 2.10^3$ dans le cas d'écoulement oscillant.

Ils ont trouvé que pour des faibles valeurs de nombres de Womersley ($Wo \leq 5$), l'écoulement est asymptotiquement laminaire tandis que pour des valeurs élevées ($Wo \geq 10$), l'écoulement est inconditionnellement laminaire pour $\beta \leq 700$ (FIGURE 1.9).

Ainsi, l'application du critère de transition $Re_{tr} = 2.10^3$ pour un écoulement permanent n'est visiblement pas valable pour le cas oscillant. Ils ont également déduit l'existence d'une valeur limite du nombre de Womersley Wo en-dessous de laquelle l'écoulement est inconditionnellement laminaire, conséquence de l'amortissement visqueux.

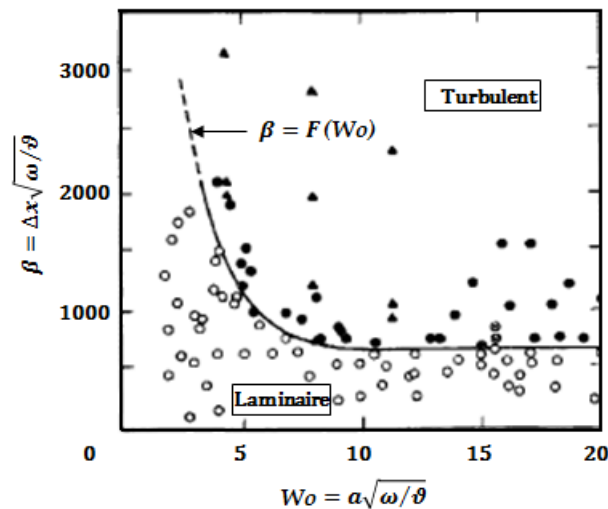


FIGURE 1.9 – Mesures expérimentales de la transition laminaire/turbulent [69]

Ahn et al.[6] ont simulé numériquement l'écoulement oscillant dans un tube pour les trois régimes d'écoulements laminaire, transitoire et pleinement turbulent.

Ils ont confronté les résultats avec les corrélations fournies dans la littérature [47, 100, 99]. Ils ont déduit que le modèle turbulent standard $k - \varepsilon$ est adapté pour simuler les régimes laminaire ou pleinement turbulent, mais il reste insuffisant pour décrire le régime transitoire.

Un code de simulation numérique "GLIMPS" développé par Gedeon [136] a permis d'établir un modèle de transition pour les écoulements oscillants (FIGURE 1.10) :

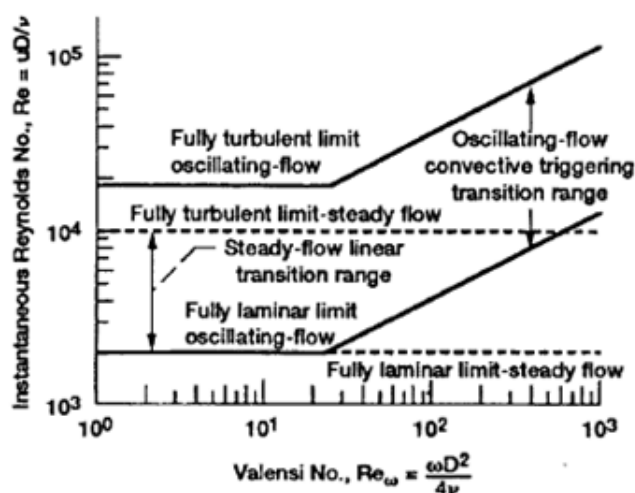


FIGURE 1.10 – Transition vers la turbulence pour un écoulement oscillant (GLIMPS) [136]

Les traits discontinus sur le graphe présentent les limites de la zone de transition pour un écoulement permanent tandis que les traits continus délimitent la zone de transition pour un écoulement oscillant. A partir d'un nombre de Valensi $Va \geq 25$, la zone de transition se décale vers des plus hautes valeurs de Reynolds ce qui induit que la limite du régime laminaire est repoussée vers des valeurs de $Re_{Dh} \geq 2.10^3$.

Zhao et al.[157] ont étudié la transition vers la turbulence pour un écoulement oscillant dans un tube vide. Ils ont fini par établir une corrélation entre le nombre de Reynolds et le déplacement d'oscillations du fluide dans le tube.

Ils ont conclu que la turbulence est amorcée par l'inversion du gradient de pression, alternativement favorable et opposé à l'écoulement ainsi que les larges amplitudes de déplacement du fluide.

La corrélation obtenue pour $23 \leq Va \leq 540$ et $8,5 \leq A_{Dh} \leq 121,1$ s'écrit :

$$\beta_{crit} = x_{max} \sqrt{\frac{\omega}{\nu}} = A_{Dh} \sqrt{Va} = 761 \quad (1.2.41)$$

Luo et al. [77] ont montré, à partir d'une étude analytique 2D d'un écoulement oscillant dans une conduite, l'existence de trois régions : une région laminaire (effets visqueux dominants) pour $Re_{\omega} \ll 32$, une région de transition pour $32 < Re_{\omega} \leq 3200$ et une région pleinement turbulente pour $Re_{\omega} \gg 3200$ (effets inertiels prédominants).

Xiao et al.[153] ont confirmé l'apparition de la turbulence pendant la phase de décélération par le biais de leurs essais expérimentaux sur un régénérateur en grilles métalliques traversé par un écoulement oscillant.

Ils ont même réussi à établir une corrélation pour calculer la durée des perturbations en fonction du rapport entre la perte de charge par cycle et la pression moyenne dans l'écoulement.

Les études citées précédemment prouvent toutes que la zone de turbulence conditionnelle prend naissance pendant la phase de décélération du cycle et s'évanouit pendant la phase d'accélération.

Pour des nombres de Reynolds fréquentiels $Re_\omega (\equiv Va)$ croissants, les perturbations migrent vers la phase d'accélération jusqu'à balayer tout le cycle pour un régime pleinement turbulent.

Malgré les disparités des corrélations établies pour délimiter la zone de transition (qui peut s'expliquer par la précision des techniques utilisées pour détecter l'apparition de la turbulence, certaines étant plus intrusives que d'autres), toutes les études convergent vers la conclusion que la transition vers la turbulence dépend étroitement du nombre de Reynolds fréquentiel $Re_\omega (\equiv Va)$.

1.2.3.5/ PERTES DE CHARGE

L'étude des pertes de charge au sein du régénérateur thermique est essentielle dans le dimensionnement d'un moteur Stirling en raison de son impact sur la puissance développée.

A cet effet, un paramètre adimensionnel caractéristique C_f est défini comme le coefficient de perte de charge.

Dans le cas des écoulements oscillants, il n'existe pas de corrélations universelles qui permettent de définir l'expression de ce coefficient vu la complexité de l'écoulement. Cependant, certains chercheurs ont réussi à l'exprimer en fonction de certains paramètres et conditions d'études.

En effet, Wang et al. [147] ont développé un modèle analytique 1D pour un écoulement oscillant dans un régénérateur cylindrique en absence de gradient thermique, à partir duquel ils ont établi une expression analytique du coefficient de perte de charge instantané.

L'équation de conservation de quantité de mouvement pour un gaz parfait, en coordonnées cylindriques, s'écrit :

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho u \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \left\{ \mu \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right\} \quad (1.2.42)$$

La quantité $\{ \}$ peut être remplacée par $\approx -C_f(t) \cdot \frac{1}{D_h} \cdot \frac{\rho u^2}{2}$ [129]. En ré-écrivant l'équation 1.2.42, l'expression du coefficient de perte de charge instantané devient :

$$C_f(t) = \frac{2 D_h}{\rho u^2} \left(-\frac{\partial p}{\partial x} - \rho \frac{\partial u}{\partial t} - \rho u \frac{\partial u}{\partial x} - \rho u \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (1.2.43)$$

avec D_h le diamètre hydraulique de la conduite, ρ la masse volumique du fluide et $u(x, r, t)$ sa vitesse instantanée.

En intégrant l'équation 1.2.43 sur la longueur totale du régénérateur L , on obtient :

$$C_f(t) = \frac{2 D_h}{L} \frac{\Delta p}{\rho u(t)^2} - \frac{2 D_h}{u(t)^2} \frac{\partial u}{\partial t} - \left\{ \frac{2 D_h}{L} \frac{\Delta u}{u(t)} - \frac{2 D_h}{u(t)} \frac{\partial u}{\partial r} \right\} \quad (1.2.44)$$

La quantité $\{ \}$ étant négligeable (selon les conditions d'études), l'expression simplifiée du coefficient de perte de charge instantané s'écrit alors :

$$C_f(t) = \frac{2 D_h}{L} \frac{\Delta p}{\rho u(t)^2} - \frac{2 D_h}{u(t)^2} \frac{\partial u}{\partial t} \quad (1.2.45)$$

L'équation 1.2.45 révèle la présence de deux termes : le premier (à gauche) traduit l'effet visqueux et le second (à droite) traduit l'effet inertiel qui devient prépondérant pour des fréquences accrues.

C'est dans le même contexte que se présentent les travaux de Luo et al. [77] qui ont développé un modèle analytique 2D pour un écoulement oscillant incompressible le long d'une conduite vide. L'équation de conservation de quantité de mouvement exprimée en coordonnées cartésiennes s'écrit :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1.2.46)$$

En intégrant l'équation 1.2.46 sur la longueur du canal fluide, nous obtenons :

$$\Delta p = \int \rho \left(\nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \frac{\partial u}{\partial t} - u \frac{\partial u}{\partial x} \right) dx \quad (1.2.47)$$

L'équation 1.2.47 montre clairement que la perte de charge engendrée le long du conduit résulte des effets visqueux, inertiels et des accélérations (spatiales) locales de la vitesse.

Reprenons l'équation 1.2.46 pour un écoulement incompressible pleinement développé. En adoptant une notation complexe pour les différentes variables, nous obtenons après développement l'équation suivante [77] :

$$\frac{d\tilde{p}}{dx} = -\frac{1}{2} (C_{f,viscous} + j C_{f,inertia}) \frac{\rho_0}{D_h} |\tilde{u}| \tilde{u} \quad (1.2.48)$$

avec :

- $C_{f,viscous} = \frac{64}{Re_{max}} \sqrt{1 + \frac{1}{128} Re_{\omega}}$: coefficient visqueux de l'écoulement,
- $C_{f,inertia} = \frac{2 Re_{\omega}}{Re_{max}} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{32 + \frac{1}{8} Re_{\omega}}} \right)$: coefficient inertiel de l'écoulement,
- $Re_{max} = \frac{\rho_0 |\tilde{u}| D_h}{\mu}$: le nombre de Reynolds maximal,
- $Re_{\omega} = \frac{\rho_0 \omega D_h^2}{\mu}$: le nombre de Reynolds fréquentiel.

En remplaçant les différents termes de l'équation 1.2.48 par leurs expressions littérales et en ré-arrangeant l'équation, nous obtenons :

$$\frac{d\tilde{p}}{dx} = -\frac{1}{2} \tilde{F} \frac{\rho_0}{D_h} |\tilde{u}| \tilde{u} = -\frac{1}{2} F e^{j\theta} \frac{\rho_0}{D_h} |\tilde{u}| \tilde{u} \quad (1.2.49)$$

avec :

$$\begin{cases} F = \frac{64}{Re_{max}} \sqrt{\left(1 + \frac{Re_{\omega}}{128}\right) + \frac{Re_{\omega}^2}{32^2} \left(1 + \frac{1}{32 + \frac{Re_{\omega}}{8}} + \frac{2}{\sqrt{32 + \frac{Re_{\omega}}{8}}}\right)} \\ \theta = \arctan \left(\frac{Re_{\omega}}{32} \frac{1 + \frac{1}{\sqrt{32 + \frac{1}{8} Re_{\omega}}}}{\sqrt{1 + \frac{1}{128} Re_{\omega}}} \right) \end{cases}$$

Notons à cet effet que :

$$F = \begin{cases} \frac{64}{Re_{max}} & \text{si } Re_{\omega} \ll 32 \quad (\text{régime visqueux}) \\ \frac{2 Re_{\omega}}{Re_{max}} & \text{si } Re_{\omega} \gg 3200 \quad (\text{régime inertiel}) \end{cases}$$

L'expression du coefficient de perte de charge en présence du régénérateur est obtenue en corrigeant l'équation 1.2.48 comme suit :

$$\frac{d\tilde{p}}{dx} = -\frac{1}{2} (C_{\mu,reg} C_{f,viscous} + j C_{L,reg} C_{f,inertia}) \frac{\rho_0}{D_h} |\tilde{u}| \tilde{u} \quad (1.2.50)$$

avec $C_{\mu,reg} = C_{\mu,reg}(Re_\omega, Re_{max}, \varepsilon)$ et $C_{\mu,L} = C_{\mu,L}(Re_\omega, Re_{max}, \varepsilon)$ les termes correctifs qui prennent en compte l'effet de la géométrie.

En complément des études analytiques mentionnées précédemment, plusieurs études numériques et expérimentales ont été menées afin de développer des corrélations pour le calcul du coefficient de frottement au sein de régénérateurs traversés par des écoulements oscillants.

Miyabe et al. [88] ont étudié les écoulements oscillants au sein de régénérateurs thermiques de moteur Stirling formés par des grilles métalliques et ont réussi à établir une corrélation en fonction du nombre de Reynolds (TABLEAU 1.1).

Les travaux expérimentaux de Tanaka et al. [134] sur la perte de charge au sein des régénérateurs (treillis métalliques, mousses et des métaux frittés) pour un écoulement oscillant ont permis d'établir une corrélation entre le coefficient de perte de charge et le nombre de Reynolds Re_{Dh} (TABLEAU 1.1).

Ils ont déduit que la perte de charge pour un écoulement oscillant est plus importante qu'en écoulement permanent.

Gedeon et al. [36] ont également étudié la perte de charge au sein de régénérateurs fabriqués en grilles métalliques et fibres enchevêtrées [36], ils ont déduit une forme générale de l'expression du coefficient de perte de charge qui s'écrit :

$$C_f = \frac{a}{Re} + b Re^c \quad (1.2.51)$$

avec a, b, et c des constantes à déterminer en fonction de la géométrie du régénérateur (TABLEAU 1.1). Ils ont fini par établir deux corrélations pour le coefficient de perte de charge.

Néanmoins, ils n'ont pas relevé de différences notables entre les deux types d'écoulements.

Zhao et al. [156] ont étudié la perte de charge pour un régénérateur en grilles métalliques et ont exprimé le coefficient de perte de charge en fonction du déplacement adimensionnel d'oscillation du fluide.

Ils ont trouvé que la perte de charge en écoulement oscillant peut être de 4 et 6 fois plus grande qu'en écoulement permanent.

Isshiki et al. [54], lors de leurs études du coefficient de frottement en écoulement oscillant, ont relevé un déphasage entre pression et vitesse (la pression étant en avance de phase par rapport à la vitesse) qui augmente en fonction du nombre de Womersley $Wo = \sqrt{Va}$ (FIGURE 1.11).

Pour des fréquences élevées telles que $Wo \geq 3$, la perte de charge engendrée est essentiellement due aux effets inertiels dans le fluide (FIGURE 1.12). Ils ont exprimé le coefficient de perte de charge en tenant compte du déphasage et ont montré que la présence de

tourbillons pendant la phase d'accélération induit un coefficient de perte de charge plus important que lors de la décélération.

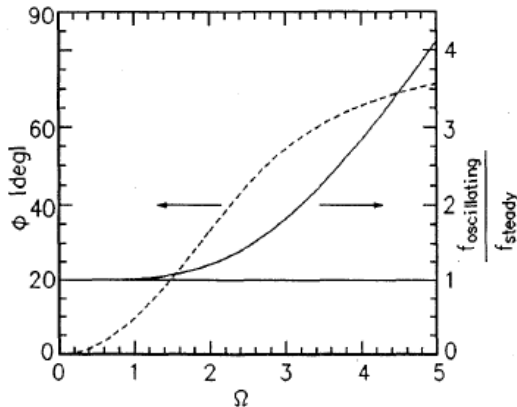


FIGURE 1.11 – Déphasage entre les coefficients de perte de charge en régime d'écoulement oscillant et permanent [54]

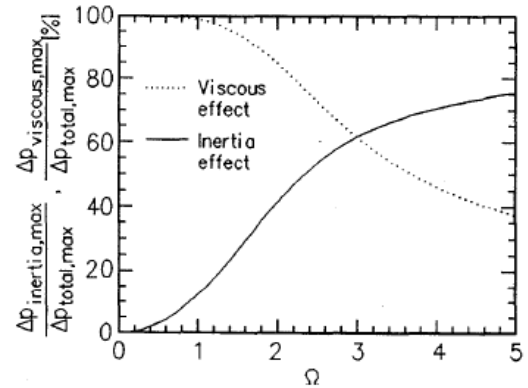


FIGURE 1.12 – Contribution des forces visqueuses et inertielles dans la perte de charge en fonction de la fréquence de l'écoulement [54]

Hsu et al. [49] ont étudié la perte de charge dans un régénérateur formé par des grilles métalliques par une approche “milieu poreux”.

Ils ont relevé la présence de deux régimes d'écoulements à savoir un régime de Darcy (effets visqueux) et un régime de Forchheimer (effets inertiels) qui dépendent tous deux de l'amplitude du déplacement du piston et montré que le coefficient de pertes de charge est identique à l'écoulement permanent pour des fréquences $f < 4 Hz$.

Leurs travaux ont également permis d'établir une corrélation qui relie le coefficient de perte de charge en fonction du nombre de Reynolds (TABLEAU 1.1).

Ibrahim et al. [52] ont étudié l'effet d'inserts de géométries complexes dans un canal pour un écoulement oscillant de fluide pour différentes fréquences et déplacements.

Ils ont démontré que la perte de charge dans le système est due aux effets inertiels, de viscosité et de décélérations locales dues aux changements de section (même constat avancé par Luo et al. [77]).

La perte de charge maximale enregistrée correspond à un travail de transvasement entre pistons ; néanmoins ils n'ont pas relevé de différences notables entre écoulements stationnaire et oscillant pour $Re_\omega \leq 6.10^3$. Leurs travaux sur un régénérateur de type “involute foil” ont débouché sur une corrélation pour le coefficient de pertes de charge.

Leong et al. [75, 76] ont étudié la perte de charge pour des régénérateurs en mousses métalliques et ont démontré que pour une même porosité, la perte de charge augmente lorsque le diamètre hydraulique diminue.

Leurs travaux ont permis d'établir une corrélation pour le coefficient de perte de charge (TABLEAU 1.1).

Mitchell et al. [87] ont menés des travaux sur des régénérateurs micro-fabriqués en feuilles de silicium gravées et ont établi une corrélation pour le coefficient de perte de charge pour

des canaux.

Les études de Pamuk et al. [103] portées sur un régénérateur formé par un empilement de billes ont permis d'établir une corrélation qui définit le coefficient de frottement. Il ont montré qu'une augmentation de 6 % de la porosité lisse la différence en termes de pertes de charge entre écoulements oscillant et permanent.

Kahaleras et al. [78] ont mené des expérimentations sur des écoulements gazeux compressibles alternés au sein de régénérateurs métalliques fabriqués par SLM (Selective Laser Melting : une technique de prototypage rapide qui consiste à façonner des structures en utilisant la fusion par laser de poudre métallique) et constitués de mini-canaux de géométries et porosités différentes (FIGURE 1.13) et soumis à des gradients de température [59].

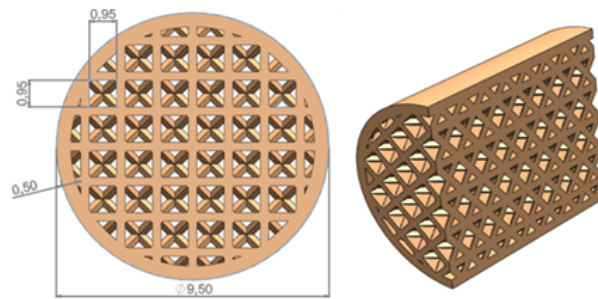


FIGURE 1.13 – Régénérateur métallique (en acier inoxydable) de porosité $\varepsilon = 0,3$ [59]

Ils ont ainsi montré que la perte de charge et la vitesse du gaz étaient déphasées d'un angle ϕ fonction de la fréquence d'oscillation. Ainsi, pour un régénérateur de porosité $\varepsilon = 0,3$ représenté sur la FIGURE 1.14, ce déphasage ϕ s'écrit à partir d'une fonction linéaire de la fréquence et donc du nombre de Reynolds fréquentiel Re_ω :

$$\phi(\Delta p, u) = C Re_\omega \quad (1.2.52)$$

avec $C \simeq 730$ et $0 < Re_\omega < 0,1$.

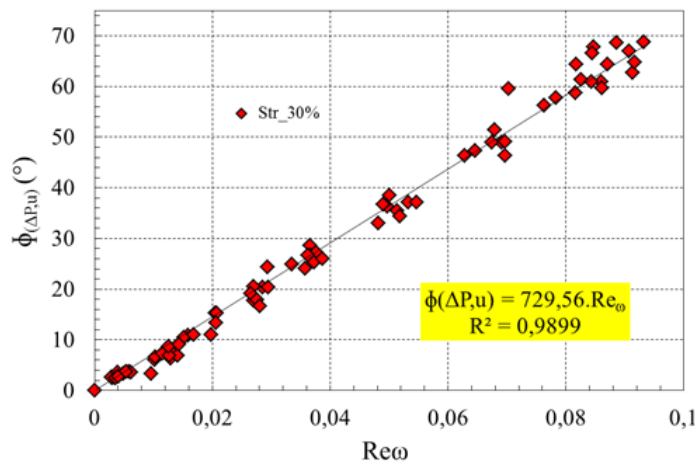


FIGURE 1.14 – Déphasage entre la perte de charge et la vitesse du gaz pour un régénérateur de porosité $\varepsilon = 0,3$ [78]

Ils ont également montré expérimentalement [78] que le coefficient de perte de charge (FIGURE 1.15) pouvait s'exprimer en fonction de la fréquence à partir d'une corrélation faisant intervenir la perte de charge et la vitesse maximale calculée à la valeur maximale de la perte de charge :

$$C_{f,max} = \frac{\Delta p_{max} D_h}{\frac{1}{2} \rho \Delta p_{max} u_{\Delta p_{max}}^2 L} \quad (1.2.53)$$

pour $0,3 < \varepsilon < 0,4$ et $0 < Re_\omega < 0,15$.

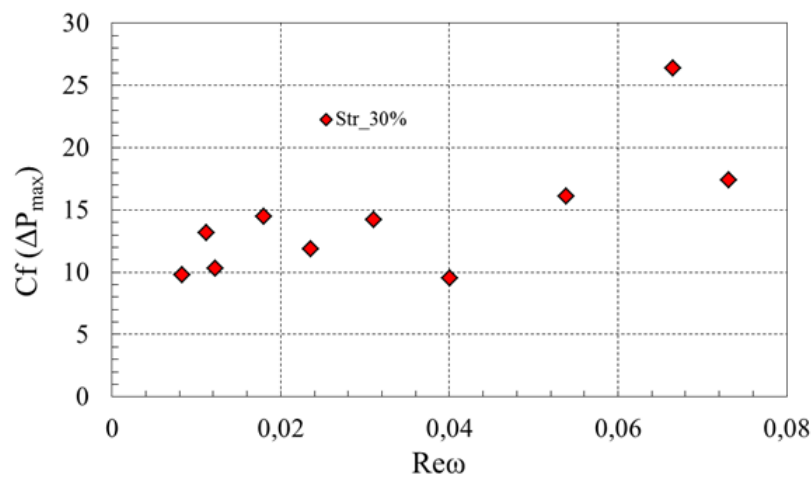


FIGURE 1.15 – Coefficient de perte de charge maximal (porosité $\varepsilon = 0,3$, gradient de température aux extrémités du régénérateur $\Delta T = 70^\circ\text{C}/10^\circ\text{C}$, $L_{reg} = 60\text{ mm}$) [59]

Xiao et al. [153] ont mené des études numériques et expérimentales pour un écoulement en régime permanent d'abord (considéré comme référence) puis oscillant au sein d'un régénérateur en grilles métalliques.

Ils ont montré que les corrélations établies en cas d'écoulement permanent sont toujours applicables pour des nombres de Reynolds fréquentiels compris entre $1,43 \cdot 10^{-3} \leq Re_\omega \leq 2,04 \cdot 10^{-1}$ en fonction de la densité des pores.

Ils ont également souligné la présence d'effets de compressibilité non négligeables dans le fluide et la diminution de la perte de charge par unité de longueur pour des longueurs croissantes du régénérateur.

Le TABLEAU 1.1 est une synthèse des corrélations établies pour le calcul du coefficient de perte de charge pour le cas d'un écoulement oscillant.

Certains auteurs ont exprimé le coefficient de perte de charge en fonction du nombre de Reynolds fréquentiel pour souligner l'effet de la fréquence sur la perte de charge engendrée.

Les corrélations établies dépendent étroitement de la géométrie du régénérateur ainsi que de la porosité et du nombre de Reynolds de l'écoulement ce qui rend difficile l'extrapolation des résultats obtenus sous des conditions d'études différentes.

Auteurs	Géométries	Corrélations	Domaine de validité
Gedeon et al. [36]	Grilles métalliques	$C_f = 129/Re + 2,91 Re^{-0,103}$	$\varepsilon = 0,6$
	Fibres enchevêtrées	$C_f = 192/Re + 4,53 Re^{-0,067}$	$0,16 \leq Re \leq 2050$
Hsu et al. [49]	Grilles métalliques	$C_f = 109,3/Re + 5 Re_{Dh}^{-0,5} + 1$	$0,7 \leq \varepsilon \leq 0,8$ $0,27 \leq Re \leq 2600$
Ibrahim et al. [50]	Microrégénérateur "involute foil"	$C_f = 117,3/Re + 0,38 Re^{-0,053}$	$\varepsilon = 0,84$ $3,4 \leq Re \leq 1190$
Leong et al. [74]	Mousses métalliques	$C_f = 1/A_{Dh} [86,7 Re_{\omega}^{-0,19} + 0,61]$	$\varepsilon = 0,9$ $0,46 \leq Re_{\omega} \leq 57,9$
Miaybe et al. [88]	Grilles métalliques	$C_f = 33,603/Re_l + 0,337$	$0,59 \leq \varepsilon \leq 0,84$ $5 \leq Re_l \leq 1000$
Mitchell et al. [87, 132]	Plaques planes parallèles gravées	$C_f = 197,7/Re + 0,012 Re^{0,01}$	$\varepsilon = 0,55$ $40 \leq Re \leq 200$
Pamuk et al. [103]	Lit de billes ($\phi = 1 mm$) ($\phi = 3 mm$)	$C_f = 3,08.10^6 \left(\frac{2}{A_0 Re_{\omega}}\right) + 1882$	$0,37 \leq \varepsilon \leq 0,4$
		$C_f = 5,3.10^5 \left(\frac{2}{A_0 Re_{\omega}}\right) + 612,1$	$1400 \leq A_0 Re_{\omega} \leq 6200$
Sun et al. [132]	LSMU "involute foil"	$C_f = 153,1/Re + 0,127 Re^{-0,01}$	$\varepsilon = 0,84$ $132 \leq Re \leq 2350$
Tanaka et al. [134]	Treillis métalliques, mousses, métaux frittés	$C_f = (175/Re) + 1,6$	$0,37 \leq \varepsilon \leq 0,95$ $10 \leq Re \leq 2000$
Zhao et al. [155]	Grilles métalliques (tissées)	$C_f = (1/A_{Dh}) [(403,2/Re_{\omega}) + 1789,1]$	$0,6 \leq \varepsilon \leq 0,66$ $0,001 \leq Re_{\omega} \leq 0,13$

TABLEAU 1.1 – Corrélations du coefficient de perte de charge établies dans la littérature

1.2.3.6/ TRANSFERTS THERMIQUES

a) Échanges thermiques aux parois :

L'étude des échanges thermiques en écoulements oscillants revêt une importance particulière dans la caractérisation du régénérateur. En effet, l'efficacité du régénérateur est étroitement associée à la qualité du transfert thermique entre fluide et matrice solide.

En régime d'écoulement permanent, la loi de Newton est communément utilisée pour décrire les échanges conducto-convectifs à l'interface, un rapport de proportionnalité existant entre le gradient de température et le flux thermique à la paroi.

Des études menées par différents auteurs [110, 73, 68] ont souligné la limite de la loi de Newton classique pour modéliser les échanges dans le cas des écoulements transitoires notamment pour les hautes fréquences.

En effet, dans le cas d'un écoulement oscillant, lorsque la température du fluide varie de façon périodique, un déphasage se crée entre le gradient de température et le flux thermique à la paroi et la proportionnalité énoncée par la loi de Newton n'est plus vérifiée [68].

Des études ont montré que les échanges thermiques entre fluide et paroi se trouvent affectés par ce déphasage [94, 67].

Les premiers travaux sur les transferts thermiques en régime d'écoulement oscillant ont été initiés par Pfriem [110]. Il a ré-écrit l'équation de l'énergie en négligeant le terme convectif (fluide quasi-stagnant et échanges thermiques régis par la conduction) :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{1}{\rho C_p} \frac{\partial p}{\partial t} \quad (1.2.54)$$

La résolution analytique de l'équation 1.2.54 pour un fluide incompressible à propriétés thermophysiques constantes et une variation sinusoïdale de pression donne l'expression du nombre de Nusselt complexe Nu_c suivant :

$$Nu_c = D_h \psi \frac{1 - e^{-2\delta\psi} + s\psi(1 + e^{-2\delta\psi})}{(1 - e^{-2\delta\psi})^2 + s\psi(1 - e^{-2\delta\psi})} \quad (1.2.55)$$

avec :

- D_h : diamètre hydraulique ;
- $Pe_\omega = \frac{\omega D_h^2}{4\alpha}$: nombre de Peclet fréquentiel ;
- $\delta = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}$: épaisseur de couche limite de Stokes (couche limite laminaire) ;
- $\psi = (1 + i) \sqrt{\frac{2Pe_\omega}{D_h}}$;
- $s =$ (Volume de fluide turbulent / surface d'échange).

La notation complexe définit l'amplitude ainsi que la phase d'un paramètre ce qui permet de quantifier le déphasage entre variables corrélées. L'analyse effectuée par Kornhauser et al. [68] montre qu'à hautes fréquences, le flux thermique est en avance de phase ($\Delta\phi = 45^\circ$) par rapport au gradient thermique à l'interface.

Les travaux expérimentaux menés par Annand et al. [9] sur des moteurs à allumage par compression ont également relevé la présence du déphasage précédemment indiqué par Pfriem [110]. Ils ont proposé d'adapter la loi de Newton aux écoulements alternés, en introduisant un terme instationnaire dans l'expression du nombre de Nusselt qui s'exprimait auparavant uniquement en fonction du nombre de Reynolds.

La corrélation ainsi obtenue s'écrit :

$$Nu(t) = 0,3 Re(t)^{0,7} \left(1 + 0,27 \frac{D}{u(t) \Delta T} \frac{dT}{dt} \right) \quad (1.2.56)$$

avec $u(t)$ vitesse instantanée de l'écoulement en fonction de laquelle est exprimé le nombre de Reynolds $Re(t)$.

Lee et al. [73] ont résolu l'équation (1.2.41) en utilisant les mêmes hypothèses simplificatrices utilisées par Pfriem [110]. Ils ont proposé la corrélation suivante pour le nombre de Nusselt :

$$Nu_c = \sqrt{2Pe_\omega} \frac{(1 + i) \tanh z}{1 - \tanh \frac{z}{z'}} \quad (1.2.57)$$

avec :

- $z = (1 + i) \sqrt{\frac{2Pe_\omega}{8}}$,
- $Pe_\omega = \frac{\omega D_h^2}{4\alpha}$: le nombre de Péclet fréquentiel.

Ils ont également relevé le déphasage entre le gradient thermique paroi-fluide et le flux à la paroi.

Des études ultérieures menées par Kornhauser et al.[68], se sont référées aux travaux de Lee et al.[73] pour établir une expression du nombre de Nusselt complexe. Dans le modèle proposé, ils ont ré-écrit la loi de Newton en fonction de la température complexe du fluide, le flux thermique à la paroi et le nombre de Nusselt complexe :

$$q'' = \frac{\lambda}{D_h} Nu_c (T_c - T_w) \quad (1.2.58)$$

en adoptant les notations suivantes :

- $Nu_c = Re(Nu_c) + i Im(Nu_c)$: le nombre de Nusselt complexe,
- $T_c = Re(T_c) + i Im(T_c)$: la température complexe du fluide,
- $T_w = Re(T_w) + i Im(T_w)$: la température complexe de la paroi.

L'équation 1.2.58 s'écrit :

$$q'' = \frac{\lambda}{D_h} [Re(Nu_c) + i Im(Nu_c)] [Re(T_c - T_w) + i Im(T_c - T_w)] \quad (1.2.59)$$

En supposant que la température de la paroi demeure constante (hypothèse de réservoir thermique) et que la variation de la température du fluide est sinusoïdale, l'équation 1.2.59 devient :

$$q'' = \frac{\lambda}{D_h} \left[Re(Nu_c) [Re(T_c) - T_w] + \frac{Im(Nu_c)}{\omega} \frac{dRe(T_c)}{dt} \right] \quad (1.2.60)$$

Dans leur étude expérimentale, Kornhauser et al. [67] ont monté un système "générateur d'oscillations" formé par un ensemble piston/cylindre avec course variable.

Dans un premier temps, ils ont appliqué la loi de Newton classique pour le calcul du nombre de Nusselt à partir des mesures expérimentales relevées. Les courbes obtenues pour l'ensemble flux thermique, température à la paroi et nombre de Nusselt sont présentées sur la FIGURE 1.16.

A mi-course lorsque la vitesse du piston est nulle, le nombre de Nusselt a une allure asymptotique infinie ce qui ne peut être physique.

Ce constat consolide la non-validité de la loi de Newton classique pour modéliser l'échange conducto-convectif en écoulement oscillant.

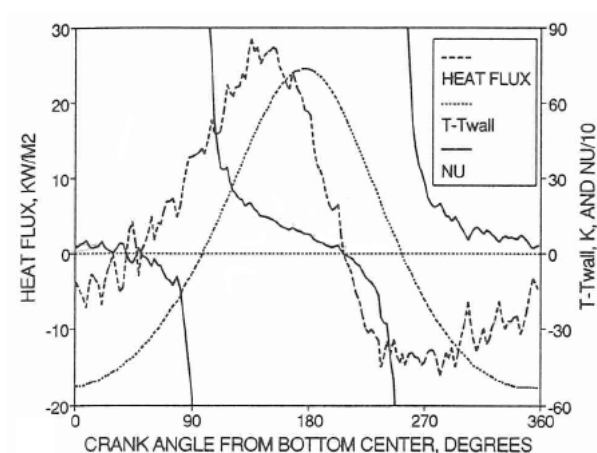


FIGURE 1.16 – Évolution du flux thermique, du gradient de température fluide/paroi et du nombre de Nusselt en fonction de l'angle de rotation du vilebrequin [67]

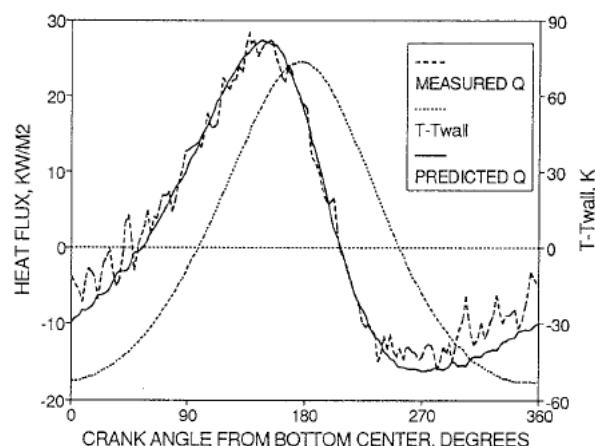


FIGURE 1.17 – Déphasage entre les valeurs mesurées et celles calculées du flux thermique à l'interface [67]

Ceci étant, Kornhauser et al.[67] ont réussi à établir une corrélation simplifiée du nombre de Nusselt complexe qui s'accorde avec les essais effectués pour la mesure du flux échangé à l'interface (FIGURE 1.17) :

$$Re(Nu_c) = Im(Nu_c) = 0,56 (Pe_\omega)^{0,69} \quad \text{pour } 10^2 \leq Re_\omega \leq 10^4 \quad (1.2.61)$$

b) Échanges thermiques au sein des régénérateurs :

Les travaux menés par Tanaka et al. [134] sur des régénérateurs de géométries en mousses métalliques, métaux frittés et empilements de billes ont permis d'établir une corrélation (TABLEAU 1.2) qui stipule que les échanges thermiques entre le fluide et la paroi sont tributaires du nombre de Reynolds moyen de l'écoulement.

Ils ont également calculé l'efficacité thermique du régénérateur et ont trouvé qu'augmenter la densité des mailles pour une même porosité (ce qui revient à diminuer le diamètre hydraulique et ainsi augmenter la surface d'échange) améliore l'efficacité thermique du régénérateur.

Le revers de la médaille est que la perte de charge augmente également.

Gedeon et al. [36] ont étudié les transferts thermiques au sein de régénérateurs en fibres enchevêtrées et grilles métalliques.

Ils ont montré que les transferts thermiques sont meilleurs pour la grille métallique et ont déduit une expression pour le nombre de Nusselt en fonction du nombre de Péclet ($Pe = Re Pr$) de la forme :

$$Nu = m + n (Re Pr)^k \quad (1.2.62)$$

avec m , n et k des constantes à déterminer en fonction de la géométrie du régénérateur. Les corrélations établies sont tabulées ci-après (TABLEAU 1.2).

Pour un régénérateur en toiles métalliques, Lee et al. [72] ont étudié expérimentalement

l'effet de la densité locale des pores (pour une porosité globale fixe) sur l'efficacité d'un régénérateur. Ils ont montré que pour une densité croissante de pores (diminution du diamètre hydraulique local) depuis l'extrémité chaude vers l'extrémité froide du régénérateur, l'efficacité augmente tandis que la perte de charge diminue.

En effet, lorsque le fluide chaud se détend, du fait de l'augmentation de la viscosité du gaz avec la température, il a tendance à frotter davantage sur les parois. En augmentant le diamètre hydraulique, l'effet de friction se réduit.

Ils ont également montré que l'augmentation de la fréquence de travail s'accompagne d'une augmentation de la perte de charge et d'une décroissance de l'efficacité du régénérateur.

Niu et al.[95] ont étudié les échanges thermiques instantanés entre un gaz et une matrice en toiles métalliques. Ils ont mesuré les températures instantanées au sein du régénérateur. Pour ce faire, ils ont remplacé un fil de la grille par un thermocouple de type E (Chromel/Constantan) de même diamètre et capacité thermique (*i.e* : ρC_p) et ont considéré que la température indiquée par le thermocouple correspond à celle de la toile.

Pour remonter au coefficient d'échange convectif instantané, ils ont établi l'équation de conservation de l'énergie pour la sonde thermocouple :

$$h(x, r, t)[T_f(x, r, t) - T_w(x, r, t)] = m C_p \frac{\partial T_w(x, r, t)}{\partial t} \quad (1.2.63)$$

avec T_w la température du fil, T_f la température du fluide, m la masse du fil, C_p la capacité thermique massique du fil et $h(x, r, t)$ le coefficient d'échange convectif instantané.

Dans une étude précédente, Niu et al. [96] ont montré que la distribution de température du fluide est indépendante de la position radiale dans le conduit, ainsi l'équation 1.2.63 devient :

$$h(x, t)[T_f(x, t) - T_w(x, t)] = \rho \frac{d_w}{4} C_p \frac{\partial T_w(x, t)}{\partial t} \quad (1.2.64)$$

Le coefficient d'échange convectif instantané est calculé à partir de l'équation 1.2.64 moyennant les mesures des températures instantanées du fluide et de la paroi. Ainsi, le nombre de Nusselt instantané sera calculé à partir de l'équation 1.2.65 :

$$Nu(x, t) = \frac{h(x, t) D_h}{\lambda_f} \quad (1.2.65)$$

avec D_h le diamètre hydraulique du régénérateur, λ_f la conductivité thermique du gaz en écoulement. Niu et al.[95] ont relevé un déphasage entre les températures du fluide et celle de la paroi.

Ils ont constaté que le gradient thermique 1.19 est localisé dans le fluide vu que les oscillations de température dans la paroi (0,9 % de \bar{T}_w : température moyenne de la paroi) sont nettement plus faibles que celles relevées dans le fluide (9 % de \bar{T}_f : température moyenne du fluide) comme l'indique la FIGURE 1.18.

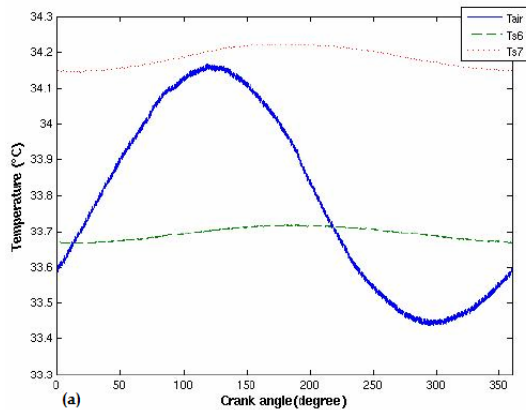


FIGURE 1.18 – Déphasage entre températures du fluide et celles de la paroi [95]

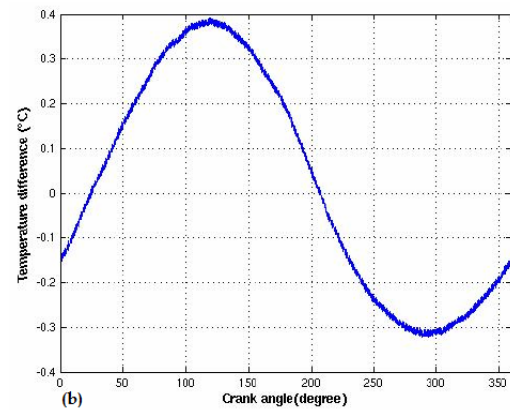


FIGURE 1.19 – Gradient thermique entre fluide et paroi [95]

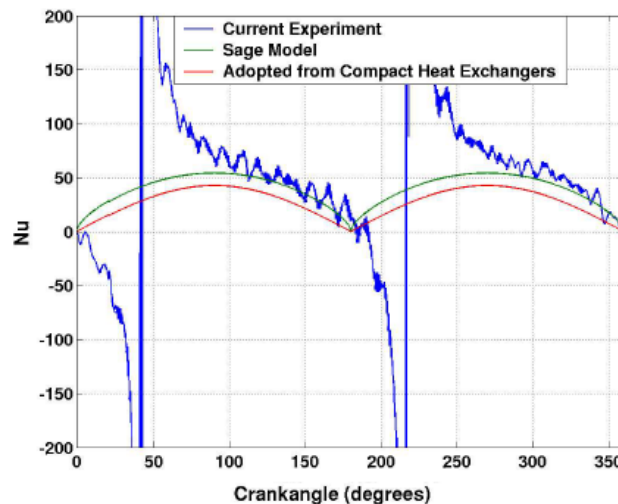


FIGURE 1.20 – Évolution du nombre Nusselt en fonction de l'angle de rotation [95]

Niu et al. [95] ont confronté les résultats expérimentaux obtenus pour le nombre de Nusselt avec ceux fournis par le code numérique Sage[35] et les corrélations établies par Kays et London[62].

Les auteurs ont relevé une concordance lors des phases de décélération du fluide contre une dissimilitude flagrante pendant les phases d'accélération (FIGURE 1.20). Ceci s'explique par la naissance de tourbillons en aval de la structure métallique pendant la première mi-période et lors de l'inversion du fluide (seconde mi-période) nous assistons à la création de nouveaux tourbillons en amont en phase d'accélération.

Ainsi, pour un écoulement oscillant, le transfert thermique se trouve amélioré pendant la phase d'accélération comparé au régime permanent.

Leong et al. [74] ont étudié expérimentalement les transferts thermiques pour un écoulement oscillant le long d'un régénérateur formé par de la mousse métallique.

Pour les transferts thermiques, ils ont montré que le nombre de Nusselt augmente en fonction du nombre de Reynolds et que l'augmentation du nombre de pores (augmentation

de la compacité), pour une porosité globale et un nombre Reynolds fréquentiel tous deux constants, améliore les transferts thermiques. Ils ont synthétisé leurs essais sous forme d'une corrélation entre le nombre de Nusselt moyen et le couple (A_{Dh} , Re_ω) (TABLEAU 1.2).

Les études de Ibrahim et al. [50] menées sur un régénérateur de forme annulaire de type "involute foil" (FIGURE 1.21) obtenu par un empilement de disques de feuilles métalliques arrondies microfabriqués par LIGA [79] de taille millimétrique (19 mm de diamètre pour 0,25 mm d'épaisseur) ont permis d'établir une corrélation pour le nombre de Nusselt à partir des essais expérimentaux en écoulement oscillant.

Une maquette du régénérateur de type "involute foil" à plus grande échelle (facteur $\times 30$) a été réalisée par Sun et al.[132] à des fins d'expérimentation à des résolutions spatiale et temporelle plus importantes non réalisables sur le prototype miniature évoqué précédemment[50].

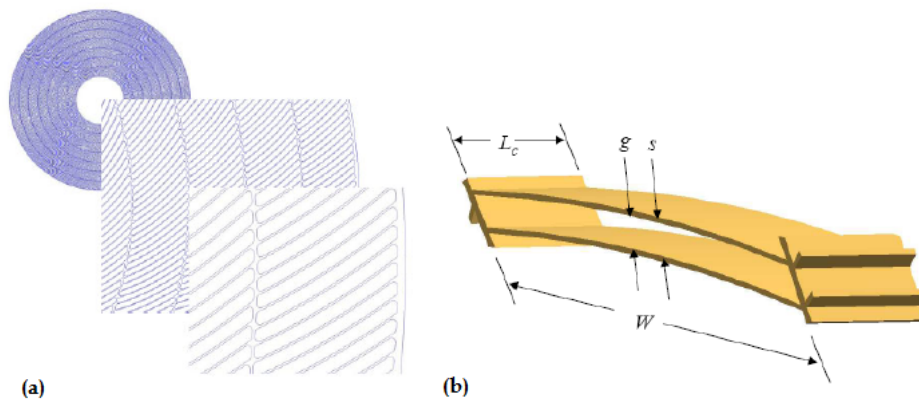


FIGURE 1.21 – Régénérateur annulaire en feuilles métalliques en arc de cercle : (a) vue de face (b) vue en perspective [50]

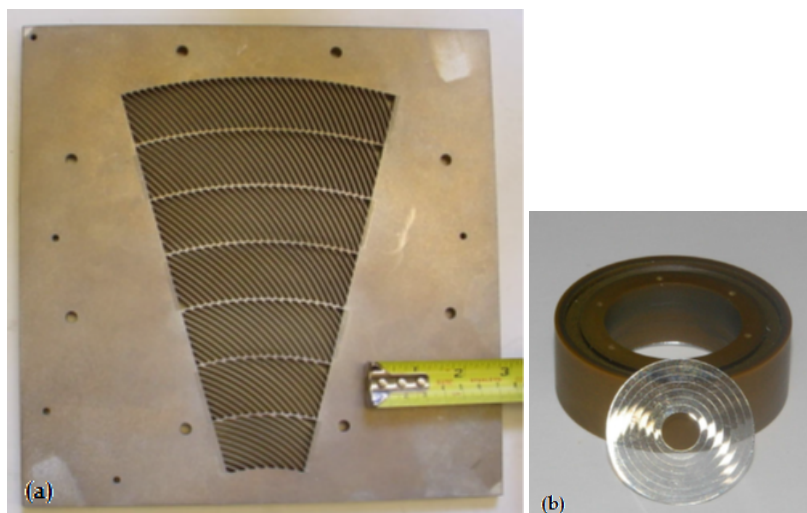


FIGURE 1.22 – Régénérateur de type "involute foil" : (a) Maquette LSMU (b) prototype micrométrique [50]

Il est à préciser que la maquette réalisée représente un tronçon de la géométrie complète en raison de contraintes d'encombrement et d'instrumentation sur le banc de test dédié (FIGURE 1.22).

La transition d'échelle s'est accompagnée d'une étude de similitude dynamique et thermique. Une comparaison entre les performances thermofluidiques de la maquette et le prototype ont permis de relever une perte de charge comparable pour les faibles nombres de Reynolds ($Re \leq 2.10^2$) contre une diminution de 20 % pour la maquette pour des nombres de Reynolds plus élevés ($6.10^2 \leq Re \leq 10^3$).

Une diminution de 22 % est relevée pour les échanges thermiques pour la maquette, ce que les auteurs ont expliqué par l'état de surface moins lisse (*i.e* : rugueux) pour le prototype microfabriqué.

Le déphasage entre les températures à la paroi solide et le fluide a été observé lors des essais (constat précédemment souligné par Niu et al. [95]).

La température du fluide est en avance de phase par rapport à celle de la matrice solide ce qui s'explique par une inertie thermique plus faible pour le fluide et ainsi une réponse plus rapide aux sollicitations thermiques dans le système.

Les travaux de Dean et al. [23] et Niu et al.[111] ont montré que le déphasage entre les températures du fluide, de la matrice solide et des signaux de pression dépend étroitement des fréquences d'oscillations ainsi que du déphasage entre pistons.

Auteurs	Géométries	Corrélations	Intervalle de validité
Gedeon et al.[36]	Grilles métalliques Fibres enchevêtrées	$Nu = (1 + 0,99 (Re Pr)^{0,66}) \varepsilon^{1,79}$ $Nu = (1 + 1,16 (Re Pr)^{0,66}) \varepsilon^{2,61}$	$\varepsilon = 0,6$ $0,16 \leq Re \leq 2050$
Ibrahim et al.[50]	Microrégénérateur "involute foil"	$Nu = 1 + 1,97 (Re Pr)^{0,374}$	$\varepsilon = 0,84$ $3,4 \leq Re \leq 1190$
Leong et al.[74]	Mousses métalliques	$\overline{Nu}_{Dh} = 12,38 A_0^{0,95} Re_\omega^{0,31}$	$\varepsilon = 0,9$ $0,46 \leq Re_\omega \leq 57,9$
Mitchel et al. [87, 132]	Feuilles gravées	$Nu = 1 + 1,38 (Re Pr)^{0,318}$	$\varepsilon = 0,55$ $40 \leq Re \leq 200$
Tanaka et al.[134]	Treillis métalliques, mousses, métaux frittés	$\overline{Nu}_{Dh} = 0,33 \overline{Re}_{Dh}$	$0,37 \leq \varepsilon \leq 0,95$ $10 \leq Re \leq 2000$

TABLEAU 1.2 – Corrélations établies pour le nombre de Nusselt en écoulement oscillant

Les résultats des différents travaux cités précédemment synthétisés dans le TABLEAU 1.2 par les corrélations établies pour le nombre de Nusselt montrent que pour un écoulement oscillant, en plus des effets de la géométrie sur les transferts thermiques au sein du régénérateur, la porosité, la fréquence et le nombre de Reynolds de l'écoulement sont des facteurs d'importance.

1.2.3.7/ FIGURE DE MÉRITE

Ce paramètre adimensionnel traduit le rapport entre les transferts thermiques et les pertes de charge au sein d'un régénérateur thermique permettant ainsi de corréler ses performances thermofluidiques pour une géométrie donnée.

Différentes expressions sont proposées (en fonction des hypothèses simplificatrices adop-

tées) dans la littérature pour définir ce rapport [121].

Radebaugh et al.[115] ont introduit le rapport entre les transferts thermiques et la perte de charge pour comparer différentes géométries de régénérateurs (plaques planes parallèles, grilles métalliques, empilement de billes...).

Les transferts thermiques sont exprimés par le nombre de Colburn j tandis que la perte de charge est caractérisée par le coefficient de pertes de charge C_f . Ainsi, ils ont défini le rapport (j/C_f) :

$$\frac{j}{C_f} = \frac{St Pr^{\frac{2}{3}}}{C_f} = \frac{Nu}{Re Pr^{\frac{1}{3}} C_f} \quad (1.2.66)$$

avec St le nombre de Stanton, Pr le nombre de Prandtl et Nu le nombre de Nusselt.

Ils ont rapporté leurs résultats sur la FIGURE 1.23 :

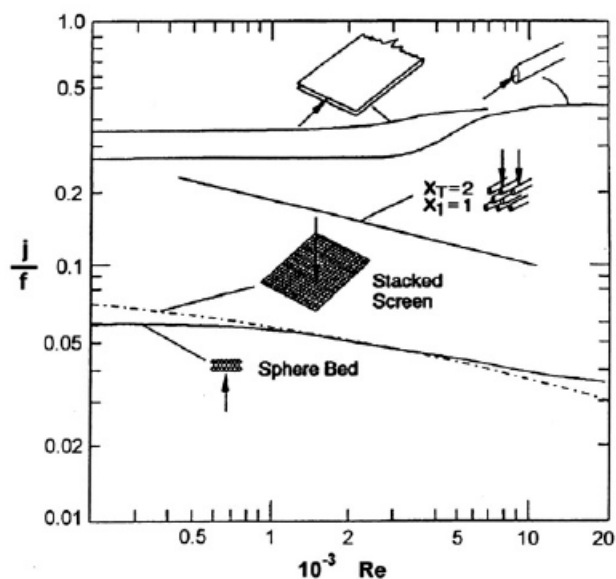


FIGURE 1.23 – Rapport (j/C_f) en fonction du nombre de Reynolds [115]

Plus élevé sera le rapport, meilleure sera la configuration du régénérateur. D'après la FIGURE 1.23, un régénérateur formé par un empilement de billes est la configuration la moins efficace pour un régénérateur puisque le rapport entre les transferts thermiques et la perte de charge est le plus faible.

Les plaques planes parallèles ainsi que le faisceau de tubes semblent être les meilleures géométries à adopter.

Cependant, les calculs correspondants ne tiennent pas compte de la conduction axiale le long des plaques ce qui peut pénaliser l'efficacité thermique globale du régénérateur.

Rühlik et al. [113], à partir de leurs travaux numériques (TASCflow CFD) pour un écoulement permanent incompressible pour un faisceau de tubes elliptiques, ont proposé une nouvelle expression pour corréliser les performances thermiques et fluidiques d'un régénérateur thermique.

Ils ont proposé le rapport :

$$\frac{NPH}{NTU} = \frac{C_f Re Pr}{4 Nu} \quad (1.2.67)$$

avec NPH (Number of Pressure Head) le rapport entre la perte de charge globale et la pression dynamique de l'écoulement :

$$NPH = \frac{\Delta p}{\frac{1}{2} \rho u^2} \quad (1.2.68)$$

et NTU (Number of Transfer Units) le nombre d'unités de transfert qui traduit le rapport entre la capacité thermique de la matrice solide et la capacité thermique du fluide :

$$NTU = \frac{h A_m}{C_p \dot{m}} \quad (1.2.69)$$

Plus le rapport $\left(\frac{NPH}{NTU}\right)$ est faible, meilleure est la configuration pour le régénérateur permettant de favoriser les échanges de chaleur vis à vis des pertes de charges.

A cet effet, la FIGURE 1.25 représente le rapport $\left(\frac{NPH}{NTU}\right)$ pour différentes configurations de régénérateurs. On peut en déduire que la géométrie en plaques planes parallèles s'avère être la meilleure en termes de rapport entre pertes de charges et transferts thermiques.

Les auteurs ont également souligné l'importance du rapport de section $\left(\frac{A_{min}}{A_m}\right)$ ainsi que le facteur de forme pour les tubes elliptiques (FIGURE 1.24).

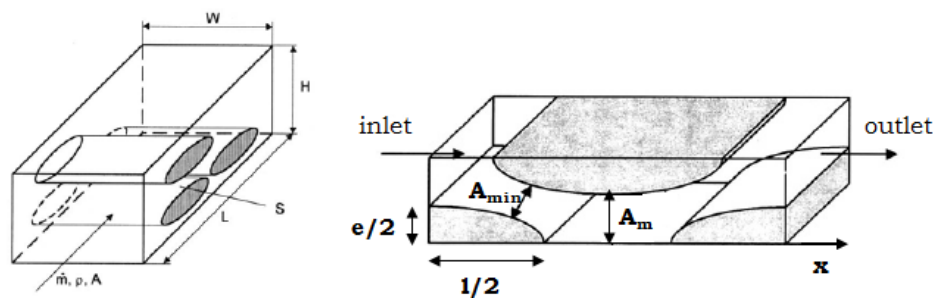


FIGURE 1.24 – Domaine d'étude numérique [113]

En effet, les variations locales de vitesses dues aux changements de sections de passage A_{min} et A_m (*i.e* : accélérations et décélérations locales) ainsi que la forme profilée du faisceau de tubes impactent le rapport $\left(\frac{NPH}{NTU}\right)$.

La forme lenticulaire avec un facteur de forme de 0,3 s'est avérée la meilleure géométrie pour le faisceau de tubes étudié (FIGURE 1.26).

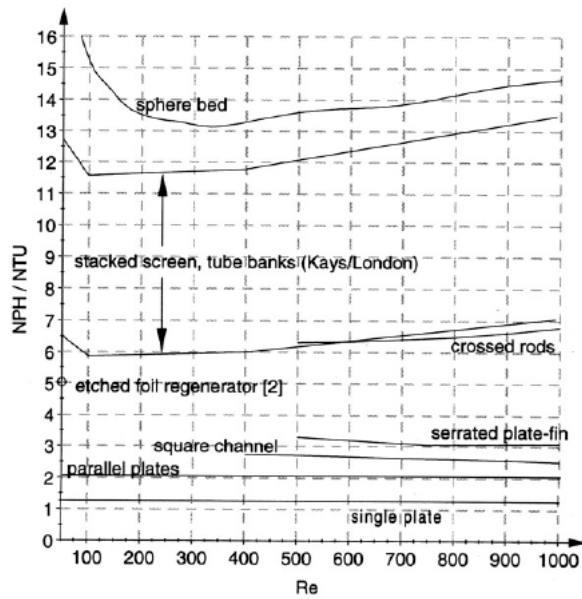


FIGURE 1.25 – Variation du rapport $\left(\frac{NPH}{NTU}\right)$ en fonction du nombre de Reynolds Re [113]

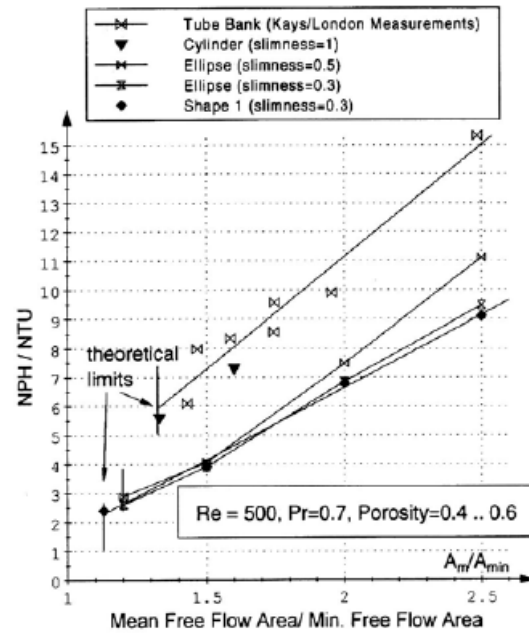


FIGURE 1.26 – Variations du rapport $\left(\frac{NPH}{NTU}\right)$ en fonction du rapport de sections $\left(\frac{A_m}{A_{min}}\right)$ pour un nombre de Reynolds $Re = 5.10^2$, [113]

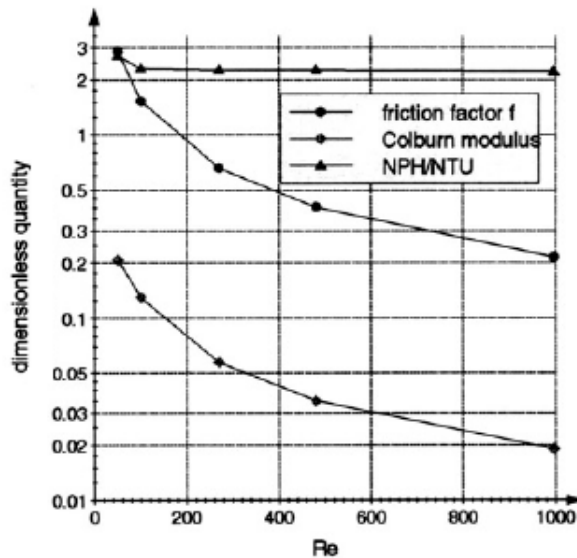


FIGURE 1.27 – Variations du coefficient de perte de charge f , du nombre de Colburn j et du rapport $\left(\frac{NPH}{NTU}\right)$ en fonction du nombre de Reynolds Re [113]

Les auteurs ont également montré qu'à partir d'une certaine valeur du nombre de Reynolds $Re \geq 200$, le rapport $\left(\frac{NPH}{NTU}\right)$ se stabilise et devient constant, tandis que le coefficient de

frottement et le nombre de Colburn continuent de diminuer (FIGURE 1.27).

Gedeon et al. [51] ont introduit une nouvelle expression du paramètre représentatif des performances thermofluidiques d'un régénérateur qu'ils ont désignée par "figure de mérite".

Cette nouvelle quantité traduit toujours le rapport entre la quantité de chaleur échangée et les pertes de charge au sein de la matrice solide en tenant compte de la dispersion thermique par conduction dans l'écoulement.

L'expression de la "figure de mérite" proposée s'écrit :

$$F_M = \frac{1}{C_f \left(\frac{Re Pr}{4 Nu} + \frac{N_k}{Re Pr} \right)} \quad (1.2.70)$$

avec :

- C_f : coefficient de perte de charge ;
- Re : nombre de Reynolds ;
- Pr : nombre de Prandtl ;
- Nu : nombre de Nusselt ;

N_k : conductivité effective du fluide due à la dispersion thermique dans l'écoulement.

En régime permanent et pour des écoulements laminaires pleinement développés dans un canal fluide, la valeur de $N_k \simeq 1$.

Les auteurs ont réussi à établir, pour un fluide de propriétés thermophysiques constantes, que la figure de mérite est inversement proportionnelle à la surface d'échanges A_{ech} , aux pertes thermiques Q_{th} et à la puissance de pompage P_{pompe} :

$$F_M \propto \frac{1}{P_{pompe} Q_{th} A_{ech}^2} \quad (1.2.71)$$

avec :

- $P_{pompe} = \frac{A_{ech} L}{2 D_h} \left\{ \frac{C_f}{Re} u^4 \right\}$
- $Q_{th} = -k A_{ech} \frac{\partial T}{\partial x} \left\{ \frac{Pe^2}{4 Nu} + N_k \right\}$

où $\{ \}$ correspondent aux moyennes temporelles des quantités concernées.

L'équation 1.2.71 traduit que, pour une même valeur de figure de mérite, le régénérateur ayant la plus grande section d'échange engendrera des pertes hydrauliques et/ou thermiques moins importantes.

Gedeon précise dans son étude que la "figure de mérite" établie pour le régénérateur ne peut être représentative de l'efficacité du moteur Stirling. Pour une surface d'échange donnée, elle garantit un faible rapport $\left(\frac{1}{P_{pompe} Q_{th}} \right)$ en faisant abstraction des proportions des termes P_{pompe} et Q_{th} .

En effet, pour une même figure de mérite (avec une même surface d'échange et un même rapport $\left(\frac{1}{P_{pompe} Q_{th}} \right)$), en ignorant l'importance de l'impact de chacune des quantités (P_{pompe} , Q_{th}) sur l'efficacité thermique du moteur, une géométrie de régénérateur peut se révéler plus performante qu'une autre.

Ceci explique la limite de l'utilisation de ce paramètre de façon absolue pour juger des performances d'un régénérateur de moteur Stirling.

Les auteurs ont représenté l'impact du nombre de Reynolds sur la variation de la figure

de mérite pour différentes géométries de régénérateurs (FIGURE 1.28) : plaques planes parallèles, plaques planes en arcs de cercles, fibres enchevêtrées, etc...

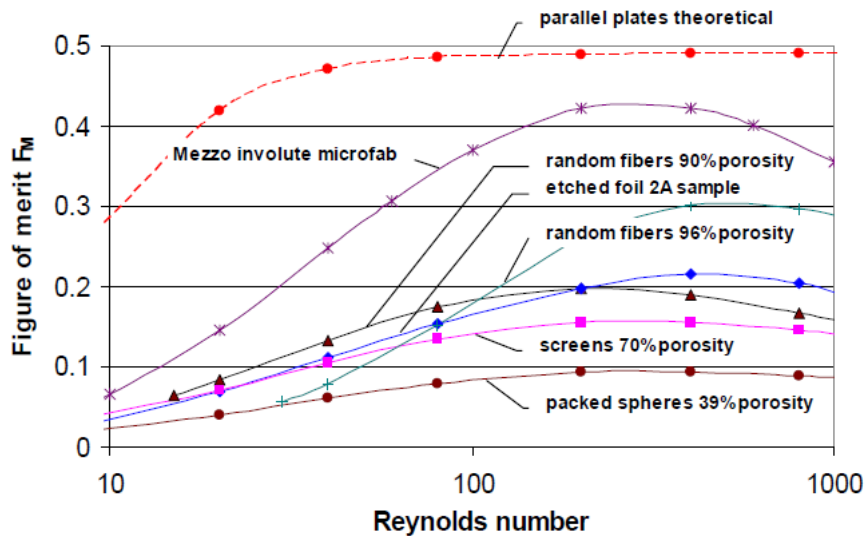


FIGURE 1.28 – “Figure de mérite” pour différentes géométries de régénérateurs [131]

Sun et al. [131] ont mis en évidence l’effet de la conduction axiale inhérente à la fraction de solide dans le régénérateur, représentée par la quantité $(1 - \varepsilon)$, sur la “figure de mérite” (FIGURE 1.29). Ils ont montré ainsi une baisse de la valeur de la figure de mérite d’environ 50 % sur la gamme de fraction solide $(0 \rightarrow 0,6)$.

Pour annihiler l’effet de conduction axiale dans la matrice solide, ils ont proposé d’intégrer des rupteurs thermiques le long des structures longilignes.

A partir de leurs essais, Mitchell et al. [87] ont comparé l’ensemble pertes de charge, transferts thermiques, dispersion thermique dans le fluide et figure de mérite (pour le calcul du F_M ils ont utilisé l’équation 1.2.70) pour différentes géométries de régénérateurs à savoir : un empilement de billes ($\varepsilon = 39\%$), des grilles métalliques ($\varepsilon = 79\%$) et feuilles gravées ($\varepsilon = 55\%$) (FIGURE 1.31).

En analysant les courbes sur la FIGURE 1.31, la géométrie en feuilles gravées s’avère la plus intéressante en termes de figure de mérite. En effet, pour un nombre de Reynolds $Re = 200$, $F_{M, Foil} = 0,198$ alors que $F_{M, Screens} = 0,157$ et $F_{M, Spheres} = 0,094$.

Il est à constater également que, à partir d’un nombre de Reynolds $Re \geq 40$, le régénérateur en feuilles gravées présente des caractéristiques d’amplitudes plus faibles que pour l’empilement de billes ou encore pour les grilles métalliques.

Nous pouvons en déduire que les effets dus à la dispersion thermique dans le fluide deviennent prépondérants par rapport à la contribution du nombre de Nusselt dans le calcul de la figure de mérite.

Ils ont vérifié le rapport de capacitances thermiques pour les différentes géométries pour un même volume mort (FIGURE 1.30) et relevé que la géométrie en feuilles gravées présente un rapport de capacitances thermiques intermédiaire (FIGURE 1.30), ce qui induit que ce rapport est à considérer avec prudence pour juger de la pertinence de la géométrie à choisir.

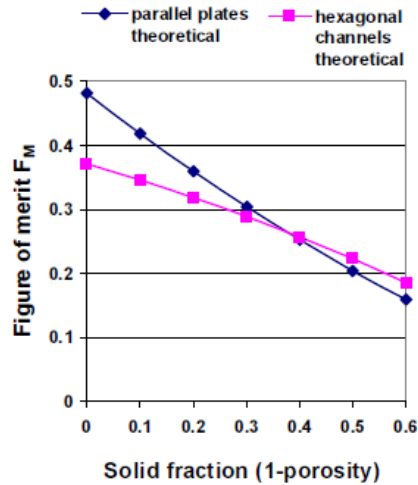


FIGURE 1.29 – Effet de la fraction solide pour $Re = 62$ [131]

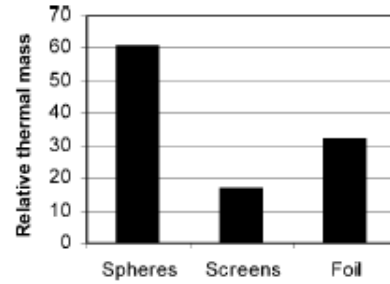


FIGURE 1.30 – Rapport de capacités thermiques pour un même volume mort de régénérateur [87]

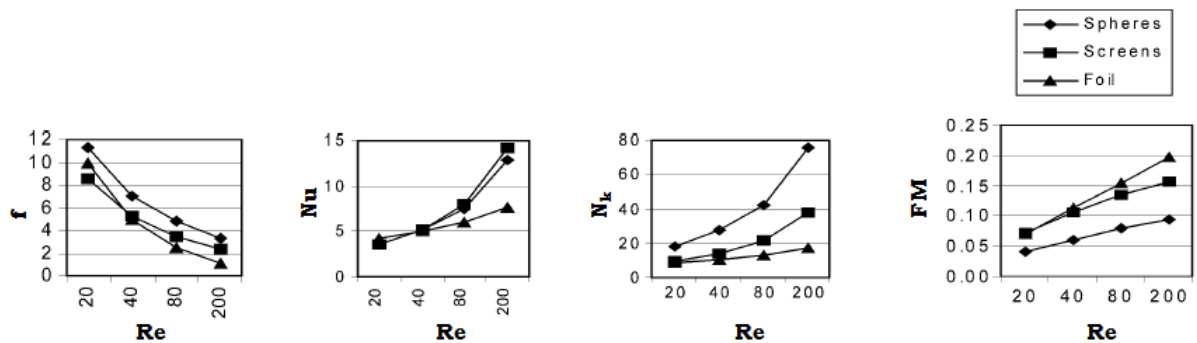


FIGURE 1.31 – Courbes f , Nu , N_k et F_M pour différents régénérateurs [87]

Les travaux ultérieurs de Costa et al.[121], portés sur des régénérateurs en grilles métalliques, ont permis de proposer une nouvelle expression de la figure de mérite qui tient compte du volume mort au sein du régénérateur. Cette dernière s'exprime en fonction des rapports dits "critiques" $\left(\frac{\Delta p}{p_m}\right)$, $\left(\frac{V_{dr}}{V_e}\right)$ et $\left(\frac{\dot{Q}_{th}}{\dot{Q}_{reg}}\right)$ définis pour la matrice solide :

$$F_{M,CS} = \frac{1}{\left(\frac{\Delta p}{p_m} \cdot \frac{V_{d,reg}}{V_e} \cdot \frac{\dot{Q}_{th}}{\dot{Q}_{reg}}\right)} \quad (1.2.72)$$

Avec :

- Δp : perte de charge totale,
- p_m : pression moyenne du système,
- $V_{d,reg}$: volume mort du régénérateur,

- V_e : volume de détente,
- \dot{Q}_{reg} : puissance thermique cédée par le régénérateur,
- \dot{Q}_{th} : pertes thermiques au sein du régénérateur.

Les auteurs soulignent que la figure de mérite ainsi définie pour le régénérateur s'accorde correctement avec les essais de performances effectués sur le prototype de moteur Stirling WhisperGen qu'ils ont développé. Ils ont vérifié la concordance de l'expression classique de la figure de mérite définie par Gedeon et al. [131] et ont conclu à sa non-pertinence pour leur cas d'étude. En revanche, l'application de cette expression ne peut être généralisée en absence de validation expérimentale pour d'autres configurations de régénérateur.

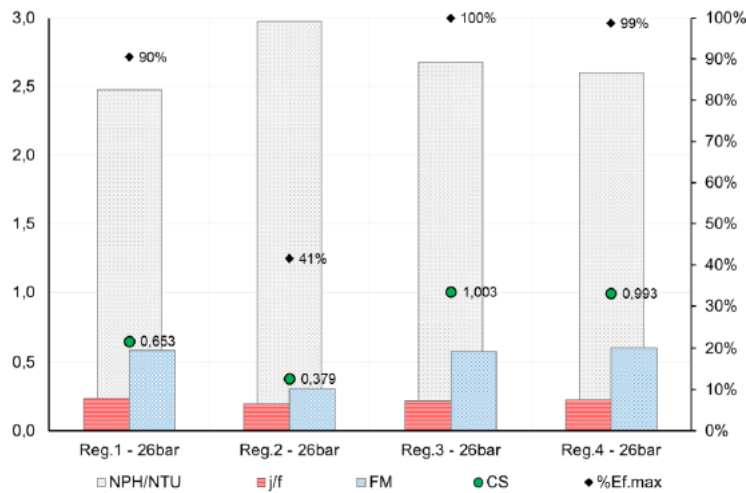


FIGURE 1.32 – Calcul de la figure de mérite moyennant différentes expressions existantes dans la littérature pour un régénérateur de type “grille métallique” [121]

Les travaux expérimentaux de Gheith et al.[38] sur des régénérateurs en grilles métalliques pour un moteur Stirling de type Gamma ont permis de déterminer la meilleure configuration de régénérateur à adopter en s'appuyant sur l'expression de figure de mérite proposée par Costa et al.[121]. Compte tenu des résultats obtenus, le régénérateur fabriqué en acier inoxydable et de porosité $\varepsilon = 0,8$ a été retenu pour intégrer le moteur Stirling considéré.

Pour conclure, différentes expressions ont été utilisées dans la littérature afin de quantifier le rapport entre pertes de charge et transferts thermiques. Les travaux menés respectivement par Gedeon et al.[131] et Costa et al.[121] ont permis d'inclure les effets de dispersions thermiques et de volumes morts jusque là négligés. Néanmoins, il existe une nette disparité dans les valeurs obtenues pour la figure de mérite par différentes expressions (FIGURE 1.32) d'où la difficulté de conclure par rapport à l'expression la plus appropriée à utiliser.

Dans la section qui suit, nous allons aborder la miniaturisation des convertisseurs Stirling et ce qu'elle implique comme contraintes techniques, thermiques et fluidiques notamment au niveau de l'élément régénérateur thermique qui en fait partie intégrante. Nous allons également définir la limite de l'hypothèse du milieu continu, considérée jusqu'à présent dans l'étude des écoulements fluides permanents et oscillants, qui devient non valable pour des tailles assez réduites des canaux fluides.

1.3/ MINIATURISATION DES CONVERTISSEURS DE TYPE STIRLING

La valorisation de la chaleur perdue à basses températures ($\leq 250^\circ\text{C}$) est une alternative attrayante pour mettre en place des micro-systèmes énergétiques efficaces à faibles coûts. En effet, l'engouement accru pour la miniaturisation des dispositifs destinés à la conversion thermique dans le secteur énergétique s'explique par un besoin grandissant d'obtenir des systèmes compacts, portatifs et autonomes à haute densité énergétique, capables de produire de l'électricité.

La technologie MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) est au cœur du processus de miniaturisation, elle permet de condenser un maximum de fonctionnalités dans un volume réduit.

En effet, les microsystèmes sont des dispositifs miniaturisés qui intègrent souvent des éléments mécaniques couplés à de l'électronique, ils sont ainsi le siège de processus thermiques, fluidiques et électromagnétiques interdépendants.

Plusieurs micro-convertisseurs thermiques ont été élaborés durant ces dernières années, entre autres des convertisseurs à combustion externe comme des micro-turbines à gaz (à base de cycles de Brayton, Rankine)[31, 83], des micro-moteurs rotatifs [32] (à base de cycle d'Otto) ou à pistons [137] ou encore des convertisseurs à combustion externe comme des micro-moteurs thermiques à membrane hybride intégrant des convertisseurs piézoélectriques [149].

Dans le cas des moteurs thermiques Stirling, Nakajima et al. [92] ont étudié l'effet de la réduction d'échelle sur les paramètres de conception du système et ont développé un prototype à l'échelle centimétrique (volume $< 3,5 \text{ cm}^3$).

Ils ont établi les critères à respecter pour réussir le dimensionnement à l'échelle miniature :

- il faut respecter une distance minimale entre les extrémités chaude et froide pour cette machine ditherme (limitation des pertes par conduction),
- l'ensemble piston-cylindre est à éviter vu les frottements importants dans les systèmes miniaturisés, l'utilisation de diaphragmes ou de systèmes à pistons libres est recommandée,
- le système de transmission bielle-manivelle couplé à un volant d'inertie n'est plus approprié car ce dernier ne peut plus remplir sa fonction de puits d'énergie vu la réduction de sa masse,
- la configuration piston libre avec gaz résonnant pouvant remplacer le volant d'inertie n'est pas pratique (vu les fréquences de résonances très élevées requises pour le système),
- le mouvement saccadé entre piston et déplaceur n'est plus problématique (les forces d'inertie deviennent négligeables à faibles échelles spatiales).

En remplaçant la cinématique bielle-manivelle (inappropriée pour des diamètres de pistons $D_{piston} < 10 \text{ mm}$) par une configuration à pistons libres à aimant avec faibles fréquences de résonance pour le moteur Stirling miniature, ils ont pu s'affranchir des contraintes mécaniques liées à la réduction de taille.

Afin de maintenir le déphasage entre déplaceur et piston et assurer un mouvement alternatif des deux à basses fréquences, un aimant est placé au sein du déplaceur avec deux plaques métalliques en fer, montées de part et d'autre (FIGURE 1.33). La puissance produite par le micro-moteur est de 10 mW à 10 Hz , pour une différence de température

entre la source chaude et le puits froid $\Delta T = 100^\circ\text{C}$. La puissance massique est égale à $1\text{ mW}\cdot\text{g}^{-1}$.

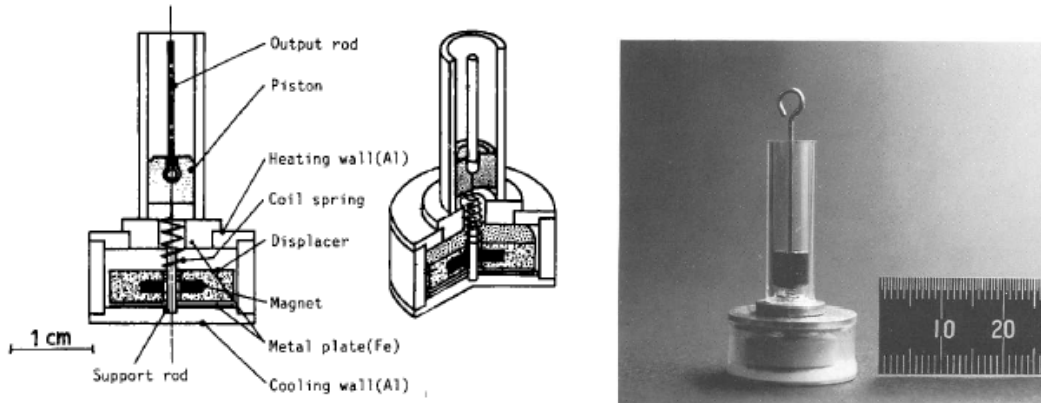


FIGURE 1.33 – Moteur Stirling miniature élaboré par Nakajima et al. [92]

Ils ont également montré qu'il est possible de descendre encore plus en échelle pour atteindre un volume de 5 mm^3 et une masse de 10^{-4} kg sans altérer les performances du moteur. Ce moteur peut être intégré à des actionneurs ou encore des pompes à chaleur.

Kagawa et al. [57] ont développé un code numérique pour analyser les performances d'un moteur Stirling miniature qu'ils ont validé sur un moteur Stirling miniature de type à pistons libres qu'ils ont développé (FIGURE 1.34). La puissance fournie par le moteur Stirling SD01 miniature est de 4 W à 15 Hz pour une masse de 500 g (hors volume de chambre de combustion).

Ils ont conclu que le code est capable de prévoir, avec une précision satisfaisante, les performances d'un moteur dont la puissance varie entre 10 W et 3 kW .

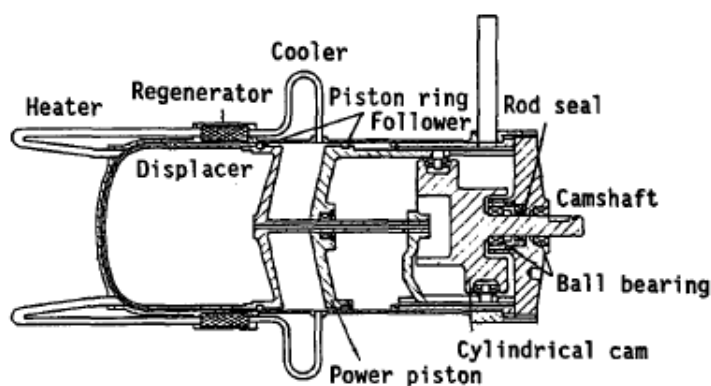


FIGURE 1.34 – Moteur Stirling miniature SD01[57]

Les études menées par Formosa et al. [28] ont permis d'établir les lois d'échelles qui régissent la miniaturisation d'un moteur Stirling à pistons libres. Il ont montré que la puissance spécifique délivrée est significativement améliorée par la réduction de taille pour des pressions de charge élevées.

Il relèvent également l'existence d'une fréquence optimale de fonctionnement pour laquelle les efficacités thermiques des échangeurs thermiques ainsi que du régénérateur seraient optimales ce qui reste tributaire de l'inertie des masses mobiles dans le système.

Le présent travail s'intègre dans le cadre du projet MISTIC (Micro Stirling Clusters) qui vise le développement et la mise en place d'une technologie innovante pour la récupération et la conversion de chaleur perdue à basses températures ($\leq 250^\circ \text{C}$) dans le secteur industriel.

La technologie moteur Stirling triphases à membranes est le noyau dur de ce programme. En effet, l'énergie perdue sera recyclée par le micro-générateur Stirling triphases puis transformée en énergie électrique via des convertisseurs piézoélectriques.

Des procédés d'usinage MEMS avec mode de production collectif ont été adoptés pour la fabrication de la micro-machine.

Néanmoins, comme abordé précédemment, cette transition d'échelle vers une taille réduite s'accompagne de véritables verrous et défis techniques, aussi bien sur la physique des écoulements que sur le procédé de fabrication.

En effet, la miniaturisation du moteur Stirling implique la miniaturisation de tous ses composants, notamment de l'élément régénérateur (échangeur thermique à régénération). Très peu de travaux ont été portés sur cet élément, pourtant crucial pour le fonctionnement un moteur Stirling [89] puisqu'ils se focalisent souvent sur l'étude de micro-échangeurs ou encore sur les micro-dissipateurs de chaleur en micro-systèmes [41].

1.3.1/ LA LOI D'ÉCHELLE

La principale interrogation qui se pose lors de la transition d'échelle et à laquelle il convient d'apporter une réponse est de savoir si le comportement thermofluidique du fluide est le même en macro qu'en mini et micro-échelle.

Plusieurs études, essentiellement expérimentales, menées sur des écoulements permanents en mini et micro-écoulements ont montré des dissimilitudes entre les valeurs escomptées (calculées à partir des corrélations établies pour des macro-écoulements) et celles mesurées à micro-échelle.

Ces observations, incohérentes avec les phénomènes classiques connus, ont nourri l'hypothèse que des phénomènes physiques nouveaux apparaissent à micro-échelle, mais il n'en est rien [46].

En réalité, les effets relevés s'expliquent par le fait qu'une réduction de taille du canal fluide va bouleverser la prépondérance de certains effets couramment négligés à l'échelle macro par rapport à d'autres [13] (par exemple la rugosité dans les conduits, la conduction axiale dans les parois du conduit, etc.) .

Ainsi, les effets d'échelles susceptibles de devenir prépondérants pour des écoulements en micro-canaux sont [119, 48] :

— les effets d'entrée :

Pour des micro-canaux, les longueurs d'établissement de l'écoulement (dynamique et thermique) représentent une fraction non-négligeable de la longueur totale. Pour le calcul des nombres de Nusselt et du coefficient de frottement, il faudra vérifier si l'écoulement est pleinement développé ou non. Sachant que la longueur d'établissement pour un écoulement

laminaire est de la forme $\frac{L_e}{D_h} \propto (a Re Pr + b)$, le nombre adimensionnel de Graetz a été défini en écoulement permanent pour estimer si les effets d'entrée sont négligeables ou non, il s'écrit comme :

$$Gz = \frac{Re Pr D_h}{L} \quad (1.3.1)$$

Si $Gz \leq 10$ [91], les effets d'entrée peuvent être négligés.

- la conduction axiale dans le fluide (faibles nombre de Péclet Pe) : pour des faibles nombre de Reynolds (le cas des micro-écoulements), la diffusion visqueuse de la chaleur dans l'écoulement devient importante $Pe = Pr Re$.
- la dissipation visqueuse : pour des diamètres hydrauliques faibles, la génération de chaleur interne dans le système par effets visqueux n'est plus négligeable ce qui risque de perturber les propriétés thermophysiques du fluide. Le nombre adimensionnel de Brinckman est défini pour quantifier le rapport entre réchauffement visqueux et échanges thermiques entre fluide et paroi, il s'exprime comme :

$$Br = \frac{\mu u_{moy}^2}{\lambda (T_w - T_f)} = \frac{\mu u_{moy}^2}{Q_L} \quad (1.3.2)$$

avec u_{moy} la vitesse moyenne du fluide, T_w la température de la paroi, T_f la température du fluide, Q_L la densité linéique du flux échangé, μ la viscosité cinématique du fluide et λ la conductivité thermique du fluide. Morini [90] a établi une expression du nombre Brinckman critique à partir duquel les effets visqueux sont à considérer :

$$Br < \frac{\chi_{lim} D_h^2}{2 A_{dte} Re} \quad (1.3.3)$$

avec χ_{lim} la valeur limite pour le rapport entre la variation de température due à la viscosité et celle résultante de l'échange avec la paroi, A_{dte} la section droite du conduit.

- les transferts thermiques conjugués : dans le cas de micro-canaux, l'épaisseur de la paroi est généralement de même ordre que le diamètre hydraulique ce qui implique que la conduction axiale dans le solide n'est plus négligeable. Un critère d'importance a été établi par Maranzana et al.[80] pour quantifier cet effet défini comme :

$$M = \frac{\Phi_w}{\Phi_f} = \frac{\lambda_w}{\lambda_f} \frac{A_w}{A_{dte}} \frac{1}{Re Pr} \quad (1.3.4)$$

Si $M < 10^{-2}$, les effets de conduction axiale dans le solide peuvent être négligés.

- les effets de raréfaction (notamment pour les gaz) : le couplage entre glissement de vitesse et saut de température à la paroi tend à diminuer globalement les transferts thermiques au sein du système,
- la variation des propriétés thermofluidiques de l'écoulement : due aux effets de compressibilité présents dans l'écoulement (même pour des nombres de Mach nettement $< 0,3$ [135]) et de variations thermiques à l'intérieur du canal,
- la rugosité de la paroi : selon la géométrie du micro-canal et le rapport d'aspect correspondant, la rugosité peut devenir un critère important dans l'amélioration des échanges thermiques [151].

Il en découle ainsi que la miniaturisation qui augmente la compacité du système, agit sur l'ordre d'importance des forces appliquées au volume fluide. En effet, pour des micro-écoulements, les forces dites volumiques (forces de pesanteur et inertielles...) ont moins d'impact sur l'écoulement que les forces dites "surfaciques" (forces de pression notamment).

Des pertes de charges plus importantes contre des échanges thermiques meilleurs sont escomptés.

1.3.2/ LES ÉCOULEMENTS PERMANENTS DES GAZ DANS LES MICRO-CANAU

L'étude des écoulements permanents dans les micro-canaux concernent tout autant les liquides que les gaz. A cet effet, il convient de définir tout d'abord ce qu'est un micro-canal.

Le critère avancé par Kandlikar et al. [60] pour la classification des conduits repose sur la plus petite dimension du canal (désignée par dimension caractéristique dans le TABLEAU 1.3), définie comme suit :

Type de canal	Dimension caractéristique
Canal conventionnel	$> 3mm$
Mini-canal	$200\mu m < D \leq 3mm$
Micro-canal	$10\mu m < D \leq 200\mu m$
Transition micro-nano canal	$0,1\mu m < D \leq 10\mu m$
Nano-canal	$D \leq 0,1\mu m$

TABLEAU 1.3 – Critères de classification des canaux fluides [60]

Dans ce qui suit, seuls les écoulements gazeux en micro-canaux seront abordés.

1.3.2.1/ LIMITE DE VALIDITÉ DU RÉGIME CONTINU ET APPARITION DU RÉGIME RARÉFIÉ

Pour les systèmes micro-fluidiques MFD (Micro Fluidic Devices), la taille caractéristique du canal est typiquement inférieure à 1 mm (pour un fluide Newtonien).

Pour un écoulement de gaz, dans un conduit à ces dimensions réduites, les effets de paroi ainsi que de viscosité deviennent prépondérants par rapport aux effets inertiels.

En effet, en réduisant la taille caractéristique du système, le risque de basculer d'un milieu continu à un milieu raréfié augmente. A titre d'exemple, un volume d'air de $10^3 nm^3$ contient environ 20 molécules ce qui correspond à une densité volumique très faible ~ 1 molécule d'air/ $50 nm^3$, il est question d'un régime raréfié où l'hypothèse de milieu continu n'est plus valable.

La validité du modèle "milieu continu" est vérifiée par le nombre de Knudsen qui définit le taux de raréfaction par :

$$Kn = \frac{\lambda_{pm}}{L_c} \quad (1.3.5)$$

avec λ_{pm} le libre parcours moyen entre molécules qui exprime la distance moyenne parcourue par une molécule entre deux chocs intermoléculaires successifs (lié aux nombres de molécules pour un volume donné) et L_c la longueur caractéristique du système égale au diamètre hydraulique D_h du micro-canal.

La quantité λ_{lpm} dépend du diamètre des molécules ainsi que de leur vitesse qui sont tous deux non-mesurables. Ceci induit qu'une mesure directe de la quantité λ_{lpm} n'est pas possible.

Néanmoins, moyennant la théorie de l'énergie cinétique des gaz, il est possible d'exprimer λ_{lpm} en fonction de grandeurs physiques macroscopiques mesurables comme suit :

$$\lambda_{lpm} = \frac{\mu}{\rho} \sqrt{\frac{\pi}{2rT}} \quad (1.3.6)$$

avec μ viscosité dynamique du gaz, ρ sa masse volumique, $r = \frac{R}{M}$ constante spécifique des gaz et T le température du gaz. Ainsi, le nombre de Knudsen s'écrit :

$$Kn = \frac{\mu}{\rho D_h} \sqrt{\frac{\pi}{2rT}} \quad (1.3.7)$$

ou encore en fonction des paramètres de similitudes (précédemment établis dans la section 1.2.3.3) :

$$Kn = \frac{Ma}{Re_{D_h}} \sqrt{\frac{\pi\gamma}{2}} \quad (1.3.8)$$

Selon la valeur du nombre de Knudsen (FIGURE 1.35), le milieu gazeux peut être défini par quatre modèles :

- $Kn < 10^{-3}$: régime continu avec condition d'adhérence à la paroi, les équations de Navier Stokes sont applicables,
- $10^{-3} < Kn < 10^{-1}$: le régime continu est toujours valable avec condition de glissement, les équations de Navier Stokes sont toujours applicables en présence d'un glissement de vitesse avec saut de température à la paroi (conditions limites spécifiques),
- $10^{-1} < Kn < 10$: écoulement en transition, l'approche de milieu continu n'est définitivement plus valable. Néanmoins les chocs intermoléculaires demeurent non négligeables et leur prise en compte est requise,
- $Kn > 10$: écoulement moléculaire libre, les chocs intermoléculaires sont négligés par rapport à ceux relevés au niveau de la paroi.

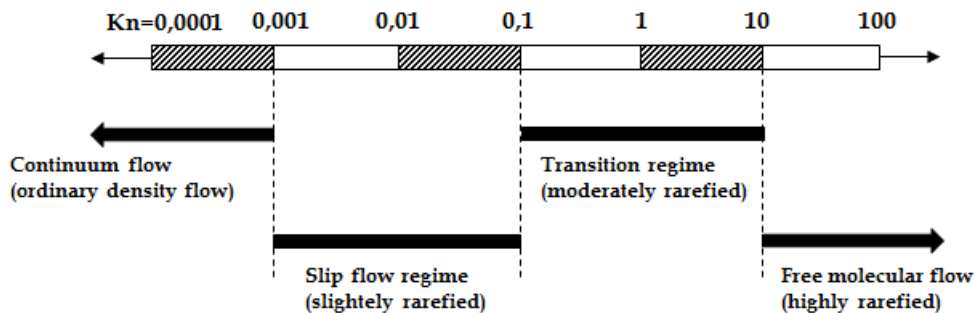


FIGURE 1.35 – Régimes d'écoulement en fonction du nombre de Knudsen [33]

Kandlikar et al.[60] ont établi les dimensions caractéristiques d'un micro-canal pour des écoulements de gaz qui s'échelonnent du régime d'écoulement continu vers le régime d'écoulement moléculaire libre (TABLEAU 1.4) :

	Régimes			
	Continu		Transition	Moléculaire libre
	Sans glissement	Avec glissement		
Gaz	Dimensions du canal (μm)			
Air	> 67	0,67 – 67	0,0067 – 0,67	< 0,0067
Hélium	> 194	1,94 – 194	0,0194 – 1,94	< 0,0194
Hydrogène	> 123	1,23 – 123	0,0123 – 1,23	< 0,0123

TABLEAU 1.4 – Classification du régime d'écoulement dans les micro-canaux pour différents gaz [60]

1.3.2.2/ PERTES DE CHARGES, TRANSFERTS THERMIQUES ET TRANSITION VERS LA TURBULENCE

Comme mentionné précédemment, les études effectuées sur les micro-écoulements révèlent des dissimilitudes en termes de perte de charge, transferts thermique et transition vers la turbulence avec les macro-écoulements [43].

Les déviations relevées lors de la transition d'échelle peuvent être quantifiées comme suit [46] :

— coefficient de pertes de charge :

$$0,5 \leq \frac{C_{f,micro}}{C_{f,macro}} \leq 3,5 \quad (1.3.9)$$

— nombre de Nusselt :

$$0,2 \leq \frac{Nu_{micro}}{Nu_{macro}} \leq 16 \quad (1.3.10)$$

— nombre de Reynolds critique :

$$0,13 \leq \frac{Re_{tr,micro}}{Re_{tr,macro}} \leq 0,43 \quad (1.3.11)$$

A partir des équations 1.3.9 et 1.3.10, nous remarquons que les deux quantités diffèrent de l'unité en étant tantôt plus grandes tantôt plus faibles ce qui ne simplifie pas l'interprétation.

En effet, la transition d'échelle peut s'accompagner d'une amélioration des transferts thermiques tout aussi bien que d'une diminution de ces quantités. La réflexion est la même pour les pertes de charges engendrées.

Ceci met à plat les certitudes par rapport aux intensifications de transferts thermiques et l'augmentation de pertes de charges constatées pour des micro-écoulements de liquides qui ne sont pas forcément valables pour le cas de micro-écoulements de gaz.

D'après l'équation 1.3.11, la transition vers le régime turbulent se fait plus tôt qu'en macro-écoulement. Une des explications avancées revient à considérer l'état de surface de la paroi qui n'est pas idéalement lisse et la présence de rugosités.

Elles engendrent des instabilités dans le fluide qui vont accélérer la transition vers la turbulence qui tend à augmenter la perte de charge ainsi que l'échange thermique [44].

Il est à préciser, que la plupart des travaux effectués sur les micro-écoulements de gaz (majoritairement numériques vu les difficultés d'instrumentation à ces échelles) se situent

en régime laminaire permanent pour des nombres de Knudsen $10^{-3} \leq Kn < 10^{-1}$, c'est à dire en considérant des écoulements avec condition de glissement à la paroi [10, 11, 109].

Ce qui explique le manque d'informations pour caractériser des micro-écoulements de gaz en régime oscillant pour des nombres de Knudsen $Kn < 10^{-3}$ (régime continu avec adhérence à la paroi).

Pertes de charge

Le coefficient de pertes de charge maximal $C_{f,max}$ en micro-écoulement laminaire permanent incompressible s'écrit :

$$C_{f,max} = \frac{\Delta p D_h}{\frac{1}{2} \rho_f u_{max}^2 L_{rég}} \quad (1.3.12)$$

La vitesse maximale de passage u_{max} s'écrit :

$$u_{max} = \frac{\dot{Q}_v}{A_{min}} \quad (1.3.13)$$

avec \dot{Q}_v le débit volumique de l'écoulement fluide, A_{min} la section de passage minimale du canal, Δp la perte de charge, $L_{rég}$ la longueur du régénérateur et ρ_f la masse volumique du fluide.

La caractérisation des écoulements au travers des micro-canaux à plots peut être abordée de deux façons différentes [65] :

- l'approche "faisceaux de tubes" où la longueur caractéristique considérée est le diamètre du plot D_{plot} ,
- l'approche "échangeur thermique" où la longueur caractéristique considérée est le diamètre hydraulique D_h du micro-canal.

Pour un rapport d'aspect hauteur/diamètre $\left(\frac{H}{D_{plot}}\right) \geq 8$, l'approche "faisceau de tubes" est adoptée sinon les calculs s'effectuent selon l'approche "échangeur thermique". La section minimale de passage A_{min} est calculée selon l'arrangement des plots à savoir :

- Arrangement aligné

$$A_{min} = \frac{S_T - D_{plot}}{S_T} w H \quad (1.3.14)$$

- Arrangement en quinconce

$$A_{min} = \begin{cases} \frac{S_T - D_{plot}}{S_T} w H & \text{si } \frac{S_T + D_{plot}}{2} < S_D \\ \frac{2(S_D - D_{plot})}{S_T} w H & \text{si } \frac{S_T + D_{plot}}{2} > S_T \end{cases} \quad (1.3.15)$$

avec D_{plot} le diamètre du plot, S_T l'entraxe transversal, S_D l'entraxe diagonal, w la largeur du canal et H sa hauteur.

Vanapalli et al.[143] ont étudié la perte de charge dans un écoulement permanent d'air au travers d'un faisceau de micro-plots, placé au sein d'un micro-canal de diamètre hydraulique $D_h = 73 \mu m$ et de hauteur $H = 250 \mu m$. Pour un nombre de Reynolds qui varie entre $50 \leq Re \leq 500$, moyennant l'approche "échangeur thermique", ils ont établi les corrélations suivantes (FIGURE 1.36) :



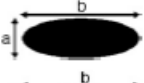
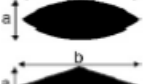


Geometry	Shape	Hydraulic diameter, D_h	Smallest gap	a	b	Friction factor correlation, f
Circle		84.7	21.8	28.2	–	Staggered, $f = 70.20Re^{-0.44}$ Aligned, $f = 103.50Re^{-0.64}$
Square		75.0	25.0	25.0	–	Staggered, $f = 96.50Re^{-0.55}$ Aligned, $f = 183.02Re^{-0.90}$
Ellipse		34.4	18.6	16.3	49.0	$f = 26.98Re^{-0.82}$
Eye		66.8	20.2	17.4	52.4	$f = 87.10Re^{-0.80}$
Rhombus		58.3	20.5	20.5	61.0	$f = 175.20Re^{-0.94}$
Sine		23.2	18.0	15.6	80.0	$f = 29.65Re^{-0.94}$

FIGURE 1.36 – Corrélations pour le coefficient de pertes de charge pour un faisceaux de microplots (les dimensions sont en microns) [143]

Transferts thermiques

La miniaturisation est souvent accompagnée d'une intensification des transferts thermiques pour une compacité du micro-canal inversement proportionnelle au diamètre hydraulique impliquant une puissance thermique échangée plus importante pour des diamètres plus faibles [18].

La disparité dans les résultats obtenus dans la littérature (abordée précédemment) concernant les micro-écoulements en régime permanent est essentiellement due aux effets de raréfaction, de rapport d'aspect du micro-canal et de la rugosité de la paroi.

En effet, des études portées sur des micro-échangeurs thermiques à liquides montrent que les échanges thermiques sont nettement améliorées [45] (atteignent jusqu'à 5 fois les transferts thermiques escomptés pour leur équivalent macro). Les études menées par de Alm et al.[7] sur des micro-échangeurs en céramique ont réaffirmé l'amélioration des transferts thermiques contre une augmentation de pertes de charge pour les micro-écoulements.

Des travaux ultérieurs menés par Garcia Hernandez et al.[34] n'ont pas relevé d'amélioration sensible des transferts thermiques ni une augmentation de pertes de charge. Des corrélations ont été proposées pour calculer le nombre de Nusselt moyen (notamment une corrélation "universelle" proposée par Mathew et al. [81]).

Très peu d'études se sont penchées sur les micro-échangeurs thermiques à gaz. Parmi les rares études effectuées s'illustrent les travaux de Bier et al.[15] qui ont étudié des micro-écoulements d'azote, d'hélium et d'argon. Ils ont trouvé qu'en régime laminaire, pour des faibles débit massiques, le coefficient d'échange thermique convectif se trouve réduit par rapport à celui escompté par calculs, ce décalage est plus notable pour des faibles débits (13% pour $\dot{Q}_m = 6.10^{-3}kg/s$ contre 80% pour $\dot{Q}_m = 10^{-3}kg/s$).

Ils ont également souligné l'importance de la conduction axiale dans les parois (en métal) et sa prépondérance par rapport à celle dans le fluide ce qui favorise le mélange et diminue ainsi l'efficacité du micro-échangeur.

Yang et al.[154] ont conçu et étudié numériquement les performances thermofluidiques d'un micro-échangeur thermique en polymère. Ils ont déduit que le choix de matériaux

pour les parois de l'échangeur est extrêmement important puisqu'une grande conductivité des parois induit une très faible efficacité thermique.

Ils ont également relevé l'effet de la pression d'alimentation sur la distribution du débit massique ainsi que des pressions au sein du système.

Moran et al.[89] ont conçu, optimisé et fabriqué un micro-échangeur à régénération (*i.e* : micro-régénérateur thermique) dédié à être intégré à un micro-dispositif Stirling.

Le prototype micro est formé par un empilement de micro-grilles constituée chacune par une première couche conductrice en Nickel et une seconde couche isolante en photo-résine, décalées les unes par rapport aux autres.

Cette configuration décalée qui alterne conducteur/isolant le long du micro-régénérateur permet de rompre la conduction axiale le long de la matrice solide et de créer une certaine tortuosité qui vient inhiber la formation et le développement de la couche limite dans l'écoulement (FIGURE 1.37).

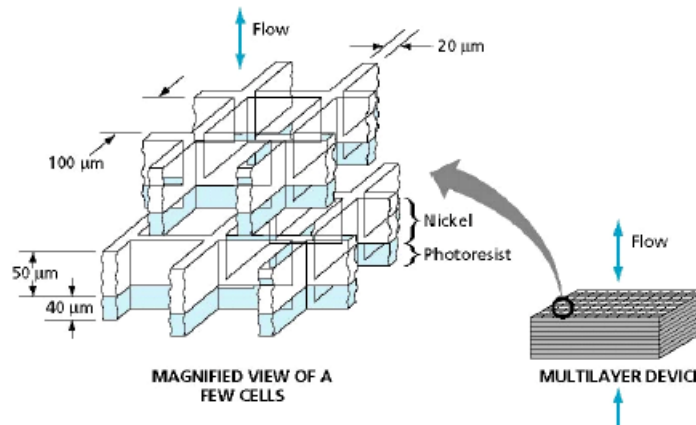


FIGURE 1.37 – Micro-échangeur à régénération conçu par Moran et al. [89]

Les transferts thermiques se trouvent nettement améliorés. La section droite de passage du fluide est de $100 \mu m$, pour une épaisseur de paroi de $20 \mu m$ et une épaisseur de couches totale de $900 \mu m$.

Une étude paramétrique a été réalisée pour un volume de gaz (hélium) balayé de $0,5 mm^3$ pour une fréquence opératoire de $1 kHz$, un gradient thermique de $20^\circ C$ et une pression moyenne de 10 bar. Quatre paramètres font l'objet de l'étude à savoir la conduction axiale dans la matrice solide, la perte de charge engendrée, le ratio de volume mort et la porosité en fonction de la taille des pores de la micro-grille.

Ils ont considéré trois cas, chacun optimisé par rapport à une seule variable d'étude à savoir une conduction axiale minimale, un volume mort minimum ou une perte de charge minimale. Néanmoins, les performances globales recueillies pour chacun des trois modèles ne sont pas optimales.

En effet, le modèle optimisé est un compromis entre ces trois caractéristiques, il correspond à une faible conduction axiale, un volume mort acceptable et une porosité assez élevée (64 %) tout en assurant une masse thermique suffisante et sans générer des pertes de charges excessivement élevées.

Ils ont également montré que l'augmentation de la taille des pores engendre une diminution de la perte de charge et de la conduction axiale contre une augmentation de la porosité, ce qui est tout à fait prévisible.

D'après ce qui précède et devant la disparité des résultats obtenus, il est difficile de trancher de façon définitive par rapport aux effets de la réduction d'échelles sur les transferts thermiques en micro-écoulements.

Transition vers la turbulence

La transition vers la turbulence pour les écoulements de gaz dans des micro-canaux est assez floue.

En effet, selon les résultats de plusieurs études [55], la transition vers la turbulence dépend de la forme de la section fluide (cylindrique, trapézoïdale, hexagonale...), du rapport d'aspect du canal et de la rugosité relative de la paroi.

En effet, Jones [55] a conclu dans ses études que pour un conduit non circulaire, à nombre de Reynolds constant, en augmentant le rapport d'aspect du canal le coefficient de frottement augmente de façon monotone. Il a déduit que le diamètre hydraulique n'est pas la longueur caractéristique appropriée pour définir le nombre de Reynolds afin d'assurer une similitude entre conduite cylindrique et non cylindrique.

Il a introduit la notion de diamètre laminaire équivalent défini par :

$$D_L = \Phi^* D_h \quad (1.3.16)$$

ou Φ^* est une fonction qui dépend, pour une géométrie donnée, de la section droite et du rapport d'aspect. Obot [98] a passé en revue différents travaux antérieurs qui traitent de la transition [107, 152] et a conclu qu'il n'existe pas d'évidence expérimentale qui sous-tend qu'un nombre de Reynolds de transition peut survenir en dessous de $Re < 10^3$ pour des canaux lisses.

Obot [97] a développé la méthode CFM (Critical Friction Method) pour ramener le coefficient de frottement pour des configurations non-cylindriques à celles cylindriques. Morini [91] a synthétisé les travaux menés par Obot et Jones dans un modèle qu'il a désigné par "Obot-Jones".

Ce faisant, il a pu montrer que le nombre de Reynolds de transition pour des conduites non-cylindriques $Re_{nc,tr}$ peut s'écrire comme :

$$Re_{nc,tr} = \frac{Re_{c,tr}}{\Phi^*} \quad (1.3.17)$$

$Re_{c,tr}$ est le nombre de Reynolds critique pour une conduite cylindrique qui peut être calculé via les corrélations classiques pour des conduites rugueuses tandis que la fonction Φ^* peut être calculée à partir du nombre de Poiseuille $Po = C_f Re$ pour des écoulements laminaires.

Il s'avère ainsi que pour un même diamètre hydraulique de conduit, la section de passage du fluide influe fortement sur la transition vers la turbulence en micro-écoulement.

1.3.3/ DÉFIS TECHNOLOGIQUES

Les défis technologiques que l'on soulève souvent pour la miniaturisation de machines thermiques résident principalement dans la processus de fabrication et dans l'interfaçage avec des composants d'échelle macrométrique vu l'encombrement généralement faible sur les micropuces élaborées. Nous allons présenter ci-après succinctement ces deux aspects inhérents à la microtechnologie.

1.3.3.1/ PROCÉDÉS DE FABRICATION

Le développement des micro-systèmes tire profit de la technologie MEMS. En effet, à ces échelles miniatures, des procédés de micro-fabrication sont utilisés pour la réalisation des prototypes.

Il convient de préciser que les matériaux compatibles avec cette technologie sont peu nombreux (principalement des semi-conducteurs, du verre et des métaux : nickel, acier inoxydable, polymères...).

La technologie silicium est de loin la plus éprouvée et surtout maîtrisée jusqu'à présent. Pour obtenir des micro-structures, les méthodes largement utilisées sont l'usinage mécanique (micro-découpe), la gravure (sèche, humide) ou encore le moulage [30].

La technique de micro-fabrication requiert une grande précision et un environnement contrôlé afin d'éviter la contamination des micro-structures. Une pièce désignée par "salle blanche" est dédiée à cet effet. L'air qui y circule est constamment filtré et recyclé afin d'éliminer tant que faire se peut les particules capables de contaminer les substrats.

La température ainsi que la pression sont contrôlées (la pression étant légèrement supérieure à celle de l'extérieur pour éviter l'introduction de polluants notamment les poussières). Il est à préciser que la partie micro-fabrication sera abordée plus en profondeur dans le chapitre suivant.

1.3.3.2/ PACKAGING ET INTERFAÇAGE ENTRE MICRO-MACRO DISPOSITIFS

L'une des difficultés majeures lors de l'intégration des micro-systèmes au sein de macro-dispositifs consiste à réaliser le packaging et interfaçage avec le macro-environnement.

Les procédés d'interfaçage usuels utilisent des tubes capillaires montés sur des raccords étant dans la plupart des cas plus encombrants que le micro-dispositif lui-même.

La FIGURE 1.38 présente un micro-échangeur à courant croisés [18, 19], son volume global ne dépasse pas le 1 cm^3 alors que les raccords qui lui sont intégrés sont du même ordre de grandeur si ce n'est plus.

Le même constat peut être fait pour la micro-puce fluide représentée sur la FIGURE 1.39, au sein de laquelle les micro-canaux ne dépassent pas $20\ \mu\text{m}$ de diamètre hydraulique.



FIGURE 1.38 – Micro-échangeur métallique à courants croisés [18]

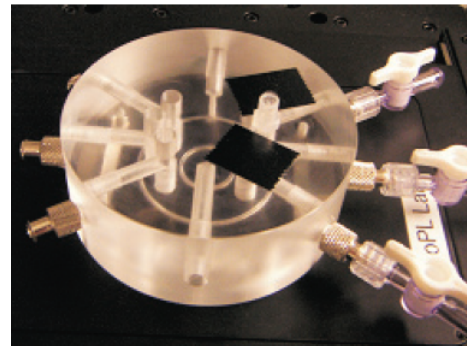


FIGURE 1.39 – Assemblage micro-puce fluide développée par Jonsson [56]

Plusieurs études se sont penchées sur la question de l'élaboration de connecteurs moins encombrants et plus adaptés aux dimensions des micro-dispositifs. La possibilité d'intégrer directement les capillaires dans les perçages permet d'obtenir un encombrement nettement plus faible, le revers de la médaille concerne l'étanchéité et la robustesse du montage.

Tsai et al. [139] ont proposé d'intégrer un film en polymère (Mylar) au dispositif pour consolider l'étanchéité avant le collage du capillaire. Les tests se sont avérés concluants avec une étanchéité validée jusqu'à 190 kPa et une adhérence de 100 % jusqu'à 2 N en termes de force d'arrachage.

Des études ultérieures menées par Pattekar et al. [105] ont permis de développer de nouveaux connecteurs en Téflon dont les surfaces ont été traitées pour rendre le collage par pâte epoxy possible. L'étanchéité est assurée par la déformation de l'embout en Teflon en contact avec une plaque chauffée qui vient buter contre la surface inférieure du wafer d'encapsulation en pyrex.

Des tests d'étanchéité et d'arrachage ont été effectués pour juger de la viabilité du procédé utilisé, les résultats obtenus se sont révélés concluants l'étanchéité étant assurée jusqu'à 190 kPa et une force d'arrachage de l'ordre de 4,2 MPa.

CONCLUSION

Les écoulements de fluide au sein des régénérateurs de moteurs Stirling sont caractérisés par leur caractère oscillant sinusoïdal résultant du mouvement généré par le déplacement des pistons dans chaque cylindre.

Le premier volet de ce chapitre a été consacré à l'étude des écoulements oscillants au sein des régénérateurs de tailles macroscopique (de taille centimétrique). Ce type d'écoulements est caractérisé par des effets inertiels qui viennent s'ajouter aux effets de pression et de viscosité déjà existants pour le cas des écoulements permanents.

Ces effets inertiels sont à l'origine de l'apparition d'un profil annulaire de la vitesse en proche paroi d'un tube, effet qui s'accroît en fonction de l'augmentation des fréquences. Pour une paroi chauffée, un déphasage entre le flux thermique à la paroi et le gradient de température entre fluide oscillant et paroi est également relevé ce qui entache la validité de la loi de Newton classique.

Nous avons mis en évidence l'importance de certaines grandeurs représentées par des

paramètres adimensionnels tels que l'amplitude de déplacement relatif du gaz au travers du régénérateur, les nombres de Valensi et de Womersley (caractéristiques des écoulements oscillants), du nombre de Reynolds exprimé à partir de vitesses maximales, du rapport de capacités thermiques caractéristique de l'échange thermique entre le fluide et la matrice solide du régénérateur.

La transition vers la turbulence est également mal définie pour ce type d'écoulement puisque différents travaux ont été menés à cet effet sans pour autant convenir d'une valeur universelle pour la transition comme c'est le cas pour les écoulements permanents. De nombreux travaux ont montré que le coefficient de pertes de charge pouvait s'exprimer à partir d'une loi semi-empirique fonction de nombre de Reynolds du type $C_f = a/Re + b Re^c$. Mais pour une même gamme de nombre de Reynolds, ces corrélations ne fournissent pas de résultats suffisamment probants.

De même, afin d'exprimer le transfert de chaleur, des expressions semi-empiriques de nombres de Nusselt ont été proposées. Il a été établi que pour un écoulement oscillant, les pertes de charges engendrées sont plus importantes mais en contrepartie les transferts thermiques se trouvent nettement améliorés ce qui a porté à définir une figure de mérite pour le régénérateur qui traduit le compromis entre ces deux effets et qui permet de comparer les performances thermofluidiques de régénérateurs ayant des configurations différentes.

Le second volet de ce chapitre concerne la miniaturisation des machines de type Stirling qui induit la réduction de taille pour le régénérateur.

Cette transition d'échelle engendre des effets atypiques sur la dynamique de l'écoulement, notamment le passage d'un milieu continu vers un milieu raréfié pour lequel l'écoulement ne peut plus être défini par les équations de Navier-Stokes classiques. Ainsi, des effets souvent négligés à l'échelle macroscopique deviennent prépondérants en micro-écoulements notamment la rugosité des parois et la conduction axiale conjuguée entre fluide et paroi.

L'analyse de la littérature a montré qu'à l'échelle micrométrique les géométries envisagées étaient multiples et faisaient ressortir des motifs géométriques réguliers de types ailettes rectangulaires, en losange, arrondies, etc. . . agencées selon des schémas spécifiques ordonnés (microplots en quinconce, à pas réguliers ou non, en canaux rectilignes, réseaux de mailles, et. . .).

Des défis technologiques inhérents à la miniaturisation sont évoqués notamment la fabrication de ces micro-canaux et l'interfaçage avec le milieu extérieur.

Dans le prochain chapitre, nous allons introduire l'approche utilisée pour la conception du régénérateur micrométrique et les lois de similitudes qui ont permis de réaliser le prototype à échelle millimétrique. Nous allons par la suite, détailler le procédé ainsi que les étapes de fabrication des prototypes à l'échelle micro/milli du régénérateur thermique.

CONCEPTION ET FABRICATION DES RÉGÉNÉRATEURS

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons expliquer les critères de conception du microrégénérateur notamment le choix des matériaux ainsi que les géométries. Les régénérateurs considérés se présentent à deux échelles différentes : millimétrique et micrométrique. Ce changement de dimensions est accompagné de l'application des lois de similitudes en mécanique des fluides issues d'une mise à l'échelle des équations de conservation de quantité de mouvement et de l'énergie afin d'établir un fil conducteur entre les configurations millimétrique et micrométrique du régénérateur.

2.1/ CRITÈRES DE CONCEPTION

Le régénérateur est un élément clé dans le fonctionnement d'un moteur Stirling. En recyclant de façon périodique la chaleur rejetée, il permet de diminuer les apports externes en énergie et ainsi d'améliorer le rendement du moteur Stirling. Les performances thermofluidiques de cet échangeur à régénération sont tributaires des choix technologiques retenus notamment la géométrie (structure hydraulique interne), le matériau utilisé et les conditions opératoires à savoir la pression de charge, le gradient thermique et les fréquences de l'écoulement.

A cet effet, l'encombrement du microrégénérateur a été conditionné par les dimensions du micromoteur Stirling au sein duquel il sera intégré ultérieurement.

Dans ce qui suit, nous allons développer les critères qui ont guidé nos choix techniques en nous référant à des travaux précédents abordés dans la littérature.

2.1.1/ CHOIX DU MATÉRIAU ET DE LA GÉOMÉTRIE

2.1.1.1/ CHOIX DU MATÉRIAU

Le choix du matériau pour le régénérateur est conditionné par deux facteurs :

- les propriétés thermophysiques qui impactent les échanges thermiques avec le fluide et celles mécaniques, notamment la résistance aux variations thermiques et de pres-

- sion successives requises pour un bon fonctionnement,
- les procédés de fabrication utilisés.

Le matériau choisi pour réaliser le régénérateur micrométrique est le silicium, matériau couramment utilisé pour la technologie MEMS.

Il présente des propriétés mécaniques intéressantes telles qu'une faible masse volumique ($4/5$ celle de l'aluminium) et une grande élasticité (son module de Young E est 10 fois celui de l'acier) ce qui permet de le travailler sur de longues durées sans montrer des signes de fatigue ou de déformation.

Le matériau utilisé pour l'élaboration du régénérateur millimétrique est un polymère acrylate durcissable aux UV de type "Visijet Crystal", ce choix est dicté par le procédé de fabrication par modelage à jets multiples (MJM) utilisé, qui est une variante de la technique d'impression 3D.

Les caractéristiques thermophysiques des matériaux utilisés pour l'élaboration des régénérateurs sont tabulées ci-dessous (TABLEAU 2.1) :

Matériaux	Propriétés thermophysiques				
	$\rho \left(\frac{kg}{m^3} \right)$	$\lambda \left(\frac{W}{m.K} \right)$	$C_p \left(\frac{J}{kg.K} \right)$	$\alpha \left(\frac{m^2}{s} \right)$	$E (GPa)$
Silicium (Si) [26, 29]	2330	148	700	90.10^{-6}	165
Visijet Crystal [160]	1064	0,216	1670	$1,26.10^{-6}$	1,46
Cuivre (dépôt) [93, 145, 27, 120]	8920	401	380	$1,2.10^{-6}$	135
Aluminium [29, 120, 144, 123]	2700	240	897	100.10^{-6}	75
Acier 316L [123, 158, ?]	7800	50	450	$14,2.10^{-6}$	200

TABLEAU 2.1 – Caractéristiques thermophysiques à température ambiante

2.1.1.2/ CHOIX DE LA GÉOMÉTRIE

La configuration choisie pour le microrégénérateur thermique est un microcanal de dimensions respectivement égales à 6 mm de longueur, 1 mm de largeur et 0,5 mm de hauteur. Des microplots sont disposés en quinconce au sein du microcanal. Ce choix de géométrie est adapté au mode de microfabrication relatif à la technologie MEMS qui permet de réaliser des structures semi-planaires (2,5 D).

Durant la décennie passée, la configuration microcanal intégrant des microplots a fait l'objet de plusieurs études pour des applications variées notamment pour des microréacteurs [130], des microdissipateurs de chaleur [106], des microéchangeurs thermiques à courant croisés [45] ou à contre-courant [76, 154] ou encore des microrégénérateurs destinés à des microrefroidisseurs cryogéniques Stirling [4, 143, 113].

Des travaux antérieurs menés par Ruhlik et al. [113] et Vanapalli et al. [143] soulignent l'effet de la forme des microplots, épais ou minces, sur la perte de charge ainsi que les transferts thermiques. Il convient de définir à cet effet un "facteur de forme" qui s'écrit (FIGURE 2.1) :

$$F.F = \frac{e_p}{L_p} \quad (2.1.1)$$

avec e_p l'épaisseur du plot et L_p sa longueur.

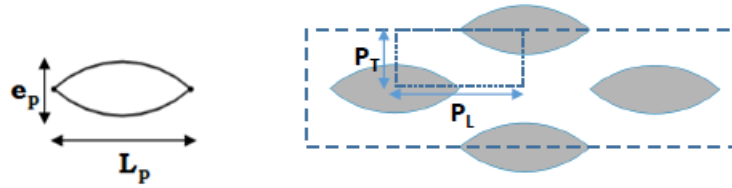


FIGURE 2.1 – Arrangement en quinconce des microplots

Dans ce qui suit, nous allons considérer que la longueur L_p correspond à la longueur caractéristique du plot. Elle est définie en fonction de la profondeur de pénétration thermique d_w , caractéristique de la diffusion thermique instationnaire dans le solide, qui exprime la distance à laquelle l'amplitude de l'onde thermique dans le matériau décroît de "1/e" par rapport à celle de l'interface [114] (FIGURE 2.2).

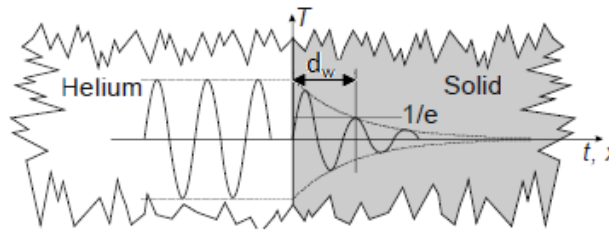


FIGURE 2.2 – Profondeur de pénétration thermique dans un solide [114]

La profondeur de pénétration thermique d_w du front thermique dans le solide en fonction du nombre de Fourier Fo comme suit :

$$d_w = \sqrt{\frac{\alpha \tau}{Fo}} \quad (2.1.2)$$

avec α la diffusivité thermique du matériau et τ le temps caractéristique de l'écoulement, qui dans le cas d'un écoulement oscillant, correspond à une période du cycle :

$$\tau = \mathbf{T} = \frac{1}{f} \quad (2.1.3)$$

où \mathbf{T} et f sont respectivement la période et la fréquence de l'écoulement.

Miyabe et al. [88] ont considéré que pour un régénérateur en treillis de fils métalliques de diamètre d_m , la profondeur de pénétration thermique d_w définit le diamètre optimal du fil :

$$d_m = 2 d_w \quad (2.1.4)$$

En effet, si $d_m < 2 d_w$ le front thermique pénètre entièrement dans le fil mais la masse thermique disponible pour le stockage est insuffisante tandis que pour $d_m > 2 d_w$ le front thermique n'atteint pas le centre du fil avec un excédent de matière qui ne participe pas aux échanges avec le fluide (FIGURE 2.2).

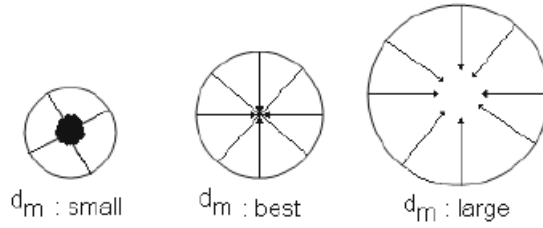


FIGURE 2.3 – Conduction dans un fil métallique [88]

En se référant aux travaux cités précédemment, la longueur caractéristique des plots pour le régénérateur L_p sera calculée à partir de l'équation 2.1.2 :

$$L_p = 2 d_w = 2 \sqrt{\frac{\alpha \tau}{Fo}} \quad (2.1.5)$$

Typiquement, pour des moteurs Stirling de type à pistons libres, le nombre de Fourier Fo est largement supérieur à l'unité [51]. Ainsi, la longueur caractéristique maximale à considérer correspond à un nombre de Fourier $Fo = 1$ et l'équation 2.1.5 devient alors :

$$L_{p,max} = 2 \sqrt{\alpha \mathbf{T}} = 2 \sqrt{\frac{\alpha}{f}} \quad (2.1.6)$$

Ruhlik et al. [113] ont étudié numériquement les performances thermofluidiques d'une matrice de plots de géométries différentes, pour une porosité fixe $\varepsilon = 0,6$ et des facteurs de forme variables.

En effet, ils ont étudié des plots en forme de cercles (F.F = 1), d'ellipses (F.F = 0,3 ; F.F = 0,5) et de lentilles (*i.e* : intersection de deux aires de cercles, F.F = 0,3). Ils ont trouvé que les formes lenticulaires offrent le meilleur rapport entre pertes de charge et transferts thermiques (*i.e* : le rapport le plus faible).

Des travaux similaires menés par Vanapalli et al. [143] ont permis d'étudier expérimentalement la perte de charge au sein d'un canal de longueur $L_{canal} = 1 \text{ mm}$, de largeur $l_{canal} = 0,35 \text{ mm}$ et de hauteur $h_{canal} = 0,250 \text{ mm}$ intégrant une matrice de plots de porosité $\varepsilon = 0,75$ de géométries différentes. Des microplots en forme de cercles, de carrés, d'ellipses (F.F = 0,3), des losanges (F.F = 0,3), des géométries lenticulaires (F.F = 0,3) et des géométries en sinus (F.F = 0,2) sont étudiés.

Ils ont montré que la géométrie en sinus offre la plus faible perte de charge pour l'écoulement de par sa forme particulièrement profilée.

Il est important de préciser que les travaux cités précédemment [143, 113] ont été réalisés pour des écoulements laminaires permanents.

Guo et al. [42] ont étudié numériquement la perte de charge ainsi que l'efficacité thermique d'un microrégénérateur formé par un microcanal intégrant des microplots de forme cylindrique disposés en quinconce. Ce régénérateur était destiné à une micromachine Stirling à réfrigération.

Le microrégénérateur étant traversé par un écoulement oscillant alterné de gaz, les fréquences de travail varient entre 100 et 800 Hz. L'étude du coefficient de performance (COP) du microdispositif pour différentes porosités du microrégénérateur allant de $\varepsilon = 0,8$ à $\varepsilon = 0,94$ a montré que la porosité optimale se situe aux alentours de $\varepsilon = 0,9$.

En se référant aux travaux susmentionnés, nous avons décidé de considérer des géométries différentes pour les microplots à savoir une géométrie lenticulaire, rectangulaire à bouts arrondis, à losanges et à rainures extrudées avec des facteurs de formes respectivement égaux à 0,15 ; 0,3 et 0,5 et pour des porosités respectivement égales à 0,8 ; 0,85 et 0,9 qui seront testées pour des écoulements permanents ainsi qu'oscillants.

La longueur caractéristique des plots L_p est calculée pour un nombre de Fourier égal à $Fo = 20$ et une période d'oscillation maximale $T_{max} = 2 ms$ (TABLEAU 2.2).

Précisons à cet effet qu'une première rangée de microrégénérateurs, 1^{ère} moitié du wafer (FIGURE 2.20), est réalisée en fixant la porosité $\varepsilon = 0,8$ (seul le facteur de forme $F.F$ varie) tandis qu'une seconde rangée est réalisée en fixant le facteur de forme $F.F = 0,3$ (seule la porosité varie) afin de découpler l'effet " porosité - facteur de forme " sur les transferts thermiques ainsi que la perte de charge dans l'écoulement.

Dans notre cas d'étude, la matrice de microplots est gravée sur toute la hauteur du wafer de silicium afin d'éviter la formation d'un pont thermique entre les microstructures et de limiter ainsi la conduction axiale dans le substrat en silicium.

Les microplots sont disposés en quinconce ce qui a pour effet l'inhibition de la couche limite le long de l'interface " gaz - microplots " favorisant ainsi les échanges thermiques. Les microplots sont gravés au sein d'un microcanal de dimensions respectivement égales à $L_{\mu canal} = 6 mm$, $l_{\mu canal} = 1 mm$ et $H_{\mu canal} = 0,5 mm$ (FIGURE 2.4).

Du verre borosilicate est utilisé pour le socle et le capot du microcanal tandis que les microplots et les parois latérales sont gravés dans un substrat en silicium (FIGURE 2.5).

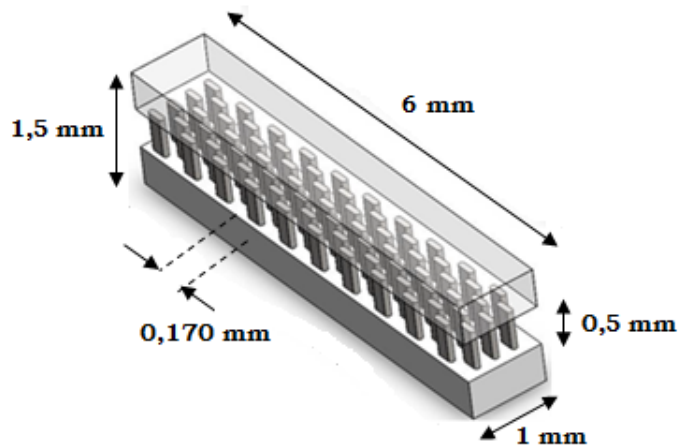


FIGURE 2.4 – Dimensions du microcanal intégrant des microplots de forme rectangulaire à bouts arrondis pour $\varepsilon = 0,8$ et $F.F = 0,3$

A titre d'exemple, pour un microrégénérateur de porosité $\varepsilon = 0,8$ intégrant une matrice de microplots arrangés en quinconce, de facteur de forme $F.F = 0,3$, les entraxes ainsi que le diamètre hydraulique du microrégénérateur sont tabulés ci-après (TABLEAU 2.2) :





Géométries	$F.F$	L_p (μm)	e_p (μm)	S_L (μm)	S_T (μm)	D_h (μm)	
						$\varepsilon = 0,8$	$\varepsilon = 0,9$
Lentille 	0,3	170	~ 60	200	152	268	622
Losange 				187	102	200	461
Rectangles arrondi 				246	153	345	775
Rainures extrudée 				79	252	264	602

TABLEAU 2.2 – Caractéristiques géométriques et dimensionnelles des microplots

En plus des choix relatifs au matériau et à la géométrie, des critères thermiques et fluidiques sont à respecter dans la conception du régénérateur et seront abordés dans la suite du chapitre.

2.1.2/ CRITÈRES HYDRAULIQUES

Un régénérateur thermique est caractérisé, entre autres, par la perte de charge qu'il engendre dans l'écoulement. Ce paramètre dépend étroitement des propriétés hydrauliques intrinsèques du régénérateur notamment la porosité et le diamètre hydraulique. Ajoutons que le régime d'écoulement ainsi que les fréquences de travail, dans le cas d'un écoulement instationnaire oscillant, influent sensiblement sur la perte de charge engendrée.

2.1.3/ CRITÈRES THERMIQUES

L'efficacité thermique du régénérateur traduit la qualité des échanges entre le fluide et la paroi. Elle dépend des propriétés intrinsèques du matériau notamment la conductivité thermique λ_s , la capacitance thermique $\rho_s C_{p,s}$ ainsi que des conditions opératoires à savoir :

- le gradient thermique imposé entre source chaude et froide ;
- les fréquences de travail pour un écoulement oscillant alterné ;
- le rapport C_r entre capacitances thermiques du fluide et du solide défini par :

$$C_r = \frac{\rho_f C_{p,f}}{\rho_s C_{p,s}} \quad (2.1.7)$$

2.1.4/ LES LOIS DE SIMILITUDES

Nos travaux ont nécessité la conception et la fabrication d'un régénérateur à deux échelles différentes à savoir un régénérateur millimétrique et un régénérateur micrométrique. Le régénérateur millimétrique sert de référence afin de pouvoir relever les éventuels effets

d'échelle lors de la transition au régénérateur micrométrique. En effet, la mesure de vitesse est particulièrement complexe à réaliser sur l'échantillon micrométrique étant donné la faible hauteur de la section de passage dans le mini canal, qui est de l'ordre de $0,5\text{ mm}$. Ces faibles dimensions empêchent de glisser le capteur à fil chaud ainsi que le microthermocouple dans l'écoulement sans qu'ils ne butent contre le fond du canal. D'autre part, les dimensions des capteurs intrusifs (microthermocouples et fil chaud) vis-à-vis des dimensions du régénérateur sont telles que les mesures en seraient négativement affectées. A cet effet, il est nettement plus simple de récupérer les signaux de pression, vitesse et température sur le régénérateur millimétrique.

Pour assurer la transition d'échelle milli-micro du régénérateur, une mise à l'échelle (*i.e* : adimensionnalisation) des équations de conservation de masse, quantité de mouvement et d'énergie a été réalisée au chapitre précédent. Il en découle que trois critères sont à respecter pour assurer une similitude entre la maquette et le prototype :

2.1.4.1/ SIMILITUDE GÉOMÉTRIQUE

Elle implique un rapport constant entre les dimensions du modèle et celles du prototype, autrement dit il s'agit du facteur d'échelle. Dans notre cas d'étude, un facteur 5 a été utilisé pour la structure du canal intégrant une matrice de plots.

2.1.4.2/ SIMILITUDE DYNAMIQUE

Pour assurer une similitude dynamique (précédemment abordée au chapitre 1), nous considérons les nombres de Reynolds et de Valensi (pour les écoulements périodiques oscillants). Pour des contraintes techniques, il n'est pas possible de satisfaire rigoureusement aux deux conditions de similitude simultanément. A cet effet, nous avons choisi de considérer un même nombre de Reynolds pour fixer le régime d'écoulement entre maquette et prototype et de vérifier que le nombre de Valensi (\propto Reynolds fréquentiel) soit du même ordre de grandeur [50].

2.1.4.3/ SIMILITUDE THERMIQUE

La similitude thermique (précédemment abordée au chapitre 1) est assurée par les nombres adimensionnels de Reynolds, de Valensi (\propto Reynolds fréquentiel), de Prandtl et d'Eckert. Pour le nombre d'Eckert, il suffit de vérifier que $Ec \ll 1$ (pour la maquette et le prototype) pour négliger l'effet de l'échauffement visqueux dans l'écoulement [132].

2.2/ FABRICATION DU RÉGÉNÉRATEUR ET PACKAGING

Dans la section qui suit nous allons présenter les différentes étapes de fabrication des régénérateurs millimétrique et micrométrique et leur packaging pour la mise en place sur les bancs d'essais.

2.2.1/ RÉGÉNÉRATEUR MICROMÉTRIQUE

Comme précisé précédemment, l'architecture plane choisie pour le microrégénérateur est la plus adaptée à la technologie de microfabrication. Cette configuration de régénérateur a été élaborée au sein de la centrale de micro et nanotechnologie MIMENTO de l'institut FEMTO-ST, en conjugaison avec les travaux d'un doctorant qui portent sur la fabrication de la micromachine Stirling complète [2].

Le microdispositif mis en place est de dimensions respectivement égales à $L = 30\text{ mm}$, $l = 4\text{ mm}$ et $e = 1,5\text{ mm}$. Il est composé de trois régions (FIGURE 2.5) :

- une première zone tampon située en amont du bloc “microplots” de dimensions $L_{zt1} = 10\text{ mm}$, $l_{zt1} = 2\text{ mm}$ et $h_{zt1} = 0,5\text{ mm}$,
- la région centrale qui comprend le microrégénérateur formé par un microcanal de dimensions $L_{\mu\text{canal}} = 6\text{ mm}$, $l_{\mu\text{canal}} = 1\text{ mm}$ et $h_{\mu\text{canal}} = 0,5\text{ mm}$ intégrant un bloc de microplots disposés en quinconce,
- une seconde zone tampon située en aval du bloc “microplots” de dimensions $L_{zt2} = 10\text{ mm}$, $l_{zt2} = 2\text{ mm}$ et $h_{zt2} = 0,5\text{ mm}$.

Les zones tampons ont été prévues sur la micropuce afin de faciliter la mise en place des ports pour la connectique (entrée/sortie du gaz) et l'instrumentation (capteurs de pression et de température), un rétrécissement suivi d'un élargissement de 45° sont réalisés entre les zones tampons. Ce changement de section, bien qu'il rajoute des pertes de charge singulières dans l'écoulement, reste incontournable dans le cas présent car les capteurs de pression miniatures (qui sont les plus petits capteurs cylindriques piézorésistifs commercialisés sur le marché par KULITE dans la gamme de pression explorée) à implanter sont de diamètre $1,4\text{ mm}$ ce qui a nécessité des ouvertures de $1,5\text{ mm}$ de diamètre minimum, donc une section de passage minimale de 2 mm de largeur.

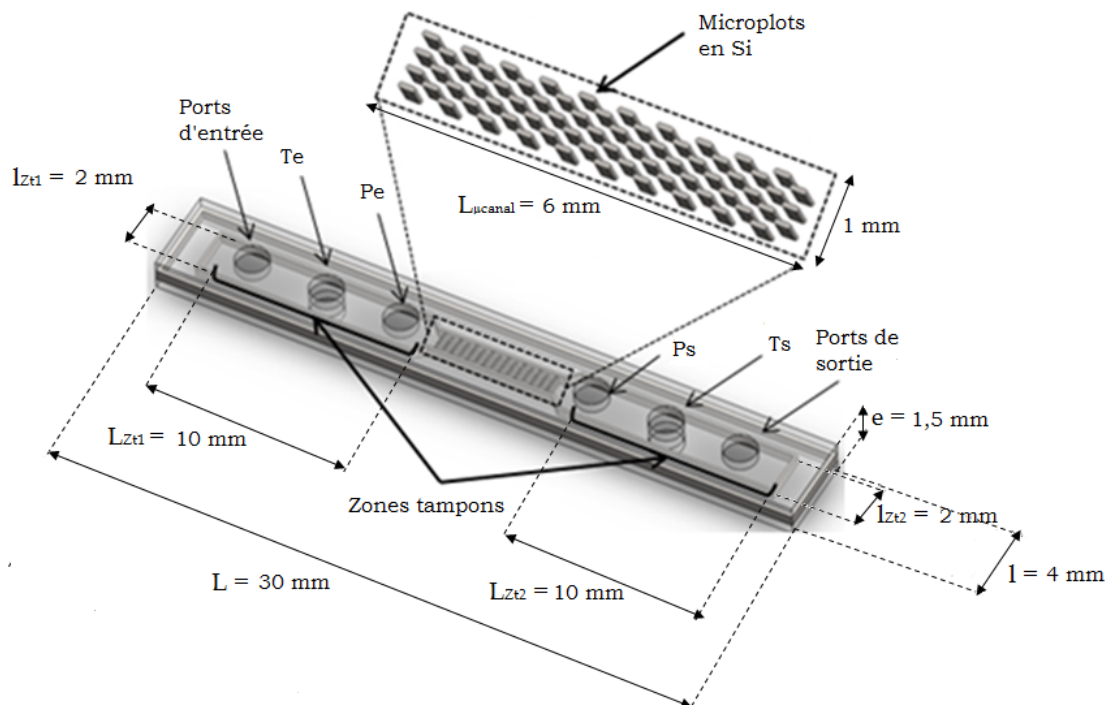


FIGURE 2.5 – Esquisse 3D du microdispositif

L'élaboration du microdispositif s'effectue en traitement par lots "batch processing" et requiert la mise en œuvre en série de différentes techniques MEMS à savoir :

- une gravure sèche par ions réactifs (DRIE : Deep Reactive Ion Etching) pour former les microplots et les parois en silicium,
- une gravure humide par l'acide fluorhydrique tamponné BHF (à 48 % de concentration en acide fluorhydrique, perçage de $\phi \sim 1,5\text{ mm}$) pour réaliser les ouvertures dans le couvercle en verre,
- un perçage par ultrasons des ports sur le wafer en verre (l'alternative choisie pour remplacer la gravure humide par l'acide fluorhydrique tamponné BHF qui s'est avérée peu adaptée vu que les vitesses de gravures sont peu maîtrisées),
- une soudure anodique (anodic bonding) pour assembler les wafers en silicium et en verre.

La technique de gravure sèche profonde ($\geq 100\text{ }\mu\text{m}$) par ions réactifs permet d'effectuer une gravure anisotrope et d'obtenir ainsi des parois latérales verticales et relativement lisses (la rugosité des surfaces est générée par l'effet de scalloping [61]) pour un rapport d'aspect (*i.e.* : rapport entre hauteur et largeur de la tranchée) $R.A < 30$ (FIGURE 2.6).

Les travaux préliminaires à la microfabrication comprennent l'élaboration des motifs à reproduire sur le masque via le logiciel LayoutEditor qui permet la conception et l'édition de fichiers sous format .DXF destinés à la fabrication de MEMS et des circuits intégrés. Cette étape étant franchie, le masque en chrome est fabriqué sur un support en verre Soda Lime 5" d'épaisseur 0,09" (N.B : pour un wafer 4", un masque 5" est utilisé). Le masque comprend des zones opaques et des zones transparentes aux rayons UV (FIGURE 2.7).

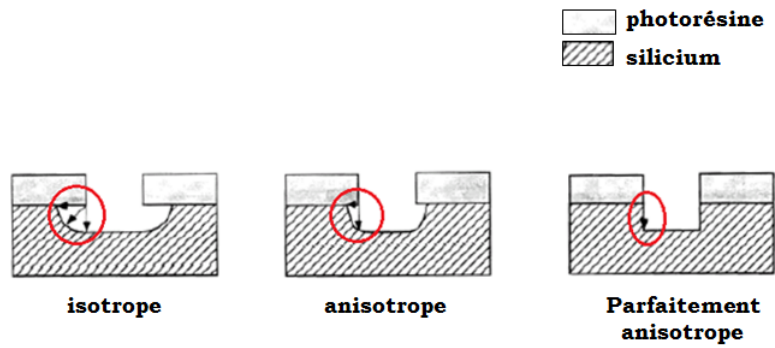


FIGURE 2.6 – Gravure isotrope (gravure humide) vs gravure anisotrope (gravure sèche)

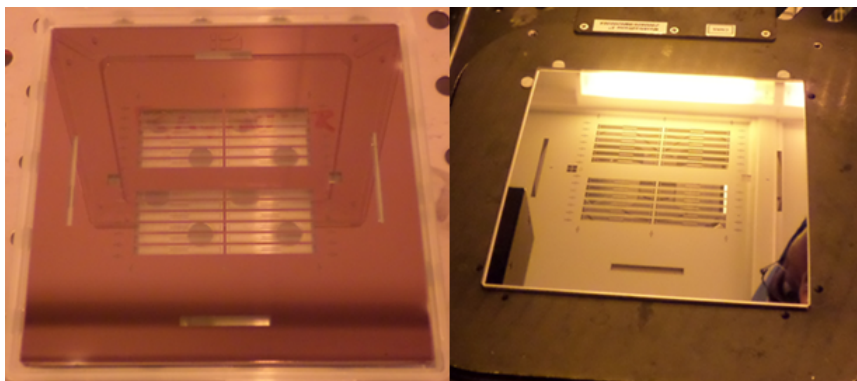


FIGURE 2.7 – Masque élaboré pour l'étape de photolithographie

Le processus de fabrication du micro-dispositif est expliqué sur la FIGURE 2.8 :

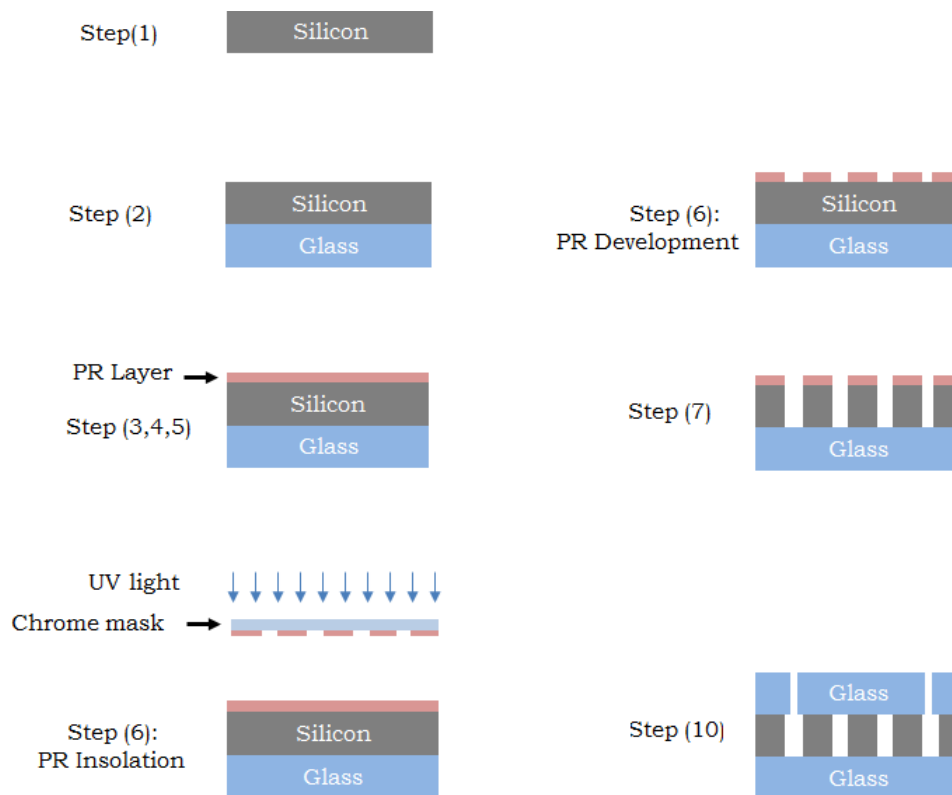


FIGURE 2.8 – Processus de fabrication de la micropuce-régénérateur

Nous détaillons, ci-après, les différentes étapes du processus de microfabrication du micro-dispositif :

Étape (1) : la préparation du substrat

Il est impératif de nettoyer les surfaces des wafers afin de les débarrasser de tout contaminant physique (poussière) ou chimique (résidus de résine ou de solvant) pouvant gêner le processus de microfabrication.

En effet, la présence de contaminants affecte la planéité des surfaces et empêche la lumière d'atteindre la surface à insoler d'autant plus que les résidus chimiques présents à la surface peuvent réagir pendant le processus de photolithographie et provoquer des effets indésirables.

Pour ce faire, les wafers sont plongés dans une solution standard de Piranha (un mélange d'acide sulfurique H_2SO_4 et de peroxyde d'hydrogène H_2O_2 avec un dosage [3 :1], rincés à l'eau déminéralisée puis séchés via une soufflette azote (FIGURE 2.9).



FIGURE 2.9 – Banc de nettoyage du wafer

Étape (2) : la “soudure anodique” verre/silicium (anodic bonding)

Une première “soudure anodique” est effectuée. Cette étape permet d’assembler les deux wafers de silicium et de verre borosilicate encore vierges d’une épaisseur de 500 μm chacun.

La soudure anodique dite encore “soudure électrostatique” est réalisée en chauffant un substrat en verre et un substrat en silicium type P au travers desquels on applique une tension DC. La cathode est connectée au verre et l’anode au silicium afin que le silicium soit à un potentiel positif par rapport au verre. Ce type de soudure est irréversible car il produit une liaison chimique à l’interface Si/verre qui crée une couche d’oxyde.

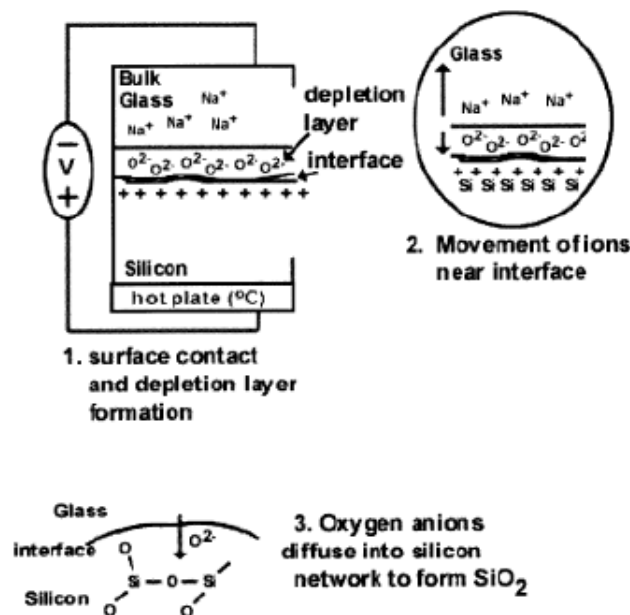


FIGURE 2.10 – Schéma de principe de la soudure anodique [141]

Deux types de réactions conduisent à la formation de cette liaison :

- l'élévation de la température augmente la mobilité des ions dans le verre,
- la tension appliquée permet d'orienter la migration des ions de charges opposées vers l'interface de l'assemblage ou vers la cathode.

Le verre agit tel un électrolyte à température élevée du fait de la mobilité de ces espèces ioniques. Les cations (principalement Na^+) migrent vers la surface chargée négativement de la cathode. Cette migration génère une zone de déplétion à l'interface que l'anion oxygène O^{2-} , en excès dans la zone, viendra combler sous l'influence du potentiel électrostatique. Cet espace chargé de la zone de déplétion génère un champ électrostatique qui attire le verre contre le silicium et les maintient pendant la formation d'une liaison permanente. Le contact démarre en un point et se propage ensuite sur toute la surface du substrat (FIGURES 2.10, 2.11).

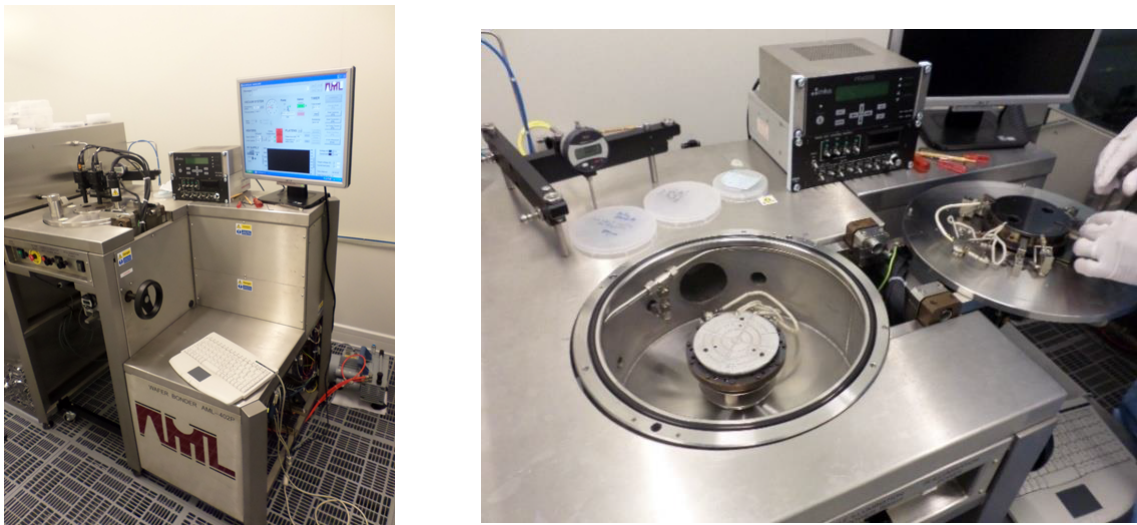


FIGURE 2.11 – Machine Wafer bonding EVG501

Étape (3) : l'application du promoteur d'adhésion (wafer priming)

Le recours à un promoteur d'adhésion de type "HDMS" permet d'améliorer l'accroche de la photorésine au substrat de silicium lors de l'étape de "spin coating" .

Étape (4) : le " spin coating " de la photorésine

Il s'agit d'un procédé d'enduction centrifuge qui assure une épaisseur contrôlée de la photorésine en surface du wafer. En effet, par le biais d'une tournette, le wafer est maintenu sous vide sur un plateau tournant "disque spinner", la résine est déversée en faible quantité en surface et répartie uniformément sur la surface par la force centrifuge de rotation.

Une photorésine positive épaisse de type AZ9260 est utilisée, l'épaisseur obtenue (de l'ordre $\sim 10 \mu\text{m}$) est contrôlée par la viscosité ainsi que la vitesse de rotation du disque spinner (FIGURE 2.12).



FIGURE 2.13 – Machine pour le “spin coating” de la photorésine + plaque chauffante pour le recuit

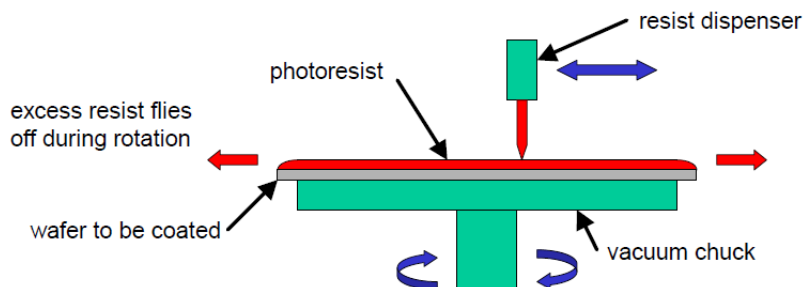


FIGURE 2.12 – Processus du “spin coating” de la photorésine [22]

Étape (5) : le pré-recuit (soft bake)

Cette opération consiste à placer le wafer sur une plaque chauffante afin d'évaporer le solvant dans la photorésine la rendant ainsi plus dense (FIGURE 2.14).

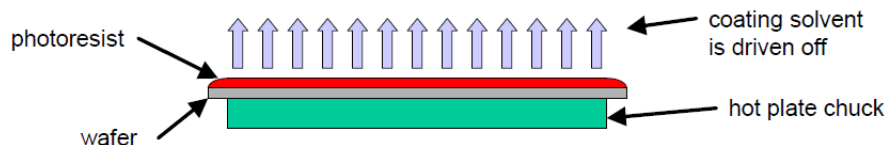


FIGURE 2.14 – Un pré-recuit du wafer enduit de photorésine [22]

Étape (6) : l'insolation et le développement de la photorésine (PR)

Un aligneur double face à contact (*i.e* : le masque est en contact physique avec le wafer) de type EVG620 est utilisé pour l'insolation de la photorésine (FIGURE 2.15), il est compatible avec des masques de 3” à 5” et des substrats de 2” à 4”. La densité d'énergie des rayons UV délivrée est de $300 \frac{MJ}{cm^3}$, la précision de la face supérieure est de 0,5 μm et celle de la face inférieure est de 1 μm .

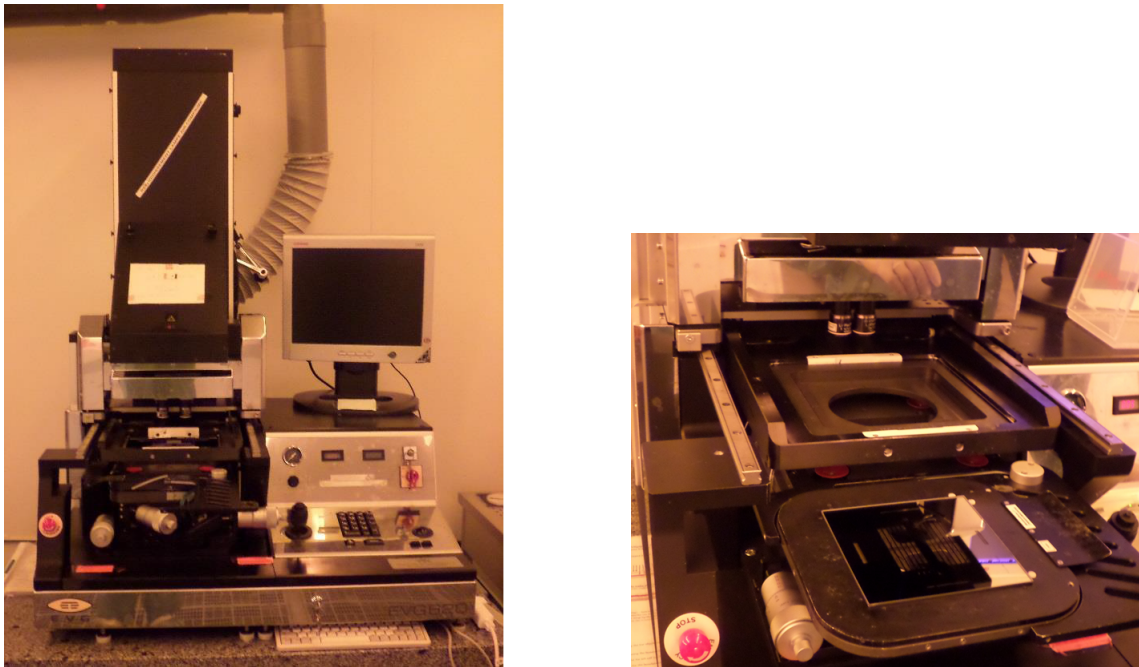


FIGURE 2.15 – Aligner de masques double-face à contact de type EVG620

Les parties de la résine non protégées (non occultées par les parties opaques du masque) sont exposées aux rayons UV créant ainsi une image latente sur la couche de photorésine.

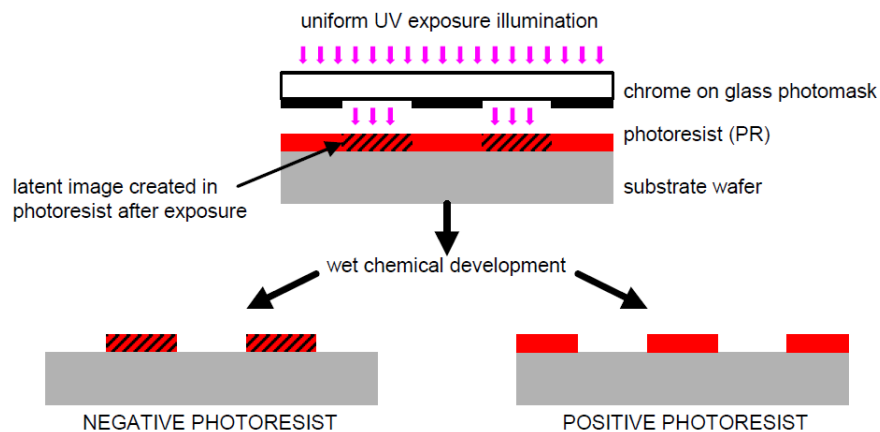


FIGURE 2.16 – Alignement, insolation et développement humide de la photorésine [22]

Par la suite, l'ensemble est plongé dans une solution de "révélateur de résine" de type AZR 400K avec un dosage [1 :4]. Dans le cas d'une photorésine positive, les parties non protégées pendant l'insolation seront dissoutes dans le bain (FIGURE 2.16). Après développement, le wafer est rincé à l'eau déminéralisée et séché à l'azote.

Étape (6) : le post-recuit (hard bake)

Il peut être effectué soit par un four à convection ou une plaque chauffante (utilisée pour une résine simple face), il permet d'enlever les dernières traces du solvant et ainsi mieux fixer le film de photorésine sur le substrat.

Étape (7) : la gravure sèche profonde par ions réactifs (DRIE)

C'est une variante de la gravure sèche par ions réactifs, qui permet des gravures de profondeurs supérieures à $100\ \mu\text{m}$. Elle est réalisée par le biais du procédé Bosch qui alterne entre gravure et passivation du substrat comme illustré sur la FIGURE 2.17. Une première étape de gravure chimique par ions du substrat de silicium est réalisée à l'aide d'un gaz fluoré SF_6 . Elle est suivie d'une étape de passivation chimique fluorocarbonée caractérisée par un dépôt d'un polymère sur les flancs et le fond de gravure à l'aide d'un gaz C_4F_8 .

En effet, après avoir permis la gravure du substrat silicium pendant quelques secondes, le gaz SF_6 est immédiatement pompé hors de la chambre. Cette opération est suivie par l'admission du gaz C_4F_8 pendant quelques secondes. Un film de téflon se dépose alors sur la partie déjà gravée jouant ainsi le rôle de couche de passivation. Puis, le gaz SF_6 est ré-injecté dans la chambre de gravure et le cycle recommence.

Pour ce type de procédé, le substrat est maintenu à une température constante égale à $10\ ^\circ\text{C}$. Le processus est réitéré jusqu'à gravure complète sur toute l'épaisseur du wafer en silicium de $500\ \mu\text{m}$, de manière à obtenir un bloc de microplots agencés en quinconce sur un socle en verre et des parois latérales qui délimitent le volume de gaz dans le microdispositif.

La gravure entière du substrat en silicium permet d'isoler les microplots les uns des autres et permet de réduire la conduction axiale qui subsiste en plus faibles proportions via le support en verre borosilicate de conductivité $\lambda = 1,2\ \text{W/m K}$.

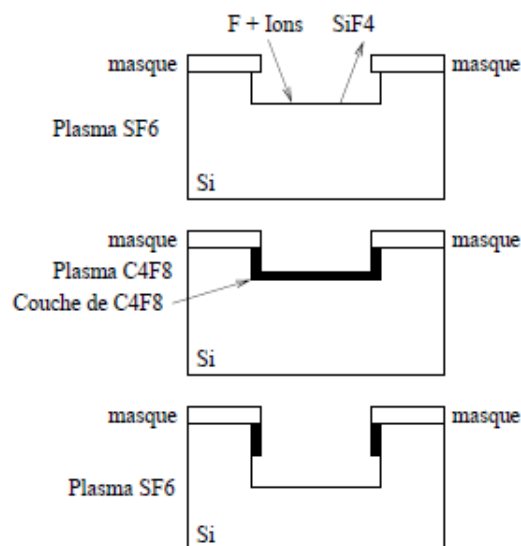


FIGURE 2.17 – Principe du procédé de Bosch à plasma pulsé [112]

La machine utilisée pour la gravure sèche profonde (DRIE) est de type Deep RIE Alcatel A601E présentée sur la FIGURE 2.18 .



FIGURE 2.18 – Machine pour DRIE

Étape (8) : le décapage de la résine

A ce stade, il revient de nettoyer le substrat de la résine restante. Pour ce faire, l'ensemble est plongé dans un bain d'acétone (ou d'éthanol) afin d'enlever le film de résine restante en surface du substrat, il est ensuite rincé à l'eau déminéralisée et séché à l'azote.

Étape (9) : le perçage des ouvertures sur le couvercle en verre

Afin de réaliser les ouvertures pour les ports d'instrumentation et de connectique pour la micropuce "régénérateur", nous avons adopté une première approche de gravure chimique humide par l'acide fluorhydrique tamponné BHF.

Un double-film en chrome/or d'épaisseurs respectivement égales à 20 nm et 200 nm est appliqué pour protéger les parties non gravées du wafer de quartz.

Ce type de gravure étant isotrope, les ouvertures obtenues dépassent le diamètre $\phi = 1,5\text{ mm}$, initialement prévu, à cause des sous gravures au niveau des parois (FIGURE 2.19). Ceci étant, nous avons choisi d'explorer la technique de perçage par ultrasons qui s'est avérée lente mais nettement plus précise (FIGURE 2.20).

Étape (10) : la soudure anodique verre/silicium

Les deux wafers sont précautionneusement alignés pour une seconde soudure anodique qui est effectuée pour assembler le couvercle verre borosilicate et le socle incrusté de

microplots gravés en silicium.

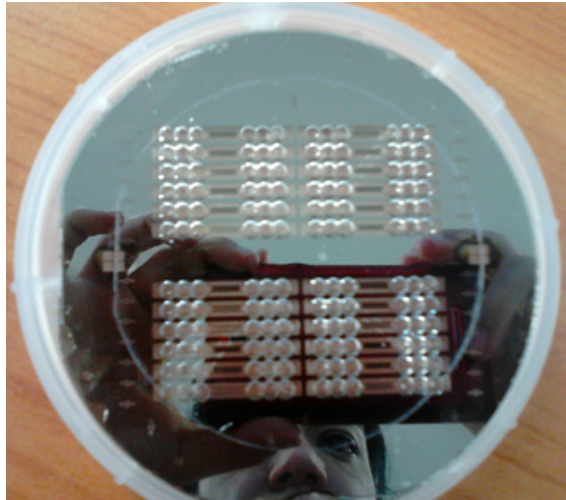


FIGURE 2.19 – Wafer avec ports percés par gravure humide BHF

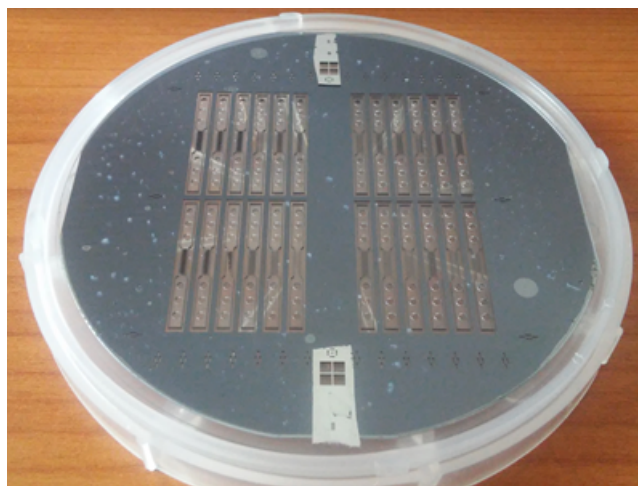


FIGURE 2.20 – Wafer avec ports percés par ultrasons

Étape (11) : découpe à la scie

Cette opération consiste à découper le stack de wafers verre/silicium/verre afin de libérer les micropuces du régénérateur (FIGURE 2.23).



FIGURE 2.21 – Scie de précision de type DISCO DAD 321

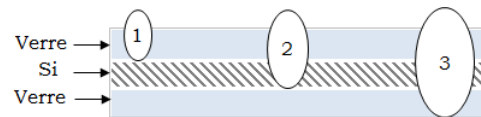


FIGURE 2.22 – Découpe en triple passe

Une scie de précision de type DISCO DAD 321 est utilisée à cet effet (FIGURE 2.21), la profondeur de découpe maximale étant de 3,2 mm. Le stack de wafers, d'épaisseur 1,5 mm, est collé sur un film adhésif (qui se décolle après insolation aux UV) puis maintenu par le vide pour la découpe moyennant une lame annulaire de diamètre $\phi_{lame} = 56\text{ mm}$, de largeur $l_{lame} = 200\ \mu\text{m}$ refroidie par de l'eau. Comme il s'agit d'un stack de wafers, la découpe s'effectue en double ou triple passe (FIGURE 2.22) avec une avance de 0,2 m/s et une vitesse de rotation de 30000 tr/min. Un zoom sur la région des microplots est représenté sur la FIGURE 2.24.



FIGURE 2.23 – Micropuce régénérateur après découpe

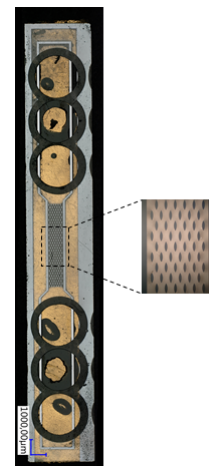
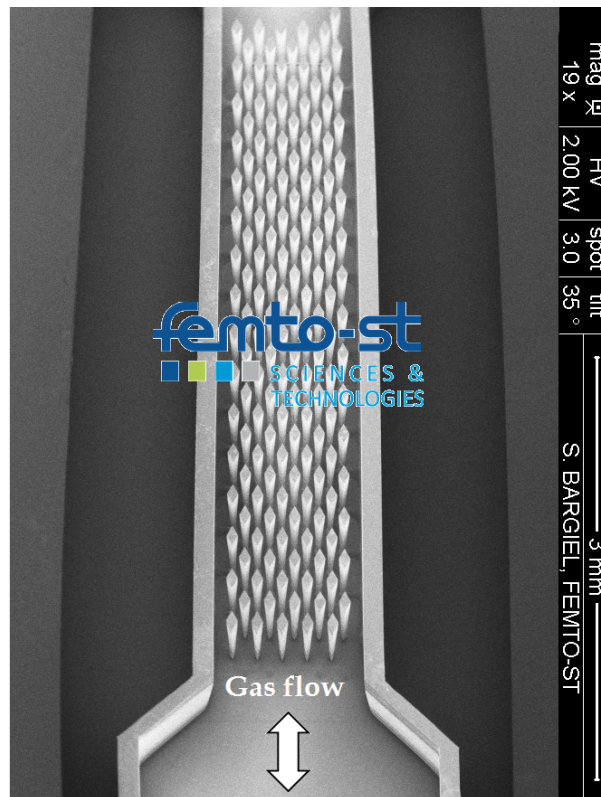


FIGURE 2.24 – Zoom sur les microplots dans le microrégénérateur

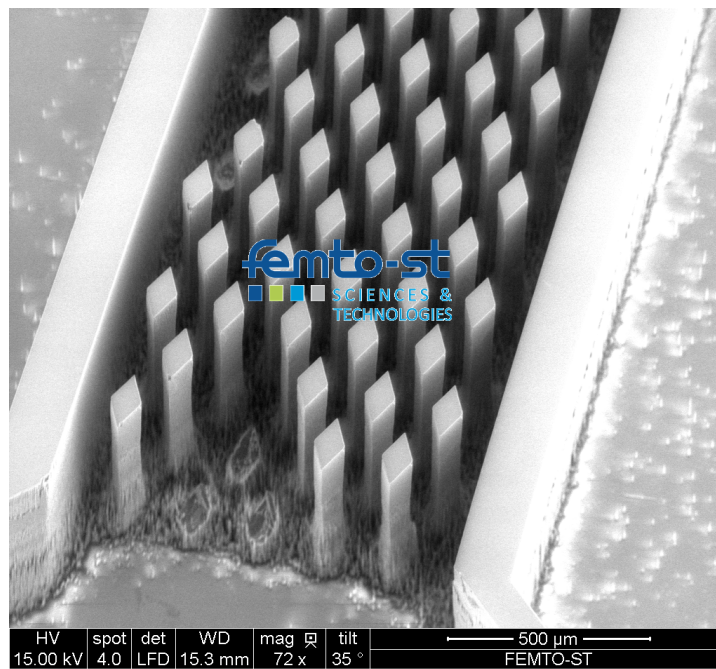
Des photos de microscope à balayage électronique MEB des différentes structures gravées sur le wafer de silicium sont présentées sur la FIGURE 2.26.

Il est à préciser à cet effet, que la gravure des microplots sur le substrat en Silicium a été particulièrement compliquée à cause de la profondeur des tranchées à réaliser. En effet, une profondeur de 500 μm nécessite plusieurs cycles de gravure/passivation ce qui accentue l'effet scalloping inhérent au procédé Bosch. La présence du socle en verre affecte l'étape de thermalisation ce qui détériore la qualité de la gravure et conduit au phénomène "under-etching", sous l'effet duquel la microstructure s'amincit progressivement vers sa base jusqu'à se détacher complètement du substrat (FIGURE 2.26, (e)).

Une coupe transversale du canal est représentée sur la FIGURE 2.27, nous remarquons que l'état de surface des microplots est relativement lisse ($Ra < 2 \mu\text{m}$) lisse avec une faible dégradation au niveau du socle. La soudure anodique verre/silicium est correctement réalisée malgré le très léger tassement constaté aux points de contact verre/silicium (FIGURE 2.28).

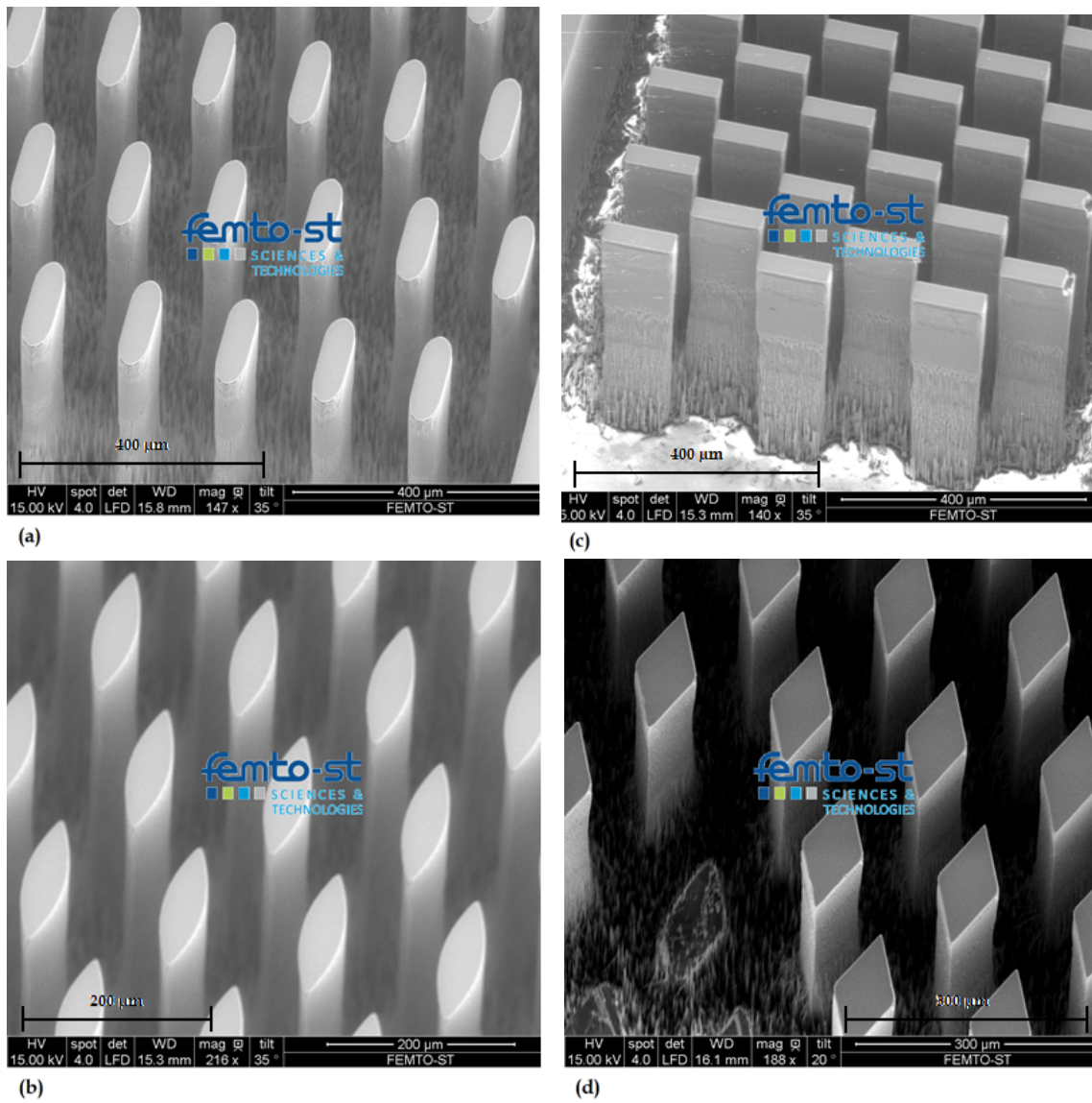


(a)



(b)

FIGURE 2.25 – Photos MEB du (a) mini canal intégrant des microplots en forme de losange (b) zoom sur des micro-plots arrachés suite aux effets “under-etching”



Légende	
(a)	Microplots en forme de rectangle à bouts arrondis
(b)	Microplots en forme de lentilles
(c)	Microplots en forme de rainures extrudées
(d)	Microplots en forme de losanges

FIGURE 2.26 – Photos MEB des microplots gravés en silicium

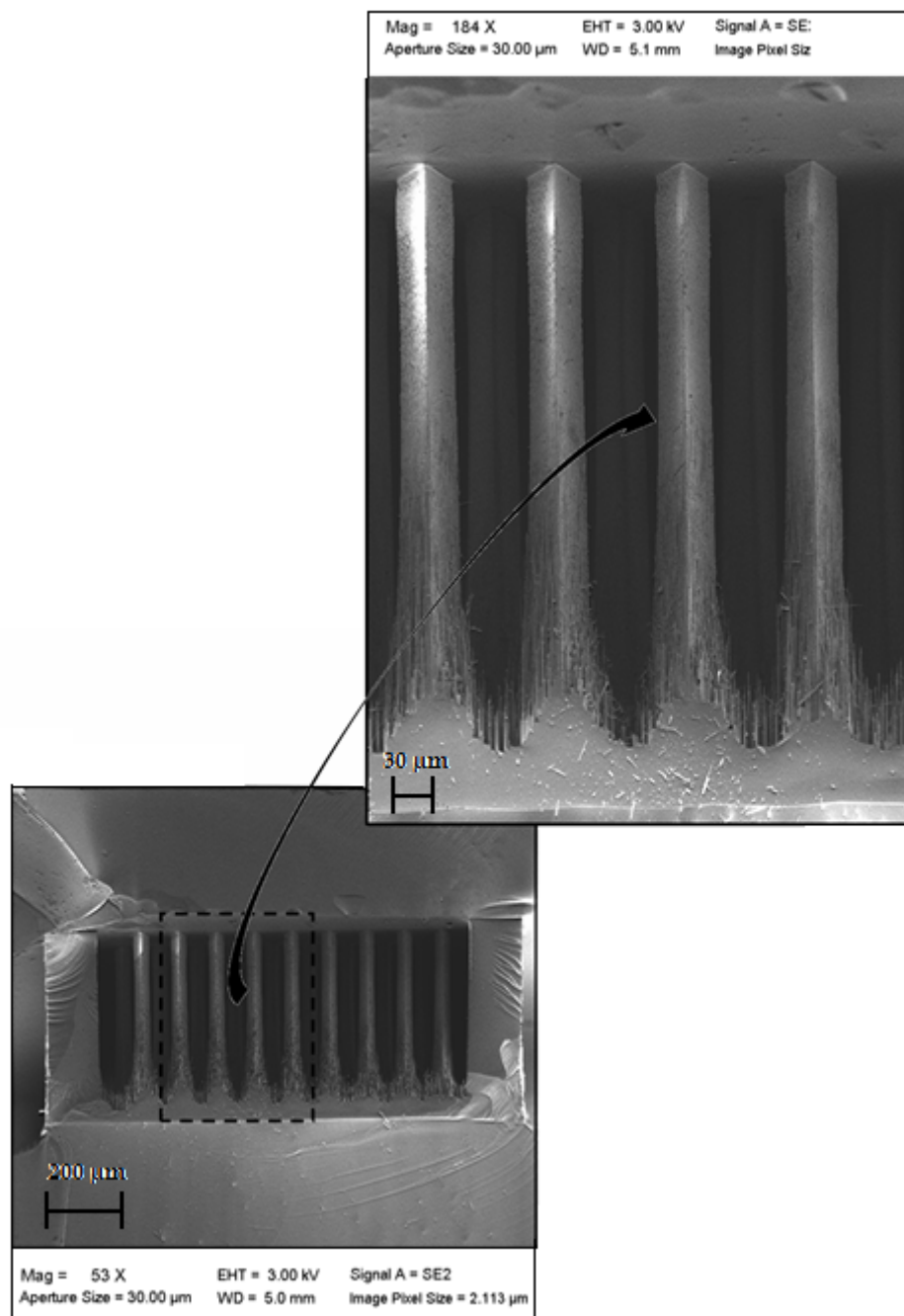


FIGURE 2.27 – Photo MEB d’une section droite du microrégénérateur avec un zoom sur la matrice de microplots disposés en quinconce

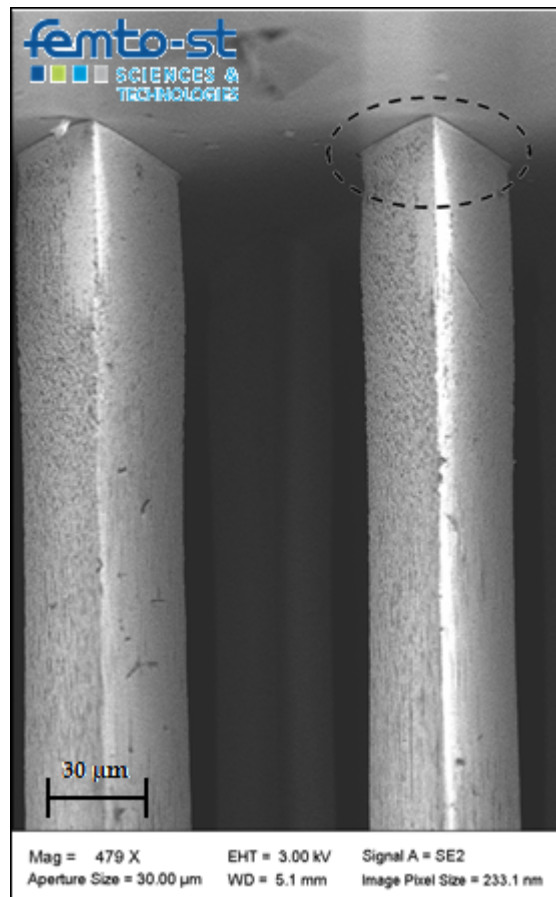


FIGURE 2.28 – Photo MEB de l'interface verre/Silicium

Nous allons aborder dans la section qui suit la procédure de fabrication du régénérateur millimétrique par impression 3D ainsi que les contraintes inhérentes à ce type de procédé.

2.2.2/ RÉGÉNÉRATEUR MILLIMÉTRIQUE

Le régénérateur millimétrique a été réalisé par un procédé de fabrication additive. Il s'agit d'une technique de prototypage rapide où le matériau utilisé est de la résine photodurcissable.

Deux variantes d'échantillons ont été réalisées :

- une première variante monobloc,
- une seconde variante multi-blocs constituée respectivement par un socle intégrant des plots et un couvercle. Notons que cette répartition a permis de métalliser la surface des plots, notamment les flancs. En effet, une première couche d'accroche en chrome a été appliquée aux surfaces suivie d'un dépôt en cuivre afin d'améliorer les caractéristiques thermiques à l'interface (notamment la conductivité). Ensuite, le couvercle a été placé sur le canal.

Le procédé de fabrication additive consiste à fabriquer une pièce par ajout de matière, l'intérêt de recourir à un tel procédé réside dans la possibilité de réaliser des formes complexes difficiles à obtenir par usinage standard dans une durée de temps relativement réduite.

L'impression 3D de la maquette procède par Modelage à Jets Multiples (MJM). La pièce est construite par une succession de strates, lesquelles sont formées par un dépôt de fines gouttelettes de résine photosensible sur un lit d'impression en suivant un modèle contenu dans un fichier de CAO 3D au format .STL.

Les micro-gouttelettes sont distribuées via une tête d'impression. Une lampe UV montée sur la tête d'impression polymérise les gouttelettes éjectées. Dans le cas de pièces relativement complexes (*i.e* : non planes qui renferment des inclusions ou encore des cavités), il est nécessaire de construire en simultanément un support pour soutenir la pièce, il sera éliminé après fabrication (FIGURE 2.29). Ce procédé de fabrication permet d'obtenir théoriquement des pièces avec une grande finesse de détails, une surface lisse et une haute précision. Les pièces ainsi fabriquées restent sensibles à la lumière, à la chaleur et sont peu résistantes aux sollicitations mécaniques.

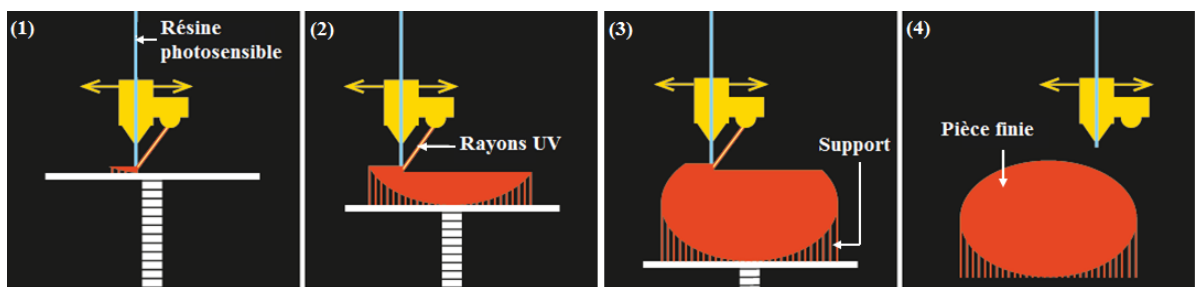


FIGURE 2.29 – Procédé de fabrication par Modelage à Jets Multiples (MJM) [159]

L'imprimante 3D utilisée pour la fabrication des échantillons est une imprimante professionnelle de type ProJet™ HD 3500. Le pas de stratification est de 0,2 mm tandis que l'épaisseur des couches déposées est de 32 μm pour une résolution de 375 x 375 x 790 DPI (xyz). La précision typique de la machine est de l'ordre de 0,1 - 0,2 % des dimensions de la pièce. Il convient de préciser, à cet effet, que pour garantir une tenue mécanique satisfaisante de la pièce à fabriquer, il faut que la cote minimale à reproduire χ soit de l'ordre $\chi \geq 0,6 \text{ mm}$.

La résine photosensible utilisée pour la fabrication du régénérateur millimétrique est de type "Visijet (M3) Crystal" tandis que le support est formé par de la paraffine de type "Visijet S300".

Après fabrication, étant donné que les pièces sont creuses à l'intérieur (traversées par le canal intégrant les plots), il a fallu procéder à leur décirage afin d'enlever le support en paraffine qui obstrue les interstices au sein du canal. Pour ce faire, les pièces ont été plongées dans un bain d'isopropanol chaud de température $T_{\text{bain}} = 55^\circ\text{C}$ pendant une heure afin de dissoudre la paraffine polymérisée. Le rinçage est effectué jusqu'à disparition complète de la paraffine.

Cette étape franchie, nous procédons à la métallisation des pièces multi-blocs. Une gravure sèche par ions réactifs à 40 W sous 600 sccm (centimètre cube par minute sous les conditions standards) d'argon et $1,2 \cdot 10^{-2}$ mbar a été effectuée pendant 5 min. Un premier dépôt à 300 W de chrome (Cr) faisant office de couche d'accroche a été réalisé pendant 2 min, lequel est suivi par un second dépôt de cuivre à 500 W pendant 2 cycles de 10 min avec 30 min de pompage entre les deux dépôts effectués en mode rotatif alternatif pour limiter l'échauffement des pièces. L'épaisseur finale du dépôt mesurée pour les faces horizontales est d'environ $\sim 800 - 820 \text{ nm}$ contre la moitié ($\sim 400 - 410 \text{ nm}$) pour les flancs.

Des images au microscope pour les plots métallisés sont présentés sur les FIGURES 2.30 (a), (b) et (c) :

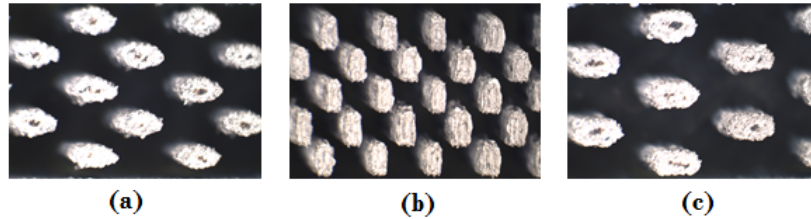


FIGURE 2.30 – Plots millimétriques métallisés : (a) lentilles (b) rainures extrudées (c) rectangles à bouts arrondis

On relève une certaine rugosité visible sur les surfaces des plots inhérente à la résolution de la machine d'impression 3D ($Ra < 2 \mu m$) ce qui peut engendrer une perte de charge plus importante dans l'écoulement mais aussi contribuer à l'intensification des transferts thermiques entre le fluide et la paroi en accélérant la transition à la turbulence. Les maquettes de régénérateurs réalisées sont présentées sur la FIGURE 2.31, (à droite de la photo des configurations en monoblocs et à gauche celles en multi-blocs métallisés) :

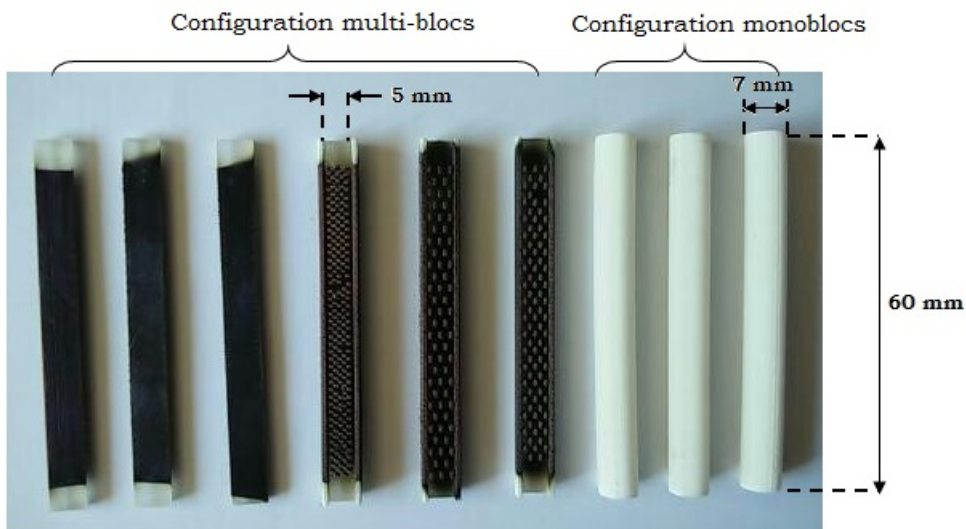


FIGURE 2.31 – Échantillons des régénérateurs millimétriques fabriqués par Modelage à Jets Multiples (MJM)

La gamme de températures pour laquelle les pièces réalisées en acrylate sont exploitables est relativement limitée puisque la température de ramollissement du matériau est de l'ordre de $65^\circ C$, néanmoins cela reste suffisant pour des essais préliminaires de caractérisation du régénérateur puisque l'étude est effectuée dans le contexte d'un moteur thermique Stirling pour la récupération d'énergie perdue à basses températures $\leq 250^\circ C$. Des zones tampons sont également prévues sur le banc d'essai en amont/aval du régénérateur millimétrique pour la mise en place de sondes de mesures de vitesses, pressions et températures (FIGURES 2.32, 2.33).

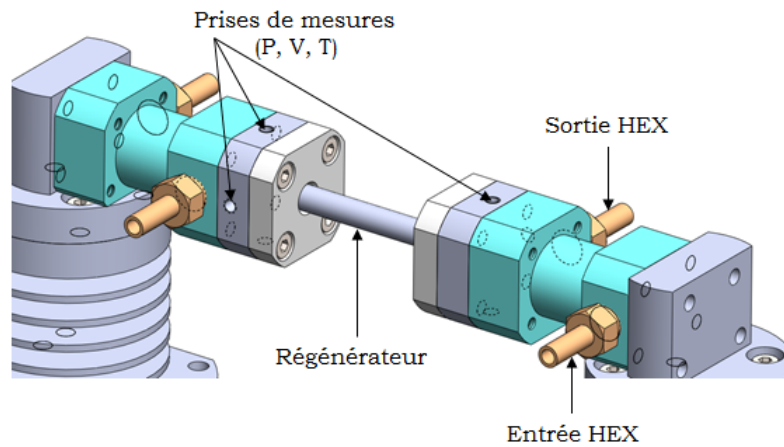


FIGURE 2.32 – Emplacement de l'instrumentation sur le banc d'essai

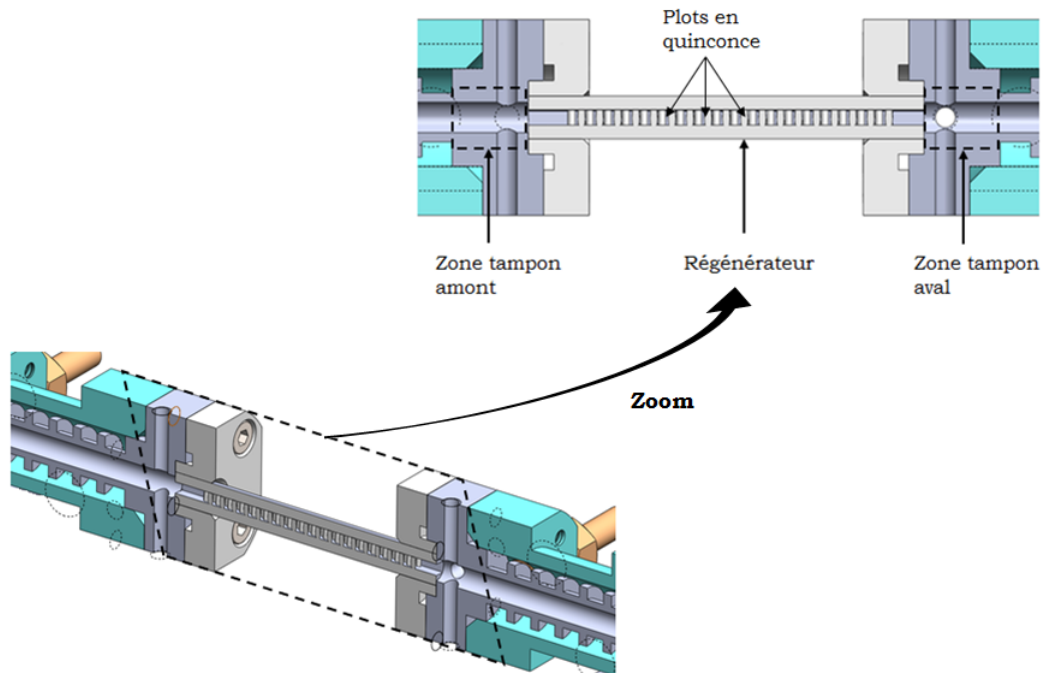


FIGURE 2.33 – Zones tampons en amont/aval du régénérateur millimétrique

CONCLUSION

Suite à l'étude bibliographique du premier chapitre, nous avons adopté certains critères permettant la conception de régénérateurs en termes de géométries et de matériaux. Dans ce second chapitre, nous avons envisagé la réalisation de deux régénérateurs de dimensions différentes (micrométriques et millimétriques) afin d'aborder la transition d'échelle en termes de fluidique et de transferts de chaleur en écoulements alternés oscillants.

La conception du régénérateur micrométrique a été dictée par le mode de microfabrication qui utilise la technologie MEMS déployée au sein de la plateforme de nano et microtech-

nologie MIMENTO de l'institut FEMTO-ST. Ce procédé privilégie les structures planes de type "wafer level" ce qui sous-tend le choix d'une géométrie de canal intégrant des microplots.

Le microrégénérateur est formé par une succession de couches : une première couche en verre qui sert de socle suivie d'une seconde couche en silicium dans laquelle seront sculptés les microplots par gravure sèche profonde à ions réactifs (DRIE) et une troisième couche en verre qui sert de couvercle pour la structure. Notons à cet effet que l'étape de gravure des microplots a été extrêmement compliquée (arrachement de quelques microplots par effet "under-etching") étant donné que la profondeur des tranchées à graver était relativement élevée, de l'ordre de 500 μm .

Les microrégénérateurs se présentent ainsi sous la forme d'un parallélépipède microstructuré composé d'ailettes (microplots en silicium) dont les dimensions globales hors tout sont 6 mm de long et de 1 mm de large. Ces microrégénérateurs présentent ainsi une porosité qui varie de 0,8 à 0,9. Ces régénérateurs peuvent être équipés de capteurs de pression et de température (gaz) à chaque extrémité.

Un prototype millimétrique du régénérateur a été élaboré afin d'étudier les effets d'échelle lors de la transition milli-micro. Les dimensions plus importantes de ce type de régénérateur permettent la mise au point d'une instrumentation plus aisée sur le banc de test. Les lois de similitudes en écoulement unidirectionnel ont servi de tremplin théorique lors de la miniaturisation. Les échantillons du régénérateur millimétrique ont été réalisés par la technique d'impression 3D, le matériau utilisé est une variante de polymère acrylate. Les échantillons obtenus sont réguliers et l'état de surface relevé est tributaire de la résolution de la machine. Notons tout de même la limitation en température inhérente au matériau utilisé puisque la température de ramollissement de l'acrylate avoisine 65 °C.

Dans le chapitre suivant, nous allons simuler numériquement en 2D sous le logiciel ANSYS FLUENT des écoulements respectivement permanent et oscillants sinusoïdaux de gaz au sein des micro et milli-régénérateurs.

SIMULATIONS NUMÉRIQUES D'UN ÉCOULEMENT OSCILLANT DE GAZ

INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous allons aborder la modélisation et la simulation numérique 2D d'un écoulement de gaz au sein d'un régénérateur thermique de moteur Stirling. L'étude numérique est réalisée à l'aide du logiciel commercial de dynamique des fluides ANSYS Fluent. La géométrie d'étude est réalisée sous le logiciel CAO Solidworks puis exportée sous ANSYS Workbench pour la définition des conditions aux limites du domaine d'étude (ANSYS Design modeler) et la génération du maillage (ANSYS Mesher).

Les simulations sont réalisées à deux échelles différentes : pour le régénérateur micrométrique, seuls des écoulements isothermes permanents unidirectionnels sont simulés tandis que pour le régénérateur millimétrique des écoulements isothermes et en présence d'un gradient thermique ont été simulés pour des régimes d'écoulements permanents unidirectionnels et oscillants sinusoïdaux.

Les régénérateurs étudiés sont de géométries lenticulaires de porosités respectivement égales à $\varepsilon = 0,8; 0,85; 0,9$, les fréquences de l'écoulement varient entre $f = 2 \rightarrow 10 Hz$ et l'écoulement au sein du système est maintenu à pression constante égale à la pression atmosphérique $P_{amb} = 1,01325 bar$.

Cette première approche numérique permet d'étudier la physique de l'écoulement au travers du régénérateur notamment en termes de pertes de charge et de transferts thermiques. Les résultats du modèle numérique adopté seront confrontés aux résultats des essais expérimentaux menés sur les prototypes de régénérateurs simulés, ce qui explique le choix des gammes de débits et de fréquences d'écoulements utilisés pour les simulations numériques.

3.1/ PRÉSENTATION DU SOLVEUR ANSYS FLUENT

3.1.1/ PRÉSENTATION DU SOLVEUR

Malgré la multitude des codes existants dédiés à la simulation numérique en mécanique des fluides, le solveur ANSYS Fluent reste l'un des logiciels les plus utilisés dans les milieux industriels et universitaires. Il permet de convertir les équations générales de transport en équations algébriques qui peuvent être résolues numériquement. L'algorithme qu'il emploie dans la résolution des équations de Navier Stokes repose sur la méthode des volumes finis.

Cette méthode de résolution consiste à intégrer, sur des volumes élémentaires, les équations de transport locales ce qui permet de traiter des géométries complexes avec une détermination plus flexible des conditions aux limites de type Neumann (fréquemment rencontrées pour des transferts conducto-convectifs pour une densité de flux thermique imposée à la paroi).

3.1.2/ ALGORITHME DE RÉOLUTION

Le solveur résout les équations non-linéaires séquentiellement par méthodes itératives. De ce fait, une boucle séquentielle de calculs qui comprend respectivement la mise à jour des propriétés thermophysiques du fluide (masse volumique, viscosité, chaleur spécifique), la résolution des équations de Navier-Stokes, la résolution de l'équation de l'énergie et l'étude de convergence est lancée pour chaque itération jusqu'à ce que le critère de convergence numérique fixé en amont soit atteint [161].

Les calculs ont été réalisés sous le cluster Lumière disponible au MÉSOCENTRE de calculs de Franche-Comté qui fait partie intégrante des ressources informatiques dont dispose l'Université de Franche-Comté (UFC). A titre informatif, les principales caractéristiques techniques du cluster Lumière sont :

- nombre de nœuds : 135 ;
- nombre de cœurs : 2080 ;
- mémoire de stockage : 8,2734 To ;
- puissance de calcul processeur CPU : 67258 Gflops ;
- puissance de calcul processeur graphique GPU : 8253 Gflops.

3.2/ MODÉLISATION DE L'ÉCOULEMENT AU SEIN DU RÉGÉNÉRATEUR

La modélisation de l'écoulement au sein du régénérateur s'effectue en quatre étapes :

- définition de la géométrie d'étude,
- création du maillage,
- choix des conditions initiales et définition des conditions aux limites,
- établissement du schéma numérique de résolution des équations de transport.

Nous allons développer, ci-après, les différentes étapes nécessaires à la modélisation de l'écoulement d'un gaz au sein du régénérateur en régime unidirectionnel permanent et en régime oscillant sinusoïdal.

3.2.1/ DÉFINITION DE LA GÉOMÉTRIE

La géométrie du domaine d'étude a été simplifiée par rapport à la configuration réelle pour des contraintes techniques en termes de ressources de calculs octroyées par utilisateur notamment en espace mémoire et en puissance de calculs (*i.e* : nombre de nœuds et de cœurs par utilisateur).

Les géométries ont été conçues, en première étape, sous le logiciel CAO Solidworks puis importées sous ANSYS Design Modeler pour spécifier les interfaces du domaine d'étude, définir les zones fluides/solides et délimiter les interfaces de chauffage et de refroidissement équivalentes aux échangeurs chaud et froid.

Les simulations numériques sont réalisées respectivement pour les régénérateurs micrométrique et millimétrique formés par un canal fluide intégrant une matrice de plots de forme lenticulaire pour des porosités variables $\varepsilon = 0,8 \rightarrow 0,9$.

Régénérateur micrométrique

Un écoulement permanent unidirectionnel au travers du régénérateur micrométrique a été simulé en 2D sous ANSYS Fluent. La géométrie du domaine d'étude est formée par une structure périodique de minicanal intégrant des microplots en présence de zones tampons (FIGURE 3.1).

L'ajout des zones tampons (FIGURE 3.2) au domaine d'étude permet d'inhiber les effets de bords potentiels et de prévenir des soucis d'instabilités numériques lors de la résolution des équations de transport dans l'écoulement.

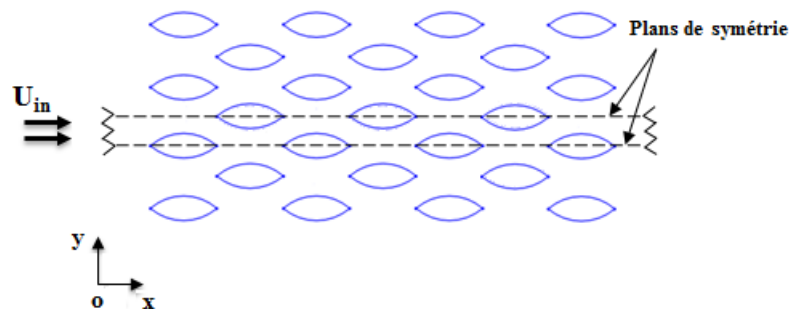


FIGURE 3.1 – Structure périodique du micro-régénérateur

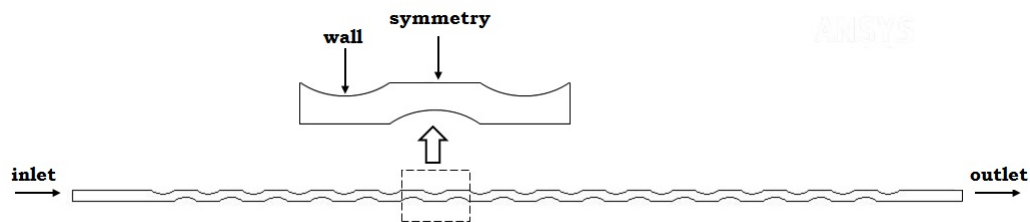


FIGURE 3.2 – Zoom sur le domaine fluide simulé pour le micro-régénérateur

Régénérateur millimétrique

Pour le régénérateur millimétrique, des simulations en écoulement unidirectionnel permanent et écoulement oscillant sinusoïdal ont été réalisées. Pour l'écoulement unidirectionnel permanent, seul le régénérateur formé par le canal fluide intégrant la matrice de plots est simulé.

Des zones tampons situées en amont/aval du régénérateur ont été rajoutées au domaine fluide pour éviter les éventuels effets de bords notamment le “reversing flow” et assurer ainsi la stabilité numérique de la solution (FIGURE 3.3). Les essais numériques sont réalisés avec une porosité $\varepsilon = 0,8; 0,85$ et $0,9$.

Dans le cas d'un écoulement oscillant sinusoïdal, le domaine d'étude comprend deux volumes de compression/détente où le piston est assimilé à une paroi mobile, deux échangeurs

thermiques chaud et froid (HHEX et CHEX), des zones tampons (ZT_aval et ZT_amont) et un régénérateur de porosité $\varepsilon = 0,8$ (FIGURE 3.4).

La modélisation de l'écoulement en 2D suppose une géométrie plane avec une même profondeur pour le domaine fluide. En l'occurrence, la configuration réelle du domaine fluide "V_{Chaud} - HEX - ZT" est de géométrie cylindrique tandis que le domaine "régénérateur" est de géométrie rectangulaire (*i.e* : canal fluide).

Pour ramener tout le domaine fluide à une géométrie rectangulaire équivalente à une géométrie plane extrudée, nous avons décidé d'augmenter les diamètres des sections circulaires afin de les convertir en sections rectangulaires de manière à conserver les volumes balayés par les pistons par période et subséquentement à conserver les débits. La hauteur du canal fluide considérée est égale à celle du régénérateur à savoir $H_{canal} = 2,5\text{ mm}$.

Ceci induit une variation importante dans les rapports entre sections de passage, notamment pour les volumes chaud/froid et les tubes échangeurs (FIGURE 3.4). Après calculs, la paroi mobile faisant office de piston mesure 125 mm de largeur au lieu de 20 mm de diamètre et les tubes échangeurs mesurent 7,8 mm de largeur au lieu de 5 mm de diamètre initialement.

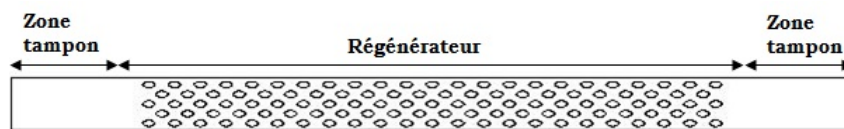


FIGURE 3.3 – Domaine d'étude en régime unidirectionnel permanent

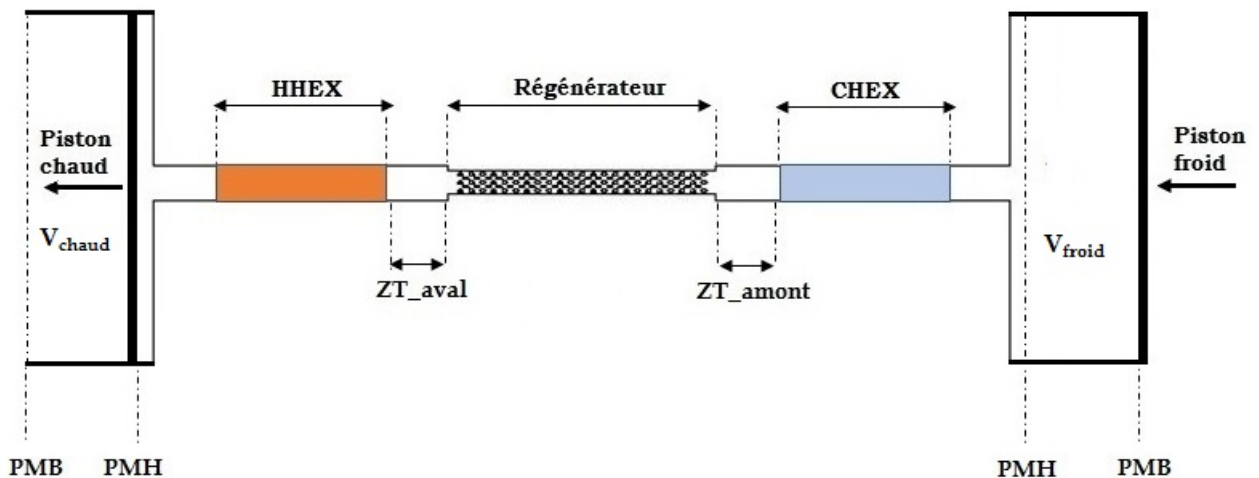


FIGURE 3.4 – Domaine d'étude en régime oscillant

3.2.2/ GÉNÉRATION DU MAILLAGE

Le maillage du domaine d'étude a été créé par le logiciel ANSYS Meshing. Le choix du type de maillage triangulaire ou hybride a été conditionné par la géométrie du domaine d'étude.

En effet, un maillage destructuré triangulaire de type couche limite a été adopté pour le régénérateur (FIGURE 3.8) tandis qu'un maillage structuré quadrangulaire a été généré pour le domaine fluide des volumes chaud et froid et des tubes échangeurs.

La discrétisation spatiale et temporelle du maillage doit respecter des critères définis pour une première appréciation de l'adéquation du maillage adopté.

Discrétisation spatiale

La taille minimale de maille créée doit vérifier les critères suivants :

- Pour un écoulement laminaire unidirectionnel suivant (o, \vec{x}) à faible nombre de Reynolds et pour une description adéquate du gradient de vitesse, il faut ajuster la taille minimale des mailles adjacentes à l'interface du côté fluide (FIGURE 3.5) de manière à ce que la distance entre son centre et la paroi soit égale à y_p [162] avec :

$$y_p \sqrt{\frac{u_\infty}{\nu_f x}} \leq 1 \quad (3.2.1)$$

Avec :

- y_p : distance entre la paroi et le centre de la cellule adjacente côté fluide qui correspond à l'épaisseur locale de la couche limite visqueuse ($y_p = \delta_{dyn}$);
- ν_f : viscosité cinématique du fluide;
- u_∞ : vitesse de l'écoulement moyen;
- x : distance parcourue le long de l'interface depuis le début de formation de la couche limite.

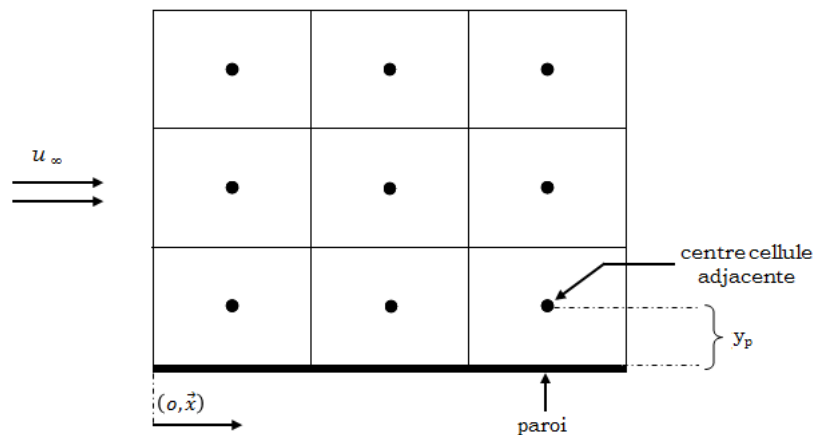


FIGURE 3.5 – Distance minimale de la paroi pour détecter la couche limite laminaire dans l'écoulement

Notons également qu'en écoulement périodique oscillant, l'épaisseur de couche limite visqueuse est calculée comme suit [133] :

$$\delta_{dyn} = \sqrt{\frac{2\nu_f}{\omega}} \quad (3.2.2)$$

avec ν_f la viscosité cinématique du fluide et ω la pulsation de l'écoulement oscillant.

- Pour un écoulement interne permanent au sein d'un canal fluide, l'écoulement devient transitoire pour un nombre de Reynolds $Re_{Dh,max} \geq 2000$ (limite du régime laminaire) défini par l'équation 3.2.8. Cette valeur marque le début d'une zone de transition avec formation de structures tourbillonnaires qui perdurent jusqu'à atteindre le régime pleinement turbulent pour un nombre de Reynolds $Re_{Dh,max} \geq 10^4$ [136].

A cet effet, un modèle de turbulence $k - \epsilon$ standard est utilisé pour modéliser l'écoulement hors zone laminaire. Le critère à considérer dans la discrétisation spatiale dans le cas d'un écoulement turbulent, qui définit notamment la distance à la paroi, s'écrit (FIGURE 3.6) :

$$y^+ = \frac{y \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_f}}}{\nu_f} = \frac{y u_\tau}{\nu_f} \quad (3.2.3)$$

avec :

- τ_w : contrainte de cisaillement à la paroi,
- ρ_f : masse volumique du fluide,
- $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_f}}$
- y : la distance entre la paroi et le centre de la maille adjacente,
- ν_f : viscosité cinématique du fluide.

La FIGURE 3.6, présente la relation entre la vitesse adimensionnelle u^+ de l'écoulement et la distance y^+ sachant que :

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} = \frac{u}{\sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_f}}} \quad (3.2.4)$$

avec τ_w la contrainte de cisaillement à la paroi.

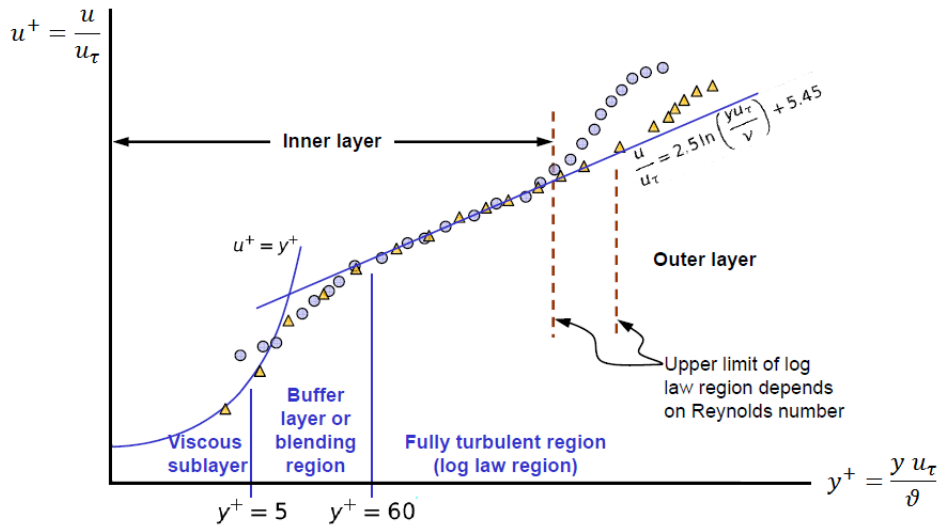


FIGURE 3.6 – Définition du paramètre y^+ [164]

Pour un modèle turbulent $k - \epsilon$ standard avec une condition de paroi “standard wall function”, rigoureusement parlant il est nécessaire de vérifier que $y^+ \geq 30$, néanmoins il suffit de vérifier que $y^+ \geq 11,225$ [71].

Le choix de ce type de modèle découle de sa robustesse et de sa convergence relativement rapide par rapport aux autres schémas de turbulence qu'offre ANSYS Fluent. Néanmoins, l'utilisation d'une loi de paroi suppose la négligence de la sous-couche visqueuse ainsi que la zone tampon dans le calcul de la couche limite turbulente (FIGURE 3.7).

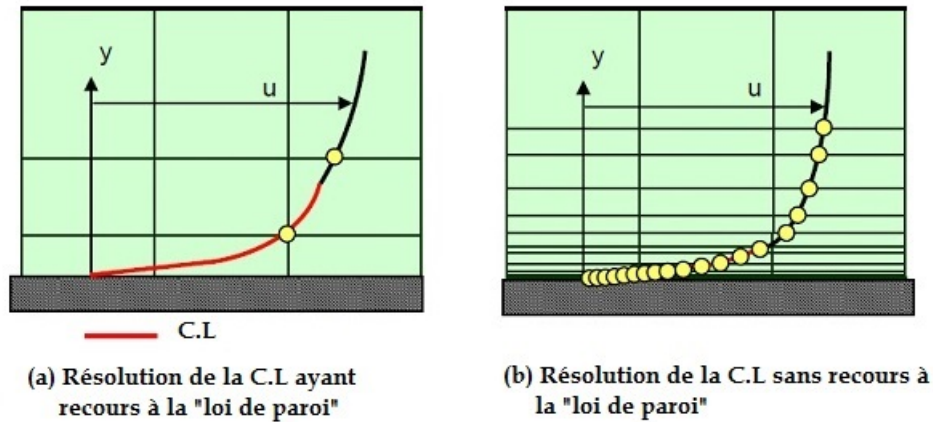


FIGURE 3.7 – Résolution de la couche limite turbulente via les deux approches : (a) avec “loi de la paroi” (b) sans “loi de la paroi” [71]

Discrétisation temporelle

En régime instationnaire, le choix du pas de temps pour la discrétisation temporelle est important pour assurer la stabilité numérique du schéma de résolution utilisé.

Pour un problème conducto-convectif et pour des nombres de Reynolds $Re_{Dh} \gg 1$, deux nombres adimensionnels sont à considérer [14] à savoir :

— le nombre de Fourier de maille, qui caractérise la diffusion thermique, défini par :

$$Fo_m = \frac{\Delta t}{\tau_d} = \frac{\alpha_f \Delta t}{\Delta x^2} \quad (3.2.5)$$

— le nombre de Courant de maille qui définit l'advection du champ de température et s'écrit :

$$Co_m = \frac{\Delta t}{\tau_c} = \frac{u \Delta t}{\Delta x} \quad (3.2.6)$$

avec Δt le pas de temps choisi, τ_d le temps de transport par diffusion de la maille, τ_c le temps de transport du champ de température entre deux mailles par convection, α_f la diffusivité thermique du fluide, u la vitesse de l'écoulement.

Idéalement, $Fo_m < 1$ et $Co_m < 1$, néanmoins pour des schémas implicites la stabilité est assurée tant que $Fo_m < 10$ et $Co_m < 10$ [14] ce qui représente l'intérêt majeur de recourir à ce type de schéma.

3.2.3/ SIMULATIONS NUMÉRIQUES SOUS ANSYS FLUENT

L'étude numérique d'un écoulement d'air au travers du régénérateur avec ou sans gradient thermique s'est effectuée à deux échelles différentes à savoir :

- le régénérateur micrométrique où l'écoulement est isotherme unidirectionnel permanent ;
- le régénérateur millimétrique où l'écoulement est considéré en un premier temps isotherme unidirectionnel permanent et en un second temps oscillant sinusoïdal avec et sans gradient thermique.

Ci-après nous allons préciser le modèle numérique ainsi que les paramètres de fonctionnement.

3.2.3.1/ RÉGÉNÉRATEUR MICROMÉTRIQUE

Dans le cas d'un écoulement de gaz, la réduction de la taille caractéristique d'un canal fluide peut s'accompagner d'une transition d'un milieu continu vers un milieu raréfié (le phénomène de raréfaction a été précédemment abordé dans le chapitre 1).

La modélisation de l'écoulement sous le solveur ANSYS Fluent s'appuie sur la résolution des équations de Navier Stokes qui ne sont valables qu'en milieu continu. A cet effet, l'hypothèse de milieu continu est valable pour un nombre de Knudsen $Kn < 10^{-2}$, pour la condition de milieu continu avec non-glissement à la paroi le nombre Knudsen est inférieur à $Kn < 10^{-3}$.

Rappelons l'expression du nombre de Knudsen défini par l'équation 3.2.7 :

$$Kn = \frac{\mu_f}{\rho_f D_h} \sqrt{\frac{\pi}{2 r T_f}} \quad (3.2.7)$$

avec ρ_f , μ_f et T_f sont respectivement la masse volumique, la viscosité dynamique et la température du fluide, D_h est le diamètre hydraulique du régénérateur et $r = \frac{R}{M}$ est la constante spécifique du gaz avec M la masse molaire du gaz et R la constante universelle des gaz.

Les valeurs du nombre de Knudsen de l'écoulement d'air pour un gradient thermique $\Delta T = 100^\circ\text{C}$, une pression $P_{amb} = 1 \text{ bar}$ et des porosités respectivement égales à $\varepsilon = 0,8$ et $\varepsilon = 0,9$ sont tabulées ci-dessous :

T_f [K]	ρ_f [kg.m^{-3}]	μ_f [$\text{kg.m}^{-1}\text{s}^{-1}$]	ε	D_h [10^{-6}m]	Kn
298	1,187	$1,838.10^{-5}$	0,8	268	$2,48.10^{-4}$
			0,9	622	$1,07.10^{-4}$
398	0,892	$2,272.10^{-5}$	0,8	268	$4,07.10^{-4}$
			0,9	622	$1,76.10^{-4}$

TABLEAU 3.1 – Calcul du nombre de Knudsen pour l'écoulement au sein du micro-régénérateur

D'après le TABLEAU 3.1, le nombre de Knudsen calculé est inférieur à $Kn < 10^{-3}$. On en déduit que l'hypothèse de milieu continu avec non glissement à la paroi est vérifiée.

Paramètres de simulation

Pour la simulation sous ANSYS Fluent de l'écoulement au sein du régénérateur micro-métrique, des conditions simplificatrices ont été considérées à savoir :

- le régime d'écoulement est unidirectionnel permanent isotherme ;
- le fluide est visqueux incompressible ;
- les propriétés thermophysiques du fluide sont constantes ;
- le régime d'écoulement est laminaire (cette condition sera vérifiée par les calculs) ;
- les forces de gravité sont négligées.

Le nombre de Reynolds maximal $Re_{Dh,max}$ de l'écoulement calculé à partir du diamètre hydraulique D_h du régénérateur et de la vitesse maximale $u_{max,reg}$ traversant la section de passage (FIGURE 3.8) s'écrit :

$$Re_{Dh,max} = \frac{u_{max,reg} D_h}{\nu_f} \quad (3.2.8)$$

Par conservation du débit, la vitesse maximale $u_{max,reg}$ du fluide qui traverse le faisceau de plots de diamètre D_{plot} (FIGURE 3.8) s'écrit :

$$u_{max,reg} = \frac{1}{A_{min}} (U_{in} A_{in}) \quad (3.2.9)$$

avec A_{min} section minimale de passage, A_{in} section d'entrée du canal et U_{in} vitesse moyenne débitante du fluide à l'entrée du minicanal. Dans notre cas d'étude, il s'agit d'un arrangement en quinconce avec :

$$\frac{S_T + D_{plot}}{2} < S_D \quad (3.2.10)$$

avec S_T l'entraxe transversal et S_D l'entraxe diagonal du faisceau de plots. La section de passage minimale A_{min} s'écrit alors [65] :

$$A_{min} = \frac{S_T - D_{plot}}{S_T} A_{in} \quad (3.2.11)$$

et la vitesse maximale au sein du faisceau de plots sera définie par :

$$u_{max,reg} = \frac{S_T}{S_T - D_{plot}} U_{in} \quad (3.2.12)$$

Rappelons à cet effet que la vitesse moyenne débitante à l'entrée du minicanal s'écrit :

$$U_{in} = \frac{\dot{Q}_v}{A_{in}} = \frac{\dot{Q}_v}{S_T H} \quad (3.2.13)$$

avec \dot{Q}_v le débit volumique du fluide entrant et H la hauteur du minicanal.

Le coefficient de perte de charge maximal $C_{f,max}$ de l'écoulement est défini par :

$$C_{f,max} = \frac{\Delta p_{max} D_h}{\frac{1}{2} \rho_f u_{max,reg}^2 L} \quad (3.2.14)$$

avec Δp_{max} la perte de charge maximale au travers du microrégénérateur, ρ_f la masse volumique du fluide et L la longueur du micro-régénérateur.

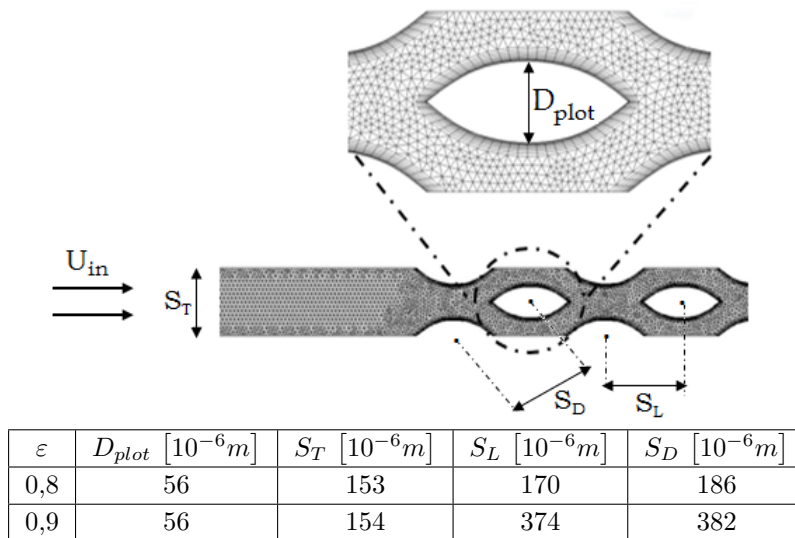


FIGURE 3.8 – Configuration 2D du domaine d'étude pour le micro-régénérateur

D'après différents travaux menés sur la transition entre régimes laminaire et turbulent pour un écoulement de gaz au travers de microcanaux [91], le nombre de Reynolds de transition minimal relevé dans la littérature $Re_{Dh,tr}$ est supérieur ou égal à 800, ce qui suppose que pour des valeurs inférieures l'écoulement de gaz est laminaire. Les valeurs correspondantes au nombre de Reynolds de l'écoulement d'air au sein du micro-régénérateur sont tabulées ci-après (TABLEAU 3.2) :

S_T [$10^{-6}m$]	D_{plot} [$10^{-6}m$]	ε	D_h [$10^{-6}m$]	U_{in} [$m.s^{-1}$]	$Re_{Dh,max}$
153	56	0,8	268	$9,65.10^{-2}$	2
				$4,18.10^{-1}$	11
				$7,08.10^{-1}$	18
				1,02	26
				1,32	34
				1,61	41
154	56	0,9	622	$9,65.10^{-2}$	6
				$4,18.10^{-1}$	25
				$7,08.10^{-1}$	42
				1,02	61
				1,32	78
				1,61	95

TABLEAU 3.2 – Calcul du nombre de Reynolds Re_{Dh} pour un facteur de forme $F.F = 0,3$ et des porosités $\varepsilon = 0,8; 0,9$

Le nombre de Reynolds calculé est largement inférieur à $Re_{Dh} \ll 800$, ce qui confirme le caractère laminaire de l'écoulement au sein du micro-régénérateur.

Description du modèle numérique : équations de Navier-Stokes

Compte tenu des hypothèses simplificatrices énoncées précédemment, les équations de Navier Stokes à résoudre sous ANSYS Fluent pour un écoulement laminaire incompressible

s'écrivent :

Equation de conservation de la masse

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.2.15)$$

Equation de conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j u_i) = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu_f \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (3.2.16)$$

Equation de la chaleur

$$\rho_f C_{p,f} \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} u_j T \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda_f \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \quad (3.2.17)$$

avec ρ_f la masse volumique du fluide, λ_f sa conductivité thermique, ν_f sa diffusivité thermique, η_f sa viscosité cinématique et p la pression statique dans l'écoulement.

Conditions aux limites

Les conditions aux limites imposées dans le cas d'étude du régénérateur micrométrique sont :

- “Velocity inlet” imposée à l'entrée du domaine fluide. L'amplitude ainsi que la direction de la vitesse sont définies. Dans le cas où l'équation de l'énergie est activée, la température d'entrée du fluide est également à préciser ;
- “Wall” avec une condition de non-glissement à la paroi imposée à l'interface fluide/solide, les parois sont considérées adiabatiques ;
- “Symmetry” est définie pour les plans de symétrie que comporte la géométrie modélisée. En effet, seule une portion du domaine fluide a été modélisée pour limiter le nombre de mailles et réduire ainsi le temps de calcul (FIGURE 3.1). Le gradient normal de toute variable d'étude au travers de cette interface est nul ;
- “Pressure outlet” imposée en sortie pour définir la pression relative statique du fluide sortant du domaine. En l'occurrence, le minicanal débouche à l'air ambiant. Dans le cas où l'équation de l'énergie est activée (en cas d'échange thermique ou d'écoulement compressible) la température de reflux du fluide est également à préciser.

Schéma de résolution

Le solveur utilisé est de type “pressure based” avec une condition de couplage vitesse-pression de type “coupled”, les schémas de discrétisations spatiales pour les équations d'énergie et de quantité de mouvement sont de type “second order upwind”.

3.2.3.2/ RÉGÉNÉRATEUR MILLIMÉTRIQUE

Comme précisé au début de ce chapitre, les simulations pour le régénérateur millimétrique ont été effectuées respectivement en écoulement permanent unidirectionnel et en écoulement oscillant sinusoïdal pour des fréquences allant de $f = 0 \rightarrow 10 \text{ Hz}$ et des porosités ε allant de $0,8 \rightarrow 0,9$, le facteur de forme étant égal à $F.F = 0,5$.

Paramètres de simulation

Régime permanent unidirectionnel

Les hypothèses simplificatrices suivantes ont été considérées :

- le régime d'écoulement est unidirectionnel permanent isotherme ;
- le fluide est visqueux incompressible ;
- les propriétés thermophysiques du fluide sont constantes ;
- les forces de gravité sont négligées.

En écoulement permanent unidirectionnel, les vitesses d'entrée U_{in} (équation 3.2.13, FIGURE 3.8) pour le milli-régénérateur correspondent aux amplitudes des vitesses maximales à l'entrée du régénérateur calculées en écoulement oscillant sinusoïdal u_{max} (équation 3.2.21) pour les deux courses du piston $C_{piston(1)} = 24 \text{ mm}$ (premier volume balayé par le piston $V_{swept(1)}$) et $C_{piston(2)} = 30 \text{ mm}$ (second volume balayé par le piston $V_{swept(2)}$).

Le régime de l'écoulement est déterminé à partir du nombre de Reynolds Re_{Dh} calculé pour différents débits traversant le milli-régénérateur comme tabulé ci-après (TABLEAU 3.3) :

$V_{swept} (m^3)$	$\dot{Q}_v (m^3 \cdot s^{-1})$	$u_{max} = U_{in} (m \cdot s^{-1})$	Re_{Dh}		
			$\varepsilon = 0,8$	$\varepsilon = 0,85$	$\varepsilon = 0,9$
$8 \cdot 10^{-6}$	$4,8 \cdot 10^{-5}$	3,8	773	920	1361
	$9,4 \cdot 10^{-5}$	7,5	1532	1823	2699
	$14,1 \cdot 10^{-5}$	11,3	2304	2743	4060
	$18,9 \cdot 10^{-5}$	15,1	3077	3663	5421
	$23,7 \cdot 10^{-5}$	18,9	3850	4583	6783
$9 \cdot 10^{-6}$	$5,9 \cdot 10^{-5}$	4,7	962	1146	1696
	$11,8 \cdot 10^{-5}$	9,4	1911	2275	3367
	$17,8 \cdot 10^{-5}$	14,2	2887	3437	5087
	$23,6 \cdot 10^{-5}$	18,9	3850	4583	6783
	$29,5 \cdot 10^{-5}$	23,6	4798	5712	8454

TABLEAU 3.3 – Calcul du nombre de Reynolds Re_{Dh} de l'écoulement au sein du milli-régénérateur en régime permanent

Le nombre de Reynolds de transition pour un écoulement interne est de l'ordre de $Re_{Dh,tr} \simeq 2 \cdot 10^3$ et l'écoulement devient totalement turbulent pour un nombre de Reynolds $Re_{Dh} \geq 10^4$ [136].

Ceci étant, d'après le TABLEAU 3.3, la transition vers la turbulence est atteinte plus rapidement pour des porosités accrues, puisque les diamètres hydrauliques sont plus importants.

Nous avons adopté l'approche RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes) utilisée sous ANSYS Fluent pour simuler l'écoulement permanent unidirectionnel en régime turbulent.

Régime oscillant sinusoïdal

L'écoulement de fluide au travers du milli-régénérateur est simulé pour différentes fré-

quences allant de $f = 0 \rightarrow 10 \text{ Hz}$ sans et avec transferts thermiques. Le déplacement du fluide, engendré par le mouvement sinusoïdal du piston, au sein du régénérateur s'écrit :

$$x(t) = x_{max} \sin(\omega t) \quad (3.2.18)$$

avec :

- $\omega = 2\pi f$: la vitesse angulaire du piston ;
- x_{max} : l'amplitude maximale du déplacement sinusoïdal du fluide au sein du régénérateur défini par :

$$x_{max} = \frac{X_{max}}{2} \quad (3.2.19)$$

avec X_{max} le déplacement maximal du fluide au sein du régénérateur depuis le point mort bas (PMB) jusqu'au point mort haut (PMH) du piston :

$$X_{max} = \frac{C_{piston} S_{piston}}{A_{in}} \quad (3.2.20)$$

avec C_{piston} et S_{piston} respectivement les course et section du piston et A_{in} la section d'entrée du régénérateur.

L'expression de la vitesse du fluide en régime oscillant sinusoïdal à l'entrée du régénérateur s'écrit alors :

$$u(t) = \frac{dx(t)}{dt} = u_{max} \cos(\omega t) \quad (3.2.21)$$

avec $u_{max} = \omega x_{max}$ l'amplitude maximale de la vitesse du fluide.

De plus, les hypothèses simplificatrices suivantes ont été considérées :

- le fluide est visqueux compressible ;
- les forces de gravité sont négligées.

Le coefficient de perte de charge maximal $C_{f,max}$ est défini par :

$$C_{f,max} = \frac{\Delta p_{max} D_h}{\frac{1}{2} \rho_f u_{max,reg}^2 L} \quad (3.2.22)$$

Tandis que le coefficient de perte de charge instantané $C_f(\theta)$ est calculé à partir de l'équation 3.2.23 :

$$C_f(\theta) = \frac{\Delta p(\theta) D_h}{\frac{1}{2} \rho_f u_{reg}^2(\theta) L} \quad (3.2.23)$$

avec $\Delta p(\theta)$ et $u_{max,reg}(\theta)$ respectivement la perte de charge et la vitesse instantanées au sein du régénérateur, ρ_f la masse volumique du fluide et L la longueur du régénérateur.

Pour déterminer le régime d'écoulement pour le cas oscillant sinusoïdal, nous allons nous référer au diagramme de GLIMPS (défini précédemment dans le chapitre 1) qui utilise le couple " $Re_{Dh} - Va$ ".

Rappelons à cet effet que le nombre de Reynolds maximal $Re_{Dh,max}$ de l'écoulement oscillant sinusoïdal au sein du régénérateur s'écrit (FIGURE 3.8) :

$$Re_{Dh,max} = u_{max,reg} \frac{D_h}{\nu_f} = \left(\frac{S_T}{S_T - D_{plot}} u_{max} \right) \frac{D_h}{\nu_f} \quad (3.2.24)$$

Tandis que le nombre de Valensi s'écrit :

$$Va = \frac{\omega D_h^2}{4\nu_f} \quad (3.2.25)$$

Afin de déterminer sur le diagramme de GLIMPS les régimes d'écoulements correspondants aux deux courses de pistons pour différentes porosités du milli-régénérateur et fréquences d'oscillations, les valeurs du nombre de Reynolds $Re_{Dh,max}$ et de Valensi Va de l'écoulement d'air au sein du milli-régénérateur sont tabulées ci-après (TABLEAU 3.4) :

Course (mm)	f (Hz)	u_{max} (m.s ⁻¹)	$Re_{Dh,max}$			Va		
			$\varepsilon = 0,8$	$\varepsilon = 0,85$	$\varepsilon = 0,9$	$\varepsilon = 0,8$	$\varepsilon = 0,85$	$\varepsilon = 0,9$
24	2	3,8	773	920	1361	0,9	1,3	2,8
	4	7,5	1532	1823	2699	1,8	2,5	5,5
	6	11,3	2304	2743	4060	2,7	3,8	8,3
	8	15,1	3077	3663	5421	3,6	5,1	11,1
	10	18,9	3850	4583	6783	4,5	6,3	13,8
30	2	4,7	962	1146	1696	0,9	1,3	2,8
	4	9,4	1911	2275	3367	1,8	2,5	5,5
	6	14,2	2887	3437	5087	2,7	3,8	8,3
	8	18,9	3850	4583	6783	3,6	5,1	11,1
	10	23,6	4798	5712	8454	4,5	6,3	13,8

TABLEAU 3.4 – Calcul du nombre de Reynolds Re_{Dh} de l'écoulement au sein du régénérateur en régime permanent

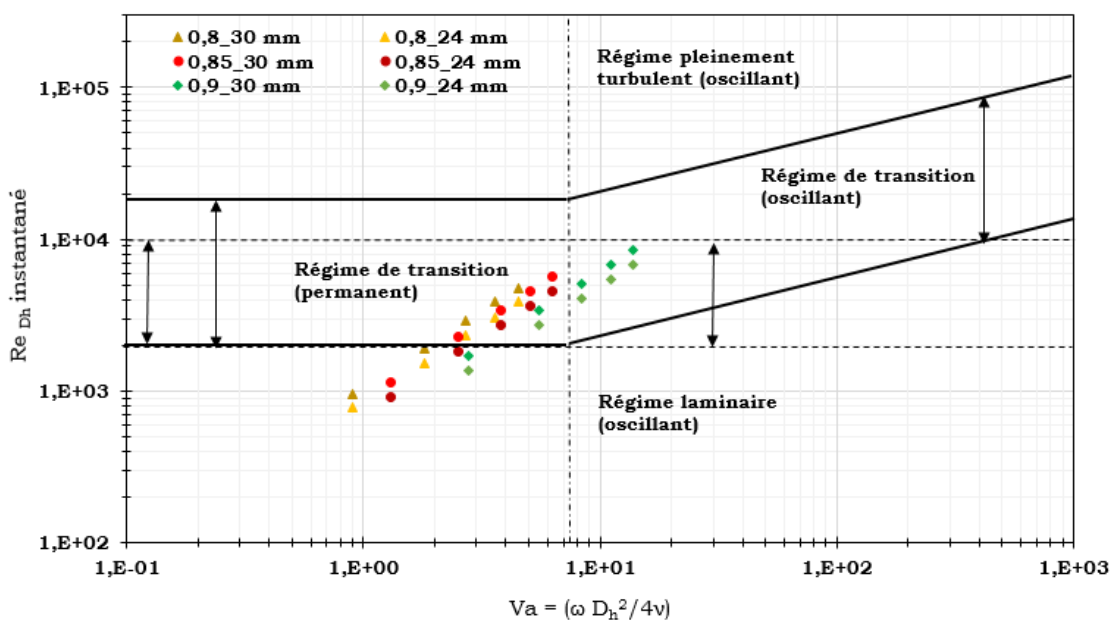


FIGURE 3.9 – Diagramme de GLIMPS

D'après le diagramme de GLIMPS (FIGURE 3.9), pour une porosité $\varepsilon = 0,8$ le régime d'écoulement est initialement laminaire pour des faibles fréquences $f = 2 \rightarrow 4 Hz$ puis bascule en région de transition pour des fréquences plus élevées $f = 6 \rightarrow 10 Hz$. Pour des porosités plus élevées $\varepsilon = 0,85$ et $\varepsilon = 0,9$, la transition se fait plus en amont en raison des diamètres hydrauliques plus importants.

Nous avons adopté l'approche URANS (Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes) utilisée sous ANSYS Fluent pour simuler l'écoulement oscillant sinusoïdal en régime turbulent.

Description du modèle numérique

Équations de Navier-Stokes en régime turbulent

Comme précisé précédemment, en augmentant la fréquence de l'écoulement, il y a transition du régime laminaire vers le régime turbulent. La modélisation de la turbulence pour un écoulement stationnaire (le terme temporel $\frac{\partial}{\partial t}$ est nul) sous le solveur ANSYS Fluent utilise l'approche RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes), pour un écoulement instationnaire (le terme temporel $\frac{\partial}{\partial t}$ est non-nul) on parle de l'approche URANS (Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes).

L'une ou l'autre des deux approches consiste à appliquer une moyenne statistique temporelle aux équations de Navier Stokes. Les champs instantanés de pression et de vitesse sont explicités moyennant la décomposition de Reynolds comme suit :

$$p = \bar{p} + p' \quad (3.2.26)$$

$$u = \bar{u} + u' \quad (3.2.27)$$

où le couple (\bar{p}, \bar{u}) correspond aux moyennes d'ensemble de la pression et de la vitesse et le couple (p', u') correspond aux parties fluctuantes par rapports aux moyennes précédentes.

Les équations de Navier-Stokes moyennées, pour un écoulement bidimensionnel (modèle 2D), s'écrivent alors :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (3.2.28)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (3.2.29)$$

La quantité $(-\rho \overline{u'_i u'_j})$ représente le tenseur des contraintes de Reynolds qui sera déterminé, en l'occurrence, par le biais du modèle de "viscosité turbulente" (modèle de premier ordre).

Moyennant l'hypothèse de Boussinesq, le tenseur des contraintes de Reynolds est considéré comme étant le taux moyen de déformation du champ des vitesses moyennes. Il est exprimé comme suit :

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \quad (3.2.30)$$

avec μ_t la viscosité turbulente, δ_{ij} le symbole de Kröner, ρ la masse volumique du fluide et k l'énergie cinétique turbulente. Il est à préciser que la viscosité turbulente μ_t est une caractéristique de l'écoulement turbulent et nullement une propriété du fluide.

Dans notre cas d'étude, le modèle $k - \epsilon$ a été adopté pour évaluer la viscosité turbulente μ_t ce qui permet la résolution des équations de Navier Stokes moyennées. Ce modèle de turbulence est largement utilisé dans le domaine de l'ingénierie pour sa robustesse et sa convergence relativement rapide pour une première appréciation du comportement du fluide en écoulement.

Il s'agit d'un modèle à deux équations de transport aux dérivées partielles pour calculer l'énergie cinétique turbulente k et le taux de dissipation ϵ correspondant. L'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente k s'écrit [164] :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i k)}{\partial x_i} = -\overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \rho \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.2.31)$$

avec ρ , μ respectivement les masse volumique et viscosité cinématique du fluide, μ_t la viscosité turbulente et σ_k le nombre de Prandtl de l'énergie cinétique turbulente.

L'équation de transport du taux de dissipation ϵ de l'énergie cinétique turbulente s'écrit [164] :

$$\frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i \epsilon)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\epsilon} \left(-\overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \frac{\epsilon}{k} - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (3.2.32)$$

avec $C_{1\epsilon}$, $C_{2\epsilon}$ des constantes du modèle [163], σ_ϵ le nombre de Prandtl du taux de dissipation visqueuse.

La viscosité turbulente μ_t est exprimée en fonction de l'énergie cinétique turbulente et de la dissipation turbulente comme suit :

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3.2.33)$$

avec C_μ une constante du modèle.

Tout compte fait, l'ensemble du système 2D à résoudre devient alors :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (3.2.34)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\overline{\rho u'_i u'_j} \right) \quad (3.2.35)$$

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i k)}{\partial x_i} = -\overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \rho \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.2.36)$$

$$\frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i \epsilon)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\epsilon} P_k \frac{\epsilon}{k} - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (3.2.37)$$

Les différentes constantes du modèles sont définie par défaut sous ANSYS Fluent par $C_{1\epsilon} = 1,44$; $C_{2\epsilon} = 1,92$; $C_\mu = 0,09$; $\sigma_k = 1,0$ et $\sigma_\epsilon = 1,3$. Pour les simulations réalisées nous avons gardé les valeurs par défaut des constantes du modèle car en règle générale les valeurs proposées sont robustes.

Équation de transport de chaleur dans un fluide - Modèle $k - \epsilon$

Pour un écoulement de fluide instationnaire 2D, la forme générale de l'équation de transport de chaleur en régime turbulent pour le modèle $k - \epsilon$ introduite sous ANSYS Fluent s'écrit [163] :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_j} [u_i (\rho E + p)] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_j} + u_i (\tau_{ij})_{eff} \right] \quad (3.2.38)$$

$$(\tau_{ij})_{eff} = \mu_{eff} \left[\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] \quad (3.2.39)$$

avec :

- λ_{eff} : conductivité thermique effective du fluide ;
- μ_{eff} : viscosité cinématique effective du fluide ;
- E : l'énergie totale du fluide

$(\tau_{ij})_{eff}$ représente le réchauffement par effets visqueux dans l'écoulement. Il est à considérer pour un nombre de Brinckman $Br \geq 1$ (précédemment défini dans le chapitre 1).

Équation de conduction dans un milieu solide

L'équation de diffusion de chaleur 2D dans un solide introduite sous ANSYS Fluent s'écrit :

$$\rho_s C_{p,s} \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_s \left(\frac{\partial^2 T}{\partial u_i^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial u_j^2} \right) \quad (3.2.40)$$

Avec ρ_s , $C_{p,s}$, λ_s respectivement la masse volumique, la capacité calorifique massique et la conductivité thermique du solide.

Conditions aux limites

Les conditions aux limites imposées au domaine d'étude fluide diffèrent entre le cas stationnaire et le cas oscillant étant donné que la géométrie ainsi que les paramètres d'entrée ne sont pas les mêmes.

En écoulement permanent isotherme, nous avons imposé les conditions aux limites suivantes :

- "Velocity inlet" imposée à l'entrée du domaine fluide. L'amplitude ainsi que la direction de la vitesse seront définies ;
- "Wall" avec une condition de non-glissement aux parois des plots et du mini-canal qui sont toutes supposées adiabatiques ;
- "Pressure outlet" imposée à la sortie, pour définir la pression relative statique du fluide sortant. Notons à cet effet que le fluide débouche à l'air ambiant ;

En écoulement oscillant en présence d'échange thermique entre fluide et paroi, les conditions aux limites imposées pour le maillage dynamique employé sont :

- “Layering” pour le type de maillage ;
- “Rigid body” pour les pistons chaud et froid ;
- “Deforming” pour les parois adjacentes ;
- “Wall” pour le reste des parois du volume de contrôle.

Les conditions thermiques imposées aux parois sont :

- condition “adiabatique” pour les parois des zones tampons ;
- condition thermique de Dirichlet (températures chaude et froide imposées) pour les parois des échangeurs ;
- condition de couplage thermique conducto-convectif avec le fluide à l'interface des plots.

Pour imposer un déplacement oscillant sinusoïdal aux pistons, nous avons créé des fonctions UDF (User Defined Functions) à compiler sous ANSYS Fluent programmées en langage C++ qui contrôlent la position angulaire du piston en fonction des fréquences et courses du pistons (ANNEXE 1).

Afin de lancer les calculs sur le cluster, un fichier journal de type .jou a été créé, il comprend toutes les commandes à réaliser pour lancer les simulations numériques.

Schéma de résolution

Le solveur utilisé est de type “pressure based” avec une condition de couplage vitesse-pression de type “coupled”, les schémas de discrétisations spatiales pour les équations d'énergie et de quantité de mouvement sont de type “second order upwind”.

3.3/ RÉSULTATS

L'étude numérique de l'écoulement au sein du régénérateur aux échelles micrométrique et millimétrique permet de déterminer les allures des courbes des pressions, des vitesses et des températures en amont/aval du régénérateur.

Les variations du coefficient de perte de charge en écoulement permanent unidirectionnel et oscillant sinusoïdal seront tracées en fonction des conditions d'étude notamment la course du piston et les différentes porosités.

3.3.1/ RÉGÉNÉRATEUR MICROMÉTRIQUE

La simulation de l'écoulement de gaz au travers du micro-régénérateur a été effectuée pour des gammes de débits allant de $0 \rightarrow 48 \text{ ml/min}$.

Ce choix correspond à la gamme de débits pouvant être assurés par le contrôleur de débit massique monté sur le banc expérimental, ce qui permettra de vérifier dans une étape ultérieure la concordance des résultats numériques avec ceux obtenus expérimentalement. Rappelons à cet effet que l'écoulement est isotherme, permanent unidirectionnel en régime laminaire visqueux.

Dans ce qui suit, nous allons aborder les caractéristiques hydrauliques du micro-régénérateur à savoir la perte de charge ainsi que le coefficient de perte de charge pour deux porosités égales à $\varepsilon = 0,8$ et $\varepsilon = 0,9$.

3.3.1.1/ PERTE DE CHARGE

La perte de charge au sein du micro-régénérateur a été représentée pour deux porosités égales à $\varepsilon = 0,8$ et $\varepsilon = 0,9$. D'après les courbes obtenues (FIGURES 3.10, 3.11), elle n'excède pas $3,5 \text{ mbar}$ et varie de façon linéaire. Cette allure est caractéristique des écoulements en régime laminaire.

De plus, elle diminue en fonction d'une porosité accrue ce qui concorde avec ce qui a été précédemment établi dans la littérature [143]. En effet, pour un nombre de Reynolds $Re_{Dh,max} = 40$, une augmentation de la porosité de $12,5\%$ engendre une baisse de 85% en termes de pertes de charge (FIGURE 3.11).

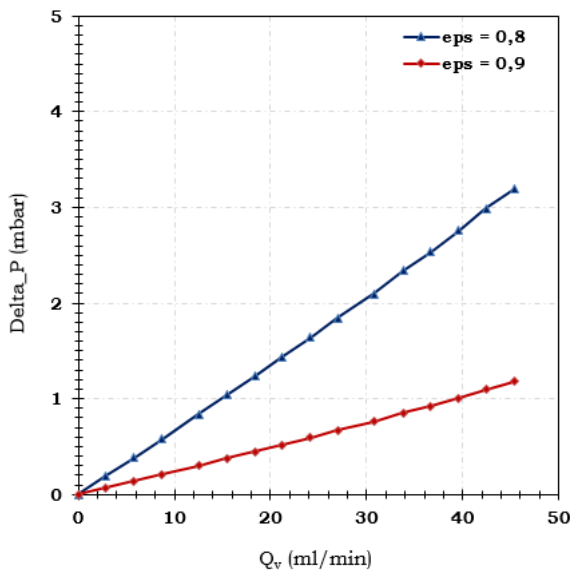


FIGURE 3.10 – Pertes de charge en fonction du débit volumique Q_v

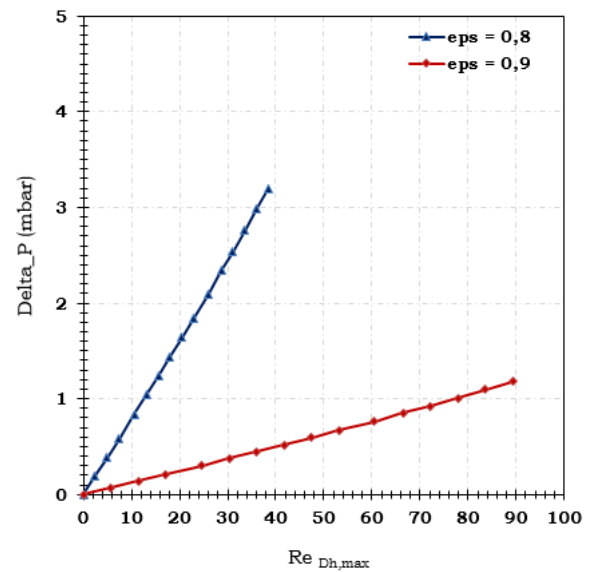


FIGURE 3.11 – Variation de la perte de charge en fonction du nombre de Reynolds $Re_{Dh,max}$

3.3.1.2/ COEFFICIENT DE PERTE DE CHARGE

La variation du coefficient de perte de charge au sein du micro-régénérateur a été tracée pour deux porosités respectivement égales à $\varepsilon = 0,8$ et $\varepsilon = 0,9$. Le coefficient de perte de charge au travers de la matrice de microplots a été calculé par l'équation 3.2.14 et représenté sur la FIGURE 3.12.

On relève que le coefficient de perte de charge maximal obtenu décroît respectivement en fonction d'un débit d'écoulement croissant et est moins important pour une porosité croissante.

La même tendance de décroissance est relevée en fonction du nombre de Reynolds puisqu'il atteint $C_{f,max} \simeq 2,4$ pour une porosité $\varepsilon = 0,8$ et $Re_{Dh} \simeq 42$ et $C_{f,max} \simeq 2$ pour une porosité $\varepsilon = 0,9$ et $Re_{Dh} \simeq 96$.

Le coefficient de perte de charge calculé à partir des simulations numériques a été confronté avec la corrélation expérimentale de Vanapalli et al. [143] établie pour un écoulement de gaz au sein d'un microcanal fluide pour une matrice de plots de forme lenticulaire de

porosité $\varepsilon = 0,75$ et un facteur de forme $F.F = 0,3$ (FIGURES 3.13).

Rappelons à cet effet la corrélation établie par Vanapalli et al. [143] s'écrit :

$$C_{f,max} = 87,1 Re_{Dh}^{-0,8} \quad (3.3.1)$$

On précise que nous faisons abstraction du fait que la corrélation introduite par Vanapalli et al. [143] a été établie pour un nombre de Reynolds qui varie entre $50 \leq Re_{Dh} \leq 500$.

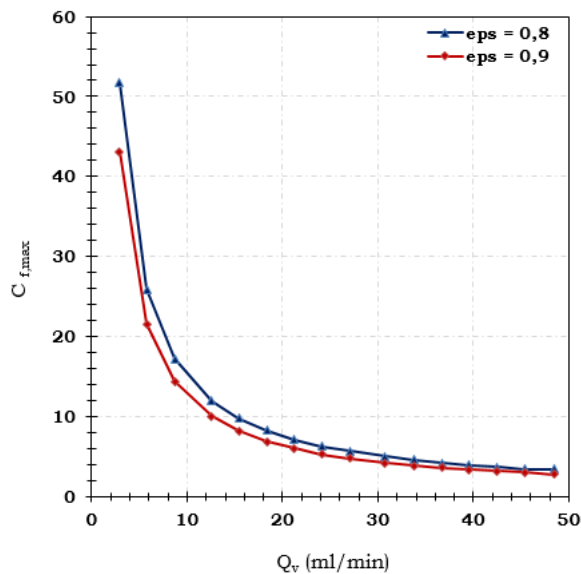


FIGURE 3.12 – Variation du coefficient de pertes de charge en fonction du débit \dot{Q}_v

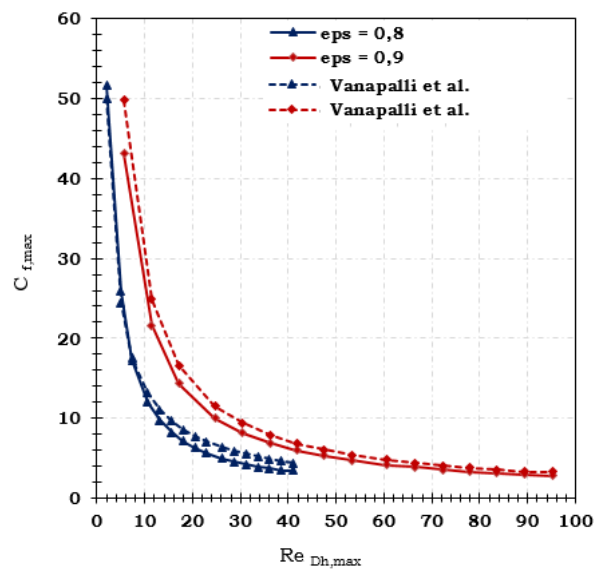


FIGURE 3.13 – Variation du coefficient de pertes de charge en fonction du nombre de Reynolds $Re_{Dh,max}$: comparaison des résultats numériques et de la corrélation de Vanapalli et al.

D'après les courbes obtenues, les valeurs du coefficient de perte de charge maximal obtenues par simulations numériques concordent avec celles calculées à partir de la corrélation de Vanapalli et al. [143] avec une erreur qui ne dépasse pas 30 % pour $20 < Re_{Dh,max} < 30$.

Cependant sur nos installations expérimentales, les conditions d'écoulements, de géométries et de porosité, étant différentes de celles de Vanapalli et al. [143], nous avons identifié des corrélation semi-empiriques pour les porosités $\varepsilon = 0,8$ et $\varepsilon = 0,9$ (FIGURES 3.14, 3.15) que nous avons associées aux erreurs maximales obtenues par rapport aux essais expérimentaux sur les gammes du nombre de Reynolds testées :

Porosité	Coefficient de perte de charge	Nombre de Reynolds	Erreur maximale par rapport aux expérimentations
$\varepsilon = 0,8$	$C_{f,max} = 103 Re_{Dh}^{-0,916}$	$2 < Re_{Dh} < 42$	1,5 %
$\varepsilon = 0,9$	$C_{f,max} = 172 Re_{Dh}^{-0,916}$	$5 < Re_{Dh} < 95$	7 %

TABLEAU 3.5 – Corrélations de coefficients de pertes de charge en régime d'écoulement permanent au sein du microrégénérateur

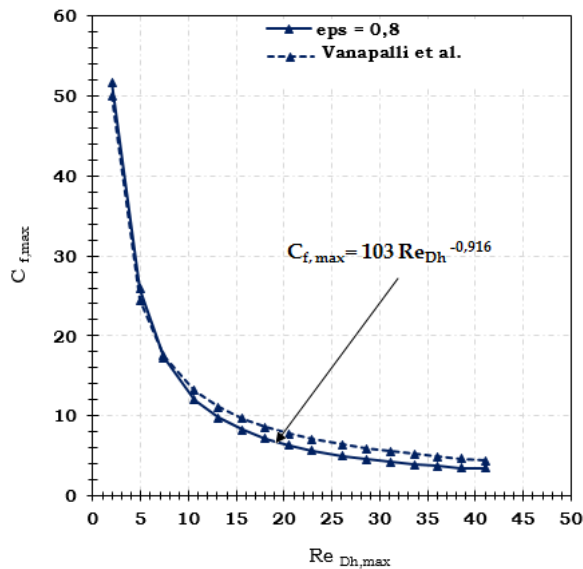


FIGURE 3.14 – Variation du coefficient de perte de charge en fonction du nombre de Reynolds $Re_{Dh,max}$: comparaison entre résultats expérimentaux et corrélation de Vanapalli et al.[143] pour $\epsilon = 0,8$

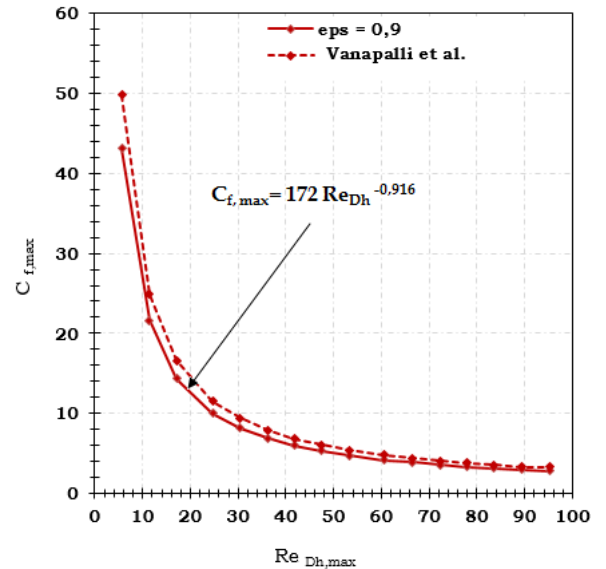


FIGURE 3.15 – Variation du coefficient de perte de charge en fonction du nombre de Reynolds $Re_{Dh,max}$: comparaison entre résultats expérimentaux et corrélation de Vanapalli et al.[143] pour $\epsilon = 0,9$

Les résultats permettent ainsi de valider ce type d'équation par rapports aux expérimentations. Les erreurs de 1,5% et 7% par rapport aux expérimentations restent inférieures à celle de la corrélation de Vanapalli et al.[143] qui est de 30% au maximum.

On montre également que les coefficients multiplicateurs (103 et 172) semblent augmenter avec la porosité de la microstructure, le coefficient puissance (-0,916) étant identique dans les deux équations.

3.3.2/ RÉGÉNÉRATEUR MILLIMÉTRIQUE

La simulation de l'écoulement de gaz au sein du régénératriceur millimétrique a été menée pour deux régimes d'écoulements différents à savoir un régime laminaire unidirectionnel et un régime oscillant sinusoïdal dans le but de relever l'effet des oscillations sur les caractéristiques thermofluidiques de l'écoulement notamment la perte de charge.

Précisons encore une fois que les ordres de grandeurs choisis pour les paramètres d'entrée des simulations sont en accord avec les gammes choisies pour les essais expérimentaux. Nous présenterons ci-après les résultats des simulations réalisées.

3.3.2.1/ RÉGIME D'ÉCOULEMENT PERMANENT UNIDIRECTIONNEL

Pertes de charge

L'écoulement étant isotherme, seule la perte de charge a été relevée pour des porosités respectivement égales à $\epsilon = 0,8$, $\epsilon = 0,85$, $\epsilon = 0,9$. Elle est représentée en fonction du

débit \dot{Q}_v et du nombre de Reynolds de l'écoulement Re_{Dh} calculé à partir du diamètre hydraulique du milli-régénérateur (FIGURES 3.16, 3.17).

Notons que la transition vers le régime turbulent est relevée à partir d'un nombre de Reynolds $Re_{Dh} \geq 2 \cdot 10^3$, pour lequel le modèle laminaire n'est plus valable. En effet, dans le cas d'un écoulement interne, la zone de transition s'étend sur l'intervalle $Re_{tr} \in [2 \cdot 10^3, 10^4]$.

Nous avons considéré deux volumes de fluide V_1 et V_2 qui correspondent respectivement aux volumes balayés pendant les deux courses de piston respectivement égales à 24 mm et 30 mm en écoulement oscillant sinusoïdal (abordé dans le paragraphe qui suit).

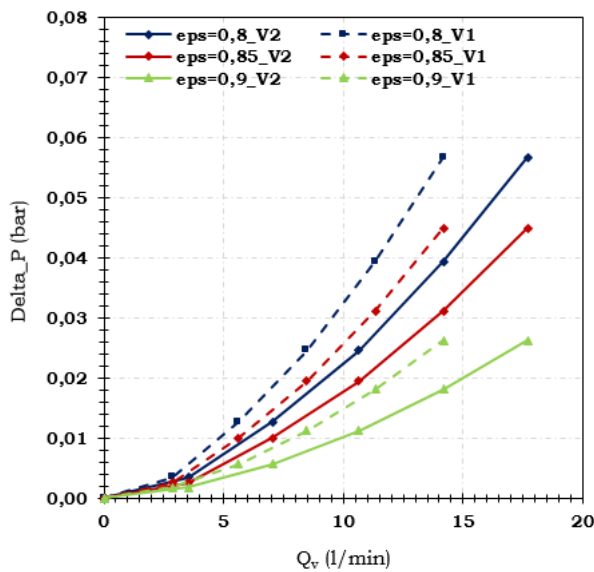


FIGURE 3.16 – Variation de la perte de charge en fonction du débit volumique \dot{Q}_v

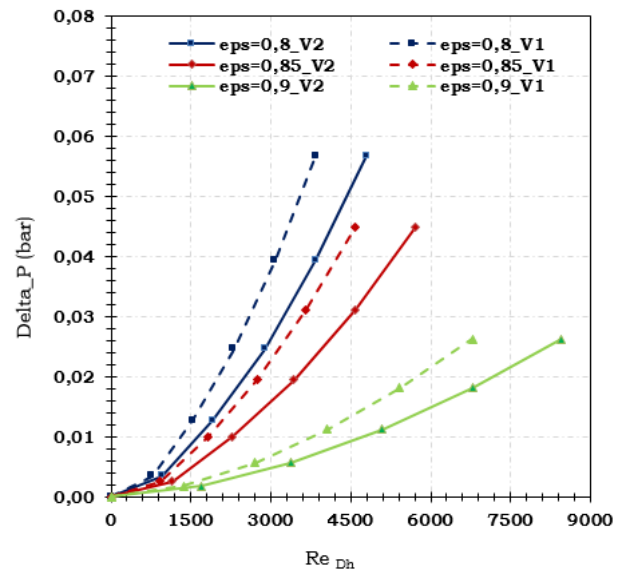


FIGURE 3.17 – Variation de la perte de charge en fonction du nombre de Reynolds Re_{Dh}

Nous relevons la tendance classique de la perte de charge qui augmente en fonction du nombre de Reynolds Re_{Dh} de l'écoulement. Une porosité décroissante induit une augmentation de la perte qui atteint $\Delta p \simeq 0,058 \text{ bar}$ pour $Re_{Dh} \simeq 3900$ pour une porosité $\varepsilon = 0,8$ et un volume balayé $V_1 = 8 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$ contre $\Delta p \simeq 0,026 \text{ bar}$ pour $Re_{Dh} \simeq 6900$ pour une porosité $\varepsilon = 0,9$ et un même volume balayé (TABLEAU 3.3).

D'autre part, on remarque que pour un volume balayé plus important V_2 , pour un même nombre de Reynolds Re_{Dh} , la perte de charge est plus faible. En effet, un même nombre de Reynolds, suppose une même vitesse d'écoulement pour le fluide et donc un même débit pour une section constante.

Le volume balayés V_1 est inférieur au volume V_2 , il faut que le temps de passage de fluide t_1 soit inférieur à t_2 ce qui induit des pertes de charges plus importantes. Ceci est vérifié par les courbes présentes sur les FIGURES 3.16, 3.17.

Coefficient de perte de charge

Les variations du coefficient de perte de charge maximal de l'écoulement en fonction du débit ainsi que du nombre de Reynolds sont respectivement représentés sur les FIGURES 3.18, 3.19.

On remarque que le coefficient de perte de charge diminue au fur et à mesure que le nombre de Reynolds Re_{Dh} augmente jusqu'à atteindre la valeur $C_f = 0,36$ pour $Re_{Dh} = 3900$ et $\varepsilon = 0,8$ contre $C_f = 0,12$ pour $Re_{Dh} = 8400$ et $\varepsilon = 0,9$ (FIGURE 3.19). Notons à cet effet que pour $Re_{Dh} = 3900$, une augmentation de la porosité de 12,5% a permis une diminution de la perte de charge de l'ordre de $\sim 60\%$.

L'effet du volume balayé sur la variation du coefficient de perte de charge est le même que celui relevé précédemment pour la perte de charge, puisque le coefficient de perte de charge est plus important pour un volume balayé plus faible.

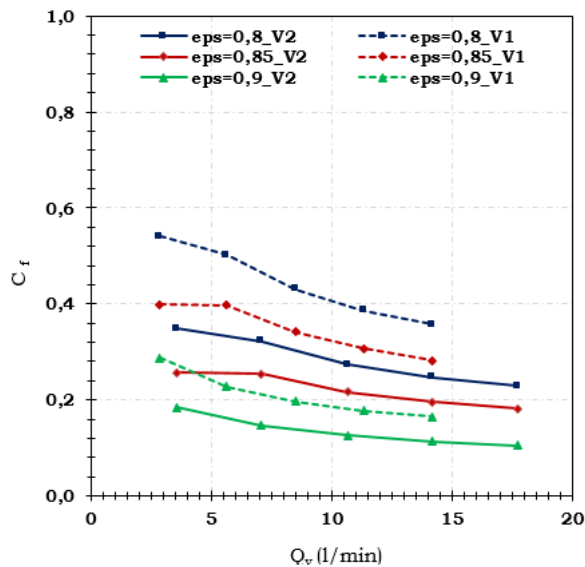


FIGURE 3.18 – Variation du coefficient de perte de charge C_f en fonction du débit volumique \dot{Q}_v

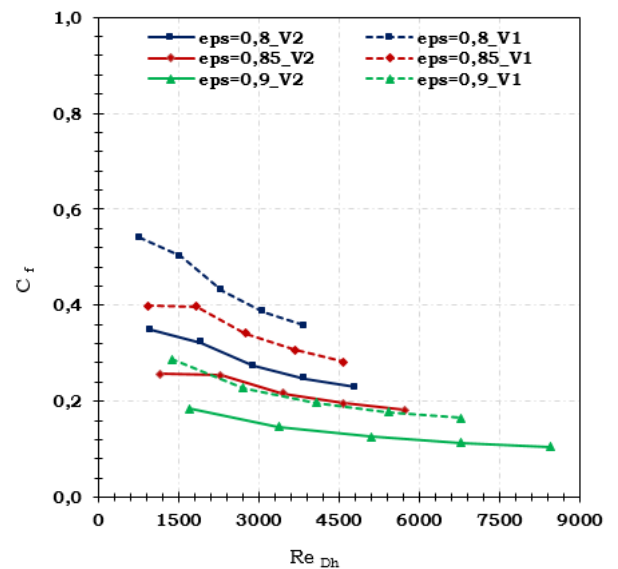


FIGURE 3.19 – Variation du coefficient de perte de charge C_f en fonction du nombre de Reynolds Re_{Dh}

3.3.2.2/ RÉGIME D'ÉCOULEMENT OSCILLANT SINUSOÏDAL

Dans un premier temps, l'écoulement oscillant sinusoïdal au sein du milli-régénérateur est isotherme. Deux courses de pistons respectivement égales à $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ et $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$ ont été étudiées pour une porosité du régénérateur égale à $\varepsilon = 0,8$ et des fréquences d'écoulement allant de $f = 0 \rightarrow 10\text{ Hz}$.

Dans un second temps, pour une fréquence $f = 10\text{ Hz}$ et une porosité $\varepsilon = 0,8$, un gradient de température $\Delta T = 50^\circ\text{C}$ a été imposé entre les deux extrémités chaude et froide des échangeurs thermiques. Nous présenterons ci-après les résultats des simulations réalisées.

Écoulement isotherme

L'évolution de la perte de charge a été tracée en fonction de l'angle de rotation du vilebrequin pour différentes fréquences allant de $f = 0 \rightarrow 10\text{ Hz}$ et pour des courses de piston respectivement égales à $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ et $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$.

Les positions du point mort bas (PMB) et point mort haut (PMH) du piston côté froid (FIGURE 3.4) correspondent respectivement à 0° et 180° . Notons que la perte de charge varie de façon quasi-sinusoïdale avec un léger palier relevé lors de l'inversion du sens de

l'écoulement.

Nous remarquons que les pics atteints sur les courbes se décalent progressivement en aval des positions relatives aux mi-courses à savoir 90° et 270° . La perte de charge augmente au fur et à mesure que les fréquences augmentent ce qui est tout à fait prévisible. Comme il s'agit d'un travail de transvasement, on constate clairement sur la FIGURE 3.22 que les deux signaux de pression sont déphasés de 180° .

Effet des courses

Nous allons présenter ci-après les effets de la variation de la course du piston sur les courbes de vitesses, de pressions et de pertes de charge instantanées dans l'écoulement oscillant sinusoïdal.

Les amplitudes des vitesses du piston et du fluide en amont et en aval du régénérateur augmentent en fonction d'une course accrue du piston ce qui est tout à fait cohérent (FIGURES 3.20, 3.21).

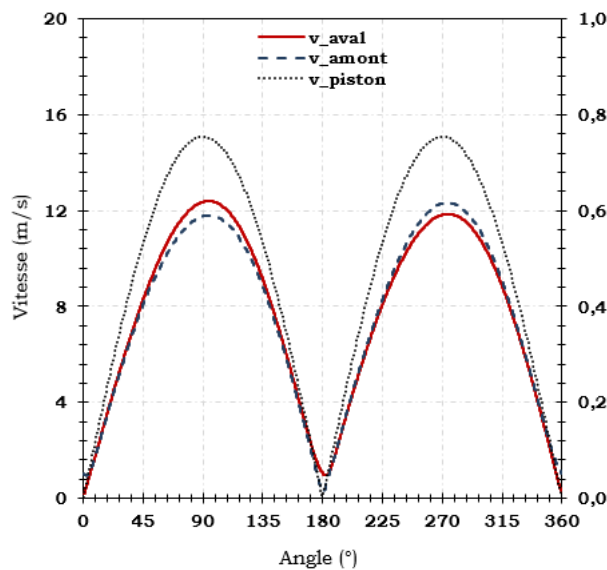


FIGURE 3.20 – Évolution de la vitesse en amont/aval du milli-régénérateur pour $C_{piston(1)} = 24 \text{ mm}$

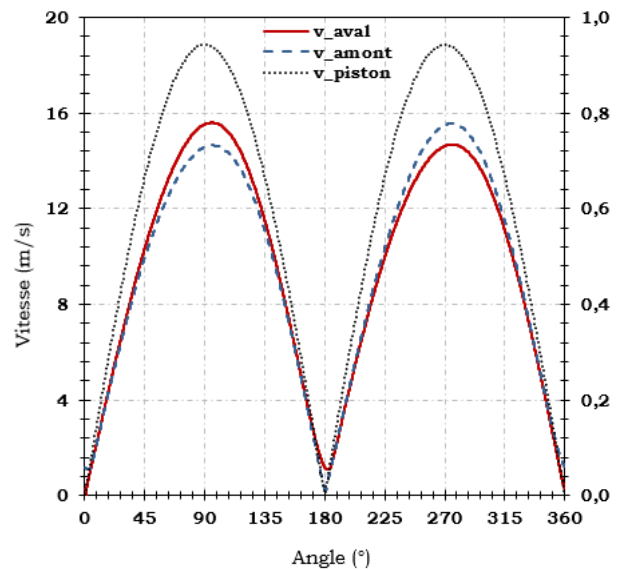


FIGURE 3.21 – Évolution de la vitesse en amont/aval du milli-régénérateur pour $C_{piston(2)} = 30 \text{ mm}$

Ainsi, la vitesse maximale du fluide en amont/aval du régénérateur passe de $u_{max} \simeq 12 \text{ m.s}^{-1}$ pour une course $C_{piston(1)} = 24 \text{ mm}$ à $u_{max} \simeq 15,6 \text{ m.s}^{-1}$ pour une course $C_{piston(1)} = 30 \text{ mm}$. On relève un léger effet de compression et de détente locales de 3,3% par rapport à la valeur théorique calculée pour la vitesse du fluide qui correspondent aux effets d'entrée et de sortie du milli-régénérateur.

Les FIGURES 3.22 et 3.23 présentent l'effet de la variation de la course du piston sur les amplitudes des signaux de pressions instantanées en amont/aval du régénérateur et sur la perte de charge.

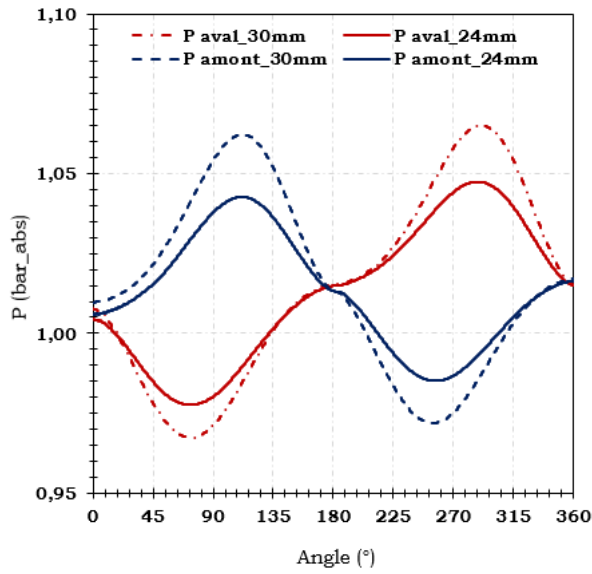


FIGURE 3.22 – Évolution des pressions en amont/aval du milli-régénérateur en fonction de l'angle de rotation du vilebrequin

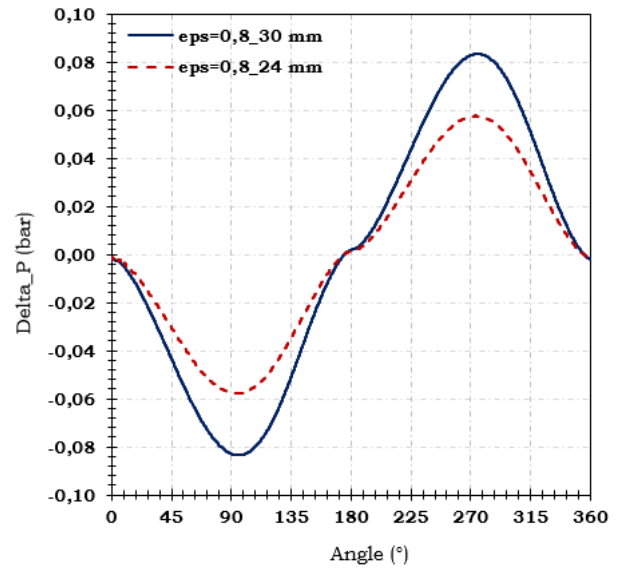


FIGURE 3.23 – Évolution de la perte de charge au sein du milli-régénérateur pour une fréquence $f = 10 \text{ Hz}$ et des courses de pistons égales à $C_{piston(1)} = 24 \text{ mm}$ et $C_{piston(2)} = 30 \text{ mm}$

On remarque qu'une augmentation de la course du piston engendre des oscillations plus importantes dans les signaux de pression ainsi que la perte de charge au travers du régénérateur.

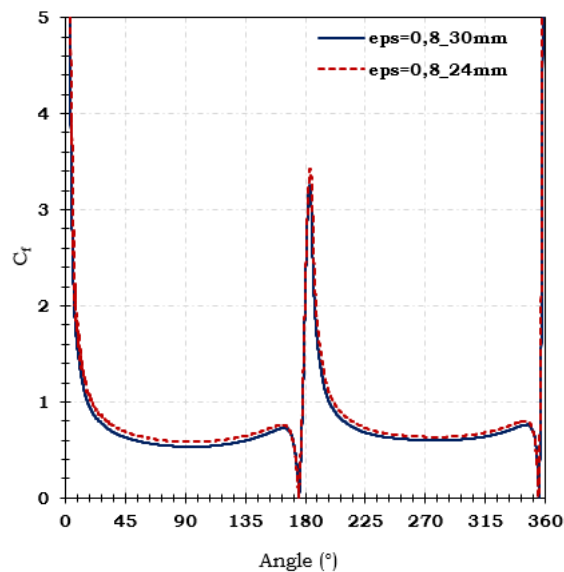


FIGURE 3.24 – Évolution du Coefficient de perte de charge instantané pour $C_{piston(1)} = 24 \text{ mm}$, $C_{piston(2)} = 30 \text{ mm}$ et $f = 10 \text{ Hz}$

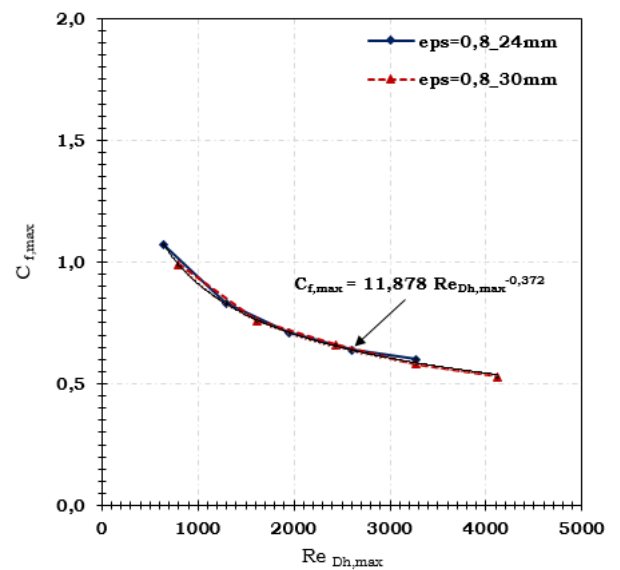


FIGURE 3.25 – Variation du coefficient de perte de charge maximal pour $C_{piston(1)} = 24 \text{ mm}$ et $C_{piston(2)} = 30 \text{ mm}$

Le coefficient de perte de charge instantané est tracé sur la FIGURE 3.24. Notons l'allure asymptotique au voisinage des points morts des pistons ceci s'explique par la vitesse qui s'annule au point mort bas pour $\phi = 0^\circ$ du piston (fin de la course descendante) et qui devient très faible au point mort haut pour $\phi = 180^\circ$ (fin de la course ascendante). Ceci concorde avec les allures des vitesses du fluide (FIGURES 3.20, 3.21).

La FIGURE 3.25 présente la décroissance du coefficient de perte de charge maximal en fonction du nombre de Reynolds maximal de l'écoulement pour atteindre $C_{f,max} = 0,5$ pour $Re_{Dh,max} = 4100$ pour $\varepsilon = 0,8$ et $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$.

Cette décroissance n'est pas sensiblement affectée par la variation de la course du piston puisque les courbes sont quasi-superposées.

Les résultats numériques permettent de traduire sous forme d'une corrélation l'évolution du coefficient de perte de charge $C_{f,max}$ en fonction du nombre de Reynolds $Re_{Dh,max}$ pour un écoulement oscillant sinusoïdal isotherme comme suit :

$$C_{f,max} = 11,878 Re_{Dh,max}^{-0,372} \quad (3.3.2)$$

valable pour $\varepsilon = 0,8$ et $600 < Re_{Dh,max} < 4000$.

Effet des fréquences

Nous allons présenter ci-après les effets de la variation de la course du piston sur les courbes de vitesses et de la perte de charge instantanée au sein du régénérateur millimétrique pour un écoulement oscillant sinusoïdal.

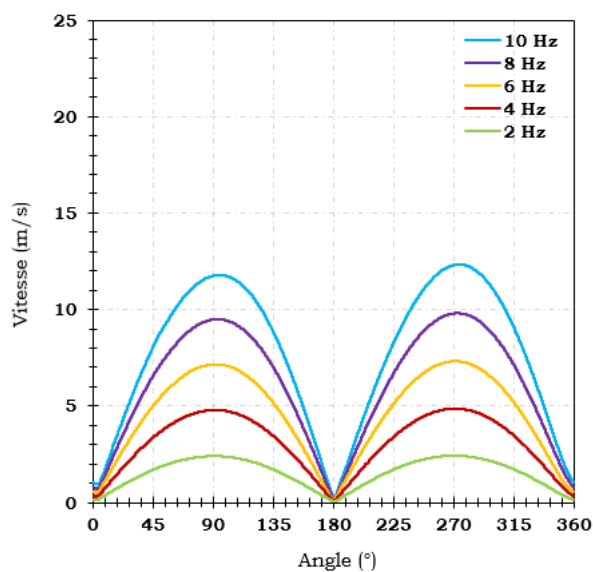


FIGURE 3.26 – Évolution de la vitesse en amont du milli-régénérateur pour $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$

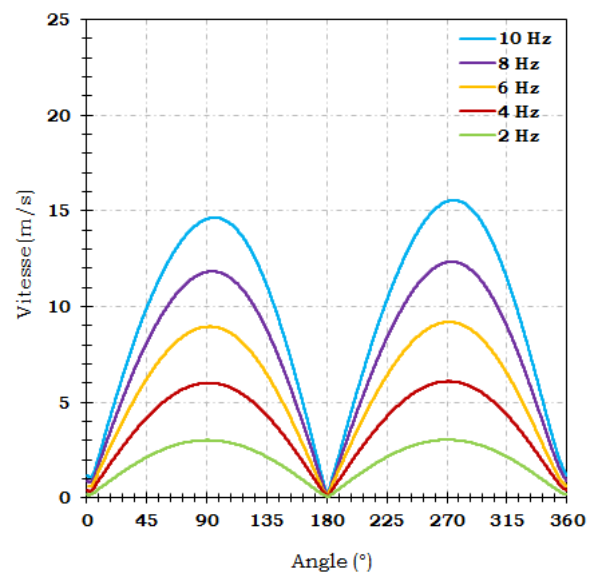


FIGURE 3.27 – Évolution de la vitesse en amont du milli-régénérateur pour $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$

Les FIGURES 3.26, 3.27 présentent l'évolution des vitesses de l'écoulement en amont du régénérateur pour des fréquences allant de $f = 2 \rightarrow 10\text{ Hz}$ et des courses des pistons respectivement égales à $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ et $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$.

On relève une augmentation des amplitudes des vitesses en fonction des fréquences accrues de l'écoulement ainsi qu'un décalage progressif des pics des vitesses en aval des positions théoriques des mi-courses du piston $\phi = 90^\circ$ et $\phi = 270^\circ$.

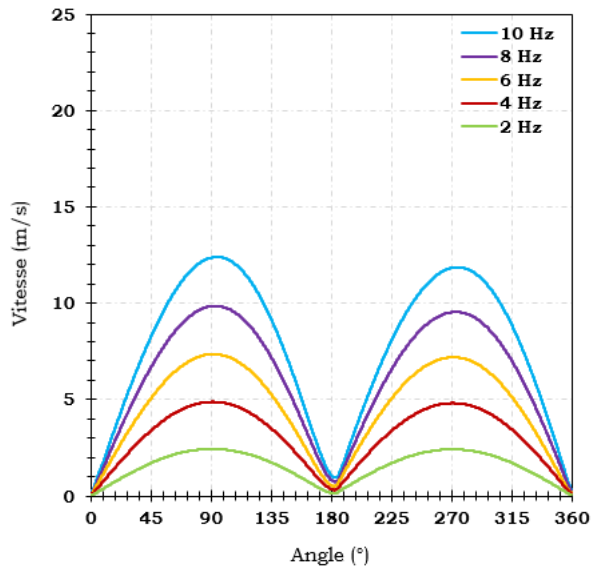


FIGURE 3.28 – Évolution de la vitesse en aval du milli-régénérateur pour $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$

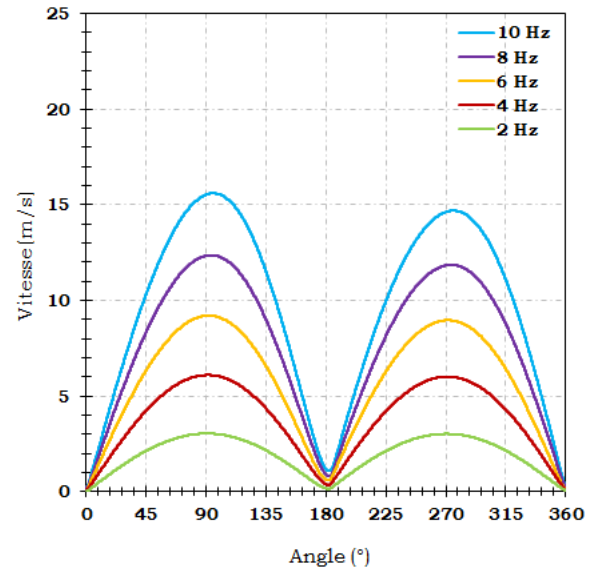


FIGURE 3.29 – Évolution de la vitesse en aval du milli-régénérateur pour $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$

Les mêmes effets de la variation des fréquences de l'écoulement sont relevés pour les vitesses du fluide en aval du régénérateur comme le montrent les FIGURES 3.28 et 3.29.

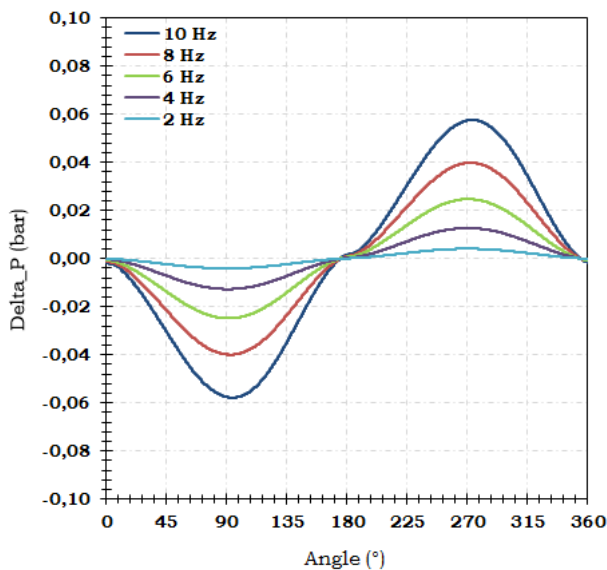


FIGURE 3.30 – Pertes de charge en amont/aval du milli-régénérateur pour $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$

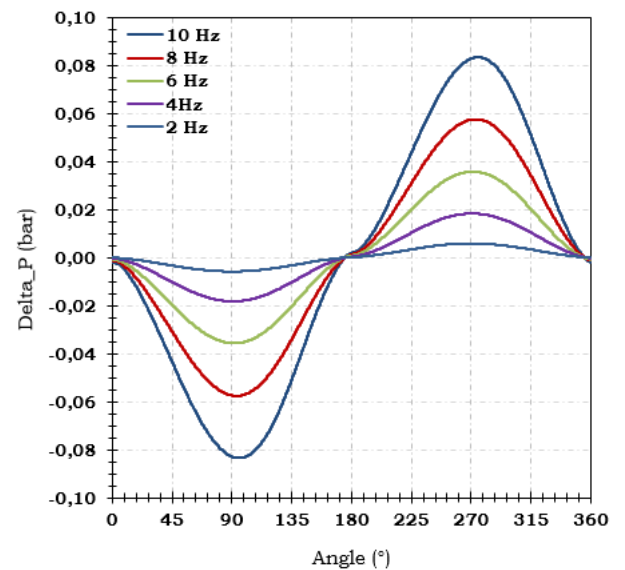


FIGURE 3.31 – Pertes de charge en amont/aval du milli-régénérateur pour $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$

Les FIGURES 3.30 et 3.31 présentent les courbes de pertes de charge au sein du régénérateur pour deux courses du piston $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ et $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$. On remarque clairement l'effet des fréquences de l'écoulement sur les amplitudes de pertes de charge puisque pour les deux courses considérées pour le piston, une diminution de 80% de la fréquence d'écoulement engendre une baisse de 93% de pertes de charge.

Écoulement en présence d'un gradient thermique

Un gradient thermique $\Delta T = 50^\circ\text{C}$ a été imposé entre les deux parois "échangeurs" chaud et froid avec $T_c = 338\text{ K}$ et $T_f = 288\text{ K}$. L'écoulement a été simulé pour une course de piston $C_{piston} = 24\text{ mm}$ et une fréquence $f = 10\text{ Hz}$.

Le temps de calcul pour atteindre la convergence physique du champs de température étant très long (1 mois à temps complet) malgré les moyens de calculs conséquents mis à disposition au sein du MÉSOCENTRE de calculs de Franche-Comté, nous avons choisi de simuler l'écoulement pour seulement la fréquence $f = 10\text{ Hz}$ et le gradient thermique $\Delta T = 50^\circ\text{C}$.

La FIGURE 3.32 présente les pertes de charge instantanées sans et avec gradient thermique, nous remarquons que la perte de charge relevée n'est pas affectée par le gradient thermique imposé puisque les deux courbes sont superposées. La variation du coefficient de perte de charge a été tracée sur la FIGURE 3.33.

On relève toujours l'allure asymptotique résultante de la vitesse qui s'annule au point mort bas du piston avec un faible pic correspondant au point mort haut. Ajoutons à ceci qu'on ne relève pas d'effets sensibles du gradient thermique sur l'évolution du coefficient de perte de charge.

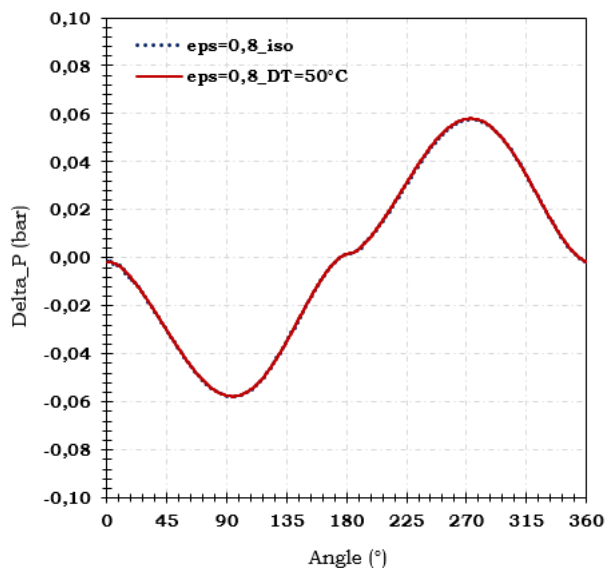


FIGURE 3.32 – Perte de charge en amont/aval du milli-régénérateur pour $\Delta T = 50^\circ\text{C}$ et $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$

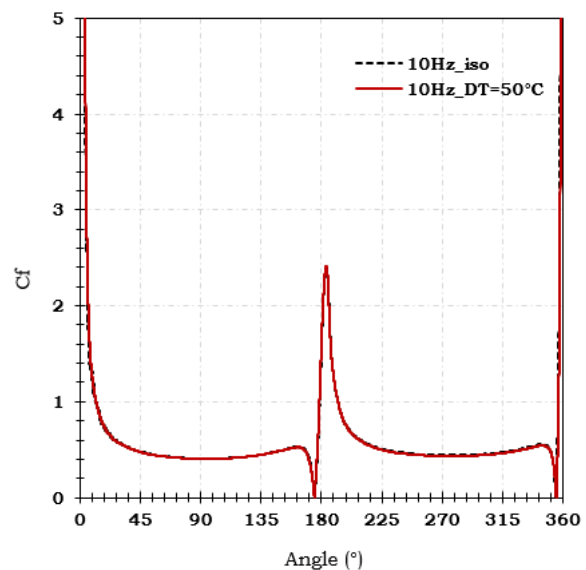


FIGURE 3.33 – Coefficient de perte de charge instantané en fonction de l'angle de rotation du vilebrequin pour $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$

La variation des températures du fluide en entrée et sortie du milli-régénérateur pendant

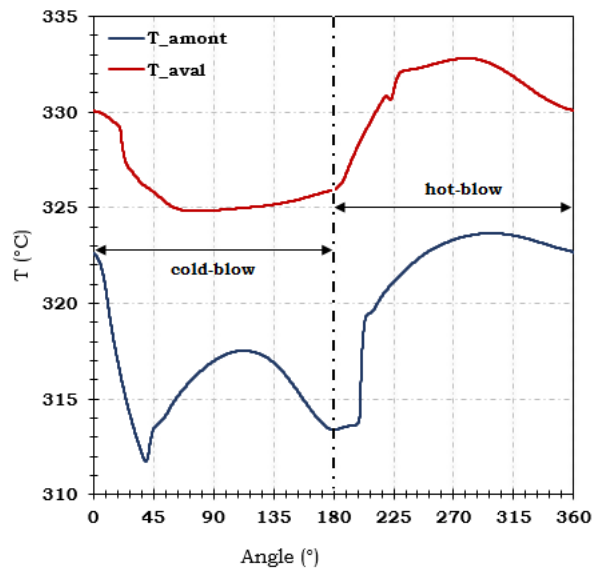


FIGURE 3.34 – Évolution des températures en amont/aval du milli-régénérateur

un cycle est représentée sur la FIGURE 3.34. Pendant la phase “Cold-blow” on relève une diminution de la température du fluide qui peut être due à l’effet de mélange avec le fluide chaud résiduel dans les volumes morts des zones tampons.

L’accélération du piston est accompagnée d’une compression du fluide vu le rétrécissement de la section de passage au niveau du milli-régénérateur ce qui engendre le rebond présent sur la courbe “amont” entre 45° et 180°. La température du fluide à l’extrémité chaude chute à cause de l’effet de mélange avec le fluide plus froid sortant du régénérateur.

Pendant le hot-blow, la température du fluide côté chaud augmente après passage par l’échangeur, on relève également l’effet de compression qui vient s’ajouter à l’apport chaud tandis que la température du côté froid augmente suite à l’effet de mélange avec le fluide plus chaud sortant du régénérateur.

On remarque également que le gradient thermique maximal établi entre les deux extrémités chaude et froide est de l’ordre de $\Delta T = 13\text{ °C}$ pour un gradient initial égal à $\Delta T = 50\text{ °C}$. Cet écart s’explique par les conditions initiales imposées puisque l’écoulement a été initialisé à une température moyenne $T_{moy} = 313\text{ K}$.

Étant donné que le fluide est supposé compressible et qu’il s’agit d’un système fermé, les effets de compressibilité vont se manifester par une augmentation de température interne du système. Ajoutons à ceci que les surfaces d’échange côté froid sont visiblement insuffisantes pour évacuer le surplus de chaleur produit au sein du système.

CONCLUSION

La modélisation 2D de l’écoulement de gaz au travers du régénérateur dans le cas des écoulements permanent et oscillant alterné a été réalisée à l’aide du logiciel CFD ANSYS FLUENT.

Pour le cas du régénérateur micrométrique, nous n’avons simulé que l’écoulement uni-

directionnel permanent isotherme. L'écoulement est laminaire pour la gamme de débits volumiques explorés, disponible pour le contrôleur de débit sur le banc expérimental.

Les caractéristiques géométriques du régénérateurs et les conditions de fonctionnement montrent que le nombre de Knudsen $Kn < 10^{-3}$ vérifiant ainsi l'hypothèse de continuité de l'écoulement avec non glissement à la paroi. L'allure de la perte de charge obtenue est linéaire en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement, caractéristique des écoulements laminaires de Poiseuille.

Dans ce même ordre d'idées, nous avons confronté les valeurs du coefficient de perte de charge calculées à partir des simulations et celles obtenues à partir de la corrélation expérimentale établie par Vanapalli et al.[143], pour un écoulement permanent où $50 < Re_{Dh} < 500$, une porosité $\varepsilon = 0,75$ et un facteur de forme $F.F = 0,3$. Les résultats obtenus concordent avec une marge d'erreur maximale de 30 % dans la gamme $20 < Re_{Dh} < 30$ ce qui suggère que la corrélation de Vanapalli et al.[143] établie peut être utilisée pour prédire les pertes de charges engendrées dans le microcanal.

Cependant, afin de mieux rendre compte de nos conditions d'écoulements, de géométries et de porosité, différentes de celles de Vanapalli et al.[143], nous avons identifié une corrélation semi-empirique pour chaque porosité. Ainsi nous obtenons les expressions de coefficients de perte de charge suivants associées aux erreurs maximales par rapport aux essais expérimentaux sur les gammes du nombre de Reynolds testées :

Porosité	Coefficient de perte de charge	Nombre de Reynolds	Erreur maximale par rapport aux expérimentations
$\varepsilon = 0,8$	$C_{f,max} = 103 Re_{Dh}^{-0,916}$	$2 < Re_{Dh} < 42$	1,5 %
$\varepsilon = 0,9$	$C_{f,max} = 172 Re_{Dh}^{-0,916}$	$5 < Re_{Dh} < 95$	7 %

Ces résultats permettent ainsi de montrer la validité de ce type d'équation et de constater que l'erreur par rapport aux essais expérimentaux est inférieure à celle fournie par la corrélation de Vanapalli et al.[143] (30 % maxi). Les coefficients multiplicateurs (103 et 172) dépendent de la porosité de la microstructure et semble augmenter avec la porosité.

Pour le cas du régénérateur millimétrique, les résultats numériques ont montré que la perte de charge engendrée au sein du régénérateur n'est pas affectée par le gradient thermique imposée et qu'elle varie de façon parabolique en fonction du nombre de Reynolds. Nous avons également trouvé que l'amplitude de la course du piston n'a pas d'effet sur le coefficient de perte de charge pour lequel nous avons établi la corrélation semi-empirique suivante :

$$C_{f,max} = 11,878 Re_{Dh,max}^{-0,372} \quad (3.3.3)$$

pour une porosité $\varepsilon = 0,8$ et un nombre de Reynolds $600 < Re_{Dh,max} < 4000$.

Les variations des températures présentent des rebonds qui correspondent aux effets de compressions locales du gaz à l'entrée du régénérateur et des effets de mélanges lors du passage du fluide par les volumes ports piégés entre échangeurs thermiques et régénérateur.

Au chapitre suivant, nous allons présenter les bancs expérimentaux dédiés aux tests des régénérateurs micrométrique et millimétrique. Ils ont été montés et instrumentés in situ

pour relever les signaux de pression, vitesse et température en amont/aval du régénérateur. Les résultats expérimentaux seront alors comparés aux simulations.

BANCS EXPÉRIMENTAUX : MONTAGE ET INSTRUMENTATION

INTRODUCTION

La caractérisation des performances thermofluidiques d'un régénérateur thermique traversé par un écoulement de gaz oscillant (*i.e* : sinusoïdal alterné) consiste à calculer la perte de charge engendrée ainsi que les échanges thermiques entre la matrice solide poreuse et le fluide de travail.

A ce stade, il est utile de rappeler que l'objectif du projet MISTIC (ANR-12-SEED-0005-01), dans le cadre duquel se présente ce travail de thèse, consiste à miniaturiser un moteur Stirling centimétrique (preuve de concept), ayant pour application la récupération d'énergie à basses températures, afin d'obtenir une micro-machine dont le volume total serait de 1 cm^3 .

Cette réduction d'échelle s'effectue par étapes : il s'agit de réaliser une première maquette à l'échelle millimétrique qui sera par la suite miniaturisée pour aboutir à la machine micrométrique. Cette miniaturisation progressive permet de relever les éventuels effets d'échelle et de mieux appréhender les difficultés technologiques inhérentes au processus.

Il a été impératif de réaliser quatre bancs de test qui soient adaptés aux dimensions des régénérateurs à étudier et qui permettent notamment la mise en place d'une instrumentation adéquate, à savoir :

- échelle millimétrique : banc de test unidirectionnel permanent,
- échelle millimétrique : banc de test oscillant alterné,
- échelle micrométrique : banc de test unidirectionnel permanent,
- échelle micrométrique : banc des test oscillant alterné.

Ainsi, la caractérisation des régénérateurs s'est effectuée en un premier temps pour un régime unidirectionnel permanent, s'en sont suivis des essais en régime oscillant alterné.

4.1/ CONCEPTION ET MONTAGE

Dans ce chapitre, nous allons détailler les étapes de conception et de montage des bancs d'essai pour la caractérisation des régénérateurs aux échelles micrométrique et millimétrique.

Pour le régime d'écoulement permanent unidirectionnel, le régénérateur est placé dans une enceinte étanche raccordée à une arrivée de gaz (un compresseur ou encore une bouteille d'azote), le débit massique de gaz injecté est fixé en amont par un contrôleur de débit.

Pour le régime d'écoulement instationnaire oscillant, le système générateur d'oscillations est assuré par le mouvement alternatif d'un piston entraîné par un actionneur mécanique (système bielle-manivelle pour l'échelle millimétrique ou encore un actionneur piézoélectrique pour l'échelle micrométrique).

4.1.1/ BANC MILLIMÉTRIQUE

4.1.1.1/ ARCHITECTURE ET MISE EN PLACE DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Écoulement permanent unidirectionnel (système ouvert)

Le banc de test millimétrique du régénérateur en régime d'écoulement permanent unidirectionnel est représenté sur la FIGURE 4.1.

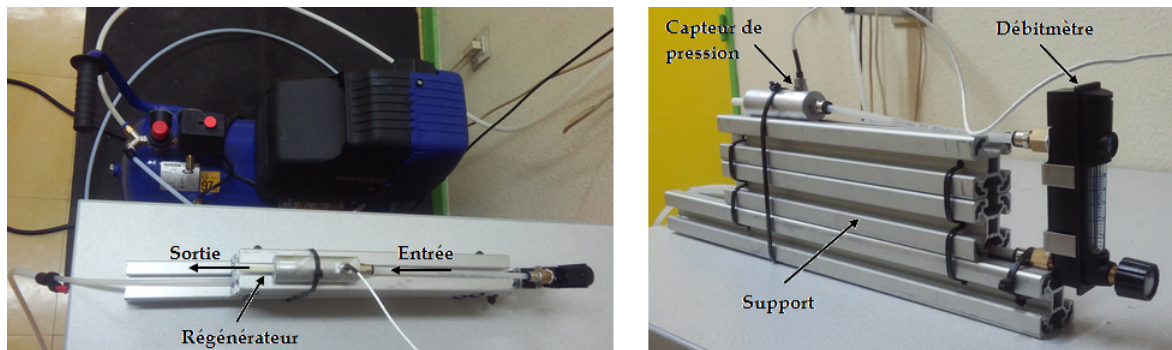


FIGURE 4.1 – Banc de test millimétrique en régime permanent unidirectionnel

Il comprend le circuit “arrivée gaz” (air) branché sur l'entrée d'un débitmètre à bille dont la sortie est raccordée à l'entrée du régénérateur, ce dernier débouche à l'air ambiant. Une prise de pression est installée en amont du régénérateur.



FIGURE 4.2 – Compresseur à air Metabo Basic 260

Le compresseur utilisé pour injecter de l'air dans le circuit est de type “METABO Basic 260”, il permet de monter jusqu'à 8 bar, avec un volume de récipient de 24 litres et une

puissance nominale de 1,5 kW (FIGURE 4.2).

Le débitmètre est de type à bille avec une gamme de mesures qui varie entre 4 et 50 l/min, pour une pression maximale d'admission de 6,9 bar.

Écoulement instationnaire oscillant (boucle d'air fermée)

Le banc d'essai millimétrique possède l'architecture typique d'un moteur Stirling en configuration alpha simple effet. Il comprend les volumes de compression et de détente formés chacun par le système piston/cylindre, le régénérateur étant placé entre les deux échangeurs de chaleur de type air/eau (FIGURES 4.3, 4.4).

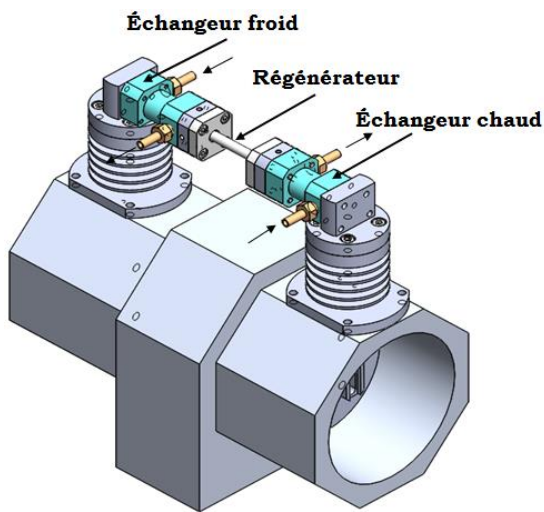


FIGURE 4.3 – Vue complète du banc millimétrique

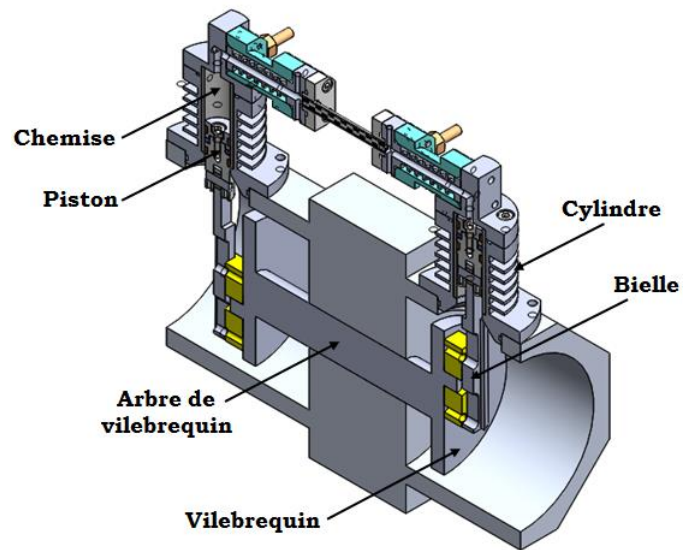


FIGURE 4.4 – Vue en coupe du banc millimétrique CAO

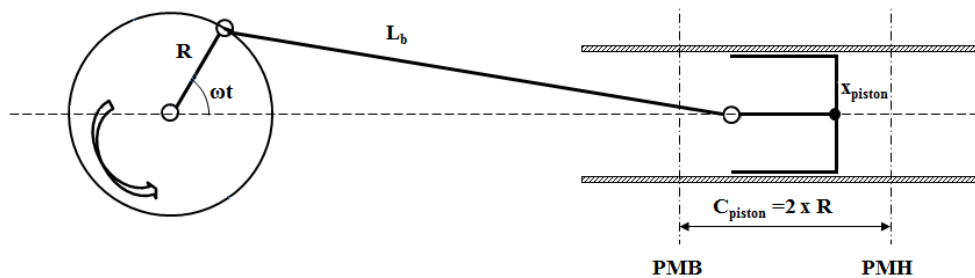


FIGURE 4.5 – Schéma cinématique du système “bielle-manivelle/piston”

Le banc de test conçu est essentiellement constitué par les éléments suivants (FIGURES 4.3, 4.4) :

- un système d'entraînement bielle-manivelle : la bielle est reliée à un vilebrequin qui transforme le mouvement de rotation de l'arbre en un mouvement linéaire alterné du piston (FIGURE 4.5), l'ensemble est fabriqué en aluminium (AU4G). L'arbre du vilebrequin est entraîné par un moteur électrique asynchrone triphasé,

- deux chemises pour piston fabriquées en acier pré-traité (42 CD4T),
- deux cylindres de volume unitaire égal à $1,3 \text{ cm}^3$ usinées en aluminium (AU4G) munis d'ailettes pour dissiper la quantité de chaleur générée par les frottements des pistons,
- deux échangeurs thermiques à eau fabriqués en acier inoxydable 316L, de géométrie tubulaire ailetée et alimentés par des bains thermostatés à circulation, le fluide caloporteur utilisé étant de l'eau déminéralisée,
- deux pistons (chacun formé par deux blocs bielle, tête et ses segments) fabriqués en aluminium (AU4G) de diamètre $\phi = 20 \text{ mm}$ et ayant une course qui varie entre 0 et 32 mm,
- un régénérateur thermique formé par une matrice solide poreuse présenté au chapitre 2.

Le système bielle-manivelle est entraîné par un moteur électrique asynchrone triphasé de type VERMECA muni d'un variateur de vitesse angulaire. La puissance électrique délivrée par le moteur est de 2,2 kW tandis que la vitesse maximale de rotation atteint 3000 tours/min (FIGURE 4.6).



FIGURE 4.6 – Système d'entraînement : (a) moteur électrique, (b) variateur de vitesse angulaire

La liaison entre l'arbre du moteur et le vilebrequin est assurée par une courroie de distribution trapézoïdale dentée qui permet la transmission du mouvement sans glissement. Après conception, fabrication et montage des différentes pièces usinées, le banc de test millimétrique instrumenté est présenté sur la FIGURE 4.7 :

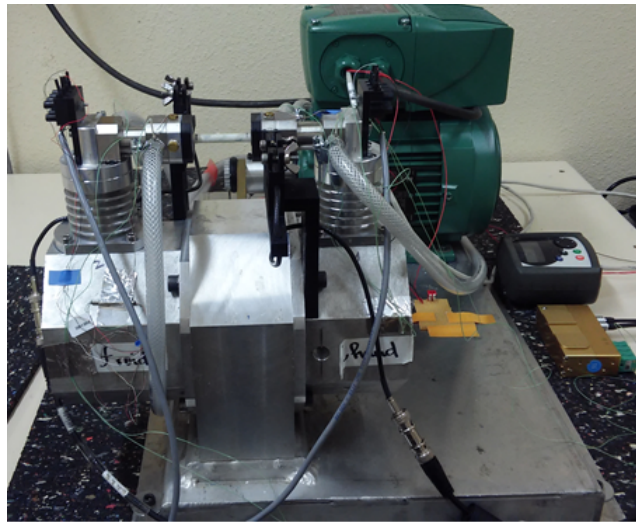


FIGURE 4.7 – Banc expérimental millimétrique

Deux bains thermostatés à circulation munis de thermorégulateurs sont utilisés en boucle fermée pour l'alimentation des échangeurs thermiques chaud et froid, ils sont représentés sur la FIGURE 4.8.

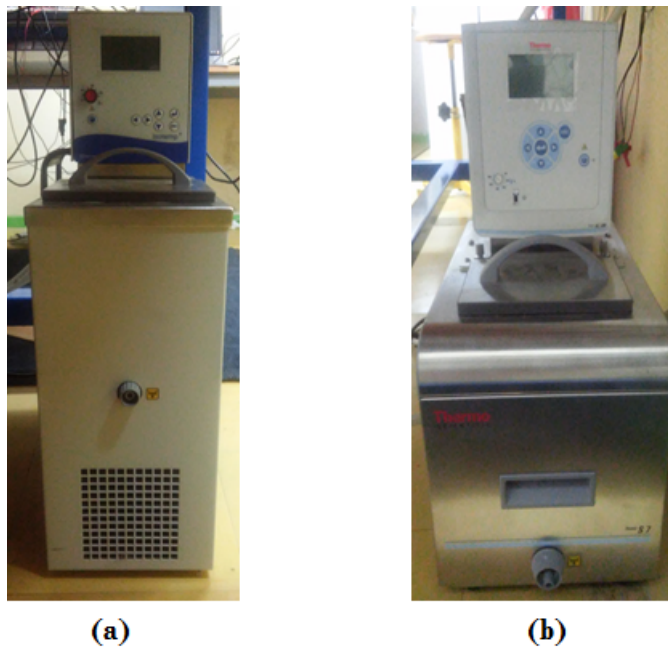


FIGURE 4.8 – Bains thermostatés : (a) bain réfrigérant (b) bain chauffant

Les caractéristiques techniques des bains thermostatés sont indiquées dans le tableau ci-après (TABLEAU 4.1) :

	THERMO SCIENTIFIC AC200	ISOTEMP 6200R20
Gamme de températures (°C)	+13 → +150	-20 → +100
Puissance thermique _{max} (W)	2000	250
Capacité de la cuve (L)	7	6,5
Débit _{max} (L/min)	20	23

TABLEAU 4.1 – Caractéristiques techniques des bains thermostatés

4.1.1.2/ PARAMÈTRES DE CONTRÔLE

Le comportement du régénérateur en termes de pertes de charge et transferts thermiques dépend étroitement de la course (*i.e.* : volume de gaz balayé dans les chambres), du déphasage entre les deux pistons et du gradient thermique imposé entre les sources chaude et froide d'où la nécessité de pouvoir modifier ces paramètres sur le banc de test sans avoir à le démonter.

Variation de la course du piston

Le rapport entre le rayon du vilebrequin “ R ” et la longueur de la bielle “ L_b ” permet de faire varier la course du piston (FIGURE 4.5). Le rayon du vilebrequin étant maintenu constant sur le banc, il est nécessaire de pouvoir glisser la bielle pour faire varier le rapport entre les deux, ce qui a nécessité le perçage d'un trou oblong sur sa tige. Notons à ce juste titre la présence d'un guide gradué qui permet de délimiter la course entre 0 et 32 mm.

Déphasage entre pistons

Le déphasage entre les deux pistons est contrôlé par un engrenage mécanique entre deux plateaux tournants gradués. Notons que le déphasage varie entre 0° (pistons en phase) et 180° (pistons en opposition de phase pour un travail de transvasement) par pas de 10° .

4.1.2/ BANC MICROMÉTRIQUE

4.1.2.1/ ARCHITECTURE ET MISE EN PLACE DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Écoulement permanent unidirectionnel (système ouvert)

Le banc de test micrométrique du régénérateur en régime d'écoulement permanent unidirectionnel est représenté sur la FIGURE 4.9.

Il est composé des éléments suivants :

- un régulateur de débit massique de type Bronkhorst étalonné sur la gamme $0 \rightarrow 300$ Nml pour l'azote,
- un boîtier de régulation externe de la vanne d'admission du débitmètre (interfaçage par le biais d'une voie RS232),
- la “micropuce-régénérateur” encapsulée dans un packaging en PMMA (FIGURE 4.10) et instrumentée par des capteurs de pression placés en amont et en aval du microrégénérateur pour mesurer la perte de charge engendrée dans l'écoulement.



FIGURE 4.9 – Banc d'essai pour un écoulement permanent unidirectionnel

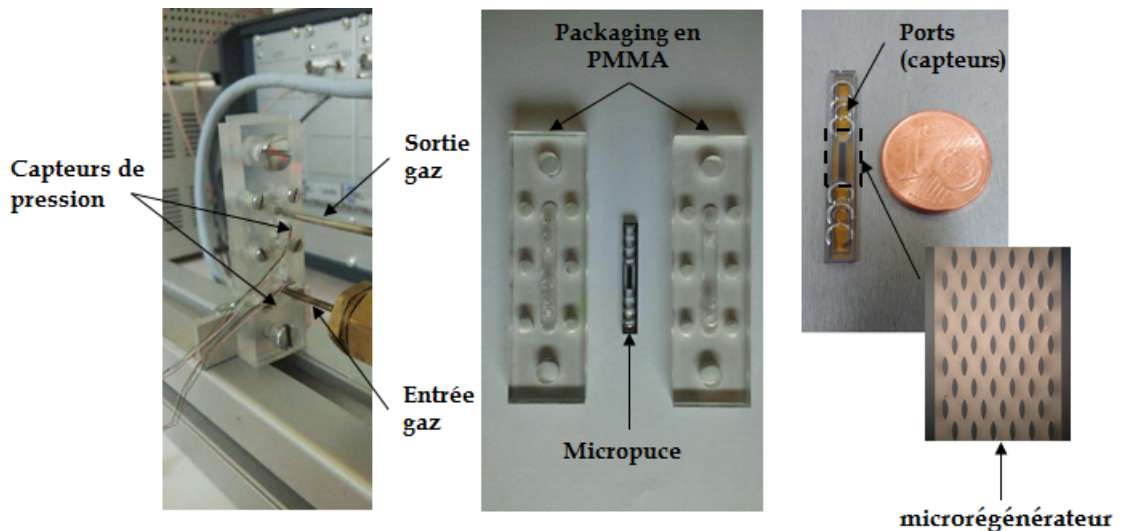


FIGURE 4.10 – Assemblage micropuce-régénérateur + packaging en PMMA

Afin d'assurer l'étanchéité entre le packaging et la micropuce, nous avons utilisé un joint plat en silicone qui vient s'écraser dans les interstices, des tests de fuites ont été menés et se sont révélés concluants. Notons que l'admission du gaz dans le système se fait par le biais d'une bouteille d'azote comprimé munie d'un détendeur.

Écoulement instationnaire oscillant (boucle d'air fermée)

Le banc de caractérisation micrométrique en régime instationnaire oscillant est formé par les éléments suivants (FIGURE 4.11) :

- un système piston-cylindre d'architecture similaire à celle d'un vérin double effet à tige non traversante. Il permet le transvasement alternatif du gaz au sein du régénérateur,
- un actionneur piézoélectrique linéaire à amplification de type APA100M/APA1000L (FIGURE 4.12) sur lequel est montée la tige du piston. Il fournit un déplacement

à des fréquences élevées (de l'ordre de centaines de Hertz) similaire au battement de la membrane prévue pour la micro-machine. Une jauge de contraintes permet la mesure du déplacement effectué à une tension d'entrée donnée. Son signal de sortie est une tension convertible en déplacement par le biais d'une courbe de calibration fournie par le constructeur,

- la micropuce-régénérateur encapsulée dans un packaging en PMMA translucide,
- un socle en aluminium fixé sur une dalle "antivibrations" en caoutchouc recyclé.

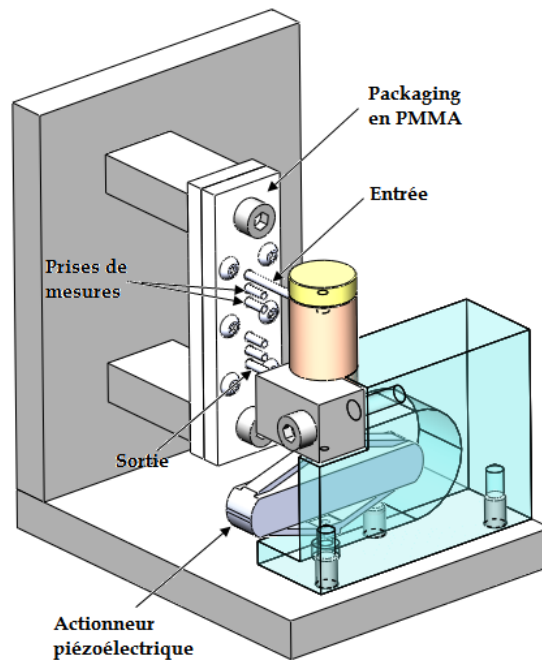


FIGURE 4.11 – Schéma CAO du banc micrométrique oscillant

L'actionneur piézoélectrique utilisé sur le banc de test est commercialisé par l'entreprise CEDRAT TECHNOLOGIE. L'alimentation de l'actionneur est assurée par un rack électronique RK63F4U qui comprend :

- un convertisseur linéaire LC75C pour l'alimentation électrique ; l'entrée LC75 est branchée à un Générateur Basses Fréquences (GBF) étant donné que l'actionneur est alimenté par un signal sinusoïdal,
- un amplificateur linéaire LA75C (gain x 20),
- un conditionneur du signal pour la jauge de contraintes SG75.

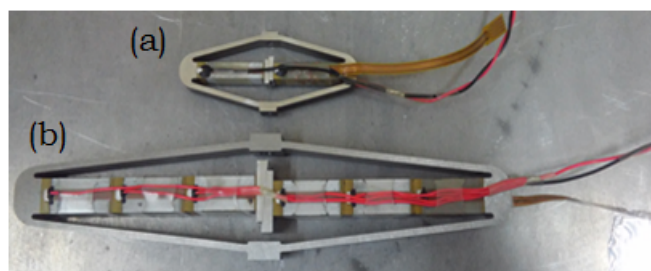


FIGURE 4.12 – Actionneurs piézoélectriques linéaires :
(a) APA100M, (b) APA1000L

Le dispositif expérimental mis en place pour la caractérisation du régénérateur micro-métrique en régime d'écoulement instationnaire oscillant est représenté sur la FIGURE 4.13 :

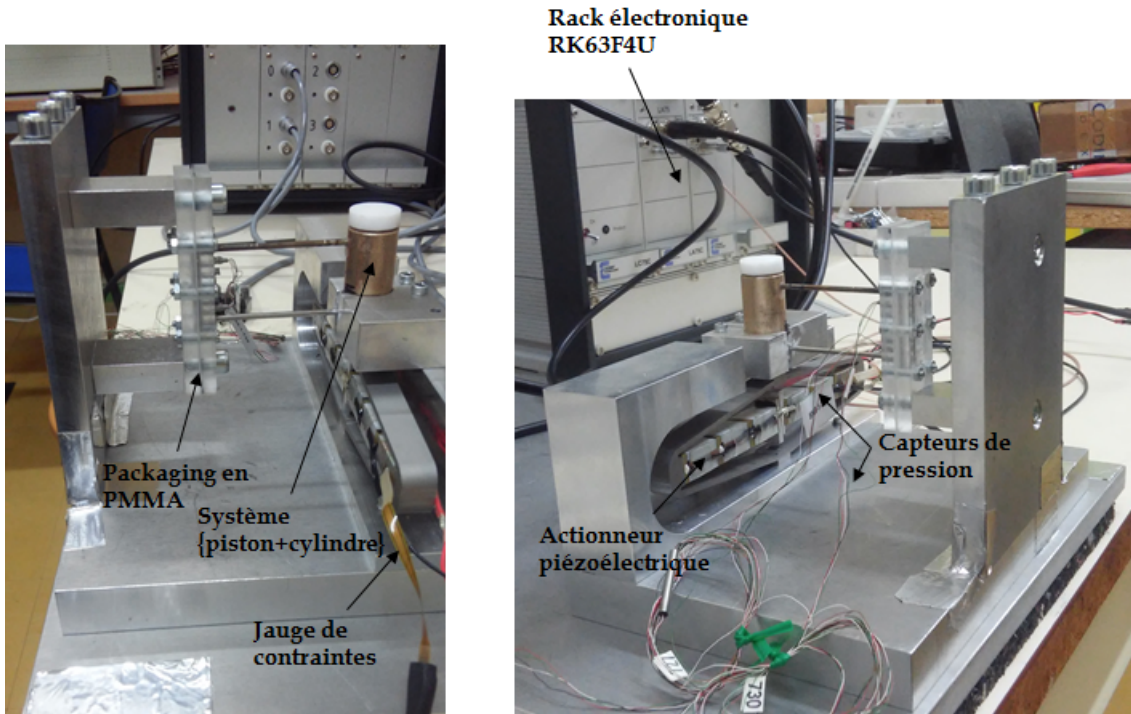


FIGURE 4.13 – Banc micrométrique pour un écoulement instationnaire oscillant

Des micro modules Peltier QC-2-0.3-0.5 de dimensions $1 \times 1,5 \times 1,6$ mm sont prévus pour refroidir le gaz sur l'une des extrémités de la micropuce. La tension maximale d'alimentation est de 0,23 V tandis que la puissance de refroidissement produite est égale à 0,065 W (à 27 °C), la différence de température maximale atteinte est égale à 68 °C (en milieu sous vide).

Un fil résistif chauffant en tungstène de résistivité égale à $5,4 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot m$ et de diamètre $\phi = 0,5$ mm enroulé sur le tube en inox servira à chauffer le gaz à l'autre extrémité créant ainsi un gradient thermique de part et d'autre de la micropuce.

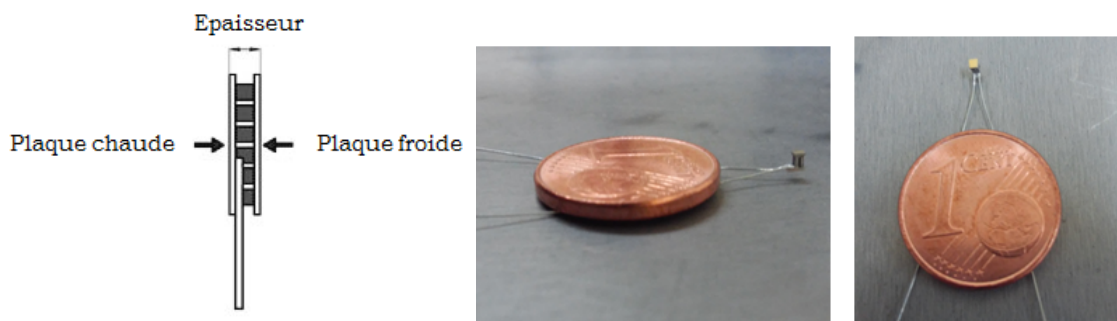


FIGURE 4.14 – Micromodules Peltier

4.1.2.2/ PARAMÈTRES DE CONTRÔLE

Il est primordial de pouvoir contrôler l'amplitude de déplacement de l'actionneur piézo-électrique ainsi que sa fréquence afin de moduler les performances thermiques et fluidiques du régénérateur.

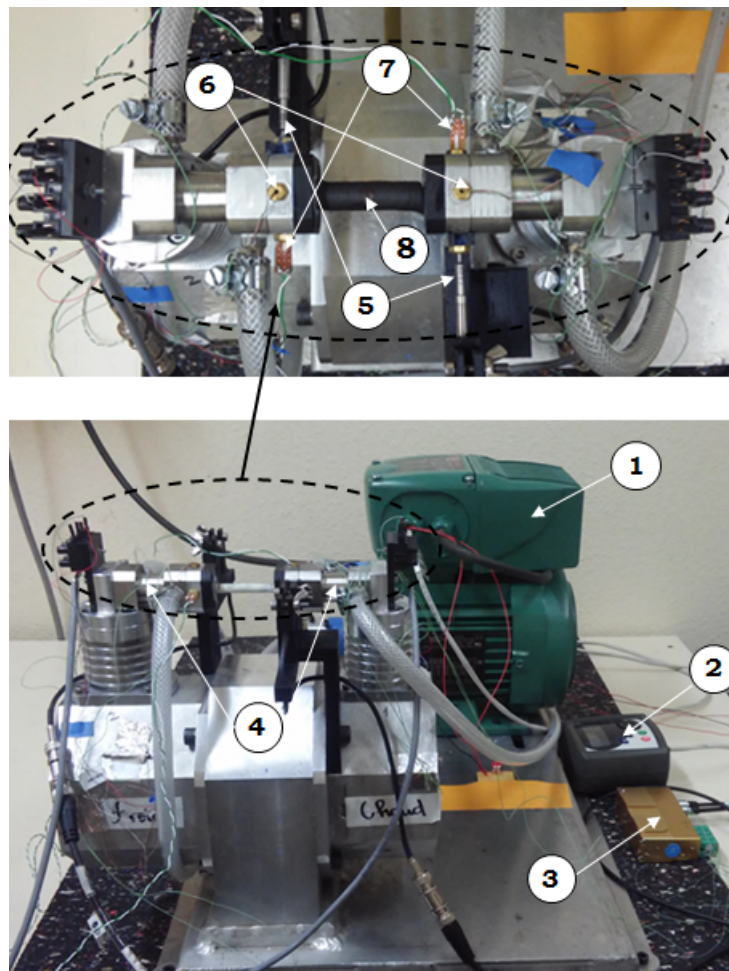
Pour ce faire, il suffit de faire varier l'amplitude ainsi que la fréquence du signal d'entrée délivrés par le GBF. Il est également important de respecter une marge de sécurité par rapport à la fréquence de résonance de l'actionneur afin de ne pas l'endommager de même qu'éviter sa surchauffe afin de prévenir les court-circuits au niveau des céramiques.

4.2/ INSTRUMENTATION

La caractérisation thermique et fluide de l'élément régénérateur nécessite la mise en place d'une instrumentation adéquate en termes de dimensions (*i.e* : encombrement sur le banc de test) et de bandes passantes en fréquences (*i.e* : fréquences de coupure suffisamment élevées afin de pouvoir suivre le signal dans l'écoulement).

Des prises de pression, de température et de vitesse sont prévues en amont et en aval du régénérateur pour les deux configurations de bancs de test qui reproduisent un écoulement de gaz permanent unidirectionnel ainsi qu'un stationnaire oscillant. Notons que le régénérateur a été isolé thermiquement de l'extérieur par le biais d'un calorifuge adhésif.

La FIGURE 4.15 présente le banc de test instrumenté pour la caractérisation du régénérateur millimétrique en régime d'écoulement stationnaire oscillant :



Légende

(1)	Moteur électrique triphasé asynchrone	(5)	Sondes à fils chauds TSI
(2)	Variateur de vitesse angulaire	(6)	Capteurs de pression KULITE
(3)	Interface thermocouple-acquisition	(7)	Microthermocouples
(4)	Échangeurs de chaleur air/eau	(8)	Régénérateur thermique calorifugé

FIGURE 4.15 – Banc de test instationnaire oscillant instrumenté pour le régénérateur millimétrique

Les capteurs de vitesse, de pression et de températures ont été disposés en amont/aval du régénérateur millimétrique.

4.2.1/ CAPTEURS DE PRESSION

La mesure des pressions en amont et en aval du régénérateur permet de calculer la perte de charge générée par l'écoulement. Les capteurs de pression miniatures (cylindres de diamètre extérieur de 1,4 mm) utilisés sont de type piézorésistifs (FIGURE 4.16). Ils présentent une fréquence de coupure de l'ordre de 300 kHz.

La marge de fonctionnement en température s'étale de -55 °C jusqu'à 120 °C et ils sont alimentés entre 10 et 12 V DC max. Ils sont disposés en montage affleurant afin de minimiser l'effet intrusif dans l'écoulement, mesurant ainsi une pression statique absolue.

Les capteurs ont été étalonnés en statique pour déterminer leur sensibilité à température ambiante avant leur mise en place sur le banc (FIGURE 4.17).

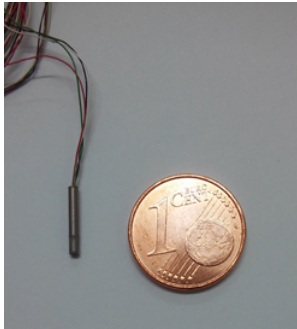


FIGURE 4.16 – Capteur de pression miniature

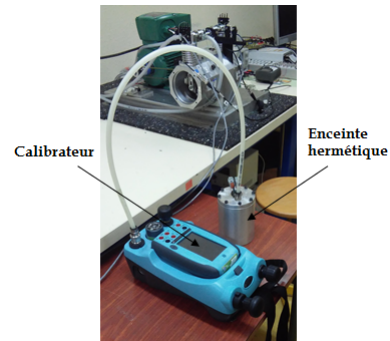


FIGURE 4.17 – Banc d'étalonnage en régime statique

Après étalonnage, les sensibilités des capteurs obtenues sont indiquées dans le TABLEAU 4.2 :

Référence capteur	Sensibilités (mV/bar)	Plages de pression (bar_abs)
XCQ-055-1.7BARA-8068-1-727	$60,1 \pm 5$	$0 \rightarrow 1,7$
XCQ-055-1.7BARA-8068-1-730	$59,8 \pm 5$	$0 \rightarrow 1,7$
XCQ-055-10 BARA-8068-3-661	$10,3 \pm 5$	$0 \rightarrow 10$
XCQ-055-10 BARA-8068-3-661	$9,9 \pm 5$	$0 \rightarrow 10$

TABLEAU 4.2 – Récapitulatif des sensibilités des capteurs de pression

4.2.2/ CAPTEURS DE VITESSE

Les capteurs utilisés pour l'acquisition de la vitesse sur le banc de test sont de type sondes à fils chauds à température constante (CTA) commercialisés par l'entreprise TSI.

Il s'agit d'une sonde monofil qui permet la mesure de la composante de la vitesse perpendiculaire au fil (FIGURE 4.18). La zone sensible de la sonde est constituée par un fil en tungstène revêtu de platine de diamètre $3,8 \mu\text{m}$ et de longueur $1,5 \text{ mm}$, la fréquence de coupure du capteur atteint 600 kHz dans l'air. La plage de mesure de la vitesse s'étend de $0,15$ jusqu'à 200 m/s .



FIGURE 4.18 – Capteur à fil chaud montée sur le banc de calibration

Les sondes délivrées par le constructeur sont non-calibrées d'où le besoin impératif de les caractériser avant leur mise en place sur le banc.

Pour ce faire, nous disposons d'un banc d'étalonnage à température constante (FIGURE 4.19) adapté à un écoulement d'air stationnaire unidirectionnel qui comprend les éléments suivants :

- un détendeur muni d'une vanne de régulation de débit précédée d'un filtre à air, la gamme de pressions d'admission varie entre 1,2 et 2 bar relatif,
- un calibrateur de type 1127B pour une gamme de vitesses qui s'étale de 0,15 m/s à 50 m/s,
- un thermocouple type K logé dans la canal d'écoulement du calibrateur pour relever la température du jet d'air,
- un capteur de pression différentiel relié au calibrateur,
- un anémomètre à température constante de type IFA300 qui permet d'enregistrer le couple tension/vitesse et de tracer la courbe de calibration ainsi obtenue via l'interface graphique Thermal Pro.

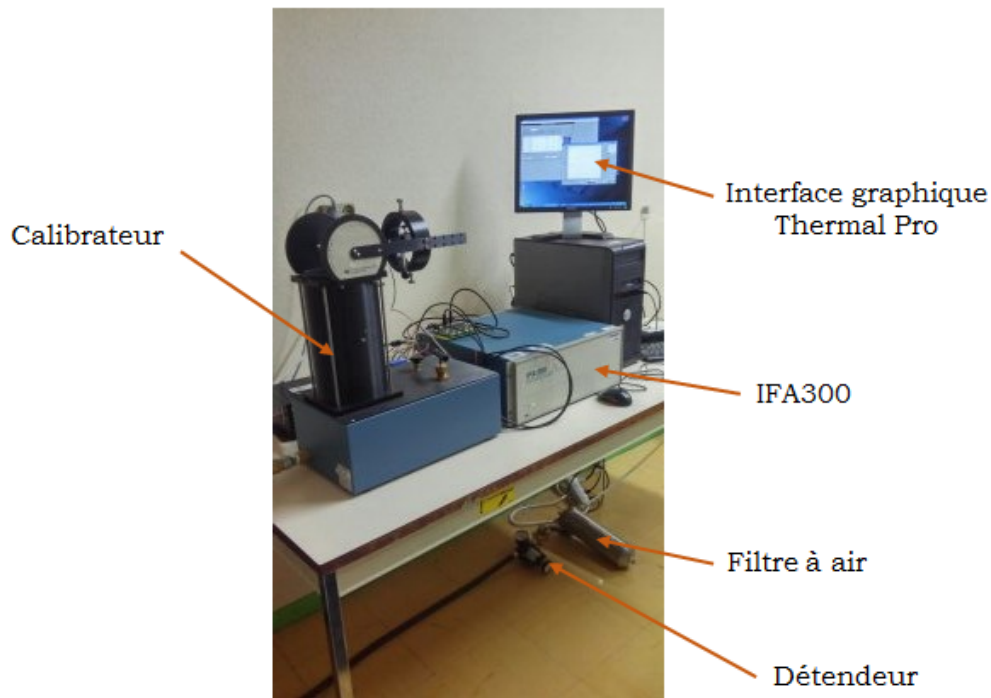


FIGURE 4.19 – Banc d'étalonnage TSI pour sondes à fil chaud

Comme précisé précédemment, la procédure d'étalonnage consiste à déterminer la caractéristique tension/vitesse du capteur à fil chaud.

Pour ce faire, l'air est soufflé au travers du calibrateur par le biais d'un compresseur. Nous disposons de deux manettes pour réglages fin et grossier du débit d'air admis. La sonde à fil chaud est placée à la sortie de la buse du calibrateur et maintenue perpendiculaire au jet d'air ce qui permet de relever la composante axiale de la vitesse dans l'écoulement.

Pour une pression et température données, la courbe d'étalonnage tension/vitesse de la sonde à fil chaud est tracée en interpolant les points de mesures par un polynôme de degré choisi (FIGURE 4.20). L'erreur sur la courbe de calibration (ligne bleue sur la FIGURE

4.20) ne doit pas dépasser les $\pm 2\%$.

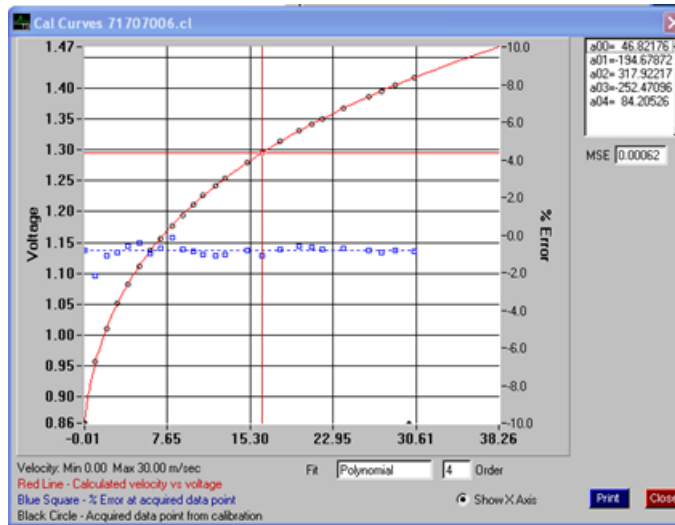


FIGURE 4.20 – Courbe de calibration type d'une sonde à fil chaud

Les courbes de calibration obtenues sont établies pour une pression et une température de l'écoulement données (correspondant aux conditions opératoires de calibration). Notons, cependant, que les sondes à fils chauds seront utilisées pour la caractérisation d'un écoulement instationnaire oscillant sur le banc de test avec une variation instantanée des pressions et des températures d'où la nécessité de corriger les valeurs brutes de sorties en tensions selon les conditions opératoires réelles (lors des expériences).

Pour ce faire, la démarche à suivre consiste à effectuer une première correction de la tension brute de sortie en fonction de la température opératoire de l'écoulement, la tension ainsi obtenue correspond à [140] :

$$E_{corr}(T_f) = E_b(T_f) \times \sqrt{\frac{(T_s - T_c)}{(T_s - T_f)}} \quad (4.2.1)$$

Avec :

- E_{corr} : tension brute de sortie de l'anémomètre corrigée en température,
- E_b : tension brute de sortie de l'anémomètre lors des essais expérimentaux,
- T_s : température de fonctionnement pour le fil chaud, c'est une donnée, constructeur. Dans le cas d'un écoulement de gaz, $T_s = 250^\circ\text{C}$,
- T_c : température du fluide lors de la calibration,
- T_f : température opératoire du fluide lors des essais expérimentaux.

La tension brute $E_{corr}(T_f)$ sera injectée par la suite dans l'équation de calibration pour retrouver la vitesse V_{corr} corrigée en température qui s'écrit sous la forme :

$$V_{corr}(T_f) = a_4 E_{corr}^4(T_f) + a_3 E_{corr}^3(T_f) + a_2 E_{corr}^2(T_f) + a_1 E_{corr}(T_f) + a_0 \quad (4.2.2)$$

La vitesse de l'écoulement $V_{corr}(T_f, P_f)$ est ainsi corrigée en température et pression opératoires du fluide qui s'écrit comme suit :

$$V_{corr}(T_f, P_f) = \left(\frac{P_c}{P_f} \right) \times V_{corr}(T_f) \quad (4.2.3)$$

Avec :

- P_c [mmHg] : pression de calibration,
- P_f [mmHg] : pression opératoire du fluide lors des essais expérimentaux,
- $V_{corr}(T_f)$: vitesse corrigée seulement en température.

Il est à préciser que la méthode utilisée pour la correction des vitesses en température et en pression est indiquée dans la documentation fournie par le constructeur [140].

Afin de laminariser l'écoulement en sortie du régénérateur et éviter ainsi les perturbations locales créées par la détente du fluide, une grille en toile métallique a été placée en amont/aval du régénérateur (FIGURE 4.21).

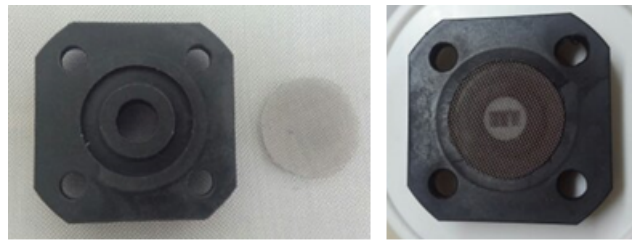


FIGURE 4.21 – Grille en toile métallique pour laminariser l'écoulement

4.2.3/ CAPTEURS DE TEMPÉRATURE

Il s'agit de microthermocouples de type K (Chromel/Alumel) couramment utilisés dans l'industrie pour la large gamme de températures qu'ils balayent (-270 à 1372°C), leur prix abordable et leur résistance à l'oxydation pour les hautes températures.

Les microthermocouples (FIGURE 4.22) fabriqués au laboratoire FEMTO-ST sont respectivement de diamètres $7,6 \mu\text{m}$, $12,7 \mu\text{m}$ (tous deux utilisés pour l'acquisition sur le banc instationnaire oscillant) et $80 \mu\text{m}$ (destinés aux entrées/sorties échangeurs pour quantifier les puissances thermiques échangées).

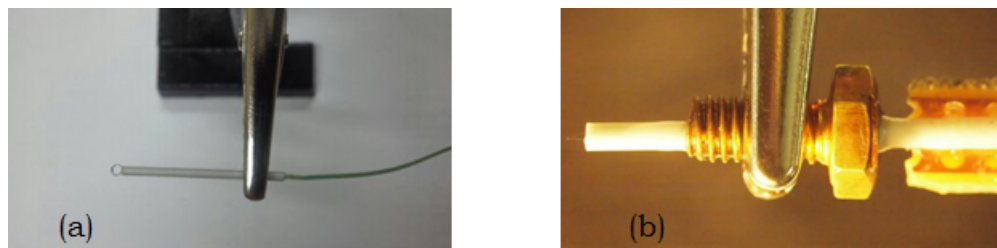


FIGURE 4.22 – Capteurs microthermocouples de type K (a) : $\phi = 80 \mu\text{m}$, (b) $\phi = 7,6 \mu\text{m}$

Les fréquences de coupure des microthermocouples en milieu convectif ont été établies expérimentalement au laboratoire [?]. Elles sont de l'ordre de 32 Hz pour un diamètre $\phi = 7,6 \mu\text{m}$, 16 Hz pour un diamètre $\phi = 12,7 \mu\text{m}$ (FIGURE 4.23) ce qui est suffisant pour suivre un signal dont la fréquence dans l'écoulement ne dépasse pas 10 Hz .

La sensibilité des capteurs de type K est de l'ordre de $40 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$ à 20°C (elle reste indépendante du diamètre du fil). Les sondes de température sont réalisées à partir de fils thermoélectriques que l'on a glissés dans un tube en céramique à deux trous. Chaque fil est ainsi introduit dans un trou.

Type	diamètre (μm)	Environnement radiatif		Environnement convectif libre	
		constante de temps τ	fréquence de coupure (Hz)	constante de temps τ	fréquence de coupure (Hz)
K	53	80 ms	2	110 ms	1.5
	25,4	30 ms	5	30 ms	5
	12,7	8 ms	20	10 ms	16
	7,6	3 ms	53	5 ms	32
S	5,3	1250 μs	125	980 μs	160
	1,27	180 μs	880	350 μs	450
	0,53	70 μs	2300	180 μs	900

FIGURE 4.23 – Caractéristiques dynamiques de thermocouples développés à FEMTO-ST [25]

Les microthermocouples ont été fabriqués par décharge capacitive (FIGURE 4.24). Cette technique consiste à créer un arc électrique provoquant la décharge du module condensateur entre les deux broches de fil de Chromel et d'Alumel. L'amplitude de la décharge ainsi que l'intensité du courant à appliquer dépendent étroitement du diamètre du fil.



FIGURE 4.24 – Banc de soudure microthermocouple par décharge capacitive [?]

Le dispositif de fixation sur le banc consiste à glisser la céramique à deux trous dans une vis taraudée et percée au diamètre de la céramique. Le tout repose sur un support en epoxy sur lequel sont soudés les câbles d'extensions afin de raccorder l'ensemble vers la plateforme d'acquisition électronique dSPACE.

L'enregistrement des températures statiques entrées/sorties des échangeurs sur la plateforme dSPACE s'effectue par l'intermédiaire d'un module IPETRONIK M-THERMO2 (une compensation soudure froide y est intégrée) muni d'une voie CAN. Ce module permet l'acquisition de températures dans la gamme $-60^{\circ}\text{C} \rightarrow 1370^{\circ}\text{C} \pm 0,25^{\circ}\text{C}$ (pour un thermocouple de type K) pour une fréquence de coupure égale à 1 Hz .

L'acquisition des températures dynamiques de l'écoulement d'air en régime oscillant se fait par le biais d'une carte thermocouples principalement composée par un amplificateur de type AD8495 (une compensation de soudure froide y est également intégrée) élaborée au laboratoire. La chaîne de mesures "alimentation + carte AD8495 + thermocouple" a été totalement étalonnée et l'incertitude de mesure de température est $\pm 0,3^{\circ}\text{C}$ sur la gamme $20^{\circ}\text{C} \rightarrow 90^{\circ}\text{C}$. Notons que la fréquence de coupure de la carte AD8495 est de l'ordre de $f_c = 1\text{ kHz}$ (FIGURE 4.25).

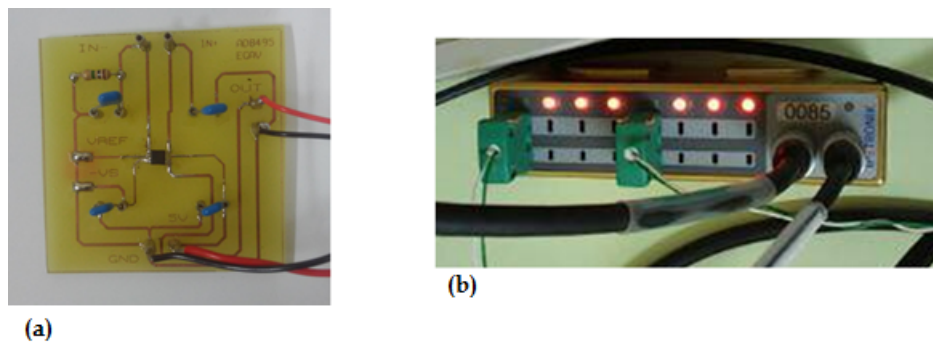


FIGURE 4.25 – Modules électroniques d'interfaçage entre microthermocouples et la plateforme d'acquisition dSPACE : (a) Carte amplificateur AD8495 pour mesures de températures dynamiques (b) Module IPETRONIK M-THERMO2 pour mesures de températures statiques

4.2.4/ CAPTEUR DE POSITION

Le capteur de position angulaire pour le piston mis en place est un détecteur de type "fourche optique", alimenté par une tension (5 V cc), il permet de renvoyer un signal de $5\text{ V} \pm 0,3\text{ V}$ lors du passage de la tige métallique (objet opaque) par sa fente.

La tige étant montée sur l'axe du moteur électrique, elle est réglée sur le point mort haut du piston du côté chaud. Le temps de réponse du détecteur optique est de $3\ \mu\text{s}$ tandis que la fréquence de coupure est de l'ordre de 1 kHz (FIGURE 4.26).

Ainsi, le déplacement du piston est calculé théoriquement moyennant la position de son point mort haut et la période du déplacement réglée sur le variateur de vitesse angulaire relié au moteur électrique triphasé (FIGURE 4.27).

Ainsi, deux pics successifs délivrés par le détecteur "fourche optique" représentent une période de signal qui correspond au temps requis pour effectuer un déplacement équivalent à $2 \times$ course du piston. On en déduit la position angulaire instantanée du piston pendant une période.

La position angulaire du piston côté froid est déduite de celle du piston chaud par un calcul théorique en fonction du déphasage de 180° imposé entre les deux pistons pour réaliser le transvasement.

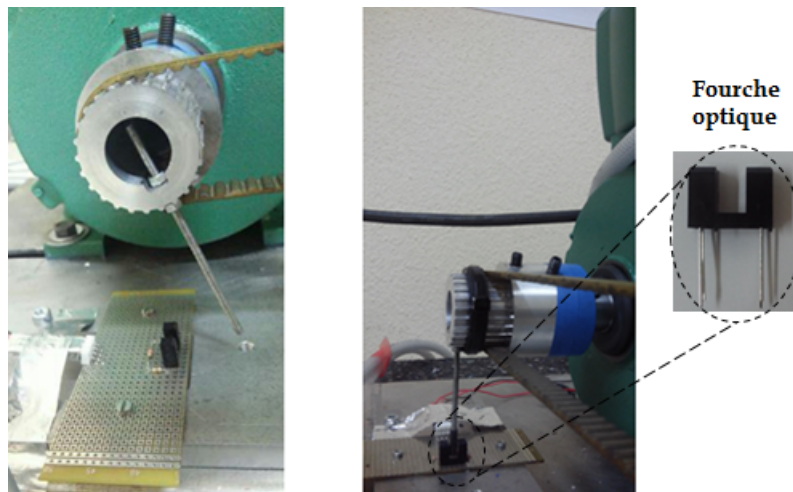


FIGURE 4.26 – Capteur de position à fourche optique

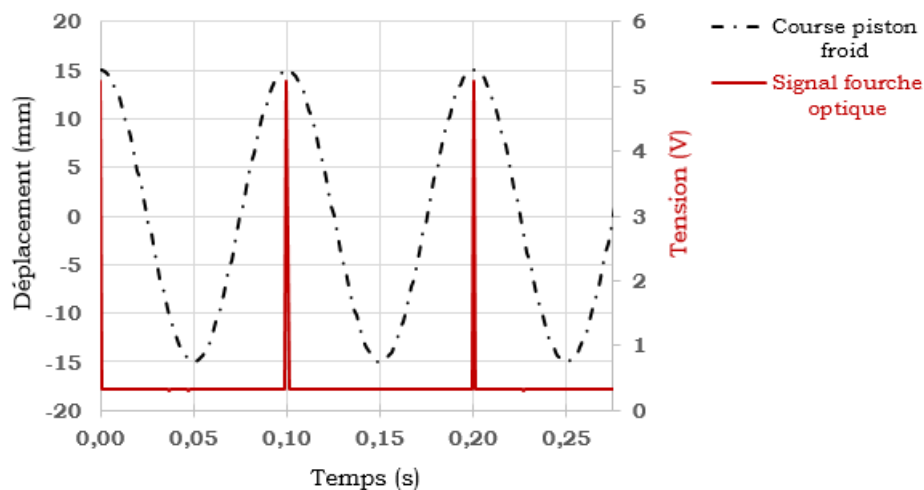


FIGURE 4.27 – Course du piston en fonction du signal de position

4.3/ SYSTÈME DE CONTRÔLE/COMMANDE ET ACQUISITION

L'acquisition des signaux de pression, de température et de vitesse en amont et en aval du régénérateur s'effectue sur deux plateformes électroniques différentes. En effet, l'enregistrement des données de pression et de température est réalisé sur le système dSPACE tandis que les mesures de vitesse sont relevées au moyen du module IFA300 (anémomètre à fil chaud). Un trigger externe ordonné sur un front montant $5V \pm 0,7V$ est utilisé pour synchroniser les signaux d'acquisition pressions, températures et vitesses.

4.3.1/ dSPACE DS1103/CONTROLDESK

Bloc d'acquisition dSPACE (hardware)

C'est un système qui permet le pilotage des signaux en temps réel par le biais d'un PC

de commande. L'ensemble est formé par (FIGURE 4.28) :

- un châssis “PX4 Expansion box” qui est un boîtier d’extension du PC hôte pour le système dSPACE sur lequel est branchée la carte contrôleur en temps réel DS1103 avec DSP intégré, la connexion avec le PC hôte se fait par le biais d’un câble de type fibre optique ou encore par un câble RJ45 croisé,
- un module qui comprend le panneau de connexion CP1103 et d’indicateurs LED CLP1103 muni de trois connecteurs en sortie pour faire l’interfaçage avec la carte DS1103.



FIGURE 4.28 – Bloc d’acquisition dSPACE

La carte contrôleur DS1103 est une carte d’acquisition très performante pour le prototypage rapide des lois de commande, elle exploite les différentes composantes suivantes (FIGURE 4.29) :

- PowerPC : c’est un processeur Maître (Master processor) PPC 750GX d’une fréquence d’horloge de 1GHz,
- un module entrées/sorties qui contient les convertisseurs A/D et D/A, les ports numériques d’E/S ainsi que des encodeurs incrémentaux qui permettent le pilotage en robotique contrôleur automobile, régulation de moteurs à induction,
- un module DSP qui comprend un processeur esclave (Slave DSP) conçu pour la modulation de commandes électriques, notamment la génération des signaux PWM,
- un micro-contrôleur de bus CAN 80C164.



FIGURE 4.29 – Carte contrôleur DS1103 CP

Le panneau de connexion CP1103 comprend les ports numériques E/S suivants (FIGURE 4.28) :

- 20 canaux pour conversion A/D dont 4 multiplexés (résolution 16 bits),

- 8 canaux pour conversion D/A (résolution 16 bits),
- 6 interfaces incrémentales,
- 1 port CAN,
- 4 ports série RS232/RS422 (master/slave),
- 12 sorties PWM.

dSPACE ControlDesk (software)

ControlDesk est une interface graphique homme/machine qui permet la commande du système en temps réel à savoir l'envoi d'une consigne, la réception d'un signal ou encore les deux. L'interface ControlDesk permet également de visualiser en temps réel les signaux mesurés, d'accéder aux paramètres de contrôle sur le système et de les modifier en cas de besoin.

La programmation de la carte DS1103 s'effectue à l'aide du logiciel Matlab/Simulink. En effet, le schéma de commande est généré sous l'interface Simulink, compilé et exporté sous format .sdf vers l'espace de travail de ControlDesk.

4.3.2/ ANÉMOMÈTRE À FIL CHAUD IFA300

L'acquisition de la vitesse s'effectue via le module IFA300. L'acquisition et le conditionnement du signal émis par la sonde à fil chaud sont assurés par une configuration en pont de Wheatstone qui permet de maintenir la résistance de la sonde constante dans l'écoulement en modulant l'intensité du courant qui la traverse. Le signal sera par la suite amplifié et renvoyé vers la carte convertisseur A/D.

L'interfaçage homme/machine est réalisé par l'interface graphique Thermal Pro qui permet de rentrer les données nécessaires à l'acquisition et de post-traiter les résultats obtenus. La synchronisation de l'acquisition des signaux pression/température et vitesse s'effectue sur un port pour trigger externe ordonné sur un front ascendant présent sur la carte convertisseur A/D comme le montre la FIGURE 4.30 :

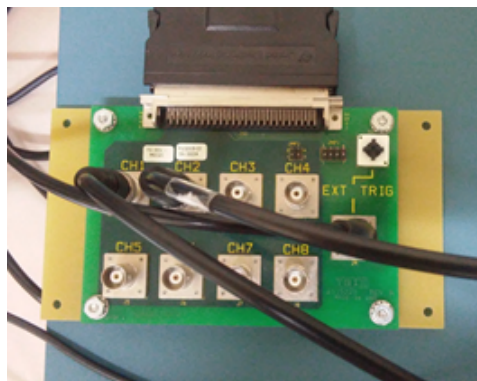


FIGURE 4.30 – Port Trigger externe sur la carte A/D IFA300

4.4/ CAMPAGNES DE MESURES PRÉLIMINAIRES

Après montage des banc d'essais micrométrique et millimétrique suivi de la mise en place de l'instrumentation dédiée, des essais préliminaires ont été effectués afin d'examiner le

bon fonctionnement des capteurs utilisés et de vérifier la synchronisation des signaux lors de l'acquisition sur les deux plateformes dSPACE et ThermalPro.

Pour la phase de post-traitement des mesures enregistrées lors des essais expérimentaux, un filtre numérique de type Savitzky-Golay [24] est appliqué pour lisser les signaux de pression et température (FIGURES 4.31, 4.32).

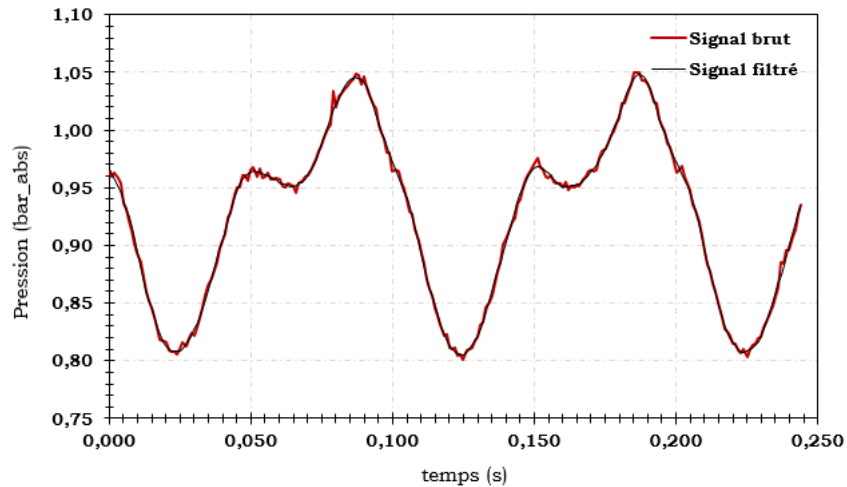


FIGURE 4.31 – Signaux de pression brut et filtré numériquement par filtre de type Savitzky-Golay [24]

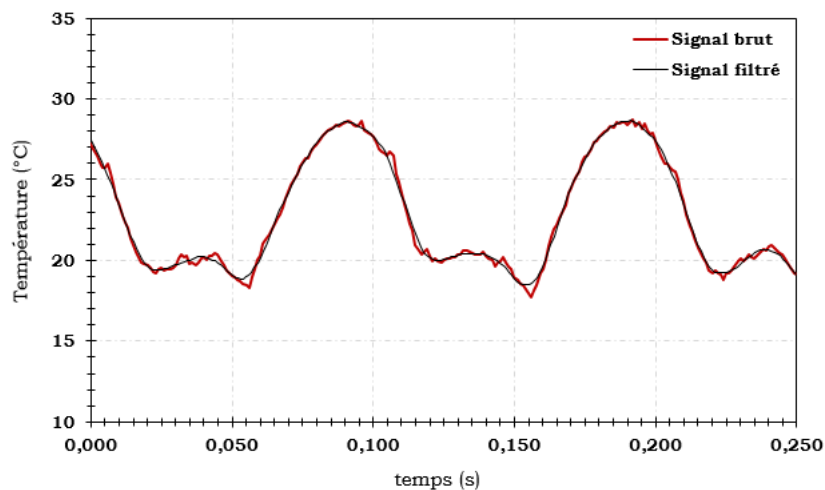


FIGURE 4.32 – Signaux de température brut et filtré numériquement par filtre de type Savitzky-Golay [24]

4.4.1/ BANC MICROMÉTRIQUE

Les essais menés sur le banc micrométrique sont effectués à température ambiante (essais isothermes). Dans un premier temps, des essais en régime permanent unidirectionnel ont été réalisés pour des microrégénérateurs de géométrie lenticulaire pour des porosités de $\varepsilon = 0,8; 0,9$, le fluide de travail étant de l'azote pressurisé. Dans un second temps, des

essais en régime oscillant sinusoïdal ont été effectués pour des fréquences allant de $10 \text{ Hz} \rightarrow 125 \text{ Hz}$.

Notons que seules les pressions en amont/aval du micro-bloc régénérateur ont été relevées vu la complexité du montage des capteurs de température et de vitesse pour une section droite d'écoulement $A_{dte} = 1 \text{ mm}^2$ et une hauteur $H_{canal} = 0,5 \text{ mm}$.

La réponse de la jauge de contrainte qui sert à déterminer le déplacement de l'actionneur piézoélectrique ainsi que les courbes de pression délivrées en régime d'écoulement oscillant après filtrage des signaux enregistrés sont tracés sur les FIGURES 4.33, 4.34 :

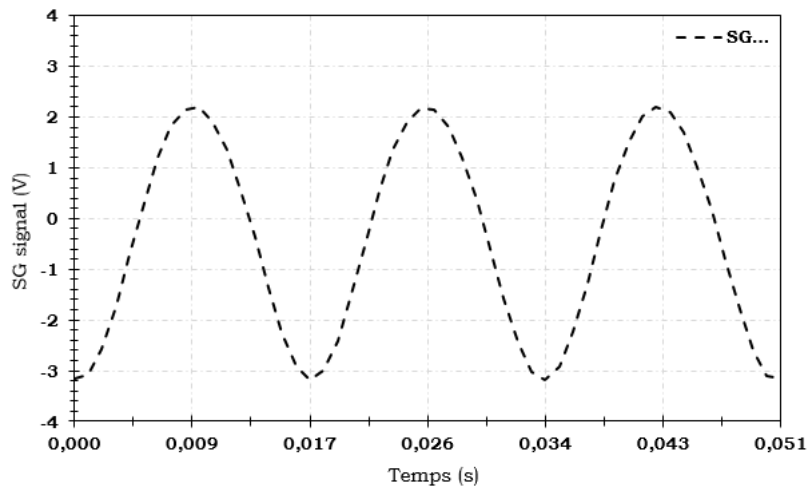


FIGURE 4.33 – Signaux délivrés par la jauge de contraintes pour un déplacement $C_{piézo} = 712 \mu\text{m}$ à $f = 60 \text{ Hz}$

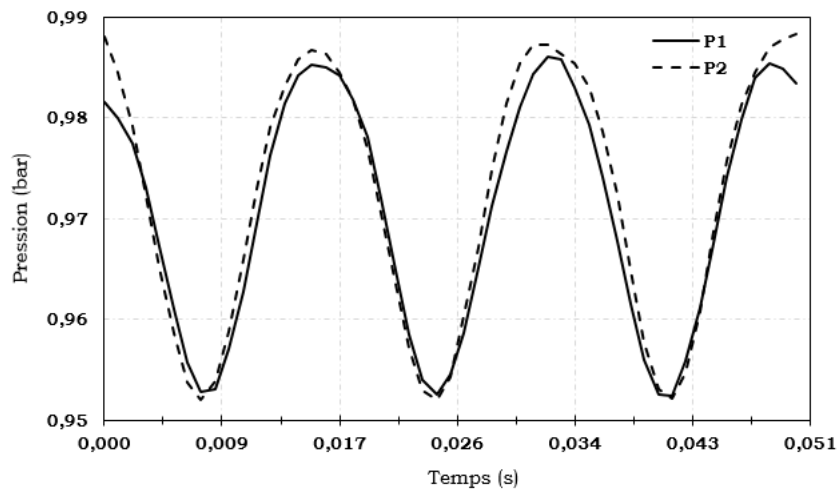


FIGURE 4.34 – Signaux délivrés par les capteurs de pression amont/aval du microrégénérateur pour $\varepsilon = 0,8$; $F.F = 0,5$; $C_{piézo} = 712 \mu\text{m}$; $f = 60 \text{ Hz}$.

4.4.2/ BANC MILLIMÉTRIQUE

Des essais isothermes et avec gradient thermique ont été effectués en présence d'un régénérateur de géométrie lenticulaire de porosité variable $\varepsilon = 0,8 \rightarrow 0,9$. Les signaux de

pression, de température et de vitesse instantanées sont représentés sur la FIGURE 4.35 (a) pour un régénérateur de porosité $\varepsilon = 0,8$; une course du piston $C_{\text{piston}} = 30 \text{ mm}$; un gradient thermique $\Delta T = 50^\circ\text{C}$ et une fréquence d'écoulement $f = 10 \text{ Hz}$. L'origine de l'échelle du temps est réglée sur le point mort haut du piston côté chaud.

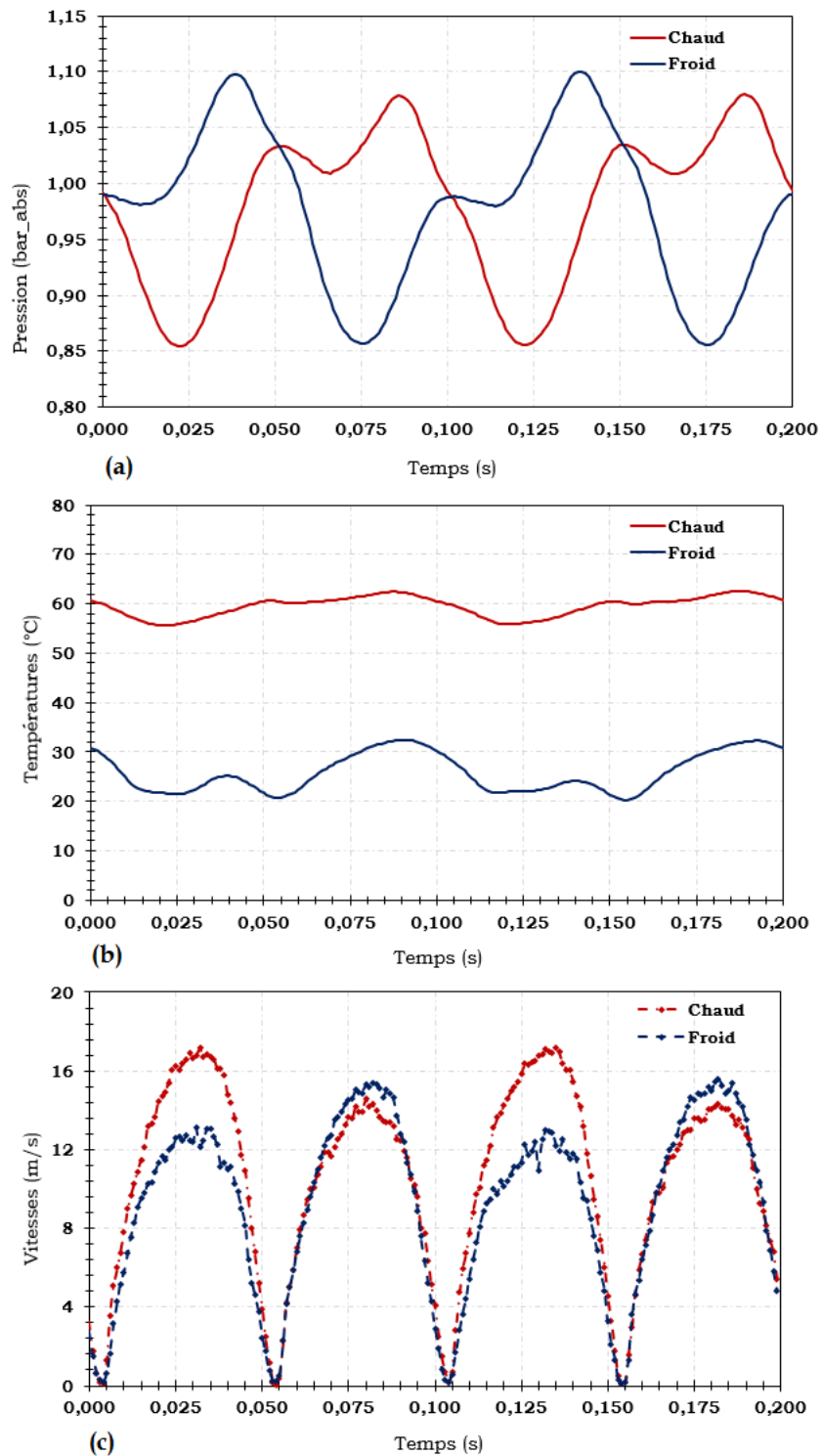


FIGURE 4.35 – Profils des pressions (a), vitesses (b) et températures (c) aux extrêmités du régénérateur lenticulaire pour $\varepsilon = 0,8$; $C_{\text{piston}} = 30 \text{ mm}$; $\Delta T = 50^\circ\text{C}$ et $f = 10 \text{ Hz}$

Les courbes de pression en présence du régénérateur (canal + piliers) montrent la présence d'un creux relativement prononcé (FIGURE 4.35) en aval du passage par le point mort bas de chaque piston.

L'hypothèse de l'impact de changement de section entre les zones tampons (section circulaire) et la section d'entrée du régénérateur (section rectangulaire) sur la dynamique de l'écoulement a été vérifiée pour expliquer la singularité des courbes de pression obtenues.

Pour ce faire, des essais isothermes en tube et canal vides (absence de piliers) ont été alors effectués. Les signaux obtenus ont une allure sinusoïdale légèrement dissymétrique au niveau des mi-courses avec la présence d'un faible déphasage de l'ordre de $\theta = 12^\circ$ (FIGURES 4.36 (a), (b)).

En revanche, nous constatons sans équivoque l'absence du creux pour les deux cas de figures considérés ce qui implique que le creux ne peut être imputé au changement de section entre zone tampon et entrée régénérateur.

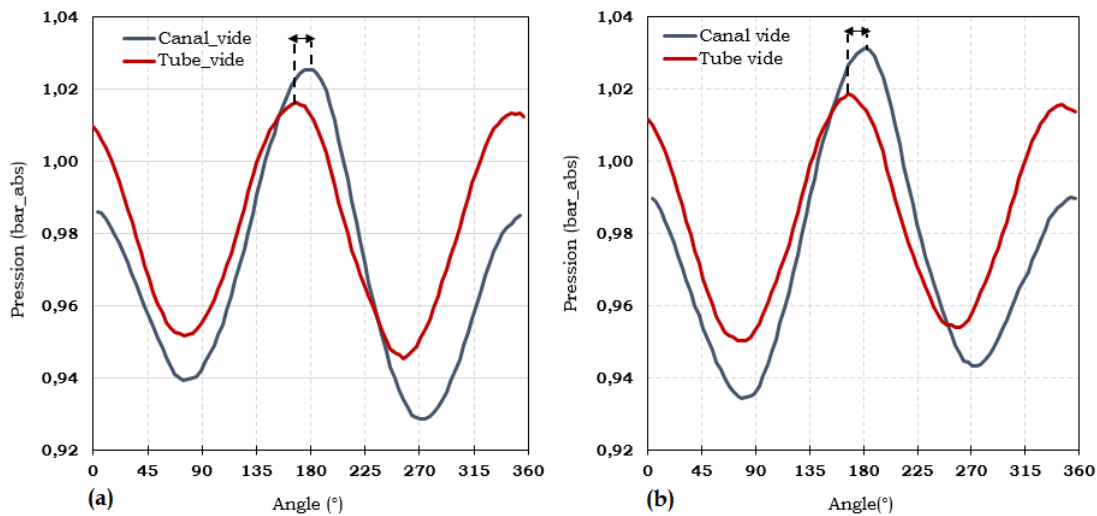


FIGURE 4.36 – Profils de pression en (a) amont et (b) aval du régénérateur en écoulement isotherme pour $\varepsilon = 0,8$, $C_{piston} = 30\text{ mm}$ et $f = 10\text{ Hz}$

4.5/ PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL

4.5.1/ BANC MICROMÉTRIQUE

Des essais préliminaires de caractérisation pour le microrégénérateur ont été effectués respectivement en régime permanent unidirectionnel ainsi qu'en régime d'écoulement instationnaire oscillant.

Les prototypes testés sont de forme lenticulaire, de porosité $\varepsilon = \{0,8; 0,9\}$ et de facteur de forme $F.F = 0,5$. En régime oscillant, les fréquences testées $f = 10 \rightarrow 125\text{ Hz}$ pour un déplacement de piston $C_{piston} = 716\text{ }\mu\text{m}$.

Un récapitulatif des essais menés pour le micro-régénérateur est tabulé ci-après (TABLEAU 4.3) :

			Permanent	Oscillant	
Géométrie	Porosité ε	Facteur de forme $F.F$	Débit Q_v (Nml/min)	Course C_{piston} (mm)	Fréquence f (Hz)
Lenticulaire	0,8	0,5	0 → 300	0,716	10; 20; 30; 60; 80; 100; 125; 110
	0,9	0,5	0 → 300	–	–

TABLEAU 4.3 – Récapitulatif essais micrométriques pour l'actionneur piézoélectrique linéaire APA1000L

Notons que les essais préliminaires sur le banc micrométrique oscillant n'ont pas été concluants. En effet, les signaux délivrés par les capteurs de pression ne permettaient pas de relever des valeurs cohérentes pour la perte de charge.

Les difficultés rencontrées lors des campagnes de mesures peuvent s'expliquer par :

- une sensibilité insuffisante des capteurs (10 mV/bar) pour détecter la faible perte de charge dans le microrégénérateur (de l'ordre de centaines de Pascals),
- le battement maximal fourni (110 μm) par l'actionneur piézoélectrique de type APA100M n'est pas suffisant pour pousser l'air jusqu'au régénérateur, il serait probablement amorti dans le volume mort fluide présent dans le circuit (le volume balayé par le piston représente 5 % du volume mort présent entre cylindre et micropuce),

Afin de palier le problème, nous avons augmenté la course délivrée par l'actionneur ce qui a nécessité de basculer vers un second actionneur plus puissant. En effet, l'actionneur APA100M de débattement nominal de l'ordre 110 μm a été remplacé par un actionneur APA1000L de débattement nominal de l'ordre de 900 μm (FIGURE 4.12).

Ce faisant, nous avons relevé une tendance croissante du nuage de points qui représente la perte de charge en fonction de la fréquence de l'écoulement au travers du régénérateur sans obtenir une courbe monotone définie.

L'effet de la porosité sur la perte de charge au travers du micro-régénérateur n'a pas pu être vérifié puisque les deux nuages de points obtenus à partir des données expérimentales se chevauchent.

4.5.2/ BANC MILLIMÉTRIQUE

Les essais de caractérisation ont été effectués pour un régénérateur millimétrique de forme lenticulaire pour des porosités respectivement égales à $\varepsilon = \{0,8; 0,85; 0,9\}$ et un facteur de forme $F.F = 0,5$.

Des premiers essais isothermes en régime d'écoulement unidirectionnel permanent ont été effectués pour la gamme de débit $\dot{Q}_v = 0 \rightarrow 50 \text{ l/min}$. En régime d'écoulement oscillant alterné, pour des courses de pistons respectivement égales à et $C_{piston(1)} = 24 \text{ mm}$ et $C_{piston(2)} = 30 \text{ mm}$ ($\times 5/4 C_{piston(1)}$) et des fréquences d'études $f = 0 \rightarrow 10 \text{ Hz}$, des essais isothermes et avec gradient thermique ont été réalisés. Un récapitulatif des essais effectués est tabulé ci-après (TABLEAUX 4.5, 4.4) :

Géométrie	Porosité ε	Facteur de forme $F.F$	Débit \dot{Q}_v (l/min)	Condition thermique
Lenticulaire	0,8	0,5	0 → 50	Isotherme
	0,85			
	0,9			

TABLEAU 4.4 – Récapitulatif des essais effectués pour le régénérateur millimétrique en régime unidirectionnel permanent

Géométrie	Porosité ε	Facteur de forme $F.F$	C_{piston} (mm)	Fréquences f (Hz)	Condition thermique T_{ch} (°C) – T_{fd} (°C)
Lenticulaire	0,8	0,5	24 - 30	0 → 10	isotherme
					45 - 15
					55 - 15
	0,85	0,5	24 - 30	0 → 10	65 - 15
					isotherme
					45 - 15
	0,9	0,5	24 - 30	0 → 10	55 - 15
					65 - 15
					isotherme

TABLEAU 4.5 – Récapitulatif des essais effectués pour le régénérateur millimétrique en régime oscillant alterné

Pour la procédure d'acquisition, dans le cas thermique, un gradient thermique est établi par le biais des échangeurs thermiques air/eau placés aux extrémités du régénérateur, alimentés par les bains thermostatés à circulation pour lesquels les températures de consigne sont fixées.

Les températures entrée/sortie échangeurs sont relevées afin de s'assurer que le gradient thermique souhaité a été atteint (compte tenu des déperditions thermiques dans le circuit entre bains thermostatés/échangeurs). Cette étape franchie, le moteur électrique est mis en route, les fréquences de travail sont réglées par le variateur de vitesses angulaires.

Ensuite, nous laissons le système se stabiliser pendant ~ 100 cycles après lesquels le trigger externe est déclenché pour l'acquisition synchrone des signaux de pression, de température (sur la plateforme dSPACE) et de vitesse (sur la plateforme ThermalPro).

CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons abordé la conception et le montage des bancs de test expérimentaux des régénérateurs micrométrique et millimétrique.

En effet, pour chaque type de régénérateur, deux bancs de test expérimentaux ont été réalisés permettant de générer en un premier temps un écoulement unidirectionnel permanent

(boucle d'air ouverte) et en un second temps un écoulement oscillant alterné (boucle d'air fermée).

Nous avons d'abord présenté les procédures d'étalonnage des différents capteurs de pression, de température et de vitesse avant leur mise en place sur les bancs de test, qui est une étape indispensable pour garantir des résultats cohérents pour les gammes de fonctionnements ciblées des capteurs.

Ensuite, nous avons décrit la procédure d'acquisition des différentes grandeurs physiques mesurées qui s'effectue sur deux plateformes électroniques différentes et expliqué par ailleurs l'approche suivie pour assurer une acquisition synchronisée des signaux.

Des essais préliminaires ont été effectués pour vérifier le bon fonctionnement des bancs micrométrique et millimétrique instrumentés. Des premières constatations sont relevées concernant les allures des courbes obtenues sur le banc micrométrique. Ces premiers résultats sont quantitativement peu concluants (difficultés de mesurer des variations de pressions compte-tenu des faibles amplitudes) mais montrent des résultats qualitatifs intéressants (perte de charge qui augmente avec la fréquence des écoulements).

Pour les essais sur le banc millimétrique, les résultats obtenus sont nettement plus cohérents notamment en termes de pertes de charge. Des effets de compression et de détente des vitesses en amont/aval du régénérateur ont été relevés et des rebonds de températures du fluide sont également constatés notamment pour le côté froid.

A cet effet, vu la complexité des acquisitions expérimentales sur le banc micrométrique et les résultats approximatifs obtenus, seuls les essais menés sur le régénérateur millimétrique seront abordés dans le chapitre suivant.

Nous y étudierons la perte de charge et les transferts thermiques au sein du régénérateur respectivement en régimes d'écoulements unidirectionnel permanent et oscillant alterné, pour différentes porosité, courses de pistons et fréquences. Les résultats expérimentaux obtenus à l'échelle millimétriques peuvent être transposés à l'échelle micrométrique à condition d'être sous le même régime d'écoulement (laminaire) et d'avoir des effets d'oscillations dans l'écoulement comparables ce qui se traduit par des nombres de Valensi Va de même ordres de grandeur.

RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

INTRODUCTION

Ce chapitre présente les résultats des essais expérimentaux effectués sur le régénérateur millimétrique soumis à des conditions d'écoulement isotherme et avec gradient thermique. Nous avons mené des essais en régimes d'écoulements respectivement unidirectionnel permanent et oscillant alterné afin de vérifier l'effet de la nature de l'écoulement sur les pertes de charge engendrées au travers du régénérateur.

Nous comparerons les résultats des simulations obtenus aux résultats expérimentaux. A partir des données expérimentales recueillies sur le banc d'essai, nous établirons une corrélation pour le coefficient de perte de charge maximal en fonction du nombre de Reynolds pour une porosité qui varie entre $\varepsilon = 0,8 \rightarrow 0,9$. Nous calculerons les efficacités thermiques du régénérateur alternativement pendant les phases "hot-blow" et "cold-blow", par le biais desquelles nous estimerons la figure de mérite du régénérateur qui traduit le rapport entre pertes de charges et transferts thermiques pour différentes porosités et nombres de Reynolds allant de $Re_{Dh,max} = 1200 \rightarrow 8000$.

5.1/ SIGNAUX DE PRESSION, VITESSES ET TEMPÉRATURES

Les prises de pression, de vitesse et de température en amont/aval du régénérateur sont schématisées sur la FIGURE 5.1. Le point mort bas (PMB) du piston froid est pris comme origine pour l'angle de rotation du vilebrequin.

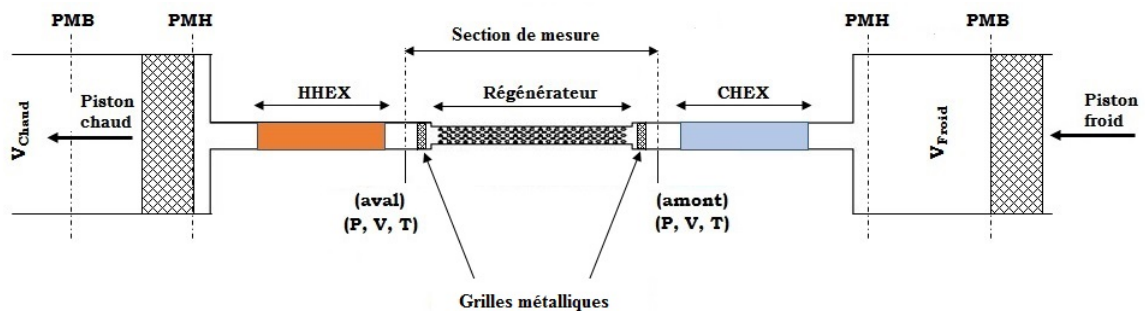


FIGURE 5.1 – Disposition des prises de mesures sur le banc de test

Ainsi, le cycle thermique commence par un "cold-blow" (*i.e* : passage du fluide du volume

froid vers le volume chaud) correspondant à la course ascendante du piston froid, suivi par un “hot-blow” (*i.e.* : passage du fluide du volume chaud vers le volume froid) correspondant à la course descendante du piston froid.

5.1.1/ SIGNAUX DE PRESSION

Les signaux de pression sont relevés en amont/aval du régénérateur, ce dernier étant formé par un canal intégrant des plots disposés en quinconce. Les zones tampons situées entre le régénérateur et les échangeurs thermiques sont de sections circulaires. Afin de vérifier l’effet de changement de section sur la dynamique de l’écoulement de gaz entre zones tampons et entrée régénérateur, des essais en tube vide et en canal vide ont été réalisés et comparés avec ceux réalisés en présence du régénérateur.

Les signaux de pression relevés aux extrémités de la section de mesure pour un écoulement isotherme de gaz sont représentés respectivement pour les cas d’un tube vide, d’un canal vide ($\varepsilon = 1$) et d’un régénérateur ($\varepsilon < 1$) (FIGURES 5.2 (a); (b)) en fonction de l’angle de rotation du vilebrequin. La course du piston est égale à $C_{piston} = 30\text{ mm}$ et la fréquence des oscillations est égale à $f = 10\text{ Hz}$.

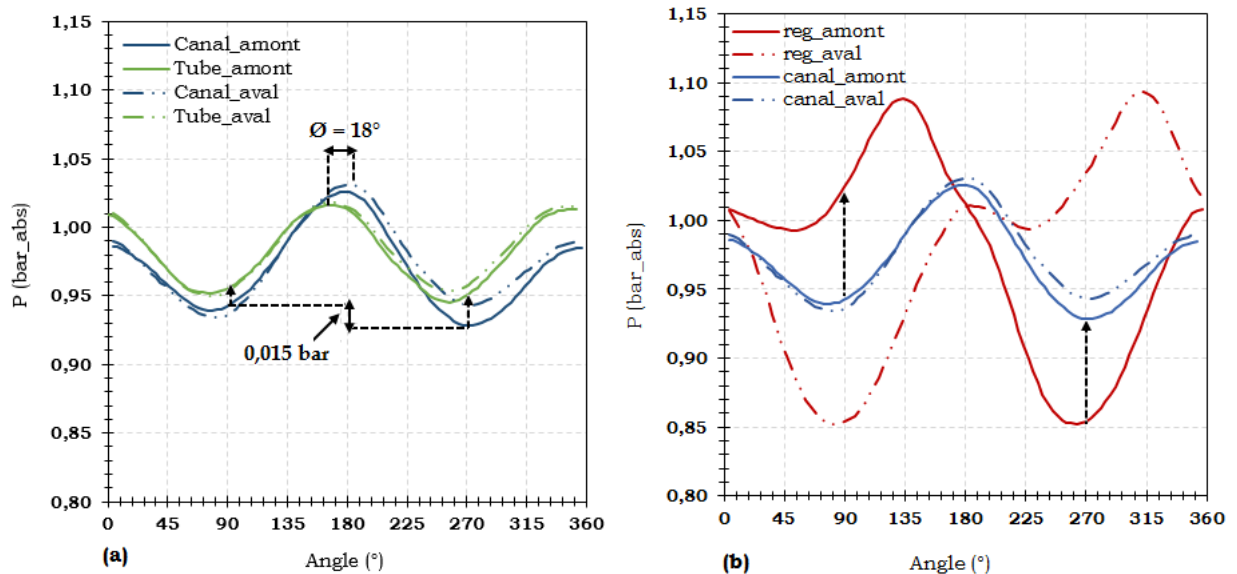


FIGURE 5.2 – Signaux de pression dans un écoulement isotherme en amont/aval de la section de mesures pour $C_{piston} = 30\text{ mm}$ et $f = 10\text{ Hz}$: (a) canal vide ($\varepsilon = 1$) vs tube vide (b) canal vide ($\varepsilon = 1$) vs régénérateur ($\varepsilon = 0,8$)

Nous constatons sur la FIGURE 5.2 (a) que les signaux de pression, relevés respectivement pour un tube et canal vides, ont une allure sinusoïdale et présentent une double période (présence de deux creux dans le signal) avec une légère dissymétrie entre les phases “cold-blow” et “hot-blow” qui reste plus prononcée pour le cas du canal vide puisqu’elle atteint 0,015 bar entre $\phi = 90^\circ$ et 270° .

Cette double période s’explique, sous l’hypothèse d’un écoulement incompressible, par la prépondérance des effets inertiels par rapport aux effets visqueux présents dans le fluide en écoulement oscillant alterné au travers de conduits vides (tube ou canal) en absence

d'obstacles.

Des travaux expérimentaux antérieurs menés par Ibrahim et al. [52] ont confirmé ces résultats pour un canal vide traversé d'un écoulement oscillant de fluide. La légère dissymétrie relevée s'explique par un déphasage entre pistons légèrement inférieur à $\phi = 180^\circ$, il est d'environ $\phi \simeq 178^\circ$. Ce décalage est probablement causé par une légère dérive des forces de tensions des courroies de transmissions qui relie l'axe du moteur à l'arbre du vilebrequin.

Ces mêmes effets ont été relevés dans des travaux antérieurs menés par Ibrahim et al. [52] sur des écoulements oscillants au travers d'un canal vide.

Nous relevons également que l'amplitude des oscillations dans le cas du canal vide est plus importante que celle en tube vide. Pendant le "cold-blow", pour $\phi = 90^\circ$, l'augmentation atteint $0,0015 \text{ bar}$ tandis que pendant le "hot-blow" elle est de l'ordre de $0,0025 \text{ bar}$.

Ajoutons qu'un déphasage égal à $\phi \simeq 18^\circ$ est relevé entre les deux signaux, le signal en canal vide étant en retard de phase par rapport à celui en tube vide. Cet effet peut s'expliquer par le changement de section (rétrécissement brusque) dans le cas du canal vide que subit le fluide ce qui engendre des oscillations plus importantes. Quant au retard de phase entre les deux signaux, il résulte des effets inertiels présents dans le fluide.

Sur la FIGURE 5.2 .(b), nous avons présenté les signaux de pression en amont/aval du régénérateur pour le canal vide ($\varepsilon = 1$) et le régénérateur ($\varepsilon = 0,8$, i.e : canal intégrant des plots). Nous relevons une nette augmentation des amplitudes d'oscillations de l'ordre de $0,08 \text{ bar}$ pour $\phi = 90^\circ$ et 270° pour les signaux de pression dans le cas du régénérateur, les deux creux sont toujours présents mais moins prononcés.

Ceci s'explique par la présence des plots qui présentent une surface de frottement plus importante pour le fluide que dans le cas d'un canal vide ce qui implique une résistance à l'écoulement plus importante qui se traduit par des effets visqueux plus prononcés dans le fluide qui viennent contrebalancer les effets inertiels déjà existants. Ceci aura pour conséquences la modification des courbes des signaux de pression mesurés en amont/aval du régénérateur.

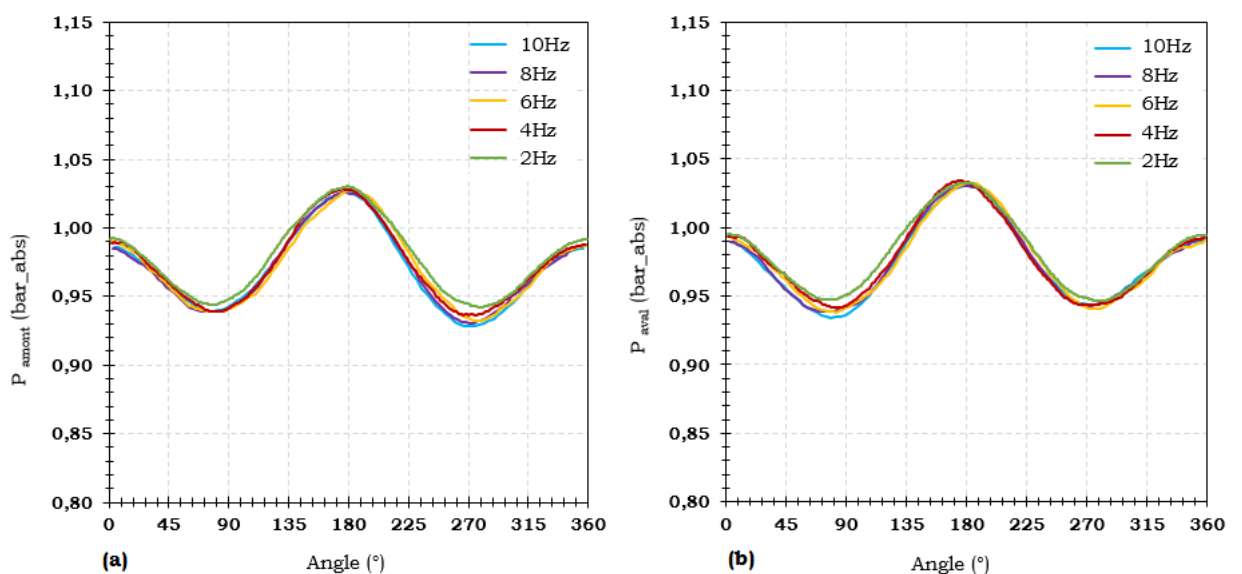


FIGURE 5.3 – Signaux de pression pour un canal vide $\varepsilon = 1$ et $C_{piston} = 30 \text{ mm}$ dans le cas d'un écoulement isotherme : (a) en amont ; (b) en aval de la section de mesure

Dans le cas d'un écoulement isotherme, les signaux de pression en amont/aval de la section de mesure pour un canal vide ($\varepsilon = 1$) sont représentés sur les FIGURES 5.3 (a) ; (b). Pour une course de piston $C_{piston} = 30\text{ mm}$, les fréquences varient entre $f : 2 \rightarrow 10\text{ Hz}$.

Nous constatons que la variation des fréquences de l'écoulement n'a quasiment pas d'effets sur l'amplitude des signaux de pression ni sur la phase puisque les courbes se superposent en marquant la double période par cycle fluide. Les mêmes résultats sont présents dans les travaux de Ibrahim et al. [52] qui confirment que pour un canal vide, l'effet de la fréquence sur les signaux de pression est négligeable.

Sous les mêmes conditions à savoir un écoulement isotherme, une course de piston $C_{piston} = 30\text{ mm}$ et des fréquences allant de $f : 2 \rightarrow 10\text{ Hz}$, les signaux de pression en amont/aval du régénérateur de porosité ($\varepsilon = 0,8$) sont tracés sur les FIGURES 5.4 (a), (b). Nous relevons que pour une faible fréquence $f = 2\text{ Hz}$, le signal de pression présente une double période (deux creux) similaire à celle relevée dans le cas d'un canal vide.

Cependant, en augmentant la fréquence jusqu'à $f = 10\text{ Hz}$, cette double période se décale progressivement en amont (pour la prise de pression en amont) ou en aval (pour la prise de pression aval) de l'angle $\phi = 180^\circ$, qui correspond à la fin de course, pour marquer une seule période par cycle avec deux extremum globaux qui délimitent la période. Cet effet qui s'accroît en fonction des fréquences traduit les effets d'accélération/décélération locales au sein du fluide résultants des changements de sections périodiques au sein du régénérateur qui se font de plus en plus ressentir au fur et à mesure que les fréquences augmentent.

La forte porosité d'étude $\varepsilon = 0,8$ ainsi que la structure hydraulique interne du régénérateur (matrice de plots disposés en quinconce le long du canal) font que les signaux de pression mesurés diffèrent des signaux présentés dans certains travaux de la littérature qui présentent des allures quasi-sinusoïdales en simple période [153, 108]. On retrouve également le déphasage $\phi \simeq 180^\circ$ entre les deux signaux amont/aval, ce qui concorde avec le travail de transvasement réalisé par les pistons.

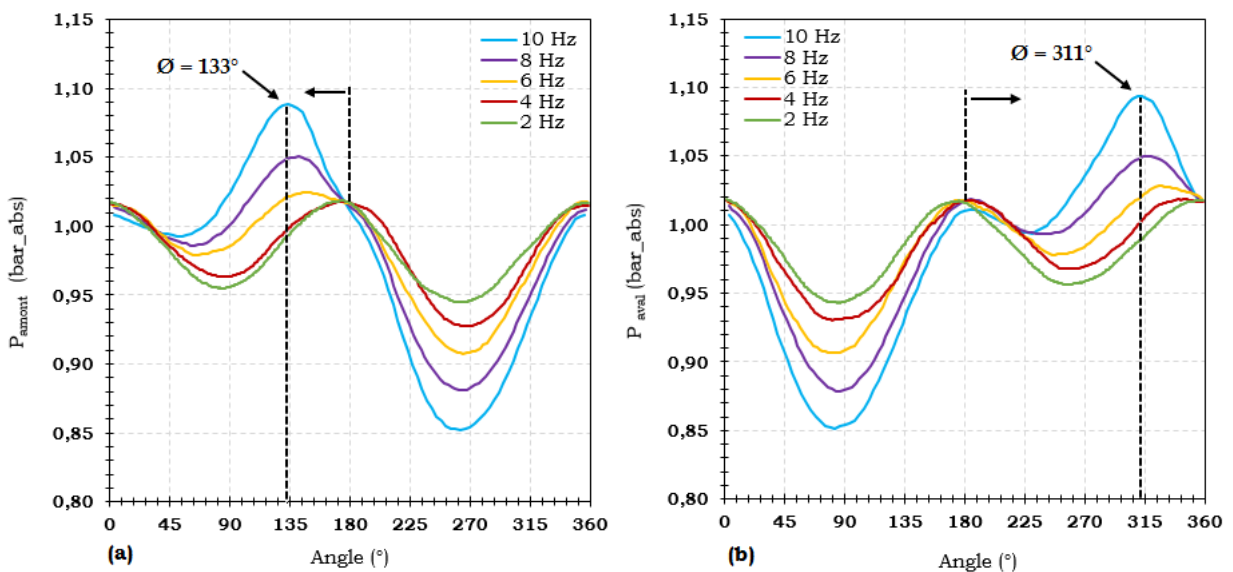


FIGURE 5.4 – Signaux de pression pour un régénérateur $\varepsilon = 0,8$ et $C_{piston} = 30\text{ mm}$ dans le cas d'un écoulement isotherme : (a) en amont ; (b) en aval de la section de mesure

Nous allons comparer les allures des signaux de pression en amont/aval du régénérateur obtenus expérimentalement et ceux obtenus par les simulations numériques pour une porosité $\varepsilon = 0,8$ et une course de piston égale à $C_{piston} = 30\text{ mm}$, l'écoulement étant isotherme avec $T = 22\text{ °C}$ (FIGURES 5.5 (a); (b)).

On remarque que les amplitudes des signaux de pression expérimentaux sont nettement plus élevées ($\simeq \times 2,4$) que celles des simulations numériques. Ce décalage est essentiellement imputé aux effets de géométrie puisque pour le cas numérique nous avons simulé une section plane équivalente à la section réelle où se rejoignent les zones tampons de section cylindrique et l'entrée du régénérateur de section plane.

De plus, les effets de rugosités des parois au niveau des plots sont négligés et le modèle de turbulence $k - \epsilon$ utilisé pour modéliser l'écoulement pour des nombres de Reynolds $Re_{Dh,max} \geq 2.10^3$ est insuffisant pour estimer les pertes de charge réelles au sein du fluide, puisqu'il ne prends pas en compte les effets de la sous couche laminaire visqueuse dans le calcul des pertes de charge.

Notons également que la pression atmosphérique de référence renseignée sur Fluent correspond à $P_{atm} = 1,01325\text{ bar}$ alors que la pression atmosphérique ambiante réelle relevée lors des essais fluctue autour de $P_{atm} = 0,980$ à $0,984\text{ bar}$ ce qui explique le faible offset à l'origine $\theta = 0^\circ$ égal à $0,005\text{ bar}$ entre les courbes des FIGURES 5.5 (a); (b).

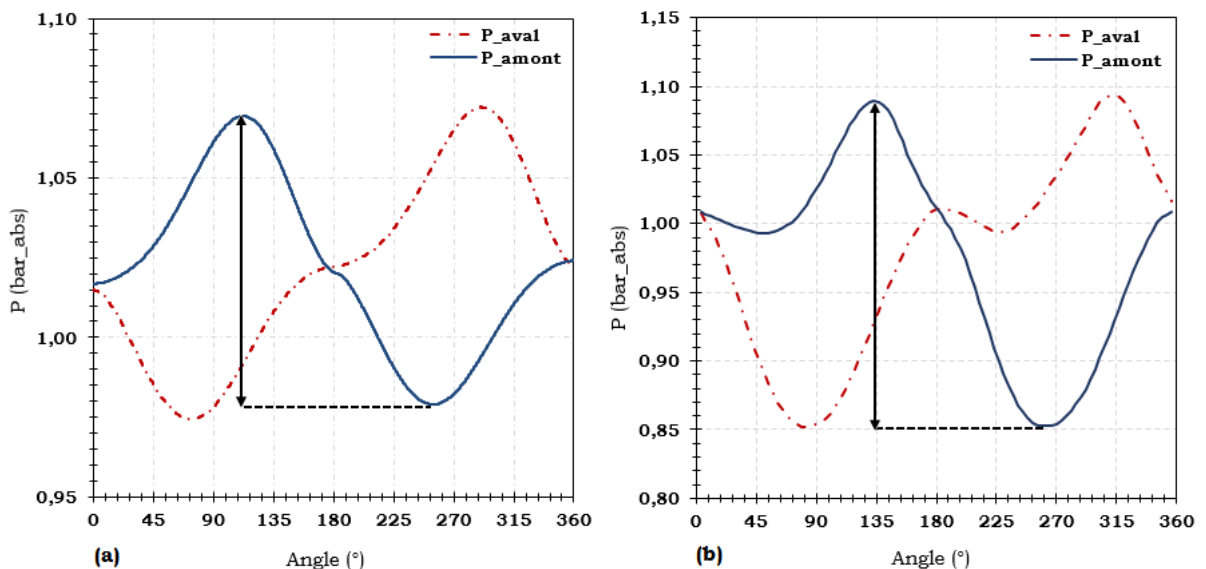


FIGURE 5.5 – Signaux de pression pour un régénérateur $\varepsilon = 0,8$ et $C_{piston} = 30\text{ mm}$ dans le cas d'un écoulement isotherme : (a) numériques ; (b) expérimentaux

5.1.2/ SIGNAUX DE VITESSE

Nous allons représenter les variations de vitesse en fonction de l'angle de rotation du vilebrequin pour un écoulement oscillant alterné au sein du régénérateur de porosité $\varepsilon = 0,8$. Nous évoquerons l'effet de compression/détente locales du fluide lors de la course ascendante (phase de refoulement) et descendante (phase d'aspiration) du piston. Nous allons également aborder la transition vers la turbulence au sein du régénérateur en fonction des courses et fréquences de l'écoulement.

5.1.2.1/ COMPRESSION/DÉTENTE LOCALES DU FLUIDE À L'ENTRÉE/SORTIE DU RÉGÉNÉRATEUR

La FIGURE 5.6 présente l'évolution des courbes de vitesses en amont de la section de mesure respectivement pour le cas d'un tube vide, d'un canal vide et d'un régénérateur de porosité $\varepsilon = 0,8$ (*i.e* : canal intégrant des plots disposés en quinconce) pour une course de piston $C_{piston} = 30\text{ mm}$ et une fréquence $f = 10\text{ Hz}$, l'écoulement étant isotherme à $T = 22^\circ\text{C}$.

Nous relevons que les effets de compression/détente locales aux extrémités de la section de mesure sont plus perceptibles en présence du régénérateur ce qui est tout à fait cohérent puisque dans ce cas l'effet de changement de section est le plus marqué et la résistance à l'écoulement est la plus importante.

La FIGURE 5.7 présente les courbes de vitesses aux extrémités du régénérateur ainsi que celle de la vitesse théorique du piston pour un écoulement isotherme, la porosité étant égale à $\varepsilon = 0,8$ et la courses du piston égale à $C_{piston} = 30\text{ mm}$. Nous relevons un déphasage d'environ $\phi = 18^\circ$ entre les vitesses réelles du fluide et celle du piston pouvant s'expliquer par l'inertie du fluide pendant les phases de refoulement et d'aspiration des pistons.

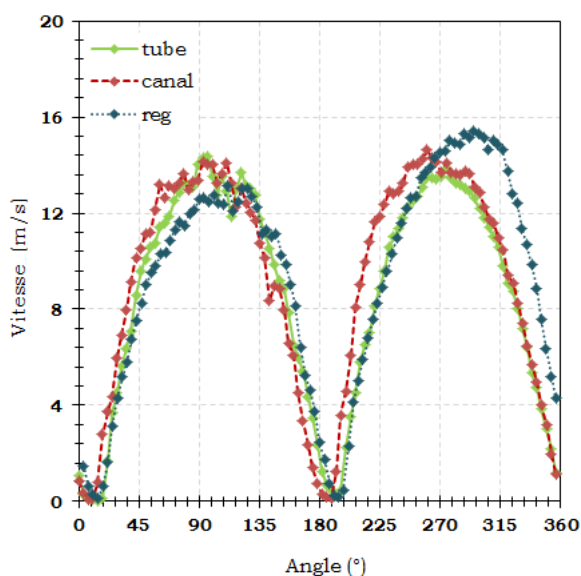


FIGURE 5.6 – Signaux de vitesses en amont/aval de la section de mesure pour un écoulement isotherme $\varepsilon = 0,8$; $C_{piston} = 30\text{ mm}$ et $f = 10\text{ Hz}$

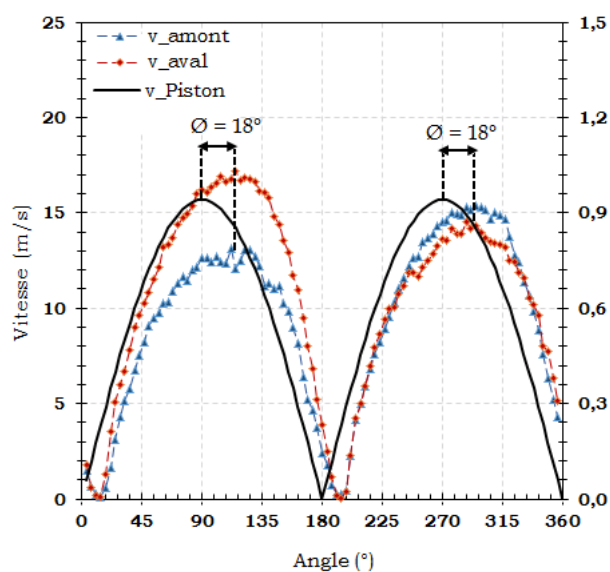


FIGURE 5.7 – Déphasage entre vitesse théorique du piston et vitesses d'un écoulement isotherme en amont/aval de la section de mesure $\varepsilon = 0,8$ et $C_{piston} = 30\text{ mm}$

Les FIGURES 5.8 (a), (b) présentent les courbes de vitesses aux extrémités du régénérateur de porosité égale à $\varepsilon = 0,8$ dans le cas d'un écoulement isotherme et pour une course de piston $C_{piston} = 30\text{ mm}$. Rappelons que l'axe des abscisses, qui représente l'angle de rotation du vilebrequin est d'origine $\phi = 0^\circ$, correspond au point mort bas (PMB) du piston froid (FIGURE 5.1).

Pendant la course ascendante du piston froid $\phi = 0^\circ \rightarrow 180^\circ$ (*i.e* : “cold-blow”), on relève sur les courbes de vitesses un effet de compression en amont du régénérateur auquel

correspond un effet de détente en aval de ce dernier, ce qui s'explique par la nature du travail de transvasement assuré par les pistons. Pendant la course descendante du piston froid $\phi = 180^\circ \rightarrow 360^\circ$ (*i.e* : "hot-blow"), il y a inversion du sens de l'écoulement qui s'accompagne d'une inversion de ces effets.

Dans le même ordre d'idée, on relève une dissymétrie dans un même signal de vitesse entre les deux phases du "cold-blow / hot-blow", subséquente aux effets de compression qui s'inversent suite au changement de sens de l'écoulement pour $\phi \simeq 198^\circ$. Plusieurs auteurs [153, 54] ont relevé les mêmes effets sur les signaux de vitesses pour des écoulements oscillants alternés en présence d'un déphasage entre pistons $\phi \simeq 180^\circ$.

Les essais numériques effectués ont montré des effets similaires (FIGURES 5.9(a), (b)) mais d'amplitudes moins élevées, ce qui peut s'expliquer par le fait que les vitesses mesurées par les fils chauds sont des vitesses quasi-punctuelles alors que les vitesses obtenues par simulations numériques sont moyennées sur la section droite de l'écoulement.

Notons également que les vitesses du fluide augmentent en fonction des fréquences de l'écoulement ce qui est tout à fait prévisible puisque la vitesse théorique maximale u_{max} relevée dans le régénérateur s'écrit :

$$u_{max} = \frac{x_{max,cl} \omega}{2 \varepsilon} = \frac{x_{max,reg} \omega}{2} \quad (5.1.1)$$

avec $x_{max,cl}$ le déplacement maximal du fluide au sein du canal vide, $x_{max,reg}$ le déplacement maximal du fluide au sein du régénérateur (*i.e* : canal intégrant des plots), ε la porosité du régénérateur, $\omega = 2\pi f$ la pulsation et f la fréquence du cycle de l'écoulement.

On remarque également sur les FIGURES 5.8 (a), (b) que les allures des vitesses sont plus lisses pendant la phase de détente du fluide en sortie du régénérateur. Cela s'explique par l'effet des grilles métalliques qui ont été placées de part et d'autre de la section de mesure comme le montre la FIGURE 5.1.

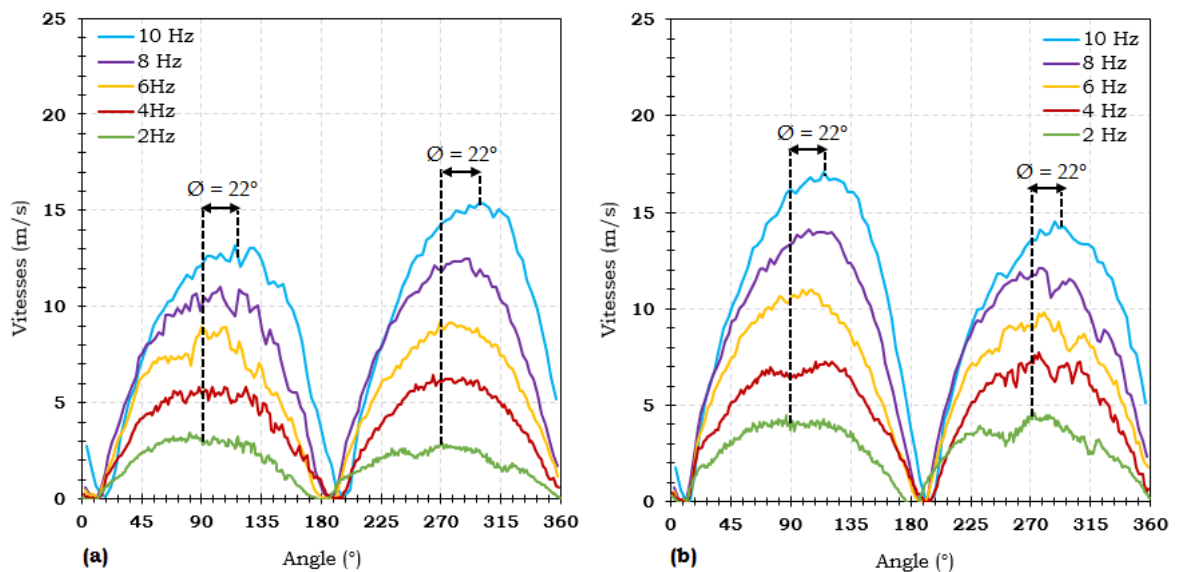


FIGURE 5.8 – Signaux de vitesses expérimentaux en écoulement isotherme au travers du régénérateur pour $\varepsilon = 0,8$ et $C_{piston} = 30\text{ mm}$: (a) amont (b) aval de la section de mesure

Vu l'emplacement des grilles sur le banc d'essai, l'écoulement est "laminarisé" alternativement soit en amont ou en aval du régénérateur en fonction de la course ascendante de chaque piston. Ce faisant, il a été possible de vérifier l'intérêt d'utiliser une structure similaire au nid d'abeille telle que la grille métallique afin de stabiliser d'écoulement dans la veine d'essai.

Précisons, à cet effet, que les vitesses mesurées par le fil chaud sont quasi-punctuelles et correspondent aux vitesses au centre du conduit.

On remarque également sur les FIGURES 5.8 (a), (b) qu'au fur et à mesure que la fréquence de l'écoulement augmente, les maximums des vitesses se décalent progressivement des extrema théoriques correspondant respectivement à $\phi = 90^\circ$ et $\phi = 270^\circ$ jusqu'à atteindre environ $\Delta\phi = 22^\circ$.

Ce déphasage peut s'expliquer par les effets inertiels présents dans l'écoulement qui s'accroissent au fur et à mesure que les fréquences augmentent et qui tendent à décaler progressivement les courbes de vitesse de plus en plus vers l'aval.

Ces effets sont moins perceptibles pour les courbes de vitesses obtenues par simulations numériques puisque le décalage relevé ne dépasse pas $\Delta\phi = 9^\circ$ (FIGURE 5.9(a); (b)).

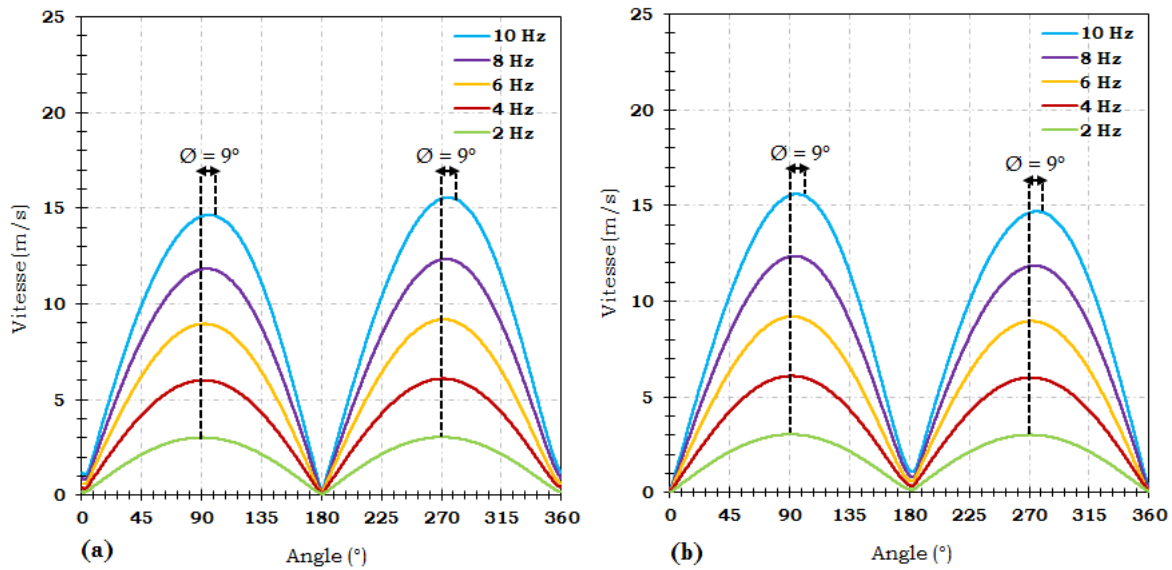


FIGURE 5.9 – Signaux de vitesses numériques en écoulement isotherme au travers du régénérateur pour $\varepsilon = 0,8$ et $C_{piston} = 30\text{ mm}$: (a) amont (b) aval de la section de mesure

5.1.2.2/ TRANSITION VERS LE RÉGIME TURBULENT : CRITÈRE DE GLIMPS

Pour déterminer la transition vers le régime turbulent, nous nous sommes référés au diagramme de GLIMPS (FIGURE 5.10, ce type de diagramme a été abordé précédemment dans le chapitre 1). Nous avons représenté sur le diagramme de GLIMPS, les régimes d'écoulements étudiés au sein du régénérateur thermique de porosités variables et respectivement égales à $\varepsilon = 0,8$; $\varepsilon = 0,85$ et $\varepsilon = 0,9$.

La course du piston étant égale à $C_{piston} = 30\text{ mm}$, l'écoulement est initialement isotherme avec $T = 22^\circ\text{C}$ puis des gradients thermiques allant de $\Delta T = 30 \rightarrow 50^\circ\text{C}$ sont imposés

de part et d'autre du régénérateur. Il est à noter que le nombre de Reynolds maximal $Re_{Dh,max}$ est calculé en fonction de la vitesse maximale $u_{max,reg}$ au sein du régénérateur.

D'après le diagramme de GLIMPS, la transition vers la turbulence pour un écoulement oscillant, définie par le nombre de Reynolds de transition Re_{tr} , dépend du nombre de Valensi $Va = \frac{\omega D_h^2}{4\nu}$. Ceci étant, nous pouvons déduire que dans le cas d'un écoulement oscillant :

— le régime est laminaire si :

$$\begin{cases} Va < 25 & \text{et} & Re_{Dh} < 2000 \\ Va > 25 & \text{et} & Re_{Dh} < 2000 \sqrt{\left(\frac{Va}{25}\right)} \end{cases} \quad (5.1.2)$$

— le régime est pleinement turbulent si :

$$\begin{cases} Va < 25 & \text{et} & Re_{Dh} > 18000 \\ Va > 25 & \text{et} & Re_{Dh} > 18000 \sqrt{\left(\frac{Va}{25}\right)} \end{cases} \quad (5.1.3)$$

Pour étudier la transition à la turbulence pour une fréquence donnée du cycle, nous avons calculé le nombre de Reynolds maximal $Re_{Dh,max}$ correspondant à l'instant "t" du cycle où la vitesse d'écoulement au sein du régénérateur $u_{max,reg}$ est maximale. En se référant aux paramètres d'essais utilisés lors des campagnes de mesures, nous avons tabulé ci-après (TABLEAU 5.1) le couple $(Va, Re_{Dh,max})$ pour des fréquences f allant de $2 \rightarrow 10$ Hz.

Isotherme $T = 22^\circ\text{C}$					Gradient de température $\Delta T = 50^\circ\text{C}$				
ε	D_h (m)	f (Hz)	Va	$Re_{Dh,max}$	ε	D_h (m)	f (Hz)	Va	$Re_{Dh,max}$
0,8	$2,1 \cdot 10^{-3}$	2	0,9	935	0,8	$2,1 \cdot 10^{-3}$	2	0,8	800
		4	1,8	1737			4	1,6	1517
		6	2,7	2464			6	2,4	2243
		8	6,6	3368			8	3,3	2957
		10	4,6	4141			10	4,1	3857
0,85	$2,5 \cdot 10^{-3}$	2	1,3	981	0,85	$2,5 \cdot 10^{-3}$	2	1,2	923
		4	2,6	1966			4	2,3	1630
		6	3,9	3086			6	3,5	2672
		8	5,2	4049			8	4,6	3644
		10	6,5	5252			10	5,8	4582
0,9	$3,7 \cdot 10^{-3}$	2	2,8	1303	0,9	$3,7 \cdot 10^{-3}$	2	2,5	1296
		4	5,7	2756			4	5,1	2569
		6	8,5	3965			6	7,6	3729
		8	11,3	4853			8	10,1	4752
		10	14,1	6164			10	12,6	5847

TABLEAU 5.1 – Calculs du couple (Va, Re_{Dh}) pour un écoulement isotherme $T = 22^\circ\text{C}$ et en présence d'un gradient thermique $\Delta T = 50^\circ\text{C}$

Les régimes d'écoulements correspondants au couple $(Va, Re_{Dh,max})$ sont placés sur le diagramme de GLIMPS, pour les trois porosités $\varepsilon = 0,8$; $\varepsilon = 0,85$ et $\varepsilon = 0,9$. L'écoulement

étant initialement isotherme $T = 22\text{ °C}$ puis soumis à un gradient thermique $\Delta T = 50\text{ °C}$ pour une course de piston égale à $C_{piston} = 30\text{ mm}$.

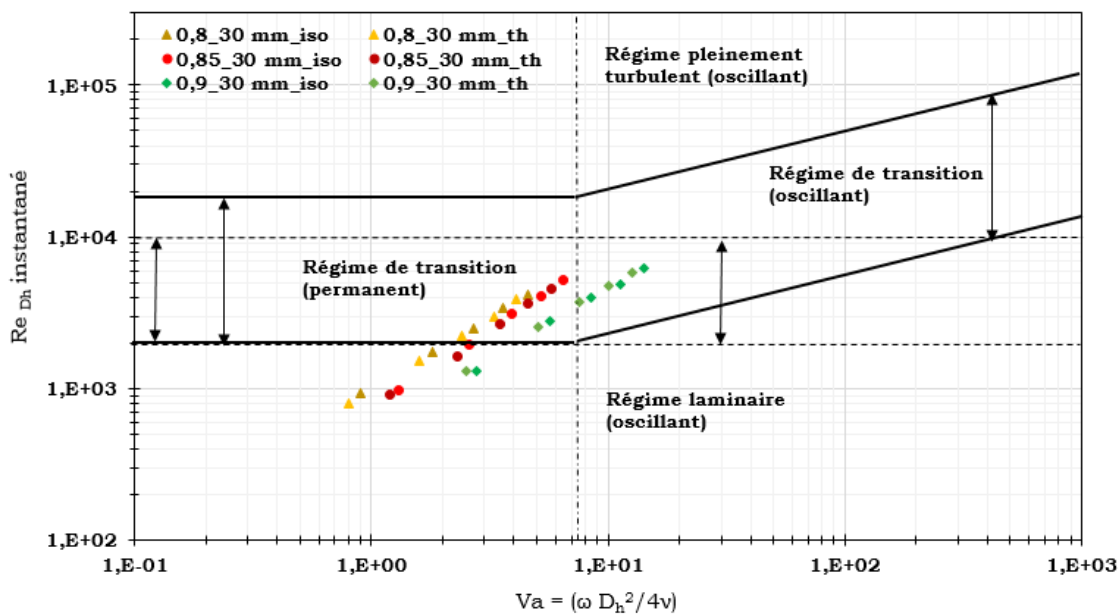


FIGURE 5.10 – Diagramme de GLIMPS

Pour étudier l'évolution du régime d'écoulement, pendant un cycle, au sein du régénérateur de porosité $\varepsilon = 0,8$ pour un écoulement isotherme $T = 22\text{ °C}$ et en présence d'un gradient thermique $\Delta T = 50\text{ °C}$ pour une course de piston $C_{piston} = 30\text{ mm}$, nous avons tracé le nombre de Reynolds instantané $Re_{Dh}(t)$ en fonction de l'angle de rotation du vilebrequin (FIGURE 5.11. (a)). Comme le nombre de Valensi calculé pour les différents essais est inférieur à $Va < 25$, selon l'équation 5.1.2, le nombre de Reynolds de transition est égal à $Re_{Dh,max} = 2000$.

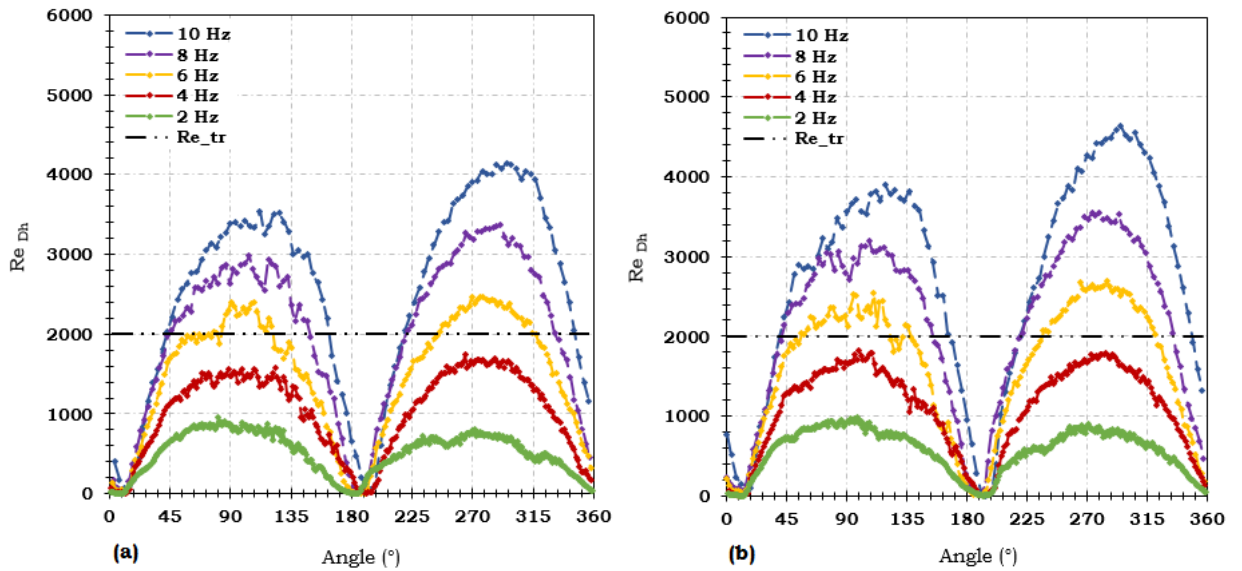


FIGURE 5.11 – Transition vers la turbulence pour un écoulement isotherme $T = 22^\circ\text{C}$ et en présence d'un gradient thermique $\Delta T = 50^\circ\text{C}$ avec $\varepsilon = 0,8$ et $C_{piston} = 30\text{ mm}$

Nous constatons que pour les faibles fréquences $f = 2$ et 4 Hz , l'écoulement est laminaire tandis que pour des fréquences plus élevées $f = 6, 8,$ et 10 Hz l'écoulement bascule vers le régime de transition caractérisé par l'apparition de turbulences intermittentes qui prennent naissance au second quart de course de la phase d'accélération ($\theta = 45^\circ, 90^\circ$) et s'évanouissent progressivement pendant le dernier quart de course de la phase de décélération ($\theta = 135^\circ \rightarrow 180^\circ$) et ($315^\circ \rightarrow 360^\circ$) de plus en plus en aval en fonction de la fréquence considérée.

Pour vérifier l'effet de la course du piston sur la transition vers la turbulence, nous avons tracé l'évolution des courbes de vitesses au sein du régénérateur de porosité $\varepsilon = 0,8$ en présence d'un gradient thermique $\Delta T = 50^\circ\text{C}$ pour des courses de pistons égales à $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ et $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$.

Pour une course plus élevée, les vitesses augmentent puisque pour une même fréquence de l'écoulement les volumes balayés par les pistons sont plus importants. Pour une course $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$, l'apparition de turbulences intermittentes dans l'écoulement est perceptible pour des fréquences $f \geq 8\text{ Hz}$ tandis que pour une course de piston $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$, l'apparition de structures turbulentes dans le fluide se fait un peu plus en amont pour des fréquences $f \geq 6\text{ Hz}$.

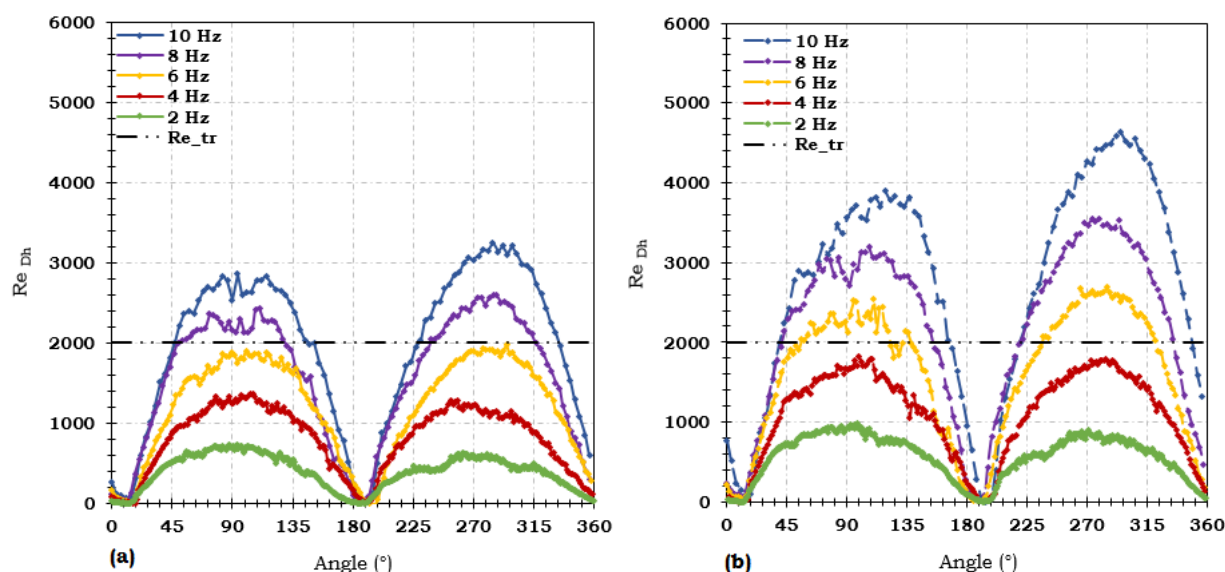


FIGURE 5.12 – Transition vers la turbulence en présence d'un gradient thermique $\Delta T = 50^\circ\text{C}$ pour $\varepsilon = 0,8$: (a) $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$, (b) $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$

5.1.3/ SIGNAUX DE TEMPÉRATURE

Les températures du fluide en amont/aval du régénérateur ont été relevées pour un gradient thermique $\Delta T = 50^\circ\text{C}$ imposé par les échangeurs thermiques chaud et froid de part et d'autre du régénérateur. Les températures côtés chaud et froid sont respectivement égales à $T_{ch} = 65^\circ\text{C}$ et $T_{fd} = 15^\circ\text{C}$. Les deux courses du piston sont égales à $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ et $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$, tandis que les porosités varient de $\varepsilon = 0,8 \rightarrow 0,9$.

Rappelons que l'abscisse 0° sur l'axe horizontal correspond au point mort bas (PMB) du piston froid équivalent au point mort haut (PMH) du piston chaud, les deux pistons étant déphasés de $\simeq 180^\circ$. En un premier temps, nous avons tracé les signaux de températures amont/aval du régénérateur sur le même graphe afin d'avoir une vision d'ensemble des amplitudes enregistrées côtés chaud et froid (FIGURES 5.13).

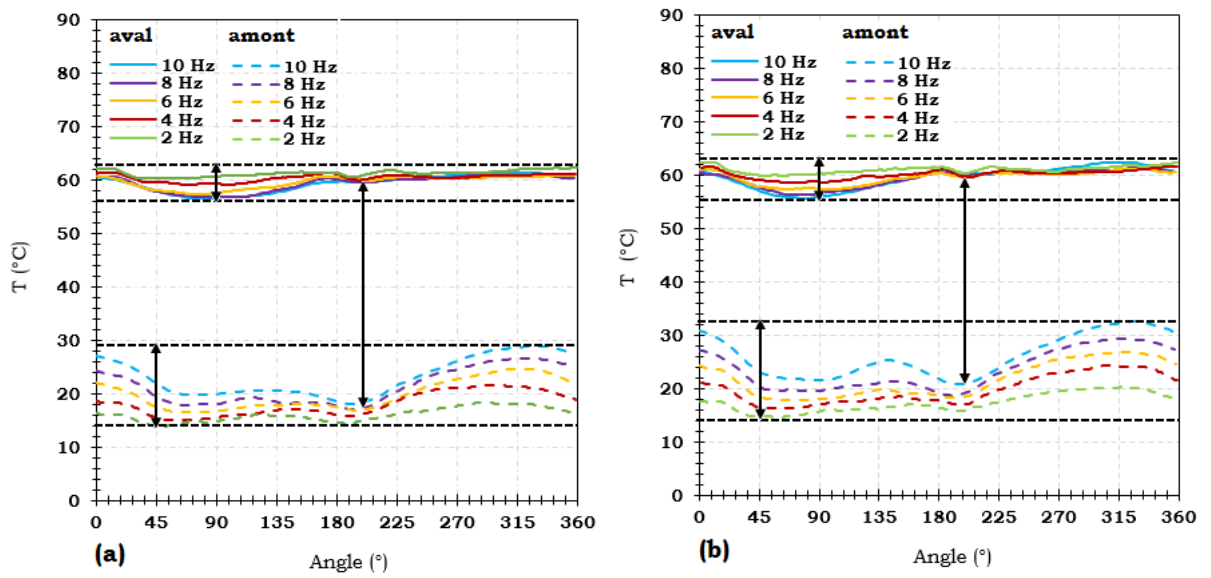


FIGURE 5.13 – Signaux de température en amont/aval du régénérateur pour $\varepsilon = 0,8$, $\Delta T = 50^\circ\text{C}$: (a) $C_{piston} = 24\text{ mm}$; (b) $C_{piston} = 30\text{ mm}$

En un second temps, nous avons tracé les signaux de température en amont/aval du régénérateur séparément afin d'ajuster les échelles aux amplitudes enregistrées des signaux (FIGURES 5.14 et 5.15).

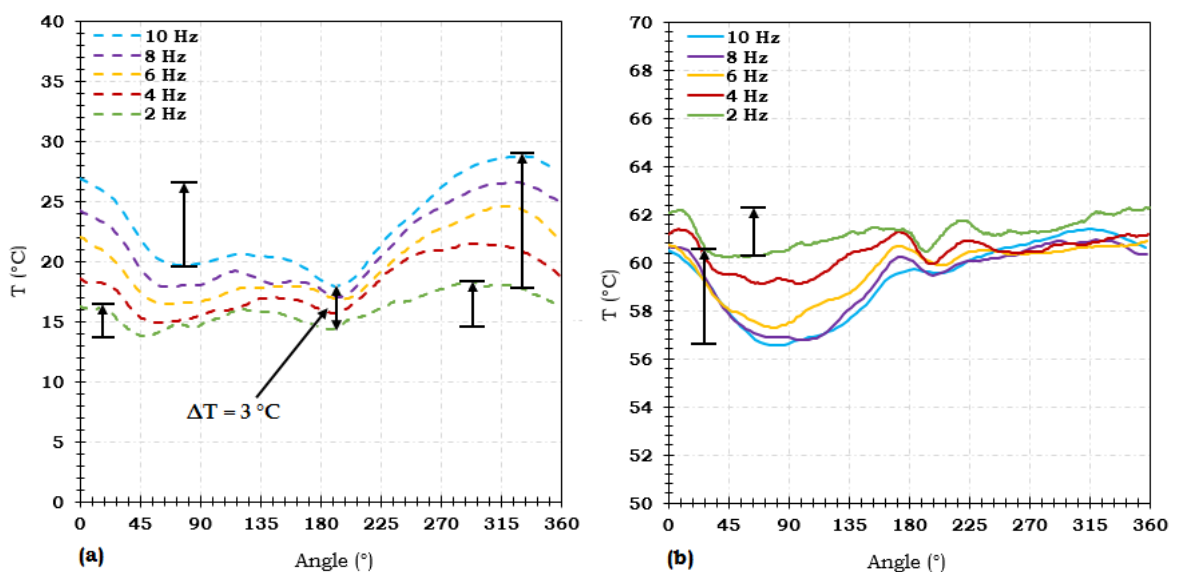


FIGURE 5.14 – Profils de températures du fluide pour $\varepsilon = 0,8$, $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ et $\Delta T = 50^\circ\text{C}$: (a) amont ; (b) en aval du régénérateur

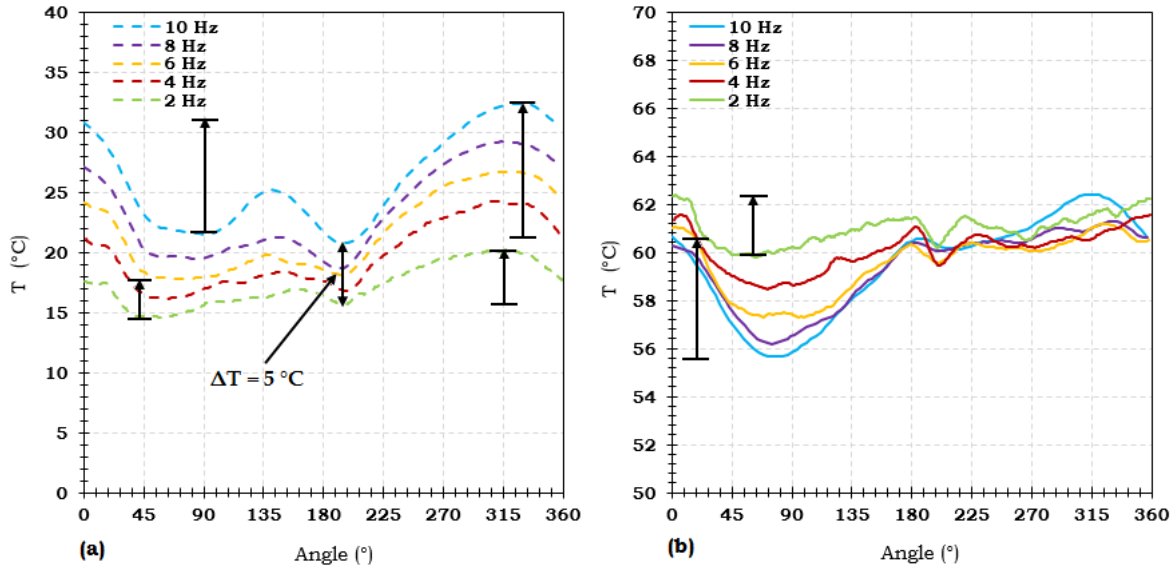


FIGURE 5.15 – Profils de températures du fluide pour $\varepsilon = 0,8$, $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$ et $\Delta T = 50^\circ\text{C}$: (a) amont ; (b) en aval du régénérateur

D’après les FIGURES 5.13 (a) ; (b), on remarque que l’enveloppe de la variation des températures est plus importante pour le côté froid que pour le côté chaud. En effet, l’enveloppe pour le côté chaud est de l’ordre de 7°C pour une course $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ et de 8°C pour une course $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$ tandis que pour le côté froid elle est respectivement égale à 15°C pour une course $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ et 18°C pour une course $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$.

De ce fait, on note que les effets de compression sont plus perceptibles pour le fluide froid que le fluide chaud et que la course du piston n’a pas d’effet sensible sur la variation de la température du fluide aux extrémités de la section de mesure.

Notons aussi que pour un gradient thermique $\Delta T = 50^\circ\text{C}$ imposé, à la fin de la phase du “cold-blow”, la différence de températures enregistrées aux extrémités du régénérateur est de l’ordre de $\Delta T = 41^\circ\text{C}$ pour une course $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ et de $\Delta T = 40^\circ\text{C}$ pour une course $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$. L’effet de la course et donc du volume balayé par le piston est négligeable sur le gradient thermique établi de part et d’autre du régénérateur au cours d’un cycle.

Les FIGURES 5.14. (a) et 5.15. (a) présentent les signaux de température an amont (côté froid) du régénérateur pour des courses de piston $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ et $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$.

L’une des premières constatations concerne le seuil minimal de température atteint pendant la mise en marche du système. On remarque qu’au fur et à mesure que la fréquence augmente, le seuil se décale progressivement vers des températures supérieures à celle de consigne à savoir $T_{fd} = 15^\circ\text{C}$ jusqu’à atteindre $\Delta T = 18^\circ\text{C}$ pour une fréquence d’écoulement $f = 10\text{ Hz}$ et une course $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ et $\Delta T = 20^\circ\text{C}$ pour la même fréquence d’écoulement et une course $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$.

Le décalage enregistré est plus important pour la course la plus élevée puisqu’il atteint 3°C pour la première course contre 5°C pour la seconde en fin du “cold-blow”.

De même durant la phase du “hot-blow”, le décalage atteint 11°C pour une course égale

à $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ contre 12°C pour une course égale à $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$. Cette augmentation de température dans le fluide peut s'expliquer par un apport de chaleur conséquent aux frottements du piston contre la paroi du cylindre, un temps de séjour de plus en plus faible au niveau de l'échangeur froid pour évacuer cet excédent de chaleur et des effets de compressibilité locaux dans le fluide.

Pendant le premier quart de course du "cold-blow", la température du fluide en amont du régénérateur diminue. Ceci s'explique par un premier effet de mélange entre le fluide froid sortant de l'échangeur froid et le fluide piégé en fin de "hot-blow" précédent dans la zone tampon de température plus élevée, jusqu'à atteindre une température homogène aux alentours de $\phi = 45^\circ$.

Cet effet de mélange est plus prononcé pour des fréquences accrues puisque la chute en température du fluide atteint 9°C pour $f = 10\text{ Hz}$ contre 4°C pour $f = 2\text{ Hz}$ pour une course de piston $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$, le constat est le même pour une course égale à $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$.

Un rebond dans la température du fluide prend naissance entre $\phi = 45^\circ \rightarrow 135^\circ$ et s'évanouit ensuite entre $\phi = 45^\circ \rightarrow 198^\circ$, il s'explique par l'effet de compression locale que subit le fluide, pendant la phase d'accélération du piston, suite au rétrécissement de la section de passage entre un tube vide et un canal intégrant une matrice de plots disposés en quinconce.

Pendant le "hot-blow", la température du fluide en amont (comme indiqué sur la FIGURE 5.1) réalise un second rebond qui atteint respectivement 11°C pour une fréquence $f = 10\text{ Hz}$ et 4°C pour une fréquence $f = 2\text{ Hz}$, la course étant égale à $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$. Ceci s'explique par l'effet de mélange entre le fluide provenant de l'échangeur chaud ayant échangé avec le régénérateur et qui en ressort à une température toujours plus élevée que celle du fluide maintenu piégé dans la zone tampon en fin de "cold-blow". On remarque que les amplitudes de températures du fluide en amont du régénérateur pour les deux courses du piston varient dans l'enveloppe de $14^\circ\text{C} \rightarrow 33^\circ\text{C}$, soit un intervalle de 19°C par cycle.

Les FIGURES 5.14. (b) et 5.15. (b) présentent les signaux de température en aval (côté chaud) du régénérateur. Premier constat, les températures atteintes sont inférieures à la températures de consigne $T_{ch} = 65^\circ\text{C}$ compte tenu que les échanges au sein des échangeurs thermiques ne sont pas parfaits (efficacité des échangeurs $< 100\%$).

On retrouve l'effet de mélange entre le fluide piégé dans la zone tampon côté chaud et le fluide balayé par le piston froid pendant la phase d'accélération du "cold-blow" ce qui provoque une diminution de la température du fluide jusqu'à atteindre une température homogène aux alentours de $\phi \simeq 90^\circ$. La chute de température du fluide atteint 5°C pour une fréquence $f = 10\text{ Hz}$ et $2,5^\circ\text{C}$ pour une fréquence $f = 2\text{ Hz}$, la course étant égale à $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$.

On relève une augmentation de la température du fluide pendant la phase de décélération du "cold-blow" jusqu'à atteindre $\phi \simeq 180^\circ$. Pendant le "hot-blow", la température du fluide en aval continue à grimper vu l'apport de chaleur par l'échangeur chaud. Nous relevons un léger creux pour $\phi \simeq 198^\circ$ qui correspond au changement de direction de la vitesse du fluide (FIGURE 5.8). Le piston chaud étant à son PMB, il reprend sa course ascendante.

Cette légère déviation est probablement liée à un léger souci d'étanchéité au niveau du piston, qui a été précédemment relevé sur les signaux de pression en tube vide dont l'effet demeure minime sur la dynamique de l'écoulement. L'effet de compression relevé pendant le "cold-blow" n'est pas perceptible lors du "hot-blow", le gaz étant déjà chaud.

Dans le TABLEAU 5.2, nous avons calculé les volumes morts des zones tampons en amont/aval du régénérateur par rapport aux volumes morts du régénérateur et aux volumes balayés par les pistons pour les deux courses $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ et $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$:

$C_{piston}(m)$	$V_{swept}(m^3)$	$V_{ZT}(m^3)$	(V_{swept}/V_{ZT})	ε	$V_{rég}(m^3)$	$(V_{ZT}/V_{rég})$	$(V_{swept}/V_{rég})$
0,24	$7,5 \cdot 10^{-6}$	$0,2945 \cdot 10^{-6}$	25,5	0,8	$0,6 \cdot 10^{-6}$	0,491	12,5
				0,85	$0,637 \cdot 10^{-6}$	0,462	11,8
				0,9	$0,675 \cdot 10^{-6}$	0,436	11,1
0,30	$9,4 \cdot 10^{-6}$	$0,2945 \cdot 10^{-6}$	31,9	0,8	$0,6 \cdot 10^{-6}$	0,491	15,7
				0,85	$0,637 \cdot 10^{-6}$	0,462	14,7
				0,9	$0,675 \cdot 10^{-6}$	0,436	13,9

TABLEAU 5.2 – Calcul des volumes présents dans le circuit fluide

Sous les mêmes conditions opératoires de température et de courses de pistons, on retrouve les mêmes effets de compression et de mélange thermique pendant les phases “hot-blow” et “cold-blow” du cycle précédemment relevés, pour des porosités de l’ordre de $\varepsilon = 0,85$ et $0,9$ (voir Annexe).

Les FIGURES 5.16 (a), (b) présentent les signaux de température obtenus pour des essais numériques et expérimentaux, la porosité du régénérateur $\varepsilon = 0,8$, la course de piston égale à $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ et le gradient thermique $\Delta T = 50^\circ\text{C}$.

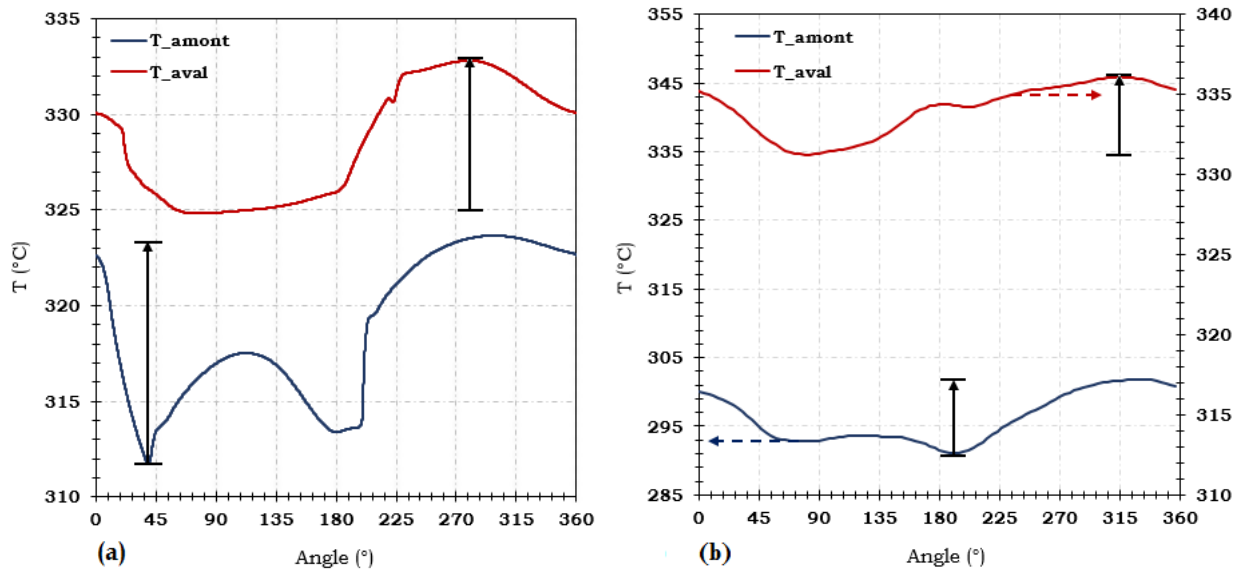


FIGURE 5.16 – Signaux de température en amont/aval du régénérateur pour $\varepsilon = 0,8$, $\Delta T = 50^\circ\text{C}$; $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$: (a) signaux numériques (b) signaux expérimentaux

La différence de températures relevée entre les extrémités chaude et froide de la section de mesure n’est pas la même entre le cas numérique (avec $T_{ch,min} - T_{fd,min} \simeq 13^\circ\text{C}$) et le cas expérimental (avec $T_{ch,min} - T_{fd,min} \simeq 46^\circ\text{C}$) réside dans l’initialisation de température du volume fluide pour laquelle on a choisi d’utiliser la température moyenne du fluide $T_{fd,t0} = (T_{ch} - T_{fd})/2$ afin d’accélérer la convergence des calculs très gourmands en temps.

A titre indicatif, la convergence numérique du cas présent, a nécessité l’utilisation de 192

cœurs en parallèle et une durée de calculs d'environ deux mois avec des interruptions momentanées puisque le temps d'hébergement d'un calcul sur le cluster ne dépasse pas 8 jours.

Ceci dit, avec $T_{ch} = 65\text{ °C} = 338\text{ K}$ et $T_{fd} = 15\text{ °C} = 288\text{ K}$, nous obtenons $T_{f,t0} = 40\text{ °C} = 313\text{ K}$ (température de palier de l'extrémité froide comme le montre la FIGURE 5.16 (a)).

Les allures des courbes de températures obtenues respectivement lors des simulations numériques et des essais expérimentaux sont semblables. La différence vient du fait que les amplitudes sont légèrement plus élevées pour le cas simulé puisqu'on retrouve $(T_{fd,max} - T_{fd,min})_{num} \simeq 12\text{ °C}$ contre $(T_{fd,max} - T_{fd,min})_{exp} \simeq 11\text{ °C}$ et $(T_{ch,max} - T_{ch,min})_{num} \simeq 8\text{ °C}$ contre $(T_{ch,max} - T_{ch,min})_{exp} \simeq 5\text{ °C}$.

Cette légère différence est probablement due aux conditions aux limites thermiques de températures imposées au niveau des échangeurs chaud et froid dans le cas simulé ce qui diffère du cas réel où les températures peuvent légèrement fluctuer lors des essais.

5.2/ PERTES DE CHARGE

En régime d'écoulement oscillant, la perte de charge au travers du régénérateur dépend de plusieurs paramètres de fonctionnement notamment la porosité, le volume balayé (*i.e.* : course du piston pour une section constante), la fréquence des oscillations, les pressions de charge. Nous allons vérifier, ci-après, l'effet de ces différents paramètres sur la perte de charge engendrée au sein du régénérateur en présence d'un écoulement oscillant alterné.

5.2.1/ EFFET DU GRADIENT THERMIQUE

Tout d'abord, nous avons réalisé des essais en écoulement isotherme $T = 22\text{ °C}$ suivis des essais en présence de gradients thermiques $\Delta T = 30\text{ °C}$, 40 °C et 50 °C . Afin de vérifier l'effet de la température sur la perte de charge mesurée au travers du régénérateur, nous avons tracé la variation de la perte de charge pour une porosité $\varepsilon = 0,8$ ainsi qu'une course de piston $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$ et des fréquences allant de $f = 2 \rightarrow 10\text{ Hz}$ pour différents gradients thermiques.

D'après les FIGURES 5.17 (a), (b), (c), (d) on remarque que la perte de charge mesurée en amont/aval du régénérateur n'est pas sensiblement affectée par le gradient thermique imposé par les échangeurs thermiques. Rappelons à cet effet que la perte de charge relevée résulte d'une combinaison des effets visqueux, inertiels et de compressibilité dans l'écoulement [102].

En supposant que le fluide est incompressible, pour des nombres de Womersley n'excédant pas $Wo \leq 3$, les effets visqueux sont prédominants [54] (précédemment abordé dans le chapitre 1). Nous rappelons l'expression du nombre de Womersley qui s'écrit :

$$Wo = \sqrt{\left(\frac{\omega D_h^2}{4\nu_f}\right)} = \sqrt{Va} \quad (5.2.1)$$

avec ω pulsation de l'écoulement, D_h diamètre hydraulique du régénérateur, ν_f la viscosité cinématique du fluide et Va le nombre de Valensi de l'écoulement.

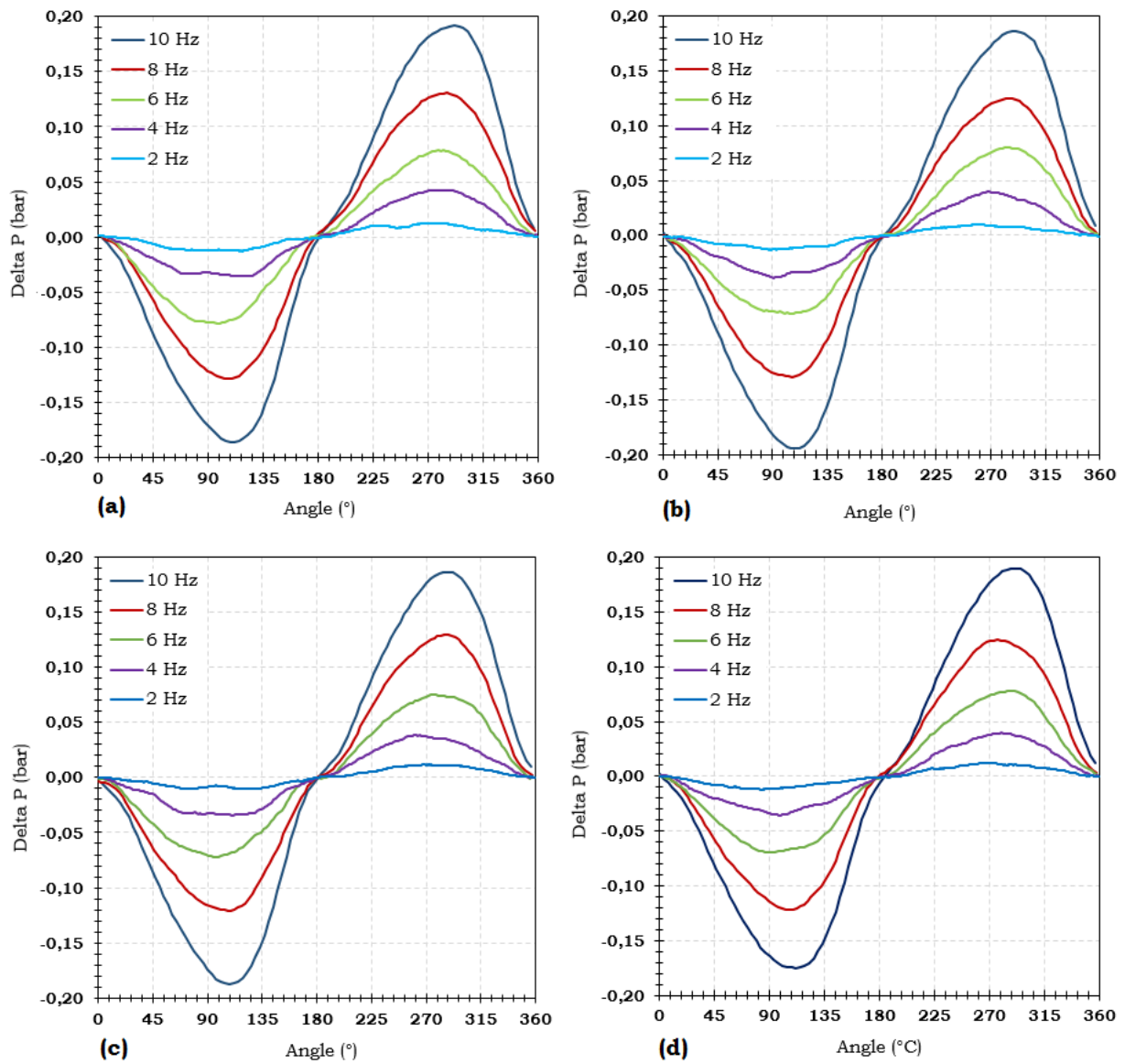


FIGURE 5.17 – Effet du gradient thermique sur la perte de charge au travers du régénérateur pour $\varepsilon = 0,8$ et $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$: (a) cas isotherme $T = 22^\circ\text{C}$ (b) $\Delta T = 30^\circ\text{C}$ (c) $\Delta T = 40^\circ\text{C}$, (d) $\Delta T = 50^\circ\text{C}$

A ce titre, après calcul du nombre de Womersley (Annexe (A)), une variation de température du fluide de $\Delta T = 50^\circ\text{C}$ engendre une augmentation de la viscosité dynamique μ_f du fluide d'à peine 7% ce qui n'a visiblement pas d'effets sur la perte de charge globale engendrée dans l'écoulement.

5.2.2/ EFFET DE LA POROSITÉ

Dans cette section, nous allons aborder l'effet de la porosité sur la perte de charge au travers du régénérateur. Les FIGURES 5.18, 5.19 et 5.20 présentent les pertes de charges mesurées en amont/aval des régénérateurs de porosités respectivement égales $\varepsilon = 0,8$; $\varepsilon = 0,85$ et $\varepsilon = 0,9$, pour une course de piston $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$.

On remarque clairement que l'amplitude du signal de perte de charge diminue au fur et à mesure que la porosité augmente. Comme le montre la FIGURE 5.21, pour une fréquence d'écoulement $f = 10 \text{ Hz}$, la perte de charge diminue de $\simeq 30\%$ pour une augmentation de porosité $\simeq 6\%$ et de $\simeq 54\%$ pour une augmentation de porosité $\simeq 12,5\%$.

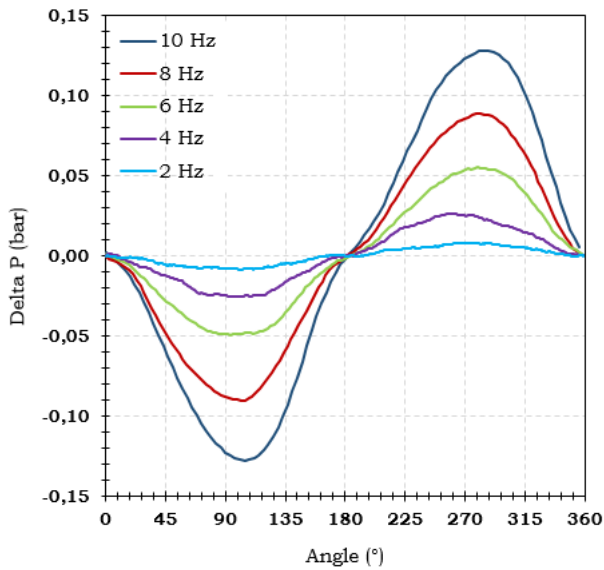


FIGURE 5.18 – Variation de la perte de charge pour $\Delta T = 50^\circ\text{C}$; $\varepsilon = 0,8$ et $C_{piston(1)} = 24 \text{ mm}$

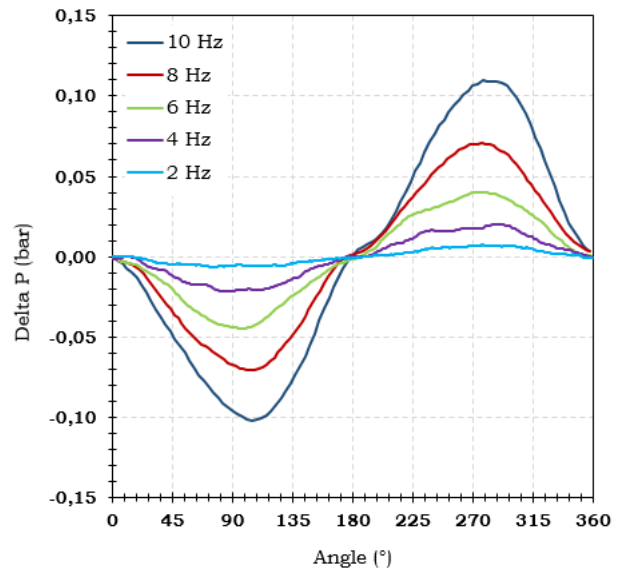


FIGURE 5.19 – Variation de la perte de charge pour $\Delta T = 50^\circ\text{C}$; $\varepsilon = 0,85$ et $C_{piston(1)} = 24 \text{ mm}$

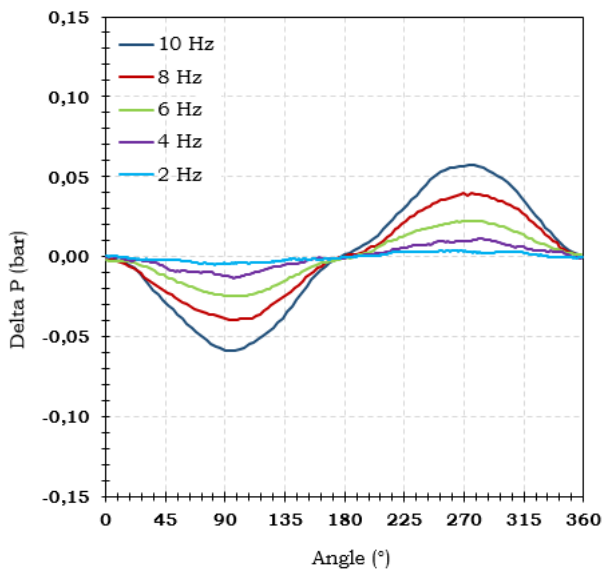


FIGURE 5.20 – Variation de la perte de charge pour $\Delta T = 50^\circ\text{C}$; $\varepsilon = 0,9$ et $C_{piston(1)} = 24 \text{ mm}$

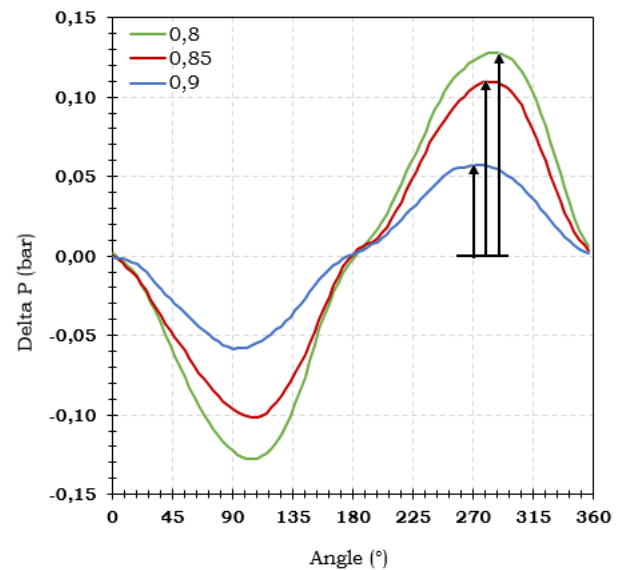


FIGURE 5.21 – Variation de la perte de charge pour $\Delta T = 50^\circ\text{C}$; $C_{piston(1)} = 24 \text{ mm}$ et $f = 10 \text{ Hz}$

Le même constat de diminution de perte de charge suite à une augmentation de porosité est relevé pour une course de piston $C_{piston(2)} = 30 \text{ mm}$ (FIGURES 5.22, 5.23, 5.24 et 5.25,)

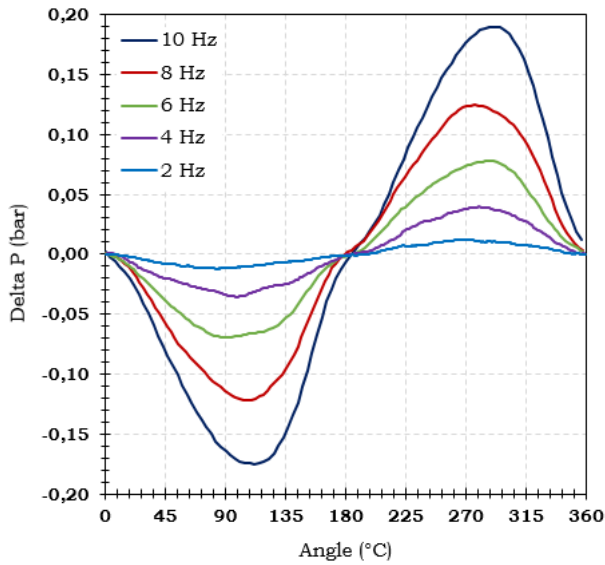


FIGURE 5.22 – Variation de la perte de charge pour $\Delta T = 50^{\circ}\text{C}$; $\varepsilon = 0,8$ et $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$

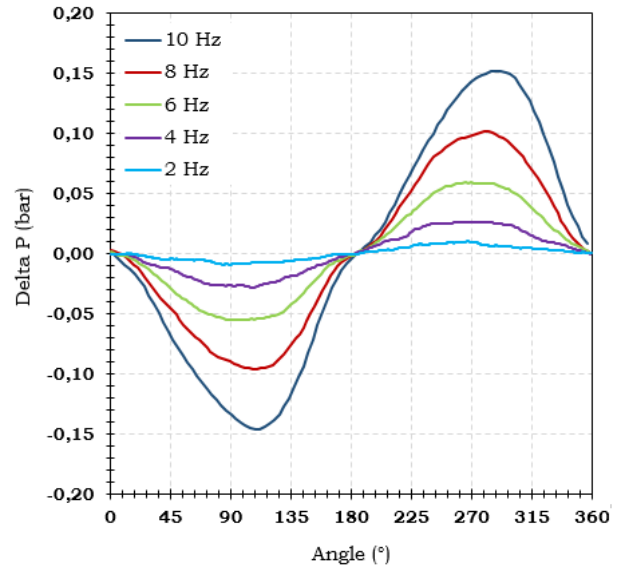


FIGURE 5.23 – Variation de la perte de charge pour $\Delta T = 50^{\circ}\text{C}$; $\varepsilon = 0,85$ et $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$

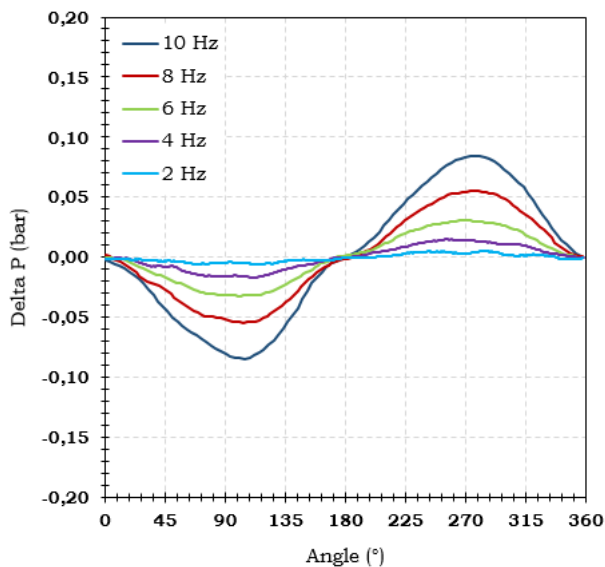


FIGURE 5.24 – Variation de la perte de charge pour $\Delta T = 50^{\circ}\text{C}$; $\varepsilon = 0,9$ et $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$

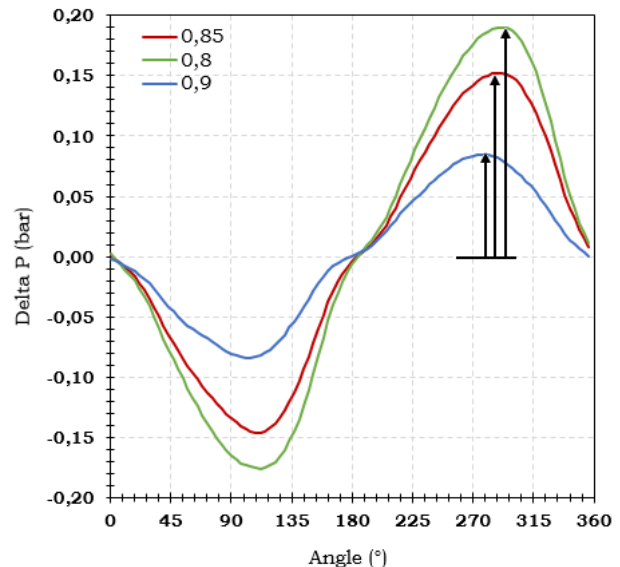


FIGURE 5.25 – Variation de la perte de charge pour $\Delta T = 50^{\circ}\text{C}$; $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$ et $f = 10\text{ Hz}$

5.2.3/ EFFET DE LA COURSE

Les courbes de pertes de charges ont été tracées pour des porosités de régénérateur égales à $\varepsilon = 0,8$; $\varepsilon = 0,85$ et $\varepsilon = 0,9$ pour un gradient thermique $\Delta T = 50^{\circ}\text{C}$ et des courses de pistons respectivement égales $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ et $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$. On note sur les FIGURES 5.26, 5.27 et 5.28 que l'amplitude du signal de perte de charge augmente en fonction de la course imposée au piston ce qui est tout à fait prévisible puisque pour une

section constante du piston le volume balayé par celui-ci augmente ce qui induit plus de perte de charge. Ces mêmes résultats ont été vérifiés par des travaux antérieurs par Hsu et al . [49] qui ont été menés sur des régénérateurs en toile métallique.

Nous montrons ainsi (FIGURES 5.26, 5.27 et 5.28) que pour une fréquence $f = 10 \text{ Hz}$, une augmentation de 25 % de la course des pistons induit une augmentation de perte de charge de 46%, 36% et 42 % pour des porosités respectivement égales à $\varepsilon = 0,8$; $\varepsilon = 0,85$ et $\varepsilon = 0,9$.

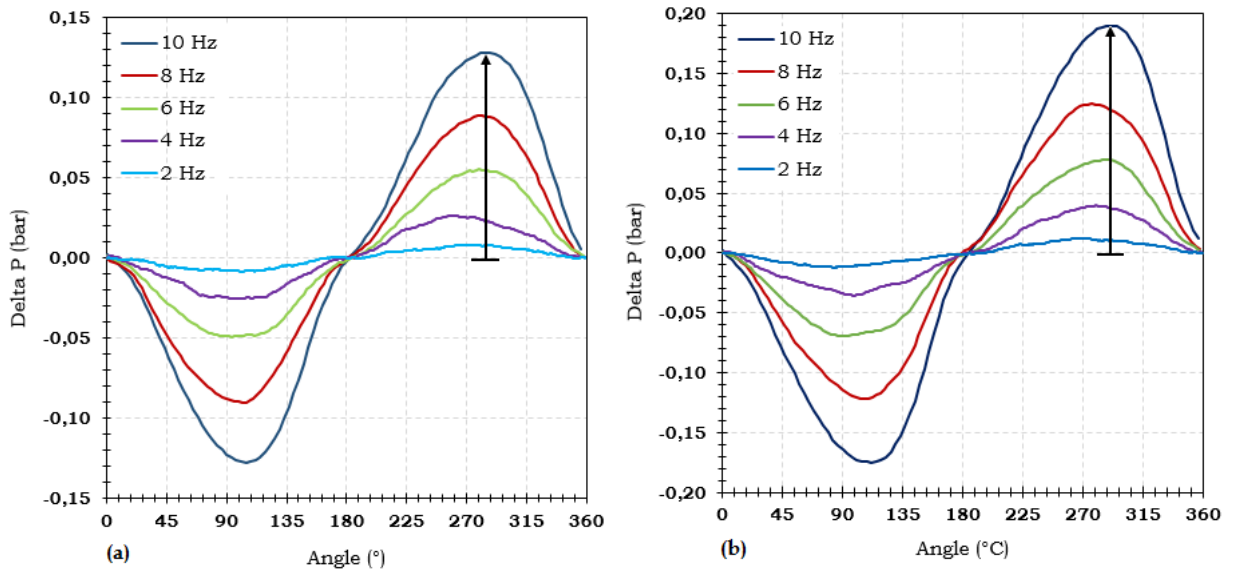


FIGURE 5.26 – Variation de la perte de charge en présence d'un gradient thermique $\Delta T = 50^\circ\text{C}$ pour $\varepsilon = 0,8$: (a) $C_{piston(1)} = 24 \text{ mm}$; (b) $C_{piston(2)} = 30 \text{ mm}$

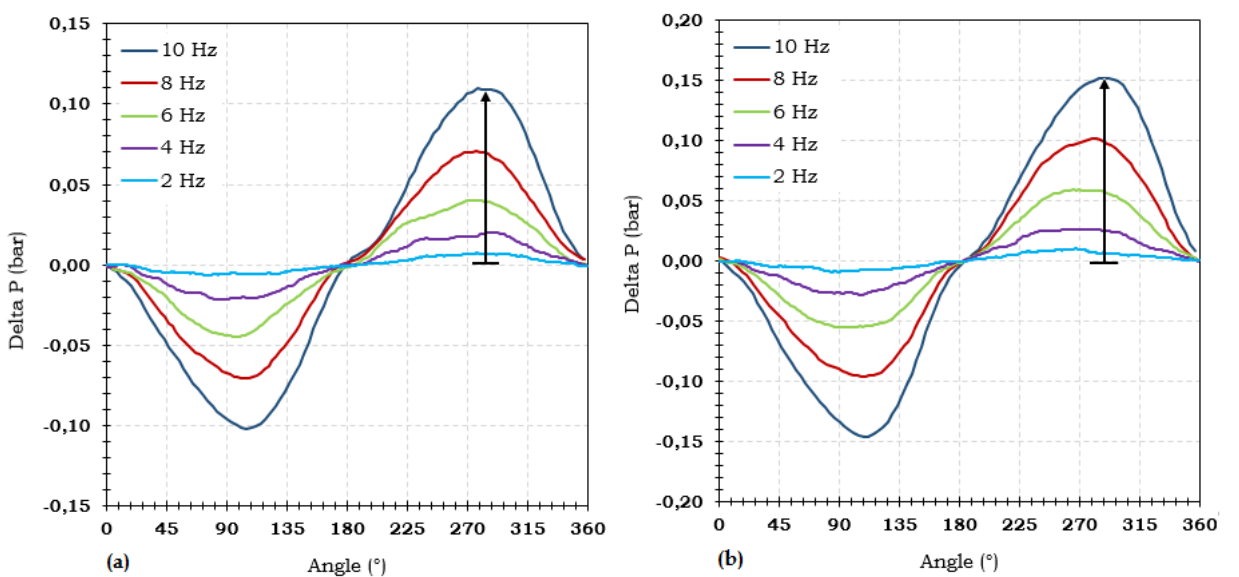


FIGURE 5.27 – Variation de la perte de charge en présence d'un gradient thermique $\Delta T = 50^\circ\text{C}$ pour $\varepsilon = 0,85$: (a) $C_{piston(1)} = 24 \text{ mm}$; (b) $C_{piston(2)} = 30 \text{ mm}$

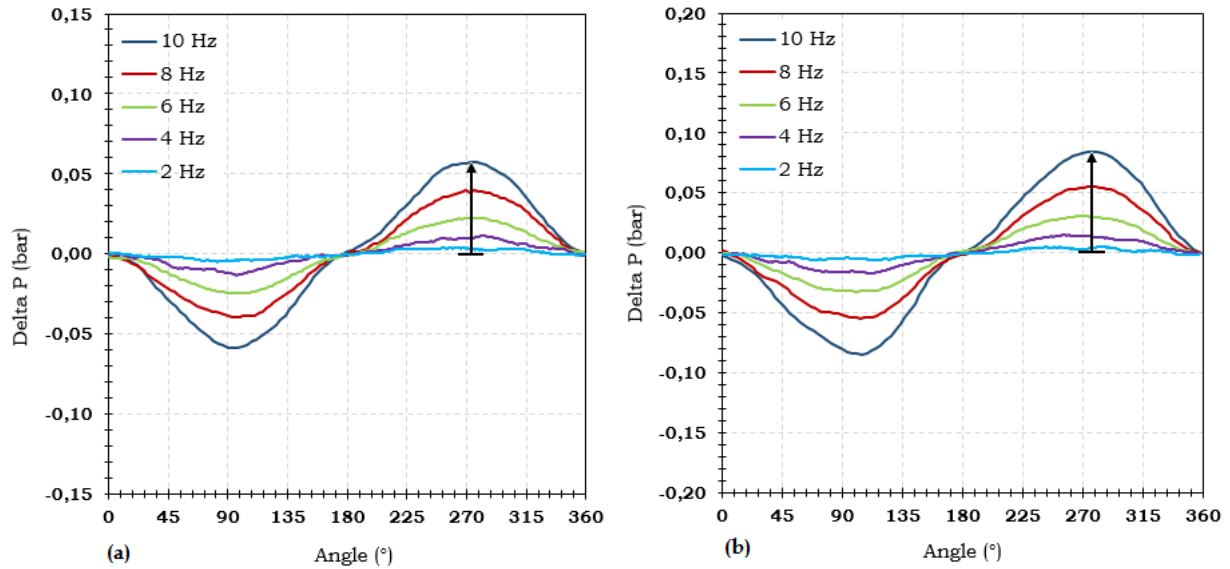


FIGURE 5.28 – Variation de la perte de charge en présence d’un gradient thermique $\Delta T = 50^{\circ}\text{C}$ pour $\varepsilon = 0,9$: (a) $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$; (b) $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$

5.2.4/ EFFET DE LA FRÉQUENCE

Les FIGURES 5.29 (a) ; (b) présentent la variation de la perte de charge au travers d’un régénérateur de porosité $\varepsilon = 0,8$; $\Delta T = 50^{\circ}\text{C}$ pour deux courses du piston $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ et $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$ pour des fréquences allant de $f = 2 \rightarrow 10\text{ Hz}$.

On remarque clairement que pour une même course, la perte de charge augmente au fur et à mesure que la fréquence des oscillations croît. Un autre constat concerne le décalage des pics sur les courbes qui s’effectue de plus en plus en aval de $\phi = 180^{\circ}$ pour la phase du “cold-blow” et de $\phi = 270^{\circ}$ pour la phase du “hot-blow”.

Ce décalage s’explique par les effets inertiels de plus en plus perceptibles dans l’écoulement pour des fréquences accrues. A titre d’exemple, pour $f = 2\text{ Hz}$ les pics de perte de charge sont relevés aux alentours $\phi = 90^{\circ}$ et de $\phi = 270^{\circ}$ alors que pour une fréquence d’écoulement $f = 10\text{ Hz}$, ils sont relevés pour $\phi = 104^{\circ}$ et $\phi = 283^{\circ}$ ce qui implique un déphasage de l’ordre de $\simeq 14^{\circ}$.

Les FIGURES 5.30 (a), (b) présentent les signaux numériques de perte de charge au travers du même régénérateur obtenus par simulations numériques, sous les mêmes conditions opératoires à l’exception de l’écoulement qui est supposé isotherme. Vu la durée des simulations très longues pour le cas thermique (abordée précédemment dans le chapitre 3), nous n’étions pas en mesure de balayer toutes les fréquences pour le cas thermique.

Néanmoins, nous avons montré par le biais d’essais expérimentaux présentés dans la section 1.2.1 que l’effet du gradient thermique est négligeable sur la perte de charge. Ce qui justifie l’approche utilisée pour la comparaison des signaux de pertes de charge numériques et expérimentaux.

Bien que les allures des courbes obtenues soient similaires, le décalage relevé des pics est moins important pour le cas numérique puisqu’il atteint 9° entre les fréquences $f = 2\text{ Hz}$ et 10 Hz . On relève également un grand décalage dans les amplitudes des signaux de perte

de charge calculées à partir des essais expérimentaux et des simulations numériques.

Cette disparité est prévisible puisque l'on a relevé précédemment (dans la section signaux de pression) une différence dans les amplitudes des signaux de pression due au choix d'une géométrie plane équivalente du volume fluide ce qui n'est pas réellement le cas sur le banc expérimental auquel s'ajoute le choix du modèle de turbulence $k - \epsilon$ qui ne prend pas en compte les effets proches de la paroi notamment les effets de la "couche limite laminaire visqueuse" et la perte de charge qu'elle engendre dans l'écoulement.

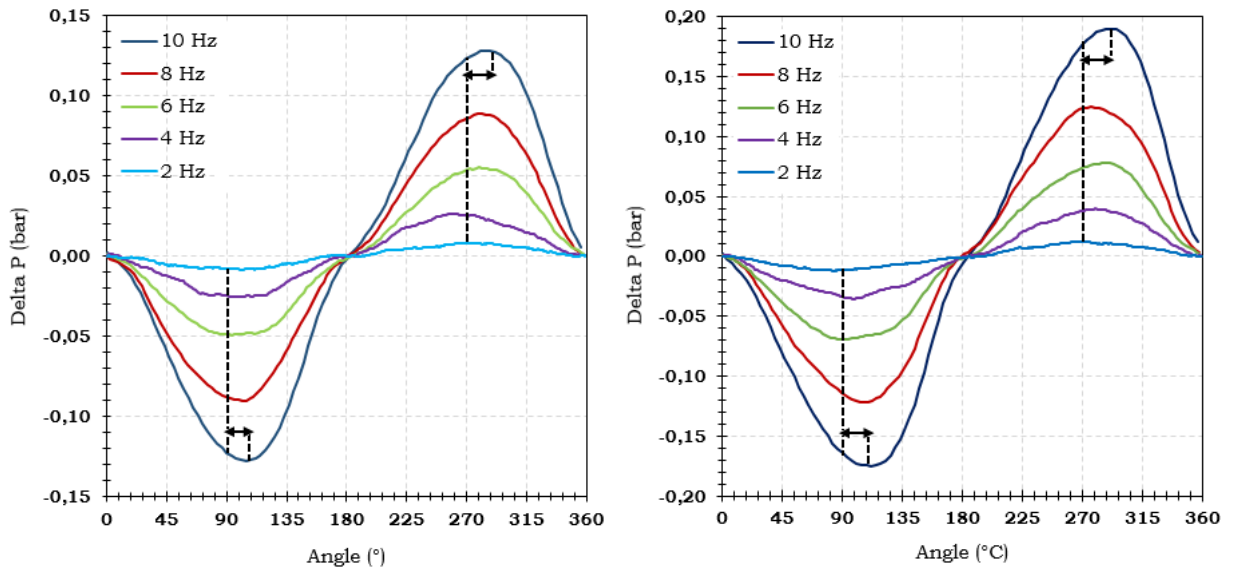


FIGURE 5.29 – Mesures expérimentales des effets de la fréquence sur la perte de charge $\epsilon = 0,8$ et $\Delta T = 50^\circ\text{C}$: (a) $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ (b) $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$

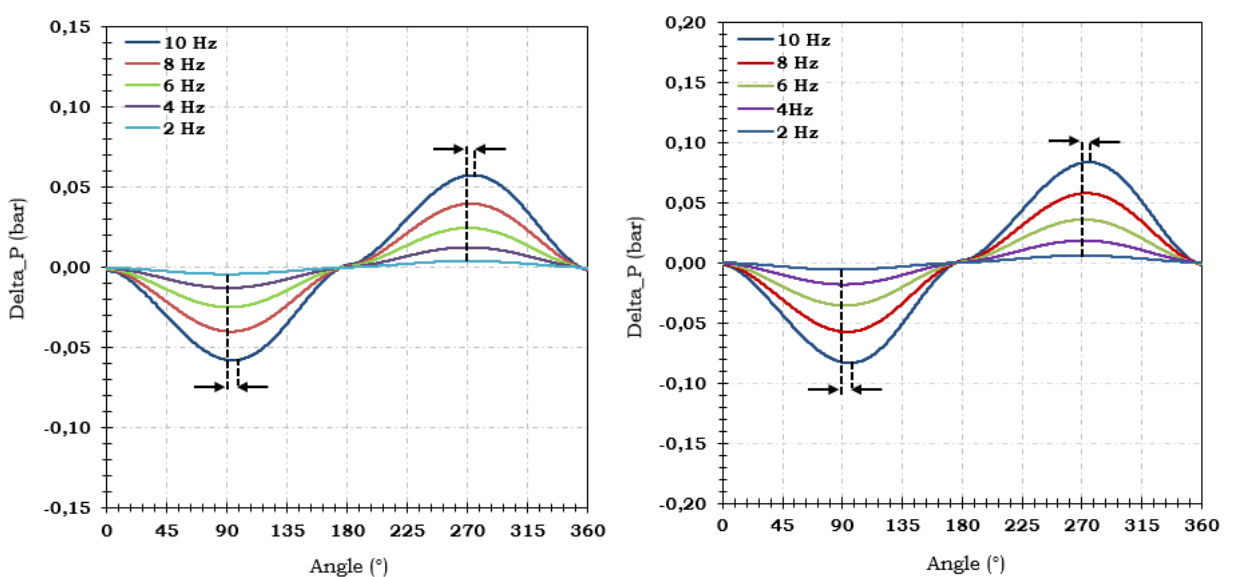


FIGURE 5.30 – Simulations numériques des effets de la fréquence en écoulement isotherme sur la perte de charge $\epsilon = 0,8$ et : (a) $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ (b) $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$

5.2.5/ PERTE DE CHARGE MAXIMALE POUR UN CYCLE

En absence de gradient thermique (écoulement isotherme $T = 22^\circ\text{C}$), nous avons tracé la variation de la perte de charge maximale Δp_{max} au travers du régénérateur en fonction du nombre de Reynolds maximal $Re_{Dh,max}$ défini par :

$$Re_{Dh,max} = \frac{u_{max} D_h}{\nu_f} \quad (5.2.2)$$

avec u_{max} la vitesse maximale du fluide pendant un cycle, D_h le diamètre hydraulique du régénérateur et ν_f la viscosité cinématique du fluide.

Les FIGURES 5.31. (a), (b) décrivent la variation de perte de charge respectivement pour un écoulement unidirectionnel permanent (indice “std”) et oscillant alterné (indice “osc”) afin de vérifier l’effet de la nature de l’écoulement sur la perte de charge engendrée pour les trois porosités $\varepsilon = 0,8$; $\varepsilon = 0,85$ et $\varepsilon = 0,9$.

La perte de charge, pour les deux cas d’études, croît d’une manière quasi-parabolique en fonction du nombre de Reynolds et de la porosité tous deux croissants. Les allures des courbes obtenues sont semblables et il n’est pas intuitif de distinguer la disparité entre les deux, ce pourquoi nous avons tracé les deux courbes sur le même graphe (FIGURE 5.32).

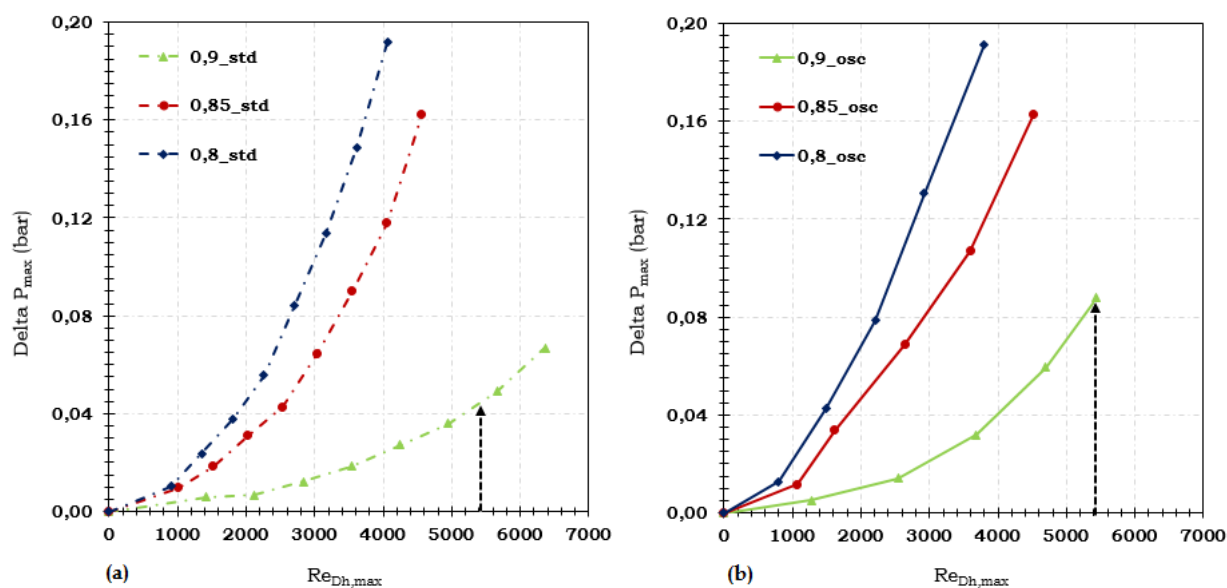


FIGURE 5.31 – Pertes de charge maximales au travers du régénérateur pour un écoulement : (a) unidirectionnel permanent, (b) oscillant alterné,

La FIGURE 5.32 montre une légère augmentation de la perte de charge enregistrée dans le cas d’un écoulement oscillant. Notons que la disparité est la plus flagrante pour le cas d’un régénérateur de porosité $\varepsilon = 0,9$ où le décalage atteint $\simeq 40\%$ pour un nombre de Reynolds $Re_{Dh,max} = 5400$.

La FIGURE 5.33 représente le rapport entre la perte de charge mesurée en écoulement oscillante et celle relevée en écoulement permanent unidirectionnel. On remarque également que pour un même nombre de Reynolds, le rapport calculé pour une porosité $\varepsilon = 0,8$

plus faible que celui calculé pour une porosité $\varepsilon = 0,85$ ou encore pour une porosité $\varepsilon = 0,9$.

On peut en déduire que la disparité dans la perte de charge entre écoulement oscillant et écoulement permanent augmente en fonction de la porosité c'est à dire en fonction du volume fluide au sein du régénérateur. Ce qui s'explique par des effets inertiels plus importants dans le cas d'écoulement oscillant pour une porosité croissante, ce qui a été précédemment vérifié dans la section 1.1.1.

Pour un nombre de Reynolds $Re \geq 800$, la disparité entre les deux types d'écoulement diminue notamment pour les porosités $\varepsilon = 0,8$ et $0,85$.

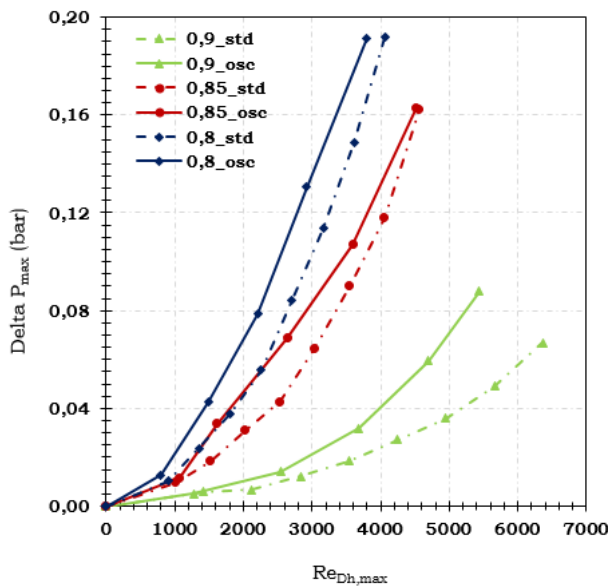


FIGURE 5.32 – Pertes de charge au travers du régénérateur en écoulement unidirectionnel permanent (“std”) et en écoulement oscillant alterné (“osc”)

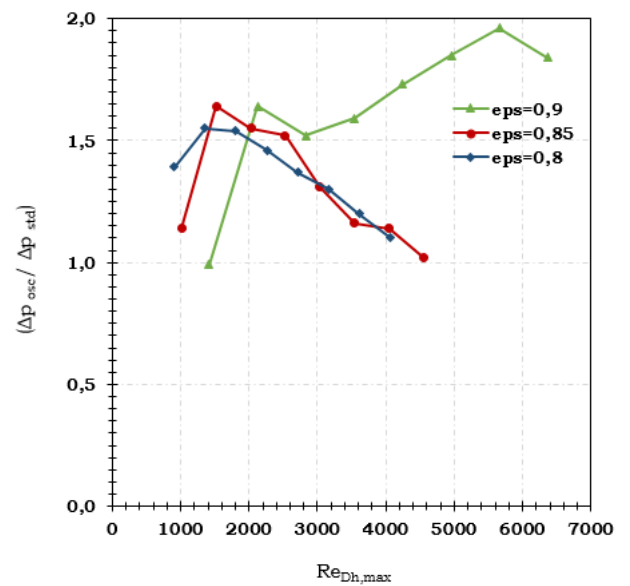


FIGURE 5.33 – La variation du rapport $(\Delta p_{std}/\Delta p_{osc})$ en fonction du nombre de Reynolds maximal de l'écoulement

5.3/ COEFFICIENT DE PERTE DE CHARGE

5.3.1/ EXPRESSION EN RÉGIME OSCILLANT

Rappelons l'expression du coefficient de perte de charge instantané C_f pour un écoulement oscillant d'un fluide incompressible (établie précédemment dans le chapitre 1), au sein du régénérateur :

$$C_f(t, \frac{du}{dt}) = \frac{\Delta p(t) D_h}{\frac{1}{2} \rho_f u^2(t) L} - \left[\frac{D_h}{u^2(t)} \left(\frac{du}{dt} \right) \right] \quad (5.3.1)$$

avec $\Delta p(t)$ la perte de charge instantanée au travers du régénérateur, D_h le diamètre hydraulique du régénérateur, L sa longueur, $u(t)$ la vitesse instantanée du fluide et ρ_f la masse volumique du fluide.

La quantité $[\]$ définit l'influence de la variation temporelle de la vitesse du fluide en écoulement sur le calcul du coefficient de perte de charge, cette variation couplée à la masse du fluide traduit les effets inertiels présents dans l'écoulement.

Dans un premier temps, le coefficient de perte de charge sera calculé en utilisant l'équation 5.3.1. Dans un second temps, nous ferons abstraction de la quantité $[\]$ dans le calcul du coefficient de perte de charge ce qui revient à utiliser l'équation :

$$C_f(t) = \frac{\Delta p(t) D_h}{\frac{1}{2} \rho_f u^2(t) L} \quad (5.3.2)$$

L'évolution du coefficient de perte de charge en fonction de l'angle de rotation du vilebrequin, dans les deux cas avec et sans rajout de la quantité $[\]$ dans le calcul, a été tracée pour un écoulement oscillant alterné et isotherme, la course de piston $C_{piston(2)} = 30 \text{ mm}$, la fréquence $f = 10 \text{ Hz}$ et des porosités respectivement égales à $\varepsilon = 0,8$; $\varepsilon = 0,85$ et $\varepsilon = 0,9$ (FIGURES 5.34, 5.35, 5.36).

Les deux courbes obtenues sont superposées, on en déduit que l'effet du terme temporel qui traduit les effets inertiels dans l'écoulement est négligeable. Ceci justifie le choix d'utiliser l'expression simplifiée décrite par l'équation 5.3.3 pour des calculs ultérieurs du coefficient de perte de charge maximal au travers du régénérateur qui sera défini par l'équation 5.3.3 :

$$C_{f,max} = \frac{\Delta p_{max} D_h}{\frac{1}{2} \rho_f u_{max}^2 L} \quad (5.3.3)$$

avec Δp_{max} et u_{max} respectivement la perte de charge et la vitesse maximale mesurées au travers du régénérateur pendant un cycle.

Les évolutions montrent bien que pour des angles de rotation égaux à $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 180^\circ$, le coefficient de perte de charge instantané $C_f(t)|_{180^\circ} \rightarrow +\infty$ et $C_f(t)|_{0^\circ} \rightarrow +\infty$ lorsque la vitesse instantanée s'annule $u(t) \rightarrow 0$ (FIGURE 5.8).

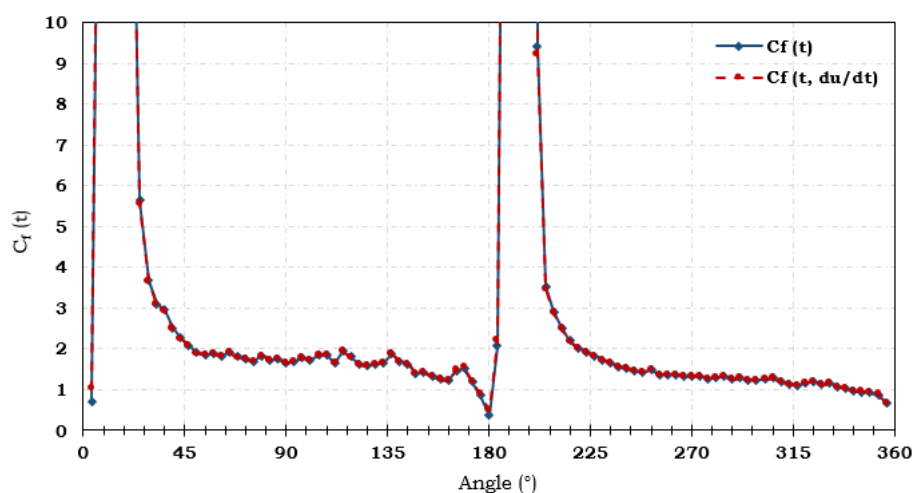


FIGURE 5.34 – Évolution du coefficient de perte de charge en fonction de l'angle de rotation du vilebrequin pour $\varepsilon = 0,8$; $C_{piston(2)} = 30 \text{ mm}$ et $f = 10 \text{ Hz}$ en écoulement isotherme

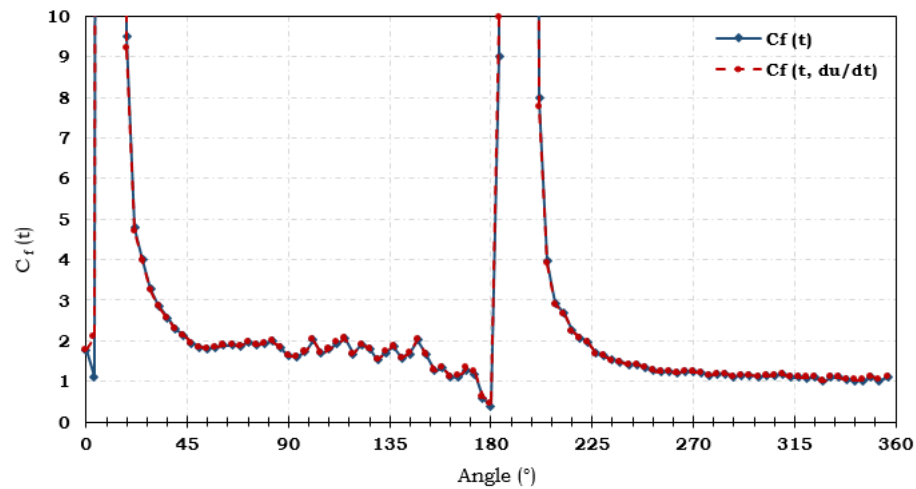


FIGURE 5.35 – Évolution du coefficient de perte de charge en fonction de l'angle de rotation du vilebrequin pour $\varepsilon = 0,85$, $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$ et $f = 10\text{ Hz}$ en écoulement isotherme

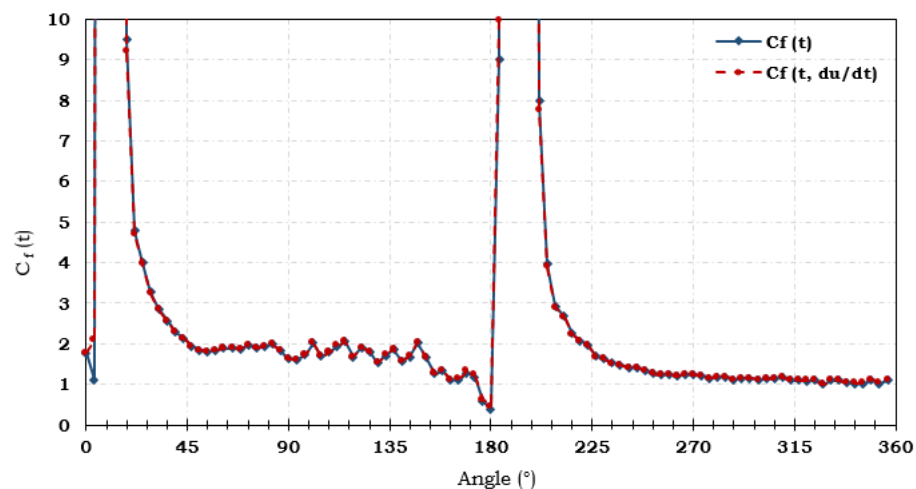


FIGURE 5.36 – Évolution du coefficient de perte de charge en fonction de l'angle de rotation du vilebrequin pour $\varepsilon = 0,9$, $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$ et $f = 10\text{ Hz}$ en écoulement isotherme

5.3.2/ EFFET DES PHASES D'ACCÉLÉRATION/DÉCÉLÉRATION

Les FIGURES 5.37 (a), (b), 5.38 (a), (b), 5.39 (a), (b) présentent l'évolution du coefficient de perte de charge instantané $C_f(t)$ en fonction du nombre de Reynolds instantané $Re(t)$ pendant les phases de refoulement (*i.e* : course ascendante) et d'aspiration (*i.e* : course descendante) du piston froid pris comme référence à son point mort bas (PMB).

L'écoulement est isotherme $T = 22^\circ\text{C}$, les porosités du régénérateur sont respectivement égales à $\varepsilon = 0,8; 0,85; 0,9$, la course du piston étant égale à $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$ et la fréquence de l'écoulement est $f = 10\text{ Hz}$.

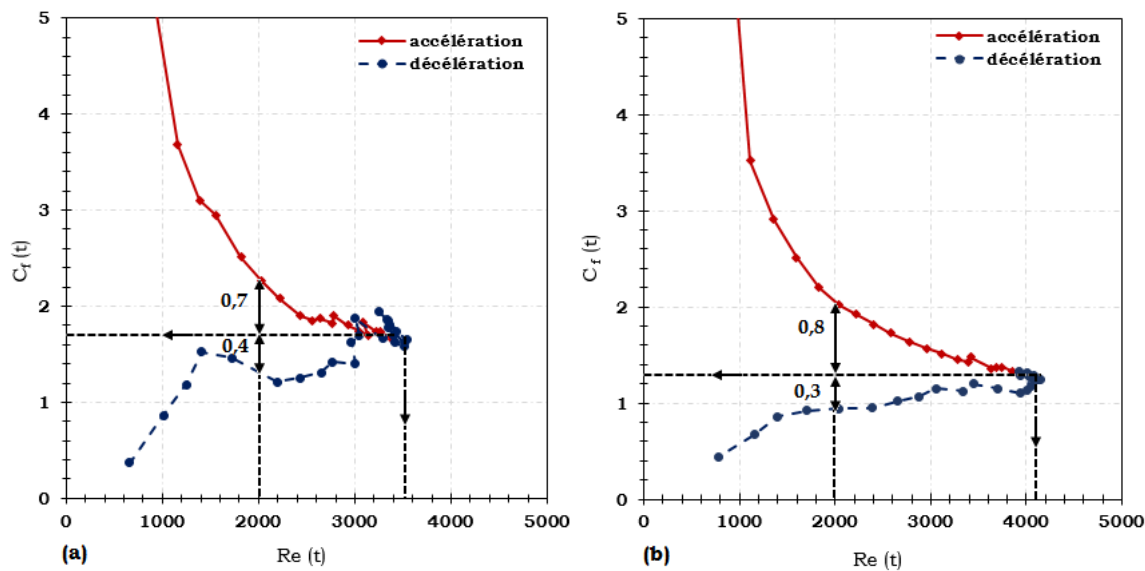


FIGURE 5.37 – Évolution du coefficient de perte de charge $C_f(t)$ instantané pour un écoulement isotherme avec $\varepsilon = 0,8$, $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$ et $f = 10\text{ Hz}$: (a) phase de refoulement (b) phase d'aspiration

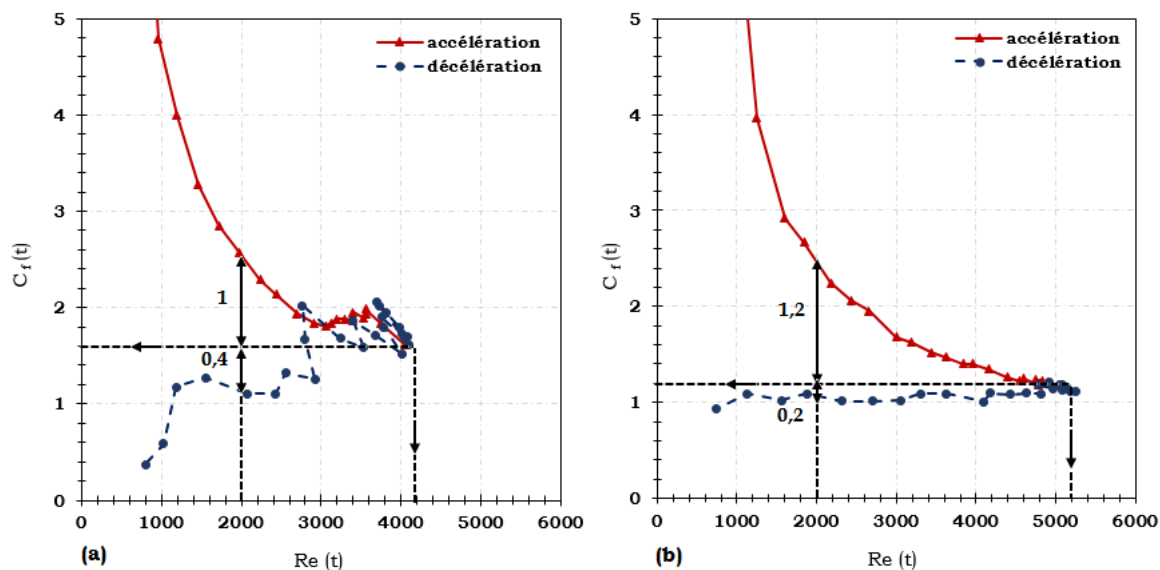


FIGURE 5.38 – Évolution du coefficient de perte de charge $C_f(t)$ instantané pour un écoulement isotherme avec $\varepsilon = 0,85$, $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$ et $f = 10\text{ Hz}$: (a) phase de refoulement (b) phase d'aspiration

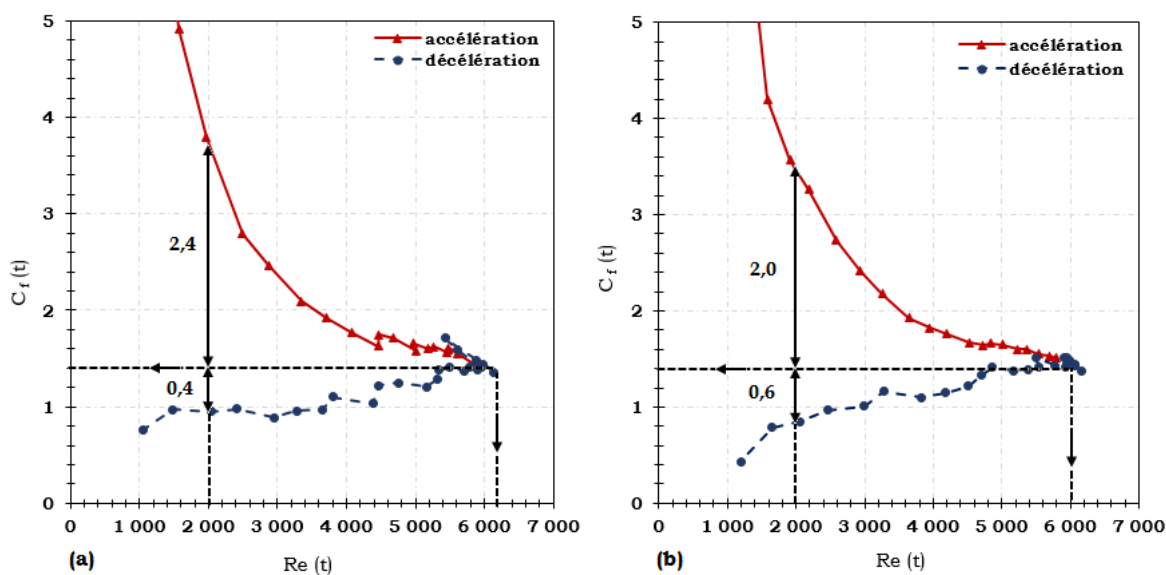


FIGURE 5.39 – Évolution du coefficient de perte de charge $C_f(t)$ instantané pour un écoulement isotherme avec $\varepsilon = 0,9$, $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$ et $f = 10\text{ Hz}$: (a) phase de refoulement (b) phase d'aspiration

L'analyse des FIGURES 5.37 à 5.39 présentent des caractéristiques générales similaires pour les trois porosités étudiées dont les résultats sont synthétisés dans le TABLEAU 5.3 :

- l'amplitude du nombre de Reynolds instantané $Re(t)$ est plus importante pendant la phase d'aspiration du piston froid. En effet, les vitesses sont plus importantes que celles pendant la phase de refoulement suite à la détente du fluide en sortie du régénérateur,
- la présence de la grille positionnée en sortie de régénérateur (pour rappel voir FIGURE 5.1), stabilise l'écoulement en minimisant les effets de la turbulence, ce qui a pour effet de lisser les courbes du coefficient de perte de charge instantané $C_f(t)$ pendant la phase d'aspiration,
- On montre ainsi que l'amplitude maximale du nombre de Reynolds $Re_{Dh,max}$ croît avec la porosité des régénérateurs. Ceci s'explique logiquement par le fait que les pertes de charges diminuent avec l'augmentation de la porosité,
- le coefficient de perte de charge instantané $C_f(t)$ tend vers une valeur limite $C_{f,lim}$ pour un nombre de Reynolds max $Re_{Dh,max}$ qui décroît avec la porosité. Cependant, pour la porosité $\varepsilon = 0,9$, on remarque que l'effet des turbulences pendant la phase de refoulement est moins perceptible que dans le cas des écoulements au travers des régénérateurs de porosités $\varepsilon = 0,8$ et $\varepsilon = 0,85$.
- Nous avons exprimé les valeurs des amplitudes des coefficients de frottements ($\Delta C_f|_{acc}$ et $\Delta C_f|_{déc}$) en prenant comme référence le nombre de Reynolds de transition $Re_{tr} = 2.10^3$.

L'effet de la porosité sur la variation du coefficient de perte de charge instantané est faible, on ne relève pas de différence significative entre les différentes courbes. Notons néanmoins que les instabilités dans le fluide lors de la phase de refoulement du piston semblent s'atténuer pour une porosité élevée $\varepsilon = 0,9$.

		Phase de refoulement		Phase d'aspiration	
		accélération	décélération	accélération	décélération
$\varepsilon = 0,8$	$Re_{Dh,max}$	3500		4200	
	$C_{f,lim}$	1,7		1,3	
	$\Delta C_f _{acc}$	0,7	/	0,8	/
	$\Delta C_f _{déc}$	/	0,4	/	0,3
$\varepsilon = 0,85$	$Re_{Dh,max}$	4200		5400	
	$C_{f,lim}$	1,6		1,2	
	$\Delta C_f _{acc}$	1	/	1,2	/
	$\Delta C_f _{déc}$	/	0,4	/	0,2
$\varepsilon = 0,9$	$Re_{Dh,max}$	6000		6000	
	$C_{f,lim}$	1,4		1,4	
	$\Delta C_f _{acc}$	2,4	/	2	/
	$\Delta C_f _{déc}$	/	0,4	/	0,6

TABLEAU 5.3 – Analyse des phases de refoulement et aspiration

Concernant les courbes d'évolution du coefficient de perte de charge instantané $C_f(t)$ pendant respectivement le cold-blow (phase de refoulement du fluide froid) et le hot-blow (phase d'aspiration du fluide chaud), on relève une nette différence entre les phases d'accélération et de décélération du fluide.

Notons que sous les mêmes conditions opératoires de température, fréquence et course de piston, il y a transition vers la turbulence à partir d'un nombre de Reynolds $Re_{tr} = 2000$. On remarque également que le coefficient de perte de charge instantané pendant la phase d'accélération est plus important que celui relevé pour la phase de décélération du fluide pour les trois cas de porosités égales à $\varepsilon = 0,8$; $\varepsilon = 0,85$ et $\varepsilon = 0,9$.

Des résultats similaires ont été avancés dans les travaux de Isshiki et al. [54] et Wang et al. [147]. Cet effet s'explique par le fait que lors de la phase d'accélération, pour un fluide de vitesse initialement nulle, au travers du régénérateur, l'énergie nécessaire à déplacer le fluide est plus importante que lorsque le fluide atteint le quart de course suivant qui correspond à une vitesse maximale et commence à ralentir.

En effet, pendant la phase d'accélération il y aura formation de structures tourbillonnaires dans l'écoulement ce qui dissipe de l'énergie sous forme de frottements alors que pendant la phase de décélération ces structures tourbillonnaires, étant déjà formées, persistent ce qui réduit cet effet.

5.3.3/ EFFET DE LA POROSITÉ ET DU VOLUME BALAYÉ PAR LE PISTON

Nous allons aborder dans cette section l'effet de la porosité sur le coefficient de perte de charge au sein du régénérateur, l'écoulement étant isotherme et les porosités respectivement égales à $\varepsilon = 0,8$; $0,85$ et $0,9$. D'après les FIGURES 5.40 et 5.41, on peut déduire une tendance globale pour la variation du coefficient de perte de charge maximal qui diminue progressivement en fonction de la porosité et du nombre de Reynolds maximal $Re_{Dh,max}$ croissants.

Ces résultats concordent avec les résultats des travaux [155, 49, 134, 75] menés sur des écoulements oscillants alternés au sein de régénérateurs thermiques.

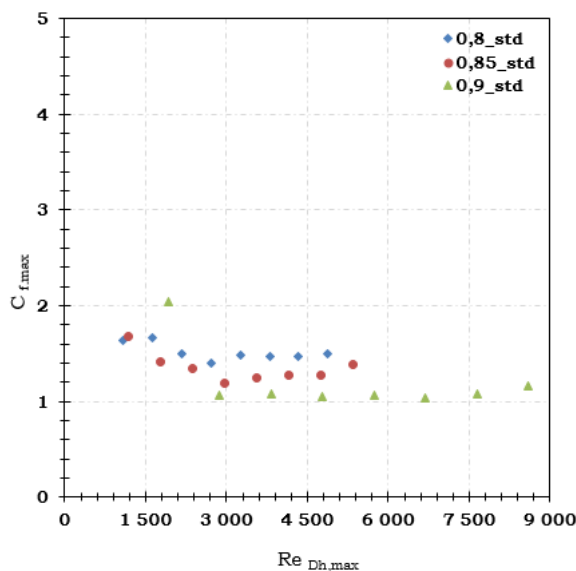


FIGURE 5.40 – Variation du coefficient de perte de charge en fonction du nombre de Reynolds $Re_{Dh,max}$ pour un écoulement isotherme permanent unidirectionnel

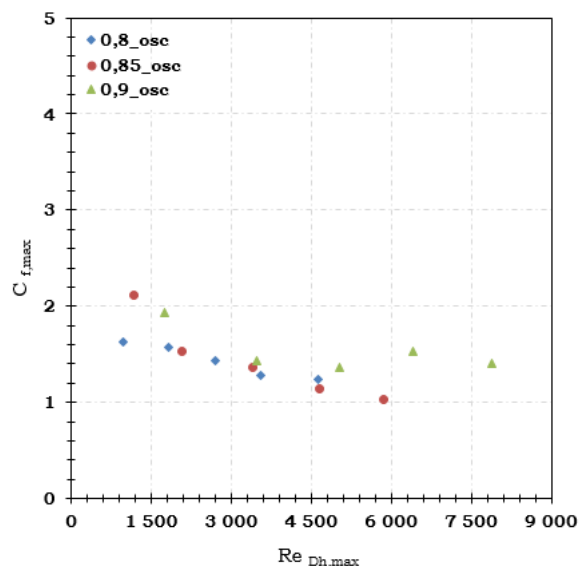


FIGURE 5.41 – Variation du coefficient de perte de charge en fonction du nombre de Reynolds $Re_{Dh,max}$ pour un écoulement isotherme oscillant alterné

La FIGURE 5.42 montre la variation du coefficient de perte de charge maximal pour trois porosités différentes en écoulements permanent unidirectionnel et oscillant alterné.

On relève une tendance globale du nuage de points obtenu qui consiste en une diminution du coefficient de perte de charge maximal en fonction du nombre de Reynolds pour des porosités respectivement égales à $\varepsilon = 0,8$; $0,85$ et $0,9$.

Néanmoins, il est difficile de conclure par rapport aux effets de la nature de l'écoulement, qu'il soit permanent unidirectionnel ou oscillant alterné sur le coefficient de perte de charge maximal puisque les valeurs varient dans une enveloppe qui s'étend sur l'intervalle $[1, 2]$.

La FIGURE 5.43 présente la variation du coefficient de perte de charge maximal en fonction des courses du piston respectivement égales $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ et $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$.

Pour des nombres de Reynolds $Re_{Dh,max} \leq 4500$, le coefficient de perte de charge est plus faible pour la course la plus petite. Ce résultat est inattendu puisque pour une course plus élevée, le volume de fluide balayé est plus important donc pour une même fréquence d'écoulement, le débit le plus grand correspond à la plus grande course. Sachant que le coefficient de perte de charge diminue en fonction du débit, il devrait être plus faible pour la plus grande course.

Zhao et al. [155] qui ont choisi d'utiliser le rapport $(A_0)_{Dh} = \frac{x_{max}}{D_h}$ pour exprimer l'effet de la course sur le coefficient de perte de charge maximal, ont montré que le coefficient de perte de charge diminue en fonction d'un volume de fluide croissant balayé par le piston.

Or dans notre cas, ce phénomène n'est pas observé. Ceci peut s'expliquer par un effet de faibles fuites au niveau des pistons (aux segments) sur le banc de test. En effet, l'étanchéité augmente avec les effets de frottements du piston qui augmentent en fonction de la course et de la fréquence. Donc à plus faible course le système est moins étanche.

Pour des fréquences plus élevées on observe que le coefficient de perte de charge diminue avec la course. Ce n'est pas surprenant puisqu'à fréquences élevées le système devient plus étanche.

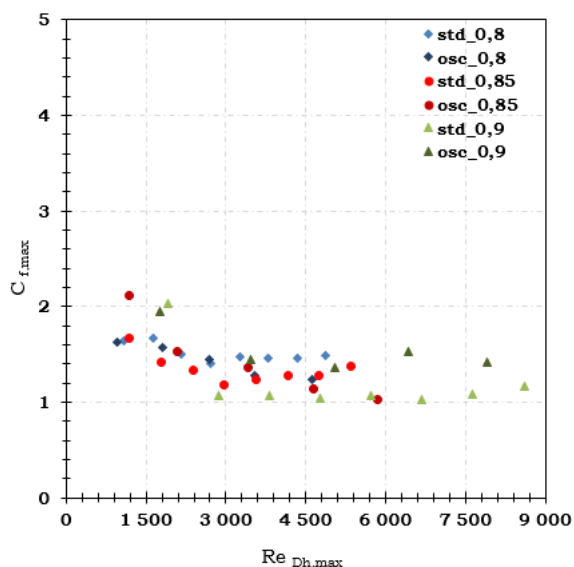


FIGURE 5.42 – Variation du coefficient de perte de charge $C_{f,max}$ en fonction du nombre de Reynolds $Re_{Dh,max}$ en écoulements unidirectionnel permanent et oscillant alterné

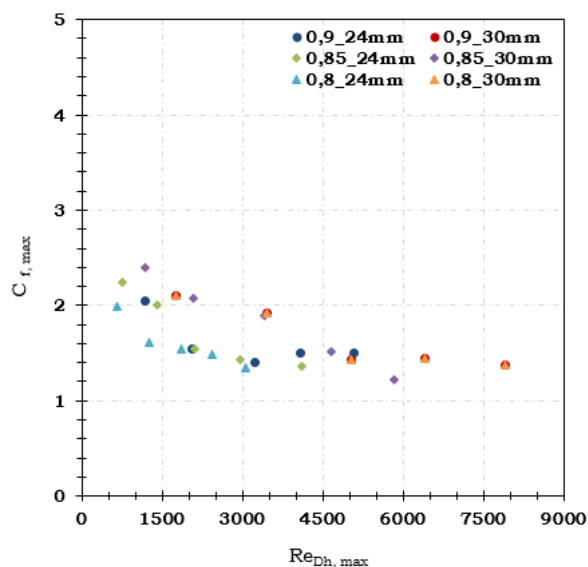


FIGURE 5.43 – Variation du coefficient de perte de charge $C_{f,max}$ en fonction du nombre de Reynolds $Re_{Dh,max}$ pour deux courses du piston $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$; $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$

A partir des résultats expérimentaux de la FIGURE 5.44, nous avons établi une corrélation qui permet d'exprimer le coefficient de frottement maximal en fonction du nombre de Reynolds maximal pendant un cycle, pour une gamme de porosité entre $\varepsilon = 0,8 \rightarrow 0,9$ et un nombre de Reynolds maximal $1200 \leq Re_{Dh,max} \leq 8000$.

La corrélation ainsi obtenue s'écrit :

$$C_{f,max} = 9,05 Re_{Dh,max}^{-0,216} \quad (5.3.4)$$

Sur la FIGURE 5.45 nous avons comparé la corrélation ainsi établie avec les corrélations existantes dans la littérature pour le coefficient de frottement maximal pour un écoulement oscillant, en faisant abstraction des conditions de validité de chacune en terme des gamme de nombre de Reynolds.

On remarque qu'en appliquant les corrélations établies dans des travaux antérieurs, le coefficient de perte de charge est sous-estimé par rapport à ce que l'on obtient dans notre cas d'étude.

A titre d'exemple, la marge de déviation maximale avec la corrélation établie par Gedeon et al. [36] est de l'ordre de 22% tandis que la marge avec la corrélation établie par Miyabe et al. [88] est de l'ordre de 80%!

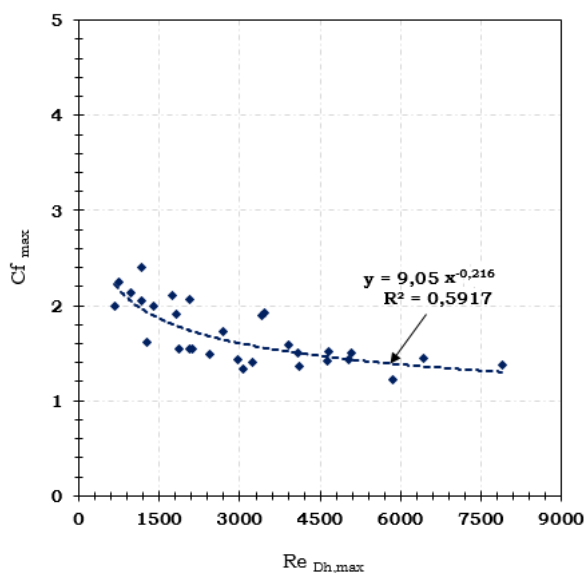


FIGURE 5.44 – Variation du coefficient de perte de charge $C_{f,max}$ en fonction du nombre de Reynolds $Re_{Dh,max}$

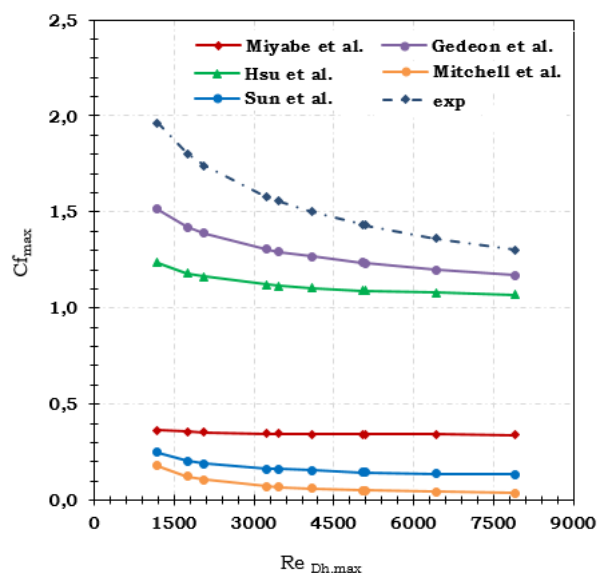


FIGURE 5.45 – Comparaison avec les corrélations existantes dans la littérature

5.4/ PUISSANCE DE POMPAGE

Les FIGURES 5.46 (a), (b) représentent la puissance de pompage qui traduit la puissance à fournir aux pistons, pour des courses respectivement égales à $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ et $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$, afin de vaincre les pertes de charges visqueuses dans le circuit hydraulique et assurer ainsi la circulation alternative du fluide pendant un cycle thermique.

La puissance de pompage moyenne P_{pomp} pendant un cycle est définie par l'équation 5.4.1 :

$$P_{pomp} = 2 f V_{swept} \overline{\Delta p} \quad (5.4.1)$$

avec V_{swept} le volume balayé par le piston, f la fréquence des oscillations de l'écoulement, $\overline{\Delta p}$ la perte de charge moyennée sur une demi-période du cycle qui s'écrit :

$$\overline{\Delta p} = \frac{1}{T/2} \int_0^{T/2} \Delta p(t) dt \quad (5.4.2)$$

avec T la période du cycle et $\Delta p(t)$ la perte de charge instantanée mesurée au travers du régénérateur par les capteurs de pression placés aux extrémités de la section de mesure.

Il est évident que pour une course de piston plus élevée, la puissance absorbée est plus importante. En effet, on remarque que pour une porosité $\varepsilon = 0,8$ et une fréquence d'écoulement $f = 10\text{ Hz}$, une augmentation de la course du piston de 40 % engendre une croissance de $\simeq 66\%$ de la puissance à fournir.

Pour la même variation de course utilisée précédemment, une augmentation de la porosité de 12,5 % (pour $\varepsilon = 0,8 \rightarrow 0,9$), engendre une croissance $\simeq 70\%$ de la puissance consom-

mée par les pistons. On peut en déduire qu’une diminution de porosité accompagnée d’une augmentation de course engendre des puissances de pompage plus importantes.

Cet effet a été vérifié précédemment dans les travaux expérimentaux de Trevizoli et al. [138] qui ont étudié les performances thermo-hydrauliques de régénérateurs thermiques formés par un empilement de billes en acier inoxydable, plomb et gadolinium traversés par un écoulement oscillant de fluide.

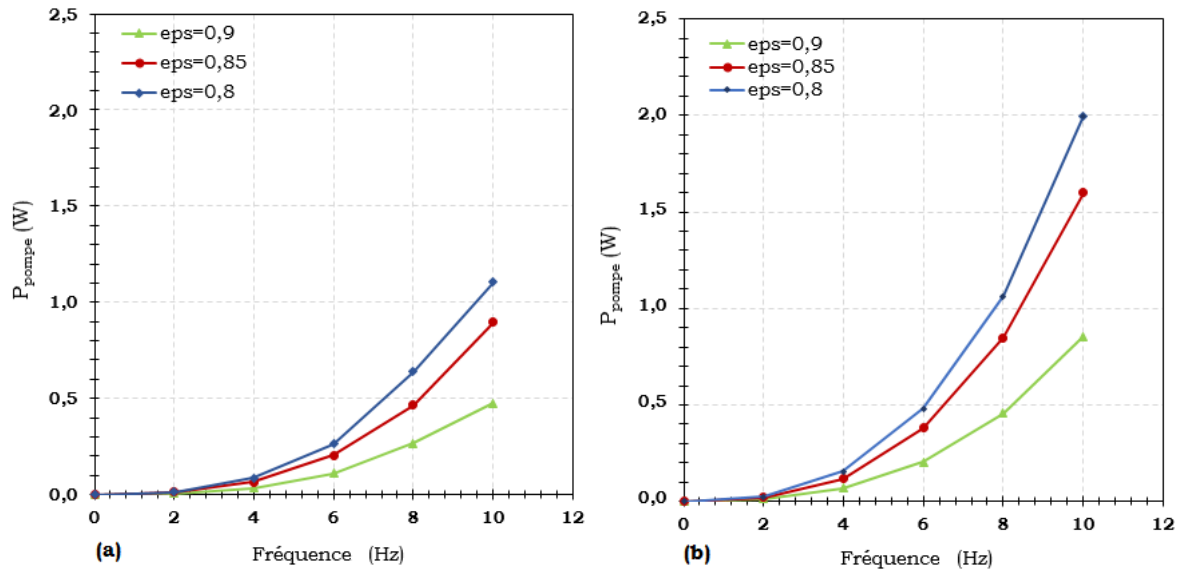


FIGURE 5.46 – Variation de la puissance de pompage P_{pompe} en fonction de la fréquence : (a) $C_{piston(1)} = 24 \text{ mm}$ (b) $C_{piston(2)} = 30 \text{ mm}$

5.5/ EFFICACITÉ THERMIQUE

Dans cette section, nous allons étudier l’efficacité thermique pour différentes porosités du régénérateur et courses de pistons. Notons que vu les dissymétries relevées dans les signaux de températures en amont/aval du régénérateur pendant les phases “cold-blow” et “hot-blow” du cycle, nous avons choisi de calculer les efficacités correspondantes à chaque phase.

Il n’était pas possible de relever expérimentalement les températures des extrémités chaude et froide du régénérateur vu le faible encombrement disponible sur le banc de test et la mise en place de capteur de températures au travers du régénérateur sans fragiliser sa structure en polymère.

Nous nous sommes contenté d’assimiler le régénérateur à un échangeur thermique pour le calcul d’efficacité à partir des températures du fluide entrant/sortant pendant un “period-blow” ce qui correspond à une course du piston (passage du PMH vers le PMB et inversement).

Ceci étant, l’efficacité thermique calculée pour un “cold-blow +” s’écrit :

$$Eff^+ = \frac{\min(T_{ch,CB}) - \min(T_{fd,CB})}{T_{HHEX} - \min(T_{fd,CB})} \quad (5.5.1)$$

L’efficacité thermique calculée pour un “hot-blow -” s’écrit :

$$Eff^- = \frac{\max(T_{fd,HB}) - \max(T_{ch,HB})}{T_{CHEX} - \max(T_{ch,HB})} \quad (5.5.2)$$

avec :

- $T_{fd,CB}$: température du fluide à l'extrémité froide pendant le "cold-blow" ;
- $T_{fd,HB}$: température du fluide à l'extrémité froide pendant le "hot-blow" ;
- $T_{ch,CB}$: température du fluide à l'extrémité chaude pendant le "cold-blow" ;
- $T_{ch,HB}$: température du fluide à l'extrémité chaude pendant le "hot-blow" ;
- T_{CHEX} : température de consigne pour l'échangeur froid ;
- T_{HHEX} : température de consigne pour l'échangeur chaud ;

La FIGURE 5.47 (a) décrit l'évolution de l'efficacité thermique du régénérateur de porosité $\varepsilon = 0,8$ pendant la phase du "cold-blow" pour les gradients thermiques $\Delta T = 30^\circ\text{C}$, 40°C et 50°C en fonction du nombre de Reynolds fréquentiel Re_ω .

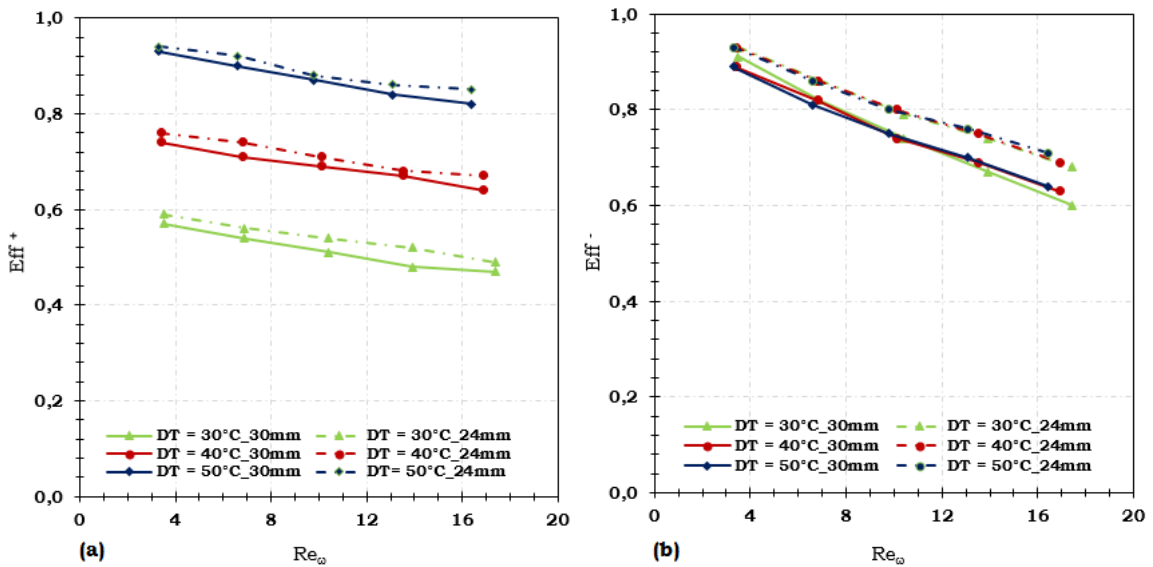


FIGURE 5.47 – Variation de l'efficacité thermique du régénérateur de porosité $\varepsilon = 0,8$ en fonction du nombre de Reynolds fréquentiel Re_ω : (a) "cold-blow" avec $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ (b) "hot-blow" avec $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$

Ce choix du nombre de Reynolds fréquentiel Re_ω permet de découpler l'effet de la fréquence de celui du déplacement du fluide, qui sont couplés dans l'expression du nombre de Reynolds Re_{Dh} , et ainsi de pouvoir étudier uniquement l'effet des oscillations dans l'écoulement sur l'efficacité thermique du régénérateur.

On remarque que l'efficacité thermique diminue pour un nombre de Reynolds fréquentiel Re_ω croissant, ce qui est prévisible puisque les fréquences sont plus élevées et le temps d'échange entre fluide et matrice solide est réduit.

On montre que pour chaque gradient de température, l'efficacité thermique augmente de 10 % quand la course passe de 24 mm à 30 mm.

L'efficacité thermique dépend du coefficient de transfert thermique et du débit qui traverse le régénérateur. Notons que le coefficient d'échange thermique se trouve amélioré en pré-

sence de turbulences dans l'écoulement inhérentes à des débits importants ce qui implique des nombres de Reynolds plus élevés.

En revanche, des débits plus importants qui traversent le régénérateur impliquent que pour une même puissance stockée dans la matrice solide, le réchauffement du fluide sera moins important. Il s'agit de trouver un compromis entre transferts thermiques et débits de fluide traversant le régénérateur. Pour cela nous introduisons le nombre d'unités de transferts "NUT" qui s'écrit :

$$NUT = \frac{\bar{h} A_{éch}}{\dot{m} C_{p,f}} = \frac{\bar{h} A_{éch}}{\rho_f \dot{Q}_v C_{p,f}} \quad (5.5.3)$$

avec $A_{éch}$ la surface d'échange entre le fluide et les parois du régénérateur, $C_{p,f}$ la capacité thermique du fluide, \bar{h} le coefficient d'échange convectif moyen et \dot{Q}_v le débit volumique du fluide qui traverse le régénérateur.

Dans le cas présent, pour une course moins élevée, pour une même fréquence d'écoulement le débit volumique diminue, l'efficacité thermique relevée est plus faible. On note également l'effet du gradient thermique sur l'efficacité de l'échangeur puisqu'elle augmente en fonction du gradient thermique imposé aux extrémités du régénérateur, ce qui tout à fait prévisible.

La FIGURE 5.47 (b) présente l'évolution de l'efficacité thermique du régénérateur de porosité $\varepsilon = 0,8$ pendant la phase du "hot-blow" pour les gradients thermiques $\Delta T = 30^\circ\text{C}$, 40°C et 50°C comme pour la phase du "cold-blow". L'efficacité thermique est plus faible pour la plus grande course $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$. L'effet du gradient thermique sur la variation de l'efficacité est moins flagrant puisque les courbes sont quasi-confondues.

La FIGURE 5.48 (a) décrit l'évolution de l'efficacité thermique du régénérateur de porosité $\varepsilon = 0,85$ pendant la phase du "cold-blow" pour les gradients thermiques $\Delta T = 30^\circ\text{C}$, 40°C et 50°C .

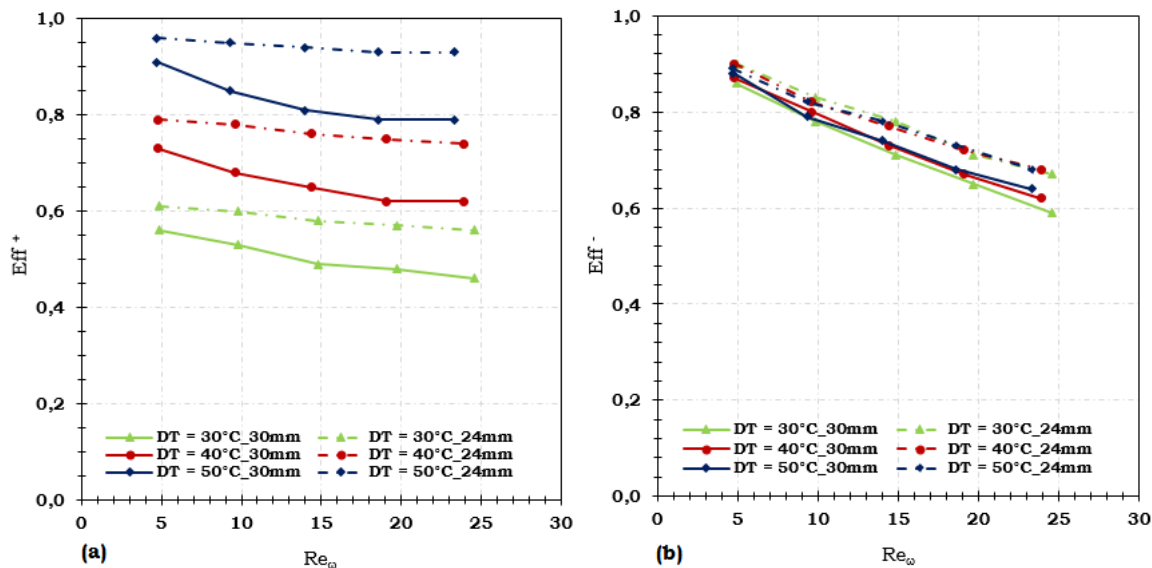


FIGURE 5.48 – Variation de l'efficacité thermique du régénérateur de porosité $\varepsilon = 0,85$ en fonction du nombre de Reynolds fréquentiel Re_ω : (a) "cold-blow" avec $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ (b) "hot-blow" avec $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$

On relève toujours la même tendance de décroissance en fonction du nombre de Reynolds fréquentiel Re_ω . L'efficacité relevée pour le régénérateur est plus faible pour une course plus importante.

D'après la FIGURE 5.48 (b) qui expose l'évolution de l'efficacité thermique du régénérateur de porosité $\varepsilon = 0,85$ pendant la phase du "hot-blow", l'efficacité thermique diminue pour une course accrue. L'effet du gradient thermique est négligeable par rapport à celui relevé pendant la phase du "cold-blow".

La FIGURE 5.49 (a) montre l'évolution de l'efficacité thermique du régénérateur de porosité $\varepsilon = 0,9$ pendant la phase du "cold-blow" pour les gradients thermiques $\Delta T = 30^\circ\text{C}$, 40°C et 50°C . On relève toujours la même tendance de décroissance en fonction du nombre de Reynolds fréquentiel Re_ω .

Dans ce cas d'étude, l'efficacité thermique augmente pour une course plus importante à l'inverse de ce que l'on a relevé précédemment pour les porosités $\varepsilon = 0,8$ et $\varepsilon = 0,85$. Cette inversion peut s'expliquer par la nature de l'écoulement qui, certes, est toujours transitoire d'après le diagramme de GLIMPS (FIGURE 5.10), est le siège de turbulences d'intensité accrue.

D'après la FIGURE 5.49 (b) qui décrit l'évolution de l'efficacité thermique du régénérateur de porosité $\varepsilon = 0,9$ pendant la phase du "hot-blow", l'effet du gradient thermique reste moins prononcé que dans la phase du "cold-blow".

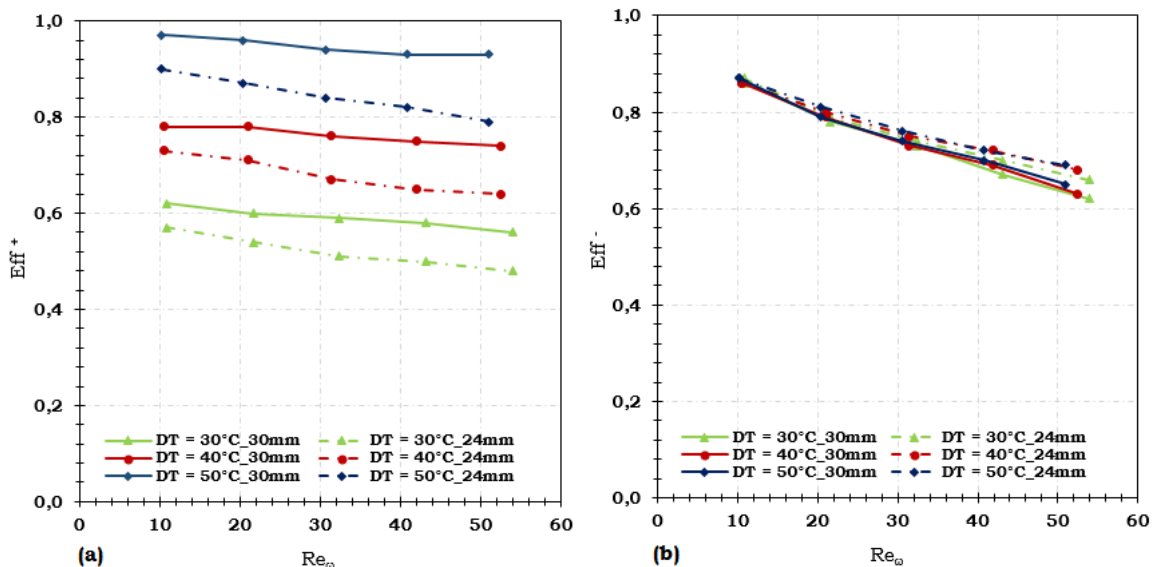


FIGURE 5.49 – Variation de l'efficacité thermique du régénérateur de porosité $\varepsilon = 0,9$ en fonction du nombre de Reynolds fréquentiel Re_ω : (a) "cold-blow" avec $C_{piston(1)} = 24\text{ mm}$ (b) "hot-blow" avec $C_{piston(2)} = 30\text{ mm}$

5.6/ FIGURE DE MÉRITE

Pour estimer la figure de mérite qui quantifie les transferts thermiques par rapport aux pertes de charges au sein du régénérateur, nous avons eu recours au critère proposé par Ruhlik et al. [113] qui s'écrit :

$$F_M = \frac{NPH}{NTU} = \frac{C_f Re_{Dh} Pr}{4 \overline{Nu}} \quad (5.6.1)$$

avec C_f le coefficient de perte de charge, Re_{Dh} le nombre de Reynolds de l'écoulement, Pr le nombre de Prandtl et \overline{Nu} le nombre de Nusselt moyen.

Il est à préciser que l'équation 5.6.1 a été établie par Ruhlik et al. [113] pour un écoulement unidirectionnel permanent. Comme nous avons précisé précédemment, nous allons traiter les deux phases du cycle "cold-blow" et "hot-blow" séparément pour le calcul de la figure de mérite pour le régénérateur.

Comme dans notre cas d'étude il s'agit d'un écoulement oscillant alterné, nous avons utilisé les valeurs maximales pour le coefficient de perte de charge et du nombre de Reynolds hydraulique à savoir $C_{f,max}$ et $Re_{Dh,max}$.

Pour remonter au nombre de Nusselt moyenné sur un cycle \overline{Nu} , nous avons estimé le coefficient d'échange convectif \bar{h} via la méthode du $NUT - Eff$ qui consiste à exprimer le nombre d'unités de transferts en fonction de l'efficacité déjà calculée.

En se référant aux travaux de Kays et London [62] pour des échangeurs thermiques compacts, nous pouvons exprimer l'efficacité thermique Eff par l'équation 5.6.2 :

$$Eff = \frac{NTU}{1 + NTU} \quad (5.6.2)$$

Reprenant l'équation 5.6.2, on peut déduire que :

$$NTU = \frac{Eff}{1 - Eff} \quad (5.6.3)$$

Rappelons à cet effet que le nombre d'unités de transferts a été précédemment défini par l'équation 5.5.3 ce qui permet de déduire le coefficient d'échange convectif moyen \bar{h} .

Ayant déterminé le coefficient d'échange convectif moyen pendant un "period-blow", on peut remonter au nombre de Nusselt via l'équation 5.6.4 :

$$\overline{Nu} = \frac{\bar{h} D_h}{\lambda_f} \quad (5.6.4)$$

avec D_h le diamètre hydraulique du régénérateur et λ_f la conductivité thermique du fluide.

Les FIGURES 5.50 (a), (b) présentent la figure de mérite F_M pour un gradient thermique égal à $\Delta T = 50^\circ\text{C}$ pour une course de piston $C_{piston(2)} = 30 \text{ mm}$ respectivement pendant les phases "cold-blow" et "hot-blow".

On remarque que pendant le "cold-blow" (FIGURE 5.50 (a)) la figure de mérite tend à augmenter pour des nombres de Reynolds accrus, notamment pour les porosités $\varepsilon = 0,8$ et $0,85$, ce qui signifie que le rapport entre pertes de charge et transferts thermiques augmente en fonction du nombre de Reynolds, cette tendance est moins nette pour $\varepsilon = 0,9$ qui présente un creux marquant le début d'une croissance.

Cette tendance est confirmée pendant la phase "hot-blow" on remarque que le rapport $\left(\frac{NPH}{NTU}\right)$ augmente en fonction du nombre de Reynolds, ce qui signifie que les pertes de charges sont plus importantes que les transferts thermiques.

Notons que pour la phase “hot-blow” la tendance d’augmentation est située dans la même enveloppe pour les trois gradients thermiques imposés à la différence de la phase “cold-blow” pour laquelle l’enveloppe se décale vers des valeurs supérieures pour un gradient thermique décroissant (FIGURES 5.50 (a), 5.51 (a), 5.52 (a)).

Ceci peut s’expliquer par la décroissance de l’efficacité thermique du régénérateur pour des gradients thermiques plus faibles, la perte de charge n’est pas influencée par le gradient thermique comme nous l’avons montré précédemment dans la section (1.2.1).

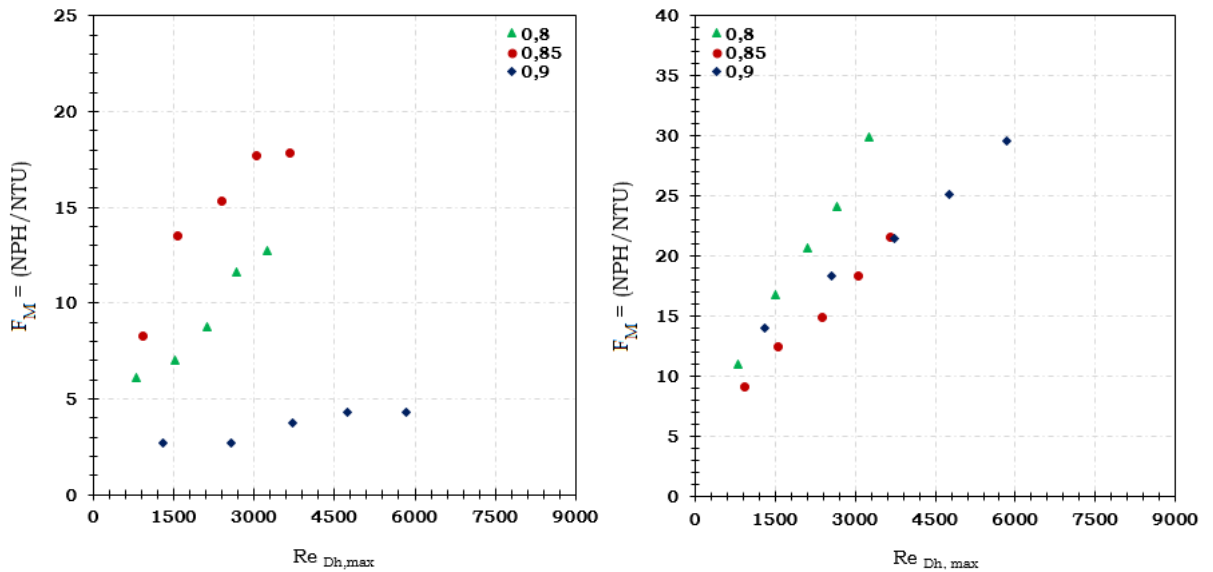


FIGURE 5.50 – Variation de la figure de mérite F_M en fonction du nombre de Reynolds $Re_{Dh,max}$ pour $\Delta T = 50^\circ\text{C}$: (a) cold-blow (b) hot-blow

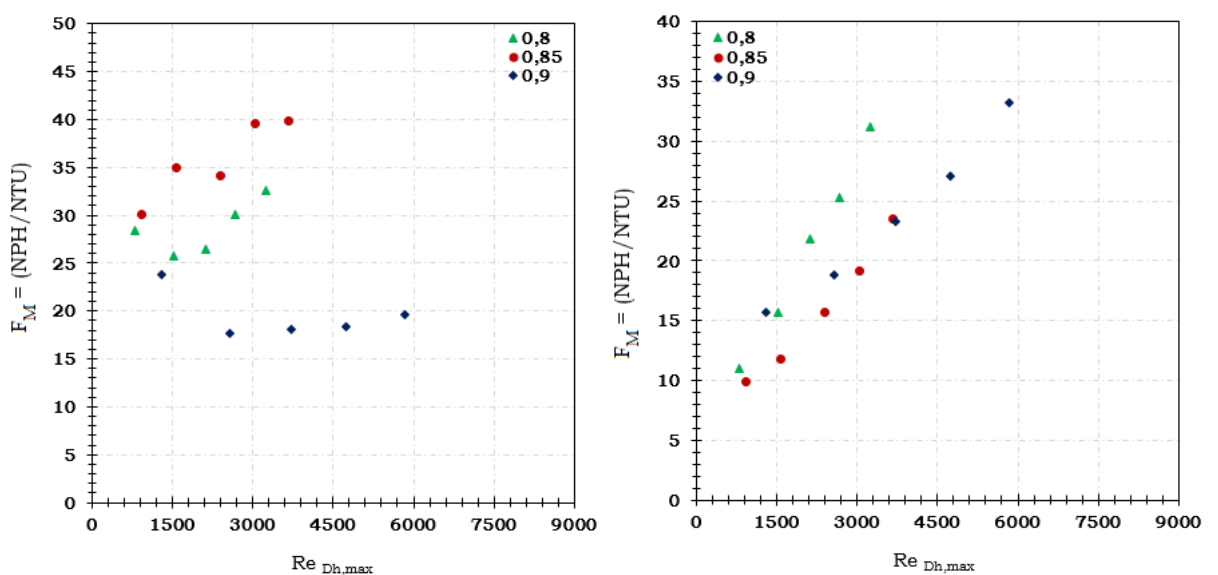


FIGURE 5.51 – Variation de la figure de mérite F_M en fonction du nombre de Reynolds $Re_{Dh,max}$ pour $\Delta T = 40^\circ\text{C}$: (a) cold-blow (b) hot-blow

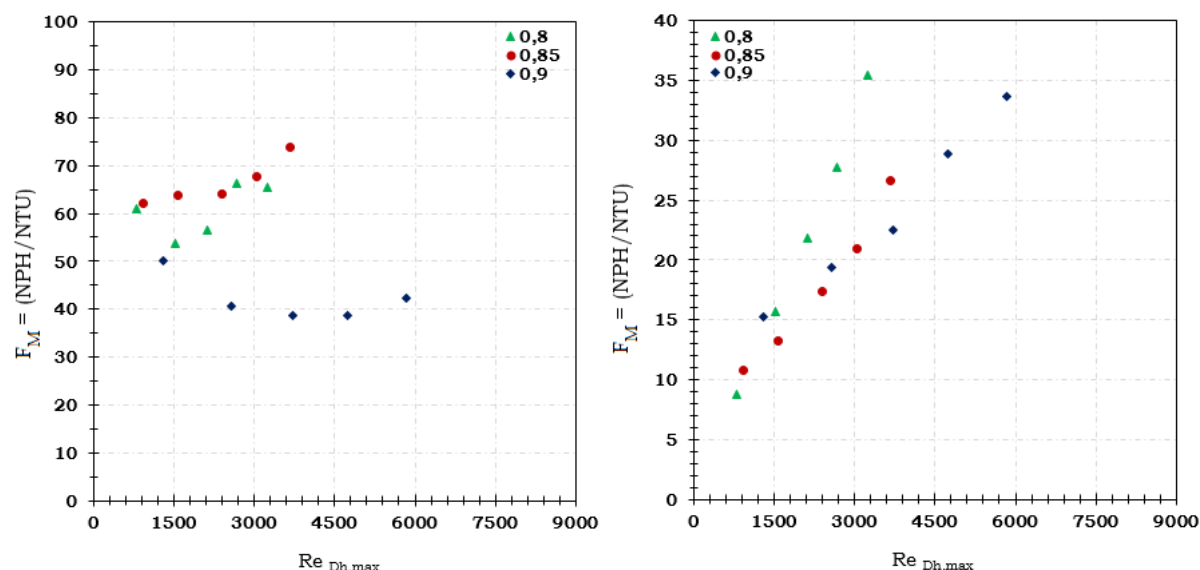


FIGURE 5.52 – Variation de la figure de mérite F_M en fonction du nombre de Reynolds $Re_{Dh,max}$ pour $\Delta T = 30^\circ\text{C}$: (a) cold-blow (b) hot-blow

CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons abordé la perte de charge ainsi que les échanges thermiques au sein du régénérateur millimétrique fabriqué en polymère thermodurcissable traversé par un écoulement oscillant alterné de l'air.

Nous avons relevé les différents signaux de pression, vitesse et température (en présence d'un gradient thermique) et commenté les allures des courbes par rapport à celles obtenues par des simulations numériques. Les allures des courbes concordent malgré quelques disparités relevées notamment au niveau des amplitudes des signaux. Nous avons remarqué une augmentation des oscillations des signaux pour des fréquences accrues de l'écoulement.

Pour les courbes de pression, nous avons signalé la présence d'une double période, que l'on retrouve dans le cas de tubes et canaux vides, qui s'atténue progressivement en fonction des fréquences. Pour les signaux de vitesses du fluide, nous avons constaté un déphasage entre la vitesse du fluide et celle théorique du piston qui s'accroît en fonction des fréquences croissantes.

Pour les signaux de température, un rebond est relevé pendant les phases d'accélération du piston qui correspond respectivement à des effets de compression et de détente locales du fluide. Un effet de mélange au sein des zones tampons est également relevé ce qui induit une baisse/augmentation de la température du fluide.

Nous avons montré que la perte de charge n'est pas affectée par le gradient thermique imposé aux extrémités de la section de mesure. Par contre, l'effet de la fréquence ainsi que la course du piston sur la perte de charge est établi, ce qui concorde avec des résultats antérieurs cités dans la littérature.

Nous avons vérifié l'effet de la nature de l'écoulement qu'il soit permanent unidirectionnel ou oscillant alterné sur la perte de charge et avons trouvé que la disparité entre les deux est relativement faible mais reste plus prononcée pour une porosité croissante.

A partir des résultats des essais expérimentaux, nous avons établi une corrélation pour le coefficient de perte de charge maximal pour une gamme de porosité relativement élevée du régénérateur d'étude $\varepsilon = 0,8$ à $0,9$ et des nombres de Reynolds allant de $Re_{Dh,max} = 1200$ à 8000 :

$$C_{f,max} = 9,05 Re_{Dh,max}^{-0,216} \quad (5.6.5)$$

Une comparaison avec les corrélations établies en littérature, montre une sous-estimation de la plupart du coefficient de perte de charge pour notre cas d'étude avec un décalage de 22% dans le meilleur des cas.

Nous avons également quantifié la puissance de pompage requise pour véhiculer le fluide dans le circuit pour un écoulement oscillant alterné et montré que cette puissance est tributaire des course de piston qui induisent plus de pertes de charge dans le circuit hydraulique.

Le calcul des efficacités thermiques du régénérateur pendant les phases du "cold-blow" et "hot-blow" a montré que l'efficacité thermique diminue en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement, par contre l'effet de la porosité n'a pas pu être établi à partir des résultats expérimentaux.

Une estimation de la figure de mérite a montré une tendance globale croissante du rapport des pertes de charges et transferts thermiques au sein du régénérateur en fonction d'un nombre de Reynolds croissant de l'écoulement. Ceci peut s'expliquer par la nature du régénérateur qui est réalisé en polymère de diffusivité thermique relativement faible ce qui limite les performances thermiques du régénérateur notamment pour des fréquences accrues et par conséquence des temps d'échange réduits.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Le présent travail concerne l'étude thermofluidique d'un régénérateur thermique de moteur Stirling aux échelles millimétrique et micrométrique, le régénérateur étant formé par une matrice solide de plots alternativement traversée par un écoulement oscillant de gaz. Cette transition macro-micro a été considérée afin d'étudier les éventuels effets d'échelles sur la dynamique de l'écoulement ainsi que les transferts thermiques entre fluide et paroi dans le cas d'un écoulement oscillant.

Nous avons commencé par passer en revue l'état de l'art existant pour les régénérateurs thermiques de moteur Stirling aux échelles macro et micrométrique. Ce faisant, nous avons constaté que la transition vers la turbulence en régime oscillant est mal définie étant donné qu'il n'existe pas de valeur universelle pour le nombre de Reynolds critique comme c'est le cas pour les écoulements unidirectionnels permanents ($Re_{tr} = 2000$). Ce type d'écoulements est caractérisé par des effets inertiels qui viennent s'ajouter aux effets de pression et de viscosité déjà existants pour le cas des écoulements permanents. Ces effets inertiels sont à l'origine de l'apparition d'un profil annulaire de la vitesse en proche de la paroi (i.e : le gradient de la vitesse du fluide est le plus important en proche de la paroi), un effet qui s'accroît en fonction des fréquences croissantes. La plupart des corrélations existantes dans la littérature qui permettent de calculer le coefficient de perte de charge ainsi que le nombre de Nusselt dépendent de la géométrie du régénérateur, de sa structure hydraulique interne et des variables d'étude où certains auteurs ont choisi d'utiliser le couple "porosité + nombre de Reynolds" tandis que d'autres ont préféré faire intervenir le triplet "porosité + déplacement adimensionnel du fluide + nombre de Reynolds fréquentiel" dans leurs travaux.

Ceci dit, les résultats fournis dans la littérature restent tributaires des cas d'études traités et ne peuvent être transposés sur d'autres configurations. A l'échelle micrométrique, nous avons relevé un manque d'informations flagrant dans la littérature sur les écoulements oscillants gazeux au travers de microcanaux notamment en régime continu sans glissement à la paroi ce qui correspond à des nombres de Knudsen $Kn < 10^{-3}$. En effet, la plupart des travaux renseignés portent sur des études numériques de liquides étant donné que la mise en place de l'instrumentation s'avère compliquée vu l'encombrement réduit sur les micro-dispositifs. Les difficultés technologiques inhérentes à la miniaturisation, notamment les procédés de fabrication et l'interfaçage entre la micro-puce et son environnement extérieur, ont été par ailleurs soulevées.

Le second chapitre a été consacré à la conception et la fabrication des prototypes de régénérateurs aux deux échelles millimétrique et micrométrique. La conception des structures miniatures du régénérateur a été conditionnée par le processus de fabrication choisi. En effet, la technique de gravure sèche profonde à ions réactifs (DRIE : Deep Reactive Ion Etching) a été adoptée pour la fabrication du prototype micrométrique tandis que la technique de prototypage rapide par modelage à jets multiples (MJM) a été utilisée pour les prototypes millimétriques. Notons que le choix du procédé de fabrication des prototypes s'est effectué en adéquation avec l'échelle voulue. L'étape de développement des prototypes mi-

crométriques a été particulièrement compliquée car des problèmes de “sous-gravure” des structures en silicium ont été relevés ce qui induit un amincissement accru de la base des plots qui finissent par se détacher du socle en verre.

Différentes approches ont été testées avant de pouvoir obtenir des échantillons fonctionnels pour les essais. Pour les échantillons millimétriques, les étapes de décirage et de métallisation ont été également compliquées puisque cela a nécessité plusieurs rinçages successifs à l'éthanol afin d'enlever le surplus de paraffine incrustée dans les interstices.

Des simulations numériques en 2D des écoulements permanent unidirectionnel (prototype micrométrique et millimétrique) et oscillant alterné (seulement prototype millimétrique) au travers du régénérateur avec et sans gradient thermique ont été réalisées sous le logiciel CFD ANSYS Fluent 16.0.

Les résultats obtenus pour le prototype micrométrique montrent que la perte de charge augmente en fonction du nombre de Reynolds et de la porosité. Une validation des essais numériques par la corrélation expérimentale de Vanapalli et al.[143] a été réalisée. Cette corrélation a été établie pour un écoulement gazeux permanent avec $50 < Re_{Dh} < 500$, une porosité $\varepsilon = 0,75$ et un facteur de forme $F.F = 0,3$. La marge d'erreur calculée ne dépasse pas la valeur 30% dans la gamme $20 < Re_{Dh} < 30$ ce qui suggère que la corrélation de Vanapalli et al. [143] peut être utilisée pour prédire les pertes de charges engendrées dans le microcanal.

Cependant sur nos installations expérimentales, les conditions d'écoulements, de géométries et de porosité, étant différentes de celles de Vanapalli et al.[143], nous avons identifié des corrélations semi-empiriques pour les porosités associées aux erreurs maximales obtenues par rapport aux essais expérimentaux sur les gammes du nombre de Reynolds testées :

Porosité	Coefficient de perte de charge	Nombre de Reynolds	Erreur maximale par rapport aux expérimentations
$\varepsilon = 0,8$	$C_{f\ max} = 103 Re_{Dh}^{-0,916}$	$2 < Re_{Dh} < 42$	1,5 %
$\varepsilon = 0,9$	$C_{f\ max} = 172 Re_{Dh}^{-0,916}$	$5 < Re_{Dh} < 95$	7 %

Ces résultats nous permettent ainsi de valider ce type d'équations par rapports aux expérimentations (erreurs inférieures à celle de la corrélation de Vanapalli et al.[143] qui est de 30% au maximum) et de montrer que les coefficients multiplicateurs (103 et 172) semblent augmenter avec la porosité de la microstructure.

Les résultats des essais numériques sur le prototype millimétrique ont montré que le gradient thermique imposé n'a pas d'effets sur la perte de charge engendrée au sein du régénérateur et que celle-ci augmente en fonction du nombre de Reynolds suivant une courbe parabolique. De plus, l'amplitude de la course du piston choisie n'a pas d'effets perceptibles sur le coefficient de perte de charge pour lequel nous avons établi la corrélation suivante :

$$C_{f,max} = 11,878 Re_{Dh,max}^{-0,372} \quad (5.6.6)$$

pour une porosité $\varepsilon = 0,8$ et un nombre de Reynolds $600 < Re_{Dh,max} < 4000$.

Des rebonds sur les signaux de température, notamment pendant la phase d'accélération du piston, sont relevés et s'expliquent par des effets de compressions locales du gaz suite

au rétrécissement brusque de la section de passage entre la zone tampon et l'entrée du régénérateur. Un effet de mélange est également relevé au niveau des zones tampons ce qui induit alternativement des chute et/ou augmentation de la température du fluide.

Nous avons développé au chapitre 4 les différentes étapes de conception et de montage des bancs de test expérimentaux des régénérateurs micrométrique et millimétrique. En effet, à chacune des échelles d'études considérées, deux bancs de test expérimentaux distincts ont été montés afin de générer respectivement un écoulement unidirectionnel permanent (boucle d'air ouverte) et un écoulement oscillant alterné (boucle d'air fermée). La partie instrumentation comprend l'étalonnage et la mise en place des capteurs de pression, vitesse et température sur les bancs de test. L'acquisition s'est effectuée sur deux plateformes électroniques à savoir la plateforme dSPACE (pression, température) et l'IFA300 de TSI (vitesse), la synchronisation en temps réel des signaux acquis est assurée par un trigger externe ordonné sur un front montant. Une campagne d'essais préliminaires a été menée afin de vérifier le bon fonctionnement des capteurs. Les résultats obtenus pour le banc micrométrique qui concernent la perte de charge au travers du microrégénérateur, indiquent une tendance globale croissante pour le nuage de points en fonction du débit d'écoulement (le cas permanent unidirectionnel) et de la fréquence (cas oscillant alterné) sans pour autant relever un effet perceptible de la porosité sur la dynamique de l'écoulement. En s'appuyant sur ces constatations primaires, l'étude à l'échelle micrométrique se révèle plus qualitative que quantitative.

Les résultats des essais menés sur le banc millimétrique sont nettement plus exploitables notamment en termes de pertes de charge. Des effets de compressions et de détente locales des vitesses en amont/aval du régénérateur ont été relevés et des rebonds de températures du fluide sont également constatés notamment pour le côté froid. A cet effet, étant donné la complexité des acquisitions expérimentales sur le banc micrométrique et les résultats approximatifs obtenus, seuls les essais menés sur le régénérateur millimétrique ont été retenus et développés pour la partie acquisition et exploitation des résultats. Ces résultats peuvent être théoriquement transposés à l'échelle micrométrique à condition de vérifier que le régime d'écoulement soit le même (laminaire) et que les effets instationnaires dans l'écoulement définis par le nombre de Valensi Va soit du même ordre de grandeur.

Ceci étant, les essais menés sur le banc millimétrique qui visent à caractériser respectivement les écoulements permanent unidirectionnel (condition isotherme) et oscillant alterné (condition isotherme, en présence d'un gradient thermique) ont été présentés et analysés dans le chapitre 5. Nous avons commencé par introduire les signaux de pressions, vitesses et températures et commenté les allures des courbes par rapport à celles fournies par les simulations numériques. Nous avons noté que les allures des courbes concordent malgré des disparités constatées notamment en termes d'amplitudes des signaux ce qui s'explique par les hypothèses simplificatrices utilisées pour le modèle numérique notamment l'état de surface parfait, la conversion du volume fluide 3D en 2D et le choix du modèle de turbulence.

Nous avons montré que la perte de charge au travers du régénérateur n'est pas affectée par le gradient thermique imposé, mais s'accroît en fonction des fréquences et de la course du piston, ce qui concorde avec des résultats antérieurs de la littérature. L'étude de l'effet de la nature de l'écoulement (qu'il soit permanent unidirectionnel ou oscillant alterné) sur la perte de charge a montré que la différence enregistrée est relativement faible et devient plus perceptible à porosité croissante. Une corrélation pour le coefficient de perte de charge maximal a été établie :

$$C_{f,max} = 9,05 Re_{Dh,max}^{-0,216} \quad (5.6.7)$$

pour une gamme de porosité qui varie de $\varepsilon = 0,8$ à $0,9$ et des nombres de Reynolds allant de $Re_{Dh} = 1200$ à 8000 . Une comparaison avec les corrélations établies précédemment dans la littérature, montre pour la plupart que le coefficient de perte de charge correspondant à notre cas d'étude est sous-évalué de 22% dans le meilleur des cas.

Par ailleurs, nous avons établi que la puissance de pompage requise pour véhiculer le fluide dans le circuit dans le cas d'un écoulement oscillant alterné (boucle fermée d'air) est tributaire de la porosité, des courses de piston et de la fréquence des oscillations. Pour le calcul des efficacités thermiques du régénérateur, nous avons scindé le cycle thermodynamique en deux phases de "cold-blow" et de "hot-blow". Nous avons trouvé que l'efficacité thermique diminue en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement tandis que l'effet de la porosité n'a pas pu être établi. Une estimation de la figure de mérite a montré une tendance globale croissante du rapport (pertes de charges/transferts thermiques) en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement. La nature du régénérateur fabriqué en polymère dont la diffusivité thermique est relativement faible limite les performances thermiques du régénérateur notamment pour des fréquences accrues et subséquemment des temps d'échange réduits.

A l'issue de ces travaux numériques et expérimentaux menés, nous envisageons différentes pistes d'amélioration notamment :

- entreprendre les essais numériques en 2D pour le prototype micrométrique en écoulement oscillant alterné en présence d'un gradient thermique, simuler les différentes configurations conçues et fabriquées en salle blanche,
- finaliser les essais numériques en présence d'un gradient thermique pour le prototype millimétrique pour différentes fréquences et courses de pistons,
- effectuer une simulation en 3D qui soit fidèle à l'architecture du circuit fluide (compression + échangeur + zone tampon + régénérateur) en intégrant les coudes et la transition de volumes cylindre (zone tampon)/parallélépipède (régénérateur),
- améliorer le banc expérimental pour le test du prototype micrométrique en utilisant des capteurs de pression plus sensibles afin de détecter la faible perte de charge engendrée, envisager l'utilisation des capteurs de pression différentiels au lieu de capteurs absolus en tenant compte de l'encombrement réduit sur le banc, entreprendre des essais expérimentaux avec gradient thermique imposé,
- tester de nouveaux matériaux à diffusivité thermique plus importante que le polymère acrylate pour le prototype millimétrique,
- remplacer la technique d'impression 3D par la technique SLM afin de garantir une meilleure étanchéité et un meilleur état de surface,
- réaliser une cartographie thermique par caméra infrarouge pour le régénérateur millimétrique afin de visualiser expérimentalement le gradient thermique établi entre les extrémités du régénérateur.

ANNEXES

ANNEXE (A) :

CALCUL DES PROPRIÉTÉS THERMOPHYSIQUES DE L'AIR

Les propriétés thermophysiques de l'air sont calculées à partir des relations suivantes ([82]) pour $P_f = 1 \text{ bar}$:

— viscosité dynamique :

$$\mu_f(T) = \frac{1,458 \cdot 10^{-6} T^{1,5}}{T + 110,4} \quad (5.6.8)$$

— masse volumique :

$$\rho(T) = \frac{101325}{287 T} \quad (5.6.9)$$

— conductivité thermique :

$$\lambda(T) = \frac{4186 (6,325 \cdot 10^{-7} T^{1,5})}{T + 245,4 \cdot 10^{-\frac{12}{T}}} \quad (5.6.10)$$

— capacité calorifique massique :

$$C_p(T) = 4184 \left(0,244388 - 4,20419 \cdot 10^{-5} T + 9,61128 \cdot 10^{-8} T^2 - 1,16383 \cdot 10^{-11} T^3 \right) \quad (5.6.11)$$

CALCUL DU NOMBRE DE WOMERSLEY Wo ($P_{ATM} = 1 \text{ BAR}$)

Isotherme $T = 22^\circ\text{C}$				$\Delta T = 50^\circ\text{C}$			
ε	D_h (m)	f (Hz)	Wo	ε	D_h (m)	f (Hz)	Wo
0,8	$2,1 \cdot 10^{-3}$	2	0,9	0,8	$2,1 \cdot 10^{-3}$	2	0,9
		4	1,3			4	1,3
		6	1,6			6	1,5
		8	1,9			8	1,8
		10	2,1			10	2,0
0,85	$2,5 \cdot 10^{-3}$	2	1,1	0,85	$2,5 \cdot 10^{-3}$	2	1,1
		4	1,6			4	1,5
		6	2,0			6	1,9
		8	2,3			8	2,1
		10	2,5			10	2,4
0,9	$3,7 \cdot 10^{-3}$	2	1,7	0,9	$3,7 \cdot 10^{-3}$	2	1,6
		4	2,4			4	2,3
		6	2,9			6	2,8
		8	3,4			8	3,2
		10	3,8			10	3,5

ANNEXE (B) : FICHER DU JOURNAL (.JOU) : CALCUL SOUS LE CLUSTER LUMIÈRE

```

/file/read-case 10Hz_lenticular_2D_IG.cas
/mesh/check
/define/models/steady
/define/models/solver pressure-based yes
/define/models/energy yes yes no
/define/models/viscous laminar yes
/define/user-defined/compiled-functions compile "libudf" yes "10Hz_lenticular_2D_V.c"
"" ""
/define/user-defined/compiled-functions load "libudf"
/solve/monitors/residual convergence-criteria 1e-03 1e-06 1e-06 1e-06
/solve/set p-v-coupling 24
/solve/set/discretization-scheme/pressure 12
/solve/initialize/initialize-flow
/solve/set flow-warnings? n
/solve/iterate 1500
/file/write-case-data 10Hz_lenticular_2D_IG_std.cas
/define/models unsteady-2nd-order yes

```

```

/define/boundary-conditions/modify-zones/zone-type pistonmoins wall
/define/boundary-conditions/modify-zones/zone-type pistonplus wall
/define/boundary-conditions/wall schaufmoins 0 no 0 no yes temperature no 338 no no no
1
/define/boundary-conditions/wall schaufplus 0 no 0 no yes temperature no 288 no no no
1
/define/dynamic-mesh/dynamic-mesh yes no no no no
/define/dynamic-mesh/controls layering yes
/define/dynamic-mesh/controls smoothing no
/define/dynamic-mesh/controls remeshing no
/solve/monitors/surface/set-monitor vel_up_10Hz_2D "Area-Weighted Average" velocity
(splus) yes 3 yes yes velocity_up_10Hz_2D_IG 1 yes flow-time
/solve/monitors/surface/set-monitor vel_down_10Hz_2D "Area-Weighted Average" velo-
city (smoins) yes 4 yes yes velocity_down_10Hz_2D_IG 1 yes flow-time
/solve/monitors/surface/set-monitor t_up_10Hz_2D "Area-Weighted Average" tempera-
ture (splus) yes 5 yes yes temp_unst_up_10Hz_2D_IG 1 yes flow-time
/solve/monitors/surface/set-monitor t_down_10Hz_2D "Area-Weighted Average" tempe-
rature (smoins) yes 6 yes yes temp_unst_down_10Hz_2D_IG 1 yes flow-time
/solve/monitors/surface/set-monitor p_up_10Hz_2D "Area-Weighted Average" pressure
(splus) yes 7 yes yes p_unst_up_10Hz_2D_PG 1 yes flow-time
/solve/monitors/surface/set-monitor p_down_10Hz_2D "Area-Weighted Average" pres-
sure (smoins) yes 8 yes yes p_unst_down_10Hz_2D_IG 1 yes flow-time
/solve/monitors/surface/set-monitor t_in_10Hz_2D "Area-Weighted Average" tempera-
ture (plotin) yes 9 yes yes temp_unst_p_in_10Hz_2D_IG 1 yes flow-time
/solve/monitors/surface/set-monitor t_plus_10Hz_2D "Area-Weighted Average" tempe-
rature (plotplus) yes 10 yes yes temp_unst_p_plus_10Hz_2D_IG 1 yes flow-time
/solve/monitors/surface/set-monitor t_moins_10hz_2D "Area-Weighted Average" tem-
perature (plotmoins) yes 11 yes yes temp_unst_p_moins_10Hz_2D_IG 1 yes flow-time
/solve/monitors/surface/set-monitor t_in2_10Hz_2D "Area-Weighted Average" tempera-
ture (plotin2) yes 12 yes yes temp_unst_p2_in_10Hz_2D_IG 1 yes flow-time
/solve/monitors/surface/set-monitor t_plus2_10Hz_2D "Area-Weighted Average" tempe-
rature (plotplus2) yes 13 yes yes temp_unst_p2_plus_10Hz_2D_IG 1 yes flow-time
/solve/monitors/surface/set-monitor t_moins2_10Hz_2D "Area-Weighted Average" tem-
perature (plotmoins2) yes 14 yes yes temp_unst_p2_moins_10Hz_2D_IG 1 yes flow-time
/file/auto-save/case-frequency if-case-is-modified
/file/auto-save/data-frequency 100
/solve/set p-v-coupling 24
/solve/set/discretization-scheme/pressure 12
/solve/set flow-warnings ? y

```

```
/solve/set/time-step 0.000025  
/solve/dual-time-iterate 600000 100  
/file/write-case-data 10Hz_lenticular_2D_unst.cas
```

Fichier de l'UDF (User Defined Function) : calcul de la vitesse du piston

```
#include "udf.h"  
DEFINE_CG_MOTION(transient10HzV, dt, vel, omega, time, dtime)  
{  
  Thread *t;  
  face_t f;  
  real Vt, freq;  
  t = DT_THREAD (dt);  
  /* initialiser la vitesse */  
  NV_S (vel, =, 0.0);  
  NV_S (omega, =, 0.0);  
  freq = 10; /*fréquence f = 10 Hz*/  
  begin_f_loop(f, t)  
  {  
    Vt = 0.012*freq*2*3.14159*cos(freq*2*3.14159*time);  
    vel[0] = 0.0;  
    vel[1] = Vt; /* vitesse unidirectionnelle*/  
    vel[2] = 0.0;  
  }  
  end_f_loop(f, t)  
}
```

ANNEXE (C) : BOUCLE D'ACQUISITION SOUS dSPACE/CONTROLDESK

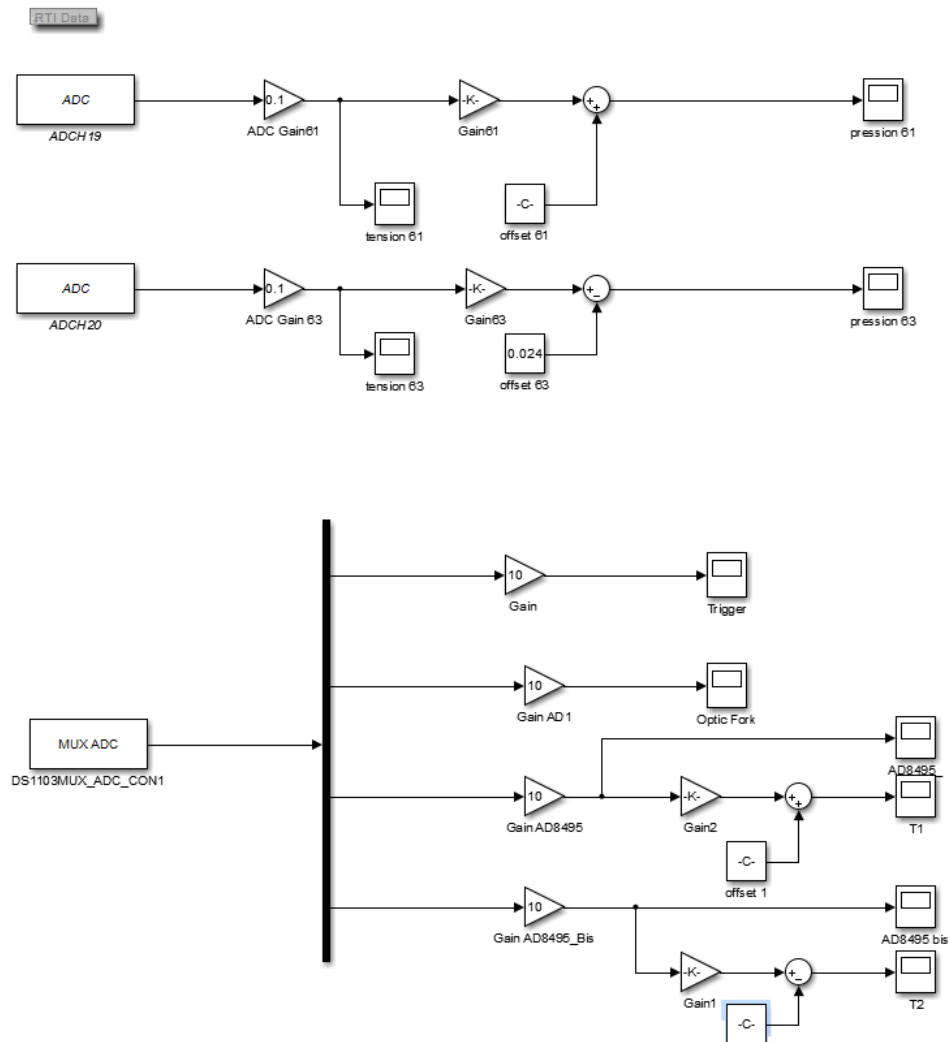


FIGURE 5.53 – Schéma de la boucle (1) d'acquisition sous dSPACE /ControlDesk

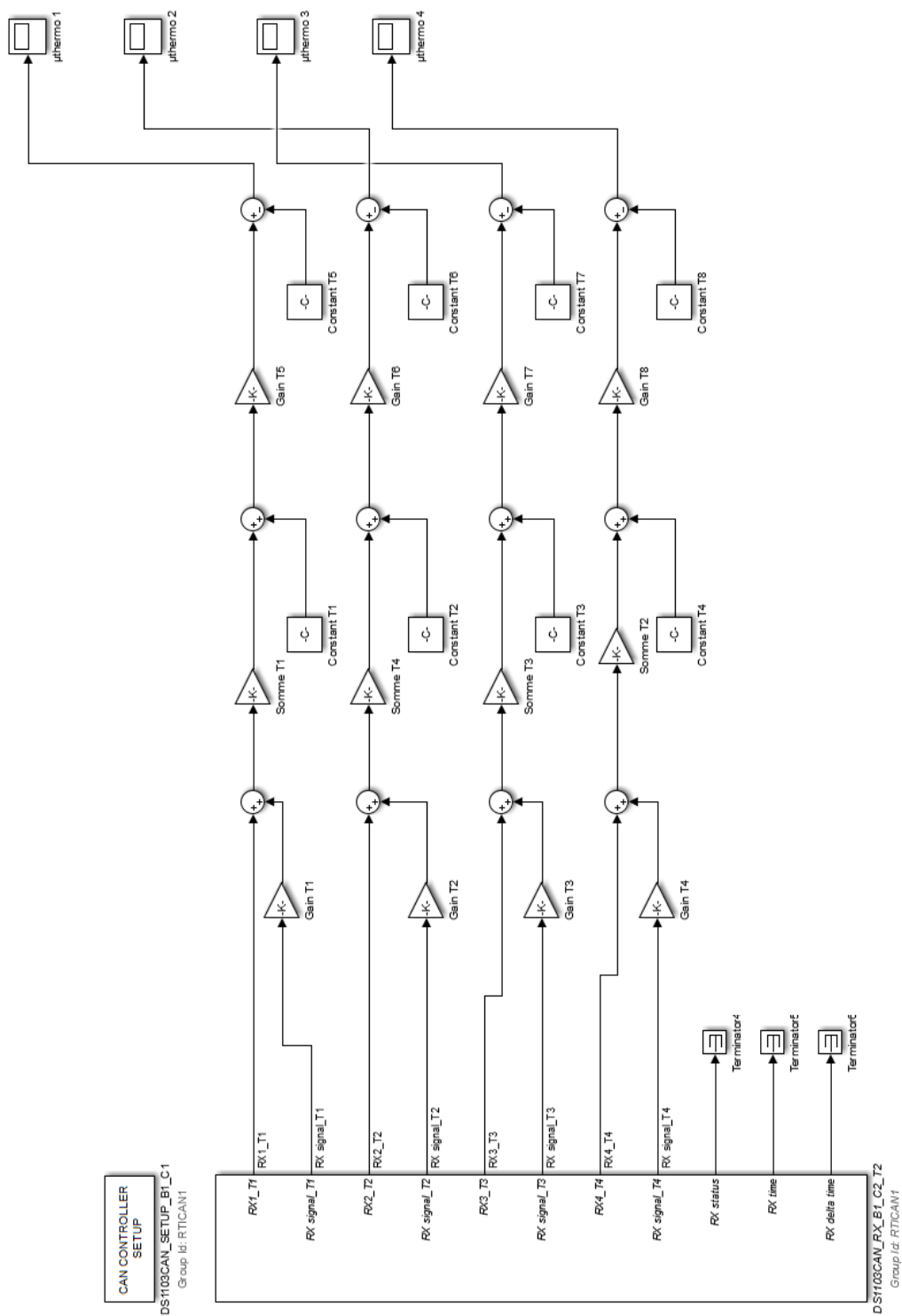


FIGURE 5.54 – Schéma de la boucle (2) d’acquisition sous dSPACE /ControlDesk

ANNEXE (D) : FILTRE SAVITZKY-GOLAY APPLIQUÉ AUX SIGNAUX DE PRESSION

```

load exp1.mat
N=5;
F=25;
[b,g]=sgolay(N,F);
y= exp1.Y(1).Data;
y1= exp1.Y(2).Data;
HalfWin= ((F+1)/2)-1;
for n=(F+1)/2 :60000-(F+1)/2,
SG0(n)= dot(g( :,1), y(n-HalfWin :n+HalfWin));
SG1(n)= dot(g( :,1), y1(n-HalfWin :n+HalfWin));
end
x = 0 :1 :length (SG0);
fid = fopen('temps.txt','w');
fprintf(fid,'%d\n','Temps');
fprintf(fid,'%d\n',x);
fclose(fid);
fid = fopen('P1.txt','w');
fprintf(fid,'%d\n','y');
fprintf(fid,'%d\n',SG0);
fclose(fid);
fid = fopen('P2.txt','w');
fprintf(fid,'%d\n','y1');
fprintf(fid,'%d\n',SG1);
fclose(fid);
figure plot ([y(1 :length (SG0))', SG0'],'linewidth',2)
hold on
plot ([y1(1 :length (SG0))', SG1'],'linewidth',2)
axis([0 1000 20 30])
xlabel ('Time (ms)')
ylabel ('Amplitude (bar)')
legend ('Noisy Sinusoid', 'S-G smoothed sinusoid')
title ('pressure signals')

```

- [1] Y. Çengel and M. Boles, *Thermodynamics : An Engineering Approach*, ser. McGraw-Hill series in mechanical engineering. McGraw-Hill, 2002. [Online]. Available : <https://books.google.fr/books?id=AvFHPgAACAAJ>
- [2] A. Diallo, “Conception et microfabrication de microgénérateurs d’énergie basés sur un cycle thermodynamique de stirling pour la récupération d’énergie thermique basse température,” Ph.D. dissertation, Université Bourgogne Franche-Comté, En cours.
- [3] R. Ackermann, *Cryogenic Regenerative Heat Exchangers*, ser. International Cryogenics Monograph Series. Springer US, 2013. [Online]. Available : <https://books.google.fr/books?id=HxfrBwAAQBAJ>
- [4] R. A. Ackermann, *Regenerative Cryogenic Refrigerators*. Boston, MA : Springer US, 1997, pp. 193–221. [Online]. Available : https://doi.org/10.1007/978-1-4757-9891-3_6
- [5] D. Adolfson, T. Simon, M. Ibrahim, and D. Gedeon, “Measurements in oscillatory flows with separation in support of stirling engine model development,” in *Energy Conversion Engineering Conference, 2002. IECEC '02. 2002 37th Intersociety*, 2002.
- [6] K. H. Ahn and M. B. Ibrahim, “Laminar/turbulent oscillating flow in circular pipes,” *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 13, no. 4, pp. 340 – 346, 1992. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0142727X9290004S>
- [7] B. Alm, U. Imke, R. Knitter, U. Schygulla, and S. Zimmermann, “Testing and simulation of ceramic micro heat exchangers,” *Chemical Engineering Journal*, vol. 135, pp. S179 – S184, 2008, microreaction Technology IMRET 9 : Proceedings of the Ninth International Conference on Microreaction Technology. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1385894707004688>
- [8] J. D. Anderson, *Fundamentals of Aerodynamics (Mcgraw-Hill Series in Aeronautical and Aerospace Engineering)*, 4th ed. McGraw-Hill Science/Engineering/Math, Oct. 2005. [Online]. Available : <http://www.amazon.com/exec/obidos/redirect?tag=citeulike07-20&path=ASIN/0072950463>
- [9] W. J. D. Annand and D. Pinfold, “Heat transfer in the cylinder of a motored reciprocating engine,” in *SAE Technical Paper*. SAE International, 02 1980. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.4271/800457>
- [10] E. B. Arkilic, K. S. Breuer, and M. A. Schmidt, “Gaseous flow in microchannels,” *Asme fluids eng div publ fed, asme*, New York, NY, (USA), 1994., vol. 197, pp. 57–66, 1994.
- [11] E. B. Arkilic, M. A. Schmidt, and K. S. Breuer, “Gaseous slip flow in long microchannels,” *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 6, no. 2, pp. 167–178, Jun 1997.
- [12] H. B. Atabek and C. C. Chang, “Oscillatory flow near the entry of a circular tube,” *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP*, vol. 12, no. 3, pp. 185–201, May 1961. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1007/BF01592332>
- [13] D. K. Bailey, T. A. Ameel, R. O. Warrington, and T. I. Savoie, “Single phase forced convection heat transfer in microgeometries-a review,” in *Proceedings of the 1995 30th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference, IECEC. Part 1 (of 3)*, 1995.
- [14] E. J. Bianchi A.M, Fautrelle Y, *Transferts thermiques*, isbn 2-88074-496-2, ed. Premières éditions, Presses polytechniques et universitaires romandes, Lausanne, 2004.

- [15] W. Bier, W. Keller, G. Linder, D. Seidel, K. Schubert, and H. Martin, "Gas to gas heat transfer in micro heat exchangers," *Chemical Engineering and Processing : Process Intensification*, vol. 32, no. 1, pp. 33 – 43, 1993. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/025527019387004E>
- [16] P. C. T. de Boer, "Optimal regenerator performance in stirling engines," *International Journal of Energy Research*, vol. 33, no. 9, pp. 813–832, 2009. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1002/er.1516>
- [17] P. Bouvier, P. Stouffs, and J.-P. Bardou, "Experimental study of heat transfer in oscillating flow," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 48, no. 12, pp. 2473 – 2482, 2005. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931005000955>
- [18] J. Brandner, E. Anurjew, L. Bohn, E. Hansjosten, T. Henning, U. Schygulla, A. Wenka, and K. Schubert, "Concepts and realization of microstructure heat exchangers for enhanced heat transfer," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 30, no. 8, pp. 801–809, 2006.
- [19] J. Brandner, W. Benzinger, U. Schygulla, S. Zimmermann, and K. Schubert, "Metallic micro heat exchangers : properties, applications and long term stability," 2007.
- [20] M. Cheadle, G. Nellis, and S. Klein, "Micro-scale cfd modeling of oscillating flow in a regenerator," in *AIP Conference Proceedings*, vol. 1218, no. 1. AIP, 2010, pp. 157–164.
- [21] —, "Regenerator friction factor and nusselt number information derived from cfd analysis," in *International Cryocooler Conference (16th - 2008 - Atlanta, GA)*. Georgia Institute of Technology, 2008.
- [22] D. R. B. Darling, "Lecture notes on photolithography," eE-527.
- [23] C. E. Dean, "Establishing baseline data for an experimental apparatus that measures heat transfer under conditions of oscillating pressure and flow," Ph.D. dissertation, Massachusetts Institute of Technology, 1993.
- [24] M. Documentation, "<https://fr.mathworks.com/help/signal/ref/sgolay.html>."
- [25] Y. Doghmane, "Phénomènes d'interaction fluide paroi en écoulement instationnaire avec transfert de chaleur," Ph.D. dissertation, Université de Franche-Comté (UFC), 2014.
- [26] J. Dolbow and M. Gosz, "Effect of out-of-plane properties of a polyimide film on the stress fields in microelectronic structures," *Mechanics of Materials*, vol. 23, no. 4, pp. 311 – 321, 1996. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016766369600021X>
- [27] T.-H. Fang and W.-J. Chang, "Nanomechanical properties of copper thin films on different substrates using the nanoindentation technique," *Microelectronic Engineering*, vol. 65, no. 1, pp. 231–238, 2003.
- [28] F. Formosa and L. Fréchette, "Scaling laws for free piston stirling engine design : Benefits and challenges of miniaturization," vol. 57, pp. 796–808, 08 2013.
- [29] T. Fourcade, "Études des propriétés mécaniques de matériaux métalliques en couches minces," Ph.D. dissertation, 2013.
- [30] S. Franssila, *Introduction to Microfabrication*. Wiley, 2010. [Online]. Available : <https://books.google.fr/books?id=cvoR9vmDJIQC>

- [31] L. Fréchette, C. Lee, and S. Arslan, “Development of a mems-based rankine cycle steam turbine for power generation : project status,” *Proc. PowerMEMS*, vol. 4, pp. 28–30, 2004.
- [32] K. Fu, A. J. Knobloch, F. C. Martinez, D. C. Walther, C. Fernandez-Pello, A. P. Pisano, and D. Liepmann, “Design and fabrication of a silicon-based mems rotary engine,” in *Proceedings of ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition*, 2001, pp. 875–880.
- [33] M. Gad-el Hak, “The fluid mechanics of microdevices-the freeman scholar lecture,” *Transactions-American Society of Mechanical Engineers Journal of FLUIDS Engineering*, vol. 121, pp. 5–33, 1999.
- [34] N. García-Hernando, A. Acosta-Iborra, U. Ruiz-Rivas, and M. Izquierdo, “Experimental investigation of fluid flow and heat transfer in a single-phase liquid flow micro-heat exchanger,” *International journal of heat and mass transfer*, vol. 52, no. 23, pp. 5433–5446, 2009.
- [35] D. Gedeon, *Sage Stirling-Cycle Model-Class Reference Guide*, 3rd ed. Athens,OH : Gedeon Associates, 1999.
- [36] D. Gedeon and J. G. Wood, “Oscillating-flow regenerator test rig : Hardware and theory with derived correlations for screens and felts,” NASA : Glenn Research Center, Tech. Rep., 1996.
- [37] —, “Oscillating-flow regenerator test rig : Woven screen and metal felt results,” 1992.
- [38] R. Gheith, F. Aloui, and S. B. Nasrallah, “Investigation of regenerator matrix through figure of merit analysis,” in *ASME/JSME/KSME 2015 Joint Fluids Engineering Conference*. American Society of Mechanical Engineers, 2015, pp. V001T22A001–V001T22A001.
- [39] —, “Study of the regenerator constituting material influence on a gamma type stirling engine,” *Journal of Mechanical Science and Technology*, vol. 26, no. 4, pp. 1251–1255, 2012.
- [40] A. Gruss, “Microéchangeurs thermiques,” *Techniques de l’ingénieur*, vol. base documentaire : TIBabedDUO., no. ref. article : in3, 2002, fre. [Online]. Available : <http://www.techniques-ingenieur.fr>
- [41] D. Guo, J. Gao, A. J. McGaughey, G. K. Fedder, M. Moran, and S.-C. Yao, “Design and evaluation of a mems-based stirling microcooler,” *Journal of Heat Transfer*, vol. 135, no. 11, p. 111003, 2013.
- [42] D. Guo, A. J. McGaughey, J. Gao, G. K. Fedder, M. Lee, and S.-C. Yao, “Multiphysics modeling of a micro-scale stirling refrigeration system,” *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 74, no. Supplement C, pp. 44 – 52, 2013. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1290072913001609>
- [43] Z. Guo, “Size effect on flow and heat transfer characteristics in mems,” in *Heat Transfer and Transport Phenomenon in Microscale*, Canada, October 2000, pp. 24–31.
- [44] Z.-Y. Guo and Z.-X. Li, “Size effect on microscale single-phase flow and heat transfer,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 46, no. 1, pp. 149 – 159, 2003. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931002002090>

- [45] C. Harris, K. Kelly, T. Wang, A. McCandless, and S. Motakef, "Fabrication, modeling, and testing of micro-cross-flow heat exchangers," *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 11, no. 6, pp. 726–735, Dec 2002.
- [46] H. Herwig, "Flow and heat transfer in micro systems : Is everything different or just smaller?" *ZAMM - Journal of Applied Mathematics and Mechanics / Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, vol. 82, no. 9, pp. 579–586, 2002. [Online]. Available : [http://dx.doi.org/10.1002/1521-4001\(200209\)82:9<579::AID-ZAMM579>3.0.CO;2-V](http://dx.doi.org/10.1002/1521-4001(200209)82:9<579::AID-ZAMM579>3.0.CO;2-V)
- [47] M. Hino, M. Sawamoto, and S. Takasu, "Experiments on transition to turbulence in an oscillatory pipe flow," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 75, no. 2, p. 193207, 1976.
- [48] K. Hooman, F. Hooman, and M. Famouri, "Scaling effects for flow in micro-channels : Variable property, viscous heating, velocity slip, and temperature jump," *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 36, no. 2, pp. 192 – 196, 2009. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0735193308002170>
- [49] C.-T. Hsu, F. Huili, and C. Ping, "On pressure-velocity correlation of steady and oscillating flows in regenerators made of wire screens," *Transactions-American society of mechanical engineers journal of fluids engineering*, vol. 121, pp. 52–56, 1999.
- [50] M. Ibrahim, S. M. Daniel Danila, Terrence Simon, S. Q. G. W. K. K. Liyong Sun, David Gedeon, and J. McLean, "A microfabricated segmented-involute-foil regenerator for enhancing reliability and performance of stirling engines," NASA/CR, Tech. Rep., 2007.
- [51] M. Ibrahim and R. Tew, *Stirling Converter Regenerators*. CRC Press, 2016.
- [52] M. B. Ibrahim, M. Wang, and D. Gedeon, "Experimental investigation of oscillatory flow pressure and pressure drop through complex geometries," in *AIAA 2nd International Energy Conversion Engineering Conference, Providence, RI, August 16-19, 2004*, 2004.
- [53] F. P. Incropera, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. John Wiley & Sons, 2006.
- [54] S. Isshiki, Y. Takasaki, I. Ushiyama, and N. Isshiki, "An experimental study on flow resistance of regenerator wire meshes in oscillatory flow [in stirling engines]," in *Energy Conversion Engineering Conference, 1997. IECEC-97., Proceedings of the 32nd Intersociety*, 1997.
- [55] O. Jones, "An improvement in the calculation of turbulent friction in rectangular ducts," *Journal of Fluids Engineering*, vol. 98, no. 2, pp. 173–180, 1976.
- [56] H. Jonsson, "Microfluidics for lab-on-a-chip chip applications," Master's thesis, Lund Graduate School of Biomedical research, January 2005.
- [57] N. Kagawa, K. Araoka, T. Sakuma, and S. Ichikawa, "Design and development of a miniature stirling engine," in *Proceedings of the 25th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference*, vol. 5, Aug 1990, pp. 442–447.
- [58] N. Kagawa and I. I. del Frío, *Regenerative Thermal Machines (Stirling and Vuilleumier Cycle Machines) for Heating and Cooling*. International Institute of Refrigeration, 2000. [Online]. Available : <https://books.google.fr/books?id=3uKmPQAACAAJ>

- [59] M. S. Kahaleras, “Étude expérimentale des transferts thermiques et des coefficients de perte de charge pour les écoulements gazeux alternés au sein des régénérateurs,” Ph.D. dissertation, Université de Franche-Comté (UFC), 2016.
- [60] S. G. Kandlikar and M. R. King, “Chapter 1 - introduction,” in *Heat Transfer and Fluid Flow in Minichannels and Microchannels (Second Edition)*, second edition ed., S. G. Kandlikar, S. Garimella, D. Li, S. Colin, and M. R. King, Eds. Oxford : Butterworth-Heinemann, 2014, pp. 1 – 9. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780080983462000016>
- [61] C. K. Kang, S. M. Lee, I. D. Jung, P. G. Jung, S. J. Hwang, and J. S. Ko, “The fabrication of patternable silicon nanotips using deep reactive ion etching,” *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 18, no. 7, p. 075007, 2008. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/0960-1317/18/i=7/a=075007>
- [62] W. Kays and A. London, *Compact heat exchangers*. McGraw-Hill, New York, NY, Jan 1984.
- [63] D. Kirkley, “Determination of the optimum configuration for a stirling engine,” *Journal of Mechanical Engineering Science*, vol. 4, no. 3, pp. 204–212, 1962.
- [64] T. R. Knowles and U. States., *Composite matrix regenerator for Stirling engines [microform] / Timothy R. Knowles*. National Aeronautics and Space Administration ; National Technical Information Service, distributor [Washington, DC] : [Springfield, Va, 1997.
- [65] A. Koşar, C. Mishra, and Y. Peles, “Laminar flow across a bank of low aspect ratio micro pin fins,” *Journal of Fluids Engineering*, vol. 127, no. 3, pp. 419–430, 2005.
- [66] W. J. Koehler, S. V. Patankar, and W. E. Ibele, “Numerical prediction of turbulent oscillating flow in a circular pipe,” in *IECEC-90 ; Proceedings of the 25th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference, Volume 5*, vol. 5, 1990, pp. 398–406.
- [67] A. Kornhauser and J. Smith, “Application of a complex nusselt number to heat transfer during compression and expansion,” *Journal of heat transfer*, vol. 116, no. 3, pp. 536–542, 1994.
- [68] A. Kornhauser and J. Smith, J.L., “Heat transfer with oscillating pressure and oscillating flow,” in *Energy Conversion Engineering Conference, 1989. IECEC-89., Proceedings of the 24th Intersociety*, 1989.
- [69] U. H. Kurzweg, E. R. Lindgren, and B. Lothrop, “Onset of turbulence in oscillating flow at low womersley number,” *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, vol. 1, no. 12, pp. 1972–1975, 1989. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1063/1.857469>
- [70] P. Lambossy, “Oscillations forcees d’un liquide incompressible et visqueux dans un tube rigide et horizontal, calcul de la force frottement.” *Helv. Phys. Acta*, vol. 25, pp. 371–386, 1952. [Online]. Available : <http://ci.nii.ac.jp/naid/10003782371/en/>
- [71] h. Leap Australia CFD.
- [72] G. T. Lee, B. H. Kang, and J.-H. Lee, “Effectiveness enhancement of a thermal regenerator in an oscillating flow,” *Applied Thermal Engineering*, vol. 18, no. 8, pp. 653 – 660, 1998. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1359431197001208>
- [73] K. Lee, “A simplistic model of cyclic heat transfer phenomena in closed spaces,” in *Proc., Intersoc. Energy Convers. Eng. Conf. ;(United States)*, vol. 2, no. CONF-830812-. Facility and Manufacturing Automation, Inc., Framingham, Massachusetts, 1983.

- [74] K. Leong and L. Jin, “Effect of oscillatory frequency on heat transfer in metal foam heat sinks of various pore densities,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 49, pp. 671 – 681, 2006.
- [75] —, “Characteristics of oscillating flow through a channel filled with open-cell metal foam,” *International Journal of Heat and fluid flow*, vol. 27, no. 1, pp. 144–153, 2006.
- [76] P. P. P. M. Lerou, G. C. F. Venhorst, C. F. Berends, T. T. Veenstra, M. Blom, J. F. Burger, H. J. M. ter Brake, and H. Rogalla, “Fabrication of a micro cryogenic cold stage using mems-technology,” *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 16, no. 10, p. 1919, 2006. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/0960-1317/16/i=10/a=002>
- [77] E. Luo, *A New Angle of View for Understanding and Evaluating Flow Characteristics of Cyclic Regenerators*. Boston, MA : Springer US, 2005, pp. 431–438. [Online]. Available : https://doi.org/10.1007/0-387-27533-9_55
- [78] F. L. M. S. Khahaleras, G. Layes and P. Nika, “Characterization of an oscillating flow through a porous media : phase shift and compressibility effects,” in *The 17th International Stirling Engine Conference and Exhibition*. The 17th International Stirling Engine Conference and Exhibition, 24th – 26th August 2016 2016.
- [79] C. K. Malek and V. Saile, “Applications of liga technology to precision manufacturing of high-aspect-ratio micro-components and -systems : a review,” *Microelectronics Journal*, vol. 35, no. 2, pp. 131 – 143, 2004. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0026269203002957>
- [80] G. Maranzana, I. Perry, and D. Maillet, “Mini- and micro-channels : influence of axial conduction in the walls,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 47, no. 17, pp. 3993 – 4004, 2004. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931004001541>
- [81] B. Mathew and H. Hegab, “Experimental investigation of thermal model of parallel flow microchannel heat exchangers subjected to external heat flux,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 55, no. 7, pp. 2193 – 2199, 2012. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S001793101100740X>
- [82] M. Maxwell and A. Ghajar, “Laminar forced-convective heat transfer with varying properties in the entrance region of flat rectangular ducts,” *Heat transfer engineering*, vol. 6, no. 4, pp. 31–38, 1985.
- [83] A. Mehra, X. Zhang, A. A. Ayon, I. A. Waitz, M. A. Schmidt, and C. M. Spadaccini, “A six-wafer combustion system for a silicon micro gas turbine engine,” *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 9, no. 4, pp. 517–527, Dec 2000.
- [84] P. Merkli and H. Thomann, “Transition to turbulence in oscillating pipe flow,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 68, no. 3, p. 567576, 1975.
- [85] A. Meunier, “Contribution théorique et expérimentale à l’étude dun système magnétocalorique : application au développement d’un prototype industriel de pompe à chaleur,” Ph.D. dissertation, Université de Franche-Comté, 28 septembre 2016.
- [86] A. Mira, “Modélisation et conception optimale d’un système de réfrigération magnétocalorique,” Ph.D. dissertation, Université de Franche-Comté, 03 Novembre 2016.
- [87] M. P. Mitchell, D. Gedeon, G. Wood, and M. Ibrahim, “Results of tests of etched foil regenerator material,” *Cryocoolers*, vol. 14, pp. 381–387, 2007.
- [88] H. Miyabe, K. Hamaguchi, and K. Takahashi, “An approach to the design of stirling engine regenerator matrix using packs of wire gauzes,” in *Proc., Intersoc. Energy*

- Convers. Eng. Conf. ;(United States)*, vol. 4, no. CONF-820814-. Department of Mechanical Engineering, Meiji University, 1-1-1 Higashimita Tama-ku, Kawasaki-shi, 1982.
- [89] M. E. Moran and S. S. M. Stelter, "Micro-scale regenerative heat exchanger." National Aeronautics and Space Administration, Tech. Rep., Oct 2004.
- [90] G. Morini, "Scaling effects for liquid flows in microchannels," *Heat Transfer Engineering*, vol. 27, no. 4, pp. 64–73, 2006.
- [91] —, "Laminar-to-turbulent flow transition in microchannels," *Microscale Thermophysical Engineering*, vol. 8, no. 1, pp. 15–30, 2004.
- [92] N. Nakajima, K. Ogawa, and I. Fujimasa, "Study on microengines : miniaturizing stirling engines for actuators," *Sensors and Actuators*, vol. 20, no. 1, pp. 75 – 82, 1989, a Special Issue Devoted to Micromechanics. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0250687489871045>
- [93] P. Nath and K. Chopra, "Thermal conductivity of copper films," *Thin Solid Films*, vol. 20, no. 1, pp. 53–62, 1974.
- [94] P. Nika, Y. Bailly, and F. Lanzetta, "Transferts thermiques en écoulements oscillants laminaires incompressibles," *International journal of refrigeration*, vol. 28, no. 3, pp. 353–367, 2005.
- [95] Y. Niu, T. Simon, M. Ibrahim, R. Tew, and D. Gedeon, "Measurements of unsteady convective heat transfer rates within a stirling regenerator matrix subjected to oscillatory flow," in *1st International Energy Conversion Engineering Conference (IECEC)*, 2003, p. 6013.
- [96] Y. Niu, T. W. Simon, M. B. Ibrahim, and D. Gedeon, "Thermal dispersion of discrete jets upon entrance to a stirling engine regenerator under oscillatory flow conditions :," *Proceedings of the ... ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference*, vol. 2003, no. 6, p. 184, 2003. [Online]. Available : <http://ci.nii.ac.jp/naid/110002495593/en/>
- [97] N. Obot, "Determination of incompressible flow friction in smooth circular and non-circular passages : A generalized approach including validation of the nearly century old hydraulic diameter concept," *Journal of Fluids Engineering*, vol. 110, no. 4, pp. 431–440, 1988.
- [98] N. T. Obot, "Toward a better understanding of friction and heat/mass transfer in microchannels– a literature review," *Microscale Thermophysical Engineering*, vol. 6, no. 3, pp. 155–173, 2002. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1080/10893950290053295>
- [99] M. OHMI and M. IGUCHI, "Critical reynolds number in an oscillating pipe flow," *Bulletin of JSME*, vol. 25, no. 200, pp. 165–172, 1982.
- [100] M. OHMI, M. IGUCHI, K. KAKEHASHI, and T. MASUDA, "Transition to turbulence and velocity distribution in an oscillating pipe flow," *Bulletin of JSME*, vol. 25, no. 201, pp. 365–371, 1982.
- [101] A. J. Organ, "The wire mesh regenerator of the stirling cycle machine," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 37, no. 16, pp. 2525 – 2534, 1994.
- [102] —, *Thermodynamics and gas dynamics of the Stirling cycle machine*. Cambridge University Press, 1992.
- [103] M. T. Pamuk and M. Āzdemir, "Heat transfer in porous media of steel balls under oscillating flow," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 42, no. 0, pp. 79

- 92, 2012. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0894177712001264>
- [104] J. R. S. Park and M. H. I. Baird, “Transition phenomena in an oscillating manometer,” *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, vol. 48, no. 5, pp. 491–495, 1970. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1002/cjce.5450480503>
- [105] A. V. Pattekar and M. V. Kothare, “Novel microfluidic interconnectors for high temperature and pressure applications,” *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 13, no. 2, p. 337, 2003. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/0960-1317/13/i=2/a=324>
- [106] Y. Peles, A. Koşar, C. Mishra, C.-J. Kuo, and B. Schneider, “Forced convective heat transfer across a pin fin micro heat sink,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 48, no. 17, pp. 3615–3627, 2005.
- [107] X. F. Peng, G. P. Peterson, and B. X. Wang, “Heat transfer characteristics of water flowing through microchannels,” *Experimental Heat Transfer*, vol. 7, no. 4, pp. 265–283, 1994.
- [108] H. Penga, G. Xiaob, U. Sultanc, B. Shid, Z. Luoe, K. Cenf, and M. Nig, “Research results of the characteristics in the stirling engine regenerator.”
- [109] J. Pfahler, J. Harley, H. Bau, and J. N. Zemel, “Gas and liquid flow in small channels,” *Micromechanical Sensors, Actuators, and Systems*, vol. 32, pp. 49–58, 1991.
- [110] H. Pfriem, “Periodic heat transfer at small pressure fluctuations,” p. 23, 1943.
- [111] S. Qiu and T. Simon, *Measurements of heat transfer and fluid mechanics within an oscillatory flow in a pipe*. ASME, 1994, vol. 285, pp. 1–7.
- [112] S. Queste, “La gravure sèche profonde (document interne femto-st, mimento).” [Online]. Available : <https://sblanche.femto-st.fr>
- [113] I. Rühlich and H. Quack, “Investigations on regenerative heat exchangers,” in *Cryocoolers 10*. Springer, 2002, pp. 265–274.
- [114] R. Radebaugh, “Microscale heat transfer at low temperatures,” in *Microscale Heat Transfer Fundamentals and Applications*. Springer, 2005, pp. 93–124.
- [115] R. Radebaugh and B. Louie, “A simple, first step to the optimization of regenerator geometry,” US. Nat. Bureau Stand. Inst. Basic Stand., Washington, DC, Tech. Rep. NBS-698, 1985. [Online]. Available : <http://cds.cern.ch/record/641588>
- [116] RECORD, “Procédés de récupération / valorisation des énergies à bas niveau de température,” Etat des connaissances, Tech. Rep. 10-0234/1A, 2012.
- [117] E. G. Richardson, “The amplitude of sound waves in resonators,” *Proceedings of the Physical Society*, vol. 40, no. 1, p. 206, 1927. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/0959-5309/40/i=1/a=328>
- [118] E. G. Richardson and E. Tyler, “The transverse velocity gradient near the mouths of pipes in which an alternating or continuous flow of air is established,” *Proceedings of the Physical Society*, vol. 42, no. 1, p. 1, 1929. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/0959-5309/42/i=1/a=302>
- [119] P. Rosa, T. Karayiannis, and M. Collins, “Single-phase heat transfer in microchannels : The importance of scaling effects,” *Applied Thermal Engineering*, vol. 29, no. 17, pp. 3447 – 3468, 2009. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1359431109001665>

- [120] S. Roy, “Mesure de l’adhérence et des propriétés mécaniques de couches minces par des essais dérivés de la nanoindentation : application à la microélectronique et au biomédical,” Ph.D. dissertation, École des Mines de Paris, 7 mai 2008.
- [121] M. T. S.C. COSTA, I. BARRENO and J. ESNAOLA, “Figure of merit analysis of a stirling engine regenerator matrix through experimental studies,” in *ISEC International Stirling Engine Committee*, 2014.
- [122] S. Sadrameli, “Mathematical models for the simulation of thermal regenerators : A state-of-the-art review,” *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 58, pp. 462–476, 2016.
- [123] R. Saha and W. D. Nix, “Effects of the substrate on the determination of thin film mechanical properties by nanoindentation,” *Acta Materialia*, vol. 50, no. 1, pp. 23–38, 2002.
- [124] E. Saint-Ellier, “Non linéarités acoustiques et streaming de rayleigh : mesures appliquées à la thermoacoustique,” Ph.D. dissertation, Université de Franche-Comté, 05 Décembre 2013.
- [125] H. Schlichting and J. Kestin, *Boundary-layer theory*, 7th ed. New York : McGraw-Hill, 1979, translation of Grenzschicht-Theorie.
- [126] S. I. Sergeev, “Fluid oscillations in pipes at moderate reynolds numbers,” *Fluid Dynamics*, vol. 1, no. 1, pp. 121–122, Jan 1966. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1007/BF01016289>
- [127] R. Sier, *Hot Air Caloric and Stirling Engines : A history*. L.A. Mair, 1999, no. vol. 1. [Online]. Available : <https://books.google.fr/books?id=owbqPgAACAAJ>
- [128] T. W. Simon, J. R. Seume, and L. R. Center., *A survey of oscillating flow in Stirling engine heat exchangers [microform] / Terrence W. Simon and Jorge R. Seume*. National Aeronautics and Space Administration, Lewis Research Center [Cleveland, Ohio], 1988. [Online]. Available : <http://purl.access.gpo.gov/GPO/LPS113692>
- [129] W. Smith, “One-dimensional models for heat and mass transfer in pulse-tube refrigerators,” *Cryogenics*, vol. 41, no. 8, pp. 573 – 582, 2001. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0011227501001308>
- [130] S. Srinivas, A. Dhingra, H. Im, and E. Gulari, “A scalable silicon microreactor for preferential co oxidation : performance comparison with a tubular packed-bed microreactor,” *Applied Catalysis A : General*, vol. 274, no. 1, pp. 285 – 293, 2004. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0926860X04006386>
- [131] L. Sun, S. C. Mantell, D. Gedeon, and T. W. Simon, “A survey of microfabrication techniques for use in stirling engine regenerators,” in *Paper No. AIAA-2004-5647, Proceedings of the 2nd International Energy Conversion Engineering Conference, Providence, RI, 2004*.
- [132] L. Sun, T. W. Simon, S. C. Mantell, M. B. Ibrahim, D. Gedeon, and R. Tew, “Thermo-fluid experiments supporting microfabricated regenerator development for a stirling space power engine,” in *7th International Energy Conversion Engineering Conference, Denver, Colorado, 2009*.
- [133] G. W. Swift, *Thermoacoustics : A unifying perspective for some engines and refrigerators*, A. Press, Ed., 2003.
- [134] M. TANAKA, I. YAMASHITA, and F. CHISAKA, “Flow and heat transfer characteristics of the stirling engine regenerator in an oscillating flow,” *JSME international*

- journal. Ser. 2, Fluids engineering, heat transfer, power, combustion, thermophysical properties, vol. 33, pp. 283–289, 1990.
- [135] C. TCHEKIKEN, “Modélisations et simulations numériques d’écoulements compressibles dans des micro-conduites planesr,” Ph.D. dissertation, Université PARIS-EST, décembre 2014.
- [136] S. M. Tew, Roy C.Geng, “Overview of nasa supported stirling thermodynamic loss research,” in *Intersociety Energy Conversion Engineering Conference ; 27th ; 3-7 Aug. 1992 ; San Diego, CA ; United States*, U. States, Ed. NASA Lewis Research Center ; Cleveland, OH, United States, Jan 01, 1992.
- [137] T. Toriyama, S. Sugiyama, and K. Hashimoto, “Design of a resonant micro reciprocating engine for power generation,” in *TRANSDUCERS, Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems, 12th International Conference on, 2003*, vol. 2, June 2003, pp. 1303–1306 vol.2.
- [138] P. Trevizoli, Y. Liu, A. Tura, A. Rowe, and J. Barbosa, “Experimental assessment of the thermal–hydraulic performance of packed-sphere oscillating-flow regenerators using water,” *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 57, pp. 324–334, 2014.
- [139] J.-H. Tsai and L. Lin, “Micro-to-macro fluidic interconnectors with an integrated polymer sealant,” *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 11, no. 5, p. 577, 2001. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/0960-1317/11/i=5/a=321>
- [140] TSI, IFA 300, Constant Tempertaure Anemometer System, Operation manual, November 2007.
- [141] C. D. Tudryn, “Characterization of anodic bonding,” Ph.D. dissertation, Massachusetts Institute of Technology, 2004.
- [142] S. Uchida, “The pulsating viscous flow superposed on the steady laminar motion of incompressible fluid in a circular pipe,” *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP*, vol. 7, no. 5, pp. 403–422, Sep 1956. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1007/BF01606327>
- [143] S. Vanapalli, H. J. M. ter Brake, H. V. Jansen, J. F. Burger, H. J. Holland, T. T. Veenstra, and M. C. Elwenspoek, “Pressure drop of laminar gas flows in a microchannel containing various pillar matrices,” *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 17, no. 7, p. 1381, 2007. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/0960-1317/17/i=7/a=021>
- [144] S. Venkataraj, D. Severin, R. Drese, F. Koerfer, and M. Wuttig, “Structural, optical and mechanical properties of aluminium nitride films prepared by reactive dc magnetron sputtering,” *Thin Solid Films*, vol. 502, no. 1, pp. 235–239, 2006.
- [145] R. Vinci, E. Zielinski, and J. Bravman, “Thermal strain and stress in copper thin films,” *Thin solid films*, vol. 262, no. 1-2, pp. 142–153, 1995.
- [146] C. Walther, H. D. Kühl, T. Pfeffer, and S. Schulz, “Influence of developing flow on the heat transfer in laminar oscillating pipe flow,” *Forschung im Ingenieurwesen*, vol. 64, no. 3, pp. 55–63, Jul 1998. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1007/PL00010849>
- [147] X. L. Wang, M. G. Zhao, J. H. Cai, J. T. Liang, and W. Dai, *Experimental Flow Characteristics Study of a High Frequency Pulse Tube Regenerator*. Boston, MA : Springer US, 2005, pp. 439–444. [Online]. Available : https://doi.org/10.1007/0-387-27533-9_56

- [148] H. Watanabe, Y. Fujisawa, S. Moriya, and N. Isshiki, “Characteristics of stirling engine regenerator,” in *Energy Conversion Engineering Conference and Exhibit, 2000. (IECEC) 35th Intersociety*, 2000.
- [149] S. Whalen, M. Thompson, D. Bahr, C. Richards, and R. Richards, “Design, fabrication and testing of the p3 micro heat engine,” *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 104, no. 3, pp. 290 – 298, 2003, selected papers based on contributions revised from the Technical Digest of the 2002 Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems workshop. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0924424703000323>
- [150] J. R. Womersley, “Method for the calculation of velocity, rate of flow and viscous drag in arteries when the pressure gradient is known,” *The Journal of Physiology*, vol. 127, no. 3, pp. 553–563, 1955. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1113/jphysiol.1955.sp005276>
- [151] H. Wu and P. Cheng, “An experimental study of convective heat transfer in silicon microchannels with different surface conditions,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 46, no. 14, pp. 2547–2556, 2003.
- [152] P. Wu and W. A. Little, “Measurement of the heat transfer characteristics of gas flow in fine channel heat exchangers used for microminiature refrigerators,” *Cryogenics*, vol. 24, pp. 415–420, 1984.
- [153] G. Xiao, H. Peng, H. Fan, U. Sultan, and M. Ni, “Characteristics of steady and oscillating flows through regenerator,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 108, no. Part A, pp. 309–321, 2017.
- [154] Y. Yang, J. J. Brandner, and G. L. Morini, “Hydraulic and thermal design of a gas microchannel heat exchanger,” *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 362, no. 1, p. 012023, 2012. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/1742-6596/362/i=1/a=012023>
- [155] T. Zhao and P. Cheng, “Oscillatory pressure drops through a woven-screen packed column subjected to a cyclic flow,” *Cryogenics*, vol. 36, no. 5, pp. 333 – 341, 1996. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0011227596811039>
- [156] —, “The friction coefficient of a fully developed laminar reciprocating flow in a circular pipe,” *International journal of heat and fluid flow*, vol. 17, no. 2, pp. 167–172, 1996.
- [157] —, “Experimental studies on the onset of turbulence and frictional losses in an oscillatory turbulent pipe flow,” *International journal of heat and fluid flow*, vol. 17, no. 4, pp. 356–362, 1996.
- [158] G. Zhigal’skii and B. K. Jones, *The physical properties of thin metal films*. CRC Press, 2003, vol. 13.
- [159] CNDP, Ed., *Technologie*, no. 187, sept-oct 2013. “Mistic.” [Online]. Available : http://www.agence-nationale-recherche.fr/suivi-bilan/editions-2013-et-anterieures/energie-durable/systemes-energetiques-efficaces-et-decarbones/fiche-projet-seed-2012/?tx_lwmsuivibilan_pi2%5BCODE%5D=ANR-12-SEED-0005
- [160] “http ://www.monzamakers.com.”
- [161] *ANSYS Fluent 15.0 getting started guide*, 15th ed., ANSYS Inc, Novembre 2013. [Online]. Available : <http://www.ansys.com>

- [162] ANSYS Fluent User's guide 15.0, ANSYS Inc., Novembre 2013.
- [163] ANSYS Fluent Theory Guide, Ansys .inc, 2013.
- [164] "Introduction to ansys fluent : Turbulence modeling," 2010.

Titre : Étude théorique et expérimentale des écoulements oscillants alternés d'un gaz au sein de micro et milli-régénérateurs de moteur Stirling

Mots clés : Moteur Stirling, régénérateur thermique, écoulement oscillant alterné, facteur de mérite, milieu poreux, microfabrication.

Résumé : Le présent travail concerne l'étude thermique et fluidique d'un régénérateur thermique de moteur Stirling aux échelles millimétrique et micrométrique. Il s'intègre dans le cadre du projet MISTIC (Micro Stirling Clusters) financé par l'ANR. Le régénérateur thermique étudié permet de limiter les apports en énergie externe au système en recyclant la quantité de chaleur rejetée pendant le cycle thermodynamique. La conception des structures miniatures du régénérateur a été conditionnée par le procédé de fabrication choisi. Les porosités étudiées varient entre $\epsilon = 0,8$ et $0,9$ pour un facteur de forme égal à $F.F = 0,3$.

A l'issue des simulations numériques et des essais expérimentaux réalisés sur les prototypes micrométrique et millimétrique du régénérateur, nous avons pu mettre en évidence respectivement l'effet de la porosité, de la course du piston, des fréquences d'écoulement et du gradient thermique imposé sur les performances thermofluidiques du

régénérateur. Par ailleurs, des corrélations du coefficient de perte de charge ont été établies et confrontées à celles présentes dans la littérature. Nous avons également quantifié la puissance de pompage requise pour la circulation alternative du fluide pendant un cycle thermique qui s'est avérée tributaire de la porosité, de la course du piston ainsi que de la fréquence de l'écoulement. Le calcul des efficacités thermiques du régénérateur a été menée sur les deux phases d'accumulation et de restitution de l'énergie thermique au cours du cycle thermodynamique. Nous avons établi une diminution de l'efficacité thermique en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement sans pour autant obtenir de résultats concluants quant à l'effet de la porosité.

Une estimation de la figure de mérite a montré une tendance globale croissante du rapport pertes de charges/transferts thermiques en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement.

Title : Theoretical and experimental study of alternate oscillating flows of a gas within Stirling micro and milli-regenerators

Keywords : Stirling engine, thermal regenerator, alternate oscillating flow, shape factor, porous medium, microfabrication.

Abstract : The present work presents a thermofluidic study of a Stirling engine regenerator both at the micro and millimeter scales within the framework of the MISTIC (MicroStirling Clusters) project financed by the ANR. The studied thermal regenerator allows to limit external energy supply to the system by recycling the heat rejected during the thermodynamic cycle. It is composed of a staggered-pillars matrix crossed by an oscillatory gas flow. The design of the miniature structures of the regenerator was conditioned by the chosen manufacturing process. The micro-regenerator design was conditioned by the chosen manufacturing process. The investigated porosities vary between $\epsilon = 0.8$ and 0.9 for a shape factor equal to $F.F = 0.3$.

The numerical simulations and experimental results for both prototype scales highlight the effects of the porosity, the piston stroke, the gas

flow frequencies and the thermal gradient on the regenerator thermofluidic performances. Besides, correlations of the pressure loss coefficient were established and confronted with those available in the literature. We also calculated the pumping power required during a thermal cycle which depends on the porosity, the piston stroke as well as the gas flow frequency. The calculation of the thermal efficiencies of the regenerator was led on both phases of heat store and heat refund. We established a decrease of the thermal efficiency according to the number of Reynolds, no concluding results were obtained for the effect of the porosity.

A rough estimation of the figure of merit showed an increase of the pressure drop to thermal heat loss ratio according to an increasing Reynolds number of the gas flow.