



HAL
open science

Contribution au développement d'une pompe à chaleur innovante basée sur l'effet magnétocalorique : étude thermique et fluide de l'échangeur régénérateur

Tianjiao Li

► **To cite this version:**

Tianjiao Li. Contribution au développement d'une pompe à chaleur innovante basée sur l'effet magnétocalorique : étude thermique et fluide de l'échangeur régénérateur. Thermique [physics.class-ph]. Université Bourgogne Franche-Comté, 2021. Français. NNT : 2021UBFCD049 . tel-03934788

HAL Id: tel-03934788

<https://theses.hal.science/tel-03934788v1>

Submitted on 11 Jan 2023

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

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

**THESE DE DOCTORAT DE L'ETABLISSEMENT UNIVERSITE BOURGOGNE FRANCHE-COMTE
PREPAREE A L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ**

École doctorale n°37

Sciences Pour l'Ingénieur et Microtechnique

Spécialité : Énergétique

Par

M. Li Tianjiao

Contribution au développement d'une pompe à chaleur innovante basée sur l'effet magnétocalorique.
Étude thermique et fluïdique d'un régénérateur-échangeur.

Thèse présentée et soutenue à Université Franche-Comté, salle 302, le 08 décembre 2021

Composition du Jury :

M. Michel FEIDT	Professeur Emérite à l'Université de Lorraine	Président
M. Sébastien PONCET	Professeur à l'Université de Sherbrooke	Rapporteur
Mme. Laetitia PEREZ	Maître de Conférence à l'Université d'Angers	Rapporteur
M. Yannick BAILLY	Professeur à l'Université Bourgogne Franche-Comté	Directeur de thèse
M. Laurent GIRARDOT	Ingénieur de recherche, CNRS	Encadrant
M. Jean-Claude ROY	Maître de Conférence à l'Université Bourgogne Franche-Comté	Encadrant
M. Alexandre MEUNIER	Docteur ingénieur de NexT°PAC	Invité

Titre : Contribution au développement d'une pompe à chaleur innovante basée sur l'effet magnétocalorique. Etude thermique et fluide d'un régénérateur-échangeur

Mots clés : Effet magnétocalorique, Échange thermique, Thermodynamique, Pompe à chaleur, Thermo-fluidique

Résumé :

La technique de réfrigération magnétique est considérée comme une candidate potentielle pour remplacer les machines frigorifiques à compression. Dans ce type de système, le cycle de régénération magnétique active (AMR) est mis en place pour magnétiser et démagnétiser des matériaux magnétocaloriques (MMC) ainsi que l'écoulement oscillant utilisé pour réaliser le transfert de chaleur entre le fluide caloporteur et le MMC. Nombre d'études existantes se concentrent principalement sur la conception de prototypes ou le développement de matériaux innovants afin de pouvoir optimiser la performance énergétique du système. Cependant, certains phénomènes physiques, qui sont moins étudiés dans la littérature, pourraient également affecter l'efficacité du système.

Au cours de cette thèse, nous nous sommes concentrés sur deux aspects particuliers : la caractérisation de matériaux magnétocaloriques (projet CARMA) et la visualisation d'écoulements oscillants (projet VÉO).

L'objectif du projet CARMA est de mesurer l'évolution des propriétés thermiques du matériau magnétocalorique en fonction de la température sans / sous champ magnétique. Le défi de cette investigation est de mesurer proprement les propriétés autour de son point de transition où le changement de comportement magnétique du matériau a lieu. Selon l'étude bibliographique sur la métrologie thermique, la méthode périodique photothermique radiométrique (PTR) a été choisie en raison de sa haute précision.

Après validation de la faisabilité de la méthode choisie par simulation numérique, nous avons développé un banc d'essai de caractérisation de matériaux. Des échantillons de matériaux magnétocaloriques ont été caractérisés sans / sous champ magnétique. Les résultats de mesures sont proches de ceux publiés dans la littérature. Les comparaisons qui ont été menées prouvent également la fiabilité des résultats.

Le projet VÉO est consacré à la visualisation de champs de vitesses dans des canaux de section rectangulaire d'écoulements oscillants générés par une pompe et deux paires d'électrovannes. Avec ce dernier système hydraulique nous avons généré différentes configurations d'écoulement. La LDV (Laser Doppler Velocimetry) et la PIV (Particules Image Velocimetry) ont été retenues comme les techniques appropriées à la mesure de l'évolution de champ de vitesse au cours du temps. Les résultats expérimentaux obtenus ont montré des phénomènes complexes peu étudiés dans la littérature. On constate qu'il existe des dynamiques très similaires dans les champs de vitesse de même débit mais pour des fréquences différentes.

Des modifications sur le banc d'essai du projet CARMA sont prévues afin de pouvoir réaliser la mesure simultanée des diverses propriétés thermiques et de créer un prototype plus pertinent. Pour le projet VÉO, l'étude du transfert thermique dans un écoulement oscillant est la prochaine étape.

Title : Contribution to the development of an innovative heat pump based on the magnetocaloric effect. Thermal and fluidic study of the regenerative exchanger.

Keywords : Magnetocaloric effect, Heat exchange, Thermodynamic, Heat pump, Thermo-fluidic

Abstract :

Magnetic refrigeration is seen as a potential candidate to replace compression refrigeration machines. In this type of system, the active magnetic regeneration cycle (AMR) is set up to magnetize and demagnetize magnetocaloric materials (MCM) as well as the oscillating flow used to achieve heat transfer between the coolant and MMC. Many existing studies focus mainly on prototype design and the development of innovative materials to optimize the energy performance of the system. However, certain physical phenomena, which are less studied in the literature, can also affect the efficiency of the system.

During this thesis, we focused on two particular aspects: the characterization of magnetocaloric materials (CARMA project) and the visualization of oscillating flows (VÉO project).

The objective of the CARMA project is to measure the evolution of the thermal properties of the magnetocaloric material as a function of the temperature without / under a magnetic field. The challenge of this investigation is to properly measure the properties around its transition point where the change in magnetic behavior of the material takes place. According to the literature review on thermal metrology, the periodic photothermal radiometric (PTR) method was chosen because of its high precision.

After validating the feasibility of the chosen method by numerical simulation, we developed a materials characterization test bench. Samples of magnetocaloric materials were characterized without / under a magnetic field. The measurement results are close to those published in the literature. The comparisons that have been carried out also prove the reliability of the results.

The VÉO project is dedicated to the visualization of velocity fields in rectangular section channels of oscillating flows generated by a pump and two pairs of solenoid valves. With this last hydraulic system, we have generated different flow patterns. LDV (Laser Doppler Velocimetry) and PIV (Particles Image Velocimetry) have been selected as appropriate techniques for measuring the change in the velocity field over time. The experimental results obtained showed complex phenomena little studied in the literature. We see that there are very similar dynamics in velocity fields of the same flow rate but for different frequencies.

Modifications to the CARMA project test bench are planned in order to be able to perform the simultaneous measurement of thermal properties and to create a more relevant prototype. For the VÉO project, the next step is the study of heat transfer in oscillating flows.

REMERCIEMENT

Je profite du fait d'être accompagné d'une musique douce pour exprimer ma profonde gratitude à tous ceux qui m'aident et m'accompagnent depuis plusieurs années

Je tiens tout d'abord à remercier M. **Michel FEIDT**, de l'Université de Lorraine, d'avoir présidé la soutenance ainsi que M. **Sébastien PONCET**, de l'Université de Sherbrooke, et Mme **Laëtitia PEREZ**, de l'Université de Nantes, d'avoir accepté d'être rapporteurs de ma thèse. Merci pour votre expertise scientifique et l'attention que vous avez portée à ce travail. Votre participation m'honore.

Cette thèse n'aurait pu aboutir sans la meilleure équipe encadrante du monde ! Merci tout d'abord à **Yannick BAILLY**, mon directeur de thèse, pour son énorme soutien, ses belles idées durant les expériences et sa disponibilité. Bien que très occupé par les enseignements, les projets académiques, industriels, et les tâches administratives quelque fois imprévues, tu étais toujours là, à l'écoute et prodiguant de pertinents conseils. Merci à **Laurent GIRARDOT** pour son aide très précieuse, que ce soit au niveau de la conception, de la réalisation du banc d'essai, de la formation experte en LDV et PIV dont j'ai été bénéficiaire, ainsi que pour la correction d'un chapitre ... sans parler de ses encouragements aux moments difficiles. Je serai toujours prêt à partager une partie de pêche avec toi ! Merci à **Jean-Claude ROY** pour son aide en modélisations numériques et surtout pour la correction de mon français. Il n'est pas évident de comprendre et modifier un texte rédigé en français par un étranger, mais tu t'en es toujours chargé avec une grande disponibilité. Grand merci aussi à **Alexandre MEUNIER**, encadrant industriel, pour son suivi et ses contributions technique et administrative, ce qui a assuré un déroulement de thèse relativement fluide malgré l'instabilité de sa situation professionnelle.

Je souhaiterais aussi exprimer ma reconnaissance aux collègues du laboratoire. Merci à **Kevin LAURENT** pour son aide durant mes premiers pas au sein de l'équipe et pour la formation prodiguée en langage Python. Merci à **Olivier BLEUSE**, jeune docteur, pour ses conseils éclairants. Merci à **David RAMEL** et à **Thierry de LAROCHELAMBERT** pour m'avoir guidé dans les aspects expérimentaux et magnétocaloriques. Merci à **Serge VIVES** pour ses conseils en tant qu'expert en matériaux. Merci à **François GUERMEUR** pour les échanges très enrichissants. Merci à **François LANZETTA** pour ses encouragements et pour m'avoir introduit dans la communauté SFT. Mille merci à **Isabelle CHRISTEN** pour la gestion administrative et à **Jérôme RABOUILLE** pour les nombreux dépannages en informatique. Merci à **Jean-Elysée 'Flex' RAKOTONIAINA**, **Raynal GLISES (mes respects mon colonel !)**, **Xiaoqun HUANG**, **Stefan GIURGEA**, **Frédéric DUBAS**, **Dimitri BONNET**, **Philippe BAUCOUR**, **Silvie BEGOT** ainsi qu'à nos mécaniciens : **Laurent CALLEGARI** et **Bernard ROTH LISBERGER**. Vous avez tous contribué à l'aboutissement de cette thèse. Je ne peux pas oublier non plus les excellents moments passés avec les doctorants et les docteurs : **Mickaël PERRIN**, **Ali ISMAIL**, **Anthony PERRIN**, **Julien PETITGIRARD**, **Fatima EL MANKIBI**, **Afef LARIBI**, **Martin QUINTANILLA**, **Florian LIGONESCHE**, **Steve DJETEL-GOTHE**, **Antony PLAIT**, **Nicolas DELCEY**. Merci pour votre soutien et pour avoir embelli mes quatre ans au sein de Femto-ST. Je ne peux aussi oublier, bien évidemment, les

collègues de Next°PAC, **Marc, Didier** et **Yves**. Merci de m'avoir offert mon premier emploi et de m'avoir financé jusqu'au bout.

J'adresse mes remerciements aux institutrices de mon enfance, en particulier à Mme **QIN Ru** et à Mme **HAO Jinfei**. Merci pour vos enseignements et encouragements.

Je voudrais remercier particulièrement ma propriétaire, Mme **Jacqueline HENNEQUIN**, pour son accueil, ses bons soins, sa délicieuse cuisine, ses cours de français et les beaux paysages Franche-Comtois qu'elle m'a fait découvrir depuis 4 ans. Elle m'a excessivement gâté, ma grande mère française !

Merci à mes amis, **Tianshi, Zhang Ze, Liyao, Zixin, Yuliang, Yuan Ye, Qiu Tian, Ziye, Ou Yang, Tianjie, Yunjin, Shan Zheng, Chen Shi** etc. Les moments passés ensemble et la remémoration de ceux-ci m'ont aidé à affronter l'adversité.

Avant de finir je voudrais remercier ma famille et ma belle-famille pour leurs encouragements et la confiance qu'ils m'ont accordés pendant mes années d'étude. Merci maman et papa pour votre support inconditionnel, je vous dois beaucoup depuis 29 ans. Merci également à mes grands-parents pour leur attention et leur soutien. Merci aussi à mes cousins pour avoir veillé sur mes parents pendant mon absence.

Finalement j'aimerais remercier mon épouse **Yiping JIANG**. Notre mariage est la plus belle chose qui me soit arrivée. Merci d'être restée à mes côtés (en particulier à Belfort), de m'avoir attendu et d'avoir supporté mes sautes d'humeur ! Merci de m'avoir soutenu, apaisé et encouragé lors de moments qui furent, parfois, très difficiles. Je suis tellement heureux de pouvoir partager ce moment avec toi, et nous n'en sommes qu'au tout début ! Merci à toi Yiping.

Je m'excuse de ne pouvoir citer tout le monde dans ces quelques mots. Je voudrais donc, pour finir, simplement remercier tous ceux qui m'ont suivi et épaulé au cours de ces quatre ans de thèse.

TABLE DES MATIERES

Remerciement.....	I
Table des matières	III
Liste des figures.....	VII
Liste des tableaux.....	XVI
Nomenclature	XVIII
Abréviations.....	XXI
Introduction	1
1. État de l'art : Métrologie thermique et Caractérisation du matériau magnéto-calorique	4
1.1 <i>Revue des méthodes de caractérisation</i>	5
1.1.1 Introduction des propriétés thermiques.....	5
1.1.2 Méthodes de mesure de la conductivité thermique.....	5
• Méthode de la Plaque Chaude Gardée (MPCG).....	5
• Méthode du fil chaud.....	6
• Méthode du ruban chaud	7
• Bilan.....	8
1.1.3 Méthodes de mesure de la capacité calorifique	8
• Calorimétrie adiabatique de type Nernst.....	8
• Calorimétrie AC (Alternative Current Calorimetry)	9
• Calorimétrie DSC (Differential Scanning Calorimetry).....	9
• Bilan.....	10
1.1.4 Méthodes de mesure de la diffusivité thermique.....	10
• Méthodes impulsionnelles	11
• Méthode d'Angström	13
• Méthode photothermique modulée	14
• Bilan.....	19
1.1.5 Méthodes de mesure de l'effusivité thermique.....	20
• Méthode de sonde plane	20
• Méthode Flash.....	20
• Méthode photoacoustique	21
• Bilan.....	22
1.2 <i>Revue de la caractérisation des propriétés thermiques du gadolinium</i>	23
1.3 <i>Conclusion du chapitre</i>	26
2. État de l'art sur les études thermo-fluidiques des régénérateurs magnéto-caloriques, revue des modèles thermo-fluidiques	28
2.1 <i>Effet magnéto-calorique, réfrigération et cycle AMR</i>	29
2.1.1 Effet magnéto-calorique.....	29
2.1.2 Historique de la réfrigération magnéto-calorique.....	30
2.1.3 Cycle AMR	33
2.2 <i>Écoulement oscillant et transferts thermiques associés</i>	36

2.2.1	Généralité sur les écoulements oscillants	37
2.2.2	De l'écoulement oscillant à l'effet annulaire	37
2.2.2.1	Description du profil de vitesse de l'écoulement oscillant	37
2.2.2.2	Étude dynamique de l'écoulement oscillant	44
2.2.2.3	Caractérisation des écoulements oscillants.....	47
2.2.2.4	Étude de l'instabilité des écoulements oscillants	48
2.2.3	Transferts thermiques dans les écoulements oscillants	50
2.2.3.1	Les équations du modèle thermo-fluidique	50
2.2.3.2	Impact de l'écoulement oscillant sur le transfert thermique	51
2.3	Revue des modèles thermo-fluidiques	58
3.	Projet CARMA : Modélisations et Etude de faisabilité	63
3.1	Projet CARMA	64
3.2	Revue de solutions analytiques.....	65
3.2.1	Chauffage uniforme	65
3.2.2	Chauffage ponctuel par faisceau gaussien	65
3.2.3	Hypothèse 1D pour un chauffage ponctuel uniforme.....	66
3.2.4	Solution pour un bicouche	66
3.3	Développement d'un modèle 1D.....	67
3.3.1	Mise en équation	67
3.3.2	Résolution numérique.....	67
3.3.3	Traitement des données	68
3.3.4	Résultats.....	68
3.3.5	Discussion.....	69
3.4	Développement d'un modèle 2D axisymétrique	70
3.4.1	Définition du domaine d'étude	70
3.4.2	Mise en équation	70
3.4.3	Modélisation de la mesure radiométrique	71
3.4.3.1	Construction du champ de température	71
3.4.3.2	Importation des caractéristiques du détecteur infrarouge	72
3.4.3.3	Calcul du signal de sortie du détecteur	73
3.4.4	Analyse de sensibilité du modèle	74
3.4.5	Résultats.....	78
3.4.6	Discussion.....	79
3.5	Conclusion du chapitre et perspectives.....	79
4.	Projet CARMA : Montage et résultats expérimentaux.....	81
4.1	Introduction	82
4.2	Développement d'un banc d'essai	82
4.2.1	Montage optique.....	82
4.2.2	Source photothermique	84
4.2.2.1	Laser blanc KOHERAS SuperK Versa.....	84
4.2.2.2	Thorlabs 850L3 LED.....	85
4.2.3	Détecteur infrarouge.....	85
•	Détecteur Vigo-4TE-5	86
4.2.4	Caméra thermique CEDIP Titanium.....	87
4.2.5	Amplificateur à détection synchrone SR830	88
4.2.6	Champ magnétique	89
4.2.7	Sonde à effet Hall	91

4.2.8	Centrale de traitement d'air (CTA)	92
4.2.9	Thermoflash LFA.....	93
4.3	<i>Conditions expérimentales et évaluation des incertitudes</i>	94
4.3.1	Conditions expérimentales.....	94
4.3.2	Évaluation des incertitudes	95
4.4	<i>Résultats expérimentaux</i>	97
4.4.1	Premiers essais pour les matériaux courants.....	97
4.4.1.1	Caractéristiques des échantillons	97
4.4.1.2	Résultats expérimentaux	98
4.4.2	Caractérisation des matériaux magnétocaloriques sans champ magnétique	99
4.4.2.1	Caractéristiques des échantillons	100
4.4.2.2	Résultats expérimentaux	102
4.4.2.3	Comparaison, validation et discussion	106
4.4.3	Caractérisation des matériaux sous champ magnétique	113
4.4.3.1	Résultats expérimentaux	114
4.4.3.2	Comparaison, validation et discussion	117
4.5	<i>Conclusion du chapitre et perspectives</i>	119
5.	Étude fluide d'un échangeur-régénérateur	121
5.1	<i>Projet VÉO : Montage expérimental et systèmes de mesure</i>	122
5.1.1	Circuit hydraulique	122
5.1.2	Vélocimétrie Laser Doppler (LDV)	125
5.1.3	Vélocimétrie par imagerie de particules (PIV).....	129
5.2	<i>Résultats expérimentaux et analyses sur écoulements permanents</i>	131
5.2.1	Description de l'expérience et des différentes mesures	131
5.2.2	Résultats expérimentaux et analyses	132
5.3	<i>Résultats expérimentaux et analyses sur écoulements oscillants</i>	141
5.3.1	Description de l'expérience.....	141
5.3.2	Résultats expérimentaux.....	142
5.3.3	Analyses des résultats	150
5.3.3.1	Caractérisation des écoulements oscillants étudiés.....	150
5.3.3.2	Nombre de Womersley et effet annulaire.....	151
5.3.3.3	Évolution des vitesses locales $u(x, y, c/2, t)$	153
5.4	<i>Conclusion du chapitre et perspectives</i>	157
	Conclusion générale et Perspectives	159
	<i>Conclusion générale</i>	159
	<i>Perspectives</i>	161
	Bibliographie	162
	Annexes	i
A.	<i>Annexe : Analyse thermodynamique de l'EMC</i>	ii
B.	<i>Annexe : Modélisation d'EMC</i>	iv
	Approche analytique (modèle WDS)	iv
	• La théorie du champ moléculaire de Weiss	iv
	• La théorie de Debye	v
	• La théorie de Sommerfeld	v

C.	Annexe : Discrétisation de l'équation de la chaleur 1D.....	vi
D.	Annexe : Discrétisation de l'équation de la chaleur 2D axisymétrique	ix
E.	Annexe : Principe de FFT	xii
F.	Annexe : Résultats expérimentaux du projet VÉO.....	xiii
	Écoulements permanents.....	xiv
	• Canal N°1	xiv
	• Canal N°2	xx
	Écoulements oscillants	xxxii
	• Canal N°1	xxxii
	• Canal N°2	xliv

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1-1 Représentation du principe de la méthode de la plaque chaude gardée	6
Figure 1.1-2 Représentation du champ linéaire au centre d'un appareil MPCG.....	6
Figure 1.1-3 Élévation de la température en fonction du temps. Courbe théorique : a ; Courbe réelle : b	7
Figure 1.1-4 Photo du capteur de température	7
Figure 1.1-5 Représentation du montage expérimental de la calorimétrie adiabatique	9
Figure 1.1-6 Évolution de la température en fonction du temps avec la méthode Flash	11
Figure 1.1-7 Représentation de la méthode de temps caractéristique de Degiovanni [10]	12
Figure 1.1-8 Évolution typique du champ de la température du matériau après excitation impulsionnelle.....	13
Figure 1.1-9 Représentation du banc d'essai d'Angström[16]	14
Figure 1.1-10 Représentation du banc d'essai photoacoustique d'Adams. Détection sur la face avant (à gauche) et sur la face arrière (à droite) [20]	15
Figure 1.1-11 Représentation de la méthode de calorimétrie AC [22].....	16
Figure 1.1-12 Géométrie pour la déflexion "mirage" [30]	17
Figure 1.1-13 Représentation du principe de fonctionnement de la méthode PTR [37].....	18
Figure 1.1-14 Banc d'essai PTR au laboratoire de thermocinétique de Nantes [17]	19
Figure 1.1-15 Représentation schématique de mesure par sonde plane de Zhang et Degiovanni. Sonde thermique (à gauche) ; Ensemble du dispositif expérimental (à droite) [45].....	20
Figure 1.1-16 Montage expérimental de la méthode Flash pour mesurer l'effusivité.....	21
Figure 1.1-17 Schéma expérimental de la mesure de l'effusivité par méthode photoacoustique	22
Figure 1.2-1 Résultats expérimentaux pour la diffusivité et l'effusivité du gadolinium en fonction de la température mesurés par méthode photoacoustique, Glorieux et Thoen 1995 [54].....	24
Figure 2.1-1 Alignement de spin électronique sous champ magnétique	29
Figure 2.1-2 T-S diagramme représentant la variation de la température isentropique et variation de l'entropie d'un matériau en fonction du champ magnétique entre H_0 et H_1	30
Figure 2.1-3 Moteur thermomagnétique de Tesla [68].....	30
Figure 2.1-4 L'effet magnétocalorique dans $Gd_5(Si_2Ge_2)$ de 210 K à 350 K en comparaison avec celui de Gd lors de la variation de champ magnétique de 0 à 2 T et de 0 à 5 T [76]	32
Figure 2.1-5 Nombre de publications annuelles trouvées dans Google Scholar contenant le mot "magnetocaloric" jusqu'au 31/12/2020	33
Figure 2.1-6 Représentation du cycle magnétique de Brayton	34
Figure 2.1-7 Représentation des cycles magnétiques AMR	35
Figure 2.1-8 Comportement d'un régénérateur magnétique dans un cycle AMR	35
Figure 2.1-9 Résultats du modèle numérique de Sergiu et de la validation expérimentale du modèle [52].....	36
Figure 2.2-1 Résultats expérimentaux de Richardson et Tyler [86]	37

Figure 2.2-2 Pression et distribution de vitesse pour $Wo = 10$ [91]	38
Figure 2.2-3 Évolution du profil de vitesse en fonction du nombre de Womersley Wo	40
Figure 2.2-4 Système de coordonnées.....	40
Figure 2.2-5 Évolution du profil de vitesse d'un écoulement oscillant dans un canal de section carrée de $1 \times 1 \text{ mm}^2$ en fonction de la phase ($f=1\text{Hz}$)	41
Figure 2.2-6 Évolution du profil de vitesse dans un canal de section carrée de $1 \times 1 \text{ mm}^2$ en fonction du nombre de Womersley pour une phase de 90°	42
Figure 2.2-7 Gauche : Canal d'un régénérateur AMR; Droite : Section du canal.....	43
Figure 2.2-8 Évolution du profil de vitesse d'écoulement oscillant dans un canal rectangulaire	43
Figure 2.2-9 Bilan de force schématisé	45
Figure 2.2-10 Évolution des forces en fonction du nombre de Womersley.....	46
Figure 2.2-11 Critère de transition de l'écoulement d'après le code GLIMPS.....	49
Figure 2.2-12 Coordonnées dans un canal du régénérateur	50
Figure 2.2-13 Banc d'essai pour mesurer la diffusion effective de chaleur dans un écoulement oscillant [101]	53
Figure 2.2-14 Evolution de la valeur de F en fonction du nombre de Pr pour différents σ et μ [101].....	55
Figure 2.2-15 Ecoulement oscillant entre deux plaques parallèles [102].....	55
Figure 2.2-16 Diffusivité effective normalisée en fonction du nombre de Prandtl et du nombre de Womersley pour le cas de $\mu = \sigma = 1$ [102].....	56
Figure 3.3-1 Géométrie de l'échantillon	67
Figure 3.3-2 Phase arrière en fonction de la racine carrée de la fréquence. (Gadolinium)	69
Figure 3.4-1 Échantillon sous forme de cylindre soumis à l'excitation photothermique	70
Figure 3.4-2 Domaine d'étude discrétisé.....	70
Figure 3.4-3 Exemple : Champ de la température sur un disque de rayon de 3 mm soumis d'une excitation thermique au centre	72
Figure 3.4-4 Photosensibilité d'un photoconducteur PbSe Thorlabs [130]	72
Figure 3.4-5 Fonctionnement schématisé du modèle 2D axisymétrique	74
Figure 3.4-6 Convergence de maille, (a) Phase en fonction de la fréquence ; (b) Erreur relative de la phase φ par rapport au maillage 80×320	76
Figure 3.4-7 Cartographie sur la convergence du maillage	76
Figure 3.4-8 Analyse de la sensibilités du modèle 2D à ses paramètres principaux ($\alpha = 4.10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, $e = 0,5 \text{ mm}$, $R = 2 \text{ mm}$, $r_0 = 100 \text{ }\mu\text{m}$, $h = 20 \text{ W/m}^2/\text{K}$).....	77
Figure 3.4-9 Résultat de simulation (Gadolinium 0,45mm)	79
Figure 4.2-1 Représentation schématique du montage optique de base du projet CARMA ...	82
Figure 4.2-2 Représentation schématique du montage optique réel du projet CARMA.....	83
Figure 4.2-3 Représentation CAO du banc d'essai	84
Figure 4.2-4 Comparaison de la détectivité de détecteurs infrarouge commerciaux à la température de fonctionnement indiquée[131].....	86
Figure 4.2-5 Détectivité de détecteurs MCT Vigo en fonction du spectre. Violet : PVI-4TE-5 . ..	87
Figure 4.2-6 Représentation schématique du principe de fonctionnement de l'amplificateur à détection synchrone SR830	88
Figure 4.2-7 Représentation CAO du circuit magnétique.....	90

Figure 4.2-8 Simulations de la répartition du flux magnétique dans l'entrefer. ANSYS Mechanical®	91
Figure 4.2-9 Schéma du principe de fonctionnement de CTA	92
Figure 4.2-10 Évolution de la température de la chambre thermostatée en fonction de T du bain thermostaté	93
Figure 4.3-1 Représentation schématique du principe de fonctionnement du banc d'essai CARMA.....	95
Figure 4.4-1 Mesure simultanée en faces avant et arrière sur l'échantillon N°3. Zone 1 : Zone non excitée en face arrière ; Zone 2 : Zone excitée en face avant.....	97
Figure 4.4-2 Évolution du déphasage $\Delta\varphi$ en fonction de la $f^{0,5}$ pour les différentes épaisseurs d'échantillons d'acier (De haut à bas : 0,5 mm, 0,75 mm, 1 mm).....	98
Figure 4.4-3 Évolution du déphasage $\Delta\varphi$ en fonction de la \sqrt{f} pour l'échantillon Inox 304L de 1,5mm.....	99
Figure 4.4-4 États de surface des échantillons à tester.....	101
Figure 4.4-5 Évolution de la diffusivité thermique de l'échantillon N°1 en fonction de la température.....	102
Figure 4.4-6 Évolution de la diffusivité thermique de l'échantillon N°2 en fonction de la température.....	103
Figure 4.4-7 Évolution de la diffusivité thermique de l'échantillon N°3 en fonction de la température.....	104
Figure 4.4-8 Évolution de la diffusivité thermique de l'échantillon N°4 en fonction de la température.....	105
Figure 4.4-9 Comparaison de diffusivités mesurées du Gd. Points bleus : Échantillon N°1, 0,36mm; Points oranges : Échantillon N°2, 0,45mm).....	106
Figure 4.4-10 Comparaison des résultats obtenus par la méthode PTR modulé et par LFA..	107
Figure 4.4-11 Comparaison des résultats expérimentaux obtenus par différentes méthodes	108
Figure 4.4-12 Comparaison entre les valeurs mesurées de l'échantillon N°2 et les valeurs de références	109
Figure 4.4-13 Évolutions des propriétés thermiques du Gd en fonction de la température ..	110
Figure 4.4-14 Évolutions du taux d'ajustement en fonction de la conductivité imposée.....	110
Figure 4.4-15 Comparaison de diffusivités mesurées du matériau composite La(Fe, Si) ₁₃ H _γ – Polymère. (Trait plein bleu : Échantillon N°3, 0,6mm; Trait plein orange : Échantillon N°4, 1mm).....	111
Figure 4.4-16 Comparaisons entre les résultats obtenus par la méthode PTR modulée et par LFA	113
Figure 4.4-17 Évolution de la diffusivité thermique de l'échantillon N°1 en fonction de la température (sous champ magnétique).....	114
Figure 4.4-18 Évolution de la diffusivité thermique de l'échantillon N°2 en fonction de la température (sous champ magnétique).....	115
Figure 4.4-19 Évolution de la diffusivité thermique de l'échantillon N°4 en fonction de la température (sous champ magnétique).....	116
Figure 4.4-20 Comparaison de diffusivités mesurées sous champ magnétique du Gd.....	117

Figure 4.4-21 Comparaison entre le C_p simulé et le C_p déduit de l'échantillon N°2 soumis à un champ magnétique appliqué de 0,55 T ; B_{MMC} simulé en fonction de la température (Modèle 3D sur ANSYS Mechanical®)	118
Figure 5.1-1 Représentation du circuit hydraulique du projet VÉO.....	123
Figure 5.1-2 Photo du canal N°1.....	124
Figure 5.1-3 Photos du canal N°2 (En haut : vue face supérieure selon la largeur et la longueur, en bas : vue face latérale selon la hauteur et la longueur).....	124
Figure 5.1-4 Représentation schématique d'un canal de section rectangulaire et position du repère orthonormé	124
Figure 5.1-5 Schéma de principe du montage LDV. Ligne pleine : émission laser ; Ligne pointillée : lumière rétrodiffusée	126
Figure 5.1-6 Volume de mesure ellipsoïdal	127
Figure 5.1-7 Photo du canal de section carrée soumis aux faisceaux laser	129
Figure 5.1-8 Représentation schématique du fonctionnement de la PIV [136]	130
Figure 5.2-1 Schéma canal N°1 : Positions des points LDV et du plan PIV	132
Figure 5.2-2 Schéma canal N°2 : Positions du plan laser PIV et de la zone observée	132
Figure 5.2-3 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 1+ (5,2 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante u et Profils de vitesse à x = 3,5, 20 et 36 mm.....	134
Figure 5.2-4 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 2- (10,4 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante u et Profils de vitesse à x = 3,5, 20 et 36 mm.....	135
Figure 5.2-5 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,5- (2,6 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante u et Profils de vitesse à x = 26, 30 et 42 mm.....	136
Figure 5.2-6 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,5+ (7,8 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante u et Profils de vitesse à x = 26, 30 et 42 mm.....	137
Figure 5.3-1 Schéma canal N°1 : Positions des points LDV et du plan PIV	141
Figure 5.3-2 Schéma canal N°2 : Position du plan PIV et champ observable.....	142
Figure 5.3-3 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 1 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase. (1) u (x = 30 mm), (2) u (x = 10 mm).....	143
Figure 5.3-4 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 1 Hz : Evolution des profils de vitesse à x = 20 mm sur une demi-période (phases 180°, 200° et 350°).	143
Figure 5.3-5 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 2 V (10,4 g/s) et fréquence 1 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase. (1) u (x = 30 mm), (2) u (x = 10 mm).....	144
Figure 5.3-6 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 2 V (10,4 g/s) et fréquence 1 Hz : Evolution des profils de vitesse à x = 20 mm sur une demi-période (phases 0°, 20° et 170°).	144
Figure 5.3-7 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1 V (5,2 g/s) et fréquence 1 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 0°, 15°, 30°, 70°, 90°, 140°, 180°.....	145

Figure 5.3-8 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1 V (5,2 g/s) et fréquence 1 Hz : Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période (phases 0°, 15°, 30°, 90°, 140° et 180°).....	145
Figure 5.3-9 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1 V (5,2 g/s) et fréquence 1 Hz : Évolution du profil de vitesse à $x = 35\text{mm}$ en fonction de la phase.....	146
Figure 5.3-10 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,2 V (6,2 g/s) et fréquence 1,7 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 0°, 23°, 50°, 70°, 90°, 140°, 180°.....	147
Figure 5.3-11 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,2 V (6,2 g/s) et fréquence 1,7 Hz : Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période (phases 0°, 23°, 50°, 90°, 140° et 180°).....	147
Figure 5.3-12 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,2 V (6,2 g/s) et fréquence 1,7 Hz : Évolution du profil de vitesse à $x = 35\text{mm}$ en fonction de la phase.....	148
Figure 5.3-13 Caractérisation des écoulements oscillants étudiés dans ces travaux (trait rouge : Limite des écoulements permanents entièrement laminaires, trait orange : Limite des écoulements permanents entièrement turbulents et trait bleu : Limite des écoulements oscillants entièrement laminaires).....	151
Figure 5.3-14 Résultats expérimentaux du canal N°1 pour la fréquence 1Hz : Evolution de la vitesse à $x = a/2, y=0+, z= c/2$ en fonction de la phase.	152
Figure 5.3-15 Comparaison des profils de vitesse entre le modèle de Gedeon et les résultats expérimentaux de PIV pour U 1,2 V (6,2 g/s) et une fréquence de 1,7 Hz (Canal N°2).	152
Figure 5.3-16 Évolution des vitesses en fonction du temps pendant la demi période pour les configurations de U0,5 du canal N°2. • : U0,5F1 ; □ : U0,5F1,2 ; Δ : U0,5F1,5 ; ◇ : U0,5F1,7. ; Trait bleu : Vitesse de l'écoulement permanent. (1) : Couche limite avant ; (2) : 3/4 de la largeur du canal ; (3) : Au centre du canal ; (4) : Couche limite arrière	154
Figure 5.3-17 Évolution des vitesses en fonction du temps pendant la demi période pour les configurations de U1 du canal N°2. • : U1F1 ; □ : U1F1,5 ; Trait bleu : Vitesse de l'écoulement permanent. (1) : Couche limite avant ; (2) : 3/4 de la largeur du canal ; (3) : Au centre du canal ; (4) : Couche limite arrière.....	155
Figure 5.3-18 Comparaison de profils de vitesse entre l'écoulement permanent et l'écoulement oscillant du même débit au bout de 0,5s (Gauche : U 0,5V (2,6 g/s), Droite : U 1V (5,2 g/s) ; • : Écoulement permanent ; □ : Écoulement oscillant).....	156
Figure 5.3-19 Courbes ajustées à partir des données expérimentales pour toutes les configurations de U0,5. Gauche : Vitesse locale dans la couche limite ; Droite : Vitesse locale au centre du courant.....	157
Figure C-1 Géométrie de l'échantillon discrétisée	vi
Figure C-2 Conditions aux limites du flux imposé.....	vii
Figure D-1 Représentation du maillage.....	ix
Figure F-1 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 0,5 (2,6 g/s)- : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à $x = 3,5, 20$ et 36 mm	xiv

Figure F-2 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 0,5+ (2,6 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à x = 3,5, 20 et 36 mm.....	xv
Figure F-3 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 1- (5,2 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à x = 3,5, 20 et 36 mm.....	xvi
Figure F-4 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 1+ (5,2 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à x = 3,5, 20 et 36 mm.....	xvii
Figure F-5 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 2- (10,4 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à x = 3,5, 20 et 36 mm.....	xviii
Figure F-6 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 2+ (10,4 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à x = 3,5, 20 et 36 mm.....	xix
Figure F-7 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,5- (2,6 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à x = 26, 30 et 42 mm.....	xx
Figure F-8 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,5+ (2,6 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à x = 26, 30 et 42 mm.....	xxi
Figure F-9 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,7- (3,6 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à x = 26, 30 et 42 mm.....	xxii
Figure F-10 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,7+ (3,6 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à x = 26, 30 et 42 mm.....	xxiii
Figure F-11 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,0- (5,2 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à x = 26, 30 et 42 mm.....	xxiv
Figure F-12 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,0+ (5,2 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à x = 26, 30 et 42 mm.....	xxv
Figure F-13 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,2- (6,2 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à x = 26, 30 et 42 mm.....	xxvi
Figure F-14 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,2+ (6,2 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à x = 26, 30 et 42 mm.....	xxvii
Figure F-15 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,5- (7,8 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à x = 26, 30 et 42 mm.....	xxviii

Figure F-16 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,5+ (7,8 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à x = 26, 30 et 42 mm.....	xxix
Figure F-17 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 2,0- (10,4 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à x = 26, 30 et 42 mm.....	xxx
Figure F-18 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 2,0+ (10,4 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à x = 26, 30 et 42 mm.....	xxxi
Figure F-19 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 1 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase u (x = 30 mm) ; Evolution des profils de vitesse à x = 20 mm sur une demi-période	xxxii
Figure F-20 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 1 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase u (x = 10 mm) ; Evolution des profils de vitesse à x = 20 mm sur une demi-période	xxxiii
Figure F-21 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 2 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase u (x = 30 mm) ; Evolution des profils de vitesse à x = 20 mm sur une demi-période	xxxiv
Figure F-22 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 2 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase u (x = 10 mm) ; Evolution des profils de vitesse à x = 20 mm sur une demi-période	xxxv
Figure F-23 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 1,0 V (5,2 g/s) et fréquence 1 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase u (x = 30 mm) ; Evolution des profils de vitesse à x = 20 mm sur une demi-période	xxxvi
Figure F-24 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 1,0 V (5,2 g/s) et fréquence 1 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase u (x = 10 mm) ; Evolution des profils de vitesse à x = 20 mm sur une demi-période	xxxvii
Figure F-25 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 1,0 V (5,2 g/s) et fréquence 2 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase u (x = 30 mm) ; Evolution des profils de vitesse à x = 20 mm sur une demi-période	xxxviii
Figure F-26 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 1,0 V (5,2 g/s) et fréquence 2 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase u (x = 10 mm) ; Evolution des profils de vitesse à x = 20 mm sur une demi-période	xxxix
Figure F-27 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 2,0 V (10,4 g/s) et fréquence 1 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase u (x = 30 mm) ; Evolution des profils de vitesse à x = 20 mm sur une demi-période	xl
Figure F-28 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 2,0 V (10,4 g/s) et fréquence 1 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase u (x = 10 mm) ; Evolution des profils de vitesse à x = 20 mm sur une demi-période	xli
Figure F-29 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 2,0 V (10,4 g/s) et fréquence 2 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase u (x = 30 mm) ; Evolution des profils de vitesse à x = 20 mm sur une demi-période	xlii

Figure F-30 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 2,0 V (10,4 g/s) et fréquence 2 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase u ($x = 10$ mm) ; Evolution des profils de vitesse à $x = 20$ mm sur une demi-période	xliii
Figure F-31 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 1 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 0° , 16° , 30° , 70° , 110° , 140° et 180° , Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période	xliv
Figure F-32 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 1 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 180° , 198° , 210° , 250° , 290° , 320° et 360° , Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période	xlv
Figure F-33 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 1,2 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 0° , 21° , 30° , 70° , 110° , 140° et 180° , Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période	xlvi
Figure F-34 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 1,2 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 180° , 208° , 210° , 250° , 290° , 320° et 360° , Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période	xlvii
Figure F-35 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 1,5 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 0° , 26° , 30° , 70° , 110° , 140° et 180° , Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période	xlviii
Figure F-36 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 1,5 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 180° , 204° , 210° , 250° , 290° , 320° et 360° , Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période	xlix
Figure F-37 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 1,7 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 0° , 28° , 30° , 70° , 110° , 140° et 180° , Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période	l
Figure F-38 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 1,7 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 180° , 203° , 210° , 250° , 290° , 320° et 360° , Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période	li
Figure F-39 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,7 V (3,6 g/s) et fréquence 1,0 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 0° , 16° , 30° , 70° , 110° , 140° et 180° , Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période	lii
Figure F-40 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,7 V (3,6 g/s) et fréquence 1,0 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 180° , 197° , 210° , 250° , 290° , 320° et 360° , Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période	liii
Figure F-41 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,7 V (3,6 g/s) et fréquence 1,2 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 0° , 19° , 30° , 70° , 110° , 140° et 180° , Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période	liv
Figure F-42 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,7 V (3,6 g/s) et fréquence 1,2 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 180° , 194° , 210° , 250° , 290° , 320° et 360° , Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période	lv
Figure F-43 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,0 V (5,2 g/s) et fréquence 1,0 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 0° , 16° , 30° , 70° , 110° , 140° et 180° , Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période	lvi

Figure F-44 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,0 V (5,2 g/s) et fréquence 1,0 Hz :	
Champ de vecteur vitesse pour les phase 180°, 196°, 210°, 250°, 290°, 320° et 360°,	
Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période	lvii
Figure F-45 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,0 V (5,2 g/s) et fréquence 1,5 Hz :	
Champ de vecteur vitesse pour les phase 0°, 22°, 30°, 70°, 110°, 140° et 180°,	
Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période	lviii
Figure F-46 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,0 V (5,2 g/s) et fréquence 1,5 Hz :	
Champ de vecteur vitesse pour les phase 180°, 202°, 210°, 250°, 290°, 320° et 360°,	
Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période	lix
Figure F-47 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,2 V (6,2 g/s) et fréquence 1,0 Hz :	
Champ de vecteur vitesse pour les phase 0°, 14°, 30°, 70°, 110°, 140° et 180°,	
Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période	lx
Figure F-48 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,2 V (6,2 g/s) et fréquence 1,0 Hz :	
Champ de vecteur vitesse pour les phase 180°, 195°, 210°, 250°, 290°, 320° et 360°,	
Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période	lxi
Figure F-49 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,2 V (6,2 g/s) et fréquence 1,7 Hz :	
Champ de vecteur vitesse pour les phase 0°, 23°, 30°, 70°, 110°, 140° et 180°,	
Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période	lxii
Figure F-50 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,2 V (6,2 g/s) et fréquence 1,7 Hz :	
Champ de vecteur vitesse pour les phase 180°, 202°, 210°, 250°, 290°, 320° et 360°,	
Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période	lxiii

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1-1 Résumé des méthodes de mesure de la conductivité.....	8
Tableau 1.1-2 Résumé des méthodes de mesure de la capacité calorifique.....	10
Tableau 1.1-3 Résumé des méthodes de mesure de la diffusivité thermique.....	19
Tableau 1.1-4 Résumé des méthodes de mesure de l'effusivité thermique.....	22
Tableau 1.2-1 Chronologie de la caractérisation des propriétés thermiques du gadolinium ..	25
Tableau 2.3-1 Résumé des modèles numériques développés pour le réfrigérateur magnétique	61
Tableau 3.3-1 Caractéristiques du matériau et de l'ambiance	68
Tableau 3.3-2 Tableau de paramètres (Condition de flux imposé)	68
Tableau 3.3-3 Résultats (Condition de flux imposé).....	69
Tableau 3.4-1 Paramètres du système.....	75
Tableau 3.4-2 Tableau de paramètres (Gadolinium 0,45 mm)	78
Tableau 4.2-1 Caractéristiques du laser Koheras SuperK Versa.....	85
Tableau 4.2-2 Caractéristiques de la source Thorlabs 850L3 LED.....	85
Tableau 4.2-3 Caractéristiques du détecteur Vigo PVI-4TE-5	87
Tableau 4.2-4 Caractéristiques de la caméra thermique CEDIP Titanium	87
Tableau 4.2-5 Caractéristiques de l'amplificateur à détection synchrone SR830.....	89
Tableau 4.2-6 Caractéristiques du circuit magnétique	90
Tableau 4.2-7 Comparaison des résultats de l'intensité de flux magnétique au centre de l'entrefer	91
Tableau 4.2-8 Caractéristiques de la sonde à effet Hall.....	92
Tableau 4.2-9 Caractéristiques du diffusivimètre ThermoFlash LINSEIS LFA1000.....	94
Tableau 4.4-1 Caractéristiques des échantillons à tester	97
Tableau 4.4-2 Résultats expérimentaux du premiers essais	99
Tableau 4.4-3 Caractéristiques des échantillons magnéto-caloriques à tester	101
Tableau 4.4-4 Paramètres pour la mesure de la diffusivité thermique de l'échantillon N°1 .	102
Tableau 4.4-5 Paramètres pour la mesure de la diffusivité thermique de l'échantillon N°2 .	103
Tableau 4.4-6 Paramètres pour la mesure de la diffusivité thermique de l'échantillon N°3 .	104
Tableau 4.4-7 Paramètres pour la mesure de la diffusivité thermique de l'échantillon N°4 .	105
Tableau 4.4-8 Détermination de la conductivité par l'ajustement de courbes	111
Tableau 4.4-9 Paramètres pour la mesure de la diffusivité thermique de l'échantillon N°1 (sous champ magnétique)	114
Tableau 4.4-10 Paramètres pour la mesure de la diffusivité thermique de l'échantillon N°2 (sous champ magnétique)	115
Tableau 4.4-11 Paramètres pour la mesure de la diffusivité thermique de l'échantillon N°4 sous champ magnétique (sous champ magnétique).....	116
Tableau 5.1-1 Caractéristiques de chaque canal	125
Tableau 5.1-2 Représentation schématique du volume de mesure	126
Tableau 5.1-3 Caractéristiques du système LDV	128
Tableau 5.1-4 Caractéristiques de la PIV.....	131
Tableau 5.2-1 Tableau de rapport pour les écoulements permanents	139
Tableau 5.3-1 Différentes configurations fluidique explorées	142

Tableau 5.3-2 Tableau de résultats pour les écoulements oscillants..... 149

NOMENCLATURE

Symboles Latins	Grandeur	Unité
A	Amplitude d'oscillation de la densité surfacique de flux de chaleur	[W.m ⁻²]
Ad	Déplacement adimensionnel	-
a	Absorptivité	-
B	Intensité de champ magnétique	[T]
B_{app}	Intensité de champ magnétique appliqué	
b	Effusivité thermique	[J.K ⁻¹ .m ⁻² .s ^{-1/2}]
C_p	Capacité calorifique	[J.(K.kg) ⁻¹]
D	Dépassement	-
D_h	Diamètre hydraulique	[m]
D^*	Détektivité spécifique	[cm.Hz ^{1/2} W ⁻¹]
e	Base des logarithmes naturels : 2,72	-
F_p	Force de pression	[N]
F_i	Force d'inertie	[N]
F_f	Force de frottement	[N]
f	Fréquence	[Hz]
H	Champ magnétique	[A.m ⁻¹]
H_{int}	Champ magnétique interne	[A.m ⁻¹]
h	Coefficient d'échange convectif	[W.m ⁻² .K ⁻¹]
i	Unité imaginaire	-
J_n	Fonction de Bessel d'ordre n	-
k	Pente	-
k_c	Diffusivité moléculaire	[m ² .s ⁻¹]
k_e	Diffusivité moléculaire effective	[m ² .s ⁻¹]
L	Longueur/ Epaisseur	[m]
L_c	Longueur caractéristique	[m]
L_e	Longueur d'établissement	[m]
l	Epaisseur	[m]
M	Aimantation	[A.m ⁻¹]
m	Masse	[kg]
N_r	Nombre d'éléments de discrétisation dans la direction radiale	-
N_z	Nombre d'éléments de discrétisation dans la direction longitudinale	-
P	Pression	[Pa]
Q	Quantité de chaleur	[J]
\dot{Q}	Puissance	[W]
\dot{Q}_L	Puissance linéique	[W.m ⁻¹]
\dot{Q}_m	Débit massique	[kg.s ⁻¹]
\dot{Q}_v	Puissance volumique	[W.m ⁻³]
q	Densité du flux de chaleur	[W.m ⁻²]
R	Rayon	[m]
R_e	Rayon de la zone émettrice infrarouge	[m]
r_0	Rayon du faisceau incident	[m]

S	Surface	$[m^2]$
S_E	Entropie électronique	$[J.(kg.K)^{-1}]$
S_M	Entropie magnétique	$[J.(kg.K)^{-1}]$
S_R	Entropie du réseau cristallin	$[J.(kg.K)^{-1}]$
S_T	Entropie total	$[J.(kg.K)^{-1}]$
T	Température	[K]
T_i	Température initiale	[K]
T_C	Température de transition (Point de Curie)	[K]
t	Temps	[s]
U	Tension électrique	[V]
u	Vitesse	$[m.s^{-1}]$
u_m	Vitesse débitante mesurée	$[m.s^{-1}]$
u_{max}	Vitesse maximale	$[m.s^{-1}]$
u_{th}	Vitesse débitante théorique	$[m.s^{-1}]$

Symboles Grecs	Grandeur	Unité
α	Diffusivité thermique	$[m^2.s^{-1}]$
Γ	Intercorrélation	-
Δ	Opérateur Laplacien	-
Δr	Pas d'espace radial	[m]
Δt	Pas de temps	[s]
ΔT	Variation/ Écart de la température	[K]
Δz	Pas d'espace longitudinal	[m]
$\Delta\varphi$	Déphasage	[rad]
∇	Opérateur Nabla	-
δk	Écart-type de la pente k	-
δL	Incertitude de mesure de la longueur	[m]
$\delta\alpha$	Incertitude de mesure de la diffusivité thermique	$[m^2.s^{-1}]$
δ	Fluctuation du signal	-
ε	Rapport de longueur d'établissement	-
ε_L	Gradient spatial de vitesse	$[s^{-1}]$
ϑ	Coefficient de pondération	-
λ	Conductivité	$[W.(m.K)^{-1}]$
μ	Longueur de diffusion thermique	[m]
μ_0	Perméabilité magnétique du vide	$[N.A^{-2}]$
μ_r	Perméabilité magnétique du matériau	$[N.A^{-2}]$
ξ	Coefficient d'amortissement	-
π	Constant d'Archimède : 3,14	-
ρ	Masse volumique	$[kg.m^{-3}]$
ν	Viscosité cinématique	$[m^2.s^{-1}]$
φ	Phase	[rad]
Ω	Angle solide	[Sr]
ω	Pulsation	$[rad.s^{-1}]$
ω_n	Pulsation naturelle non amortie	$[rad.s^{-1}]$

Nombres Adimensionnels

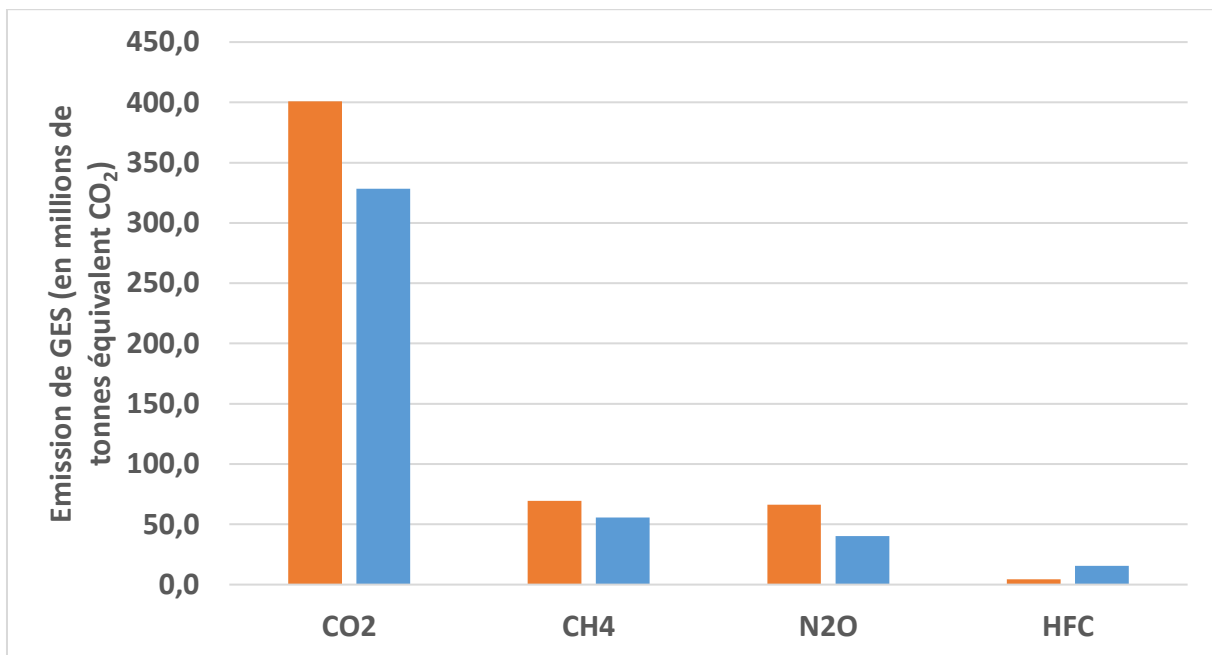
<i>Bi</i>	Nombre de Biot
<i>CFL</i>	Nombre de Courant
<i>Nu</i>	Nombre de Nusselt
<i>Pr</i>	Nombre de Prandtl
<i>Re</i>	Nombre de Reynolds
<i>r</i>	Coefficient r (voir CFL)
<i>Sc</i>	Nombre de Schmidt
<i>Va</i>	Nombre de Valensi
<i>Wo</i>	Nombre de Womersley

ABREVIATIONS

Symboles	Désignation
1D	Une dimension
2D	Deux dimensions
3D	Trois dimensions
AC	Courant alternatif
AMR	Régénérateur magnétique actif (Anglais : Active magnetic regenerator)
CAO	Conception assistée par ordinateur
CARMA	Caractérisation de matériaux magnétocaloriques
CEX	Échangeur froid (Anglais : Cold Exchanger)
CND	Contrôle non destructif
CTA	Centrale de traitement d'air
DFT	Transformation de Fourier discrète (Anglais : Discrete Fourier transform)
DSC	Calorimètre différentiel à balayage (Anglais : Differential Scanning Calorimetry)
EMC	Effet magnétocalorique
FEM	Méthode des éléments finis
FFT	Transformation de Fourier rapide (Anglais : Fast Fourier transform)
FI	Fenêtre d'interrogation
Gd	Gadolinium
HEX	Échangeur chaud (Anglais : Hot Exchanger)
LDV	Vélocimétrie laser Doppler (Anglais : Laser Doppler Velocimetry)
LFA	Diffusimètre Laser Flash
LIA	Amplificateur à détection synchrone (Anglais : Lock-in Amplifier)
MMC	Matériau magnétocalorique (Anglais : Magnetocaloric Material, MCM)
MPCG	Méthode de la plaque chaude gardée
OPC	Cellule photoacoustique ouverte (Anglais : Open Photoacoustic Cell)
PA	Photoacoustique
PIV	Vélocimétrie par images de particules (Anglais : Particle image velocimetry)
PTR	Photothermique radiométrique
VÉO	Visualisation d'écoulements oscillants

INTRODUCTION

Les besoins énergétiques destinés à la réfrigération sous toutes ses formes représentent une part importante de la consommation énergétique même si elle varie d'un pays à l'autre. Ce domaine représente 15% de la consommation de l'électricité mondiale et 26% de la consommation domestique de la France. La majorité des systèmes frigorifiques conventionnels est basée sur la technologie de la compression de fluides réfrigérants. L'utilisation de réfrigérants a exacerbé l'effet de serre et causé des problèmes tels que le réchauffement climatique et la dégradation de la couche d'ozone de la Terre. Dans ce contexte, la recherche de technologies de réfrigération alternatives est devenue un sujet de recherche et développement important au cours des trois dernières décennies.



Comparaison des émissions de gaz à effet de serre en France entre 1990 (Orange) et 2019 (Bleu) [Citepa, Inventaire format Secten, 2020]

Parmi les nombreuses technologies candidates, la réfrigération magnétique est considérée comme une technologie prometteuse pour la commercialisation en raison de sa grande efficacité. Théoriquement le coefficient de performance (**COP**) d'un système de réfrigération magnétique est 2 à 4 fois plus que celui des systèmes conventionnels. La réfrigération magnétique est basée sur l'effet magnétocalorique (**EMC**) qui fait référence au phénomène selon lequel la température de matériaux magnétocaloriques (**MMC**) augmente lorsqu'ils sont soumis à un champ magnétique croissant. Cet effet est plus marqué à la température proche du point de Curie où s'opère le changement de phase ferromagnétique - paramagnétique du matériau. Ce processus est réversible, c'est-à-dire que la température du matériau diminue lorsque le matériau se démagnétise. On peut créer un système de réfrigération magnétique à l'aide de ce phénomène pour transférer la chaleur entre une source froide et un puits chaud. L'élément clé d'un système de réfrigération magnétique est le régénérateur magnétique actif (**AMR**) qui contient des canaux constitués des MMC.

Cette thèse s'inscrit dans la poursuite des travaux de recherche réalisés par Alexandre Meunier au cours de son doctorat dans le cadre d'un partenariat entre l'entreprise Next°Pac et l'équipe Thermie du laboratoire Femto-ST. Les travaux de cette thèse sont concentrés sur 2 problématiques :

- De nombreux matériaux de réfrigération magnétique ont été inventés au cours des trente dernières années. Les chercheurs ont une connaissance détaillée des propriétés magnétocaloriques de ces matériaux, mais leurs propriétés thermiques n'ont pas été entièrement étudiées. En plus, ces propriétés varient brutalement dans la zone opérationnelle. Comment évoluent les propriétés thermiques du MMC en fonction de la température sans ou sous champ magnétique ? L'originalité de ce travail est de développer un outil métrologique permettant d'effectuer des mesures fines des propriétés thermiques du MMC grâce à une technique à très faible excitation thermique dans la zone opérationnelle pour réduire au minimum le gradient thermique interne.
- Le fluide caloporteur circule de manière alternée entre les deux sources de chaleur et l'AMR avec lesquelles il échange la chaleur produite ou absorbée par l'EMC. Les écoulements oscillants présentent dans certaines conditions des profils de vitesse particuliers, l'effet annulaire, qui pourrait potentiellement favoriser le transfert thermique fluide-MMC. À cet égard, les questions posées sont les suivantes : l'effet annulaire existe-il dans les écoulements oscillants générés au sein de notre démonstrateur magnétocalorique ? Comment évolue le champ de vitesse des écoulements dans un régénérateur magnétique ? L'originalité du travail ici est l'application des méthodes de vélocimétries non intrusives dans un régénérateur magnétique pour découvrir la particularité du champ de vitesse dans des écoulements oscillants générés dans une solution industrielle.

Ce manuscrit comporte cinq chapitres.

Le premier chapitre présente l'étude bibliographique de l'état de l'art concernant les différentes méthodes de caractérisation des propriétés thermiques des matériaux, et plus particulièrement la caractérisation thermique du gadolinium, le matériau magnétocalorique de référence. À la fin du chapitre on résume les avantages et les inconvénients de chaque méthode et une méthode qui s'adapte aux matériaux magnétocaloriques est retenue.

Le deuxième chapitre commence par une synthèse sur la réfrigération magnétique. Il présente la découverte de l'effet magnétique et l'évolution de la réfrigération magnétique. La deuxième partie du chapitre est un état de l'art sur l'écoulement oscillant qui est largement utilisé dans un AMR. Ayant connaissance de ces deux sujets, nous terminons le chapitre par une revue des modèles thermo-fluidiques d'AMR développés depuis 30 ans.

Le troisième chapitre concerne deux modèles numériques développés dans le cadre de cette étude et avec lesquels on valide la faisabilité de la méthode choisie pour la caractérisation du matériau.

Le quatrième chapitre présente les travaux expérimentaux réalisés pour la caractérisation du matériau. L'idée principale du banc d'essai à développer et les dispositifs expérimentaux

sont présentés dans la première partie du chapitre. Cette partie est d'ailleurs confidentielle et n'est pas présentée dans la version finale. Avant d'exposer les résultats expérimentaux, on documente les règles appliquées pour le traitement de données. La section des résultats expérimentaux est composée de 3 parties : les résultats de la caractérisation des matériaux courants permettant de valider expérimentalement la méthode ; les résultats sur les propriétés mesurées des matériaux magnétocaloriques sans champ magnétique et avec champ magnétique. Pour chaque résultat nous effectuons des comparaisons entre les échantillons du même matériau et des comparaisons inter-référentiels. À la fin du chapitre une nouvelle idée est développée pour évaluer les propriétés sous champ magnétique.

Le cinquième chapitre est dédié aux travaux expérimentaux sur la visualisation des écoulements oscillants et les mesures de vitesse associées. La première partie est une conception du banc d'essai à mettre en place. La deuxième partie constitue la présentation des premiers essais sur les écoulements permanents. La dernière est une présentation des résultats sur les écoulements oscillants. Des comparaisons sont effectuées pour analyser et expliquer des phénomènes imprévus dans les résultats.

1. ÉTAT DE L'ART : METROLOGIE THERMIQUE ET CARACTERISATION DU MATERIAU MAGNETOCALORIQUE

1.1 REVUES DES METHODES DE CARACTERISATION

1.1.1 INTRODUCTION DES PROPRIETES THERMIQUES

Quatre paramètres thermiques caractérisent les propriétés thermiques d'un matériau : la conductivité thermique λ , la capacité thermique spécifique C_p , la diffusivité thermique α et l'effusivité thermique b .

La conductivité thermique λ [$\text{W} \cdot (\text{m} \cdot \text{K})^{-1}$] caractérise le transfert thermique par conduction. Cette grandeur apparaît dans la loi de Fourier $q = -\lambda \nabla T$ où q est le flux thermique et ∇T est le gradient de température.

La capacité thermique spécifique massique C_p [$\text{J} \cdot (\text{K} \cdot \text{kg})^{-1}$] est la chaleur nécessaire pour augmenter de 1 K la température d'un objet d'une masse de 1 kg. Cette grandeur représente donc la capacité d'absorption ou de dégagement de chaleur d'une matière. Toute matière a sa propre capacité thermique qui dépend fortement de l'état physique de la matière.

La diffusivité thermique α [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$] exprime le rapport de la conductivité thermique à la capacité thermique massique.

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho C_p} \quad (1-1)$$

L'effusivité thermique b [$\text{J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1/2}$] d'un matériau mesure sa capacité à échanger de l'énergie thermique avec son environnement. L'effusivité et la diffusivité sont deux paramètres qui caractérisent l'inertie thermique d'un matériau.

$$b = \sqrt{\lambda \rho C_p} \quad (1-2)$$

1.1.2 METHODES DE MESURE DE LA CONDUCTIVITE THERMIQUE

Selon le régime du transfert de chaleur, les méthodes de mesure sont divisées en méthodes stationnaires et méthodes transitoires. La théorie des méthodes stationnaires est généralement basée sur la loi de Fourier 1D. Puisqu'il faut attendre l'établissement du champ de la température au sein de l'échantillon, ce type de méthodes est très longue. En revanche, les méthodes transitoires utilisent une durée de mesure très courte. L'inconvénient des méthodes transitoires est que le traitement des données est plus complexe.

- **Méthode de la Plaque Chaude Gardée (MPCG)**

Développée depuis l'année 1912 par Poensgen [1], la méthode de la plaque chaude gardée est la méthode la plus utilisée pour mesurer la conductivité de matériaux isolants. Son principe de fonctionnement est illustré sur la Figure 1.1-1.

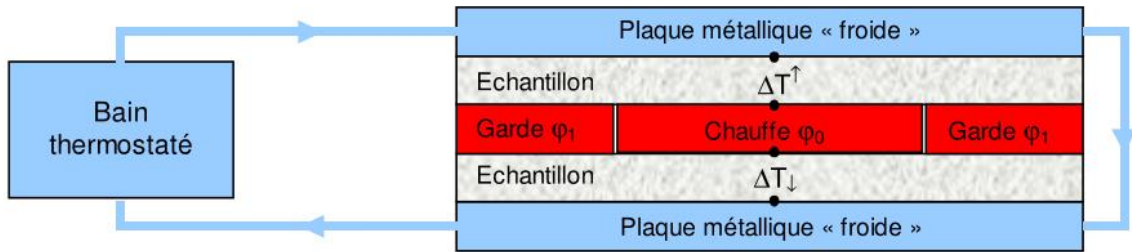


Figure 1.1-1 Représentation du principe de la méthode de la plaque chaude gardée

Deux échantillons se situent entre une couche chauffante et deux plaques métalliques froides sous forme de sandwich. Les plaques froides sont constituées d'un matériau très conducteur pour pouvoir maintenir la température des échantillons. La couche chauffante est composée d'une plaque chauffante principale et d'une plaque chauffante gardée. L'objectif de la mise en place de ces deux plaques gardées est d'assurer que les lignes de flux de chaleur soient normales à la surface de l'échantillon. (Voir Figure 1.1-2)

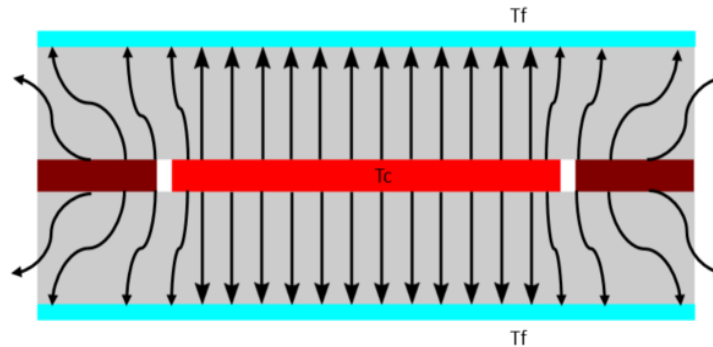


Figure 1.1-2 Représentation du champ linéaire au centre d'un appareil MPCG

On dénomme \dot{Q} la puissance générée par la plaque chauffante principale et S sa surface. Pour un échantillon d'épaisseur l , la conductivité thermique se calcule avec l'écart de la température ΔT :

$$\lambda = \frac{l\dot{Q}}{2S(\Delta T)} \quad (1-3)$$

- **Méthode du fil chaud**

La méthode du fil chaud est la plus ancienne méthode transitoire pour la mesure de la conductivité. En 1931 Stålhane et Pyk [2] ont utilisé cette méthode pour mesurer la conductivité thermique des solides et des poudres. Ils sont considérés comme les pionniers de la technique du fil chaud transitoire. Cette méthode fait référence pour la mesure de la conductivité des liquides et des gaz. Le principe de la méthode est basé sur l'élévation de température ΔT d'une source de chaleur linéique de puissance \dot{Q}_L enveloppée dans un échantillon pendant une courte durée d'échauffement entre les instants t_{min} et t_{max} . Le calcul montre que ΔT est proportionnel à $\ln(t)$. La pente k de la courbe $\Delta T(\ln(t))$ permet de déduire la conductivité thermique de l'échantillon. (Voir l'équation 1-4)

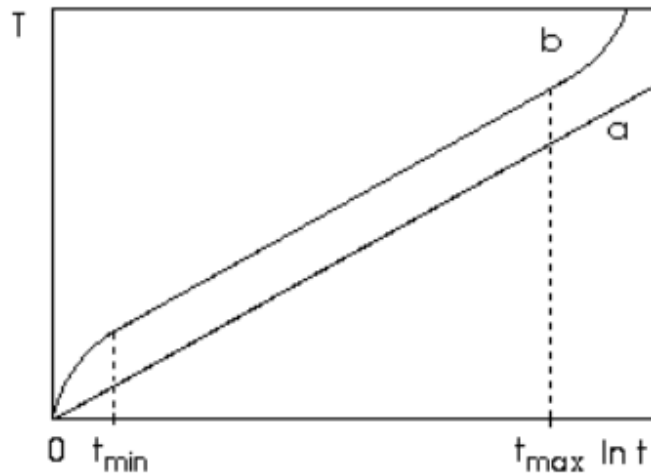


Figure 1.1-3 Élévation de la température en fonction du temps. Courbe théorique : a ; Courbe réelle : b

$$\lambda = \frac{\dot{Q}_L}{4\pi k} \quad (1-4)$$

- **Méthode du ruban chaud**

La méthode du ruban chaud fut développée au début des années 1990 [3]. Elle utilise une sonde à double hélice de type disque à couche mince comme à la fois la source de chaleur plane et capteur de température. Cette structure minimise la surface de la sonde et maximise la résistance électrique, augmentant ainsi la sensibilité de l'enregistrement instantané de la température. (Voir Figure 1.1-4)

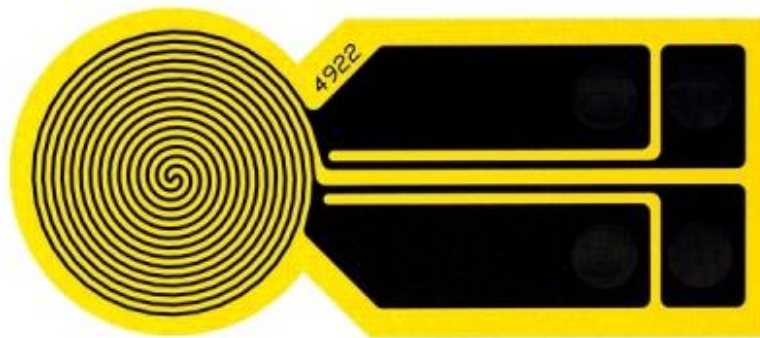


Figure 1.1-4 Photo du capteur de température

Lors de la mesure, la sonde est placée entre deux surfaces lisses et plates de l'échantillon. Quand le courant passe à travers la sonde, la chaleur est générée pour élever la température de la sonde. En même temps, la chaleur générée diffuse des deux côtés de la sonde. La dynamique de transfert thermique dépend des propriétés thermiques du matériau et des dimensions de la sonde. La variation de la résistance électrique de la sonde renseigne sur l'évolution de sa température. La conductivité thermique du matériau peut être calculée par l'évolution de la température mesurée et le temps de réponse de la sonde.

- Bilan

Méthode	Régime	Matière applicable	Plage de conductivité [W.(m.K) ⁻¹]	Avantages	Inconvénients
MPCG	Stationnaire	Matériau isolant	0-2	Très haute précision	Dispositifs coûteux, Durée de mesure très longue
Méthode du fil chaud	Transitoire	Liquide, gaz, solide, nanofluide,	0,15-25	Technique précise dans une large plage de température et de pression ; Exigence faible pour l'environnement	Non valable pour les matériaux anisotrope
Méthode du ruban chaud	Transitoire	Solide, liquide, matériau à couche mince	0,01-500	Large gamme de matériaux applicables	Hypothèses très simplifiées, faible reproductivité

Tableau 1.1-1 Résumé des méthodes de mesure de la conductivité

1.1.3 METHODES DE MESURE DE LA CAPACITE CALORIFIQUE

Le scientifique écossais Joseph Black, au XVIII^e siècle, a remarqué que des masses égales de substances différentes avaient besoin de différentes quantités de chaleur pour les élever à une température donnée à travers le même intervalle de temps, et, à partir de cette observation, il a fondé le concept de la notion de chaleur spécifique.

En fonction du régime de flux de chaleur, les différentes méthodes de mesure de la capacité thermique d'un solide sont classées dans trois catégories : la méthode stationnaire, la méthode quasi-stationnaire et la méthode transitoire. Trois méthodes correspondant à ces trois catégories, sont présentées.

- Calorimétrie adiabatique de type Nernst

La calorimétrie adiabatique est la technique la plus ancienne pour mesurer la capacité calorifique. Une des conceptions très connues est la calorimétrie de type Nernst [4] qui est conçue pour la mesure aux basses températures. D'autres méthodes comme la méthode par chute et la méthode sphérique sont aussi beaucoup utilisées en fonction des conditions expérimentales.

Le dispositif est composé d'un échantillon, d'une enceinte sous vide, d'un fil chauffant, d'un vase de Dewar et de thermocouples. Cette enceinte sous vide située dans un vase de Dewar est remplie de liquide. Le choix du liquide dépend de la condition expérimentale exigée, tels que l'azote ou l'hélium liquide pour une condition cryogénique, la glace sèche ou l'éthanol pour une condition de température basse. L'échantillon est chauffé et la température de l'échantillon est relevée par les thermocouples. Il faut remarquer que l'énergie est absorbée à la fois par l'échantillon et le support d'échantillon. Afin d'évaluer correctement l'énergie absorbée par l'échantillon, il faut effectuer un test à vide. On considère que la quantité

d'énergie Q est injectée dans l'échantillon de masse m . En prenant en compte la variation de la température de l'échantillon ΔT , la capacité calorifique C_p est déterminée ainsi :

$$C_p = \frac{Q}{m\Delta T} \quad (1-5)$$

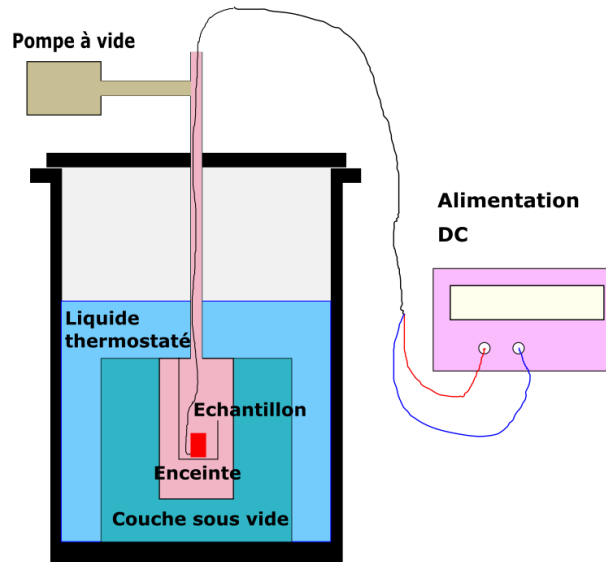


Figure 1.1-5 Représentation du montage expérimental de la calorimétrie adiabatique

- **Calorimétrie AC (Alternative Current Calorimetry)**

Développée par Sullivan et Seidel en 1968 [5], la calorimétrie AC est utilisée pour mesurer la capacité calorifique aux basses températures. Le principe de fonctionnement de cette méthode est de chauffer périodiquement l'échantillon de masse m par effet Joule de puissance \dot{Q} avec une pulsation ω . Lorsque l'équilibre thermique est atteint dans l'échantillon, la courbe de température peut être décomposée en parties alternative (AC) et continue (DC). Le traitement simplifié est donné par Baloga et Garland [6]. Ils montrent que l'amplitude d'oscillation ΔT de la température est inversement proportionnelle à la capacité calorifique de l'échantillon. Pour une fréquence élevée, la capacité calorifique s'exprime ainsi :

$$C_p = \frac{\dot{Q}}{4m\omega\Delta T} \quad (1-6)$$

- **Calorimétrie DSC (Differential Scanning Calorimetry)**

Le calorimètre différentiel à balayage est une technique d'analyse thermique qui mesure la différence de puissances amenées à l'échantillon et au matériau de référence en fonction de la température. La technique a été développée par Watson et al. en 1962 [7]. Elle est capable de mesurer le point de fusion, le point d'ébullition, la transition vitreuse, la capacité thermique, la température de cristallisation, la chaleur de réaction chimique des matériaux solides, y compris des matériaux polymères, et des liquides.

En fonction des paramètres concernés, la technique DSC est divisée en DSC à compensation de puissance et DSC à flux de chaleur.

Dans une DSC à compensation de puissance, l'échantillon de masse m_e et le matériau de référence de masse m_r sont chauffés séparément aux puissances P_e et P_r mais les températures sont maintenues identiques. Connaissant la capacité calorifique du matériau de référence C_{pr} , la capacité calorifique de l'échantillon se calcule par le rapport de puissance P_e et P_r (Voir l'équation 1-7).

$$C_{pe}(T) = \frac{m_r}{m_e} \left(\frac{P_e}{P_r} \right) C_{pr}(T) \quad (1-7)$$

Dans une DSC à flux de chaleur, il n'y a qu'une seule source de chaleur qui chauffe à la fois l'échantillon à tester et l'échantillon de référence. La capacité calorifique de l'échantillon se calcule par le rapport des élévations ΔT de la température de chaque échantillon (Voir l'équation 1-8).

$$C_{pe}(T) = \frac{m_r}{m_e} \left(\frac{\Delta T_r}{\Delta T_e} \right) C_{pr}(T) \quad (1-8)$$

L'échantillon de référence utilisé depuis 40 ans est le saphir artificiel ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$). Sa capacité thermique est calculée précisément en fonction de la température par une fonction polynomiale du type suivant [8] :

$$C_{pr} = \sum_{i=0}^6 \frac{a_i}{i!} (T - T_0)^i \quad (1-9)$$

• Bilan

Méthode	Régime	Méthode de mesure	Incertitude	Avantages	Inconvénients
Calorimétrie adiabatique	Stationnaire	Absolue	0,2 %	Très haute précision si l'évaluation de la perte est correcte	Mise en place difficile d'une isolation thermique complète autour de l'échantillon.
Calorimétrie AC	Quasi-stationnaire	Absolue	1-8 %	Très haute sensibilité pour les mesures de petites variations	Incertitude élevée, Méthode applicable aux petits échantillons
Calorimétrie DSC	Transitoire	Comparative	3 %	Méthode rapide et valable pour tous les matériaux	Manipulation complexe, Incertitude relativement élevée

Tableau 1.1-2 Résumé des méthodes de mesure de la capacité calorifique

1.1.4 METHODES DE MESURE DE LA DIFFUSIVITE THERMIQUE

La diffusivité thermique est une grandeur intrinsèque qui caractérise la réponse thermique du matériau soumis à un changement de température. Il faut noter que la diffusivité n'existe que dans le régime instationnaire. En régime stationnaire, la température n'évolue pas en fonction du temps, la diffusivité ne joue donc pas un rôle dans ce cas-ci.

Selon le mode de chauffage, ces méthodes peuvent être divisées en chauffage impulsionnel et chauffage modulé.

- Méthodes impulsionnelles
- Méthode Flash

Proposée initialement par Parker et al. en 1961 [9], la méthode Flash est aujourd'hui la plus connue et la plus utilisée grâce à son caractère rapide et pratique. Cette méthode est valable pour une large gamme de matériaux. Elle est prise par de nombreux pays pour norme de la mesure de diffusivité thermique.

Le principe de fonctionnement est d'exciter uniformément l'échantillon de la forme d'un disque d'épaisseur L sur sa face avant pendant une très courte durée (millisecondes) par une source lumineuse très puissante. Sachant que la température sur la face arrière peut atteindre T_m , l'évolution de cette température en fonction du temps dans l'équation (1-10) est représentée Figure 1.1-6:

$$\frac{T(L, t)}{T_m} = \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \exp\left(\frac{-n^2 \pi^2}{L^2} \alpha t\right) \right] \quad (1-10)$$

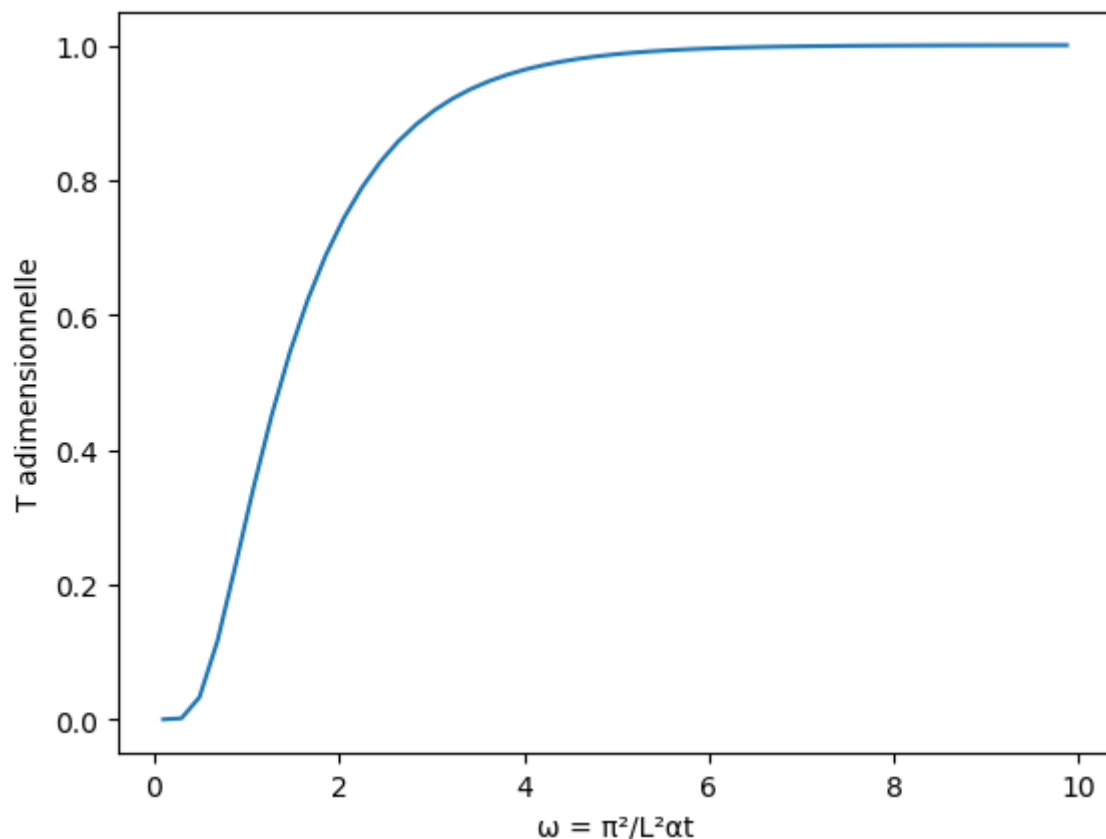


Figure 1.1-6 Évolution de la température en fonction du temps avec la méthode Flash

La diffusivité est calculée à travers le temps caractéristique $t_{1/2}$ de la courbe d'élévation de la température sur la face arrière de l'échantillon.

$$\alpha = \frac{0,139L^2}{t_{1/2}} \quad (1-11)$$

En 1977, Degiovanni [10] a proposé de mesurer plusieurs couples de points aux temps caractéristiques au lieu d'un seul point du thermogramme afin de diminuer l'incertitude de mesure. (Voir Figure 1.1-7)

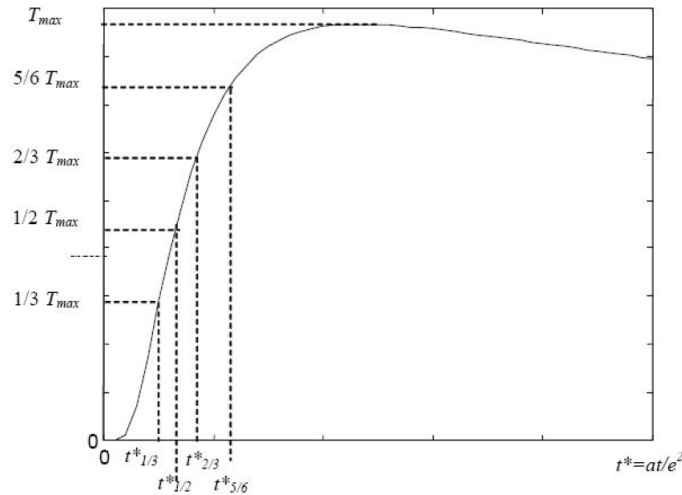


Figure 1.1-7 Représentation de la méthode de temps caractéristique de Degiovanni [10]

La diffusivité peut être déterminée par les relations suivantes :

$$\alpha = \frac{L^2}{t_5^2} \left[0,818 - 1,708 \left(\frac{t_1}{t_5} \right) + 0,885 \left(\frac{t_1}{t_5} \right)^2 \right] \quad (1-12)$$

$$\alpha = \frac{L^2}{t_5^2} \left[0,954 - 1,581 \left(\frac{t_1}{t_5} \right) + 0,558 \left(\frac{t_1}{t_5} \right)^2 \right] \quad (1-13)$$

$$\alpha = \frac{L^2}{t_5^2} \left[1,131 - 1,222 \left(\frac{t_2}{t_5} \right) \right] \quad (1-14)$$

Depuis les années 1980, l'utilisation des caméras infrarouges dans le cadre du Contrôle Non Destructif (CND) a inspiré aux chercheurs thermiciens pour développer une méthode pour mesurer la diffusivité en utilisant cette dernière technologie. Entretemps, A. Degiovanni et son équipe ont complété ces modèles analytiques de conduction thermique dans les cas bidimensionnels et tridimensionnels. D'après son article de 1994 [11], ils ont ordonné tous les outils mathématiques et proposé les différentes solutions qui s'adaptent aux cas fréquents de conduction thermique. Parallèlement, la méthode Flash a été développée pour s'adapter aux matériaux anisotropes [12], aux milieux poreux [13] ainsi qu'aux liquides [14].

- *Méthode thermographique*

En principe, l'avantage des méthodes thermographiques est lié à la possibilité d'obtenir une analyse résolue en temps ou en espace de la température de surface de l'échantillon mais sans être restreinte à un seul point comme dans le cas des techniques photothermiques. Ainsi, les nouvelles approches d'évaluation de la diffusivité thermique deviennent possibles.

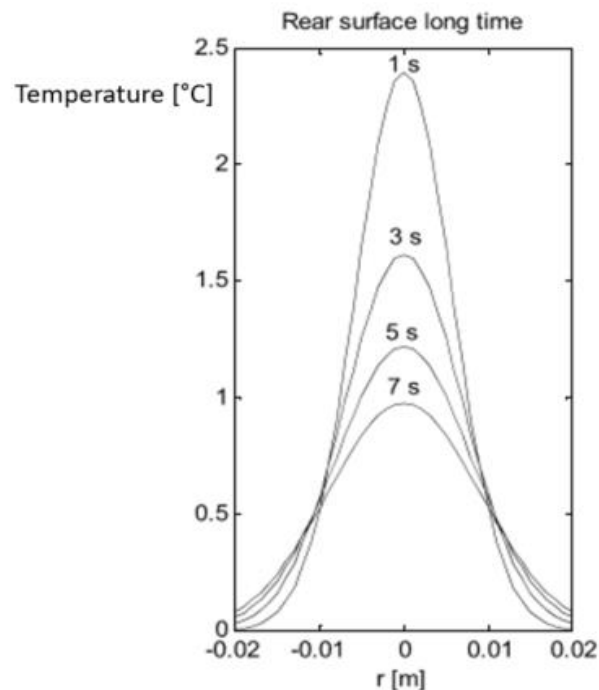


Figure 1.1-8 Évolution typique du champ de la température du matériau après excitation impulsionnelle

Une approche a été réalisée en 2001 par F. Cernuschi et al. [15]. Le principe de cette méthode est d'exciter l'échantillon sur la face avant par une source laser gaussienne de rayon R pendant une très courte durée. La distribution de la température autour du point d'excitation est également de la forme gaussienne. L'évolution de l'écart-type de cette distribution en fonction du temps $\sigma(t)$ sur le point d'excitation peut conduire à la détermination de la diffusivité. D'après le calcul de Cernuschi, la diffusivité est calculée par l'équation (1-15).

$$\alpha = \frac{2\sigma^2 - R^2}{8t} \quad (1-15)$$

- *Méthode d'Angström*

Ayant pour objectif de mesurer la diffusivité du cuivre et du fer, cette méthode fut développée par le scientifique suédois Angström en 1861 [16] pour améliorer les méthodes existantes à l'époque.

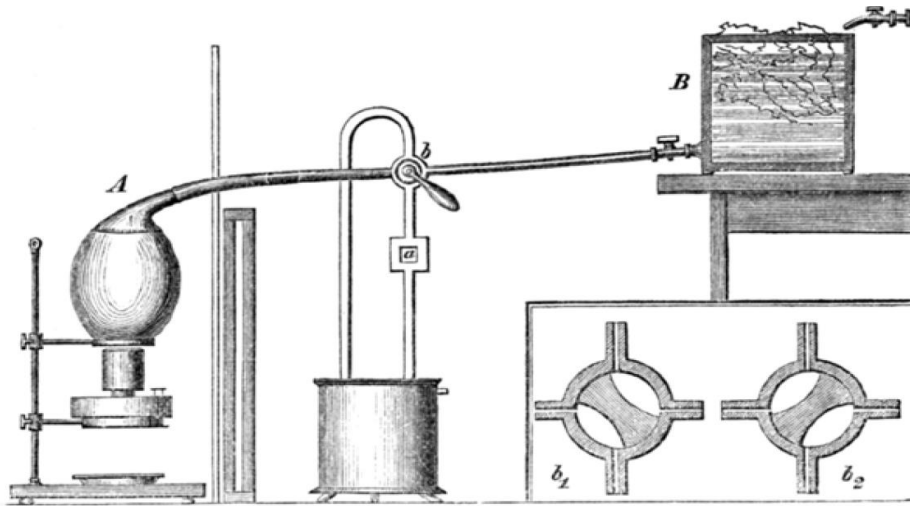


Figure 1.1-9 Représentation du banc d'essai d'Angström[16]

Sur son banc d'essai, l'échantillon de la forme d'un barreau parallélépipédique est chauffé et refroidi périodiquement avec une fréquence f par l'injection de vapeur et d'eau froide sur une des extrémités. Le barreau est considéré comme infiniment long. Des thermomètres sont insérés dans le barreau avec un écart fixe de L . Il a observé que l'amplitude de la température s'atténue de manière exponentielle le long de l'échantillon. De plus, un déphasage $\Delta\varphi$ existe entre deux points de mesure. La diffusivité peut être calculée par le rapport d'atténuation K des températures $T(0)$ et $T(L)$ ou par le déphasage $\Delta\varphi$.

$$\alpha = \frac{L^2\pi f}{\Delta\varphi^2} \text{ ou } \alpha = \frac{L^2\pi f}{(\ln K)^2} \text{ avec } K = \frac{T(L)}{T(0)} \quad (1-16)$$

- **Méthode photothermique modulée**

La méthode photothermique modulée est une variante de la méthode d'Angström. Au lieu d'imposer une température périodique à l'extrémité du barreau, on utilise une source de chaleur émettant un flux thermique périodique. Ce changement des conditions aux limites apporte plus de possibilités à la fois pour les moyens d'excitation et pour les moyens de détection.

Les méthodes photothermiques modulées datent des années 1970s. Les méthodes proposées à l'époque utilisent quasiment toutes une source de chaleur lumineuse. La réponse thermique du matériau soumis à cette excitation peut être détectée de manière directe ou indirecte. Selon les techniques de détection utilisées, nous subdivisons la méthode photothermique modulée en plusieurs méthodes telles que la méthode photoacoustique (PA), la méthode radiométrique (PTR), la méthode mirage. Un des avantages de ces méthodes est que la diffusivité est déterminée par une approche linéaire entre deux paramètres mesurables.

Ces méthodes sont basées sur la connaissance de la longueur de diffusion μ . Pour un matériau opaque soumis à une excitation périodique, sa longueur de diffusion $\mu = \sqrt{\frac{\alpha_{max}}{\pi f}}$ est définie par la fréquence d'excitation et la diffusivité thermique du milieu. Il est souvent considéré que l'amplitude de « l'onde » thermique qui se propage dans le matériau décroît de 95% au bout de 3μ [17]. Si la longueur caractéristique de l'échantillon, qui dépend de la

direction d'observation, est deux fois plus grande que μ , l'échantillon est considéré comme « thermiquement épais ». Si cette longueur caractéristique est de l'ordre de μ , l'échantillon est considéré comme « thermiquement mince ».

- *Méthode photoacoustique*

La base de la théorie sur la technique photoacoustique (PA) a été fondée par Rosencwaig et Gersho en 1976 [18]. La mesure de la diffusivité par la méthode photoacoustique a été proposée par Adams et Kirkbrugh en 1977 [19] lors du développement d'une théorie pour la spectrométrie photoacoustique. L'échantillon est placé dans une cellule fermée de volume fixe. L'excitation thermique modulée de l'échantillon entraîne une dilatation périodique de gaz près de ses surfaces. Cette variation de pression du gaz est détectée par un microphone et traitée par un amplificateur à détection synchrone. En fonction de l'emplacement du microphone, on est capable de mesurer l'amplitude et la phase du côté excité ou du côté non excité de l'échantillon à tester.

Dans leurs travaux théoriques, Adams et al. ont clairement distingué les conditions aux limites d'Angström des conditions de flux périodique imposé et a donné une solution analytique pour la distribution de température du matériau dans le deuxième cas. Il a démontré que la phase en fonction de la racine carrée de la fréquence $\varphi (f^{1/2})$ et la phase en fonction de la distance $\varphi (x)$ étaient linéaires. La pente k de ces courbes est liée à la longueur de diffusion μ , qui dépend de la diffusivité thermique.

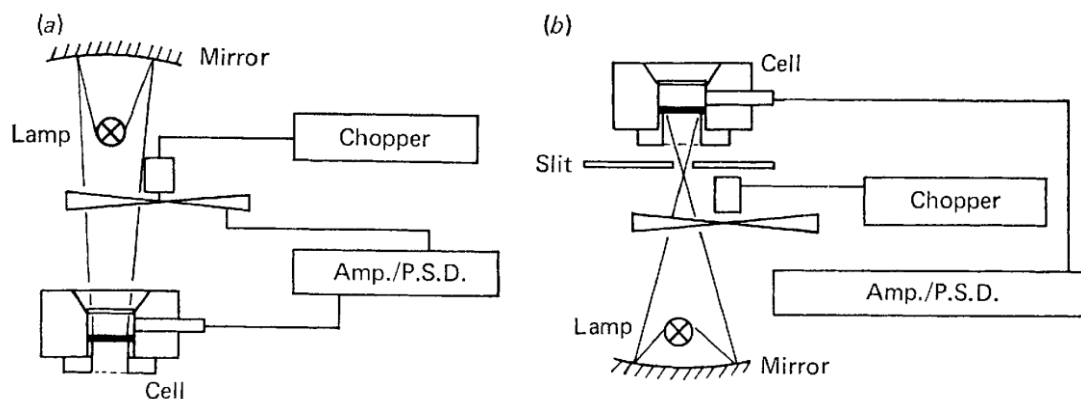


Figure 1.1-10 Représentation du banc d'essai photoacoustique d'Adams. Détection sur la face avant (à gauche) et sur la face arrière (à droite) [20]

Adams a mesuré la diffusivité du cuivre et du verre en utilisant cette méthode. Les résultats expérimentaux sont cohérents mais contiennent des erreurs non négligeables. Pessoa[21] a utilisé cette méthode pour caractériser les semi-conducteurs. Les erreurs par rapport aux bases de données de la littérature restent inférieures à 5 %.

- *Méthode de calorimétrie AC*

La méthode de calorimétrie AC a été initialement proposée par Hatta et son équipe en 1985 [22] qui s'est inspirée de la méthode de détermination de la capacité calorifique. Le principe de fonctionnement de cette méthode est similaire à celui de la méthode photoacoustique. Dans ses travaux théoriques Hatta et al. ont construit un modèle décrivant la propagation monodirectionnelle du flux de chaleur au sein d'une couche mince soumise à

une excitation uniforme. Il a démontré qu'une relation linéaire existe non seulement dans les courbes de φ ($f^{1/2}$) et $\varphi(x)$ mais aussi dans la courbe de $\ln|T(x)|/f^{1/2}$ en fonction de x (Voir l'équation 1-17). Sachant que \dot{Q} est la puissance de la source d'excitation et d l'épaisseur de l'échantillon.

$$T(x) = \left(\frac{\dot{Q}}{2\omega C_p d} \right) \exp(-\mu x) \exp\left(-i\left(\frac{x}{\mu} + \frac{\pi}{2}\right)\right) \quad (1-17)$$

Ayant pour objectif de caractériser les couches minces, il utilisa un masque pour soustraire une partie de l'échantillon de l'excitation. Des thermocouples placés dans la partie masquée permettent de mesurer l'amplitude de la variation de la température. Par rapport aux résultats mesurés par la méthode Flash, les erreurs inférieures à 5 % prouvent la fiabilité de la méthode de calorimétrie AC.

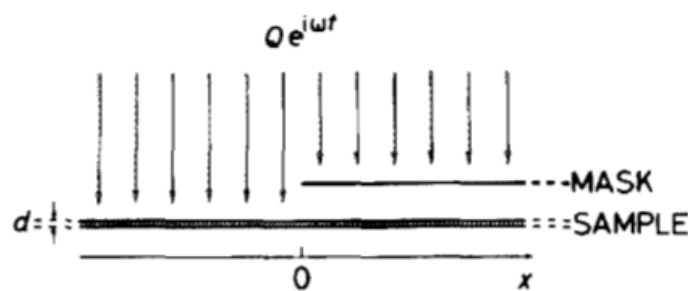


Figure 1.1-11 Représentation de la méthode de calorimétrie AC [22]

Par ailleurs, l'équipe de Hatta a contribué énormément au développement de la méthode de calorimétrie AC. Entre 1986 et 1993, ils ont publié 6 articles en discutant l'impact du joint de thermocouple [23], l'impact de la géométrie de l'échantillon [24], l'impact de la perte de chaleur dans le cas de la caractérisation d'un fil fin [25], l'impact de la couche d'air dans le cas de matériaux peu conducteurs [26], l'impact de l'effet de bord en cas de matériaux très conducteurs et finalement [27], l'application du laser dans la méthode de calorimétrie AC [28].

- *Méthode de déflexion (Méthode de mirage)*

La méthode de déflexion (ou méthode de mirage) a été initialement développée par Boccara et al. en 1980 [29]. Cette technique est largement utilisée pour caractériser les propriétés du matériau telles que la diffusivité thermique et le coefficient d'absorption spectrale.

Lorsqu'un échantillon est excité périodiquement par un faisceau lumineux monochromatique (Exciting beam), un champ de température périodique se forme dans la couche d'air au-dessus de la zone excitée. Quand un faisceau sonde continu (Probe beam) balaie la surface de l'échantillon, la déflexion du faisceau se produit.

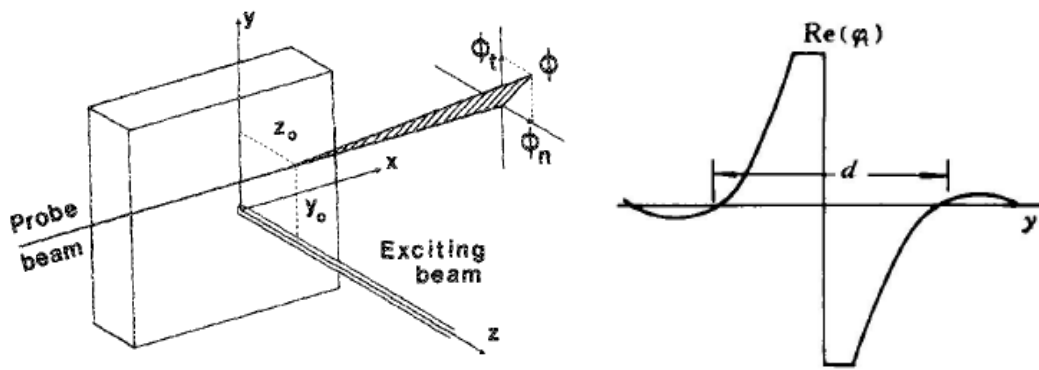


Figure 1.1-12 Géométrie pour la déflexion "mirage" [30]

La déflexion angulaire peut être décomposée en une composante normale ϕ_n et une composante transversale ϕ_t . Puisque le faisceau d'excitation est modulé, ces deux composantes sont des nombres complexes. La distance d est définie par les premiers points de passage à 0 non centraux de la partie réelle de la composante transversale $Re(\phi_t)$. Pour cette raison, cette méthode s'appelle aussi « zero-crossing method ». Pour différentes fréquences de modulation, différentes valeurs de d peuvent être obtenues. Kuo et al. ont [31] démontré que la variation de d en fonction de $f^{1/2}$ était linéaire. La pente k de cette droite permet de remonter à la diffusivité thermique du matériau:

$$k = \sqrt{1,44 \pi \alpha} \quad (1-18)$$

Salazar et al. ont [30] étudié la linéarité de la relation $d(f^{1/2})$ en fonction des propriétés thermiques et optiques du matériau à tester. Il a réécrit l'expression ci-dessus et indiqué que la valeur 1,44 de la constante n'était valable que pour un matériau thermiquement épais :

$$k = \sqrt{\gamma \pi \alpha}$$

Dans ses travaux ultérieurs, Salazar a généralisé ces méthodes en utilisant des relations linéaires entre deux paramètres mesurables. Il a discuté en particulier l'impact de la taille du faisceau laser [32]. Il a contribué aussi à l'application de la méthode de mirage pour la caractérisation de matériaux anisotropes et de matériaux multicouche [31][32].

Il faut remarquer que le faisceau sonde peut être placé en parallèle au faisceau d'excitation mais écarté d'une distance x . Cette technique s'appelle alors la technique de réflectance ou bien « Microscopie photothermique à photo-réflexion » [35]. La propagation de « l'onde » thermique à la surface de matériau provoque la variation périodique de la réflectivité optique du matériau. À la place de mesurer le décalage du faisceau sonde, la phase φ du signal de réflexion optique du faisceau sonde est mesurée. Les courbes $\varphi(x)$ et $\varphi(\sqrt{f})$ sont également des droites. La pente k de ces deux courbes concerne la longueur de diffusion μ .

- *Méthode photothermique radiométrique*

La méthode photométrique radiométrique (PTR method) est une méthode très similaire à la méthode photoacoustique. Au lieu de détecter par microphone la variation de pression en face arrière de l'échantillon soumis à l'excitation périodique, on mesure directement le rayonnement infrarouge émis par l'échantillon à l'aide d'un détecteur infrarouge ou d'une

caméra infrarouge. La détection infrarouge peut être réalisée en face avant, donc sur le même côté que la source, ce qui est appelé la technique de réflexion ; ou bien en face arrière, donc le détecteur infrarouge est placé derrière l'échantillon, ce qui est appelé la technique de transmission. Pour les matériaux opaques homogènes isotropes et thermiquement épais, la pente des courbes $\varphi(x)$ et $\varphi(vf)$ reste encore valable pour déterminer la diffusivité thermique.

L'utilisation de la méthode PTR remonte à la fin des années 1970 quand Nordal et Kanstad [36] ont proposé d'utiliser une nouvelle technique de spectroscopie en 1979. Depuis lors, la méthode PTR est devenue un moyen d'explorer la structure interne de l'objet telle que la détection de défauts dans les matériaux et l'estimation d'épaisseur de revêtement, etc.

L'utilisation de la méthode PTR pour mesurer la diffusivité thermique du matériau a commencé depuis l'année 90s. Qian et Li [37] et Fabbri et Fenici [38] ont développé respectivement leurs modèles analytiques 2D axisymétriques. Le modèle de Qian & Li utilise l'hypothèse de l'excitation uniforme 1D. Fabbri & Fenici ont pu discuter l'impact du faisceau gaussien sur la distribution du champ de la température 3D. Les deux travaux ont présenté des incertitudes inférieures à 5 %.

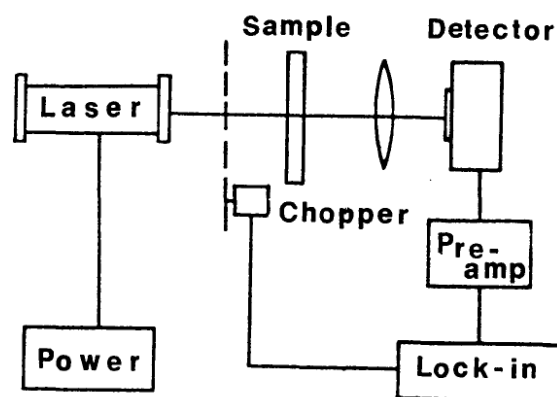


Figure 1.1-13 Représentation du principe de fonctionnement de la méthode PTR [37]

Wang et al. [39] ont développé cette méthode pour l'échantillon cylindrique. André et al. [40] ont appliqué cette méthode pour les matériaux semi-transparents en introduisant des nouveaux modèles analytiques par conception quadripôle. Perez et Autrique [17] ont utilisé cette méthode pour les matériaux orthotropes. Une caméra infrarouge a été placée au-dessus de l'échantillon permettant de visualiser le champ de la température. L'identification de la diffusivité a été réalisée par méthode inverse. Autrique et al. [41] ont couplé l'utilisation du modèle d'éléments finis à la méthode inverse pour améliorer l'identification de la diffusivité. La méthode a été également appliquée pour la caractérisation de liquides [42], de peintures intumescents [43] et de multicouches biologiques [44].

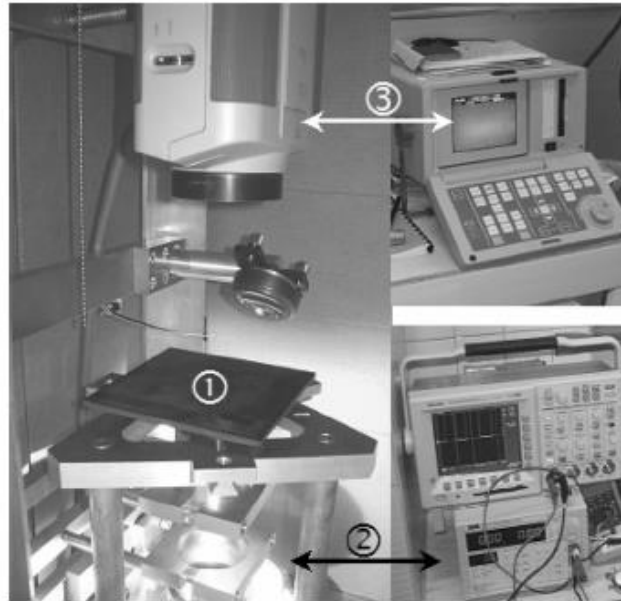


Figure 1.1-14 Banc d'essai PTR au laboratoire de thermocinétique de Nantes [17]

(1) L'échantillon placé sur un appareil optique Kohler. (2) Excitation thermique par une lampe halogène. (3) Caméra thermique associée au traitement de signal

• Bilan

Méthode	Mode d'excitation	Incertitude	Avantages	Inconvénients
Méthode Flash	Impulsionnel	2 %	Méthode rapide, applicable à une large gamme de matériaux	Préparation exigeante de l'échantillon à tester
Méthode de thermographie	Impulsionnel	3 %	Méthode précise, rapide	Rapport signal/bruit faible et dépendant du système
Méthode d'Angström	Modulé	3 %	Méthode simple, assez précise	Non applicable pour les matériaux isolants, Mesure relativement lente
Méthode photoacoustique	Modulé	5 %	Méthode applicable à une large gamme de matériaux	Mesure perturbée par la déformation thermoélastique de l'échantillon Non applicable pour les matériaux peu conducteurs
Méthode de Calorimétrie AC	Modulé	5 %	Méthode simple, rapide et assez précise	Paramétrage exigeant pour obtenir des résultats assez précis
Méthode de mirage	Modulé	5 %	Méthode simple non intrusive. Valable pour les matériaux isotropes et anisotropes	Non applicable pour les matériaux peu conducteurs. Dispositif expérimentaux coûteux
Méthode photothermique radiométrique	Modulé	5 %	Méthode applicable aux matériaux de grandes dimensions	Influence par transparence infrarouge de matériau

Tableau 1.1-3 Résumé des méthodes de mesure de la diffusivité thermique

1.1.5 METHODES DE MESURE DE L'EFFUSIVITE THERMIQUE

L'effusivité thermique est la capacité d'un matériau à transférer de l'énergie thermique avec son environnement. Cette propriété intervient souvent dans la description du phénomène des chocs thermiques. L'effusivité joue un rôle important dans différents domaines comme le génie civil et la métallurgie.

Toutes les méthodes de mesure de la diffusivité peuvent mesurer l'effusivité thermique de manière absolue si l'évolution de la température et l'énergie reçue par l'échantillon sont connues.

- **Méthode de sonde plane**

La méthode de sonde plane a été introduite par Zhang et Degiovanni en 1993 [45]. Le dispositif expérimental de cette méthode est similaire à celui de « la méthode du ruban chaud » décrite dans la section 1.1.2. La sonde thermique située au milieu de deux échantillons permet à la fois de chauffer l'échantillon et de mesurer la température en son centre. Quatre modèles analytiques ont été développés pour aider l'ajustement des courbes de mesure. La pente du thermogramme $T(t^{1/2})$ sert à déterminer l'effusivité de l'échantillon. Cette méthode a été commercialisée.

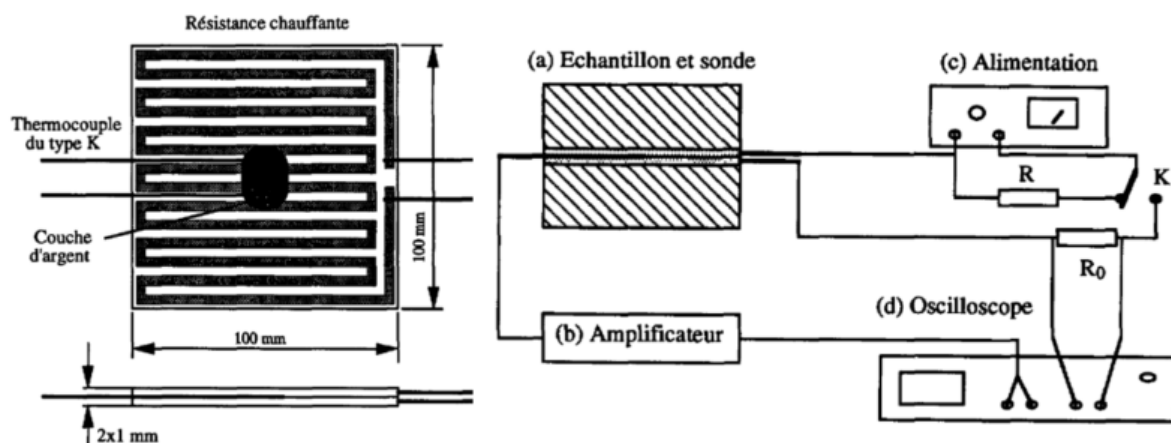


Figure 1.1-15 Représentation schématique de mesure par sonde plane de Zhang et Degiovanni. Sonde thermique (à gauche) ; Ensemble du dispositif expérimental (à droite) [45]

- **Méthode Flash**

Avec la méthode Flash on est théoriquement capable de mesurer simultanément la diffusivité et l'effusivité. Mais en pratique cette possibilité ne fonctionne pas. La mesure directe de l'effusivité par méthode photothermique radiométrique en face avant nécessite de connaître plusieurs paramètres telles que l'absorptivité monochromatique directionnelle de la surface, son émissivité hémisphérique globale de surface et la fonction d'étalonnage qui interprète le signal du détecteur en température du corps noir. Ainsi, l'emploi de cette méthode est souvent accompagné par une mesure indirecte ou comparative.

Dans ce contexte une nouvelle conception utilisant une structure bicouche a été proposée par Depriester et al. [46] en 2005 pour une méthode à chauffage modulé. En 2015 Pech-May et al. [47] ont étendu cette structure à la méthode Flash. La nouveauté de cette

méthode est de plaquer un module de liquide, dont les propriétés thermiques sont connues, sur la face arrière de l'échantillon. L'effusivité est obtenue par l'ajustement du thermogramme expérimental et du modèle analytique.

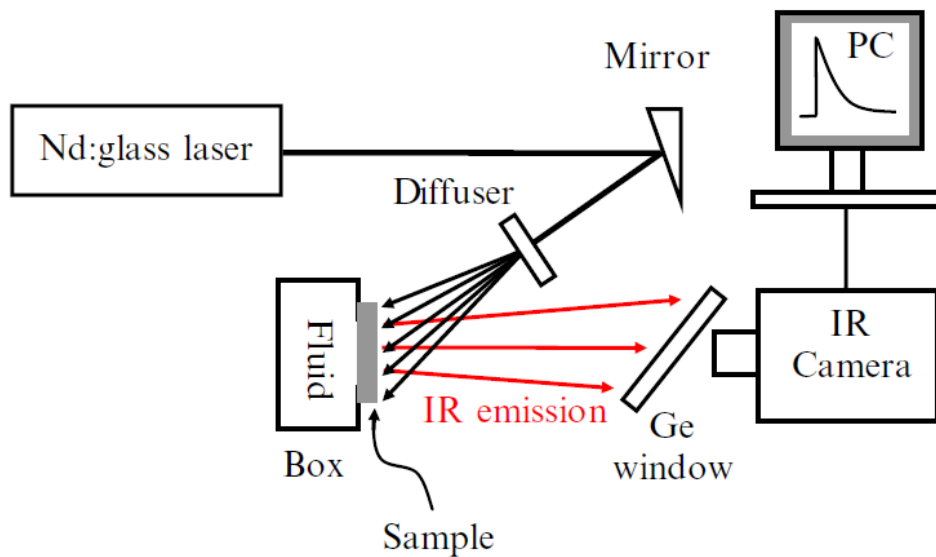


Figure 1.1-16 Montage expérimental de la méthode Flash pour mesurer l'effusivité

- **Méthode photoacoustique**

La méthode photoacoustique permet également la mesure simultanée de l'effusivité et de la diffusivité. Son principe de fonctionnement a été présenté dans la section 1.1.4. Au lieu d'analyser la phase en fonction de la fréquence d'excitation, l'amplitude du signal acoustique de microphone est cette fois analysée dans le domaine fréquentiel. Son amplitude est en effet liée à l'amplitude de température de la surface excitée de l'échantillon. La conversion du signal acoustique en température est exprimée par la fonction instrumentale K qui est déterminée par étalonnage. Connaissant la puissance d'excitation \dot{Q} , l'absorptivité a , l'effusivité b et l'épaisseur de l'échantillon l , le signal complexe du microphone V s'écrit [48] :

$$V(f) = K(f) \frac{a\dot{Q}}{b\sqrt{(i2\pi f)th\left(\frac{(1+i)l}{\mu}\right)}} \quad (1-19)$$

Pour résoudre le problème de l'absorptivité inconnue de l'échantillon à tester, il suffit de coller une couche mince d'un matériau connu (souvent un bon conducteur comme l'aluminium) pour créer un système bicouche. Si l'échantillon est thermiquement épais, le signal mesuré est [48] :

$$V(f) = K(f) \frac{a\dot{Q}}{i\omega\rho_1 c_{p1} l_1 + b_2\sqrt{(i2\pi f)}} \quad (1-20)$$

avec l'indice 1 pour le matériau couche mince et 2 pour le matériau à tester.

Au niveau expérimental, l'emploi de la technique de cellule photoacoustique ouverte (open photoacoustic cell, OPC) permet de mesurer l'effusivité non seulement du matériau solide mais aussi du liquide. Dans cette technique l'échantillon est posé à l'extérieur de la

cellule sur le matériau intermédiaire. Le faisceau incident modulé excite le système bicouche en traversant la cellule photoacoustique. Le signal acoustique reçu par le microphone est traité par un amplificateur à détection synchrone qui prend la fréquence de modulation du faisceau incident comme référence.

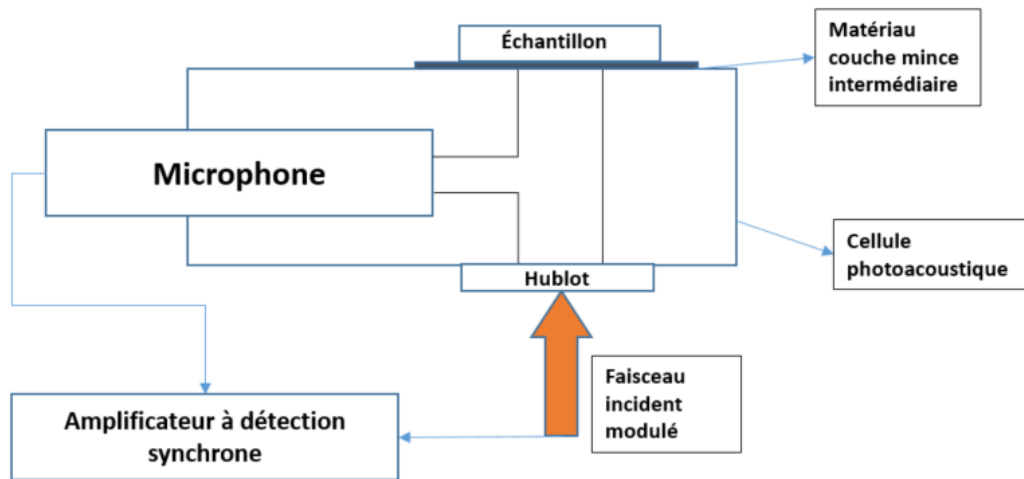


Figure 1.1-17 Schéma expérimental de la mesure de l'effusivité par méthode photoacoustique

• Bilan

Méthode	Mode de chauffage	Incertitude	Avantages	Inconvénients
Méthode de sonde plane	Continu	< 3 %	Méthode compacte, rapide et précise, Mesure simultanée de la conductivité thermique et de l'effusivité thermique	Mesure intrusive
Méthode Flash à cellule de liquide	Impulsionnel	3-10 %	Méthode rapide, applicable à une large gamme de matériaux solides	Mesure valable seulement quand l'effusivité de l'échantillon diffère de celle du liquide
Méthode photo-acoustique	Modulé	< 3 %	Méthode précise et valable pour les matériaux solides et liquides	Matériau intermédiaire qui pose des questions sur la qualité de contact

Tableau 1.1-4 Résumé des méthodes de mesure de l'effusivité thermique

1.2 REVUE DE LA CARACTERISATION DES PROPRIETES THERMIQUES DU GADOLINIUM

Dans les sections précédentes nous avons brièvement présenté les méthodes courantes de mesure des propriétés thermiques. Ces méthodes ont leur propre champ d'application. Sur cette base, nous passerons en revue la caractérisation des propriétés thermiques du gadolinium.

Le gadolinium est un matériau de référence dans le domaine de la réfrigération magnétocalorique. Ce matériau possède des propriétés thermiques particulières, dont une discontinuité due au changement de phase paramagnétique - ferromagnétique qui correspond au point de Curie. Cette particularité nécessite des méthodes adaptables pendant la mesure.

La capacité calorifique du gadolinium a été mesurée pour la première fois par Griffel et al. [49] en utilisant une calorimétrie adiabatique. Depuis, les travaux se sont enchainés mais avec une croissance de la résolution de mesure en particulier autour du point de Curie. Il faut souligner que les travaux avant 1998 sont ciblés sur le changement de phase paramagnétique – ferromagnétique du Gd. Autrement-dit, au lieu d'étudier l'effet magnétocalorique, ces travaux expérimentaux se concentrent plus sur la validation du modèle de la structure cristalline. Le premier article sur la caractérisation du gadolinium du point de vue magnétocalorique a été proposé par Dan'kov et al. en 1998 [50]. Ils ont mesuré pour la première fois l'évolution de la capacité calorifique spécifique C_p en fonction de la température ambiante sous champ magnétique jusqu'à 10 T. Bjørk et al. [51] ont effectué les mêmes travaux en 2010 sur un échantillon du Gd commercialisé en utilisant une DSC sous champ magnétique jusqu'à 1,4 T. Bjørk et al. ont souligné l'important de préciser le champ magnétique interne de l'échantillon lors de la fourniture de C_p sous champ magnétique.

La mesure de la conductivité suit le même chemin que celle de C_p . Dans les quatre travaux de 1964 à 1980 Tableau 1.2-1, la conductivité thermique a été mesurée avec la résistivité électrique pour calculer le nombre de Lorenz, qui caractérise la contribution des électrons et des phonons pendant la conduction thermique. Tous ces travaux ont utilisé la méthode stationnaire sans champ magnétique. Le travail plus récent de Lionte [52] se situe dans le contexte de la réfrigération magnétique. Il a mesuré la conductivité thermique du Gd sans champ magnétique pour pouvoir injecter les données expérimentales dans son modèle thermo-fluidique développé avec COMSOL.

La mesure de la diffusivité thermique est plus fréquemment décrite depuis 30 ans. Jacobsson et Sundqvist [53] a mesuré séparément la diffusivité par la méthode d'Angström et la capacité calorifique par DSC pour déterminer la conductivité. Glorieux et al. [54] ont utilisé pour la première fois la stratégie de mesure simultanée. La diffusivité et l'effusivité ont été mesurées en même temps en utilisant la méthode photoacoustique sous champ magnétique avec une régulation de la température à 0,01K près. À partir de cela ils ont calculé la capacité calorifique et la conductivité thermique. Meis et al. [55] et Samoshkin et al. [56] ont caractérisé

le gadolinium en utilisant la méthode Flash. Ils ont balayé une large gamme de température au-delà du point de Curie.

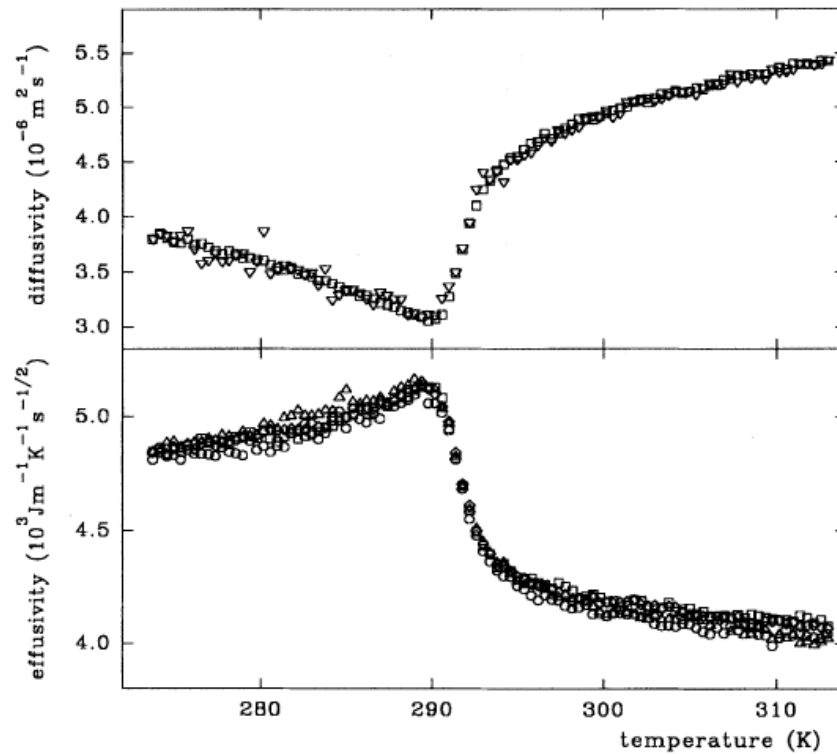


Figure 1.2-1 Résultats expérimentaux pour la diffusivité et l'effusivité du gadolinium en fonction de la température mesurés par méthode photoacoustique, Glorieux et Thoen 1995 [54]

Le tableau ci-dessous présente la chronologie de la caractérisation des propriétés thermiques du gadolinium.

Année	Auteur	Point de Curie Tc	Plage de la Température	Méthode	Échantillon	Champ magnétique
Cp						
Capacité calorifique						
1954	Griffel et al. [49]	291,75 K	15 K – 355 K	Calorimétrie Adiabatique	Cylindre 6,58 cm(H)*3,67 cm(D) 99,45 %	0
1970	Lewis [57]	291,35 K	245 K-325 K	Calorimétrie AC	2,0*1,5*0,13 mm ³ , 99,4 %	0
1974	Simons et Salamon [58]	291,15 K	275 K-305 K	Calorimétrie AC	0,15*6,9*1,7 mm ³ , 99,4 %	0-1710 Oe
1980	Lanchester et al. [59]	293,55 K	286 K-300 K	Calorimétrie AC	2,74 g, monocristallin	0
1993	Bednarz et al. [60]	294,5 K	275 K-310 K	Calorimétrie AC (Haute résolution)	7,4*4,2*0,22 mm ³ , 99,89 %	0
1998	Dan'kov et al. [50]	294 K	3,5 K-350 K	Méthode impulsionnelle	Single-cristalline, 10*4*4 mm ³ 99,98 % ;	0-10 T
2010	Bjørk et al. [51]	288 K	250 K-310 K	DSC	2,04*0,89*2,78 mm ³	0-1,4 T
λ						
Conductivité thermique						
1964	Arajs et Colvin [61]	290 K	5 K-310 K	Méthode stationnaire	Polycristallin, Barreau 60mm(H)*4,86mm(D), 99,92 %	0

1969	Nellis et Legvold [62]	293 K	5 K-300 K	Méthode stationnaire	2*2*6 – 20 mm ³ , 99,84 %	0
1974	Chuah et Ratnalingam [63]	291 K	90 K-300 K	Méthode stationnaire	Polycristalline, Fil, 276,83 mm(H)*0,95 mm(D), 99,9 %	0
1980	Sousa et al. [64]	293 K	290 K-296 K	Méthode stationnaire (Haute résolution)	-	0
2015	Lionte [52]	291,01 K	253 K-333 K	Méthode de ruban chaud	Polycristalline, 50*40*15 mm ³ , 99,9 %	0
α	Diffusivité thermique					
1989	Jacobsson et Sundqvist [53]	291,4 K	30 K-400 K	Méthode d'Angström, DSC	Fil 1 mm(D), 99,9 %	0
1993	Meis et al. [55]	-	298 K-1173 K	Méthode Flash	Disque 4 mm(H)*11,9 mm(D), 99,9 %	0
1995	Glorieux et al. [54]	292,6 K	275 K-315 K	Méthode Photoacoustique,	0,22*4,2*7,4 mm ³ , 99,99 %	0-139 mT
2017	Samoshkin et al. [56]	287,45 K	287 K-1277 K	Méthode Flash	Disque, 12,6 mm(D)*2 mm(H), 99,85 %	0

Tableau 1.2-1 Chronologie de la caractérisation des propriétés thermiques du gadolinium

En résumé, Tableau 1.2-1 met en relief les problématiques suivants :

- Il y a un manque de travaux expérimentaux sur la caractérisation des propriétés thermiques du gadolinium, en particulier sous champ magnétique élevé (autour de 1 T).
- Les méthodes commercialisées existantes ne sont pas encore capables de caractériser le matériau sous champ magnétique.
- Du point de vue métrologique, les mesures utilisant les méthodes stationnaires sont simples, répétitives mais souvent très lentes. Les méthodes instationnaires récemment développées sont peu appliquées dans le domaine.
- Pour les méthodes instationnaires déjà appliquées, comme la méthode Flash, la discontinuité des propriétés autour du point de Curie perturbe énormément le traitement de données.
- Les échantillons à tester du même matériau possèdent des propriétés intrinsèques soumises à variabilité en fonction de leur pureté, de leur structure cristalline, etc. Cette particularité rend difficile l'estimation des propriétés de matériaux inconnus à partir des données de la littérature.

Afin de caractériser les matériaux magnétocaloriques, nous devons développer une méthode pour répondre à la plupart des problématiques exposées ici.

1.3 CONCLUSION DU CHAPITRE

La première partie de ce chapitre a été consacrée à la description des dispositifs de métrologie thermique. Un rappel sur quatre propriétés thermiques caractérisant la conduction thermique du matériau pour commencer permet d'introduire les notions basiques du domaine. La présentation des différentes méthodes de mesure expose leurs principes de fonctionnement, leurs précisions, les avantages et les inconvénients.

La deuxième partie du chapitre concerne la caractérisation thermique d'un matériau terre rare, le gadolinium. Ce matériau possède des propriétés thermiques très particulières grâce auxquelles il est considéré comme le matériau de référence dans le domaine de la réfrigération magnétocalorique à la température ambiante. Les études expérimentales effectuées depuis 60 ans montrent que les méthodes de caractérisation thermique pour les matériaux magnétocaloriques sont peu développées et sont loin d'être applicables pour les concepteurs de machines frigorifiques magnétocaloriques.

Les problématiques exposées à la fin de la section 1.2 sont complexes. La solution devrait a priori s'adapter à l'environnement de champ magnétique. L'intensité du champ magnétique est parfois trop élevée et affecte le fonctionnement de l'instrument de mesure. Sur cette base, la solution doit également maintenir autant que possible la précision des mesures. De plus, en raison du coût élevé des matériaux magnétocaloriques, la méthode de mesure ne doit pas endommager l'échantillon à tester. Enfin, en tant que solution industrielle, nous devons tenir compte du coût de la solution.

Face aux contraintes au-dessus, nous proposons les idées suivantes :

- Afin de maintenir les dispositifs éloignés du champ magnétique, il est préférable de choisir une technologie de détection non intrusive et une technique de chauffage à distance.
- Selon l'étude bibliographique, la technique du chauffage impulsif rend difficile la caractérisation du matériau autour du point de Curie. Nous utiliserons donc la méthode de chauffage modulé.
- Afin de réduire les incertitudes provoquées par la mesure séparée, on privilégiera la stratégie de mesure simultanée de la diffusivité et l'effusivité.
- Les méthodes stationnaires sont très lentes bien qu'elles soient très précises. Nous utiliserons une méthode instationnaire pour pouvoir balayer rapidement la plage de la température.

Parmi les méthodes présentées dans le premier chapitre, la méthode photothermique radiométrique (ou la méthode PTR) est choisie comme méthode principale. La méthode Flash sera utilisée pour comparaison car elle est considérée comme la référence internationale.

Le choix de la méthode PTR répond à plusieurs critères : elle possède d'abord l'avantage d'une mesure faiblement bruitée permettant de travailler à faible intensité du flux incident. Puisque l'amplitude de la température ΔT de l'échantillon est faible, l'erreur commise sur les propriétés thermiques à l'origine de la différence de température pourrait être minimisée.

La méthode PTR est non intrusive. Toutes les mesures sont basées sur l'émission infrarouge de l'échantillon à tester. En ajustant le chemin optique nous pouvons éloigner les appareils électroniques du champ magnétique.

La deuxième raison est que la mesure simultanée est réalisable avec la méthode PTR.

La théorie sur la méthode photothermique modulée est développée depuis 40 ans. La base de connaissance est bien enrichie par les travaux précédents dans tous les aspects ceux-ci constituent un avantage pour l'utilisation de la méthode.

Par conséquent, nos travaux s'articuleront autour de la méthode PTR.

2. ÉTAT DE L'ART SUR LES ETUDES THERMO-FLUIDIQUES DES REGENERATEURS MAGNETOCALORIQUES, REVUE DES MODELES THERMO-FLUIDIQUES

2.1 EFFET MAGNETOCALORIQUE, REFRIGERATION ET CYCLE AMR

2.1.1 EFFET MAGNETOCALORIQUE

L'effet magnétocalorique fait référence au phénomène selon lequel la température de matériaux magnétiques augmente lorsqu'ils sont soumis à un champ magnétique. Cet effet est plus marqué à la température proche du point de Curie où s'opère le changement entre la phase ferromagnétique et la phase paramagnétique du matériau. Ce processus est réversible, c'est-à-dire que la température du matériau diminue lorsque le matériau se démagnétise.

Une analogie est possible avec la compression adiabatique d'un gaz. En effet, dans une enceinte fermée par un piston, la compression adiabatique du gaz fait augmenter sa température, en revanche, la détente du gaz fait diminuer sa température.

Pour expliquer ce phénomène, il faut comprendre l'interaction entre le champ magnétique et le spin du matériau. Un matériau est un assemblage d'atomes dont les électrons possèdent un spin électronique qui crée un moment magnétique. Pour un matériau ferromagnétique non soumis à un champ magnétique, l'orientation du moment magnétique des spins est aléatoire et on dit que le matériau possède un « désordre magnétique ».

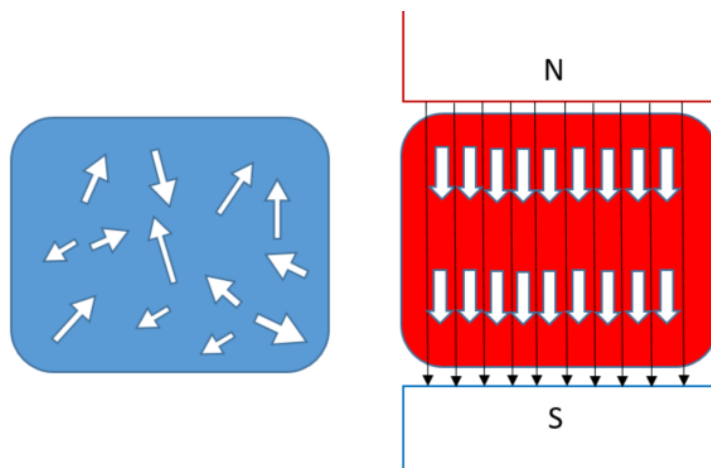


Figure 2.1-1 Alignement de spin électronique sous champ magnétique

Quand l'intensité du champ magnétique interne augmente, le moment magnétique s'aligne (Voir Figure 2.1-1). Cet alignement signifie la diminution du chaos du système atomique, ce qui alors s'interprète par la diminution de l'entropie du matériau. En effet, dans un matériau quelconque, son entropie totale S_T se compose de trois parties : l'entropie du réseau S_R , qui représente la vibration des atomes dans un réseau cristallin ; l'entropie magnétique S_M , provenant du spin électronique ; et l'entropie électronique S_E qui est très faible mais liée à la propre vibration des électrons. Cette relation peut être décrite de la manière suivante :

$$S_T(H, T) = S_R(T) + S_M(H, T) + S_E(T) \quad (2-1)$$

Dans un processus isentropique, la diminution de S_M entraîne une augmentation de S_R pour compenser cette « perte ». La vibration des atomes devient plus importante, ce qui se traduit par une augmentation de la température. Inversement, l'augmentation de S_M entraîne

la diminution de S_R , la température du matériau est donc diminuée. Cette variation de température ΔT_{ad} est représentée tout simplement par la variation de l'entropie du matériau ΔS_m . Ce processus est réversible. Par magnétisation et démagnétisation du matériau nous manipulons alors sa propre température. Si nous pouvons utiliser ce phénomène physique pour apporter de la chaleur de la source froide au puits chaud de chaleur, alors un nouveau type de technologie de réfrigération nous ouvre la porte : la réfrigération magnétocalorique.

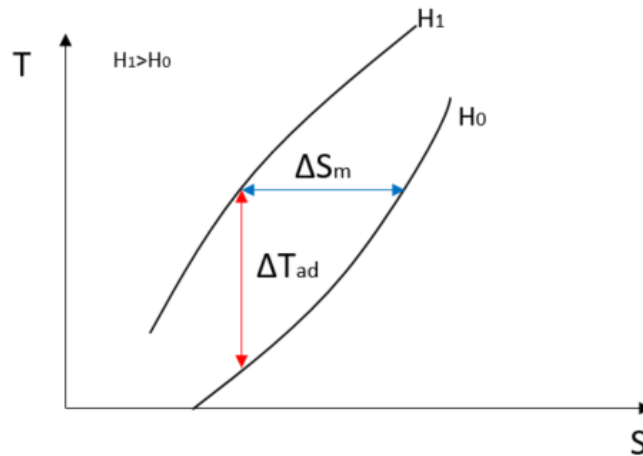


Figure 2.1-2 T-S diagramme représentant la variation de la température isentropique et variation de l'entropie d'un matériau en fonction du champ magnétique entre H_0 et H_1

2.1.2 HISTORIQUE DE LA REFRIGERATION MAGNETOCALORIQUE

Le phénomène magnétocalorique fut découvert par Warburg en 1881 [65]. À partir des années 1900, des études ont été menées non seulement pour développer des théories décrivant ce phénomène pour les échelles macroscopique et microscopique [66][67], mais aussi pour développer des applications industrielles permettant de convertir l'énergie thermique en énergie mécanique [68]. Les noms des grands scientifiques ne manquaient pas.

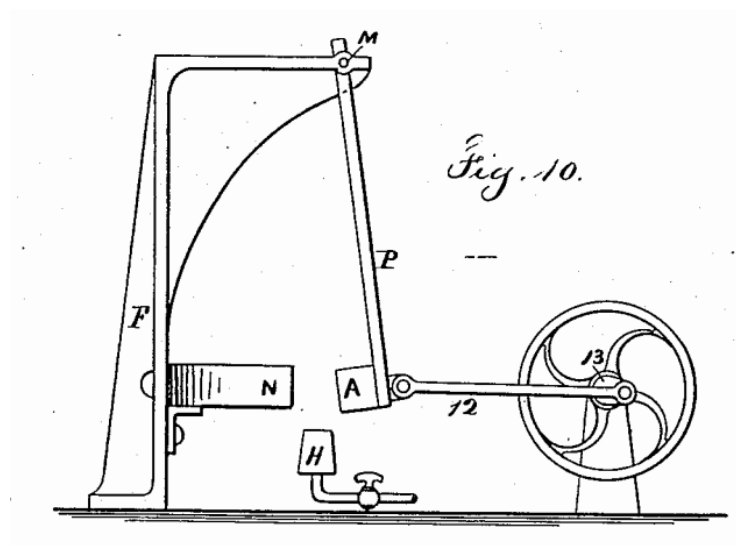


Figure 2.1-3 Moteur thermomagnétique de Tesla [68]

Dans les années 1920 et 1930, une grande percée scientifique liée à l'effet magnétocalorique fut l'approche du zéro absolu. Debye et Giaque démontrèrent théoriquement pour la première fois la possibilité d'atteindre une température inférieure à 1K en 1926 [69] et 1927 [70], respectivement. Ensuite Giaque et MacDougall [71] réalisèrent un dispositif expérimental permettant de diminuer la température d'un échantillon jusqu'à 0,25 K en utilisant $Gd_2(SO_4)_3$ soumis à un champ magnétique de 0,8 T. Depuis, les applications utilisant l'effet magnétocalorique évoluèrent beaucoup dans le domaine cryogénique grâce aux avancées dans la conception de matériaux. Le premier système multi-étage a été fabriqué par Darby et al. en 1951 [72]. Dans ce système, un certain nombre de matériaux ayant différentes températures de Curie ont été placés en cascade. Cette configuration permit d'atteindre de très basses températures (jusqu'à 10^{-8} K dans les décennies suivantes).

Le premier système à effet magnétocalorique à la température ambiante n'apparut qu'en 1976. Ce système a été construit par Brown [73] en utilisant l'aimantation et la désaimantation adiabatique du gadolinium soumis à un champ magnétique de 7 T généré par un aimant supraconducteur. Avec ce système, Brown réussit à obtenir un écart de température de 47 K entre le côté chaud et le côté froid sans charge thermique. L'écart de température maximal de ce type de machine pourrait atteindre 60-80 K. La réussite de Brown signifia que ce système de réfrigération pourrait être utilisé pour échanger de la chaleur avec des sources froide et chaude proches de la température ambiante. Mais pour les industriels, l'aimant à supraconducteur possédait beaucoup d'inconvénients et était difficile à fabriquer.

Barclay et Steyert [74] proposèrent un concept de régénération active (AMR) basé sur le cycle thermodynamique de Brayton en 1982. Les objectifs de cette invention étaient de fournir une machine de réfrigération fonctionnant au-delà de 20°C sans beaucoup de maintenance ni intervention humaine. Le matériau magnétocalorique servait à la fois de régénérateur et de réfrigérant. Dans cette machine, la direction des écoulements du fluide caloporteur est synchronisée avec la variation du champ magnétique.

Le premier prototype utilisant un aimant permanent a été développé par Kirol et Dacus en 1988 [75]. Leur système a atteint un écart de température maximal de 11 K sous un champ de 0.9 T fourni par un aimant NdFeB.

En 1997, l'article de Pecharsky et Gschneider « Giant magnetocaloric effect in $Gd_5(Si_2Ge_2)$ » [76] a relancé l'intérêt pour la réfrigération magnétocalorique. Les auteurs ont montré que la variation de température du $Gd_5(Si_2Ge_2)$ est 50 % plus importante par rapport à celle du gadolinium pour un même champ magnétique.

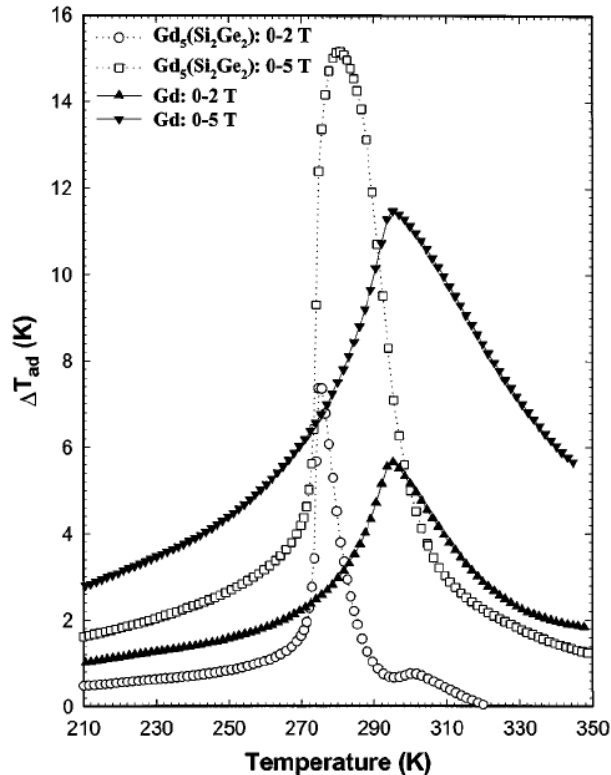


Figure 2.1-4 L'effet magnétocalorique dans $Gd_5(Si_2Ge_2)$ de 210 K à 350 K en comparaison avec celui de Gd lors de la variation de champ magnétique de 0 à 2 T et de 0 à 5 T [76]

En 1998 est apparu le premier prototype industriel à température ambiante utilisant l'effet magnétocalorique, fruit d'une collaboration entre le laboratoire AMES et l'entreprise Astronautics [77]. D'une puissance de refroidissement de 600 W, ce prototype est composé d'un aimant supraconducteur créant un champ magnétique de 5 T et atteint un coefficient de performance (COP) de 10. En 2003, Zimm et al. [78] développèrent un démonstrateur utilisant une conception rotative pour éviter l'utilisation de l'aimant supraconducteur, dans lequel le MMC (Matériau MagnétoCalorique) sous forme de milieu poreux était placé dans un anneau mobile soumis sur un tiers de sa circonférence à un champ magnétique. Avec ce démonstrateur, ils ont obtenu une puissance thermique de 50 W et un écart de température de 25 K. Ayant pour objectif d'augmenter la puissance thermique et l'écart de température et de réduire les pertes énergétique et magnétiques, les différentes équipes travaillant dans le monde n'ont cessé de faire évoluer les performances de leurs machines. En 2012, la société Astronautics Corporation a présenté un prototype d'une puissance de 1704 W avec un COP de 2,2 lors de la conférence THERMAG V. En 2014, Bahl et al. [79] ont présenté un prototype de 1010 W avec un écart de température de 25,4 K lors de la conférence THERMAG VI. Le laboratoire Astronautics Technology Center [80] a également présenté un prototype d'une puissance maximale de 2502 W avec un écart de température de 11 K à charge nulle. En 2018, la société Cooltech Applications a présenté lors de la conférence THERMAG VIII une conception d'un prototype de grand échelle permettant d'atteindre la puissance maximale de 15 kW. Le prototype est modulable et chaque module peut fournir une puissance frigorifique d'environ 800 W avec 5,5 kg de Gd [81].

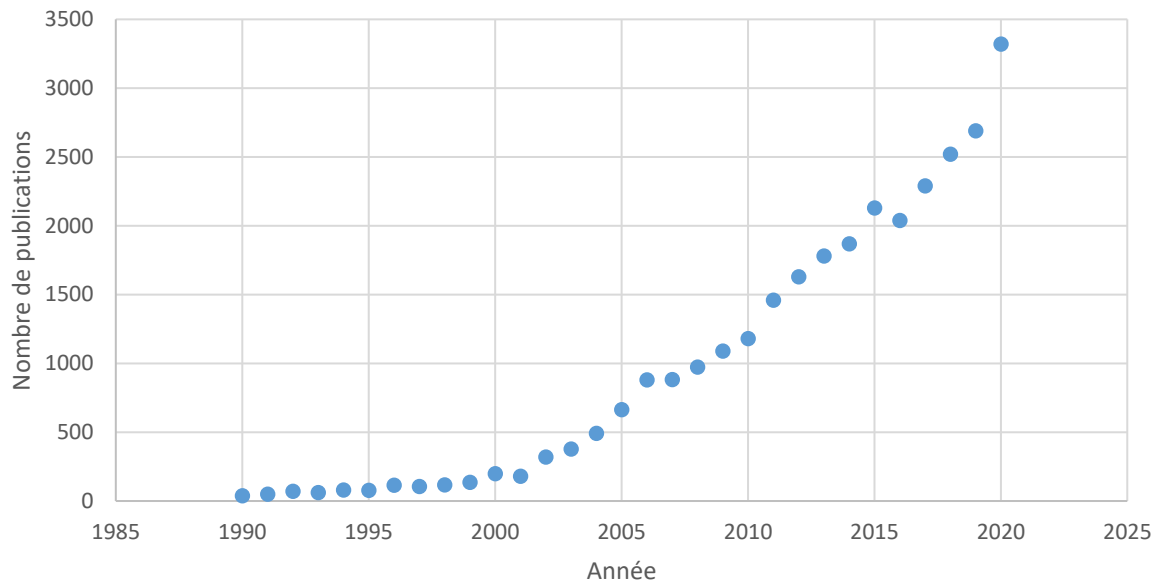


Figure 2.1-5 Nombre de publications annuelles trouvées dans Google Scholar contenant le mot "magnetocaloric" jusqu'au 31/12/2020

2.1.3 CYCLE AMR

Un système de réfrigération basé sur l'effet magnétocalorique utilise le changement réversible de la température des matériaux magnétocaloriques lors de la magnétisation et de la démagnétisation. Cependant, un matériau magnétocalorique ne produit qu'une variation de température de quelques degrés sous un champ magnétique assez intense. Une solution pertinente est d'utiliser le cycle AMR (anglais : Active Magnetic Regenerator) pour augmenter l'écart de la température entre le puits chaud et la source froide.

Le cycle AMR est basé sur le cycle magnétique de Brayton qui doit son nom à l'analogie avec le cycle thermodynamique utilisé dans les turboréacteurs ou les turbines à gaz qui travaillent avec deux pressions différentes. À la place de travailler avec deux pressions, les machines frigorifiques basée sur l'EMC travaillent avec deux champs magnétiques $H_0 = 0$ et $H_1 > 0$. Ce cycle se décompose en quatre étapes :

- Aimantation adiabatique. Le matériau est magnétisé et sa température augmente brutalement. (A -> B)
- Refroidissement isochamp. Le matériau reste magnétisé mais sa température diminue à cause de l'échange de chaleur avec le fluide caloporteur. (B -> C)
- Désaimantation adiabatique. Le matériau est démagnétisé et sa température diminue. (C -> D)
- Réchauffement isochamp. Le matériau est chauffé par une fluide caloporteur mais le champ magnétique reste constant. (D -> A)

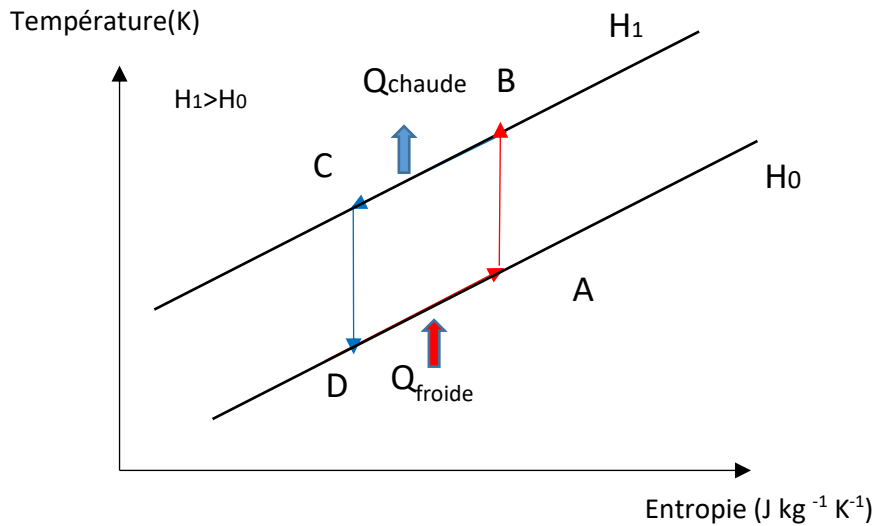


Figure 2.1-6 Représentation du cycle magnétique de Brayton

Le coefficient de performance (COP) du cycle de Brayton est défini de la manière suivante :

$$COP = \frac{Q_{froide}}{W} \quad (2-2)$$

Actuellement, les matériaux magnétocaloriques couramment utilisés ont un effet magnétocalorique ΔT_{ad} inférieur à 3 K dans un champ magnétique de 1 T. Il n'est donc pas réaliste d'utiliser un effet aussi faible pour obtenir une réfrigération autour de la température ambiante dans le cycle de Brayton. Une solution apparemment évidente est de mettre plusieurs systèmes de Brayton en série, c'est-à-dire créer un système multi-étage. Ce type de système permet de bien élargir l'écart de température entre la source chaude et la source froide en utilisant des matériaux magnétocaloriques qui possèdent différentes températures de transition.

L'autre solution proposée par Barclay et Steyert [74] est donc d'utiliser un système AMR. Dans ce cycle, l'ensemble des petites machines en série est résumé en une seule machine. Le matériau magnétocalorique (MMC) est périodiquement magnétisé et démagnétisé, ce qui entraîne une augmentation et une diminution réversible de la température ΔT au sein du MMC. Les fluides caloporteurs circulent entre le puits chaud et la source froide de manière oscillante.

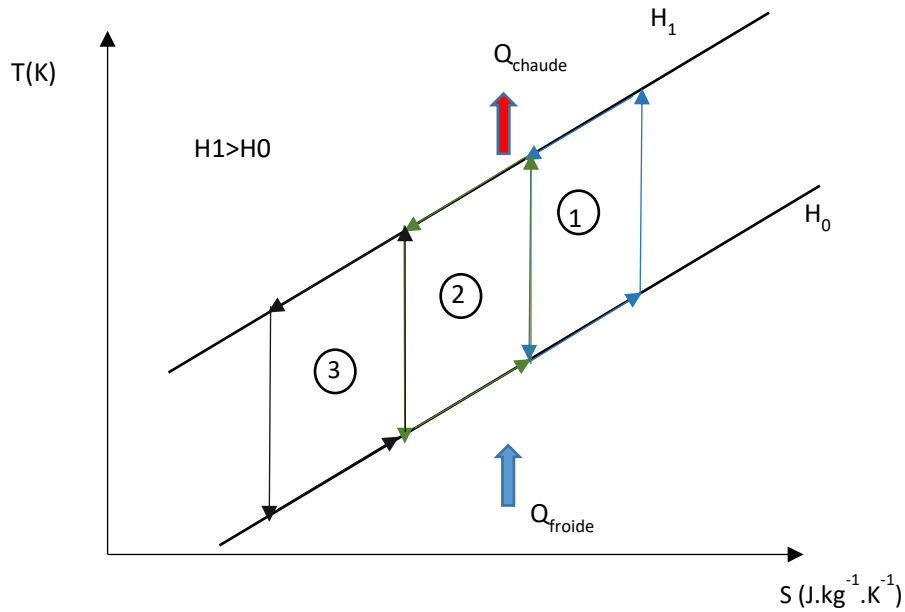


Figure 2.1-7 Représentation des cycles magnétiques AMR

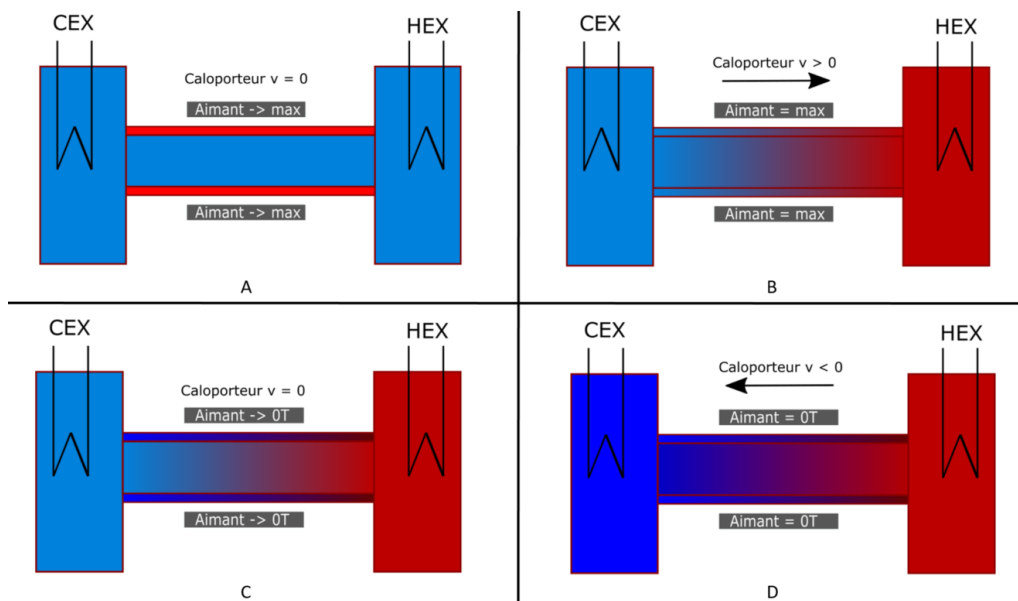


Figure 2.1-8 Comportement d'un régénérateur magnétique dans un cycle AMR

Le cycle magnétique d'AMR est schématisé sur la Figure 2.1-7.

Supposons une température initiale du MMC égale à T_0 . Le cycle démarre par la magnétisation du MMC, ce qui entraîne son échauffement de T_0 à $T_0 + \Delta T$. Ensuite, un écoulement de fluide caloporteur en contact avec le MMC est généré dans le sens positif et récupère la chaleur générée par le MMC dont la température diminue jusqu'à T_0 . Le fluide chauffé par le MMC est injecté dans la source chaude. Le MMC est ensuite démagnétisé et sa température diminue à $T_0 - \Delta T$. Le fluide caloporteur circule alors dans le sens négatif et se refroidit au contact du MMC. Enfin, l'injection du fluide caloporteur dans la source froide achève le cycle. (Voir Figure 2.1-8)

Le diagramme thermodynamique du cycle AMR est considéré comme une superposition de cycles de Brayton. À partir du deuxième cycle, l'écart de température dans le MMC augmente progressivement après chaque cycle jusqu'à une valeur loin du point de Curie où l'effet magnétocalorique est très faible (Voir Figure 2.1-9).

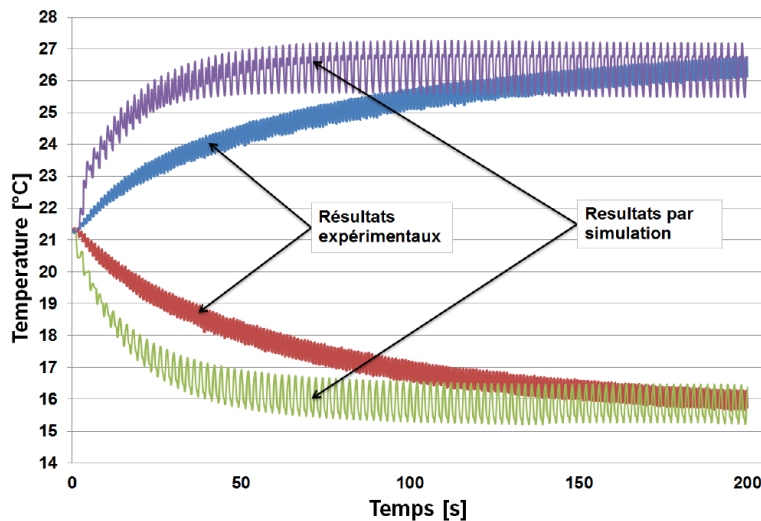


Figure 2.1-9 Résultats du modèle numérique de Sergiu et de la validation expérimentale du modèle [52]

Actuellement le système de réfrigération magnétocalorique en phase de développement est basé sur le couplage du cycle AMR avec un régénérateur à MMC multi-matériaux. Les matériaux magnétocaloriques présentant des points de Curie T_c différents, ils sont disposés dans le régénérateur de la plus basse valeur de T_c jusqu'à la plus élevée. L'objectif de disposer les matériaux de cette manière est d'utiliser l'effet magnétocalorique maximal ou « le pic » de chaque matériau. Les analyses numériques d'Apréa et al. [82] montrent que le COP d'un système en cascade peut être proche de 4. Dans les travaux de Carroll et al. [83], l'écart entre le côté chaud et le côté froid peut atteindre 18 K à la température ambiante de 302 K. En utilisant un milieu poreux multicouche de LaFeSiMnH, Navikaite et al. ont mesuré un écart de 20 K à la température ambiante de 303 K [84]. La société Ubiblue a publié récemment les derniers résultats expérimentaux du prototype magnétocalorique en utilisant des matériaux multicouches basés sur LaFeSi. L'écart entre le côté chaud et le côté froid atteint plus de 28°C [85].

2.2 ÉCOULEMENT OSCILLANT ET TRANSFERTS THERMIQUES ASSOCIES

Dans un cycle AMR d'une machine magnétocalorique, le fluide caloporteur circule de manière alternée entre les deux sources de chaleur et le régénérateur avec lesquelles il échange la chaleur produite ou absorbée par l'EMC. Le circuit de distribution du fluide est donc le siège d'un écoulement oscillant. Les écoulements oscillants se rencontrent souvent dans les machines Stirling, dans les machines thermo-acoustiques et dans la respiration pulmonaire. Par rapport à l'écoulement en régime permanent, les écoulements oscillants présentent dans certaines conditions des profils de vitesse particuliers, l'effet annulaire, qui apparaît lors du changement de sens de l'écoulement du fluide. Cette particularité impacte beaucoup le transfert thermique fluide-paroi.

2.2.1 GENERALITE SUR LES ECOULEMENTS OSCILLANTS

Un écoulement oscillant est caractérisé par une variation périodique du profil de vitesse autour d'une valeur moyenne. Cette définition s'exprime sous la forme suivante :

$$u(t) = A \sin(\omega t) + u_{moy} \quad (2-3)$$

Où :

- ω est la pulsation $\omega = 2\pi f$
- A est l'amplitude d'oscillation $A = (v_{max} - v_{min}) / 2$

Lorsque la vitesse moyenne est non nulle, l'écoulement oscillant devient écoulement pulsé.

2.2.2 DE L'ÉCOULEMENT OSCILLANT A L'EFFET ANNULAIRE

2.2.2.1 Description du profil de vitesse de l'écoulement oscillant

En 1929 Richardson et Tyler [86] ont réalisé la première expérience sur des écoulements oscillants en utilisant un anémomètre à fil chaud. Ils ont montré que la majorité des résultats expérimentaux obtenus sont proches de la théorie de Rayleigh. Mais contrairement à toutes les attentes, la vitesse proche de la paroi était plus importante que la vitesse au centre de l'écoulement à certaines fréquences. Ils appelèrent ce phénomène effet annulaire.

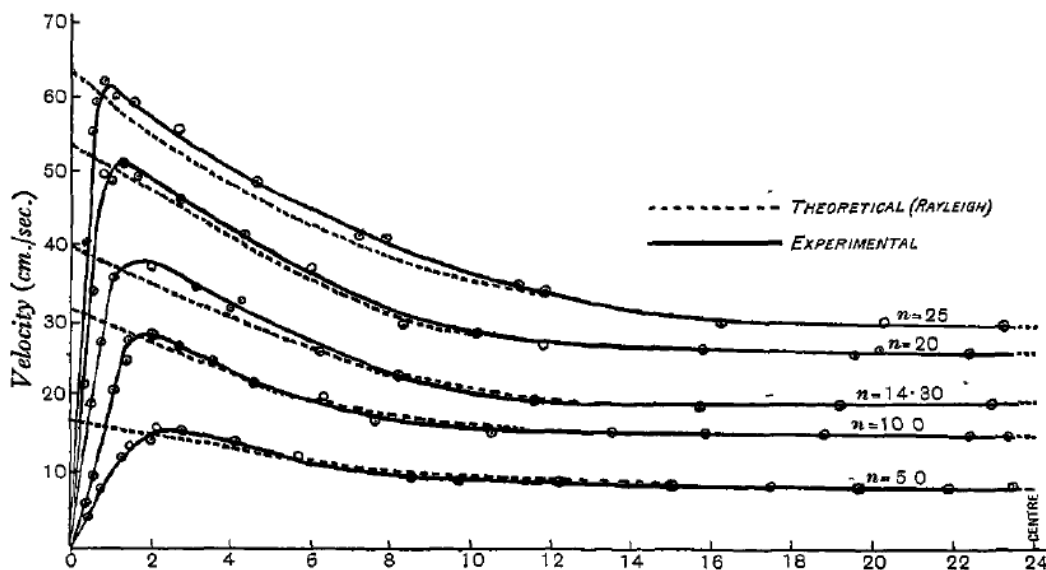


Figure 2.2-1 Résultats expérimentaux de Richardson et Tyler [86]

Un an plus tard, Sexl [87] résolut les équations de Navier-Stokes en coordonnées cylindriques et donna une solution analytique pour les expériences de Richardson et Tyler en 1930.

En 1954, en s'inspirant des travaux de Lambossy [88] et des travaux expérimentaux de ses collègues [89] sur l'écoulement artériel du lapin, Womersley [90] proposa une solution analytique décrivant le mouvement périodique. Dans cette solution il introduisit le nombre de Womersley formé à partir des caractéristiques de l'écoulement :

$$Wo = Lc \sqrt{\frac{\bar{\omega}}{\nu}} \quad (2-4)$$

Le paramètre Lc est la longueur caractéristique de la conduite. ν est la viscosité cinématique de fluide.

En 1956, Uchida [91] reprit les travaux de Richardson et Sexl. Il linéarisa les équations de Navier-Stokes en supposant l'écoulement incompressible dans le sens de l'axe de la conduite. Sans connaître les travaux de Womersley, il découvrit aussi que la distribution de la vitesse évoluait en fonction du nombre de Womersley. À partir de cette solution il démontra l'existence du déphasage entre la distribution de la vitesse et de la pression comme une fonction du produit du rayon r de la conduite par le nombre de Womersley Wo . Il détermina également les évolutions de la contrainte de cisaillement près des parois et du travail nécessaire pour maintenir l'écoulement oscillant en fonction de la fréquence.

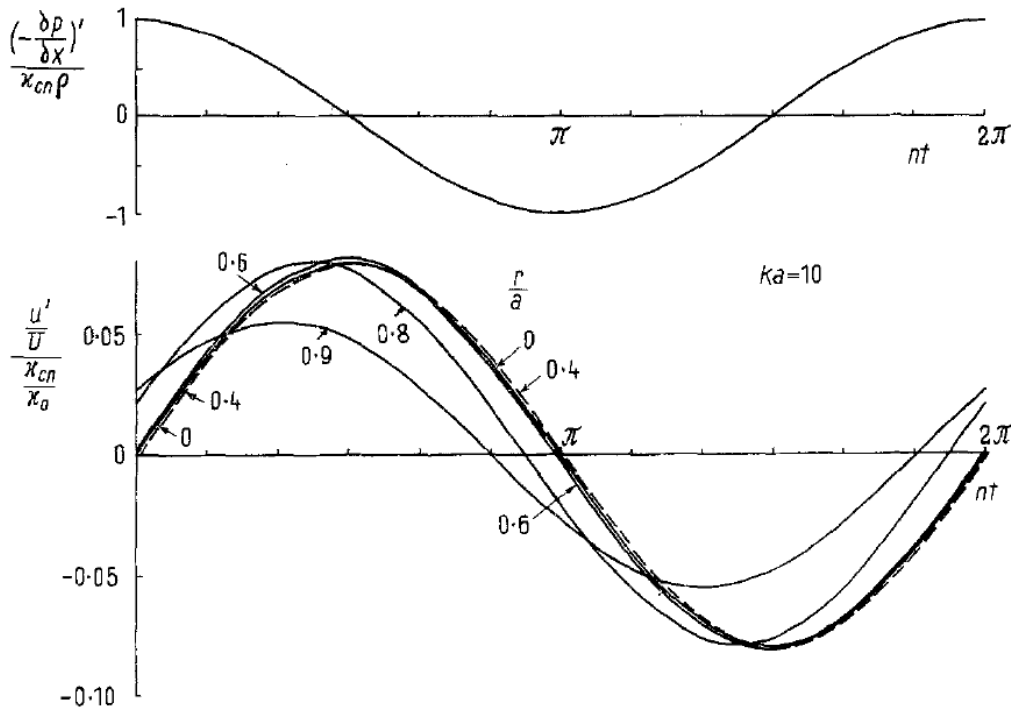


Figure 2.2-2 Pression et distribution de vitesse pour $Wo = 10$ [91]

Les travaux précédents présentent la description des écoulements oscillants dans une conduite de section circulaire ainsi que l'effet annulaire. Uchida et Womersley démontrèrent indépendamment que la nature de l'effet annulaire était dû au déphasage entre la distribution de vitesse et la force de pression. Les travaux ultérieurs sont plutôt orientés vers la description des profils de vitesse dans différentes géométries.

En 1961, Atabek et Chang [92] proposèrent de nouveau le profil de vitesse dans les écoulements oscillants laminaires dans un conduit circulaire loin de l'entrée avec l'hypothèse des termes de convection constants dans les équations de Navier-Stokes. Une vitesse débitante périodique est imposée sous forme de série de Fourier à l'entrée du tube :

$$u(r, t)_{x=0} = u_0 \left[1 + \sum_{k=1}^n (a_k \cos(k\omega t) + b_k \sin(k\omega t)) \right] \quad (2-5)$$

La distribution de la vitesse à un instant donné est une expression fonction de la position radiale:

$$u(r, t) = 2u_0 \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) + u_0 \mathcal{R}e \left\{ \sum_{k=1}^n (a_k - ib_k) \left[\frac{J_0 \left(i^{\frac{3}{2}} \sqrt{k} Wo \frac{r}{R} \right) - J_0 \left(i^{\frac{3}{2}} \sqrt{k} Wo \right)}{J_2 \left(i^{\frac{3}{2}} \sqrt{k} Wo \right)} \right] e^{ik\omega t} \right\} \quad (2-6)$$

Où u_0 est la vitesse moyenne de l'écoulement. J_0 et J_2 sont respectivement les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre 0 et 2. Cette expression consiste en un terme permanent et un terme périodique. En cas d'écoulement oscillant, c'est-à-dire avec un terme permanent nul, l'équation 2-6 devient :

$$u(r, t) = u_{max} \mathcal{R}e \left\{ \sum_{k=1}^n (a_k - ib_k) \left[\frac{J_0 \left(i^{\frac{3}{2}} \sqrt{k} Wo \frac{r}{R} \right) - J_0 \left(i^{\frac{3}{2}} \sqrt{k} Wo \right)}{J_2 \left(i^{\frac{3}{2}} \sqrt{k} Wo \right)} \right] e^{ik\omega t} \right\} \quad (2-7)$$

Et si la vitesse d'entrée est purement sinusoïdale ($n=1$), l'équation 2-7 devient :

$$u(r, t) = u_{max} \mathcal{R}e \left\{ (a_1 - ib_1) \left[\frac{J_0 \left(i^{\frac{3}{2}} Wo \frac{r}{a} \right) - J_0 \left(i^{\frac{3}{2}} Wo \right)}{J_2 \left(i^{\frac{3}{2}} Wo \right)} \right] e^{i\omega t} \right\} \quad (2-8)$$

Grâce à l'équation 2-8, nous pouvons tracer les évolutions du profil de vitesse en fonction de la phase pour différents nombres de Womersley.

En considérant le cas de $Wo = 1$ comme référence, nous pouvons constater que la vitesse au centre de l'écoulement diminue lorsque le nombre Wo augmente. Lorsque Wo dépasse une certaine valeur, la vitesse près de paroi pour 90° et 270° est supérieure à la vitesse au centre de l'écoulement. Ce phénomène est similaire à l'observation de Richardson. Nous pouvons alors reprendre sa conclusion en disant qu'il y a la présence de l'effet annulaire dans la couche limite. De plus, lorsque Wo augmente, l'effet annulaire « se propage » dans toutes les phases, le gradient de vitesse proche de la paroi devient de plus en plus important à cause de la diminution de l'épaisseur de la couche limite. Le fluide dans la couche limite s'écoule alternativement dans le sens de l'écoulement global puis dans le sens contraire lorsque le fluide au centre change son sens d'écoulement.

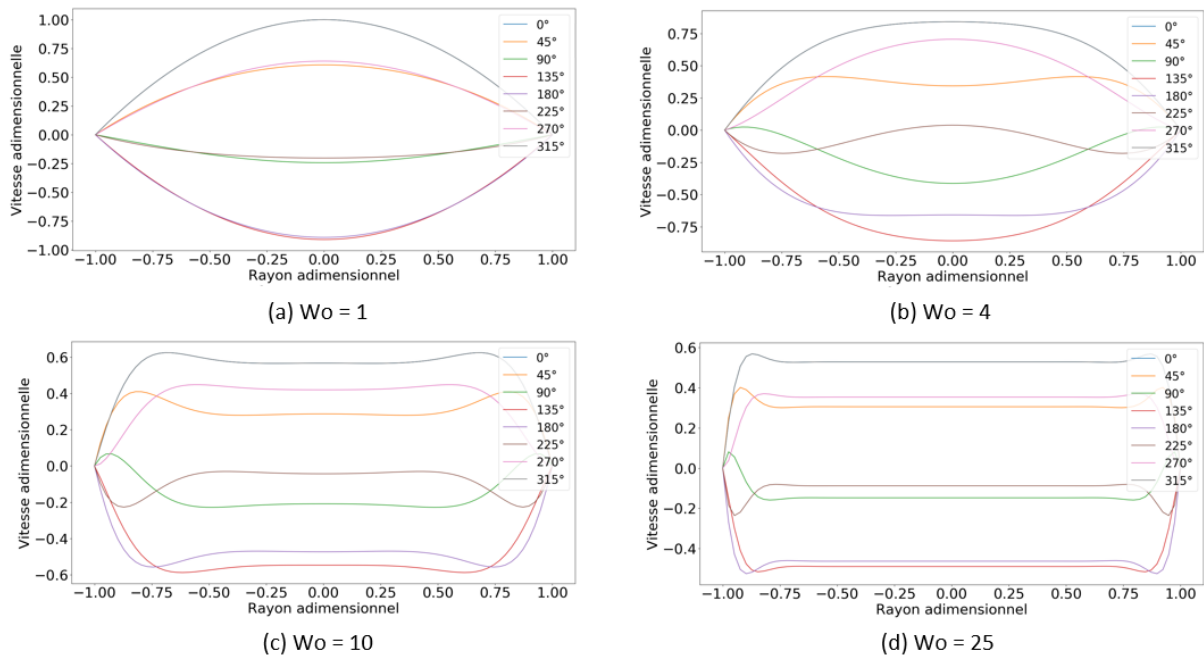


Figure 2.2-3 Évolution du profil de vitesse en fonction du nombre de Womersley Wo

En 1965, Fan et Chao [93] créèrent un modèle analytique bidimensionnel décrivant le comportement de l'écoulement oscillant axial dans un canal rectangulaire. Il résolut les équations de Navier-Stokes en coordonnées cartésiennes pour l'écoulement d'un fluide incompressible newtonien loin de l'entrée du canal. En négligeant le terme de convection, les équations de Navier-Stokes s'apparentent à l'équation de la chaleur (équation de diffusion) et le gradient de pression est considéré comme un terme source périodique :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) - K \cos \omega t \quad (2-9)$$

Les conditions initiales et les conditions limites sont :

$$u(y, z, 0) = 0, u(\pm a, z, t) = 0 \text{ et } u(x, \pm b, t) = 0$$

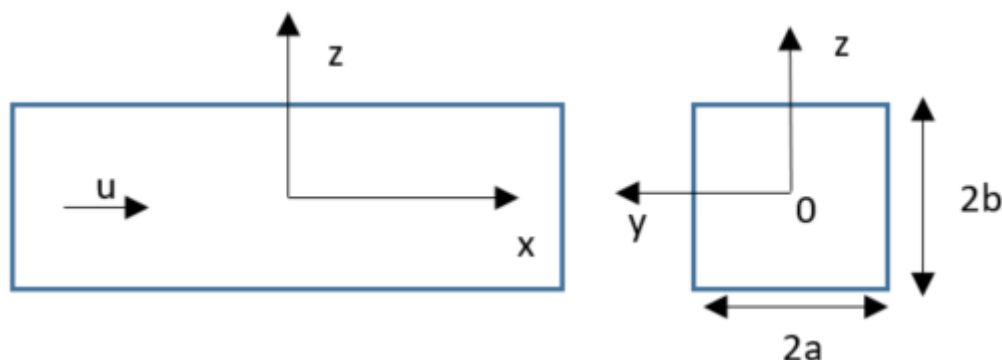


Figure 2.2-4 Système de coordonnées

L'intégration de convolution et l'intégrale de Duhamel permettent de trouver la solution adimensionnelle (2-10) avec 5 paramètres adimensionnels :

$$\tilde{u}(\xi, \zeta, t) = \frac{16}{\pi^2} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{m+n}}{(2m+1)(2n+1)} \cos\left(\frac{(2m+1)\pi\xi}{2}\right) \cos\left(\frac{(2n+1)\pi\zeta}{2}\right) \{m, n\} \quad (2-10)$$

avec

$$\xi = \frac{y}{a}, \quad \zeta = \frac{z}{b}, \quad \psi = \frac{ab\omega}{\nu}, \quad \tilde{u} = \frac{u\omega}{K}, \quad \varphi = \frac{a}{b}$$

et

$$\{m, n\} = \left\{ \frac{\psi \left(\frac{\pi^2}{4} \right) \left[\frac{(2m+1)^2}{\varphi} + (2n+1)^2 \varphi \right] \cos\omega t + \psi^2 \sin\omega t}{\psi^2 + \frac{\pi^4}{16} \left[\frac{(2m+1)^2}{\varphi} + (2n+1)^2 \varphi \right]^2} \right\} \quad (2-11)$$

À partir des équations (2-10) et (2-11) nous traçons le champ de vitesse d'un écoulement oscillant de 1Hz dans un canal de section carrée en utilisant Python 3.7 sur la Figure 2.2-5.

Nous pouvons tracer également les évolutions des champs de vitesse des écoulements oscillants en fonction du nombre de Womersley. Les champs de vitesse sont représentés sur la Figure 2.2-6 lors du changement de direction d'écoulement, pour une phase de 90°.

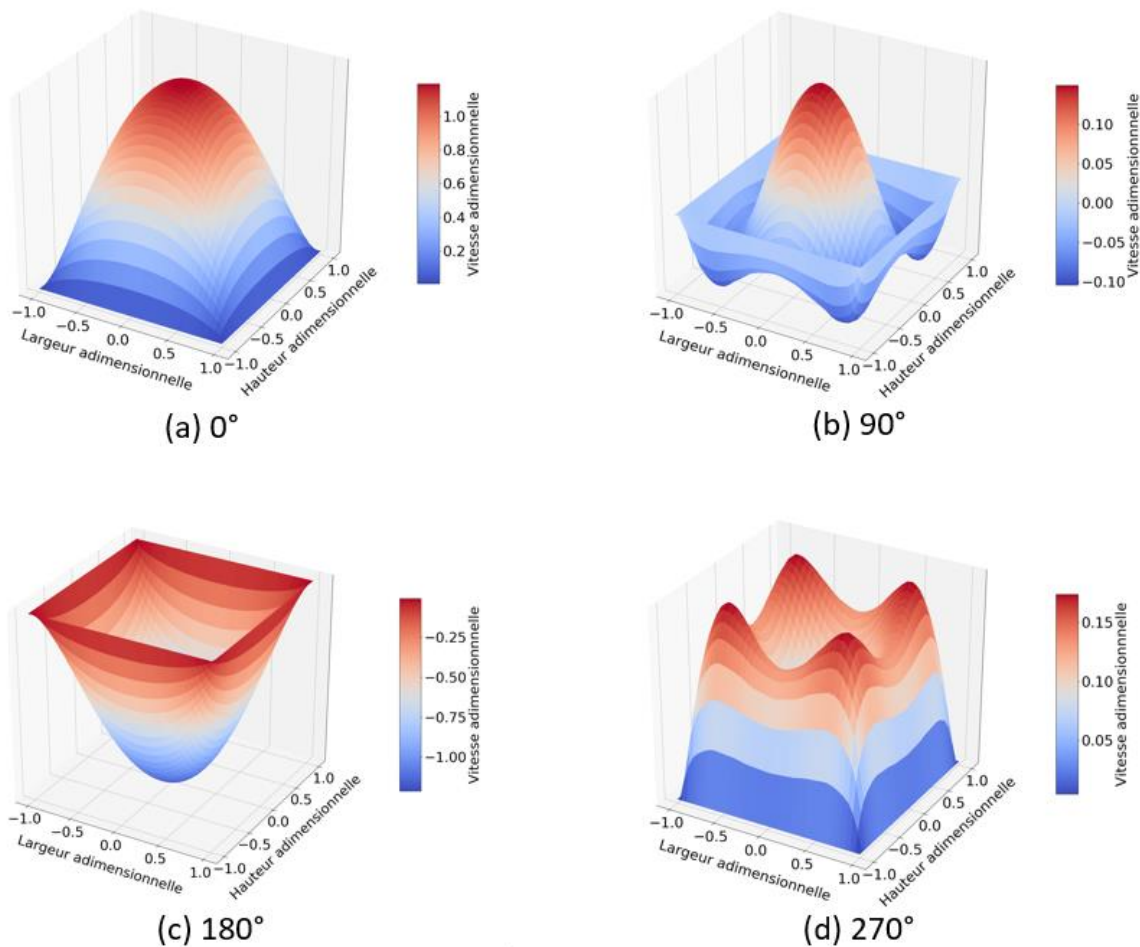


Figure 2.2-5 Évolution du profil de vitesse d'un écoulement oscillant dans un canal de section carrée de 1x1 mm² en fonction de la phase (f=1Hz)

Dans le cas de l'écoulement dans un canal de section carrée (Figure 2.2-6), le profil de vitesse au centre s'aplatit lorsque le nombre de Womersley augmente comme c'est le cas pour l'écoulement dans une conduite de section circulaire. La réduction de la couche limite entraîne une augmentation du gradient de vitesse près de la paroi. Il est remarquable que l'effet annulaire apparaisse d'abord aux coins du canal.

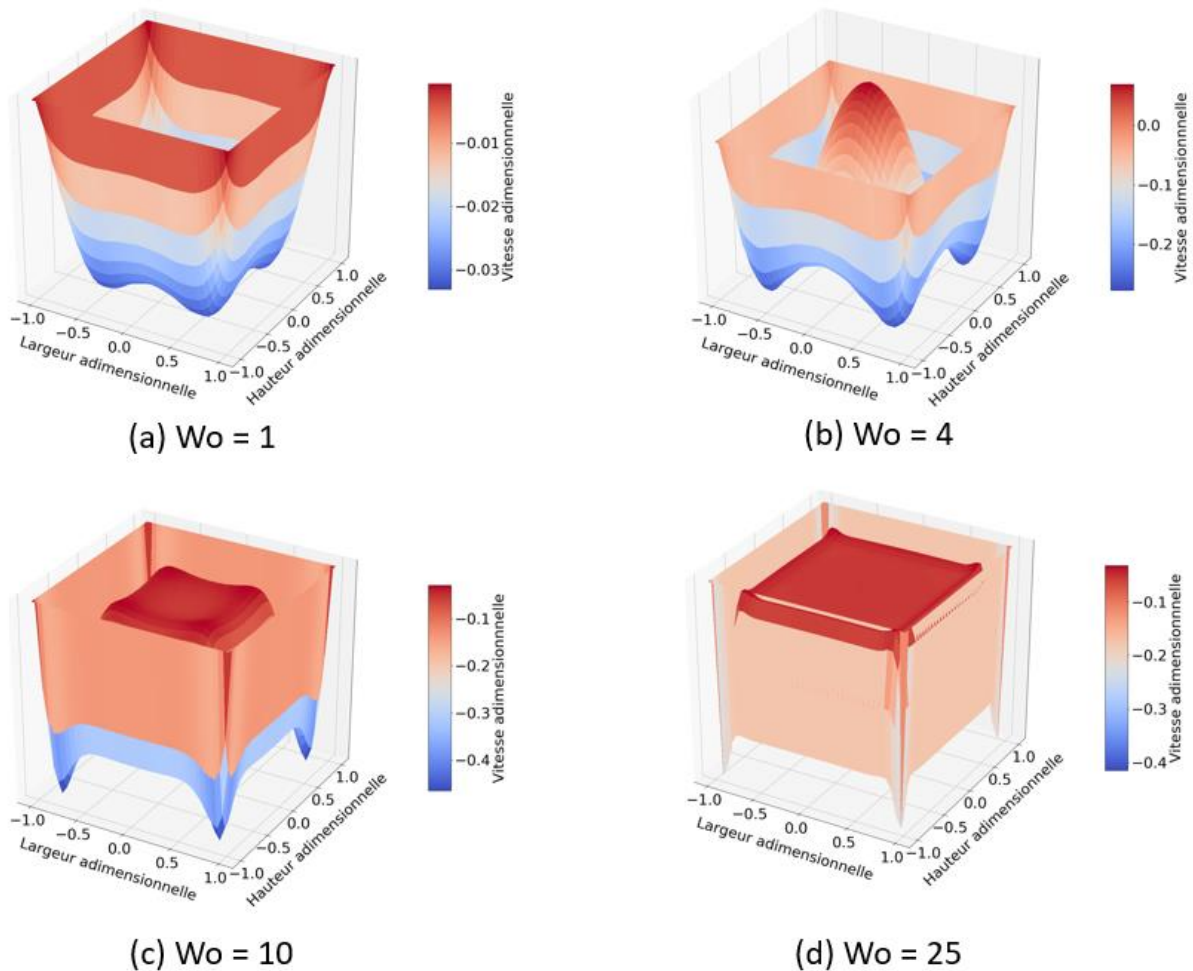


Figure 2.2-6 Évolution du profil de vitesse dans un canal de section carrée de $1*1\text{mm}^2$ en fonction du nombre de Womersley pour une phase de 90°

Un autre cas plus intéressant est l'écoulement dans un canal rectangulaire étroit, c'est-à-dire avec une dimension plus importante que l'autre. Ce type de canal est très utilisé dans les régénérateurs AMR. Dans ces dispositifs, les matériaux magnétocaloriques se situent dans le plan XZ, le fluide caloporteur s'écoule dans la direction Ox entre deux plaques magnétocaloriques. (Figure 2.2-7)

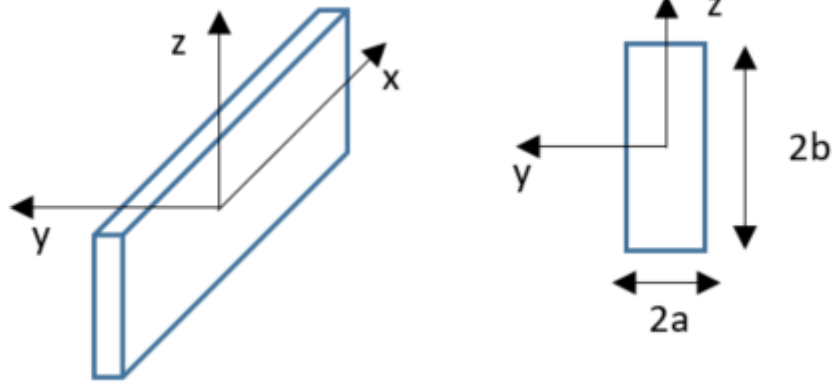


Figure 2.2-7 Gauche : Canal d'un régénérateur AMR; Droite : Section du canal

Les évolutions du champ de vitesse pour un nombre de Womersley égal à 4 sont présentées sur la Figure 2.2-8. L'effet annulaire apparaît de façon très marquée dans la dimension la plus faible (largeur du canal).

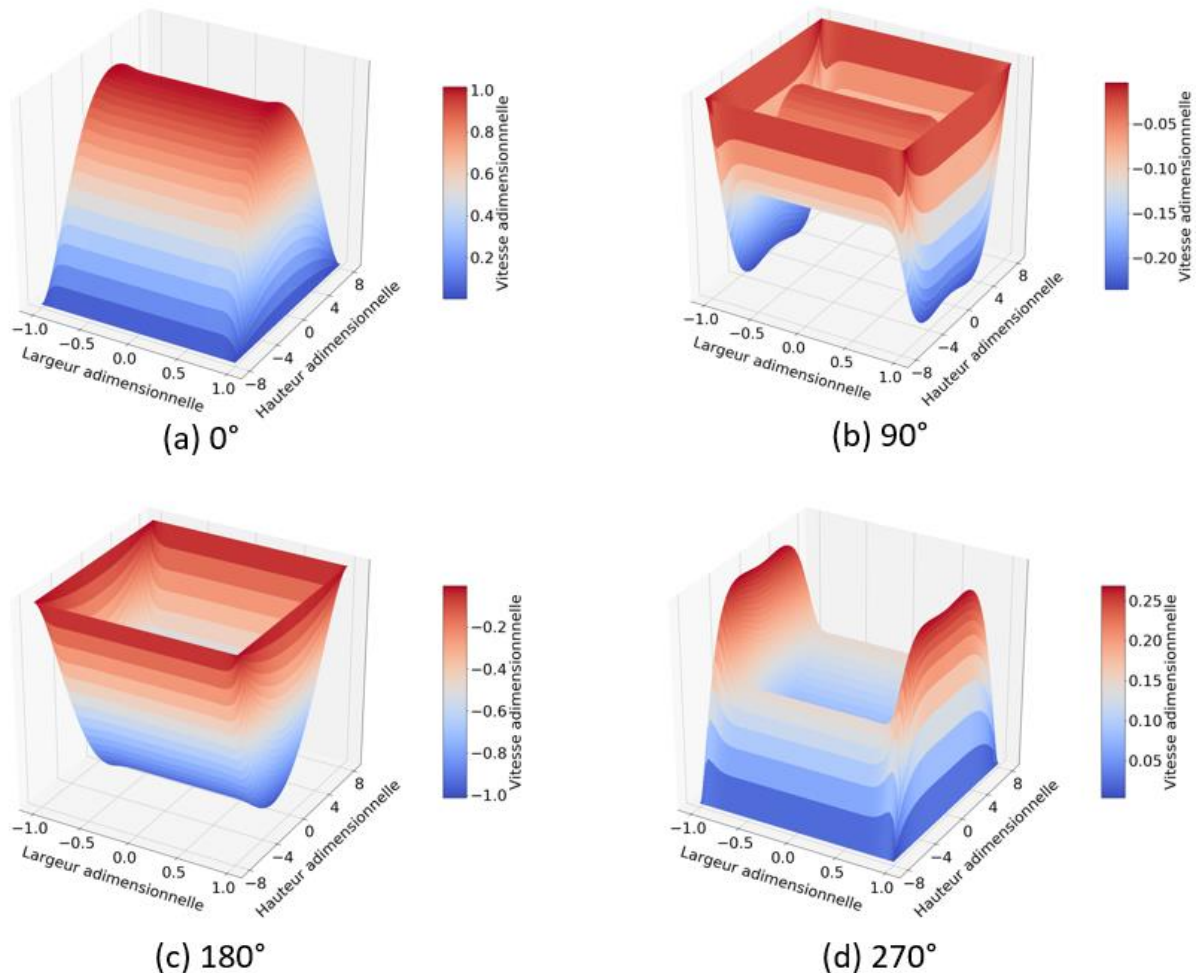


Figure 2.2-8 Évolution du profil de vitesse d'écoulement oscillant dans un canal rectangulaire

Considérons le cas extrême d'un canal rectangulaire dont la hauteur du canal tend vers l'infini. Dans cette situation, l'écoulement oscillant dans un canal devient l'écoulement

oscillant entre deux plaques parallèles. Fan continua la démonstration mathématique basée sur l'équation 2-10 avec $b \rightarrow \infty$. L'équation devient :

$$u(y, t) = \frac{K4}{\omega\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{2n+1} \cos \frac{(2n+1)\pi y}{2a} \left\{ \frac{\theta \left(\frac{\pi^2}{2}\right) (2n+1)^2 \cos \omega t + 4\theta^4 \sin \omega t}{4\theta^4 + \frac{\pi^4}{16} (2n+1)^4} \right\} \quad (2-12)$$

avec

$$\theta = a \sqrt{\frac{\omega}{2\nu}}$$

Landau et Lifshitz [94] donnèrent la solution périodique d'un écoulement oscillant entre deux plaques parallèles sous forme complexe :

$$u(y, t) = -i \frac{K}{\omega} \exp(i\omega t) \left[1 - \frac{\cos \sqrt{-\left(\frac{i\omega}{\nu}\right)y}}{\cos \sqrt{-\left(\frac{i\omega}{\nu}\right)a}} \right] \quad (2-13)$$

Les simulations numériques réalisées par Fan ont montré que la solution de l'équation (2-12) et la partie réelle de l'équation (2-13) sont identiques.

Gedeon [95] réalisa une étude analytique sur l'écoulement oscillant soumis à un gradient de pression sinusoïdal entre deux plaques parallèles infinies. Il cita la solution de Kurzweg en 1985 qui est un peu similaire à la solution de Landau et Lifshitz.

$$u(y, t) = u_{max} \operatorname{Re} \left(\frac{\left(\cosh \left(\frac{\sqrt{i} W_0 y}{a} \right) - \cosh \left(\frac{\sqrt{i} W_0}{2} \right) \right)}{1 - \cosh \left(\frac{\sqrt{i} W_0}{2} \right)} \exp(i\omega t) \right) \quad (2-14)$$

2.2.2.2 Étude dynamique de l'écoulement oscillant

Au-delà de la description cinématique des écoulements oscillants, il est nécessaire d'étudier et de comprendre les mécanismes et les forces impliquées dans les écoulements oscillants et en particulier le mécanisme de la création de l'effet annulaire.

Comme mentionné précédemment, Uchida et Womersley apportèrent une contribution importante pour dévoiler la nature de l'effet annulaire. Leurs calculs montrent en effet qu'il existe un déphasage entre la vitesse et la pression. Bouvier [96] proposa une méthode simple en utilisant le bilan des forces pour effectuer une analyse dynamique de l'écoulement oscillant.

Dans un volume de contrôle représenté sur la Figure 2.2-9, trois forces extérieures s'exercent sur le fluide incompressible oscillant dans un canal:

La force de pression (F_p) : génère le mouvement périodique du fluide

La force d'inertie (F_i) : maintient le mouvement du fluide dans le sens actuel

La force de frottement visqueux (F_f) : s'oppose au mouvement du fluide, existe à la fois dans le fluide et entre le fluide et la paroi

Ces trois forces s'équilibrent entre elles de manière vectorielle :

$$-\vec{F}_p = \vec{F}_i + \vec{F}_f \quad (2-15)$$

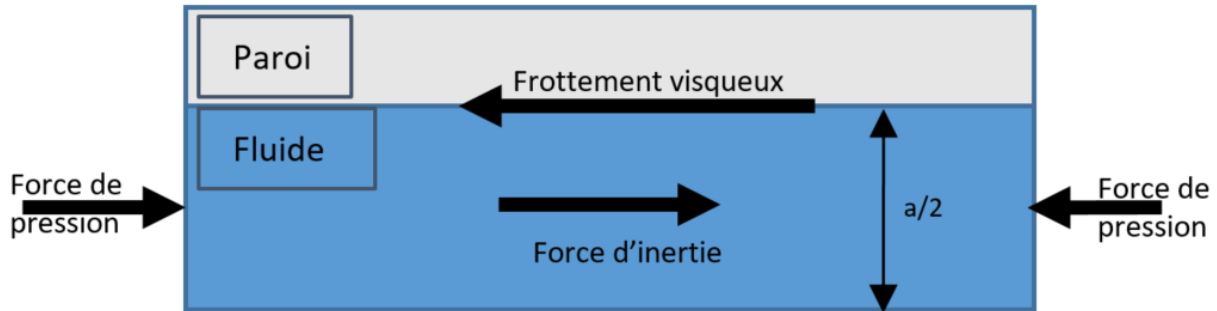


Figure 2.2-9 Bilan de force schématisé

Si on considère l'écoulement oscillant dans un canal rectangulaire de hauteur b et de largeur a .

$$ab \frac{\partial P}{\partial x} = -2(a+b)\rho v \left(\frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=0} + \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0} + \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=b} + \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{y=a} \right) + ab\rho \frac{\partial u}{\partial t} \quad (2-16)$$

$$\frac{\partial P}{\partial x} = -\frac{4}{D_h} \rho v \left(\frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=0} + \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0} + \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=b} + \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{y=a} \right) + \rho \frac{\partial u}{\partial t} \quad (2-17)$$

Avec le diamètre hydraulique

$$D_h = \frac{4ab}{2a + 2b}$$

Si on considère les forces par unité de volume, on peut écrire :

$$F_p = \frac{\partial P}{\partial x} \quad (2-18)$$

$$F_f = -\frac{4}{D_h} \rho v \left(\frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=0} + \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0} + \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=b} + \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{y=a} \right) \quad (2-19)$$

$$F_i = \rho \frac{\partial u}{\partial t} \quad (2-20)$$

En prenant le profil de vitesse déterminé à l'aide de l'équation (2-10) de Fan [92], nous pouvons calculer les évolutions de ces trois forces en fonction de la phase pour différents nombres de Womersley. Les paramètres concernant la géométrie et le fluide sont imposés ci-dessous :

Vitesse : $u_{max} = 1 \text{ m s}^{-1}$

Géométries : $a = 2 \text{ mm}$, $b = 16 \text{ mm}$

Masse volumique : $\rho = 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$

Viscosité cinématique : $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$

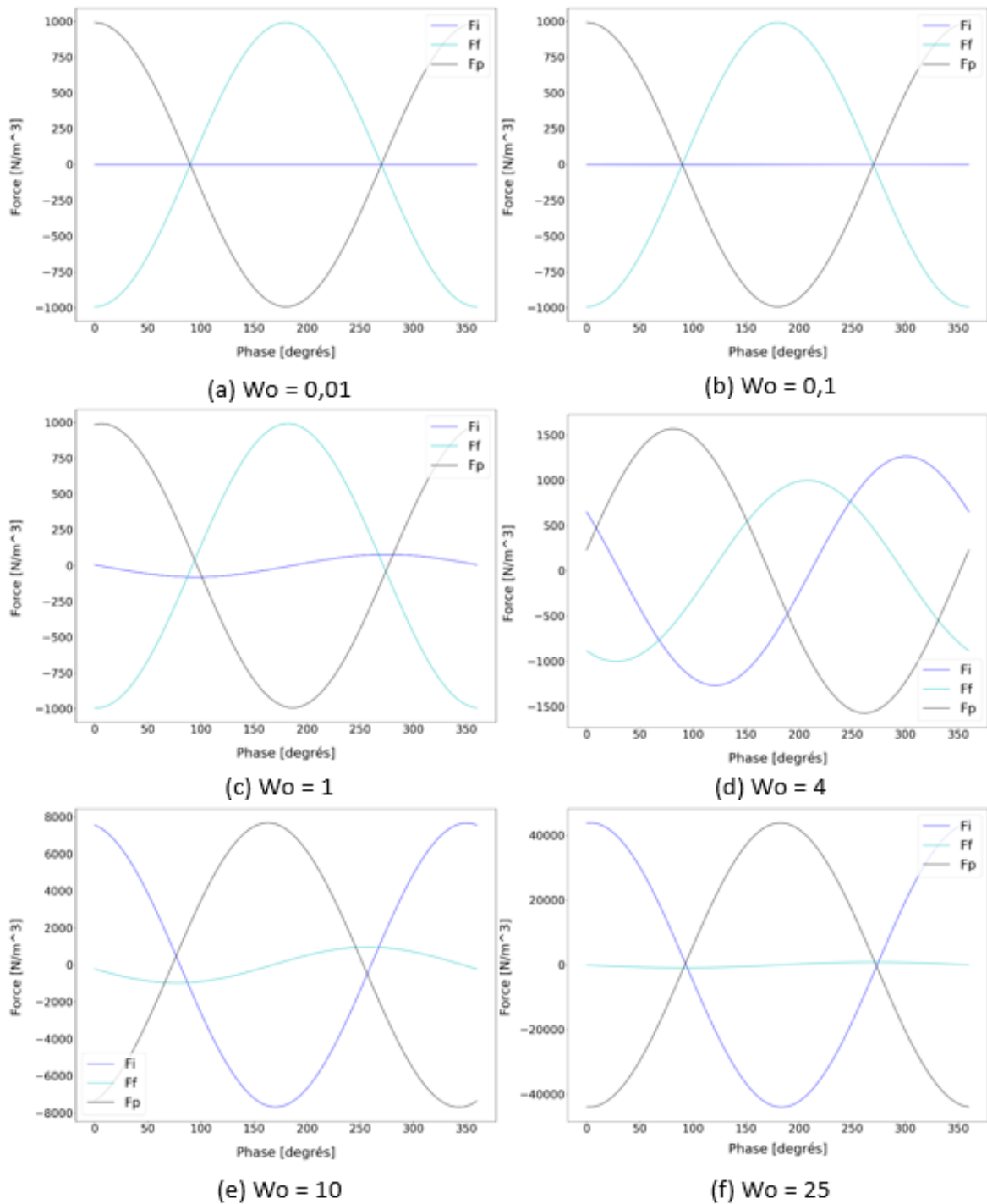


Figure 2.2-10 Évolution des forces en fonction du nombre de Womersley

On peut constater que pour $Wo = 0,01$ la force d'inertie est quasiment nulle par rapport à la force de frottement. La force de pression est déphasée de 180° par rapport à la force de frottement. La force d'inertie devient dominante lorsque le nombre de Wo augmente. La force

de frottement devient négligeable quand le nombre de Wo est très élevé ($Wo > 10$). Dans ce cas la force de pression est déphasée de 180° avec la force d'inertie.

Rappelons les rôles de ces trois forces dans le modèle. La force de pression sert à solliciter le mouvement de fluide comme un piston. Dans le cas d'un écoulement quasi-stationnaire où le nombre de Wo est très faible, le seul rôle de la force de pression est de maintenir l'écoulement oscillant en compensant l'effort visqueux. Lorsque le nombre de Wo augmente, une part de la force de pression s'oppose à la force d'inertie, l'autre part de la force de pression compense la force de frottement. Dans le cas d'un nombre de Womersley très élevé, la force de frottement visqueux est très faible, le rôle de la force de pression se limite alors à s'opposer à la force d'inertie.

Le nombre de Reynolds représente le rapport entre la force d'inertie et la force de frottement visqueux. Le nombre de Womersley peut être considéré comme un nombre adimensionnel similaire au nombre de Reynolds mais s'adaptant à l'écoulement oscillant en régime laminaire. Dans un écoulement stationnaire, l'augmentation de la force d'inertie (augmentation de débit par exemple), entraîne l'instabilité de l'écoulement. Dans un écoulement oscillant, la force d'inertie joue le même rôle mais l'instabilité est provoquée par la fréquence d'oscillation. L'écoulement instable produit des phénomènes complexes comme la turbulence bien que l'hypothèse de base soit l'écoulement laminaire. L'hétérogénéité du champ de vitesse détruit l'effet annulaire. Pour décrire les conditions d'apparition de ces instabilités dans l'écoulement, il est nécessaire de caractériser l'écoulement oscillant et d'effectuer une étude paramétrique.

2.2.2.3 Caractérisation des écoulements oscillants

L'équation de la conservation de la quantité de mouvement s'écrit vectoriellement :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \vec{\nabla}) \vec{u} = -\frac{\vec{\nabla} p}{\rho} + \nu \Delta \vec{u} \quad (2-21)$$

L'écoulement est considéré en régime instationnaire, oscillant dans un cylindre à la fréquence de $\omega/2\pi$. La force volumique comme la gravité est négligée et le fluide est supposé newtonien. En 1988 T.W. Simon et J.R. Seume [97] ont réalisé une normalisation de l'équation (2-21) en introduisant les paramètres au-dessous :

$$p^* = \frac{p - p_0}{\rho u_{max}^2}, \quad \vec{u}^* = \frac{\vec{u}}{u_{max}}, \quad t^* = \omega t, \quad \vec{\nabla}^* = L_c \vec{\nabla}, \quad \rho^* = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad v^* = \frac{v}{\nu_0}$$

L'équation (2-21) devient :

$$u_{max} \omega \frac{\partial \vec{u}^*}{\partial t^*} + \frac{u_{max}^2}{L_c} (\vec{u}^* \vec{\nabla}^*) \vec{u}^* = -\frac{u_{max}^2}{L_c} \frac{\vec{\nabla}^* p^*}{\rho^*} + \frac{\nu u_{max}}{L_c^2} \nu^* \Delta^* \vec{u}^* \quad (2-22)$$

En multipliant l'équation (2-22) par L_c^2/ν , on obtient :

$$\frac{L_c^2 \omega}{\nu} \frac{\partial \vec{u}^*}{\partial t^*} + \frac{L_c u_{max}}{\nu} (\vec{u}^* \vec{\nabla}^*) \vec{u}^* = -\frac{L_c u_{max}}{\nu} \frac{\vec{\nabla}^* p^*}{\rho^*} + \nu^* \Delta^* \vec{u}^* \quad (2-23)$$

Deux nombres adimensionnels se trouvent dans l'équation (2-23).

- Le nombre de Valensi (ou la fréquence adimensionnelle de l'écoulement oscillant) :

$$Va = \frac{L_c^2 \omega}{\nu} = Wo^2$$

- Le nombre de Reynolds :

$$Re_{max} = \frac{L_c u_{max}}{\nu}$$

L'équation (2-23) peut être écrite :

$$Va \frac{\partial \vec{u}^*}{\partial t^*} + Re_{max} (\vec{u}^* \vec{\nabla}^*) \vec{u}^* = -Re_{max} \frac{\vec{\nabla}^* p^*}{\rho^*} + \nu^* \Delta^* \vec{u}^* \quad (2-24)$$

L'écoulement oscillant est donc caractérisé par ces deux nombres adimensionnels. Le point commun de ces deux nombres est qu'ils représentent tous deux un ratio entre la force d'inertie et la force de frottement visqueux. Cependant, le nombre de Valensi caractérise l'instabilité d'écoulement due à l'inertie instationnaire (ou oscillatoire), le nombre de Reynolds caractérisant quant à lui l'instabilité due à l'inertie stationnaire.

Deux autres nombres adimensionnels intéressants sont introduits :

- Le rapport de longueur d'établissement

$$\epsilon = \frac{L_e}{L_c}$$

- Le déplacement adimensionnel

$$Ad = \frac{x_{max}}{L}$$

Ce nombre adimensionnel caractérise l'amplitude du déplacement périodique dans un canal de longueur L. Trois situations sont possibles selon la valeur d'Ad :

- Si $Ad < 1$, le volume V contenu dans le canal à $t = 0$ ne sort pas entièrement du canal au bout du demi-cycle.
- Si $Ad = 1$, le volume V contenu dans le canal à $t = 0$ sort entièrement du canal au bout du demi-cycle.
- Si $Ad > 1$, plus du volume V contenu dans le canal à $t = 0$ sort du canal au bout du demi-cycle.

2.2.2.4 Étude de l'instabilité des écoulements oscillants

Comme mentionné précédemment, la force d'inertie due à la fréquence d'oscillation renforce l'instabilité de l'écoulement. L'écoulement peut passer du régime laminaire au régime transitoire ou au régime totalement turbulent même si le nombre de Reynolds n'est pas élevé.

Par exemple, la vibration de la machine tournante a très peu d'impact sur l'écoulement développé car le canal est assez long pour que cette perturbation puisse s'atténuer. Cependant cette perturbation est amplifiée dans les écoulements oscillants. Les tourbillons se forment à cause de ce type de perturbation puis détruisent le champ développé de la vitesse.

Un autre exemple typique est l'effet d'entrée ou « un bouchon de turbulence ». La turbulence est souvent créée à cause du changement dans la forme géométrique du canal. Si la force d'inertie est assez grande, le bouchon de turbulence se propage le long du canal puis détruit l'écoulement unidirectionnel et l'effet annulaire.

Gedeon développa le critère de transition en 1990 au sein de la NASA à l'aide de son code de simulation GLIMPS [98]. Ce code simule le comportement de l'écoulement oscillant monodimensionnel dans un tube de section circulaire en prenant en compte l'effet d'entrée. Ce critère permet de prédire le régime d'écoulement en fonction du nombre de Reynolds et du nombre de Valensi.

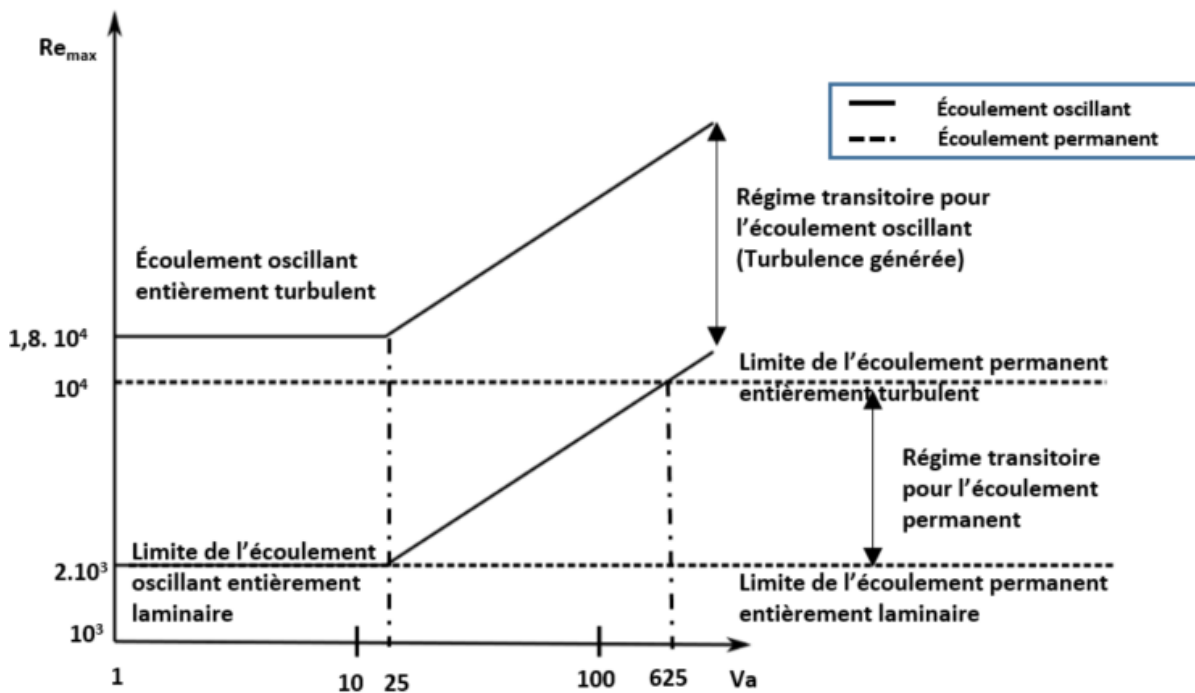


Figure 2.2-11 Critère de transition de l'écoulement d'après le code GLIMPS

Pour maintenir l'écoulement oscillant en régime laminaire, il faut :

- $Re < 2000$ pour $Va < 25$
- $2000 < Re < 2000 (Va/25)^{0,5}$ pour $Va > 25$

Dans le cadre de cette étude, nous nous efforcerons de garder l'écoulement oscillant en régime laminaire. Ainsi, la perte de charge pourra être réduite dans l'ensemble du système hydraulique au sein de la machine magnéto-calorique. Moins de perte de charge permet de réduire la consommation de puissance de la pompe de circulation. Cela entraîne l'augmentation du coefficient de performance (COP) du système.

2.2.3 TRANSFERTS THERMIQUES DANS LES ECOULEMENTS OSCILLANTS

2.2.3.1 Les équations du modèle thermo-fluidique

L'objectif de l'utilisation des écoulements oscillants est de réaliser l'échange thermique entre le fluide caloporteur et les matériaux magnétocaloriques ainsi qu'entre le fluide caloporteur et les réservoirs sources. À la modélisation du comportement dynamique du fluide, on devra donc superposer la modélisation du transfert de chaleur entre le fluide et tous les éléments du système.

Les hypothèses du modèle sont les suivantes :

- Le fluide circule dans un canal rectangulaire constitué de deux plaques en matériau magnétocalorique en vis-à-vis.
- Les deux plaques sont infiniment larges pour que le profil de vitesse ne soit pas impacté par l'effet de la troisième dimension.
- Le fluide est newtonien et incompressible, ses propriétés physiques sont constantes. Cette hypothèse est valable pour le fluide caloporteur comme de l'eau qui fonctionne dans une faible plage de température.
- L'écoulement est en régime laminaire avec un nombre de Valensi faible pour respecter la limite de l'écoulement oscillant entièrement laminaire définie par Gedeon [98].
- Les forces volumiques sont négligeables.
- La dissipation visqueuse au sein de l'écoulement est négligeable parce que la viscosité du fluide caloporteur est faible.

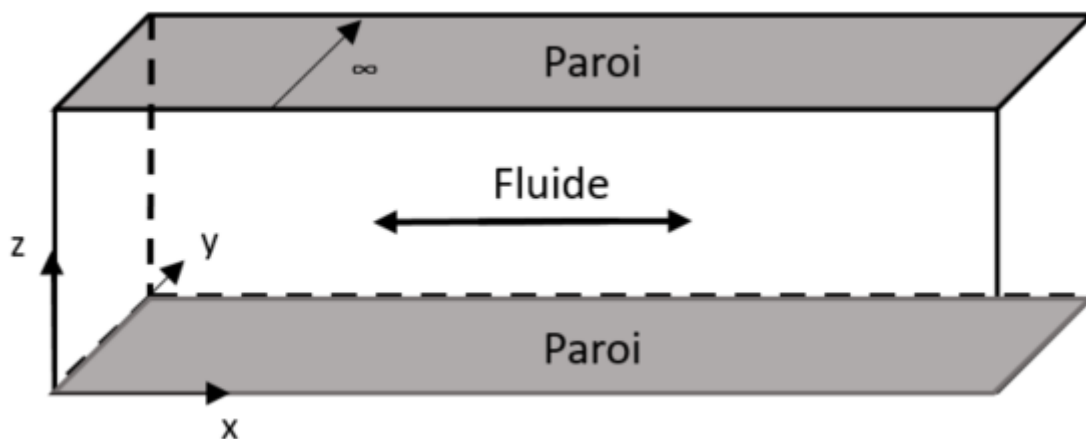


Figure 2.2-12 Coordonnées dans un canal du régénérateur

Quatre équations sont nécessaires pour construire ce modèle thermo-fluidique.

- L'équation de la chaleur dans le matériau magnétocalorique :

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \alpha_s \left(\frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2} \right) + \frac{\dot{Q}_v}{\rho C_p} \quad (2-25)$$

- Le terme \dot{Q}_v représente la source de chaleur [W m^{-3}] due à l'effet magnétocalorique :

$$\dot{Q}_v = - \frac{\mu_0 T_s \int_{H_1}^{H_2} \left(\frac{\partial M}{\partial T_s} \right)_H dH}{\Delta t} \quad (2-26)$$

Avec M , l'aimantation ; H , le champ magnétique interne, μ_0 la perméabilité magnétique du vide et Δt la durée de magnétisation.

- L'équation de conservation de la quantité de mouvement du fluide :

$$\frac{\partial u(z, t)}{\partial t} = \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial p(x, t)}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u(z, t)}{\partial z^2} \quad (2-27)$$

- L'équation de conservation de l'énergie du fluide :

$$\frac{\partial T_f}{\partial t} + u(z, t) \frac{\partial T_f}{\partial x} = \alpha_f \left(\frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_f}{\partial z^2} \right) \quad (2-28)$$

Deux solutions sont proposées pour intégrer l'équation (2-26) dans (2-25) : soit imposer directement un écart de température ΔT adiabatique expérimental à chaque pas de temps dans le modèle, soit importer la courbe de l'aimantation du matériau en fonction du champ magnétique et de la température ambiante $M(H, T)$ et calculer la puissance volumique apporté ou absorbé par le caloporteur. Effectivement à partir de la première solution nous pouvons calculer aussi la puissance volumique de manière discrétisée:

$$\dot{Q}_v = \rho_s c_{p_s} \frac{\Delta T_{ad}(H(t + \Delta t, T)) - \Delta T_{ad}(H(t, T))}{\Delta t} \quad (2-29)$$

2.2.3.2 Impact de l'écoulement oscillant sur le transfert thermique

Un système d'équations similaire aux équations (2-25)-(2-28) a été résolu analytiquement par Watson en 1983 [99] pour la première fois, non pas pour le transfert de chaleur, mais pour l'étude de la diffusion d'un contaminant passif dans un écoulement laminaire oscillant au sein d'un tube de section circulaire. Il obtint une solution exacte en imposant que le gradient de pression était constant tout le long du canal et était périodique en fonction du temps pour générer l'écoulement oscillant.

Dans son étude, il introduisit la notion de « diffusivité effective » Ke pour décrire une augmentation de diffusion due aux oscillations. La définition de Ke est :

$$K_e = K_c (1 + R) \quad (2-30)$$

R est un nombre adimensionnel qui caractérise l'augmentation de la diffusivité moléculaire à cause de l'oscillation de l'écoulement. Il est défini par la fréquence d'oscillation Wo , le nombre de Schmidt Sc et le volume déplacé pendant la demi-période V_d :

$$R = f(Wo^2, Sc) \left(\frac{V_d}{SL_c} \right)^2 \text{ et } Sc = \frac{\nu}{K_c} \quad (2-31)$$

Avec ν la viscosité du fluide, S la section du canal et L_c la longueur caractéristique.

Kurzweg reprinted les travaux de Watson et les transposa au cas du transfert thermique en 1984 [100]. Il appliqua dans un premier temps cette méthode de détermination pour la diffusion de chaleur dans un écoulement oscillant à faible fréquence. Le tube dans lequel circule l'écoulement oscillant était de rayon a et de longueur L . Il était connecté aux deux extrémités à un réservoir chaud à température T_H et à un réservoir froid à température T_C respectivement. L'ensemble du système était adiabatique. La méthode de résolution utilisée ne convergerait que si la condition suivante était remplie :

$$Wo^2 Pr < \pi$$

Avec Pr le nombre de Prandtl, le rapport entre la viscosité cinématique et la diffusivité thermique du fluide :

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha_f}$$

Le profil de vitesse était :

$$u(\eta, t) = u_{max} \left[\frac{J_0(\sqrt{-i}Wo) - J_0(\sqrt{-i}Wo \eta)}{J_0(\sqrt{-i}Wo) - 1} \right] e^{i\omega t} = u_{max} F(\eta) e^{i\omega t}, \quad \eta = \frac{r}{a} \quad (2-32)$$

La notion de diffusivité thermique effective a été introduite de la même manière que celle de Watson :

$$\alpha_e = \alpha_f(1 + R) \quad (2-33)$$

Avec R un nombre adimensionnel qui relie le déplacement de volume V_d , la fréquence d'oscillation de l'écoulement et le nombre de Prandtl :

$$R = P(Wo) \frac{(Pr\Delta y)^2}{16L_c^2} \quad (2-34)$$

La distance déplacée pendant la demi-période Δx est définie tout simplement par le rapport entre le volume déplacé et la section du canal :

$$\Delta x = \frac{V_d}{S}$$

La fonction P ne dépend que d'une seule variable, le nombre de Womersley. Elle est définie par :

$$P(Wo) = \frac{1}{24} Wo^4 \text{ si } Wo \ll 1 \quad (2-35)$$

$$P(Wo) = Wo^2 \left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}Wo} \right) \text{ si } Wo \gg 1 \quad (2-36)$$

Ainsi, la densité du flux de chaleur axial diffusé dans le canal est :

$$\dot{q} = \alpha_e S \rho C_p \frac{\partial T}{\partial x} \quad (2-37)$$

En prenant en compte le gradient de température entre les deux réservoirs :

$$\dot{q} = \alpha_e S \rho C_p \frac{T_H - T_C}{L} \quad (2-38)$$

Kurzweg, en collaboration avec Zhao [101] publia ensuite un deuxième article concernant l'étude expérimentale sur la diffusion thermique dans un écoulement oscillant. Il utilisa un caloduc comme dispositif expérimental. Ce caloduc consistait en un grand tube de 20 cm de long et de 1,27 cm de diamètre contenant 31 tubes capillaires de 1 mm de diamètre interne et deux réservoirs remplis d'eau à 78°C pour le réservoir chaud et d'eau à 22°C pour le réservoir froid. La section mouillée du canal était $A_0 = 0,67 \text{ cm}^2$. Les réservoirs étaient fermés par des membranes flexibles perpendiculaires au sens de l'écoulement. Un vibreur à fréquence variable était installé près de la membrane à côté du réservoir chaud. En pratique, la gamme de fréquence utilisée allait de 2 à 8 Hz. Les déplacements dans le tube capillaire à tester étaient de 2 à 12,5 cm.

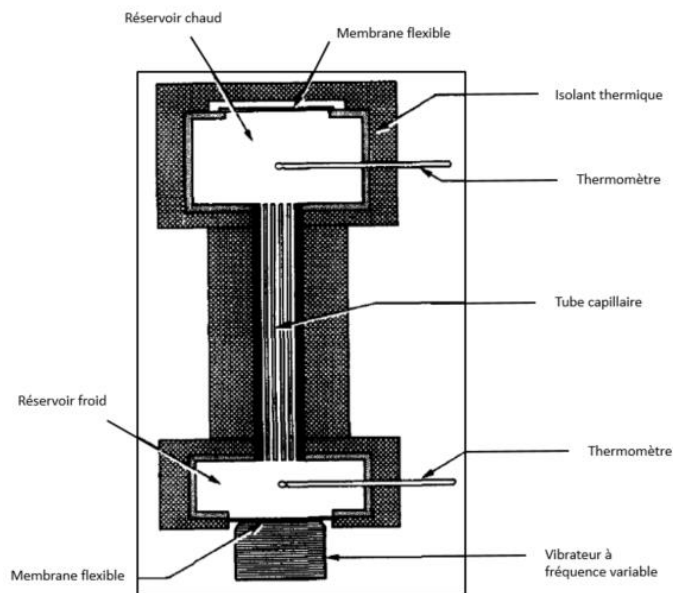


Figure 2.2-13 Banc d'essai pour mesurer la diffusion effective de chaleur dans un écoulement oscillant [101]

La variation de la température du réservoir froid était enregistrée 6 fois pendant 6 minutes. La diffusivité effective était déterminée par la relation du bilan thermique du réservoir froid de volume V_c :

$$\alpha_e A_0 \left(\frac{T_H - T_C}{L} \right) = V_c \frac{dT}{dt} \quad (2-39)$$

La diffusivité effective mesurée variait entre $1,4 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ et $25 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$. Par rapport à la diffusivité théorique de l'eau de $0,14 \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$, la diffusivité mesurée était 17900 fois plus grande au maximum.

Afin d'interpréter les données expérimentales, Kurzweg réintroduisit un nouveau modèle analytique thermo-fluidique. Il utilisa une nouvelle expression du profil de vitesse pour que l'écoulement oscillant laminaire soit valable en haute fréquence :

$$u(r, t) = u_{max} \left[1 - \sqrt{\frac{\bar{a}}{r}} \exp(-\sqrt{i} Wo \left(1 - \frac{r}{a} \right)) \right] e^{i\omega t} = u_{max} f e^{i\omega t} \quad (2-40)$$

Avec ce profil de vitesse (2-40), il réécrit l'équation de la chaleur du fluide et du solide en coordonnées cylindriques:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u(r, t) \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha_f \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right], r \in [0, a] \text{ pour le fluide} \quad (2-41)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha_s \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right], r \in [a, \infty] \text{ pour la paroi} \quad (2-42)$$

La paroi était considérée infiniment épaisse. Il résolut les équations (2-41) et (2-42) et donna une expression de la diffusivité effective :

$$\alpha_e = \frac{F(Pr, \sigma, \mu) \Delta y^2 \sqrt{\omega \nu}}{a} \quad (2-43)$$

La diffusivité effective est proportionnelle à la racine carrée de la fréquence d'oscillation et au carré du déplacement périodique. Elle diminue lorsque le rayon du canal augmente. La fonction F est définie par le nombre de Prandtl, le rapport des diffusivités thermiques du fluide et du solide σ et le rapport des conductivités thermiques μ du fluide et du solide.

$$\sigma = \frac{\alpha_f}{\alpha_s}, \quad \mu = \frac{\lambda_f}{\lambda_s} \quad (2-44)$$

Avec

$$F(Pr, \sigma, \mu) = F(Pr, \beta, h) = \frac{1}{4\sqrt{2}Pr} \left[\beta + h + \beta h (1 + \sqrt{Pr}) \left(\frac{2}{(1 + Pr)} - \frac{1}{\sqrt{Pr}} \right) \right] \quad (2-45)$$

La transformation (2-45) était basée sur deux nouveaux paramètres :

$$\beta = \frac{Pr}{1 - Pr}, \quad h = \frac{\mu\beta - (1 - \beta)\sqrt{\sigma Pr}}{\sqrt{Pr}(\mu + \sigma)} \quad (2-46)$$

À partir de l'équation (2-45), Kurzweg traça l'évolution de la valeur de F en fonction du nombre de Pr pour trois cas typiques (Figure 2.2-14) :

- La conductivité du solide est infiniment grande, $\mu = \sigma = 0$
- Le fluide et la paroi possèdent les mêmes propriétés thermiques, $\mu = \sigma = 1$
- La conductivité du solide est infiniment petite, $\mu = \sigma = \infty$

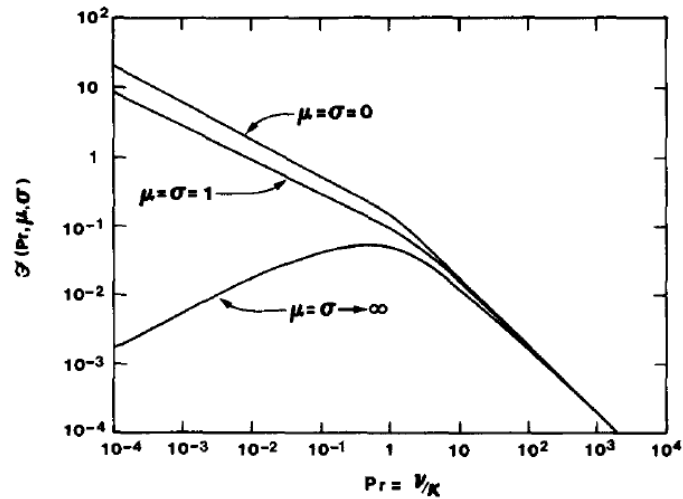


Figure 2.2-14 Evolution de la valeur de F en fonction du nombre de Pr pour différents σ et μ [101]

Nous pouvons constater que la valeur de la fonction F est très élevée lorsque le nombre de Pr est faible comme pour un métal liquide. Cependant pour un nombre de Pr important, F est faible dans tous les cas. Il faut remarquer aussi que le comportement de F est similaire pour $\mu = \sigma = 0$ et $\mu = \sigma = 1$.

Une autre expérience avec le lithium liquide a été apportée aussi pour vérifier la conclusion présentée ci-dessus. Pour une fréquence de 50 Hz, l'auteur a obtenu une densité de flux thermique de $6 \cdot 10^9$ W/m² soit 100 fois plus que le meilleur résultat à l'époque avec un caloduc utilisant le métal liquide.

Dans le troisième article, Kurzweg discuta le transfert de chaleur dans un écoulement oscillant entre deux plaques parallèles adiabatiques [102].

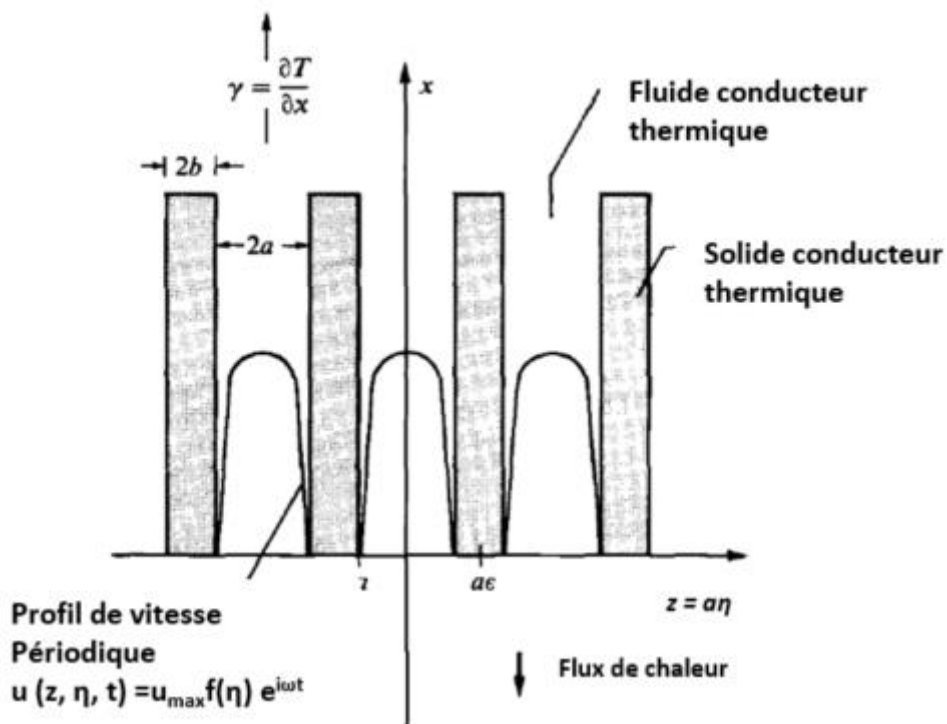


Figure 2.2-15 Ecoulement oscillant entre deux plaques parallèles [102]

Il trouva l'expression de la diffusivité effective pour un nombre de Womersley élevé :

$$\frac{\alpha_e}{\omega \Delta y^2} = \frac{1}{8\sqrt{2}Wo} \left[\frac{Pr(Pr+1)(\mu + \sqrt{\sigma}) - \sqrt{Pr}(1 + \sqrt{Pr})(\mu\sqrt{Pr} + \sqrt{\sigma})}{Pr(Pr^2 - 1)(\mu + \sqrt{\sigma})} \right] \quad (2-47)$$

Ainsi que pour un nombre de Womersley faible :

$$\frac{\alpha_e}{\omega \Delta y^2} = \frac{\alpha^2 Pr}{8} \left\{ \frac{17}{35} - \frac{4\mu}{5[\mu + \sigma(\epsilon - 1)]} + \frac{\mu[\mu + \sigma^2(\epsilon - 1)^3]}{3[\mu + \sigma(\epsilon - 1)]^2} \right\} \quad (2-48)$$

Avec le facteur de géométrie :

$$\epsilon = \frac{b}{a}$$

Pour le cas de $\epsilon = 2$ et $\mu = \sigma = 1$, Kurzweg traça l'évolution de la diffusivité effective normalisée par ω et Δy^2 en fonction du nombre de Prandtl et du nombre de Womersley.

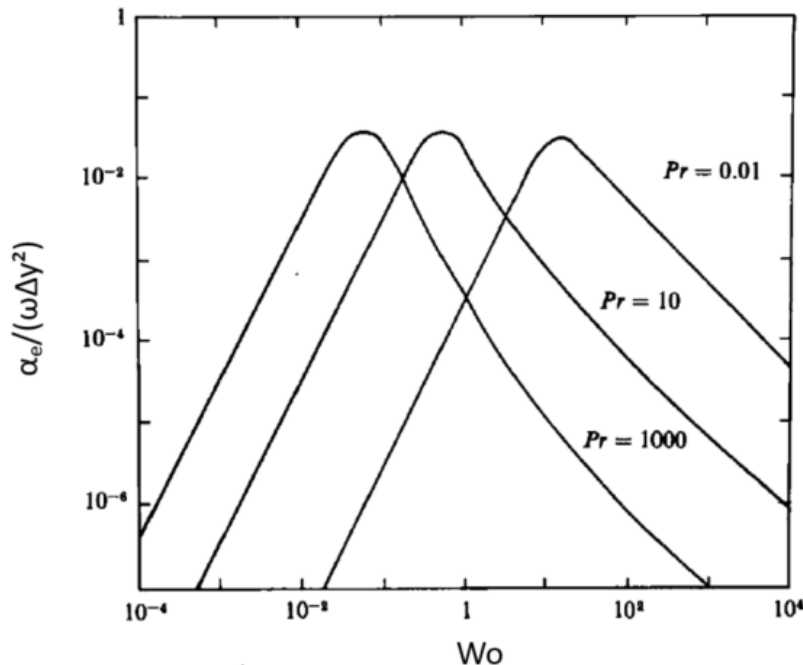


Figure 2.2-16 Diffusivité effective normalisée en fonction du nombre de Prandtl et du nombre de Womersley pour le cas de $\mu = \sigma = 1$ [102]

Kurzweg constata qu'il y a un point optimal pour chaque nombre de Prandtl où la diffusivité effective devient maximale. Physiquement ces points optimaux correspondent à un temps de diffusion de la chaleur du centre d'écoulement jusqu'à la paroi égal à la demi période d'oscillation.

En définitive, tous les travaux de Kurzweg se concentrèrent sur la diffusion de la chaleur dans un caloduc en utilisant l'écoulement oscillant. Il démontra analytiquement et expérimentalement que la diffusion de la chaleur était bien renforcée grâce à l'oscillation des écoulements. Dans le cas du régénérateur magnétocalorique, la diffusion de chaleur axiale, favorisée par l'écoulement oscillant permet de potentiellement raccourcir le temps nécessaire pour atteindre l'écart maximal de température entre la source chaude et la source froide.

Gedeon [95] essaya de déterminer un coefficient d'échange spatialement moyenné pour un écoulement oscillant entre plaques parallèles. Il utilisa les résultats de Kurzweg et introduisit les notions de nombre de Nusselt complexe et de coefficient d'échange thermique complexe. Une hypothèse à souligner dans ses démonstrations mathématiques est que la paroi est adiabatique. Néanmoins, cette hypothèse n'est plus valable dans le cas où le transfert thermique a lieu entre le fluide et la paroi. Ainsi, même si son coefficient d'échange moyen correspondait à la solution exacte par l'ajout d'un facteur correctif, cette interaction thermique était encore loin d'être étudiée.

Nika et al. proposèrent en 2005 [103] un modèle analytique monodimensionnel décrivant l'échange thermique fluide – paroi dans un écoulement oscillant incompressible traversant un canal à plaques parallèles. Neuf nombres adimensionnels influents furent indiqués. Deux cas suivant ont été étudiés, la température de paroi constante et uniforme, et la température de paroi linéaire et indépendante du temps. Son étude montra que, en supposant le nombre de Prandtl égal à 0,7, le nombre de Womersley devrait être inférieur à 1,33 pour que l'échange thermique soit le plus efficace. Cependant l'étude de Nika n'est pas adaptée à notre cas. Notre fluide caloporteur utilisé est de l'eau, qui possède un nombre de Prandtl de 7 à température ambiante.

En effet, le premier obstacle à surmonter pour estimer le profil de la température pour l'écoulement oscillant est la détermination des conditions limites à la paroi. Cette paroi peut être isolée ou isotherme ou disperser / absorber le flux de chaleur vers le fluide comme un régénérateur magnéto-calorique.

L'autre phénomène impactant l'échange thermique paroi - fluide est l'écoulement oscillant lui-même. Pour un nombre de Womersley faible, l'écoulement oscillant est considéré comme quasi-stationnaire et les corrélations de transfert thermique par convection sont probablement valables. Dès que le nombre de Womersley s'élève au-dessus de 4, où la force d'inertie commence à jouer un rôle particulier près de la paroi, l'effet annulaire pourrait favoriser spontanément l'échange thermique lorsque l'écoulement change de sens. Le nombre de Nusselt peut être estimé comme suit :

$$Nu = \frac{L_c \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{paroi}}{T_{paroi} - T_{ref}} \quad (2-49)$$

Par conséquent, il se produit un « pic » de l'échange de chaleur dans l'écoulement. Le gradient de la température à la paroi pourrait être nul après la présence de ce « pic ». Dans le cas du gradient de la température nul, le nombre de Nusselt est nul.

Dans le cas d'un système de réfrigération utilisant l'EMC, la complexité de l'aspect physique et de la modélisation nous empêchent de trouver une solution exacte analytique du profil de température. Dans ce contexte, un modèle thermo-fluidique associé à des résolutions numériques pourrait s'avérer intéressant pour l'obtention de solutions approchées mais acceptables permettant de quantifier les performances de tels systèmes.

2.3 REVUE DES MODELES THERMO-FLUIDIQUES

Comme mentionné précédemment, la difficulté de construire un modèle analytique nous empêche de prédire précisément le comportement d'un système utilisant des écoulements oscillants. De plus, dans un système magnétocalorique, les différentes configurations du canal et les diverses propriétés du matériau magnétocalorique peuvent aussi affecter les solutions analytiques. Dans ce contexte, il est nécessaire de développer des modèles numériques pour simuler le comportement du régénérateur magnétique puis évaluer la performance du système.

Depuis la publication du premier modèle d'un AMR par Barclay en 1982 [104], un grand nombre de modèles ont été développés. Nielsen et al. [105] ont présenté une revue de tous les modèles thermo-fluidiques pertinents avant l'année 2011. Mugica et al. [106] ont mis à jour ce tableau des modèles jusqu'à l'année 2017. Nous allons reprendre ici ce travail de revue et refaire un tableau simplifié en ajoutant les travaux les plus récents. (Tableau 2.3-1)

À la lecture de ce tableau, on peut constater une évolution des modèles. Avant 2010, la majorité des modèles étaient monodimensionnels. Un modèle 1D possède de nombreux avantages sauf la précision. Par exemple, le modèle de Barclay [104] n'utilisa qu'un seul paramètre, la porosité, et deux équations de la chaleur (pour le fluide et pour le solide) afin de simuler le comportement d'un régénérateur AMR. Dans le premier article sur le système magnétocalorique à température ambiante, Hu et Xiao utilisèrent en 1995 [107] la notion de la température complexe parce que le système était supposé en régime périodique stationnaire. Allab et al. [108] créèrent un des premiers modèles 1D pour un régénérateur à plaques parallèles. Il intégra les données expérimentales concernant l'effet magnétocalorique du gadolinium dans son modèle pour approcher la réalité. Engelbrecht et al. [109] créèrent son modèle 1D en prenant en compte les variations des propriétés thermiques du matériau magnétocalorique et du fluide caloporteur en fonction de la température.

Au fil du temps, les chercheurs ont augmenté l'exigence de la mise en évidence de tous les phénomènes physiques et de la compréhension de leurs impacts sur la performance du système.

En 2008, Petersen et al. [110] développèrent un modèle thermo-fluidique 2D. Le modèle fluide simule le mouvement du fluide poussé par un piston TOR (tout ou rien). L'effet magnétocalorique se traduit par une augmentation instantanée de la température de ΔT_{ad} qui est une fonction de l'intensité du champ magnétique. L'échange de chaleur à l'interface fluide-solide fut considéré comme la conduction thermique sous l'hypothèse de contact parfait.

$$\lambda_s \left. \frac{dT_s}{dz} \right|_{z=0} = \lambda_f \left. \frac{dT_f}{dz} \right|_{z=0} \quad (2-50)$$

Le modèle d'Oliveira [111] en 2012 était en 2D mais hybride. L'équation de conservation de la quantité de mouvement du fluide fut résolue indépendamment de manière analytique pour le cas d'un écoulement oscillant sinusoïdal. L'effet annulaire mentionné dans la section 2.2 était complètement pris en compte pour déterminer le profil de température du fluide dans des cycles AMR. Il souligna que le nombre de Nusselt augmentait aux fréquences élevées.

L'utilisation de logiciels commerciaux a été explorée pour la modélisation multiphysique dans une géométrie quelconque ainsi que l'accès à la deuxième ou troisième dimension. Legait [112] développa en 2011 un modèle 2D sous Fluent simulant un régénérateur à plaques parallèles. Le modèle magnétique fut pris en compte par une variation spontanée de la température au sein du matériau magnétocalorique. Lionte [14] développa un modèle 2D sous Comsol pour simuler un régénérateur AMR composé de plaques parallèles séparées par des micro-canaux. Le coefficient d'échange empirique et l'effet magnétocalorique mesuré étaient directement utilisés dans le modèle. Le modèle a été validé par la comparaison avec les résultats expérimentaux.

Bouchard et al. [113] développèrent pour la première fois en 2009 un code de simulation numérique directe en 3D. Ce code coupla l'écoulement 3D, le champ de température 3D et le champ magnétique 3D. L'effet magnétocalorique fut introduit indirectement par le calcul de l'excitation magnétique du matériau magnétocalorique. Tous les phénomènes principaux connus ont été pris en compte comme l'évolution de la chaleur spécifique C_p du MMC en fonction de la température et du champ magnétique. Les équations 3D ont été résolues simultanément dans un volume élémentaire. Le maillage du régénérateur en milieu poreux de $25 \times 50 \times 100 \text{ mm}^3$ représentait 17 millions de volumes élémentaires.

Le deuxième modèle 3D fut développé par Kamran et al. [114] en 2016 en utilisant le logiciel Fluent. La méthode de ε -NTU a été utilisée pour calculer la puissance de refroidissement. Les calculs montrèrent qu'un régénérateur à micro-canaux était 7 % plus efficace qu'un régénérateur à plaques parallèles.

Le dernier modèle 3D réalisé en 2018 par Mugica et al. [115] a été écrit en langage C++ avec Openfoam en utilisant la méthode des volumes finis. Ce modèle a été conçu pour un régénérateur à plaques parallèles. À part simuler des comportements mécaniques, thermiques et magnétiques du régénérateur, ce modèle 3D a été également utilisé pour étudier les impacts de la viscosité du caloporteur en fonction de la température $\nu(T)$ sur le transfert de chaleur paroi-fluide et de la perméabilité magnétique du matériau magnétocalorique en fonction de la température $\mu_r(T)$ sur l'excitation du matériau.

La majorité des modèles plus récents sont en 2D. Un des objectifs de ces modèles est de découvrir les impacts de tous les facteurs sur le comportement du modèle afin de pouvoir optimiser le système magnétocalorique. Le modèle d'El Achkar et al. [116] décrit le transfert de chaleur par convection entre solide et fluide dans un régénérateur en milieu poreux. Le modèle de Guo et al. [117] discute l'impact de la taille des sphères de MMC en prenant en compte la pénétration de chaleur dans un régénérateur en milieu poreux. Le modèle de Yuan et al. [118] est en revanche conçu pour un régénérateur à plaques parallèles afin d'étudier la corrélation entre la fréquence d'oscillation de l'écoulement et le transfert de chaleur par convection dans l'interface solide-fluide.

Référence	Fluide	Géométrie	Méthode numérique	Nombre de dimension
Barclay, 1982 [104]	He ou H ₂	Billes sphériques	Méthode de différences finies	1D
Hu and Xiao, 1995 [107]	-	Matrice poreuse	Méthodes de Runge-Kutta	1D
Smaïlli and Chahine, 1998 [119]	-	Matrice poreuse	Méthode de différences finies	1D
Shir et al., 2004 [120]	He	Matrice poreuse	Méthode de différences finies	1D
Siddikov et al., 2005 [121]	-	Matrice poreuse	Méthode de différences finies	1D
Allab et al., 2005 [108]	Eau	Plaques parallèles	Méthode de différences finies	1D
Li, 2006 [122]	Eau	Matrice poreuse	Méthode de différences finies	1D
Engelbrecht, 2005 [109]	Eau	Plaques parallèles, Particules	Méthode de différences finies	1D
Risser et al., 2010 [123]	Zitrec S10	Plaques parallèles	Méthode de différences finies	1D
Apra et al., 2010 [82]	Eau	Particules	Méthodes de Runge-Kutta	1D
Navikaite et al., 2018 [84]	Eau + Entek FNE	Matrice poreuse	Méthode de différences finies	1D
Petersen et al., 2008 [110]	Eau	Plaques parallèles	Méthode des éléments finis (COMSOL Multiphysics)	2D
Nielsen et al., 2009 [124]	Eau	Plaques parallèles	Méthode de différences finies	2D
Legait, 2011 [112]	Eau	Plaques parallèles	Méthode des volumes finis (ANSYS Fluent)	2D

Oliveira et al., 2012 [111]	Eau	Plaques parallèles	Méthode des volumes finis	2D
Lionte, 2014 [52]	Eau	Micro canaux	Méthode des éléments finis (COMSOL Multiphysics)	2D
You et al., 2017 [125]	Eau	Plaques parallèles	Méthode des volumes finis (ANSYS Fluent)	2D
Plait et al., 2017 [126]	Zirtec	Plaques parallèles	Méthode de différences finies	2D
El Achkar et al., 2019 [116]	Eau	Particules	Méthode des éléments finis (COMSOL Multiphysics)	2D
Guo et al., 2019 [117]	Eau	Particules	Méthode des éléments finis (COMSOL Multiphysics)	2D
Yuan et al., 2019 [118]	Eau+Glycol	Plaques parallèles	Méthode des éléments finis (COMSOL Multiphysics)	2D
Bouchard et al., 2009 [113]	Eau	Particules	Méthode des volumes finis	3D
Kamran et al., 2016 [114]	Eau	Micro canaux	Méthode des volumes finis (ANSYS Fluent)	3D
Mugica et al., 2018 [127]	Eau	Plaques parallèles	Méthode des volumes finis (Openfoam)	3D

Tableau 2.3-1 Résumé des modèles numériques développés pour le réfrigérateur magnétique

En parallèle, le modèle semi-analytique devient de plus en plus intéressant. C'est un modèle souvent 1D mais prenant en compte plus d'effets dans la deuxième ou troisième dimension par interpolation mathématique. En profitant du retour d'expérience des travaux

pratiques (comme les données expérimentales, les lois empiriques) ainsi que les calculs analytiques simplifiés, les résultats de ce type de modèle approchent beaucoup ceux de modèles numériques 2D ou 3D ou même expérimentaux mais avec un temps de calcul largement réduit. Par exemple, contrairement au modèle de Risser et al. [123], qui a construit un modèle magnétique 3D très détaillé, Plait et al. [128] utilisent une solution analytique pour intégrer l'arrangement de la distribution du champ magnétique dans son modèle. Cela permet un important gain de temps.

Grâce aux études numériques et expérimentales réalisées depuis une trentaine d'années dans le domaine de la réfrigération magnéto-calorique à température ambiante, nos connaissances s'étendent de la mono-discipline à la multi-discipline, du régime stationnaire au régime dynamique, de l'échelle macroscopique à l'échelle microscopique, etc. Cependant la conception et la construction d'un réfrigérateur efficace ont encore un long chemin à parcourir. Les modèles numériques existants se concentrent uniquement sur l'échangeur régénérateur et ne prennent pas en compte tous les éléments et facteurs restants du système frigorifique comme les pompes, les vannes, etc. pouvant affecter l'efficacité globale du système. Les travaux ultérieurs doivent donc se concentrer davantage sur la modélisation du système. Il pourrait s'agir d'une nouvelle direction pour rechercher l'équilibre et l'optimisation entre les différents éléments du système par le biais de modèles de systèmes.

3. PROJET CARMA : MODELISATIONS ET ÉTUDE DE FAISABILITE

3.1 PROJET CARMA

Le projet CARMA (CARactérisation des MATériaux magnétoCaloriques) a pour objectif de mesurer les propriétés thermiques des matériaux magnétoCaloriques sous champs magnétiques. Le projet consiste en plusieurs étapes :

- Définition des protocoles expérimentaux du banc d'essai,
- Conception, construction et validation du banc d'essai,
- Mesures des caractéristiques des matériaux magnétoCaloriques sans/sous champ magnétique.

Plus concrètement, le projet comprend une partie modélisation numérique permettant de valider la faisabilité de la méthode de caractérisation choisie et une partie expérimentale permettant de mettre en place les dispositifs expérimentaux et de mesurer les propriétés thermiques du matériau magnétoCalorique. Le développement du modèle numérique est décrit dans ce chapitre. Les travaux expérimentaux seront présentés dans le quatrième chapitre y compris les présentations des résultats.

Dans le premier chapitre nous avons rappelé les définitions de quatre propriétés thermiques. La diffusivité et l'effusivité thermiques peuvent être déterminées à partir de la conductivité thermique λ et de la capacité calorifique C_p (Voir l'équation 3-1).

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho C_p}, \quad b = \sqrt{\lambda \rho C_p} \quad (3-1)$$

- ρ : la masse volumique [kg.m^{-3}]
- C_p : la capacité calorifique [$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$]
- λ : la conductivité thermique [$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$]
- b : l'effusivité thermique [$\text{W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{s}^{1/2}$]

Pour un matériau donné, si sa masse volumique est considérée constante quel que soit l'environnement, nous pouvons alors déterminer simultanément C_p et λ à travers les mesures simultanées de la diffusivité et de l'effusivité.

$$C_p = \frac{b}{\rho \sqrt{\alpha}}, \quad \lambda = b \sqrt{\alpha} \quad (3-2)$$

La méthode photothermique radiométrique modulée (PTR) est choisie pour mesurer la diffusivité et l'effusivité. Le principe de fonctionnement de cette méthode a été présenté dans le premier chapitre. La diffusivité est mesurée de manière relative, c'est-à-dire par la loi linéaire de la méthode photothermique modulée. En revanche, la mesure de l'effusivité nécessite de mesurer l'élévation de température $\Delta T(t)$ de la surface de l'échantillon et le flux absorbé P . Le traitement des données de $\Delta T(t, P)$ pourrait se référer à la méthode photoacoustique. Cette mesure est réellement coûteuse et compliquée. Ainsi, nous mesurons par priorité la diffusivité thermique. Tous les travaux du projet CARMA actuels se concentrent sur la mesure de la diffusivité.

Avant de mettre en place un banc d'essai, il est indispensable d'effectuer la modélisation numérique de la méthode PTR pour non seulement valider sa faisabilité mais aussi pour comprendre son fonctionnement.

3.2 REVUE DE SOLUTIONS ANALYTIQUES

Avant de réaliser l'ensemble des travaux numériques, revoyons tout d'abord les solutions analytiques mentionnées dans le premier chapitre. Ces solutions permettent à la fois de valider notre modèle numérique et de fournir les moyens du traitement des données dans les travaux ultérieurs.

3.2.1 CHAUFFAGE UNIFORME

Pour un échantillon à tester soumis à un flux thermique modulé irradiant uniformément sur la face avant, la propagation unidirectionnelle de « l'onde » thermique traversant l'échantillon peut être décrite par l'équation (1-17) de Hatta et al.[22].

$$T(x, \varphi) = \frac{\dot{Q}}{2\omega\rho Cd} \exp\left(-\frac{x}{\mu}\right) \exp\left(-j\left(\frac{x}{\mu} + \frac{\pi}{2}\right)\right) \text{ avec } \mu = \sqrt{\frac{\alpha_{max}}{\pi f}} \quad (3-3)$$

L'équation (3-3) se compose de l'amplitude et de la phase. En fonction de la fréquence f et de la distance L , l'amplitude d'onde s'atténue de manière exponentielle et la phase varie de manière linéaire.

$$\varphi = \text{arg}[T(L, \varphi)] = -\frac{L}{\mu} - \frac{\pi}{2} = -L\sqrt{\frac{\pi}{\alpha}}\sqrt{f} - \frac{\pi}{2} = k\sqrt{f} - \frac{\pi}{2} \text{ avec } k = -L\sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \quad (3-4)$$

La phase φ dépend linéairement de $f^{1/2}$ avec une pente k . La diffusivité est donc :

$$\alpha = \frac{L^2\pi}{k^2} \quad (3-5)$$

3.2.2 CHAUFFAGE PONCTUEL PAR FAISCEAU GAUSSIEN

Le modèle de Salazar et al. [34] du chauffage ponctuel décrit la situation suivante : un faisceau gaussien périodiquement modulé irradie sur un échantillon opaque cylindrique de rayon R et d'épaisseur L . L'échantillon est caractérisé physiquement par l'absorptivité monochromatique directionnelle a , la conductivité thermique λ et la diffusivité thermique α . Supposant que le faisceau gaussien soit de taille r_0 , la densité de puissance du faisceau incident est :

$$\dot{Q} = \frac{\dot{Q}_0 a}{2\pi r_0^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{r_0^2}\right) \exp(i\omega t) \delta(z) \quad (3-6)$$

L'évolution de la température sur la face arrière sous forme de la transformation de Hankel est :

$$T(r, -L) = \frac{\dot{Q}_0 a}{2\pi\lambda} \exp(i\omega t) \int_0^\infty s J_0(sr) \frac{1}{\sigma} \left(\frac{2}{\exp(\sigma L) - \exp(-\sigma L)} \right) \exp\left(-\frac{(sr_0)^2}{8}\right) ds \quad (3-7)$$

avec

$$\sigma^2 = s^2 + \frac{i\omega}{\alpha}$$

J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0 et s est l'opérateur d'Hankel.

Pour un matériau thermiquement épais l'équation (3-7) se simplifie en :

$$T(r, -L) \approx \frac{\dot{Q}_0 a}{2\pi\lambda} \exp(i\omega t) \int_0^\infty s J_0(sr) \frac{1}{\sigma} 2 \exp(-\sigma L) \exp\left(-\frac{(sr_0)^2}{8}\right) ds \quad (3-8)$$

Pour un matériau thermiquement mince, la température est très proche sur les faces avant et arrière :

$$T(r, -L) \approx T(r, 0) \approx \frac{\dot{Q}_0 a}{2\pi\lambda} \exp(i\omega t) \int_0^\infty s J_0(sr) \frac{1}{L\sigma^2} \exp\left(-\frac{(sr_0)^2}{8}\right) ds \quad (3-9)$$

Les calculs numériques montrent que la linéarité existe entre la phase et la distance transversale entre le point d'excitation et le point de mesure. La pente est identique à celle issue de l'équation (3-4).

$$k = -L \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \quad (3-10)$$

3.2.3 HYPOTHESE 1D POUR UN CHAUFFAGE PONCTUEL UNIFORME

Dans le cas du chauffage ponctuel, la propagation de « l'onde » thermique est souvent tridimensionnelle. Cependant on peut se placer dans un cas particulier où la transmission de chaleur peut être considérée localement monodirectionnelle. Autrique et al. [129] montrent numériquement que dans le cas d'un faisceau ponctuel mais uniforme, si le rayon du faisceau est quatre fois plus grand que la longueur de diffusion ($r_0 > 4\mu$), le modèle analytique 3D reste très proche de la solution 1D. Il explique que pour $r_0 > 4\mu$ l'erreur relative entre ces deux approches est inférieure à 2 % mais supérieure à 65 % pour $r_0 \approx L$ ou $r_0 \ll 4\mu$.

3.2.4 SOLUTION POUR UN BICOUCHE

Dans la détection non intrusive, les peintures sont souvent utilisées pour optimiser l'absorption du flux de chaleur et pour avoir une émissivité connue sur les faces avant et arrière. L'impact des peintures est non-négligeable dans la métrologie thermique car d'un point de vue thermique la peinture est un très bon isolant dont la faible conductivité fait diminuer fortement la diffusivité effective de l'échantillon à tester. Face à cette situation, nous avons besoin d'une solution pour un système bicouche.

Salazar et al. [34] ont donné des solutions claires en 1998. La bicouche peut être considérée comme une série de deux résistances thermiques. Il démontre mathématiquement que l'utilisation de la pente de φ ($f^{1/2}$) est encore valable pour déterminer la diffusivité effective α^* de la bicouche. Sachant que chaque couche a une épaisseur L_1 et L_2 et qu'elles sont thermiquement épaisses, la pente mesurée est :

$$k = -\left(\frac{L_1}{\sqrt{\alpha_1}} + \frac{L_2}{\sqrt{\alpha_2}}\right)\sqrt{\pi} \quad (3-11)$$

3.3 DEVELOPPEMENT D'UN MODELE 1D

3.3.1 MISE EN EQUATION

L'échantillon à tester est considéré comme un barreau dont le rayon R est suffisamment faible devant sa longueur L . La longueur du barreau est l'épaisseur de l'échantillon dans la réalité. Le barreau est isolé latéralement. Seules deux extrémités sont exposées à l'ambiance. L'excitation thermique est imposée en $x = 0$. Aucune chaleur n'est produite à l'intérieur du barreau (Figure 3.3-1).

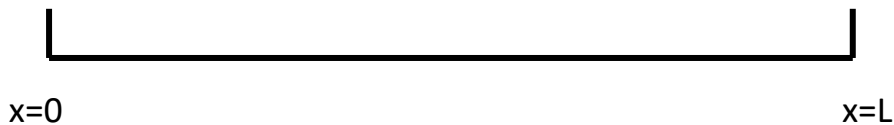


Figure 3.3-1 Géométrie de l'échantillon

Le transfert de chaleur au sein du barreau est caractérisé par l'équation de la chaleur.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (3-12)$$

La condition initiale est :

$$T(x, 0) = T_i \quad (3-13)$$

Flux thermique périodique imposé en $x = 0$:

$$\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x=0} = A \cos(\omega t) \quad (3-14)$$

La convection naturelle à $x = 0$ et à $x = L$ est négligeable grâce au faible diamètre.

$$\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x=L} = h(T - T_i) \sim 0 \quad (3-15)$$

3.3.2 RESOLUTION NUMERIQUE

Il existe trois méthodes numériques principales utilisées pour résoudre les équations aux dérivées partielles telle que l'équation de la chaleur. Ces méthodes sont utilisées par des logiciels commerciaux ou open-source. On rencontre ainsi :

- La méthode des différences finies
- La méthode des éléments finis (COMSOL ...)
- La méthode des volumes finis (ANSYS Fluent..., OpenFOAM...)

La méthode de différences finies est la plus accessible au niveau de la programmation et au niveau de la transmission de codes entre différents développeurs. C'est la raison pour laquelle nous avons choisi cette méthode.

3.3.3 TRAITEMENT DES DONNEES

L'évolution temporelle de la température porte très peu d'information pour déterminer la diffusivité de manière relative. Cependant cette information est très intéressante dans l'échelle fréquentielle. Un outil numérique utilisé souvent dans le traitement de signal est la transformation de Fourier rapide (Fast Fourier Transformation : FFT). Elle permet de convertir l'évolution temporelle du signal en une série de termes complexes couvrant l'ensemble du spectre de fréquence. À travers ces nombres complexes, nous pouvons extraire la phase et l'amplitude du signal pour chaque fréquence ou harmonique de rang N .

3.3.4 RESULTATS

En tant que matériau de référence parmi les MCM, le gadolinium (Gd) reste toujours le premier dans la liste des matériaux à caractériser. Les caractéristiques du matériau et les paramètres de l'ambiance sont exposés dans le tableau suivant (Source : matweb.com)

Paramètres de simulation	Valeurs
Matériau	Gadolinium
Masse volumique	7890 kg.m ⁻³
Conductivité thermique	8,8 W.m ⁻¹ .K ⁻¹
Capacité calorifique	300 J.kg ⁻¹ .K ⁻¹
Diffusivité thermique	3,72.10 ⁻⁶ m ² .s ⁻¹ (20°C)
Épaisseur de l'échantillon	0,45 mm
Température initiale/ambiante	21°C
Coefficient d'échange par convection	20 W.m ⁻² .K ⁻¹

Tableau 3.3-1 Caractéristiques du matériau et de l'ambiance

Ces paramètres présentent des données de base avec lesquels le modèle fonctionne. Ils sont identiques dans tous les scénarios à simuler. L'épaisseur de l'échantillon Gd pourra être variable selon la disponibilité du matériau au laboratoire.

Condition limite en $x = 0$	Flux imposé
Amplitude du flux modulé	300 W.m ⁻²
Fréquence	4 Hz
Condition limite en $x = L$	Convection naturelle
Coefficient d'échange par convection	10 W.m ⁻² .K ⁻¹

Tableau 3.3-2 Tableau de paramètres (Condition de flux imposé)

La méthode PTR est simulée avec la condition de flux imposé. On applique la FFT aux données numériques. On détermine alors la diffusivité par l'équation (3-5). Les résultats finaux sont regroupés dans le Tableau 3.3-3.

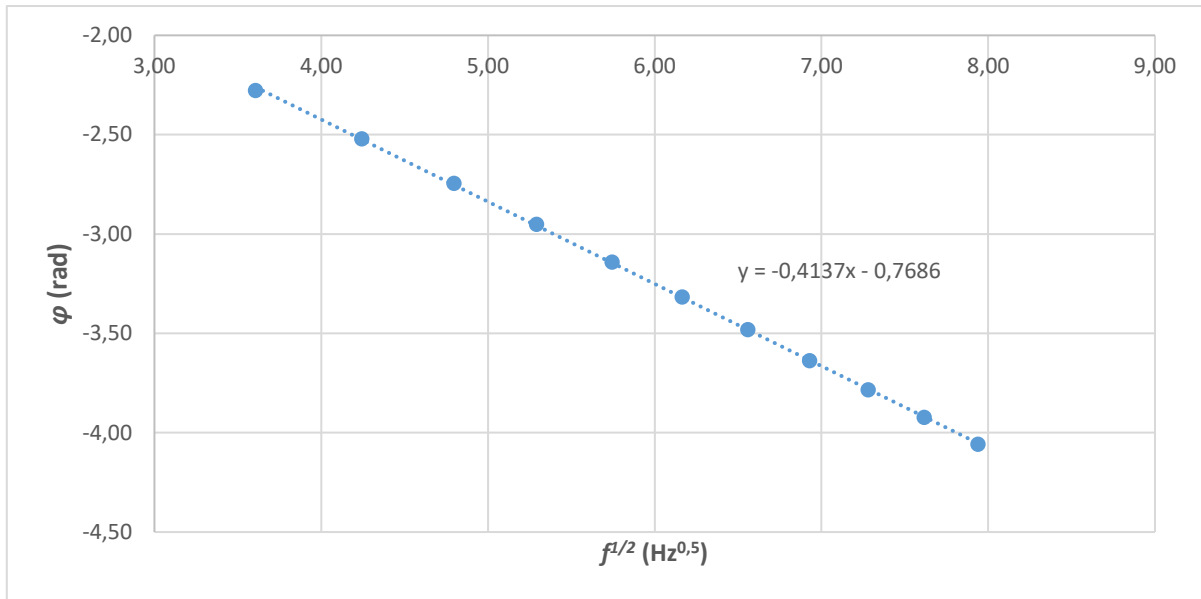


Figure 3.3-2 Phase arrière en fonction de la racine carrée de la fréquence. (Gadolinium)

Résultat :

Pente	-0,414
Diffusivité calculée	$3,72 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
Erreur absolue	$3,46 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
Erreur relative	0,09 %

Tableau 3.3-3 Résultats (Condition de flux imposé)

3.3.5 DISCUSSION

Le résultat présenté ci-dessus apporte une réponse favorable à la question de la faisabilité de la méthode choisie. Nous constatons que l'erreur relative est bien inférieure à 5 %, qui est le critère pour juger de la faisabilité de la méthode de caractérisation.

Cependant ce modèle 1D ne simule pas la réalité. Plusieurs points permettent de mettre en évidence cette différence.

La méthode PTR est non intrusive, cela signifie que au lieu de relever directement l'évolution de la température, on relève le flux de rayonnement émis par l'échantillon. Dans la simulation des expériences, nous déterminons la température de la face de sortie de l'échantillon. Il est donc nécessaire de convertir cette température en rayonnement pour le comparer avec l'expérience. La conversion de la température simulée en rayonnement nécessite de prendre en compte la distribution de la température sur l'ensemble du plan. Sans deuxième dimension nous ne pouvons pas l'estimer.

Le deuxième aspect à prendre en compte provient de l'échange thermique par convection. La convection thermique autour d'un échantillon dépend de sa surface de contact avec l'ambiance. Dans le modèle 1D le contact est nul parce que l'échantillon est considéré comme un barreau ayant une section négligeable. Il faut donc la présence de la deuxième dimension pour pouvoir évaluer correctement cet échange.

Le dernier point impactant que nous n'avons pas pu prendre en compte dans le modèle 1D est le type du faisceau incident. La diffusion de chaleur est unidimensionnelle ou tridimensionnelle dans le matériau en fonction de la taille du faisceau incident. Dans certains cas les relations linéaires présentées ci-dessus ne sont plus valables.

Par conséquent, nous devons développer un modèle 2D axisymétrique.

3.4 DEVELOPPEMENT D'UN MODELE 2D AXISYMETRIQUE

3.4.1 DEFINITION DU DOMAINE D'ETUDE

Le domaine d'étude est défini comme un cylindre de rayon R et de l'épaisseur Z . L'échantillon est isotrope et homogène dans le sens radial et longitudinal. Il est latéralement isolé mais l'échange thermique par convection et par rayonnement ont lieu sur les faces avant et arrière. Une source de chaleur excite l'échantillon sur son axe longitudinal.

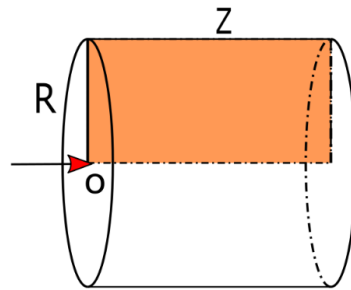


Figure 3.4-1 Échantillon sous forme de cylindre soumis à l'excitation photothermique

Par suite de la symétrie de cette géométrie et de ses conditions aux limites et dans un objectif de diminution du volume de calculs à réaliser, nous ne prenons en compte qu'un domaine rectangulaire (Figure 3.4-1) associé à un maillage régulier (Figure 3.4-2) :

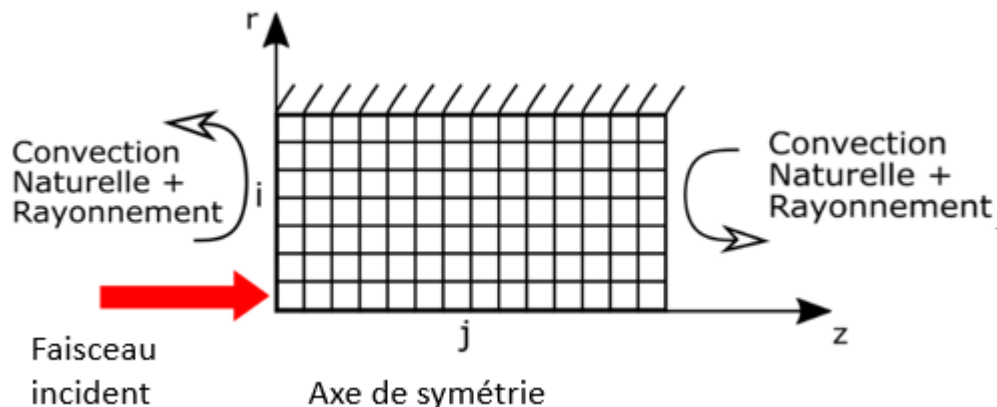


Figure 3.4-2 Domaine d'étude discrétisé

3.4.2 MISE EN EQUATION

La diffusion de la chaleur dans le disque est décrite ici en coordonnées cylindriques :

$$\frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (3-16)$$

Pour les conditions aux limites, nous avons :

- La convection naturelle sur les faces avant et arrière :

$$q|_{z=0} = h(T(r, 0, t) - T_{\infty}) \quad \forall r, t \quad (3-17)$$

$$q|_{z=Z} = h(T(r, Z, t) - T_{\infty}) \quad \forall r, t \quad (3-18)$$

- Le rayonnement sur les faces avant et arrière

$$q|_{z=0} = \varepsilon\sigma(T^4(r, 0, t) - T_{\infty}^4) \quad \forall r, t \quad (3-19)$$

$$q|_{z=Z} = \varepsilon\sigma(T^4(r, Z, t) - T_{\infty}^4) \quad \forall r, t \quad (3-20)$$

- L'isolation latérale de l'échantillon :

$$q|_{r=R} = 0 \quad \forall t \quad (\text{Adiabatique}) \quad (3-21)$$

- La condition axisymétrique par rapport à l'axe principal $r = 0$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{r=0^+} = \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{r=0^-} \quad \forall t \quad (\text{Axisymétrique}) \quad (3-22)$$

- L'excitation thermique située en $z = 0$

$$q|_{z=0} = A \cos(\omega t) \quad (3-23)$$

3.4.3 MODELISATION DE LA MESURE RADIOMETRIQUE

L'objectif du développement d'un modèle 2D axisymétrique est la simulation de toutes les procédures sur le banc d'essai afin de prédire le plus précisément possible les résultats expérimentaux. Nous devons donc développer un module simulant l'émission du rayonnement par le matériau et la réception du rayonnement par le détecteur.

3.4.3.1 Construction du champ de température

Les champs de température à chaque instant sur les faces avant et arrière sont représentés par deux vecteurs $T(z = 0, r, t)$ et $T(z = L, r, t)$. Le nombre de composantes de ces vecteurs correspond au nombre de discrétisations dans le sens radial. Le champ de la température est alors construit par la rotation de 360° du vecteur. (Exemple sur la Figure 3.4-3)

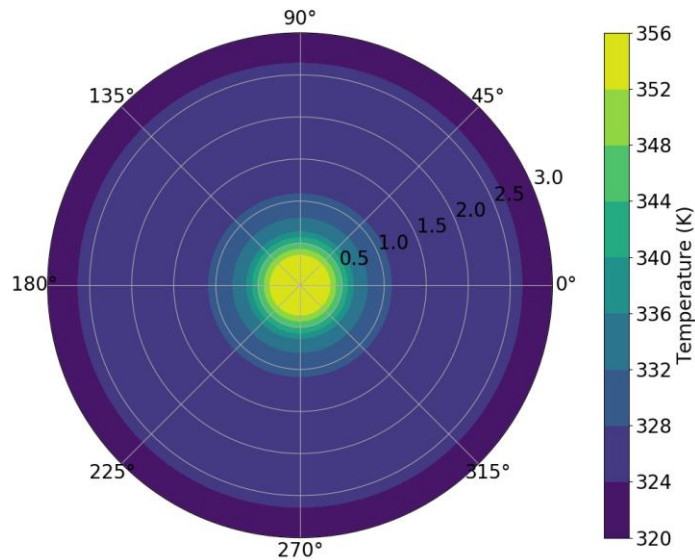


Figure 3.4-3 Exemple : Champ de la température sur un disque de rayon de 3 mm soumis d'une excitation thermique au centre

3.4.3.2 Importation des caractéristiques du détecteur infrarouge

Pour simuler la mesure radiométrique, nous devons prendre en compte les caractéristiques du détecteur à utiliser. Parmi ces caractéristiques, la photosensibilité S est la plus importante. Par définition, ce paramètre représente le rapport entre la tension de sortie du détecteur et le flux de rayonnement reçu par sa cellule de détection. Selon la propriété physique du matériau récepteur, la photosensibilité du détecteur évolue en fonction de la longueur d'onde. La courbe de sensibilité $S(\lambda)$ est fournie par le constructeur. Un exemple est fourni sur la Figure 3.4-4 pour un détecteur PbSe. Ainsi, nous pouvons l'intégrer dans le module radiométrique.

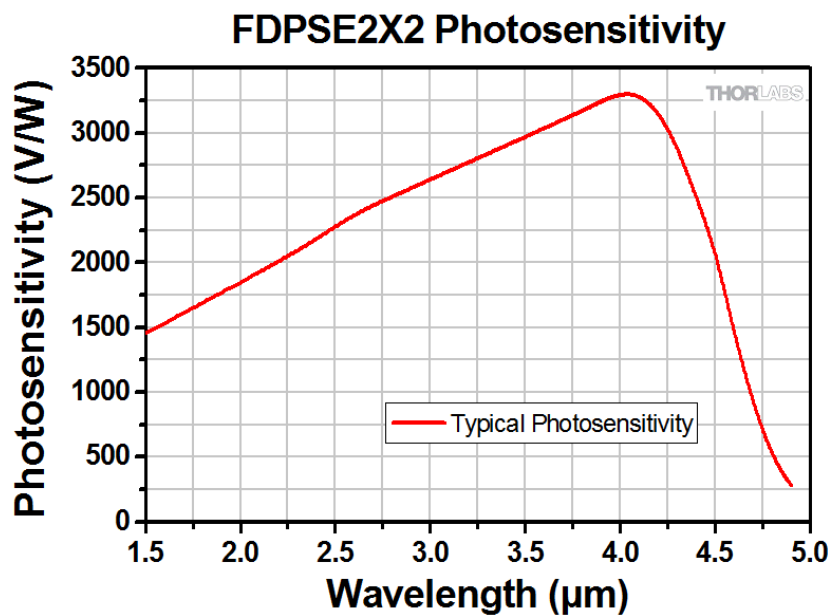


Figure 3.4-4 Photosensibilité d'un photoconducteur PbSe Thorlabs [130]

3.4.3.3 Calcul du signal de sortie du détecteur

Le flux de rayonnement reçu par le détecteur est calculé par la loi de Planck. Celle-ci permet de déterminer la luminance énergétique $L(\lambda, T)$ en $[\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}\text{sr}^{-1}]$ qui ne dépend que de la longueur d'onde λ en μm et de la température T en Kelvin :

$$L(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (3-24)$$

Avec les constantes physiques :

- Constante de Planck : $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$
- Vitesse de la lumière : $c = 3,00 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$
- Constante de Boltzmann : $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$

La courbe de la photosensibilité fournit une plage de la longueur d'onde valable du détecteur $[\lambda_1, \lambda_2]$ sur laquelle l'intégration spectrale a lieu. Le plan émetteur est supposé plat et propre. La température est supposée uniforme dans la couronne. $\left(\frac{\partial T}{\partial \theta}\right)_r = 0$

Le signal électrique de sortie est déterminé par l'intégration spectrale surfacique de la luminance énergétique donc :

$$U = \Omega \int_0^r \int_{T_{min}}^{T_{max}} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L(\lambda, T) S(\lambda) d\lambda dT dA(r) \quad (3-25)$$

Avec Ω l'angle solide entre l'émetteur et le récepteur, A la surface de la couronne en fonction du rayon r . Numériquement cette intégration est traitée comme une somme discrète :

$$U = \Omega \sum_{i=1}^{N_r-1} \sum_{j=0}^{N_\lambda-1} L(\lambda_1 + j\Delta\lambda, T(i)) S(\lambda_1 + j\Delta\lambda) A(i) \quad (3-26)$$

$$A(i) = \pi(i\Delta r)^2 - \pi[(i-1)\Delta r]^2 \quad (3-27)$$

Dans l'équation (3-26) nous avons :

- $\Delta\lambda$: pas spectral (μm)
- Δr : pas d'espace dans le sens radial (m)
- N_λ : nombre d'éléments de discrétisation spectrale

$$N_\lambda = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\Delta\lambda} + 1 \quad (3-28)$$

- A : vecteur numérique de surface contenant chaque élément de surface
- T : vecteur numérique de la température correspondante à chaque élément de surface

Afin d'obtenir les évolutions du signal électrique de chaque face en fonction du temps, il faut calculer l'équation (3-25) sur les faces avant et arrière pour chaque pas de temps.

3.4.4 ANALYSE DE SENSIBILITE DU MODELE

Le modèle 2D peut être considéré comme un système doté de deux entrées et d'une sortie. La première entrée est le matériau lui-même, autrement-dit ses dimensions et ses propriétés thermiques. La deuxième entrée est la fréquence d'excitation du faisceau incident. La seule sortie est alors la phase du signal en face arrière. L'évaluation du résultat est faite par la suite dans l'étape de post-traitement. Le système est schématisé sur la Figure 3.4-5 :

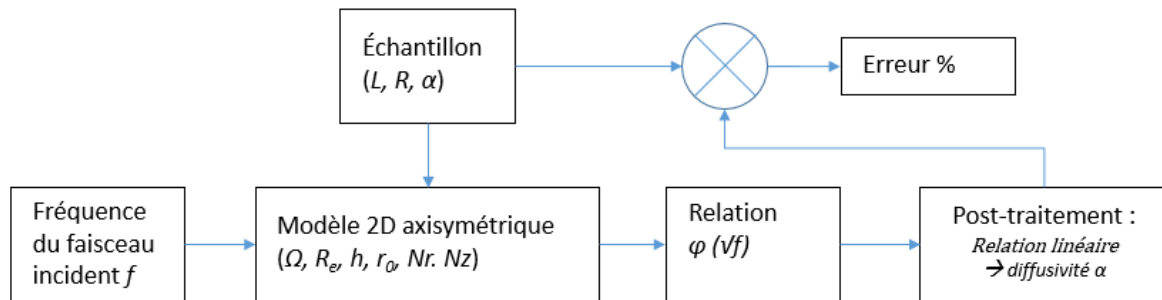


Figure 3.4-5 Fonctionnement schématisé du modèle 2D axisymétrique

A part les paramètres associés à l'échantillon, le modèle porte lui-même des paramètres qui pourraient perturber le système et entraîner des résultats biaisés. L'importance d'analyser les sensibilités de la sortie du système aux paramètres est doublement justifiée : L'analyse de sensibilité doit permettre d'identifier d'un côté les paramètres potentiellement perturbateurs que l'on ne souhaiterait pas faire varier ; et de l'autre côté, pour la mesure, les paramètres à faire varier pour que la variation en sortie soit plus évidente.

Les paramètres à analyser sont les suivants :

$Nr \times Nz$: Nombre total de mailles

Ω : Angle solide, un paramètre qui joue un rôle dans la mesure radiométrique

α : Diffusivité thermique

L : Epaisseur de l'échantillon

R_e : Rayon de la zone émettrice infrarouge

h : Coefficient d'échange thermique

R : Rayon de l'échantillon

r_o : Rayon du faisceau laser

Une petite variation de chaque paramètre notée H sera introduite dans le système. La variation de la phase en face arrière $\Delta\varphi$ sera mesurée. La sensibilité de φ sur le paramètre H est déterminée par la loi :

$$S_H = H_{original} \frac{\Delta\varphi}{\Delta H} \quad (3-29)$$

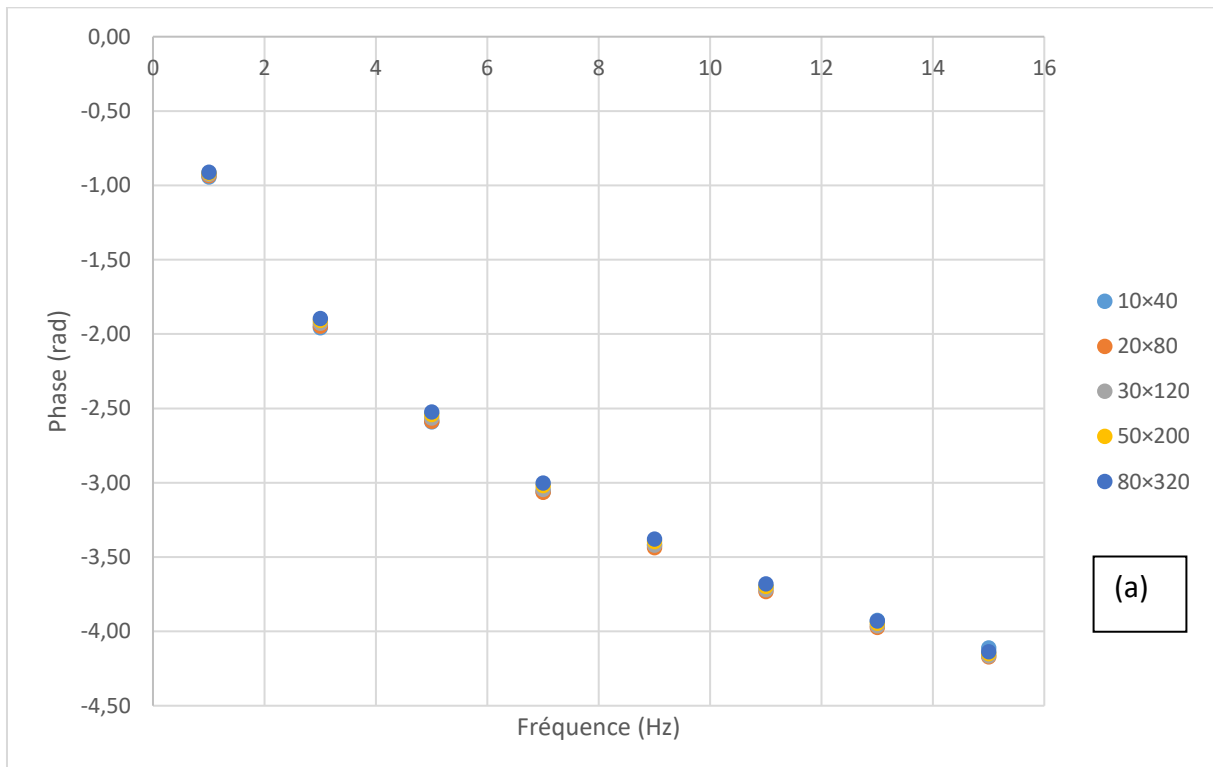
Les paramètres originaux du système sont présentés sur Tableau 3.4-1.

R	L	$Nr \times Nz$	α	h	r_0	Ω	Re
0,5 mm	2 mm	20×80	$4 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$	20 W/m ² /K	100 μm	0,058 sr	1 mm

Tableau 3.4-1 Paramètres du système

La première chose à valider est la convergence du maillage qui est atteinte lorsque les valeurs des variables simulées ne varient plus lors du raffinement du maillage (Figure 3.4-6). Nous observons sur cette figure que les résultats sont quasiment identiques sauf avec le maillage de 10×40 parce qu'il est très lâche. Cette figure montre également que le maillage de 20×80 est assez précis et nous n'avons pas besoin de raffiner plus.

On peut refaire ces courbes pour plusieurs configurations puis les représenter dans une carte 2D : Nr en abscisse, Nz en ordonnée et des couleurs ou des niveaux de gris pour un paramètre calculé, le tout à une fréquence fixe. Cette carte 2D permet d'identifier des asymptotes et donc de quantifier la limite acceptable en fixant un critère par rapport à la valeur asymptotique. Dans notre cas, nous allons choisir la phase à Nz maximal et Nr maximal comme référence. Les erreurs relatives de la phase à chaque maillage $Nz \times Nr$ par rapport à la référence seront calculées et tracées dans cette carte 2D. Les deux paramètres numériques λ_r et λ_z seront fixés par ajustement du pas de temps.



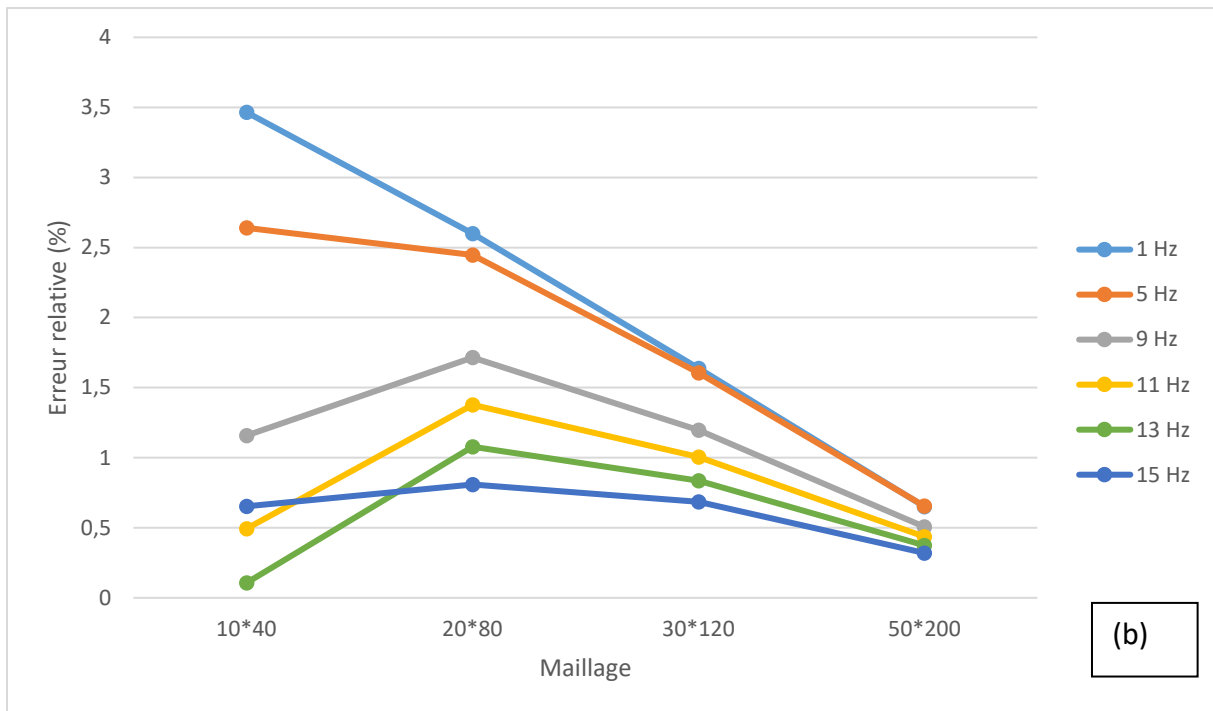


Figure 3.4-6 Convergence de maille, (a) Phase en fonction de la fréquence ; (b) Erreur relative de la phase φ par rapport au maillage 80×320

La Figure 3.4-7 montre que l'erreur relative converge parfaitement en fonction du maillage. L'erreur relative maximale n'est que 2,7 %. Nous utiliserons le maillage de 20×80 pour lequel l'erreur de ce maillage est inférieure à 0,5 %.

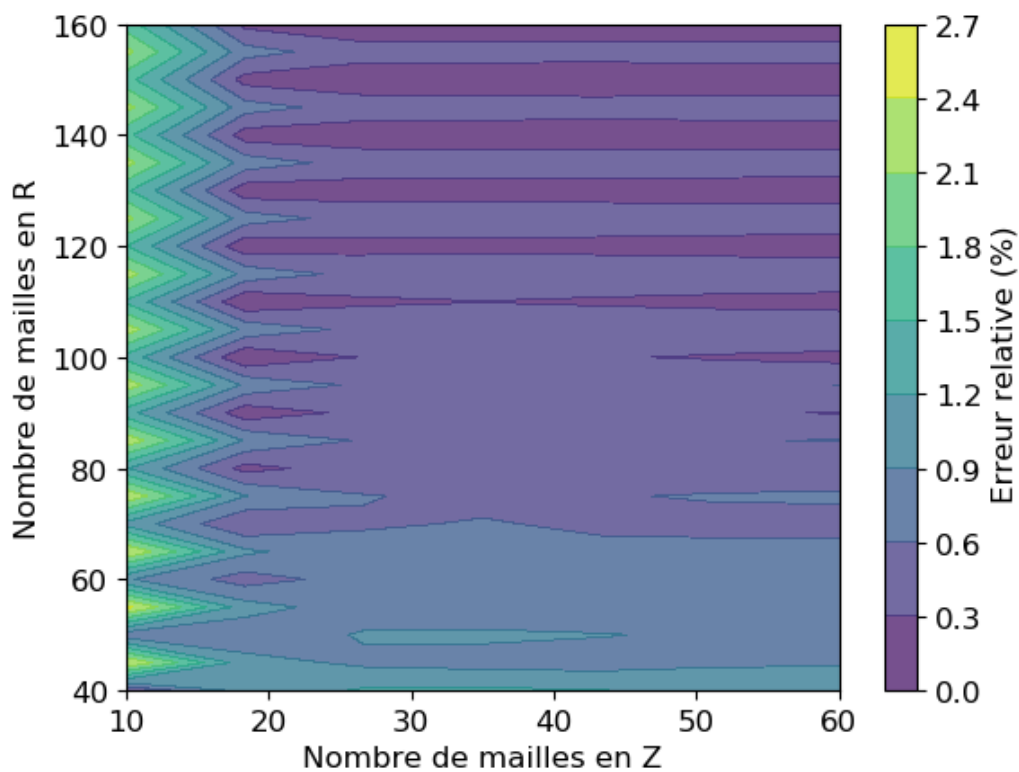


Figure 3.4-7 Cartographie sur la convergence du maillage

Les évolutions de la sensibilité du modèle aux différents paramètres en fonction de la fréquence sont présentées sur la Figure 3.4-8.

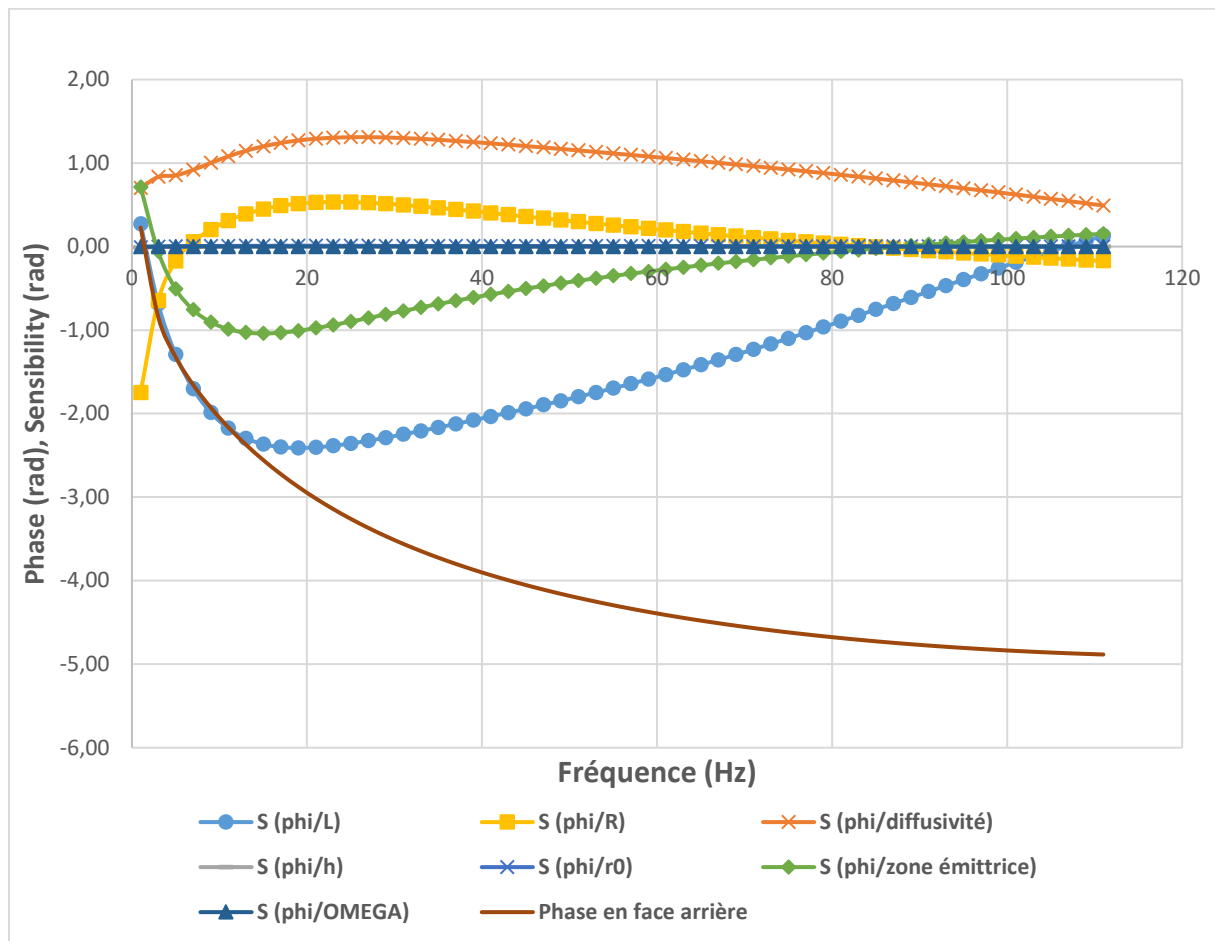


Figure 3.4-8 Analyse de la sensibilité du modèle 2D à ses paramètres principaux ($\alpha = 4.10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, $e = 0,5 \text{ mm}$, $R = 2 \text{ mm}$, $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $h = 20 \text{ W/m}^2/\text{K}$)

Les paramètres pour lesquels on observe les plus fortes variations sont : l'épaisseur L , le rayon R , la diffusivité α et la zone émettrice infrarouge R_e . Nous pouvons donc extraire les informations suivantes :

- L'augmentation de l'épaisseur entraîne une augmentation de la phase parce qu'il faut plus de temps pour que la propagation de « l'onde » thermique arrive à la face arrière.
- L'augmentation de la diffusivité entraîne une diminution de la phase parce que l'excitation se propage plus rapidement au sein de l'échantillon.
- La taille de la zone émettrice infrarouge agit directement dans le calcul : L'augmentation de la zone émettrice impose de prendre en compte une zone moins chauffée plus étendue où le flux de chaleur arrive tardivement. La phase augmente.
- Le coefficient d'échange h et la taille du faisceau laser r_0 impactent moins la simulation.
- L'angle solide du miroir parabolique n'influe pas sur la phase parce qu'il n'agit que sur l'intensité infrarouge collectée.
- L'explication de l'impact du rayon R est complexe. La notion de l'effet bidimensionnel pourrait être introduite. Un modèle 3D utilisant le logiciel FEM (Anglais : Finite Element Method) permettrait de le découvrir. Cela fera partie de la perspective du projet.

3.4.5 RESULTATS

L'ajout de la deuxième dimension exige de préciser plus de détails dans divers aspects. Ces nouveaux paramètres jouent effectivement des rôles importants dans la capacité de prédiction du modèle. Afin de garantir que les conditions du modèle 2D axisymétrique soient proches de la réalité, les valeurs réelles de chaque paramètre sont mises en place directement dans le modèle.

Les résultats des simulations seront présentés dans la courbe de φ ($f^{1/2}$). La relation linéaire sera utilisée pour déterminer la diffusivité.

Paramètres de simulation	Valeurs
Caractéristiques du matériau	
Matériau	Gadolinium
Masse volumique	7890 kg m ⁻³
Conductivité thermique	8,8 Wm ⁻¹ K ⁻¹
Capacité calorifique	300 Jkg ⁻¹ K ⁻¹
Diffusivité thermique	4.10 ⁻⁶ m ² s ⁻¹
Épaisseur de l'échantillon	0,45 mm
Rayon de l'échantillon	5 mm
Emissivité	0,33
Caractéristiques de l'ambiance	
Température initiale/ambiante	293.15 K
Coefficient d'échange par convection	20 Wm ⁻² K ⁻¹
Caractéristiques du laser	
Rayon du faisceau laser	2 mm
Densité de puissance laser	50000 Wm ⁻²
Puissance laser	127 mW
Durée d'excitation	120 s
Fréquence d'excitation	10-60Hz
Paramètres de la mesure radiométrique	
Angle solide	0,058 sr
Détecteur infrarouge	Détecteur PbSe
Rayon de la zone d'émetteur infrarouge	0,75 mm

Tableau 3.4-2 Tableau de paramètres (Gadolinium 0,45 mm)

Résultat :

Pente de φ (νf)	-0,4052
Diffusivité calculée	3,87.10 ⁻⁶ m ² /s
Erreur absolue	1,25.10 ⁻⁷ m ² /s
Erreur relative	3,13 %

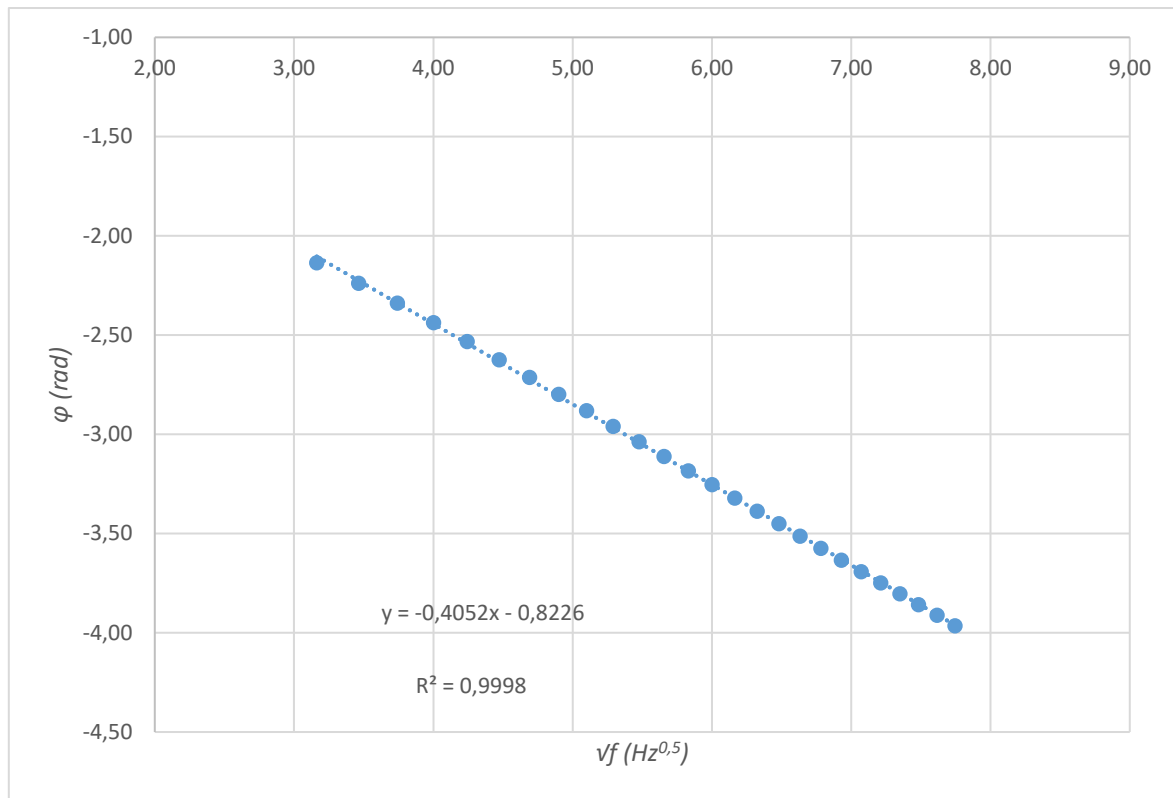


Figure 3.4-9 Résultat de simulation (Gadolinium 0,45mm)

3.4.6 DISCUSSION

Les simulations mentionnées au-dessus reflètent les situations que nous pourrions rencontrer. Nous obtenons un résultat assez favorable pour le cas de l'échantillon de gadolinium, soit une erreur relative de 3,13 %.

3.5 CONCLUSION DU CHAPITRE ET PERSPECTIVES

L'utilisation de modèles numériques simulant la méthode de caractéristique est nécessaire pour valider la faisabilité et la fiabilité de la méthode. Dans un premier temps, un modèle 1D permet de valider la méthode de caractérisation. Ce modèle est rapide et exploitable sans demander trop de puissance de calcul. Cependant il est loin de la réalité. Sans deuxième dimension nous ne pouvons pas prendre en compte ni l'impact de la taille de la source de la chaleur ni l'émission du rayonnement infrarouge avec laquelle nous caractérisons les matériaux dans la réalité. Pour obtenir une meilleure précision de ces modèles, nous avons développé un modèle 2D axisymétrique. En outre, un module convertissant la température en rayonnement infrarouge a été également développé. Afin de comprendre l'impact de chaque paramètre sur le résultat du modèle 2D, une analyse de sensibilité a été réalisée par introduction d'une petite variation de chaque paramètre en gardant les autres constants.

Comme mentionné au début de ce chapitre, la validation de la faisabilité n'est pas le seul objectif pour lequel on développe les modules numériques. Le développement d'un modèle complet présente aussi l'intérêt de fournir des données de référence pour les expériences futures. Du point de vue d'un industriel, ces deux modèles sont suffisants pour conduire le projet dans une nouvelle phase, dont la phase expérimentale.

Cependant, les travaux du modèle 2D ne sont pas encore aboutis. Un sujet intéressant exposé dans la présentation du projet CARMA est de simuler la mesure de l'effusivité thermique. Cette mesure est compliquée dans la réalité mais nous devons être capables de la simuler. Le deuxième sujet envisageable est d'optimiser le modèle en profitant des données expérimentales pour qu'il soit adaptable pour d'autres matériaux magnéto-caloriques. Les propriétés thermiques particulières de ce type de matériau, qui varient en fonction de la température et du champ magnétique, devraient être prises en compte dans le modèle. Ce dernier point permet de compléter les travaux numériques et expérimentaux.

4. PROJET CARMA : MONTAGE ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

4.1 INTRODUCTION

Nous développons un banc d'essai permettant d'exciter l'échantillon en face avant et de relever les signaux infrarouges en faces avant et arrière. L'intérêt de ce banc d'essai est non seulement de mesurer les propriétés thermiques des matériaux magnéto-caloriques, mais aussi de réaliser une technique de mesure bilatérale (face avant – face arrière) qui est très peu développée dans la littérature mais possédant un fort potentiel pour la stratégie de la mesure simultanée.

Ce chapitre est structuré en quatre parties. Nous présentons dans la première partie le montage expérimental du projet CARMA ainsi que les éléments essentiels du banc d'essai et les instruments de mesure. Dans la deuxième partie nous déterminons les incertitudes de mesures attendues liées aux dispositifs. Les résultats expérimentaux pour les matériaux magnéto-caloriques typiques sont présentés dans la troisième partie. La quatrième partie contient la conclusion et les perspectives.

4.2 DEVELOPPEMENT D'UN BANC D'ESSAI

4.2.1 MONTAGE OPTIQUE

Le principe de fonctionnement du montage optique de base est schématisé en Figure 4.2-1.

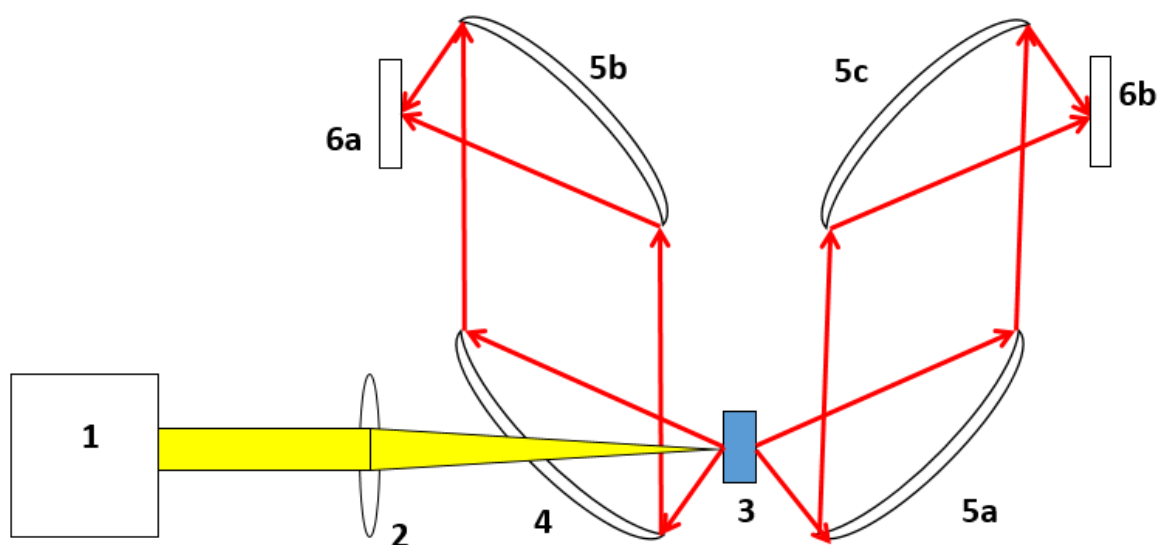


Figure 4.2-1 Représentation schématique du montage optique de base du projet CARMA
1 - Excitation thermique ; 2 - Système concentrateur ; 3 - Échantillon ; 4 - Miroir parabolique troué ; 5 - Miroirs paraboliques ; 6 - Détecteurs infrarouges ;
Ligne rouge – Rayonnement infrarouge ; Ligne jaune – Faisceau incident

Sur le schéma optique nous observons que l'échantillon est excité par un flux thermique produit par une source laser. Le flux incident est focalisé sur l'échantillon à l'aide d'une lentille convexe. Afin de ne pas faire obstacle au flux incident, l'un des miroirs paraboliques présent dans le montage est percé d'un trou. La détection non intrusive bilatérale nécessite de

collecter le rayonnement thermique émis par l'échantillon en faces avant et arrière. Quatre miroirs paraboliques sont utilisés pour transmettre le rayonnement émis par l'échantillon aux détecteurs **6a** et **6b**. L'utilisation des miroirs paraboliques est très avantageuse dans ce montage. Ils permettent de couvrir un large angle solide devant l'échantillon qui émet de flux de chaleur et de converger ce dernier sur le point de focalisation, où le flux est important pour être détecté.

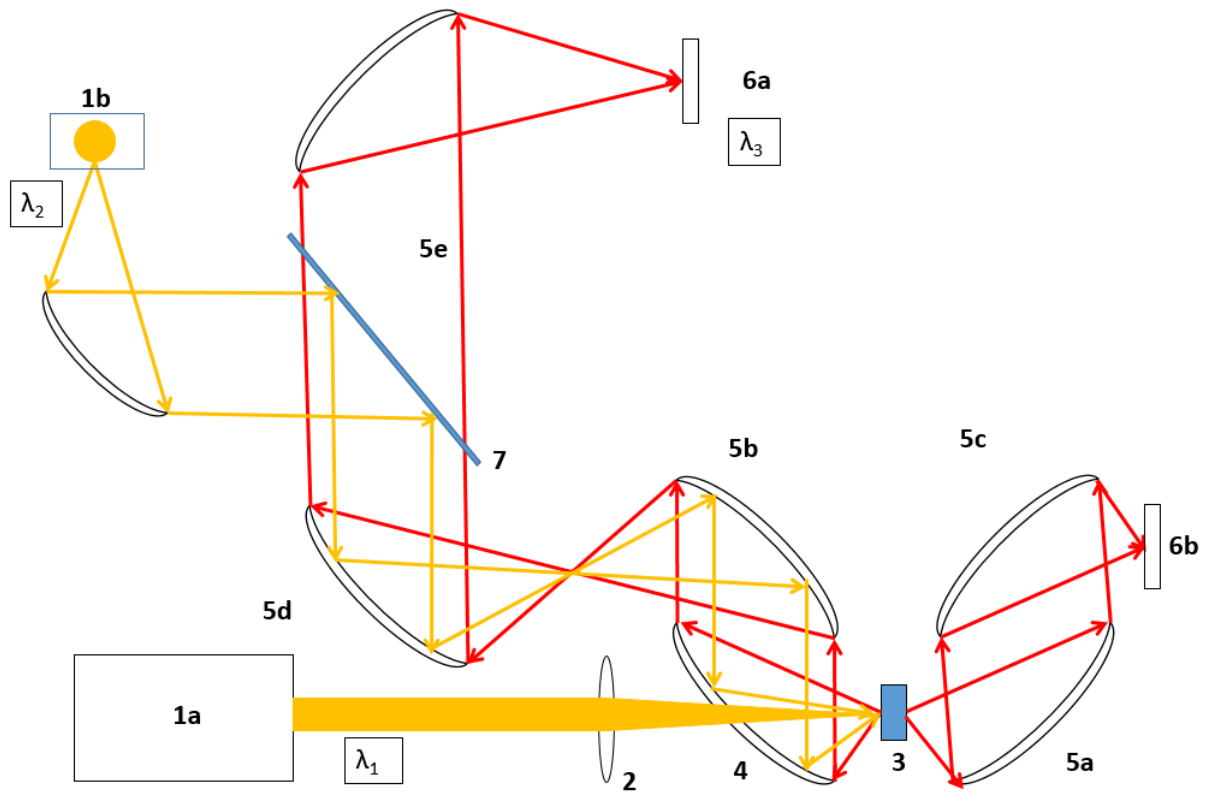


Figure 4.2-2 Représentation schématique du montage optique réel du projet CARMA
 1 - Excitation thermique ; 2 - Système concentrateur ; 3 - Échantillon ; 4 - Miroir parabolique troué ; 5 - Miroirs paraboliques ; 6 - Détecteurs infrarouges ; 7 - Miroir dichroïque
 Ligne rouge - Rayonnement infrarouge ; Ligne orange - Faisceau incident

Le montage optique développé à l'origine permet de valider le fonctionnement du banc à l'aide d'un laser. Après s'être rendu compte que la puissance laser était trop grande pour avoir une faible incertitude, nous avons conservé la majeure partie du montage et ajouté une nouvelle source photothermique (Figure 4.2-2). Cette deuxième source peut être une LED ou une diode laser. Ces deux sources fonctionnent indépendamment. La suppression du laser permet également de minimiser le coût du banc et d'augmenter son niveau de sécurité d'utilisation.

Supposons les détecteurs infrarouges **6a** et **6b** étant sensibles à la longueur d'onde λ_3 , et la longueur d'onde du flux de chaleur émis par la source **1b** étant λ_2 . Le miroir dichroïque **7** est installé dans le chemin optique en face avant pour distinguer deux faisceaux de longueurs d'onde différentes. Il réfléchit le faisceau λ_2 vers l'échantillon et laisse passer le faisceau λ_3 .

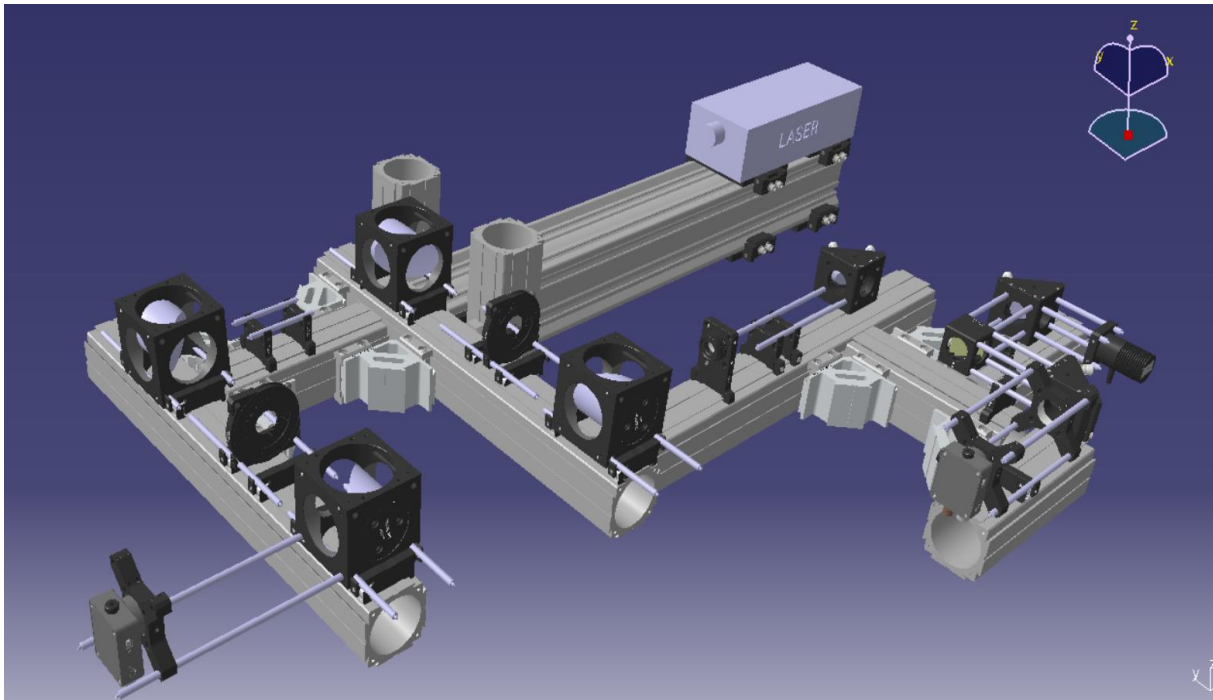


Figure 4.2-3 Représentation CAO du banc d'essai

La Figure 4.2-3 représente le montage optique ainsi que les fixations mécaniques et optomécaniques nécessaires. Basée sur des rails optiques, ces pièces sont fixées sur une table optique taraudée afin de disposer les dispositifs optiques sur un même plan. Des pièces auxiliaires ajoutées sur le banc permettent d'aligner les chemins optiques. Ainsi, les cages servent à la fois à maintenir la hauteur des miroirs dichroïque et paraboliques et à garder sa mobilité longitudinale sur le rail. Les détecteurs sont fixés sur des pièces en forme de croix permettant de régler la distance les séparant des miroirs paraboliques.

4.2.2 SOURCE PHOTOTHERMIQUE

La source d'excitation émet un flux photothermique (visible ou infrarouge) vers l'échantillon. Nous utilisons deux sources de lumière : un laser continu à bande large et une LED monochromatique.

4.2.2.1 Laser blanc KOHERAS SuperK Versa

Le laser blanc KOHERAS SuperK Versa délivre un faisceau pulsé de 80 MHz composé de rayonnements visible et infrarouge. La lumière visible est utilisée en basse puissance jusqu'à 2 W comme indicateur du faisceau. Au-delà de cette puissance le laser émet du rayonnement infrarouge jusqu'à 8 W. Afin de piloter la fréquence de l'excitation thermique, nous utilisons un chopper optique pour moduler le faisceau.

L'avantage de ce laser est qu'il est facile à utiliser. La puissance peut être ajustée et le faisceau est transmis à travers une fibre optique, de sorte que le volume du générateur laser ne gênera pas le banc d'essai. Son inconvénient est que le spectre du faisceau est trop large (400-2400 nm). Le faisceau réfléchi par la face avant de l'échantillon sera reçu par le détecteur infrarouge et couvrira le rayonnement infrarouge émis par l'échantillon lui-même à la même fréquence.

Générateur de laser	KOHERAS SuperK
Fréquence impulsionnelle	80 MHz
Puissance de la lumière visible	0,39 – 2 W
Puissance totale	2 – 8 W
Bande Spectrale	400 – 2400 nm
M ²	< 1,1
Diamètre du faisceau	~ 1 mm à 530 nm
	~ 2 mm à 1000 nm
	~ 3 mm à 2000 nm

Tableau 4.2-1 Caractéristiques du laser Koheras SuperK Versa

4.2.2.2 Thorlabs 850L3 LED

Thorlabs 850L3 est une LED monochromatique possédant une longueur d'onde de 850 nm. Sa puissance nominale atteint jusqu'à 1100 mW. Cette source lumineuse est utilisée pour éviter que le spectre de la source d'excitation ne chevauche la bande passante du détecteur infrarouge.

En tant que source lumineuse relativement ponctuelle, son défaut est également évident : la puissance lumineuse est dispersée dans un champ de vision de 180°, cela nous rend incapable de collecter la majorité de la densité de puissance. Par exemple, dans le montage de la Figure 4.2-2 la puissance du faisceau LED mesuré sur la face avant de l'échantillon est d'environ 50 mW. Le faible flux thermique provoque une faible variation de la température sur les faces avant et arrière (de l'ordre du centième de degré). Mais c'est aussi un avantage recherché car cela permet de minimiser l'erreur de mesure due à l'élévation de la température de l'échantillon. Cependant cela nécessite un détecteur à haute détectivité et un outil puissant de traitement des signaux noyés dans le bruit.

Source lumineuse	Thorlabs Mounted LED
Longueur d'onde	850 nm
Puissance nominale de sortie	1100 mW
Puissance électrique	3540 mW
Taille de l'émetteur	1 mm × 1 mm

Tableau 4.2-2 Caractéristiques de la source Thorlabs 850L3 LED

4.2.3 DETECTEUR INFRAROUGE

Un détecteur infrarouge contient une cellule qui interagit avec le rayonnement infrarouge aux longueurs d'ondes adaptées. La performance du détecteur infrarouge est évaluée à travers un paramètre nommé la détectivité spécifique D^* qui est inversement proportionnelle à la puissance équivalente de bruit NEP (Anglais : Noise Equivalent Power). La NEP est une mesure de la sensibilité du détecteur. Elle représente la puissance reçue par le détecteur pour une bande passante de 1 Hz lorsque la moyenne quadratique de la tension électrique de sortie équivaut à celle du bruit (c'est-à-dire un rapport signal sur bruit SNR égal à 1). Plus la NEP est faible, plus le détecteur est sensible.

$$NEP(\lambda) = \frac{S * \sqrt{f}}{R(\lambda)} \quad (4-1)$$

Où S est la densité spectrale du bruit ($A \cdot \sqrt{Hz}^{-1}$ ou $V \cdot \sqrt{Hz}^{-1}$); f est la bande passante (Hz) ; R est la réponse du détecteur ($A \cdot W^{-1}$ ou $V \cdot W^{-1}$).

La détectivité spécifique est définie par le rapport entre NEP et la surface de détection A (cm^2) donc :

$$D^*(\lambda) = \frac{\sqrt{A}}{NEP(\lambda)} \quad (4-2)$$

La Figure 4.2-4 représente la détectivité spécifique des principaux types de détecteurs en fonction de la longueur d'onde.

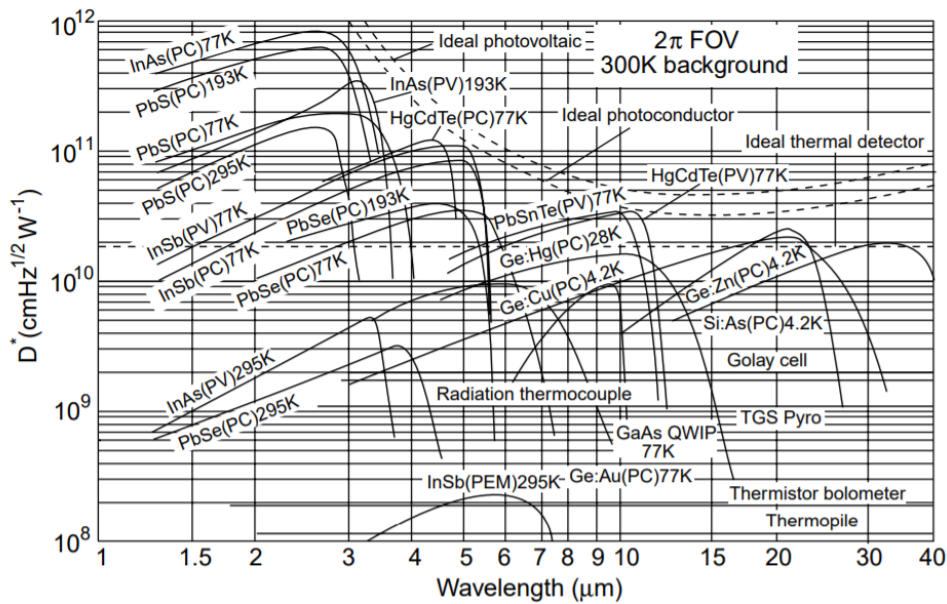


Figure 4.2-4 Comparaison de la détectivité de détecteurs infrarouge commerciaux à la température de fonctionnement indiquée[131]

Nous avons installé deux détecteurs HgCdTe (MCT) en face avant et arrière. Ces détecteurs ont été choisis pour leurs détectivités élevées.

- **Détecteur Vigo-4TE-5**

Le détecteur Vigo-4TE-5 est sensible à ceux utilisés pour la détection en face arrière dans certains diffusimètres Thermoflash. La cellule de détection est installée sur un refroidisseur thermoélectrique (module Peltier) à 4 étages qui est stabilisé en température à l'aide d'une thermistance. Nous l'utilisons pour la détection en faces avant et arrière. Les caractéristiques du détecteur Vigo PVI-4TE-5 sont représentées dans le Tableau 4.2-3.

Détecteur	MCT (HgCdTe)
Zone de détection active	2 mm ²
Bande spectrale	2,0 – 5,4 μm
Pic de longueur d'onde de détection	5 μm
Réponse typique (à 5 μm)	9100 V/W
Densité de bruit	6,1 nV/Hz ^{1/2}
Détectivité typique (à 5 μm)	3.10 ¹¹ cm.Hz ^{1/2} W ⁻¹

Refroidisseur	Module Peltier
Température à atteindre par le refroidisseur	-77°C
Constante de temps	< 80 ns

Tableau 4.2-3 Caractéristiques du détecteur Vigo PVI-4TE-5

Le constructeur nous fournit les courbes de D^* en fonction du spectre pour toute la série de détecteurs MCT (Figure 4.2-5). La courbe en violet représente le détecteur PVI-4TE-5. Comme mentionné précédemment, le plateau de la détectivité se situe entre 2 et 5,5 μm .

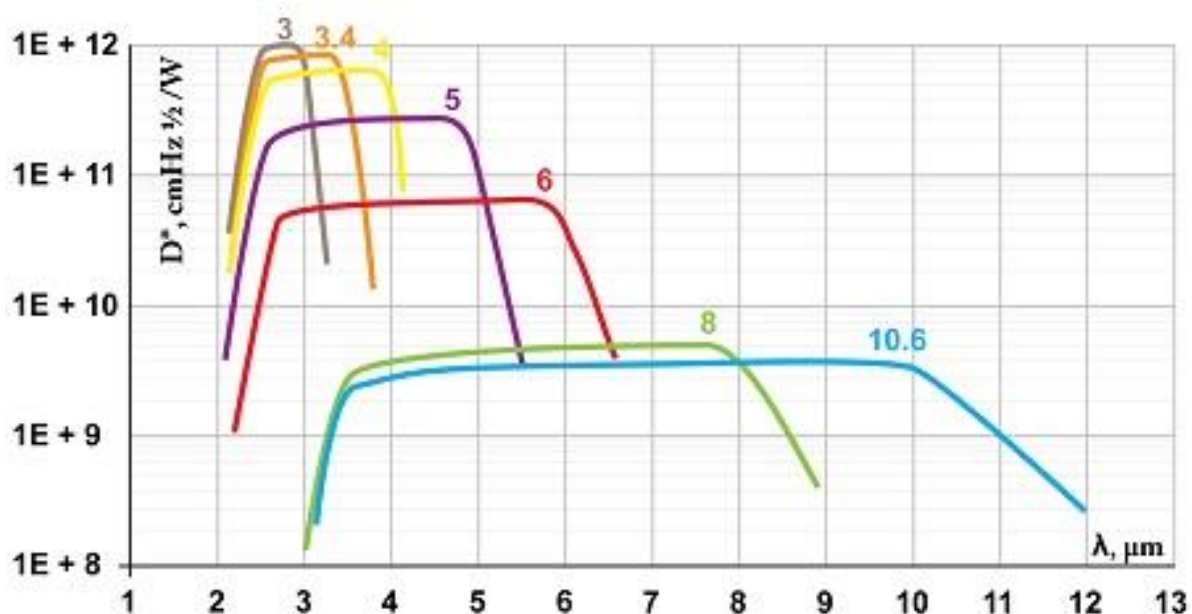


Figure 4.2-5 Détectivité de détecteurs MCT Vigo en fonction du spectre. Violet : PVI-4TE-5

4.2.4 CAMERA THERMIQUE CEDIP TITANIUM

À part le détecteur infrarouge mentionné précédemment, nous employons également une caméra thermique CEDIP Titanium pour la même fonction. Elle fournit un signal de référence pour la face arrière.

La caméra est mise au point sur la face arrière de l'échantillon. Un système optique est installé près de la face avant de l'échantillon pour que la caméra puisse détecter les deux rayonnements sur les faces avant et arrière.

Les caractéristiques de la caméra sont représentées dans le Tableau 4.2-4.

Détecteur	MCT (HgCdTe)
Bande spectrale	3 – 5 μm
Résolution	320x256 pixels
Champ de vision	44°x36° (à 12mm) à 2,75°x2,2°(à 200mm)
Fréquence d'images maximale	320 Hz
Refroidisseur	Machine Stirling intégrée
Température de détecteur	-77°C

Tableau 4.2-4 Caractéristiques de la caméra thermique CEDIP Titanium

4.2.5 AMPLIFICATEUR A DETECTION SYNCHRONE SR830

Les données expérimentales peuvent être traitées soit par FFT (Anglais : Fast Fourier Transform) après l'export de données, soit par un amplificateur à détection synchrone sur place. Un amplificateur à détection synchrone (Anglais : Lock-in Amplifier, LIA) est souvent utilisé pour mesurer le déphasage de signaux, en particulier ceux de faible amplitude (jusqu'à l'ordre du nanovolt).

Deux voies d'entrée A et B se trouvent en bas à gauche de l'interface. La troisième voie en bas à droite est réservée au signal de référence. Deux afficheurs au milieu permettent d'indiquer le module et la phase du signal d'entrée. Le troisième afficheur à droite indique la fréquence, la phase ou l'amplitude du signal de référence.

Le principe de fonctionnement de l'amplificateur à détection synchrone SR830 est schématisé sur la Figure 4.2-6.

Supposons que le signal d'entrée $S_e(t)$ soit purement sinusoïdal.

$$S_e(t) = A \sin(2\pi f_r t + \varphi_e) \quad (4-3)$$

Le bruit venant de l'alimentation est éliminé par deux filtres coupe-bande de 50/60 Hz et 100/120 Hz. L'oscillateur interne de LIA génère une fonction sinus et une fonction cosinus à la même fréquence que le signal de référence f_r . La multiplication de $S_e(t)$ par ces deux fonctions sinusoïdales dans le détecteur synchrone (Anglais : Phase Sensitive Detector, PSD) permet de générer les signaux de sorties X et Y.

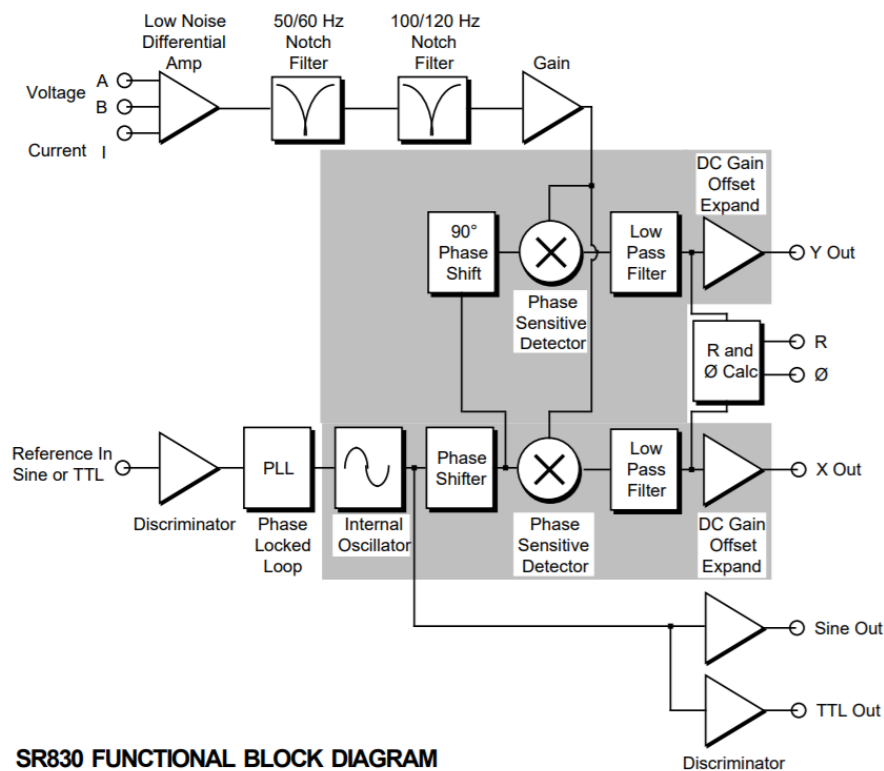


Figure 4.2-6 Représentation schématique du principe de fonctionnement de l'amplificateur à détection synchrone SR830

$$X(t) = A\sin(2\pi f_r t + \varphi_e)B\sin(2\pi f_r t + \varphi_r) \quad (4-4)$$

$$Y(t) = A\sin(2\pi f_r t + \varphi_e)B\cos(2\pi f_r t + \varphi_r) \quad (4-5)$$

Les équations (4-4) et (4-5) peuvent être transformées :

$$X(t) = \frac{1}{2}AB\cos(\varphi_e - \varphi_r) - \frac{1}{2}AB\cos(4\pi f_r t + \varphi_e + \varphi_r) \quad (4-6)$$

$$Y(t) = \frac{1}{2}AB\sin(4\pi f_r t + \varphi_e + \varphi_r) + \frac{1}{2}AB\sin(\varphi_e - \varphi_r) \quad (4-7)$$

Nous filtrons les sorties X et Y par un filtre passe-bas pour éliminer les termes oscillants (AC) dans (4-6) et (4-7). Les parties continues (DC) sont :

$$X_{DC} = \frac{1}{2}AB\cos(\varphi_e - \varphi_r) \quad (4-8)$$

$$Y_{DC} = \frac{1}{2}AB\sin(\varphi_e - \varphi_r) \quad (4-9)$$

Le déphasage entre le signal d'entrée et le signal de référence est :

$$\Delta\varphi = \varphi_e - \varphi_r = \tan^{-1}\left(\frac{Y_{DC}}{X_{DC}}\right) \quad (4-10)$$

Le signal de référence est généré directement par l'amplificateur à détection synchrone et le signal de la face arrière sera considéré comme le signal d'entrée.

Les caractéristiques de SR830 sont représentées dans le Tableau 4.2-5.

Signal d'entrée	Impédance	Tension : 10 M Ω + 25 pF, AC ou DC Courant : 1 k Ω
	Bruit	6 nV Hz ^{-1/2} à 1kHz
	Précision	± 1 % de 20°C à 30 °C
Signal de référence	Fréquence	1 mHz à 102 kHz
	Impédance	1 M Ω
	Erreur absolue de phase	< 1°
	Erreur relative de phase	< 0,01
	Stabilité	50 ppm°C ⁻¹

Tableau 4.2-5 Caractéristiques de l'amplificateur à détection synchrone SR830

4.2.6 CHAMP MAGNETIQUE

La caractérisation des matériaux magnétocaloriques nécessite un champ magnétique statique. Une simple conception utilisant un circuit magnétique est mise en place sur le banc d'essai. (Voir Figure 4.2-7).

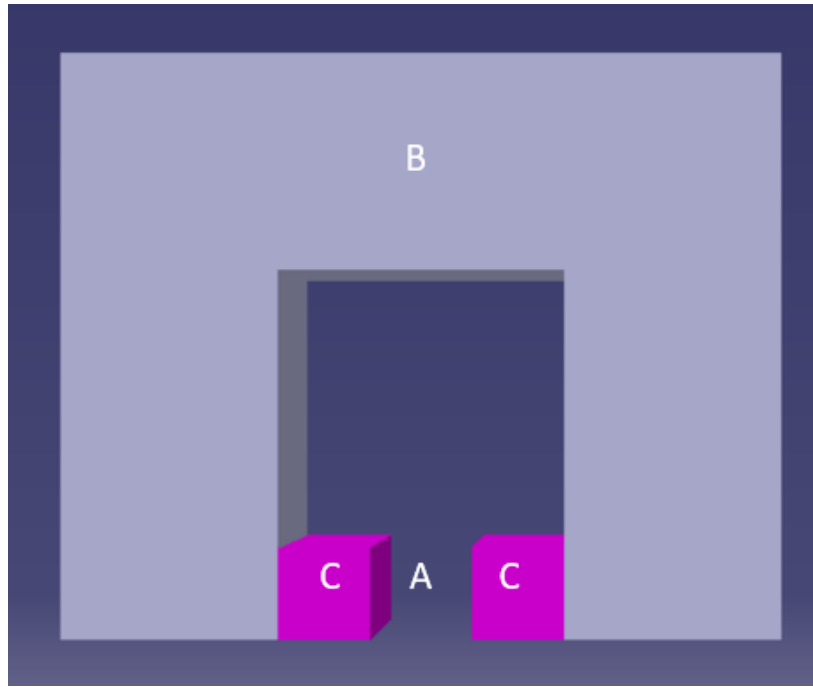


Figure 4.2-7 Représentation CAO du circuit magnétique

Un champ magnétique uniforme est créé dans l'entrefer en **A**. Les aimants situés en **C** permettent de créer un entrefer de 13 mm. Un noyau en ferrite de transformateur commercial en **B** est utilisé pour éliminer la perte de lignes de champ. Le circuit magnétique **ABC** est simplement posé sur le support d'échantillon. Le champ magnétique est parallèle à la surface de l'échantillon.

Les caractéristiques du circuit magnétique sont présentées dans le Tableau 4.2-6.

Aimant	NdFeB	
Forme	Parallélépipède	
Dimensions	12X12X30 mm ³	
Rémanence	1,42 – 1,47 T	
Température de Curie	310 °C	
Température max. d'utilisation	65 °C	
Noyau ferrite	TDK UU 93/152/30	
Matériau	N27	
Facteur d'inductance	5400 nH	
Perméabilité effective relative	1800	

Tableau 4.2-6 Caractéristiques du circuit magnétique

À l'aide des caractéristiques du circuit magnétique, nous pouvons mesurer et simuler la densité de flux magnétique dans l'air. Pour la mesure expérimentale on place une sonde à effet Hall au milieu de l'entrefer. Les simulations numériques sont effectuées sur deux logiciels commerciaux : Altair Flux3D® et ANSYS Mechanical®. Sur Altair Flux3D®, on a calculé la

répartition du flux magnétique à travers un modèle 2D. Sur ANSYS Mechanical®, on a réalisé une modélisation 3D. Les résultats sont regroupés dans le Tableau 4.2-7. Les écarts entre la mesure expérimentale et les simulations se situent dans un intervalle d'environ 8 %, qui est relativement favorable. La valeur du modèle 3D est la plus importante parce qu'elle est prélevée de manière très ponctuelle. En pratique une sonde à effet Hall mesure la densité moyenne de ligne de champ au milieu de l'entrefer. Cela pourrait réduire la valeur mesurée.

Mesure expérimentale	Model 2D sur Altair Flux3D®	Model 3D sur ANSYS Mechanical®
0,51 T	0,49 T	0,55 T

Tableau 4.2-7 Comparaison des résultats de l'intensité de flux magnétique au centre de l'entrefer

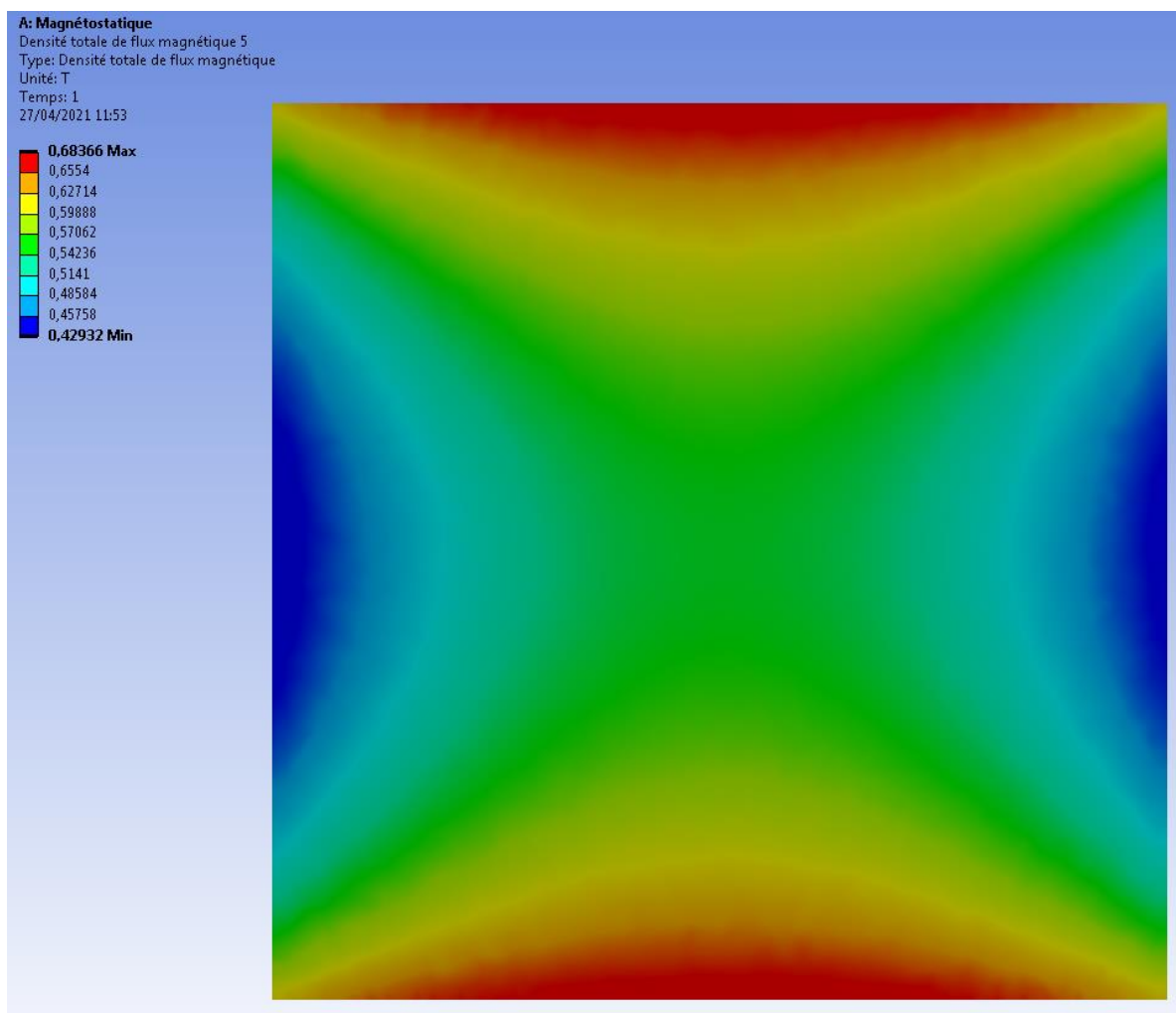


Figure 4.2-8 Simulations de la répartition du flux magnétique dans l'entrefer. ANSYS Mechanical®

4.2.7 SONDE A EFFET HALL

Afin de mesurer l'intensité du champ magnétique dans l'entrefer, une sonde à effet Hall est placée dans l'entrefer de manière perpendiculaire aux lignes de champ. Cette sonde est alimentée par un courant de 1 mA. Pour cette raison, une carte électronique conçu par Plait [132] est mise en place pour générer le courant direct de 1 mA par une source de tension de 15 V DC.

Sonde à effet Hall	Asensor Technology AB HE244S
Taille de la sonde	3*5*0,6 mm ³
Température d'opération	-40 à 100 °C
Isolant	Polyuréthane
Sensibilité	0,2V / T

Tableau 4.2-8 Caractéristiques de la sonde à effet Hall

4.2.8 CENTRALE DE TRAITEMENT D'AIR (CTA)

La mesure de l'évolution des propriétés thermiques en fonction de la température nécessite de contrôler la température ambiante autour de l'échantillon à tester. Dans ce contexte on réalise une centrale de traitement d'air (CTA) permettant de réguler la température ambiante d'une chambre thermostatée contenant un échantillon.

Le CTA se compose de 4 parties (Voir Figure 4.2-9) :

- Un refroidisseur pour diminuer l'humidité de l'air ;
- Une pompe à air qui aspire l'air sec et le souffle dans une conduite
- Un bain thermostaté
- Un échangeur serpentin long noyé dans le liquide du bain thermostaté.

Le bain thermostaté possède un système de régulation qui stabilise la température du liquide avec une précision de $\pm 0,01^\circ\text{C}$. Le liquide dans le bain thermostaté est un mélange d'eau et de propylène-glycol. La pompe à air a une puissance de 150 W électrique et souffle un débit d'air d'environ $30 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$. La température est mesurée par un thermocouple de type K pour la mesure sans ou sous champ magnétique. La précision du thermocouple est $0,1^\circ\text{C}$. Les éléments mentionnés au-dessus sont connectés par des tubes Tricoflex recouverts d'isolant thermique.

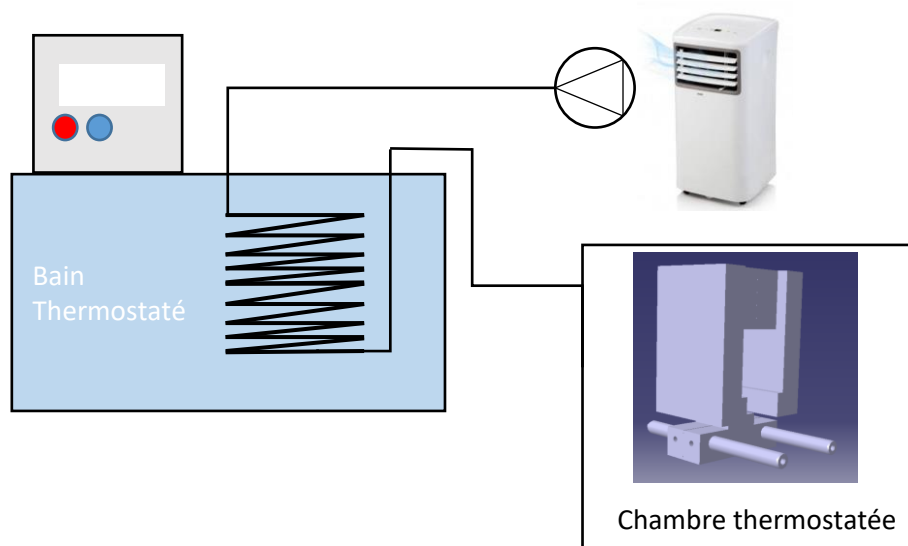


Figure 4.2-9 Schéma du principe de fonctionnement de CTA

Le thermocouple est placé dans la chambre thermostatée qui contient un échantillon à tester. Le thermocouple touche la surface de l'échantillon. Le tube de la CTA est positionné au-dessus de l'échantillon pour que l'air chaud ou froid remplisse doucement la chambre.

Ainsi on a mesuré la température de la chambre en fonction de la température du bain thermostaté (Cf. Figure 4.2-10).

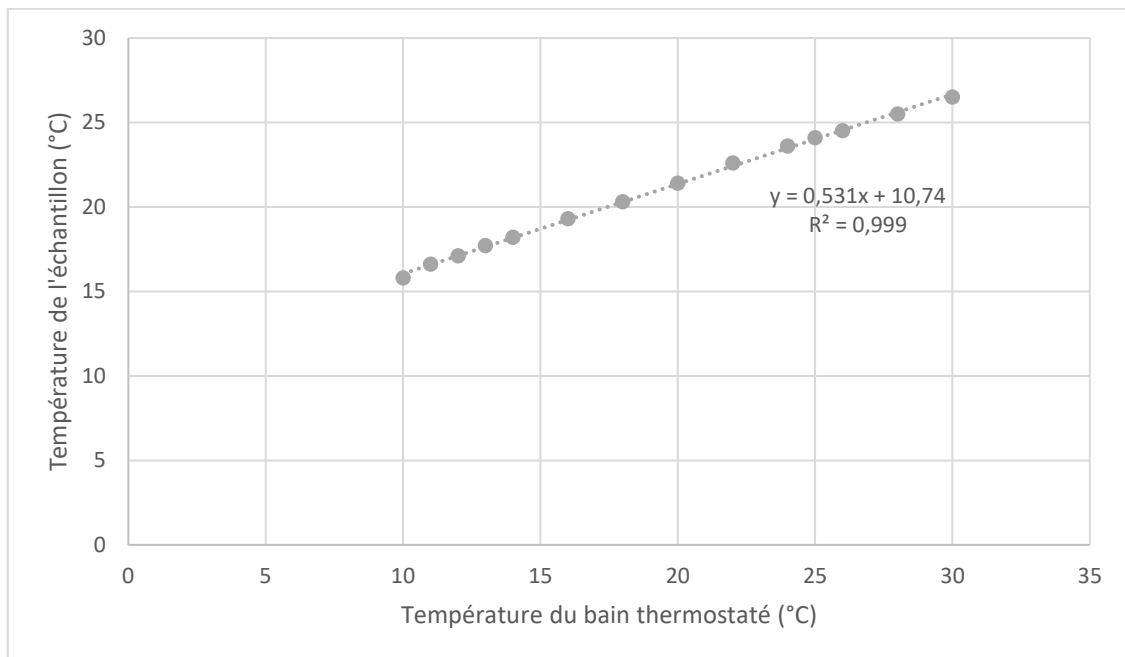


Figure 4.2-10 Évolution de la température de la chambre thermostatée en fonction de T du bain thermostaté

La courbe expérimentale est linéaire mais elle ne passe pas par 0. Cela est expliqué par le fait de l'échangeur serpentin insuffisamment long et l'isolation de la chambre imparfaite.

4.2.9 THERMOFLASH LFA

La méthode Flash est une technique largement utilisée pour l'estimation de la diffusivité thermique du matériau solide. Elle est adoptée par de nombreux pays pour norme de la mesure de diffusivité thermique. Afin de comparer nos mesures, nous utilisons un diffusivimètre Thermoflash LFA pour effectuer des mesures en parallèle.

Durant l'expérience, l'échantillon est enfermé dans un four sous la pression atmosphérique. Le laser impulsionnel excite l'échantillon par l'envoi d'une quantité d'énergie, limitée ici à 1,5 J. Un détecteur situé en face arrière de l'échantillon enregistre la réponse thermique de l'échantillon. Dans le traitement de données nous choisissons le modèle Combine pour effectuer l'ajustement de courbe afin d'estimer la diffusivité thermique. Un résultat sera accepté si le taux d'ajustement est supérieur à 98 %.

Diffusivimètre Thermoflash	LINSEIS LFA1000
Plage de température	-125°C – 500°C
Système de refroidissement	Chiller par ventilation / azote liquide
Source d'impulsion	Laser Nd-YAG jusqu'à 25 J/pulse
Mesure infrarouge	Détecteur MCT
Plage de mesure de la diffusivité	0,01 mm ² s ⁻¹ – 1000 mm ² s ⁻¹
Épaisseur d'échantillon	0,1 mm – 6 mm
Porte-échantillon	Graphite
Incertitude sur le matériau de référence	Inconel 600 : 6 % ; Graphite : 9 %



Tableau 4.2-9 Caractéristiques du diffusivimètre ThermoFlash LINSEIS LFA1000

4.3 CONDITIONS EXPERIMENTALES ET EVALUATION DES INCERTITUDES

4.3.1 CONDITIONS EXPERIMENTALES

Dans les travaux expérimentaux nous essayons de garder certains paramètres constants pour limiter les incertitudes. La seule variable sur le banc d'essai autre que l'échantillon et la température ambiante est la fréquence d'excitation de la source photothermique.

D'après la revue des modèles analytiques au chapitre 3, nous avons vu que la relation linéaire de la méthode photothermique modulée n'existe que dans les matériaux thermiquement épais ($L > 2\mu$) et que le rayon du faisceau incident doit être quatre fois plus grand que la longueur de diffusion $r_0 > 4\mu$. En plus de ces deux hypothèses, il faut également prendre en compte l'intensité du signal de sortie du détecteur. L'élévation de la température de matériau sera trop faible s'il est soumis à une excitation à trop haute fréquence. Ainsi, nous définissons que la limite supérieure de la fréquence d'excitation correspond à un signal du détecteur infrarouge filtré supérieur à un seuil qui garantisse une mesure de qualité. Après de multiples essais, nous avons retenu un seuil à $0,4 \mu V$.

Pour résumer, nos expériences se déroulent de la manière suivante :

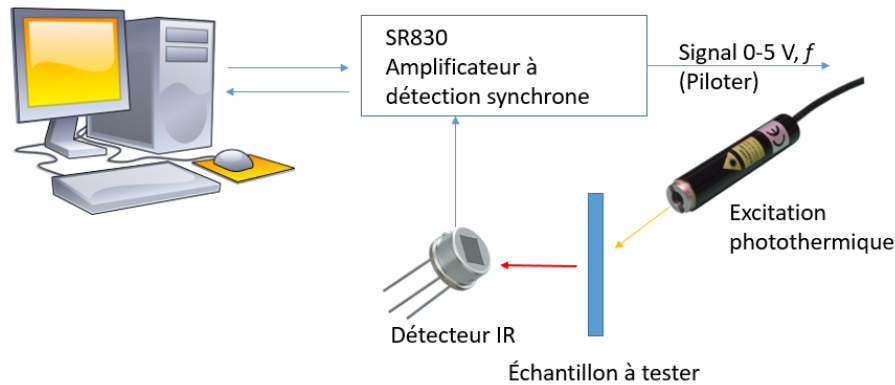


Figure 4.3-1 Représentation schématique du principe de fonctionnement du banc d'essai CARMA

L'ordinateur pilote directement l'amplificateur à détection synchrone SR830 pour générer un signal de référence à une certaine fréquence. Ce signal périodique est transmis à la source photothermique pour émettre un flux de chaleur d'excitation modulé. Une fois que l'échantillon a absorbé le flux d'excitation, des rayonnements infrarouges correspondants sont émis respectivement par les faces avant et arrière. Le rayonnement infrarouge émis par la face arrière est converti en signal électrique par le détecteur infrarouge puis transmis à SR830. SR830 affiche directement le signal filtré sur son écran. Et il est simultanément transmis à l'ordinateur pour l'acquisition.

Lorsque la température de la chambre thermostatée est stable, pour une fréquence d'excitation donnée, nous enregistrons de 150 à 400 points de phase φ après que le signal est stable, soit une durée égale à 10 fois la constante de temps, et 5 fréquences pour chaque test. À travers la courbe $\varphi(f^{1/2})$, nous pouvons déterminer la diffusivité thermique pour cette température. Nous pouvons répéter l'opération ci-dessus plusieurs fois pour évaluer la répétabilité de la mesure. La diffusivité thermique de l'échantillon à cette température est alors évaluée comme la valeur moyenne de ces mesures.

4.3.2 ÉVALUATION DES INCERTITUDES

Nous pouvons déterminer l'incertitude composée de l'équation (3-5) par la formule de propagation de l'incertitude.

Pour rappel l'équation (3-5) est :

$$\alpha = \frac{L^2 \pi}{k^2} \text{ avec } k = \frac{d\varphi}{d\sqrt{f}}$$

L'incertitude provenant de la mesure de l'épaisseur de l'échantillon L et la pente k de $\varphi(f^{1/2})$ est (le symbole δ signifie l'écart-type du paramètre):

$$\delta\alpha = \sqrt{\left(\frac{\partial\alpha}{\partial L}\right)^2 (\delta L)^2 + \left(\frac{\partial\alpha}{\partial k}\right)^2 (\delta k)^2} \quad (4-11)$$

L'épaisseur de l'échantillon est mesurée par un pied à coulisse numérique. Son incertitude δL est de $\pm 0,01$ mm. Puisque δL est faible devant l'épaisseur de l'échantillon, cette incertitude est négligée.

L'écart-type de la pente k de la droite $\varphi(\sqrt{f}) = k\sqrt{f} + b$ se calcule ainsi:

$$\delta k = \frac{s}{\sqrt{\sum_i (\sqrt{f}_i - \overline{\sqrt{f}})^2}} \quad (4-12)$$

avec s est la variance qui s'écrit :

$$s^2 = \frac{\sum_i (\varphi_i - \overline{\varphi})^2 - k^2 \sum_i (\sqrt{f}_i - \overline{\sqrt{f}})^2}{n - 2} \quad \overline{\varphi} = \frac{1}{n} \sum_i \varphi \quad \text{et} \quad \overline{\sqrt{f}} = \frac{1}{n} \sum_i \sqrt{f}_i$$

Tous ces calculs pourront être réalisés sous EXCEL en utilisant la formule matricielle « Droitereg ».

Ainsi, l'équation (4-11) est approximée par l'expression suivante :

$$\delta \alpha \approx \sqrt{\left(\frac{\partial \alpha}{\partial k}\right)^2 (\delta k)^2} \quad (4-13)$$

Si on divise l'équation (4.13) par l'équation (3-5), on obtient l'incertitude relative. 1 % de l'incertitude dans la mesure de la pente k entraîne 2 % d'incertitude dans la détermination de la diffusivité.

$$\frac{\delta \alpha}{\alpha} \approx \frac{2 \delta k}{k} \quad (4-14)$$

La fluctuation $\delta \varphi$ est également calculée pour critiquer les points de mesure. Pour rappel la fluctuation d'une série de n données x se calcule de la manière suivante :

$$\delta \varphi = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (4-15)$$

Comme mentionné au-dessus, pour chaque point de mesure il y a entre 150 et 400 valeurs acquises par ordinateur. La fluctuation pour les points acquis dépend de l'intensité du signal d'entrée et de la fréquence de coupure (ou la constante de temps τ) du filtre analogique. Par exemple, nous avons noté que pour un signal d'amplitude de $0,51 \mu\text{V}$, avec $\tau = 10$ s, l'écart-type de 400 points d'une phase mesurée est $8,17^\circ$ soit 8,55 % de la moyenne ; avec $\tau = 30$ s, l'écart-type est $1,07^\circ$, soit 1 %. Si la fluctuation d'un point de mesure s'avère trop élevée, nous considérons que la mesure n'est pas valide et le point de mesure n'est pas conservé. On impose un seuil d'élimination d'une valeur de la diffusivité mesurée si $\delta \varphi$ moyen > 4 % ou $\delta k > 4$ %.

4.4 RESULTATS EXPERIMENTAUX

Cette section présente les mesures de la diffusivité thermique dans le cadre du projet. L'étude porte dans un premier temps sur des plaques de matériaux courants avec lesquels nous pouvons tester la faisabilité de la méthode PTR puis sur des matériaux magnétocaloriques. Lorsque les mesures s'étendent aux matériaux magnétocaloriques, la température locale sera contrôlée.

4.4.1 PREMIERS ESSAIS POUR LES MATERIAUX COURANTS

4.4.1.1 Caractéristiques des échantillons

Un test a d'abord été réalisé sur des échantillons de référence. Les caractéristiques des échantillons sont présentées dans le Tableau 4.4-1.

N° Échantillon	Matériau	Épaisseur [mm]	Dimension [(mm ³)]	État
1	Inox 304L	1,5	105×28×1,5	Inconnu
2	Acier	0,5	100×10×0,5	Poli
3	Acier	0,75	100×10×0,75	Poli
4	Acier	1	100×10×1	Poli

Tableau 4.4-1 Caractéristiques des échantillons à tester

Les échantillons N°2 à N°4 sont en effet 3 plaques d'aciers commercialisés. L'échantillon N°1 est une plaque d'inox 304 du laboratoire. Leurs états polis nécessitent de les peindre en noir pour optimiser l'absorption du flux de chaleur.

La température ambiante est 20°C. Les échantillons ont été excités à différentes fréquences jusqu'à 50 Hz par le laser blanc KOHERAS. Les signaux infrarouges en faces avant et arrière ont été enregistrés simultanément par une caméra thermique. Un dispositif avec miroir a été utilisé pour collecter simultanément les images des faces avant et arrière.

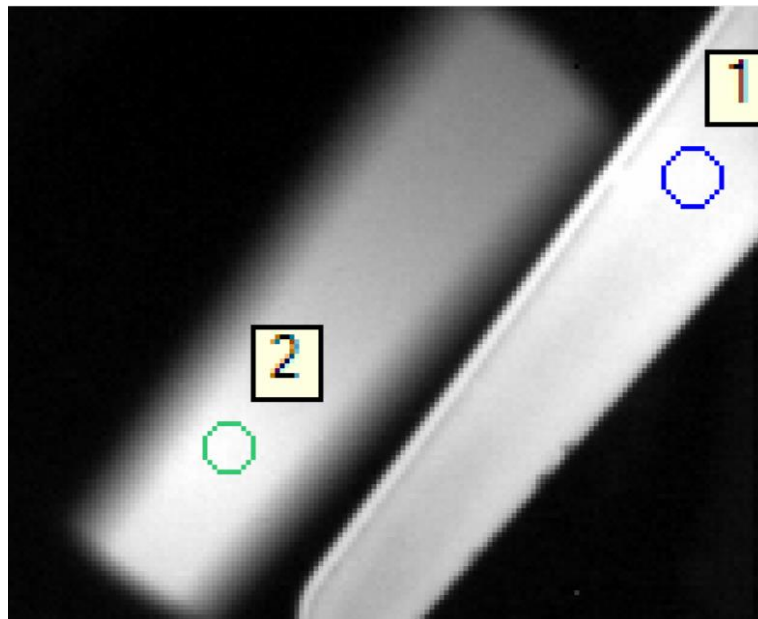


Figure 4.4-1 Mesure simultanée en faces avant et arrière sur l'échantillon N°3. Zone 1 : Zone non excitée en face arrière ; Zone 2 : Zone excitée en face avant

4.4.1.2 Résultats expérimentaux

Les résultats du premier test sont présentés dans le Tableau 4.4-2 et les courbes de chaque mesure sont présentées sur la Figure 4.4-2 pour les plaques d'aciers et sur la Figure 4.4-3 pour la plaque d'inox.

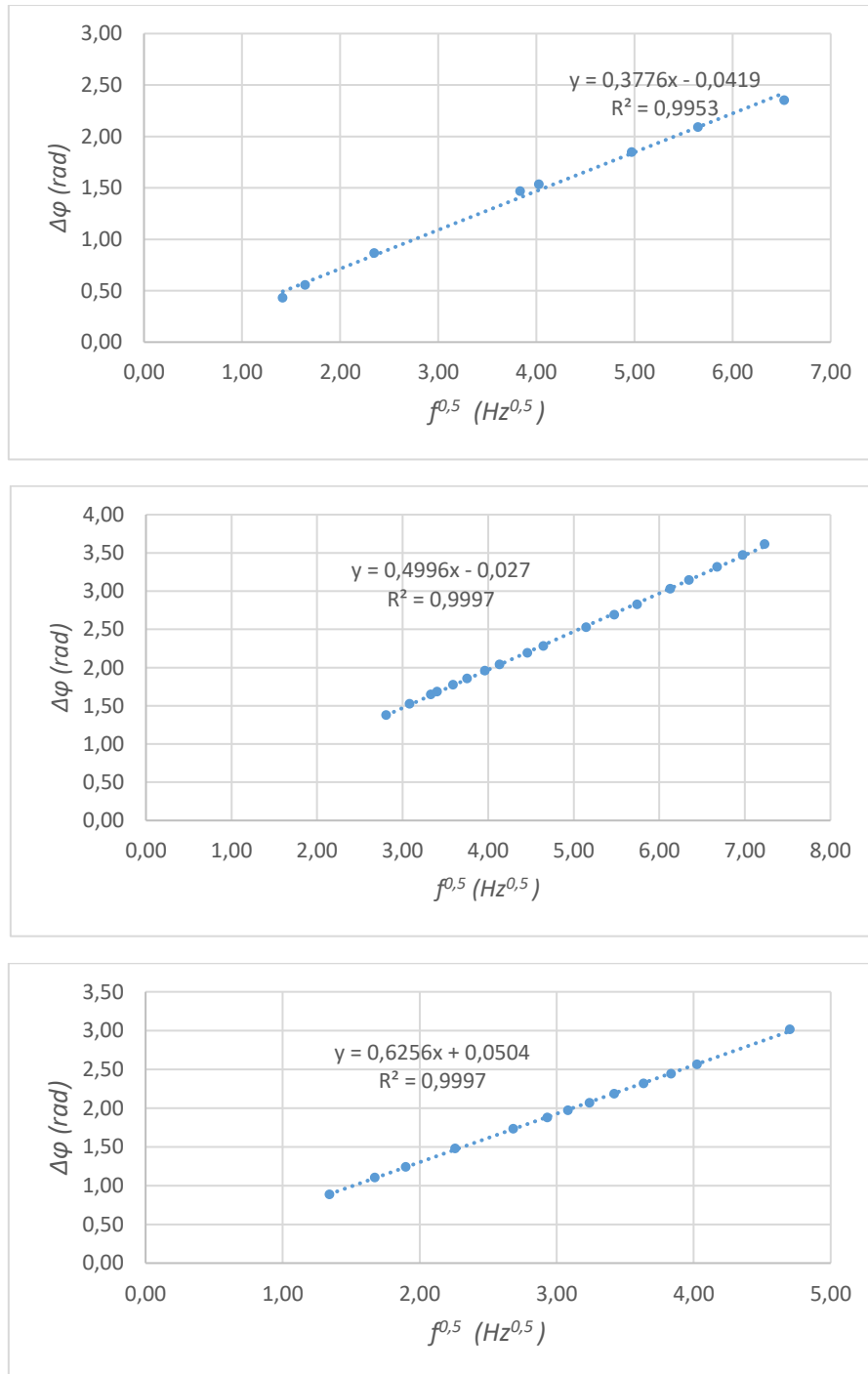


Figure 4.4-2 Évolution du déphasage $\Delta\varphi$ en fonction de la $f^{0,5}$ pour les différentes épaisseurs d'échantillons d'acier (De haut à bas : 0,5 mm, 0,75 mm, 1 mm)

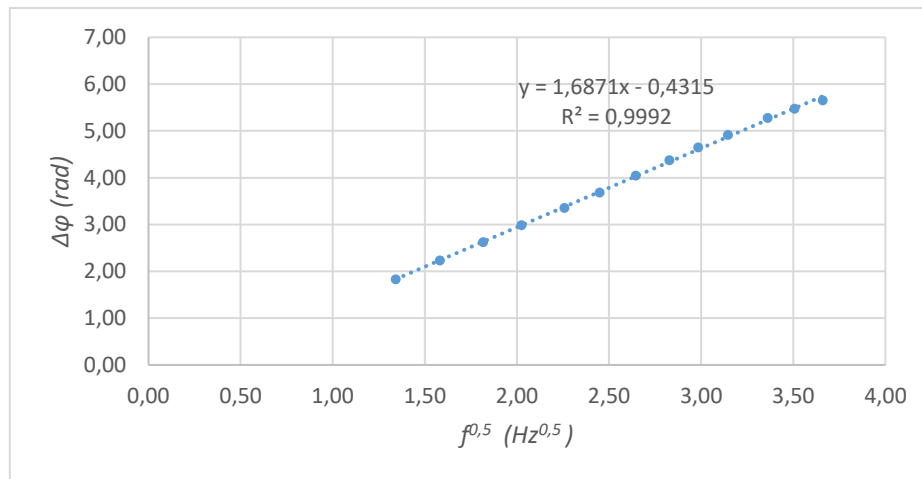


Figure 4.4-3 Évolution du déphasage $\Delta\varphi$ en fonction de la \sqrt{f} pour l'échantillon Inco 304L de 1,5mm

N° Échantillon	Pente [rad/Hz ^{0,5}]	Diffusivité mesurée (Échantillon + Peinture) [m ² .s ⁻¹]	Diffusivité estimée [m ² .s ⁻¹]	Référence [m ² .s ⁻¹]	Écart relatif [%]
1	1,687	$2,62 \cdot 10^{-6}$	$3,36 \cdot 10^{-6}$	$3,48 \cdot 10^{-6}$	3,4
2	0,378	$5,91 \cdot 10^{-6}$	$1,07 \cdot 10^{-5}$	$1,09 \cdot 10^{-5}$	1,8
3	0,500	$7,42 \cdot 10^{-6}$	$1,14 \cdot 10^{-5}$	$1,09 \cdot 10^{-5}$	4,6
4	0,626	$8,32 \cdot 10^{-6}$	$1,16 \cdot 10^{-5}$	$1,09 \cdot 10^{-5}$	6,4

Tableau 4.4-2 Résultats expérimentaux du premiers essais

Trois notions se trouvent sur le tableau au-dessus. La diffusivité mesurée (Échantillon + Peinture) est ce qu'on détermine par la pente de la courbe expérimentale. Puisque les échantillons sont peints en noir, nous devons utiliser une méthode de séparation pour estimer la diffusivité des échantillons et la diffusivité de la peinture. Et la référence est la donnée publiée ou mesurée par une autre méthode de caractérisation.

Le modèle analytique de Salazar (l'équation 3-11) est utilisé pour estimer la diffusivité des échantillons en imposant une valeur de la diffusivité de la peinture égale à $9 \cdot 10^{-8} \text{ mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. L'épaisseur de la peinture est $9 \text{ }\mu\text{m}$ pour les échantillons d'acier et $20 \text{ }\mu\text{m}$ pour la plaque d'Inco.

Les résultats sur les échantillons d'acier sont dans un intervalle étroit. La valeur de référence de cet échantillon est fournie par LFA. L'écart moyen de ces trois mesures est 4,28 %. Pour l'échantillon d'Inco nous utilisons une référence publiée sur la base de données de la SFT (Société Française Thermique). L'écart reste inférieur à 5 %, la précision de mesure semble donc convenable.

4.4.2 CARACTERISATION DES MATERIAUX MAGNETOCALORIQUES SANS CHAMP MAGNETIQUE

Dans un second temps des mesures massives sont réalisées sur les échantillons de matériaux magnéto-caloriques. Au lieu de mesurer une valeur unique de la diffusivité, nous

allons faire varier la température ambiante autour de l'échantillon et tracer l'évolution de la diffusivité en fonction de la température $\alpha(T)$. Nous commençons tout d'abord par deux plaques de Gd de différentes épaisseurs. Ensuite on va répéter ces mesures sur deux plaques de matériau composite polymère – La(Fe, Si)₁₃.

Au niveau des dispositifs expérimentaux, une LED rouge est utilisée au lieu du laser blanc pour limiter l'élévation de la température de la zone excitée. Le rayonnement infrarouge en face arrière de l'échantillon est collecté par un détecteur infrarouge. On cherche ici à minimiser l'apport de chaleur pour réduire au minimum l'élévation locale de température.

Dans la partie d'analyse nous allons discuter l'incertitude des mesures effectuées. Les comparaisons seront menées entre les données expérimentales et les références. Pour des matériaux non référencés dans la littérature, nous les comparons avec les résultats mesurés par LFA.

4.4.2.1 Caractéristiques des échantillons

Tous les échantillons sont découpés en forme de plaque de 10×10 mm².

Le Gd est, pour rappel, le matériau de référence de réfrigération magnéto-calorique qui possède une transition du second ordre. Les plaques à caractériser ont une épaisseur de 0,36 mm et de 0,45 mm. La pureté du matériau est d'environ 99,5 %. Sans indication plus précise, la cristallographie des échantillons est supposée polycristalline. Au niveau de l'état de surface, les deux plaques sont oxydées car elles présentent une couleur grise au lieu de blanc argenté. En plus, nous avons observé de la corrosion locale à la surface de la plaque de 0,36 mm. Toutes les plaques de Gd sont fournies par le Pr. Huang de Baotou Research Institute of Rare Earths, Chine (BRIRE).

L'alliage La(Fe, Si)₁₃ est un matériau du premier ordre qui possède un grand effet magnéto-calorique dans une petite gamme de température autour du point de transition de 195 K (-78°C). Afin de pouvoir l'appliquer à la température ambiante, le matériau est hydrogéné pour être transformé en La(Fe, Si)₁₃H_γ. Par exemple, pour $\gamma = 1,6$ le point de transition T_c monte à 330 K (57°C). Les plaques de composite polymère - La(Fe, Si)₁₃H_γ sont le fruit d'un projet de collaboration entre les départements DMA / MN2S du laboratoire Femto-ST et la société Erasteel. Une plaque est fabriquée par extrusion et l'autre est fabriquée par impression 3D. Les deux plaques sont souples. Le taux de chargement massique du MMC est environ 89 %, soit un taux de chargement volumique de 50 %. La masse volumique indiquée par le fournisseur est 7,3 g.cm⁻³. La température de Curie est $18 \pm 1^\circ\text{C}$. Au niveau de l'état de surface, les deux échantillons présentent des surfaces rugueuses. Pour la plaque fabriquée par extrusion, elle a un côté relativement lisse, tandis que l'autre côté a de longues bandes de lignes. Pour la plaque fabriquée par impression 3D, les deux côtés sont inégaux, avec des lignes parallèles à la diagonale de la surface de l'échantillon. Des lignes plus irrégulières apparaissent sur la face qui colle à la plateforme chauffante. Signalons aussi que la plaque fabriquée par extrusion a été conservée au laboratoire pendant plus de 5 ans. Cependant aucun signe de corrosion n'a été observé sur la surface.

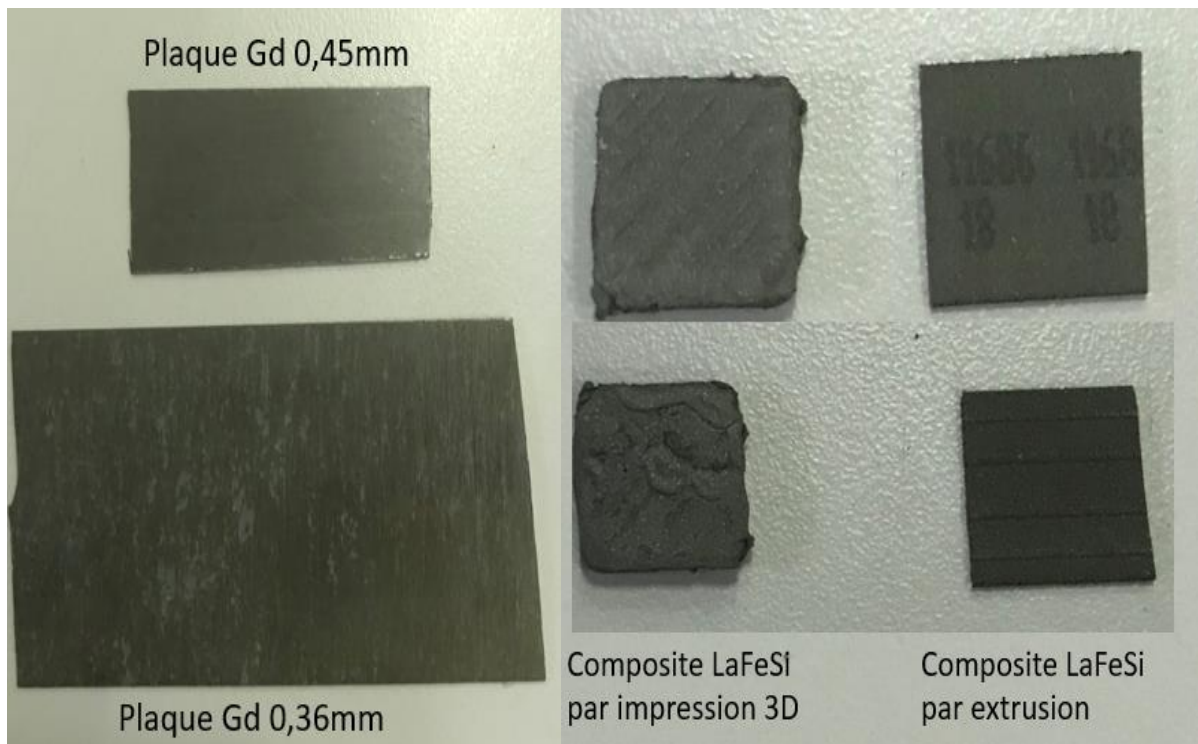


Figure 4.4-4 États de surface des échantillons à tester

Les caractéristiques des échantillons sont présentées dans le tableau suivant.

N° Échantillon	Matériau	Forme	Épaisseur [mm]	Pureté	Origine
1	Gd	Métallique	0,36	99,5 %	BRIRE
2	Gd	Métallique	0,45	99,5 %	BRIRE
3	La(Fe, Si) ₁₃ H _y - Polymère	Composite	0,6	90 %	Erasteel/ Femto-ST
4	La(Fe, Si) ₁₃ H _y - Polymère	Composite	1	90 %	Erasteel/ Femto-ST

Tableau 4.4-3 Caractéristiques des échantillons magnéto-caloriques à tester

4.4.2.2 Résultats expérimentaux

- Échantillon N°1 : Gd 0,36 mm

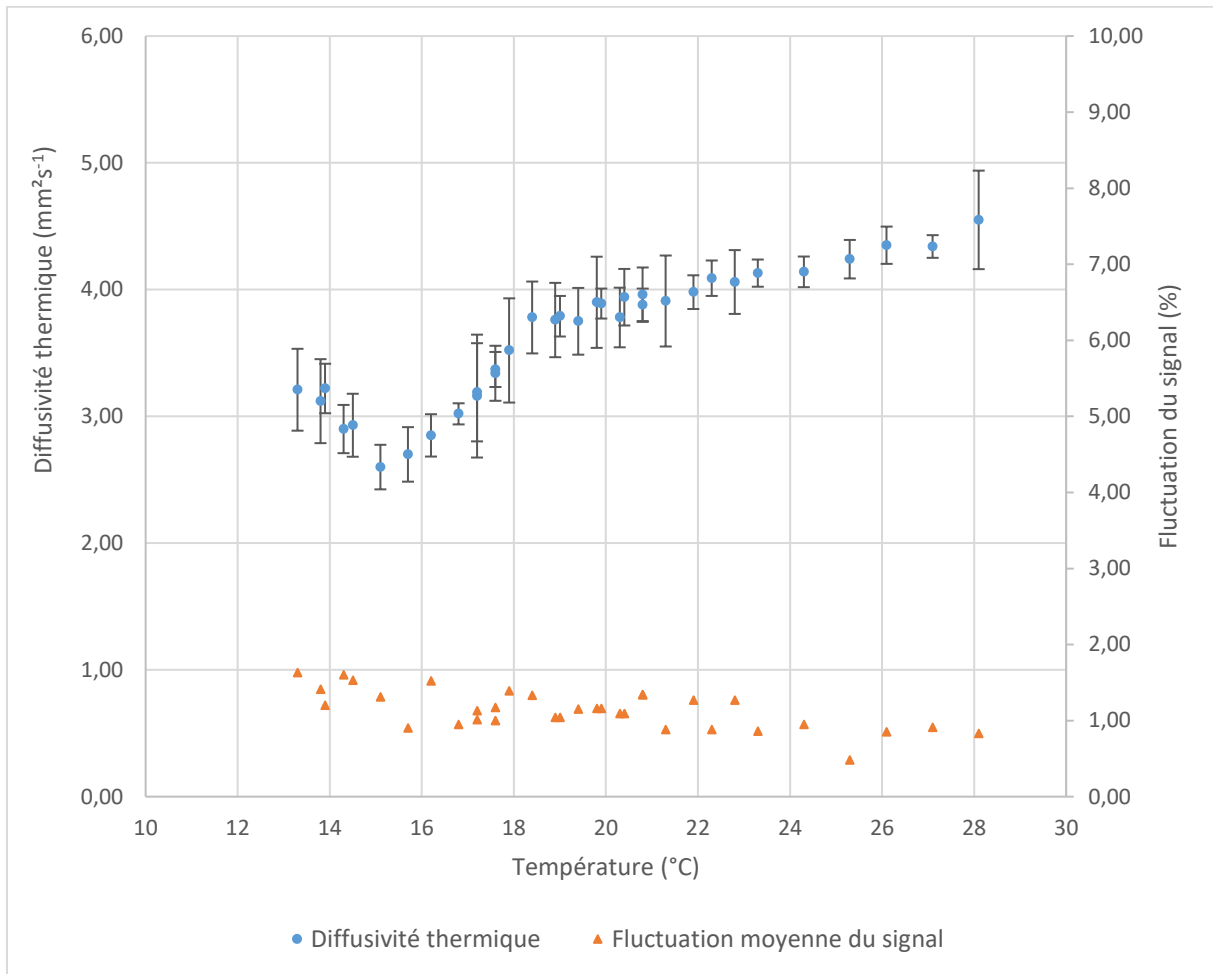


Figure 4.4-5 Évolution de la diffusivité thermique de l'échantillon N°1 en fonction de la température

Epaisseur [m]	$3,6 \cdot 10^{-4}$	
Température [°C]	13,3	28,1
Amplitude moyenne [V]	0,8	1,9
Gamme de fréquence [Hz]	22– 46	
Constante de temps [s]	30	
Fluctuation moyenne du signal $\delta\varphi$ [%]	$1,2 \pm 0,1$	
Nb de point d'acquisition	350	
Écart-type moyen $\delta k/k$ [%]	3,2	
Écart-type moyen $\delta\alpha$ [mm ² .s ⁻¹]	$2,3 \cdot 10^{-1}$	
Diffusivité moyenne [mm ² .s ⁻¹]	$3,7 \pm 0,2$ sur [13, 29] °C	

Tableau 4.4-4 Paramètres pour la mesure de la diffusivité thermique de l'échantillon N°1

- Échantillon N°2 : Gd 0,45mm

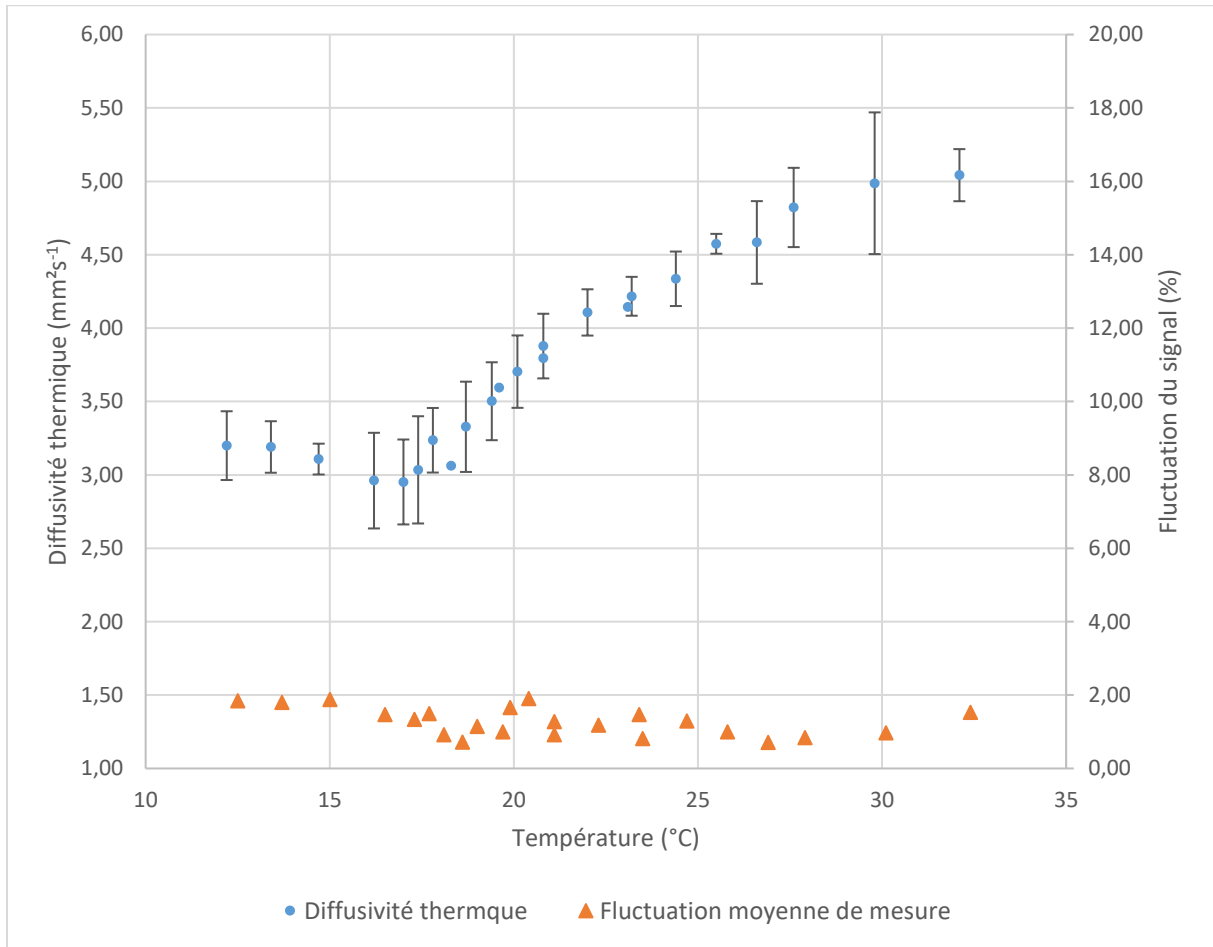


Figure 4.4-6 Évolution de la diffusivité thermique de l'échantillon N°2 en fonction de la température

Épaisseur [m]	$4,5 \cdot 10^{-4}$	
Température [°C]	12,2	32,4
Amplitude moyenne [V]	0,9	1,9
Gamme de fréquence [Hz]	10 – 36	
Constante de temps [s]	30	
Fluctuation moyenne du signal $\delta\varphi$ [%]	1,2	
Nb de point d'acquisition	400	
Écart-type moyen $\delta k/k$ [%]	3,5	
Écart-type moyen $\delta\alpha$ [mm².s⁻¹]	$2,6 \cdot 10^{-1}$	
Diffusivité moyenne [mm².s⁻¹]	$3,8 \pm 0,3$ sur [12, 32]°C	

Tableau 4.4-5 Paramètres pour la mesure de la diffusivité thermique de l'échantillon N°2

- Échantillon N°3 : $La(Fe, Si)_{13}H_y$ Polymère Composite 0,6 mm (Par extrusion)

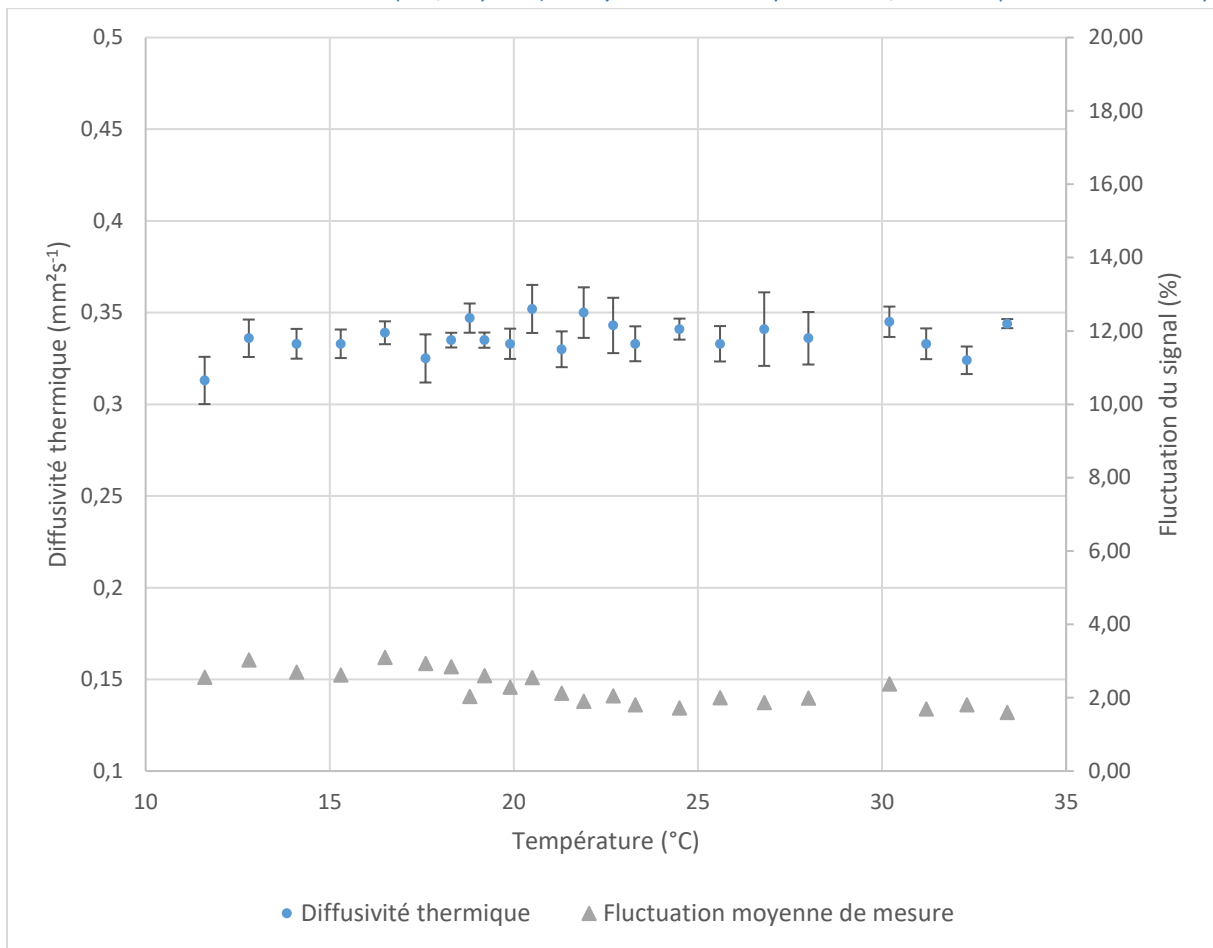


Figure 4.4-7 Évolution de la diffusivité thermique de l'échantillon N°3 en fonction de la température

Epaisseur [m]	$6 \cdot 10^{-4}$	
Température [°C]	11,6	33,7
Amplitude moyenne [V]	6,9	12,6
Gamme de fréquence [Hz]	1,2 – 2,4	
Constante de temps [s]	10	
Fluctuation moyenne du signal $\delta\varphi$ [%]	2,3	
Nb de point d'acquisition	240	
Écart-type moyen $\delta k/k$ [%]	3,5	
Écart-type moyen $\delta\alpha$ [mm².s⁻¹]	$9,6 \cdot 10^{-3}$	
Diffusivité moyenne [mm².s⁻¹]	$0,34 \pm 0,01$ sur [11, 33]°C	

Tableau 4.4-6 Paramètres pour la mesure de la diffusivité thermique de l'échantillon N°3

- Échantillon N°4 : $La(Fe, Si)_{13}H_y$ Polymère Composite 1 mm (Par impression 3D)

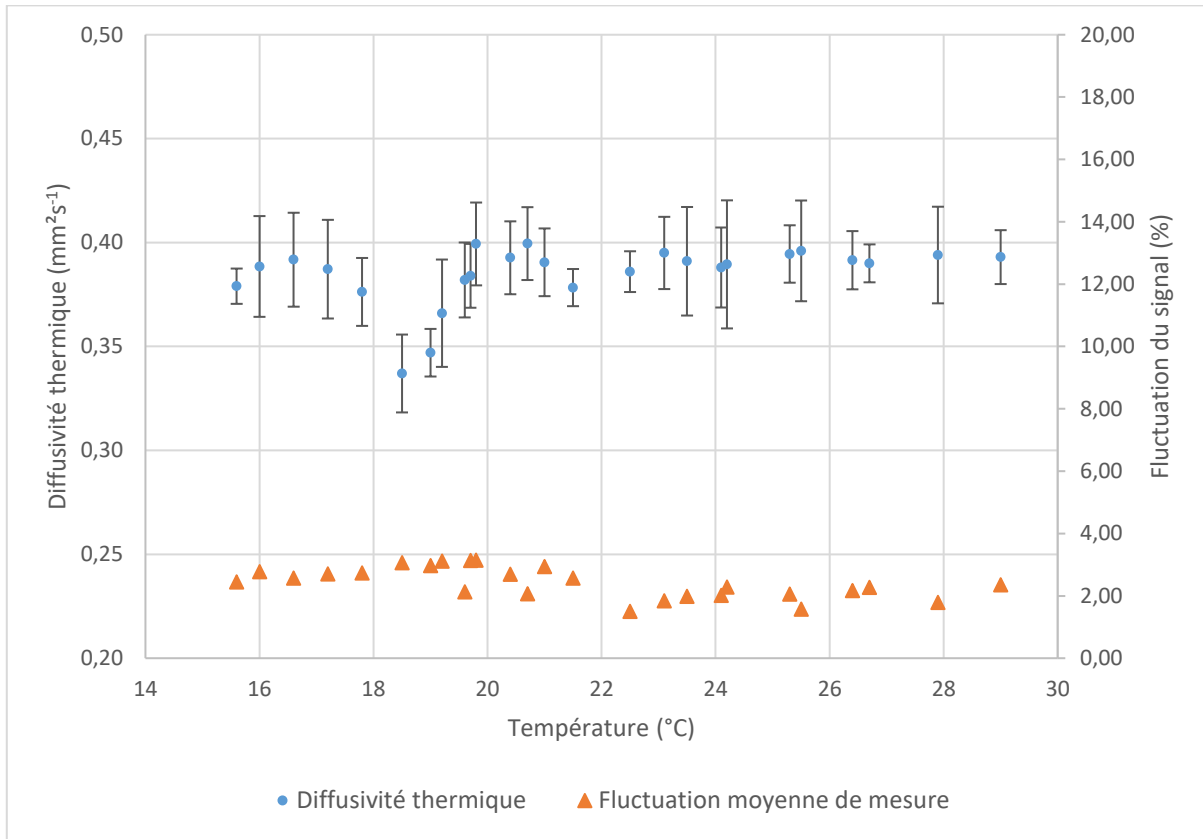


Figure 4.4-8 Évolution de la diffusivité thermique de l'échantillon N°4 en fonction de la température

Épaisseur [m]	1.10^{-3}	
Température [°C]	16	29
Amplitude moyenne [V]	2,7	4,7
Gamme de fréquence [Hz]	0,8 – 2,0	
Constante de temps [s]	30	
Fluctuation moyenne du signal $\delta\varphi$ [%]	2,5	
Nb de point d'acquisition	300	
Écart-type moyen $\delta k/k$ [%]	2,6	
Écart-type moyen $\delta\alpha$ [mm².s⁻¹]	$2,0.10^{-2}$	
Diffusivité moyenne [mm².s⁻¹]	$0,38 \pm 0,02$ sur [16, 29]°C	

Tableau 4.4-7 Paramètres pour la mesure de la diffusivité thermique de l'échantillon N°4

4.4.2.3 Comparaison, validation et discussion

- *Gd – Autocomparaison*

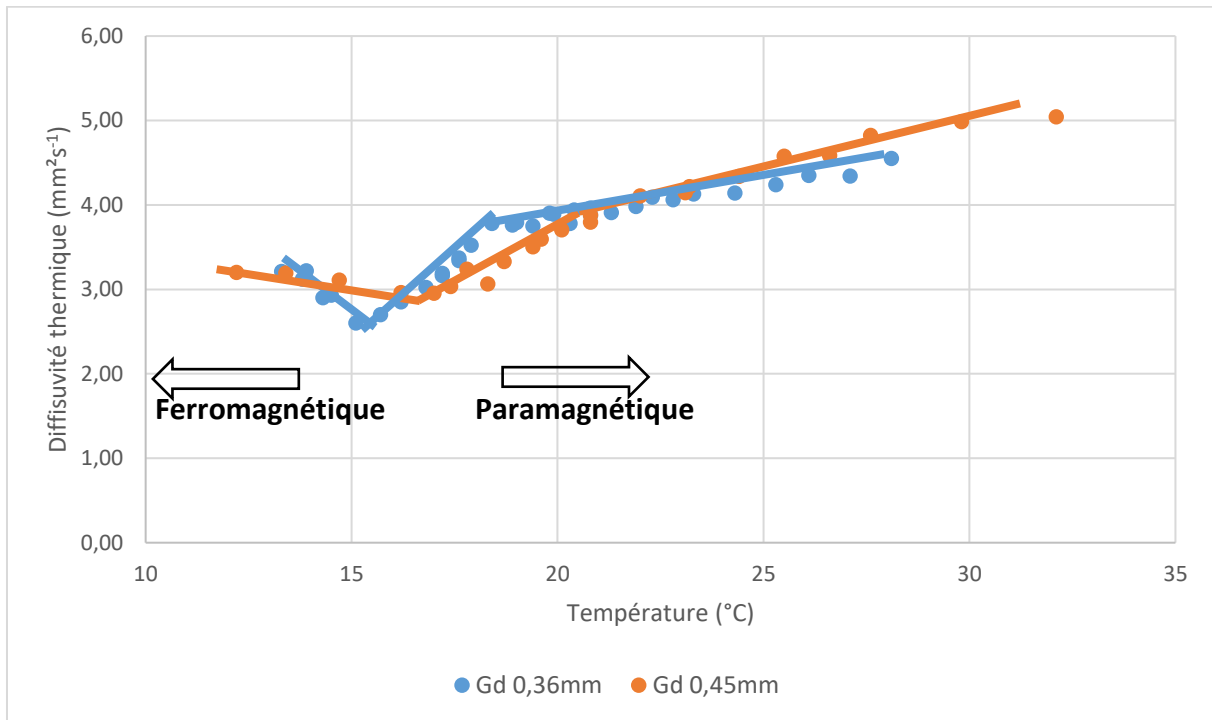


Figure 4.4-9 Comparaison de diffusivités mesurées du Gd. Points bleus : Échantillon N°1, 0,36mm; Points oranges : Échantillon N°2, 0,45mm)

La Figure 4.4-9 présente les diffusivités thermiques en fonction de la température de deux plaques de Gd.

Le point de transition est considéré comme le point plus bas dans la courbe de $\alpha(T)$ qui est inversement proportionnelle à la courbe de $C_p(T)$ dont le maximum se trouve au même endroit. Pour rappel lorsque $T < T_c$ le matériau est dans la phase ferromagnétique et le matériau est dans la phase paramagnétique lorsque $T > T_c$.

Le point de transition T_c de l'échantillon N°1, égal à $15 \pm 0,5^\circ\text{C}$ est inférieur à celui de l'échantillon N°2, égal à $17 \pm 0,5^\circ\text{C}$. Il faut souligner que le point de transition est un paramètre très variable dans la littérature. Cette dispersion est reliée souvent avec la pureté du matériau bien que les échantillons de Gd testés dans la littérature soient relativement purs. Une autre différence est la pente de la courbe à différents stades en particulier dans la phase ferromagnétique. On constate que la courbe de l'échantillon N°2 est moins inclinée dans la phase ferromagnétique mais elle monte plus vite après T_c . Cependant, les pentes de la courbe de 0,36 sont presque opposées l'une à l'autre au voisinage du T_c , c'est-à-dire que le taux de variation de la courbe montante / descendante est quasiment le même. Selon la théorie de Landau, la valeur de C_p est plus grande dans la phase ordonnée que dans la phase désordonnée au voisinage de la transition. Une valeur de C_p plus grande dans la phase ordonnée, donc la phase ferromagnétique, implique une valeur de la diffusivité plus petite. Ainsi, le comportement de l'échantillon N°1 ne semble pas tout à fait conforme. Cette remarque doit néanmoins être nuancée compte tenu de la zone de transition.

- *Gd – Intercomparaison de diffusivités*

Les comparaisons inter-référentielles ont pour objectif d'évaluer la fiabilité et la qualité des mesures effectuées.

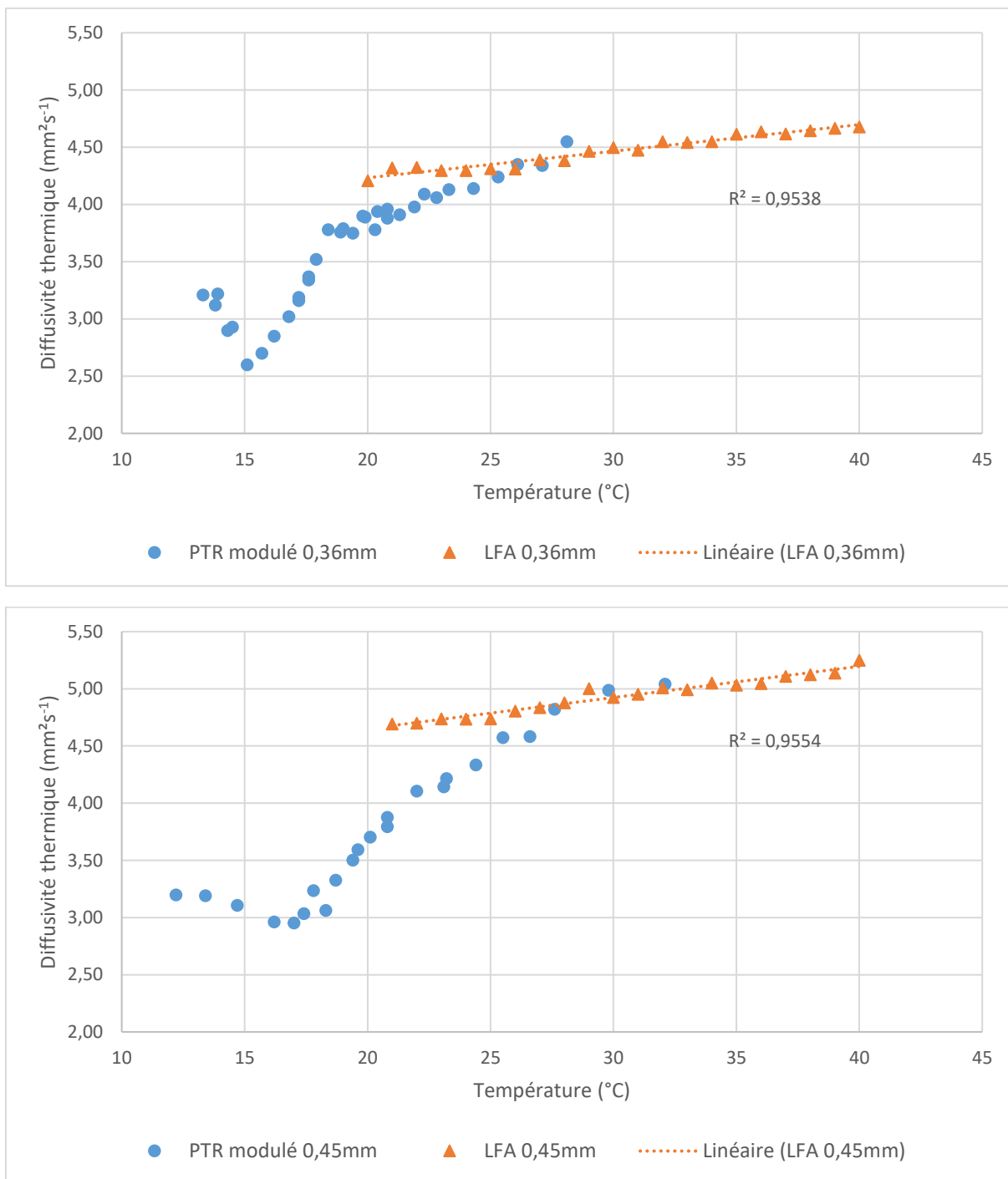


Figure 4.4-10 Comparaison des résultats obtenus par la méthode PTR modulé et par LFA

La Figure 4.4-10 présente les diffusivités thermiques mesurées par la méthode périodique et par le diffusivimètre LFA.

Sur les deux courbes de LFA, une tendance croissante en fonction de la température est observée entre 20°C à 40°C.¹ Les coefficients de détermination R^2 étant supérieurs à 95 % signifient que la linéarité des courbes est très bonne. Par rapport aux résultats mesurés par la méthode PTR, les valeurs obtenues par les deux méthodes se situent dans un intervalle de 4,5 – 5 mm^2s^{-1} pour la gamme $T > 25^\circ\text{C}$. Entre le point de transition et 25°C ($T_c < T < 25^\circ\text{C}$), les courbes de LFA ne présentent aucune variation de pente ce qui entraîne l'augmentation de l'écart entre les deux courbes.

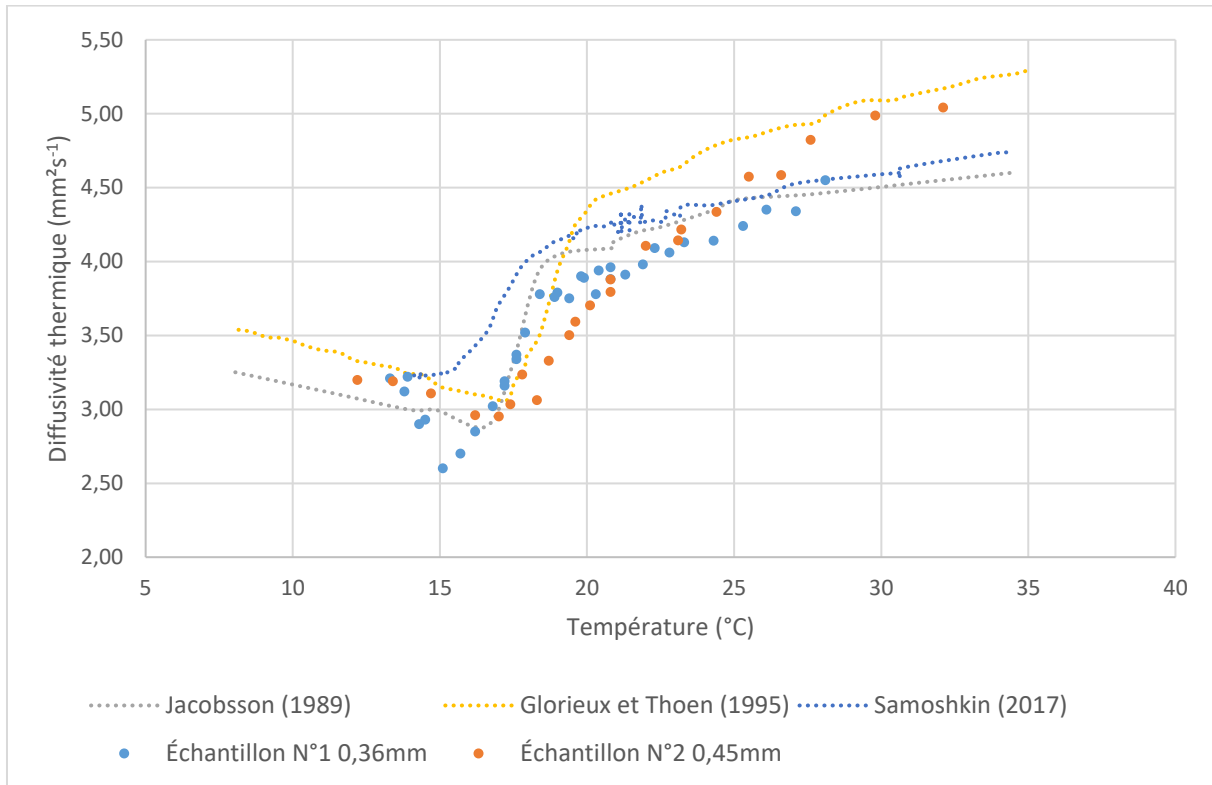


Figure 4.4-11 Comparaison des résultats expérimentaux obtenus par différentes méthodes

La Figure 4.4-11 présente une comparaison des résultats expérimentaux avec différents résultats puisés dans la littérature. Pour rappel, les diffusivités de Jacobsson ont été mesurées par la méthode d'Angström ; les résultats de Glorieux et al. ont été obtenus à travers la méthode photoacoustique ; enfin Samoshkin a caractérisé un échantillon de Gd en utilisant un LFA.

Du point de vue technique, la méthode PTR modulée et la méthode photoacoustique sont deux variantes de la méthode d'Angström. Elles utilisent un flux de chaleur périodique pour exciter l'échantillon. Lors du traitement des données, il faut effectuer des analyses fréquentielles de la réponse thermique de l'échantillon pour obtenir la diffusivité thermique.

¹ Les retards accumulés durant la période de Covid n'ont pas permis de disposer du système de refroidissement du LFA. La température minimale de fonctionnement était fixée par la température ambiante

On peut constater sur la Figure 4.4-11 que les quatre courbes utilisant ces trois méthodes sont très similaires. Les points de transition des trois autres courbes sont aux environs de 17°C.

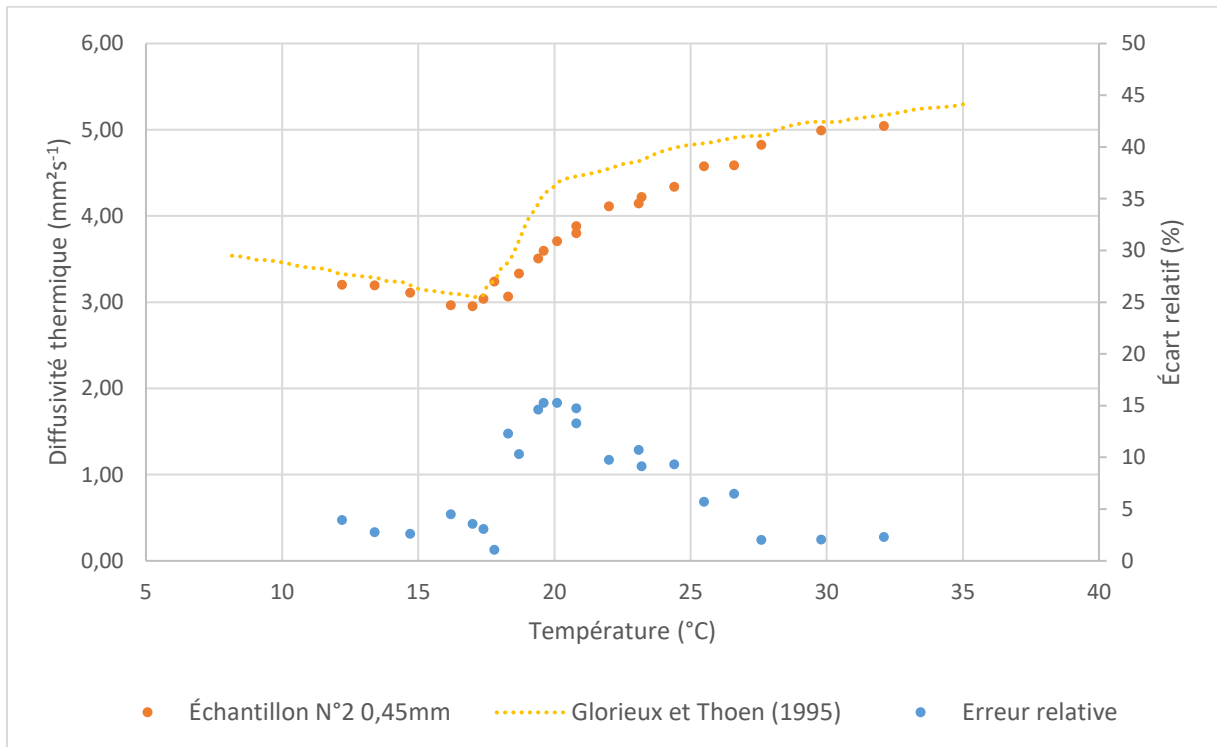


Figure 4.4-12 Comparaison entre les valeurs mesurées de l'échantillon N°2 et les valeurs de références

En se référant à la courbe de Glorieux et al., nous pouvons calculer un écart relatif de la courbe de l'échantillon N°2 par rapport à celle-ci présentée sur la Figure 4.4-12. L'écart relatif moyen est 7,6 %. Parmi l'ensemble des points mesurés, les points entre 18°C et 24°C sont écartés de 12 % en moyenne, et les points restants sont très proches de la courbe de référence avec un écart inférieur à 5 %. Cet écart est alors principalement dû aux valeurs autour du point de transition où la variation des propriétés est brutale en fonction de la température.

- *Gd – Cp et λ déduites*

Le but final du projet est de mesurer la capacité calorifique et la conductivité du matériau magnéto-calorique. Sans connaissance de l'effusivité thermique du matériau, on se base sur la détermination de la conductivité à travers C_p publié. Les travaux de Bjørk et al.[51] sont cités pour la référence de C_p à $B = 0$. Ainsi, nous pouvons effectuer des calculs suivant deux méthodes :

- Calculer l'évolution de la conductivité en fonction de la température $\lambda(T)$.
- Sous hypothèse de λ constante, déterminer λ par l'ajustement des courbes de C_p calculée et C_p de référence. Afin de mesurer cette ressemblance entre la courbe de C_p déduite et celle de C_p de référence, on utilise la notion du taux d'ajustement qui vaut :

$$\text{Taux d'ajustement} = \left(1 - \frac{C_p \text{ déduite} - C_p(T)}{C_p(T)} \right) \times 100\%$$

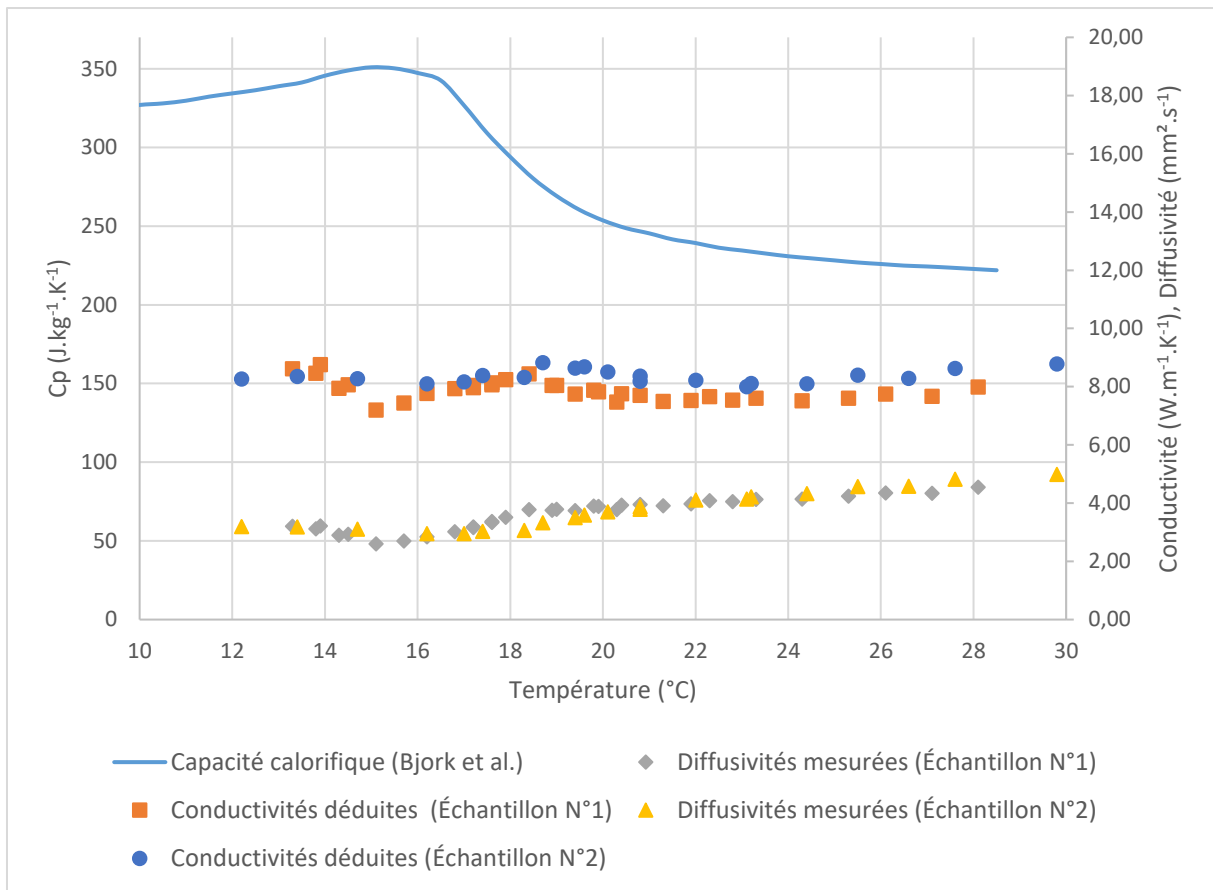


Figure 4.4-13 Évolutions des propriétés thermiques du Gd en fonction de la température

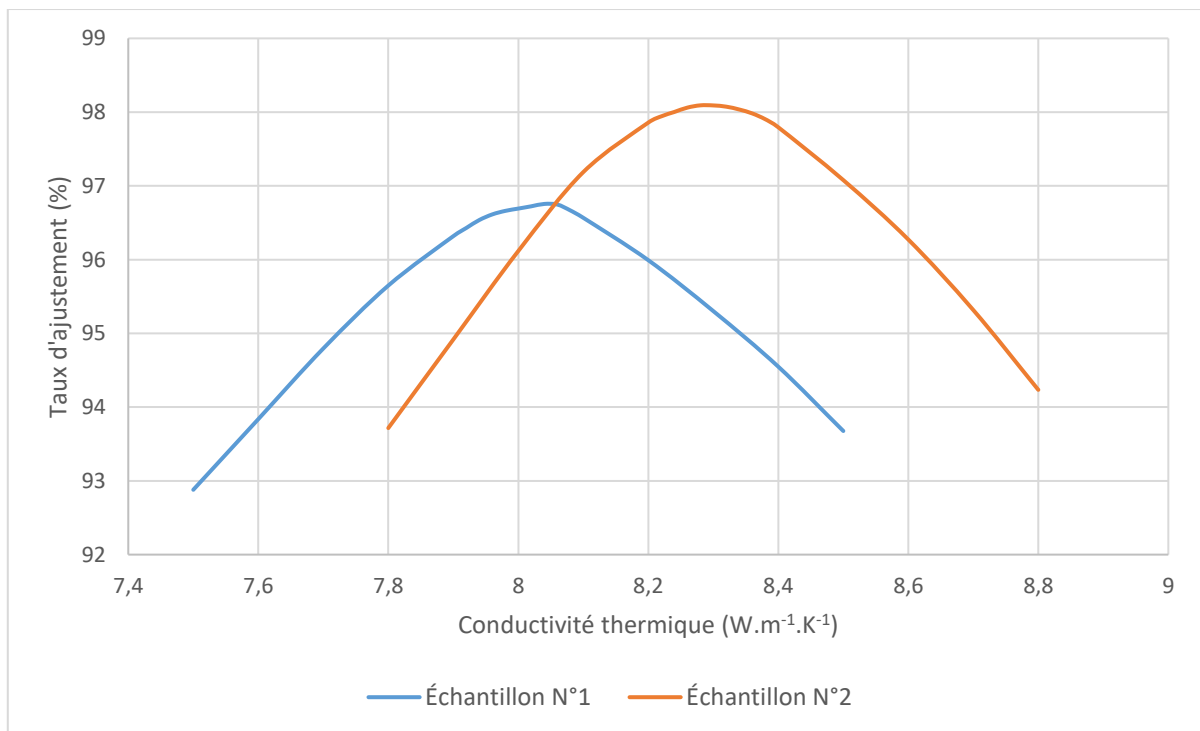


Figure 4.4-14 Évolutions du taux d'ajustement en fonction de la conductivité imposée

La Figure 4.4-14 présente les évolutions des propriétés thermiques des échantillons de Gd étudiés. La courbe de Bjørk est décalée de quelques degrés pour que le point de transition

soit plus proche de celui de $\alpha(T)$. La courbe déduite $\lambda(T)$ est relativement plate. D'après les travaux et les discussions de Glorieux et al., il s'agit de deux types de conductivités λ_a et λ_c dans Gd. Les indices a et c représentent les axes de conduction. Les travaux antérieurs montrent que le minimum λ_a se trouve à 270 K et celui de λ_c apparaît au point de transition. Cependant, ces anomalies sont beaucoup moins mesurables pour l'échantillon de Gd polycristallin où λ est une valeur moyenne. Ainsi, il n'est pas étrange qu'il n'y ait pas de variation significative sur notre courbe $\lambda(T)$. Les valeurs moyennes sont $8,0 \pm 0,1 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ pour l'échantillon N°1 et $8,3 \pm 0,1 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ pour l'échantillon N°2.

Tableau 4.4-8 présente les évolutions du taux d'ajustement des courbes de C_p de Bjørk et de C_p calculées basées sur une valeur de λ imposée. Avec les conductivités optimales, les taux d'ajustement peuvent dépasser 95 %. L'ordre de grandeur de la conductivité déduite est proche des valeurs présentées dans la littérature.

Numéro d'échantillon	λ optimale ($\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$)	Taux d'ajustement de courbes C_p
N°1 (0,36mm)	8,0	96 %
N°2 (0,45mm)	8,3	98 %

Tableau 4.4-8 Détermination de la conductivité par l'ajustement de courbes

- Composite de $\text{La}(\text{Fe}, \text{Si})_{13}\text{H}_\gamma$ – Polymère – Autocomparaison

La Figure 4.4-15 présente une comparaison de résultats entre les échantillons N°3 et N°4.

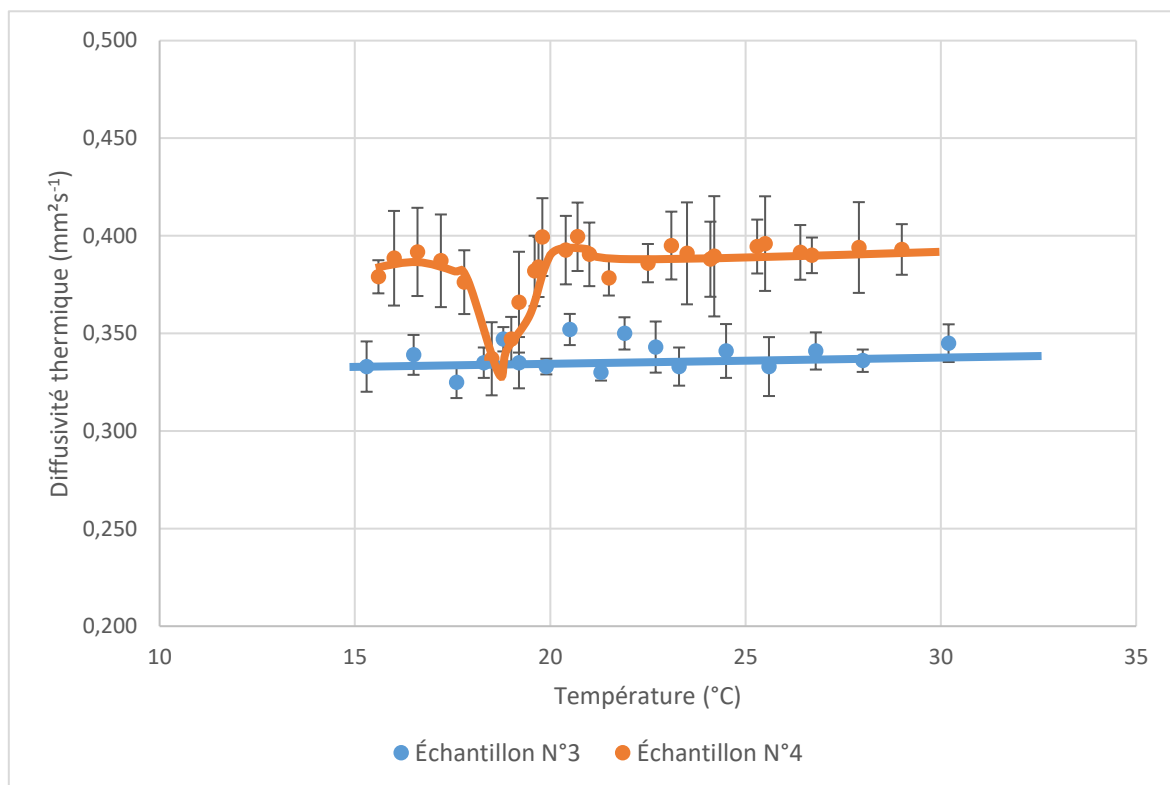


Figure 4.4-15 Comparaison de diffusivités mesurées du matériau composite $\text{La}(\text{Fe}, \text{Si})_{13}\text{H}_\gamma$ – Polymère. (Trait plein bleu : Échantillon N°3, 0,6mm; Trait plein orange : Échantillon N°4, 1mm)

Sur la courbe de l'échantillon N°3, aucune anomalie n'a été observée près du point de transition. L'absence de transition mesurée pourrait provenir principalement de l'aspect des

matériaux. On soupçonne un vieillissement du matériau car il a été conservé depuis 5 ans. En effet, un matériau hydrogéné pourrait perdre le composant hydrogène progressivement au cours du temps, l'indice γ diminue alors. Le point de transition se déplace alors des températures plus basses et n'est donc plus détectable dans la gamme 15-30°C.

En revanche un creux apparaît à 18,5°C sur la courbe de l'échantillon N°4, près du point de transition de 18°C indiqué par le constructeur avec une largeur de 3,2°C (entre 16,6°C à 19,8°C). En terme quantitatif, l'amplitude du creux représente 17 % de la valeur moyenne ce qui pourrait apparaître sous-évalué. En effet, dans un article de référence [133], l'auteur montre que l'amplitude de cette variation peut atteindre 70 % dans un alliage de $\text{La}(\text{Fe}_{0,88}\text{Si}_{0,12})_{13}\text{H}_{1,0}$. Cet écart est en fait explicable par la nature du polymère associé à l'alliage, qui dégrade largement la conductivité et la diffusivité du matériau. Nous constatons également que l'ordre de grandeur de la diffusivité est de $10^{-1} \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$ soit 10 fois plus petit que celle d'un alliage $\text{La}(\text{Fe}_{0,88}\text{Si}_{0,12})_{13}\text{H}_{1,0}$, mais très proche de celui du polymère.

Sur la Figure 4.3-15 on peut constater également que les écart-types de la courbe de l'échantillon N°4 sont relativement élevés. Cette hausse des écart-types s'explique par son état de surface rugueux. L'émission du rayonnement infrarouge est moins uniforme sur la surface de l'échantillon. Le signal infrarouge est moins bien collecté par le système optique. Le signal à la sortie du détecteur est alors très bruité ce qui entraîne une plus grande instabilité du signal traité. Ainsi, la fluctuation de chaque point de mesure et l'écart-type associé sont relativement élevés.

- *Composite de $\text{La}(\text{Fe}, \text{Si})_{13}\text{H}_\gamma$ – Polymère – Intercomparaison*

La production de matériau étant très récente, les données comparatives n'existent pas encore dans la littérature. Le seul moyen disponible est de se comparer aux résultats fournis par le LFA.

La Figure 4.4-16 présente les comparaisons entre les résultats mesurés par la méthode PTR et par LFA. La cohérence entre les courbes valide respectivement les résultats mesurés dans le cadre du projet sans toucher la zone autour du point de transition. Les erreurs moyennes sont de 4,7 % pour l'échantillon N°3 et 1,6 % pour l'échantillon N°4.

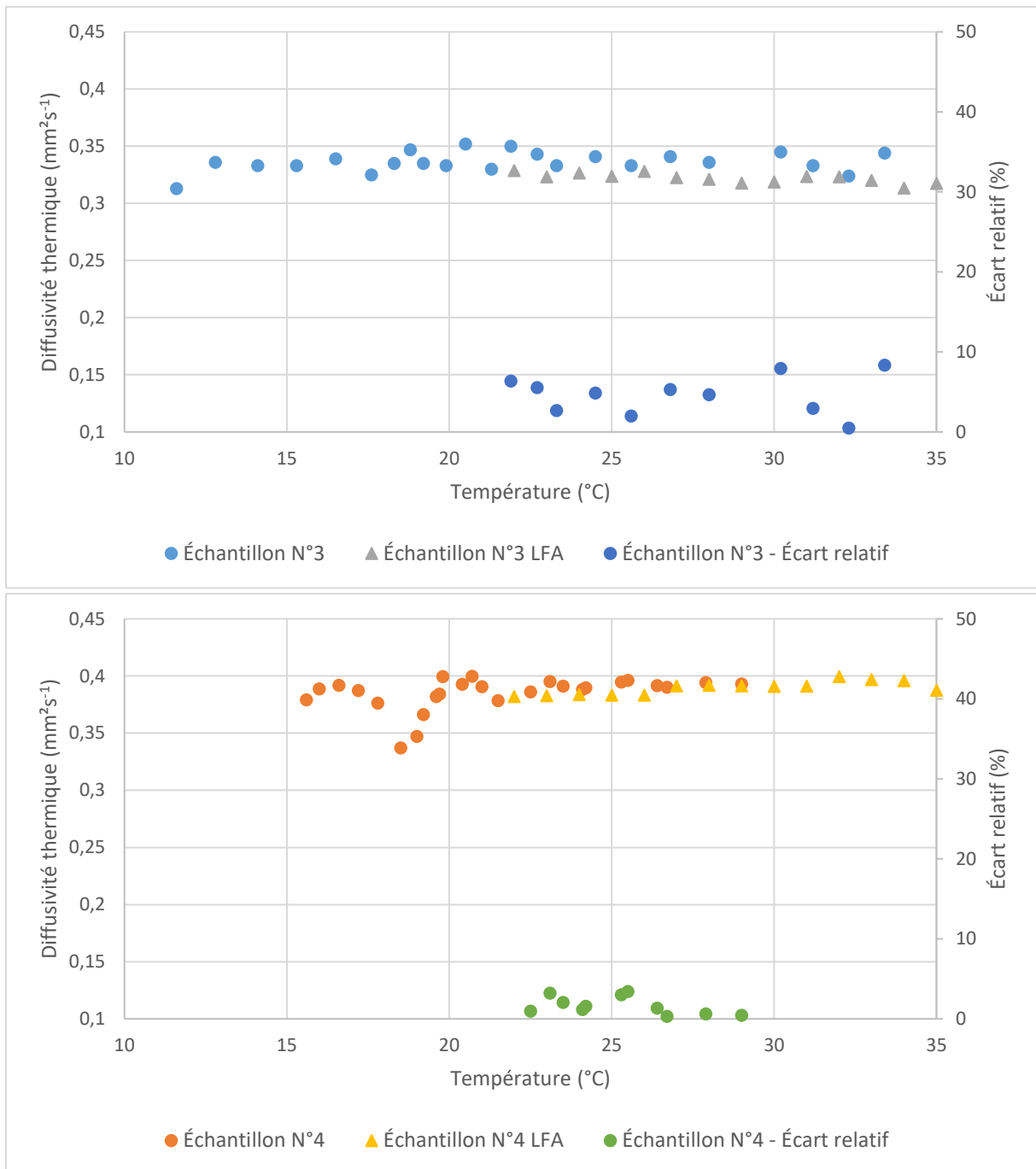


Figure 4.4-16 Comparaisons entre les résultats obtenus par la méthode PTR modulée et par LFA

4.4.3 CARACTERISATION DES MATERIAUX SOUS CHAMP MAGNETIQUE

Dans la troisième étape du projet nous mesurons la diffusivité des échantillons mentionnés précédemment sous champ magnétique sauf l'échantillon N°3 parce qu'il est considéré comme inexploitable du fait de son vieillissement (ou autre altération). Afin de présenter l'impact du champ magnétique, les résultats exposés dans cette section sont couplés avec ceux obtenus sans champ magnétique.

4.4.3.1 Résultats expérimentaux

- Échantillon N°1 : Gd 0,36mm

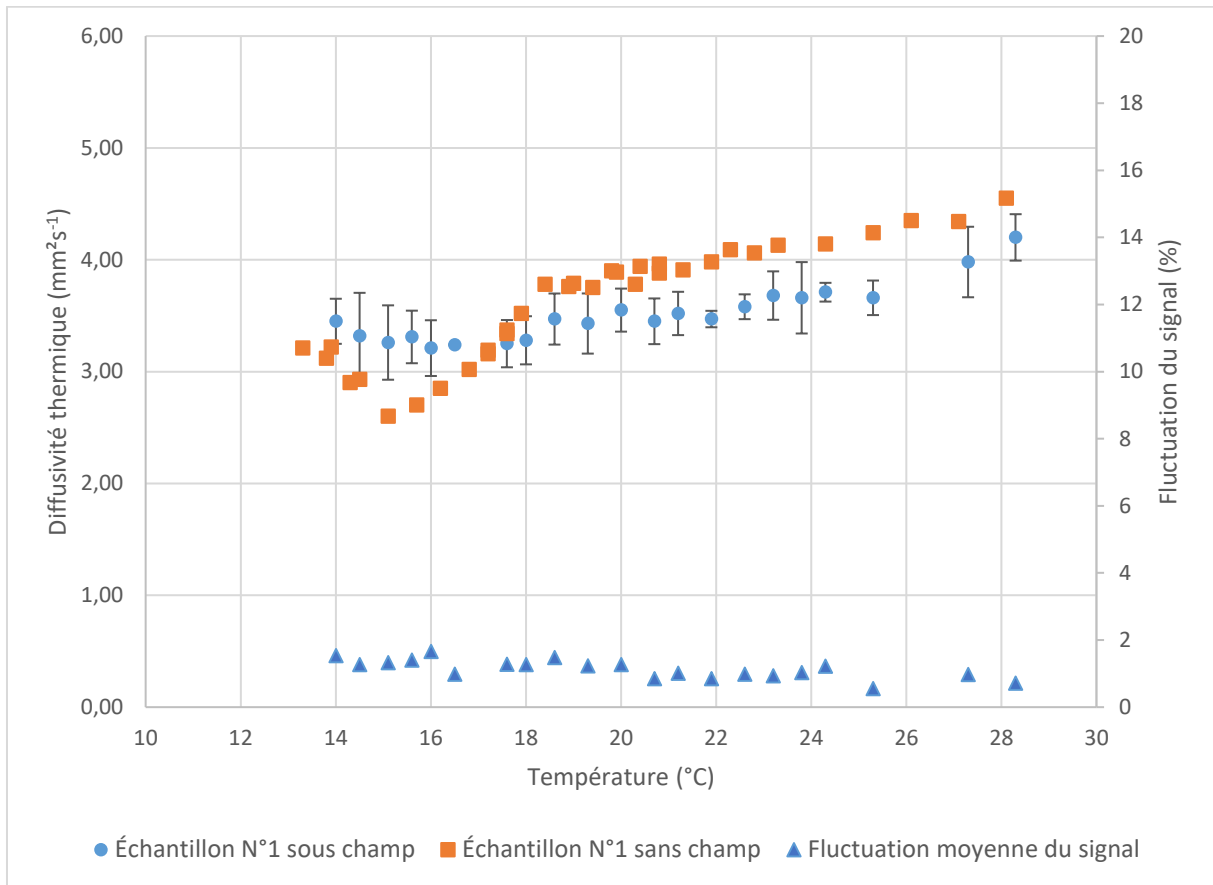


Figure 4.4-17 Évolution de la diffusivité thermique de l'échantillon N°1 en fonction de la température (sous champ magnétique)

Épaisseur [m]	$3,6 \cdot 10^{-4}$	
Température [°C]	14	28,3
Amplitude moyenne [V]	0,9	1,7
Gamme de fréquence [Hz]	22– 46	
Constante de temps [s]	30	
Fluctuation moyenne du signal $\delta\varphi$ [%]	1,2	
Nb de point d'acquisition	350	
Écart-type moyen $\delta k/k$ [%]	3,0	
Écart-type moyen $\delta\alpha$ [mm².s⁻¹]	$2,1 \cdot 10^{-1}$	
Diffusivité moyenne [mm².s⁻¹]	$3,5 \pm 0,2$ sur [14, 28]°C	
Champ magnétique appliqué [T]	0,5	

Tableau 4.4-9 Paramètres pour la mesure de la diffusivité thermique de l'échantillon N°1 (sous champ magnétique)

- Échantillon N°2 : Gd 0,45mm

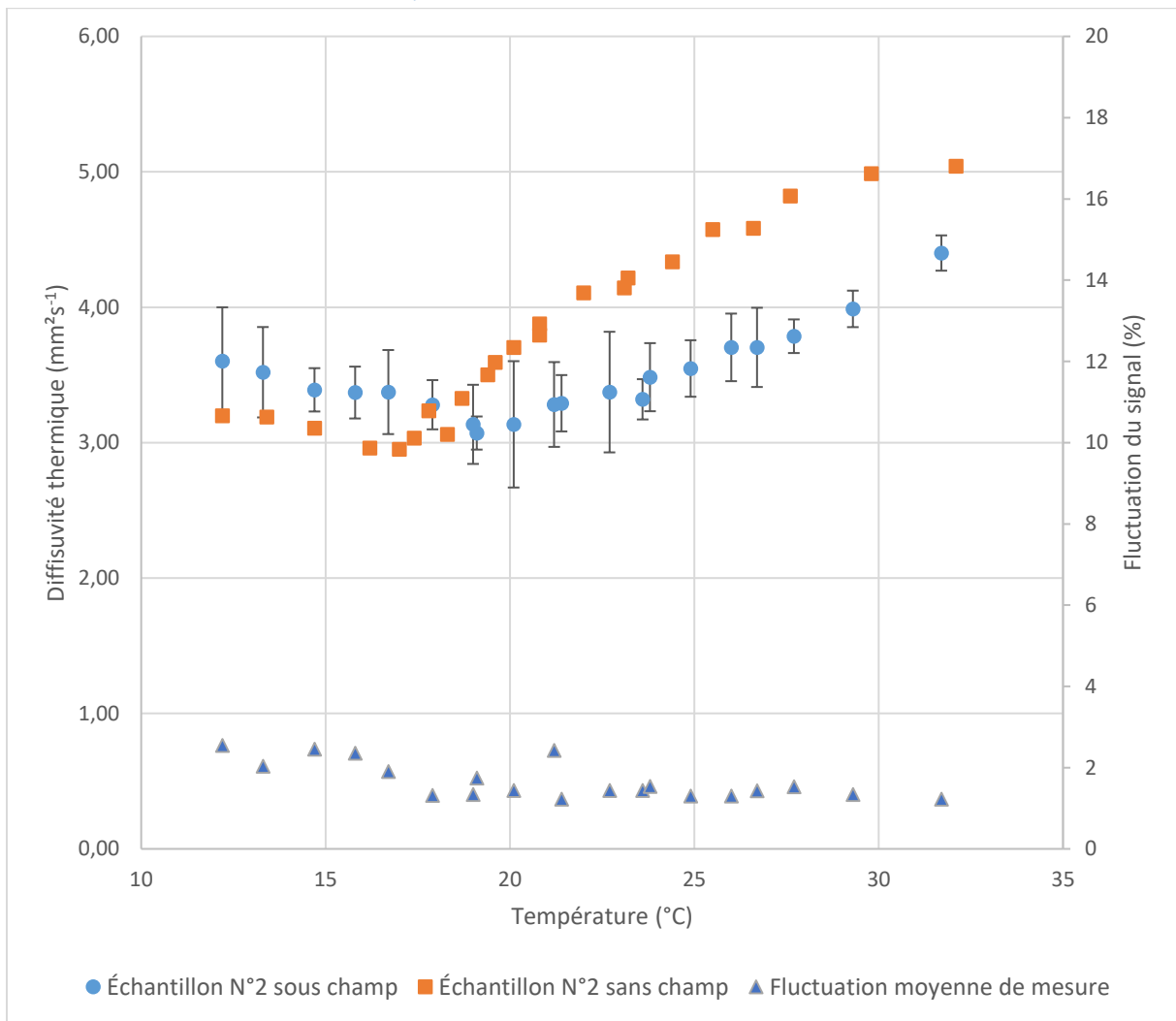


Figure 4.4-18 Évolution de la diffusivité thermique de l'échantillon N°2 en fonction de la température (sous champ magnétique)

Épaisseur [m]	$4,5 \cdot 10^{-4}$	
Température [°C]	12,2	31,7
Amplitude moyenne [V]	1,0	1,4
Gamme de fréquence [Hz]	12 – 32	
Constante de temps [s]	30	
Fluctuation moyenne du signal $\delta\varphi$ [%]	1,7	
Nb de point d'acquisition	400	
Écart-type moyen $\delta k/k$ [%]	3,6	
Écart-type moyen $\delta\alpha$ [mm ² .s ⁻¹]	$2,5 \cdot 10^{-1}$	
Diffusivité moyenne [mm ² .s ⁻¹]	$3,5 \pm 0,3$ sur [12, 32]°C	
Champ magnétique appliqué [T]	0,5	

Tableau 4.4-10 Paramètres pour la mesure de la diffusivité thermique de l'échantillon N°2 (sous champ magnétique)

- Échantillon N°4 : $La(Fe, Si)_{13}H_y$ Polymère Composite 1 mm (Par impression 3D)

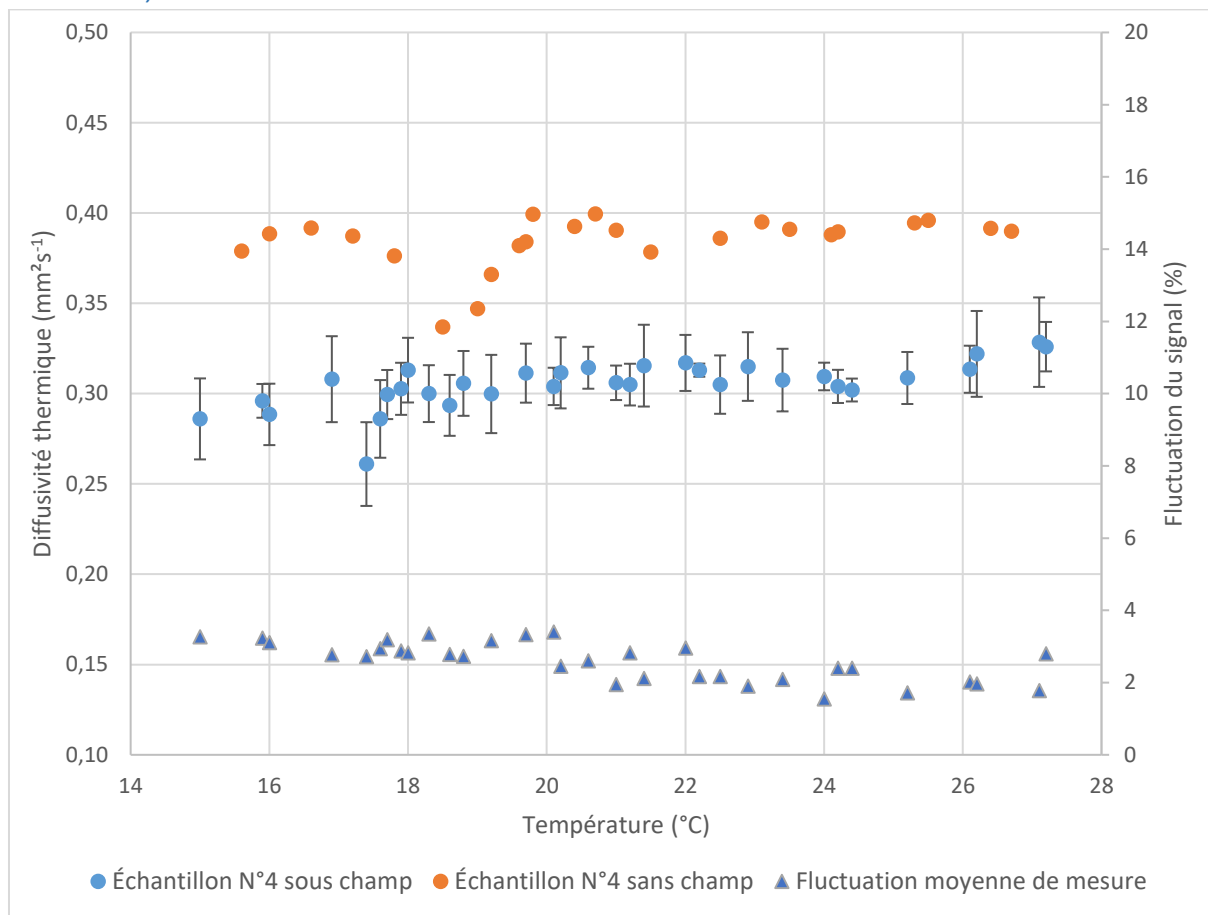


Figure 4.4-19 Évolution de la diffusivité thermique de l'échantillon N°4 en fonction de la température (sous champ magnétique)

Épaisseur [m]	$1 \cdot 10^{-3}$	
Température [°C]	15	33,7
Amplitude moyenne [V]	6,9	13
Gamme de fréquence [Hz]	0,8 – 1,6	
Constante de temps [s]	30	
Fluctuation moyenne du signal $\delta\varphi$ [%]	2,6	
Nb de point d'acquisition	350	
Écart-type moyen $\delta k/k$ [%]	2,6	
Écart-type moyen $\delta\alpha$ [$\text{mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$]	$1,6 \cdot 10^{-2}$	
Diffusivité moyenne [$\text{mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$]	$0,31 \pm 0,02$ sur [15, 34] °C	
Champ magnétique appliqué [T]	0,5	

Tableau 4.4-11 Paramètres pour la mesure de la diffusivité thermique de l'échantillon N°4 sous champ magnétique (sous champ magnétique)

4.4.3.2 Comparaison, validation et discussion

- *Gd – Diffusivité*

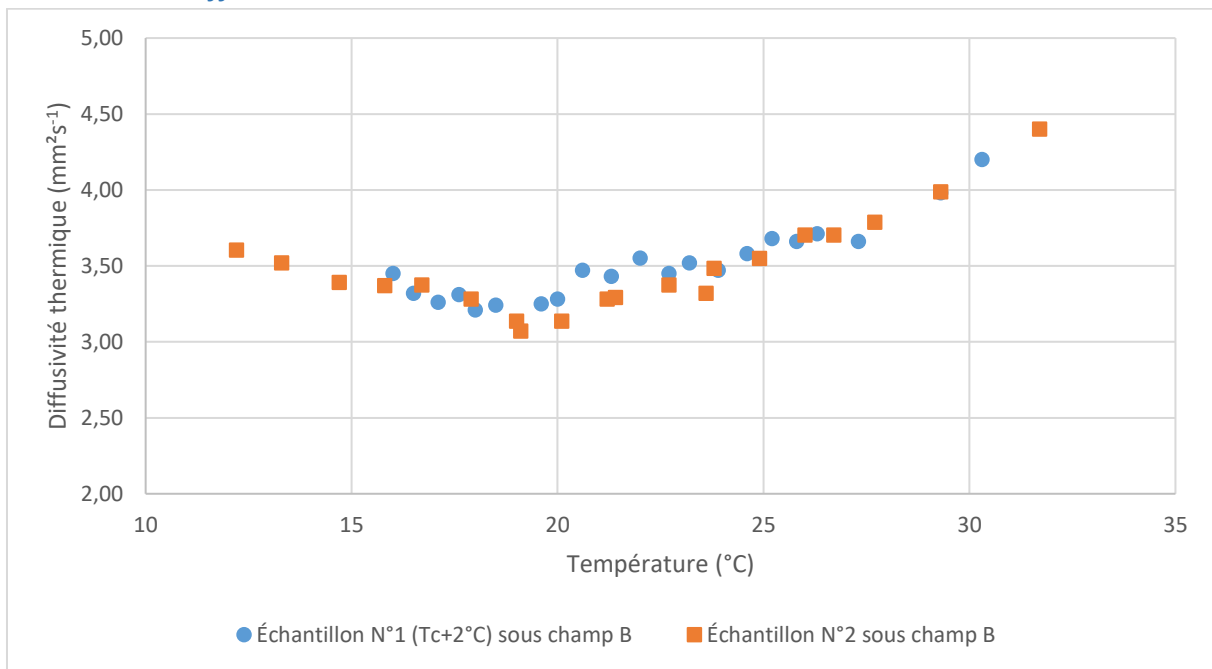


Figure 4.4-20 Comparaison de diffusivités mesurées sous champ magnétique du Gd

La Figure 4.4-20 présente la comparaison des diffusivités sous champ magnétique de deux échantillons. Les deux courbes présentent une valeur de l'ordre de $3,5 \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$ dans la plage de 10°C à 35°C . Par décalage du T_c on obtient deux courbes $\alpha(T, \mathbf{B})$ quasiment superposées.

Sur les Figure 4.4-17 et Figure 4.4-18, les courbes sous champ sont supérieures à celles sans champ à $T < T_c$ et inférieure à celles sans champ à $T > T_c$. Cette variation d'amplitude de la diffusivité s'explique par l'évolution de C_p lorsque le MMC est soumis à un champ magnétique. Au cours du changement de phase ferromagnétique \rightarrow paramagnétique, par rapport au C_p sans champ magnétique, le C_p sous champ magnétique diminue à $T < T_c$, qui entraîne une augmentation de la diffusivité, et le C_p augmente à $T > T_c$, qui entraîne une diminution de la diffusivité.

- *Gd – Intercomparaison de C_p déduites*

La référence de la diffusivité du Gd sous champ magnétique de $0,5 \text{ T}$ n'existe pas dans la littérature. En revanche plusieurs valeurs de C_p sous champ magnétique ont été publiées.

De manière générale il est possible de déduire le $C_p(T)$ à $0,5 \text{ T}$ avec des conductivités imposées. Cependant nous ne pouvons plus cette fois comparer les C_p déduites comme précédemment. À cause de la présence du champ magnétique appliqué (ou externe) \mathbf{B}_{app} , nous devons prendre en considération de nouveau l'état magnétique interne de l'échantillon \mathbf{H}_{int} qui impacte sur les propriétés de l'échantillon. Pour estimer l'état magnétique, plusieurs études ont été menées. Bahl et al. [134] discutent l'importance d'inclure l'effet de démagnétisation lié fortement à la géométrie de l'échantillon. En plus, ils calculent l'évolution de $\mu_0\mathbf{H}_{int}(T)$. Bjørk et al. [51] soulignent qu'il est extrêmement important de reporter les propriétés du matériau en fonction du champ interne, sinon les résultats sont incomparables.

Ainsi, le champ interne dépend de plusieurs paramètres tels que la géométrie, la température et l'aimantation. C'est-à-dire que chaque point $C_p(T, \mathbf{B}_{app})$ n'est pas pertinent pour l'analyse : on doit considérer $C_p(T, \mathbf{H}_{int})$.

Afin de vérifier les données expérimentales, deux méthodes sont recommandées. La méthode expérimentale consiste à re-tester le matériau en utilisant une méthode différente ou un autre appareil de caractérisation dans des conditions ambiantes identiques. Cette méthode de vérification est coûteuse mais elle permet de réaliser des comparaisons précises. Une méthode alternative mise en œuvre au laboratoire consiste à résoudre le problème magnétostatique par une méthode FEM en introduisant les données d'aimantation du matériau à tester. On détermine ensuite la variation de capacité calorifique $\Delta C_p(T, \mathbf{0} \rightarrow \mathbf{H}_{int})$ due au changement d'entropie magnétique ΔS dans un processus isotherme. ΔS est calculée par l'équation de Maxwell en utilisant la distribution de l'aimantation \mathbf{M} . En combinant la courbe $C_p(T, \mathbf{0})$ et $\Delta C_p(T, \mathbf{H}_{int})$, on peut déduire approximativement la valeur de $C_p(T, \mathbf{H}_{int})$.

$$C_p(T, H_{int}) = C_p(T, 0) + \Delta C_p(T, H_{int}) \quad (4-16)$$

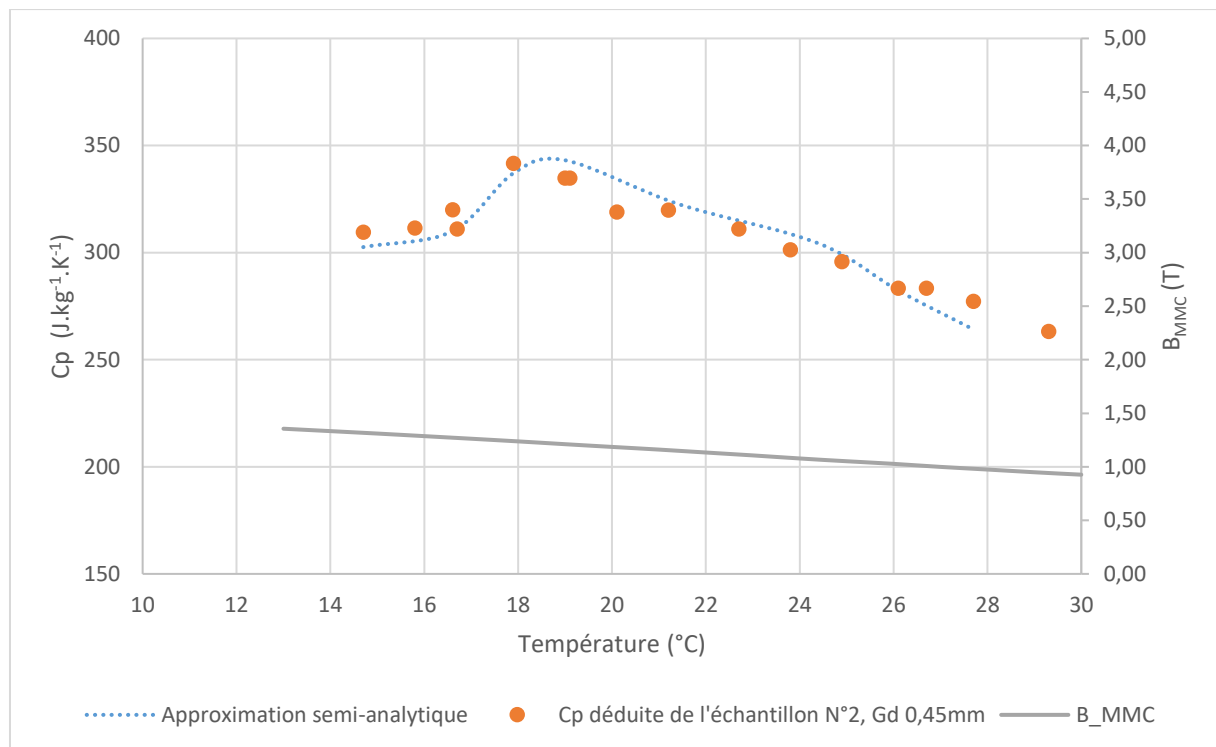


Figure 4.4-21 Comparaison entre le C_p simulé et le C_p déduit de l'échantillon N°2 soumis à un champ magnétique appliqué de 0,55 T ; B_{MMC} simulé en fonction de la température (Modèle 3D sur ANSYS Mechanical®)

La Figure 4.4-21 introduit la comparaison entre la courbe de C_p sous champ déduite à partir de la diffusivité mesurée en introduisant $\lambda = 8,28 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et celle calculée par un modèle semi-analytique en important le tableau de \mathbf{M} . Cette figure montre également la courbe de $B_{MMC}(T)$ simulée pour se référencer l'état magnétique du matériau. L'écart relatif calculé entre les deux courbes de C_p est de 2,10 %. Cela montre que cette méthode approximative est très opérationnelle. Il faut remarquer que le tableau de \mathbf{M} est originaire de l'Université technique de Danemark (DTU) qui utilise un échantillon du Gd différent du

nôtre. Pour l'appliquer il a été nécessaire d'ajuster notre T_c pour qu'elle soit adaptée à celle du tableau.

- *Composite de $\text{La}(\text{Fe}, \text{Si})_{13}\text{H}_y$ – Polymère*

Puisque l'échantillon N°3 est un matériau vieilli qui possède un T_c hors de la gamme de détection, nous ne pouvons pas effectuer l'autocomparaison entre les deux échantillons. L'échantillon N°4 présente sur la Figure 4.4-19 une anomalie proche du point de transition prévu à 18°C. Cette anomalie se situe à 17,4°C, inférieure à 18,5°C pour T_c sans champ magnétique. Le deuxième constat concerne l'amplitude de la diffusivité qui est réduite de 25 % par rapport à celle mesurée sans champ magnétique.

Mise à part l'incertitude de mesure, le problème du sens du décalage de T_c pourrait s'expliquer par, encore une fois, le vieillissement du matériau, donc le changement du composant hydrogène. Il est probable que pendant la durée de l'expérience, le fonctionnement de la pompe à air, qui thermalise initialement l'échantillon, favorise le transfert de masse et accélère la dissipation de l'hydrogène.

Il est également possible que la force magnétique provoque une légère déformation de l'échantillon. Cette déformation pourrait causer une variation d'épaisseur qui modifie la longueur parcourue par « l'onde » thermique, et donc augmente le déphasage mesuré, s'interprétant comme une réduction de la diffusivité apparente.

4.5 CONCLUSION DU CHAPITRE ET PERSPECTIVES

Ce chapitre a présenté la partie expérimentale du projet CARMA. L'idée du projet était de développer un banc d'essai permettant de mesurer les propriétés thermiques (la conductivité, la diffusivité, la capacité calorifique et l'effusivité) du matériau magnétocalorique sans / sous champ magnétique.

La conception du banc d'essai a été introduite dans un premier temps. Les dispositifs expérimentaux sont détaillés avec leurs caractéristiques afin de prouver leur adaptation. Dans la deuxième partie du chapitre, on a défini le critère de choix de la fréquence d'excitation et les critères de traitement des données afin de garantir la qualité de mesure. La première série d'essais portait sur les matériaux courants pour la validation de la méthode et nous avons obtenu des résultats avec une incertitude moyenne inférieure à 5 %. La deuxième série d'essais a été réalisée avec les matériaux magnétocaloriques, le gadolinium et un composite de $\text{La}(\text{Fe}, \text{Si})_{13}$ – polymère, en balayant une plage de température de 15°C sans champ magnétique. Les comparaisons qui ont été menées prouvent la fiabilité des résultats. Finalement nous avons caractérisé les matériaux magnétocaloriques sous champ magnétique. Malgré un manque de résultat de référence, la vérification de résultats a été effectuée selon deux méthodes. D'une part, en comparant deux échantillons de Gd similaires, nous avons trouvé la similitude de la diffusivité mesurée autour du point de transition sous champ magnétique, ce qui rend possible la vérification entre différents échantillons. D'autre part, basé sur la courbe de la diffusivité thermique mesurée, nous avons déduit l'évolution de $C_p(T, \mathbf{H}_{int})$ sous champ magnétique. La différence entre la courbe de $C_p(T, \mathbf{H}_{int})$ et un modèle

semi-analytique basé sur la théorie de la magnétocalorique n'est que de 2,1 %. Cela prouve également la fiabilité des expériences.

En raison des contraintes techniques, nous n'avons pas réussi à réaliser l'ensemble des mesures prévues dans le projet. La CTA n'était pas capable de refroidir l'échantillon jusqu'à $T < 10^{\circ}\text{C}$. Le soufflage, étant utilisé pour maintenir la température pendant une durée considérablement longue, pourrait perturber le résultat expérimental particulièrement en cas d'échantillon fin. Le porte-échantillon présente un problème de fixation pouvant provoquer des erreurs de mesure. Enfin, la mesure de l'effusivité n'a pas été mise en place. En effet, le détecteur sur la face avant a été mis en place mais son exploitation n'a pas encore abouti. À part les problèmes sur le banc d'essai, l'échantillon joue un rôle important dans la caractérisation. Par exemple, l'état de surface impacte fortement la stabilité du signal.

Dans une future version, les contraintes relevées seront prises en compte pour l'optimisation du système de caractérisation. Par le changement du liquide de refroidissement du bain thermalisé, la température de l'échantillon devrait pouvoir facilement diminuer jusqu'à $0 - 5^{\circ}\text{C}$. Une boucle de régulation devrait être construite permettant de contrôler la température de l'échantillon avec une précision accrue. L'échantillon pourrait être isolé dans une chambre pour que la thermalisation soit parfaite.

5. ÉTUDE FLUIDIQUE D'UN ECHANGEUR-REGENERATEUR

5.1 PROJET VÉO : MONTAGE EXPERIMENTAL ET SYSTEMES DE MESURE

Dans la deuxième partie de ces travaux de thèse nous nous sommes intéressés au démonstrateur magnéto-calorique. Concrètement, nous envisageons d'étudier le comportement fluide et thermique du fluide caloporteur au sein de l'échangeur-régénérateur, où l'échange de chaleur est réalisé entre le fluide caloporteur et les matériaux magnéto-caloriques. C'est dans ce contexte que le projet VÉO qui a pour objectif de Visualiser les Écoulements Oscillants a été initié dans le cadre de cette thèse.

Le banc d'essai du projet VÉO se décompose en deux sous-systèmes : le circuit hydraulique avec son système de pilotage d'une part et l'ensemble de l'instrumentation d'autre part. En pilotant le système hydraulique, des écoulements oscillants à différentes fréquences peuvent être générés dans un canal et ce à différents débits. La vélocimétrie laser Doppler (LDV) et la vélocimétrie par images de particules (PIV), méthodes non-intrusives, sont utilisées pour mesurer les profils de vitesse des écoulements oscillants générés.

5.1.1 CIRCUIT HYDRAULIQUE

Le principe de fonctionnement du circuit hydraulique est identique à celui qui a été conçu pendant la thèse de Meunier pour son démonstrateur magnéto-calorique [135]. Pour le projet VÉO, l'échangeur-régénérateur est remplacé par un canal en verre (et / ou en plexiglass) de section carrée (ou rectangulaire) pour permettre et favoriser la mise en œuvre de techniques de vélocimétrie non-intrusives choisies. Ce canal transparent, qui est désigné par le terme 'fenêtre d'observation' sur la Figure 5.1-1 qui schématise le circuit hydraulique, permet à la fois l'introduction de faisceaux ou de nappes laser et réception de signaux lumineux. Quatre électrovannes (V1, V1', V2 et V2') sont synchronisées deux par deux pour piloter la direction de l'écoulement qui transite devant la fenêtre d'observation. Un circulateur volumétrique est chargé de fournir un débit constant dans le circuit hydraulique. Afin d'éviter les bouchons d'entrée mentionnés au deuxième chapitre et de garantir un écoulement propre à l'entrée (ou côté amont) de la fenêtre d'observation, les tubes d'alimentation de celle-ci sont artificiellement prolongés par une longueur droite de 50 fois le diamètre intérieur du tube. La commande de l'écoulement oscillant (fréquences d'oscillation et débit) est réalisée par une carte électronique programmable Arduino UNO. Une interface homme machine programmée en Python 3.7 permet de communiquer avec la carte Arduino via l'ordinateur et de piloter le circuit hydraulique.

La raison de ce choix de système hydraulique basé sur des électrovannes est qu'il est largement utilisé dans les prototypes dédiés à la réfrigération magnéto-calorique à température ambiante. Il présente des avantages : l'un d'avoir une architecture simple et robuste et l'autre d'être pilotable facilement. Ainsi, nous pensons qu'il est nécessaire d'étudier les phénomènes physiques ayant lieu dans un écoulement oscillant généré par ce type de système à travers des techniques de visualisation.

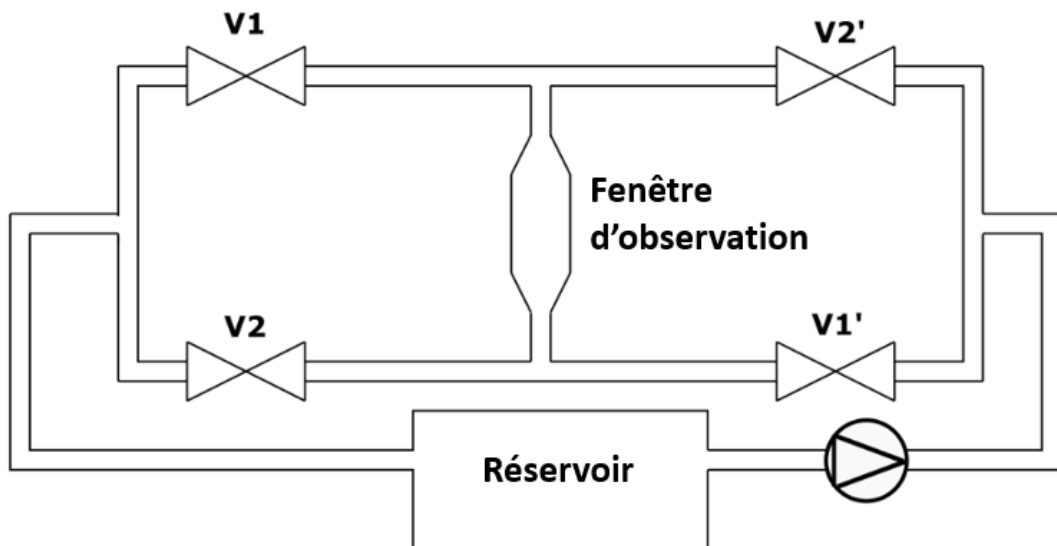


Figure 5.1-1 Représentation du circuit hydraulique du projet VÉO

Les écoulements sont générés par un circulateur alimenté par un courant continu de 24V. Le pilotage du débit est assuré par un signal analogique de 0 à 5V DC qui agit sur la vitesse de rotation du circulateur. La courbe caractéristique de cette pompe (Débit-Tension) qui relie la tension U au débit généré \dot{Q}_m est déterminée par pesée.

Sur la plage 0 à 5V, la courbe $\dot{Q}_m(U)$ est parfaitement linéaire et nous pouvons approximer cette courbe par :

$$\dot{Q}_m = 5,2 \cdot 10^{-3} U (\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (5-1)$$

Au milieu du circuit se trouve ce que l'on a précédemment nommé 'fenêtre d'observation' et que l'on désignera par la suite sous le terme 'canal'. Ce canal est constitué du côté amont au sens fluide d'une section droite interne circulaire, d'un élément qui permet de passer progressivement d'une section circulaire à une section rectangulaire, d'une longueur droite transparente de section rectangulaire et d'éléments symétriques du côté aval. Deux versions de canal de section rectangulaire sont testées sur le banc d'essai. Le canal N°1 est fabriqué entièrement en verre par la société THUET au moyen d'un processus de soudure moléculaire appliqué entre les différents éléments le constituant (longueurs droites, éléments de changement de section et section rectangulaire). Le canal N°2 conçu et réalisé dans le cadre de cette thèse est assemblé par collage au silicone. Ses faces supérieure et inférieure sont en plexiglass et ses faces latérales sont en verre.

Les deux types de canal sont équipés aux extrémités de deux embouts circulaires permettant la connexion au reste du circuit hydraulique.

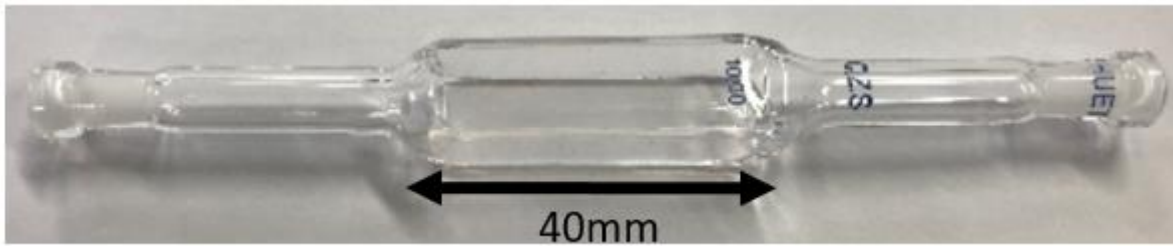


Figure 5.1-2 Photo du canal N°1

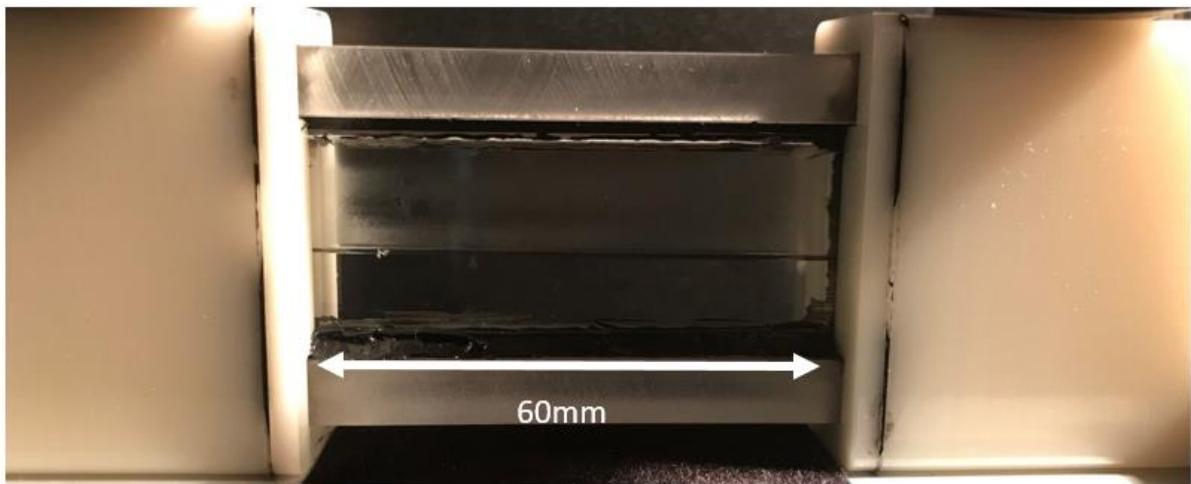


Figure 5.1-3 Photos du canal N°2 (En haut : vue face supérieure selon la largeur et la longueur, en bas : vue face latérale selon la hauteur et la longueur)

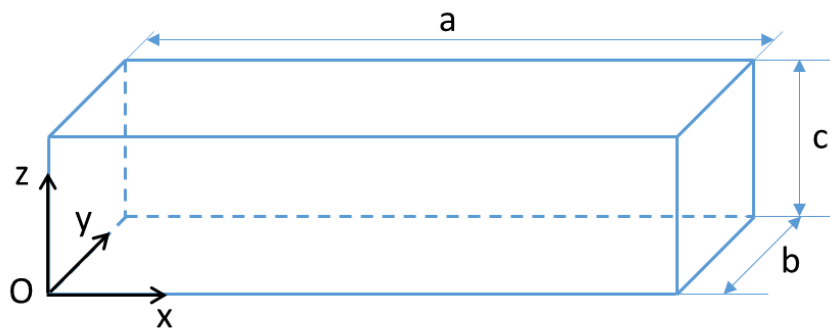


Figure 5.1-4 Représentation schématique d'un canal de section rectangulaire et position du repère orthonormé

	Canal N°1 section carrée	Canal N°2 section rectangulaire
Longueur a selon Ox	40 mm	60 mm
Largeur b selon Oy	10 mm	3 mm
Hauteur c selon Oz	10 mm	21 mm
Matériaux	Verre	Verre + Plexiglass
Processus assemblage	Soudure moléculaire	Collage au Silicone

Tableau 5.1-1 Caractéristiques de chaque canal

Afin de garantir le développement complet des écoulements en particulier dans le canal de section carrée, les tuyaux flexibles en caoutchouc (canal N°1) ou le tubes rigides (canal N°2) d'entrée et de sortie sont maintenus dans un tube métallique.

Les quatre électrovannes sont identiques mais synchronisées deux par deux pour commuter l'écoulement (Cf Figure 5.1-1). Lorsque **V1** et **V1'** sont ouvertes, les fermetures de **V2** et **V2'** permettent de laisser passer le fluide dans le sens positif. Inversement, quand **V1** et **V1'** sont fermées, les ouvertures de **V2** et **V2'** permettent de changer le sens de l'écoulement.

5.1.2 VELOCIMETRIE LASER DOPPLER (LDV)

La vélocimétrie laser doppler (Anglais : Laser Doppler Velocimetry, LDV) est une méthode optique non intrusive de mesure instantanée et ponctuelle de la vitesse. Bénéficiant de l'avènement des lasers à partir des années 60 et 70, cette technique est d'abord développée sous la forme de différents dispositifs qui débouchent rapidement sur des premiers systèmes commerciaux introduits sur le marché dès les années 70 et 80. Le vélocimètre utilisé dans cadre de cette thèse, acquis par le laboratoire dans les années 90, est basé sur le concept dit 'à double faisceaux incidents' (ou Doppler différentiel ou à franges d'interférences).

Le système LDV fonctionne avec un laser continu Argon qui peut normalement fournir plusieurs longueurs d'ondes utilisables (bleu 488 nm, violet 476,5 nm et vert 514,5 nm). Dans le cadre de ce travail, seule la longueur d'onde 514,5 nm est utilisée car notre source laser vieillissante (Spectra-Physics 2017) ne permet plus d'obtenir des faisceaux suffisamment énergétiques sur les autres longueurs d'onde.

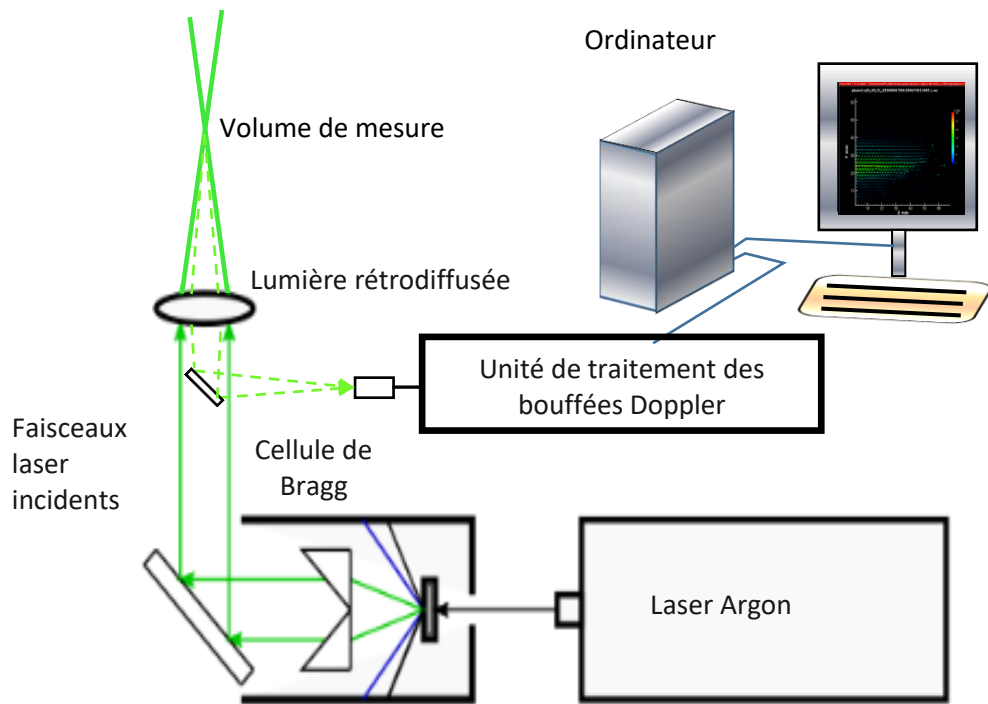


Figure 5.1-5 Schéma de principe du montage LDV. Ligne pleine : émission laser ; Ligne pointillée : lumière rétrodiffusée

Le faisceau laser qui est un pinceau de lumière monochromatique et cohérente (spatialement et temporellement) est dédoublé au moyen d'une cellule de Bragg. Les deux faisceaux retenus (ordres 0 et +1 issus de la cellule de Bragg) sont acheminés individuellement par des fibres dans une tête optique équipée à son extrémité d'une lentille convergente. En traversant cette dernière, les deux faisceaux parallèles et écartés d'une distance d fixe à l'amont vont converger et se croiser à la distance focale F de la lentille.

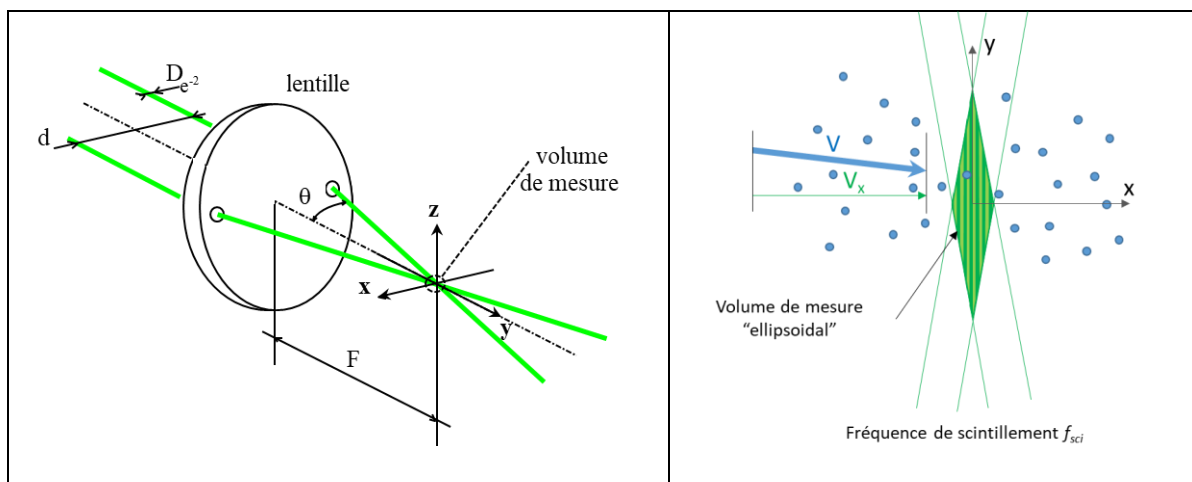


Tableau 5.1-2 Représentation schématique du volume de mesure

L'intersection de forme ellipsoïdale des deux pinceaux lumineux forme ce que l'on appelle le volume de mesure où des franges d'interférence apparaissent. Les franges d'interférence, alternativement sombres et brillantes, autorisent une interprétation différente de la vélocimétrie laser Doppler (interprétation à partir de l'effet Doppler-Fizeau). En effet, lorsque des particules de petites dimensions (inférieures à l'interfrange) capables de suivre les filets

fluides, traversent le volume de mesure, elles diffusent une onde lumineuse dont l'intensité suit celle des franges rencontrées (une oscillation sur une enveloppe gaussienne liée au profil énergétique des faisceaux). Cette diffusion de la lumière conduit à un scintillement dont la fréquence f_{sci} dépend uniquement de la valeur de l'interfrange i (distance entre 2 franges) et de la vitesse \vec{V} des particules (indépendamment de la direction d'observation). La particule, entraînée par l'écoulement à une vitesse \vec{V} , scintillera à la fréquence f_{sci} qui a pour expression :

$$f_{sci} = \frac{V}{i} = \frac{2nV\sin\theta}{\lambda} \Leftrightarrow V = f_{sci} \times i \quad (5-2)$$

L'interfrange i séparant deux franges sombres ou brillantes est fixé par la connaissance de la longueur d'onde λ de l'onde incidente, du demi-angle de convergence θ des deux faisceaux et de l'indice de réfraction n entourant le volume de mesure suivant la formule :

$$i = \frac{\lambda}{2n\sin\theta} \quad (5-3)$$

C'est la même lentille qui recueille en son centre la lumière rétrodiffusée par les traceurs et qui la focalise sur le cœur d'une fibre optique chargée d'acheminer le signal lumineux vers un photomultiplicateur PMT qui transforme les photons en signaux électriques amplifiés.

La torche émettrice-réceptrice qui contient les fibres optiques (faisceaux incidents et lumière rétrodiffusée) et la lentille convergente est fixée sur un système de déplacements 3-axes CharlyRobot® qui permet de déplacer le volume de mesure avec une résolution de 0,1 mm au sein de l'écoulement. Ce sont les caractéristiques optiques et géométriques du faisceau laser et des éléments de la torche qui fixent les dimensions du volume de mesure et de l'interfrange i .

Tableau 5.1-2 et Figure 5.1-6 montrent les paramètres qui définissent les grandeurs caractéristiques du réseau de franges et du volume de mesure.

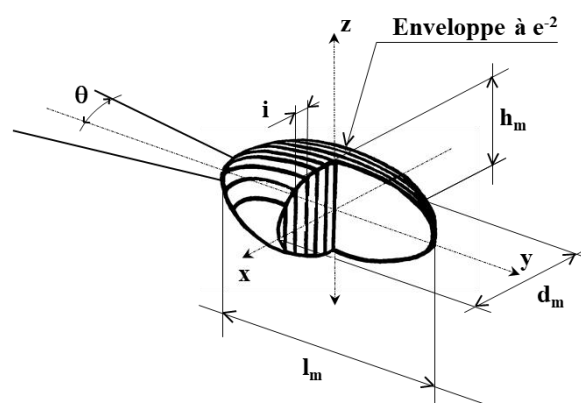


Figure 5.1-6 Volume de mesure ellipsoïdal

Les dimensions caractéristiques intéressantes à connaître du volume de mesure ellipsoïdal sont $d_m = \frac{d_{e^{-2}}}{\cos\theta}$ suivant la direction x , $l_m = \frac{d_{e^{-2}}}{\sin\theta}$ suivant y et $h_m = d_{e^{-2}} = \frac{4\lambda F}{\pi D_{e^{-2}}}$ suivant z , où $d_{e^{-2}}$ est le diamètre de l'enveloppe à e^{-2} des faisceaux à la distance focale. Le diamètre $D_{e^{-2}}$ est le diamètre de l'enveloppe des faisceaux avant l'optique d'émission (la

lentille convergente). L'écartement entre les deux faisceaux parallèles (à l'amont de la lentille) est d et comme θ est très petit, nous avons, pour le demi-angle de convergence, la relation : $tg\theta \approx \theta = \frac{d}{2F}$. Le nombre maximal de franges est le rapport entre la largeur d_m du volume de mesure suivant l'axe (Ox) et la valeur de l'interfrange i , soit : $N_{FR} = \frac{4d}{\pi D e^{-2}}$.

Le Tableau 5.1-3 résume toutes les caractéristiques optiques et géométriques du système LDV utilisé :

Longueur d'onde λ [nm]	514,5 (vert)
Diamètre des faisceaux $D_{e^{-2}}$ [mm]	2,63
Ecartement des faisceaux d [mm]	50
Focale de la lentille F [mm]	362,6
Demi angle de convergence θ [°]	3,95
Interfrange i [μm]	3,74
Nombre de franges N_{FR}	24
Dimension du volume de mesure suivant les directions x, y et z soit d_m, l_m, h_m [$\mu\text{m} \times \text{mm} \times \mu\text{m}$]	90,7×1,31×90,5

Tableau 5.1-3 Caractéristiques du système LDV

Ce réseau de franges est orienté dans le plan perpendiculaire au plan des faisceaux incidents. La vitesse mesurée est la composante du vecteur de vitesse sur l'axe qui appartient au plan des faisceaux et qui est perpendiculaire à leur bissectrice. C'est la fréquence de scintillement (égale à la fréquence Doppler) qui permet, par la connaissance de la valeur de l'interfrange, de calculer cette vitesse. Ainsi, un réseau de franges produit par deux faisceaux incidents issus d'une même source fournit la mesure d'une seule composante de la vitesse.

La présence de particules diffusantes, en quantité et dimensions convenables, au sein de l'écoulement à étudier est une condition indispensable au bon fonctionnement de la vélocimétrie laser. L'utilisation d'ensemencement artificiel est presque toujours nécessaire pour obtenir la quantité suffisante de traceurs dont les dimensions et la masse volumique leur permettent de suivre l'écoulement. Pour que les particules suivent correctement l'écoulement et qu'elles soient vues par le vélocimètre, il faut que celles-ci soient de dimension microscopique, de masse volumique proche de celle du fluide mis en mouvement et de fort indice de réfraction, les particules utilisées sont des particules de RILSAN dont le diamètre est de l'ordre de 30 μm .

Ces particules sont injectées au début de la campagne d'essai dans le circuit hydraulique au niveau du réservoir. À fur et à mesure de mises en fonctionnement continu ou alterné selon différents débits, ces particules sont réparties sur la globalité du circuit.

Le principe de la mesure est de positionner le volume de mesure produit par la torche d'émission-réception en un point de l'écoulement dont nous voulons connaître la vitesse, le réseau de franges étant orienté pour recueillir la composante débitante de l'écoulement. Les particules successives qui traversent le volume de mesure fourniront individuellement une mesure instantanée et ponctuelle de la composante de vitesse si elles respectent différents critères de validation. Notre écoulement étant alterné (cyclique), les particules successives

validées le sont à des instants différents du cycle alterné (phases différentes). Un résolveur de phase interfacé avec le signal de pilotage des électrovannes est utilisé pour donner un sens physique à nos mesures. Le vélocimètre seul, sans la connaissance de la phase instantanée où se trouve le cycle lorsque la particule est validée, fournit une valeur moyenne de la vitesse sur un nombre de particules fixé par l'opérateur. Cette vitesse moyenne sur K particules est aussi une moyenne sur N phases successives dans le cycle. A chaque cycle (alterné) le signal de pilotage donne un 'top' de synchronisation au résolveur. Le signal est utilisé par celui-ci pour discrétiser le cycle suivant en 3600 impulsions après avoir calculé la fréquence sur le cycle précédent. La discrétisation permet de marquer chaque particule validée par le nombre d'impulsions écoulées depuis le top. Le marquage des particules sert par la suite à trier celles-ci et à effectuer le traitement complet par phase individuelle dans le cycle ou par groupement de phases. Par ailleurs, la torche émettrice-réceptrice est solidaire du repère fixe constitué par le bâti du banc. La vitesse mesurée est donc une vitesse absolue qui est toujours une moyenne sur x particules sur une fraction angulaire du cycle. L'ensemble du cycle a été divisé en 36 positions angulaires ce qui produit 36 mesures moyennées sur n particules individuelles validées durant 10° du cycle conduisant à une représentation de l'évolution temporelle (en phase) de la vitesse débitante en un point de l'espace. Le nombre total de particules validées pour une acquisition sur les 360° est un réglage global qui vaut 300000 particules et qui induit une certaine disparité inévitable entre les différentes positions angulaires.

Le processus appliqué en un point de l'écoulement est reproduit en d'autres points de l'espace après déplacement du volume de mesure au moyen du système de déplacement. La technique permet donc d'obtenir des profils spatiaux de la composante débitante de la vitesse pour chaque fraction angulaire définie du cycle.

Les campagnes de mesures par LDV ont été menées uniquement sur le canal de section carrée (diamètre 10 mm) car le second canal de section rectangulaire possède une largeur de 3 mm qui génère de multiples réflexions aux parois dans la zone visée par l'optique de réception.

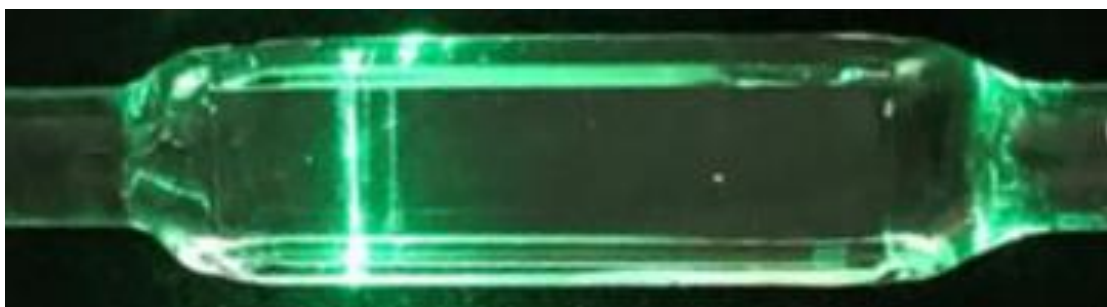


Figure 5.1-7 Photo du canal de section carrée soumis aux faisceaux laser

5.1.3 VELOCIMETRIE PAR IMAGERIE DE PARTICULES (PIV)

La vélocimétrie par imagerie de particules (Anglais : Particle Image Velocimetry ou PIV) est une technique non intrusive permettant de déterminer des champs instantanés de vecteurs de vitesse d'un écoulement. Son principe général est basé sur la prise successive de deux images d'une même zone de l'écoulement étudié. Comme pour la LDV, le circuit

hydraulique estensemencé de microparticules qui suivent et révèlent le mouvement de fluide sans le perturber.

La Figure 5.1-8 schématise le fonctionnement de la méthode de mesure. Un laser impulsionnel Nd-YAG double cavité émet successivement deux faisceaux très énergétiques (25 mJ), de très brève durée (5 ns) et séparés d'un écart de temps Δt fixé par l'expérimentateur. Produits sur le même axe, les faisceaux traversent un montage optique contenant essentiellement des lentilles sphériques et cylindriques qui permettent d'étaler les pinceaux lumineux selon un plan d'éclairage dont l'épaisseur est fine et quasi constante le long de la zone d'étude.

Le plan ainsi éclairé de manière très brève (impulsionnelle) permet de recueillir une image A de la population de particules présente et figée (cliché instantané). L'évolution spatiale de la population de particules dans le plan d'étude est déterminée grâce à un second cliché instantané B pris après le Δt choisi. C'est une caméra CCD synchronisée avec l'émission des faisceaux qui enregistre cette paire d'images A et B.

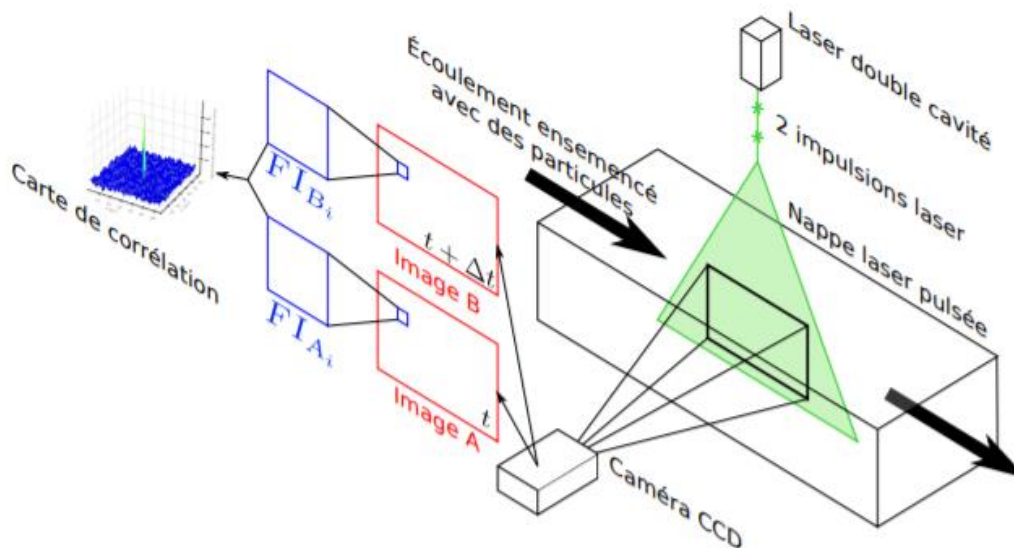


Figure 5.1-8 Représentation schématique du fonctionnement de la PIV [136]

Dans l'étape de traitement de données, chaque image est découpée en sous-domaines appelés « Fenêtre d'interrogation (FI) ». Un processus d'intercorrélacion mené entre deux fenêtres de mêmes coordonnées FI_A et FI_B aboutit à une carte de corrélation matérialisant un pic maximum qui désigne le déplacement le plus probable des particules sur cette zone d'interrogation. Mathématiquement l'intercorrélacion s'exprime :

$$\Gamma_{AB}(x, y) = \iint FI_A(x, y) FI_B(x + \tau_x, y + \tau_y) d\tau_x d\tau_y \quad (5-4)$$

L'équation 5-4 est résolue numériquement par la transformation de Fourier (FFT) car l'intercorrélacion de FI_A et FI_B est simplement le produit de deux images dans l'espace de Fourier. La transformation de Fourier inverse est appliquée pour produire la carte de corrélation Γ_{AB} qui contient la valeur maximale en Δx et Δy . La vitesse de l'écoulement est tout simplement déduite du déplacement en divisant par Δt .

$$\max(\Gamma_{AB}(x, y)) = \Gamma_{AB}(\Delta x, \Delta y) \rightarrow \begin{cases} u = \frac{\Delta x}{\Delta t} \\ v = \frac{\Delta y}{\Delta t} \end{cases} \quad (5-5)$$

Le champ de déplacements est converti en champ de vitesse en s'appuyant sur une calibration spatiale réalisée au préalable et sur la connaissance du Δt . Cette calibration spatiale est dégagée d'une image de référence où il est possible d'affecter une distance physique réelle connue (distance entre deux parois, introduction d'un objet dans le plan image) à une distance en pixels correspondant sur l'image.

Pour l'interprétation physique des phénomènes, un traitement statistique est pratiqué sur plusieurs échantillons d'un même évènement afin de dégager des grandeurs moyennes représentatives. Ainsi pour obtenir des valeurs plus fiables, nous procédons à l'acquisition de 200 paires d'images pour un même écoulement stationnaire et 100 paires d'images pour un même écoulement cyclique. Le résultat final est une moyenne de corrélation qui se construit au fur et à mesure du calcul des champs instantanés individuels qui sont nettoyés des valeurs erronées ou aberrantes en appliquant certains critères.

La synchronisation en phase de nos acquisitions et l'utilisation d'un générateur de délais supplémentaire sont nécessaires pour explorer l'évolution de nos écoulements alternés (cycliques) phase par phase.

Le Tableau 5.1-4 présente les caractéristiques techniques principales du système PIV :

Laser Nd:YAG Continuum Minilite PIV		Caméra CCD TSI PIVCAM 13-8	
Longueur d'onde λ [nm]	532	Résolution [Pixels]	1280×1024
Diamètre de faisceau [mm]	3	Taille des pixels [$\mu\text{m} \times \mu\text{m}$]	6,7 × 6,7
Fréquence de fonctionnement [Hz]	1-15	Fréquence d'acquisition [images/s]	8
Durée d'impulsion [ns]	3	Conversion numérique [bits]	12
Énergie par pulse [mJ]	25	Objectif	Nikon AF Micro Nikkor 60mm 1 :2.8 D
		Bague allonge	Nikon PK-12

Tableau 5.1-4 Caractéristiques de la PIV

5.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX ET ANALYSES SUR ECOULEMENTS PERMANENTS

5.2.1 DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE ET DES DIFFERENTES MESURES

On définit avant tout l'axe (Ox) comme la direction principale des écoulements supportant la vitesse débitante suivant la longueur a . Les axes (Oy) et (Oz) sont respectivement dirigés selon la largeur b et la hauteur c .

La première série de mesure a été effectuée sur les écoulements permanents sans activation du pilotage de type 'alterné'. L'objectif de cette étude préliminaire est d'évaluer le

développement longitudinal des écoulements dans les différents canaux N°1 et N°2. De plus et afin de vérifier la réversibilité du circuit hydraulique, ces mesures du profil de vitesse en régime stationnaire sont effectuées dans les deux sens d'écoulement.

Concernant le canal N°1, des mesures par LDV et par PIV sont réalisées pour différents débits imposés par la tension appliquée au circulateur. Le volume de mesure LDV est déplacé selon l'axe (Oz) pour déterminer un profil de vitesse et ce à différentes distances du bord d'entrée du canal et à mi-largeur. Chaque mesure individuelle résulte d'un traitement statistique opéré sur 30.000 particules validées. Le nombre de particules est suffisant pour un calcul statistique satisfaisant. Le plan d'éclairage PIV investit l'écoulement à mi-hauteur et sur toute la longueur du canal, selon un plan parallèle à (Oxy). Chaque champ de vitesse est le fruit d'un traitement pratiqué sur 300 acquisitions de paires d'images, soit 300 champs instantanés. Le champ d'observation de la caméra couvre la totalité du champ éclairé.

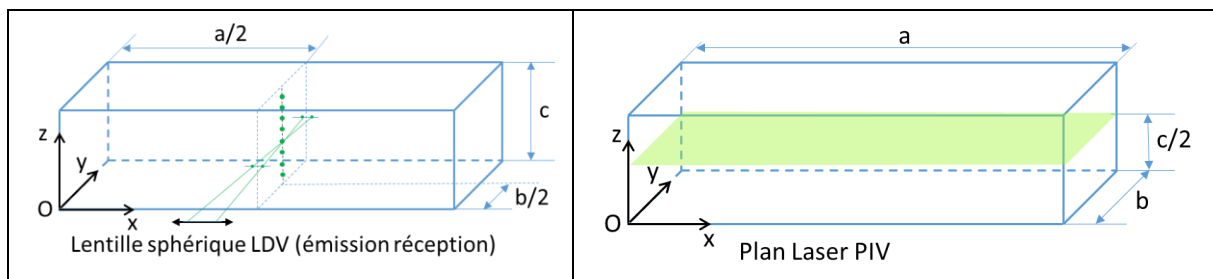


Figure 5.2-1 Schéma cana N°1 : Positions des points LDV et du plan PIV

Le canal N°2 est étudié exclusivement avec la PIV où un plan laser éclaire la longueur totale à mi-hauteur. La caméra CCD positionnée à 90° du plan d'éclairage filme uniquement une fraction de ce dernier (incluant la partie centrale) afin d'augmenter la résolution spatiale recherchée dans la direction de la faible largeur (3 mm). L'utilisation d'un objectif Nikon Micro Nikkor de 60 mm et d'une bague allonge Nikon Pk-12 nous permet d'atteindre une résolution de 14,4 μm par pixel et ainsi d'avoir plus de 200 pixels pour observer l'évolution de l'écoulement suivant cette largeur. Le nombre de paires d'images acquises pour effectuer le processus de traitement est le même que celui retenu pour le canal N°1, à savoir 300.

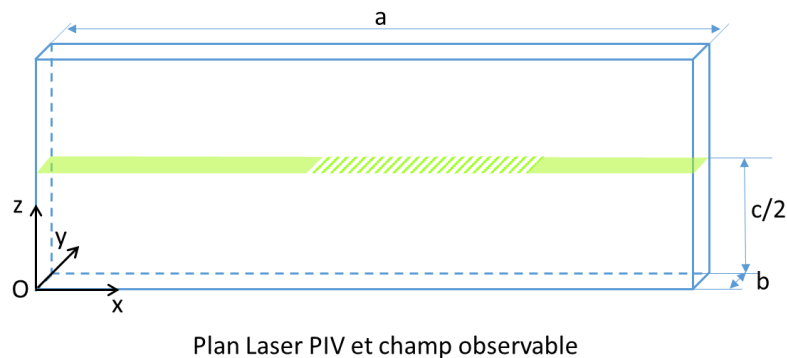


Figure 5.2-2 Schéma canal N°2 : Positions du plan laser PIV et de la zone observée

5.2.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX ET ANALYSES

Les figures suivantes présentent un échantillon représentatif des séries de résultats obtenus avec les canaux N°1 pour les deux premières figures et N°2 pour les deux dernières

figures. Les résultats sont exposés sous forme de champs de vecteurs dont est déduite une représentation de la vitesse débitante sous forme de carte iso-valeurs. Des profils de cette vitesse selon la largeur sont extraits pour trois éloignements de la section d'entrée différents, un premier proche de la section d'entrée, un second à mi-distance de l'entrée et de la sortie et le dernier proche de la section de sortie.

Afin de mieux visualiser les profils, on se permet de relier les points successifs par une ligne pointillée pour les mesures par PIV qui sont spatialement peu espacées. Cette ligne ne matérialise toutefois aucunement une continuité de la grandeur physique réelle entre les points voisins.

De nombreux essais ont été réalisés et la majorité des résultats sont consignés dans l'Annexe D. Afin de faciliter l'identification de la configuration de l'écoulement étudié seules les valeurs des variables (débit et sens d'écoulement) composent leur nomination soit « U (tension de pilotage) +/- ». Par exemple, l'essai « U 0,5+ » désigne un réglage du débit par une tension sur le circulateur de 0,5 V et une mise en position des électrovannes pour autoriser l'écoulement dans la direction (Ox).

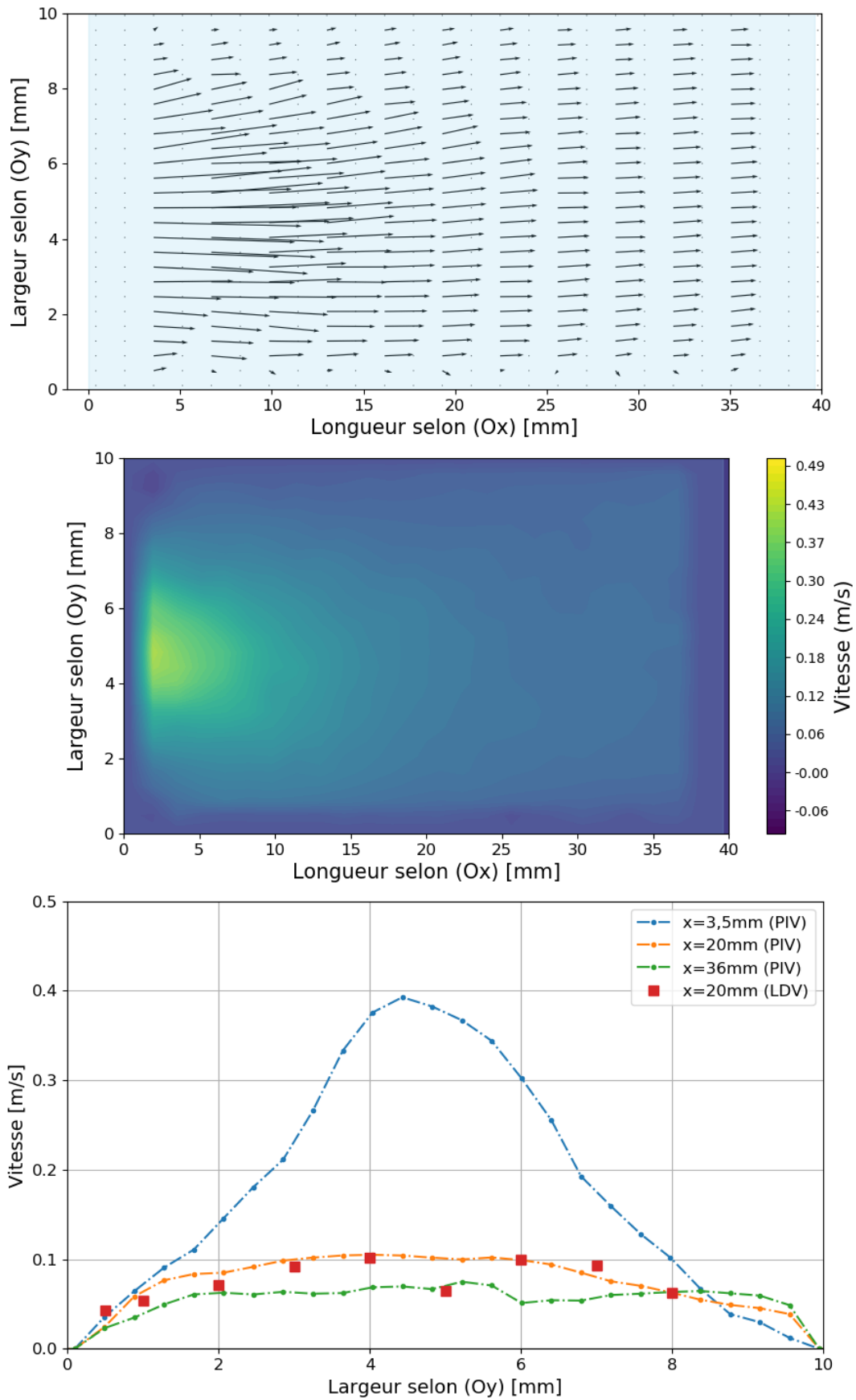


Figure 5.2-3 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U_{1+} (5,2 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante u et Profils de vitesse à $x = 3,5, 20$ et 36 mm.

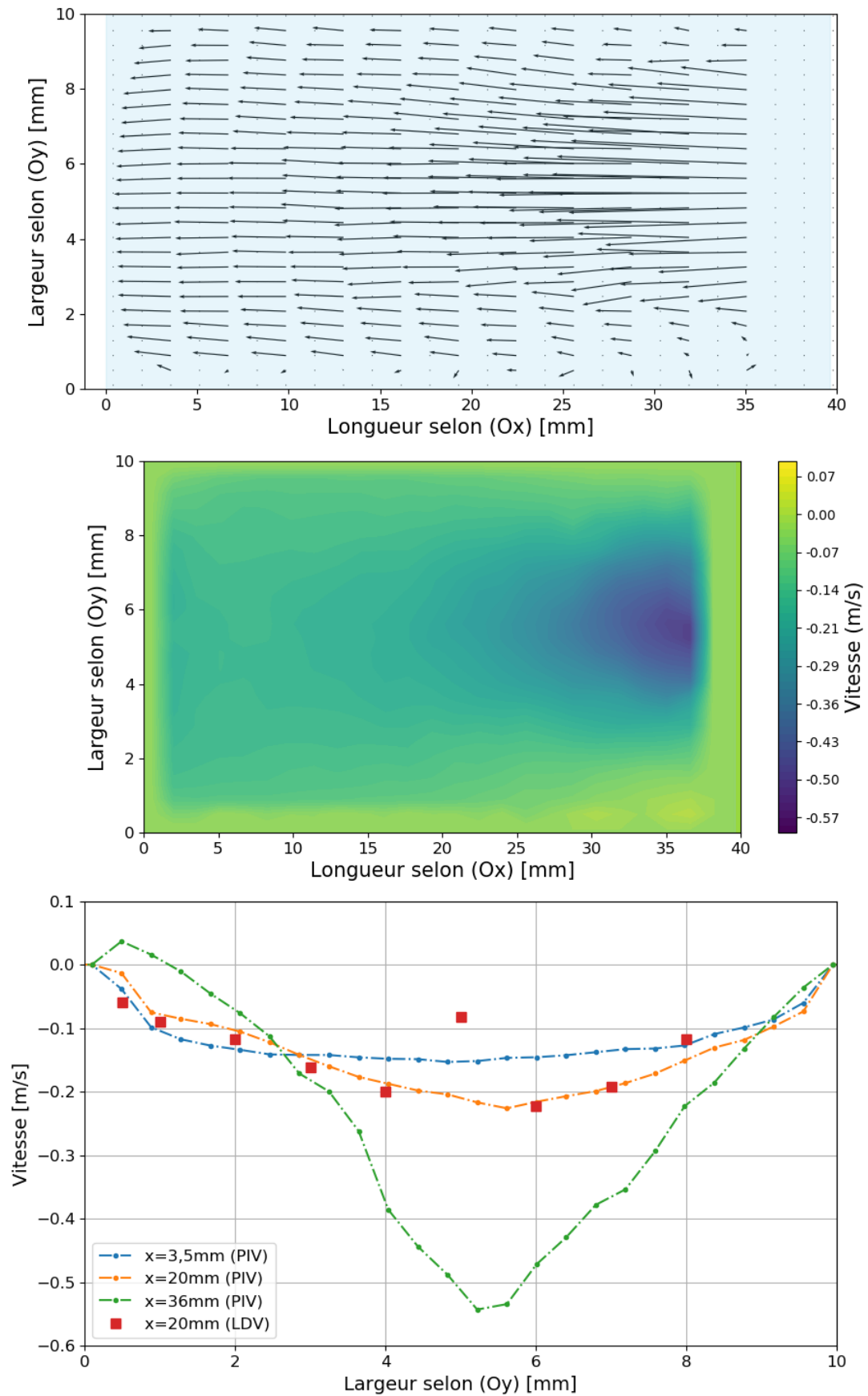


Figure 5.2-4 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 2- (10,4 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante u et Profils de vitesse à $x = 3,5, 20$ et 36 mm.

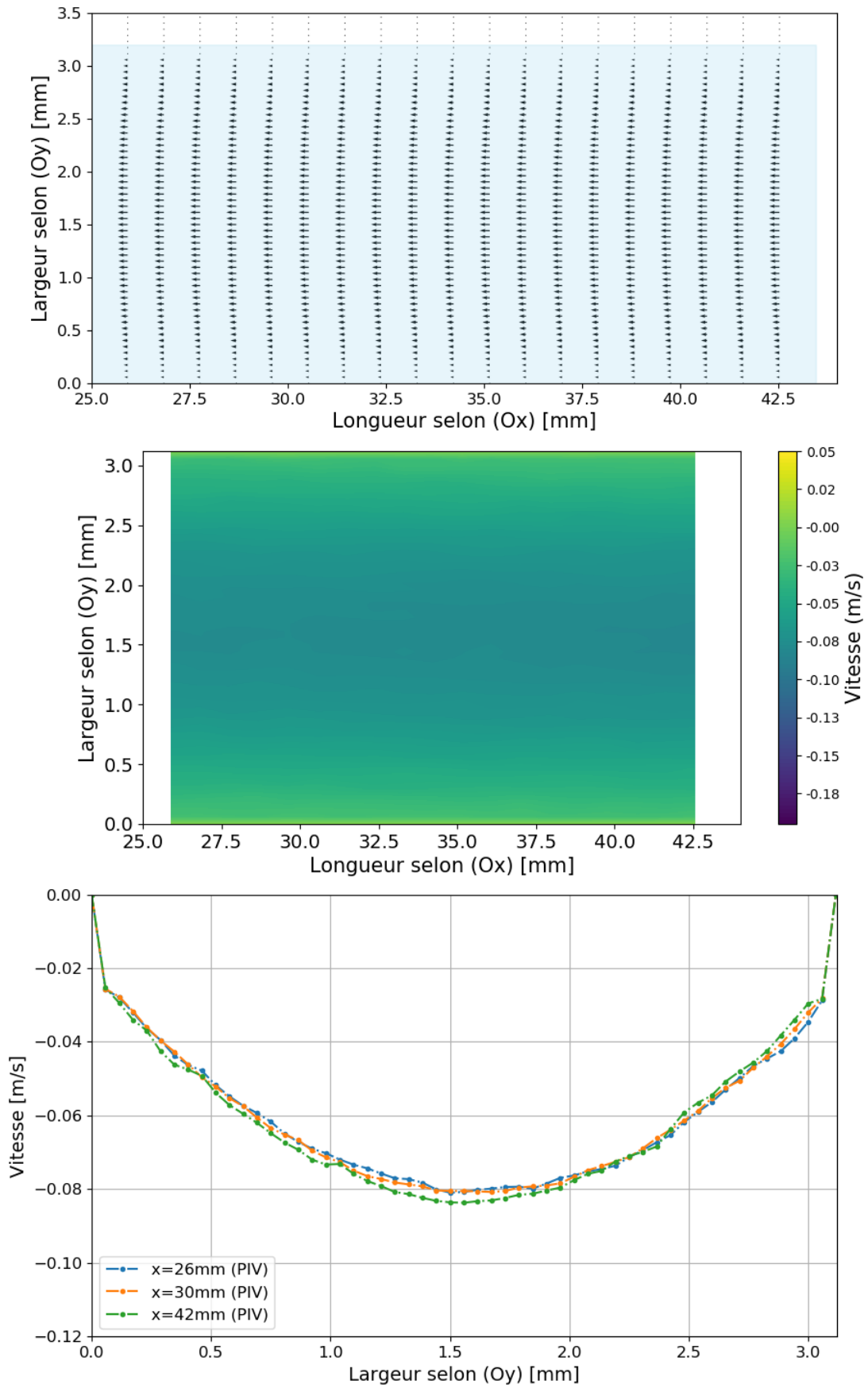


Figure 5.2-5 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,5- (2,6 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante u et Profils de vitesse à $x = 26, 30$ et 42 mm.

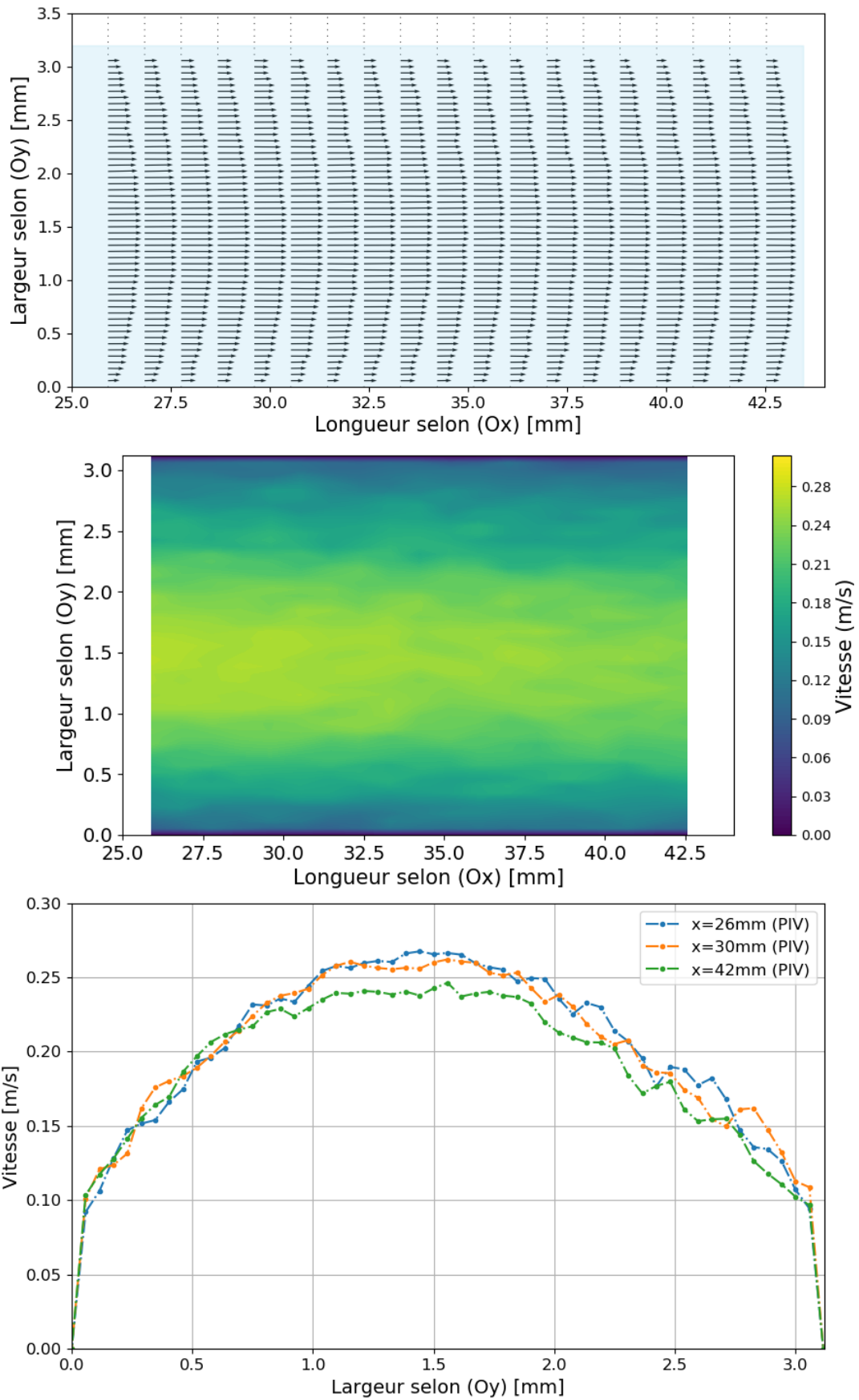


Figure 5.2-6 Résultats expérimentaux du Canal N₂ pour U 1,5+ (7,8 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante u et Profils de vitesse à $x = 26, 30$ et 42 mm.

La Figure 5.2-3 montre l'évolution longitudinale du champ de vitesse dans le plan (Oxy) du canal N°1, dont la section d'étude est carrée. La zone d'étude centrale possède en amont et aval une portion assurant un changement de section d'un cylindre de diamètre intérieur 6,2 mm vers la section carrée de côté 10 mm intérieur. Les changements successifs de la forme géométrique interne (cylindriques et carrée), les variations de la valeur de la section de passage interne et l'alignement imparfait des différents tronçons du canal par rapport à l'axe débitant conduisent à un profil de vitesse d'entrée (section carrée) qui n'est pas parfaitement symétrique avec un phénomène de survitesse par rapport aux sections plus éloignées. L'évolution des profils vers l'aval montre d'une part que l'écoulement n'est toujours pas établi à l'extrémité de la section d'étude et d'autre part que l'écoulement est tridimensionnel car le débit que l'on pourrait évaluer avec le profil de vitesse ne se conserve pas. Le profil mesuré à mi-distance de l'entrée et de la sortie par LDV suivant un axe colinéaire à (Oz) est toutefois presque identique à celui obtenu par PIV dans le plan (Oxy). Cette structure d'écoulement est tout à fait typique des phénomènes d'entrée.

La Figure 5.2-4 traite d'un essai sur le canal N°1 avec un débit supérieur et un sens de circulation opposé à celui du cas déjà exposé. Les phénomènes décrits précédemment sont confirmés avec en plus la mise en évidence d'une zone tourbillonnaire sur le bord d'entrée à la jonction entre le tronçon de changement de section et le tronçon de section carrée. Le processus de fabrication du canal introduit des désalignements des différentes parties propices aux effets tridimensionnels et crée des discontinuités des surfaces internes des parois (épaulements) génératrices de tourbillons (beaucoup plus marqués dans le sens négatif).

Les Figure 5.2-5 et Figure 5.2-6 présentent deux configurations d'écoulements (débits différents U0,5 et U1,5 et sens opposés + et -) du canal N°2 réalisé par nos soins. La superposition des profils de vitesse tout au long de la zone explorée contenant la partie à mi-distance entre l'entrée et la sortie montre que le débit apparent se conserve et que l'on n'a pas d'écoulement fortement tridimensionnel. A 18 mm de la section de sortie, l'écoulement semble établi pour U0,5 et presque établi pour U1,5.

Le Tableau 5.2-1 présente les configurations d'écoulements étudiées, les vitesses débitantes calculées et les grandeurs fluidiques qui en découlent.

- La vitesse débitante théorique qui est la division du débit volumique (dédit de l'équation 5-1) par la section de passage.

$$u_{th} = \frac{\dot{Q}_v}{S} \quad (5-6)$$

Afin de caractériser le régime d'écoulement pour chaque débit et sens d'écoulement, nous calculons d'abord les nombres de Reynolds, puis le rapport de la longueur d'établissement et enfin la longueur d'établissement. On rappelle que le nombre de Reynolds qui dépend de la vitesse u_{th} est défini comme suit :

$$Re = \frac{L_c u_{th}}{\nu} \text{ avec } L_c = b \text{ (Largeur du canal)} \quad (5-7)$$

Avec la longueur caractéristique $L_c = b$ (largeur du canal), la viscosité cinématique ν de l'eau égale à $10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ pour une température de 20°C .

La raison de ne pas utiliser le diamètre hydraulique comme longueur caractéristique est fonction du canal étudié : concernant le canal N°1 dont la section est carrée, la largeur est égale à son diamètre hydraulique et concernant le canal N°2 de section rectangulaire avec une hauteur 7 fois plus grande que la largeur et des essais menés à mi-hauteur il est considéré que le comportement fluide est moins impacté par la hauteur, ce qui nous fait retenir la largeur comme longueur caractéristique.

- Définition du rapport de longueur d'établissement :

$$\varepsilon = \frac{L_e}{L_c} \quad (5-8)$$

Où L_e désigne la longueur d'établissement de l'écoulement dans une conduite rectangulaire, on utilise généralement :

- Pour le régime laminaire :

$$\varepsilon = 0,06 Re \quad (5-9)$$

- Pour le régime turbulent :

$$\varepsilon = 0,63 Re^{0,25} \quad (5-10)$$

Tension de pilotage U [V]	u_{th} [m.s ⁻¹]	Re	ε	L_e [mm]
Canal de 10×10 mm²				
0,5	0,028	276	16,56	166
1	0,051	506	30,36	304
2	0,106	1060	63,6	636
Canal de 3×21 mm²				
0,5	0,044	132	7,92	24
0,7	0,059	177	10,62	32
1	0,080	240	14,40	43
1,2	0,101	303	18,18	55
1,5	0,125	375	22,50	68
2	0,167	501	30,06	90

Tableau 5.2-1 Tableau de rapport pour les écoulements permanents

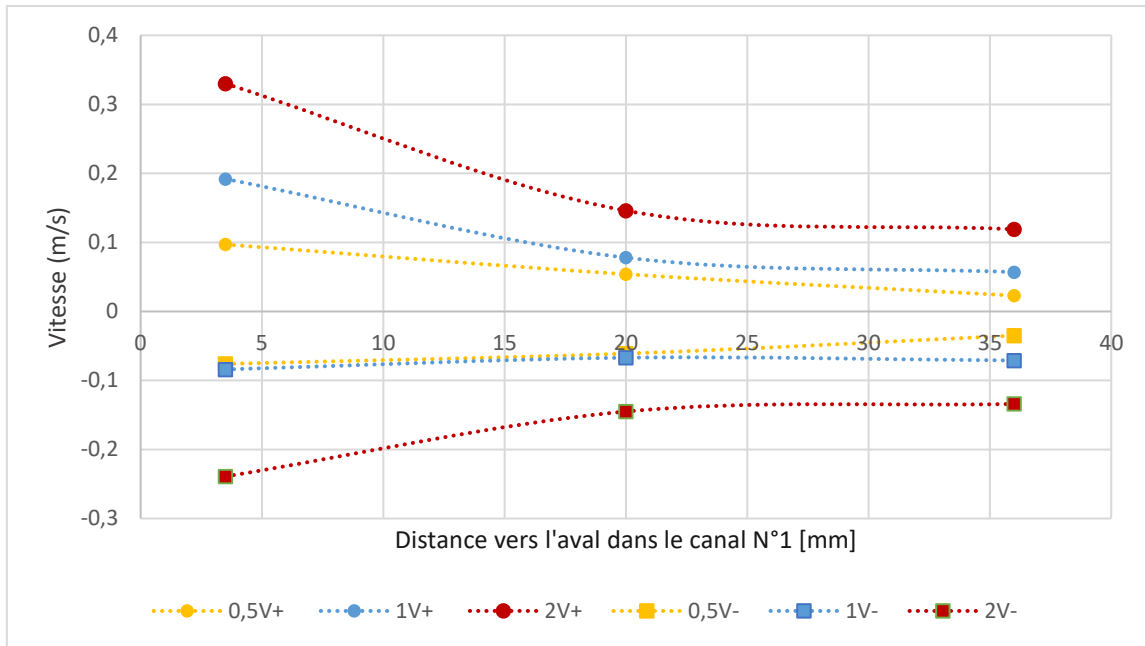


Figure 5.2-7 Évolutions longitudinales de la vitesse de l'amont vers l'aval dans le canal N°1

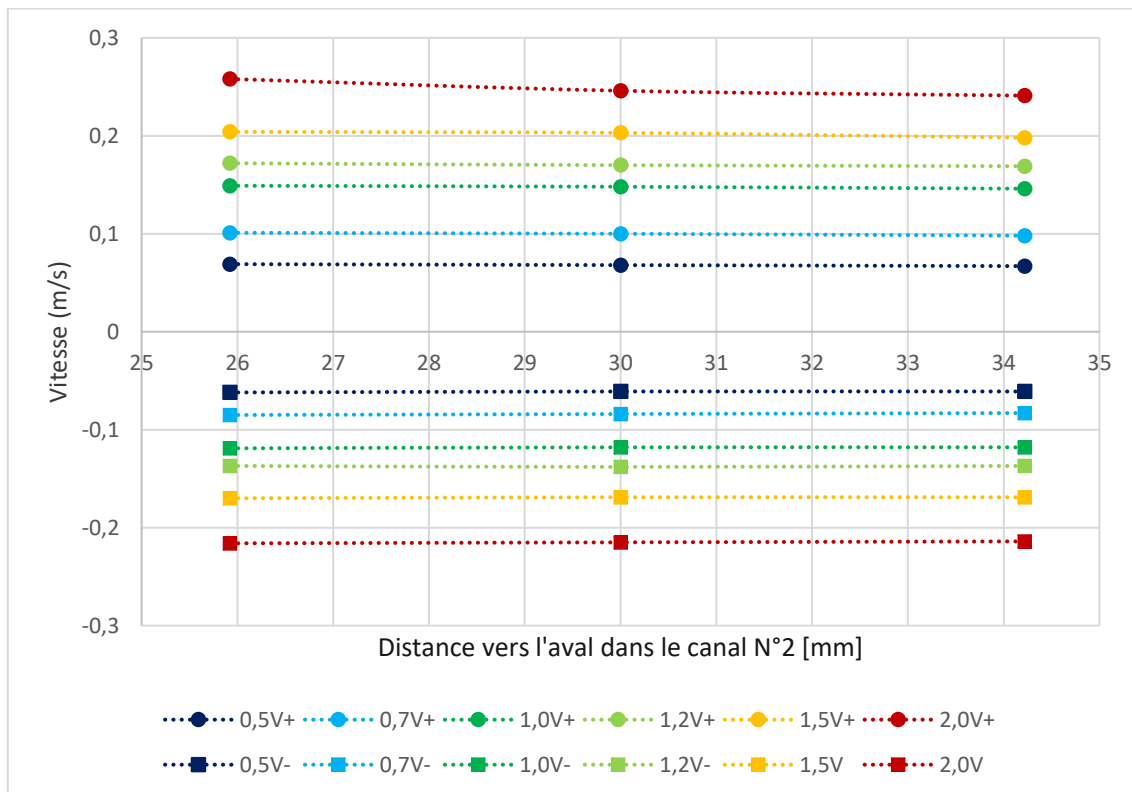


Figure 5.2-8 Évolutions longitudinales de la vitesse de l'amont vers l'aval dans le canal N°2

Les nombres de Reynolds calculés (Tableau 5.2-1) montrent que tous les écoulements étudiés restent en régime laminaire car ils sont inférieurs à la valeur limite de 2000. Pour le canal N°1 de section carrée, la longueur d'établissement calculée est largement supérieure à la longueur du canal de 40mm, ce qui ne permet pas l'établissement de l'écoulement. En revanche, la longueur d'établissement dans le canal N°2 de section rectangulaire reste inférieure à la longueur du canal pour les débits inférieurs à 6,8 g/s (tension de pilotage du circulateur inférieure à 1,3 V). Ainsi les profils de vitesse dans ce canal sont très réguliers voire

constants aux faibles débits. Les Figures 5.2-7 et 5.2-8 qui présentent les évolutions longitudinales, calculées autour de la section centrale confirment l'établissement de l'écoulement dans le dispositif N°2 contrairement au dispositif N°1.

L'ensemble des essais menés avec des écoulements permanents de différents débits circulant dans les deux sens donnent de précieux renseignements sur nos deux dispositifs et sur le circuit hydraulique. Les écoulements sont toujours laminaires et non établis dans le canal N°1 et laminaires et établis pour des débits de circulation inférieurs à 6,8 g/s (tension 1,3 V) dans le canal N°2. Le premier dispositif, malgré une fabrication industrielle génère des écoulements tridimensionnels et des décollements tourbillonnaires. Le second de forme rectangulaire qui pourrait être adopté pour un régénérateur magnéto-calorique produit des écoulements beaucoup plus 'propres'. Le circuit hydraulique basé sur un circulateur et des électrovannes de permutation du sens d'écoulement, choix de matériels couramment retenus pour la génération d'écoulements alternés, présente une dissymétrie des pertes de charges de part et d'autre du canal, mise en évidence par nos études menées dans les deux sens. Le N°2 est donc bien représentatif des écoulements dans un régénérateur à plaque parallèle alors que le N°1 ne décrit essentiellement que les phénomènes d'entrée.

5.3 RESULTATS EXPERIMENTAUX ET ANALYSES SUR ECOULEMENTS

OSCILLANTS

5.3.1 DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE

Comme pour les essais menés sur les écoulements permanents, les mesures dans le canal N°1 sont réalisées d'abord par LDV puis par PIV. La LDV mesure un profil de vitesse à x égal à $a/2$ et à z égal à $c/2$ pour 9 abscisses différentes selon y . Le cycle alterné complet est décomposé en 36 phases successives tous les 10° pour un total global de 300 000 particules validées par position. Les champs de vitesse obtenus par PIV sont mesurés sur un plan Oxy à la mi-hauteur z égale à $c/2$. Les phases explorées sont de part et d'autre des phases de changements de sens de circulation (0° et 180°) avec une amplitude de plus ou moins 40° . Cent paires d'images sont acquises pour chaque phase individuelle (Figure 5.3-1).

Concernant le canal rectangulaire N°2, cent paires d'images PIV sont également acquises à mi-hauteur pour chaque phase. L'espacement entre les phases successives est adapté à la rapidité de l'évolution de l'écoulement ; tous les 10 degrés lorsque l'on est proche des phases où les électrovannes inversent le sens de circulation, puis tous les degrés autour de la phase où l'écoulement s'inverse au niveau du canal, puis de nouveau tous les 10 degrés et enfin tous les 20 degrés.

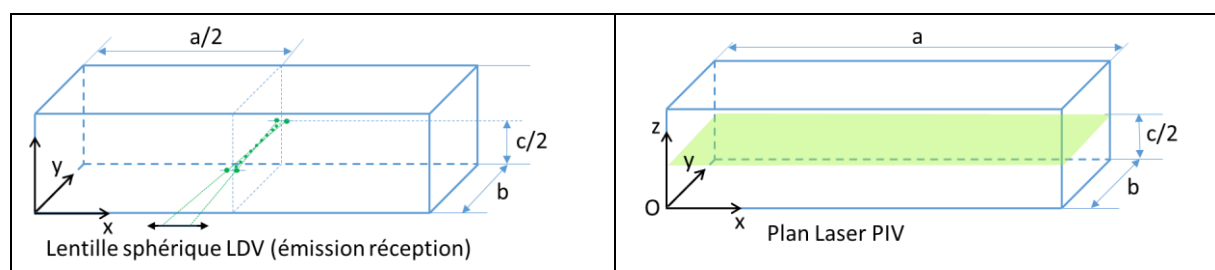
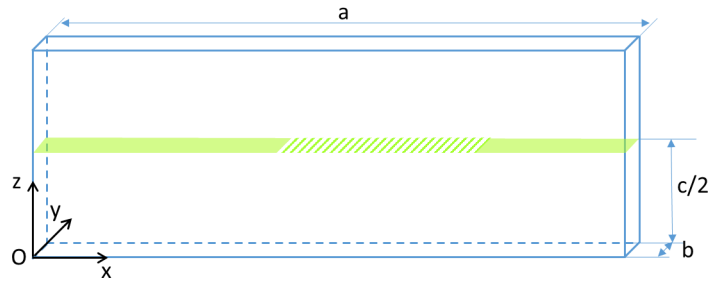


Figure 5.3-1 Schéma canal N°1 : Positions des points LDV et du plan PIV



Plan Laser PIV et champ observable

Figure 5.3-2 Schéma canal N°2 : Position du plan PIV et champ observable

Le Tableau 5.3-1 ci-dessous liste les différentes configurations fluidiques explorées :

Canal N°1 section carrée de 10×10 mm²

	Débit [g/s]	2,6	5,2	10,4
	Tension U [V]	0,5	1	2
F [Hz]	1	X	X	X
	2	X	X	X

Canal N°2 section rectangulaire de 3×21 mm²

	Débit [g/s]	2,6	3,6	5,2	6,2
	Tension U [V]	0,5	0,7	1	1,2
F [Hz]	1	X	X	X	X
	1,2	X	X		
	1,5	X		X	
	1,7	X			X

Tableau 5.3-1 Différentes configurations fluidique explorées

5.3.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX

En vue de mieux illustrer les évolutions de profils ainsi que de dévoiler certains phénomènes complexes locaux produits dans les écoulements, les résultats sont exposés sur divers figures. Elles représentent respectivement :

- L'évolution de profils de vitesse de l'écoulement autour du moment de l'inversion de l'écoulement.
- L'évolution de profils de vitesse au milieu du canal pour 3 phases caractéristiques d'une même demi-période

Pour le canal N°2, on ajoute une figure qui représente :

- Le champ de vitesse de l'écoulement au moment de l'inversion des électrovannes, au moment de l'inversion de l'écoulement dans la zone d'étude, un instant plus tard correspondant à un délai de 50 ou 70 degrés et peu avant la fin de la demi-période

Comme précédemment, on se permet de connecter les points par une ligne pointillée sans que cela signifie une continuité physique réelle entre les points de voisinage.

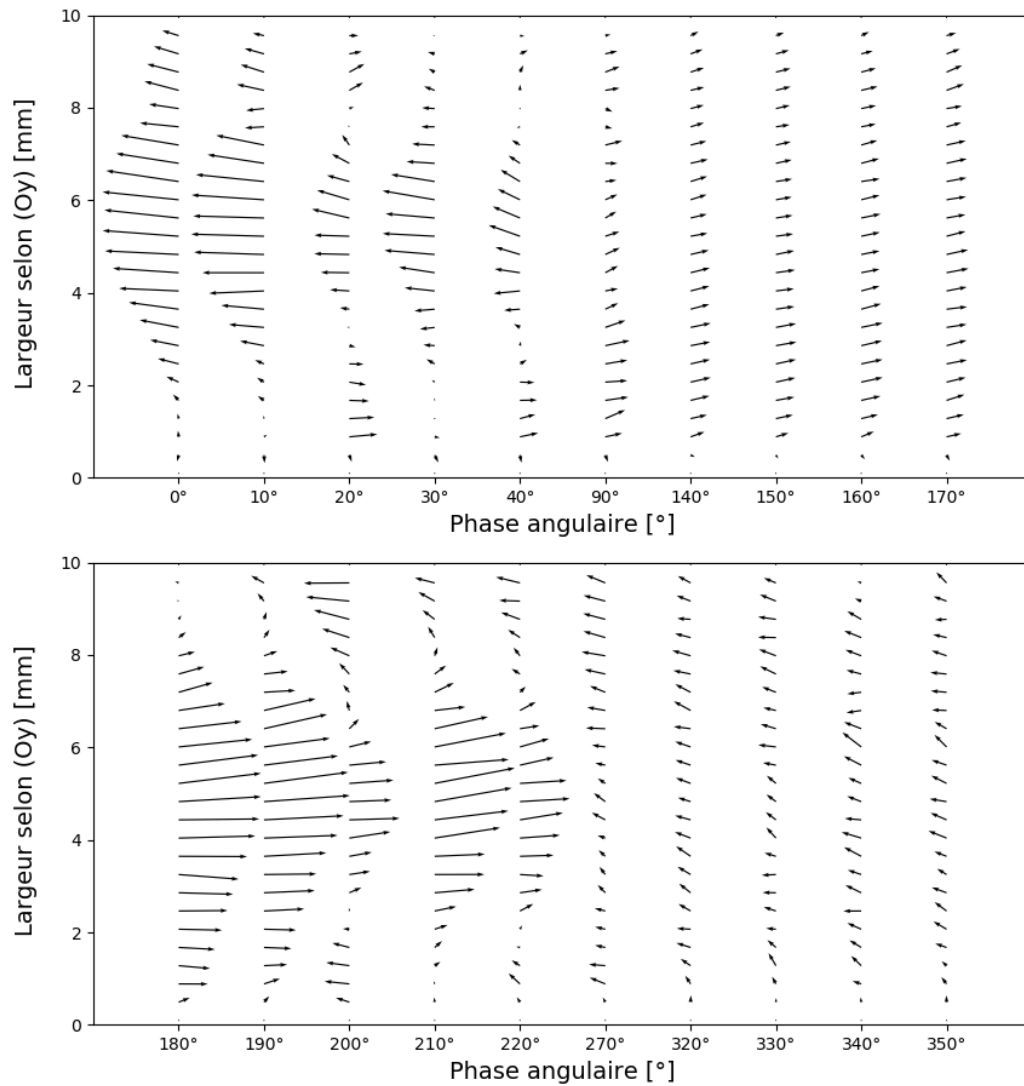


Figure 5.3-3 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 1 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase. (1) u ($x = 30$ mm), (2) u ($x = 10$ mm)

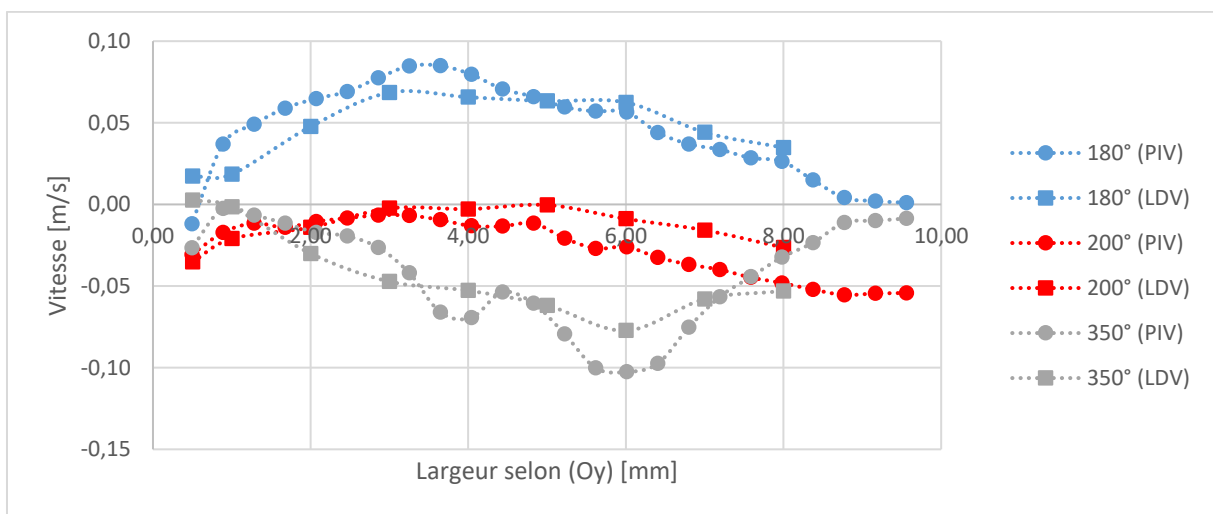


Figure 5.3-4 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 1 Hz : Evolution des profils de vitesse à $x = 20$ mm sur une demi-période (phases 180°, 200° et 350°).

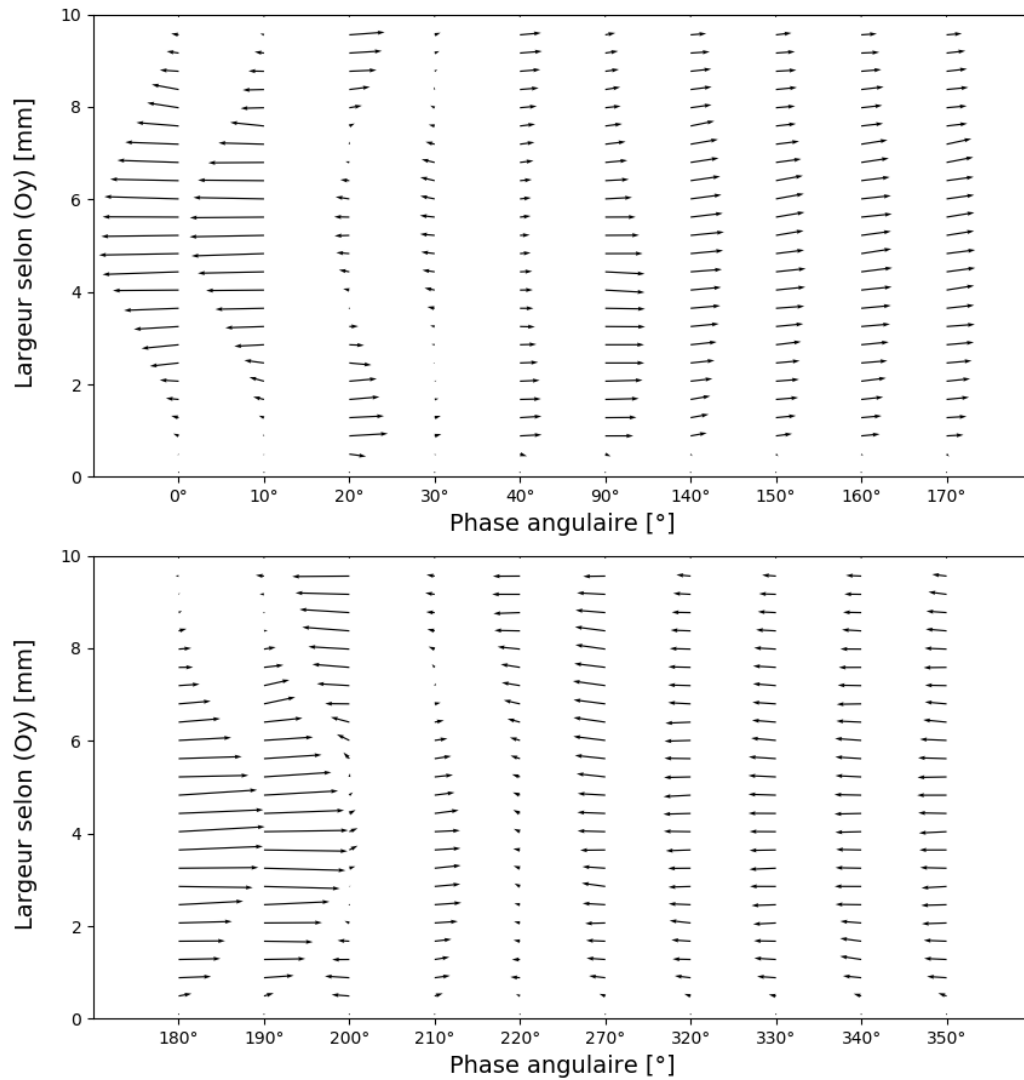


Figure 5.3-5 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour $U = 2 \text{ V}$ ($10,4 \text{ g/s}$) et fréquence 1 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase. (1) $u(x = 30 \text{ mm})$, (2) $u(x = 10 \text{ mm})$

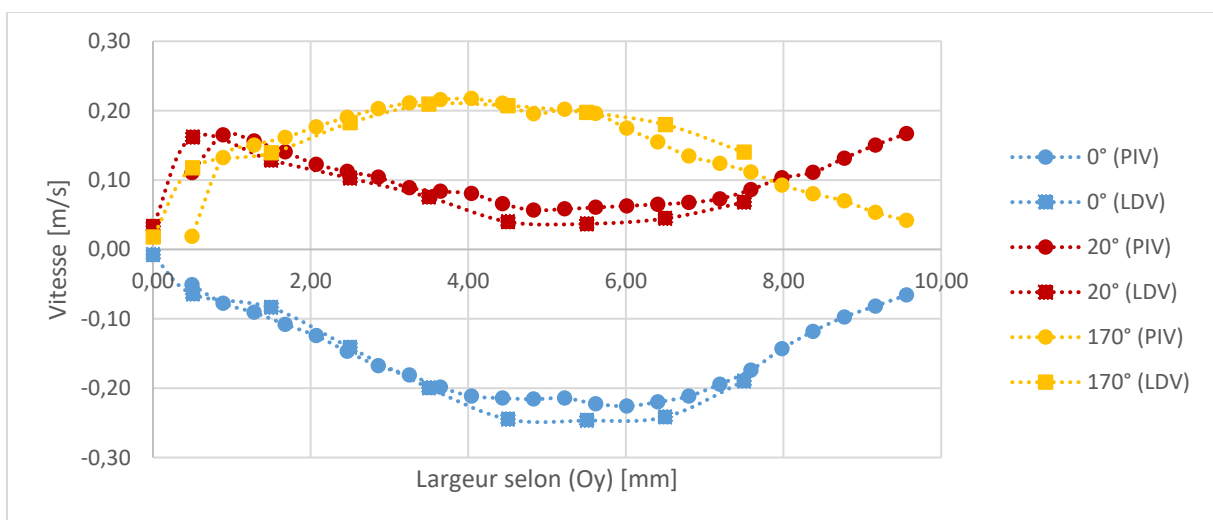


Figure 5.3-6 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour $U = 2 \text{ V}$ ($10,4 \text{ g/s}$) et fréquence 1 Hz : Evolution des profils de vitesse à $x = 20 \text{ mm}$ sur une demi-période (phases 0° , 20° et 170°).

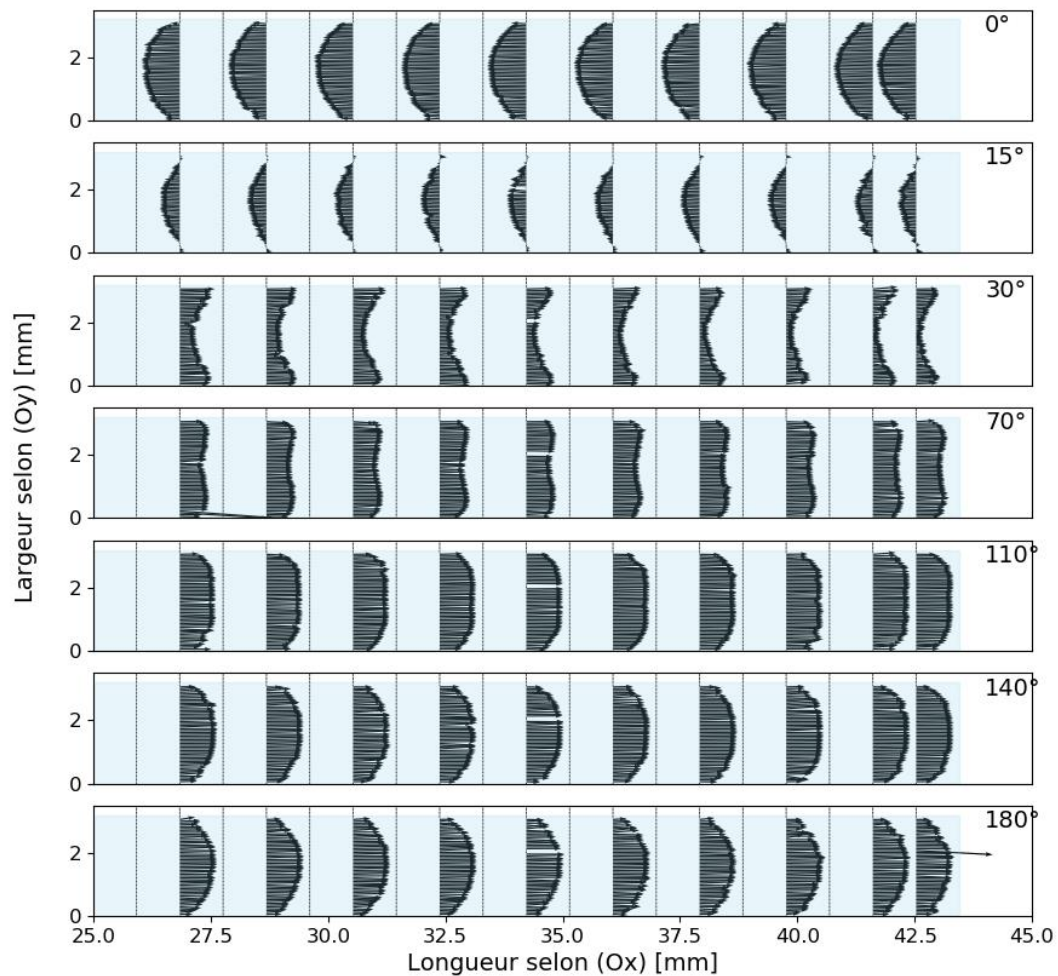


Figure 5.3-7 Résultats expérimentaux du Canal N² pour U 1 V (5,2 g/s) et fréquence 1 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 0°, 15°, 30°, 70°, 90°, 140°, 180°.

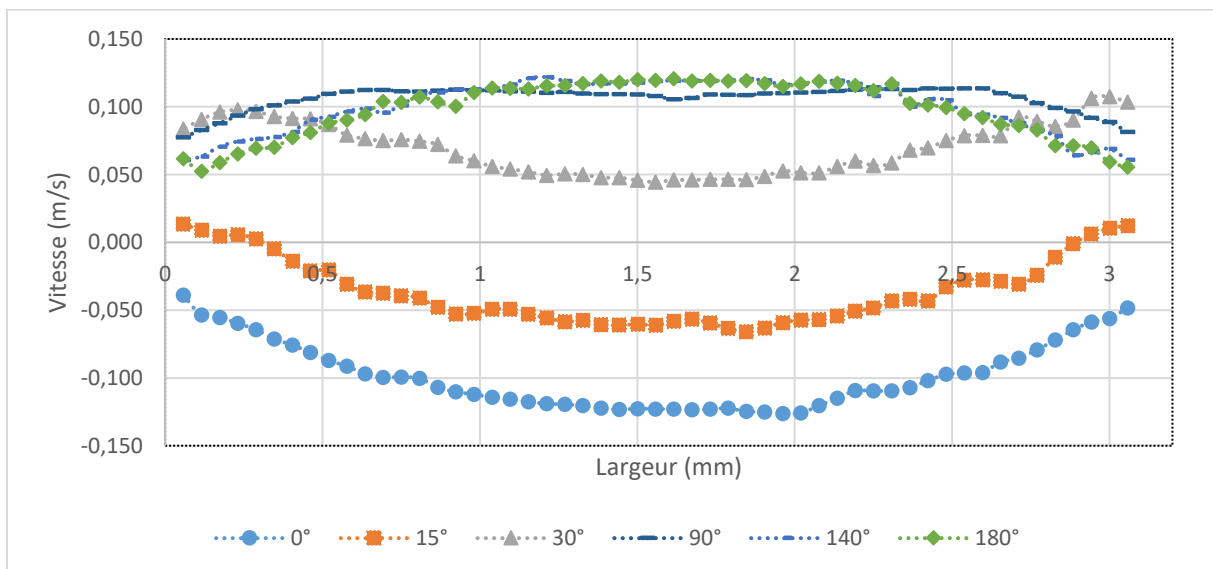


Figure 5.3-8 Résultats expérimentaux du Canal N² pour U 1 V (5,2 g/s) et fréquence 1 Hz : Evolution des profils de vitesse à a/2 sur une demi-période (phases 0°, 15°, 30°, 90°, 140° et 180°).

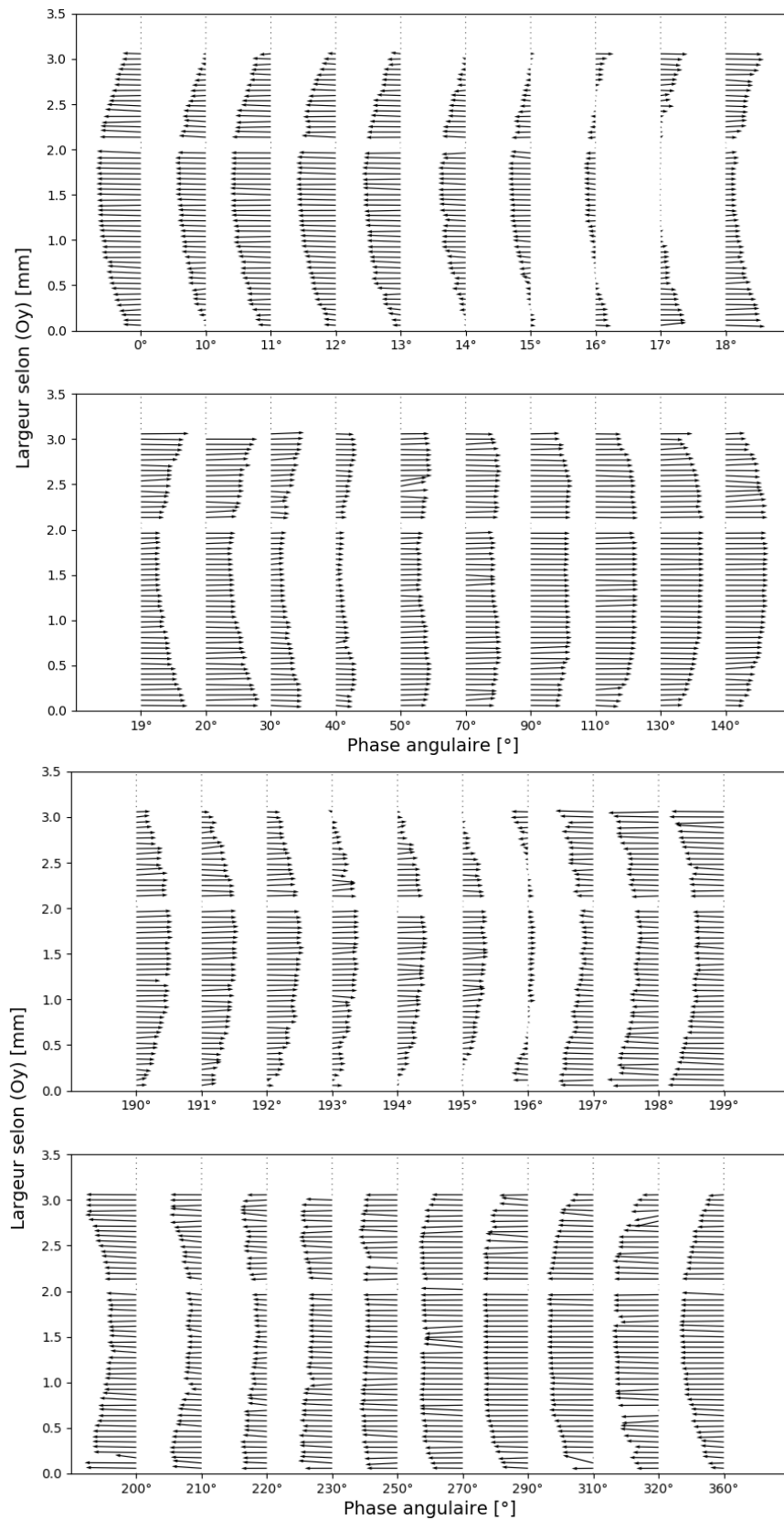


Figure 5.3-9 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour $U = 1 \text{ V}$ ($5,2 \text{ g/s}$) et fréquence 1 Hz : Évolution du profil de vitesse à $x = 35 \text{ mm}$ en fonction de la phase

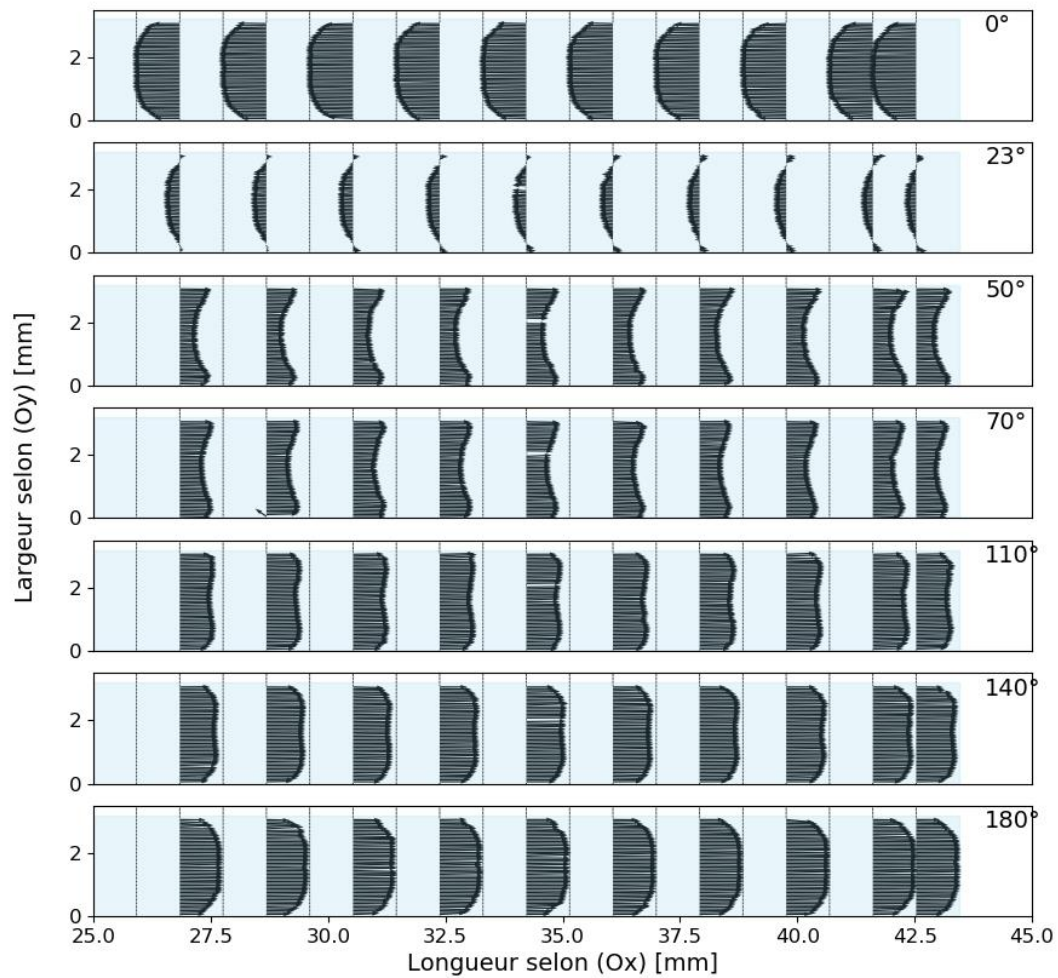


Figure 5.3-10 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,2 V (6,2 g/s) et fréquence 1,7 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 0° , 23° , 50° , 70° , 90° , 140° , 180° .

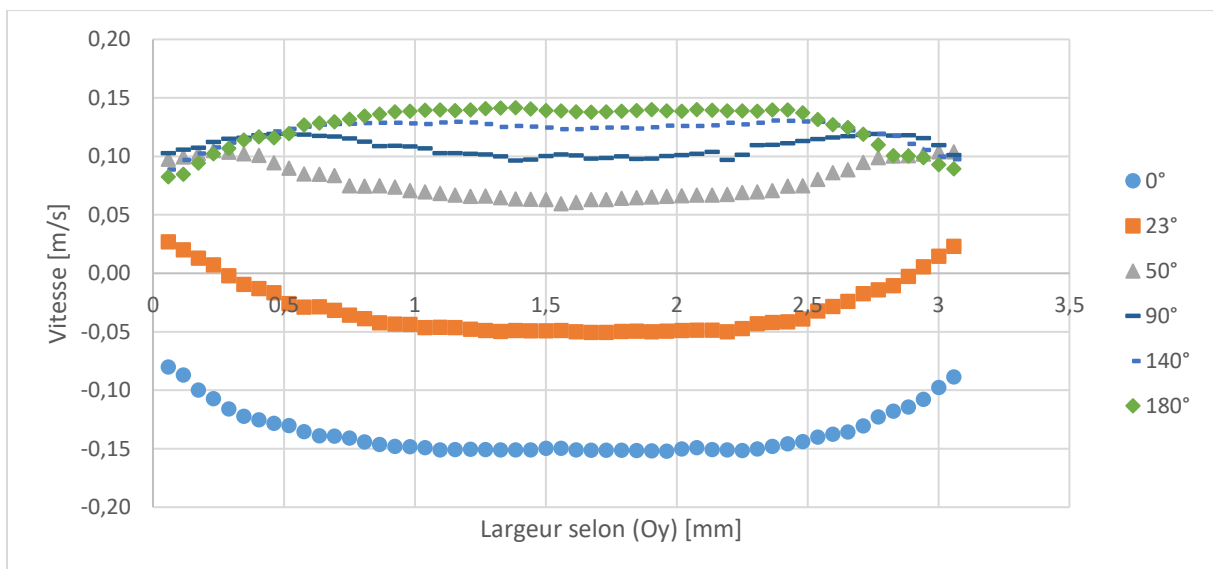


Figure 5.3-11 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,2 V (6,2 g/s) et fréquence 1,7 Hz : Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période (phases 0° , 23° , 50° , 90° , 140° et 180°)

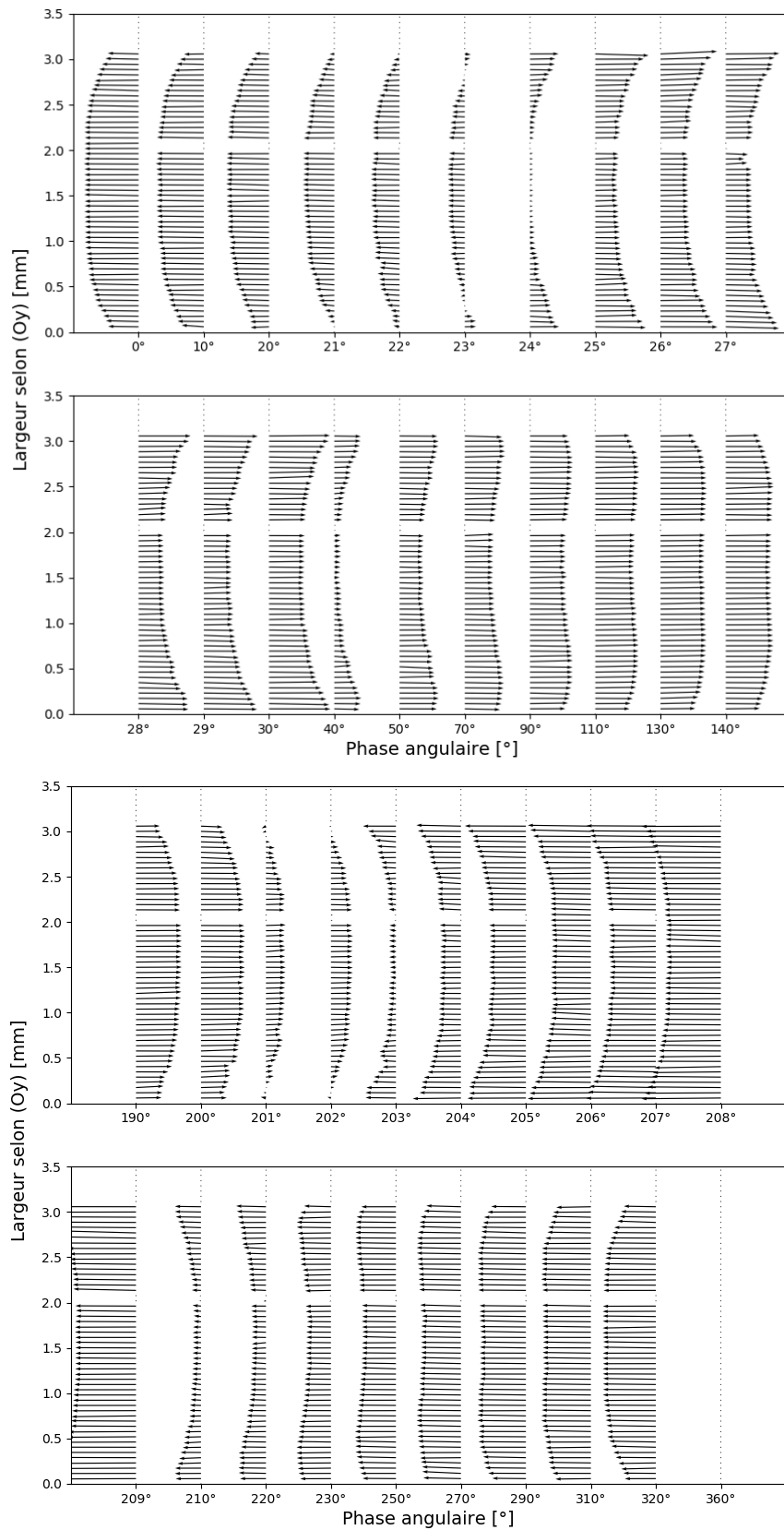


Figure 5.3-12 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,2 V (6,2 g/s) et fréquence 1,7 Hz : Évolution du profil de vitesse à $x = 35\text{mm}$ en fonction de la phase

Le Tableau 5.3-2 consigne l'ensemble des résultats obtenus tels que la vitesse débitante, le nombre de Reynolds, le nombre de Reynolds maximal (mesuré dans l'écoulement oscillant Re_{max}), la vitesse à la fin de la demi-période $u_{T/2}$, et le nombre de Womersley Wo pour chaque écoulement étudié qui diffèrent les uns des autres de par la variation du débit et de la fréquence de permutation du sens de circulation.

Tension de pilotage U [V]	u_{th} [m.s⁻¹]	Re	f [Hz]	$u_{max}(x=a/2)$ [m/s⁻¹]	Re_{max}	$u_{T/2}$ [m/s⁻¹]	Wo
Canal N°1 section carrée de 10×10 mm²							
0,5	0,028	276	1	0,049	493	0,045	25,07
				-0,049	486	-0,049	
			2	0,032	319	0,031	35,45
				-0,039	394	-0,030	
1	0,051	506	1	0,079	791	0,079	25,07
				-0,075	750	-0,075	
			2	0,103	1027	0,073	35,45
				-0,107	1067	-0,076	
2	0,106	1060	1	0,226	2256	0,146	25,07
				-0,192	1918	-0,155	
			2	0,239	2394	0,239	35,45
				-0,201	2012	-0,196	
Canal N°2 section rectangulaire de 3×21 mm²							
0,5	0,044	132	1	0,061	184	0,056	7,52
				-0,068	205	-0,059	
			1,2	0,097	291	0,058	8,24
				-0,070	210	-0,062	
			1,5	0,095	285	0,057	9,21
				-0,065	194	-0,065	
			1,7	0,082	247	0,055	17,16
				-0,063	190	-0,062	
0,7	0,059	177	1	0,081	243	0,069	7,52
				-0,081	262	-0,069	
			1,2	0,087	261	0,076	8,24
				-0,088	265	-0,080	
1	0,080	240	1	0,106	316	0,097	7,52
				-0,115	344	-0,095	
			1,5	0,153	459	0,108	9,21
				-0,142	425	-0,114	
1,2	0,101	303	1	0,165	494	0,115	7,52
				-0,145	434	-0,116	
			1,7	0,126	377	0,126	17,16
				-0,177	530	-0,134	

Tableau 5.3-2 Tableau de résultats pour les écoulements oscillants

On définit la vitesse moyenne d'un profil de vitesse mesurée u_m de manière suivante :

$$\bar{u}_m(x) = \frac{1}{L} \int_0^{y=L} u_m(x, y) dy \quad (5-11)$$

La vitesse maximale est donc :

$$u_{max} \left(x = \frac{a}{2} \right) = \max \left(\bar{u}_m \left(x = \frac{a}{2}, t \right) \right) \quad (5-12)$$

On remarque que l'équation (5-11) est la vitesse moyenne selon une seule dimension. Par rapport à la vitesse débitante, cette \bar{u}_m est une surestimation à cause du manque de la deuxième dimension.

Le nombre de Womersley est défini par la formule suivant :

$$Wo = L_c \sqrt{\frac{\omega}{\nu}} \quad (5-13)$$

Et la vitesse en fin de demi période est la vitesse moyenne du profil de vitesse à 180° et 360°.

$$u_{\frac{T}{2}} = \bar{u}_m \left(x = \frac{a}{2}, \frac{T}{2} \right) \text{ et } \bar{u}_m \left(x = \frac{a}{2}, T \right) \quad (5-14)$$

5.3.3 ANALYSES DES RESULTATS

5.3.3.1 Caractérisation des écoulements oscillants étudiés

En appliquant le critère de GLIMPS de Gedeon mentionné au deuxième chapitre, on constate que la totalité des écoulements oscillants étudiés restent dans le domaine du régime laminaire. (Cf. Figure 5.3-13)

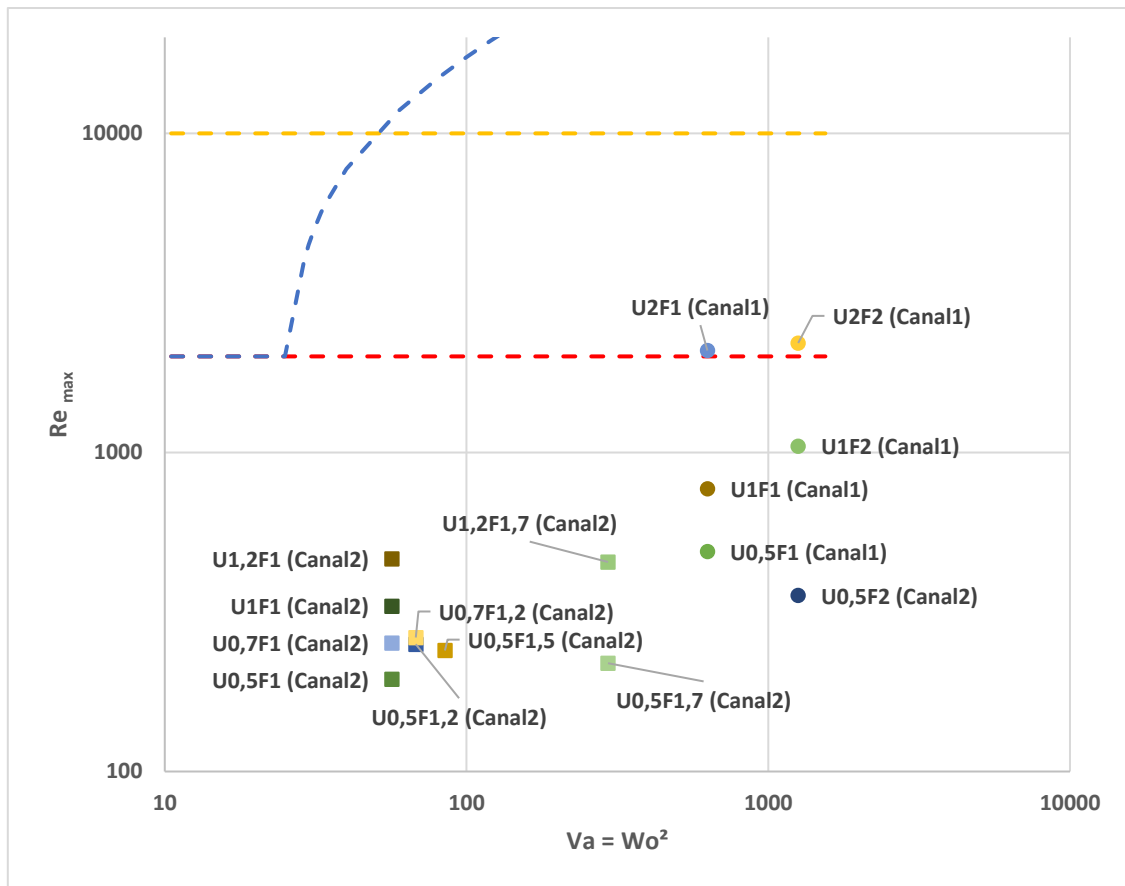


Figure 5.3-13 Caractérisation des écoulements oscillants étudiés dans ces travaux (trait rouge : Limite des écoulements permanents entièrement laminaires, trait orange : Limite des écoulements permanents entièrement turbulents et trait bleu : Limite des écoulements oscillants entièrement laminaires)

5.3.3.2 Nombre de Womersley et effet annulaire

D'après les études bibliographiques du second chapitre, le nombre de Womersley est incontournable lors de la caractérisation des écoulements oscillants. Ce nombre Wo représente le ratio entre la force d'inertie et la force visqueuse au sein d'un écoulement oscillant.

Notre étude expérimentale menée pour différents débits et différentes fréquences d'oscillation (Tableau 5.3-2) fait apparaître des biais dans le comportement d'écoulements de même nombre de Womersley Wo :

- Le nombre de Womersley Wo (variant uniquement en fonction de la fréquence d'oscillation) qui se répète plusieurs fois pour différentes vitesses débitantes étudiées ne se traduit pas par des évolutions identiques en fonction de la phase comme le montre la courbe U2F1 de la Figure 5.3-14.
- Par rapport au modèle analytique de Gedeon (Figure 5.3-15), nos données expérimentales ne montrent pas des comportements similaires dans les mêmes conditions de largeur du canal et de la fréquence.

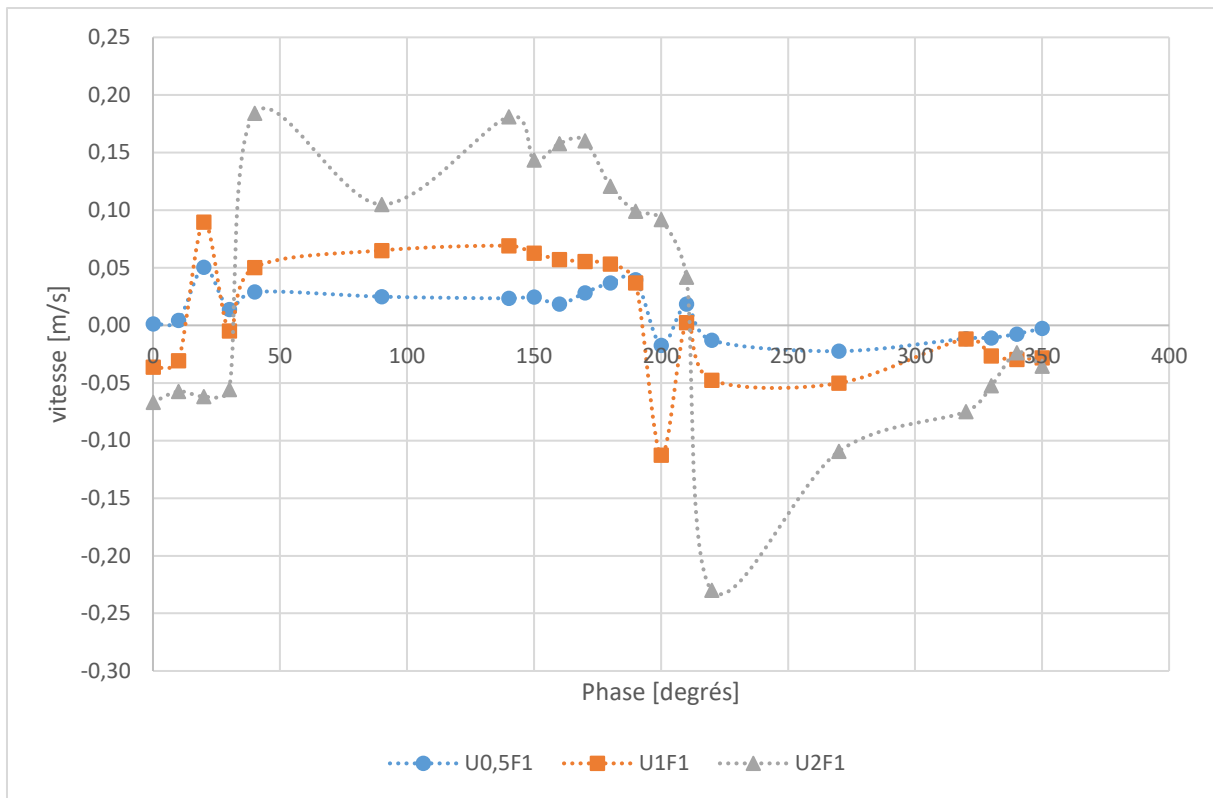


Figure 5.3-14 Résultats expérimentaux du canal N°1 pour la fréquence 1Hz : Evolution de la vitesse à $x = a/2$, $y=0+$, $z = c/2$ en fonction de la phase.

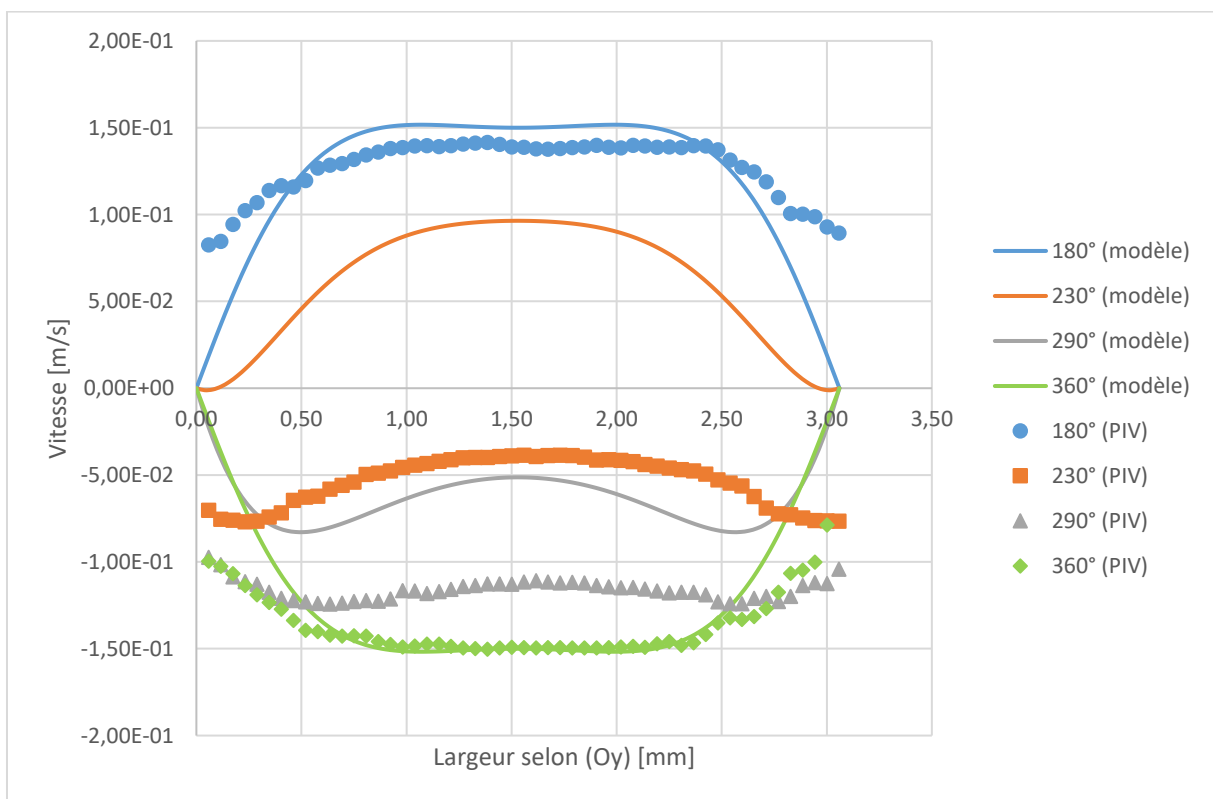


Figure 5.3-15 Comparaison des profils de vitesse entre le modèle de Gedeon et les résultats expérimentaux de PIV pour $U 1,2 V$ ($6,2 g/s$) et une fréquence de $1,7 Hz$ (Canal N°2).

Lors du développement du modèle analytique qui décrit les écoulements oscillants, deux hypothèses fortes sont souvent imposées au départ : l'une suppose un écoulement établi (qui se traduit par un gradient longitudinal de la vitesse du/dx négligeable) permettant la transformation des équations de Navier-Stokes en équations de diffusion et l'autre impose une variation sinusoïdale de la pression qui joue un rôle du terme de source dans ces équations de diffusion. Étant le seul nombre adimensionnel apparu dans le modèle, Wo est censé caractériser ce type d'écoulements oscillants.

Dans nos études expérimentales, nous avons observé que l'écoulement n'est jamais établi pour le canal N°1 car sa longueur est insuffisante. De plus l'oscillation imposée par les électrovannes (système industriel couramment utilisé) est certes périodique mais n'est absolument pas sinusoïdale. L'ouverture et la fermeture de ces organes de pilotage du sens de l'écoulement se rapprochent d'un signal carré périodique. Ceci explique en grande partie les écarts mis en évidence sur la Figure 5.3-15 même si les niveaux relatifs restent cohérents. Une analyse par décomposition en série de Fourier a été tentée pour améliorer l'analyse de ces résultats mais les conclusions restent inchangées. Il apparaît qu'une instrumentation complémentaire sur la pression interne en entrée/ sortie pour compléter cette étude.

5.3.3.3 Évolution des vitesses locales $u(x, y, c/2, t)$

L'étude d'un écoulement oscillant avec la PIV nécessite de connaître précisément l'instant t_0 qui correspond au déclenchement de la commutation des électrovannes (tous les 180°) et l'instant t où la paire d'images est acquise par la caméra à intercorrélation. Nous avons observé que l'apparition de l'effet annulaire apparaît à t_0+t_1 avec t_1 quasi-constant quelle que soit la fréquence. De ce fait nous en déduisons qu'il peut y avoir des similitudes entre les différentes configurations étudiées de l'écoulement.

Afin de rechercher ces similitudes, des comparaisons sont effectuées pour ces écoulements oscillants à différents débits $U_{0,5}$ et U_1 réalisés dans le canal N°2 sur la première demi-période. Aux positions spatiales correspondantes (4 largeurs différentes), les vitesses de l'écoulement permanent $U_{0,5+}$ et U_{1+} sont également présentées sur les courbes et sont prises comme références. On notera que les évolutions sont représentées sur un même graphique en fonction du temps.

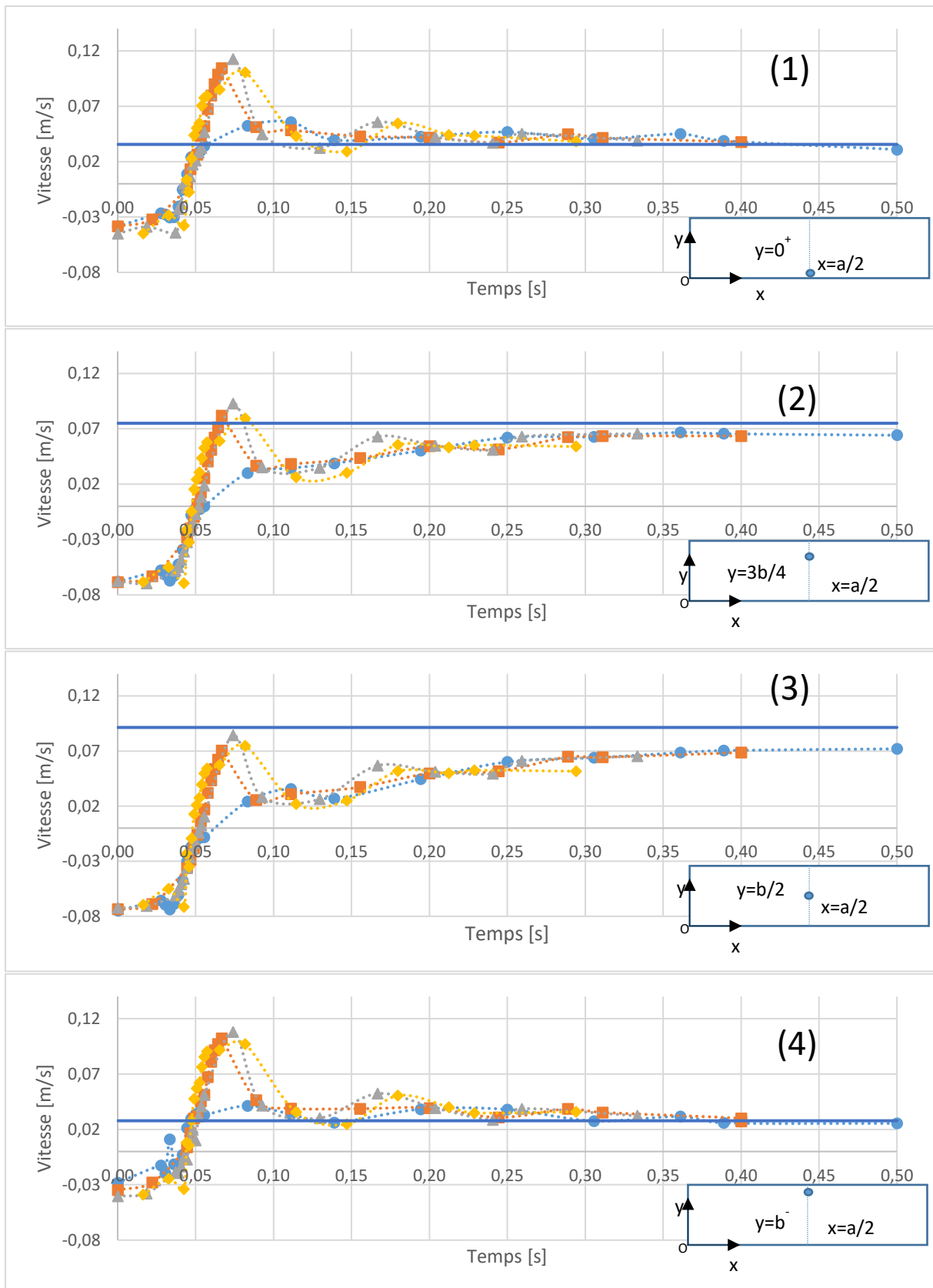


Figure 5.3-16 Évolution des vitesses en fonction du temps pendant la demi période pour les configurations de $U_{0,5}$ du canal N². • : $U_{0,5F1}$; ◻ : $U_{0,5F1,2}$; Δ : $U_{0,5F1,5}$; ◊ : $U_{0,5F1,7}$. ; Trait bleu : Vitesse de l'écoulement permanent. (1) : Couche limite avant ; (2) : 3/4 de la largeur du canal ; (3) : Au centre du canal ; (4) : Couche limite arrière

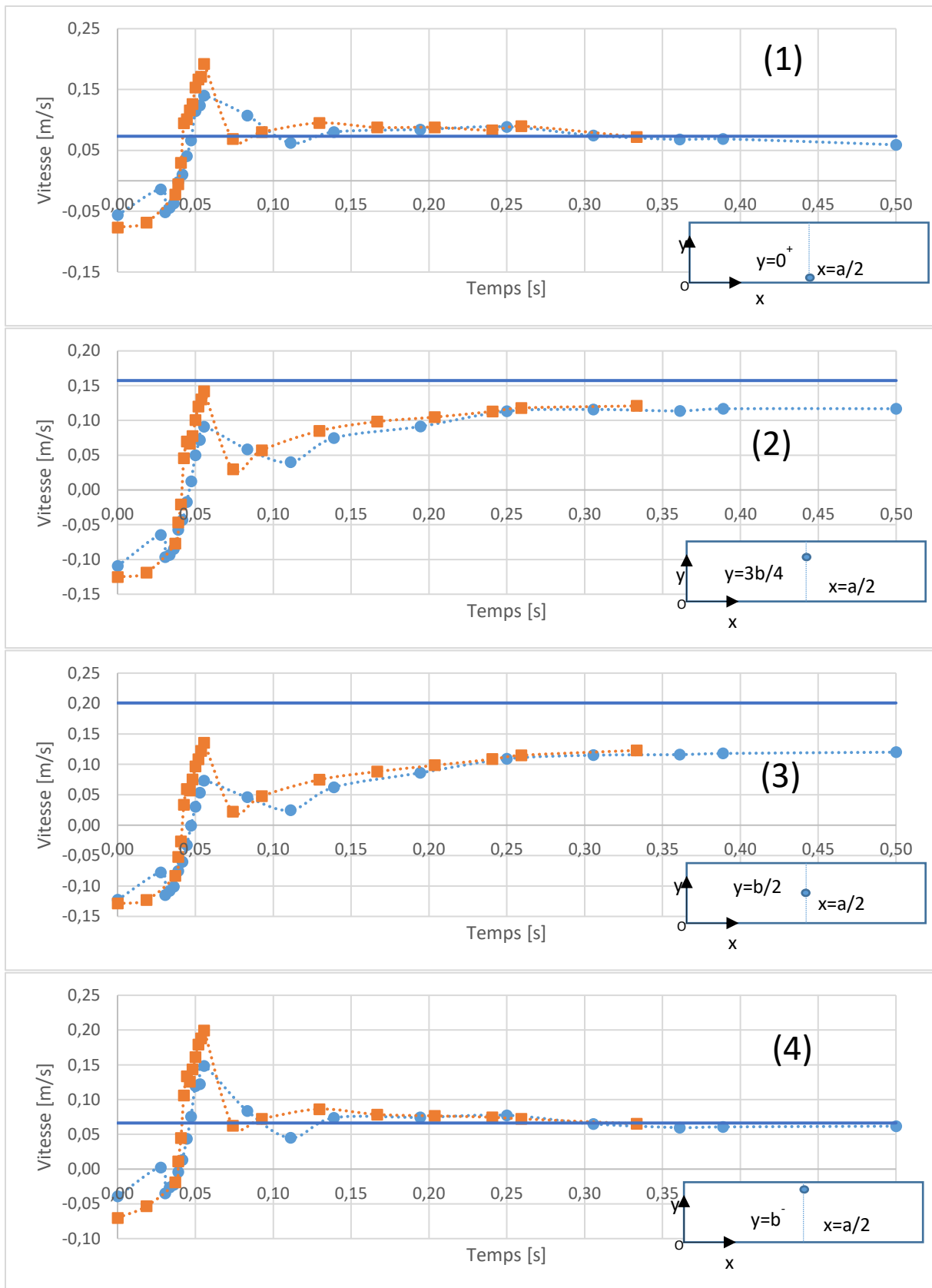


Figure 5.3-17 Évolution des vitesses en fonction du temps pendant la demi période pour les configurations de U1 du canal N°2. • : U1F1 ; □ : U1F1,5 ; Trait bleu : Vitesse de l'écoulement permanent. (1) : Couche limite avant ; (2) : 3/4 de la largeur du canal ; (3) : Au centre du canal ; (4) : Couche limite arrière

Les Figure 5.3-16 et Figure 5.3-17 montrent la superposition des courbes produites par différentes configurations d'écoulement. Toutes les valeurs mesurées et représentées sur la même échelle de temps s'apparentent à une réponse à un échelon d'un système de second ordre et s'approchent finalement des vitesses de l'écoulement permanent au bout d'une demi-période. Les valeurs de l'écoulement permanent sont même atteintes pour les mesures relevées dans les plans proches des couches limites tandis qu'une durée de 0,5 seconde est insuffisante dans le plan à mi-largeur.

Selon les descriptions et les analyses précédentes, on constate que le comportement du fluide dans un écoulement oscillant piloté par un signal rectangulaire périodique est très peu impacté par la fréquence d'oscillation.

Nous pouvons imaginer qu'en cas de très basse fréquence d'oscillation, l'écoulement généré a une tendance à évoluer dans le temps vers le niveau rencontré en régime permanent avant le prochain changement de sens. La nature de ce type d'écoulement serait la composition d'un régime stationnaire et d'un régime transitoire. Autrement-dit, l'écoulement à haute fréquence d'oscillation se construit sur une partie d'un écoulement à basse fréquence de même débit.

Le déficit de vitesse au niveau de l'écoulement oscillant par rapport à l'écoulement permanent est également illustré sur la Figure 5.3-18 ci-dessous qui présente des profils de vitesse pour deux débits différents à la fin d'une demi-période :

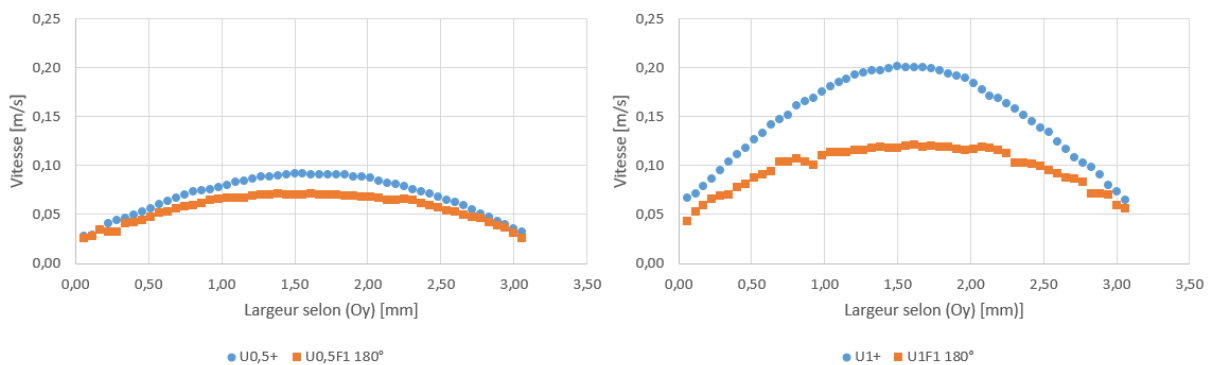


Figure 5.3-18 Comparaison de profils de vitesse entre l'écoulement permanent et l'écoulement oscillant du même débit au bout de 0,5s (Gauche : U 0,5V (2,6 g/s) , Droite : U 1V (5,2 g/s) ; • : Écoulement permanent ; □ : Écoulement oscillant)

Afin d'estimer l'évolution des vitesses locales au cours du temps à partir du changement de sens, on retient la solution d'une fonction différentielle d'ordre 2 utilisée dans le cadre des oscillateurs. La vitesse en fonction du temps $u(t)$ s'écrit :

$$u(t) = A + B \left(1 - \frac{\exp(-\xi \omega_n (t - C))}{\sqrt{1 - \xi^2}} \sin \left(\sqrt{1 - \xi^2} \omega_n (t - C) + \arccos(\xi) \right) \right) \quad (5-15)$$

Les paramètres A , B , C , ω_n et ξ sont des paramètres à déterminer par régression où ω_n est la pulsation naturelle non amortie du système et ξ est le facteur d'amortissement.

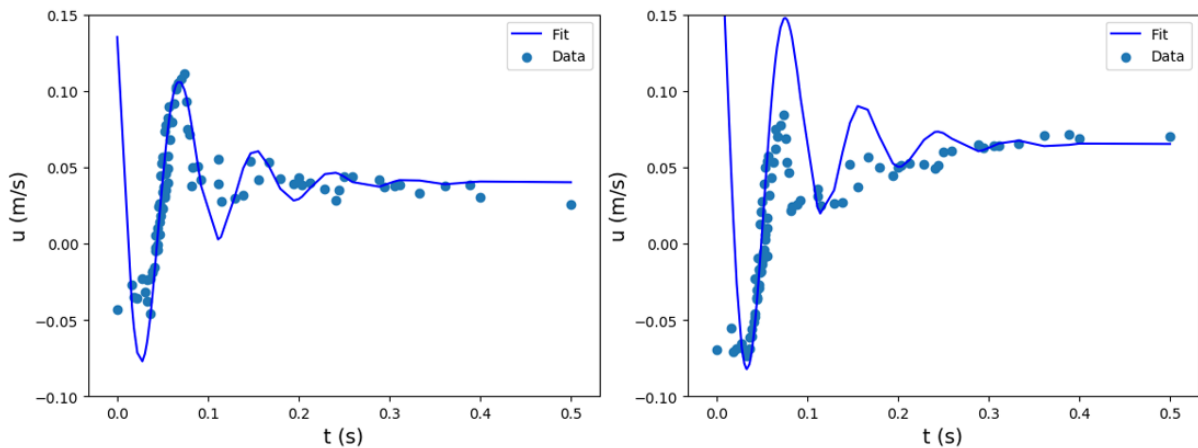


Figure 5.3-19 Courbes ajustées à partir des données expérimentales pour toutes les configurations de U0,5.
Gauche : Vitesse locale dans la couche limite ; Droite : Vitesse locale au centre du courant

Selon les analyses habituelles, le temps du dépassement du signal, et l'amplitude du premier pic permettent de déduire la réponse oscillatoire amortie où la pulsation est ω_p . Le dépassement D lui-même est uniquement lié au coefficient d'amortissement ξ . Une fois ces deux caractéristiques fixées, il reste à ajuster A , B et C pour vérifier la dilatation et les déplacements verticaux et horizontaux de la fonction.

$$temps_{pic} = \frac{\pi}{\omega_p} \text{ et } \omega_p = \omega_n \sqrt{1 - \xi^2} \quad (5-16)$$

$$D = \frac{u_{max} - u_{\infty}}{u_{\infty}} = \exp\left(-\frac{\pi\xi}{\sqrt{1 - \xi^2}}\right) \quad (5-17)$$

Les paramètres déterminés par régression permettent de construire un modèle analytique qui couvre la majorité des données expérimentales. La Figure 5.3-19 illustre le processus proposé et en montre les limites. Le principal intérêt de cette approche, même approximative est de fournir un modèle basique pour décrire la vitesse d'écoulement dans une configuration proche de nombreux dispositifs expérimentaux qui utilisent des électrovannes.

5.4 CONCLUSION DU CHAPITRE ET PERSPECTIVES

L'utilisation de l'écoulement oscillant dans un régénérateur magnétocalorique à plaque permet de réaliser l'échange thermique entre le matériau magnétocalorique et le fluide dans un cycle AMR. L'effet annulaire de Richardson, un phénomène particulier qui apparaît dans la couche limite d'un écoulement oscillant pourrait potentiellement favoriser le transfert thermique au sein du régénérateur ainsi qu'augmenter sa performance. Le projet VÉO, ayant pour objectif de réaliser une étude fluide expérimentale sur l'écoulement oscillant, a été lancé dans le cadre de cette thèse.

La première partie du chapitre a présenté les dispositifs que nous avons utilisé pour construire un banc d'essai. Le circuit hydraulique est piloté par une pompe volumétrique qui impose le débit et par deux paires d'électrovannes qui changent la direction d'écoulement. Ce type de circuits hydraulique est largement utilisé sur les systèmes magnétocaloriques. La

vélocimétrie Laser Doppler (LDV) et la vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) ont été employées pour mesurer le profil de vitesse dans le fluide traversant le canal de section rectangulaire. Deux canaux transparents de différentes dimensions ont été mis en place.

Les expériences ont été réalisées dans un premier temps sur l'écoulement permanent pour observer le développement d'écoulement. Plusieurs débits ont été imposés et les profils de vitesse ont été mesurés dans les deux sens d'écoulements. Les résultats montrent que les écoulements sont très perturbés dans le canal N°1 mais sont réguliers dans le canal N°2.

La deuxième étape du projet concerne la visualisation d'écoulements oscillants. Basées sur les débits précédemment étudiés, plusieurs fréquences sont imposées pour construire différentes configurations d'écoulement dans les deux canaux. Au niveau de l'effet annulaire, ce phénomène est observé dans toutes les configurations et se manifeste par des inversions du sens de la vitesse le long des profils de l'écoulement. Cependant certaines limites ont été observées entre les modèles analytiques et les résultats expérimentaux. Néanmoins, des similitudes entre les écoulements oscillants de même débit mais de différentes fréquences sont observées. Par comparaison, nous constatons que la dynamique des fluides est directement liée au débit, mais peu liée à la fréquence d'oscillation dans la gamme explorée.

Enfin, des points sont à améliorer suivant différents aspects :

- Au niveau de la modélisation d'écoulements en pratique, un modèle qui prend en compte plus de phénomènes physiques tels que la force de pression, le coup de bélier et le changement de section est toujours envisageable.
- Au niveau du circuit hydraulique, nous souhaiterions pouvoir faire varier à la fois la section du canal et la fréquence d'oscillation pour pouvoir visualiser le champ de vitesse dans davantage de configurations, notamment celles traversant des limites de transition.
- Il serait également intéressant d'élargir nos domaines d'étude sur des écoulements oscillants générés par d'autres mécanismes comme un piston, un vérin pneumatique etc. Les particularités fluidiques de ces systèmes ne sont pas très bien connues alors qu'elles ont un intérêt pratique avéré.
- L'impact du champ de vitesse du fluide sur le transfert thermique fluide-solide dans des écoulements oscillants est également un paramètre clé, d'ailleurs à l'origine de la motivation de ce travail.

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

CONCLUSION GENERALE

La thèse CIFRE, intitulée « Contribution au développement d'une pompe à chaleur innovante basée sur l'effet magnétocalorique. Étude thermique et fluide de l'échangeur – régénérateur », s'est déroulée dans le cadre de la collaboration entre la société NexT°PAC et l'institut Femto-ST. L'objectif de cette thèse est d'étudier des phénomènes physiques dans les canaux de régénérateurs magnétocaloriques. Plus concrètement, ces travaux de thèse consistent en deux projets : le projet CARMA, qui a pour objectif de mesurer les caractéristiques thermiques de matériaux magnétocaloriques sans / sous champ magnétique, et le projet VÉO, qui a pour objectif de visualiser les écoulements oscillants.

Après un état de l'art dans le domaine de la métrologie thermique, la modélisation de la diffusion thermique dans un échantillon à tester a été présentée. Dans le cadre du projet CARMA, ce travail avait pour objectif de valider numériquement la faisabilité de la méthode de caractérisation. Le modèle 1D a simulé la diffusion de la chaleur dans un barreau fin qui est soumis à une excitation thermique périodique. Ce modèle était exploitable sans demander trop de puissance de calcul. Cependant il n'a pas simulé la réalité. En effet, le mode d'excitation réel était ponctuel au lieu d'être uniforme, ce qui entraînait une diffusion de chaleur radiale non négligeable. Ensuite, la convection thermique qui impactait la précision de la méthode n'a pas pu être correctement estimée faute de connaître la surface d'échange. Enfin, la simulation du rayonnement thermique nécessite également l'aire de la surface émettrice. Pour répondre à ces exigences, le modèle 2D axisymétrique a été développé. À l'aide de ce nouveau modèle, nous avons pu mieux comprendre le comportement thermique d'échantillons au cours des mesures ainsi que fournir une référence de données pour la conception du banc expérimental. Ainsi, ces travaux de modélisation ont permis de développer un modèle 1D validant simplement la théorie de la méthode de caractérisation et un modèle 2D axisymétrique prédisant la faisabilité de la méthode en prenant en compte les impacts de tous les aspects durant la mesure.

À l'issue de la modélisation numérique, le deuxième travail du projet CARMA a consisté à développer un banc expérimental permettant de caractériser les matériaux magnétocaloriques sans / sous champ magnétique. L'idée principale est de réaliser des mesures non destructives simultanées de la diffusivité et de l'effusivité afin de déterminer la conductivité thermique et la capacité calorifique. Malgré la contrainte technique, nous avons mesuré prioritairement la diffusivité thermique. Avant de passer à l'étape d'expérience, nous avons défini les règles à appliquer pour garantir la qualité de la mesure. Le processus expérimental a été divisé en trois étapes : la validation expérimentale, les campagnes de mesure sans champ magnétique et les campagnes de mesure sous champ magnétique. La validation expérimentale a été faite sur des échantillons de deux matériaux courants : Acier et Inox 304. Les diffusivités mesurées ont présenté des erreurs inférieures à 5% par rapport aux valeurs de référence, ce qui est acceptable en métrologie thermique. Une fois la méthode validée, les campagnes de mesure ont été réalisées sur les échantillons de deux matériaux magnétocaloriques, le gadolinium et le $\text{La(Fe, Si)}_{13}\text{H}_y$ composite, dans la plage de 13°C à 30°C

sans champ magnétique appliqué. Par comparaison avec différentes références, la fiabilité des données mesurées a été confirmée. Enfin les campagnes de mesure sous champ magnétique de 0,5 T ont été réalisées sur les mêmes échantillons. Au niveau des données expérimentales, le comportement des échantillons du Gd sous champ magnétique est assez différent de celui sans champ magnétique. Mais cette différence pouvait être vérifiée par le modèle semi-analytique. Par ajustement de courbe, la différence entre la courbe expérimentale et le modèle n'est que d'environ 2 %.

L'étude expérimentale sur la visualisation d'écoulements oscillants (projet VÉO) constitue le troisième travail de ce sujet. L'ensemble des expériences s'est appuyé sur un banc expérimental basé sur des électrovannes semblables à celles mises en œuvre dans de nombreux systèmes magnéto-caloriques. En contrôlant l'ouverture et la fermeture des électrovannes, l'écoulement oscillant a été généré dans deux canaux de sections carrée et rectangulaire, où les techniques de Vélocimétrie Laser Doppler (LDV) et Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV) ont été utilisées pour la mesure du profil de vitesse d'écoulement. Les résultats expérimentaux ont clairement montré l'apparition de l'effet annulaire dès la première configuration. Les comportements fluidiques répétés ont été observés lors de la commutation d'écoulement à la fois au centre du courant et dans la couche limite pour différentes fréquences et au même débit.

En conclusion, les travaux réalisés durant cette thèse sont très enrichissants dans divers aspects : l'étude théorique, la modélisation numérique, le développement des bancs expérimentaux, l'instrumentation, etc. De nombreux résultats originaux ont également été produits à la fois dans les axes académique et industriel. Dans l'axe académique, la diffusivité thermique du gadolinium a été mesurée pour la première fois sous un champ magnétique de 0,5 T, et idem pour les profils de vitesse d'écoulements oscillants générés par les électrovannes. Dans l'axe industriel, une conception expérimentale caractérisant les matériaux magnéto-caloriques a été développée et réalisée, qui pourrait être réorientée vers le prototypage d'un appareil scientifique dans le futur.

PERSPECTIVES

En profitant de l'occasion de travailler à l'intersection du matériau magnétocalorique, de la métrologie thermique et de la régénération magnétocalorique, il semble intéressant de poursuivre des études dans plusieurs axes. À part les perspectives mentionnées à la fin des quatrièmes et cinquièmes chapitres spécifiquement pour les projets CARMA et VÉO, nous pouvons encore, basé sur ces travaux de thèse, définir les perspectives d'un point de vue plus général.

Au niveau des études des matériaux magnétocaloriques, il serait souhaitable d'effectuer une caractérisation complète d'un matériau magnétocalorique incluant la mesure cristallographique, la mesure de l'effet magnétocalorique, la mesure de la magnétisation et la mesure des propriétés thermiques. Cela serait d'un grand intérêt de réunir les propriétés sur un seul échantillon pour approfondir nos connaissances sur les comportements de matériaux et leur nature physique en s'affranchissant de toutes les sources de variabilité inhérentes à la multiplication des analyses sur différents échantillons et par différents opérateurs.

Au niveau de la caractérisation du matériau magnétocalorique sous champ magnétique, il serait urgent d'établir un protocole d'évaluation des caractéristiques. Ce protocole permettra des comparaisons en fonction de l'état physique du matériau tels que la température et le champ magnétique interne qui ne dépend ni de la géométrie du matériau ni de la source d'excitation. De plus, ce protocole permettra également de centrer les propriétés mesurées sur un paramètre commun, le point de transition T_c , par exemple, pour le matériau magnétocalorique. Ainsi, nous pourrions éviter les particularités de chaque échantillon puis faciliter les comparaison inter-référentiels.

La dernière perspective dans le cadre académique concerne la réponse d'un système soumis à une excitation périodique. La forme des nombres adimensionnels caractérisant le système, dont le nombre de Womersley et le rapport entre la longueur caractéristique et la pénétration thermique, sont très similaires. Cependant, la réponse du système est très liée au mode d'excitation. La combinaison du laser continu et du chopper peut être considérée comme une excitation indicielle répétitive mais la source photothermique modulée et le piston peuvent être considérés comme une excitation sinusoïdale. Ces deux situations partagent la même fréquence fondamentale. Elles ne sont toutefois pas équivalentes pour décrire les nombres adimensionnels. Et même une analyse modale ne permet de surpasser les écarts que dans une faible proportion. Il est clair que des effets non linéaires surviennent. Leur étude pourrait compléter la théorie du système périodique et faire évoluer la compréhension des systèmes cycliques.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] R. Poensgen, "Ein technisches Verfahren zur Ermittlung der Wärmeleitfähigkeit plattenförmiger Stoffe," in *Mitteilungen über Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens*, vol. 130, Berlin, 1912.
- [2] S. P. B. Stalhane and S. Pyk, "New method for determining the coefficients of thermal conductivity," *Tek. Tidskr.*, vol. 61, pp. 389–393, 1931.
- [3] S. E. Gustafsson, "Transient plane source techniques for thermal conductivity and thermal diffusivity measurements of solid materials," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 62, no. 3, pp. 797–804, 1991.
- [4] W. Nernst, "The energy content of solids," *Annalen der Physik*, vol. 36, pp. 395–439, 1911.
- [5] P. F. Sullivan and G. Seidel, "Steady-state, Ac-temperature calorimetry," *Phys. Rev.*, vol. 173, no. 3, pp. 679–685, 1968.
- [6] J. D. Baloga and C. W. Garland, "Ac Calorimetry At High Pressure," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 48, no. 2, pp. 105–110, 1977.
- [7] E. S. Watson, M. J. O'Neill, J. Justin, and N. Brenner, "A Differential Scanning Calorimeter for Quantitative Differential Thermal Analysis," *Anal. Chem.*, vol. 36, no. 7, pp. 1233–1238, 1964.
- [8] D. A. Ditmars, S. Ishihara, S. S. Chang, G. Bernstein, and E. D. West, "Enthalpy and Heat-Capacity Standard Reference Material: Synthetic Sapphire (α -Al₂O₃) from 10 to 2250 K," *J. Res. Natl. Bur. Stand. (United States)*, vol. 87, no. 2, pp. 159–163, 1982.
- [9] W. J. Parker, R. J. Jenkins, C. P. Butler, and G. L. Abbott, "Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity, and thermal conductivity," *J. Appl. Phys.*, vol. 32, no. 9, pp. 1679–1684, 1961.
- [10] A. Degiovanni, "Diffusivité et méthode Flash," *Rev Gén Therm.*, no. 185, pp. 420–441, 1977.
- [11] A. Degiovanni, "Conductivité et diffusivité thermique des solides," *Tech. l'ingénieur*, vol. 33, no. 0, 1994.
- [12] A. Degiovanni, "Mesure de la diffusivité longitudinale de matériaux anisotropes," *Rev Gén Therm*, vol. 35, pp. 141–147, 1996.
- [13] J. C. Batsale, C. Gobbé, and M. Quintard, "Local Non-Equilibrium Heat Transfer in Porous Media," *Heat, Mass Momentum Transf.*, 1996.
- [14] C. Gobbé, J. Gounot, and M. Bazin, "Mise en oeuvre de la méthode flash pour la mesure de diffusivité thermique sur des matériaux liquides ou fondus en fonction de la température. Application aux polymères," *Rev. Phys. Appl.*, vol. 24, no. 12, pp. 1119–1128, 1989.
- [15] F. Cernuschi, A. Russo, L. Lorenzoni, and A. Figari, "In-plane thermal diffusivity evaluation by infrared thermography," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 72, no. 10, pp. 3988–

3995, 2001.

- [16] M. A. J. Angström, "New Method of determining the Thermal Conductibility of Bodies," *London, Edinburgh, Dublin Philos. Mag. J. Sci.*, vol. 25, no. 166, 1863.
- [17] L. Perez and L. Autrique, "Robust determination of thermal diffusivity values from periodic heating data," *Inverse Probl.*, vol. 25, no. 4, 2009.
- [18] A. Rosencwaig and A. Gersho, "Theory of the photoacoustic effect with solids," *J. Appl. Phys.*, vol. 47, no. 1, pp. 64–69, 1976.
- [19] M. J. Adams and G. F. Kirkbright, "Thermal diffusivity and thickness measurements for solid samples utilising the optoacoustic effect," *Analyst*, vol. 102, no. 1218, pp. 678–682, 1977.
- [20] M. J. Adams and F. Kirkbright, "Analytical Optoacoustic Spectrometry," *Analyst*, vol. 102, pp. 281–292, 1977.
- [21] O. Pessoa, C. L. Cesar, N. A. Patel, H. Vargas, C. C. Ghizoni, and L. C. M. Miranda, "Two-beam photoacoustic phase measurement of the thermal diffusivity of solids," *J. Appl. Phys.*, vol. 59, no. 4, pp. 1316–1318, 1986.
- [22] I. Hatta, Y. Sasuga, R. Kato, and A. Maesono, "Thermal diffusivity measurement of thin films by means of an ac calorimetric method," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 56, no. 8, pp. 1643–1647, 1985.
- [23] I. Hatta, R. Kato, and A. Maesono, "Development of ac calorimetric method for thermal diffusivity measurement. I. Contribution of Thermocouple Attachment in a Thin Sample," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 25, no. 6, pp. 493–495, 1986.
- [24] I. Hatta, R. Kato, and A. Maesono, "Development of ac calorimetric method for thermal diffusivity measurement. II. Sample dimension required for the measurement," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 26, no. 3 R, pp. 475–478, 1987.
- [25] I. Hatta, H. Yao, R. Kato, and A. Maesono, "Development of ac calorimetric method for thermal diffusivity measurement III. Heat loss in the measurement of fine wires," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 29, no. 12R, pp. 2851–2853, 1990.
- [26] Y. Gu and I. Hatta, "Development of ac calorimetric method for thermal diffusivity measurement iv: Films with low thermal diffusivity and very thin films," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 30, no. 6 R, pp. 1295–1298, 1991.
- [27] Y. Gu and I. Hatta, "Effect of sample edge in ac calorimetric method for measuring thermal diffusivity of thin films with high thermal diffusivity," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 30, no. 5 R, pp. 1137–1138, 1991.
- [28] I. Hatta, R. Kato, and A. Maesono, "Development of ac calorimetric method for thermal diffusivity measurement v. Modulated laser beam irradiation," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 32, no. 8 R, pp. 3656–3658, 1993.
- [29] A. C. Boccara, D. Fournier, and J. Badoz, "Thermo-optical spectroscopy: Detection by the 'mirage effect,'" *Appl. Phys. Lett.*, vol. 36, no. 2, pp. 130–132, 1980.
- [30] A. Salazar, A. Sánchez-Lavega, and J. Fernández, "Theory of thermal diffusivity

- determination by the ‘mirage’ technique in solids,” *J. Appl. Phys.*, vol. 65, no. 11, pp. 4150–4156, 1989.
- [31] P. K. Kuo *et al.*, “Mirage-effect measurement of thermal diffusivity. Part I : experiment,” *Rev. Can. Phys.*, vol. 64, no. 9, pp. 1165–1167, 1986.
- [32] A. Salazar and A. Sánchez-Lavega, “Thermal diffusivity measurements using linear relations from photothermal wave experiments,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 65, no. 9, pp. 2896–2900, 1994.
- [33] A. Salazar *et al.*, “Thermal diffusivity of anisotropic materials by photothermal methods,” *J. Appl. Phys.*, vol. 79, no. 8, pp. 3984–3993, 1996.
- [34] A. Salazar, A. Sánchez-Lavega, and J. M. Terrón, “Effective thermal diffusivity of layered materials measured by modulated photothermal techniques,” *J. Appl. Phys.*, vol. 84, no. 6, pp. 3031–3041, 1998.
- [35] A. Rosencwaig, J. Opsal, W. L. Smith, and D. L. Willenborg, “Detection of thermal waves through optical reflectance,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 46, no. 11, pp. 1013–1015, 1985.
- [36] P.-E. Nordal and S. O. Kanstad, “Spectral variation of infrared absorption coefficient Photothermal Radiometry,” *Phys. Scr.*, vol. 20, pp. 659–662, 1979.
- [37] L. Qian and P. Li, “Photothermal radiometry measurement of thermal diffusivity,” *Appl. Opt.*, vol. 29, no. 28, p. 4241, 1990.
- [38] L. Fabbri and P. Fenici, “Three-dimensional photothermal radiometry for the determination of the thermal diffusivity of solids,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 66, no. 6, pp. 3593–3600, 1995.
- [39] C. Wang, A. Mandelis, and Y. Liu, “Photothermal radiometry with solid cylindrical samples,” *J. Appl. Phys.*, vol. 96, no. 7, pp. 3756–3762, 2004.
- [40] S. André, B. Rémy, D. Maillet, A. Degiovanni, and J. J. Serra, “Modulated photothermal radiometry applied to semitransparent samples: Models and experiments,” *J. Appl. Phys.*, vol. 96, no. 5, pp. 2566–2575, 2004.
- [41] L. Autrique, L. Perez, and J. J. Serra, “Finite element modelling for micro-scale thermal investigations using photo-thermal microscopy data inversion,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 18, no. 1, pp. 1–11, 2007.
- [42] L. Perez and L. Autrique, “Feasibility study and optimal design of an experimental bench for identification of liquid thermal diffusivity,” *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 61, no. 10, pp. 2739–2748, 2012.
- [43] L. Autrique, L. Perez, and M. Gillet, “Analysis of intumescent system: Model and experimentation,” *2007 Eur. Control Conf. ECC 2007*, pp. 3600–3605, 2007.
- [44] N. Museux, C. Lormel, L. Perez, L. Autrique, and J. Serra, “De la faisabilité d’une méthode périodique en réflexion pour une identification paramétrique d’un multicouche biologique,” in *SFT Toulouse*, 2008.
- [45] X. Zhang, A. Degiovanni, X. Zhang, and A. D. Mesure, “Mesure de l’effusivité

- thermique de matériaux solides et homogènes par une méthode de ‘sonde ,’” *J.Phys.III Fr.*, pp. 1243–1265, 1993.
- [46] M. Depriester, P. Hus, S. Delenclos, and A. H. Sahraoui, “New methodology for thermal parameter measurements in solids using photothermal radiometry,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 76, no. 7, 2005.
- [47] N. W. Pech-May, Á. Cifuentes, A. Mendioroz, A. Oleaga, and A. Salazar, “Simultaneous measurement of thermal diffusivity and effusivity of solids using the flash technique in the front-face configuration,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 26, no. 8, 2015.
- [48] J.-C. Krapez, “Mesure de l’effusivité thermique - Méthodes photothermiques Mesure de l’effusivité thermique Méthodes photothermiques,” *Tech. l’Ingénieur*, vol. 33, no. 0, 2007.
- [49] M. Griffel, R. E. Skochdopole, and F. H. Spedding, “The heat capacity of gadolinium from 15 to 355°K,” *Phys. Rev.*, vol. 93, no. 4, pp. 657–661, 1954.
- [50] S. Y. Dan’kov, A. M. Tishin, V. K. Pecharsky, and K. A. Gschneidner, “Magnetic phase transitions and the magnetothermal properties of gadolinium,” *Phys. Rev. B*, vol. 57, no. 6, pp. 3478–3490, 1998.
- [51] R. Bjørk, C. R. H. Bahl, and M. Katter, “Magnetocaloric properties of LaFe_{13-x-y}CoxSi_y and commercial grade Gd,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 322, no. 24, pp. 3882–3888, 2010.
- [52] S. Lionte, “[PhD Thesis] Caractérisation, étude et modélisation du comportement thermomagnétique d’un dispositif de réfrigération magnétique à matériaux non linéaires et point de Curie proche de la température ambiante,” Université de Strasbourg.
- [53] P. Jacobsson and B. Sundqvist, “Thermal conductivity and electrical resistivity of gadolinium as function of pressure and temperature,” *Phys. Rev. B*, vol. 40, no. 14, pp. 9541–9551, 1989.
- [54] C. Glorieux, J. Thoen, G. Bednarz, M. A. White, and D. J. W. Geldart, “Photoacoustic investigation of the temperature and magnetic-field dependence of the specific-heat capacity and thermal conductivity near the Curie point of gadolinium,” *Phys. Rev. B*, vol. 52, no. 17, pp. 12770–12778, 1995.
- [55] C. Meis, A. . Froment, and D. Moulinier, “Determination of gadolinium thermal conductivity using experimentally measured values of thermal diffusivity,” *J. Phys. D Appl. Phys.*, vol. 26, pp. 560–562, 1993.
- [56] D. A. Samoshkin, A. S. Agazhanov, I. V. Savchenko, and S. V. Stankus, “Thermal diffusivity of gadolinium in the temperature range of 287–1277 K,” *High Temp.*, vol. 55, no. 2, pp. 221–225, 2017.
- [57] A. S. L. Edwin, “Heat Capacity of Gadolinium near the Curie Point,” *Phys. Rev. B*, vol. 1, no. 11, 1970.
- [58] D. S. Simons and M. B. Salamon, “Specific heat and resistivity of gadolinium near the Curie point in external magnetic fields,” *Phys. Rev. B*, vol. 10, no. 11, pp. 4680–4686,

1974.

- [59] P. C. Lanchester, J. A. Potton, and D. P. Baker, "The Critical Specific Heat of Gadolinium," *Phase Transitions*, vol. 6, no. 1, pp. 59–71, 1985.
- [60] G. Bednarz, D. J. W. Geldart, and M. A. White, "Heat capacity of gadolinium near the Curie temperature," *Phys. Rev. B*, vol. 47, no. 21, pp. 14247–14259, 1993.
- [61] S. Arajs and R. V. Colvin, "Thermal conductivity and Lorenz function of gadolinium between 5° and 310°K," *J. Appl. Phys.*, vol. 35, no. 3, pp. 1043–1044, 1964.
- [62] W. J. Nellis and S. Legvold, "Thermal conductivities and Lorenz functions of gadolinium, terbium, and holmium single crystals," *Phys. Rev.*, vol. 180, no. 2, pp. 581–590, 1969.
- [63] D. G. S. Chuah and R. Ratnalingam, "Thermal conductivities and Lorenz functions of the heavy rare-earth metals between 90 and 300 K," *J. Low Temp. Phys.*, vol. 14, no. 3–4, pp. 257–276, 1974.
- [64] J. B. Sousa, R. P. Pinto, M. M. Amado, M. F. Pinheiro, J. M. Moreira, and M. E. Braga, "Critical Behaviour of the Thermal Conductivity Near the Curie Point of Gadolinium.," *J. Phys. Paris*, vol. 41, no. 6, pp. 573–578, 1980.
- [65] E. Warburg, "Magnetische Untersuchungen," *Ann. Phys.*, vol. 247, no. 11, pp. 141–163, 1880.
- [66] P. Langevin, "Sur la théorie du magnétisme," *J. Phys.*, vol. 4, no. 1, pp. 678–693, 1905.
- [67] P. Weiss and A. Piccard, "Le phénomène magnétocalorique," *J. Phys. Theor. Appl*, vol. 7, no. 1, pp. 103–109, 1917.
- [68] N. Tesla, "Thermo magnetic motor," Patent 396,121, 1889.
- [69] P. Debye, "Einige Bemerkungen zur Magnetisierung bei tiefer Temperatur," *Ann. Phys.*, vol. 386, no. 25, pp. 1154–1160, 1926.
- [70] W. F. Giauque, "A thermodynamic treatment of certain magnetic effects," *J. Am. Chem. Soc.*, vol. 49, no. 8, pp. 1864–1870, 1927.
- [71] W. F. Giauque and D. P. MacDougall, "The Production of Temperatures below One Degree Absolute by Adiabatic Demagnetization of Gadolinium Sulfate," *J. Am. Chem. Soc.*, vol. 57, no. 7, pp. 1175–1185, 1935.
- [72] J. Darby, J. Hatton, B. V. Rollin, E. F. W. Seymour, and H. B. Silsbee, "Experiments on the production of very low temperatures by two-stage demagnetization," *Proc. Phys. Soc. Sect. A*, vol. 64, no. 10, pp. 861–867, 1951.
- [73] G. V. Brown, "Magnetic heat pumping near room temperature," *J. Appl. Phys.*, vol. 47, no. 8, pp. 3673–3680, 1976.
- [74] J. A. Barclay and W. A. Steyert, "Active Magnetic Regenerator," Patent 4,332,135, 1982.
- [75] L. D. Kirol and M. W. Dacus, "Rotary recuperative magnetic heat pump," *Adv. Cryog. Eng.*, vol. 33, pp. 757–765, 1988.

- [76] V. K. Pecharsky and K. A. Gschneidner, "Giant magnetocaloric effect in Gd₅(Si₂Ge₂)," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 78, no. 23, pp. 4494–4497, 1997.
- [77] C. Zimm, "Description and performance of a near-room temperature magnetic refrigerator," *Adv. Cryog. Eng.*, vol. 43, pp. 1759–1760, 1998.
- [78] C. B. Zimm, A. Sternberg, A. G. Jastrab, A. M. Boeder, L. M. Lawton, and J. J. Chell, "Rotating bed magnetic refrigeration apparatus," Patent 6,526,759 B2, 2003.
- [79] C. R. H. Bahl *et al.*, "Development and experimental results from a 1 kW prototype AMR," *Int. J. Refrig.*, vol. 37, no. 1, pp. 78–83, 2014.
- [80] S. Jacobs *et al.*, "The performance of a large-scale rotary magnetic refrigerator," *Int. J. Refrig.*, vol. 37, no. 1, pp. 84–91, 2014.
- [81] S. Lionte, M. Risser, and C. Muller, "A 15kW magnetocaloric proof-of-concept unit: Initial development and first experimental results," *Int. J. Refrig.*, vol. 122, pp. 256–265, 2021.
- [82] C. Aprea, A. Greco, and A. Maiorino, "A numerical analysis of an active magnetic regenerative cascade system," *Int. J. energy Res.*, vol. 35, pp. 177–188, 2007.
- [83] C. Carroll, O. Rogge, B. H. Reesink, A. Rowe, D. Arnold, and A. Tura, "Performance improvement of magnetocaloric cascades through optimized material arrangement," Patent 9,245,673 B2, 2016.
- [84] K. Navickaitė *et al.*, "Experimental and numerical comparison of multi-layered La(Fe,Si,Mn)₁₃Hy active magnetic regenerators," *Int. J. Refrig.*, vol. 86, pp. 322–330, 2018.
- [85] S. Lionte, A. Barcza, M. Risser, C. Muller, and M. Katter, "LaFeSi-based magnetocaloric material analysis: Cyclic endurance and thermal performance results," *Int. J. Refrig.*, vol. 124, pp. 43–51, 2021.
- [86] 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," *Proc. Phys. Soc.*, vol. 42, no. 1, pp. 1–15, 1929.
- [87] T. Sexl, "Über den von E. G. Richardson entdeckten 'Annulareffekt,'" *Zeitschrift für Phys.*, vol. 61, no. 5–6, pp. 349–362, 1930.
- [88] P. Lambossy, "Oscillations forcées d'un liquide incompressible et visqueux dans un tube rigide et horizontal : calcul de la force de frottement," *Helv. Phys. Acta*, vol. 25, no. 4, pp. 371–386, 1952.
- [89] D. A. McDonald, "The occurrence of turbulent flow in the rabbit aorta," *J. Physiol*, no. T 1824, pp. 340–347, 1952.
- [90] J. R. Womersley, "Method for the calculation of velocity, rate of flow and viscous drag in arteries when the pressure gradient is known," *J. Physiol.*, vol. 127, no. 3, pp. 553–563, 1955.
- [91] S. Uchida, "The pulsating viscous flow superposed on the steady laminar motion of incompressible fluid in a circular pipe," *Zeitschrift für Angew. Math. und Phys. ZAMP*,

- vol. 7, no. 1, pp. 403–422, 1956.
- [92] H. B. Atabek and C. C. Chang, “Oscillatory flow near the entry of a circular tube,” *Zeitschrift für Angew. Math. und Phys. ZAMP*, vol. 12, no. 3, pp. 185–201, 1961.
- [93] C. Fan and B. T. Chao, “Unsteady, laminar, incompressible flow through rectangular ducts,” *Zeitschrift für Angew. Math. und Phys. ZAMP*, vol. 16, no. 3, pp. 351–360, 1965.
- [94] L. D. Lifshitz, E.M. ;Landau, *Theoretical Physics Vol. 6 Fluid Mechanics*. Pergamon Press, 1959.
- [95] D. Gedeon, “Mean-parameter modeling of oscillating flow,” *J. Heat Transfer*, vol. 108, no. 3, pp. 513–518, 1986.
- [96] P. Bouvier, “[PhD Thesis] Transferts thermiques en écoulement oscillant dans une conduite cylindrique: Application aux moteurs Stirling,” Université de Nantes.
- [97] T. W. Simon and J. R. Seume, “A Survey of Oscillating Flow in Stirling Engine Heat Exchangers,” 1988.
- [98] D. Gedeon, *Glimps Version 3.0, user’s manual.pdf*. 1990.
- [99] E. J. Watson, “Diffusion in oscillatory pipe flow,” *J. Fluid Mech.*, vol. 133, pp. 233–244, 1983.
- [100] U. H. Kurzweg, “Enhanced heat conduction in fluids subjected to sinusoidal oscillations,” *J. Heat Transfer*, vol. 107, no. 2, pp. 459–462, 1985.
- [101] U. H. Kurzweg and D. L. Zhao, “Heat transfer by high-frequency oscillations: A new hydrodynamic technique for achieving large effective thermal conductivities,” *Phys. Fluids*, vol. 27, no. 11, pp. 2624–2627, 1984.
- [102] U. H. Kurzweg, “Enhanced heat conduction in oscillating viscous flows within parallel-plate channels,” *J. Fluid Mech.*, vol. 156, pp. 291–300, 1985.
- [103] P. Nika, Y. Bailly, and F. Lanzetta, “Transferts thermiques en écoulements oscillants laminaires incompressibles,” *Int. J. Refrig.*, vol. 28, no. 3, pp. 353–367, 2005.
- [104] J. A. Barclay, “The theory of an active magnetic regenerative refrigerator,” in *the Second Biennial Conference on Refrigeration for Cryogenic Sensors and Electronic Systems*, 1982.
- [105] K. K. Nielsen *et al.*, “Review on numerical modeling of active magnetic regenerators for room temperature applications,” *Int. J. Refrig.*, vol. 34, no. 3, pp. 603–616, 2011.
- [106] I. Mugica, S. Poncet, and J. Bouchard, “An open source DNS solver for the simulation of Active Magnetocaloric Regenerative cycles,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 141, pp. 600–616, 2018.
- [107] J. C. Hu and J. H. Xiao, “New method for analysis of active magnetic regenerator in magnetic refrigeration at room temperature,” *Cryogenics (Guildf.)*, vol. 35, no. 2, pp. 101–104, 1995.
- [108] F. Allab, A. Kedous-Lebouc, J. M. Fournier, and J. P. Yonnet, “Numerical modeling for

- active magnetic regenerative refrigeration," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 41, no. 10, pp. 3757–3759, 2005.
- [109] K. Engelbrecht, "[Master Thesis] A numerical model of an active magnetic regenerator refrigeration system," University of Wisconsin-Madison, 2005.
- [110] T. F. Petersen, N. Pryds, A. Smith, J. Hattel, H. Schmidt, and H. J. Høgaard Knudsen, "Two-dimensional mathematical model of a reciprocating room-temperature Active Magnetic Regenerator," *Int. J. Refrig.*, vol. 31, no. 3, pp. 432–443, 2008.
- [111] P. A. Oliveira, P. V. Trevizoli, J. R. Barbosa, and A. T. Prata, "A 2D hybrid model of the fluid flow and heat transfer in a reciprocating active magnetic regenerator," *Int. J. Refrig.*, vol. 35, no. 1, pp. 98–114, 2012.
- [112] U. Legait, "[PhD Thesis] Caracterisation Et Modelisation Magnetothermique Appliquee a La Refrigeration Magnetique," Université de Grenoble.
- [113] J. Bouchard, H. Nesreddine, and N. Galanis, "Model of a porous regenerator used for magnetic refrigeration at room temperature," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 52, no. 5–6, pp. 1223–1229, 2009.
- [114] M. S. Kamran, J. Sun, Y. B. Tang, Y. G. Chen, J. H. Wu, and H. S. Wang, "Numerical investigation of room temperature magnetic refrigerator using microchannel regenerators," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 102, pp. 1126–1140, 2016.
- [115] I. Mugica, S. Poncet, and J. Bouchard, "Detailed numerical simulations of a single stage of rotatory active magnetic regenerators: Influence of the pin geometry," *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 149, 2020.
- [116] G. El Achkar, B. Liu, and R. Bennacer, "Numerical study on heat transfer performance of a reciprocating room temperature active magnetic regenerator," in *ICCHMT 2019*, 2019, vol. 07001, no. September, pp. 3–6.
- [117] X. Guo, K. Li, J. Shen, Z. Li, X. Gao, and W. Dai, "A correction of porous media model for active magnetic regenerator based on a finite thermal penetration depth," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 152, no. February, pp. 468–474, 2019.
- [118] L. Yuan, J. Yu, and S. Qian, "Frequency correlated heat transfer characteristics of parallel plate active magnetocaloric regenerator," *Int. J. Refrig.*, vol. 108, pp. 103–112, 2019.
- [119] A. Smaïli and R. Chahine, "Thermodynamic investigations of optimum active magnetic regenerators," *Cryogenics (Guildf.)*, vol. 38, no. 2, pp. 247–252, 1998.
- [120] F. Shir, C. Mavriplis, L. H. Bennett, and E. Della Torre, "Analysis of room temperature magnetic regenerative refrigeration," *Int. J. Refrig.*, vol. 28, no. 4, pp. 616–627, 2005.
- [121] B. M. Siddikov, B. A. Wade, and D. H. Schultz, "Numerical simulation of the active magnetic regenerator," *Comput. Math. with Appl.*, vol. 49, no. 9–10, pp. 1525–1538, 2005.
- [122] P. Li, M. Gong, G. Yao, and J. Wu, "A practical model for analysis of active magnetic regenerative refrigerators for room temperature applications," *Int. J. Refrig.*, vol. 29, no. 8, pp. 1259–1266, 2006.

- [123] M. Risser, C. Vasile, T. Engel, B. Keith, and C. Muller, "Numerical simulation of magnetocaloric system behaviour for an industrial application," *Int. J. Refrig.*, vol. 33, no. 5, pp. 973–981, 2010.
- [124] K. K. Nielsen, C. R. H. Bahl, A. Smith, R. Bjørk, N. Pryds, and J. Hattel, "Detailed numerical modeling of a linear parallel-plate Active Magnetic Regenerator," *Int. J. Refrig.*, vol. 32, no. 6, pp. 1478–1486, 2009.
- [125] Y. You, Z. Wu, S. Xiao, H. Li, and X. Xu, "Étude Numérique Bidimensionnelle Globale Sur Le Transfert De Chaleur Non Stationnaire Conjugué Dans Un Réfrigérateur Magnétique Avec Des Plaques De Gadolinium Magnétisées," *Int. J. Refrig.*, vol. 79, pp. 217–225, 2017.
- [126] A. Plait, S. Giurgea, T. De Larochelambert, P. Nika, C. Espanet, and J. C. Roy, "Adopting magnetocaloric heat pumping and refrigeration for electrical vehicle," *2017 IEEE Veh. Power Propuls. Conf. VPPC 2017 - Proc.*, vol. 2018-Janua, pp. 1–6, 2018.
- [127] I. Mugica, S. Poncet, and J. Bouchard, "3D Direct Numerical Simulation of Magneto-Caloric regenerators," in *International Refrigeration and Air Conditioning Conference*, 2018.
- [128] A. Plait, S. Giurgea, T. De Larochelambert, P. Nika, and C. Espanet, "Low computational cost semi-analytical magnetostatic model for magnetocaloric refrigeration systems," *AIP Adv.*, vol. 8, no. 9, 2018.
- [129] L. Autrique, L. Perez, and E. Scheer, "On the use of periodic photothermal methods for materials diagnosis," *Sensors Actuators, B Chem.*, vol. 135, no. 2, pp. 478–487, 2009.
- [130] Thorlabs, "PbSe Preamplified Detector User Guide."
- [131] A. Rogalski, "Infrared detectors: Status and trends," *Prog. Quantum Electron.*, vol. 27, pp. 59–210, 2003.
- [132] A. Plait, "[PhD Thesis] Modélisation multiphysique des régénérateur magnétocaloriques," Université Bourgogne Franche Comté, 2019.
- [133] S. Fujieda, Y. Hasegawa, A. Fujita, and K. Fukamichi, "Thermal transport properties of magnetic refrigerants $\text{La}(\text{Fe}_x\text{Si}_{1-x})_{13}$ and their hydrides, and $\text{Gd}_5\text{Si}_2\text{Ge}_2$ and MnAs ," *J. Appl. Phys.*, vol. 95, no. 5, pp. 2429–2431, 2004.
- [134] C. R. H. Bahl and K. K. Nielsen, "The effect of demagnetization on the magnetocaloric properties of gadolinium," *J. Appl. Phys.*, vol. 105, no. 1, 2009.
- [135] A. Meunier, "[PhD Thesis] Contribution théorique et expérimentale à l'étude d'un système magnétocalorique," Université de Franche-Comté, 2016.
- [136] D. Bonnet, "[PhD Thesis] Vélométrie par images de particules (PIV) pour le diagnostic d'écoulements dans la boucle d'air automobile," Université Franche-Comté, 2012.

Annexes

A. ANNEXE : ANALYSE THERMODYNAMIQUE DE L'EMC

Du point de vue thermodynamique classique, l'état d'un système comme un matériau magnétocalorique est décrit par un bilan de produits des grandeurs extensives X_i , qui dépendent de la taille du système (comme l'énergie interne U , le volume du système V et l'entropie S), et des grandeurs intensives Y_i , qui indiquent l'état interne du système (comme la température T , la pression P , et le champ magnétique interne H).

En appliquant le premier principe de la thermodynamique, l'énergie interne d'un système s'exprime de manière générale :

$$U = U(S, V, M) \quad (1)$$

Dans un système fermé, la variation de l'énergie interne dU est résumé par la somme de la variation de l'énergie thermique dQ et la variation du travail dW . Par définition on peut écrire :

$$dQ = TdS \text{ et } dW = dW_p + dW_{mag}$$
$$dW_p = -pdV \text{ et } dW_{mag} = -\mu_0 HVdM$$

avec μ_0 la perméabilité magnétique du vide.

dU est le bilan de l'ensemble des variations des formes d'énergie associée à chaque grandeur extensive.

$$dU = dQ + dW = TdS - pdV - \mu_0 HVdM \quad (2)$$

Dans un système travaillant à pression constante, le comportement thermodynamique du système est décrit par l'enthalpie libre G qui représente la quantité d'énergie pouvant potentiellement être transformée en travail lors de la variation de l'énergie interne. Elle s'exprime :

$$G(T, p, H) = U - TS + pV - \mu_0 H M V \quad (3)$$

soit :

$$dG(T, p, H) = -SdT + Vdp + \mu_0 M V dH \quad (4)$$

Les grandeurs extensives par unité de volume S , V et M sont alors les dérivées de l'enthalpie libre par rapport aux grandeurs intensives associées en maintenant les autres constantes.

$$S(T, p, H) = -\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_{H,p} \quad (5)$$

$$M(T, p, H) = -\frac{1}{\mu_0 V} \left(\frac{\partial G}{\partial H}\right)_{T,p} \quad (6)$$

$$V(T, p, H) = \left(\frac{\partial G}{\partial p}\right)_{T,H} \quad (7)$$

En dérivant l'équation (6) de M en fonction de la température T , on obtient alors l'équation de Maxwell :

$$\begin{aligned} \mu_0 \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_{p,H} &= - \frac{\partial}{\partial T} \left(\left(\frac{\partial G}{\partial H} \right)_{T,p} \right)_{p,H} = - \frac{\partial}{\partial H} \left(\left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_{H,p} \right)_{p,T} = \left(\frac{\partial S}{\partial H} \right)_{p,T} \\ &\left(\frac{\partial S}{\partial H} \right)_{p,T} = \mu_0 \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_{p,H} \end{aligned} \quad (8)$$

Idem pour l'équation (7) :

$$\left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_{T,H} = \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_{p,H} \quad (9)$$

La variation totale de l'entropie totale dS du système due aux variations dT , dH et dp s'exprime :

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{H,p} dT + \left(\frac{\partial S}{\partial H} \right)_{T,p} dH + \left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_{T,H} dp \quad (10)$$

Dans un système réversible, la capacité calorifique définie par le second principe de la thermodynamique est :

$$C_{p,H} = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{p,H} \quad (11)$$

Dans un processus adiabatique et isobare, la variation totale de l'entropie décrite par l'équation (10) est réécrite, en combinant les équations (8) et (11), par l'équation suivante :

$$dS = \frac{C_{p,H}}{T} dT + \mu_0 \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_{p,H} dH \quad (12)$$

Dans un système magnétocalorique soumis à un champ magnétique variable de H_1 à H_2 , la variation isothermique de l'entropie est :

$$\Delta S = \int_{H_1}^{H_2} \left(\frac{\partial S}{\partial H} \right)_{T,p} dH = \int_{H_1}^{H_2} \mu_0 \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_{p,H} dH \quad (13)$$

En revanche, lorsque ce système est adiabatique, donc sans variation de l'entropie, le changement d'état du système est interprété par l'augmentation de la température.

$$\Delta T_{ad} = -\mu_0 \int_{H_1}^{H_2} \frac{T}{C_{p,H}} \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_{p,H} dH \quad (14)$$

La puissance volumique due à l'effet magnétocalorique pendant la durée Δt de la magnétisation / démagnétisation est :

$$\dot{Q}_m = -\frac{1}{\Delta t} \mu_0 T \int_{H_1}^{H_2} \left(\frac{\partial M}{\partial T_s} \right)_H dH \quad (15)$$

Ainsi, l'effet magnétocalorique, représenté par ΔS ou ΔT_{ad} , est obtenu.

B. ANNEXE : MODELISATION D'EMC

La modélisation de l'EMC passe par deux approches : soit par l'approche semi-analytique dont on intègre les données expérimentales dans des équations différentielles de l'annexe A pour calculer ΔS et ΔT_{ad} ; soit par l'approche analytique qui est basée sur le modèle de Weiss-Debye-Sommerfeld (Modèle WDS).

APPROCHE ANALYTIQUE (MODELE WDS)

À une température quelconque, l'entropie totale d'un matériau magnétocalorique est la somme de la contribution du réseau cristallin S_r , de l'entropie magnétique S_m et de l'entropie électronique S_e .

$$S(H, T) = S_m(H, T) + S_r(T) + S_e(T) \quad (1)$$

Puisque la définition de la capacité calorifique est basée sur l'entropie, C_p s'exprime alors de la même manière que l'entropie :

$$C_p(T, H) = C_{p,m}(T, H) + C_{p,r}(T) + C_{p,e}(T) \quad (2)$$

- **La théorie du champ moléculaire de Weiss**

L'entropie magnétique est déterminée par l'équation de Smart dans un modèle de champ moléculaire de Weiss:

$$S_M = \frac{N_A}{M_m} k_B \left(\ln \left(\frac{\sinh \left(\frac{2J+1}{2J} \right)}{\sinh \left(\frac{2\chi+1}{2\chi} \right)} \right) - \chi B_J(\chi) \right) \quad (3)$$

où N_A le nombre d'Avogadro, k_B la constante de Boltzmann, M_m la masse molaire, J le moment cinétique total et $B_J(\chi)$ la fonction de Brillouin dont :

$$B_J(\chi) = \frac{2J+1}{2J} \coth \left(\frac{2J+1}{2J} \chi \right) - \frac{1}{2J} \coth \left(\frac{1}{2J} \chi \right) \quad (4)$$

Le ratio d'énergie de Zeeman χ est donné par l'équation suivante pour les matériaux ferromagnétiques:

$$\chi = \frac{M_J \mu_0 H}{k_B T} + \frac{3T_c J}{T(J+1)} B_J(\chi) \quad (5)$$

et pour les matériaux paramagnétiques :

$$\chi = \frac{M_J \mu_0 H}{k_B T} \quad (6)$$

où M_J est le moment magnétique par atome, T est la température du matériau et T_c est la température de Curie. Les équations (4) et (5) sont résolues simultanément par itération.

La contribution magnétique à la capacité calorifique du matériau est donnée par :

$$C_{p,m} = -\mu_0 H \frac{\partial M}{\partial T} - \frac{1}{2} N_{int} \frac{(\partial M)^2}{\partial T} \quad (7)$$

où N_{int} est la constante de champ moyen définie comme :

$$N_{int} = \frac{3k_B T_c}{N_s g^2 \mu_B^2 J(J+1)} \quad (8)$$

avec N_s le nombre des moments magnétiques par unité de masse, g le facteur de Landé, et μ_B le magnétron de Bohr.

- **La théorie de Debye**

La contribution du réseau cristallin à l'entropie totale est décrite par le modèle de Debye.

$$S_R = \frac{k_B N_A}{M_m} \left(-3 \ln \left(1 - e^{-\frac{T_D}{T}} \right) + 12 \left(\frac{T}{T_D} \right)^3 \int_0^{\frac{T_D}{T}} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} \right) \quad (9)$$

où T_D est la température de Debye du matériau.

La contribution du réseau cristallin à la capacité calorifique totale est :

$$C_{p,r} = \frac{9k_B N_A}{M_m} \left(\frac{T}{T_D} \right)^3 \int_0^{\frac{T_D}{T}} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx \quad (10)$$

- **La théorie de Sommerfeld**

La contribution électronique à l'entropie totale est proportionnelle à la température. Elle est décrite par le modèle de Sommerfeld.

$$S_E = \gamma_e T \quad (11)$$

Avec γ_e la constante de Sommerfeld. La capacité calorifique associée à la vibration électronique s'exprime comme :

$$C_{p,e} = \gamma_e T \quad (12)$$

C. ANNEXE : DISCRETISATION DE L'ÉQUATION DE LA CHALEUR 1D

Nous utilisons le développement de Taylor pour effectuer l'approximation décentrée de l'opérateur dérivée. Sachant que le pas de discrétisation est Δx , la dérivée d'ordre 1 de la température dans la direction Ox s'écrit:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{T(x + \Delta x) - T(x)}{\Delta x} \quad (1)$$

La dérivée d'ordre 2 de température dans la direction Ox s'écrit:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{T(x + \Delta x) - 2T(x) + T(x - \Delta x)}{\Delta x^2} \quad (2)$$

Le domaine d'étude est discrétisé temporellement et spatialement avec le pas de temps Δt et le pas d'espace Δx . On utilise l'indice n pour compter la maille dans l'axe temporel et l'indice i pour la maille dans l'axe spatial. L'équation (3-12) s'écrit alors :

$$\frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{\Delta t} = \alpha \left[\theta \frac{T_{i+1}^n - 2T_i^n + T_{i-1}^n}{\Delta x^2} + (1 - \theta) \frac{T_{i+1}^{n+1} - 2T_i^{n+1} + T_{i-1}^{n+1}}{\Delta x^2} \right] \quad (3)$$

Le coefficient θ s'appelle le coefficient de pondération. Il définit le schéma de calcul.

- $\theta = 1$: Schéma explicite
- $\theta = 0$: Schéma implicite
- $\theta = 0,5$: Schéma semi-implicite (Schéma de Crank-Nicolson)



Figure C-1 Géométrie de l'échantillon discrétisée

Nous utilisons le schéma explicite pour faciliter le calcul car il n'y a pas d'inversion de matrice à réaliser. L'équation (3) peut s'écrire alors :

$$T_i^{n+1} - T_i^n = \frac{\alpha \Delta t}{\Delta x^2} (T_{i+1}^n - 2T_i^n + T_{i-1}^n) \quad (4)$$

Et le nombre de Courant est :

$$CFL = r = \frac{\alpha \Delta t}{\Delta x^2} < 0,5 \quad (5)$$

Ce schéma est conditionnellement stable. Le coefficient r (ou le nombre de Courant), doit être strictement inférieur à 0,5 pour que le calcul ne diverge pas.

Après l'arrangement de l'équation (4), elle devient :

$$T_i^{n+1} = rT_{i+1}^n + (1 - 2r)T_i^n + rT_{i-1}^n \quad (6)$$

L'équation (6) s'écrit sous forme matricielle :

$$[T^{n+1}] = [M][T^n]$$

$$\begin{bmatrix} T_0 \\ T_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ T_N \end{bmatrix}^{n+1} = \begin{bmatrix} 1-r & r & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ r & 1-2r & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & r & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & \ddots & \ddots & \ddots & r \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_0 \\ T_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ T_N \end{bmatrix}^n \quad (7)$$

M est une matrice tri-diagonale représentant l'interaction de la température de la maille actuelle avec les valeurs pour les mailles adjacentes.

Les conditions aux limites sont traduites par l'utilisation d'un nœud supplémentaire à chaque extrémité pour lequel la température est déterminée à partir des conditions de flux sur la frontière.

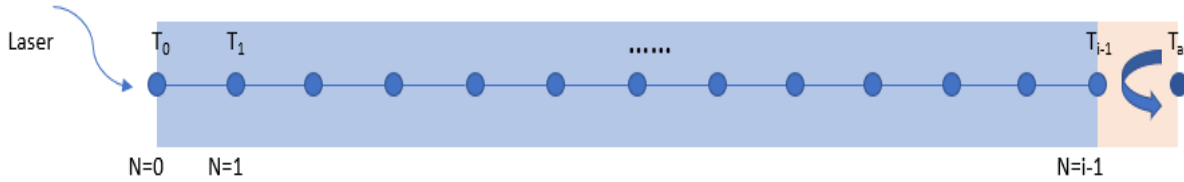


Figure C-2 Conditions aux limites du flux imposé

En $x = 0$ on impose le flux d'excitation sous forme périodique :

$$\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} = A \cos(\omega t) \quad (8)$$

Pour discrétiser l'équation (8) on ajoute une maille portant le nœud virtuel appelé T_{-1} :

$$T_{-1} - T_0 = \frac{(A \cos(\omega t)) \Delta x}{\lambda} = P(t) \quad (9)$$

La première ligne de l'équation (7) linéarisée doit être réécrite en prenant en compte le terme T_{-1} :

$$T_0^{n+1} = rT_{-1}^n + (1-2r)T_0^n + rT_1^n \quad (10)$$

Et on obtient :

$$T_0^{n+1} = (1-r)T_0^n + rT_1^n + rP(t) \quad (11)$$

On applique pareillement le même principe pour transformer le flux convectif en conduction de chaleur entre le nœud virtuel appelé T_{N+1} représentant la température ambiante T_a constante et l'extrémité du barreau en $x = L$.

$$\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=L} = h(T - T_a) \quad (12)$$

La forme discrétisée de l'équation (12) est :

$$T_N - T_{N+1} = Bi(T_N - T_a) \quad (13)$$

Avec

$$Bi = \frac{h\Delta x}{\lambda} \quad (14)$$

La dernière ligne de l'équation (7) sous forme linéarisée est :

$$T_N^{n+1} = rT_{N-1}^n + (1 - 2r)T_N^n + rT_{N+1}^n \quad (15)$$

À partir du couplage de (13) et (15) on obtient :

$$T_N^{n+1} = rT_{N-1}^n + (1 - r - rBi)T_N^n + rBiT_a^n \quad (16)$$

Enfin la matrice (7) devient :

$$\begin{bmatrix} T_0 \\ T_1 \\ T_2 \\ \vdots \\ \vdots \\ T_N \\ T_a \end{bmatrix}^{n+1} = \begin{bmatrix} 1-r & r & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ r & 1-2r & r & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & r & 1-2r & r & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & r & \ddots & \ddots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \ddots & \ddots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \ddots & \ddots & 1-r-rBi & rBi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \ddots & \ddots & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_0 + rP(t) \\ T_1 \\ T_2 \\ \vdots \\ \vdots \\ T_N \\ T_a \end{bmatrix}^n \quad (17)$$

T_0 et T_N sont les températures de deux extrémités du barreau dont on relèvera l'évolution en fonction du temps. $P(t)$ est le flux périodique.

D. ANNEXE : DISCRETISATION DE L'ÉQUATION DE LA CHALEUR 2D AXISYMETRIQUE

Le schéma numérique de Crank-Nicolson est utilisé ici pour la discrétisation temporelle avec le coefficient de pondération égal à 0,5.

La forme discrétisée de chaque terme de l'équation (3-16) s'écrit ainsi:

$$\frac{\partial T}{\partial t} \approx \frac{T_{i,j}^{n+1} - T_{i,j}^n}{\Delta t} \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{T_{i+1,j}^{n+1} - T_{i-1,j}^{n+1}}{2\Delta r} + \frac{T_{i+1,j}^n - T_{i-1,j}^n}{2\Delta r} \right) \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{T_{i+1,j}^{n+1} - 2T_{i,j}^{n+1} + T_{i-1,j}^{n+1}}{\Delta r^2} + \frac{T_{i+1,j}^n - 2T_{i,j}^n + T_{i-1,j}^n}{\Delta r^2} \right) \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{T_{i,j+1}^{n+1} - 2T_{i,j}^{n+1} + T_{i,j-1}^{n+1}}{\Delta z^2} + \frac{T_{i,j+1}^n - 2T_{i,j}^n + T_{i,j-1}^n}{\Delta z^2} \right) \quad (4)$$

Les pas d'espace et le pas de temps sont définis par le nombre de nœuds de discrétisation N de chacun :

$$\Delta r = \frac{R}{N_r - 1}, \quad \Delta z = \frac{Z}{N_z - 1}, \quad \Delta t = \frac{t}{N_t - 1} \quad (5)$$

Nous introduisons deux paramètres numériques reliant la diffusivité aux pas de discrétisation :

$$\lambda_r = \frac{\alpha \Delta t}{2\Delta r^2} \text{ et } \lambda_z = \frac{\alpha \Delta t}{2\Delta z^2} \quad (6)$$

Sur la Figure D-1, le domaine discrétisé a été présenté.

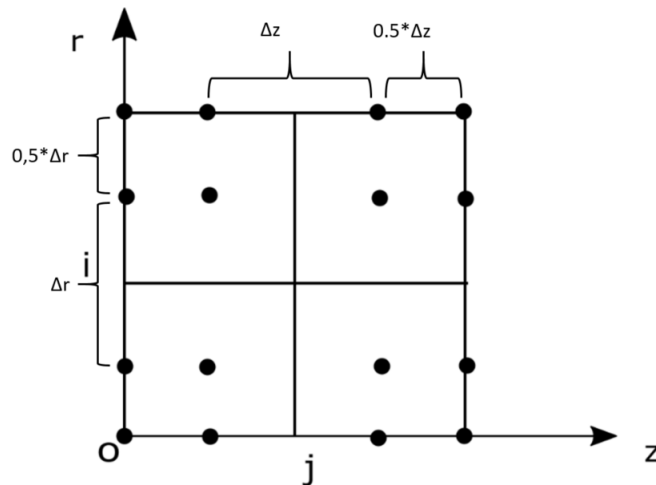


Figure D-1 Représentation du maillage

En combinant les équations (1) – (6), on obtient l'équation de la chaleur discrétisée :

$$\begin{aligned} & -\left(\frac{\lambda_r}{2\theta} + \lambda_r\right)T_{i+1,j}^{n+1} + \left(\frac{\lambda_r}{2\theta} - \lambda_r\right)T_{i-1,j}^{n+1} + (1 + 2\lambda_r + 2\lambda_z)T_{i,j}^{n+1} - \lambda_z T_{i,j+1}^{n+1} - \lambda_z T_{i,j-1}^{n+1} \\ & = \left(\frac{\lambda_r}{2\theta} + \lambda_r\right)T_{i+1,j}^n + \left(\lambda_r - \frac{\lambda_r}{2\theta}\right)T_{i-1,j}^n + (1 - 2\lambda_r - 2\lambda_z)T_{i,j}^n + \lambda_z T_{i,j+1}^n + \lambda_z T_{i,j-1}^n \end{aligned} \quad (7)$$

$$\theta = \begin{cases} i - \frac{1}{2}, & i \in [1, N_r - 1] \\ i - 1, & i = N_r \end{cases} \quad (8)$$

La raison que l'indice i commence par 1 mais pas 0 est que le facteur $1/r$ tend vers plus infini à $r = 0$. Pour éviter ce problème, nous considérons que la température $T(i = 0, j)$ est approximativement égale à $T(i = 1, j)$. Et toutes les conditions aux limites concernant l'ambiance à $T(i = 0, j)$ seront rapportées aux $T(i = 1, j)$.

$$T(i = 0, j) = T(i = 1, j) \quad (9)$$

Nous constatons que toutes les conditions aux limites mentionnées dans la section 3.4.2 sont du type de Neumann. Elles sont traitées par l'ajout d'un nœud virtuel près du nœud frontière. Ainsi, nous transformons tous les flux imposés en conduction entre le nœud frontière et le nœud virtuel. Sur ce principe les conditions aux limites sont réécrites et discrétisées :

- La convection naturelle en faces avant et arrière :

$$\lambda \frac{T_{i,j} - T_{i,j \pm 1}}{\Delta z} = h (T_{i,j} - T_\infty) \quad (10)$$

Pour les nœuds frontières en face avant et en face arrière :

$$T_{i,0} - T_{i,-1} = Bi_z (T_{i,0} - T_\infty) \quad (11)$$

$$T_{i,Z} - T_{i,Z+1} = Bi_z (T_{i,Z} - T_\infty) \quad (12)$$

Avec

$$Bi_z = \frac{h\Delta z}{\lambda} \quad (13)$$

- Le rayonnement sur la face avant :

Pour une faible différence de température entre la face avant et l'ambiance, nous utilisons une approximation linéaire pour l'expression du flux rayonné :

$$\lambda \frac{T_{i,j} - T_{i,j-1}}{\Delta z} = 4\sigma\epsilon T_\infty^3 (T_{i,j} - T_\infty) \quad (14)$$

On introduit le coefficient d'échange par rayonnement h_r qui permet une linéarisation de l'expression du flux rayonné (14).

$$h_r = 4\sigma\epsilon T_\infty^3 \quad (15)$$

On utilise la même écriture du nombre de Biot pour un échange par rayonnement :

$$T_{i,0} - T_{i,-1} = Bi_r (T_{i,0} - T_\infty) \text{ avec } Bi_r = \frac{h_r \Delta r}{\lambda} \quad (16)$$

- Le faisceau incident uniforme sur la face avant :

Pour le nœud qui reçoit le faisceau du laser sur la face avant :

$$T_{i,-1} - T_{i,0} = \frac{A \cos(\omega t) \Delta z}{\lambda} \quad (17)$$

Nous appliquons ces équations (9 – 17) pour tous les nœuds en fonction de leurs conditions aux limites, ces équations peuvent être écrites évidemment sous forme matricielle.

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{T}^{n+1} = \mathbf{B} \cdot \mathbf{T}^n \quad (18)$$

En supposant que le domaine est discrétisé avec $N_r \times N_z$ nœuds, les matrices \mathbf{A} et \mathbf{B} sont pentadiagonales de taille $(N_r \times N_z + 1) \times (N_r \times N_z + 1)$ et \mathbf{T} , le vecteur des températures pour chaque pas de temps, comprend $(N_r \times N_z + 1)$ composantes. La détermination du vecteur \mathbf{T}^{n+1} est réalisée par inversion de la matrice \mathbf{A} .

E. ANNEXE : PRINCIPE DE FFT

Numériquement, la nature de signaux acquis est une série de chiffre du nombre N . FFT utilise l'idée de la transformation de Fourier discrète (DFT). En supposant un signal échantillonné soit x , sa transformation de Fourier X est :

$$X_k = \sum_{n=0}^{N-1} x_n e^{-\frac{i2\pi kn}{N}} \text{ avec } k = 0, \dots, N - 1 \quad (1)$$

Le calcul de X nécessite, par définition, N^2 fois de multiplications et $N \times (N-1)$ fois d'additions. L'avantage de FFT est qu'il est plus rapide grâce à l'algorithme Cooley-Tukey. Le principe de fonctionnement de cet algorithme est de découper X_k en partie paire et impaire à l'aide de la symétrie et de la périodicité du terme exponentiel complexe de l'équation (1) :

$$-e^{-\frac{i2\pi k}{N}} = e^{-\frac{i2\pi(k+\frac{N}{2})}{N}} \quad (2)$$

$$e^{-\frac{i2\pi k}{N}} = e^{-\frac{i2\pi(k+N)}{N}} \quad (3)$$

La décomposition de l'équation (1) est :

$$\begin{aligned} X_k &= \sum_{m=0}^{\frac{N}{2}-1} x_{2m} e^{-\frac{i2\pi km}{\frac{N}{2}}} + e^{-\frac{i2\pi k}{N}} \sum_{m=0}^{\frac{N}{2}-1} x_{2m+1} e^{-\frac{i2\pi km}{\frac{N}{2}}} \\ &= f_{\text{paire}}(k) + e^{-\frac{i2\pi k}{N}} f_{\text{impaire}}(k) \end{aligned} \quad (4)$$

Et on a aussi :

$$X_{k+\frac{N}{2}} = f_{\text{paire}}(k) - e^{-\frac{i2\pi k}{N}} f_{\text{impaire}}(k) \quad (5)$$

Ainsi, une transformée du nombre N est décomposée en deux transformées du nombre $N/2$ et ainsi de suite. Le nombre fois de multiplication est réduit de N^2 à $N \cdot \log(N)$.

En récrivant la transformée sous forme polaire :

$$X_k = a + ib = \sqrt{a^2 + b^2} e^{i\varphi}, \quad \text{avec } \varphi = \arctan\left(\frac{b}{a}\right) \quad (6)$$

La fréquence du signal échantillonné est définie par son nombre de points et le pas d'échantillonnage dN .

$$f = \frac{\left[0, 1, \dots, \frac{N}{2} - 1, -\frac{N}{2}, \dots, -1\right]}{N * dN}, \quad \text{si } N \text{ est paire} \quad (7)$$

$$f = \frac{\left[0, 1, \dots, \frac{N-1}{2} - 1, -\frac{N-1}{2}, \dots, -1\right]}{N * dN}, \quad \text{si } N \text{ est impaire} \quad (8)$$

F. ANNEXE : RESULTATS EXPERIMENTAUX DU PROJET VÉO

Une partie de résultats expérimentaux ont été présentée dans le 5^{ème} chapitre. La totalité de résultats se trouve dans cette annexe.

ÉCOULEMENTS PERMANENTS

- Canal N°1

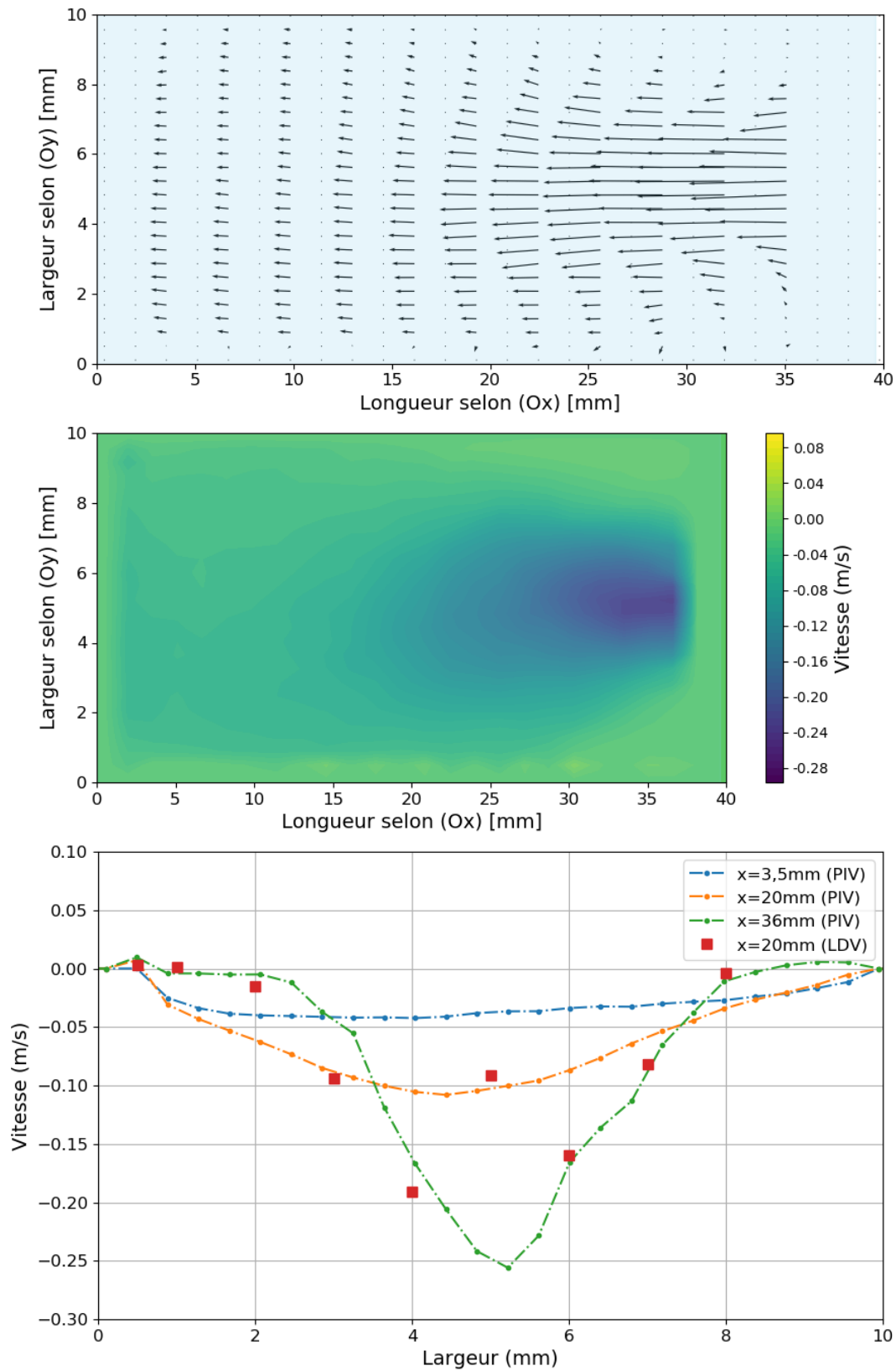


Figure F-1 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour $U 0,5$ (2,6 g/s)- : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à $x = 3,5, 20$ et 36 mm.

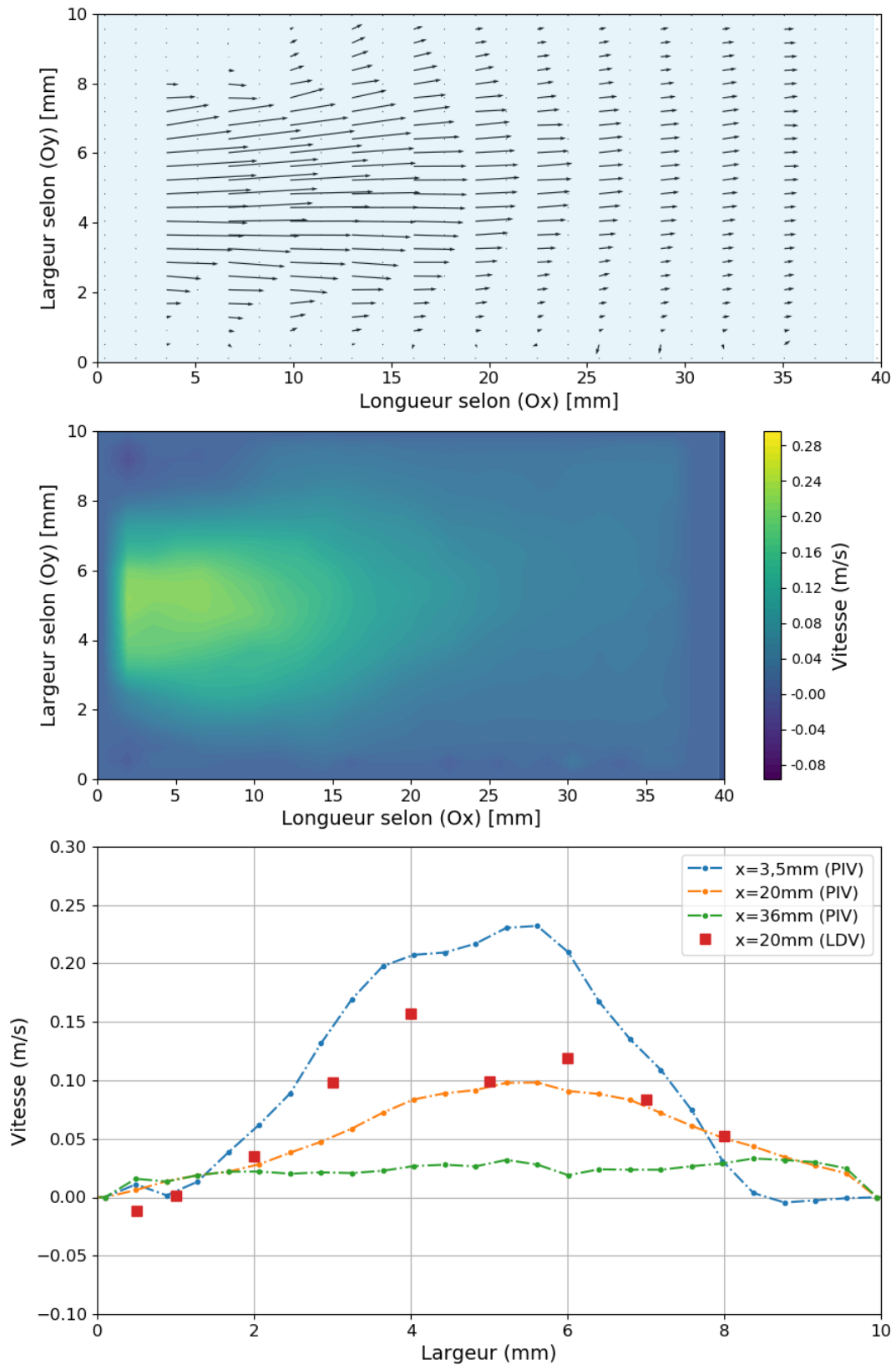


Figure F-2 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour $U 0,5+$ (2,6 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à $x = 3,5, 20$ et 36 mm.

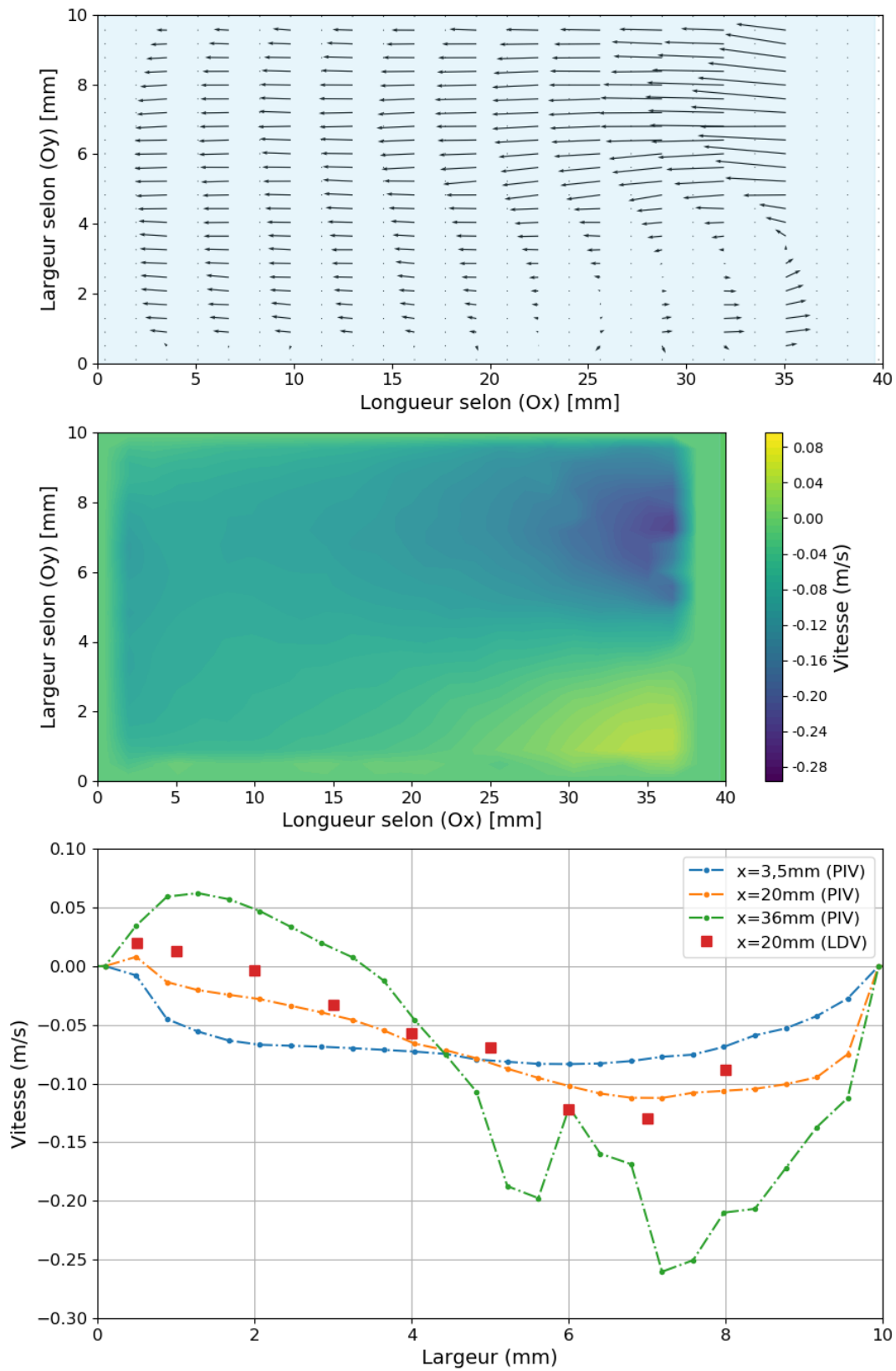


Figure F-3 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 1- (5,2 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à x = 3,5, 20 et 36 mm

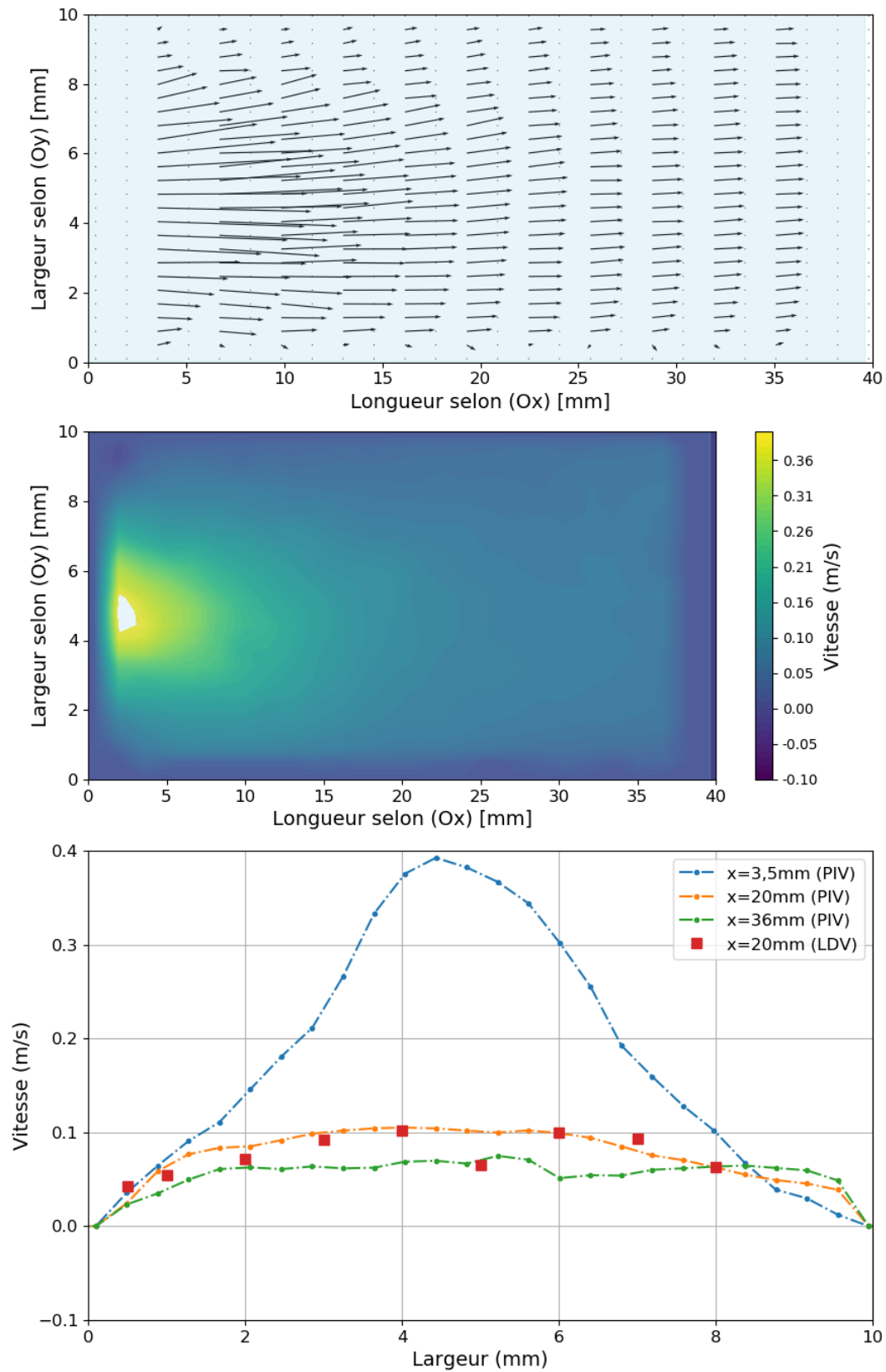


Figure F-4 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour $U 1+$ (5,2 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à $x = 3,5, 20$ et 36 mm

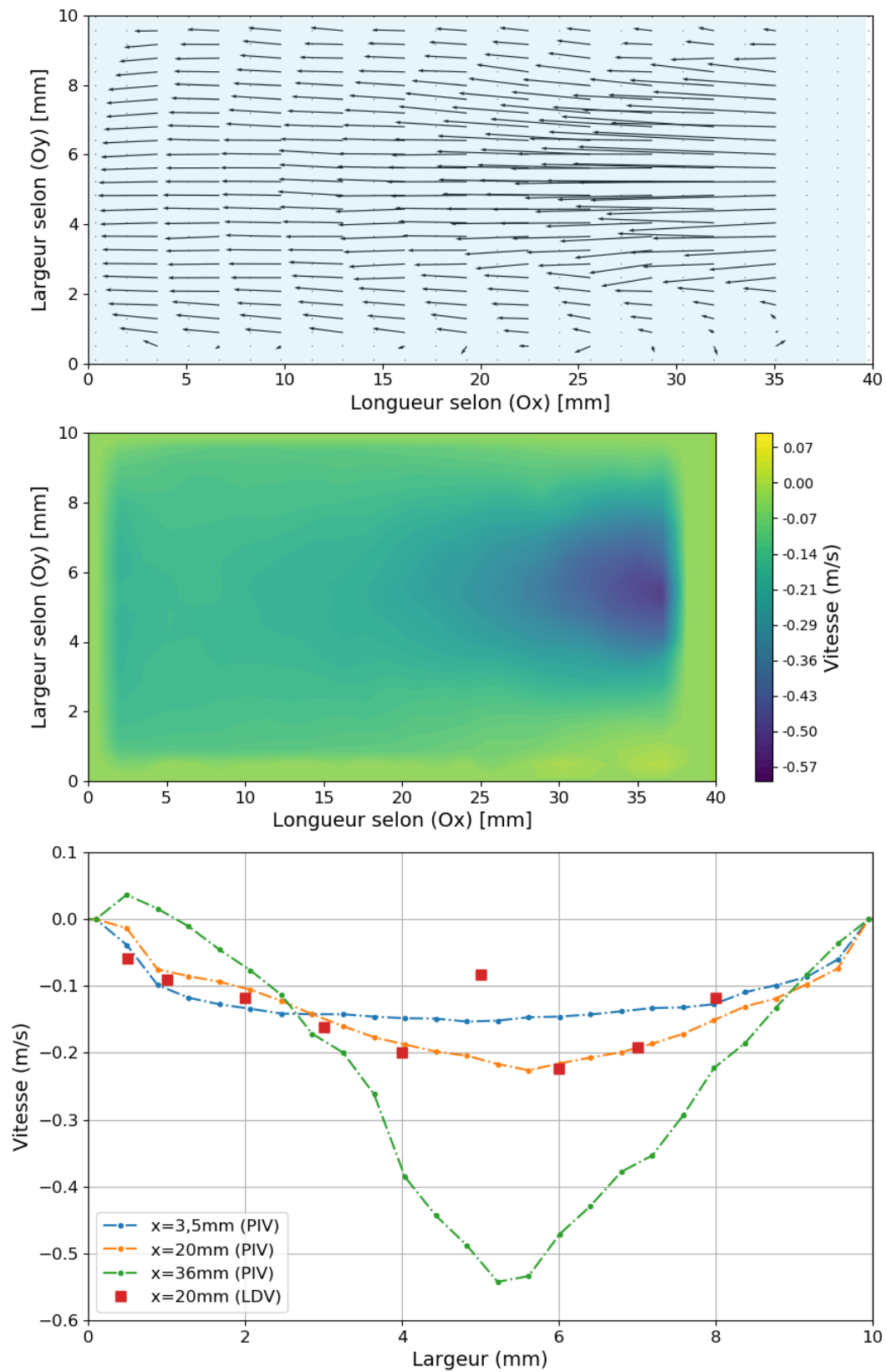


Figure F-5 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 2- (10,4 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à x = 3,5, 20 et 36 mm

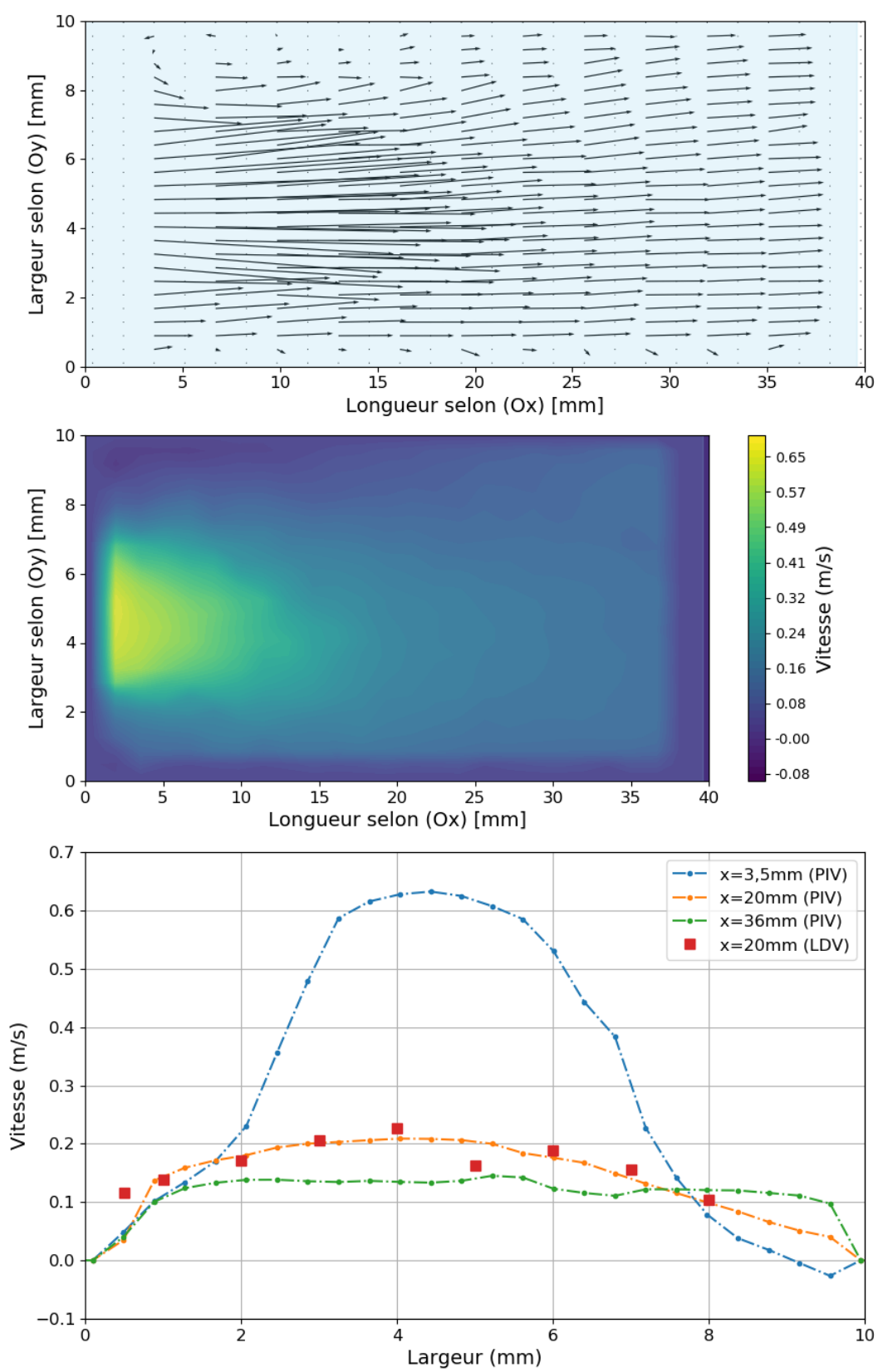


Figure F-6 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U_{2+} (10,4 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à $x = 3,5, 20$ et 36 mm

- Canal N°2

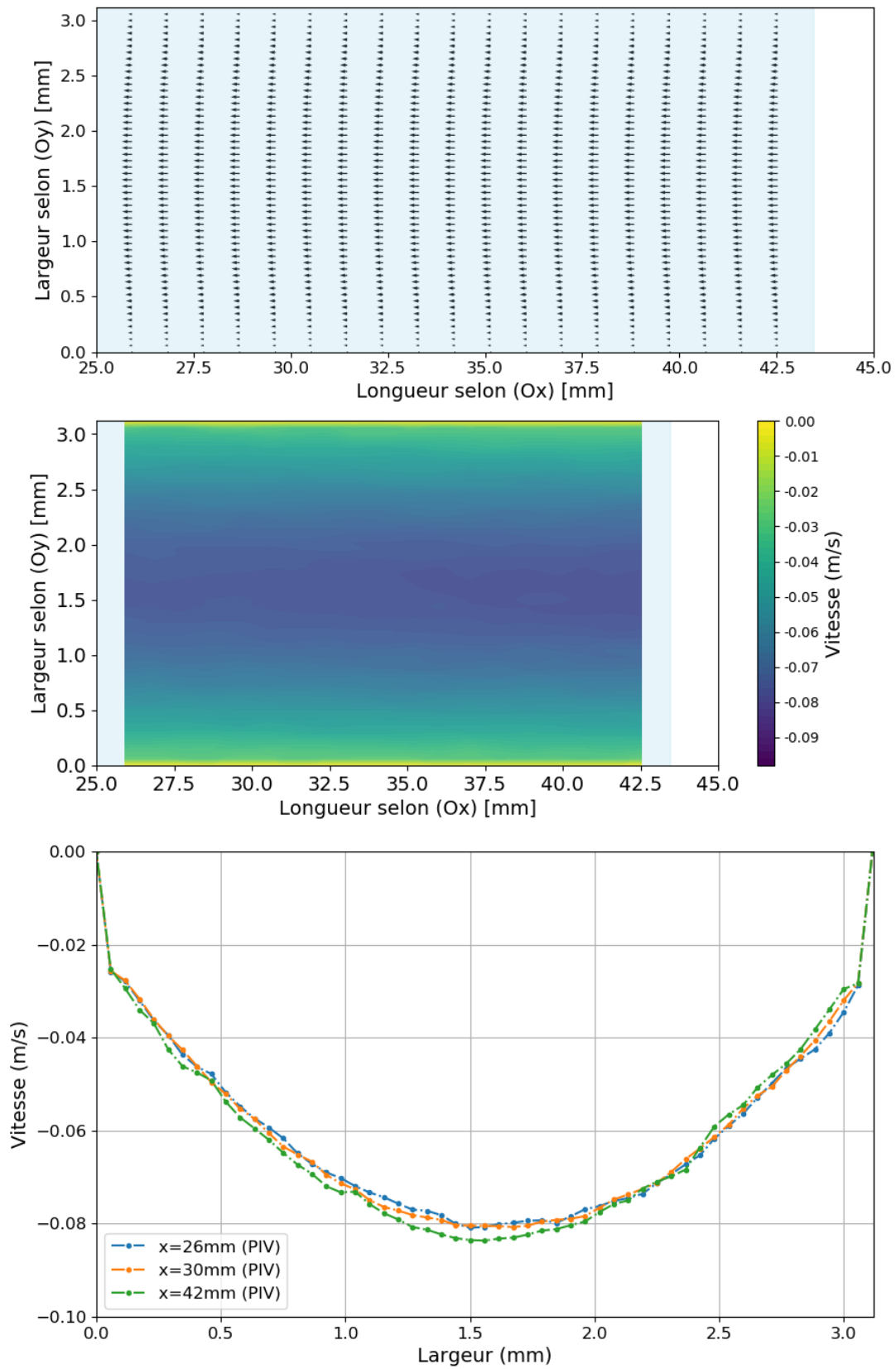


Figure F-7 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour $U = 0,5$ (2,6 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à $x = 26, 30$ et 42 mm.

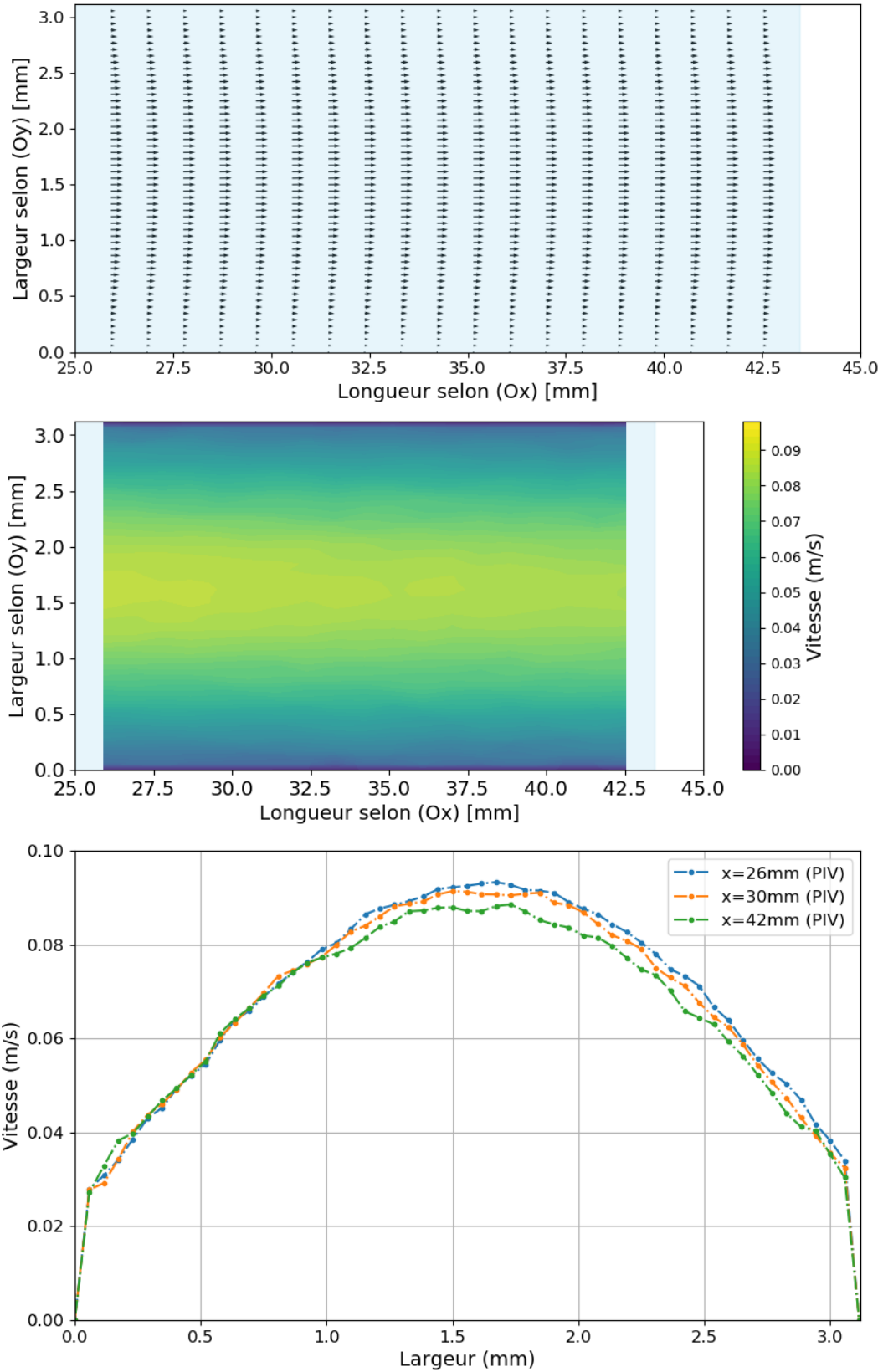


Figure F-8 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour $U_{0,5+}$ (2,6 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à $x = 26, 30$ et 42 mm.

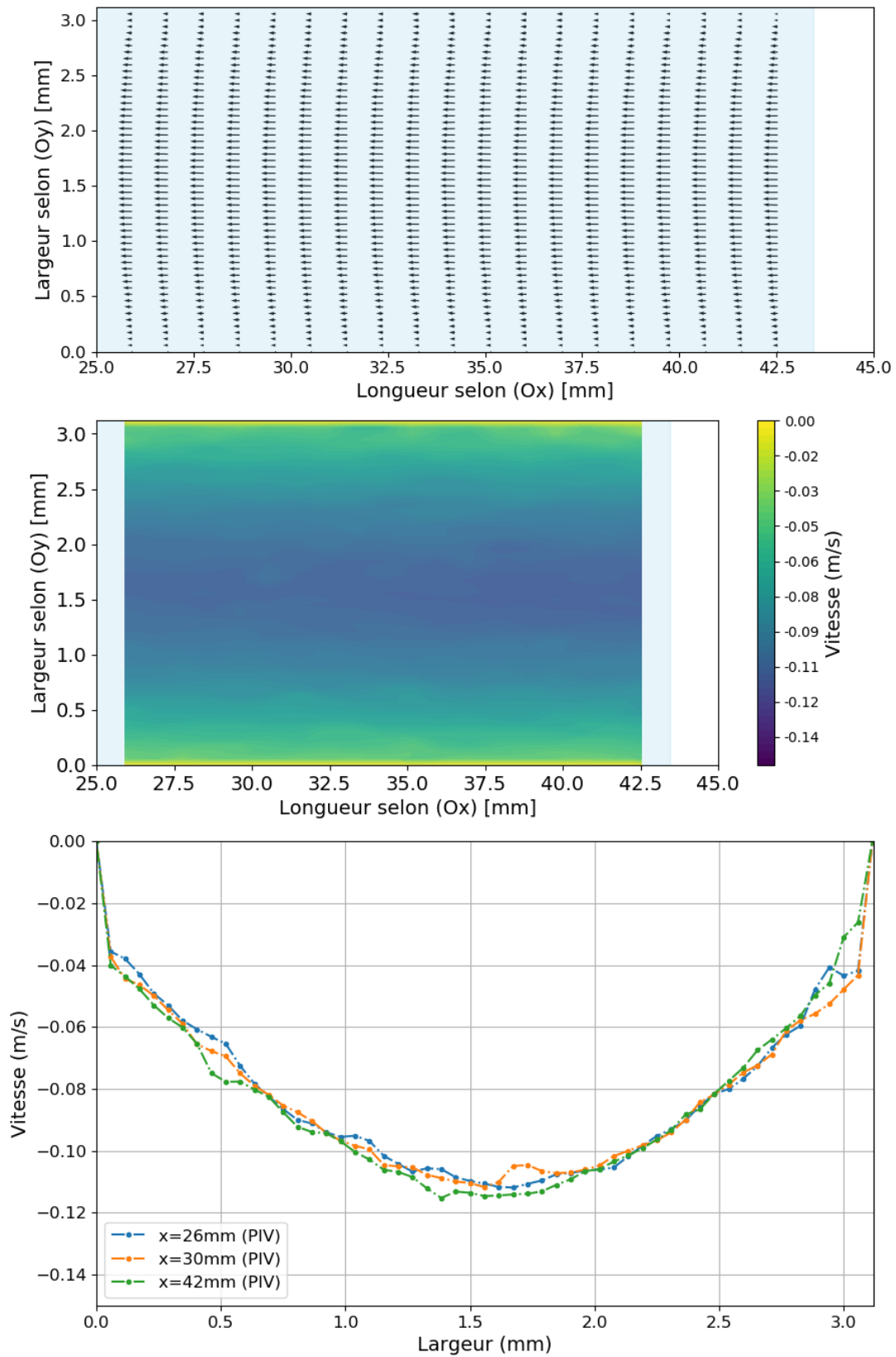


Figure F-9 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,7- (3,6 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à $x = 26, 30$ et 42 mm.

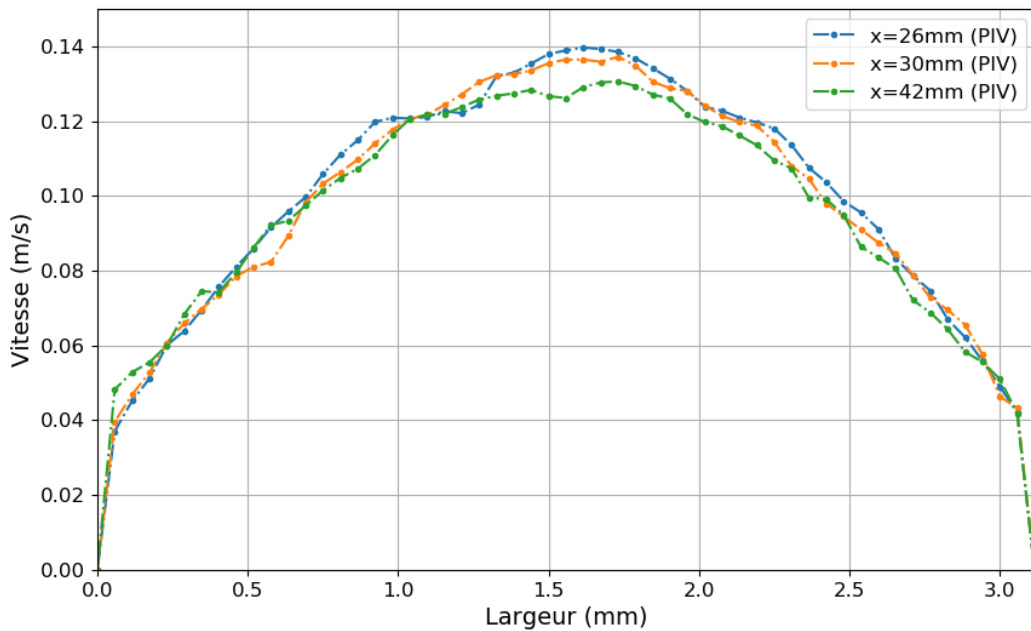
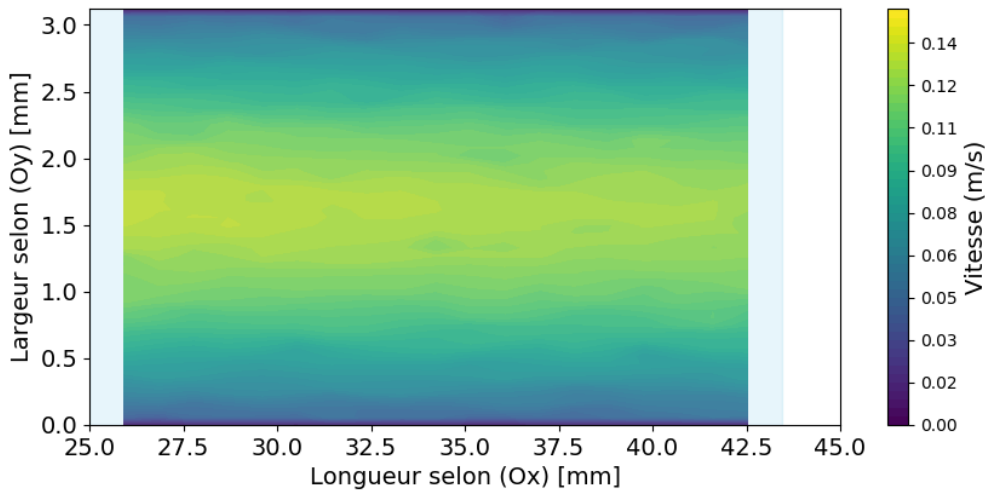
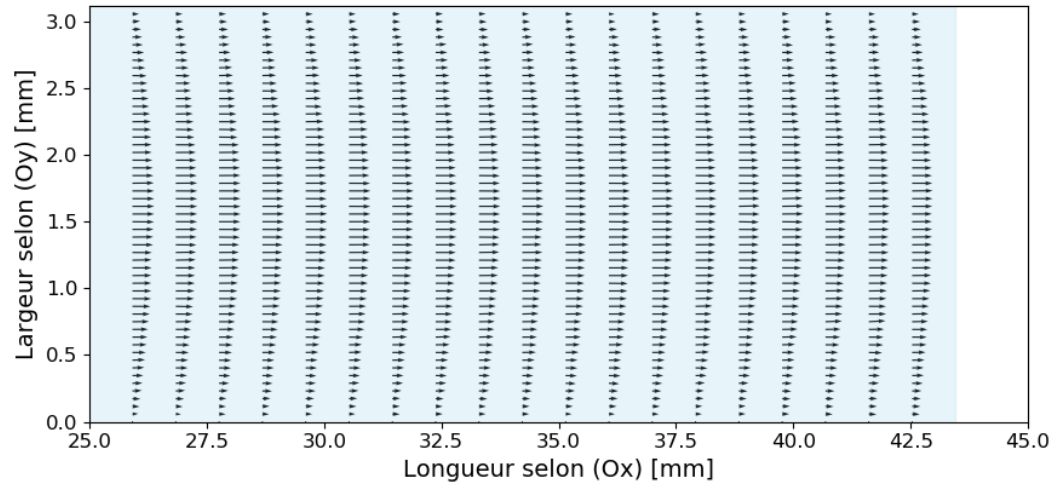


Figure F-10 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour $U_{0,7+}$ (3,6 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à $x = 26, 30$ et 42 mm.

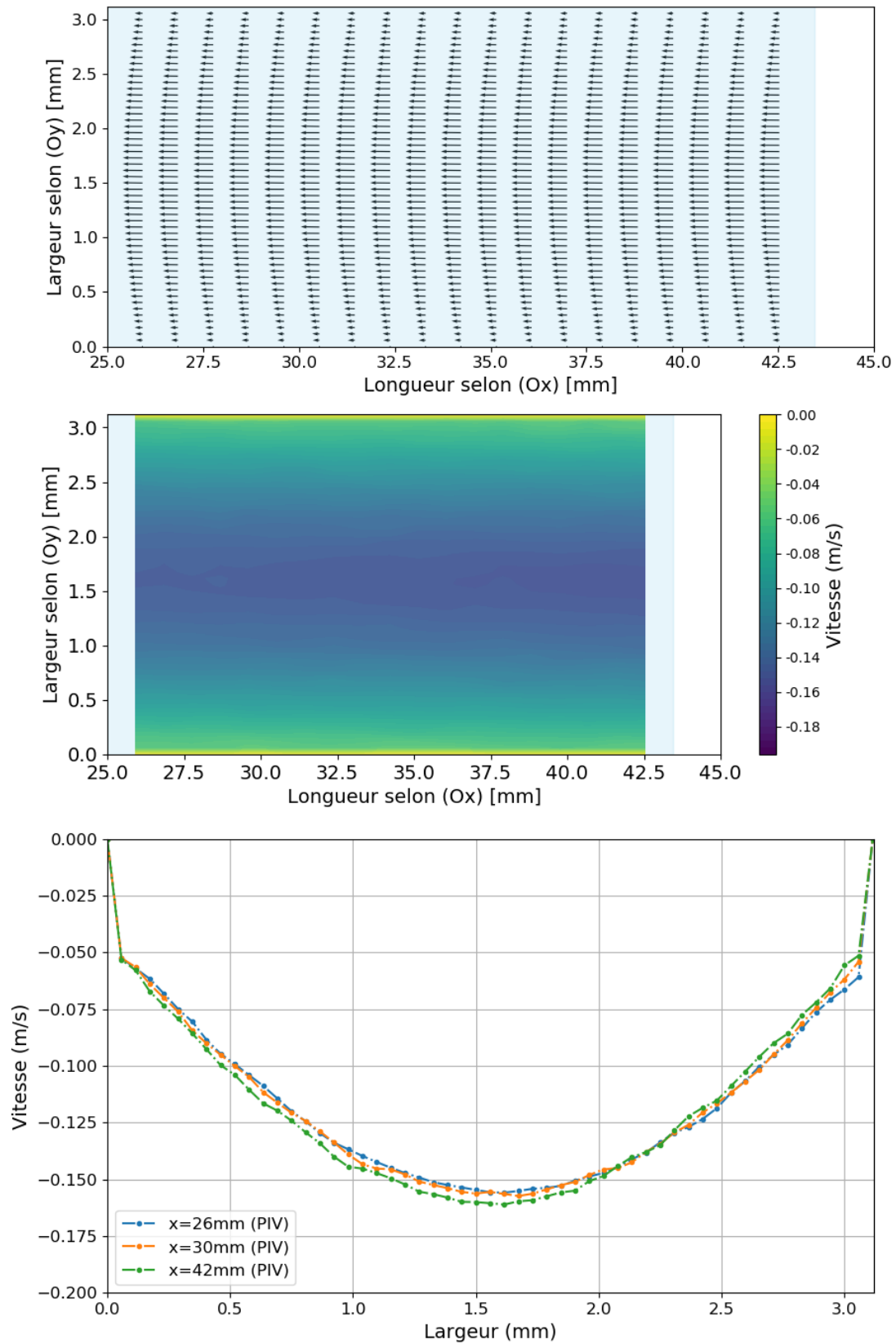


Figure F-11 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour $U_{1,0} = 5,2 \text{ g/s}$: Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à $x = 26, 30$ et 42 mm .

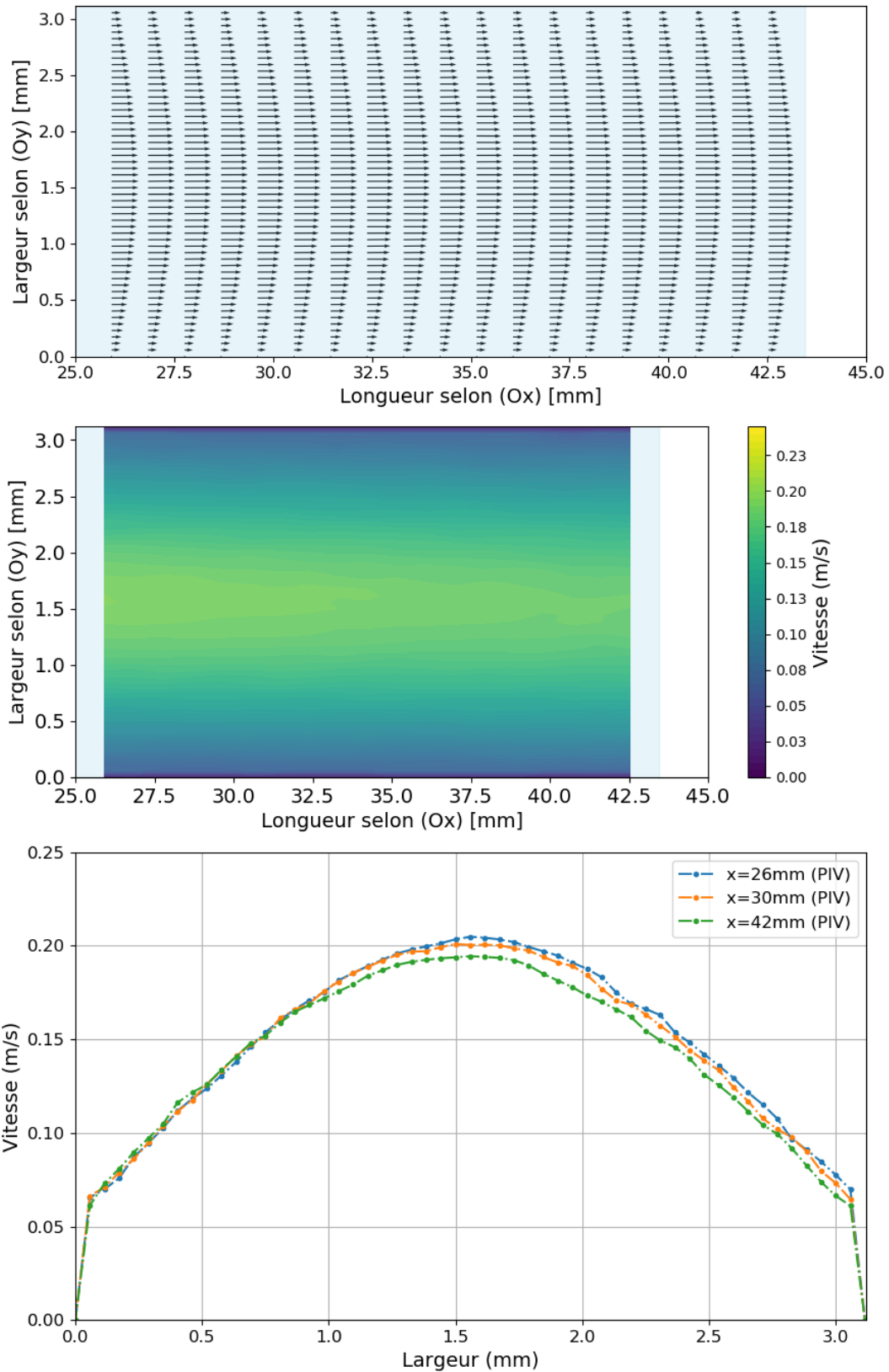


Figure F-12 Résultats expérimentaux du Canal N² pour $U 1,0+$ (5,2 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à $x = 26, 30$ et 42 mm.

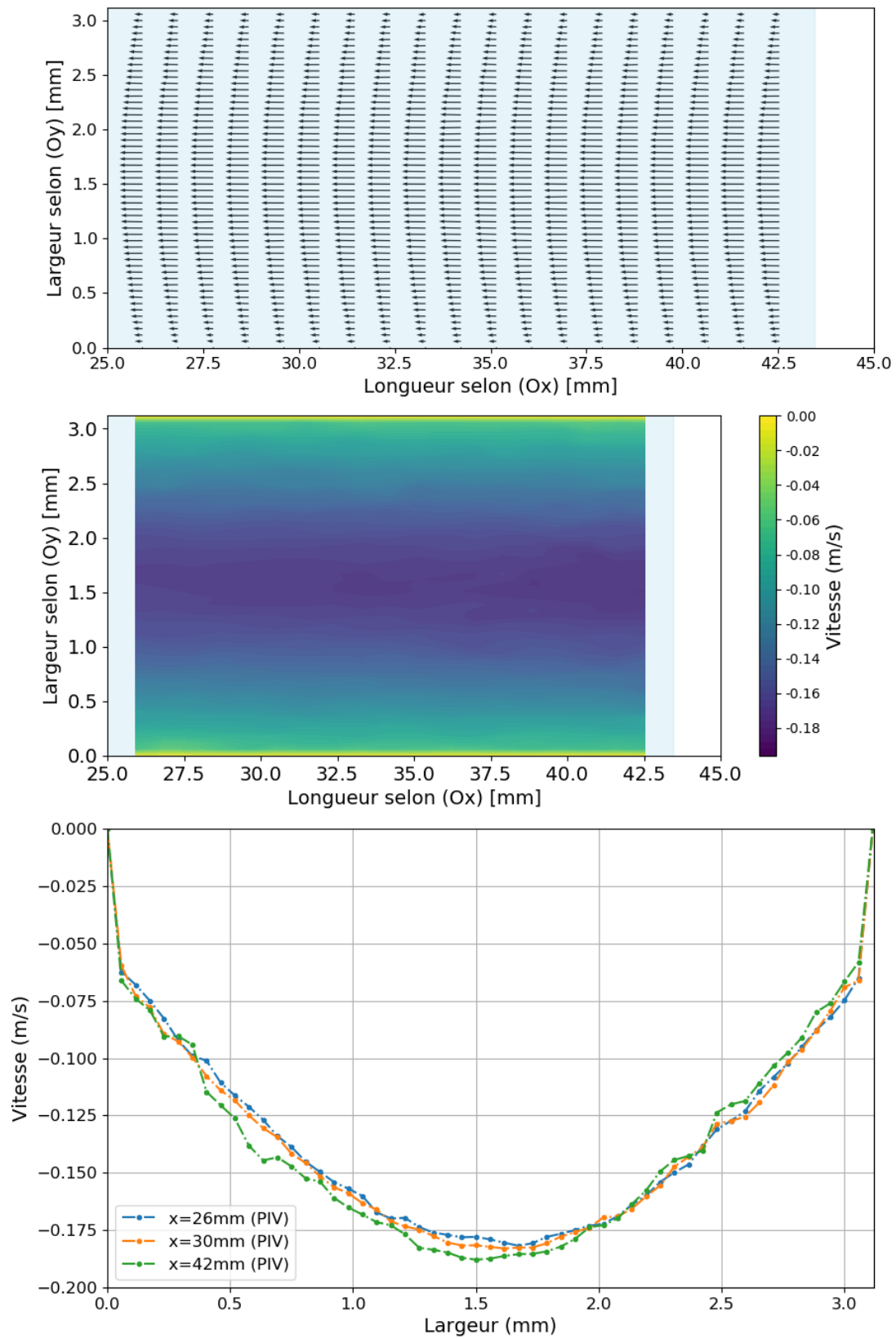


Figure F-13 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour $U_{1,2}$ (6,2 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à $x = 26, 30$ et 42 mm.

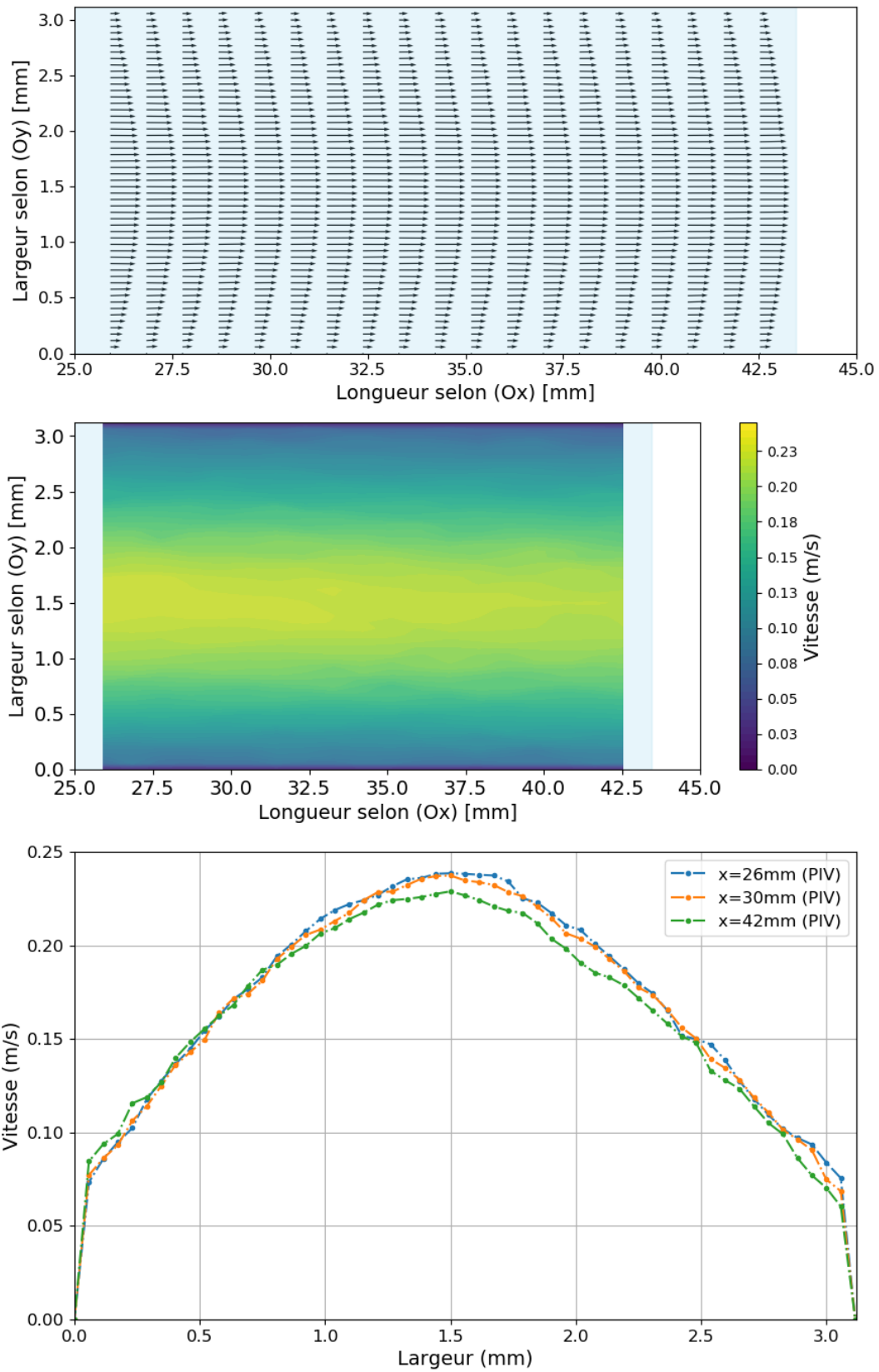


Figure F-14 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour $U 1,2+$ ($6,2 \text{ g/s}$) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à $x = 26, 30$ et 42 mm .

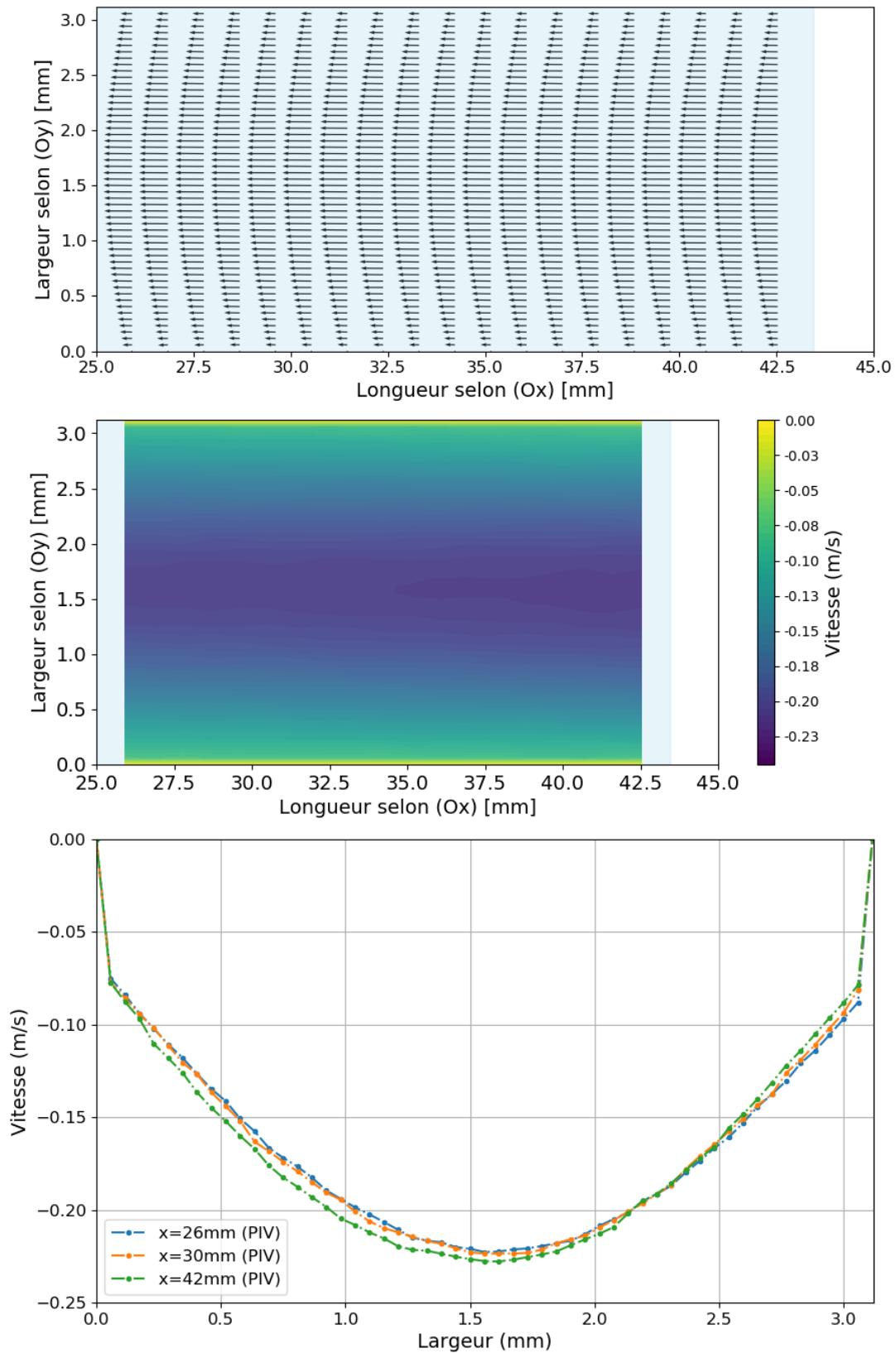


Figure F-15 Résultats expérimentaux du Canal N² pour U 1,5- (7,8 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à $x = 26, 30$ et 42 mm.

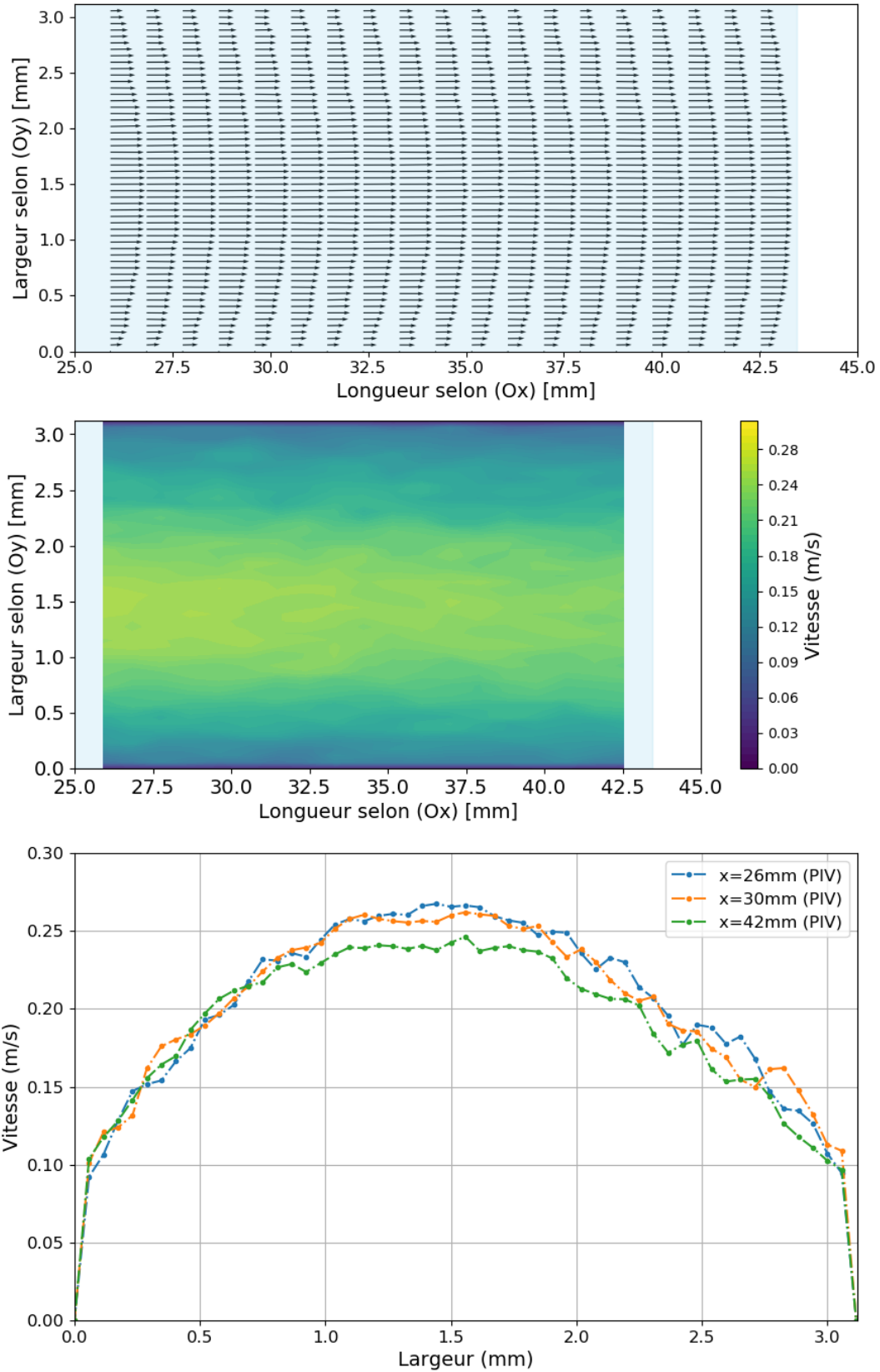


Figure F-16 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour $U 1,5+$ (7,8 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à $x = 26, 30$ et 42 mm.

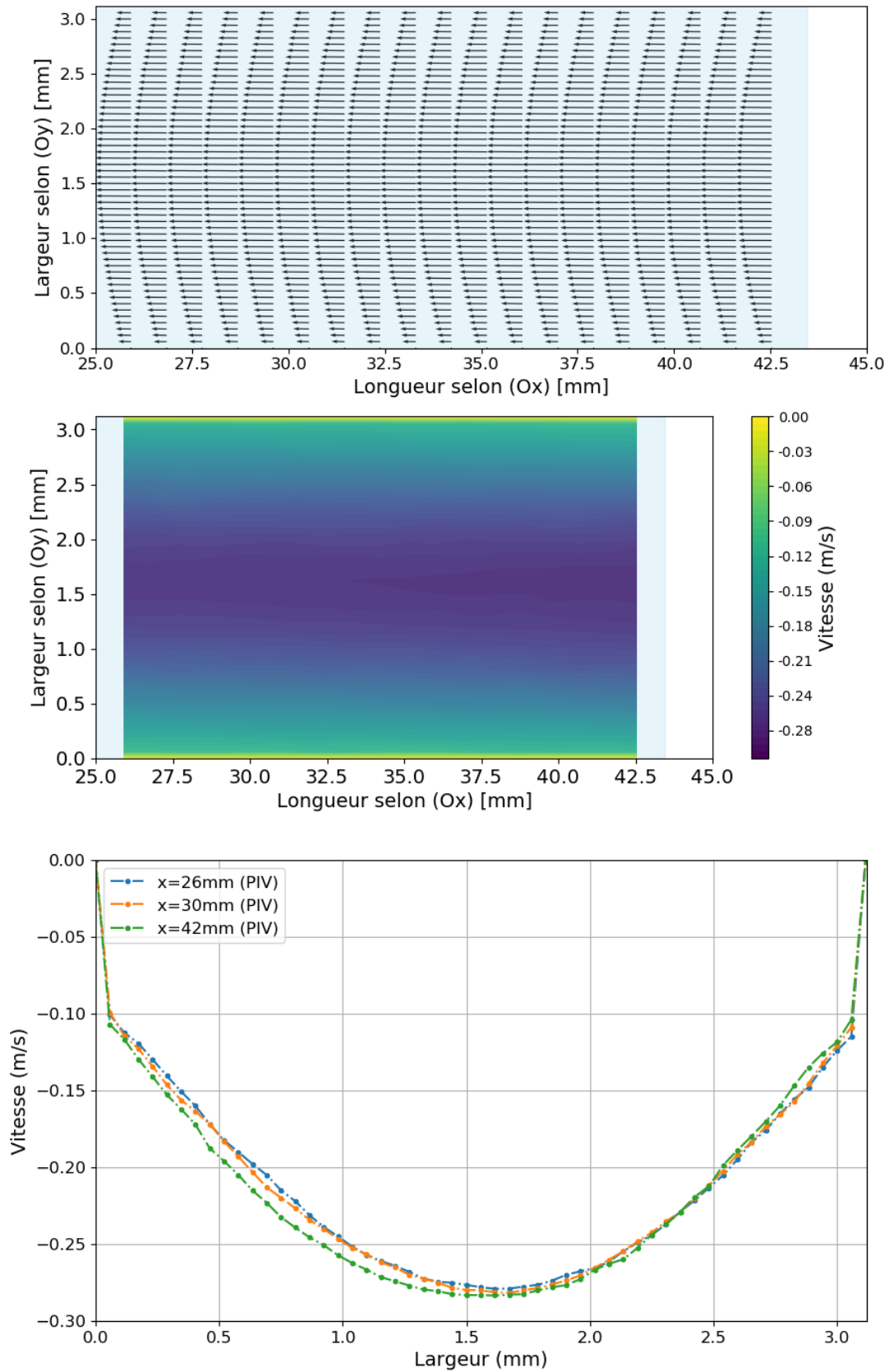


Figure F-17 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour $U_{2,0}$ (10,4 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à $x = 26, 30$ et 42 mm.

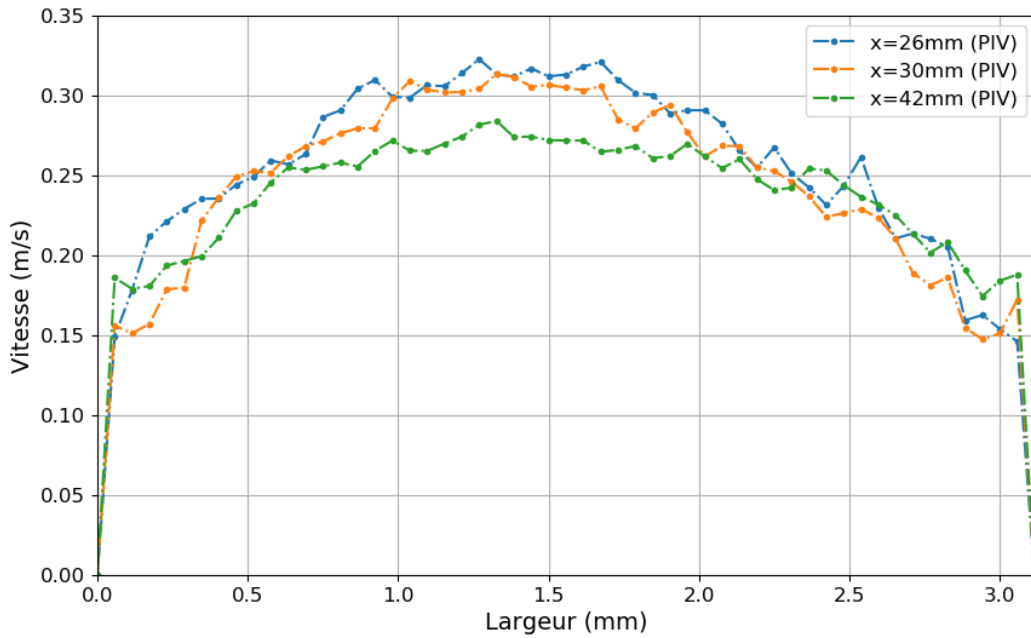
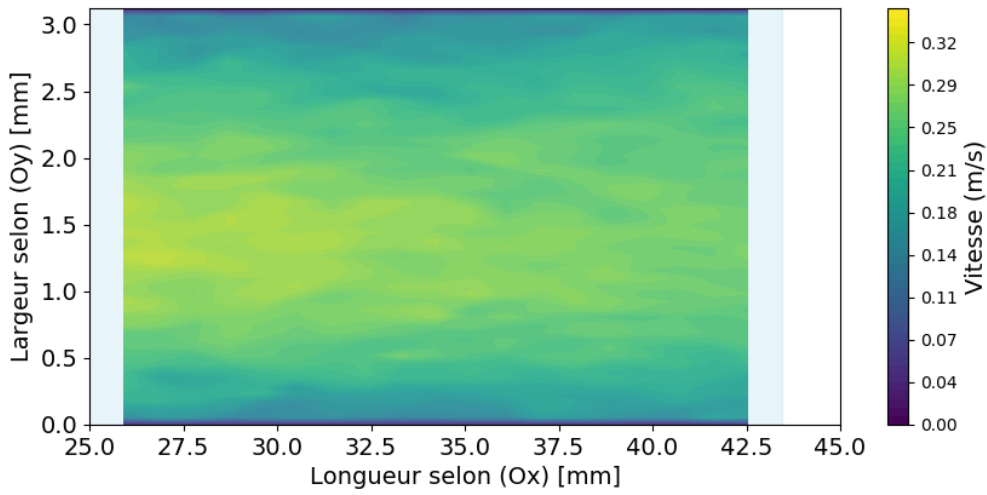
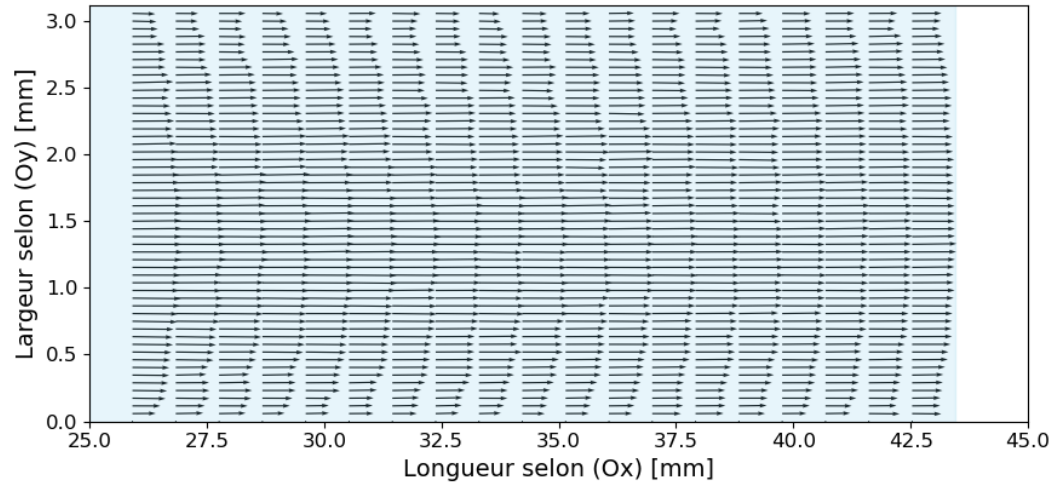


Figure F-18 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour $U_{2,0+}$ (10,4 g/s) : Champ de vecteur vitesse, Carte iso valeurs de la composante débitante U et Profils de vitesse à $x = 26, 30$ et 42 mm.

ÉCOULEMENTS OSCILLANTS

- Canal N°1

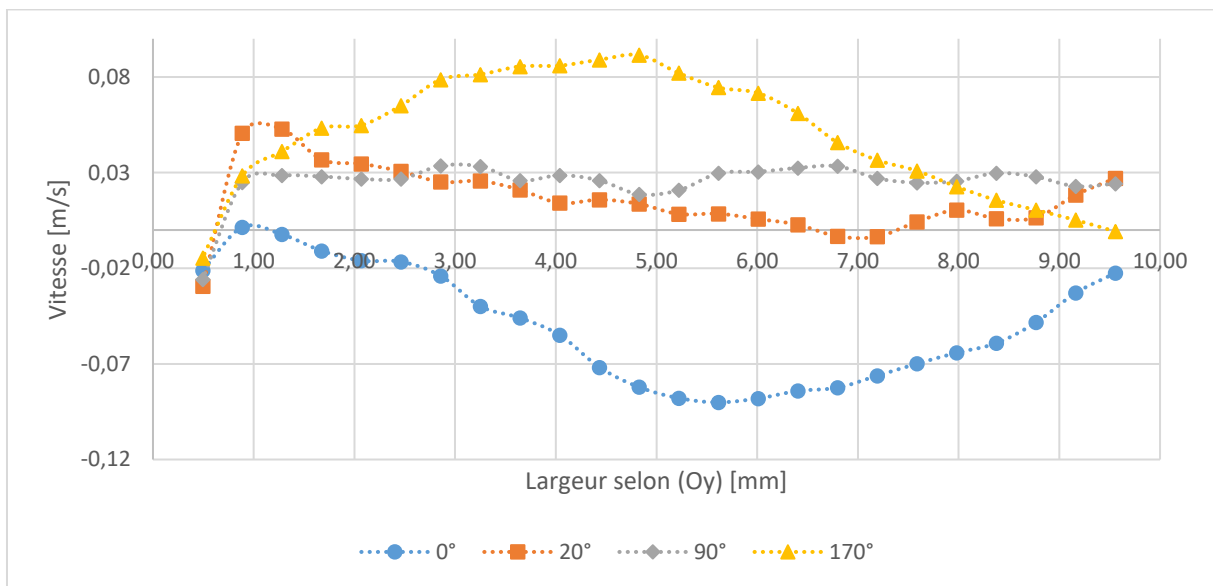
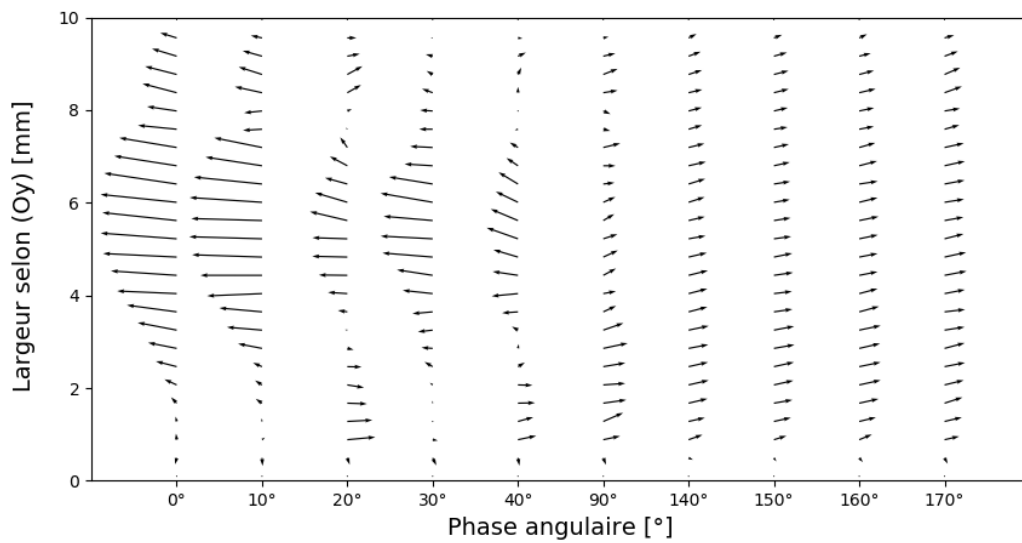


Figure F-19 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 1 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase α ($x = 30$ mm) ; Evolution des profils de vitesse à $x = 20$ mm sur une demi-période

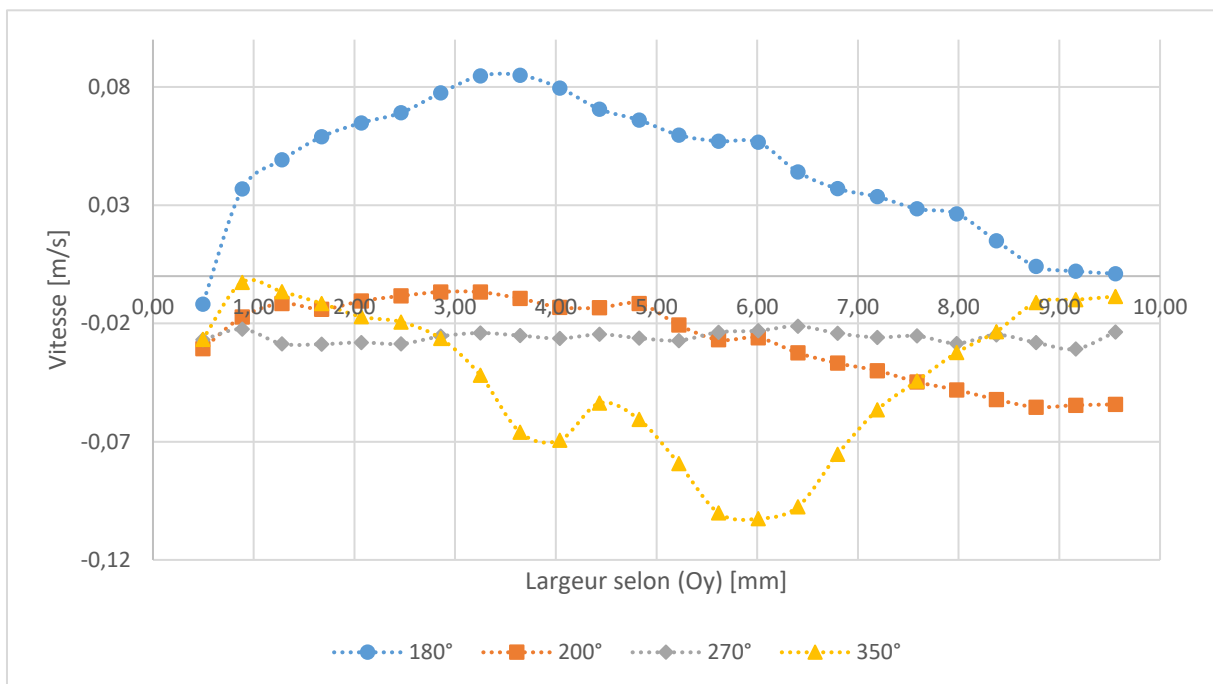
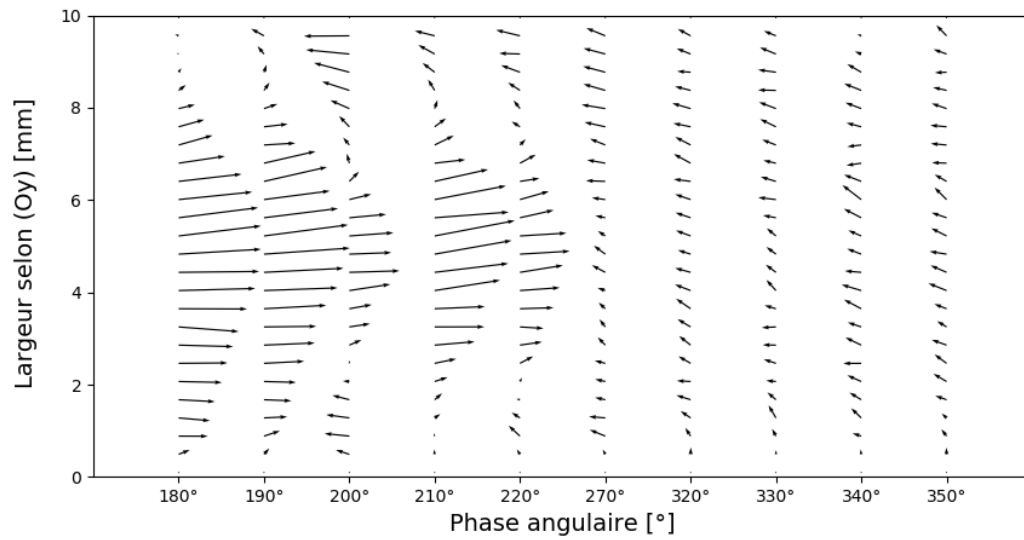


Figure F-20 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 1 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase u ($x = 10$ mm) ; Evolution des profils de vitesse à $x = 20$ mm sur une demi-période

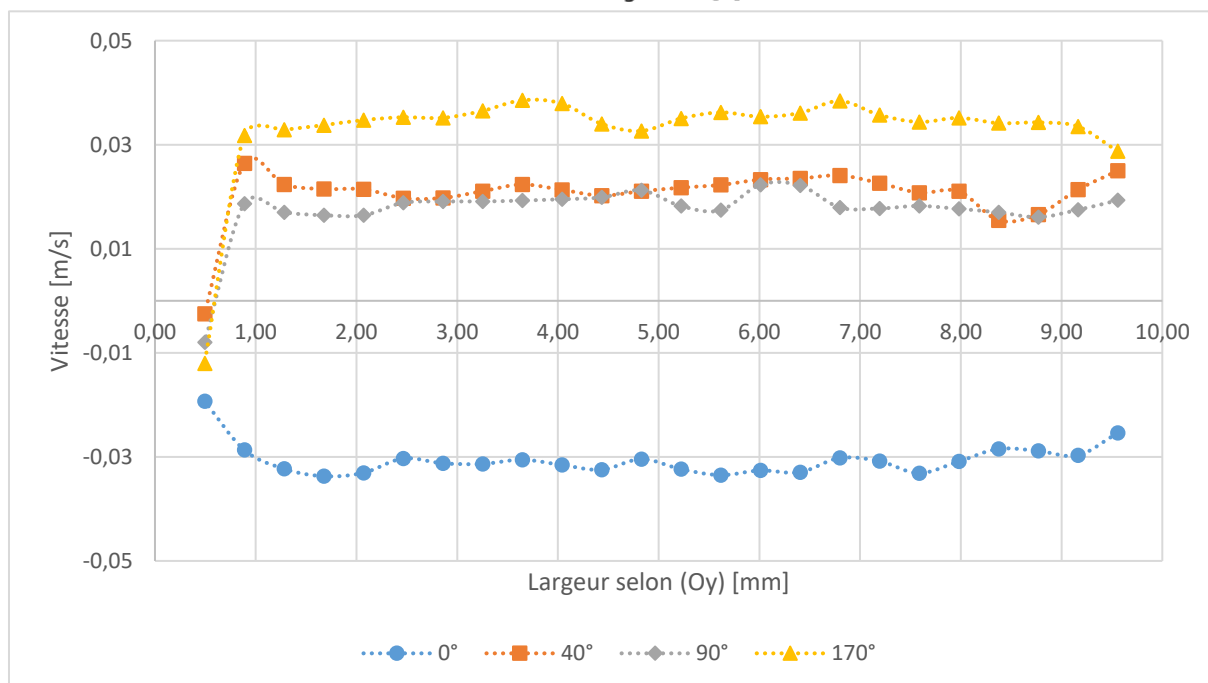
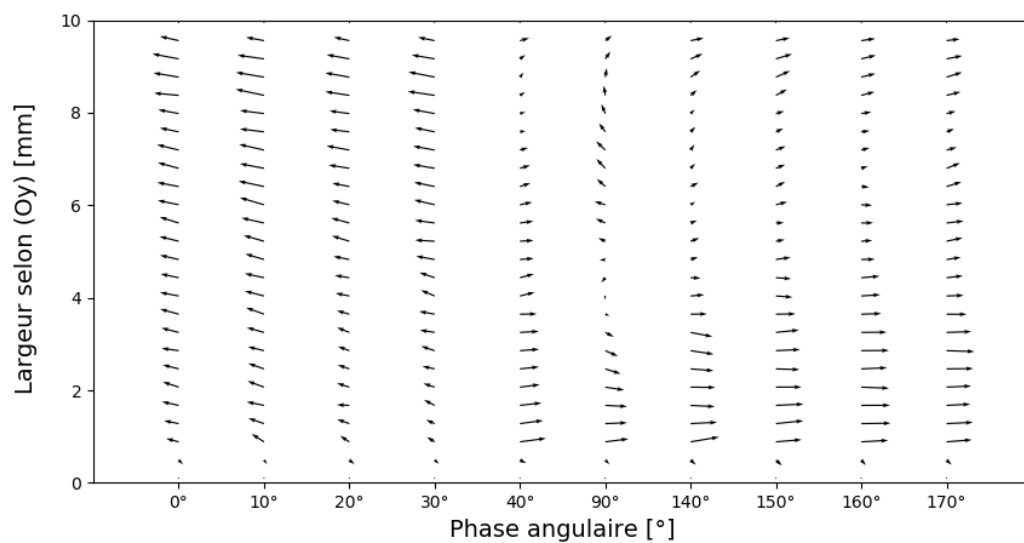


Figure F-21 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 2 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase u ($x = 30$ mm) ; Evolution des profils de vitesse à $x = 20$ mm sur une demi-période

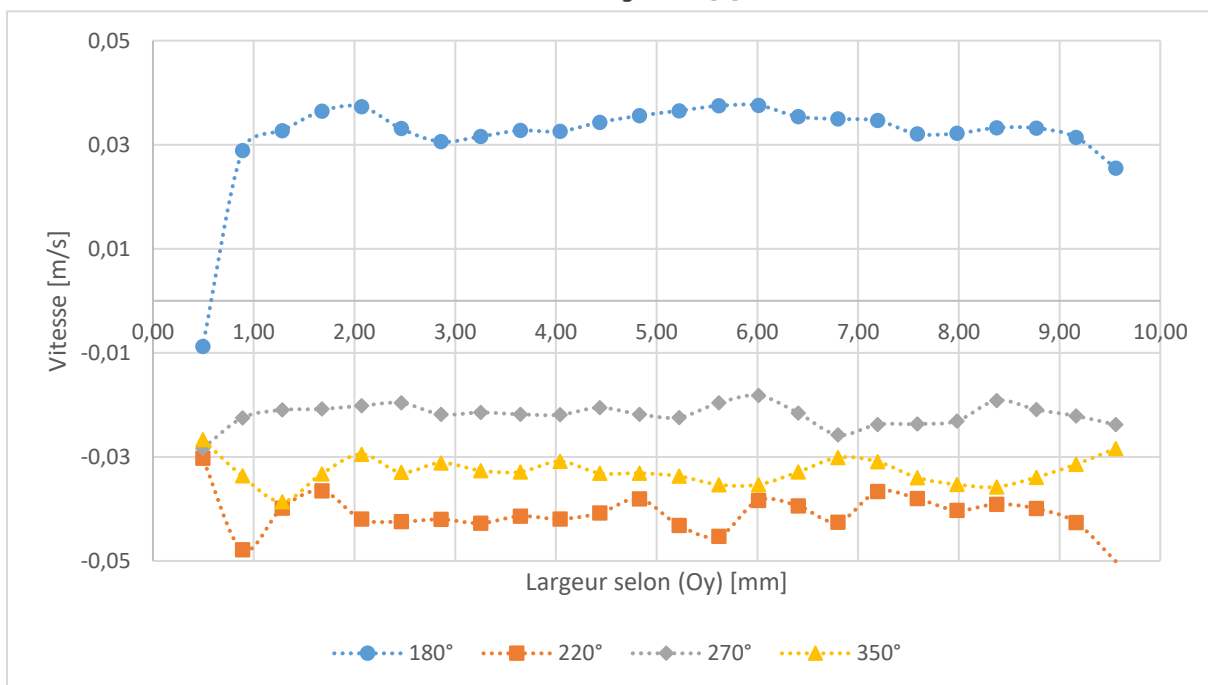
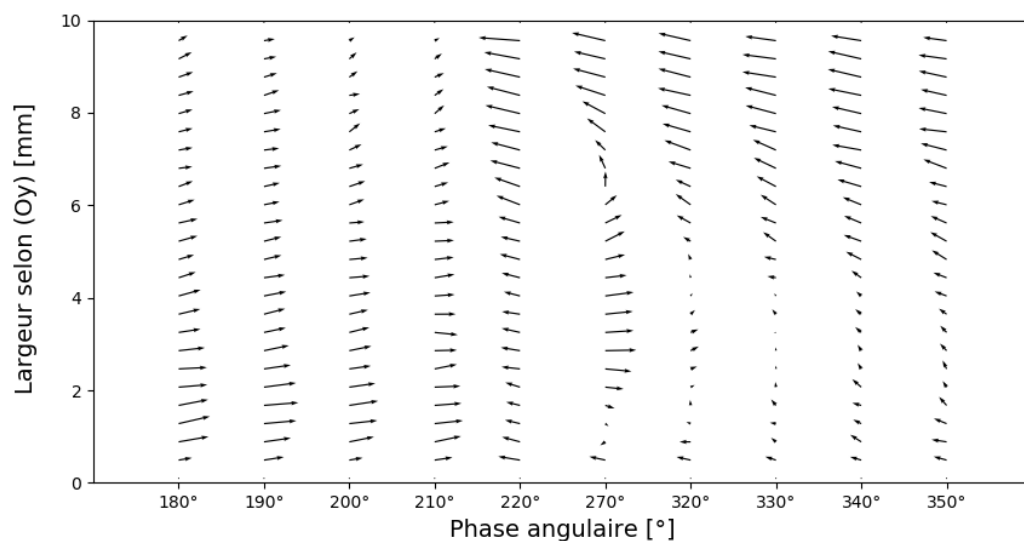


Figure F-22 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 2 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase u ($x = 10$ mm) ; Evolution des profils de vitesse à $x = 20$ mm sur une demi-période

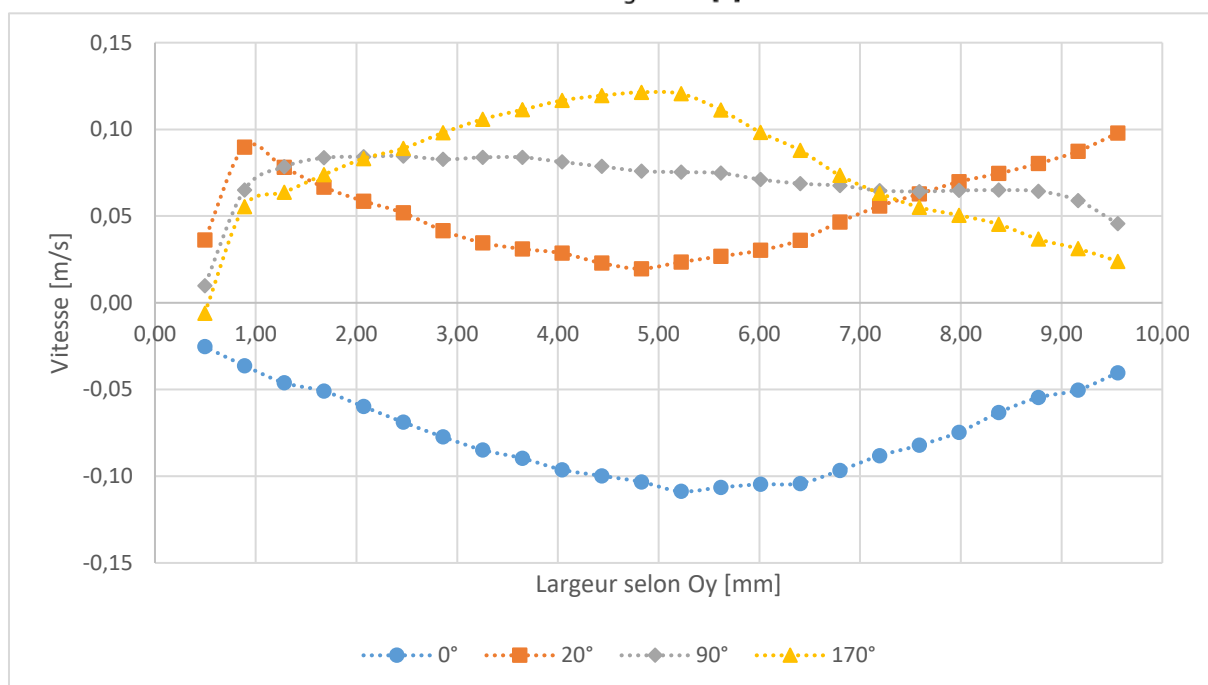
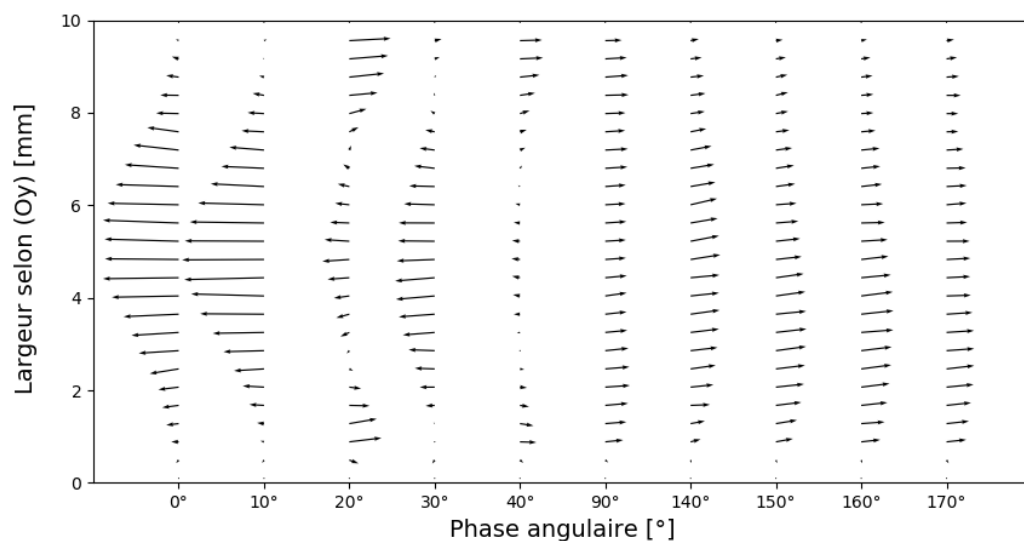


Figure F-23 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 1,0 V (5,2 g/s) et fréquence 1 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase u ($x = 30$ mm) ; Evolution des profils de vitesse à $x = 20$ mm sur une demi-période

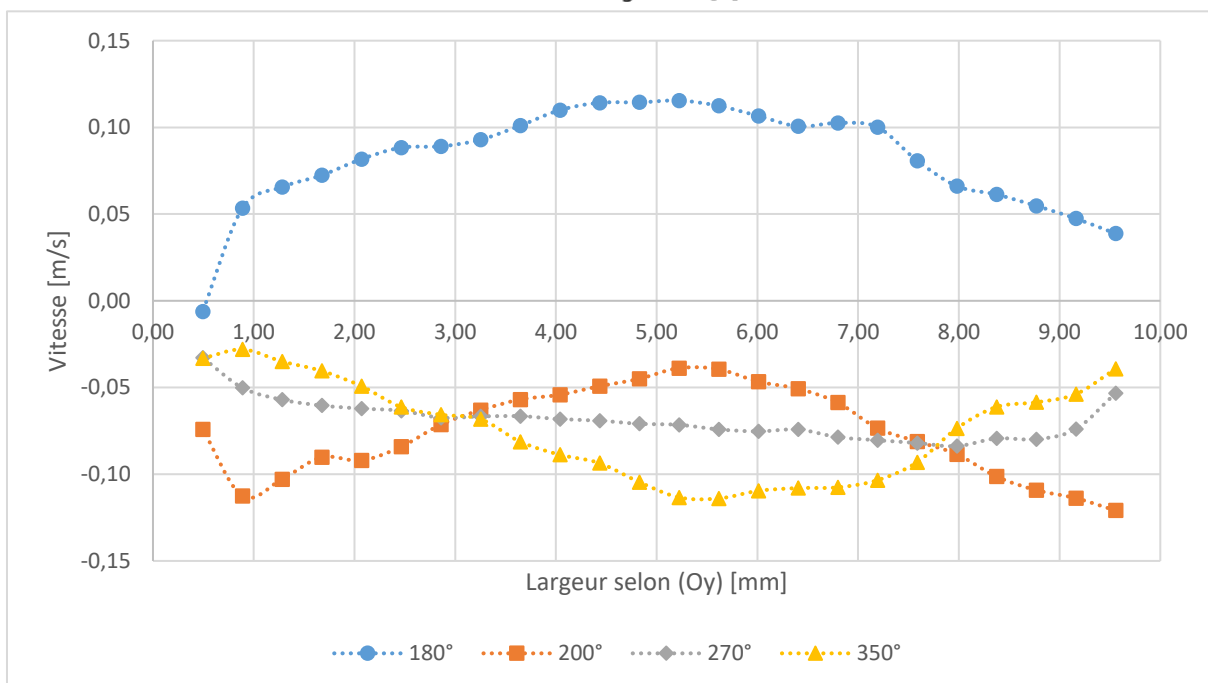
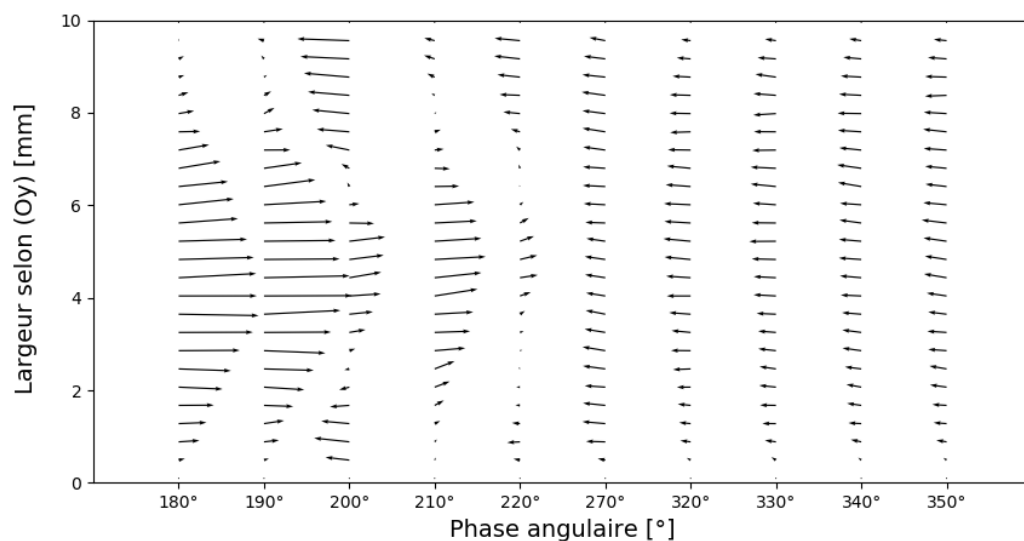


Figure F-24 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 1,0 V (5,2 g/s) et fréquence 1 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase u ($x = 10$ mm) ; Evolution des profils de vitesse à $x = 20$ mm sur une demi-période

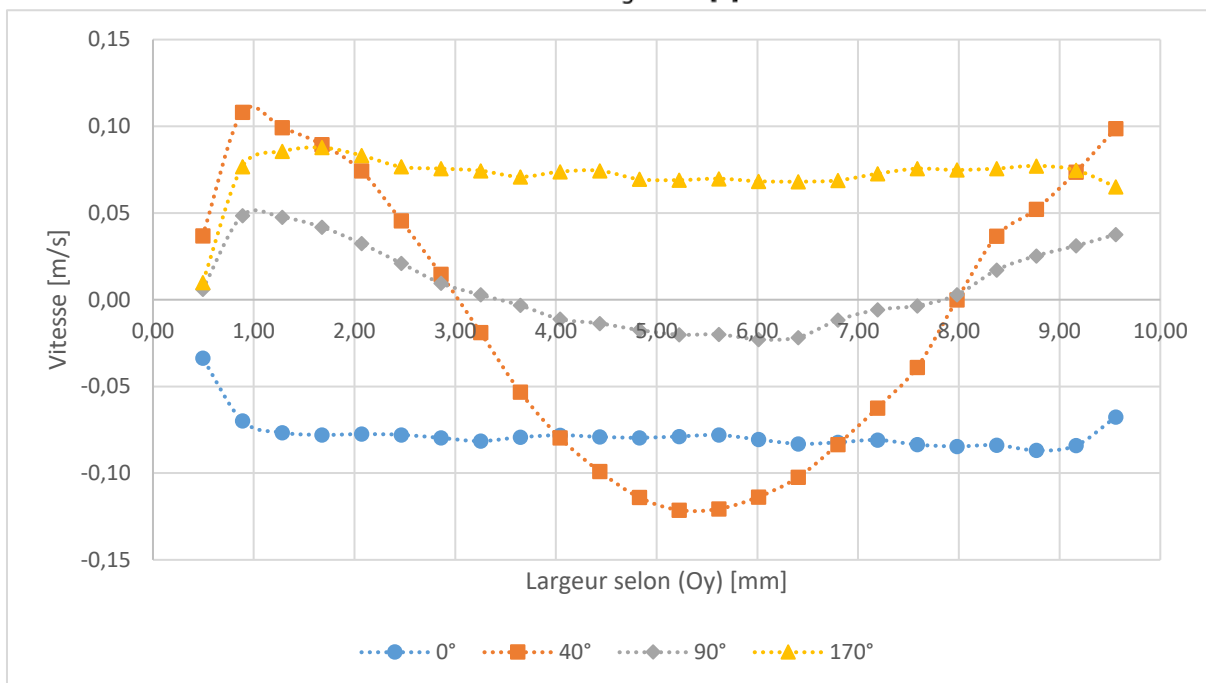
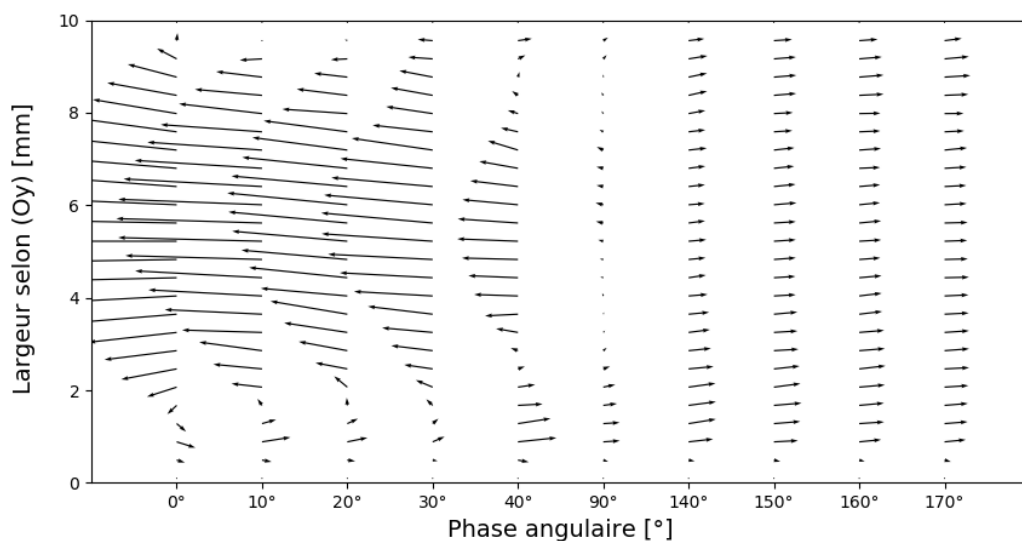


Figure F-25 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour $U 1,0 \text{ V}$ ($5,2 \text{ g/s}$) et fréquence 2 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase u ($x = 30 \text{ mm}$) ; Evolution des profils de vitesse à $x = 20 \text{ mm}$ sur une demi-période

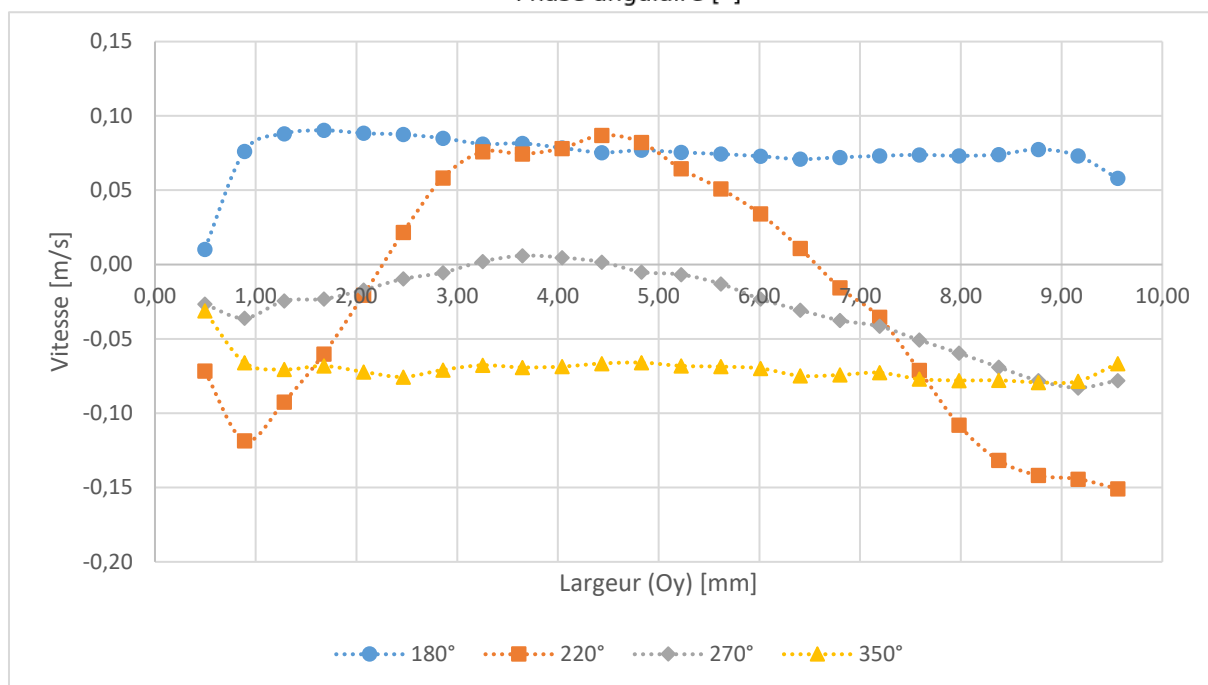
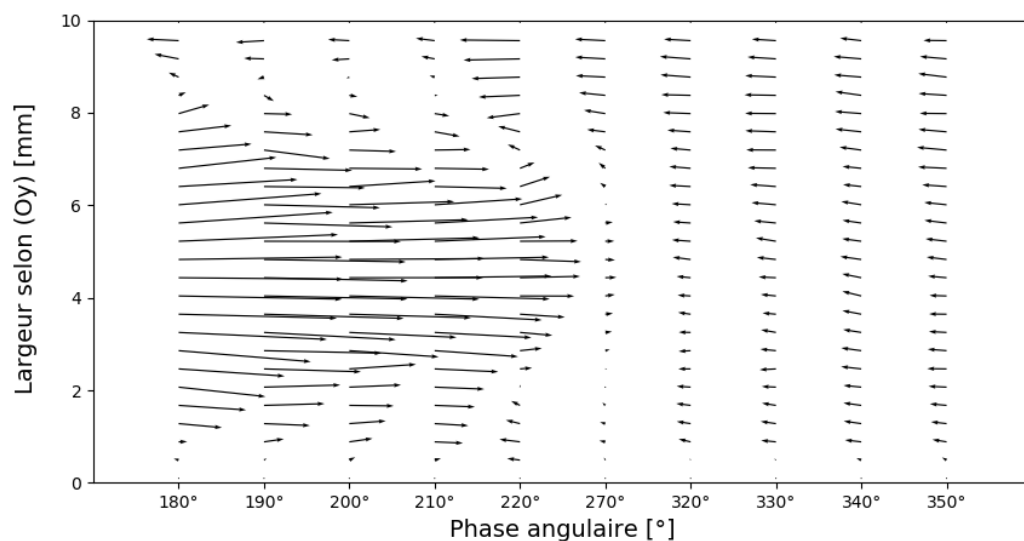


Figure F-26 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour $U 1,0 \text{ V}$ ($5,2 \text{ g/s}$) et fréquence 2 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase u ($x = 10 \text{ mm}$) ; Evolution des profils de vitesse à $x = 20 \text{ mm}$ sur une demi-période

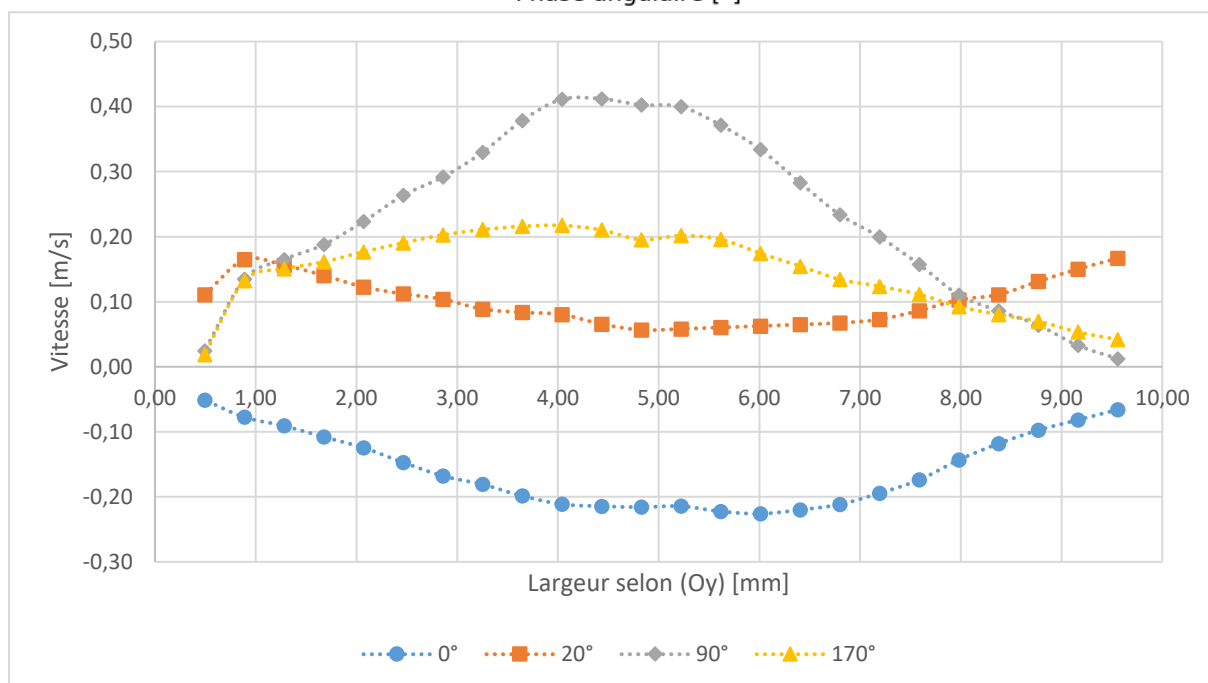
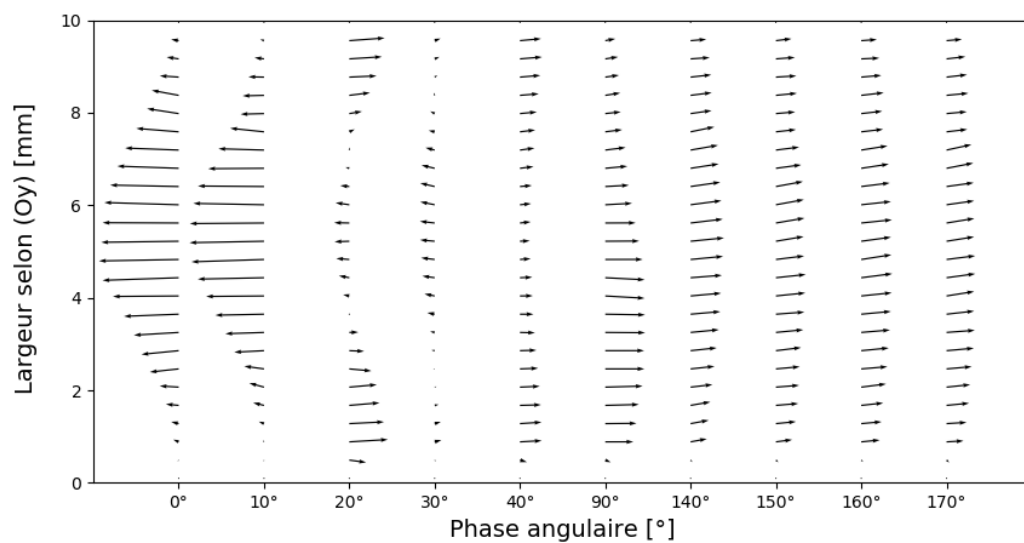


Figure F-27 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 2,0 V (10,4 g/s) et fréquence 1 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase u ($x = 30$ mm) ; Evolution des profils de vitesse à $x = 20$ mm sur une demi-période

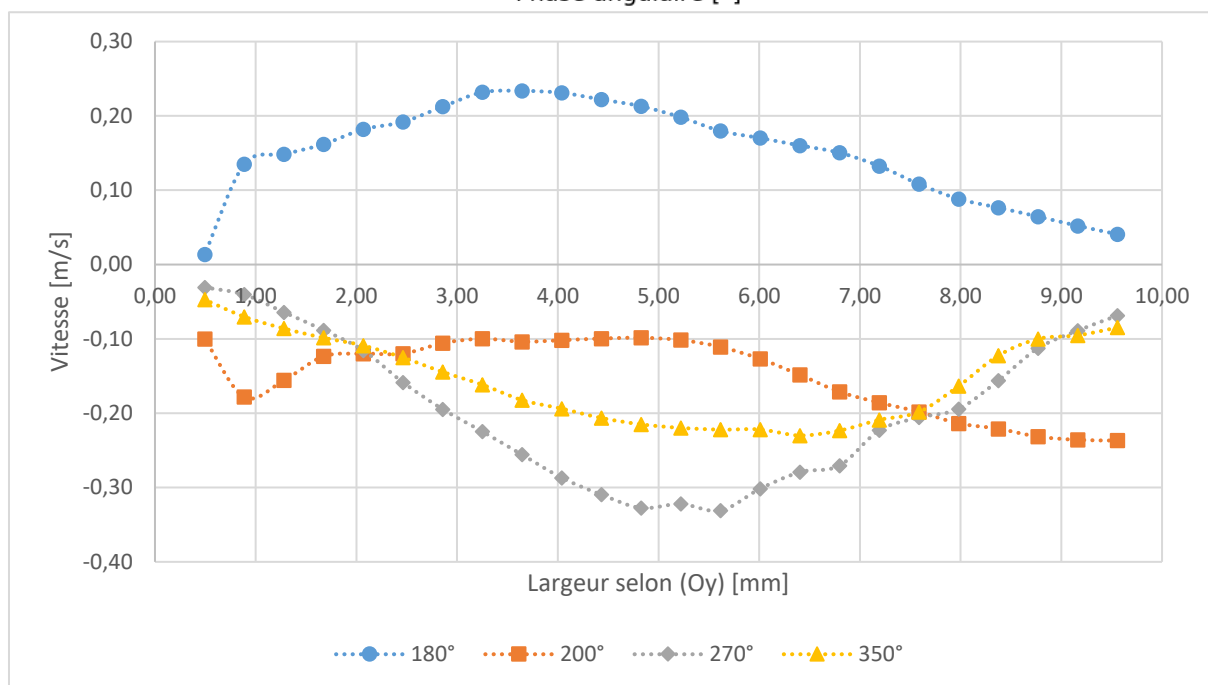
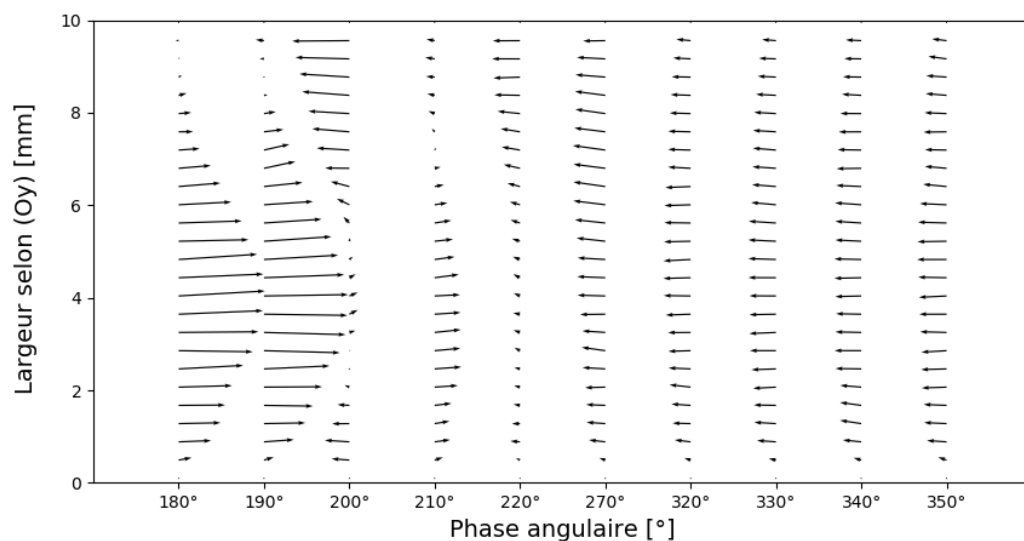


Figure F-28 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 2,0 V (10,4 g/s) et fréquence 1 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase u ($x = 10$ mm) ; Evolution des profils de vitesse à $x = 20$ mm sur une demi-période

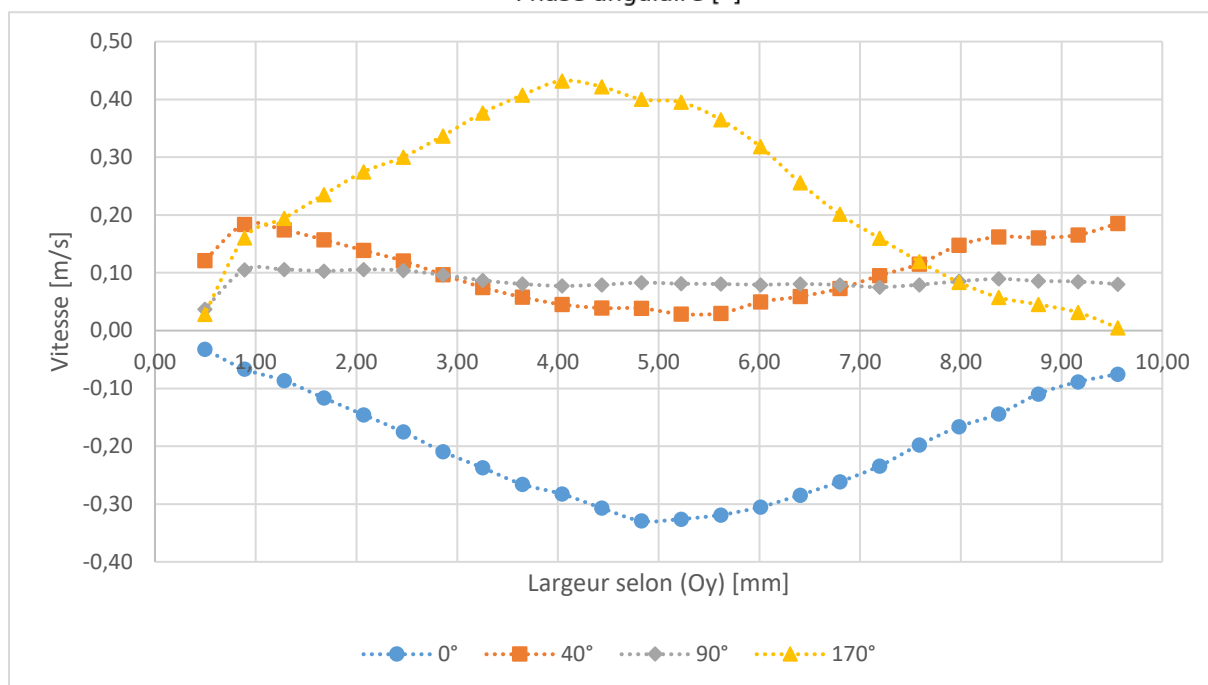
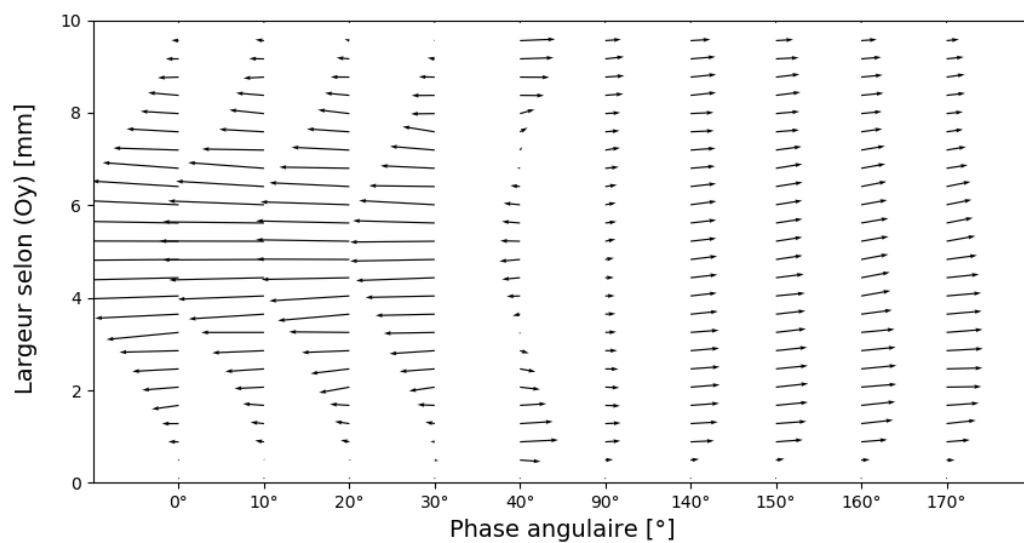


Figure F-29 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 2,0 V (10,4 g/s) et fréquence 2 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase u ($x = 30$ mm) ; Evolution des profils de vitesse à $x = 20$ mm sur une demi-période

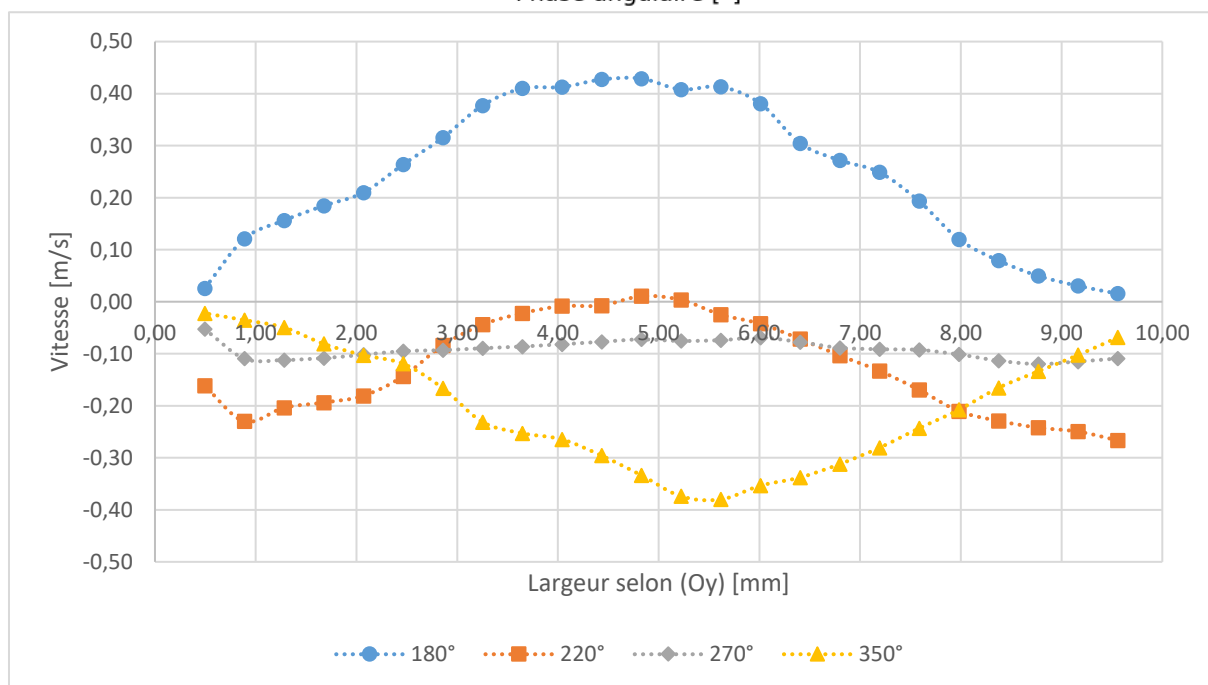
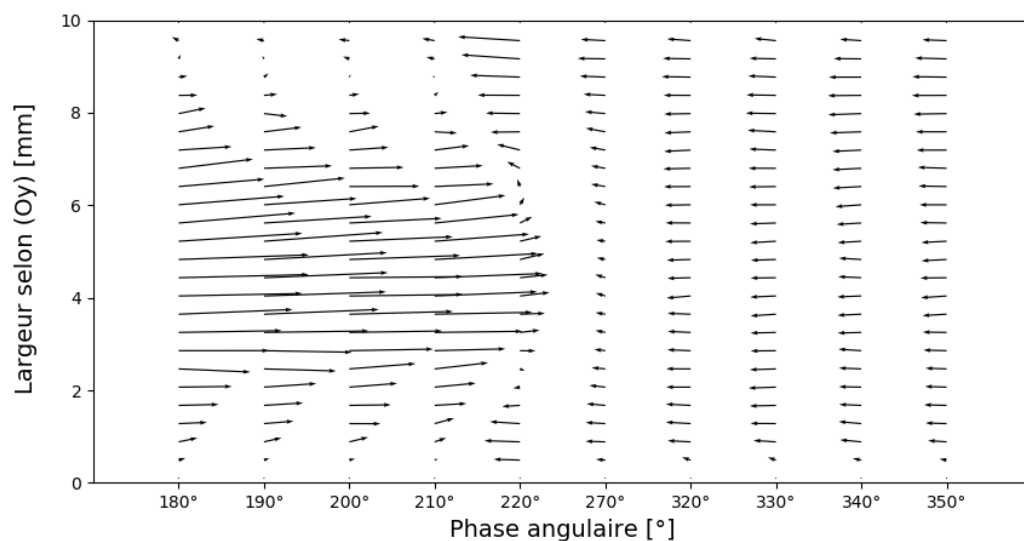


Figure F-30 Résultats expérimentaux du Canal N°1 pour U 2,0 V (10,4 g/s) et fréquence 2 Hz : Évolution du profil de vitesse en fonction de la phase u ($x = 10$ mm) ; Evolution des profils de vitesse à $x = 20$ mm sur une demi-période

- Canal N°2

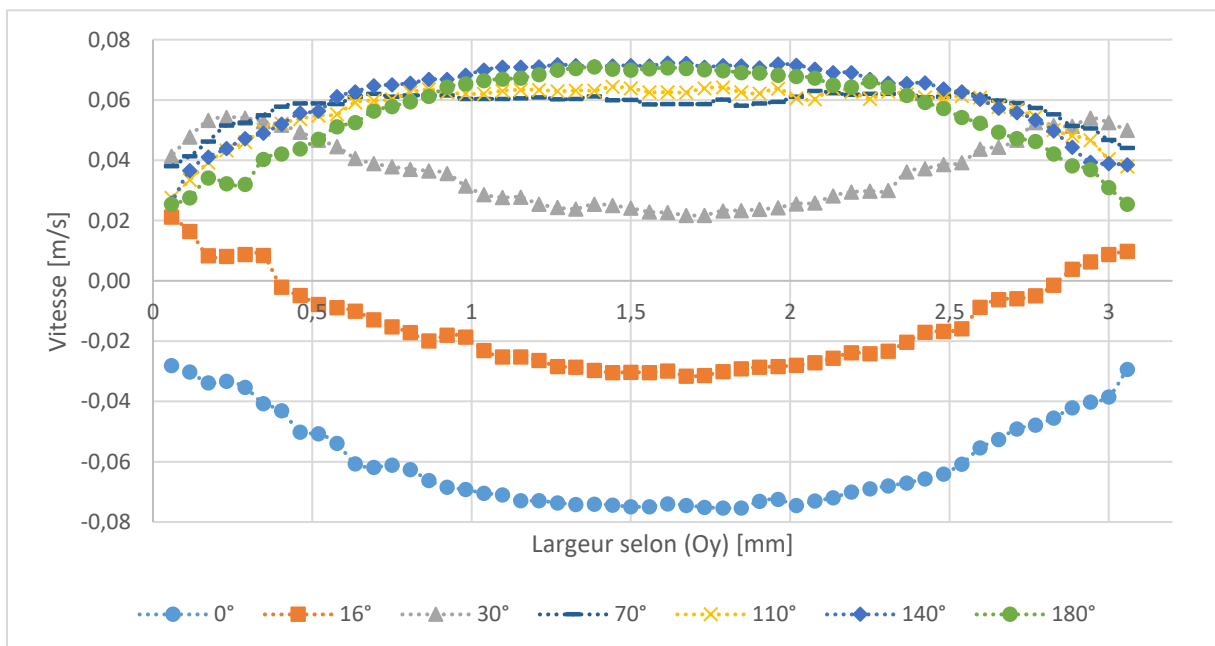
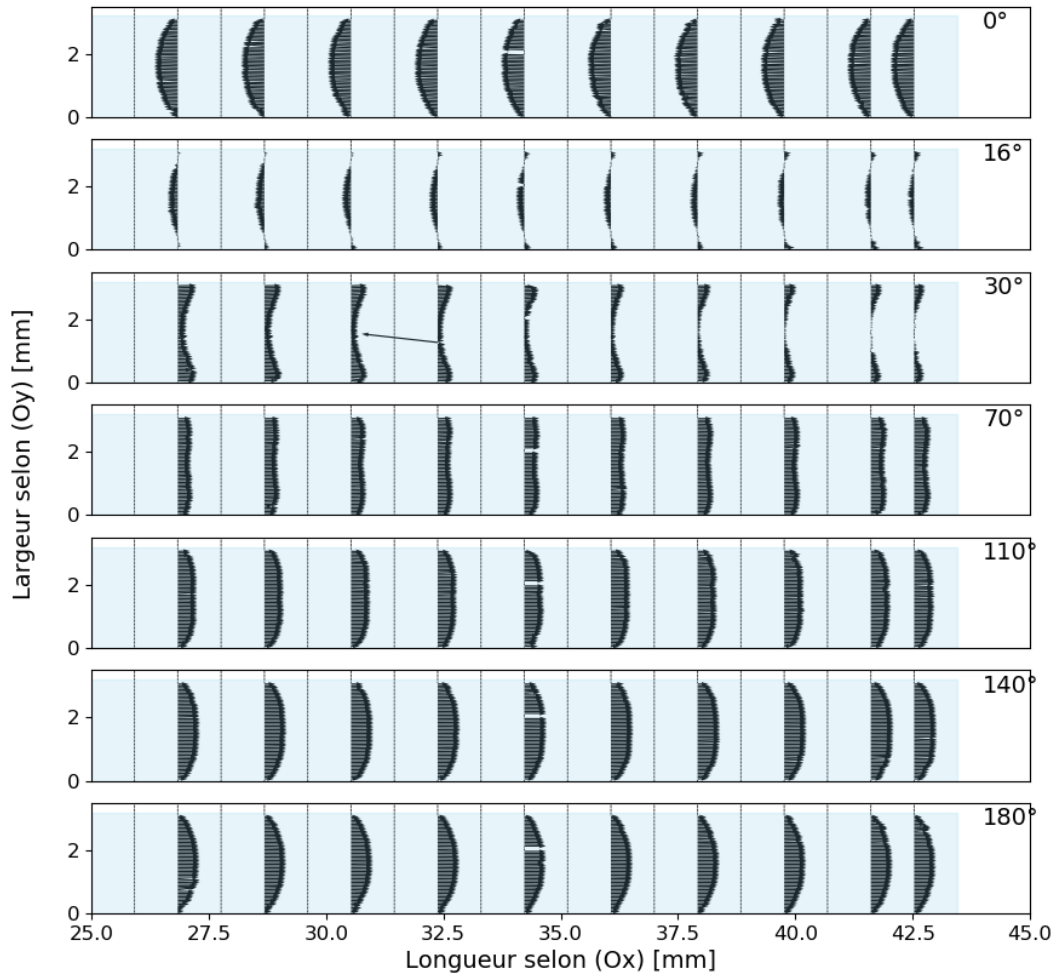


Figure F-31 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 1 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 0°, 16°, 30°, 70°, 110°, 140° et 180°, Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période

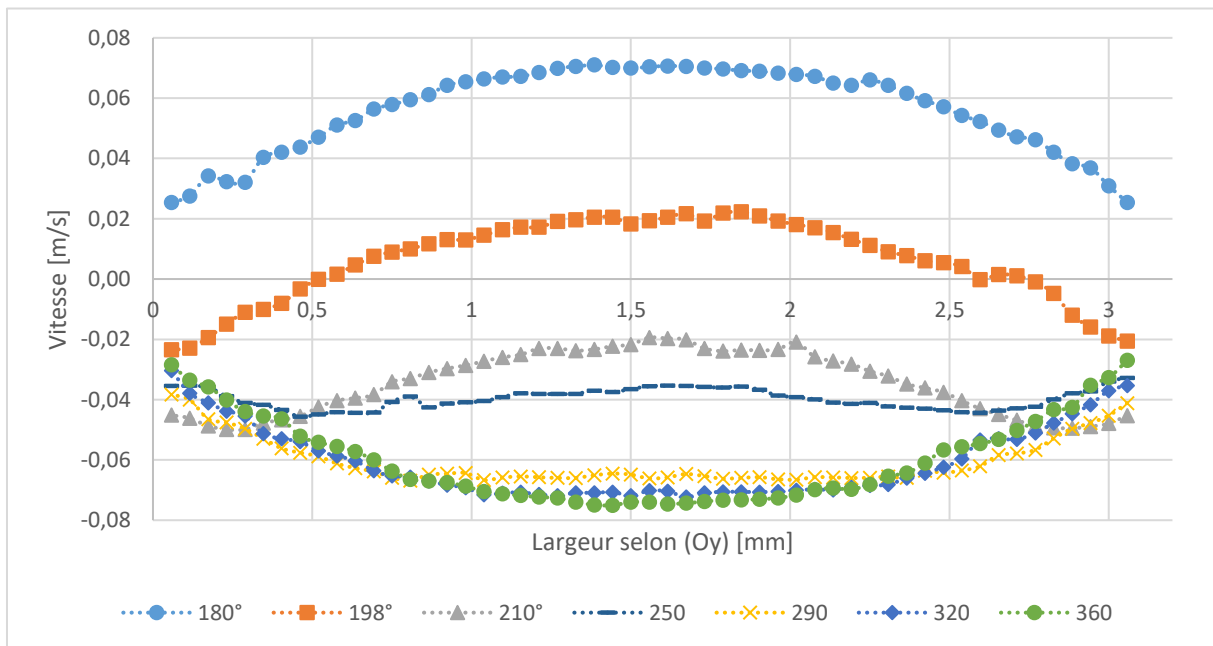
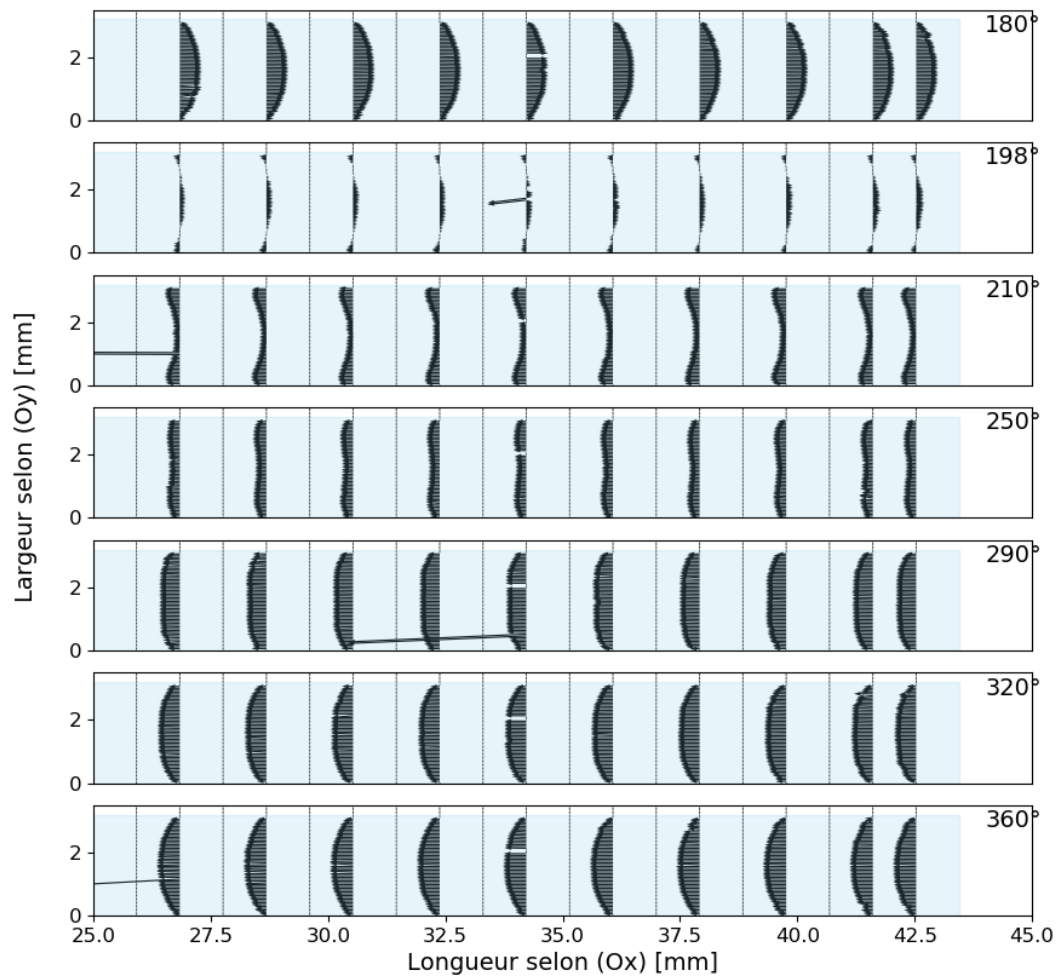


Figure F-32 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 1 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 180°, 198°, 210°, 250°, 290°, 320° et 360°, Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période

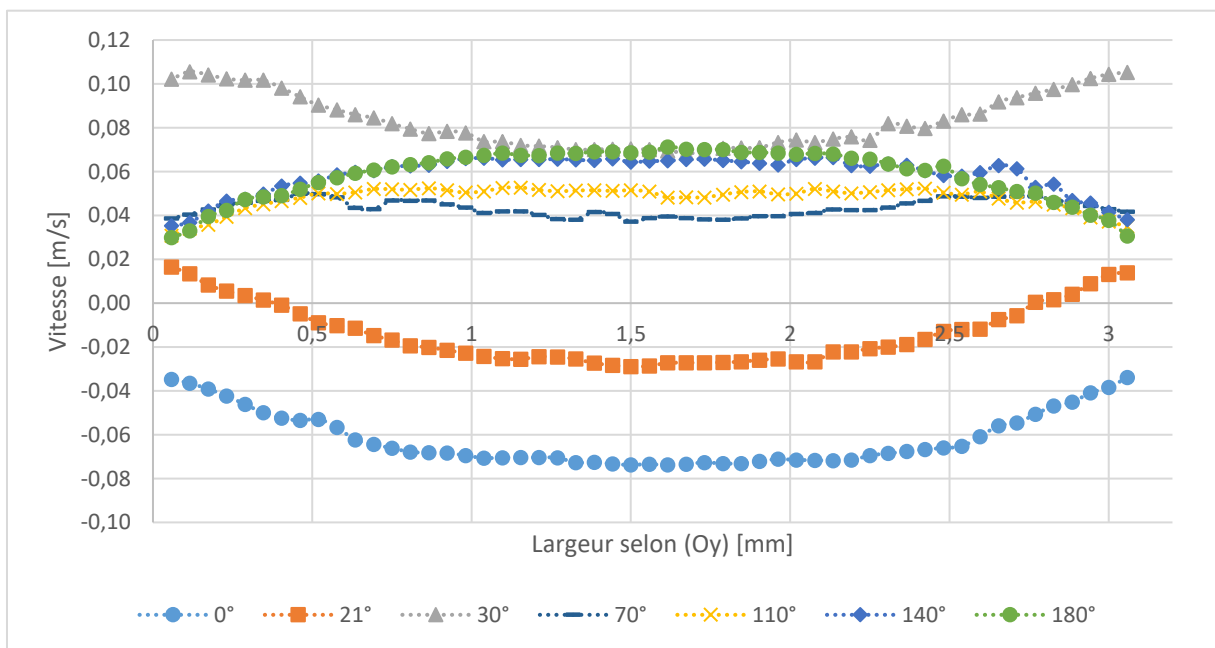
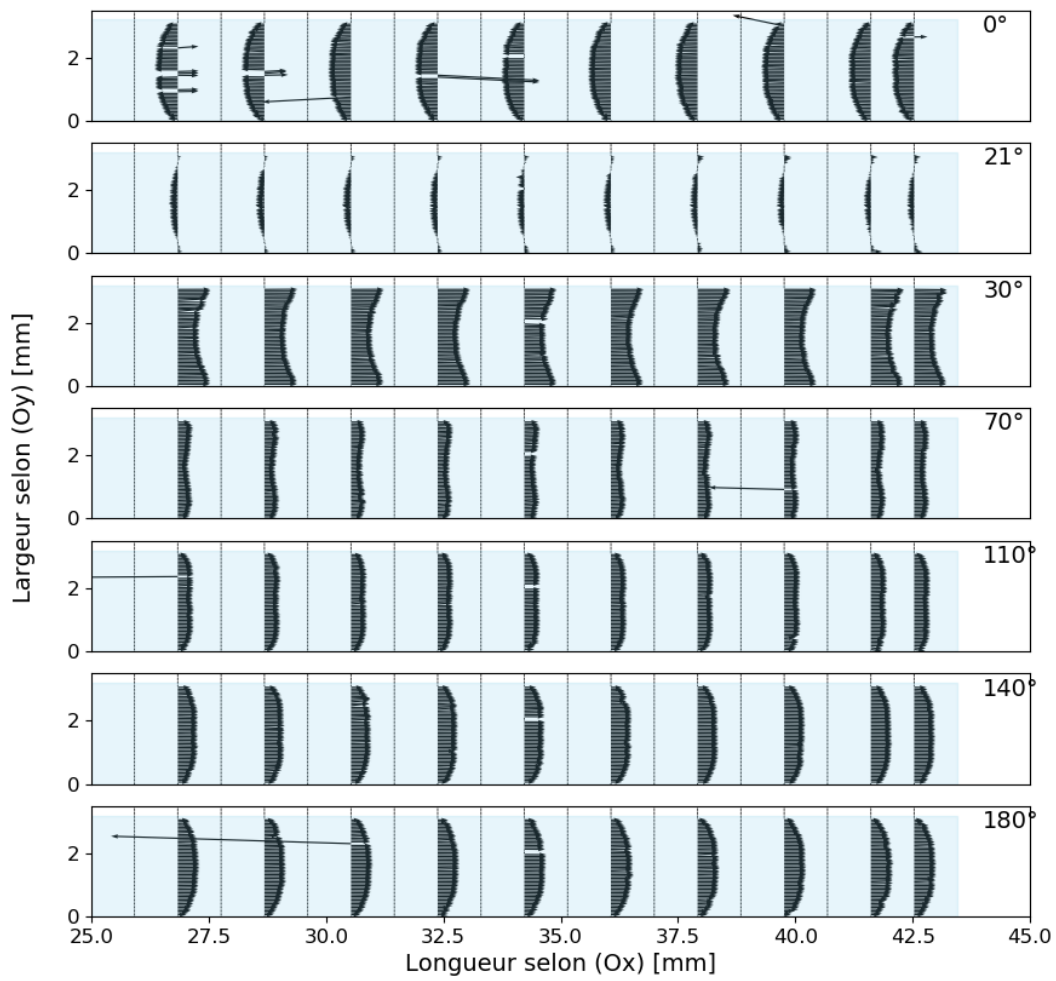


Figure F-33 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour $U, 0,5 \text{ V}$ ($2,6 \text{ g/s}$) et fréquence $1,2 \text{ Hz}$: Champ de vecteur vitesse pour les phase 0° , 21° , 30° , 70° , 110° , 140° et 180° , Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période

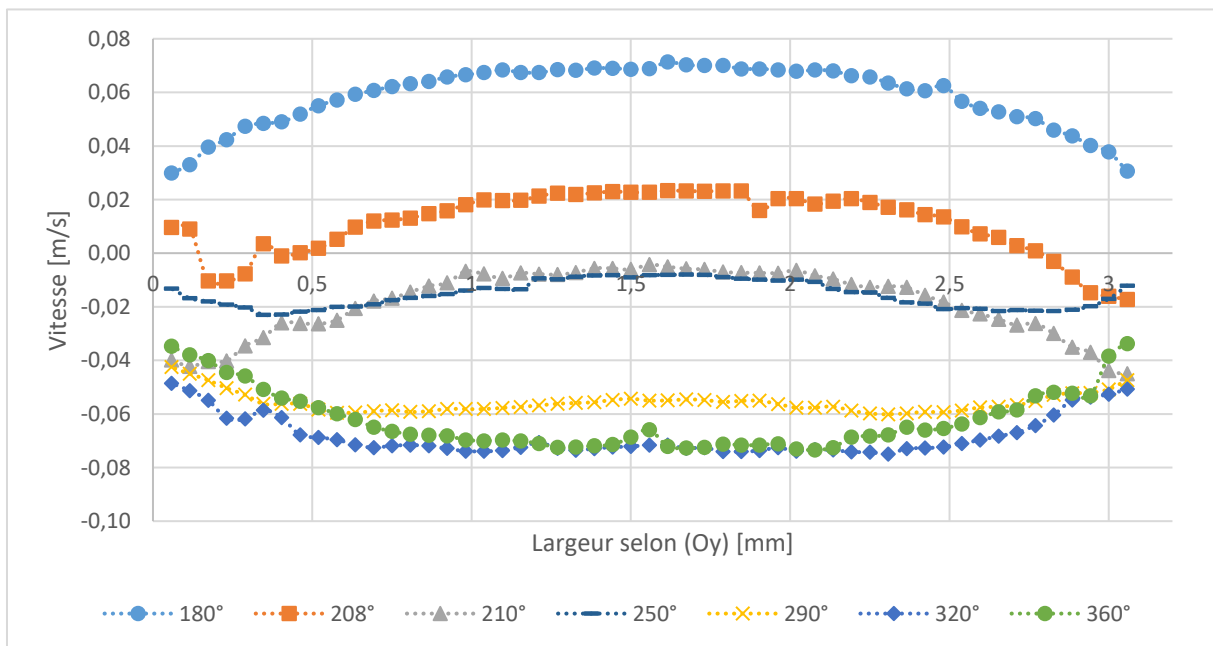
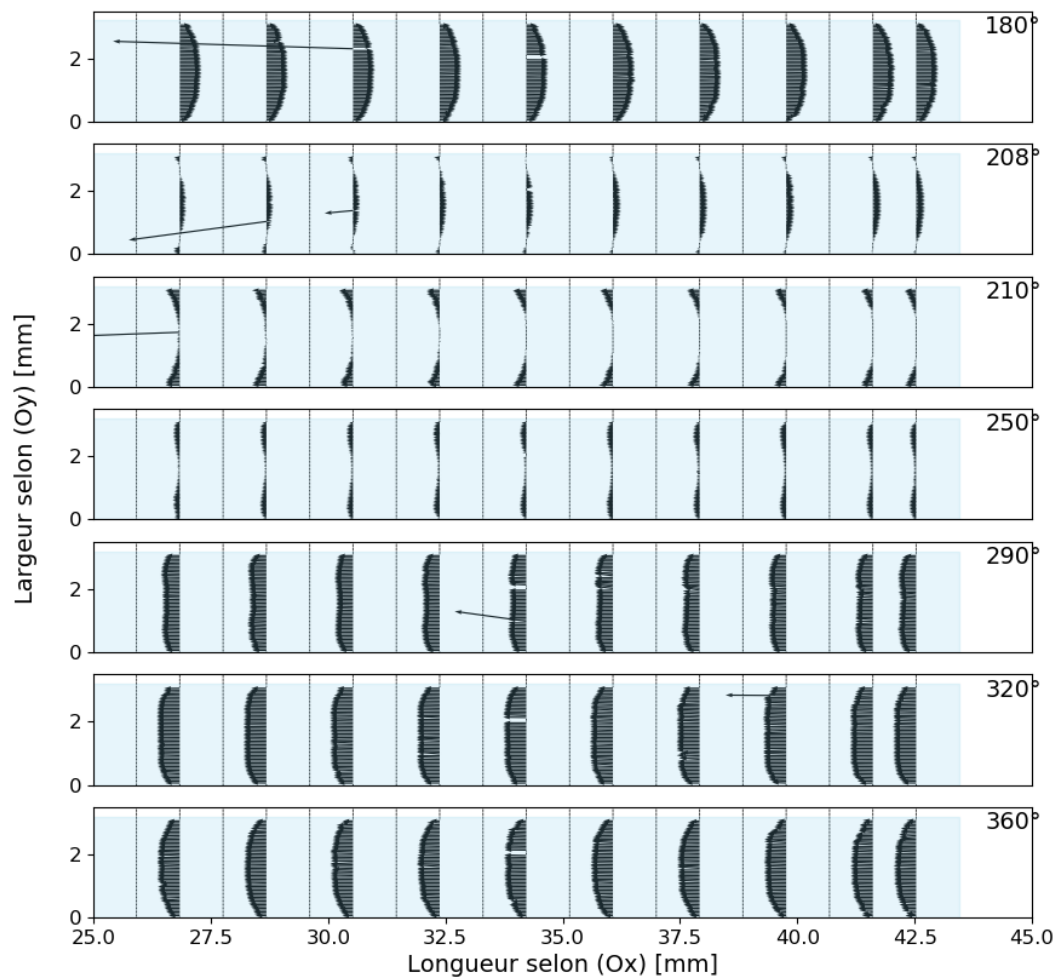


Figure F-34 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 1,2 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 180°, 208°, 210°, 250°, 290°, 320° et 360°, Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période

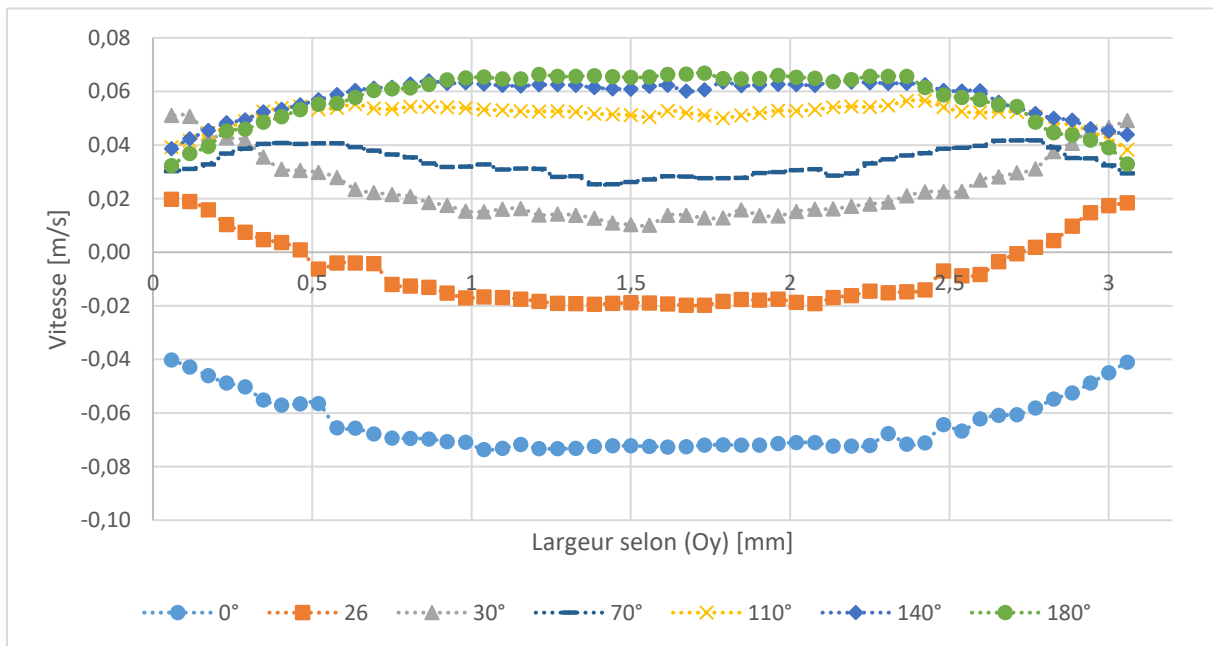
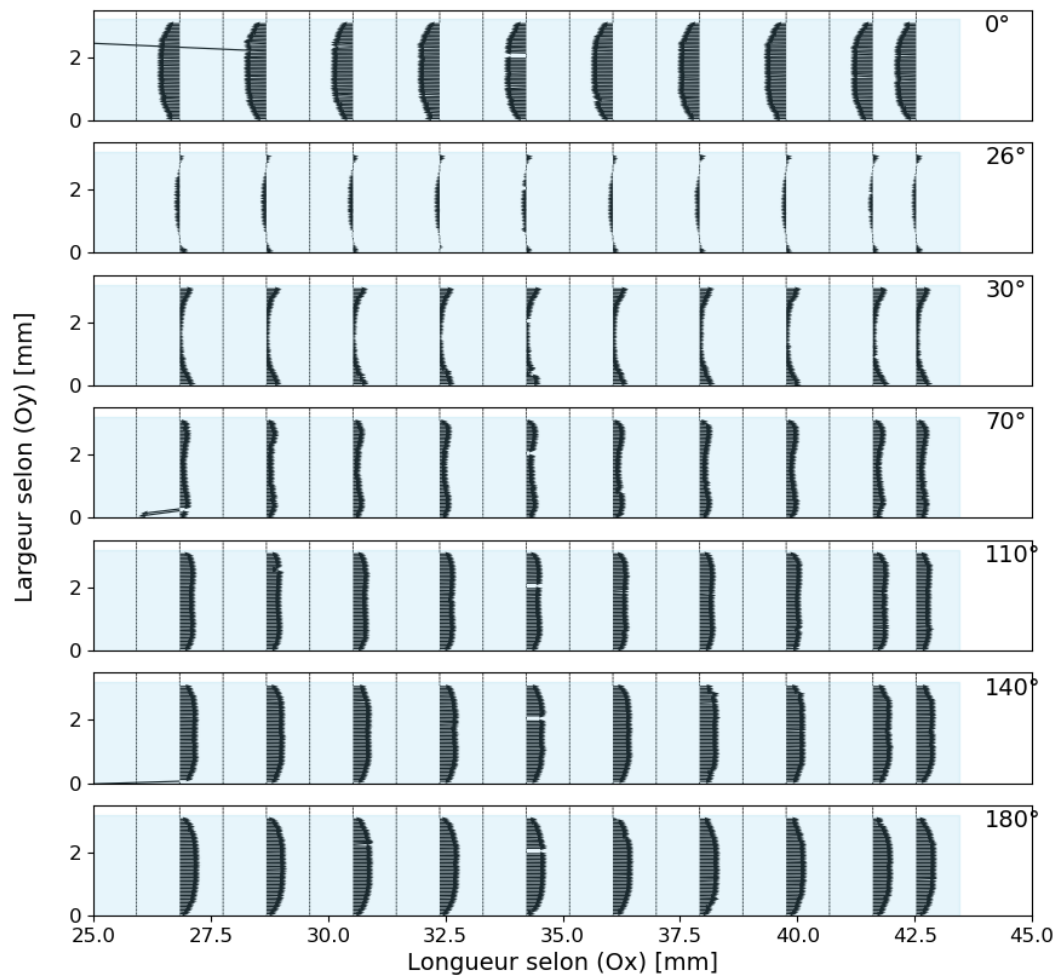


Figure F-35 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 1,5 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 0° , 26° , 30° , 70° , 110° , 140° et 180° , Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période

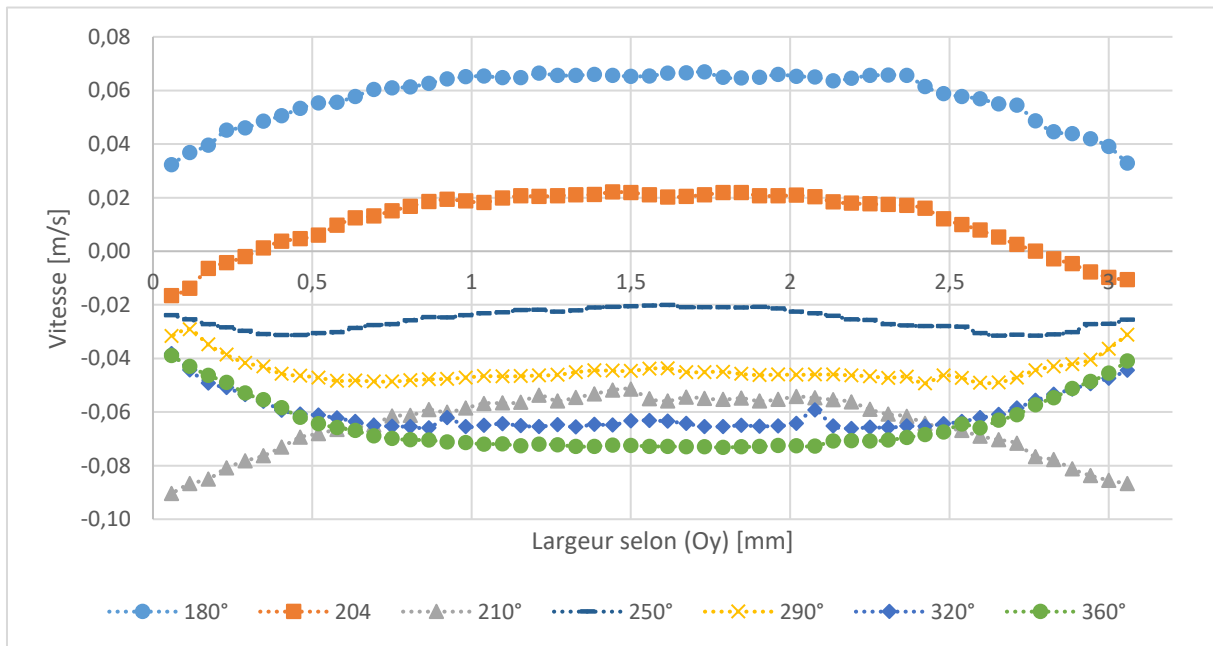
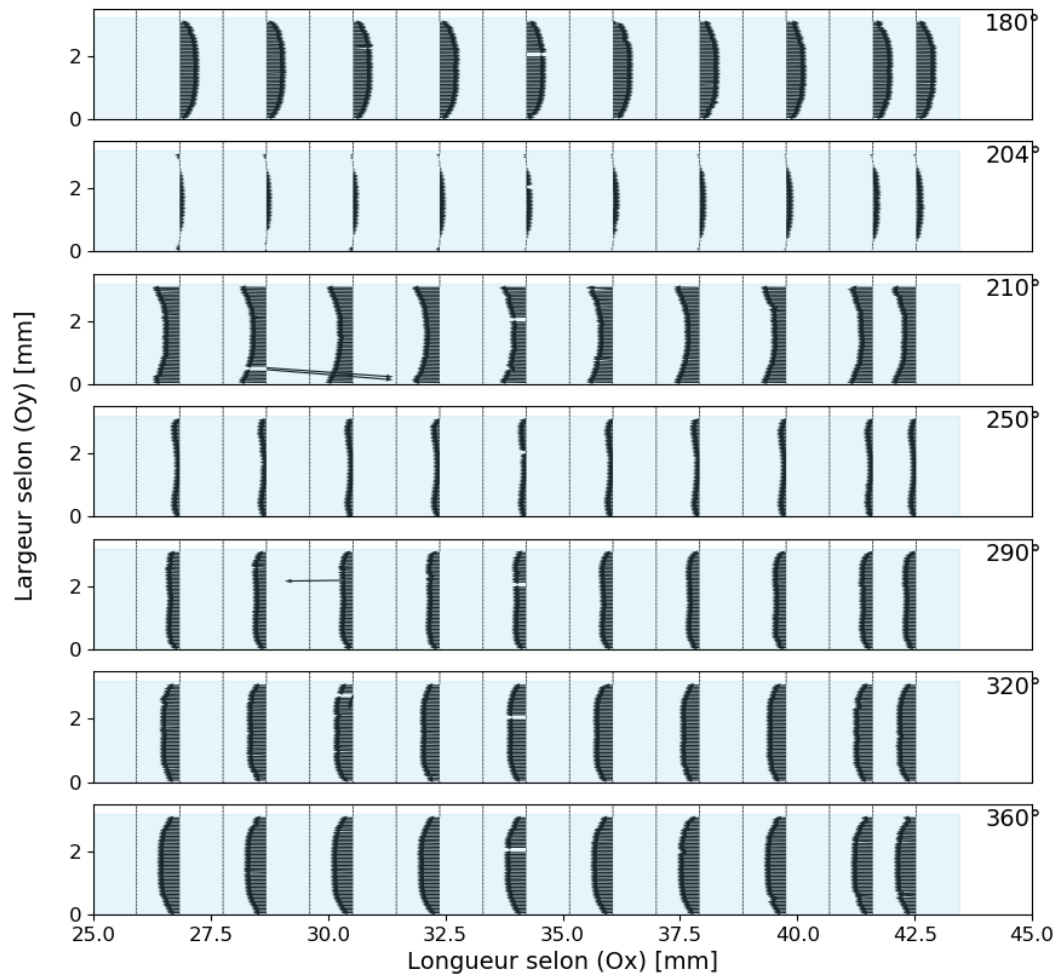


Figure F-36 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 1,5 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 180°, 204°, 210°, 250°, 290°, 320° et 360°, Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période

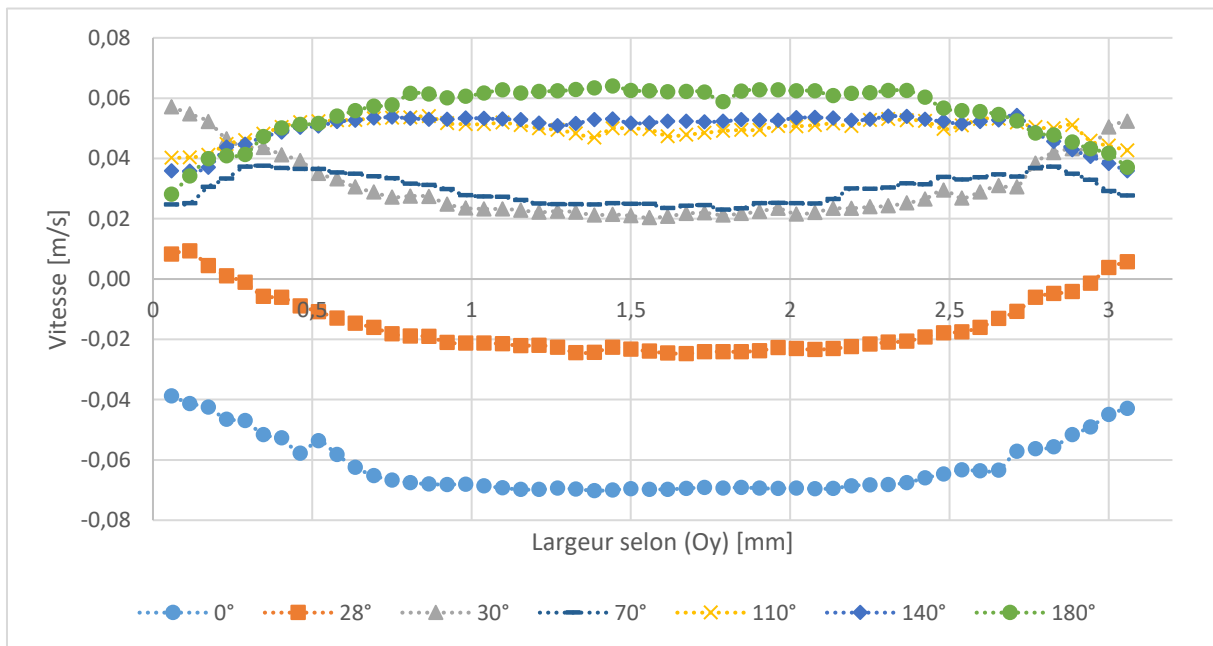
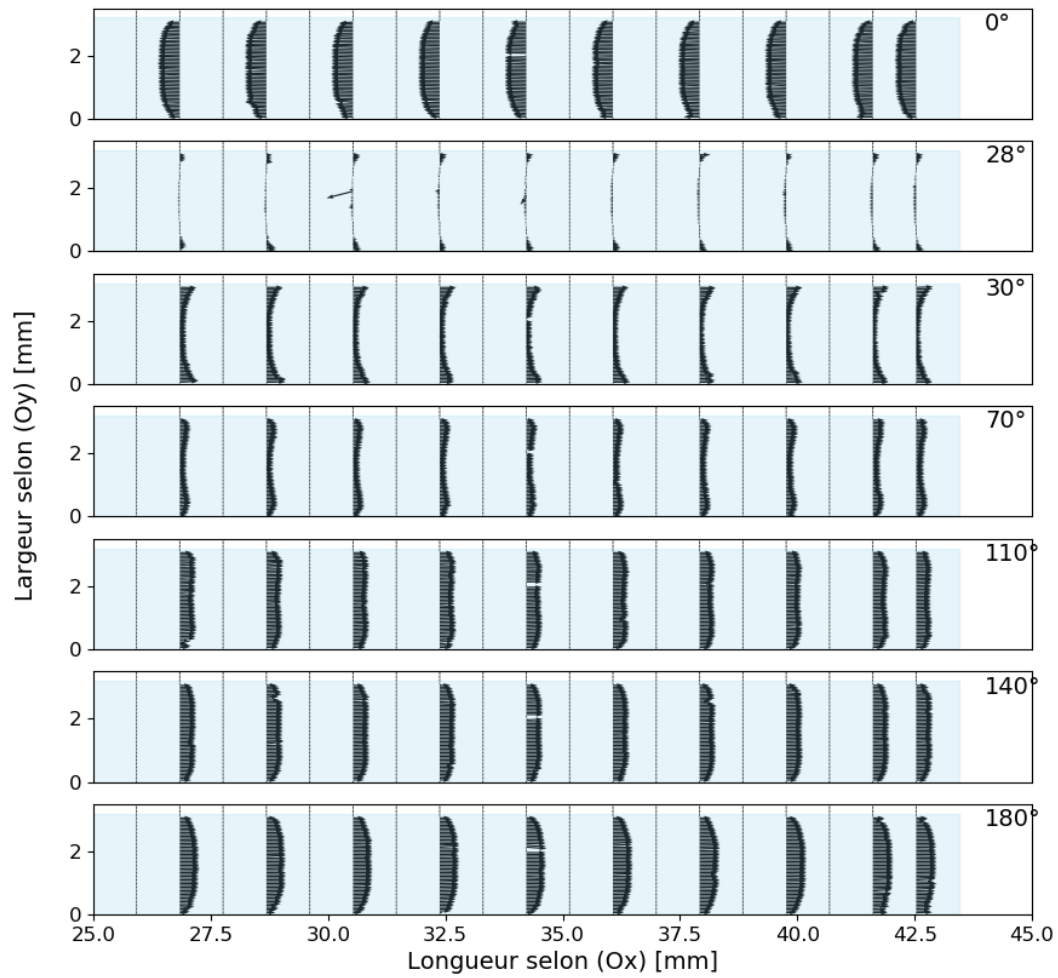


Figure F-37 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 1,7 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 0° , 28° , 30° , 70° , 110° , 140° et 180° , Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période

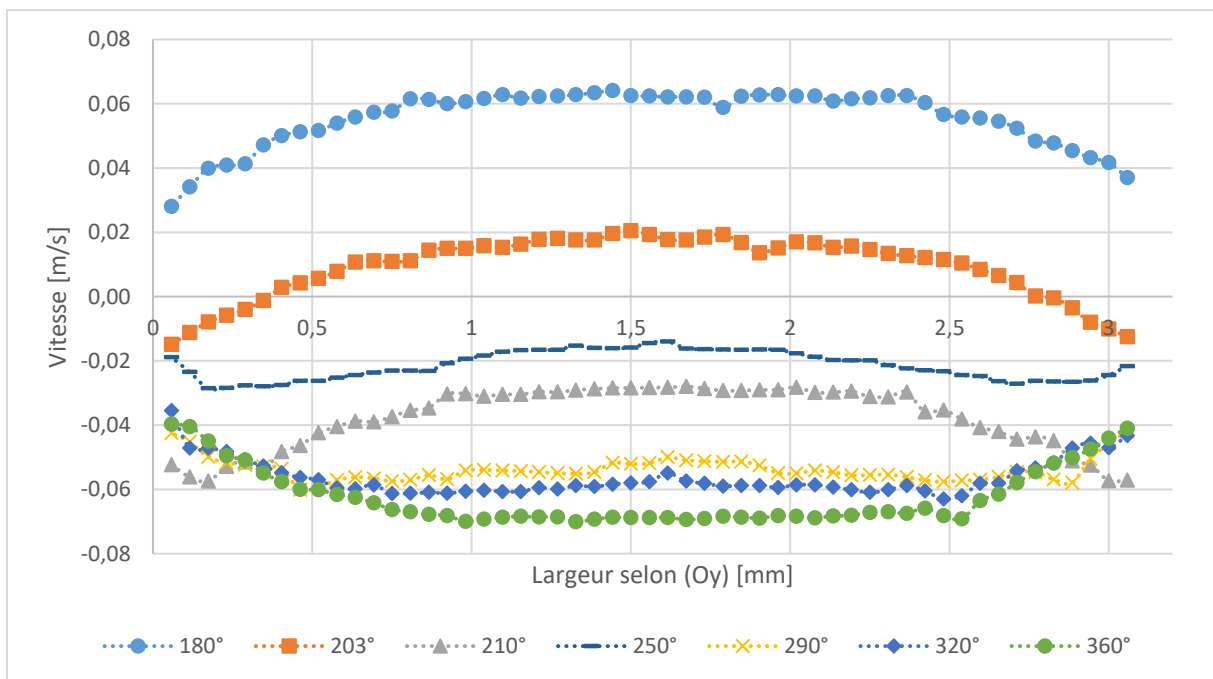
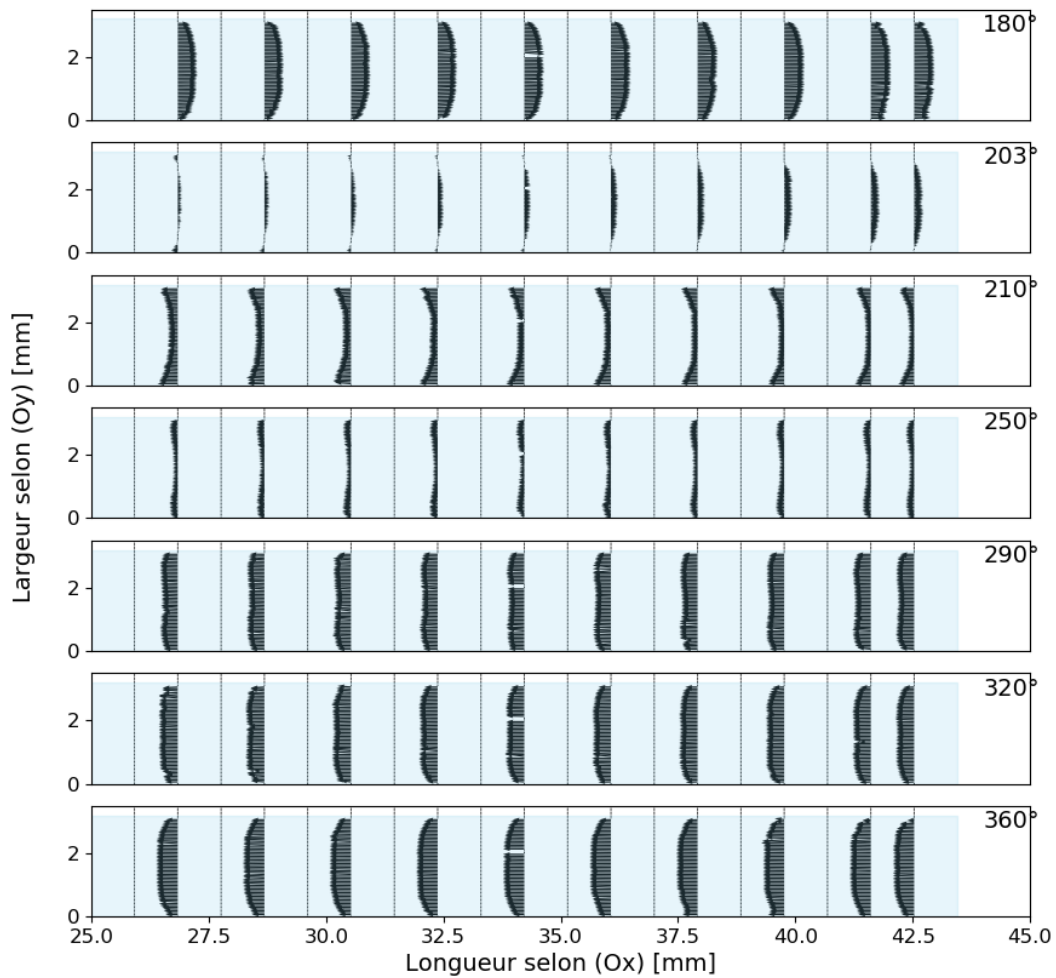


Figure F-38 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,5 V (2,6 g/s) et fréquence 1,7 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 180°, 203°, 210°, 250°, 290°, 320° et 360°, Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période

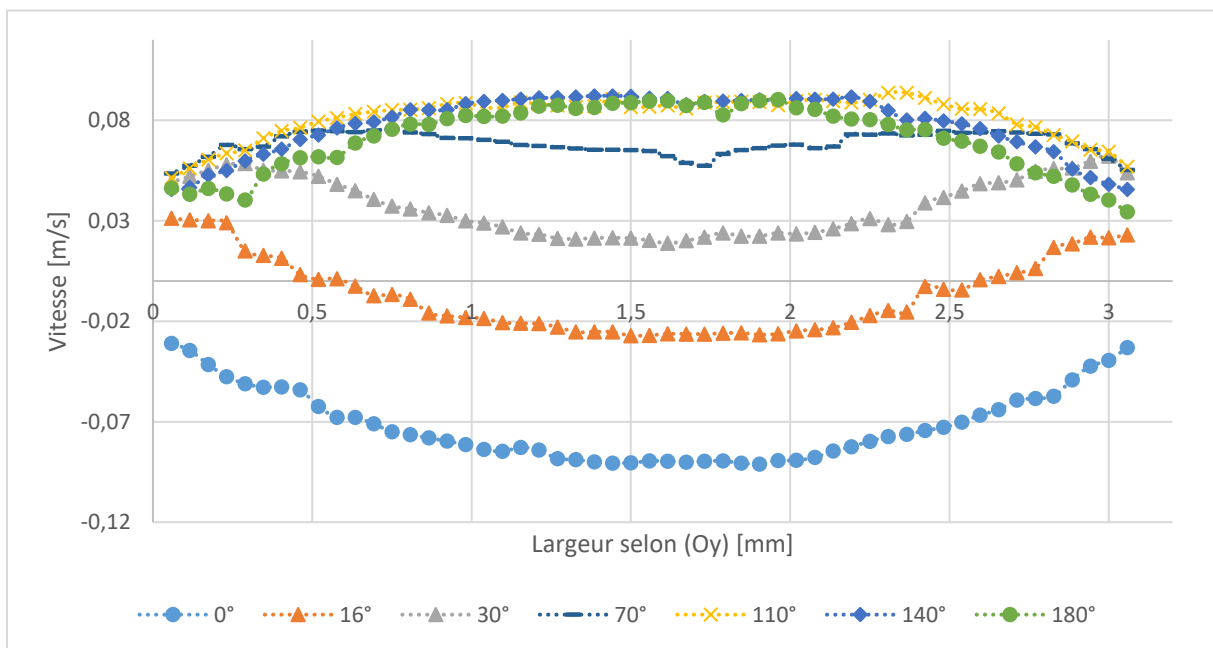
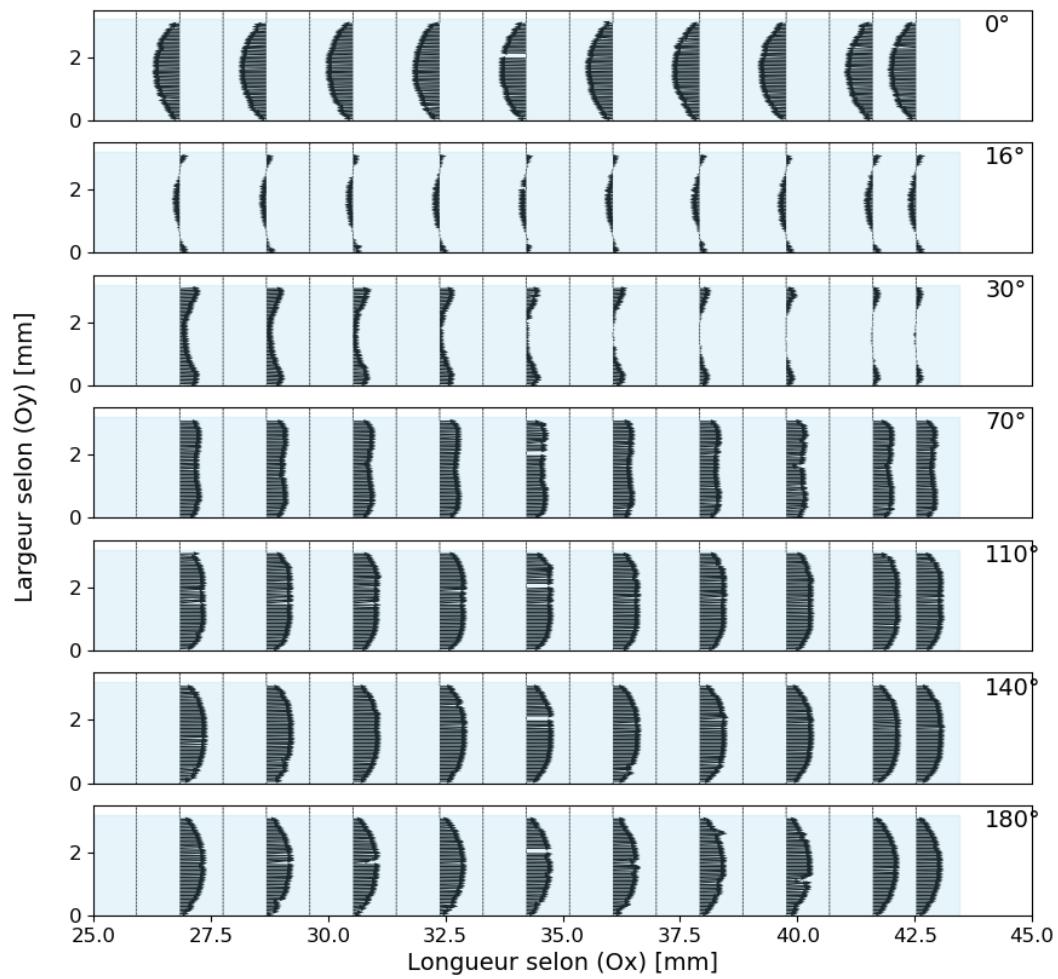


Figure F-39 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,7 V (3,6 g/s) et fréquence 1,0 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 0° , 16° , 30° , 70° , 110° , 140° et 180° , Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période

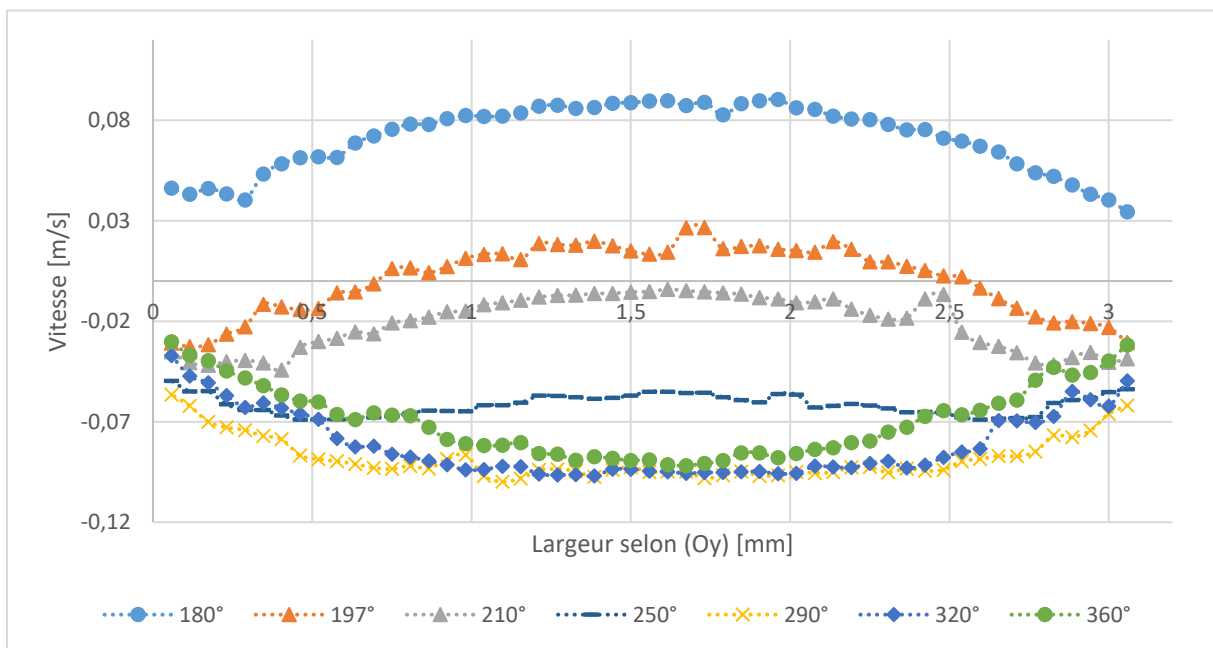
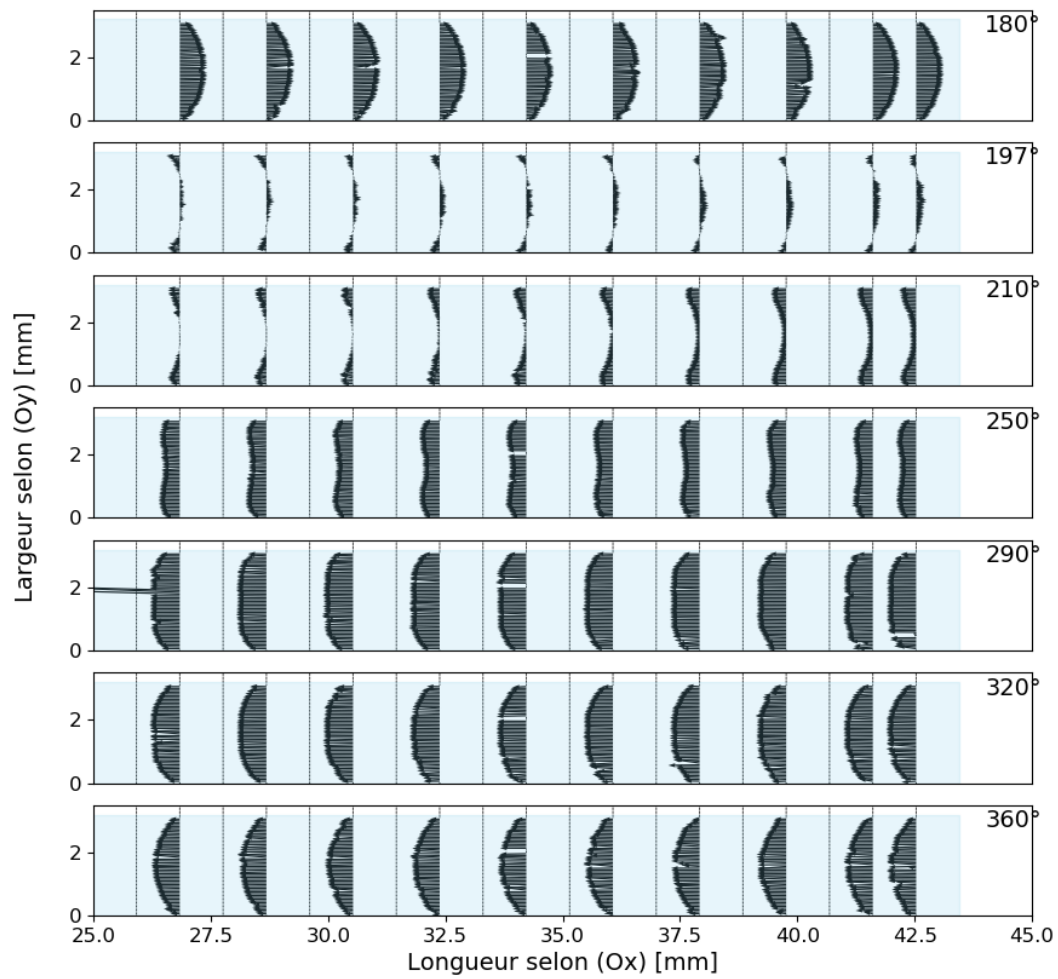


Figure F-40 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,7 V (3,6 g/s) et fréquence 1,0 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 180°, 197°, 210°, 250°, 290°, 320° et 360°, Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période

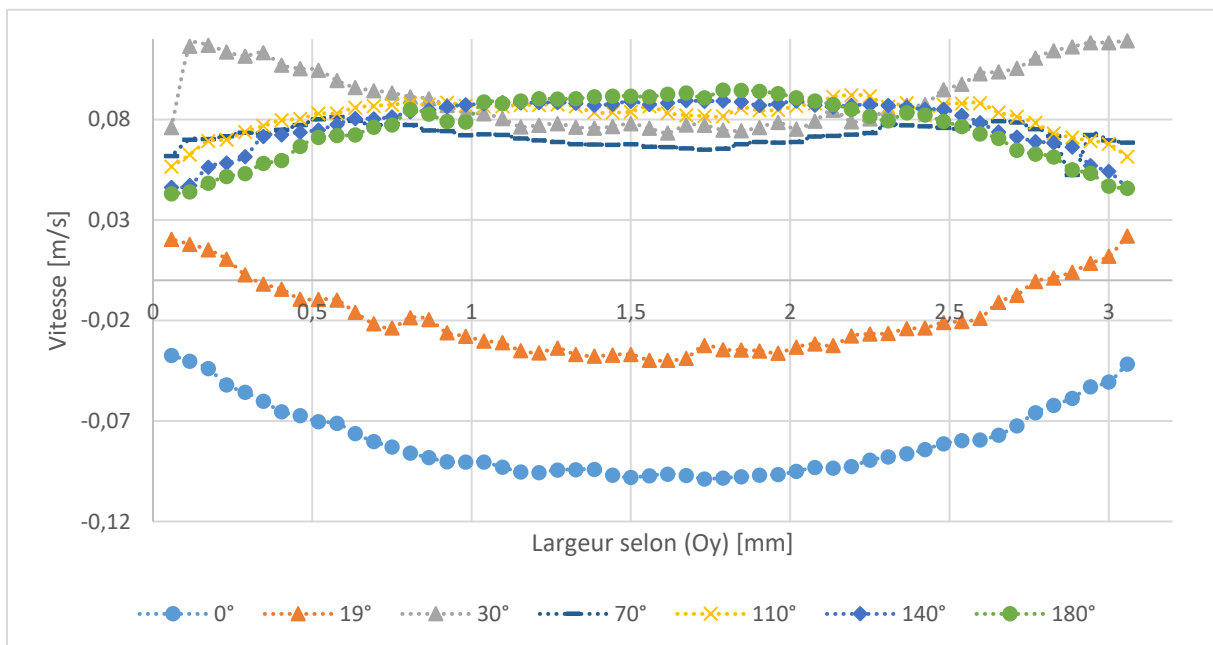
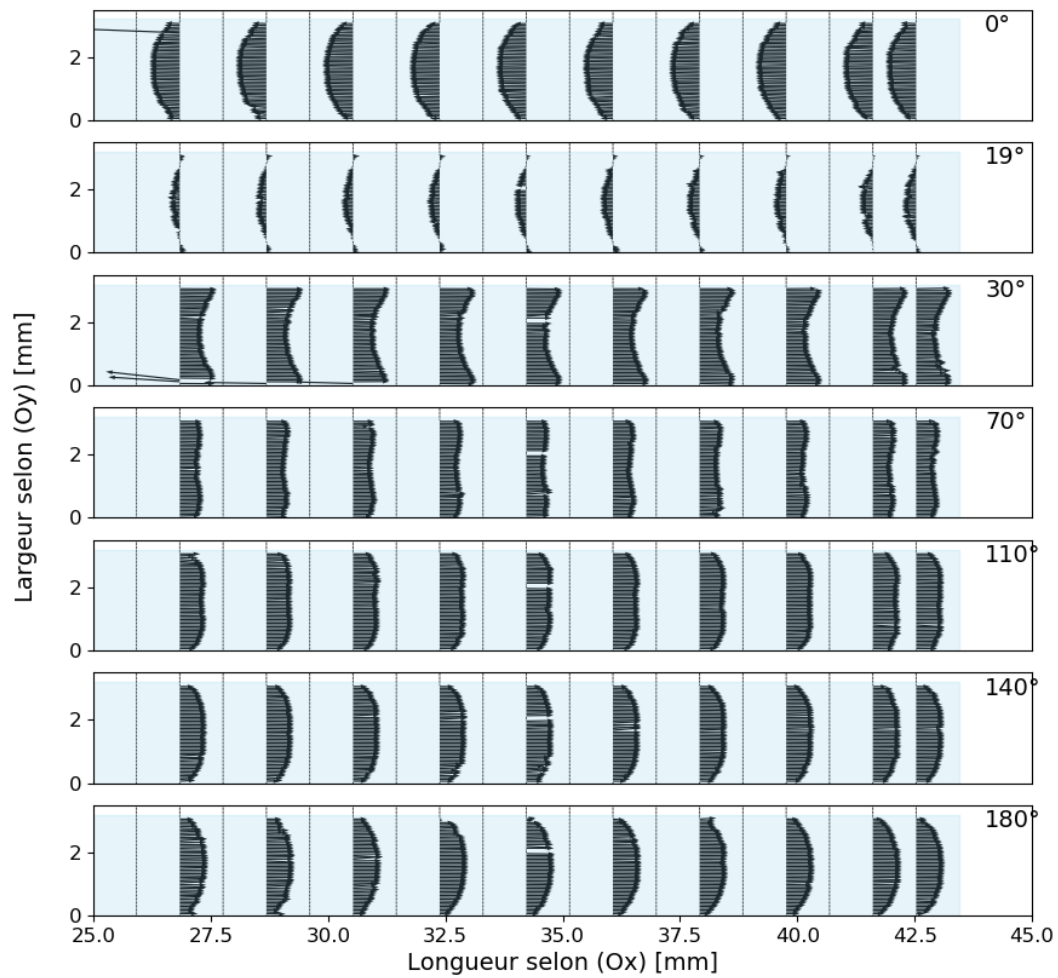


Figure F-41 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,7 V (3,6 g/s) et fréquence 1,2 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 0° , 19° , 30° , 70° , 110° , 140° et 180° , Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période

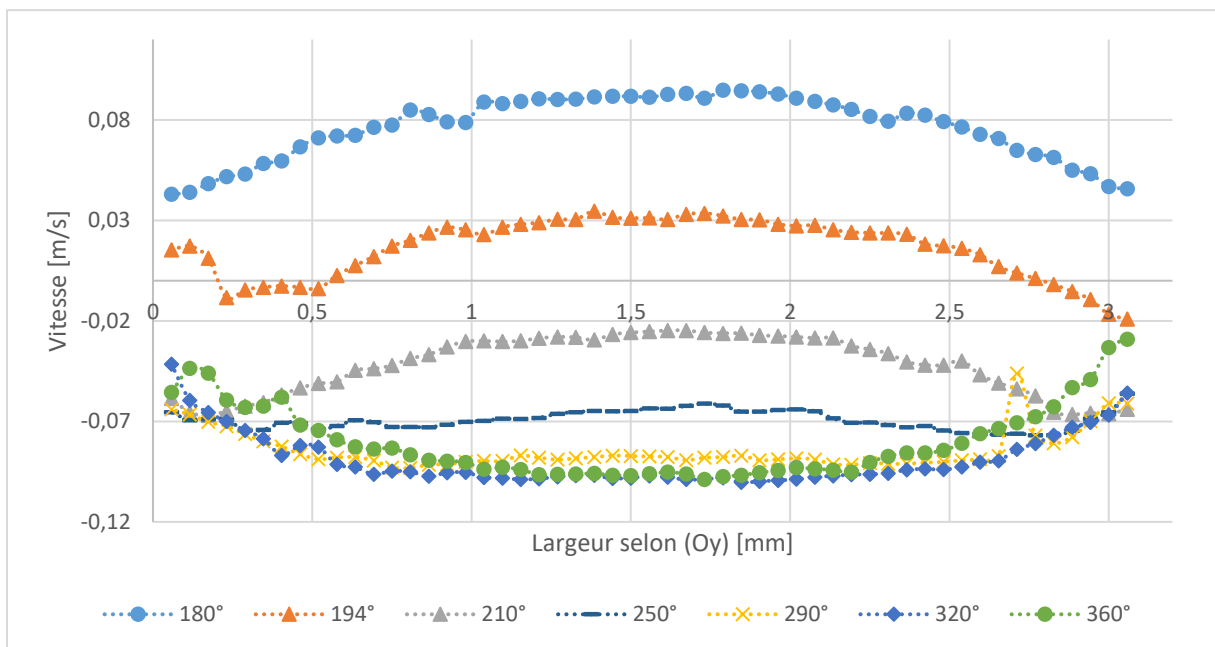
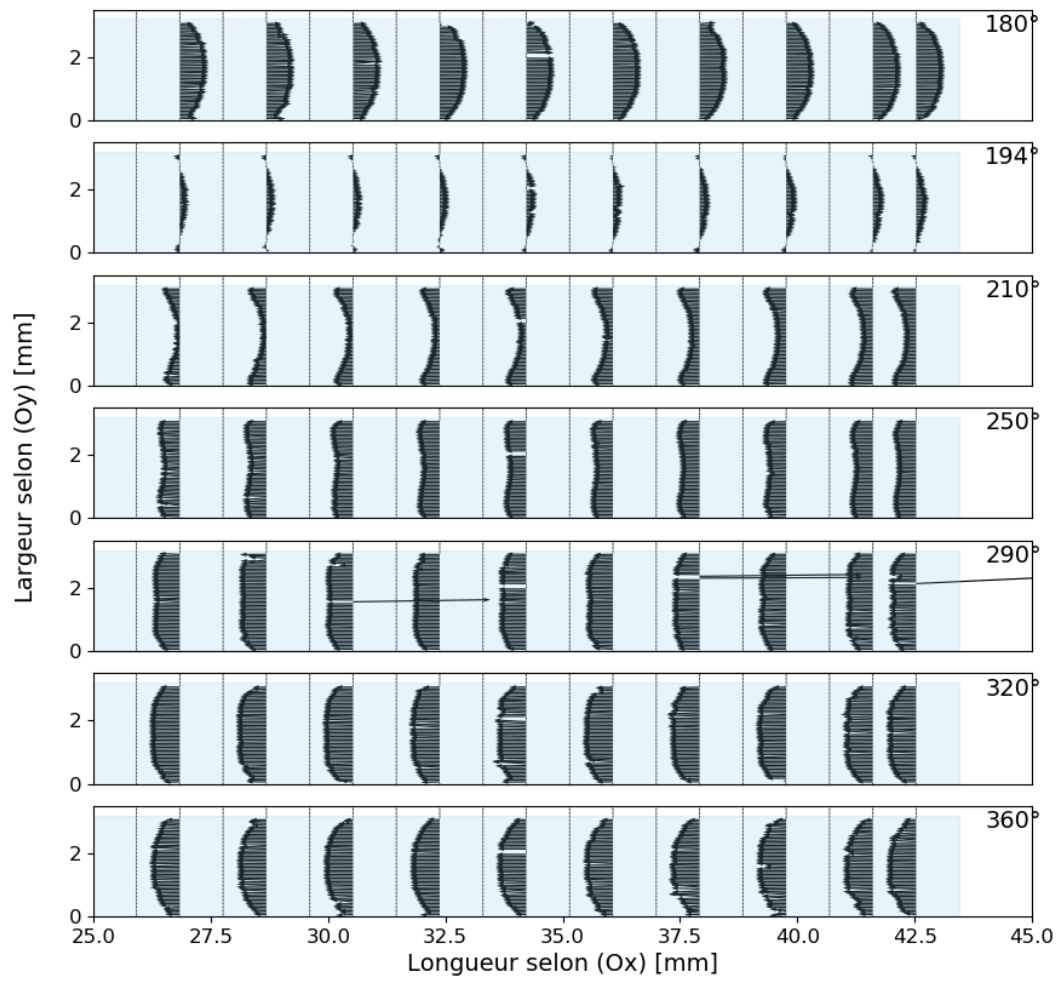


Figure F-42 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 0,7 V (3,6 g/s) et fréquence 1,2 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 180°, 194°, 210°, 250°, 290°, 320° et 360°, Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période

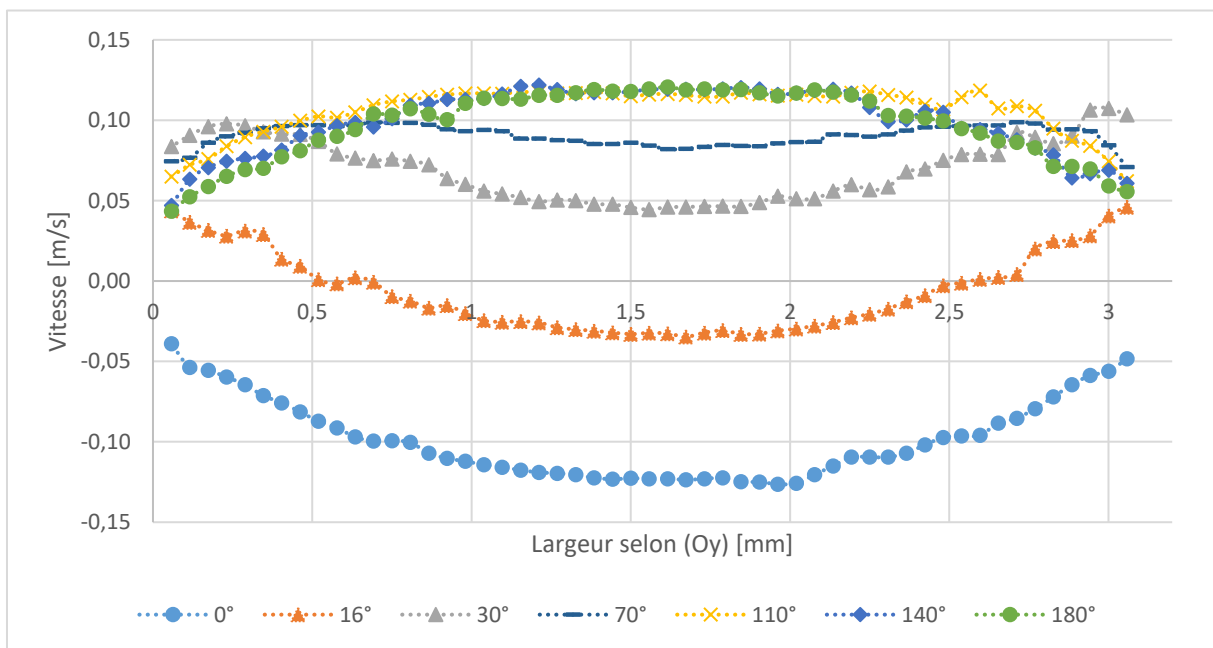
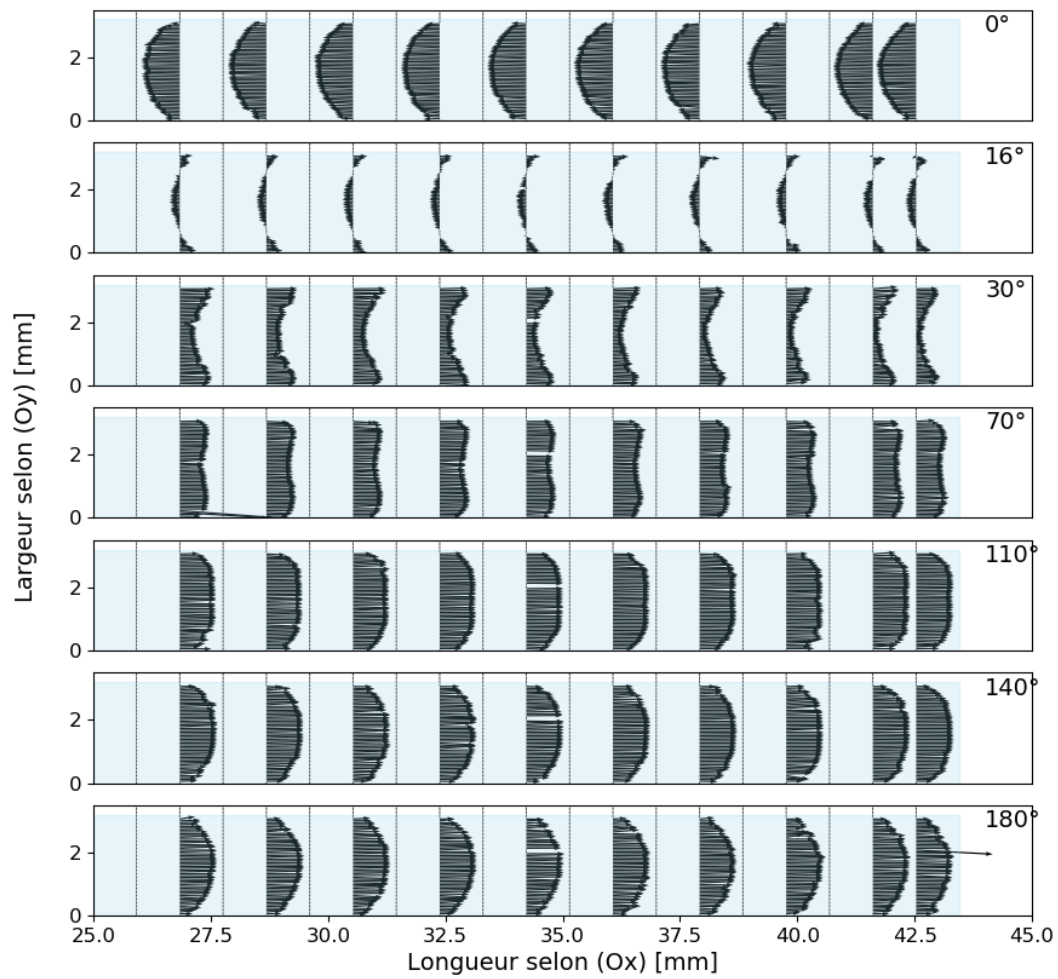


Figure F-43 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,0 V (5,2 g/s) et fréquence 1,0 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 0° , 16° , 30° , 70° , 110° , 140° et 180° , Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période

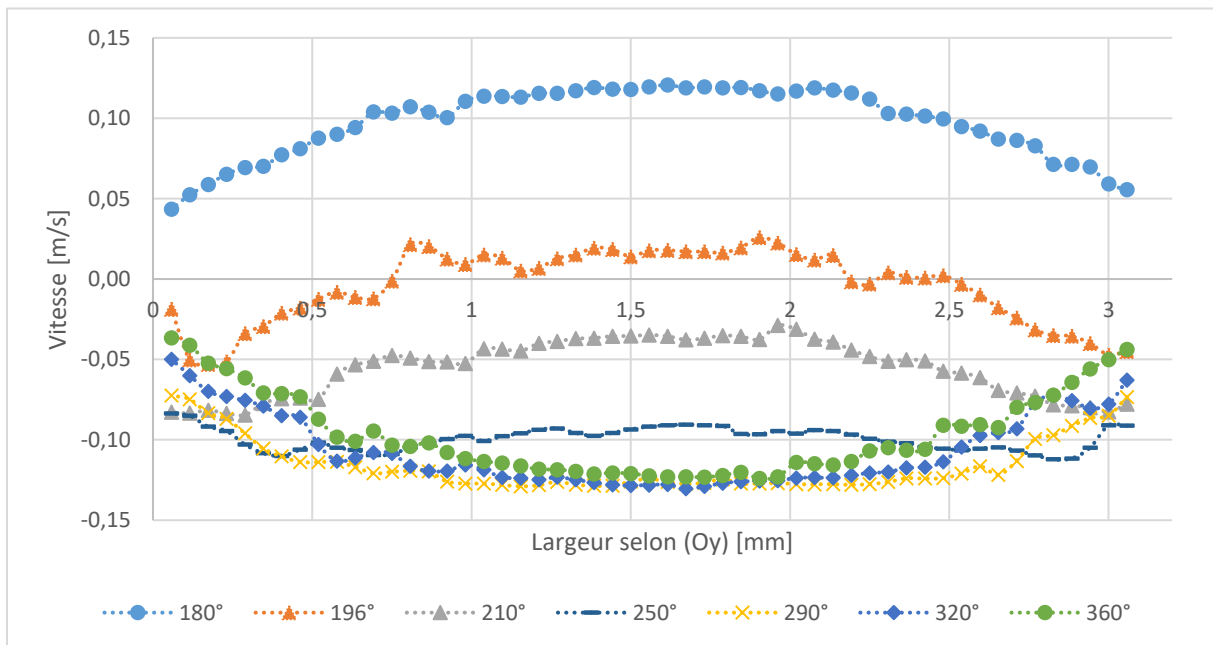
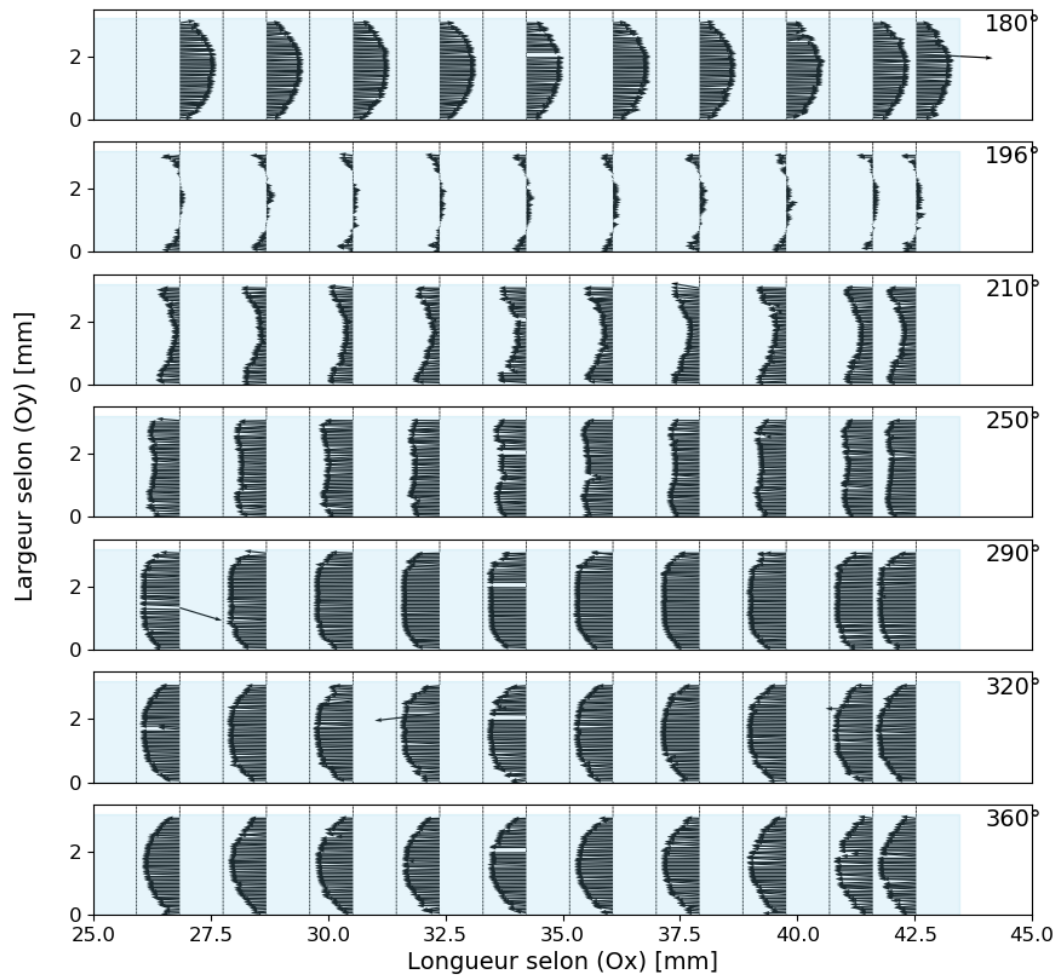


Figure F-44 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,0 V (5,2 g/s) et fréquence 1,0 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 180°, 196°, 210°, 250°, 290°, 320° et 360°, Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période

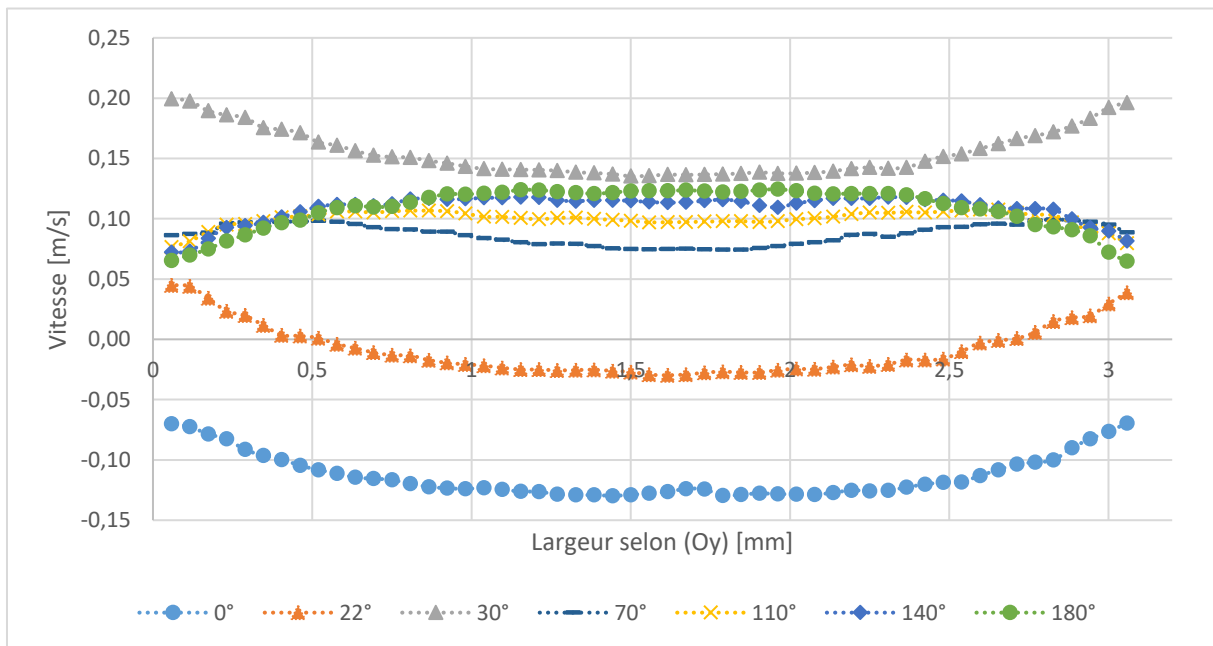
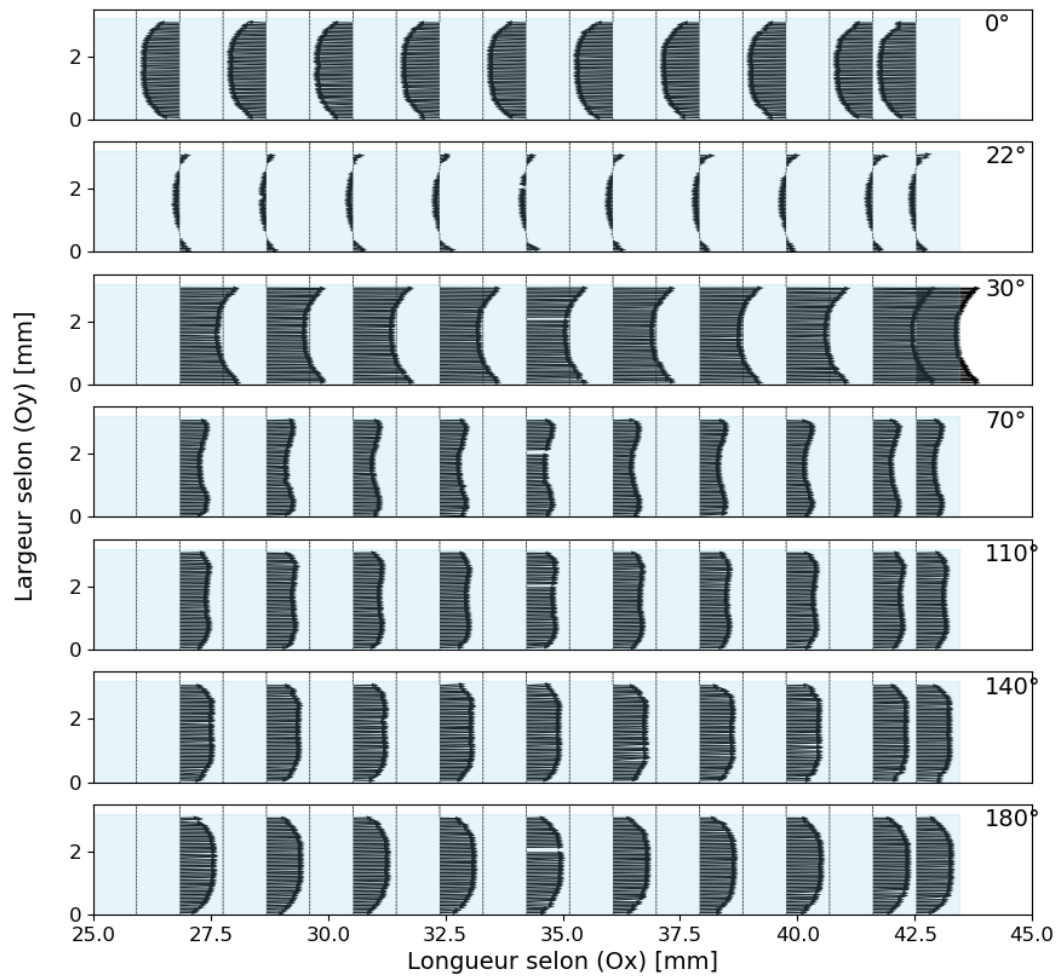


Figure F-45 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,0 V (5,2 g/s) et fréquence 1,5 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 0° , 22° , 30° , 70° , 110° , 140° et 180° , Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période

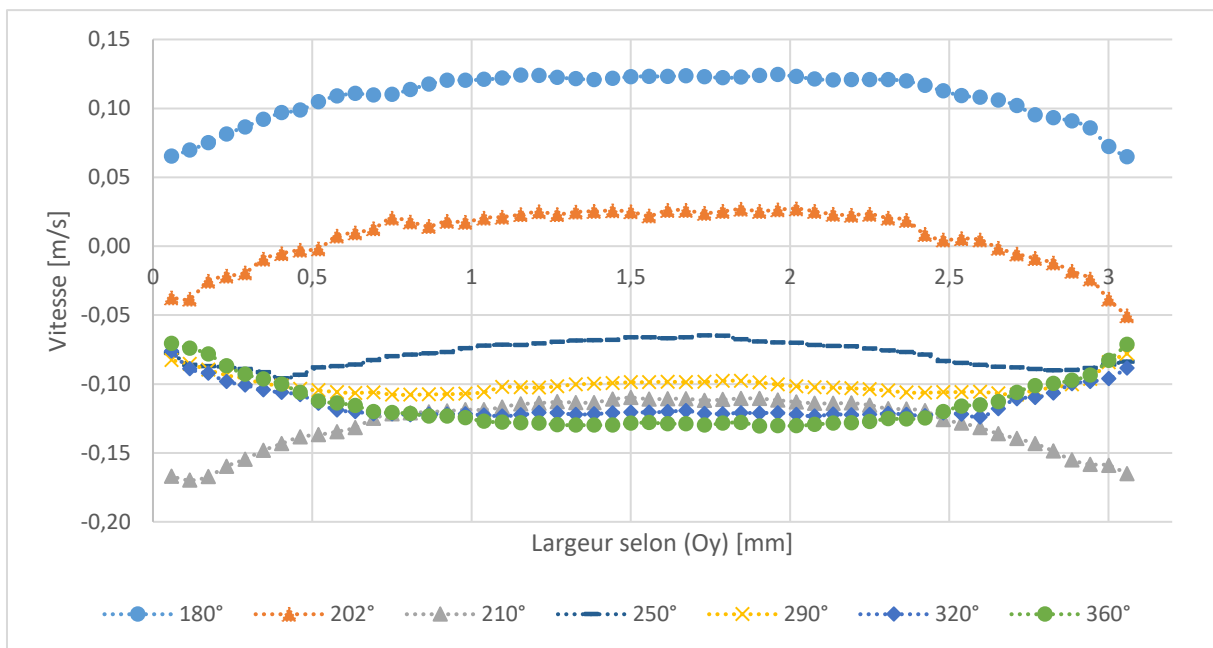
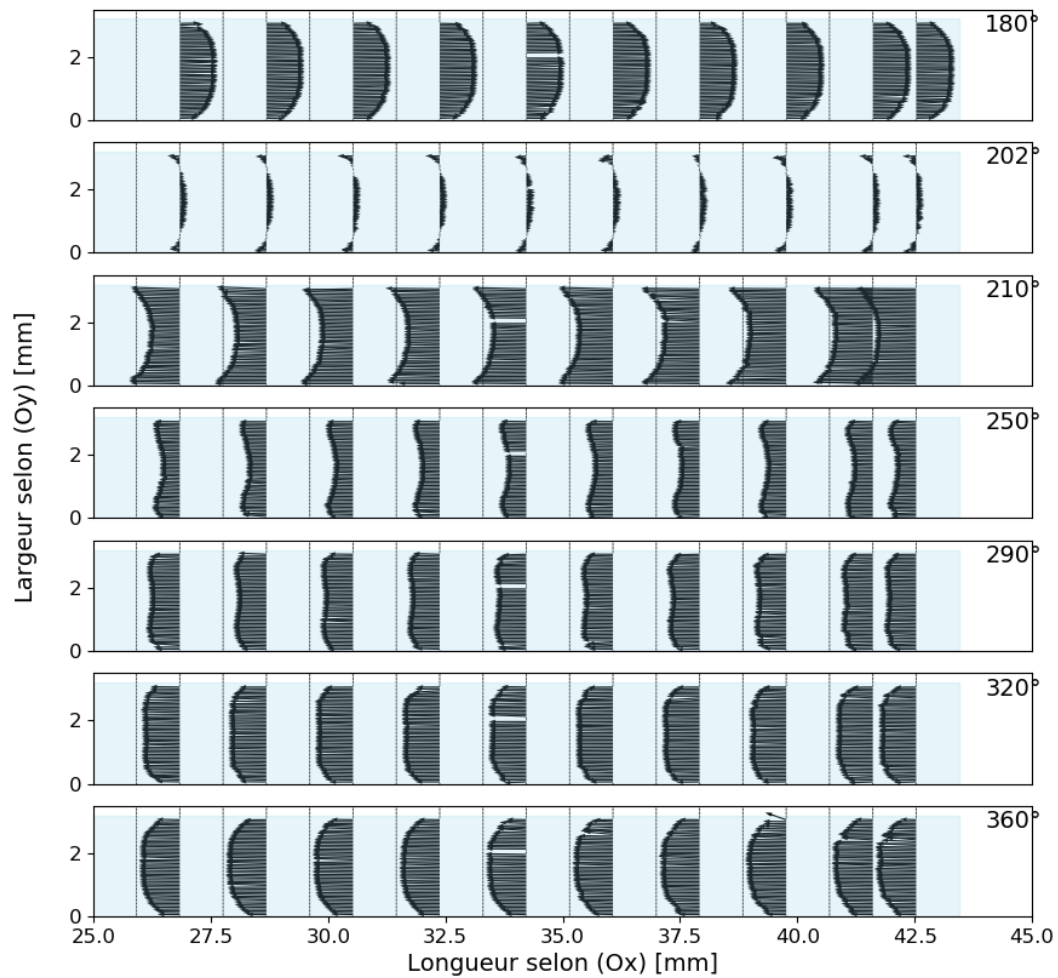


Figure F-46 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour $U 1,0 V$ ($5,2 g/s$) et fréquence $1,5 Hz$: Champ de vecteur vitesse pour les phase 180° , 202° , 210° , 250° , 290° , 320° et 360° , Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période

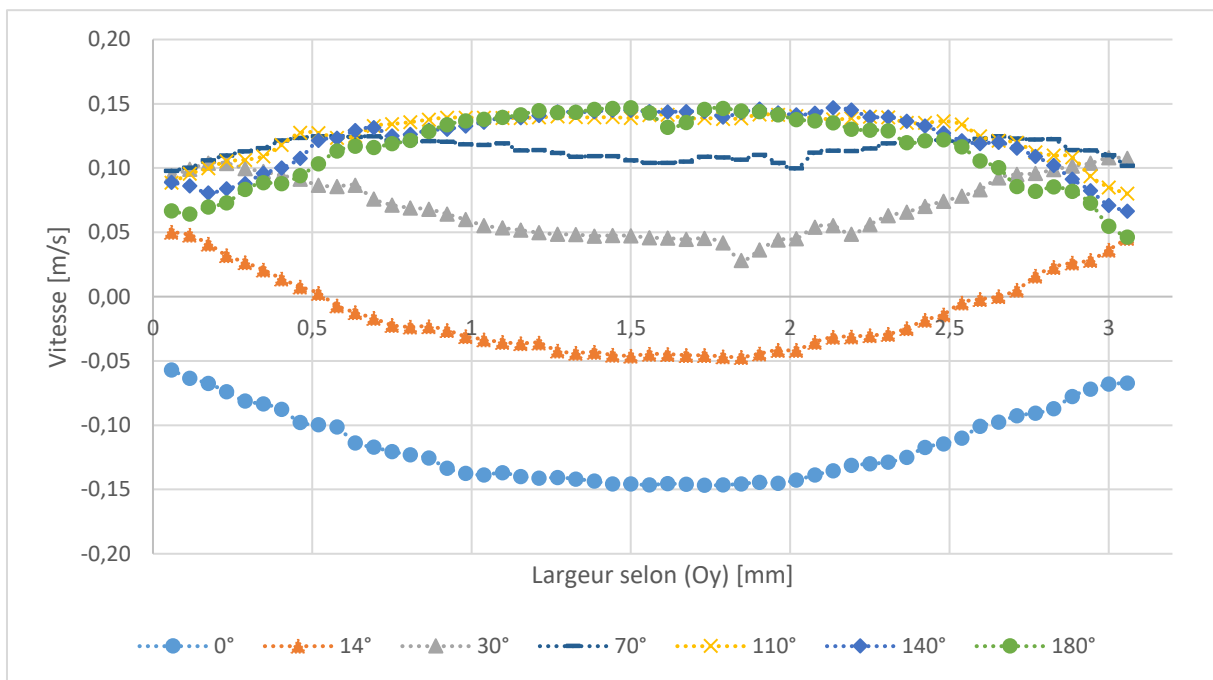
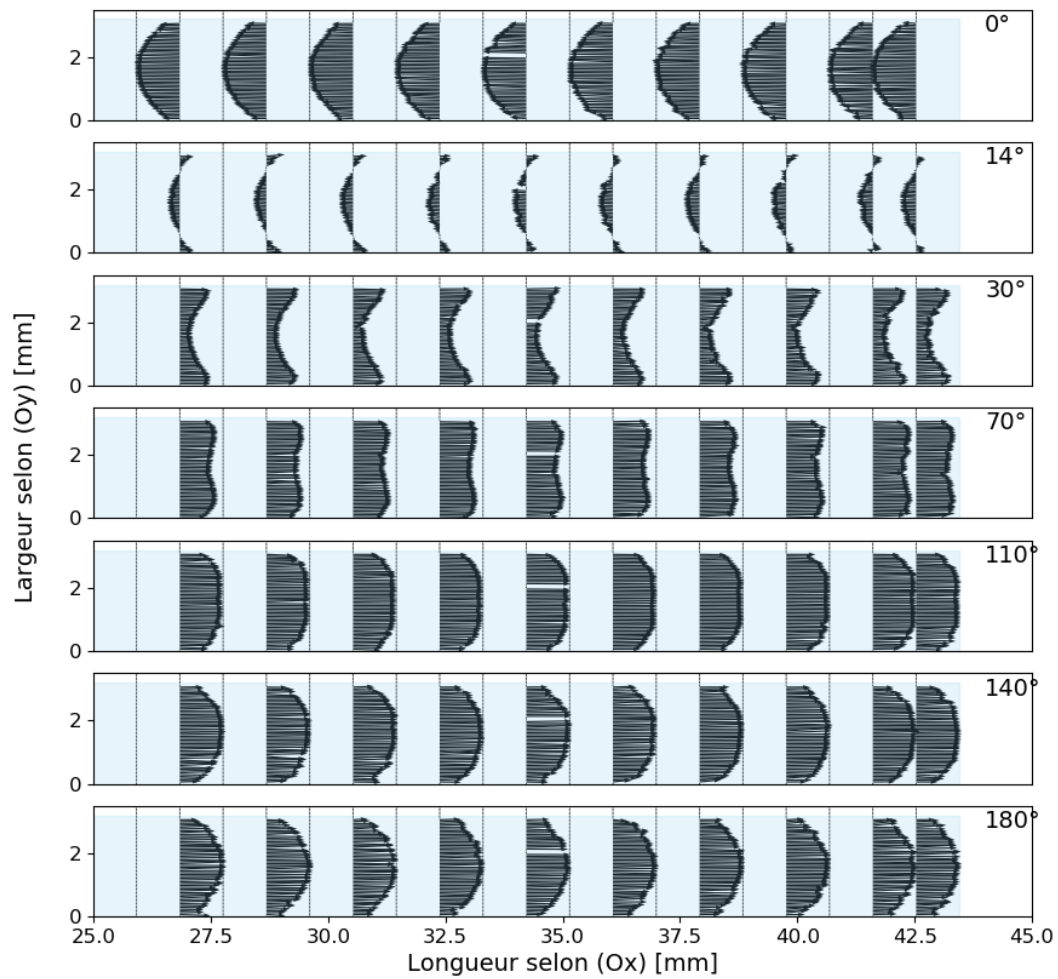


Figure F-47 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,2 V (6,2 g/s) et fréquence 1,0 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 0° , 14° , 30° , 70° , 110° , 140° et 180° , Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période

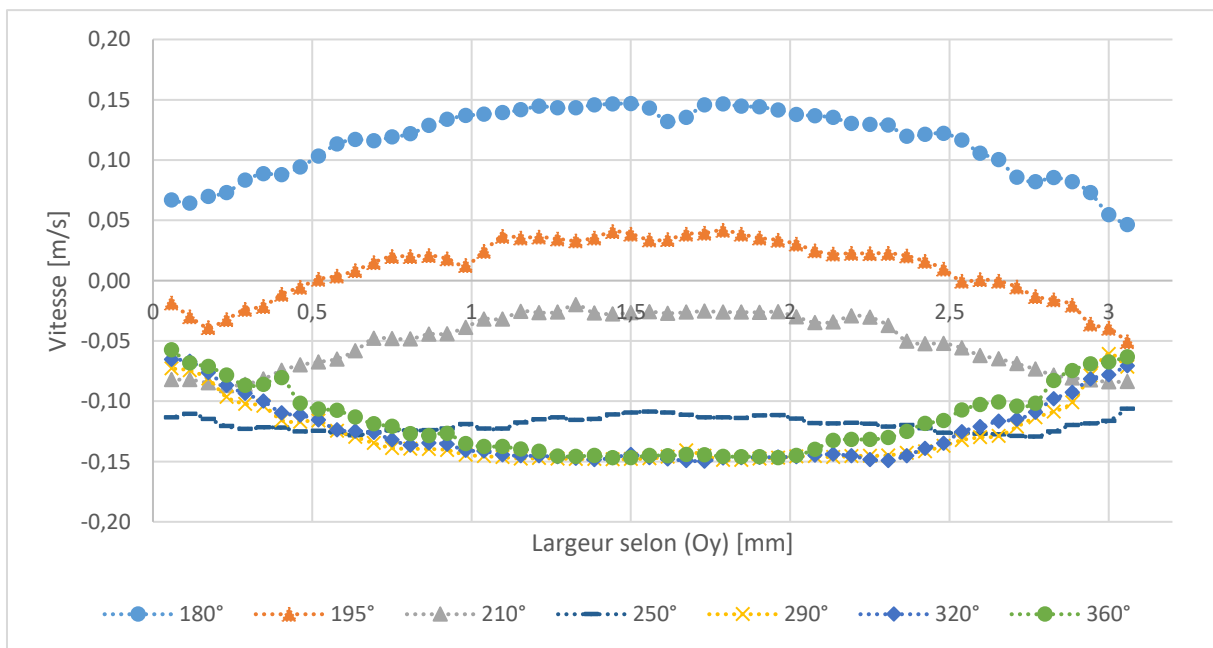
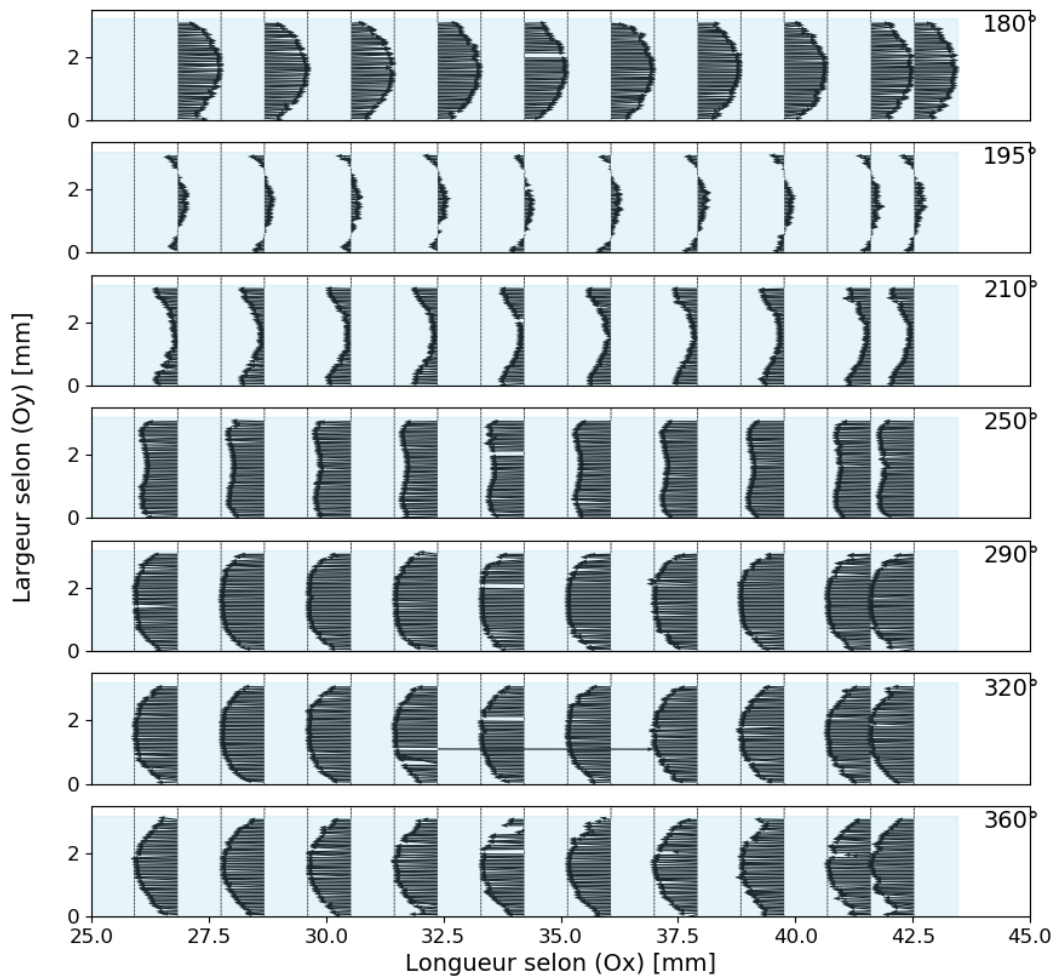


Figure F-48 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,2 V (6,2 g/s) et fréquence 1,0 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 180°, 195°, 210°, 250°, 290°, 320° et 360°, Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période

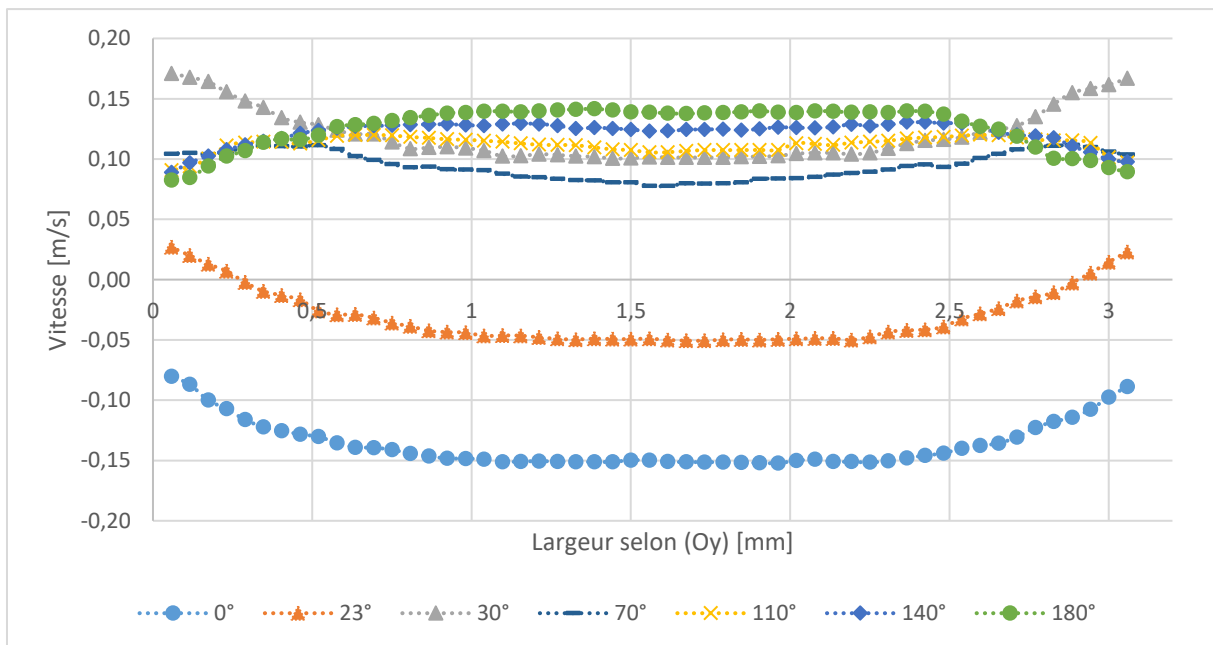
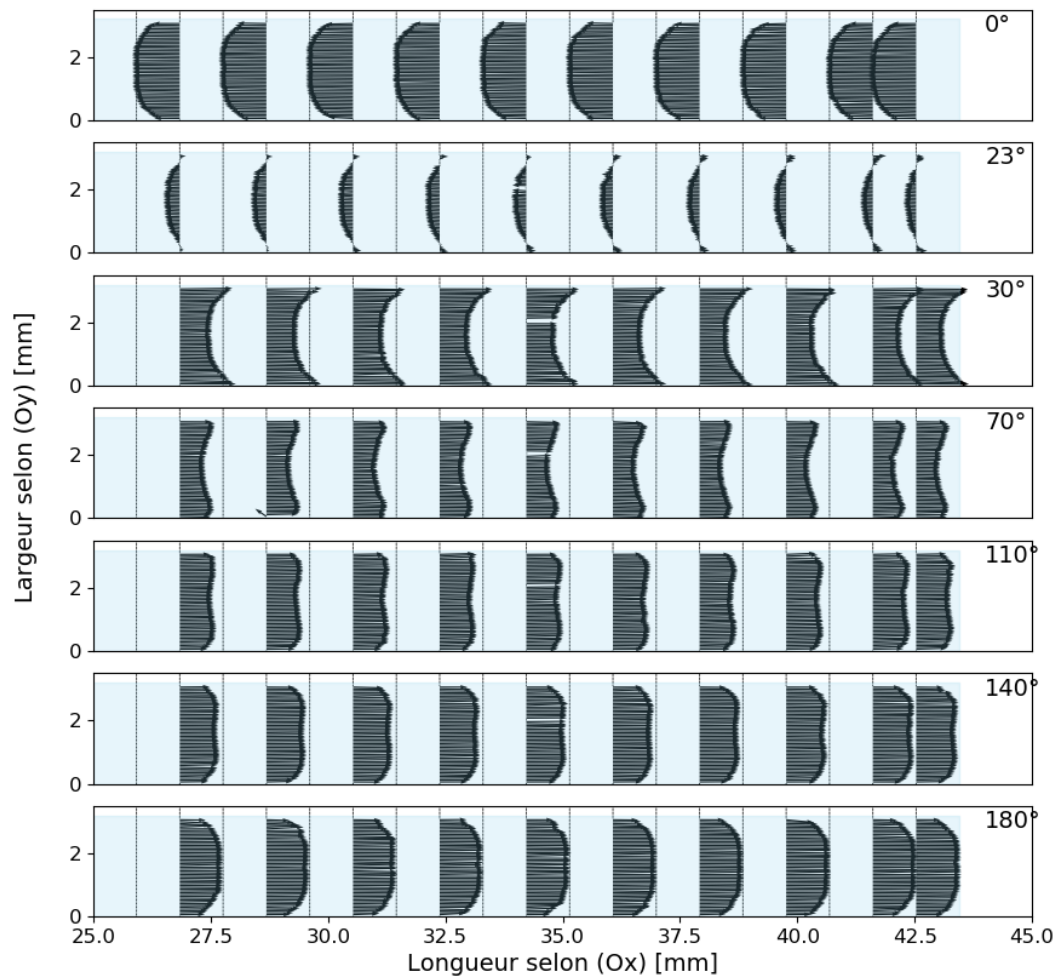


Figure F-49 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,2 V (6,2 g/s) et fréquence 1,7 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 0° , 23° , 30° , 70° , 110° , 140° et 180° , Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période

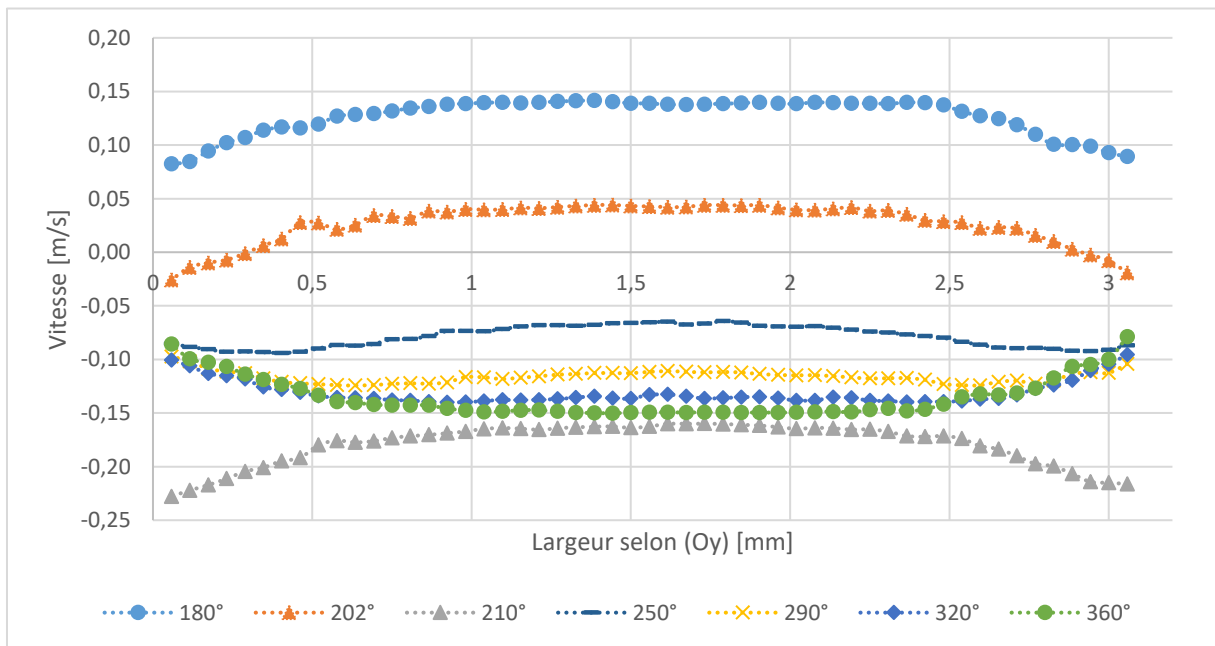
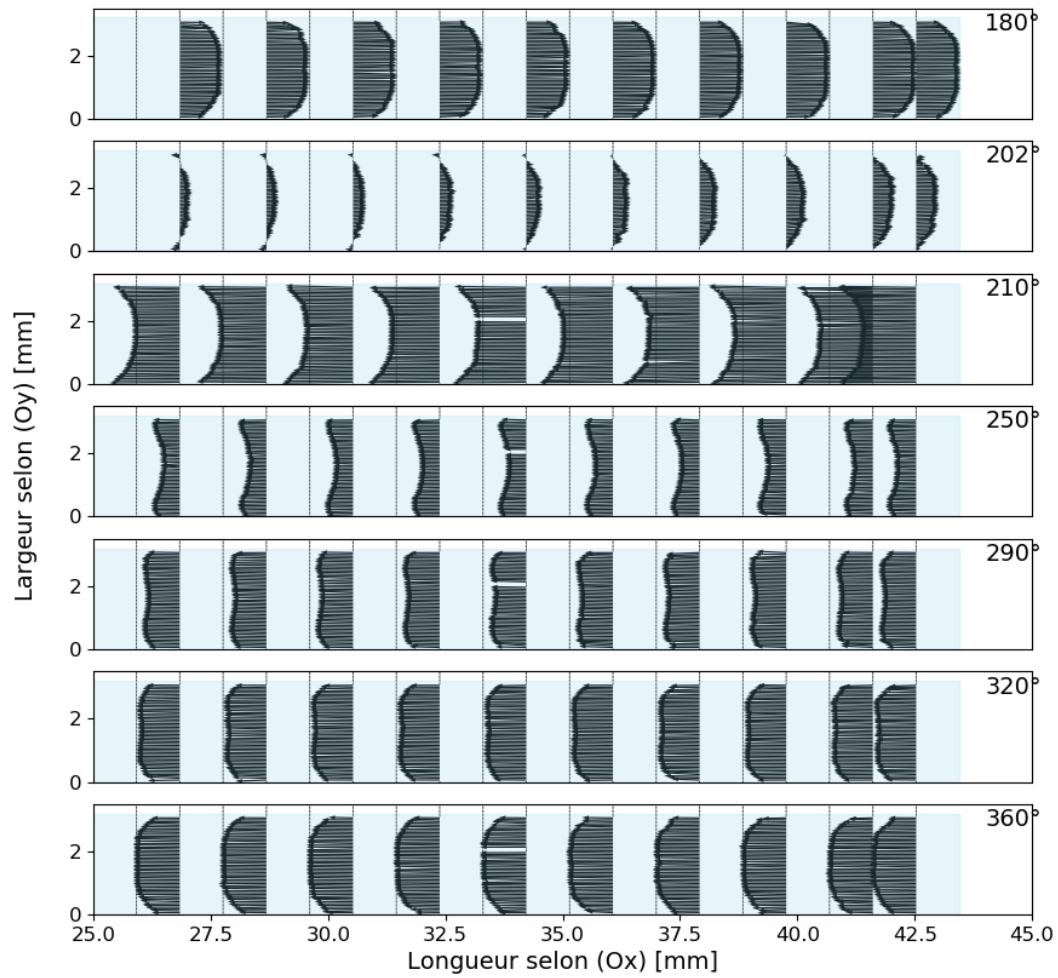


Figure F-50 Résultats expérimentaux du Canal N°2 pour U 1,2 V (6,2 g/s) et fréquence 1,7 Hz : Champ de vecteur vitesse pour les phase 180°, 202°, 210°, 250°, 290°, 320° et 360°, Evolution des profils de vitesse à $a/2$ sur une demi-période

