



HAL
open science

Étude expérimentale de l'Intensification des transferts thermiques par les ultrasons en convection forcée

Odin Bulliard-Sauret

► **To cite this version:**

Odin Bulliard-Sauret. Étude expérimentale de l'Intensification des transferts thermiques par les ultrasons en convection forcée. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Grenoble Alpes, 2016. Français. NNT : 2016GREAI034 . tel-01505031v1

HAL Id: tel-01505031

<https://theses.hal.science/tel-01505031v1>

Submitted on 10 Apr 2017 (v1), last revised 13 Apr 2017 (v2)

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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Mécanique des fluides, Énergétique et Procédés**
Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Odin BULLIARD-SAURET

Thèse dirigée par **Nicolas GONDREXON** et
Co-encadrée par **Sébastien FERROUILLAT**

préparée au sein du **CEA / Liten à Grenoble**
dans l'**École Doctorale I-MEP²**

Étude expérimentale de l'intensification des transferts thermiques par les ultrasons en convection forcée

Thèse soutenue publiquement le **7 Juillet 2016**,
devant le jury composé de :

Mme Vivianne RENAUDIN

Professeur, Université de Lorraine - LRGP, Présidente du jury

Mr Jean-Yves HIHN

Professeur, Université de Franche-Comté - UTINAM, Rapporteur

Mr Frédéric TOPIN

Maître de Conférences, Université d'Aix-Marseille - IUSTI, Rapporteur

Mr Nicolas GONDREXON

Professeur, Université Grenoble-Alpes - LRP, Directeur de thèse

Mr Sébastien FERROUILLAT

Maître de Conférences, Université Grenoble-Alpes - LEGI, Co-encadrant de thèse

Mr Alain MEMPONTEIL

Docteur, Ingénieur de recherche, CEA Grenoble - LITEN, Co-encadrant de thèse

Mme Laure VIGNAL

Docteur, Ingénieur de recherche CNRS, LEGI Grenoble, Co-encadrante de thèse

Mme Marina BOUCHER

Ingénieur, ADEME Angers, invitée



Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Patrice TOCHON qui m'a accueilli en tant que chef de laboratoire au sein du Laboratoire des Échanges Thermiques (LETh) au CEA-LITEN.

Je tiens également à remercier Fred Ducros, chef de l'actuel Laboratoire des Échangeurs Réacteurs (LER ancien LETh), qui m'a beaucoup aidé à appréhender et à comprendre les phénomènes de turbulence que j'ai rencontrés lors de l'exploitation des résultats.

Mes remerciements vont également aux deux directeurs successifs du Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels de Grenoble (LEGI), Christophe Baudet Et Achim Wirth, qui m'ont accueilli au sein de leur laboratoire afin que je puisse y réaliser mes essais expérimentaux. Ils m'ont toujours apporté le soutien logistique et moral nécessaire au bon déroulement de ces essais.

Le travail de thèse présenté dans ce mémoire fait suite à un stage de seconde année de Master. C'est pourquoi je tiens à remercier chaleureusement mes trois encadrants de l'époque Florian Tingaud, Sébastien Ferrouillat et Stéphane Colasson, qui m'ont donné la chance de commencer l'histoire avec eux.

L'aventure avec Sébastien ne s'est pas arrêtée à la fin du stage, puisqu'il a participé à mon équipe d'encadrement de thèse en tant que co-directeur. Il a fait équipe avec Nicolas Gondrexon (directeur de thèse), Laure Vignal (co-encadrante LEGI) et Alain Momponteil (co-encadrant CEA). Je souhaite leur exprimer ma profonde gratitude car ils ont toujours su me guider en me laissant totalement maître de mon sujet. Du fond du cœur, merci à vous quatre !

Un travail de thèse ne gagne sa légitimité qu'après l'approbation des pairs : merci infiniment à Viviane Renaudin, Jean-Yves Hihn et Frédéric Topin, les trois examinateurs qui ont accepté d'évaluer ce travail de thèse, et qui par leurs remarques vont nous permettre de continuer à évoluer sur ce sujet de recherche.

Un sujet se basant sur un travail expérimental, nécessite bien évidemment des connaissances techniques. C'est pourquoi je tiens à remercier sincèrement les « techs » du LER et les « mécanos » et personnels techniques du LEGI, qui ont tous pris le temps pour un coup

de main ou un conseil malgré leur charge importante de travail. La liste est longue, et leur énumération semble impersonnelle, mais ne nous fions pas aux apparences car leurs contributions m'ont toujours permis de gagner du temps ou d'apprendre de nouvelles choses. Merci à Amélie, Jérôme, Franck, Olivier, Gilles, Pierre N, Mîle, Joseph, Vincent, Stephane P-M, Murielle et Stéphane M.

Mention spéciale à Greg, qui m'a lui aussi apporté son aide technique sur la thèse, mais avec lequel j'ai également pu m'amuser sur des projets parallèles, scientifiques ou non.

J'ai également eu la chance d'être épaulé par deux stagiaires au cours de la thèse. Daniela et Elnaz, ont réalisé une partie des essais expérimentaux, ce qui m'a permis de rédiger un article de conférence ainsi qu'une partie du mémoire de thèse. Merci infiniment à vous deux pour cette aide précieuse!

La vie au laboratoire est plus douce lorsque l'on est entouré de « coplègues », là encore la liste est longue mais nécessaire... Merci à Ben (« coloc-coplègue »), Zym-Zym, CV, Baptiste, Paulo, Djomice, Gaulois, Testouille, Martin, François, Fiona, Adèle, Davy, Thibaut, Arnaud, Bruchi, Christina, Pierre, Pedre, Manillius, Chris, Arthur, Doulf et tous les autres que j'oublie car la mémoire est parfois faites d'empreintes évanescentes.

Merci à Yves Toublanc, qui fut mon prof de physique-chimie et de biologie au collège et qui a fortement contribué à développer mon intérêt pour les sciences.

Et pour finir un énorme merci à ma maman qui a encouragé très tôt cet intérêt, et grâce à qui j'ai pu découvrir « C'est pas Sorcier », « Science et Vie Junior » et « Cosinus ». Ces magazines ont forgés la culture scientifique de mon enfance...

Table des matières

<i>Titre</i>	<i>page</i>
Introduction générale	1
Chapitre I : Étude bibliographique sur l'intensification des transferts thermiques	3
I.1 Généralités sur les écoulements	7
<i>I.1.1 Viscosité</i>	<i>7</i>
<i>I.1.1.1 Viscosité dynamique</i>	<i>7</i>
<i>I.1.1.2 Viscosité cinématique</i>	<i>8</i>
<i>I.1.2 Régimes d'écoulement</i>	<i>9</i>
<i>I.1.3 Notion de couche limite hydrodynamique</i>	<i>11</i>
<i>I.1.4 Couche limite hydrodynamique en écoulement interne et écoulements établis</i>	<i>13</i>
<i>I.1.5 Pertes de charge régulières en conduites uniformes</i>	<i>17</i>
<i>I.1.6 Conclusion au paragraphe I.1</i>	<i>18</i>
I.2 Généralités sur les transferts thermiques	19
<i>I.2.1 Conduction thermique</i>	<i>20</i>
<i>I.2.2 Convection thermique</i>	<i>21</i>
<i>I.2.2 Couche limite thermique</i>	<i>22</i>
<i>I.2.3 Conclusion au paragraphe I.2</i>	<i>24</i>
I.3 Généralités sur les ultrasons	25
<i>I.3.1 Impédance d'un milieu et réflexion d'une onde</i>	<i>27</i>
<i>I.3.2 Ondes progressives et stationnaires</i>	<i>28</i>
<i>I.3.3 Atténuation d'une onde et absorption d'un milieu</i>	<i>30</i>
<i>I.3.4 Dispositif de génération des ultrasons</i>	<i>28</i>
I.4 Effets hydrodynamiques des ultrasons	33
<i>I.4.1 Cavitation acoustique</i>	<i>34</i>
<i>I.1.1.1 Phénomènes érosifs</i>	<i>37</i>
<i>I.1.1.2 Effets chimiques</i>	<i>38</i>
<i>I.4.1.3 Phénomène d'écrantage</i>	<i>38</i>
<i>I.4.2 Courant acoustique</i>	<i>39</i>
I.5 Interaction ultrasons-écoulement	44

I.5.1	<i>Effet des ultrasons sur la turbulence d'un écoulement</i>	45
I.5.2	<i>Effet des ultrasons sur la couche limite visqueuse</i>	47
I.5.3	<i>Impact de l'écoulement sur les effets ultrasonores induits dans le fluide</i>	48
I.5.4	<i>Conclusion au paragraphe I.5</i>	50
I.6	Intensification des transferts thermiques : État de l'art	51
I.6.1	<i>Méthodes passives</i>	52
I.6.1.1	<i>Optimisation des propriétés thermo-physiques des fluides : les nanofluides</i>	52
I.6.1.2	<i>Modification de l'hydrodynamique de l'écoulement</i>	53
I.6.1.3	<i>Modification de la géométrie de la surface d'échange : Les ailettes</i>	58
I.6.2	<i>Méthodes actives</i>	60
I.6.2.1	<i>Parois de canal fixes</i>	60
I.6.2.2	<i>Parois de canal mobiles</i>	63
I.6.3	<i>Conclusion au paragraphe I-6</i>	66
I.7	Intensification ultrasonore des transferts thermiques : État de l'art	67
I.7.1	<i>Convection naturelle</i>	69
I.7.1.1	<i>Influence de la distance transducteur plaque chauffante</i>	71
I.7.1.2	<i>Influence de l'angle d'incidence de la plaque chauffante</i>	73
I.7.1.3	<i>Effet de la cavitation acoustique</i>	76
I.7.1.4	<i>Effet du courant acoustique</i>	83
I.7.2	<i>Convection forcée</i>	89
I.7.3	<i>Conclusion au paragraphe I-7</i>	92
I.8	Conclusion au Chapitre I	93
Chapitre II: Dispositif expérimental et méthodes		97
II.1	Boucle d'essais	100
II.1.1	<i>Présentation des différents organes de la boucle d'essais</i>	101
II.2	Section d'essais ALTO	102
II.2.1	<i>Écoulement dans la section d'essais</i>	103
II.2.2	<i>Présentation de la plaque chauffante</i>	106

II.2.3	<i>Méthode d'acquisition et de calcul du coefficient d'échange thermique</i>	109
II.2.4	<i>Incertitudes sur le coefficient d'échange thermique</i>	110
II.2.5	<i>Répétabilité des essais</i>	112
II.3	Mesure des champs de vitesse	112
II.3.1	<i>Principe de la mesure de vitesse par PIV 2D-2C</i>	112
II.3.2	<i>Dispositif PIV utilisé</i>	114
II.3.3	<i>Traitement des images et calcul des champs de vitesse</i>	116
II.3.4	<i>Incertitudes des mesures de PIV 2D-2C</i>	120
	II.3.4.1 <i>Évaluation des incertitudes de mesures</i>	120
	II.3.4.2 <i>PIV 2d-2C dans le cadre de cette étude</i>	121
II.4	Caractérisation des transducteurs ultrasonores	122
II.4.1	<i>Caractérisation de la puissance ultrasonore des transducteurs</i>	124
	II.4.1.1 <i>Caractérisation du réacteur</i>	126
	II.4.1.2 <i>Calorimétrie des transducteurs ultrasonores</i>	127
II.4.2	<i>Caractérisation de la cavitation acoustique</i>	128
	II.4.2.1 <i>Caractérisation des effets mécaniques de la cavitation acoustique</i>	128
	II.4.2.2 <i>Caractérisation des effets chimiques de la cavitation acoustique</i>	130
	II.4.2.3 <i>Conclusions liées à la caractérisation de la acoustique cavitation</i>	133
II.6	Conclusion au Chapitre II	133
Chapitre III : Caractérisation silencieuse de la section d'essais		135
III.1	Configuration n°1 : eau sans poreux	138
III.1.1	<i>Caractérisation hydrodynamique silencieuse</i>	139
	III.1.1.1 <i>Champ de vitesse moyen</i>	139
	III.1.1.2 <i>Champs de vitesse RMS</i>	141
III.1.2	<i>Caractérisation thermique silencieuse</i>	143
III.1.3	<i>Conclusion sur la configuration n°1 silencieuse</i>	145
III.2	Configuration n°2 : eau avec poreux	146
III.2.1	<i>Caractérisation hydrodynamique silencieuse</i>	147
	III.2.1.1 <i>Champs de vitesse moyens</i>	147

III.2.1.2	<i>Champs de vitesse RMS</i>	150
III.2.2	<i>Caractérisation thermique silencieuse</i>	153
III.2.3	<i>Conclusion sur la configuration n°2 silencieuse</i>	155
III.3	Configuration n°3 : eau glycolée avec poreux	155
III.3.1	<i>Caractérisation hydrodynamique silencieuse</i>	156
III.3.1.1	<i>Champs de vitesse moyens</i>	156
III.3.3.2	<i>Champs de vitesse RMS</i>	158
III.3.2	<i>Caractérisation thermique silencieuse</i>	159
III.4	Comparaison des trois configurations	160
III.4.1	<i>Comparaison hydrodynamique</i>	160
III.4.2	<i>Comparaison thermique</i>	162
III.5	Conclusion au chapitre III	164
Chapitre IV : Intensification thermique en régime acoustique		165
IV.1	Effet de la puissance ultrasonore sur les transferts thermiques convectifs	168
IV.1.1	<i>Essais effectués à 25 kHz</i>	170
IV.1.2	<i>Essais effectués à 1 MHz</i>	171
IV.1.3	<i>Essais effectués à 2 MHz</i>	174
IV.1.4	<i>Conclusion sur l'effet de la puissance ultrasonore</i>	176
IV.2	Effets couplés de la fréquence ultrasonore et du régime d'écoulement	176
IV.2.1	<i>Effet des ultrasons à 25 kHz</i>	177
IV.2.1.1	<i>Étude hydrodynamique</i>	177
IV.2.1.2	<i>Étude thermique</i>	185
IV.2.1.3	<i>Conclusion sur les essais réalisés à 25 kHz</i>	189
IV.2.2	<i>Effet des ultrasons à 1MHz</i>	190
IV.2.2.1	<i>Étude hydrodynamique</i>	190
IV.2.2.2	<i>Étude thermique</i>	196
IV.2.2.3	<i>Conclusion sur les essais effectués à 1 MHz</i>	201
IV.2.3	<i>Effet des ultrasons à 2 MHz</i>	202
IV.2.3.1	<i>Étude hydrodynamique</i>	202

IV.2.3.2	<i>Étude thermique</i>	205
IV.2.3.3	<i>Conclusion sur les essais effectués à 2 MHz</i>	208
IV.3	Comparaison des trois fréquences testées et généralisation	209
IV.4	Conclusion au chapitre IV	219
Chapitre V : Éléments de dimensionnement d'un échangeur de chaleur		223
V.1	Lien entre facteur d'intensification et optimisation énergétique	225
V.1.1	<i>Étude de l'apport de l'intensification thermique par ultrasons sur la modification du débit volumique</i>	229
V.1.2	<i>Étude de l'apport de l'intensification thermique par ultrasons sur la modification de la compacité</i>	231
V.2	Analyse de l'usage des ultrasons dans un but d'intensification des transferts thermiques	234
V.3	Conclusion au chapitre V	237
Conclusions générales et perspectives		239
Bibliographie		246

Table des Figures et des Tableaux

<i>Figures</i>	<i>Pages</i>
<i>Chapitre 1</i>	
Figure I-1 : Expérience de Couette et profils de vitesses associés : (a) dans la phase de mise en mouvement du liquide visqueux à vitesse angulaire constante ; (b) en régime stationnaire de rotation. Les courbes indiquent les variations de la vitesse angulaire entre les cylindres central et externe en fonction du rayon (Guyon, et al., 2001)	8
Figure I-2 : Illustration de l'expérience de Reynolds. (a) régime laminaire, (b) régime transitoire, (c) régime turbulent (Reynolds, 1883)	9
Figure I-3 : Illustration du développement d'une couche limite hydrodynamique laminaire dans le cas d'une plaque plane horizontale soumise à un écoulement incident (Schlichting, et al., 1999)	11
Figure I-4 : Observation expérimentale d'une couche limite laminaire obtenue par Prandtl et Tietjens en 1930 (Prandtl, et al., 1929/1931). Le fluide, de l'eauensemencée de particules d'aluminium, se déplace de gauche à droite dans le sens de la flèche. La plaque est matérialisée par le trait rouge. Les traînées blanches sont les trajectoires dessinées par les particules d'aluminium.	12
Figure I-5 : Développement d'une couche limite sur une plaque plane. Trois régimes d'écoulement sont visibles : laminaire (1), transitoire (2) et turbulent (3). Une sous-couche laminaire (viscous sublayer) se forme en dessous de la couche turbulente (Battaglia, et al., 2010)	12
Figure I-6 : Établissement d'un écoulement laminaire dans une conduite. Les couches limites visqueuses sont représentées en rouge, les vitesses aux différentes positions sont notées u_n . Le profil de vitesse associé à ces positions est représenté par des flèches noires et l'enveloppe du profil est tracée en trait noir épais. La longueur d'établissement est notée L_e . D'après (Taine, et al., 2008)	13
Figure I-7 : Établissement d'un écoulement turbulent dans une conduite. Les couches limites visqueuses sont représentées en rouge. La transition turbulente de la couche limite est représentée en vert. Les longueurs de transition turbulente, critique et d'établissement turbulent sont respectivement notées x_b , x_c et x_e . D'après (Taine, et al., 2008)	14
Figure I-8 : Profil de vitesse obtenu dans la couche limite turbulente en fonction de la distance à la paroi. Les grandeurs sont adimensionnalisées. Les cercles et les triangles représentent les valeurs expérimentales obtenues respectivement par J. Kerstin et P.D Richardson en 1963 ainsi que par E.R Lindgren en 1974. Ces valeurs sont rapportées par Schlichting et Gersten dans « Boundary Layer Theory » (Schlichting, et al., 1999)	15
Figure I-9 : Évolution du profil de vitesse en fonction de l'augmentation du nombre de Reynolds. Plus l'écoulement se rapproche d'un régime turbulent établi, et plus les profils de vitesses se rapprochent du comportement modélisé par la loi logarithmique caractéristique de la couche de chevauchement (Bailly, et al., 2003)	16
Figure I-10 : Profils de la vitesse RMS en fonction de la distance addimensionnelle à la paroi y^+ pour différents types d'écoulement et différents fluides (Zaric, 1979). La composante de la vitesse RMS est colinéaire à la direction de l'écoulement et parallèle à la paroi de la conduite, la composante V_y est perpendiculaire à la paroi et la composante V_z est perpendiculaire aux deux autres et parallèle à la paroi de la conduite	17

Figure I-11 : Illustration de l'équation (I-16) dans le cas d'un écoulement dans un tube cylindrique dans le cas où $T_{\text{entrée}} > T_{\text{sortie}}$	20
Figure I-12 : Illustration des termes de l'équation (I-18) mis en jeu dans le cas de transferts thermiques par conduction à une dimension	20
Figure I-13 : Illustration du développement de la couche limite thermique sur une surface plane dont la température de surface T_p est supérieure à la température à l'infini du fluide (Battaglia, et al., 2010)	22
Figure I-14 : Illustration du phénomène de couches limites dans le cas où le nombre de Prandtl est inférieur à 1 (indépendance de la diffusion thermique par rapport à la diffusion visqueuse) (Bianchi, et al., 2004)	24
Figure I-15 : Exemples d'utilisations courantes des ultrasons en fonction de la fréquence et de la puissance acoustique (Petrier, et al., 2008)	25
Figure I-16 : Schéma du comportement d'une onde acoustique au niveau de l'interface entre deux milieux d'impédances différentes. La direction de propagation de l'onde incidente est perpendiculaire à l'interface entre les deux milieux	28
Figure I-17 : Onde stationnaire de pression et de déplacement au niveau d'une interface rigide (a) et (c) et d'une interface libre (b) et (d). Les lignes continues indiquent la valeur du paramètre (pression ou déplacement) à un l'instant t_0 et les lignes pointillées ces mêmes paramètres une demi période temporelle plus tard (Leighton, 1994)	29
Figure I-18 : Montage « triplet » classiquement rencontré dans les dispositifs nécessitant de fortes puissances acoustiques à basse fréquence ultrasonore. La multiplication de ce montage permet d'augmenter l'amplitude de l'onde produite (Petrier, et al., 2008)	31
Figure I-19 : (a) Contraction relative d'un barreau de matériau magnétostrictif en fonction du champ magnétique produit par un enroulement conducteur. Afin d'obtenir une elongation sinusoïdale, un courant continu est appliqué (point de fonctionnement moyen M de la courbe) auquel se superpose un courant alternatif. (b) Exemple de dispositif en bloc feuilleté permettant de diminuer les pertes énergétiques par courants de Foucault. (Sapirel, 1994)	31
Figure I-20 : Exemples de sirène tournante (a) et de sifflet à air (b) capables de produire des ondes ultrasonores dans un gaz (Sapirel, 1994)	32
Figure I-21 : Exemples de sondes métalliques qu'il est possible de coupler avec un assemblage piézoélectrique triplet. Plus les sondes sont effilées et plus l'intensité acoustique I [$W.m^{-2}$] peut être localement importante (Petrier, et al., 2008)	33
Figure I-22 : Illustration de l'impureté solide dans laquelle est piégée une poche de gaz dont la courbure avec le fluide est négative (Leighton, 1994)	35
Figure I-23 : Illustration du concept de pression négative issue de la somme de la pression statique du fluide et de la pression oscillante générée par les ultrasons (Leighton, 1994)	35
Figure I-24 : Tracé de la pression nécessaire à la mise en oscillation d'une bulle de cavitation acoustique en fonction du rayon initial des nucléus et de la fréquence utilisée (Leighton, 1994)	36
Figure I-25 : Prédiction théorique du comportement de bulles de différents rayons initiaux dans un champ acoustique de 10 kHz et pour une pression acoustique de 2,5 bars. Ces courbes sont issues de l'équation de la dynamique de la bulle (Rayleigh-Plesset) non présentée dans ce manuscrit (Leighton, 1994)	37
Figure I-26 : Photographie d'une bulle s'effondrant sur elle-même en générant un jet de fluide partant de son centre indiqué par la flèche rouge (Leighton, 1994)	38

- Figure I-27 :** Image, obtenue par tomographie laser, des effets d'un champ ultrasonore dans un réacteur chimique cylindrique rempli d'eau. Les diamètres de sonde utilisés afin de transmettre les ultrasons au milieu sont respectivement égaux à 12 mm (a) et 6 mm (b). L'échelle de couleur traduit l'intensité lumineuse reçue par la caméra du fait des bulles de cavitation (Mandroyan, et al., 2009) **39**
- Figure I-28 :** Visualisation du courant acoustique généré par un transducteur de 32 MHz. Image issue de la superposition de dix images prises à un intervalle de temps de 200 ms. Le traceur utilisé pour suivre l'écoulement est composé de particules de fécule de maïs (Leighton, 1994) **40**
- Figure I-29 :** Évolution de la vitesse du courant acoustique généré par une sonotrode pour différentes intensités acoustiques (Mandroyan, 2009) **41**
- Figure I-30 :** Schéma du motif dessiné par le courant acoustique et obtenu dans une cavité résonnante permettant l'apparition d'un régime d'onde stationnaire dont la direction est parallèle aux parois de la cavité (d'après (Wiklund, et al., 2012)) **42**
- Figure I-31 :** Trajectoires suivies par les micro mouvements de convection apparaissant pour de faibles amplitudes de vibration dans le cas d'une bulle de gaz sur une surface solide (gauche) (Leighton, 1994) et d'un barreau vibrant dans l'air (droite) (Fand, et al., 1960) **43**
- Figure I-32 :** Trajectoires suivies par les micro mouvements de convection apparaissant pour des amplitudes plus importantes que celles mises en œuvre sur la Figure I-31 dans le cas d'une bulle de gaz sur une surface solide (gauche) (Leighton, 1994) et d'un barreau vibrant dans l'air (droite) (Fand, et al., 1960) **43**
- Figure I-33 :** Trajectoires suivies par les micro-mouvements de convection dans le cas de très fortes amplitudes d'oscillation de la paroi d'une bulle de gaz sur une surface solide. Les structures d'écoulement redeviennent identiques à celles observées sur la Figure I-31 (Leighton, 1994) **43**
- Figure I-34 :** Configuration expérimentale horizontale ayant permis d'étudier les interactions existant entre un faisceau acoustique et un écoulement perpendiculaires l'un par rapport à l'autre (Nomura and Sasaki, et al., 2000; Nomura, et al., 2002; Barthès, et al., 2015; Mazue, et al., 2015) **44**
- Figure I-35 :** Configuration expérimentale verticale ayant permis d'étudier les interactions existant entre un faisceau acoustique et un écoulement, parallèles l'un par rapport à l'autre (Lee, et al., 2002) **45**
- Figure I-36 :** Profils transversaux de vitesse d'écoulement (plein = silencieux ; vide = US) et de vitesses RMS en aval d'un transducteur à une position $x = 800$ mm, fréquence ultrasonore 25 kHz, puissance ultrasonore 40 W_{us} . Les trait pointillés et continu correspondent respectivement aux profils théoriques turbulents et laminaires de vitesse dans les conditions testées par (Nomura, et al., 2002) **45**
- Figure I-37 :** Évolution de l'intensité relative de la turbulence en fonction du nombre de Reynolds en régime acoustique et silencieux. U [$m.s^{-1}$] est la vitesse débitante du fluide (Nomura, et al., 2002) **46**
- Figure I-38 :** Comparaison de la vitesse pariétale équivalente V_p (obtenue par mesure électrochimique) avec les vitesses d'écoulement obtenues par PIV U_{PIV} en régime acoustique et silencieux (Mazue, et al., 2015) **47**
- Figure I-39 :** Illustration de l'influence des ultrasons sur la turbulence pour des écoulements laminaire et turbulent. $u^+ = \frac{u}{u_\tau}$ et $y^+ = \frac{yu_\tau}{\nu}$ avec $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$. Pour rappel, τ [$N.m^{-2}$] représente la contrainte de cisaillement et ρ [$kg.m^{-3}$] la masse volumique du fluide en régime silencieux (Nomura, et al., 2002) **48**

Figure I-40 : Direction de l'effet convectif dans un écoulement pour différents Reynolds. Fréquence ultrasonore 20 kHz, puissance ultrasonore 51 W _{us} (Barthès, et al., 2015)	49
Figure I-41 : Illustration de bouffée turbulente obtenue dans la couche limite en eau d'une plaque plane. La turbulence prend naissance en un point amont (gauche de l'image) et se propage longitudinalement et latéralement jusqu'à un retour à un écoulement laminaire une fois l'énergie cinétique turbulente dissipée (droite de l'image). Le nombre de Reynolds au centre de la bouffée est construit à partir de la distance depuis le bord d'attaque ($Re = 2.10^5$) (Cantwell, et al., 1978)	54
Figure I-42 : Exemple d'inserts « pétales » utilisés en configuration avant ou arrière et détail en vue de face et de dessus (Eiamsa-arda, et al., 2007)	55
Figure I-43 : Exemples d'inserts coniques percés latéralement (Kongkaiptaiboon, et al., 2010)	55
Figure I-44 : Exemple d'insert en diamant (Eiamsa-ard, et al., 2010)	55
Figure I-45 : Exemple de fil spiralé triangulaire inséré dans un tube (Gunes, et al., 2010)	56
Figure I-46 : Exemple de « Twisted tapes » présentant différentes tailles de pas de torsade (Maddaha, et al., 2014)	57
Figure I-47 : Exemples d'« helical plates » avec ou sans barreau central (a et b) et discontinues (c) (Tabatabaeikia, et al., 2014)	57
Figure I-48 : Exemples d'association de mélangeurs statiques et de fils spiralés (Promvonge, 2008)	57
Figure I-49 : Exemples d'ailettes au sens classique du terme, permettant périodiquement la mise en place de conditions d'établissement thermique et hydrodynamique	58
Figure I-50 : Surfaces à nervures triangulaires isocèles avec ailettes triangulaires génératrices de turbulence (Promvonge, et al., 2010)	59
Figure I-51 : Exemple d'inserts triangulaires (V-Nozzel) (Eiamsa-ard, et al., 2006)	59
Figure I-52 : Exemple de tubes emboutis en chevrons (Meng, et al., 2005)	59
Figure I-53 : Exemple de plaque emboutie en chevrons et paramètres géométriques sur un tube (Li, et al., 2009)	59
Figure I-54 : Illustration du jet impactant unique et des différentes régions mises en jeu (Léal, et al., 2013)	61
Figure I-55 : Exemple de lâchers de tourbillons générés par l'extrémité libre d'une lame vibrante. Images séparées par 1/12 de période d'oscillation. Le filet de fumée est initialement situé à trois millimètres de l'extrémité libre du ventilateur. Amplitude maximale 50 mm (Ihara, et al., 1994)	65
Figure I-56 : Simulation numérique d'un écoulement d'air généré par une lame vibrante horizontale (barre rouge positionnée en $y = 0$ m). La lame vibrante fait face à un obstacle vertical plan (carré rose situé en $x = 0,09$ m et $-0,02 < y < 0,03$ m). Les traits noirs continus et fléchés représentent les lignes d'iso-vitesse de l'air. L'échelle de couleur traduit les valeurs de la vitesse (Açikalin, et al., 2007)	65
Figure I-57 : Nombre d'articles traitant de l'utilisation des ultrasons dans les transferts thermiques par décades. D'après (Legay, et al., 2011) actualisé	68
Figure I-58 : Part de chaque domaine d'étude des ultrasons et des transferts thermiques. Réalisé sur un total de 114 articles recensés de 1960 à 2016. D'après (Legay, et al., 2011) actualisé	68

- Figure I-59 :** Configurations transducteur et barreau chauffant étudiées dans la littérature. 70
(a) et (b) (Zhou, et al., 2004). (c) (Cai, et al., 2009) et (Zhou, et al., 2004)
- Figure I-60 :** Autres configurations utilisées dans la littérature. transducteur/fil chauffant 70
(Hoshino, et al., 1975) (Kim, et al., 2004) (Wong, et al., 1969) (Yamashiro, et al., 1998). (b) transducteur/serpentin chauffant (Monnot, et al., 2007)
- Figure I-61 :** Configurations transducteur - plaque chauffante plane utilisées dans la 71
littérature (zones chauffantes en rouge, zones isolées thermiquement en gris). (a) et (b) bloc piézoélectrique (Nomura, et al., 2000) et (Yukawa, et al., 1975). (c) sonotrode (Nomura, et al., 2002)
- Figure I-62 :** Variation du coefficient d'échange thermique [$W.m^{-2}.K^{-1}$] en fonction de 72
l'entrefer transducteur-plaque chauffante [mm] dans de l'eau plate non dégazée pour une plaque chauffante horizontale située au-dessus d'un transducteur générant des ondes stationnaires sur une superficie de $280*280\text{ mm}^2$. D'après (Nomura, et al., 2000)
- Figure I-63 :** Évolution spatiale du rapport des coefficients d'échange thermique 73
 $h_{us}/h_{silencieux}$ d'un fil de platine (diamètre 0,4 mm) dans un champ stationnaire d'onde ultrasonore. Intensité ultrasonore 0,14 W/cm², flux thermique surfacique 0,285 W/cm². Les nœuds et les ventres sont des nœuds et des ventres de déplacement et non de pression (déphasage de $\psi/4$) (Hoshino, et al., 1975)
- Figure I-64 :** Évolution du coefficient d'échange thermique en eau plate dégazée (absence 74
de cavitation acoustique) en fonction de la distance transducteur-plaque chauffante à puissance ultrasonore fixée dans de l'eau plate non dégazée (diamètre sonotrode 6 mm). Fréquence ultrasonore 60,7 kHz. Attention à l'échelle logarithmique sur les deux axes (Nomura, et al., 2002)
- Figure I-65 :** Positions « verticale » et « horizontale » du dispositif utilisé par (Yukawa, et 74
al., 1975; Nomura, et al., 1993; Nomura, et al., 2000)
- Figure I-66 :** Évolution du facteur d'intensification thermique (défini comme le 75
rapport $(h_{us} - h_0)/h_0$) en fonction de l'angle plaque chauffante-transducteur pour différents intensités ultrasonores. La distance transducteur-plaque chauffante lorsque la plaque chauffante est horizontale (angle de 0°) est de 185,5mm (Yukawa, et al., 1975). Fréquence ultrasonore 28 kHz, puissance thermique non communiquée, eau plate
- Figure I-67 :** Évolution du coefficient d'échange thermique en fonction de l'angle 76
transducteur/plaque chauffante pour différentes intensités ultrasonores. La distance transducteur/plaque chauffante est de 185,5mm lorsque la plaque chauffante est horizontale (angle de 0°) (Yukawa, et al., 1975). Fréquence ultrasonore 28 kHz, puissance thermique non communiquée, eau plate
- Figure I-68 :** Évolution du coefficient d'échange thermique pour une plaque plane soumise 76
à des ultrasons en régime d'onde stationnaire (ordonnée de gauche) et évolution de l'intensité de cavitation pour ces mêmes conditions (ordonnée de droite). Paramètres expérimentaux : 40 kHz, plaque chauffante horizontale de $20*8\text{ mm}^2$, puissance ultrasonore de $500W_{us}$, température de l'eau 40°C (Nomura, et al., 1993)
- Figure I-69 :** Cônes de cavitation obtenus dans de l'eau plate par un transducteur de 6 mm 77
de diamètre vibrant à 60,7 kHz. Les cônes de cavitation sont visualisés par sonochimiluminescence pour des intensités acoustiques de $17,7\text{ W}_{us}.cm^{-2}$ (a) et de $53\text{ W}_{us}.cm^{-2}$ (b). Dans le cas (b), la taille plus importante du nuage de cavitation a pour effet de perturber notablement la transmission de la puissance acoustique au-delà du nuage de bulles (Nomura, et al., 2002)

- Figure I-70** : Variation du facteur d'intensification thermique en fonction de la distance transducteur/surface chauffante. En bleu : Cylindre chauffant horizontal situé au-dessus d'un transducteur de type sonotrode (diamètre 6 mm) dans un champ d'ondes progressives, Fluide : Eau, ultrasons : 18 kHz et $86,6 \text{ W}_{\text{us}} \cdot \text{cm}^{-2}$ (Zhou, et al., 2004). En rouge : Fil chauffant horizontal au-dessus d'un transducteur piézoélectrique plan, Fluide : FC-72, ultrasons : 48 kHz, intensité acoustique non communiquée (Kim, et al., 2004) 78
- Figure I-71** : Facteur d'intensification thermique pour une plaque chauffante horizontale dans de l'eau plate située au-dessus d'un transducteur générant de faibles densités de puissance acoustique. Fréquence ultrasonore 28 kHz, puissance thermique non communiquée, eau plate (Yukawa, et al., 1975) 78
- Figure I-75** : Illustration de l'effet de puissance acoustique et thermique pour une géométrie de chauffe cylindrique et différents flux thermiques ϕ . Fréquence ultrasonore 18 kHz, eau plate (Cai, et al., 2009) 79
- Figure I-73** : Évolution du facteur d'intensification thermique en fonction du ratio de l'intensité acoustique I_{us} [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$] et du flux thermique surfacique ϕ [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$]. Chaque série est tracée à intensité acoustique fixe. Fréquence acoustique 19 kHz, fluide : acétone. Étude réalisée à partir des valeurs de coefficient d'échange thermique issues de (Zhou, et al., 2004) 80
- Figure I-74** : Évolution du facteur d'intensification thermique en fonction du ratio de l'intensité acoustique I_{us} [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$] et du flux thermique surfacique ϕ [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$]. Chaque série est tracée à flux thermique fixe. Fréquence acoustique 19 kHz, fluide : acétone. Étude réalisée à partir des valeurs de coefficient d'échange thermique issues de (Zhou, et al., 2004) 80
- Figure I-75** : Évolution du facteur d'intensification thermique en fonction des propriétés du fluide (pression de vapeur saturante et tension superficielle). Étude réalisée à partir des valeurs de coefficients d'échange thermique issues de (Zhou, et al., 2004) 81
- Figure I-76** : Photographie des conditions expérimentales dans le dispositif d'étude mis en place par (Zhou, et al., 2004). Le jet de bulles de cavitation en direction du barreau chauffant est visible dans le cerclage rouge 82
- Figure I-77** : Génération du courant acoustique par la mise en vibration de la surface chauffante dans l'air (Fand, et al., 1960), (Walker, et al., 1959) 83
- Figure I-78** : Génération de courant acoustique grâce à une lame en porte à faux dans l'air (Loh, et al., 2002) 83
- Figure I-79** : Génération de courant acoustique par vibration d'une lame métallique. Configuration en « pont vibrant » dans l'air (Wu, et al., 2005), (Ro, et al., 2001) 83
- Figure I-80** : Génération de courant acoustique par la mise en vibration d'une membrane souple dans l'eau (Gould, 1965) 83
- Figure I-81** : Vitesses de courant acoustique tangentielle et perpendiculaire en fonction de la taille de l'entrefer (Lee, et al., 2007) 85
- Figure I-82** : Température de la paroi chauffante en fonction de la taille de l'entrefer (Lee, et al., 2007) 85
- Figure I-83** : Évolution temporelle de la température de paroi d'un élément chauffant soumis à un courant acoustique généré par une lame vibrante en porte-à-faux dans le cas de systèmes ouverts et confinés ou clos (Loh, et al., 2002) 85

Figure I-84 : Mise en parallèle de la position de l'amplitude de l'onde, du coefficient d'échange thermique et de la position des nœuds et ventres de déplacement. La longueur d'onde ψ est égale à 7 cm. L'axe vert représente la position pour laquelle le rapport des coefficients d'échange thermique en régime silencieux et acoustique vaut 1. En dessous, le transfert thermique est dégradé par la présence d'ultrasons (Hoshino, et al., 1975)	86
Figure I-85 : Correspondance du positionnement des points A, B, C et D présenté par la Figure I-84 avec un schéma de la succession des structures de vortex contrarotatifs présentes dans un système de courant acoustique de Rayleigh-Schlichting. Le sens d'émission de l'onde et la direction dans laquelle s'applique la poussée d'Archimède sont tous deux orientés selon l'axe x	87
Figure I-86 : Visualisation par la technique Schlieren de l'écoulement autour du cylindre chauffant (gauche) et répartition des valeurs du coefficient d'échange thermique lorsque le centre du barreau chauffant est positionné au nœud de vibration (Hoshino, et al., 1977)	88
Figure I-87 : Visualisation par technique Schlieren de l'écoulement autour du cylindre chauffant (gauche) et de la répartition des valeurs du coefficient d'échange thermique lorsque le centre du barreau chauffant est positionné au ventre de vibration (Hoshino, et al., 1977)	88
Figure I-88 : Configuration tube et calandre avec transducteur ultrasonore à une extrémité (Yao, et al., 2010). Les flèches indiquent le sens des écoulements	89
Figure I-89 : Configuration coaxiale avec transducteurs ultrasonores positionnés sur le tube externe (Rahimi, et al., 2015). Les flèches indiquent le sens des écoulements	89
Figure I-90 : Configuration tube et calandre avec SONITUBE en guise de calandre (Tisseau, et al., 2007) (Gondrexon, et al., 2010). Les flèches indiquent le sens des écoulements	89
Figure I-91 : Configuration coaxiale avec SONITUBE en guise de tube externe (Legay, et al., 2012). Les flèches indiquent le sens des écoulements	89
Figure I-92 : Évolution du coefficient d'échange thermique global en fonction du débit froid (calandre) pour un débit de fluide chaud fixé à 1,6 L/min dans un échangeur coaxial (Legay, et al., 2012)	90
Figure I-93 : Évolution du facteur d'intensification global en fonction du débit froid (calandre) dans un échangeur tube calandre (Gondrexon, et al., 2010)	91
Figure I-94 : Mise en évidence de la diminution de la température du fluide chaud à l'intérieur du tube central d'un échangeur coaxial dont la calandre est constituée par un Sonitube© (Legay, et al., 2012)	92
Figure I-95 : Évolution du facteur d'intensification en fonction de la puissance ultrasonore dans une configuration tube et calandre (Yao, et al., 2010)	92

Chapitre II

Figure II-1 : Schéma de principe de la boucle d'essais	100
Figure II-2 : Vue iso de la section d'essais ALTO	102
Figure II-3 : Vue en coupe de profil de la section d'essais ALTO	103
Figure II-4 : Vue en coupe de dessus (a) et détail du canal en vue iso (b) de la section d'essais ALTO. Configuration n°2	104

Figure II-5 : Vue en coupe de dessus (c) et iso (d) de la section d'essais ALTO. Configuration utilisée dans le cadre des essais préliminaires visant à étudier l'effet de la puissance ultrasonore sur les transferts thermiques. Configuration n°1	105
Figure II-6 : Détails de face et selon la coupe A-A de l'ensemble « plaque chauffante »	106
Figure II-7 : Schémas de principe du canal et de la plaque chauffante de la section d'essais (gauche) et détails d'un des blocs en acier inoxydable (droite)	107
Figure II-8 : Profils de températures obtenus avec le logiciel FLUENT© pour une plaque chauffante non segmentée (a) et segmentée en 5 blocs (b) dans de l'éthylène glycol et pour une plaque chauffante segmentée en 5 blocs (c) dans de l'eau. Essais obtenus en convection naturelle.	108
Figure II-9 : Exemple d'évolution de la température T_2 sans et avec ultrasons obtenue pour un nombre de Reynolds égal à 900, un canal de 30*100 mm ² , des ultrasons à 2 MHz et 90 W_{us} et une puissance thermique totale transmise au fluide par la plaque chauffante égale à 450 W, configuration n°2	110
Figure II-10 : Schémas de principe de la PIV (LaVision, 2014)	113
Figure II-11 : Exemple d'image du produit d'inter-corrélation et du pic correspondant au déplacement de particules le plus probable au sein de la fenêtre d'interrogation (Maurice, 2014)	114
Figure II-12 : Image de la mire de calibration utilisée sur ALTO pour un entrefer de 30 mm. Les points mesurent 0,25 mm de diamètre et sont espacés de 1 mm. Cette calibration est utilisée pour réaliser une mesure des champs de vitesse sur toute la longueur du canal	115
Figure II-13 : Vue d'ensemble du jeu de profilés aluminium permettant le support de la nappe laser et de la caméra PIV sur ALTO	116
Figure II-14 : Visualisation de l'ensemencement en particules de l'écoulement ainsi que des différentes opérations de prétraitement de l'image réalisées avant le calcul des vecteurs vitesse	117
Figure II-15 : Illustration des étapes du calcul des vecteurs vitesses en 3 passes. La déformation des mailles de la fenêtre d'interrogation n'est pas représentée sur cette figure pour des raisons de simplification	118
Figure II-16 : Comparaison des champs scalaires de vitesse RMS obtenus à 1 MHz et 107 W pour un nombre de Reynolds égal à 900 et calculés avec 2000 images	119
Figure II-17 : Profils de vitesses RMS aux positions n°1 et n°2 de la Figure II-16 en fonction de l'axe y et du nombre d'images traitées. Le graphique de gauche est tracé pour $x = 1.8$ (profil n°1) et le graphique de droite est tracé pour $x = 15$ mm (profil n°2). Configuration n°2, fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us}	120
Figure II-18 : Schéma de principe de la répartition des céramiques piézoélectriques ainsi que sur la surface des blocs ultrasonores à 1 MHz et 2 MHz	123
Figure II-19 : Vue en plongée (a), de dessus (b) et de profil (c) des phénomènes de fontaine ultrasonore apparaissant au niveau d'une surface libre liquide gaz (flèches rouges). Les ronds noirs de l'image (b) indiquent la position de fontaines ultrasonores Fréquence 1 MHz, puissance ultrasonore 280 W, hauteur de liquide 5 cm, liquide utilisé eau glycolée à 10 %. La ligne pointillée représente l'interface air-eau glycolée et le carré vert délimite le transducteur ultrasonore	124
Figure II-20 : Schéma de principe de la répartition des céramiques piézoélectriques sur la surface des blocs ultrasonores à 25 kHz	124
Figure II-21 : Schéma du réacteur équipé pour la calorimétrie	125

- Figure II-22** : Exemple de courbes obtenues lors de la calorimétrie. Fréquence : 1 MHz, $P_{\text{générateur}} : 255 \text{ W}$, $P_{\text{eau}} : 102 \text{ W}$, Masse d'eau : 4 kg 127
- Figure II-23** : Puissance ultrasonore totale dissipée dans le réacteur pour les trois fréquences ultrasonores testées en fonction du pourcentage de la puissance maximale de chaque générateur 128
- Figure II-24** : Érosion causée par les ultrasons à 25 kHz sur une feuille d'aluminium dans l'eau. Entrefer égal à 30 mm, puissance ultrasonore égale à $107 W_{\text{us}}$, temps d'exposition de la feuille d'aluminium égal à 7 minutes 30 secondes 129
- Figure II-25** : État de surface de la plaque chauffante après que tous les essais à 25 kHz aient été effectués. Les zones foncées sont celles ayant subi de l'érosion, les zones claires sont intactes. Entrefer égal à 30 mm, puissance ultrasonore égale à $107 W_{\text{us}}$. Les ronds rouges correspondent à la projection sur la plaque chauffante du positionnement des céramiques sur la surface active du transducteur. Les points noirs indiquent la position des mesures de température de la plaque chauffante 130
- Figure II-26** : Dispositif expérimental utilisé lors de la caractérisation chimique de la cavitation ultrasonore 131
- Figure II-27** : Évolution temporelle de la concentration en iode dans le réacteur en fonction des puissances et des fréquences ultrasonores. Les points des séries 2 MHz $160 W_{\text{us}}$, 1 MHz $25 W_{\text{us}}$ et 25 kHz $116 W_{\text{us}}$ sont confondus sur l'axe d'abscisse nulle 132
- Figure II-28** : Cinétique d'apparition de l'ion tri-iodure dans le réacteur en fonction de la puissance ultrasonore à 1 MHz et du titre massique de mono-propylène glycol en solution 133

Chapitre III

- Figure III-1** : Champ de vitesse moyen en régime silencieux, obtenu à partir de 2000 champs instantanés. Nombre de Reynolds égal à 870 ; configuration n°1 (eau sans poreux) 139
- Figure III-2** : Champs scalaires de $V_{y\text{moy}}$ (image (a)) et de V_{xmoy} (image (b)) issus du champ vectoriel présenté sur la Figure III-1. Nombre de Reynolds égal à 870, configuration n°1 (eau sans poreux) 140
- Figure III-3** : Profils horizontaux du module de la vitesse moyenne, obtenus au niveau de chaque bloc chauffant d'après la procédure décrite au Chapitre II. Nombre de Reynolds égal à 870, configuration n°1 (eau sans poreux) 140
- Figure III-4** : Champ de vitesse RMS correspondant au champ moyen de vitesse présenté sur la Figure III-1. Nombre de Reynolds égal à 870 ; configuration n°1 (eau sans poreux) 142
- Figure III-5** : Comparaison des profils verticaux de la vitesse moyenne au milieu du canal ($x = 15 \text{ mm}$) et des vitesses RMS au milieu du canal ($x = 15 \text{ mm}$) et à proximité de la plaque chauffante ($x = 1,8 \text{ mm}$). Nombre de Reynolds égal à 870, configuration n°1 (eau sans poreux) 143
- Figure III-6** : Profil d'évolution du coefficient d'échange thermique convectif le long de la plaque chauffante. Nombre de Reynolds = 870 ; entrefer = 30 mm ; puissance thermique totale de la plaque chauffante = $450 W_{\text{th}}$; configuration n°1 (eau sans poreux) 144
- Figure III-7** : Champs moyens de vitesse en régime silencieux, obtenus à partir de 2000 champs instantanés pour les quatre régimes d'écoulement testés 147
- Figure III-8** : Champs scalaires moyens du module de vitesse projeté selon l'axe y $V_{y\text{ moy}}$, pour les quatre régimes d'écoulement testés 148
- Figure III-9** : Champs scalaires moyens du module de vitesse projeté selon l'axe x $V_{x\text{ moy}}$, pour les quatre régimes d'écoulement testés 148

Figure III-10 : Illustration du phénomène de recirculation dans le canal en $x = 0,03$ m au niveau du retrait de la paroi du canal de 3 mm	149
Figure III-11 : Profils horizontaux de vitesse moyenne tracés en face de chaque point de mesures de température permettant le calcul du coefficient d'échange thermique pour des valeurs de nombre de Reynolds égales à 900, 2500, 3500 et 5000. La plaque chauffante se situe en $x = 0$ mm et le transducteur en $x = 30$ mm	149
Figure III-12 : Champs de vitesse RMS correspondant aux champs moyens de vitesse présentés sur la Figure III-7	150
Figure III-13 : Profils verticaux de vitesse RMS au milieu du canal ($x = 15$ mm) pour les quatre valeurs du nombre de Reynolds testées	151
Figure III-14 : Profils verticaux de vitesse RMS au niveau de la paroi chauffante ($x = 1,8$ mm) pour les quatre valeurs du nombre de Reynolds testées	151
Figure III-15 : Profils horizontaux de vitesse RMS, tracés en face de chaque point de mesures de température permettant le calcul du coefficient d'échange thermique pour les quatre valeurs de nombre de Reynolds testées. La plaque chauffante est située en $x = 0$ mm et le transducteur ultrasonore en $x = 30$ mm	152
Figure III-16 : Profils d'évolution du coefficient d'échange thermique convectif le long de la plaque chauffante pour différents nombres de Reynolds. Entrefer 30 mm ; puissance thermique totale de la plaque chauffante 450 W	153
Figure III-17 : Comparaison des profils expérimentaux des coefficients d'échange thermique avec les valeurs obtenues à partir des corrélations de Shan et Bhatti (laminaire)	154
Figure III-18 : Champs moyens de vitesse en régime silencieux, obtenus à partir de 2000 champs instantanés pour des valeurs de nombre de Reynolds égales à 900 et 5000	155
Figure III-19 : Champs scalaires moyens de la composante de vitesse $V_{x \text{ moy}}$ pour un nombre de Reynolds égal à 5000	157
Figure III-20 : Profils horizontaux de vitesse moyenne tracés en face de chaque point de mesures de température permettant le calcul du coefficient d'échange thermique pour des valeurs de nombre de Reynolds égales à 900 et 5000. La plaque chauffante est située en $x = 0$ mm et le transducteur ultrasonore en $x = 30$ mm	157
Figure III-21: Champs de vitesse RMS correspondants aux champs moyens de vitesse présentés sur la Figure III-18	158
Figure III-22 : Profils horizontaux de vitesse RMS tracés en face de chaque point de mesures de température permettant le calcul du coefficient d'échange thermique pour des valeurs de nombre de Reynolds égales à 900 et 5000. La plaque chauffante est située en $x = 0$ mm et le transducteur ultrasonore en $x = 30$ mm	159
Figure III-23 : Profils de vitesses RMS au milieu du canal ($x = 15$ mm) et proche de la plaque chauffante ($x = 1,8$ mm)	159
Figure III-24: Profils d'évolution du coefficient d'échange thermique convectif le long de la plaque chauffante pour de l'eau glycolée à 10 %. Entrefer 30 mm ; puissance thermique totale de la plaque chauffante 450 W	160
Figure III-25 : Champs de vitesse RMS mesurés pour un nombre de Reynolds égal à 900 dans les trois configurations testées sur ALTO	161
Figure III-26 : Comparaison des profils verticaux de vitesse RMS mesurés au milieu du canal ($x = 15$ mm) et en proche paroi ($x = 1,8$ mm) pour les configurations n°2 et n°3 pour un nombre de Reynolds égal à 900	162

Figure III-27 : Comparaison des profils verticaux de vitesse RMS mesurés au milieu du canal ($x = 15 \text{ mm}$) et en proche paroi ($x = 1,8 \text{ mm}$) pour les configurations n°2 et n°3 avec un nombre de Reynolds égal à 5000 162

Figure III-28 : Comparaison des valeurs du coefficient d'échange thermique des configurations n°1 (sans poreux + eau) et n°2 (avec poreux + eau) pour un nombre de Reynolds égal à 900 et une puissance thermique égale à 450 W 163

Figure III-29 : Comparaison des valeurs du coefficient d'échange thermique pour les configurations n°2 (eau) et n°3 (eau glycolée) pour des valeurs du nombre de Reynolds égales à 900 et à 5000 163

Chapitre IV

Figure IV-1 : Dépendance du coefficient d'échange thermique à la puissance ultrasonore pour les trois fréquences testées. Configuration n°1 (eau sans poreux), nombre de Reynolds égal à 870, puissance thermique totale égale à 450 W. La droite noire en pointillée définit la valeur du coefficient d'échange thermique correspondant au régime silencieux 169

Figure IV-2 : Valeurs du coefficient d'échange thermique obtenues à 25 kHz au niveau des cinq blocs de la plaque chauffante pour un nombre de Reynolds égal à 870 (configuration n°1) 170

Figure IV-3 : État de surface de la plaque chauffante après que tous les essais à 25 kHz aient été effectués. Les zones foncées sont celles ayant subi de l'érosion, les zones claires sont intactes. Entrefer égal à 30 mm, puissance ultrasonore égale à 116 W_{us} . Les points noirs indiquent la position des mesures de température de la plaque chauffante 171

Figure IV-4 : Évolution du coefficient d'échange thermique le long de la plaque chauffante pour les différentes puissances acoustiques mis en œuvre. Fréquence ultrasonore 1 MHz, nombre de Reynolds égal à 870, configuration n°1 (eau sans poreux) 172

Figure IV-5 : Facteurs d'intensification du coefficient d'échange thermique obtenus sans poreux avec de l'eau au niveau de chaque bloc pour une fréquence de 1 MHz et un nombre de Reynolds égal à 870 (configuration n°1) 173

Figure IV-6 : Cinétique d'apparition de l'ion tri-iodure à 1 MHz pour les quatre puissances ultrasonores testées. Température maintenue à 20 °C 174

Figure IV-7 : Évolution du coefficient d'échange thermique le long de la plaque chauffante pour les différentes puissances acoustiques mis en œuvre. Fréquence ultrasonore 2 MHz, nombre de Reynolds égal à 870, configuration n°1 (eau sans poreux) 175

Figure IV-8 : Facteurs d'intensification du coefficient d'échange thermique obtenus sans poreux avec de l'eau au niveau de chaque bloc pour une fréquence de 2 MHz et un nombre de Reynolds égal à 870 (configuration n°1) 176

Figure IV-9 : Comparaison des champs moyens de vitesses en régime acoustique et silencieux obtenus à partir de 2000 doublets d'images pour un nombre de Reynolds égales à 900 et 5000. Fréquence ultrasonore de 25 kHz, puissance égale 108 W_{us} . Configuration n°2 (eau et poreux) 178

Figure IV-10 : Profils moyens de vitesse au milieu du canal ($x = 15 \text{ mm}$) obtenus à partir de 2000 doublets d'images pour les quatre valeurs de nombre de Reynolds testées. Fréquence ultrasonore 25 kHz, puissance ultrasonore 108 W_{us} , configuration n°2 (eau et poreux) 178

Figure IV-11 : Comparaison des champs moyens de la composante V_x de la vitesse en régime acoustique à 25 kHz et en régime silencieux pour un nombre de Reynolds égal à 900 Configuration n°2 (eau et poreux), puissance ultrasonore égale à 107 W_{us} 179

- Figure IV- 12 :** Profils horizontaux de vitesse tracés en face de chaque point de mesure de température et permettant le calcul du coefficient d'échange thermique pour des valeurs de nombre de Reynolds égales à 900 et 5000. Fréquence ultrasonore 25 kHz, puissance ultrasonore 107 W_{US} configuration n°2 (eau et poreux) 180
- Figure IV-13 :** Comparaison des champs moyens de vitesses RMS obtenus à partir de 2000 doublets d'images pour les deux valeurs extrêmes testées du nombre de Reynolds à 25 kHz 181
- Figure IV-14 :** Facteurs d'intensification de la Vitesse RMS en fonction de la position verticale (axe y) en paroi (x = 1,8 mm) et au milieu du canal (x = 15 mm) pour des nombres de Reynolds égaux à 900 et 5000. Fréquence ultrasonore 25 kHz, puissance ultrasonore 107 W_{us}, configuration n°2 eau + poreux 182
- Figure IV-15 :** Comparaison des profils horizontaux (axe x) de vitesse RMS tracés pour des nombres de Reynolds égaux à 900 et 5000. Fréquence ultrasonore 25 kHz, puissance ultrasonore 107 W_{us}, configuration n°2 eau + poreux 183
- Figure IV-16 :** Profil de la vitesse RMS en paroi le long de la plaque chauffante moyennée sur chaque bloc pour les quatre valeurs du nombre de Reynolds utilisés lors des essais thermiques. Les barres d'erreur des points indiquent la dispersion de la vitesse RMS par rapport à la moyenne. Fréquence ultrasonore 25 kHz, puissance ultrasonore 107 W_{us}, configuration n°2 eau + poreux 184
- Figure IV-17 :** Valeurs du facteur d'intensification du coefficient d'échange thermique en fonction de la position sur la plaque chauffante pour les quatre nombres de Reynolds testés. Fréquence ultrasonore 25 kHz, puissance ultrasonore 108 W_{us}, configuration n°2 (eau et poreux) 185
- Figure IV-18 :** Évolution du facteur d'intensification en fonction du nombre de Reynolds pour les trois derniers blocs chauffants (directement impactés par la cavitation acoustique). Les blocs n°1 et n°2, moins touchés par les effets de la cavitation ne sont pas représentés. Fréquence ultrasonore 25 kHz, puissance ultrasonore 107 W_{us}, puissance thermique 50 W par bloc, configuration n°2 (eau et poreux) 186
- Figure IV-19 :** Valeurs du coefficient d'échange thermique en fonction de la position sur la plaque chauffante pour les quatre nombres de Reynolds testés. Fréquence ultrasonore 25 kHz, puissance ultrasonore 108 W_{us}, configuration n°2 (eau et poreux) 187
- Figure IV-20 :** Dépendance au nombre de Reynolds du coefficient d'échange thermique et de la vitesse RMS correspondant aux trois blocs chauffants dont la zone de mesure de température est fortement impactée par la cavitation. Fréquence ultrasonore 25 kHz, puissance ultrasonore 107 W_{us}, puissance thermique par bloc 50 W, configuration n°2 (eau et poreux) 188
- Figure IV-21 :** Dégradation du coefficient d'échange thermique et de la vitesse RMS en présence d'eau glycolée en régime acoustique et silencieux. La comparaison est effectuée par rapport aux essais en eau. Puissance ultrasonore 107 W_{us}, fréquence ultrasonore 25 kHz, puissance thermique pour chaque bloc 50 W. La figure ne présente que les essais des blocs pour lesquels les effets de la cavitation sont le plus intenses 189
- Figure IV-22 :** Comparaison des champs moyens de vitesse obtenus à partir de 2000 champs instantanés pour des nombres de Reynolds égaux à 900 et 5000 en régime silencieux et acoustique. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore 108 W_{us}, configuration n°2 (eau et poreux) 190
- Figure IV-23 :** Comparaison des champs moyens de la composante de vitesse horizontale V_x obtenus à partir de 2000 champs instantanés pour des nombres de Reynolds égaux à 900 et 5000 en régime silencieux et acoustique. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore 108 W_{us}, configuration n°2 (eau et poreux) 192

- Figure IV-24 :** Comparaison des champs de vitesse RMS moyens obtenus à partir de 2000 doublets d'images. Nombres de Reynolds égaux à 900 et 5000. Le cas silencieux obtenu pour un nombre de Reynolds égal à 900 n'est pas rappelé ici car il est inférieur à l'essai réalisé pour un nombre de Reynolds égal à 5000. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore 108 W_{us} , configuration n°2 (eau et poreux) 193
- Figure IV-25 :** Profil vertical moyenné sur l'axe horizontal (axe x) de la vitesse RMS pour des nombres de Reynolds égaux à 900, 3500 et 5000 (a) et profils d'intensification de la vitesse RMS correspondant (b) en fonction de la position sur la plaque chauffante. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} . Les flèches cyans indiquent la position des céramiques piézoélectriques à la surface du transducteur, et les flèches vertes les zones d'intensification nulle de la vitesse RMS lorsque le nombre de Reynolds est égal à 5000 194
- Figure IV-26 :** Profil vertical de la vitesse RMS au niveau de la paroi chauffante ($x = 1,8$ mm) pour des nombres de Reynolds égaux à 900, 3500 et 5000. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} . Les essais réalisés pour un nombre de Reynolds égal à 2500 ne sont pas indiqués car les mesures effectuées n'ont pas été exploitables 195
- Figure IV-27 :** Comparaisons des profils verticaux de vitesse RMS au niveau de la paroi de la plaque chauffante ($x = 1,8$ mm), au milieu du canal ($x = 15$ mm) et de la moyenne horizontale pour un nombre de Reynolds égal à 5000. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} 195
- Figure IV-28 :** Dépendance au nombre de Reynolds du facteur d'intensification en fonction de la position sur la plaque chauffante. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} , configuration n°2 (eau et poreux) 196
- Figure IV-29 :** Champ moyen de la composante de vitesse horizontale V_x obtenus à partir de 2000 champs instantanés pour un nombre de Reynolds égal à 900 en régime acoustique. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore 108 W_{us} , configuration n°2 (eau et poreux) 197
- Figure IV-30 :** Évolution du facteur d'intensification thermique en fonction du nombre de Reynolds. Le bloc n°1, soumis aux effets hydrodynamiques d'entrée n'est pas représenté. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} , configuration n°2 (eau et poreux) 198
- Figure IV-31 :** Intensification moyenne des vitesses RMS au niveau de la région pariétale ($x = 1,8$ mm) de chacun des blocs chauffants. Les graphs de droites et de gauche traduisent les mêmes valeurs à des échelles différentes. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} , configuration n°2 (eau et poreux) 198
- Figure IV-32 :** Dépendance au nombre de Reynolds du coefficient d'échange thermique en fonction de la position sur la plaque chauffante. Les valeurs de vitesses RMS moyennes en paroi de la plaque chauffante sont également représentées. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore 108 W_{us} , configuration n°2 (eau et poreux) 199
- Figure IV-33 :** Profil vertical de la vitesse RMS au niveau de la paroi chauffante ($x = 1,8$ mm) pour des nombres de Reynolds égaux à 900, 3500 et 5000. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} . Les essais réalisés pour un nombre de Reynolds égal à 2500 ne sont pas indiqués car les mesures effectuées n'ont pas été exploitables 199
- Figure IV-34 :** Dépendance au nombre de Reynolds du coefficient d'échange thermique et de la vitesse RMS correspondant aux quatre blocs chauffants pour lesquels les effets d'entrée sont peu présents au niveau de la zone de mesure de température. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} , puissance thermique 450 W, configuration n°2 (eau et poreux) 200

- Figure IV-35** : Champs moyens de vitesses obtenus à partir de 2000 doublets d'images pour les quatre valeurs de nombre de Reynolds testées. Fréquence ultrasonore 2 MHz, puissance ultrasonore 108 W_{us} , configuration n°2 (eau et poreux) 203
- Figure IV-36** : Champs moyens de vitesses RMS obtenus à partir de 2000 doublets d'images. Nombres de Reynolds égaux à 2500, 3500, 5000. Fréquence ultrasonore 2 MHz, puissance ultrasonore 108 W_{us} , configuration n°2 (eau et poreux) 204
- Figure IV-37** : Profils de vitesse RMS en paroi de la plaque chauffante moyennés sur chaque bloc pour les quatre valeurs de nombre de Reynolds testées. Fréquence ultrasonore 2 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} , configuration n°2 (eau et poreux) 204
- Figure IV-38** : Dépendance au nombre de Reynolds du coefficient d'échange thermique en fonction de la position sur la plaque chauffante ($x = 1,8$ mm). Les valeurs de vitesses RMS moyennes en paroi de la plaque chauffante sont également représentées. Fréquence ultrasonore 2 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} , configuration n°2 (eau et poreux) 205
- Figure IV-39** : Dépendance au nombre de Reynolds du coefficient d'échange thermique correspondant aux cinq positions de mesure de la plaque chauffante. Fréquence ultrasonore 2 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} , configuration n°2 (eau et poreux) 206
- Figure IV-40** : Dépendance au nombre de Reynolds du facteur d'intensification en fonction de la position sur la plaque chauffante. Fréquence ultrasonore 2 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} , configuration n°2 (eau et poreux) 207
- Figure IV-41** : Dégradation du coefficient d'échange thermique liée à la présence de mono-propylène glycol dans l'eau. Régimes silencieux et acoustique, fréquence ultrasonore égale à 2 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} , puissance thermique de chaque bloc 50 W. Le bloc n°1 a été supprimé en raison des effets d'entrée 208
- Figure IV-42** : Evolution du facteur d'intensification de la vitesse RMS en région pariétale ($x = 1,8$ mm) à 25 kHz, 1 MHz et 2 MHz en fonction du nombre de Reynolds. Profils tracés pour les blocs n°3, n°4 et n°5 pour lesquels les effets des ultrasons sont pleinement développés. Puissance ultrasonore 107 W_{us} , configuration n°2 210
- Figure IV-43** : Evolution des valeurs absolue de la vitesse RMS en région pariétale ($x = 1,8$ mm) à 25 kHz, 1 MHz et 2 MHz en fonction du nombre de la vitesse débitante de l'écoulement. Profils tracés pour les blocs n°3, n°4 et n°5 pour lesquels les effets des ultrasons sont pleinement développés. Puissance ultrasonore 107 W_{us} , configuration n°2 211
- Figure IV-44** : Coefficients d'échange thermique mesurés au niveau des trois derniers blocs en régime silencieux et acoustique. Les blocs présentés ici sont ceux pour lesquels des effets liés aux ultrasons ont toujours été mesurés. Fréquences ultrasonores, 25 kHz, 1 MHz et 2 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} , puissance thermique par bloc chauffant 50 W, configuration n°2 eau + poreux 212
- Figure IV-45** : Facteur d'intensification thermique en fonction du facteur d'intensification de la vitesse RMS en région pariétale ($x = 1,8$ mm) à 25 kHz, 1 MHz et 2 MHz. Profils tracés pour les blocs n°3, n°4 et n°5 pour lesquels les effets des ultrasons sont pleinement développés. Puissance ultrasonore 107 W_{us} , puissance thermique 50 W par bloc, configuration n°2. La flèche située au-dessus du graphique indique le sens d'évolution du nombre de Reynolds 214
- Figure IV-46** : Comparaison des profils du coefficient d'échange thermique silencieux et ultrasonores (2MHz) mesurés sur ALTO pour les quatre valeurs du nombre de Reynolds testées. Puissance ultrasonore 107 W_{us} , puissance thermique 50 W par bloc, configuration n°2 215
- Figure IV-47** : Profils du facteur d'intensification thermique obtenu à 2MHz pour les quatre valeurs du nombre de Reynolds testées. Puissance ultrasonore 107 W_{us} , puissance thermique 50 W par bloc, configuration n°2 216

Figure IV-48 : Comparaison de la répartition spatiale des champs moyens de vitesse selon l'axe x (courant acoustique) et de vitesse RMS. fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore $107 W_{us}$, configuration n°2	216
Figure IV-49 : Profil du coefficient d'échange thermique obtenu pour un nombre de Reynolds égale à 5000 pour une fréquence ultrasonore de 1 MHz et une puissance ultrasonore $107 W_{us}$. Puissance thermique 50 W par bloc, configuration n°2	217
Figure IV-50 : Profil du coefficient d'échange thermique obtenu pour un nombre de Reynolds égale à 5000 pour une fréquence ultrasonore de 25 kHz et une puissance ultrasonore $107 W_{us}$. Puissance thermique 50 W par bloc, configuration n°2	217
Figure IV-51 : Profil du coefficient d'échange thermique obtenu pour un nombre de Reynolds égale à 900 pour une fréquence ultrasonore de 1 MHz et une puissance ultrasonore $107 W_{us}$. Puissance thermique 50 W par bloc, configuration n°2	218

Chapitre V

Figure V-1 : Schématisation de la démarche d'optimisation énergétique d'un système thermique à partir de conditions initiales h_0 et Re_0 vers les conditions finales h_{us} et Re	226
Figure V-2 : Évolution du gain de la puissance hydraulique de pompage en fonction du nombre de Reynolds et du facteur d'intensification thermique pour un diamètre hydraulique identique à celui utilisé sur ALTO, et égal à 0,045 m. Les facteurs d'intensification testés ont également été mesurés sur ALTO	230
Figure V-3 : Évolution du gain de la puissance de pompage hydraulique en fonction du nombre de Reynolds et du facteur d'intensification thermique pour différents diamètres hydrauliques. Les courbes de chacune des séries correspondent aux facteurs d'intensifications extrêmes mesurés sur ALTO. Le carré rouge délimite la gamme de Reynolds testé sur ALTO	231
Figure V-4 : Évolution du rapport de compacité d'un échangeur de chaleur entre le cas ultrasonore et le cas silencieux en fonction du facteur d'intensification thermique	233
Figure V-5 : Comparaison des gains relatifs sur la puissance hydraulique en fonction du facteur d'intensification dans le cas d'une diminution du débit à géométrie d'échangeur constante ou d'une modification de la géométrie de l'échangeur à débit constant	234
Figure V-6 : Évolution du facteur d'intensification thermique en fonction du nombre de Reynolds. Résultats obtenu sur ALTO pour une puissance ultrasonore de $107 W_{us}$ et une puissance thermique de 50 W par blocs	236

Tableaux :

Chapitre I

Tableau I-1 : Valeurs des épaisseurs de sous-couches visqueuses δ_v [mm] pour l'air et l'eau dans un écoulement pleinement turbulent en conduite cylindrique (Schlichting, et al., 1999)	15
Tableau I-2: Facteur d'intensification du coefficient d'échange thermique pour deux configurations (horizontale et verticale) à 40 kHz et 600 W de puissance acoustique (P_{us}) et une distance transducteur/plaque-chauffante de 10 mm (Nomura, et al., 1993) ; ainsi que pour une configuration horizontale à 45 kHz, une puissance acoustique de 210 W (Nomura, et al., 2000)	75

Tableau I-3: Étude comparative de l'influence de la cavitation sur l'intensification des transferts thermiques grâce à différentes concentrations en gaz dans l'eau. La configuration étudiée est celle de la plaque plane horizontale située en vis-à-vis avec un transducteur de 28 kHz à 185,5 mm de la plaque chauffante et délivrant une intensité acoustique de 0,24 W/cm² (Yukawa, et al., 1975) **82**

Chapitre II

Tableau II-1: Incertitudes absolues des grandeurs permettant de calculer le coefficient d'échange thermique **111**

Tableau II-2: Temps de calculs nécessaires aux différentes opérations de traitement des images PIV en fonction du nombre d'images à traiter. **120**

Tableau II-3 : Conductivités thermiques et épaisseurs des isolants thermiques utilisés sur le réacteur. **125**

Tableau II-4: Valeurs de puissances acoustiques utilisées au cours de ces travaux pour chaque fréquence **128**

Chapitre III

Tableau III-1 : Paramètres communs à toutes les configurations étudiées **137**

Tableau III-2 : Caractéristiques géométriques du canal d'écoulement et paramètres expérimentaux utilisés, propres à la configuration n°1 **138**

Tableau III-3 : Propriétés physiques à 20 °C de l'eau utilisée dans la configuration n°1 **138**

Tableau III-4 : Incertitudes de mesures et répétabilité des essais liées à la mesure du coefficient d'échange thermique sur chaque bloc chauffant pour un nombre de Reynolds égal à 870 (cf. paragraphe II.2.4) **145**

Tableau III-5: Répétabilité des valeurs mesurées de la température d'entrée et du débit liquide dans ALTO **145**

Tableau III-6: Caractéristiques géométriques du canal d'écoulement en configuration n°2 **146**

Tableau III-7 : Paramètres expérimentaux utilisés dans la configuration n°2 **146**

Tableau III-8: Caractéristiques géométriques du canal d'écoulement en configuration n°3 **155**

Tableau III-9 : Propriétés physiques à 20°C de l'eau (1^{ère} ligne) et de l'eau glycolée utilisée dans la configuration n°3 et dont le titre massique est égal à 10 % (2^{ème} ligne) **155**

Tableau III-10 : Paramètres expérimentaux utilisés dans la configuration n°3 **156**

Chapitre IV

Tableau IV-1: Puissances acoustiques mises en œuvre au cours des essais traitant de l'influence de la puissance acoustique. Configuration n°1 (eau sans poreux), nombre de Reynolds égal à 870 **168**

Tableau IV-2 : Coefficients d'échange thermique obtenus en régime silencieux pour la configuration n°1 (eau sans poreux). Le nombre de Reynolds est égal à 870. Chaque valeur est issue de la moyenne des 124 essais réalisés en régime silencieux précédant chacun des essais en régime acoustique **169**

Tableau IV-3: Paramètres hydrodynamiques testés lors de l'étude de l'effet du régime d'écoulement sur l'intensification thermique ultrasonore. Configuration n°2 (eau et poreux) **177**

Nomenclature

Alphabet Grec minuscule	Unité	Signification
α	$[m^{-1}]$	Coefficient d'absorption acoustique
β	$[K^{-1}]$	Coefficient de dilatation thermique
γ	$[m]$	Périmètre
δ	$[m]$	Épaisseur de couche limite
ε	$[cm^{-1}]$	Coefficient d'absorption molaire
ζ	$[-]$	Rugosité relative d'une paroi
η	$[\%]$	Facteur d'intensification
θ	$[^{\circ}C]$	Différence de température
κ	$[m^{-1}]$	Compacité
λ	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$	Conductivité thermique
μ	$[Pa.s]$	Viscosité dynamique
ν	$[s^{-1}]$	Fréquence
ξ	$[m^2.s^{-1}]$	Viscosité cinématique
π	$[-]$	Nombre pi
ρ	$[kg.m^{-3}]$	Masse volumique
σ	$[N.m^{-1}]$	Tension superficielle
τ	$[N.m^{-2}]$	Contrainte de cisaillement visqueuse
υ	$[m.s^{-1}]$	Vitesse particulière
φ	$[W.m^{-2}]$	Flux de chaleur surfacique
ψ	$[m]$	Longueur d'onde
χ	$[mol.L^{-1}]$	Concentration molaire d'une solution
ω	$[s^{-1}]$	Pulsation de l'onde

Alphabet Grec Majuscule	Unité	Signification
Γ	$[-]$	Critère de qualité (PIV)
Δ	$[-]$	Opérateur mathématique différence
Θ	$[-]$	Coefficient de transmission de l'onde acoustique
Λ	$[-]$	Coefficient de Darcy
Π	$[-]$	Produit d'inter-corrélation
Σ	$[-]$	Opérateur mathématique Somme
Φ	$[W]$	Flux thermique
Ω	$[rad.s^{-1}]$	Vitesse angulaire

Alphabet Latin minuscule	Unité	Signification
a	$[m^2.s^{-1}]$	Diffusivité thermique
b	[-]	Coefficient multiplicatif sans dimension
c	$[m.s^{-1}]$	Célérité d'une onde
d	[-]	Exposant de puissance sans dimension
e	[m]	Longueur
f	$[s^{-1}]$	Fréquence d'une onde
g	[-]	Exposant de puissance sans dimension
h	$[W.m^{-2}.K^{-1}]$	Coefficient d'échange thermique convectif
k	[m]	Rugosité absolue d'une paroi
l	[m]	Largeur
m	[kg]	Masse
n	$[m^{-1}]$	Nombre d'onde
p	[Pa]	Pression
q	[J]	Chaleur
r	[m]	Rayon d'une bulle
s	$[J.K^{-1}]$	Entropie
t	[s]	Variable temporelle
u	$[m.s^{-1}]$	Composante selon l'axe x de la vitesse
v	$[m.s^{-1}]$	Composante selon l'axe y de la vitesse
w	$[m.s^{-1}]$	Composante selon l'axe z de la vitesse
x	[m]	Variable de position
y	[m]	Variable de position
z	[m]	Variable de position

Alphabet Latin majuscule	Unité	Signification
A	[-]	Absorbance
B	[-]	Coefficient multiplicatif sans dimension
C_p	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$	Chaleur spécifique isobare
D	[m]	Diamètre
F	[N]	Force
I	$[W.m^{-2}]$	Intensité acoustique
K_{global}	$[W.m^{-2}.K^{-1}]$	Coefficient d'échange global
L	[m]	Longueur

P	[W]	Puissance
Q_v	$[m^{-3}.s^{-1}]$	Débit volumique
R	[-]	Coefficient de réflexion de l'onde acoustique
S	$[m^2]$	Surface
T	[K]	Température absolue
U	$[m.s^{-1}]$	Vitesse débitante s'écoulant selon l'axe x
V	$[m.s^{-1}]$	Vitesse débitante s'écoulant selon l'axe y
W	$[m.s^{-1}]$	Vitesse débitante s'écoulant selon l'axe z
Z	$[Pa.s.m^{-1}]$	Impédance acoustique d'un milieu

Indices

Signification

0	Se réfère à un cas initial ou de référence
+	Grandeur adimensionalisée
*	Grandeur adimensionalisée lorsque cette dernière est soumise à un exposant
τ	Renvoie à la contrainte de cisaillement
ν	Renvoie aux phénomènes visqueux
σ	Renvoie à la tension superficielle
a	Acoustique
c	Se réfère à une canalisation ou une conduite
carac	Abréviation de caractéristique
e	Établissement
elec	Abréviation d'électrique
f	Final
glycol	Renvoie à l'eau glycolée
h	Hydraulique ou hydrostatique
i	Initial
in	Incident
int	Intérieur
p	Renvoie à la paroi
part	Abréviation de particule
piv	Grandeur mesurée par PIV
ml	Moyenne logarithmique
moy	Abréviation de moyen
r	Réfléchi

réac	Abréviation de réacteur
rms	Renvoie à l'écart moyen quadratique
T	Renvoie à la température
us	Se réfère aux ultrasons
v	Abréviation de volumique
x	Renvoie à l'axe x
y	Renvoie à l'axe y
z	Renvoie à l'axe z
∞	À l'infini, désigne une position très éloignée

Introduction générale

La forme d'énergie appelée couramment « chaleur » est liée à l'évolution des sociétés humaines depuis la maîtrise du feu par l'Homme. Elle est la source d'énergie la plus simple à produire, elle en est également la forme la plus « dégradée » au sens thermodynamique du terme. Sa maîtrise a permis aux premiers êtres humains de se chauffer et de cuire les aliments, et a permis la transformation de la terre en métaux. La compréhension des phénomènes permettant sa transformation en énergie mécanique et en travail, a permis à la société industrielle d'émerger, et aujourd'hui encore elle est au cœur de la production énergétique et des procédés de fabrication et de transformation de la matière.

Le développement des modèles thermodynamiques, et de mécanique des fluides, ont permis de mieux comprendre les mécanismes d'échanges thermiques mettant en jeu des liquides ou des gaz et des solides. La théorie de la couche limite hydrodynamique, développée par Prandtl, a notamment permis la modélisation des écoulements à proximité d'une paroi solide, et de fournir ainsi un modèle mathématique permettant de résoudre les problèmes associés aux transferts pariétaux de matière ou de chaleur.

Parallèlement à l'apparition de ces modèles théoriques, des corrélations empiriques ont fait leur apparition. Elles ont permis d'appréhender, par des relations simples, les transferts thermiques convectifs, alors même que les systèmes étudiés mettent en jeu des paramètres physiques couplés et interdépendants, rendant les équations mathématiques des modèles théoriques, difficiles à résoudre analytiquement. Cette approche pratique, a permis d'optimiser les procédés industriels utilisant les échangeurs de chaleurs. De nombreuses techniques ont été développées dans le but d'améliorer ces organes, essentiels aux procédés industriels, notamment par le biais de l'intensification des transferts thermiques.

La problématique de l'intensification des transferts thermiques en convection forcée peut être abordée de différents points de vue. L'objectif peut être de diminuer la consommation énergétique, nécessaire à la mise en mouvement du fluide, pour des raisons économiques ou de disponibilité de la ressource nécessaire à sa production. Ces deux paramètres sont bien souvent intimement liés, et parfois également couplés à une problématique écologique. Il peut également être nécessaire de développer des échangeurs de chaleurs toujours plus compacts tout en conservant les mêmes performances, dans le but de réussir à les intégrer à des systèmes mobiles autonomes, comme ceux de l'industrie automobile ou aéronautique.

La thématique de l'intensification des transferts thermiques est apparue de façon massive et continue dans la littérature scientifique à partir de la fin des années 50. Les techniques utilisées pour l'intensification thermique peuvent être « passives » ou « actives ». La première famille de techniques, appelée passive, ne nécessite pas d'être alimentée spécifiquement en énergie pour fonctionner. La suite de ce mémoire montrera néanmoins que leur mise en place entraîne malgré tout une augmentation de la consommation énergétique globale des systèmes dans lesquels elles s'intègrent. Elles basent généralement leur fonctionnement sur des modifications de surfaces d'échange, de régimes d'écoulement ou même de propriétés des fluides caloporteurs utilisés. Les techniques actives, nécessitent quant à elles d'être alimentées en énergie pour fonctionner, généralement fournie sous forme électrique. Les ultrasons peuvent être utilisés comme tels. Leur utilisation, à des fins d'intensification thermique, est le thème abordé dans ce mémoire de thèse.

Le travail qui y est présenté est le fruit de la collaboration entre le Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives de Grenoble (CEA²) et de l'Agence De l'Environnement et de la Maîtrise de l'Énergie (ADEME), qui ont cofinancé ces recherches. Le Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels de Grenoble (LEGI) a également été associé à ce travail de recherche. Il a fourni un important soutien logistique, en accueillant dans ces locaux le déroulement des expérimentations menées au cours de la thèse. Le LEGI a également mis à notre disposition le matériel spécifique, nécessaire à l'obtention de certaines mesures, ainsi que les moyens humains permettant le bon déroulement de ces campagnes de mesures.

Ce mémoire de thèse est la conclusion d'un travail de recherche, consacrés à la compréhension des mécanismes physiques à l'origine du phénomène d'intensification des transferts thermiques par les ultrasons en convection forcée monophasique. Cette étude phénoménologique doit permettre, *in fine*, de déterminer quelles applications industrielles sont potentiellement éligibles à la mise en place d'un dispositif d'intensification thermique, via l'utilisation d'ondes ultrasonores. Afin d'atteindre ces objectifs, un banc d'essais spécifique a été conçu, monté et exploité au cours de la thèse.

Le mémoire s'articule en cinq chapitres. L'objectif du premier chapitre est tout d'abord de rappeler au lecteur les notions physiques associées à cette étude, afin de favoriser la compréhension de la démarche expérimentale entreprise au cours de ce travail de thèse, ainsi que les analyses qui y sont présentées. Dans un second temps, ce premier chapitre propose également un état de l'art des techniques d'intensification des transferts thermiques, dont l'analyse est axée sur les phénomènes physiques mis en jeu. Cet état de l'art présente les techniques passives et actives d'intensification couramment employées, ainsi que celles utilisant les ultrasons. Le second chapitre détaille quant à lui le dispositif expérimental utilisé. Il y est également présenté la caractérisation des moyens de mesure et de production des ultrasons, mis en œuvre afin de satisfaire à cet objectif. La caractérisation thermique et hydrodynamique de la section d'essais utilisée est présentée au chapitre III. Les résultats associés à ces essais servent de référence « silencieuse », permettant la comparaison avec les essais effectués lors de l'utilisation des ultrasons. Ces derniers sont présentés et analysés au chapitre IV. Il y est tout d'abord présenté une étude préliminaire de l'effet de la puissance ultrasonore sur l'intensification des transferts thermiques. Une seconde étude compare les résultats obtenus pour divers régimes d'écoulement avec trois fréquences ultrasonores auxquelles sont associées des effets hydrodynamiques différents. Enfin une analyse globale permet de conclure sur la phénoménologie associée à l'intensification des transferts thermiques grâce aux ultrasons. Le cinquième et dernier chapitre présente une analyse portant sur les domaines d'utilisation possibles des ultrasons dans un objectif d'intensification des transferts thermiques en convection forcée monophasique.

Chapitre I

Étude bibliographique sur l'intensification des transferts thermiques

Le chapitre I de ce mémoire de thèse s'attachera tout d'abord à rappeler les notions physiques nécessaires à la compréhension du phénomène d'intensification des transferts thermiques grâce aux ultrasons. L'état de l'art sur l'intensification des transferts thermiques, en convection naturelle et forcée monophasique, sera ensuite présenté. Enfin, le thème de l'intensification thermique par les ondes ultrasonores sera abordé.

I.1 Généralités sur les écoulements

L'étude des transferts thermiques en convection est évidemment liée à celle des mécanismes d'écoulement des fluides. Les notions de base d'hydrodynamique, utiles à la compréhension des phénomènes de transferts thermiques convectifs, sont rappelées dans ce premier paragraphe.

I.1.1 Viscosité

Le concept de viscosité est très important en mécanique des fluides. C'est en effet cette propriété physique qui est à l'origine de la dissipation par frottement du travail en chaleur dans un écoulement. Ce sont ces mêmes frottements qui permettent l'arrêt du mouvement lorsqu'un solide glisse sur une surface plane.

Cependant, contrairement à l'état solide, dans l'état liquide, les atomes ou les molécules composant le milieu ne sont pas irrévocablement liés à leurs voisins. Le mouvement de proche en proche est autorisé. Par conséquent, si un liquide est posé sur une plaque en mouvement, et que la plaque s'arrête brutalement, le liquide ne s'arrêtera pas d'un bloc comme le ferait un solide. Il faudra un certain temps pour que l'information de l'arrêt se transmette à la totalité du volume par frottement entre couches de fluides successives. La grandeur physique liée à ce transport diffusif de la quantité de mouvement est appelée viscosité.

La viscosité trouve son origine dans les interactions entre les molécules composant un liquide. Deux types de viscosité sont classiquement définies (Guyon, et al., 2001), la viscosité dynamique et la viscosité cinématique.

I.1.1.1 Viscosité dynamique

La viscosité dynamique a été mise en évidence par l'expérience de Couette mettant en œuvre deux cylindres coaxiaux indépendants pouvant tourner autour de leur axe. L'espace annulaire compris entre ces deux cylindres est rempli avec un fluide. Le but est alors d'étudier le mécanisme de transfert de la quantité de mouvement du cylindre central vers le cylindre extérieur. Pour cela, le cylindre central est mis en mouvement. Au bout d'un certain temps, le cylindre extérieur finit par entrer lui aussi en rotation indiquant que la quantité de mouvement du cylindre intérieur a diffusé vers le cylindre extérieur. Au cours de cette phase transitoire, un profil de vitesse se met en place dans l'espace annulaire. Ce profil est parabolique (Figure I-1.a). La présence d'un gradient de vitesse se développant dans la direction radiale illustre l'existence d'un cisaillement entre différentes couches fluides qui ne se déplacent pas toutes à la même vitesse. Lorsque la phase transitoire de mise en mouvement est terminée, l'ensemble fluide-cylindres tourne à la même vitesse radiale (Figure I-1.b).

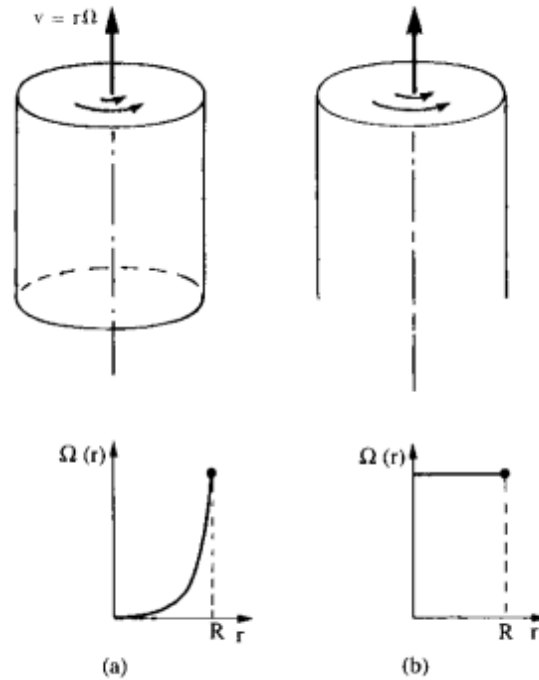


Figure I-1 : Expérience de Couette et profils de vitesse associés : (a) dans la phase de mise en mouvement du liquide visqueux à vitesse angulaire constante ; (b) en régime stationnaire de rotation. Les courbes indiquent les variations de la vitesse angulaire entre les cylindres central et externe en fonction du rayon (Guyon, et al., 2001)

En maintenant le cylindre extérieur immobile, l'allure du profil de vitesse reste identique à celle de la Figure I-1.a et fait apparaître une vitesse nulle au niveau de la paroi fixe. Ce phénomène, connu sous le nom de « conditions d'adhérence », est à l'origine de la couche limite hydrodynamique dont il sera question aux paragraphes I.1.4 et I.1.5. Le gradient de vitesse entre le cylindre central et le cylindre extérieur peut être relié à la contrainte de cisaillement par la viscosité dynamique μ [Pa.s] :

$$\tau = \frac{F}{S} = \mu \frac{\partial \Omega(r)}{\partial r} \quad (\text{I-1})$$

Avec F [N] la force exercée par le cylindre mobile sur le fluide (force de frottement), S [m²] la surface sur laquelle s'exerce cette force, τ [N.m⁻²] la contrainte de cisaillement et $\Omega(r)$ [m.s⁻¹] la vitesse. Les fluides pour lesquels il est possible d'établir cette relation de proportionnalité entre la contrainte de cisaillement et un gradient de vitesse par le biais de la viscosité dynamique sont qualifiés de newtoniens.

I.1.1.2 Viscosité cinématique

La viscosité cinématique ξ [m².s⁻¹] est définie comme le rapport de la viscosité dynamique par la masse volumique ρ [kg.m⁻³] du fluide :

$$\xi = \frac{\mu}{\rho} \quad (\text{I-2})$$

Cette grandeur peut être considérée comme la capacité d'un fluide à revenir au repos après une perturbation.

I.1.2 Régimes d'écoulement

La notion de régime d'écoulement a été introduite par Reynolds en 1883 (Figure I-2). Un écoulement principal (en blanc) parcourt un tube cylindrique. Par l'intermédiaire d'un second tube plus fin aligné axialement avec le premier, un colorant est injecté. Afin de limiter les instabilités à l'interface fluide-colorant, les vitesses des deux écoulements sont aussi proches que possible. Trois régimes d'écoulement sont identifiés : le régime laminaire, le régime transitoire et le régime turbulent.

Les écoulements laminaires sont caractérisés par une faible agitation dans le fluide. L'écoulement peut alors être modélisé comme un empilement de couches fluides glissant les unes sur les autres et s'écoulant toutes dans la même direction (Figure I-2.a). Du point de vue de la quantité de mouvement, ce régime d'écoulement est purement diffusif. Il existe donc une relation directe entre la viscosité dynamique du fluide, la contrainte de cisaillement et le gradient de vitesse au sein du fluide (équation (I-1)). Les écoulements laminaires en conduites planes et cylindriques sont caractérisés par des profils de vitesses paraboliques apparaissant pour de faibles vitesses d'écoulement.

Lorsque cette vitesse augmente, des instabilités hydrodynamiques apparaissent entre les couches liquides entraînant l'apparition d'oscillations et un début de mélange des tranches fluides (matérialisées par le colorant Figure I-2.b). Ce régime est appelé transitoire.

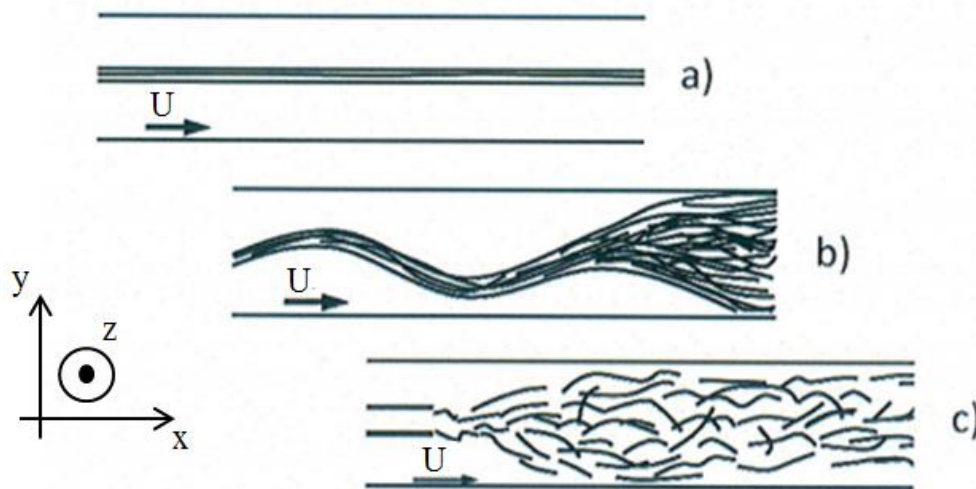


Figure I-2 : Illustration de l'expérience de Reynolds. (a) régime laminaire, (b) régime transitoire, (c) régime turbulent (Reynolds, 1883)

Enfin, lorsque la vitesse de l'écoulement est suffisamment importante, le fluide ne se déplace plus de manière unidirectionnelle sous forme de tranches parallèles glissant les unes sur les autres, mais de façon totalement stochastique. La vitesse instantanée u [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] peut alors être décomposée en deux termes U [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] et u' [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] (Reynolds, 1894) (équation ((I-3)) :

$$u = U + u' \quad (\text{I-3})$$

U [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] décrit la vitesse moyenne obtenue sur un temps long d'intégration. Elle est assimilable à la vitesse débitante. Le terme u' [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] décrit les fluctuations instantanées de la vitesse. Cette fluctuation de vitesse instantanée, également appelée vitesse RMS (Root Mean Square velocity ou vitesse moyenne quadratique), est un marqueur quantifiable de l'intensité

turbulente d'un écoulement. La moyenne de la vitesse instantanée, notée \bar{u} [m.s^{-1}], est par conséquent égale à la vitesse débitante U [m.s^{-1}].

Le régime turbulent est le plus efficace en ce qui concerne le mélange. Le mode privilégié de transfert de n'importe quelle grandeur physique (température, quantité de mouvement, matière) liée à l'écoulement est alors principalement convectif. Les profils de vitesse des écoulements turbulents présentent généralement des profils de vitesse paraboliques aplatis au niveau du sommet de la courbe. Dans de tels écoulements, la contrainte de cisaillement τ [N.m^{-2}] n'est plus purement visqueuse et des phénomènes dissipatifs liés aux structures turbulentes apparaissent. La contrainte de cisaillement se décompose alors en un terme purement visqueux et en un autre terme exprimant la dissipation liée aux structures turbulentes (équation (I-4)) :

$$\bar{\tau} = \rho \xi \frac{d\bar{u}}{dy} - \overline{\rho u' \cdot v'} \quad (\text{I-4})$$

Le premier terme de droite de l'équation (I-4) exprime la contrainte de cisaillement visqueuse moyenne à la paroi [N.m^{-2}] telle que définie par l'équation (I-1) et le second terme modélise les dissipations engendrées par les fluctuations des composantes de vitesse de l'écoulement notées u' et v' [m.s^{-1}] (turbulence). En d'autres termes, le membre de droite de l'équation (I-4) décrit le transfert de la quantité de mouvement de l'écoulement par phénomène diffusif (1^{er} terme) et par phénomène convectif (2^d terme). La contrainte de cisaillement $\bar{\tau}$ est constante dans toute la section de l'écoulement, de la paroi de la conduite jusqu'au cœur de l'écoulement. On comprend alors que dans un écoulement turbulent la prédominance des mécanismes de transfert change en fonction de la distance à la paroi. Par conséquent, la contrainte de cisaillement pariétale $\bar{\tau}_w$, assimilable à la contrainte visqueuse telle que définie par l'équation (I-1), est numériquement égale à la contrainte pariétale $\bar{\tau}$.

Lorsque des opérations de mélange (concentration d'un soluté, température, masses volumiques etc...) sont nécessaires, les régimes turbulents se montrent les plus efficaces.

Le nombre adimensionnel de Reynolds exprimé par l'équation (I-5), permet de quantifier les frontières entre ces trois régimes d'écoulement et de les caractériser notamment par rapport aux vitesses du fluide. Ce nombre est défini comme le rapport entre l'énergie cinétique du fluide et les dissipations visqueuses qui s'opposent à son mouvement :

$$Re = \frac{\rho U D_h}{\mu} \quad (\text{I-5})$$

Avec U [m.s^{-1}] la vitesse débitante de l'écoulement définie comme le rapport du débit volumique par la section de passage du fluide, ρ [kg.m^{-3}] la masse volumique du fluide, μ [Pa.s] la viscosité dynamique du fluide et D_h [m] le diamètre hydraulique de la conduite défini par l'équation (I-6) :

$$D_h = \frac{4 * S_c}{\gamma_c} \quad (\text{I-6})$$

Avec S_c [m^2] la section de passage de l'écoulement et γ_c [m] le périmètre mouillé de la canalisation.

Le nombre de Reynolds permet de déterminer à partir de quelles valeurs les forces dynamiques responsables du mouvement du fluide permettent la transition d'un écoulement laminaire vers un écoulement turbulent. Dans le cadre d'un écoulement en conduite cylindrique tel que défini par Reynolds en 1883, les valeurs communément admises pour qu'une telle transition puisse avoir lieu sont de 2500-3000 (Reynolds, 1883). Elles peuvent être repoussées jusqu'à 10000 voire 70000 si les conditions d'alimentation de l'écoulement sont parfaitement stables (Bailly, et al., 2003). Toujours dans le cas de conduites cylindriques, il est généralement admis (GRETh, 1987) que pour un nombre de Reynolds égal à 2300 l'écoulement est laminaire, entre 2300 et 10000 il est transitoire, c'est-à-dire qu'il peut coexister des zones laminaires et des zones turbulentes ou encore que l'énergie cinétique turbulente n'a pas atteint sa valeur maximale. Enfin, au-delà d'un nombre de Reynolds égal à 10000, la turbulence est généralement considérée comme pleinement développée.

I.1.3 Notion de couche limite hydrodynamique

Afin d'introduire la notion de couche limite, le propos commencera par exposer le cas d'une plaque plane placée dans un écoulement externe. Ceci permet d'introduire la notion de manière simple et intuitive. Le cas de l'écoulement interne et de la couche limite turbulente dans ces conditions sera traité par la suite.

Comme cela est mentionné précédemment, il y a continuité des vitesses à la paroi. Cette condition d'adhérence additionnée à la viscosité engendre la création d'un gradient de vitesse, perpendiculaire à l'axe de l'écoulement qui se développe à partir de la paroi jusqu'à atteindre la vitesse maximale U_∞ .

Un exemple expérimental de couche limite tel qu'illustré par la Figure I-3 est présenté Figure I-4. La longueur des traînées blanches laissées par les particules d'aluminium donne une indication qualitative des vitesses mises en œuvre en proche paroi et au cœur de l'écoulement.

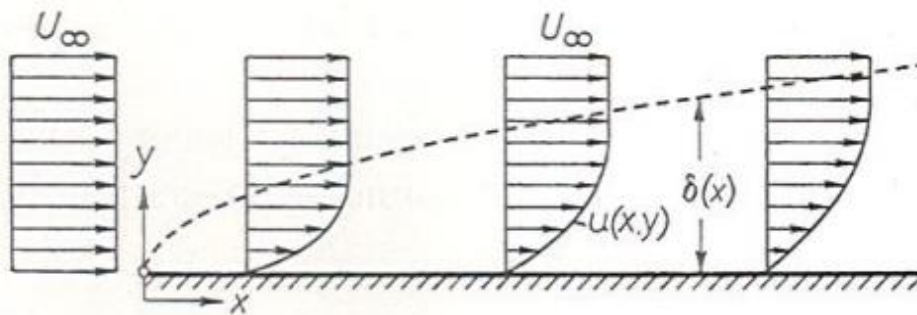


Figure I-3 : Illustration du développement d'une couche limite hydrodynamique laminaire dans le cas d'une plaque plane horizontale soumise à un écoulement incident (Schlichting, et al., 1999)

La couche limite laminaire se développe de la paroi jusqu'au cœur de l'écoulement de manière continue. Par conséquent, il est impossible d'en déterminer une frontière physique. Une convention arbitraire généralement acceptée considère que la couche limite s'arrête lorsque la vitesse de l'écoulement est égale à 99 % de la vitesse à l'infini. L'expression de son épaisseur dans le cas d'une plaque plane est alors donnée par l'équation (I-7) (Schlichting, et al., 1999) :

$$\delta_{99}(x) \approx 5 \sqrt{\frac{\xi x}{U_\infty}} \quad (\text{I-7})$$

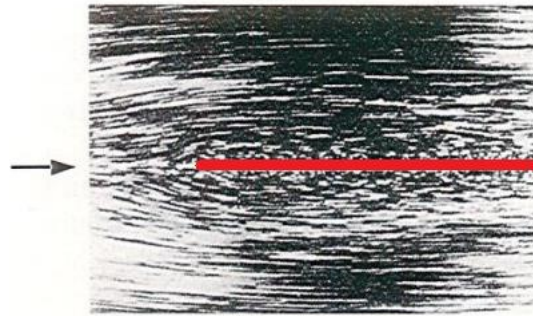


Figure I-4 : Observation expérimentale d'une couche limite laminaire obtenue par Prandtl et Tietjens en 1930 (Prandtl, et al., 1929/1931). Le fluide, de l'eau ensemencée de particules d'aluminium, se déplace de gauche à droite dans le sens de la flèche. La plaque est matérialisée par le trait rouge. Les traînées blanches sont les trajectoires dessinées par les particules d'aluminium.

Le cas laminaire (régime (1) de la Figure I-5) est relativement simple à comprendre puisqu'il n'y a pas de discontinuité des modes de transferts entre la paroi et le cœur du fluide. Les phénomènes de transferts s'opèrent par diffusion. Cependant, cette situation ne se développe pas sur une longueur infinie de plaque.

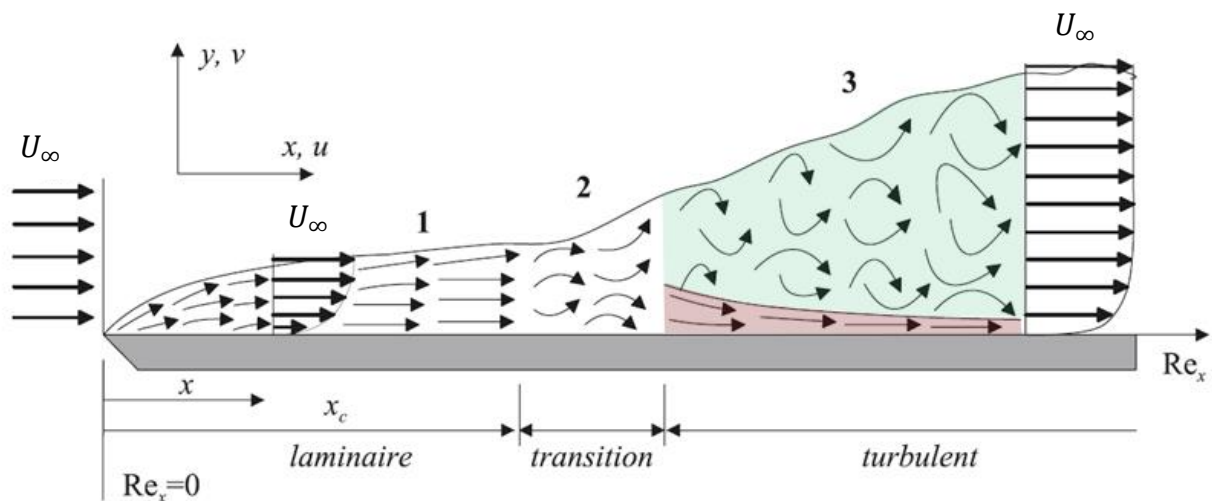


Figure I-5 : Développement d'une couche limite sur une plaque plane. Trois régimes d'écoulement sont visibles : laminaire (1), transitoire (2) et turbulent (3). Une sous-couche laminaire (viscous sublayer) se forme en dessous de la couche turbulente (Battaglia, et al., 2010)

Lorsque la distance au bord d'attaque devient supérieure à une valeur critique x_c [m], la couche limite subit une transition turbulente (régime (2) de la Figure I-5). Le critère de turbulence d'un écoulement en paroi pour un écoulement externe est donné par le nombre de Reynolds dans lequel le diamètre hydraulique, inexistant dans ce cas, est remplacé par la distance x [m] au bord d'attaque.

Par conséquent le nombre de Reynolds pour une plaque plane dans un écoulement externe est donné par l'équation (I-8) :

$$Re_x = \frac{\rho U_\infty x}{\mu} \quad (I-8)$$

La couche limite devient turbulente pour une valeur du nombre de Reynolds égale à $3 \cdot 10^5$. Il est possible de pousser cette valeur jusqu'à une valeur égale à $3 \cdot 10^6$ dans le cas d'écoulements très stables et de surfaces lisses (Schlichting, et al., 1999).

La couche limite turbulente (régime (3) de la Figure I-5) est caractérisée par une forte augmentation de son épaisseur totale et par l'augmentation de la contrainte pariétale de cisaillement τ_w . La couche limite turbulente peut également être décomposée en deux zones : la sous-couche visqueuse (viscous sublayer) dont les propriétés sont identiques à celles de la couche limite laminaire (zone rouge de la Figure I-5) et la couche de frottement (frictional layer) dans laquelle des structures turbulentes se développent (zone verte de la Figure I-5). Plus la turbulence augmente dans la couche limite, c'est-à-dire plus l'éloignement par rapport au bord d'attaque est grand, et plus l'épaisseur de la sous-couche visqueuse diminue. Dans le même temps, l'épaisseur de la couche de frottement augmente.

I.1.4 Couche limite hydrodynamique en écoulement interne et écoulements établis

Le critère permettant de différencier un écoulement interne d'un écoulement externe sera exposé un peu plus loin dans ce paragraphe. Considérons pour l'instant qu'un écoulement interne est synonyme d'écoulement en conduite.

Prenons l'exemple d'une conduite constituée de deux plaques planes de largeur infinie. Pour un écoulement interne laminaire, il n'y a pas de transition turbulente de la couche limite. Son épaisseur va cependant augmenter jusqu'à occuper tout l'écoulement (Figure I-6). La longueur d'établissement L_e [m] nécessaire à ce processus est déterminée par la vitesse initiale u_0 en entrée de conduite ainsi que par son diamètre hydraulique.

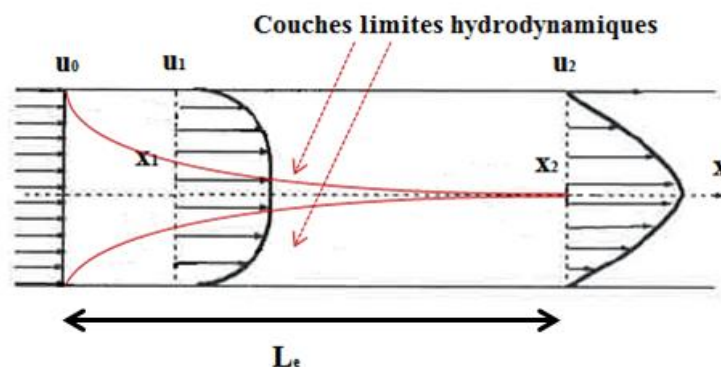


Figure I-6: Établissement d'un écoulement laminaire dans une conduite. Les couches limites visqueuses sont représentées en rouge, les vitesses aux différentes positions sont notées u_n . Le profil de vitesse associé à ces positions est représenté par des flèches noires et l'enveloppe du profil est tracée en trait noir épais. La longueur d'établissement est notée L_e . D'après (Taine, et al., 2008)

Une fois l'écoulement établi, les profils de vitesse n'ont plus de dépendance axiale (x pour la Figure I-6). Il peut arriver que la longueur d'établissement soit supérieure à la longueur totale de la conduite. Dans ce cas l'écoulement doit être traité comme un écoulement externe.

Dans le cas d'un écoulement interne turbulent, la couche limite suit le même comportement que dans le cas d'un écoulement externe sur une plaque plane (Figure I-7). La couche limite

laminaire se développe tout d'abord depuis l'entrée de la conduite jusqu'à une position x_t pour laquelle la transition turbulente intervient. À partir d'une longueur critique x_c , les couches limites se rejoignent : c'est l'établissement du régime turbulent. Après une longueur x_e la turbulence est établie et l'écoulement l'est également. L'établissement turbulent (jusqu'à soixante fois le diamètre) est plus rapide que l'établissement laminaire.

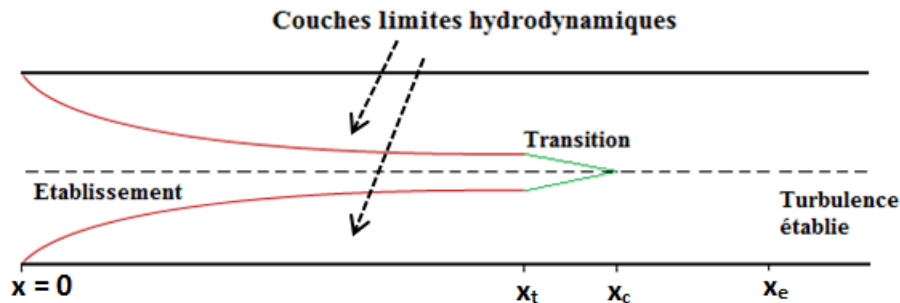


Figure I-7: Établissement d'un écoulement turbulent dans une conduite. Les couches limites visqueuses sont représentées en rouge. La transition turbulente de la couche limite est représentée en vert. Les longueurs de transition turbulente, critique et d'établissement turbulent sont respectivement notées x_t , x_c et x_e . D'après (Taine, et al., 2008)

La couche limite turbulente est décomposée en trois zones distinctes mais continues : la sous-couche visqueuse (viscous sublayer), la couche tampon (buffer layer) et la couche de chevauchement (overlap layer). La Figure I-8 donne le profil de vitesse en fonction de l'éloignement à la paroi. Ce profil est caractéristique de la couche limite turbulente dans une conduite. Les variables utilisées dans l'expression de la modélisation mathématique du profil de vitesse sont adimensionnalisées. À partir de la contrainte de cisaillement définie par l'équation (I-4) il est possible de calculer la vitesse pariétale de frottement u_τ [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\bar{\tau}_p}{\rho}} \quad (\text{I-9})$$

Enfin les vitesses u^+ et les positions y^+ par rapport à la paroi sont données par les équations (I-10) et (I-11) avec l'expression de la couche limite visqueuse δ_v :

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau} \quad (\text{I-10})$$

$$y^+ = \frac{y}{\delta_v} = \frac{y * u_\tau}{\xi} \quad (\text{I-11})$$

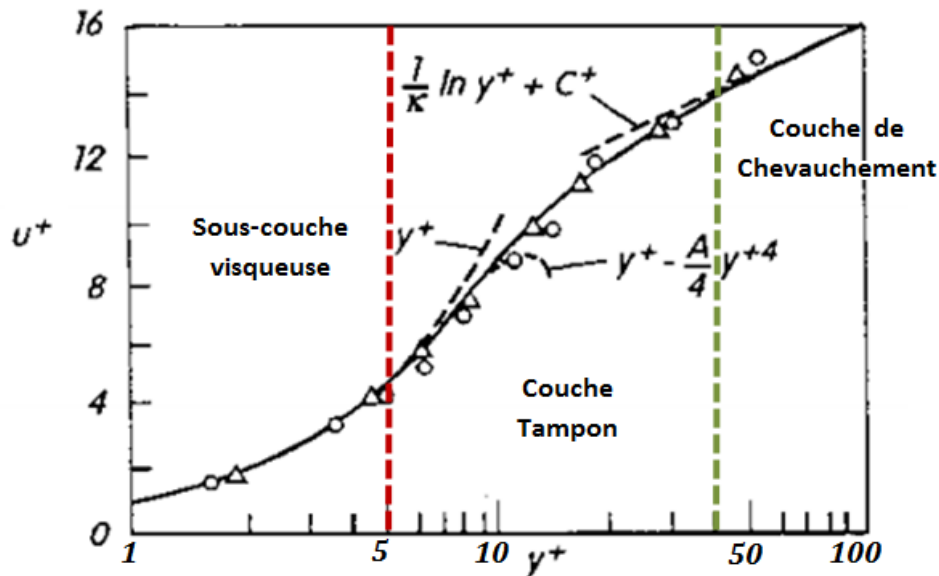


Figure I-8: Profil de vitesse obtenu dans la couche limite turbulente en fonction de la distance à la paroi. Les grandeurs sont adimensionnalisées. Les cercles et les triangles représentent les valeurs expérimentales obtenues respectivement par J. Kerstin et P.D Richardson en 1963 ainsi que par E.R Lindgren en 1974. Ces valeurs sont rapportées par Schlichting et Gersten dans « Boundary Layer Theory » (Schlichting, et al., 1999)

La sous-couche visqueuse peut être modélisée par une loi linéaire entre la vitesse et l'éloignement à la paroi. À partir d'un y^+ égal à 5, les phénomènes convectifs liés à la turbulence deviennent prépondérants et la viscosité devient négligeable (début de la couche tampon). Le profil de vitesse expérimental s'éloigne alors d'un comportement linéaire et se rapproche du comportement logarithmique caractéristique de la couche de chevauchement. L'augmentation du nombre de Reynolds entraîne une diminution de l'épaisseur de la sous-couche visqueuse et une augmentation de l'épaisseur totale de la couche limite turbulente (Tableau I- 1). L'effet des phénomènes diffusifs ne se fait plus alors ressentir qu'en proche paroi.

	$\frac{u_m}{\text{m/s}}$	$\frac{d}{\text{m}}$	Re	$\frac{\delta_v}{\text{mm}}$
air $\xi = 15 \cdot 10^{-6} \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$	3	0.01	$2 \cdot 10^3$	3.2
	3	0.1	$2 \cdot 10^4$	4.4
	3	1.0	$2 \cdot 10^5$	5.6
	30	0.01	$2 \cdot 10^4$	0.4
	30	0.1	$2 \cdot 10^5$	0.6
	30	1.0	$2 \cdot 10^6$	0.7
water $\xi = 10^{-6} \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$	0.2	0.01	$2 \cdot 10^3$	3.2
	0.2	0.1	$2 \cdot 10^4$	4.4
	0.2	1.0	$2 \cdot 10^5$	5.6
	20	0.01	$2 \cdot 10^5$	0.06
	20	0.1	$2 \cdot 10^6$	0.07
	20	1.0	$2 \cdot 10^7$	0.08

Tableau I- 1 : Valeurs des épaisseurs de sous-couches visqueuses δ_v [mm] pour l'air et l'eau dans un écoulement pleinement turbulent en conduite cylindrique (Schlichting, et al., 1999)

La loi linéaire $u^+ = y^+$ est caractéristique d'un comportement purement visqueux. Par conséquent, pour des valeurs du nombre de Reynolds indiquant un écoulement laminaire, le profil de vitesse ne suit pas exactement le comportement décrit par la loi logarithmique lorsque y^+ est supérieur à 5. Il faut atteindre des régimes pleinement turbulents pour que la loi logarithmique décrive avec précision l'évolution du profil de vitesse dans la couche de chevauchement (Figure I-9).

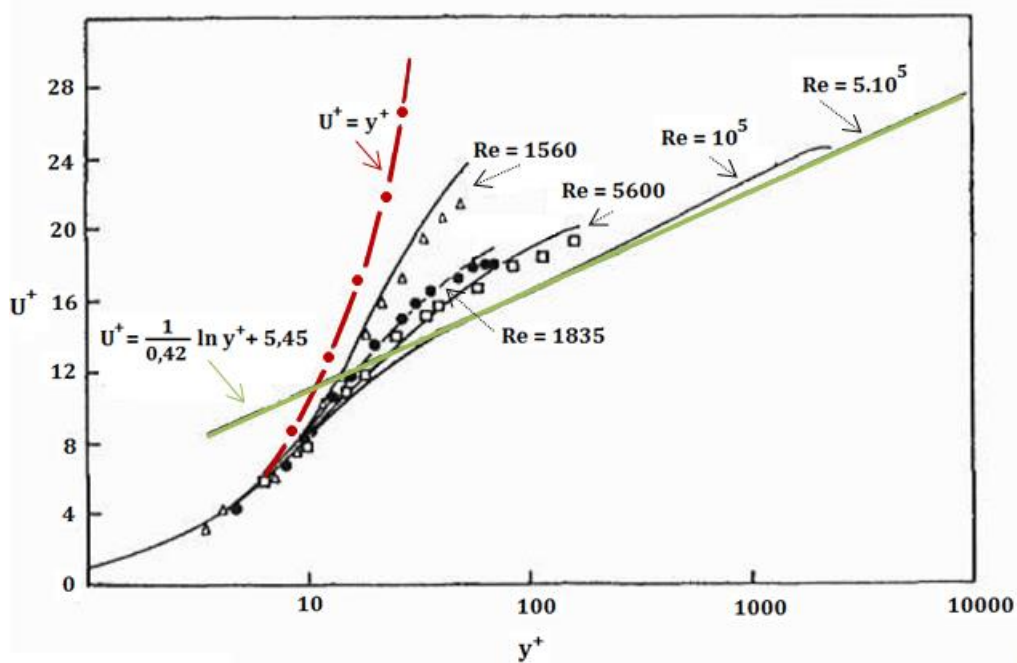
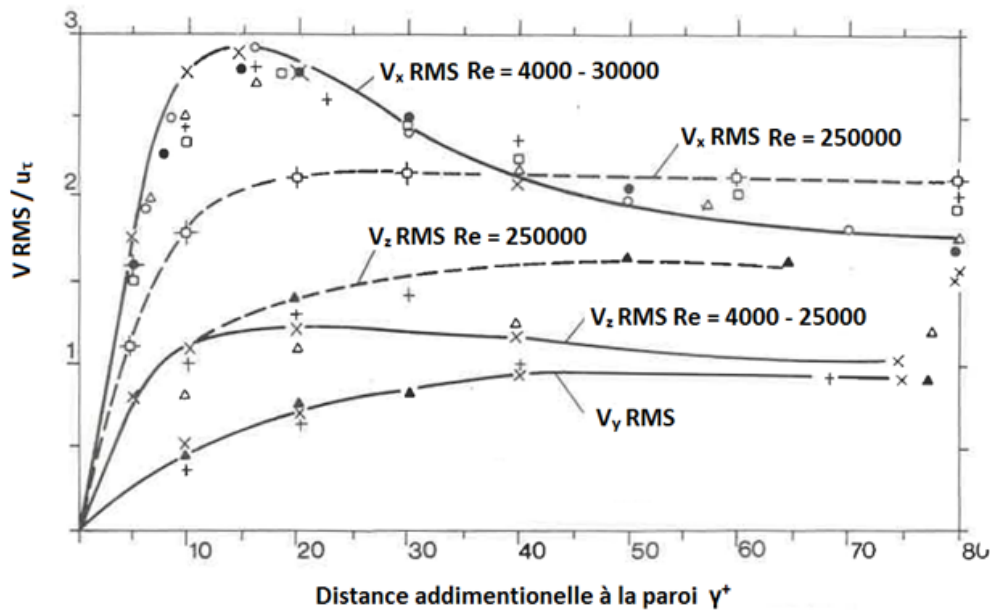


Figure I-9 : Évolution du profil de vitesse en fonction de l'augmentation du nombre de Reynolds. Plus l'écoulement se rapproche d'un régime turbulent établi, et plus les profils de vitesse se rapprochent du comportement modélisé par la loi logarithmique caractéristique de la couche de chevauchement (Bailly, et al., 2003)

Comme mentionné précédemment, la vitesse RMS permet d'accéder à une quantification de la turbulence. Comme pour la vitesse, le profil de cette grandeur addimensionnée peut être tracé en fonction de la distance addimensionnée à la paroi (Figure I-10). Au milieu d'une conduite les trois composantes de la vitesse RMS sont équivalentes. Ceci traduit l'isotropie de la turbulence au cœur de l'écoulement. Les profils de la Figure I-10 montrent que proche d'une paroi solide l'isotropie de la turbulence n'est plus respectée. La composante perpendiculaire à la paroi (V_y RMS) est la plus faible, ce qui est cohérent avec la présence d'une barrière infranchissable par le fluide. Le maximum de turbulence pour cette composante est situé au cœur du fluide. Pour des régimes de turbulence modérés ($Re = 4000 - 30000$), le maximum de l'intensité turbulente est situé à l'interface entre la sous-couche limite visqueuse et le début de la couche tampon. C'est en effet à cet endroit que le rapport entre le cisaillement, générateur d'instabilités hydrodynamiques, et les forces visqueuses, qui tendent à les empêcher, est le plus important. C'est donc dans cette zone que la turbulence est la plus intense. Pour des régimes hydrodynamiques très turbulents ($Re = 250000$), ce phénomène s'atténue.



Author	Reference No	Flow	Fluid	R mm	u ₀ m/s	u _τ m/s	10 ⁻³ Re	Symbol
Laufer	10	pipe	air	123	30,3	1,06	250	▲
					3,0	0,12	25	△
Coantic	17	pipe	air	129	26,4	0,94	225	⊕
					3,1	0,13	26	□
Zarić	20	channel	air	20	10,2	0,48	12	●
Gupta&Kaplan	26	b.layer	air	95	2,8	0,12	18	✱
Eckelmann	22	channel	oil	110	0,2	0,11	4	×
Kreplin	21	channel	oil	110	0,2	0,11	4	×
Elena et.al.	24	pipe	air	38	8,0	0,37	20	△
Ueda & Hinze	23	b.layer	air	40	13,5	0,50	35	○
Khabakhpasheva et.al.	18	channel	water	10	0,6	0,04	7	+

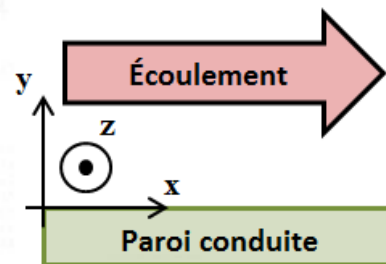


Figure I-10 : Profils de la vitesse RMS en fonction de la distance adimensionnelle à la paroi y^+ pour différents types d'écoulement et différents fluides (Zaric, 1979). La composante de la vitesse RMS est colinéaire à la direction de l'écoulement et parallèle à la paroi de la conduite, la composante V_y est perpendiculaire à la paroi et la composante V_z est perpendiculaire aux deux autres et parallèle à la paroi de la conduite

I.1.5 Pertes de charge régulières en conduites uniformes

Tout mouvement d'un ou dans un fluide réel induit des pertes d'énergie par frottement visqueux. En mécanique des fluides et en thermo-hydraulique, ces pertes sont appelées pertes de charge. Les pertes de charge sont habituellement classées en deux catégories : les pertes de charge régulières qui sont générées par le frottement direct entre le fluide et les parois du canal, et les pertes de charge singulières dues à des modifications locales de la géométrie de la conduite entraînant des changements de direction brutaux dans l'écoulement et par conséquent souvent une modification significative du champ de vitesse. Le propos de ce paragraphe est ici de montrer succinctement la relation qui existe entre l'augmentation de la puissance hydraulique fournie au fluide et l'augmentation de la vitesse débitante.

Dans le cas d'un fluide Newtonien, incompressible et isotherme, la formule générale de calcul des pertes de charge régulières est la suivante :

$$\Delta P = \Lambda \left(\frac{L}{D_h} \right) \left(\frac{\rho U^2}{2} \right) \quad (I-12)$$

Avec L [m] la longueur de la conduite et Λ [-] le coefficient de Darcy. Cette formule est applicable dans le cas d'écoulements turbulents ou non, établis ou non et en conduite cylindrique ou rectangulaire. Les deux paramètres variant dans ces cas sont les valeurs du coefficient de Darcy et du diamètre hydraulique. Le coefficient de Darcy est fonction du nombre de Reynolds et de la rugosité relative de la conduite ζ [-] définie comme le rapport entre la rugosité de la paroi k [m] et le diamètre hydraulique D_h [m] :

$$\zeta = \left(\frac{k}{D_h} \right) \quad (\text{I-13})$$

Pour donner des ordres de grandeur les tuyaux étirés en verre, les tuyaux en cuivre et en laiton ont généralement des rugosités de paroi inférieures à 0,001 mm. Les tuyaux neufs en acier laminé ont des rugosités de paroi égales à 0,05 mm. Les tuyaux neufs en acier soudé ont des rugosités de paroi allant de 0,03 à 0,1 mm.

Les pertes de charge sont proportionnelles au carré de la vitesse débitante. Par conséquent, dans une conduite, lorsque le débit volumique Q_v [$\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$] est doublé, les pertes de charge augmentent d'un facteur 4 et la puissance hydraulique, elle-même définie par l'équation (I-14), d'un facteur 8.

$$P_h = \Delta P * Q_v \quad (\text{I-14})$$

Il apparait donc clairement que le choix du débit de fonctionnement d'un échangeur de chaleur ou de tout autre procédé industriel a un impact significatif sur la puissance hydraulique à fournir au fluide.

I.1.6 Conclusion au paragraphe I.1

En convection, les phénomènes diffusifs et convectifs sont en concurrence. La prédominance de l'un ou l'autre de ces phénomènes est régie par le caractère laminaire ou turbulent de l'écoulement, ainsi que par la proximité, ou non, de parois solides. En régime laminaire, ce sont les phénomènes diffusifs liés à la viscosité qui régissent le comportement global du système. En régime turbulent, les phénomènes convectifs sont prépondérants dans la majorité de la conduite à l'exception d'une petite zone située en proche paroi et dont les mécanismes physiques à l'œuvre sont gouvernés par la viscosité. Plus la turbulence est développée (nombre de Reynolds et vitesse débitante élevés) et plus l'épaisseur de cette zone d'influence de la viscosité diminue. Or, les phénomènes de diffusion visqueux sont moins efficaces que les phénomènes convectifs en termes de mélange. Afin d'intensifier les transferts pariétaux d'une grandeur, il parait donc légitime d'augmenter la vitesse débitante afin d'augmenter la turbulence et de favoriser au maximum les phénomènes convectifs. Cependant, l'augmentation de la vitesse débitante entraîne une augmentation significative de la puissance hydraulique nécessaire à la mise en mouvement du fluide.

Comme on le montrera par la suite dans ce chapitre, la plupart des méthodes permettant une intensification des transferts thermiques cherchent à agir d'une manière ou d'une autre sur la sous-couche visqueuse tout en essayant de limiter au maximum les pertes de charge.

Le paragraphe qui suit présente les notions de base nécessaires à la compréhension des phénomènes de transferts thermiques. La notion de couche limite sera une nouvelle fois abordée et sera étendue de l'hydrodynamique au domaine de la thermique.

I.2 Généralités sur les transferts thermiques

Il est essentiel de faire la différence entre travail, chaleur et énergie. La chaleur a longtemps été considérée comme une forme d'énergie distincte, elle s'appelait alors calorique (Carnot, 1824). Grâce aux travaux de Joule, il est maintenant admis que la chaleur et le travail sont équivalents en termes d'objet (Joule, 1850). Ces deux concepts ne traduisent que deux manières différentes d'échanger l'énergie cinétique (Atkins, 1987). Par conséquent, il ne sera jamais question dans ce qui suit de transfert de chaleur, mais de transfert d'énergie thermique, d'échange thermique ou simplement de chaleur. Cette remarque ne s'applique bien évidemment pas aux échangeurs de chaleur dont le nom est resté malgré l'approximation du terme.

Tous les mécanismes de transfert nécessitent l'existence d'un potentiel pour avoir lieu. En transfert thermique, ce potentiel est fourni par la différence de température qui existe entre une « source chaude » et une « source froide ». Trois modes de transferts thermiques distincts sont généralement identifiés : la conduction, mise en œuvre dans les solides, la convection nécessitant un écoulement et le rayonnement pour lequel l'énergie thermique est échangée par rayonnement électromagnétique. Ces modes de transferts sont rarement présents seuls au sein d'un même système. Cependant, l'un d'entre eux est très souvent prédominant. L'échange thermique peut être réalisé sans changement de phase (régime monophasique), ce qui signifie que la matière reste dans son état physique initial (solide, liquide ou gaz). Il peut également avoir lieu avec changement de phase (régime généralement diphasique dans un échangeur de chaleur). Dans ce cas, la chaleur permet un changement d'état physique de la matière. Les échanges thermiques avec changement de phase ainsi que ceux mettant en œuvre le rayonnement ne seront pas détaillés dans la suite de cette étude.

L'énergie thermique échangée en régime monophasique est appelée couramment « chaleur sensible ». La variation de chaleur sensible du système, notée Δq [J], est donnée par le produit de la différence de température aux bornes du système ($T_{\text{sortie}} - T_{\text{entrée}}$) [K] par la masse m [kg] et la chaleur massique spécifique isobare C_p [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]:

$$\Delta q = m * C_p * (T_{\text{sortie}} - T_{\text{entrée}}) \quad (\text{I-15})$$

Le flux thermique Φ [W] s'exprime alors comme l'échange thermique effectué sur un intervalle de temps donné :

$$\Phi = \dot{m} * C_p * (T_{\text{sortie}} - T_{\text{entrée}}) \quad (\text{I-16})$$

Avec \dot{m} [$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$] le débit massique de fluide. Cette expression de la puissance est par exemple utilisée lors du calcul de la puissance transmise ou cédée à un fluide dans un écoulement. La Figure I-11 illustre ce cas. Cette configuration nécessite évidemment qu'une source froide soit située autour et en contact avec la conduite.

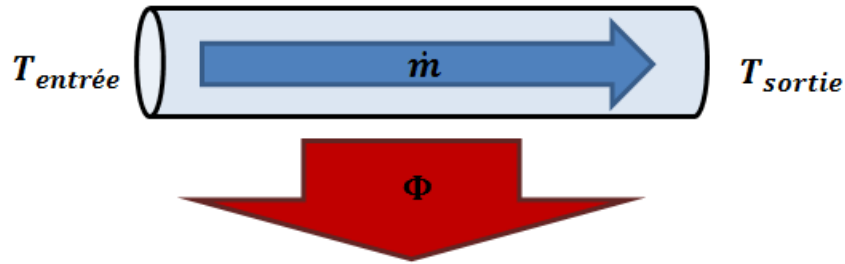


Figure I-11 : Illustration de l'équation (I-16) dans le cas d'un écoulement dans un tube cylindrique dans le cas où $T_{entrée} > T_{sortie}$

Il est également possible d'exprimer la puissance thermique transmise à un système, en observant la variation de la température sur un intervalle de temps Δt [s] :

$$\Phi = m * C_p * \frac{(T_f - T_i)}{\Delta t} \quad (I-17)$$

Cette expression sera notamment utilisée au chapitre II afin de caractériser par calorimétrie la puissance des transducteurs ultrasonores utilisés.

I.2.1 Conduction thermique

La conduction met en jeu des échanges thermiques spontanés sans déplacement macroscopique de matière. C'est le mode de transfert privilégié de l'état solide. Il peut également avoir lieu à l'état liquide et gazeux sur de petites échelles de longueur. C'est notamment le mode de transfert privilégié au niveau de la sous-couche visqueuse. L'équation modélisant la diffusion de la chaleur par conduction a été établie en 1822 par Joseph Fourier (Fourier, 1822) :

$$d\vec{\phi} = -\lambda \overrightarrow{grad}(T) \quad (I-18)$$

Avec $\vec{\phi}$ [$W.m^{-2}$] la densité surfacique du flux de chaleur, λ [$W.m^{-1}.K^{-1}$] la conductivité thermique du milieu et $\overrightarrow{grad}(T)$ [$K.m^{-1}$] le gradient de température entre les zones chaude et froide. Dans le cas simple d'un système dont le problème de conduction au travers d'une surface plane d'aire S [m^2] peut être ramené à une dimension (Figure I-12), l'intégration de l'équation (I-18) permet d'obtenir le flux thermique s'échangeant entre T_{chaud} et T_{froid} :

$$\phi = \frac{\lambda S}{e} (T_{chaud} - T_{froid}) \quad (I-19)$$

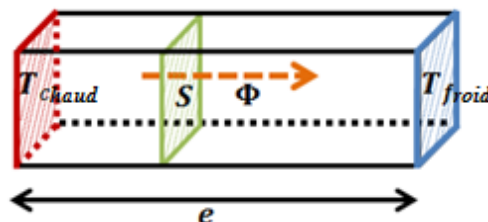


Figure I-12 : Illustration des termes de l'équation (I-19) mis en jeu dans le cas de transferts thermiques par conduction à une dimension

I.2.2 Convection thermique

La convection est le mode de transfert thermique permettant de réaliser les échanges thermiques grâce à des mouvements macroscopiques de matière dans un fluide (écoulements de liquide ou de gaz). La mise en mouvement peut se faire sans forçage mécanique extérieur lors de l'établissement d'un gradient de température dans le fluide. Ce phénomène est appelé convection naturelle. Les parties chaudes, donc moins denses, acquièrent un mouvement ascendant alors que les parties plus froides se déplacent selon un mouvement descendant. La convection naturelle est associée au nombre adimensionnel de Grashof. Ce dernier correspond au rapport entre les forces de gravité, génératrices du mouvement du fluide, et les forces visqueuses, qui tendent à s'y opposer. Dans le cas d'une plaque plane verticale plongée dans un fluide, son expression est la suivante :

$$Gr = \frac{g\beta(T_p - T_\infty)L^3}{\xi^2} \quad (\text{I-20})$$

Avec g [m.s^{-2}] l'accélération de la pesanteur, β [K^{-1}] le coefficient de dilatation volumique isobare, L [m] la longueur caractéristique, T_p [K] la température de paroi, T_∞ [K] la température du fluide « à l'infini », et ξ [$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$] la viscosité cinématique du fluide. La « température à l'infini » est déterminée loin du gradient de température qui existe entre la paroi et le fluide. Le nombre de Grashof en convection naturelle est l'équivalent du nombre de Reynolds (équation (I-5)) en convection forcée. Il permet de déterminer à partir de quelles valeurs les forces dynamiques responsables du mouvement du fluide permettent la transition d'un écoulement laminaire vers un écoulement turbulent.

En convection dite forcée, la mise en mouvement du fluide est forcée mécaniquement à l'aide d'un système de pompage (pompe, ventilateur, turbine etc...) et le nombre adimensionnel caractérisant l'écoulement est alors le nombre de Reynolds.

Lorsque le mode de transfert thermique est convectif, le flux de chaleur échangé entre la paroi et le fluide est donné par la loi de refroidissement de Newton :

$$\Phi = h S (T_p - T_\infty) \quad (\text{I-21})$$

Avec h [$\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$] le coefficient d'échange thermique convectif, S [m^2] la surface traversée par le flux thermique, T_p [K] la température de la paroi d'échange et T_∞ [K] la température du fluide « à l'infini ».

Dans le cas des échangeurs de chaleur pour lesquels circulent deux fluides séparés par une paroi, il est utile de déterminer le coefficient d'échange global prenant en compte les coefficients d'échange convectif de la paroi avec chaque fluide ainsi que la résistance thermique de la paroi. Ce coefficient d'échange global K [$\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$] représente le flux thermique effectif que le système considéré est capable de transférer du fluide chaud au fluide froid par unité de surface et pour un écart de température donné entre le fluide chaud et le fluide froid.

Le nombre de Nusselt permet de comparer les effets de la conduction (dans le fluide) et de la convection au niveau de l'interface où s'opère le transfert thermique :

$$Nu = \frac{hD_h}{\lambda_{\text{fluide}}} \quad (\text{I-22})$$

Avec λ_{fluide} [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$] la conductivité thermique du fluide.

Ce nombre de Nusselt permet de calculer le coefficient de transfert thermique convectif. Il peut être obtenu grâce à des corrélations empiriques spécifiques à des conditions géométriques et hydrodynamiques particulières. Il n'existe, par conséquent, pas d'expression générale permettant son calcul dans n'importe quelles conditions. Le comportement du nombre de Nusselt par rapport au nombre de Reynolds est lié au caractère turbulent ou laminaire de l'écoulement. Ainsi en convection forcée monophasique, dans des conditions d'écoulement hydrauliquement et thermiquement établies, sur toute la plage de nombres de Reynolds donnant lieu à un écoulement laminaire, le nombre de Nusselt est constant. Lorsque la transition turbulente a eu lieu, ce nombre de Nusselt est généralement exprimé par le produit entre le nombre de Reynolds (noté Re) élevé à une puissance α , et le nombre de Prandtl (noté Pr et défini plus loin par l'équation (I-29) élevé à une puissance β :

$$Nu = B \cdot Re^{\alpha} Pr^{\beta} \quad (\text{I-23})$$

Avec B [-], α [-] et β [-] coefficients sans dimension dépendant des conditions du système.

I.2.3 Couche limite thermique

De la même manière que la quantité de mouvement, le transport de la température peut s'effectuer par diffusion ou par convection. Dans la zone pariétale de l'écoulement, la conduction est le mode de transfert thermique dominant. Cette zone est appelée couche limite thermique (Figure I-13).

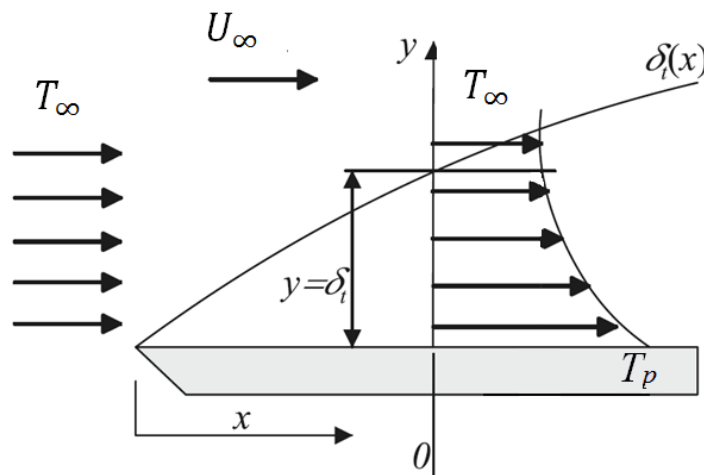


Figure I-13: Illustration du développement de la couche limite thermique sur une surface plane dont la température de surface T_p est supérieure à la température à l'infini T_{∞} du fluide (Battaglia, et al., 2010)

La couche limite thermique se développe uniquement si la température de la paroi T_p est différente de la température du fluide à l'infini T_{∞} . La couche fluide directement en contact avec la paroi est à la même température que la paroi. La température se diffuse ensuite par transferts d'énergie ce qui donne lieu à l'apparition d'un gradient de température entre la paroi et la fin de la couche limite thermique d'épaisseur $\delta_T(x)$. Cette épaisseur augmente avec la distance x . Comme pour la couche limite hydrodynamique, il est difficile de limiter

physiquement la couche limite thermique. Il est considéré qu'elle s'arrête lorsque le rapport de températures défini par l'équation (I-24) est égal à 0,99.

$$\frac{(T - T_{\infty})}{(T_p - T_{\infty})} = 0,99 \quad (\text{I-24})$$

Le flux thermique surfacique dans le fluide, à la paroi de la plaque ($y = 0$) s'exprime à partir de la loi de Fourier (équation (I-25)).

$$\varphi = -\lambda_{\text{fluide}} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{y=0} \quad (\text{I-25})$$

Ce flux est ensuite transporté dans le fluide par convection selon l'équation (I-21). Le coefficient d'échange thermique convectif h peut alors s'exprimer grâce à l'équation (I-26). Cette dernière équation permet de mettre en évidence que les transferts thermiques au travers de la couche limite sont conditionnés par le gradient de température présent à la paroi.

$$h = \frac{-\lambda_{\text{fluide}} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{y=0}}{(T_p - T_{\infty})} \quad (\text{I-26})$$

Par conséquent, plus l'épaisseur de la couche limite est faible (gradient thermique important entre la paroi et le fluide, voir la Figure I-13) plus le coefficient d'échange thermique est élevé. C'est pourquoi les zones d'établissement thermique sont les plus efficaces en termes de transfert thermique convectif.

La concurrence entre les modes de transferts thermiques convectif et diffusif (conduction thermique) dans un fluide s'exprime grâce au nombre sans dimension de Peclet comparant les temps caractéristiques liés à la diffusion à ceux liés à la convection :

$$Pe = \frac{UD_h}{a} \quad (\text{I-27})$$

Avec U [m.s^{-1}] la vitesse débitante du fluide, D_h [m] le diamètre hydraulique et a [$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$] la diffusivité thermique du fluide dont l'expression est donnée par l'équation (I-28).

$$a = \frac{\lambda_{\text{fluide}}}{\rho C_p} \quad (\text{I-28})$$

Avec λ_{fluide} [$\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$] la conductivité thermique du fluide, ρ [kg.m^{-3}] la masse volumique du fluide et C_p [$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$] la chaleur spécifique isobare du fluide.

Le nombre adimensionnel de Peclet ne doit pas être confondu avec le nombre de Prandtl qui compare les effets thermiques aux effets hydrodynamiques. Ce dernier permet de déterminer qui de la couche limite thermique ou hydrodynamique pilote l'autre. Cela revient à savoir si le champ de température dans la région pariétale est fortement impacté ou non par le profil de vitesse. Le nombre de Prandtl compare donc les effets de diffusion de quantité de mouvement (viscosité) aux effets de diffusion thermique (conduction) :

$$Pr = \frac{\xi}{a} = \frac{\mu C_p}{\lambda_{\text{fluide}}} \quad (\text{I-29})$$

Lorsque le nombre de Prandtl est supérieur à 1, le profil de température dans la couche limite thermique est piloté par les effets de viscosité et donc par l'allure du champ de vitesse dans la couche limite hydrodynamique. C'est le cas pour la plupart des liquides usuels comme l'eau. Les métaux liquides ont au contraire des nombres de Prandtl inférieurs à 1, signifiant que le champ de température dans la zone pariétale est indépendant de son champ de vitesse (exemple de la Figure I-14). Plus le nombre de Prandtl sera inférieur à 1 et plus il sera difficile d'intensifier les transferts thermiques par une perturbation du champ de vitesse de la couche limite hydrodynamique.

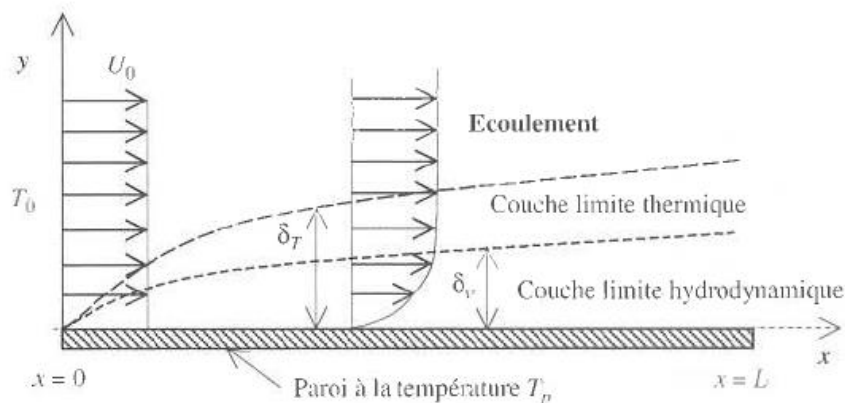


Figure I-14: Illustration du phénomène de couches limites dans le cas où le nombre de Prandtl est inférieur à 1 (indépendance de la diffusion thermique par rapport à la diffusion visqueuse) (Bianchi, et al., 2004)

I.2.4 Conclusion au paragraphe I.2

Comme le champ de vitesse, le champ de température se développe au sein d'une couche limite. L'épaisseur de cette couche limite thermique conditionne l'efficacité du transfert thermique entre la paroi et le fluide.

Le champ de température peut ou non être indépendant du champ de vitesse en fonction des propriétés du fluide. Si la diffusion thermique est plus rapide que la diffusion visqueuse, le champ de température sera indépendant du champ de vitesse. Ce cas est caractérisé par un nombre de Prandtl inférieur à 1.

Dans le cas inverse, la diffusion visqueuse étant plus rapide que la diffusion thermique, le champ de température sera piloté par le champ de vitesse. Il est alors possible de modifier l'efficacité des transferts thermiques pariétaux en agissant sur l'hydrodynamique de l'écoulement. Ce cas est caractérisé par un nombre de Prandtl supérieur à 1. La plupart des fluides usuels comme l'eau, les hydrocarbures ou les alcools se retrouvent dans cette situation. Pour ces fluides, le facteur limitant les transferts thermiques pariétaux est donc l'épaisseur de la couche limite visqueuse. L'intensification des transferts thermiques doit donc se traduire par la mise en place de méthodes permettant la réduction de la sous-couche visqueuse. Deux approches sont possibles :

- l'augmentation de la turbulence de l'écoulement afin de diminuer l'épaisseur de la sous-couche visqueuse

- ou bien la multiplication des effets d'établissement hydrodynamique afin de multiplier les zones d'établissement thermique plus efficaces en termes d'échange thermique.

Cependant ces deux approches présentent l'inconvénient d'augmenter les pertes de charge. La contradiction intrinsèque portée par l'intensification des transferts thermiques apparaît donc là pleinement : comment augmenter le nombre de Nusselt, et donc l'échange thermique, sans trop augmenter les pertes liées aux frottements visqueux. Cette problématique sera abordée à la fin du chapitre I.

I.3 Généralités sur les ultrasons

Le terme d'ultrasons désigne les ondes mécaniques acoustiques dont la fréquence est supérieure au seuil d'audition humaine (généralement compris entre 16 kHz et 20 kHz).

Les ultrasons sont habituellement classés en trois gammes de fréquences correspondant à la prédominance de certains effets hydrodynamiques qui seront présentés au paragraphe I.4. Lorsque le fluide utilisé est de l'eau, les basses fréquences peuvent se situer entre 20 kHz et 100 kHz, les hautes fréquences sont comprises entre 100 kHz et 1 MHz et les très hautes fréquences sont supérieures à 1 MHz (Petrier, et al., 2008). Il est également possible de distinguer les ultrasons de puissance permettant d'engendrer des effets non linéaires, des ultrasons de faible puissance dont la propagation linéaire est présentée ci-après. Les premiers sont principalement utilisés pour leurs effets mécaniques et chimiques dans le cadre de procédés industriels alors que les seconds servent principalement de système de mesure. La Figure I-15 présente quelques exemples d'utilisation courante des ultrasons.

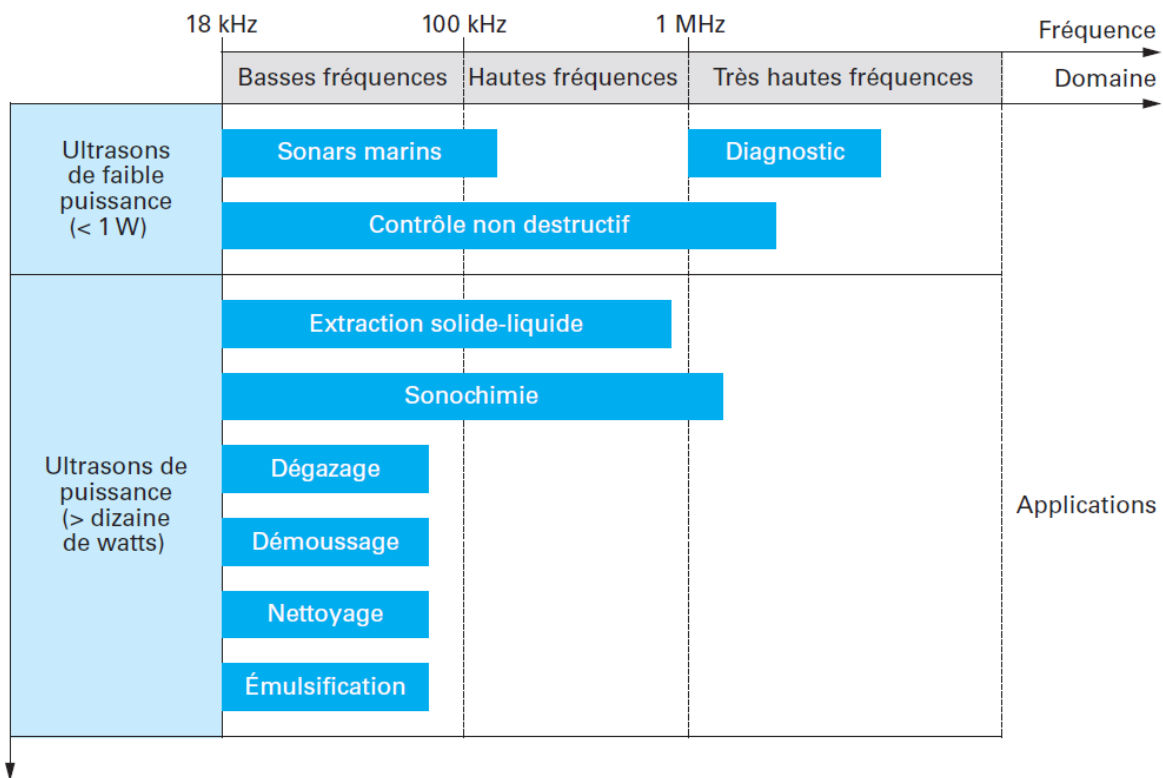


Figure I-15 : Exemples d'utilisations courantes des ultrasons en fonction de la fréquence et de la puissance acoustique (Petrier, et al., 2008)

De manière générale, une onde est un phénomène de transport d'énergie présentant un déplacement moyen de matière nul. Une onde représente donc la propagation d'une perturbation se propageant de proche en proche dans un milieu de propagation. L'annulation du déplacement moyen ne signifie pas que la matière est immobile au passage de l'onde. À l'échelle atomique ou moléculaire, sa propagation provoque l'oscillation autour de leur point d'équilibre des atomes ou des molécules du milieu. Ce sont ces vibrations qui permettent à la perturbation de se propager. Une analogie peut être faite en modélisant la matière par une chaîne linéaire de masses (atomes ou molécules) reliées entre elles par des ressorts (forces de Van der Waals ou de cohésion de la matière pour les solides, compressibilité dans un fluide etc...).

Les ultrasons, comme toutes les ondes mécaniques, nécessitent un milieu matériel pour se propager. Il est donc nécessaire de définir la continuité du milieu de propagation par rapport à l'échelle des longueurs d'onde considérées. Par exemple, l'air à pression atmosphérique agit comme un filtre coupe-haut pour les fréquences acoustiques supérieures à 2 GHz. Ce phénomène vient du fait que le libre parcours moyen d'une molécule de gaz composant l'air dans les Conditions Normales de Pression et de Température (CNPT) à 20°C est de $1,7 \cdot 10^{-7} m$. Or la longueur d'onde des ultrasons dans l'air à 2 GHz est de $7 \cdot 10^{-8} m$, valeur inférieure au libre parcours moyen. Ainsi, au-delà de cette fréquence de coupure, le mouvement lié à l'agitation thermique devient plus important que le mouvement vibratoire permettant la propagation de l'onde (Leighton, 1994). Il devient alors peu probable qu'une particule transmette un mouvement vibratoire.

L'onde se déplace dans le milieu à une vitesse appelée célérité exprimée par l'équation (I-30):

$$c = f * \psi = \frac{\omega}{n} \quad (\text{I-30})$$

Avec c [$m \cdot s^{-1}$] la célérité de l'onde, f [s^{-1}] la fréquence de l'onde, ψ [m] la longueur d'onde. La pulsation de l'onde est donnée par $\omega = 2\pi * f$ et le nombre d'onde est donné par $n = \frac{2\pi}{\psi}$.

Les ondes acoustiques sont générées dans un milieu par le déplacement périodique d'une paroi. Ce déplacement entraîne des variations de pression autour de la pression ambiante, variations qui se propagent ensuite selon le mécanisme décrit précédemment. Les ultrasons peuvent donc être modélisés par une onde de pression dont l'équation pour un milieu non visqueux est donnée par l'équation (I-31):

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c_0^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \quad (\text{I-31})$$

Avec p [Pa] la pression acoustique, t [s] la variable temps, x [m] la variable position (par rapport au transducteur), et c_0 [$m \cdot s^{-1}$] la célérité isentropique de l'onde dans le milieu pour des signaux de faible amplitude :

$$c_0 = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_{s,0}} \quad (\text{I-32})$$

Avec ρ [$kg \cdot m^{-3}$] la masse volumique du milieu de propagation, s [$J \cdot K^{-1}$] l'entropie du milieu.

La solution la plus courante à cette équation d'onde linéaire est l'onde plane modélisée par une solution harmonique du type :

$$p(x, t) = p_0 e^{i(\omega t - kx)} \quad (\text{I-33})$$

Avec p_0 [Pa] l'amplitude initiale de l'onde, ω [rad/s] la pulsation de l'onde et k [m^{-1}] le nombre d'onde. L'onde plane est un modèle nécessitant un milieu de propagation infini. Elle peut également être une approximation de l'onde sphérique dans le cas où l'on s'intéresse à deux points dont les rayons sont identiques et dont la distance les séparant est très faible par rapport à ce rayon. Comme mentionné précédemment, cette solution ainsi que l'équation (I-31) sont issues de l'hypothèse selon laquelle la viscosité peut être négligée. Cependant ce postulat devra être reconsidéré afin de modéliser certains effets acoustiques dans les fluides comme le courant acoustique.

Le terme contenu dans l'exponentielle de l'équation (I-33) est appelé phase de l'onde. Lorsque deux phénomènes oscillatoires sont déphasés, cela se traduit par un retard d'amplitude d'un des phénomènes sur l'autre. Ce phénomène peut notamment se produire lors de la réflexion d'une onde au niveau d'une interface marquant une rupture de continuité des propriétés physiques (cf. paragraphes I.3.1 et I.3.2). Pour une même onde acoustique, l'onde de pression est déphasée de $\frac{\lambda}{4}$ avec le déplacement des molécules.

Il est possible de différencier les ondes selon leurs modes de propagation. Dans le cas où les perturbations du milieu, liées à la propagation de l'onde, sont perpendiculaires à la direction de propagation, l'onde est qualifiée de transverse. Dans le cas où la perturbation est colinéaire à la direction de propagation, l'onde est qualifiée de longitudinale. Les ondes de compression (acoustiques) sont des ondes longitudinales. Le chemin de propagation de l'onde acoustique alterne donc une succession de zones de compressions et de dépressions coïncidant respectivement avec des zones d'augmentation et de diminution de la masse volumique du milieu.

I.3.1 Impédance d'un milieu et réflexion d'une onde

Les propriétés physiques du milieu de propagation influent sur la propagation des ondes acoustiques. La masse volumique est un des paramètres fondamentaux car elle est liée à l'impédance. Physiquement, l'impédance mécanique représente la résistance qu'oppose un milieu au déplacement. L'impédance Z d'un milieu pour une onde acoustique de compression dans le cas d'équations linéaires de propagation de l'onde s'exprime comme :

$$Z = \frac{p}{v_{part}} = \rho_0 c \quad (\text{I-34})$$

Avec p [Pa] la pression acoustique, v_{part} [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] la vitesse particulière, ρ_0 [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$] la masse volumique d'équilibre du milieu de propagation et c [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] la célérité de l'onde longitudinale de compression dans le milieu. Lorsqu'une onde acoustique passe d'un milieu à un autre (illustration Figure I-16), la différence d'impédance crée un phénomène de réfraction de l'onde transmise (flèche verte) et de réflexion (flèche rouge) d'une partie de l'onde incidente normale à l'interface.

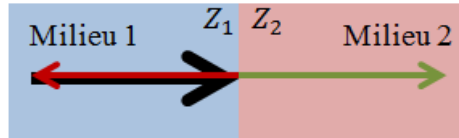


Figure I-16: Schéma du comportement d'une onde acoustique au niveau de l'interface entre deux milieux d'impédance différente. La direction de propagation de l'onde incidente est perpendiculaire à l'interface entre les deux milieux

Dans le cas d'une onde de compression longitudinale passant d'un milieu fluide 1 à un autre milieu fluide 2 normalement à la surface, le coefficient de réflexion est donné par:

$$R = \frac{p_r}{p_{in}} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (\text{I-35})$$

Avec Z_1 et Z_2 [$\text{Pa}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-1}$] les impédances caractéristiques des deux milieux, p_i [Pa] la pression acoustique de l'onde plane incidente et p_r [Pa] la pression acoustique de l'onde plane réfléchie. Lorsque Z_1 est très supérieure à Z_2 , l'interface est appelée surface libre et le coefficient R est égal à -1 (cas de l'interface eau vers air). Lorsque Z_1 est très inférieure à Z_2 , l'interface est qualifiée de rigide, et le coefficient R est égal à 1 (cas de l'interface air vers eau). Dans les deux cas, l'onde incidente est totalement réfléchie. Cependant lorsque $R = -1$, l'onde incidente est réfléchie avec un déphasage de π alors que si $R = 1$ l'onde est réfléchie sans déphasage. Ce phénomène permet d'expliquer les différences de comportement d'une onde stationnaire au niveau de ces deux types d'interfaces (cf. paragraphe I.3.2).

Toujours dans le cas d'une onde incidente normale à l'interface, le coefficient de transmission d'un milieu 1 vers un milieu 2 est donné par l'équation (I-36).

$$\Theta = \frac{2}{1 + \frac{Z_2}{Z_1}} \quad (\text{I-36})$$

La conservation de l'énergie acoustique totale amène à une relation entre Θ et R telle que :

$$\frac{Z_1}{Z_2} \Theta^2 + R^2 = 1 \quad (\text{I-37})$$

Les coefficients de réflexion et de transmission de l'amplitude sont respectivement donnés par R^2 et $1 - R^2$. L'intensité d'une onde acoustique est liée à la pression acoustique par l'équation (I-38).

$$I = \frac{p_a^2}{2Z} = \frac{p_{rms}^2}{Z} \quad (\text{I-38})$$

Avec p_a [Pa] la pression acoustique du zéro au maximum de la pression et p_{rms} [Pa] la pression moyenne de pic à pic.

I.3.2 Ondes progressives et stationnaires

Les ondes mécaniques peuvent se propager de manière progressive ou stationnaire. Un système soumis à un régime d'ondes stationnaires ne verra aucune variation temporelle de l'intensité de l'onde. Les positions des amplitudes maximales (ventres de vibration) et minimales (nœuds de vibration) de l'onde sont figées dans l'espace. Pour qu'un système voit se développer en son sein un régime d'ondes stationnaires, il faut que ses dimensions soient

proportionnelles à la longueur d'onde émise, on qualifiera un tel système d'accordé. En revanche un système dans lequel se développe un régime d'ondes progressives verra évoluer temporellement et spatialement les positions des maxima et des minima d'amplitude de l'onde. L'onde semble alors avancer ou reculer selon le signe de la phase de l'équation (I-33). Pour les ondes acoustiques, les ventres de vibration sont marqués par une diminution de la masse volumique du milieu et une zone de pression maximale et les nœuds par une augmentation de la masse volumique et une zone de pression minimale.

Pour que des ondes stationnaires se développent dans une cavité il faut nécessairement qu'elles se réfléchissent au niveau d'une interface marquant une différence d'impédance entre deux milieux de propagation. Comme mentionné au paragraphe I.3.1, l'onde sera ou non déphasée suivant qu'elle traverse une interface d'un milieu de forte impédance vers un milieu de faible impédance (déphasage de l'onde de π) ; ou d'un milieu de faible impédance vers un milieu de forte impédance (pas de déphasage). Ceci conduit naturellement à deux types de conditions de pression et de déplacement des molécules. Lorsqu'aucun déphasage n'est présent (air vers eau par exemple) un ventre de pression et un nœud de déplacement sont positionnés à l'interface. Lorsque l'interface est libre et que l'onde réfléchie est déphasée de π , il y a apparition d'un nœud de pression et d'un ventre de déplacement à l'interface. Ces deux situations sont résumées par la Figure I-17.

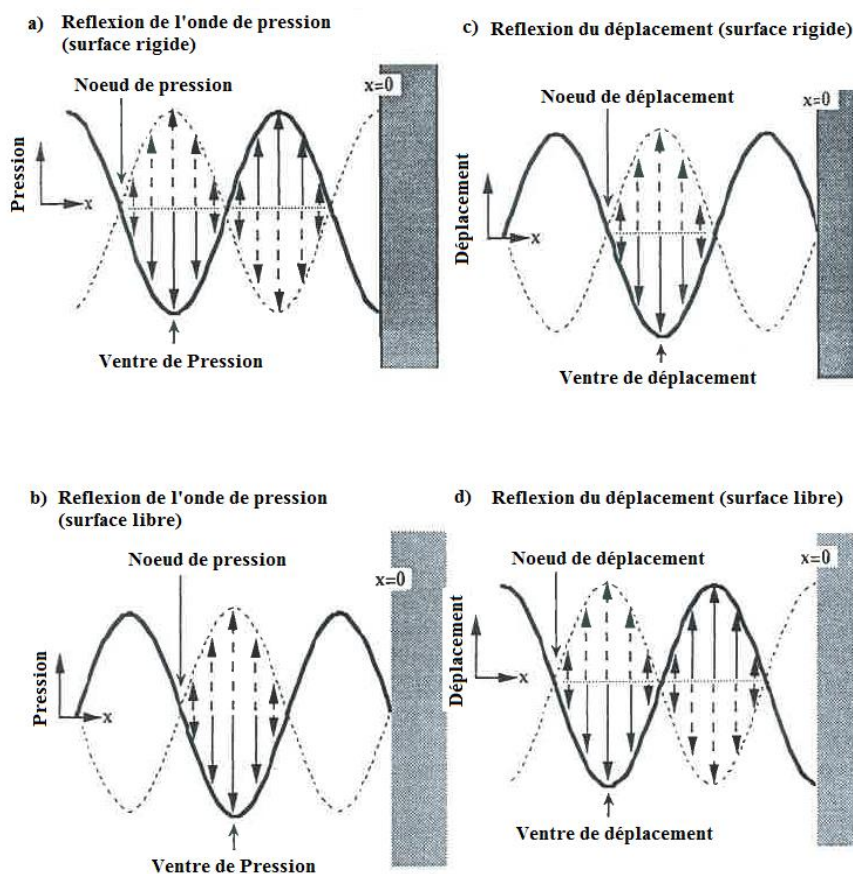


Figure I-17: Ondes stationnaires de pression et de déplacement au niveau d'une interface rigide (a) et (c) et d'une interface libre (b) et (d). Les lignes continues indiquent la valeur du paramètre (pression ou déplacement) à un l'instant t_0 et les lignes pointillées ces mêmes paramètres une demi période temporelle plus tard (Leighton, 1994)

I.3.3 Atténuation d'une onde et absorption d'un milieu

L'atténuation de l'onde est due à un phénomène de non conservation du flux d'énergie de l'onde, lors de sa propagation par dissipation dans le milieu. Plusieurs phénomènes peuvent en être la cause. Dans le cas d'un fluide, le mouvement oscillatoire des particules du milieu de propagation entraîne une dissipation visqueuse. Ce phénomène convertit une partie de l'énergie cinétique de ces particules en énergie thermique. Cette transformation vient également de l'irréversibilité des phases de détente et de compression liées à la propagation de l'onde. La création d'entropie issue de ces irréversibilités indique bien qu'une dégradation d'énergie s'est produite. L'absorption d'un milieu de propagation d'une onde définit donc la capacité de ce dernier à transformer l'énergie mécanique liée à la vibration des atomes ou des molécules autour de leurs points d'équilibre en énergie thermique. Les milieux plastiques sont généralement de très bons atténuateurs d'ondes ultrasonores, entraînant leur destruction par un échauffement excessif (Tingaud, et al., 2013). La dissipation du travail en chaleur induit une variation de température du milieu de propagation (Humphrey, 2007) :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{2\alpha I}{\rho_0 C_p} \quad (\text{I-39})$$

Avec ρ_0 [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$] la masse volumique du milieu au repos, C_p [$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$] la chaleur spécifique isobare du milieu, α [m^{-1}] le coefficient d'absorption acoustique, I [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$] l'intensité acoustique et $\frac{dT}{dt}$ [$\text{K}\cdot\text{s}^{-1}$] la dérivée temporelle de la température du milieu.

Le second phénomène d'atténuation implique la diffraction induite par des singularités du milieu de propagation (impuretés, bulles de cavitation, instruments de mesure...) à condition qu'elles aient la taille adéquate pour interférer avec l'onde (ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le milieu).

Le phénomène d'atténuation de l'onde acoustique est à l'origine du phénomène de courant acoustique présenté au paragraphe I.4. Plus de détails sur le coefficient de dissipation de l'onde acoustique seront également donnés au paragraphe I.4.

I.3.4 Dispositif de génération des ultrasons

Les ultrasons sont générés par un transducteur ultrasonore. Un transducteur est un dispositif de conversion d'une forme d'énergie en une autre. Il en existe plusieurs types utilisant des phénomènes physiques différents afin de produire des ultrasons.

La méthode la plus courante utilise les propriétés piézoélectriques d'un monocristal (quartz) ou d'une céramique ferroélectrique polarisée (principalement du titanate zirconate de plomb ou PZT). Un élément piézoélectrique possède la propriété de générer un champ électrique lorsqu'il est soumis à une déformation (Petrier, et al., 2008). L'intensité du champ électrique ainsi que sa direction sont proportionnelles à la direction et à l'intensité de la déformation. L'effet étant réversible, il est possible de créer des successions de compressions et de détentes mécaniques en imposant un potentiel électrique alternatif aux bornes d'un élément piézoélectrique. Les transducteurs piézoélectriques de type PZT sont les plus couramment utilisés dans les applications actuelles car ils sont utilisables sur une large gamme de fréquences (de 20 kHz jusqu'à une dizaine de GHz (Leighton, 1994)) et de puissances

ultrasonores (de quelques watts à plusieurs dizaines de watts). La Figure I-18 présente un exemple courant de montage d'une céramique PZT appelé « montage triplet » utilisé lors de la mise en œuvre de basses fréquences ultrasonores. L'onde acoustique est propagée par le pavillon. Pour les applications à hautes fréquences, les céramiques piézoélectriques sont le plus souvent directement collées sur le dispositif à faire vibrer.

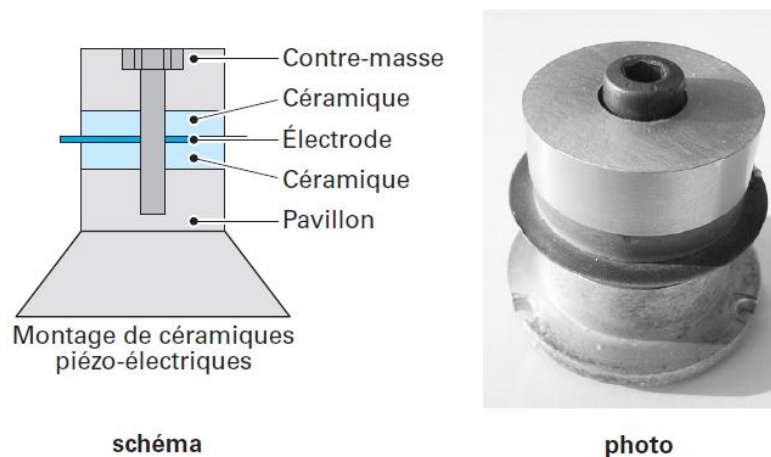


Figure I-18 : Montage « triplet » classiquement rencontré dans les dispositifs nécessitant de fortes puissances acoustiques à basse fréquence ultrasonore. La multiplication de ce montage permet d'augmenter l'amplitude de l'onde produite (Petrier, et al., 2008)

Il est également possible d'utiliser les propriétés magnétostrictives de matériaux ferromagnétiques tels que le fer, le cobalt, le nickel et certains alliages. Les matériaux magnétostrictifs présentent la propriété de changer de dimension lorsqu'ils sont soumis à un champ magnétique. Cependant ce changement de dimension est proportionnel au carré du module du champ magnétique appliqué. Par conséquent, et contrairement à ce qui se produit avec des matériaux piézoélectriques, la déformation se fera toujours dans la même direction et ce, quel que soit le signe du champ appliqué (Sapirel, 1994). La Figure I-19 (a) présente une méthode permettant d'obtenir malgré tout une elongation sinusoïdale. Ces dispositifs sont simples (Figure I-19 (b)), peu coûteux à mettre en œuvre, robustes et permettent d'atteindre de fortes puissances acoustiques. Cependant il est difficile d'atteindre des fréquences supérieures à 100 kHz sans dégrader énormément le rendement du transducteur (Gazanhes, et al., 1970).

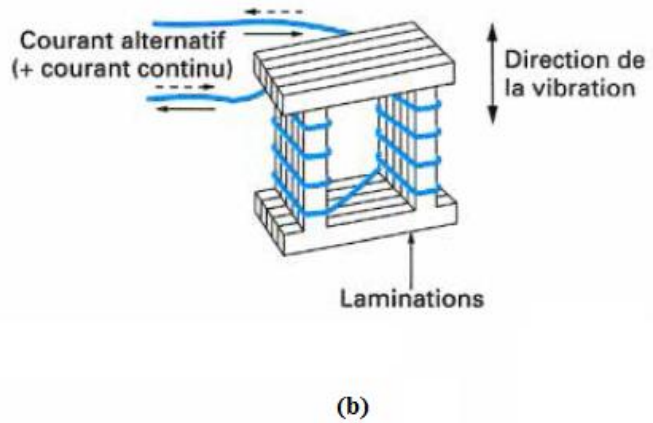
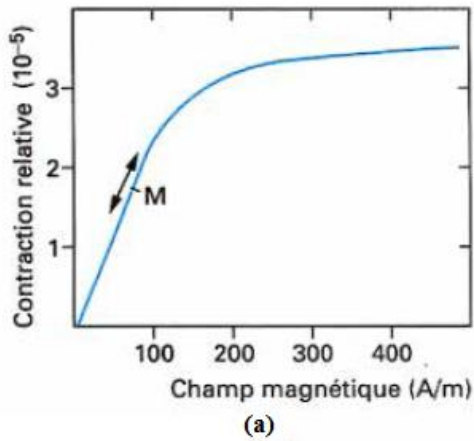


Figure I-19: (a) Contraction relative d'un barreau de matériau magnétostrictif en fonction du champ magnétique produit par un enroulement conducteur. Afin d'obtenir une elongation sinusoïdale, un courant continu est appliqué (point de fonctionnement moyen M de la courbe) auquel se superpose un courant alternatif (Sapirel, 1994)

(b) Exemple de dispositif en bloc feuilleté permettant de diminuer les pertes énergétiques par courants de Foucault. (Sapirel, 1994)

Ces deux méthodes sont les plus couramment rencontrées dans la littérature avec une écrasante domination des céramiques PZT. Pour mémoire, il est néanmoins possible de produire des ultrasons grâce à des méthodes purement mécaniques telles que les sirènes tournantes Figure I-20 (a)), ou que les sifflets à air (Figure I-20 (b)).

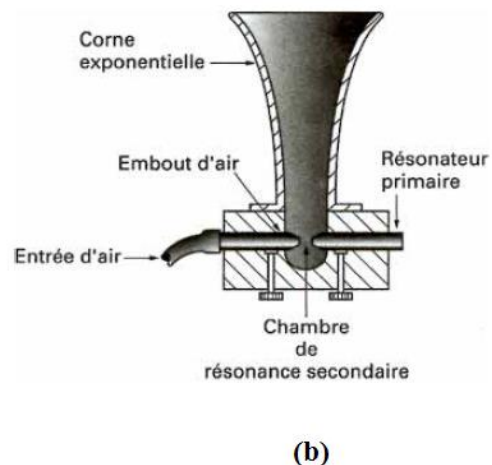
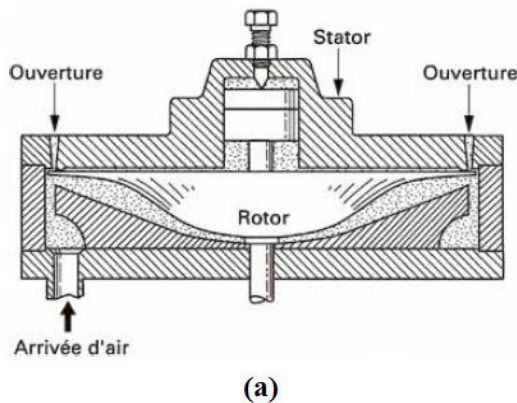


Figure I-20 : Exemples de sirène tournante (a) et de sifflet à air (b) capables de produire des ondes ultrasonores dans un gaz (Sapirel, 1994)

Les sirènes tournantes sont constituées d'un rotor percé d'une centaine de trous et mis en mouvement par un moteur électrique. Le stator est également percé du même nombre de trous. Lorsque l'air est injecté dans le dispositif il se produit une succession de compression et de détente du gaz liée à l'ouverture et à la fermeture des ouvertures du stator par le rotor. La fréquence émise est proportionnelle au nombre de trous du stator et à la vitesse de rotation du rotor. La vitesse maximale du rotor est égale à 340 tours.s^{-1} . Ce dispositif permet d'atteindre des fréquences de l'ordre de 30 kHz. Dans le cas du sifflet, un jet d'air injecté à l'aide d'un bec à une vitesse proche de la vitesse du son permet de créer une succession d'ondes de choc en face d'un résonateur primaire. Ce dernier met alors à son tour un résonateur secondaire en

vibration et des ondes ultrasonores sont émises à l'extrémité de la corne. L'intensité de l'onde produite est réglée par le rapport des diamètres de l'embout à bec et du résonateur primaire. La fréquence produite est liée à la taille du résonateur primaire.

Il existe d'autres types de transducteurs ultrasonores mécaniques comme le générateur de Holtzmann. Ce dernier produit des ondes acoustiques dont la fréquence atteint 30 kHz grâce aux frottements d'une courroie sur une lame de verre ou de métal. Enfin, il est possible de mettre en place des dispositifs électrodynamiques de type haut-parleurs. Ces transducteurs ne produisent généralement pas des fréquences très élevées bien que certains puissent atteindre 100 kHz (Gazanhes, et al., 1970).

Les transducteurs peuvent être couplés à n'importe quel type de dispositifs en fonction des applications visées. Les trois qui intéressent cette étude sont les lames vibrantes, les blocs de nettoyage ainsi que les sonotrodes. Dans la très grande majorité des cas, ce sont les céramiques piézoélectriques qui sont utilisées. Les lames vibrantes sont obtenues en couplant un transducteur à une extrémité d'une lame métallique. L'autre extrémité peut être laissée libre, dans le but d'obtenir un porte-à-faux, ou bien fixée dans le but d'obtenir un « pont vibrant ». Les dispositifs de type lames vibrantes, utilisés dans le cadre de l'intensification thermique, sont détaillés par les figures du paragraphe I-7. Les blocs de nettoyage ultrasonore sont obtenus en fixant une série de céramiques piézoélectriques à une paroi métallique. Ce type de dispositif est présenté plus en détails au Chapitre II. Enfin, en couplant un ensemble triplet à une sonde métallique (Figure I-21), il est possible de créer une sonotrode. Ces dispositifs sont capables de produire localement les plus fortes densités de puissances ultrasonores.



Figure I-21: Exemples de sondes métalliques qu'il est possible de coupler avec un assemblage piézoélectrique triplet. Plus les sondes sont effilées et plus l'intensité acoustique I [$W.m^{-2}$] peut être localement importante (Petrier, et al., 2008)

I.4 Effets hydrodynamiques des ultrasons

Ce paragraphe présente les effets hydrodynamiques générés par les ultrasons dans l'eau. Des travaux ont permis de mettre en évidence qu'ils sont capables de provoquer l'intensification des transferts thermiques (Someya, et al., 2010) et de matière (Barthès, et al., 2015). Ces effets peuvent être d'ordre convectif comme le courant acoustique (ou acoustic streaming en anglais). Les ultrasons sont également capables de produire des effets de cavitation.

Tous ces phénomènes sont non linéaires et généralement provoqués par des ultrasons de forte puissance. Le propos de ce paragraphe n'est pas de détailler toutes les équations mises en jeu par ces phénomènes, mais d'en présenter les mécanismes phénoménologiques permettant de comprendre les résultats expérimentaux observés au cours de ces travaux de thèse.

I.4.1 Cavitation acoustique

Le concept de cavitation acoustique regroupe sous un seul terme les phénomènes de création, de grossissement, d'oscillation ou d'effondrement de bulles dans un milieu liquide lorsque ce dernier est soumis à des ondes ultrasonores d'intensité suffisamment élevée. Ces bulles peuvent être composées de gaz dissout dans le liquide, de vapeurs de ce liquide ou d'un mélange des deux. La composition de la bulle influence son comportement lors des phases de grossissement et d'effondrement mentionnées.

Il est généralement admis que la cavitation (tout comme la cristallisation) prend naissance autour d'un noyau précurseur (Finkelstein, 1985). Le précurseur entraîne une rupture dans la continuité du liquide permettant d'en réduire localement la force de cohésion et donc l'énergie normalement nécessaire à l'apparition de bulles ex nihilo. La force de cohésion du liquide est modélisée par la tension superficielle σ [N.m⁻¹] à l'origine d'une pression qui s'applique aux parois d'une bulle (équation (I-40)).

$$p_{\sigma} = \frac{2\sigma}{r} \quad (\text{I-40})$$

Avec r [m] le rayon de la bulle. L'origine, la nature ainsi que la stabilité des nucléus à l'origine de la cavitation sont encore sujettes à discussion, et de multiples théories coexistent (Leighton, 1994). Le signe de cette pression est déterminé par celui du rayon de courbure de l'interface entre la cavité et le liquide. Ainsi lorsque le nucléus est une bulle libre dans le liquide (courbure positive), cette pression de tension superficielle s'opposera au grossissement de la bulle. La force sera d'autant plus grande que le rayon initial de la bulle est petit (et donc que sa courbure est grande). Il sera donc d'autant plus difficile de faire grossir une bulle à partir d'un nucléus que le rayon de ce nucléus est faible. La pression p_{int} [Pa] régnant dans la bulle est égale à la somme de la pression hydrostatique du liquide p_h [Pa] et de la pression de tension superficielle p_{σ} (équation (I-41)).

$$p_{int} = p_h + p_{\sigma} \quad (\text{I-41})$$

À l'équilibre, $p_h = p_{\infty}$ la pression hydrostatique à l'infini. Ainsi, afin de faire grossir une bulle il est théoriquement nécessaire de mettre en œuvre une pression supérieure à p_{int} et de signe opposé (pression négative).

Lorsque le nucléus est formé par une impureté solide en suspension dans de l'eau et dont les anfractuosités sont remplies par du gaz, l'interface entre l'eau et la cavité gazeuse présente une courbure négative (Figure I-22).

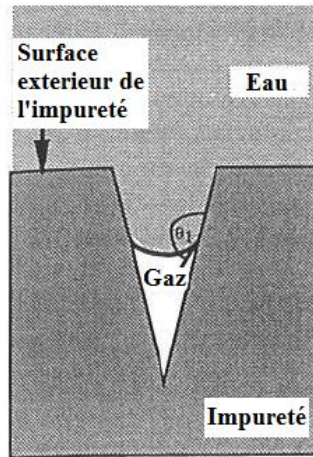


Figure I-22: Illustration de l'impureté solide dans laquelle est piégée une poche de gaz dont la courbure avec le fluide est négative (Leighton, 1994)

Dans ce cas la pression de tension superficielle est négative et favorise donc l'apparition d'une bulle. Une fois que la bulle est dans le liquide ce sont les mécanismes cités précédemment qui pilotent le comportement de la bulle.

Les ultrasons peuvent fournir de façon cyclique la pression négative nécessaire au grossissement de la bulle. Elle est la résultante de la somme de la pression statique du fluide et de la pression générée par le transducteur ultrasonore (Figure I-23). Les bulles vont alors se comporter comme un oscillateur harmonique forcé. Du fait de la fréquence propre d'oscillation des bulles, chaque longueur d'onde est capable de mettre en mouvement une population de bulles de rayon défini.

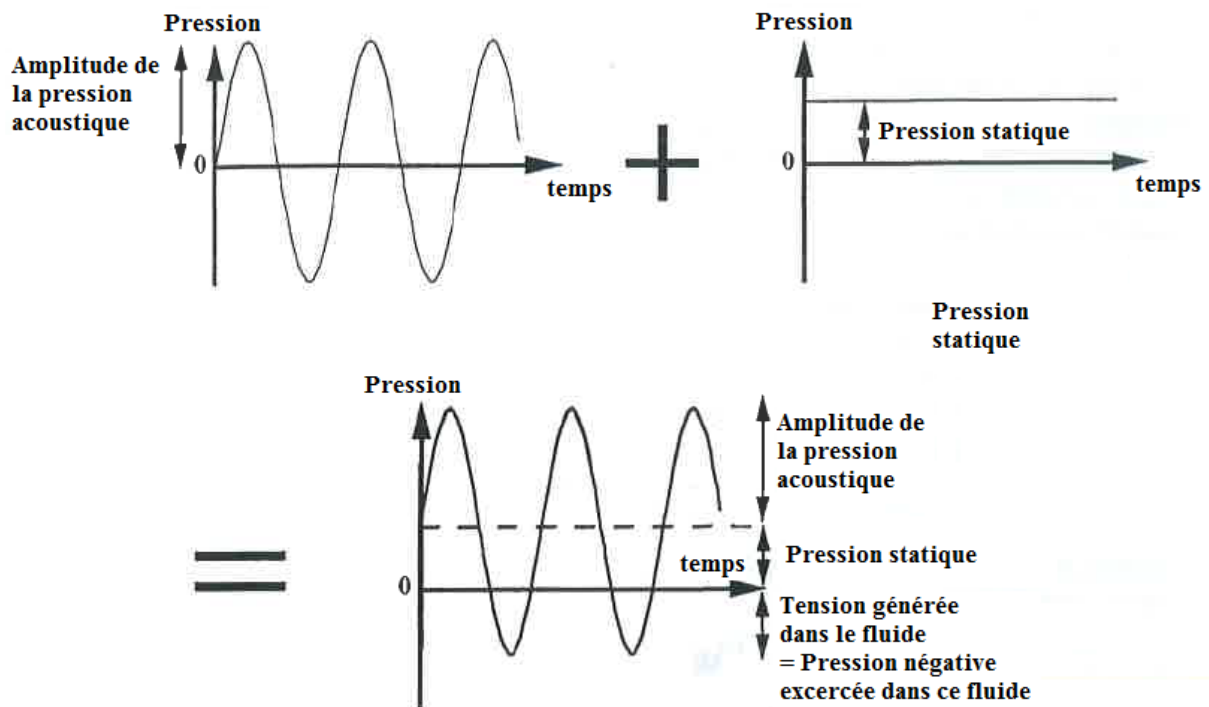


Figure I-23: Illustration du concept de pression négative issue de la somme de la pression statique du fluide et de la pression oscillante générée par les ultrasons (Leighton, 1994)

Pour une fréquence fixée il est possible de faire osciller des bulles présentant d'autres rayons initiaux en augmentant l'intensité acoustique (Figure I-24).

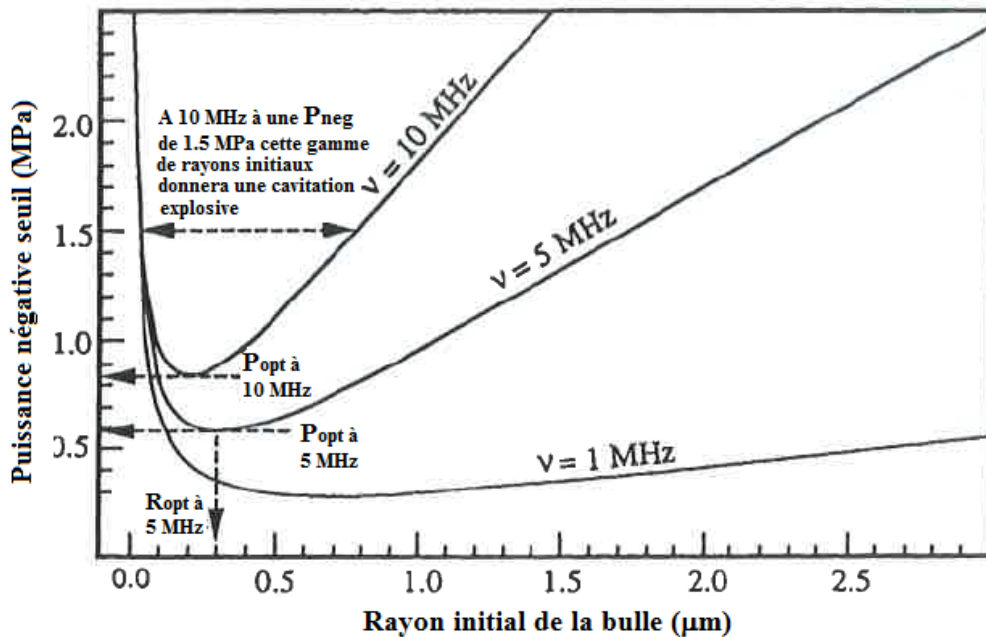


Figure I-24: Tracé de la pression nécessaire à la mise en oscillation d'une bulle de cavitation acoustique en fonction du rayon initial des nucléus et de la fréquence utilisée (Leighton, 1994)

Dans le cas de petites bulles (effets de tension superficielle très supérieurs aux effets d'inertie et de viscosité) il est possible de déterminer le seuil de pression à appliquer dans un milieu fluide afin qu'une bulle flottant librement dans un milieu liquide subisse une croissance explosive (Blake, 1949; Neppiras, et al., 1951). Cette pression seuil p_b [Pa], appelée pression de Blake, est donnée par l'équation (I-42). Le développement mathématique permettant d'arriver à cette expression est donné par Leighton dans son livre « The Acoustic Bubble » (Leighton, 1994).

$$p_b = p_0 + 0,77 \frac{\sigma}{r_0} \quad (\text{I-42})$$

En-dessous de ce seuil, les bulles oscillent de manière forcée. Comme tout oscillateur harmonique, les bulles peuvent être caractérisées par leur fréquence propre. Plus la fréquence de forçage en est proche et plus il sera aisé de faire osciller la bulle. Elle peut également osciller selon des modes harmoniques supérieurs à la fréquence propre. Les bulles présentant de petits rayons auront tendance à s'effondrer sur elles-mêmes après leur première expansion. Les bulles de plus grandes tailles pourront osciller plusieurs fois avant de collapser (Figure I-25). Différents effets hydrodynamiques peuvent alors apparaître en fonction de la stabilité de la bulle soumise au champ acoustique ainsi que de la fréquence utilisée. Ces effets sont présentés dans les sections suivantes de ce paragraphe.

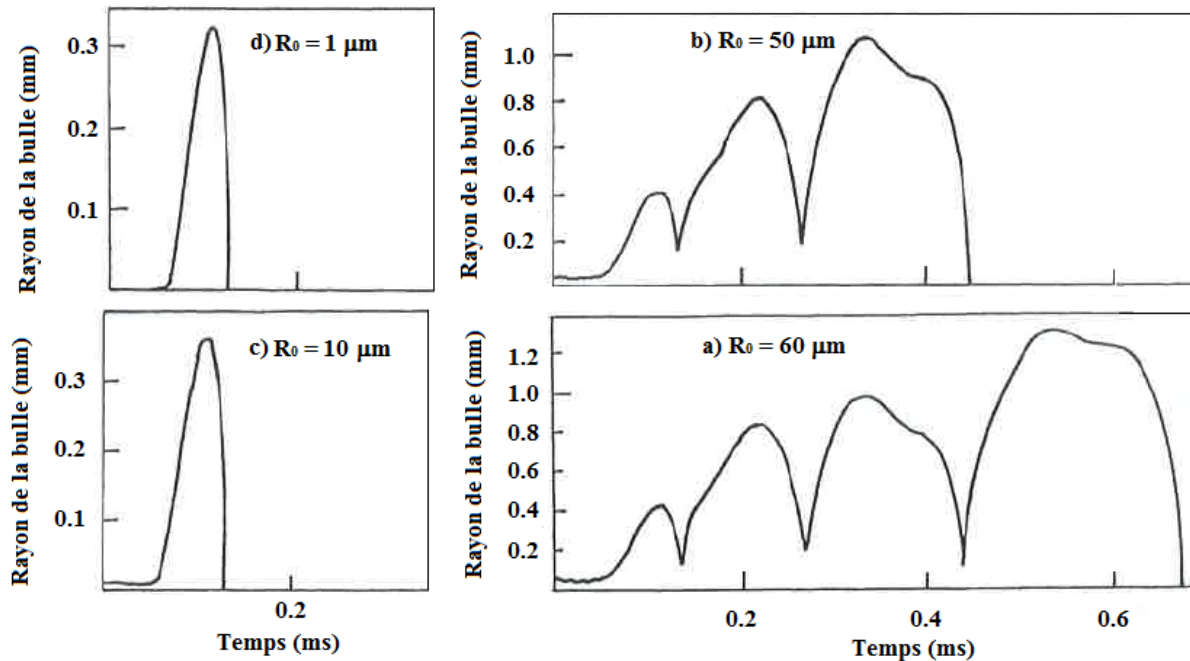


Figure I-25: Prédiction théorique du comportement de bulles de différents rayons initiaux dans un champ acoustique de 10 kHz et pour une pression acoustique de 2,5 bars. Ces courbes sont issues de l'équation de la dynamique de la bulle (Rayleigh-Plesset) non présentée dans ce manuscrit (Leighton, 1994)

I.4.1.1 Phénomènes érosifs

Le premier effet attribuable à la cavitation acoustique est érosif. Cette propriété est utilisée par certains procédés de nettoyage (Mazue, 2012). L'intensité de ce phénomène est liée aux puissances ainsi qu'aux fréquences ultrasonores mises en œuvre. Globalement, les basses fréquences présentent les effets mécaniques les plus importants. Les moyennes fréquences mettent en vibration des bulles de diamètre initial plus faible. L'énergie libérée au moment de l'effondrement est par conséquent moins importante car le diamètre d'expansion maximum est plus petit, ce qui diminue la force de rappel au moment du collapse. Par conséquent, les phénomènes les plus érosifs sont principalement mesurés à basses fréquences.

Deux phénomènes sont principalement responsables de cet effet mécanique au moment de l'effondrement de la bulle. Le premier est dû à l'apparition d'un micro jet à très forte vitesse lors de l'effondrement asymétrique d'une bulle près d'une surface. Le jet dirigé vers la paroi impacte alors la surface (Figure I-26). Le second phénomène est lié à l'onde de choc provoquée par l'effondrement de la bulle. La surpression résultante peut atteindre localement 1 GPa. Si la bulle est unique, le fluide atténuera rapidement cette onde de choc qui restera localisée aux environs proches de la bulle (ordre de grandeur du rayon de la bulle (Leighton, 1994)). En revanche, si plusieurs bulles sont proches les unes des autres, l'onde de choc issue de l'effondrement d'une bulle peut entraîner l'effondrement de ses voisines propageant ainsi la perturbation sur de plus grandes distances.

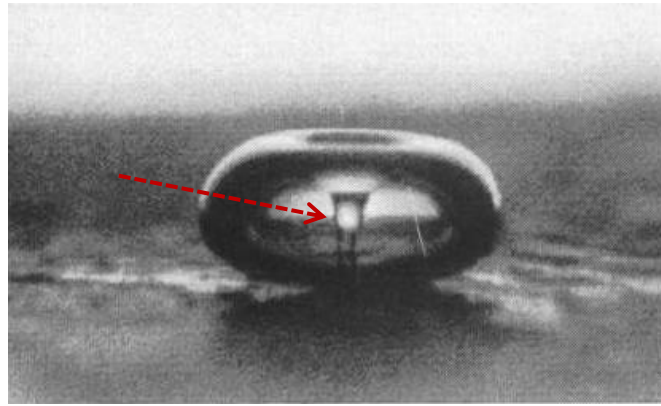


Figure I-26: Photographie d'une bulle s'effondrant sur elle-même en générant un jet de fluide partant de son centre indiqué par la flèche rouge (Leighton, 1994)

I.4.1.2 Effets chimiques

Lors du grossissement d'une bulle soumise à un champ acoustique, de la vapeur issue du milieu de propagation se mêle aux gaz déjà présents dans la bulle. Lorsque la bulle s'effondre les conditions physiques extrêmes régnant au sein de la bulle permettent la dissociation de la molécule H_2O en radicaux $H\cdot$ et $OH\cdot$ aux propriétés fortement oxydantes. Ce phénomène permet de quantifier les effets chimiques de la cavitation par suivi cinétique de l'oxydation d'un marqueur. Les moyennes fréquences sont les plus aptes à produire ce type d'effets. Plus de détails sont donnés dans le chapitre II lors de la présentation de la méthode utilisée afin de caractériser la cavitation en œuvre dans la section d'essais utilisée lors de cette étude.

I.4.1.3 Phénomène d'écrantage

Lorsque la densité de bulles présentes dans le milieu de propagation est importante, le milieu n'est plus homogène. Les bulles perturbent alors fortement la propagation de l'onde diminuant l'intensité acoustique perçue à l'arrière du nuage. Ce phénomène peut être gênant lorsqu'il est nécessaire de propager l'onde sur une grande distance. Des mesures par tomographie laser (Mandroyan, et al., 2009) ont permis de montrer que l'augmentation de la densité de puissance acoustique à 20 kHz diminue la distance sur laquelle le nuage de cavitation se propage (Figure I-27). La densité de puissance acoustique a été modifiée en réduisant le diamètre de la sonde tout en conservant une puissance ultrasonore égale à $45 W_{us}$.

L'explication de ce phénomène est à chercher du côté des fortes différences d'impédances acoustiques existant entre le fluide et le gaz situé à l'intérieur de la bulle. Lorsque la population de bulles est faible, l'onde acoustique peut être diffractée entraînant des variations locales d'intensité. Lorsque le taux de vide devient plus important, l'onde voit littéralement un mur d'impédance se dresser devant elle, l'empêchant de se propager au-delà (Leighton, 2004). Ce cas est similaire à ce qui se produit lorsque le système possède une interface à surface libre comme présenté précédemment sur la Figure I-17.

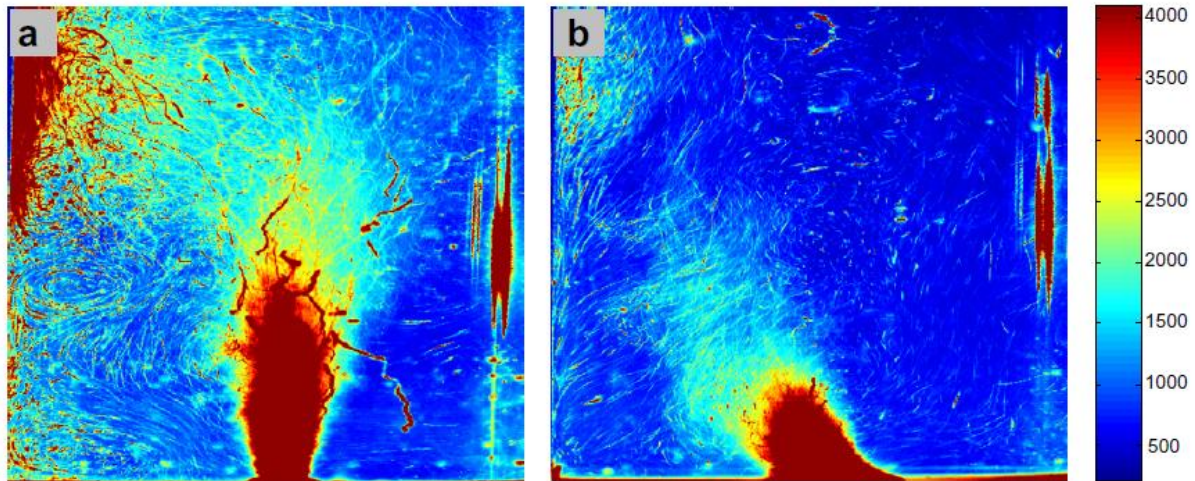


Figure I-27 : Image, obtenue par tomographie laser, des effets d'un champ ultrasonore dans un réacteur chimique cylindrique rempli d'eau. Les diamètres de sonde utilisés afin de transmettre les ultrasons au milieu sont respectivement égaux à 12 mm (a) et 6 mm (b). L'échelle de couleur traduit l'intensité lumineuse reçue par la caméra du fait des bulles de cavitation (Mandroyan, et al., 2009)

La réflexion des ondes ultrasonores par les bulles est notamment utilisée par les cétacés afin de guider les ultrasons qu'ils émettent grâce à des murs de bulles dans le but de désorienter leurs proies et de les guider dans les directions souhaitées (Leighton, 2004).

Dans les applications industrielles, ce phénomène peut être au contraire dommageable à l'efficacité du procédé mis en œuvre. Ce point sera abordé de nouveau au paragraphe I.7.

I.4.2 Courant acoustique

Le concept de courant convectif est un terme générique désignant un phénomène de mise en mouvement rotationnel du fluide sous l'action d'ondes acoustiques. Il est néanmoins possible d'en définir trois types, basés sur des critères liés aux mécanismes d'apparition et aux échelles de longueurs sur lesquelles se propage le mouvement du fluide.

Le premier cas décrit un écoulement macroscopique global issu de l'atténuation spatiale de l'onde acoustique appelé Eckart streaming dans la littérature anglo-saxonne (Eckart, 1948). Comme mentionné au paragraphe I-3, cette atténuation peut provenir de l'absorption de l'onde par le milieu ou d'une dispersion du flux d'énergie par diffraction ou élargissement du faisceau acoustique. Quoi qu'il en soit, l'atténuation de l'énergie du champ ultrasonore crée un gradient de pression orienté selon la direction de propagation de l'onde. L'expression de la force volumique issue de l'absorption de l'onde est donnée par l'équation (I-43) (Leighton, 1994). Cette force volumique est couramment appelée « pression de radiation acoustique ».

$$\vec{\nabla}p = \frac{2I\alpha}{c} \quad (\text{I-43})$$

Avec $\vec{\nabla}p$ [Pa/m] le gradient de pression (force volumique) issu de l'atténuation de l'onde, I [W/m^2] l'intensité acoustique de l'onde, α [m^{-1}] le coefficient d'absorption acoustique et c [m/s] la célérité de l'onde dans le milieu. La force résultante de ce gradient induit un courant convectif se déplaçant colinéairement à la direction de propagation de l'onde acoustique (Figure I-28).

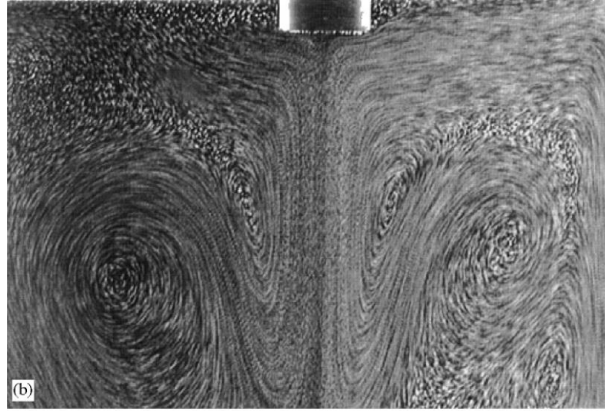


Figure I-28: Visualisation du courant acoustique généré par un transducteur de 32 MHz. Image issue de la superposition de dix images prises à un intervalle de temps de 200 ms. Le traceur utilisé pour suivre l'écoulement est composé de particules de féculé de maïs (Leighton, 1994)

Lord Rayleigh fut un des premiers à observer et à théoriser le déplacement d'air issu de ce phénomène dans un résonateur de Helmholtz. Le coefficient d'absorption de l'onde est donné par l'équation (I-44) (Moudjed, 2014).

$$\alpha = \frac{f^2 2\pi^2}{\rho_0 c^2} \left(\mu' + \frac{4}{3}\mu + \frac{c^2 \beta^2 \lambda_{\text{fluide}} T}{C_p^2} \right) \quad (\text{I-44})$$

Avec f [Hz] la fréquence de l'onde acoustique, ρ_0 [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$] la masse volumique du fluide en régime silencieux, μ' [Pa.s] la viscosité seconde (Schlichting, et al., 1999), μ [Pa.s] la viscosité dynamique, c [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] la célérité de l'onde dans le milieu, β [K^{-1}] le coefficient de dilatation thermique du fluide, λ_{fluide} [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$] la conductivité thermique du fluide, T [K] la température absolue du milieu et C_p [$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$] la chaleur spécifique isobare du fluide. Le gradient de pression acoustique est donc d'autant plus élevé que la fréquence de l'onde est grande. De même les fluides fortement visqueux augmentent les effets de ce phénomène. Les courants acoustiques d'Eckart sont observés pour toutes les fréquences ultrasonores à condition que l'intensité acoustique mise en œuvre soit suffisante. En effet comme le montre l'équation (I-43), la force volumique à l'origine de la mise en mouvement du fluide est proportionnelle à l'intensité acoustique et au coefficient d'absorption de l'onde par le milieu. Or, comme l'indique l'équation (I-44), ce dernier est proportionnel au carré de la fréquence. Par conséquent, si la fréquence est divisée par deux, il faut multiplier l'intensité acoustique I [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$] par quatre dans le but de conserver une force volumique constante.

À basse fréquence, ce principe pose rapidement un problème majeur. En effet, il a été montré au paragraphe I.4.1.3 que les bulles de cavitation atténuent la propagation de l'onde lorsque le taux de vide est élevé. Les vitesses liées aux courants acoustiques peuvent donc diminuer alors même que l'intensité acoustique I [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$] augmente (Figure I-29). Cependant, les basses fréquences peuvent permettre de générer un courant acoustique d'Eckart associant une mise en mouvement simultanée du fluide et des bulles de cavitation. Ceci peut s'avérer intéressant en termes de techniques d'intensification de transferts pariétaux. Ce point sera notamment abordé au paragraphe I-7.4.2 et illustré par la Figure I-29.

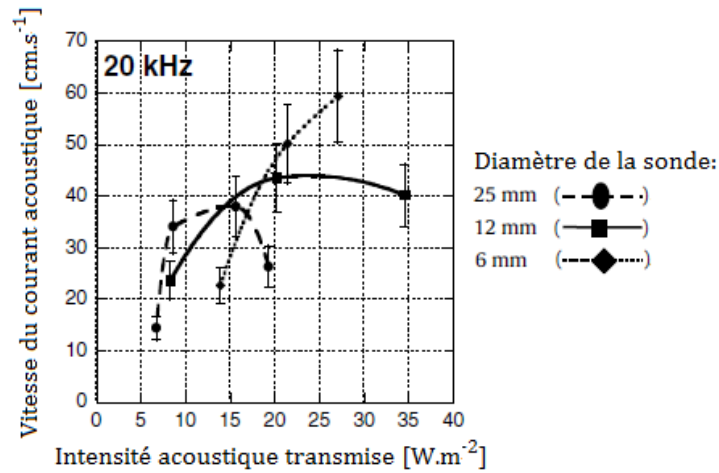


Figure I-29: Évolution de la vitesse du courant acoustique généré par une sonotrode pour différentes intensités acoustiques (Mandroyan, 2009)

Un second type d'écoulement peut se développer si le régime de propagation des ondes est stationnaire. Dans ce cas, le courant acoustique est directement piloté par les phénomènes de dissipation en jeu dans une couche limite acoustique δ_a (équation (I-45) d'après (Landau, et al.)).

$$\delta_a = \sqrt{\frac{2\xi}{\omega}} \quad (\text{I-45})$$

Avec δ_a [m] l'épaisseur de la couche limite visqueuse acoustique, ξ [m²/s] la viscosité cinématique du milieu et ω [s⁻¹] la pulsation de l'onde acoustique. Les épaisseurs de couche limite acoustique dans le cas ultrasonore sont comprises entre 8 μm (2 MHz) et 90 μm (20 kHz) pour de l'eau à 20 °C.

La couche limite acoustique, est la région autour d'une surface oscillante, ou soumise à un champ acoustique, dans laquelle se développe très localement un courant acoustique dit de Schlichting. Lorsque le sens de l'onde est dirigé parallèlement aux parois de l'enceinte (Figure I-30), il apparaît une succession de cellules de circulation se développant sur l'épaisseur de la couche limite acoustique et sur une longueur (axe x) proche du quart de la longueur d'onde ψ . Au plus proche de la paroi solide, le flux de quantité de mouvement est alors orienté des ventres vers les nœuds de pression.

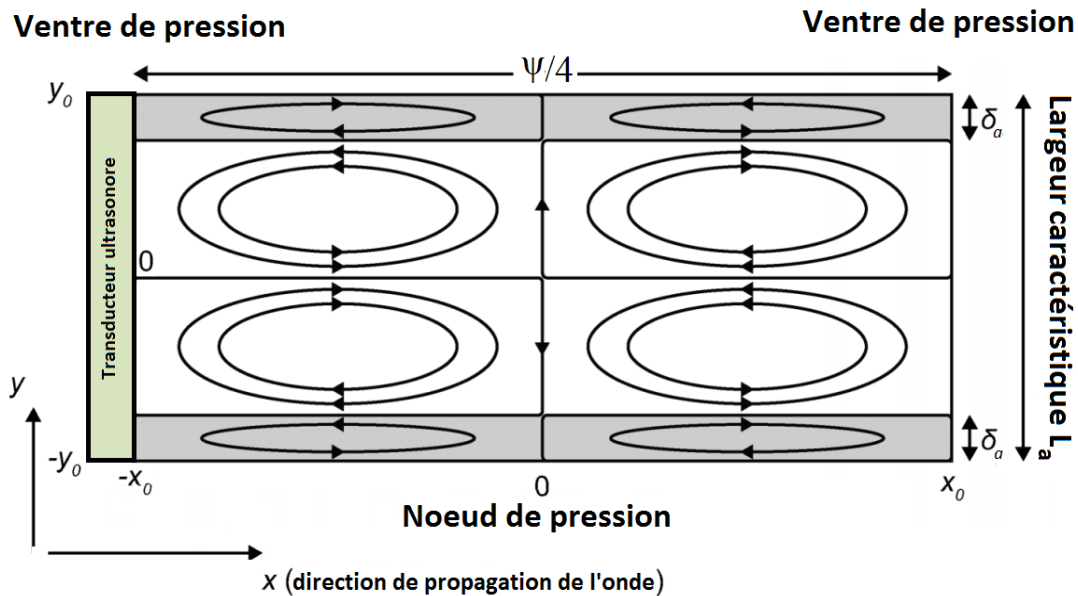


Figure I-30: Schéma du motif dessiné par le courant acoustique et obtenu dans une cavité résonnante permettant l'apparition d'un régime d'onde stationnaire dont la direction est parallèle aux parois de la cavité (Wiklund, et al., 2012)

Au sein de la couche limite acoustique, un effet de cisaillement intense s'ajoute à l'effet local de convection. Les contraintes engendrées sont capables de détruire la paroi cellulaire de micro-organismes présents dans le milieu (Williams, 1971).

Les cellules de circulation de la couche limite acoustique entraînent l'apparition de cellules de recirculation dans le cœur de la cavité. Ces cellules se développent sur des épaisseurs qui sont de l'ordre de grandeur d'une demi-longueur d'onde. Il semblerait que ce courant acoustique, appelé courant acoustique de Rayleigh, se manifeste le mieux lorsque la longueur d'onde ψ est supérieure à la largeur caractéristique L_a , elle-même supérieure à la couche limite acoustique δ_a . Lorsque la largeur caractéristique L_a [m] devient grande devant la longueur d'onde, les vortex de recirculation deviennent turbulents (Atkas, et al., 2005). Afin d'obtenir des maxima de vitesse il est nécessaire que la largeur L_{ac} de la cavité soit accordée au sens musical du terme, dans le cas contraire les vitesses sont bien moindres voire inexistantes (Lee, et al., 2007).

Le dernier type de courant acoustique décrit des phénomènes de micro-convection apparaissant aux environs d'une surface oscillant dans un fluide. Cette surface peut être solide, comme dans le cas des cylindres vibrants étudiés par (Elder, 1959) ou (Fand, et al., 1960) ou bien souple comme cela se produit aux environs d'une bulle (Leighton, 1994). Quel que soit le type de surface, des micro-écoulements rotationnels se mettent en place autour de la surface (Figure I-31). Ces derniers se développent sur des distances dont les tailles sont proches de celle de la couche limite acoustique. Des mesures d'épaisseur de la couche limite acoustique ont été réalisées dans le cas d'un cylindre vibrant avec des fluides dont les ordres de grandeur de viscosité dynamique sont égaux à 10^{-4} [Pa.s]. L'expérience s'accorde aux résultats prédits par l'équation (I-45) à 10 % près (Elder, 1959). Un fort effet de cisaillement s'ajoute à l'effet local de convection dans, et à proximité, de la couche limite acoustique.

Plusieurs régimes de micro-courant acoustique, associés aux vibrations de paroi dans un fluide, ont été identifiés. Globalement, l'augmentation de l'amplitude de vibration de la surface entraîne une augmentation des vitesses ainsi qu'une multiplication des cellules de micro-convection autour de la surface vibrante. Ces cas sont illustrés par les Figure I-31 (faibles amplitudes de vibration) et Figure I-32 (fortes amplitudes de vibration).

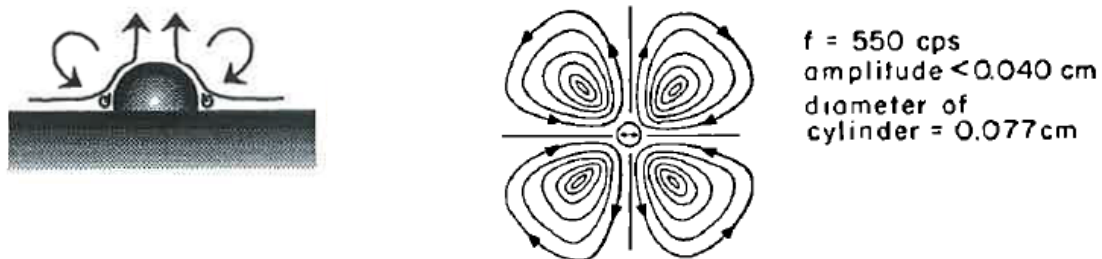


Figure I-31 : Trajectoires suivies par les micro mouvements de convection apparaissant pour de faibles amplitudes de vibration dans le cas d'une bulle de gaz sur une surface solide (gauche) (Leighton, 1994) et d'un barreau vibrant dans l'air (droite) (Fand, et al., 1960)

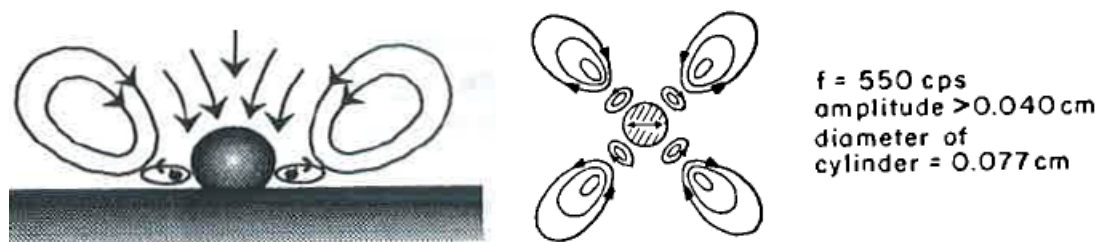


Figure I-32 : Trajectoires suivies par les micro mouvements de convection apparaissant pour des amplitudes plus importantes que celles mises en œuvre sur la Figure I-31 dans le cas d'une bulle de gaz sur une surface solide (gauche) (Leighton, 1994) et d'un barreau vibrant dans l'air (droite) (Fand, et al., 1960)

Pour les deux cas décrits par les Figures I-31 et I-32, le caractère déformable (bulle) ou non de la paroi mobile n'entraîne pas de modification de la structure des micro-écoulements. Tous les points de la surface de la bulle vibrent en phase comme si sa paroi était rigide.

Cependant, lorsque l'amplitude de la vibration devient plus importante, les parois souples peuvent se mettre à vibrer selon des modes propres, entraînant des modifications dans la structure des micro-écoulements acoustiques (Figure I-33).

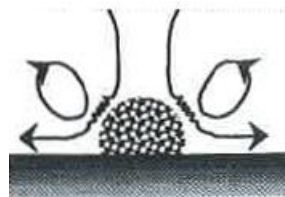


Figure I-33: Trajectoires suivies par les micro-mouvements de convection dans le cas de très fortes amplitudes d'oscillation de la paroi d'une bulle de gaz sur une surface solide. Les structures d'écoulement redeviennent identiques à celles observées sur la Figure I-31 (Leighton, 1994)

Ce comportement se maintient jusqu'à une amplitude seuil au-delà de laquelle les déformations de la surface de la bulle deviennent imperceptibles au niveau du fluide, ramenant le système à des structures d'écoulements autour de la paroi vibrante (Figure I-33) proches de ce qui est observé sur la Figure I-31.

I.5 Interaction ultrasons-écoulement

Après avoir abordé les effets hydrodynamiques que les ultrasons sont capables de générer dans leur milieu de propagation, ce paragraphe propose de s'intéresser à la manière dont ils peuvent interagir avec un écoulement, ainsi qu'aux conséquences hydrodynamiques de cette interaction.

Les axes de recherche permettant de répondre à cette question sont multiples. Le premier s'intéresse à l'influence que les ultrasons peuvent avoir sur la turbulence et son déclenchement (Lee, et al., 2002) (Nomura, et al., 2002) (Nomura and Sasaki, et al., 2000). Le second examine le problème dans l'autre sens en se questionnant sur l'impact qu'un écoulement peut avoir sur l'intensité des effets hydrodynamiques générés par les ultrasons (Barthès, et al., 2015) (Mazue, et al., 2015). Enfin, une troisième approche s'intéresse à l'effet des ultrasons sur la couche limite visqueuse (Maekawa, et al., 1998) (Mazue, et al., 2015) (Barthès, et al., 2015). Ce sujet d'étude est assez confidentiel puisque l'on peut recenser un total de six publications réparties sur quatre équipes de recherches.

Quasiment toutes ces études (sauf (Maekawa, et al., 1998)) utilisent l'eau comme fluide s'écoulant dans des conduites de section carrée et des fréquences ultrasonores comprises entre 20 kHz et 45 kHz. Deux configurations d'écoulement sont utilisées. La première est constituée d'un canal horizontal dans lequel est placé le transducteur piézoélectrique. La direction de propagation des ultrasons est perpendiculaire à celle de l'écoulement (Figure I-34).

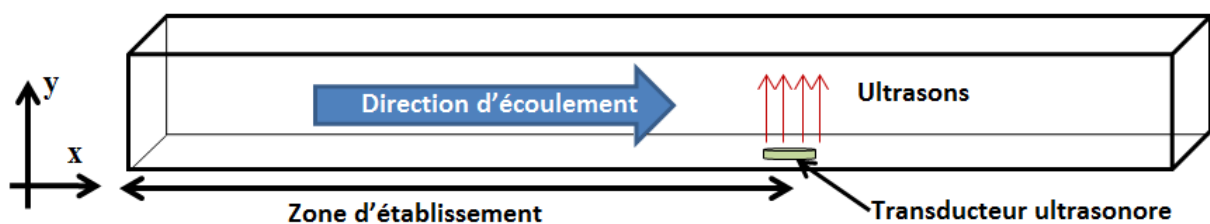


Figure I-34: Configuration expérimentale horizontale ayant permis d'étudier les interactions existant entre un faisceau acoustique et un écoulement perpendiculaires l'un par rapport à l'autre (Nomura and Sasaki, et al., 2000; Nomura, et al., 2002; Barthès, et al., 2015; Mazue, et al., 2015)

Une seconde configuration se place dans le cas d'un canal rectangulaire vertical à écoulement ascendant. Le transducteur ultrasonore est alors placé à l'entrée du canal de manière à ce que les directions de propagation des ultrasons et de l'écoulement soient colinéaires (Figure I-35).

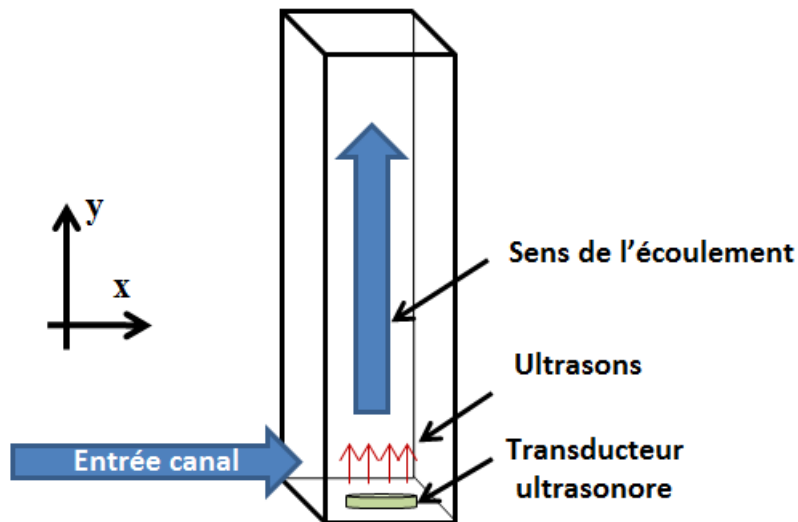


Figure I-35 : Configuration expérimentale verticale ayant permis d'étudier les interactions existant entre un faisceau acoustique et un écoulement parallèles l'un par rapport à l'autre (Lee, et al., 2002)

I.5.1 Effet des ultrasons sur la turbulence d'un écoulement

Les ultrasons ont la capacité de déclencher une transition turbulente dans un écoulement initialement laminaire (Nomura, et al., 2002). Les profils de vitesse mesurés en aval d'un transducteur présentent une allure de profil turbulent lorsque le transducteur émet des ultrasons. Ce résultat est illustré par la Figure I-36 dont les conditions expérimentales correspondent à la Figure I-34. Les mesures de vitesse ainsi que d'intensité turbulente, estimée par l'intermédiaire de la vitesse quadratique moyenne ou vitesse RMS (u_{rms}), sont représentées selon l'axe perpendiculaire à l'écoulement.

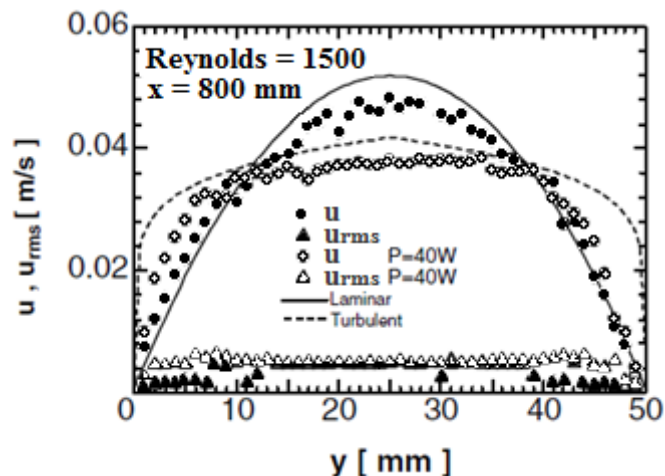


Figure I-36 : Profils transversaux de vitesse d'écoulement (plein = silencieux ; vide = US) et de vitesses RMS en aval d'un transducteur à une position $x = 800$ mm, fréquence ultrasonore 25 kHz, puissance ultrasonore 40 W_{us}. Les traits pointillés et continus correspondent respectivement aux profils théoriques turbulents et laminaires de vitesse dans les conditions testées par (Nomura, et al., 2002)

Grâce à un dispositif expérimental identique à celui présenté sur la Figure I-35, le mécanisme principalement identifié comme le responsable de la « turbulence ultrasonore » semble être la cavitation acoustique (Lee, et al., 2002). Cependant la simple vibration acoustique et le courant acoustique semblent également jouer un rôle sur une distance très limitée en aval du

transducteur. En effet, la vitesse RMS en face de la source d'émission ultrasonore semble beaucoup plus élevée lorsque le seuil de cavitation n'est pas atteint. Dans ces conditions, le nuage de bulles de cavitation ne perturbe pas la propagation de l'onde acoustique et donc le développement du courant acoustique qui accélère le fluide dans le sens de l'écoulement. En revanche, ces mêmes mesures réalisées beaucoup plus en aval du transducteur montrent que l'agitation dans cette zone est plus grande lorsque la cavitation est possible dans le liquide (Lee, et al., 2002). La cavitation semble donc impacter l'intensité turbulente sur une plus grande distance que les courants acoustiques générés à basse fréquence. Mais il est possible que les courants acoustiques issus des hautes fréquences, plus intenses, aient un effet comparable à la cavitation mise en œuvre dans l'étude de (Lee, et al., 2002). Dans tous les cas, qu'il y ait ou non présence de cavitation, les ultrasons à basse fréquence permettent d'augmenter l'agitation de l'écoulement lorsque les conditions sont initialement laminaires (Figure I-37).

En revanche, les régimes d'écoulements transitoires et turbulents sont moins propices à ce type d'observations. À puissance ultrasonore fixée, l'augmentation du nombre de Reynolds, et donc de la turbulence intrinsèque de l'écoulement, entraîne une diminution de l'effet d'agitation généré par les ultrasons. Ce phénomène est visible sur la Figure I-37 qui montre bien que l'intensité turbulente produite par les ultrasons est plus élevée lorsque le régime d'écoulement est initialement laminaire. Malgré cela, en régime turbulent, les ultrasons permettent de maintenir une valeur d'intensité turbulente supérieure au cas silencieux. Ces deux résultats ont été vérifiés par les études (Lee, et al., 2002) et (Nomura, et al., 2002).

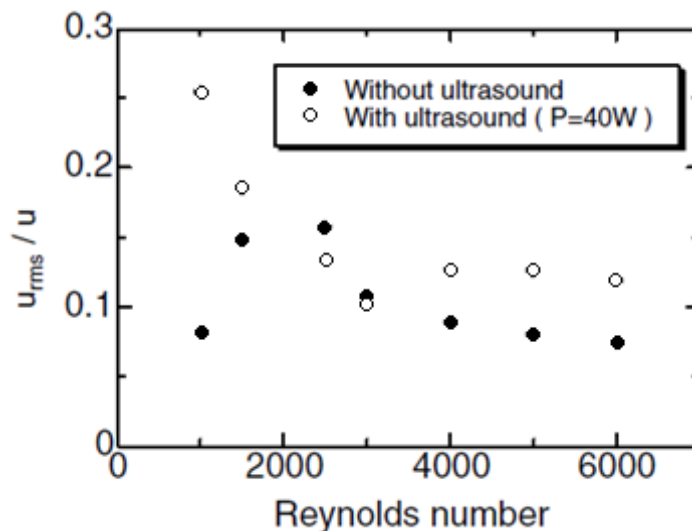


Figure I-37: Évolution de l'intensité relative de la turbulence en fonction du nombre de Reynolds en régime acoustique et silencieux. U [$m.s^{-1}$] est la vitesse débitante du fluide (Nomura, et al., 2002)

Afin d'expliquer en partie pourquoi l'augmentation du nombre de Reynolds entraîne une diminution du phénomène d'intensification de l'intensité turbulente par les ultrasons (Figure I-37), il est possible de définir l'énergie ultrasonore spécifique [$J.kg_{eau}^{-1}$] comme le rapport entre la puissance acoustique et le débit massique de l'écoulement. À partir des données présentées par (Lee, et al., 2002) il est possible de calculer l'énergie ultrasonore spécifique mise en œuvre pour les différents nombres de Reynolds testés dans cette étude. Lorsque le nombre de Reynolds est égal à 1000, l'énergie spécifique est quatre fois supérieure à celle

obtenue pour un nombre de Reynolds égal à 4000. Cette approche énergétique pourrait permettre d'expliquer la diminution de l'intensification ultrasonore de la turbulence d'un écoulement à mesure que le débit augmente. Afin de compléter ce point de vue, il serait nécessaire de réaliser une étude à puissance ultrasonore spécifique fixe en fonction du nombre de Reynolds. Ceci permettrait de déterminer si ce seul paramètre explique le phénomène de diminution de l'intensité turbulente ultrasonore.

L'approche globale présentée ci-dessus peut être complétée par un point de vue plus local en s'intéressant à l'impact des ultrasons sur la couche limite hydrodynamique. Il est également nécessaire de connaître l'impact que peut avoir un écoulement sur les effets induits par les ultrasons dans un fluide. Les deux prochains paragraphes traitent de ces deux problématiques.

I.5.2 Effet des ultrasons sur la couche limite visqueuse

L'influence des ultrasons sur les propriétés de la couche limite hydrodynamique a été mesurée de façon indirecte dans plusieurs études utilisant une mesure de transfert de matière au voisinage d'une électrode électrochimique (Mazue, et al., 2015; Barthès, et al., 2015). Les dispositifs expérimentaux utilisés ont permis de remonter à des valeurs de vitesse pariétale équivalente pour des régimes acoustiques et silencieux. Le transfert de matière mesuré en régime acoustique, révèle des vitesses pariétales supérieures au cas silencieux. Ces vitesses obtenues par voie indirecte sont virtuelles, ce sont des vitesses équivalentes à un cas silencieux pour lequel la vitesse d'écoulement serait plus élevée. Encore une fois, lorsque le nombre de Reynolds augmente, les effets des ultrasons s'atténuent (Figure I-38).

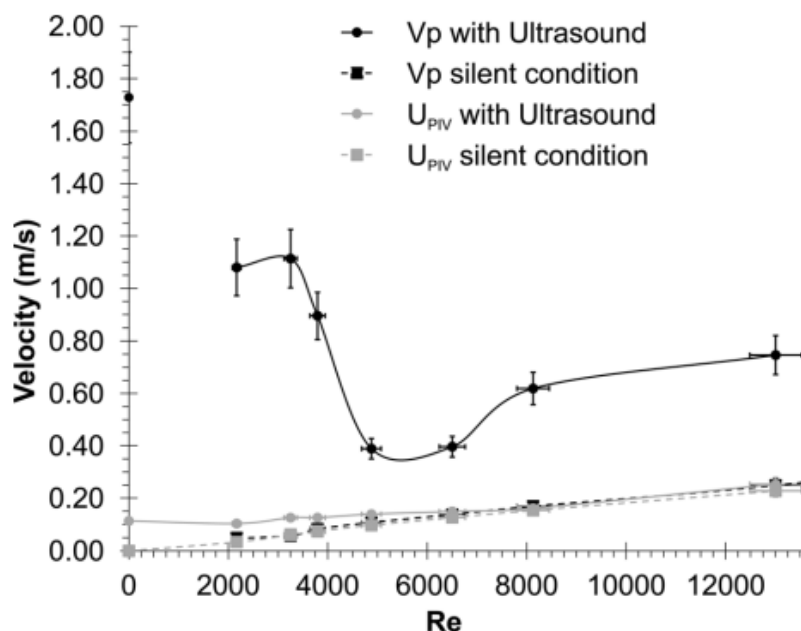


Figure I-38: Comparaison de la vitesse pariétale équivalente V_p (obtenue par mesure électrochimique) avec les vitesses d'écoulement obtenues par PIV U_{PIV} en régime acoustique et silencieux (Mazue, et al., 2015)

Ce phénomène est certainement dû à l'atténuation, observé par les auteurs, de l'effet convectif. Ce phénomène est décrit plus loin (Figure I-40). Néanmoins, lorsque l'effet convectif n'a plus d'action mesurable sur la surface de mesure et que seuls les effets de la cavitation s'y maintiennent, la vitesse pariétale ultrasonore suit la même progression que la

vitesse pariétale silencieuse, avec des valeurs absolues supérieures. Ceci semble donc indiquer que les effets associés à la cavitation sont insensibles à l'augmentation du nombre de Reynolds, du moins jusqu'à ce que le taux de turbulence, produit naturellement par l'écoulement, soit égal à celui produit par la cavitation (cf. paragraphe I.5.3).

Une mesure directe de la vitesse dans la couche limite hydrodynamique a également été réalisée par Vélocimétrie Doppler Laser (ou Laser Doppler Velocimetry LDV en anglais), qui est une technique de mesure des vitesses du fluide grâce à un ensemencement de l'écoulement en traceurs et une illumination laser en 1 point (ou sur un petit volume de mesure) (Nomura, et al., 2002). Cette étude a permis de démontrer expérimentalement et par méthode directe que l'allure du profil de vitesse dans la couche limite d'un écoulement laminaire (nombre de Reynolds = 1500) soumis à des ultrasons, est identique à celle observée dans la couche limite d'un écoulement turbulent (nombre de Reynolds = 5000). Cette étude confirme donc que les ultrasons engendrent une transition turbulente et qu'ils ont un impact direct sur la structure de la couche limite hydrodynamique. Il a également été vérifié que lorsque le régime hydrodynamique est turbulent, les ultrasons ne sont plus capables de modifications sensibles du profil de vitesse dans la couche limite. Ces résultats sont illustrés par la Figure I-39 qui présente les profils de vitesses adimensionnalisées en fonction de la distance adimensionnalisée à la paroi dans la couche limite hydrodynamique comme présenté au paragraphe I.1.5 à la Figure I-8 en conditions silencieuses.

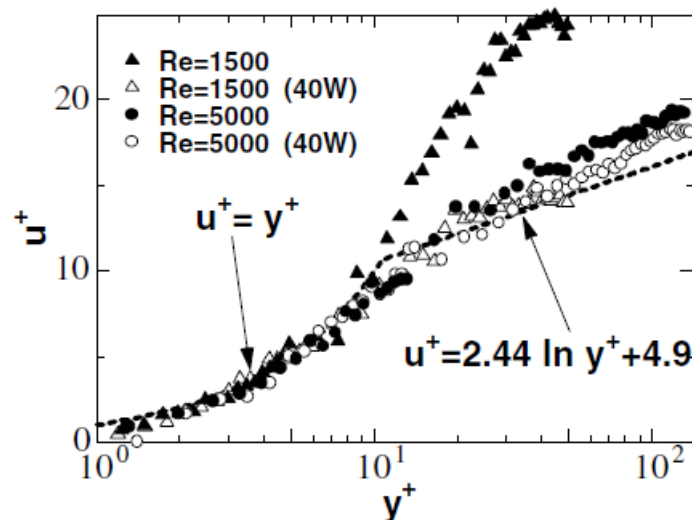


Figure I-39: Illustration de l'influence des ultrasons sur la turbulence pour des écoulements laminaire et turbulent. $u^+ = \frac{u}{u_\tau}$ et $y^+ = \frac{y u_\tau}{\xi}$ avec $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$. Pour rappel, τ [$N.m^{-2}$] représente la contrainte de cisaillement et ρ [$kg.m^{-3}$] la masse volumique du fluide en régime silencieux (Nomura, et al., 2002)

I.5.3 Impact de l'écoulement sur les effets ultrasonores induits dans le fluide

Comme cela a été mentionné au paragraphe I.4, les ultrasons sont aptes à générer des effets hydrodynamiques convectifs et cavitationnels. Ces effets sont de nature et d'intensité différente et leur interaction avec l'écoulement engendre également des effets différents. Les publications portant sur ce sujet traitent toutes d'essais réalisés à 20 kHz pour une puissance ultrasonore transmise au milieu égale à 51 W_{us} (Mazue, et al., 2015; Barthès, et al., 2015).

Elles ont montré que l'effet convectif des ultrasons peut être fortement diminué par l'écoulement, au point que la mesure du champ de vitesse ne permet plus de déceler la contribution associée au courant acoustique. Les effets convectifs générés par les basses fréquences acoustiques semblent donc rapidement impactés par les vitesses d'écoulement mises en œuvre dans la conduite à partir de régimes d'écoulements pour lesquels le nombre de Reynolds est égal à 3252 (Figure I-40).

En revanche, les effets liés à la cavitation semblent se maintenir malgré l'élévation du nombre de Reynolds. Des mesures de transfert de matière par voie électrochimique ont été effectuées jusqu'à des valeurs de nombre de Reynolds égales à 21700. Ces zones de mesures correspondent aux zones délimitées par les carrés en pointillés de la Figure I-40. La cavitation a pu être détectée sur la paroi opposée au transducteur pour toutes les valeurs testées de nombre de Reynolds (Mazue, et al., 2015).

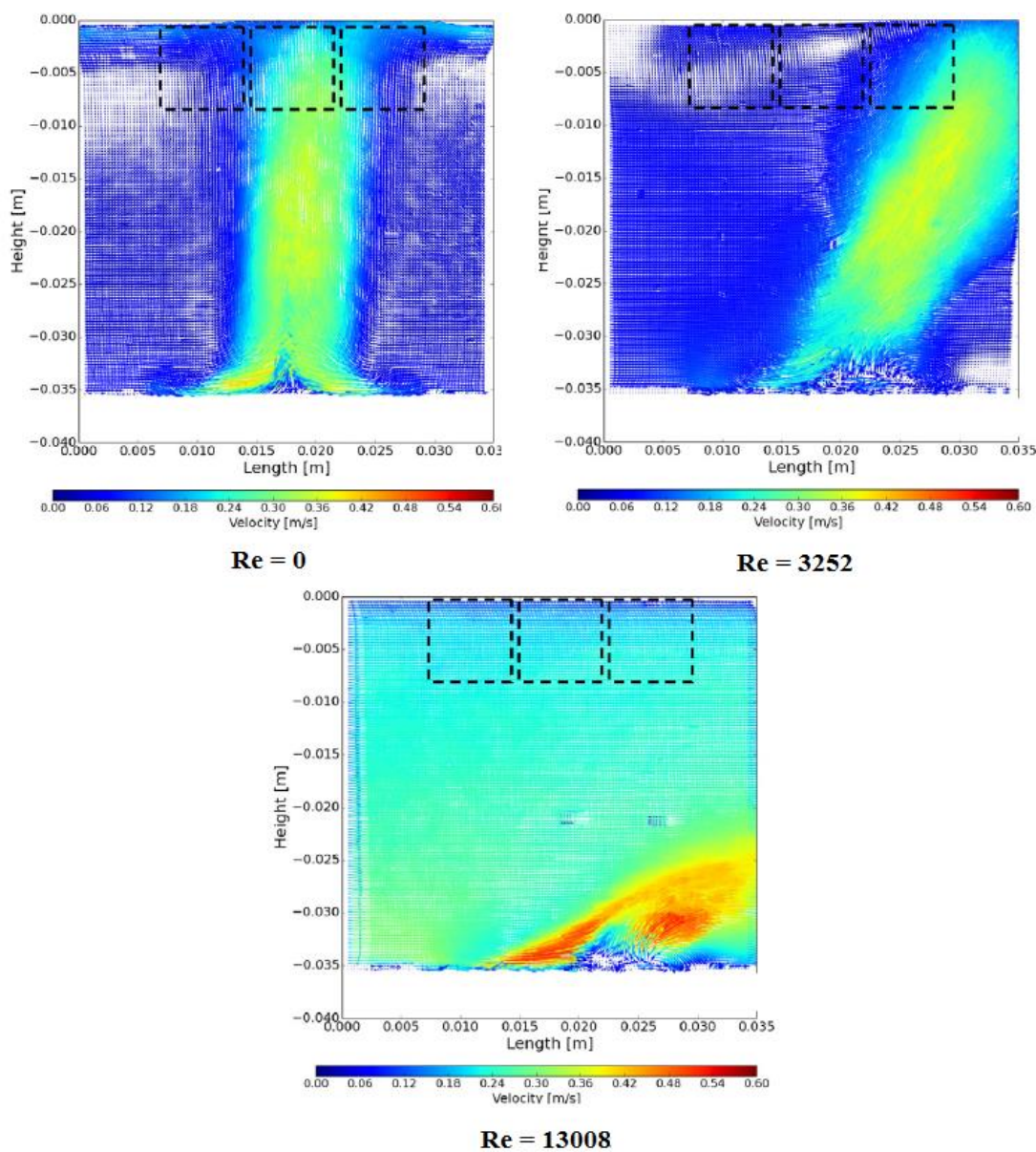


Figure I-40: Direction de l'effet convectif dans un écoulement pour différents Reynolds. Fréquence ultrasonore 20 kHz, puissance ultrasonore 51 W_{us} (Barthès, et al., 2015)

Il est donc possible de maintenir les effets de la cavitation dans un écoulement à fort nombre de Reynolds alors que les effets convectifs ultrasonores ont été atténués depuis longtemps par le champ de vitesse de l'écoulement principal. Le courant acoustique et la cavitation semblent avoir un effet couplé sur les phénomènes de transferts, puisque les valeurs de la vitesse pariétale apparente diminuent fortement lorsque le nombre de Reynolds est suffisamment élevé pour que le courant acoustique n'atteigne plus la paroi sur laquelle est effectuée la mesure. En revanche la cavitation permet de maintenir un niveau d'intensification du transfert de matière non négligeable au niveau de l'électrode.

I.5.4 Conclusion au paragraphe I.5

Les effets hydrodynamiques issus de l'interaction entre un écoulement liquide et des ultrasons ont été très peu étudiés. Malgré tout, les études existantes (Lee, et al., 2002; Nomura, et al., 2002; Barthès, et al., 2015; Mazue, et al., 2015) sont un préalable indispensable à la bonne compréhension des effets que peuvent avoir les ultrasons sur les transferts thermiques et ces publications présentent plusieurs résultats majeurs.

Premièrement, les ultrasons semblent avoir la capacité de déclencher une transition turbulente dans un écoulement initialement laminaire. Ce phénomène se manifeste tout d'abord par l'apparition de profils de vitesse typiques des régimes turbulents en aval du transducteur (Figure I-36). Le déclenchement de la turbulence par les ultrasons a été mis en évidence pour des configurations dans lesquelles le champ acoustique et l'écoulement sont colinéaires ou perpendiculaires. Cependant, aucune étude vérifiant si le déclenchement ultrasonore de la turbulence se produit pour des fréquences supérieures aux basses fréquences n'a pour l'instant été publiée.

La turbulence déclenchée acoustiquement présente des caractéristiques similaires à celle apparaissant naturellement dans un écoulement au-delà d'un nombre de Reynolds critique. En effet, elle se développe sur une longueur d'établissement au-delà de laquelle le profil de vitesse semble constant (Nomura, et al., 2002). De plus, l'influence des ultrasons se fait également ressentir au niveau de la couche limite hydrodynamique qui prend elle aussi une allure caractéristique des régimes turbulents (Figure I-39). Des mesures de transfert de matière par voie électrochimique ont également permis de mettre en avant que le coefficient de transfert est intensifié en régime acoustique (Mazue, 2012). Il a ainsi été possible de comparer les vitesses pariétales et les débits nécessaires à l'obtention des mêmes valeurs de coefficient de transfert de matière dans le cas silencieux. Il ressort que les vitesses pariétales apparentes déduites en régime acoustique correspondent à celles mesurées en régime turbulent lorsque les ultrasons ne sont pas en fonctionnement. Ces résultats confirment que les ultrasons ont une action directe sur la couche limite visqueuse, et qu'ils en réduisent le caractère limitant pour les transferts pariétaux.

Cependant, le régime d'écoulement semble lui aussi avoir une influence sur la capacité des ultrasons à perturber la couche limite hydrodynamique. Les effets convectifs associés aux ultrasons semblent en effet assez vite atténués par l'augmentation du débit de l'écoulement principal (Figure I-40), tout au moins pour les basses fréquences testées dans la littérature (20 kHz). Malgré cela, les effets des ultrasons se font ressentir en parois pour des débits bien supérieurs à ceux nécessaires à la disparition de l'effet convectif. Ceci semble indiquer que la

cavitation persiste et n'est pas sensible aux vitesses d'écoulement mis en œuvre dans les études présentées dans ce paragraphe.

Il ressort logiquement de tout cela que ce sont les régimes laminaires qui sont les plus sensibles à l'action des ultrasons.

Les paragraphes I.1 et I.2 ont résumé les éléments nécessaires à la compréhension des mécanismes de transferts thermiques pariétaux. Les paragraphes I.3 et I.4 ont ensuite permis de présenter les ondes ultrasonores et les effets hydrodynamiques associés. Pour finir, le paragraphe I.5 a mis en évidence la capacité des ultrasons à interagir avec la couche limite hydrodynamique.

Les deux derniers paragraphes de ce chapitre vont maintenant s'attacher à décrire plus en détails les techniques employées afin d'intensifier les transferts thermiques.

I.6 Intensification des transferts thermiques : État de l'art

L'intensification des transferts thermiques dans les échangeurs de chaleur est un enjeu majeur du génie des procédés industriels et plus globalement dans toute politique de maîtrise de l'énergie. La problématique est complexe car elle nécessite un bon équilibre entre les coûts et les gains afin de s'inscrire dans une démarche technico-commerciale économiquement viable. Les techniques permettant l'intensification des transferts thermiques mènent très souvent à une augmentation des coûts de fabrication du fait de modification d'installations existantes, de consommation supplémentaire de matières premières ou de leur complexité technologique (usinage plus long, utilisation de nano matériaux...).

De plus, comme les paragraphes précédents l'ont montré, la réduction de la zone d'influence de la couche limite visqueuse, facteur limitant des transferts pariétaux, est toujours accompagnée d'une augmentation de la turbulence et donc des pertes de charge. L'intensification des transferts thermiques est donc intrinsèquement liée à l'augmentation des pertes de charge dans le système, entraînant l'augmentation de la consommation énergétique du système de pompage. Ce dernier point est souvent quantifié par un coefficient d'efficacité ζ généralement utilisé afin de qualifier le gain énergétique en comparant les gains obtenus sur le transfert thermique aux pertes induites par l'augmentation des pertes de charge (Sheikholeslami, et al., 2015).

Les premières publications recensées dans le domaine datent de la fin des années 60. Les principaux sujets d'études portaient alors sur l'intensification des transferts thermiques en régime monophasique grâce à l'utilisation de promoteurs de turbulence (Thomas, 1967), l'intensification des transferts thermiques en condensation en film (Thomas, 1967), l'intensification de l'ébullition nucléée par modification des propriétés du fluide caloporteur (Kotchaphakdee, et al., 1970) ou encore l'addition de gouttelettes dans un écoulement gazeux (Finlay, 1967). En 1999, Bergles (Bergles, 1999) dénombrait 4345 publications portant sur l'étude de systèmes permettant d'améliorer les systèmes d'échange de chaleur. Depuis cette date et jusqu'en Juin 2016, environ 2000 publications supplémentaires comportent explicitement les termes « heat transfert enhancement » (Recherche effectuée sur <https://apps.webofknowledge.com>).

Les facteurs limitant les phénomènes de transferts thermiques ou de matière sont presque toujours situés au niveau des interfaces entre les milieux. Ceci est principalement dû à des discontinuités des propriétés physiques ou des champs de vitesses au niveau de ces régions. C'est pourquoi l'amélioration des conditions de transfert du flux thermique pariétal est un des objectifs principaux des techniques d'intensification thermique entre une surface solide et un fluide. Trois approches peuvent être envisagées en ce sens :

- la première méthode porte sur la modification des propriétés physiques du fluide caloporteur
- la deuxième méthode, la plus courante et la plus ancienne, consiste à modifier l'hydrodynamique menant très souvent à une perturbation de la couche limite au niveau de l'interface
- la troisième méthode est basée sur la modification des propriétés géométriques ou chimiques de la surface d'échange. Cette dernière est quasi exclusivement utilisée en transfert diphasique et ne sera pas abordée dans ce mémoire

La modification de ces différents paramètres peut se faire de manière passive, à savoir sans apport extérieur d'énergie au système au cours du procédé, ou au contraire de manière active. La suite de l'étude va principalement se focaliser sur les échanges de chaleur monophasiques. Les échanges thermiques avec changement de phase seront parfois évoqués afin de donner un point de vue complet sur une technique d'intensification, mais aucune technique spécifique à ce domaine ne sera présentée.

La philosophie de ce paragraphe n'est pas de réaliser un état de l'art détaillé de tous les systèmes d'intensification des transferts thermiques existants, mais de recenser les grandes catégories et d'en expliquer les principes de fonctionnement et les limites.

I.6.1 Méthodes passives

À quelques exceptions près, les méthodes d'intensifications passives engendrent toutes une augmentation des pertes de charge dans les écoulements. En ce sens, à l'instar des méthodes actives, ces méthodes ont également un surcoût énergétique lié à l'augmentation de la puissance de pompage. Elles sont cependant largement répandues du fait de leur simplicité de mise en œuvre et de leur action autonome après leur mise en place dans un dispositif. Le système de classification des différentes méthodes d'intensification thermique utilisé dans la suite de ce paragraphe est basé sur les phénomènes physiques mis en jeu. Ce choix a été fait car l'intensité des pertes de charge semble être étroitement liée aux phénomènes hydrodynamiques présents dans l'écoulement. Il arrive parfois que les effets physiques soient couplés et dans ce cas la légitimité de l'appartenance de telle ou telle technologie à une catégorie particulière peut être discutée. Cependant, les dispositifs d'intensification présentés sont toujours classés selon l'effet physique qui semble prépondérant du point de vue des auteurs cités.

I.6.1.1 Optimisation des propriétés thermo-physiques des fluides : les nanofluides

Les propriétés physico-chimiques du fluide caloporteur telles que la conductivité, la viscosité, la chaleur spécifique isobare ou la tension superficielle peuvent être modifiées.

Depuis les années 2000, les nanofluides, suspensions colloïdales de nanoparticules de taille inférieure à 100 nm, sont étudiés. L'objectif de ces suspensions est d'améliorer les propriétés thermo physiques des fluides caloporteurs de base afin d'intensifier les transferts thermiques (Gruss, et al., 2009). Les résultats de la littérature (Choi, et al., 1995) montrent une amélioration de la conductivité thermique d'autant plus importante que la concentration est élevée et que la nanoparticule est conductrice et de petite taille. Cependant, il a été montré une augmentation importante de la viscosité en fonction de la concentration en nanoparticules. Dans leur ensemble, les résultats montrent des augmentations significatives du coefficient d'échange en convection forcée mais l'augmentation conjointe de la viscosité des nanofluides par rapport au fluide de base implique généralement une augmentation de la perte de pression au sein du système. Par conséquent, bien qu'une amélioration des transferts thermiques soit observée, la puissance de pompage requise est augmentée, comparée au cas du fluide de base. Afin d'évaluer l'intérêt applicatif des nanofluides pour intensifier les transferts de chaleur, il est indispensable de caractériser par un bilan énergétique global les performances d'intensification des nanofluides. Lorsque cette approche globale est réalisée, les résultats de la littérature montrent que le bilan énergétique est plutôt défavorable ou au mieux équivalent par rapport au fluide de base pour des nanoparticules sphériques. De plus, il a été montré qu'en convection forcée, les nanofluides à base de nanoparticules sphériques semblent se comporter comme des fluides standards validant les lois classiques de la thermo-hydraulique.

Une autre catégorie de nanofluides, appelés ferrofluides, a fait l'objet d'une activité de recherche intensive ces dix dernières années. Ce sont des suspensions colloïdales stables contenant des nanoparticules de nature magnétique en suspension dans un fluide de base. De récentes études ont montré une amélioration des propriétés thermo-physiques de ces ferrofluides (Philip, et al., 2007; Gavili, et al., 2012) ainsi que du coefficient d'échange convectif lorsqu'un champ magnétique est appliqué (Lajvardi, et al., 2010; Azizian, 2014). Ces auteurs émettent l'hypothèse que cette augmentation est due à l'interaction et à l'accumulation des nanoparticules avec le champ magnétique formant ainsi plusieurs chaînes de particules.

Certains travaux concernant l'usage de nanofluides en tant que fluide diphasique constituent des perspectives intéressantes pour les années futures (Kakaç, et al., 2009). Quelques publications ont également montré l'effet positif des nanoparticules en ébullition nucléée (Taylor, et al., 2009).

I.6.1.2 Modification de l'hydrodynamique de l'écoulement

L'hydrodynamique impacte grandement l'efficacité de l'échange de chaleur s'opérant entre une surface solide et un fluide. Le mode d'action principal repose sur le déclenchement précoce de la turbulence et/ou l'augmentation du mélange entre le cœur de l'écoulement et les parois grâce à la création d'écoulements secondaires tourbillonnaires ou à contre-courant. La littérature portant sur des dispositifs permettant de telles modifications dans les systèmes d'échanges thermiques est extrêmement abondante.

Promoteurs de turbulence

Le concept de promoteur de turbulence est un terme générique désignant tout dispositif capable de déclencher ou d'augmenter la turbulence d'un écoulement.

Une des méthodes les plus simples permettant de favoriser la transition turbulente consiste à jouer sur la rugosité de l'interface afin de faciliter la création d'une couche limite hydrodynamique turbulente (Figure I-41).

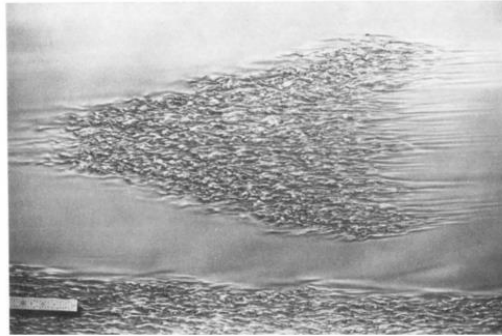


Figure I-41 : Illustration de bouffée turbulente obtenue dans la couche limite en eau d'une plaque plane. La turbulence prend naissance en un point amont (gauche de l'image) et se propage longitudinalement et latéralement jusqu'à un retour à un écoulement laminaire une fois l'énergie cinétique turbulente dissipée (droite de l'image). Le nombre de Reynolds au centre de la bouffée est construit à partir de la distance depuis le bord d'attaque ($Re = 2.10^5$) (Cantwell, et al., 1978)

Du point de vue thermique, cela se traduit par une diminution de la prédominance de la conduction au profit de la convection dans la sous couche visqueuse. L'augmentation de la prédominance des effets cinétiques dans cette région de l'écoulement traduit le fait qu'une augmentation du mélange convectif se produit entre l'écoulement et la couche limite. L'augmentation de la rugosité n'entraîne pas une augmentation significative de la taille de la surface d'échange.

La turbulence peut également être déclenchée ou augmentée par la mise en place d'inserts dans l'écoulement. Ils sont généralement utilisés dans des échangeurs de chaleur coaxiaux afin d'intensifier un écoulement en gaz. Les inserts peuvent revêtir des formes multiples et ont tous comme mode d'action une réduction locale du diamètre hydraulique et la génération périodique de recirculations et de tourbillons. Du point de vue thermique, plus ces recirculations sont importantes et plus les transferts seront intensifiés. La contrepartie est une augmentation significative des pertes de charge dans la conduite. C'est pourquoi la philosophie des études portant sur ces dispositifs repose majoritairement sur leur optimisation géométrique dans le but d'obtenir la meilleure efficacité énergétique possible, en évaluant l'amélioration observée sur le coefficient d'échange thermique tout en prenant en compte l'augmentation de la puissance hydraulique liée à l'augmentation des pertes de charge.

La littérature scientifique recense trois grandes catégories d'inserts : les inserts pétales ou « louvered strips » (Figure I-42), les anneaux coniques (Figure I-43) et les inserts diamant (Figure I-44). Les sections qui suivent décrivent succinctement ces dispositifs.

Les inserts en pétales (Figure I-42) sont constitués d'un barreau dont la surface extérieure est garnie d'extensions planes présentant un angle d'inclinaison par rapport à l'axe central de

l'écoulement. Deux configurations liées au positionnement des pétales par rapport au sens de l'écoulement ont été testées :

- la configuration avant (Forward Arrangement de la Figure I-42)
- la configuration arrière (Backward Arrangement de la Figure I-42).

Les angles d'inclinaison peuvent varier (15° , 25° et 30°). La configuration avant présente généralement des nombres de Nusselt légèrement plus élevés. Cependant, à cause de son profil moins aérodynamique que la configuration arrière, les pertes de charge qu'elle génère sont supérieures. C'est pourquoi la configuration arrière obtient généralement un meilleur coefficient d'efficacité ζ que la configuration avant.

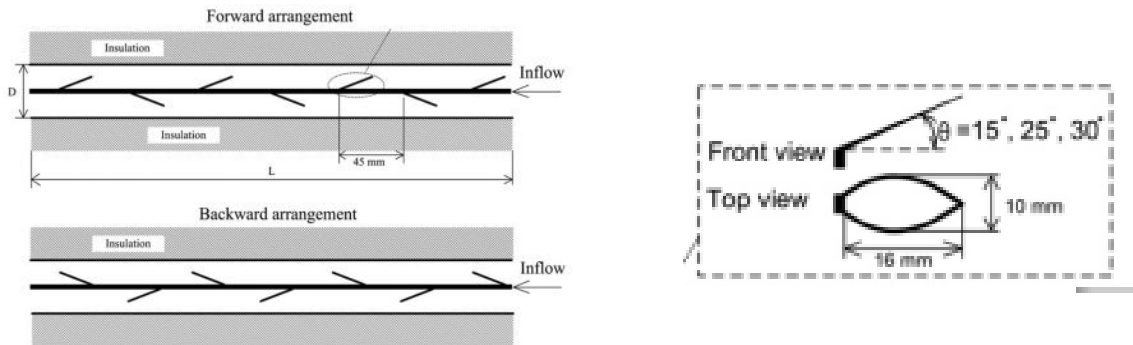


Figure I-42 : Exemple d'inserts « pétales » utilisés en configuration avant ou arrière et détails en vue de face et de dessus (Eiamsa-arda, et al., 2007)

Les anneaux coniques permettent de créer des perturbations ponctuelles de l'écoulement grâce à l'apparition de recirculations à leur sortie. Ils peuvent présenter un unique trou central ou un trou central en association avec des trous latéraux (Figure I-43).

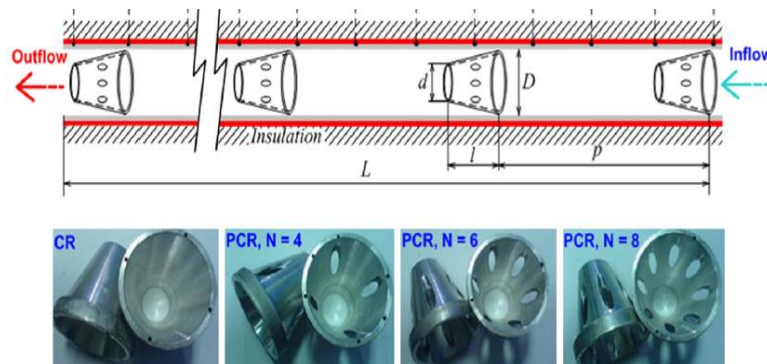


Figure I-43 : Exemples d'inserts coniques percés latéralement (Kongkaiptaiboon, et al., 2010)

Les inserts diamants (Figure I-44) ont un fonctionnement similaire aux anneaux coniques. Cependant, au lieu d'être accéléré au centre des inserts, le fluide est accéléré dans l'intervalle séparant les inserts de la paroi de la conduite. Les détachements tourbillonnaires sont produits au même endroit.

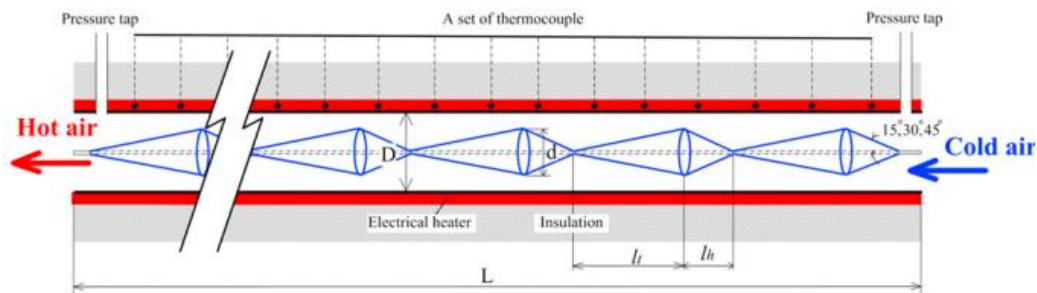


Figure I-44 : Exemple d'insert en diamant (Eiamsa-ard, et al., 2010)

En résumé, l'optimisation géométrique de ces différents générateurs de turbulence se base sur une multiplication des effets de bord d'attaque au sein de la canalisation afin d'augmenter ou de déclencher la turbulence ou des lâchers de tourbillons, favorables au transfert thermique. L'optimisation de ces effets de bord d'attaque est régie par le fait que les conditions de l'écoulement amont à un générateur doivent être grossièrement rétablies au début du générateur suivant.

Générateurs d'écoulements tourbillonnaires

Les écoulements tourbillonnaires résultent d'une mise en mouvement hélicoïdal du fluide permettant la création d'un écoulement secondaire tangentiel aux parois du tube. Le fluide situé au cœur de l'écoulement est alors entraîné vers les parois du tube. Le cisaillement est également augmenté dans l'ensemble de l'écoulement ce qui entraîne naturellement une augmentation de la turbulence. Certains dispositifs sont même conçus afin d'augmenter artificiellement la turbulence grâce à des états de surface modifiés. Les phénomènes liés au transfert de chaleur ainsi que l'explication des comportements hydrodynamiques des écoulements tourbillonnaires est aujourd'hui encore incomplète (Liu, et al., 2013). Il est possible de séparer les générateurs d'écoulements tourbillonnaires en deux catégories.

Le premier type de dispositif présenté ici est constitué des fils spiralés (Figure I-45). Ces derniers semblent naturellement coupler des écoulements tourbillonnaires à un déclenchement précoce de la turbulence. Ils paraissent également être bénéfiques dans le cadre de la lutte contre l'encrassement (Liu, et al., 2013). Ce type d'inserts est simple à mettre en place dans des installations déjà existantes. Ils semblent être très efficaces en régime hydrodynamique laminaire dont ils favorisent la transition turbulente à partir d'un nombre de Reynolds égal à 700. En régime turbulent, ils sont efficaces du point de vue thermique, cependant ils augmentent également fortement les pertes de charge diminuant ainsi l'efficacité énergétique globale du dispositif.



Figure I-45: Exemple de fil spiralé triangulaire inséré dans un tube (Gunes, et al., 2010)

Le deuxième type de dispositif est constitué par l'ensemble des mélangeurs statiques (Figure I-46 et I-47). Ce sont les plus couramment étudiés dans la littérature pour des tubes en monophasique comme le montre la revue bibliographique de Liu en 2013 (Liu, et al., 2013). Ils sont composés de bandes métalliques torsadées et possèdent différentes caractéristiques comme le pas ou la régularité de la torsade. Placés à l'intérieur des tubes des échangeurs de chaleur, ces dispositifs permettent l'apparition d'écoulements hélicoïdaux (« swirl flow ») augmentant les contraintes de cisaillement du fluide au niveau de la paroi.

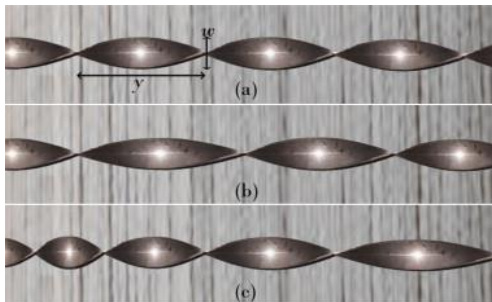


Figure I-46 : Exemple de «Twisted tapes» présentant différentes tailles de pas de torsade (Maddaha, et al., 2014)

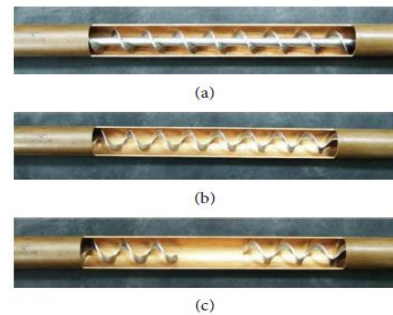


Figure I-47: Exemples « d'helical plates » avec ou sans barre central (a et b) et discontinues (c) (Tabatabaeikia, et al., 2014)

Les mélangeurs statiques sont souvent associés aux fils spiralés (Figure I-48). Ces derniers sont alors placés autour des mélangeurs et proches de la paroi du tube. Là encore le pas ou le diamètre des spirales peuvent varier. L'association de mélangeurs statiques et de fils spiralés permet de diminuer les zones mortes dans l'écoulement.



Figure I-48 : Exemples d'association de mélangeurs statiques et de fils spiralés (Promvong, 2008)

Les écoulements tourbillonnaires peuvent également être obtenus grâce à la mise en place de corrugations hélicoïdales. Ces dernières peuvent être obtenues par l'application à froid d'une contrainte locale sur la surface extérieure du tube à l'aide d'une roulette présentant un angle vif. Dans ce type de tubes, les pertes de charge sont générées par la combinaison d'écoulements secondaires hélicoïdaux, d'une augmentation du coefficient de trainée et d'une réduction de la section de passage générant une augmentation globale de la turbulence. Ce dispositif est basé sur une modification de la surface d'échange, cependant le phénomène physique recherché pour intensifier les transferts thermiques est bien la mise en place d'un écoulement hélicoïdal secondaire, d'où son évocation dans ce paragraphe.

Les fils spiralés (ou les corrugations hélicoïdales) et les mélangeurs statiques ne sont pas également efficaces dans les mêmes gammes de régimes d'écoulement. Comme cela a été mentionné au paragraphe I.1, le principal obstacle aux transferts thermiques convectifs vient de la couche limite visqueuse. En régime turbulent, il semble que les fils spiralés permettent un meilleur mélange que les mélangeurs statiques entre cette zone et le reste de l'écoulement du fait de leur positionnement en très proche paroi du tube. En revanche en régime laminaire, la couche limite est plus épaisse et les perturbations de plus grandes ampleurs générées par les mélangeurs statiques semblent plus efficaces pour intensifier les transferts thermiques (Dewan, et al., 2004).

I.6.1.3 Modification de la géométrie de la surface d'échange : Les ailettes

Le concept d'ailettes est à prendre au sens large. Il définit ici les dispositifs permettant la mise en œuvre conjointe de l'augmentation de la surface d'échange, de l'intensification de la turbulence ainsi que la répétition périodique de conditions d'établissement thermique et hydrodynamique. Les dispositifs les plus représentatifs de cela sont les ailettes à pas décalés. Cependant, comme le montre la Figure I-49, il existe une multitude d'autres configurations capables d'engendrer ce type de phénomènes. Ces dispositifs sont généralement mis en place pour des écoulements en gaz.

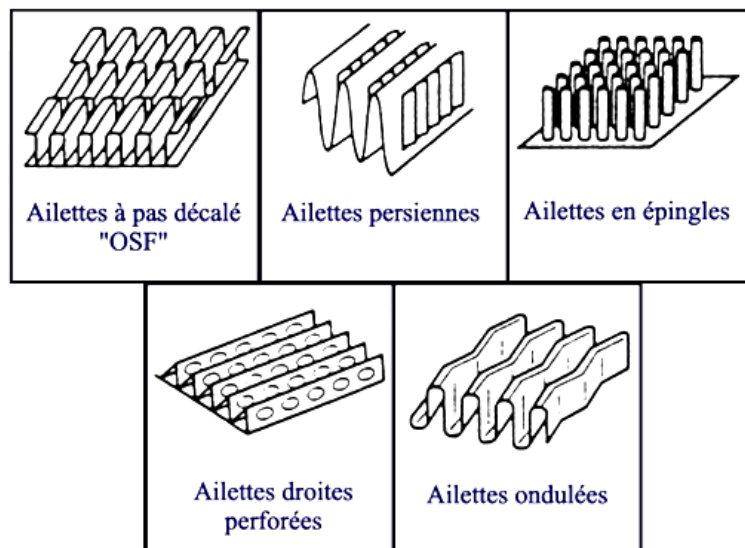


Figure I-49 : Exemples d'ailettes au sens classique du terme, permettant périodiquement la mise en place de conditions d'établissement thermique et hydrodynamique

Toujours dans le cadre d'écoulement en air et pour des géométries planes, des nervures triangulaires sur toute la largeur du canal combinées à des générateurs de turbulence en entrée du canal présentent le même mode de fonctionnement (Figure I-50). Ce type de dispositif est également mis en place dans le cadre de géométries cylindriques (Figure I-51).

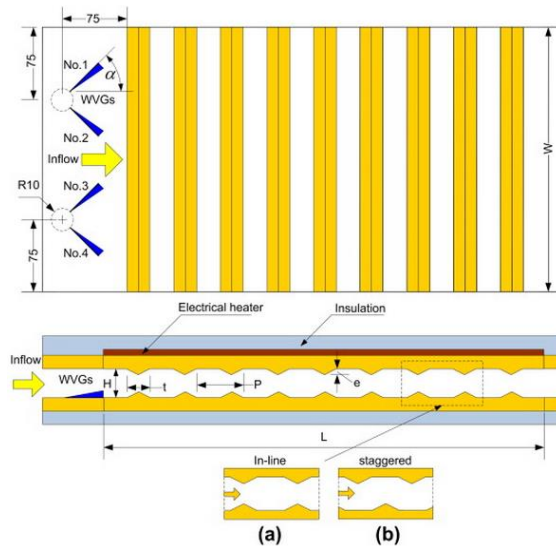


Figure I-50 : Surfaces à nervures triangulaires isocèles avec ailettes triangulaires génératrices de turbulence (Promvonge, et al., 2010)

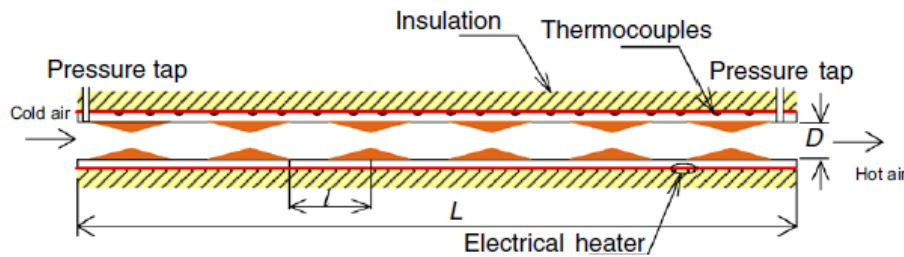


Figure I-51 : Exemple d'inserts triangulaires (V-Nozzel) (Eiamsa-ard, et al., 2006)

Enfin, l'objectif, visant simultanément l'augmentation de la surface d'échange, de l'intensification de la turbulence ainsi que la multiplication des conditions d'établissement, peut également être atteint grâce à la mise en place de corrugations en géométrie plane ou cylindrique (Figures I-52 et I-53).



Figure I-52 : Exemple de tubes emboutis en chevrons (Meng, et al., 2005)

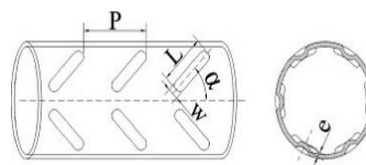


Figure I-53 : Exemple de plaque emboutie en chevrons et paramètres géométriques sur un tube (Li, et al., 2009)

La corrugation est la mise en place d'ailettes ou de rainures taillées dans la masse. Lorsque l'échelle de ces corrugations est supérieure au millimètre, l'intensification de l'échange thermique est alors souvent la somme de l'effet direct associé à l'augmentation de la surface d'échange et des perturbations hydrodynamiques permettant un meilleur mélange entre le cœur de l'écoulement et les parois. Ces motifs en relief favorisent en effet la création et le détachement de tourbillons turbulents à l'arrière des nervures et la création d'écoulements

secondaires à contre-courant. Les tubes corrugués d'échangeurs coaxiaux ou tubes et calandres sont des exemples courants de ce type de technologie combinant l'augmentation de la surface d'échange et la perturbation de l'hydrodynamique. La corrugation est également extrêmement courante sur les surfaces d'échangeurs de chaleur à plaques.

I.6.2 Méthodes actives

Les méthodes actives d'intensification des transferts thermiques sont quasiment aussi anciennes que les méthodes passives. Il a été recensé des publications des années 1970 portant sur ces techniques en géométrie plane dans de l'air grâce à une plaque vibrante (Hagge, et al., 1975). D'autres techniques ont consisté à faire tourner des surfaces d'échanges tubulaires autour de leur axe (McElhiney, et al., 1977) ou d'un axe parallèle (Mori, et al., 1971). Il est possible de décomposer les méthodes actives d'amélioration des transferts thermiques en deux grandes catégories : les procédés dont les parois du canal sont fixes et les procédés dont les parois sont mobiles.

I.6.2.1 Parois de canal fixes

Ces techniques mettent généralement en œuvre un système de mise en mouvement du fluide caloporteur selon différentes modalités.

Augmentation du débit

La plus simple des techniques actives consiste à augmenter la vitesse débitante au sein des canaux (plans ou tubulaires) de l'échangeur de chaleur. L'augmentation du débit de fluide caloporteur à diamètre hydraulique fixé ou l'augmentation du diamètre hydraulique à vitesse débitante fixée entraîne l'augmentation du nombre de Reynolds et la prédominance des effets inertiels sur les effets visqueux. Lorsque le nombre de Reynolds atteint la valeur critique à partir de laquelle la turbulence se déclenche, le coefficient d'échange thermique se trouve amélioré. Cette technique entraîne également une augmentation des pertes de charge.

Jets impactants

Les jets impactants consistent à mettre en œuvre un jet de fluide venant s'écraser sur une surface à chauffer ou à refroidir (Figure I-54). Cette technique permet une amélioration notable des transferts thermiques grâce à une déstructuration de la couche limite et à un mélange des couches fluides de la surface. Un ou plusieurs jets stationnaires (débit constant dans le temps) ou instationnaires peuvent être mis en œuvre. Cette technique est particulièrement adéquate pour le refroidissement de surface et permet de remplacer avantageusement les systèmes de refroidissement par convection naturelle ou forcée dans certains contextes. C'est pourquoi elle est employée dans des domaines tels que le refroidissement de dispositifs de combustion comme les turbines à gaz ou à haut flux thermique, l'électronique, les rayons X, etc...

La Figure I-54 illustre la structure d'un jet impactant unique. De manière générale ce type de dispositif comprend une buse d'injection du fluide située à une certaine distance de la surface sur laquelle a lieu l'échange. La région d'établissement du jet (zone 1 de la Figure I-54) est constituée de deux parties, le cœur et la périphérie. Dans le cœur, la vitesse d'écoulement est quasiment égale à la vitesse de sortie de la buse d'injection. À la périphérie la vitesse est

moindre. La fin du cœur est définie traditionnellement comme la région dans laquelle la vitesse du fluide est égale à 95% de la vitesse en sortie de buse (Gauntner, et al., 1970).

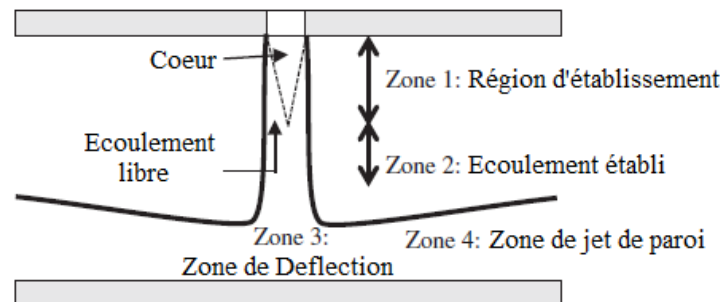


Figure I-54 : Illustration du jet impactant unique et des différentes régions mises en jeu (Léal, et al., 2013)

La région d'écoulement établi (zone 2 de la Figure I-54) commence à la fin du cœur. La largeur totale du jet augmente à mesure que la distance entre la surface d'échange et le jet diminue. À l'inverse, la vitesse axiale diminue.

Lorsque le jet impacte la surface d'échange, le fluide est éjecté sur les côtés. Cette région (zone 3 de la Figure I-54) se caractérise par une diminution brutale de la vitesse axiale et une augmentation locale de la pression statique (pression d'arrêt) menant à l'existence d'un point à vitesse nulle et d'une zone d'écoulement périphérique. En fonction du ratio existant entre la distance buse-surface (z) et le diamètre de la buse (D_i), les comportements thermiques et hydrodynamiques ne sont pas les mêmes (Jambunathan, et al., 1992) :

- $z/d < 6$: Le point de stagnation est l'endroit pour lequel on mesure le plus faible taux de transfert thermique. L'écoulement autour de ce point est laminaire.
- $z/d = 6$: La distance surface-buse d'injection est égale à la fin du cœur. C'est au point de stagnation que l'on mesure le meilleur Nusselt du fait de la présence d'instabilités de Kelvin-Helmholtz.
- $z/d > 6$: Lorsque la distance entre la buse et la surface augmente encore, la vitesse d'écoulement du jet diminue, entraînant la diminution du nombre de Nusselt au niveau du point de stagnation. Le nombre de Nusselt en ce point reste supérieur aux valeurs mesurées autour. L'éloignement au point de stagnation entraîne une diminution du nombre de Nusselt mesuré.

Enfin la zone de jet de paroi (zone 4 de la Figure I-54) est caractérisée par une augmentation de la vitesse radiale jusqu'à un maximum à partir duquel elle recommence à diminuer de manière linéaire. Une transition laminaire-turbulente apparaît du fait de la disparition des effets stabilisants de l'accélération du fluide. Dans les cas de faible distance buse-surface, cette transition induit une augmentation locale du nombre de Nusselt.

À condition que le point d'impact soit situé au-delà de la distance buse-surface pour laquelle le ratio $z/d < 6$, les valeurs du nombre de Nusselt sont maximales au point de stagnation et décroissent rapidement ensuite. C'est la raison pour laquelle les dispositifs à jets multiples sont apparus.

Les régions composant un jet impactant unique sont les mêmes que celles composant les jets multiples. Lorsqu'il n'existe pas d'interaction entre les jets, tout se déroule comme si chaque jet était unique. Dans le cas d'interaction, deux facteurs majeurs doivent être pris en compte :

- l'interaction entre les jets avant l'impact,
- le choc frontal des écoulements sur la plaque après l'impact de chacun des jets.

L'interaction entre deux jets avant l'impact en réduit les vitesses et diminue la taille des cœurs. Une recirculation peut apparaître entre deux cœurs ayant pour effet de diminuer les transferts thermiques au niveau de la surface d'échange.

Cependant des jets proches favorisent le phénomène de collision frontale entre les écoulements de surface et permettent une amélioration des transferts thermiques grâce à l'apparition de zones de turbulences. Ceci est particulièrement vrai lorsque les buses d'injection et la plaque sont proches ou lorsque les vitesses de jets sont élevées (Weigand, et al., 2011). Par conséquent, il faut trouver un bon compromis entre la distance séparant deux jets et la maximisation de l'effet de choc frontal issu des écoulements de surface.

Les instabilités à l'origine du phénomène d'intensification thermique en jets stationnaires multiples peuvent également être créées par la génération de jets instationnaires. Ces écoulements pulsés permettent une déstructuration de la couche limite grâce à l'apparition d'instabilités hydrodynamiques et à l'augmentation de la turbulence. Dans le cas de jets impactants intermittents, le ratio entre le temps de pulsation et le temps d'arrêt des jets ainsi que la distance buse-surface ont chacun une influence sur les transferts thermiques (Xu, et al., 2010). Leur intensification semble être due à une augmentation de la turbulence, à la création de tourbillons de recirculation plus grands, à une augmentation du mélange issu des instabilités et à la réduction de la couche limite (Xu, et al., 2010). La fréquence et l'amplitude des instabilités sont donc de nouveaux paramètres déterminants à ajouter à la liste déjà énoncée précédemment (Zhou, et al., 2009).

Sprays

Les sprays ont pour caractéristique d'être des suspensions de gouttelettes de liquide dans un gaz. Ils peuvent être générés de deux façons : soit par l'entraînement du liquide grâce à un gaz (air) qui sert d'agent d'atomisation et de propulseur, soit à l'aide d'un dispositif d'atomisation utilisant la surpression d'un réservoir de liquide par rapport à l'enceinte de transfert thermique comme force motrice et atomisante. Le spray est une technique pouvant être utilisée en monophasique ou en évaporation en fonction de la température de la surface sur laquelle s'opèrent les transferts thermiques.

Lorsque la surface chauffante est à une température très inférieure à la température d'ébullition, le régime de transfert thermique est monophasique. Les échanges de chaleur entre la paroi et le fluide sont améliorés car les gouttelettes de fluide impactent la surface d'échange créant un meilleur mélange au niveau du film de liquide.

Lorsque la température de paroi approche de la température de saturation du fluide, le phénomène de transfert thermique prédominant est l'évaporation du fluide. Cette dernière est favorisée par les sprays car le film liquide semble favoriser un phénomène appelé seconde nucléation qui améliore l'évaporation et le taux de turbulence (Rini, et al., 2002). La

nucléation secondaire se produit au cœur du liquide et non en paroi et ne semble pas nécessiter d'hystérésis de température pour avoir lieu (Kim, 2006). La formation de seconds sites de nucléation est issue de l'enveloppe gazeuse entourant les gouttelettes de fluide. Lorsque ces dernières pénètrent dans le film liquide, l'enveloppe gazeuse est dissoute créant des sites de nucléation au cœur du fluide. Le nombre de sites de nucléation est donc proportionnel au nombre de gouttelettes (Rini, et al., 2002) cependant il ne faut pas que le débit soit trop important afin de ne pas augmenter l'épaisseur de film liquide en surface (Yang, et al., 1996).

De la même manière que pour les jets impactants, le refroidissement par spray semble être sensible aux paramètres tels que la distance buse-surface, l'état de surface, la vitesse, la taille et la densité des gouttelettes de fluide ou l'angle d'incidence du spray (Léal, et al., 2013).

Électro-hydrodynamique (EHD)

L'amélioration des transferts thermiques par électro-hydrodynamique est basée sur un ensemble de techniques consistant à soumettre l'écoulement d'un fluide diélectrique à un fort champ électrique alternatif ou continu sous faible courant électrique. Du fait du caractère isolant (diélectrique) du fluide, un gradient de champ électrique va apparaître, donnant naissance à différents courants convectifs au sein du fluide. Les phénomènes électro-hydrodynamiques sont utilisés en écoulement monophasique ainsi qu'en ébullition nucléée, qui semble en être le principal domaine d'étude.

Trois phénomènes électriques différents entrent en jeu et s'additionnent :

- la force de Laplace (ou électrophorétique) due à la présence de charges électriques libres (ions) dans le fluide et dirigée selon le champ électrique, elle génère un écoulement appelé vent coronal,
- la seconde force est issue d'un gradient de permittivité diélectrique généré par le gradient de température dans la couche limite. Elle est appelée force diélectrophorétique,
- enfin la dernière composante de la force électrodynamique apparaît s'il existe une interface liquide-vapeur et engendre un phénomène d'électrostriction.

Pour un champ électrique continu de 30 kV appliqué à un écoulement laminaire d'huile en section annulaire monophasique, les coefficients de transfert thermique sont multipliés par 20 alors que les pertes de charge n'ont été augmentées que d'un facteur 3 (Fernandez, et al., 1987).

I.6.3 Parois de canal mobiles

Le contrôle de l'écoulement du fluide dans la couche limite est essentiel à la maîtrise des transferts thermiques en convection. La mise en mouvement des parois du canal le permet en favorisant le mélange entre la couche limite et le cœur de l'écoulement ainsi qu'en diminuant la taille et l'homogénéité de la couche limite. Trois méthodes principales sont recensées dans la littérature afin de mettre en œuvre la mise en mouvement des parois (Léal, et al., 2013) :

- la génération d'un jet synthétique imposé par les oscillations d'un diaphragme fermant une cavité,

- la déformation d'un solide sous de fortes amplitudes,
- la génération d'ondes acoustiques par l'intermédiaire d'une paroi oscillante. Cette dernière technique rejoint l'objet de cette étude et fera l'objet du paragraphe I-7.

Jets synthétiques

Les jets synthétiques, également appelés jets à flux de masse nul, sont mis en œuvre par l'aspiration et le refoulement alternatif d'un fluide dans une cavité dont l'extrémité intérieure est fermée par une membrane oscillante. Cette technologie semble répondre aux exigences de compacité nécessaire au refroidissement électronique (Arik, et al., 2008). Les premières publications relatant cette méthode d'intensification semblent débiter à la fin des années 90 (Thompson, et al., 1997).

Le nombre de Nusselt associé aux jets synthétiques est fonction du nombre de Reynolds du jet tel que défini par Smith et Glezer (Smith, et al., 1998) ainsi que du nombre de Prandtl. D'autres paramètres tels que la distance orifice-surface (ratio entre cette distance sur le diamètre de l'orifice), la taille adimensionnelle de l'orifice (ratio entre sa taille et son diamètre) ou encore la taille adimensionnelle de la plaque chauffante (ratio de sa demi-longueur sur le diamètre de l'orifice) (Chaudhari, et al., 2010) sont pertinents dans l'étude de l'intensification de transferts thermiques grâce aux jets synthétiques.

De la même façon que pour les jets impactant classiques, les jets multiples ont été testés par la mise en œuvre d'une cavité commune reliée à un orifice central et quatre satellites. A puissance d'oscillation imposée et en comparaison avec un orifice simple, cette configuration semble diminuer la distance orifice-surface d'échange optimale permettant de gagner en compacité (Chaudhari, et al., 2011).

Déformation de solides sous de fortes amplitudes

Cette section ne traite que des lames vibrantes oscillant à des fréquences inférieures à 18 kHz.

Les oscillations de fortes amplitudes d'un solide permettent la mise en mouvement du fluide situé alentour. La revue bibliographique de (Léal, et al., 2013) recense deux manières différentes de générer de tels phénomènes :

- les lames vibrantes (ou *ventilateurs piézoélectriques*),
- les plaques de canal oscillantes.

Le but est toujours de générer un meilleur mélange et une déstructuration de la couche limite visqueuse.

La lame vibrante consiste en une lame souple en porte à faux fixée à une source oscillante excitatrice. La lame vibre selon des modes longitudinaux et émet des lâchers de vortex successifs de type Von-Karman se propageant perpendiculairement au plan de vibration de l'extrémité libre créant une recirculation lorsqu'ils sont générés en proche paroi d'un obstacle perpendiculaire à la lame vibrante et de géométrie plane (Ihara, et al., 1994) (Figure I-55). Cette technologie est généralement utilisée afin de mettre localement en mouvement un fluide proche d'un point chaud dans une enceinte stagnante. Une étude portant sur un élément chauffant vertical plan dans de l'air a permis de comparer un cas en convection naturelle et un autre pour lequel une lame vibrante est activée. Des simulations numériques de tels dispositifs

ont permis d'obtenir des diminutions de température de paroi de $33,2^{\circ}\text{C}$ (température de paroi diminuant de $70,6^{\circ}\text{C}$ à $37,4^{\circ}\text{C}$) ainsi que des facteurs d'intensification du coefficient de transfert thermique de 375% ont été mesurés (Açikalin, et al., 2007) (Figure I-56).

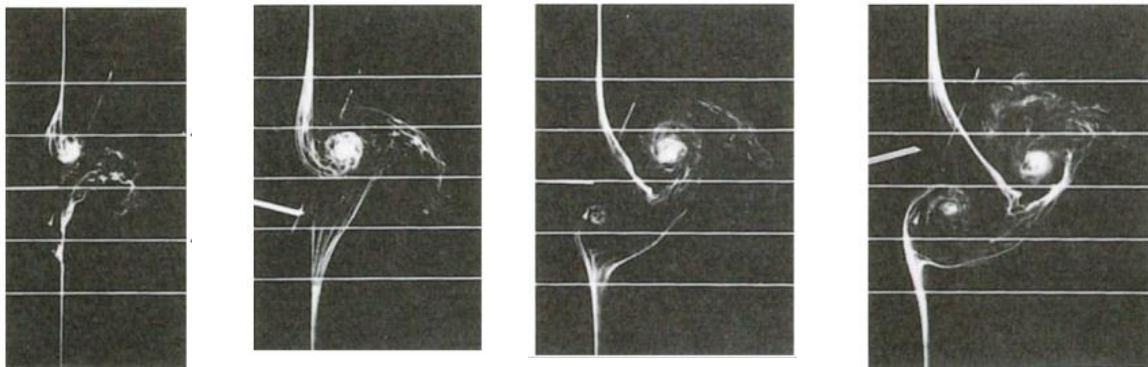


Figure I-55 : Exemple de lâchers de tourbillons générés par l'extrémité libre d'une lame vibrante. Images séparées par $1/12$ de période d'oscillation. Le filet de fumée est initialement situé à trois millimètres de l'extrémité libre du ventilateur. Amplitude maximale 50 mm (Ihara, et al., 1994)

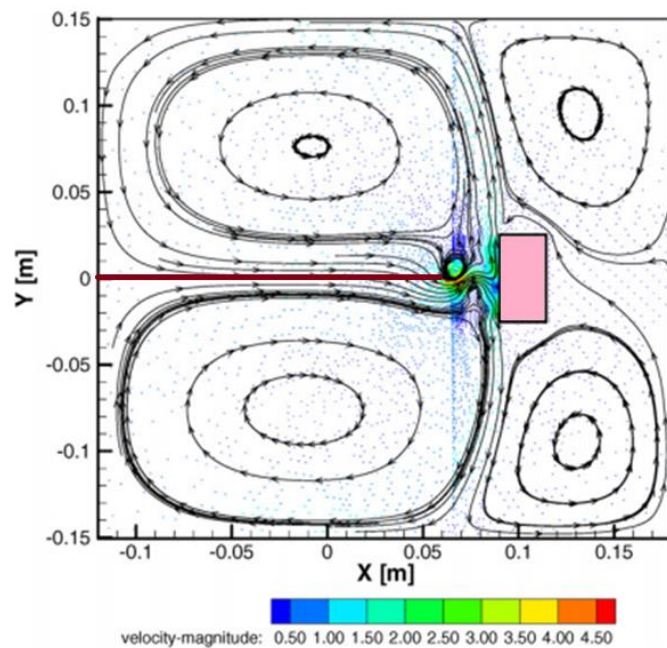


Figure I-56: Simulation numérique d'un écoulement d'air généré par une lame vibrante horizontale (barre rouge positionnée en $y = 0$ m). La lame vibrante fait face à un obstacle vertical plan (carré rose situé en $x = 0,09$ m et $-0,02 < y < 0,03$ m). Les traits noirs continus et fléchés représentent les lignes d'iso-vitesse de l'air. L'échelle de couleur traduit les valeurs de la vitesse (Açikalin, et al., 2007)

Parois de canal oscillantes

Les parois de canal oscillantes sont étudiées numériquement depuis 2002 (Yang, 2002). Cette technologie semble permettre une amélioration des transferts thermiques ainsi qu'une mise en mouvement du fluide le long du canal. Aucune étude expérimentale n'est recensée par la revue bibliographique de Leal (Léal, et al., 2013). Ce type de technologie offre la possibilité de mettre en mouvement le fluide grâce aux oscillations de la paroi et de découpler le débit de fluide des valeurs du coefficient de transfert thermique.

Certains systèmes utilisant les ultrasons peuvent s'apparenter à des parois oscillantes dont les fréquences seraient plus élevées. Des lames vibrantes oscillant à des fréquences ultrasonores ont notamment été utilisées comme technique d'intensification des transferts thermiques (cf. paragraphe I.7.1). En effet, les ultrasons génèrent des ondes dans le fluide capables de le mettre en mouvement et de déstructurer la couche limite visqueuse. En revanche aucune publication ne fait état de l'utilisation d'ultrasons comme source motrice du fluide. Le paragraphe I-7 traite de l'utilisation de ces derniers à des fins d'intensification des transferts thermiques en convection naturelle et forcée

I.6.4 Conclusion au paragraphe I-6

Deux grandes catégories de techniques d'intensification des transferts thermiques existent : les méthodes passives et les méthodes actives.

Les méthodes passives sont constituées de toutes les techniques ne nécessitant pas l'emploi de sources d'énergies secondaires nécessaires au fonctionnement du dispositif. Certaines techniques, comme la modification des propriétés de la surface d'échange par nano structuration ou par voie chimique, sont principalement employées en changement de phase et ne modifient pas significativement les pertes de charge. Cependant, pour la majorité des techniques s'appliquant aux transferts thermiques monophasiques en conduite, le terme de technique passive est trompeur. En effet, la plupart d'entre elles basent leur fonctionnement sur une modification de l'hydrodynamique de l'écoulement et sur une augmentation de la turbulence. Le but est alors d'augmenter les effets inertiels, plus efficaces en termes de mélange, au détriment des effets visqueux. Cela se traduit par une augmentation des pertes de charge et donc de la puissance de pompage. Certaines techniques comme les nanofluides n'ont pas pour principe de modifier l'hydrodynamique mais d'optimiser les propriétés thermiques des fluides caloporteurs utilisés grâce à des suspensions métalliques colloïdales. Cependant, les études récentes ont révélé que le bilan énergétique global de ces fluides n'est pas aussi avantageux qu'il n'y paraît. En effet ces ajouts de nanoparticules entraînent généralement une augmentation significative de la viscosité et donc de la puissance de pompage nécessaire à la mise en mouvement du fluide.

Malgré tout, dans bien des cas, les méthodes passives d'intensification se basant sur une modification de l'hydrodynamique sont les solutions privilégiées dans les échangeurs de chaleur monophasiques. En effet, leur faible coût de fabrication et leur facilité de mise en œuvre compensent l'augmentation de la puissance de pompage inhérente à leur principe de fonctionnement. De plus, cette puissance de pompage reste très souvent faible devant la puissance thermique échangée.

Le terme de techniques actives regroupe tous les dispositifs d'intensification des transferts thermiques dont le fonctionnement nécessite un apport énergétique autre que celui lié à la puissance de pompage permettant de mettre en mouvement le fluide. Comme pour les techniques passives, ce terme regroupe une multitude de dispositifs mettant en jeu des principes totalement différents.

La catégorie des jets regroupe les jets impactant et les sprays. Dans les deux cas, le principe consiste en l'injection sur une surface d'échange thermique dans une enceinte fermée d'un

écoulement continu (jet impactant) ou sous forme de gouttelettes (spray). Ces techniques peuvent être utilisées en régime monophasique ou diphasique selon les conditions opératoires telles que la température de la surface d'échange ou le débit de liquide injecté. Le spray est particulièrement adapté aux échanges diphasiques. Ces systèmes peuvent autant être considérés comme des techniques de transferts thermiques à part entière que comme des techniques d'intensification tant ces dispositifs sont basés sur des mécanismes et une mise en œuvre technique qui leur sont propres.

Une seconde technique semble appropriée au refroidissement d'une surface enfermée dans une enceinte close. Elle utilise la capacité de génération de vortex de Von-Karman d'une lame flexible, soumise à de fortes amplitudes, aux environs d'une surface d'échange. Ce dispositif semble particulièrement pertinent dans un contexte d'intensification d'échange thermique par convection naturelle dans un milieu gazeux. Là encore, l'application d'un tel dispositif dans un contexte d'écoulement en conduite semble peu pertinente.

Quelques techniques semblent en revanche applicables pour un écoulement en conduite notamment grâce à des dispositifs capables de générer des écoulements secondaires dans le fluide caloporteur. Si le fluide est diélectrique, la mise en place d'un fort champ électrique permet l'apparition de phénomènes convectifs générés sous l'effet de différentes forces électriques (Électro-hydro-dynamique ou EHD). Il semble que cette technique permette d'augmenter le coefficient d'échange thermique six fois plus vite que les pertes de charge (Fernandez, et al., 1987). L'EHD ne nécessite pas de parois de canal mobiles. Il est également possible de soumettre ces mêmes parois à des vibrations de manière à générer des écoulements secondaires aptes à perturber l'hydrodynamique présente dans le canal. C'est le principe employé par le jet synthétique, dont le flux net de masse est nul. En cela, il est proche des courants acoustiques de Eckart. Il est également possible de faire vibrer la paroi selon un mode d'ondes transverses, capable de mettre en mouvement le fluide de façon autonome. Dans la mesure où il serait possible de faire vibrer la surface d'échange, cette technique présenterait l'avantage principal de découpler la vitesse d'écoulement du fluide caloporteur des valeurs de Nusselt.

Quoi qu'il en soit, peu importe le type de technique d'intensification employée, il existe un principe qu'il semble difficile de transgresser : l'intensification des transferts thermiques présente toujours un coût énergétique non nul.

Le paragraphe I-7 va maintenant aborder en détail l'intensification des transferts thermiques sous ultrasons en convection naturelle et forcée monophasique.

I.7 Intensification ultrasonore des transferts thermiques : État de l'art

La capacité des ultrasons et des ondes acoustiques à intensifier les transferts thermiques est connue depuis les années soixante (Fand, et al., 1960; Bergles, et al., 1965; Gould, 1965). Le nombre d'études concernant leur utilisation dans ce domaine connaît une forte augmentation depuis une quinzaine d'années (Figure I-57).

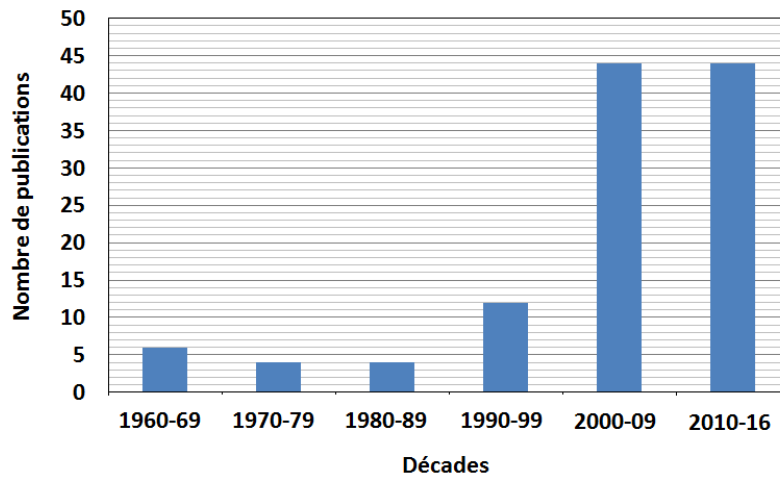


Figure I-57: Nombre d'articles traitant de l'utilisation des ultrasons dans les transferts thermiques par décades. D'après (Legay, et al., 2011) actualisé

Les principaux secteurs de la recherche en transferts thermiques sont investigués. La majorité des études réalisées est dédiée à la convection naturelle ainsi qu'à l'ébullition nucléée, avec 32% du total des articles publiés de 1960 à 2016 pour chacun de ces domaines (Figure I-58).

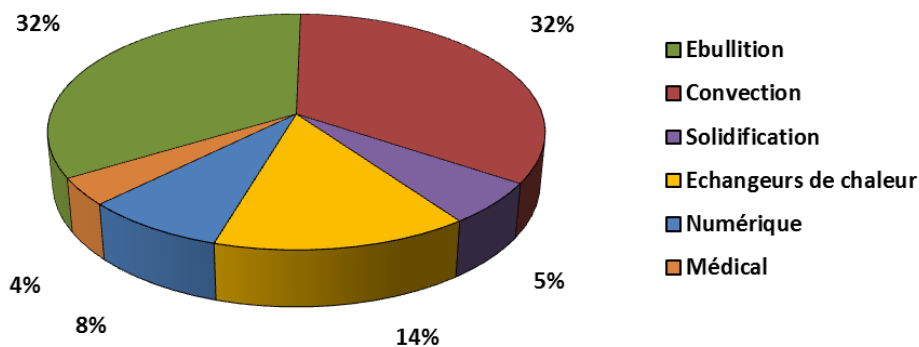


Figure I-58: Part de chaque domaine d'étude des ultrasons et des transferts thermiques. Réalisé sur un total de 114 articles recensés de 1960 à 2016. D'après (Legay, et al., 2011) actualisé

En ébullition, la conclusion principale des travaux concerne le flux critique (Douglas, et al., 2007). Les ultrasons, et notamment la cavitation acoustique, permettraient aux bulles de vapeur de se former et de se détacher plus facilement de la paroi chauffante, retardant l'apparition de la crise d'ébullition. Le flux de chaleur maximal qu'il est possible de transférer sans surchauffe (flux critique) entre la paroi et le fluide est ainsi augmenté.

Les autres domaines d'étude tels que le changement de phase solide-liquide, les échangeurs de chaleur, les simulations numériques et les études d'échauffement de tissus vivants par les ultrasons représentent un tiers des publications (Figure I-58). Le séchage n'est pas ici pris en compte car le principal phénomène mis en jeu dans les articles sur le séchage s'apparente plus à un égouttage vigoureux dû aux vibrations acoustiques qu'à du transfert thermique *stricto sensu*.

Les travaux présentés dans la suite de cette étude bibliographique porteront uniquement sur l'intensification ultrasonore des transferts de chaleur en convection naturelle et forcée. La revue bibliographique de Legay (Legay, et al., 2011) répertorie les valeurs d'intensification des coefficients d'échange thermique issues de l'utilisation des ultrasons dans tous les

domaines précédemment cités. La philosophie de l'état de l'art présenté dans ce mémoire est, quant à elle, plus axée sur la compréhension des mécanismes physiques à l'œuvre dans les phénomènes d'intensification ultrasonore des transferts thermiques.

Les ultrasons peuvent être vus comme un vecteur d'agitation microscopique et macroscopique. Les phénomènes physiques qui en sont communément reconnus comme responsables sont la cavitation acoustique, le courant acoustique de Schlichting à l'échelle microscopique et le courant acoustique d'Eckart à l'échelle macroscopique. Ces phénomènes permettraient de diminuer l'épaisseur de la couche limite thermique comme le ferait la turbulence dans un écoulement en convection forcée. Le courant acoustique de Schlichting induit de fortes contraintes aux interfaces liquide-gaz. Ces contraintes, associées aux violents micro-jets issus du collapse des bulles, entraînent le cisaillement de la couche limite visqueuse responsable de la résistance thermique en paroi. Le courant acoustique d'Eckart génère un flux convectif à masse constante dans l'écoulement, capable d'impacter la surface chauffante. Par conséquent, la question consistant à interroger le sens de la dénomination de convection naturelle lorsqu'un système thermique est soumis à une irradiation ultrasonore dans un liquide est ouverte aujourd'hui encore. De même, la validité des corrélations permettant le calcul de coefficient d'échange thermique en convection naturelle peut être discutée lorsque l'interface chauffante est soumise à une irradiation ultrasonore. Dans tous les paragraphes qui suivent, les puissances ultrasonores mentionnées sont les puissances électriques nécessaires à l'alimentation des transducteurs

I.7.1 Convection naturelle

Différentes configurations expérimentales permettent d'étudier l'influence des ultrasons sur les transferts thermiques en convection naturelle. Les plus fréquemment rencontrées dans la littérature scientifique sont décrites ci-dessous.

⇒ Convection naturelle autour d'une forme cylindrique :

- Le cylindre peut être un barreau horizontal chauffé par effet Joule et noyé dans une cuve remplie de liquide. Les transducteurs ultrasonores utilisés sont de type pavé horizontal placé sous l'élément chauffant (Figure I-59 (a) (Hoshino, et al., 1977)) ou sonotrode irradiant le barreau par le haut (Figure I-59 (b) (Caï, et al., 2009) (Zhou, et al., 2004)).
- La convection naturelle générée par un fil chauffant (Figure I-59 (a) (Hoshino, et al., 1975)). Cette configuration couple souvent une étude en convection naturelle et en ébullition nucléée sous refroidie (Kim, et al., 2004), (Wong, et al., 1969). La trempe d'un fil chauffé par effet Joule a également été étudiée (Yamashiro, et al., 1998). Les phénomènes thermiques alors mis en jeu durant cette opération couplent simultanément la convection naturelle ainsi que l'ébullition nucléée.
- Le flux thermique peut également être apporté par un caloporteur circulant dans un tube plongé dans une cuve. Cette configuration permet de s'intéresser en parallèle aux échanges thermiques soumis à la convection naturelle et forcée (Figure I-60 (b) (Monnot, et al., 2007)).

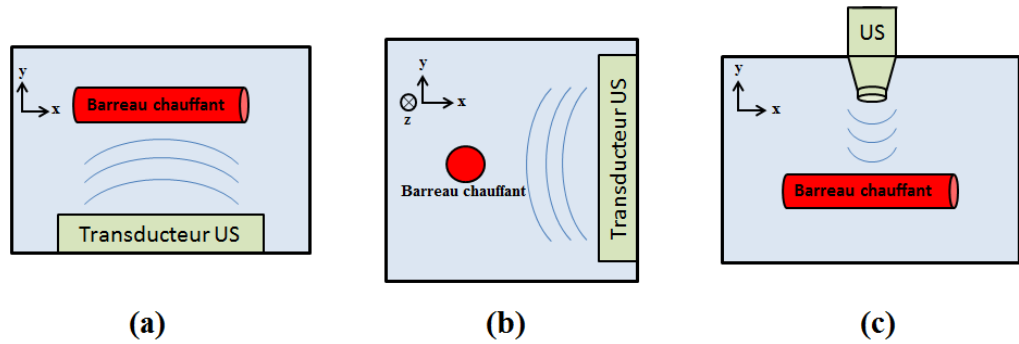


Figure I-59 : Configurations transducteur et barreau chauffant plongés dans un liquide étudiées dans la littérature. (a) et (b) (Zhou, et al., 2004). (c) (Cai, et al., 2009) et (Zhou, et al., 2004)

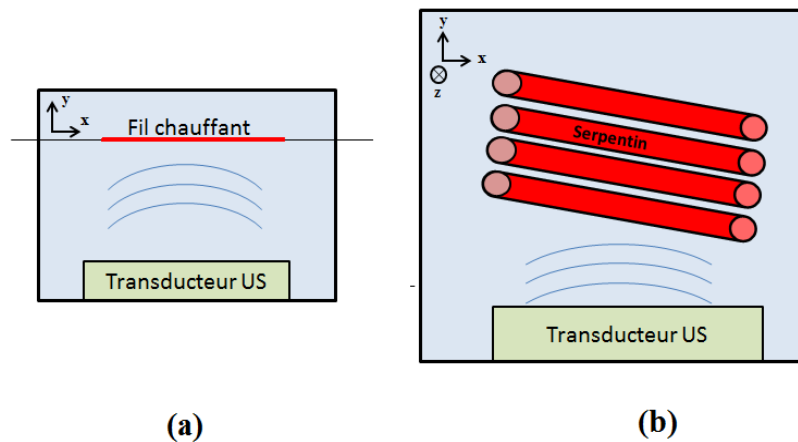


Figure I-60: Autres configurations de la littérature utilisant un liquide. transducteur/fil chauffant (Hoshino, et al., 1975) (Kim, et al., 2004) (Wong, et al., 1969) (Yamashiro, et al., 1998). (b) transducteur/serpentin chauffant (Monnot, et al., 2007)

⇒ Convection naturelle sur une surface d'échange plane :

- Dans ce cas la surface peut être verticale ou horizontale (Figure I-61 (a) et (c) (Nomura, et al., 2000; Nomura, et al., 2002)). En configuration horizontale la surface chauffante est majoritairement orientée vers le bas. Le transducteur ultrasonore, placé en-dessous, est alors orienté vers le haut de manière à ce que les ondes acoustiques impactent la surface chauffante perpendiculairement.
- Des études ont également été menées afin d'étudier l'influence de l'angle d'incidence des ultrasons sur la plaque chauffante. Le transducteur est maintenu horizontal alors que la plaque est inclinable de 0° (vertical) à 90° (horizontal) (Figure I-61 (b) (Yukawa, et al., 1975)).

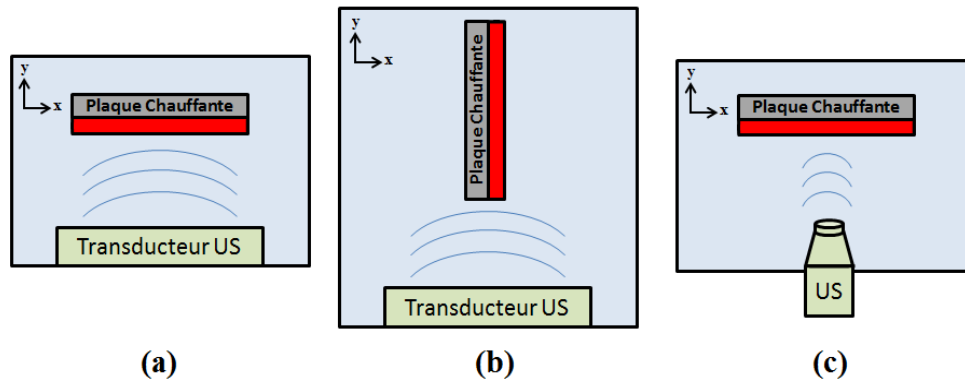


Figure I-61: Configurations transducteur - plaque chauffante plane dans un liquide utilisées dans la littérature (zones chauffantes en rouge, zones isolées thermiquement en gris). (a) et (b) bloc piézoélectrique (Nomura, et al., 2000) et (Yukawa, et al., 1975). (c) sonotrode (Nomura, et al., 2002)

- ⇒ Convection naturelle autour d'une sphère chauffée.
 Cette configuration est plus anecdotique que celles précédemment citées. L'expérience consiste alors à mesurer le temps de refroidissement dans un liquide d'une sphère métallique généralement en cuivre en conditions silencieuses et ultrasonores (Kiani, et al., 2012).
- ⇒ Convection naturelle à la surface d'un transducteur piézoélectrique.
 Ce type d'étude n'a pas pour but d'intensifier les transferts thermiques mais plutôt de déterminer quels sont les phénomènes de dissipation de la chaleur générés par un transducteur piézoélectrique focalisé à haute fréquence (Type HIFU) (Orandrou, 2013). Ce type de transducteur est utilisé en médecine afin de détruire des caillots (Yoshizawa, et al., 2009) ou des zones tumorales. Il est donc important de connaître précisément les mécanismes qui mettent en jeu le transfert d'énergie thermique entre le transducteur piézoélectrique et le milieu de propagation des ondes.

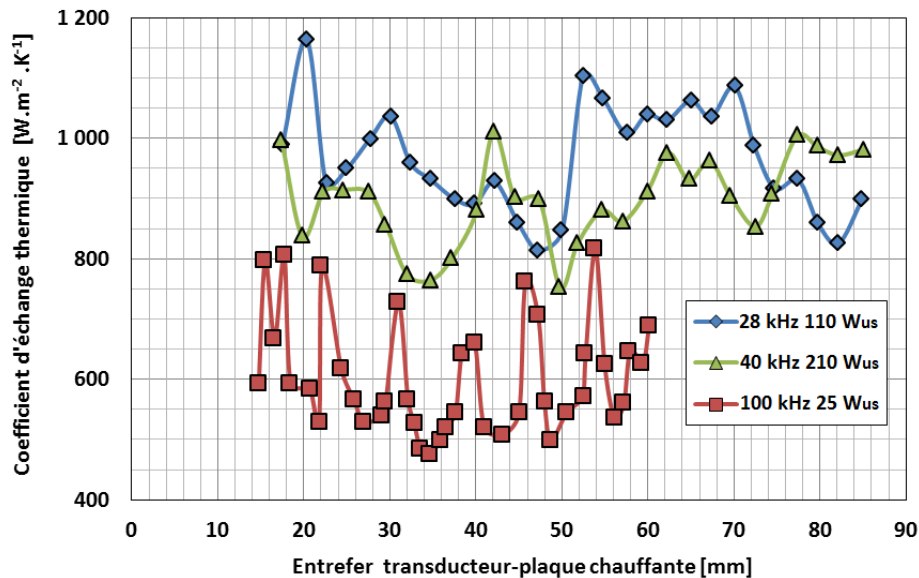
I.7.1.1 Influence de la distance transducteur plaque chauffante

La taille de l'entrefer séparant le transducteur ultrasonore de la plaque chauffante est un paramètre intimement lié au régime de propagation des ondes acoustiques dans le milieu. En effet, ce paramètre influence directement la façon dont l'intensité acoustique varie lorsque l'on s'éloigne du transducteur. Le régime de propagation de l'onde peut être stationnaire ou progressif (cf. Chapitre I.3.2).

Cas des ondes stationnaires

Les ondes stationnaires, générées dans le contexte de l'intensification des transferts thermiques, sont bornées par des interfaces rigides d'impédances acoustiques supérieures au milieu de propagation (un liquide pour les cas étudiés). Ces bornes sont constituées d'une part par la surface chauffante, qui fait office de réflecteur, et d'autre part par la surface du transducteur. Ces conditions entraînent un ventre de pression et un nœud de déplacement au niveau de la surface chauffante. Le régime acoustique stationnaire avec interface rigide est le cas le plus courant lorsque la surface chauffante est plane et de taille comparable ou supérieure à celle du transducteur ultrasonore.

L'influence de la taille de l'entrefer sur le coefficient de transfert thermique dans le cas d'une plaque chauffante plane en champs acoustiques stationnaires est abordée dans deux publications (Nomura, et al., 1993; Nomura, et al., 2000). Ces dernières utilisent de l'eau plate non dégazée permettant l'apparition de bulles de cavitation acoustique. Ces articles seront analysés plus en détail au paragraphe I.7.1.4 qui traite de l'effet de la cavitation sur les transferts thermiques. Cependant une 1^{ère} observation montre que le coefficient d'échange thermique varie de façon plus ou moins périodique autour d'une valeur moyenne à mesure que l'entrefer transducteur-plaque chauffante augmente (Figure I-62). Ce phénomène se produit pour les trois fréquences testées.



*Figure I-62: Variation du coefficient d'échange thermique [W.m⁻².K⁻¹] en fonction de l'entrefer transducteur-plaque chauffante [mm] dans de l'eau plate non dégazée pour une plaque chauffante horizontale située au-dessus d'un transducteur générant des ondes stationnaires sur une superficie de 280*280 mm². D'après (Nomura, et al., 2000)*

L'influence de l'entrefer, dans un contexte d'ondes stationnaires, a également été étudié pour des géométries de chauffe cylindriques avec l'utilisation d'un barreau (Hoshino, et al., 1977) ou un fil chauffant (Hoshino, et al., 1975) dans de l'eau dégazée et dé-ionisée empêchant l'apparition de cavitation acoustique. Ces études ont mis en évidence un effet de courant acoustique de Schlichting-Rayleigh qui sera discuté au paragraphe I.7.1.5. Là encore un phénomène d'oscillation du coefficient d'échange thermique a été observé (Figure I-63).

La présence ou non de cavitation ainsi que la géométrie de la surface chauffante sont les deux différences majeures de ces quatre études. La troisième différence porte sur la manière dont le champ stationnaire est généré. Lorsque la surface chauffante est plane, elle sert de réflecteur, alors que les surfaces chauffantes cylindriques sont plongées dans un champ stationnaire préexistant. Une conclusion commune peut être tirée de ces articles quels que soient les paramètres géométriques, la puissance acoustique, les fréquences étudiées ou, dans une certaine mesure, la présence ou non de cavitation (ce point sera également abordé au Paragraphe I.7.1.4) : lorsqu'une surface chauffante est plongée dans un champ acoustique stationnaire, les valeurs du coefficient d'échange thermique mesurées oscillent plus ou moins régulièrement autour d'une valeur moyenne constante.

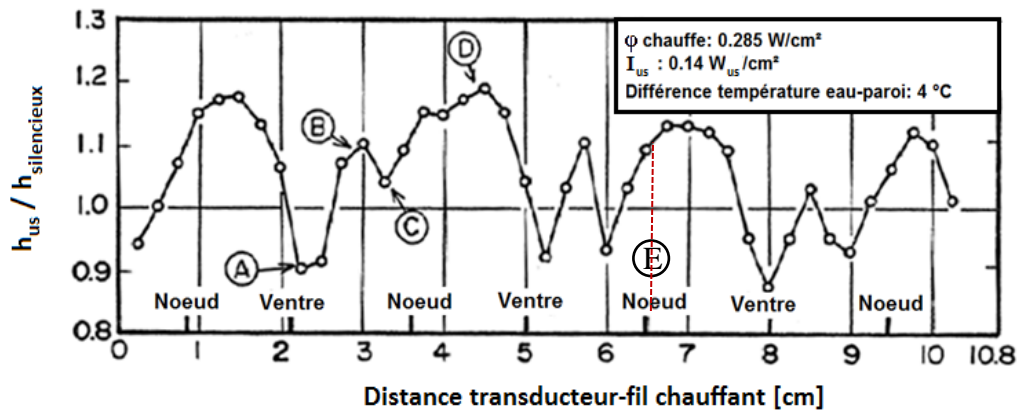


Figure I-63: Évolution spatiale du rapport des coefficients d'échange thermique $h_{us}/h_{silencieux}$ d'un fil de platine (diamètre 0,4 mm) dans un champ stationnaire d'onde ultrasonore. Intensité ultrasonore 0,14 W/cm², flux thermique surfacique 0,285 W/cm². Les nœuds et les ventres sont des nœuds et des ventres de déplacement et non de pression (déphasage de $\psi/4$) (Hoshino, et al., 1975)

Cas des ondes progressives

Lorsque les conditions permettant l'établissement d'un champ d'ondes stationnaires ne sont pas remplies, l'onde se propage (onde progressive) et son intensité décroît à mesure que la distance à la source augmente. Les systèmes thermiques soumis à des ondes progressives ont été beaucoup moins étudiés que ceux soumis aux ondes stationnaires. Les articles existants traitent le cas de surfaces chauffantes planes (Nomura, et al., 2002), ou cylindriques telles qu'un barreau ou un fil chauffant (Kim, et al., 2004). Les transducteurs utilisés sont de type sonotrode (Nomura, et al., 2002) (Zhou, et al., 2004) ou bloc plan (Kim, et al., 2004). La présence de cavitation acoustique est mentionnée dans toutes les études. Les fluides utilisés sont de l'eau plate non dégazée, de l'eau plate dégazée, de l'acétone ou du perfluorohexane (FC72). Les distances séparant les éléments chauffants et les transducteurs utilisés sont toutes comprises entre 0 et 14 cm. Deux études traitent des effets couplés du courant acoustique (convection) et de la cavitation (cisaillement et micro-jets) (Nomura, et al., 2002) (Zhou, et al., 2004) et une autre étudie principalement l'effet de la cavitation (Kim, et al., 2004). Toutes ces études sont réalisées à basse fréquence ultrasonore (18 à 100 kHz).

Dans cette section, il ne sera traité qu'un seul cas, celui des essais réalisés en eau dégazée par (Nomura, et al., 2002). Les publications de Kim et de Zhou seront traitées dans le paragraphe I.7.1.4 dédié à la cavitation car, pour ces études, les résultats sont fortement modifiés par la présence massive de bulles de cavitation.

Lorsque le nombre de bulles de cavitation est modéré (Nomura, et al., 2002), l'augmentation de la distance transducteur-surface chauffante entraîne une diminution sensible des valeurs du coefficient d'échange thermique (Figure I-64). La diminution n'est pas immédiate et passe au préalable par une phase constante sur les dix premiers millimètres. Cette phase est associée par les auteurs à une zone dans laquelle l'activité cavitationnelle est constante. Ce point sera détaillé au paragraphe I.7.1.4. La phase décroissante de la Figure I-64 correspond physiquement aux distances transducteur-surface chauffante pour lesquelles les bulles de cavitation produites au niveau de la sonotrode sont propulsées à la manière d'un jet sur la surface chauffante. D'après les auteurs, la diminution de l'intensification du coefficient d'échange correspond à l'atténuation de la vitesse du jet de bulles à cause de la viscosité.

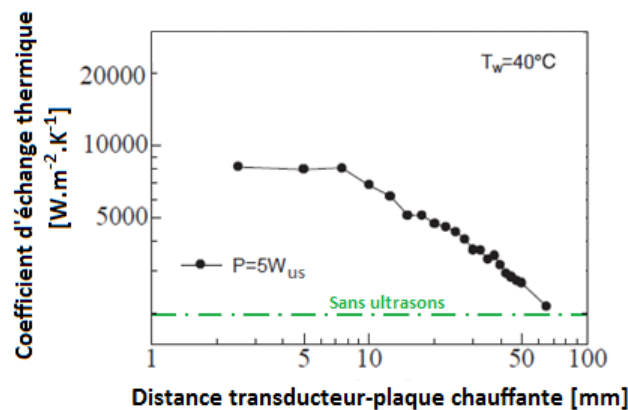


Figure I-64: Évolution du coefficient d'échange thermique en eau plate dégazée (absence de cavitation acoustique) en fonction de la distance transducteur-plaque chauffante à puissance ultrasonore fixée dans de l'eau plate non dégazée (diamètre sonotrode 6 mm). Fréquence ultrasonore 60,7 kHz (Nomura, et al., 2002)

I.7.1.2 Influence de l'angle d'incidence de la plaque chauffante

L'orientation de l'élément chauffant par rapport au transducteur peut, elle aussi, être modifiée. Toutes les études traitant de ce paramètre utilisent des configurations du type de la Figure I-65 pour lesquelles le transducteur ultrasonore utilisé est plan et positionné horizontalement avec la direction de propagation du champ acoustique orienté vers le haut.

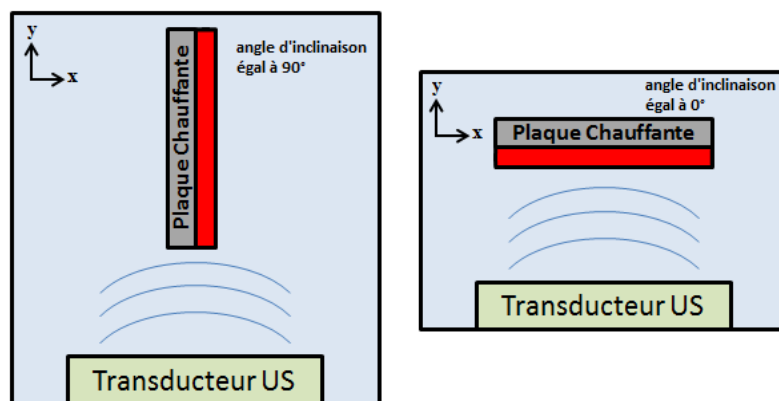


Figure I-65 : Positions « verticale » et « horizontale » du dispositif utilisé par (Yukawa, et al., 1975; Nomura, et al., 1993; Nomura, et al., 2000)

Il ressort de la littérature que l'intensification des transferts thermiques est plus intense lorsque la plaque chauffante est horizontale face chauffante orientée vers le bas (Tableau I-2). Notons que cette disposition est également la plus défavorable à un phénomène d'échange thermique par convection naturelle.

L'influence de l'angle d'incidence de la plaque chauffante par rapport à un transducteur type bloc piézoélectrique plan et horizontal a également été étudiée (Yukawa, et al., 1975). Cette étude balaye des positions et des orientations allant de la plaque chauffante verticale (angle égal à 90°) à la plaque chauffante horizontale orientée vers le bas (angle égal à 0°). Le transducteur est toujours en position horizontale orienté vers le haut (Figure I-65).

Orientation surface chauffante	Fréquence US	Puissance US	Facteur d'intensification
Verticale (Nomura, et al., 1993)	40 kHz	600 W	157%
Horizontale (Nomura, et al., 1993)	40 kHz	600 W	272%
Horizontale (Nomura, et al., 2000)	45 kHz	210 W	267%

Tableau I-2: Facteur d'intensification du coefficient d'échange thermique pour deux configurations (horizontale et verticale) à 40 kHz et 600 W de puissance acoustique (P_{us}) et une distance transducteur/plaque-chauffante de 10 mm (Nomura, et al., 1993) ; ainsi que pour une configuration horizontale à 45 kHz, une puissance acoustique de 210 W (Nomura, et al., 2000)

Cette étude confirme ce qui ressort de l'analyse des études de 1993 et de 2000 de Nomura¹ puisque le maximum d'intensification des transferts thermiques apparaît pour un angle de 0° (Figure I-66).

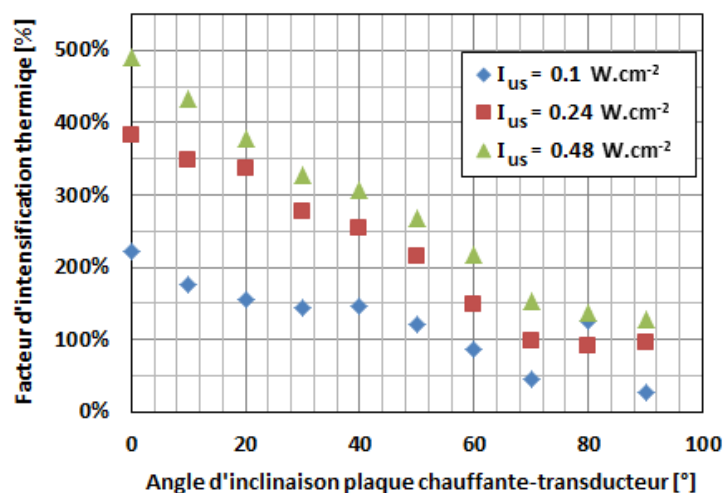


Figure I-66: Évolution du facteur d'intensification thermique (défini comme le rapport $(h_{us} - h_0)/h_0$) en fonction de l'angle plaque chauffante-transducteur pour différentes intensités ultrasonores. La distance transducteur-plaque chauffante lorsque la plaque chauffante est horizontale (angle de 0°) est de 185,5mm (Yukawa, et al., 1975). Fréquence ultrasonore 28 kHz, puissance thermique non communiquée, eau plate

Cependant si l'on s'intéresse aux valeurs absolues du coefficient d'échange thermique, les valeurs maximales sont toutes obtenues pour un angle d'inclinaison compris entre 40° et 60° suivi d'une légère diminution au-delà. L'effet de diminution est amoindri par l'augmentation de la puissance ultrasonore (Figure I-67).

¹ Les résultats sont obtenus par (Nomura, et al., 1993) pour une distance transducteur/plaque chauffante de 10 mm et une puissance thermique non mentionnée. En revanche (Nomura, et al., 2000) part d'une valeur moyenne de h obtenue pour des distances transducteur/plaque chauffante allant de 15 à 100 mm dans le cas d'ondes stationnaires. La puissance thermique imposée à la paroi de la plaque chauffante est de 16000W/m². Il manque cependant les données permettant de calculer l'amélioration du coefficient de transfert thermique pour une plaque chauffante verticale. Chez (Nomura, et al., 2000) cette étude de positionnement est réalisée dans le cadre d'une étude du courant acoustique.

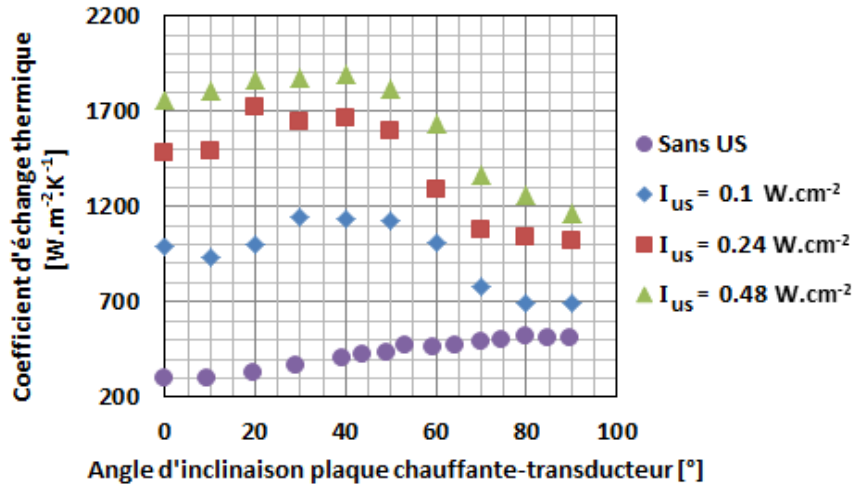


Figure I-67: Évolution du coefficient d'échange thermique en fonction de l'angle transducteur/plaque chauffante pour différentes intensités ultrasonores. La distance transducteur/plaque chauffante est de 185,5mm lorsque la plaque chauffante est horizontale (angle de 0°) (Yukawa, et al., 1975). Fréquence ultrasonore 28 kHz, puissance thermique non communiquée, eau plate

I.7.1.3 Effet de la cavitation acoustique

De nombreux auteurs ont mis en évidence le rôle bénéfique de la cavitation en ce qui concerne l'intensification des transferts thermiques en convection naturelle (Yukawa, et al., 1975), (Cai, et al., 2009) et (Zhou, et al., 2004), en ébullition sous-refroidie (Zhou, 2004) ou encore en ébullition nucléée sur un fil de platine (Wong, et al., 1969).

En régime d'ondes stationnaires, lorsque la cavitation acoustique est présente, les variations périodiques du coefficient de transfert thermique observées ont été mises en relation directe avec celles de l'intensité de la cavitation (Figure I-68 (Nomura, et al., 1993)).

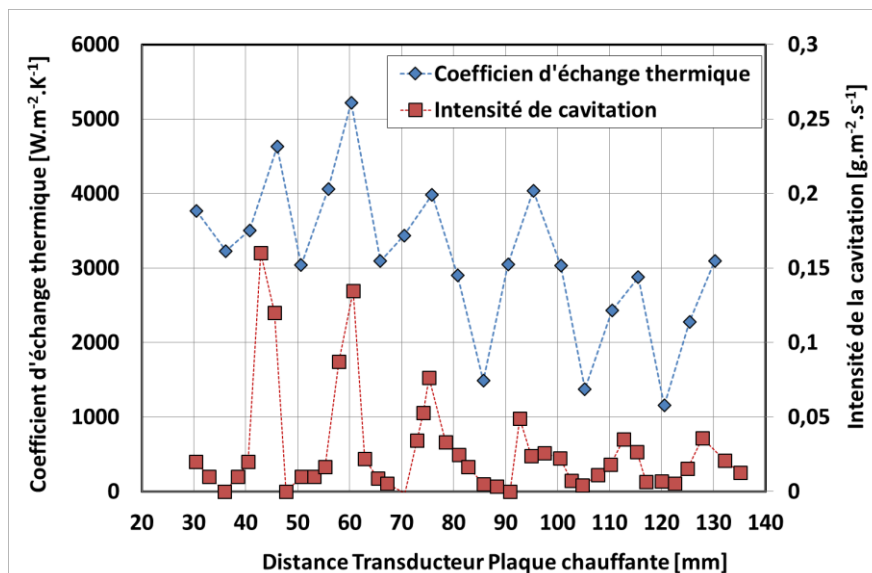


Figure I-68: Évolution du coefficient d'échange thermique pour une plaque plane soumise à des ultrasons en régime d'ondes stationnaires (ordonnée de gauche) et évolution de l'intensité de cavitation pour ces mêmes conditions (ordonnée de droite). Paramètres expérimentaux : 40 kHz, plaque chauffante horizontale de 20*8 mm², puissance ultrasonore de 500W_{us}, température de l'eau 40°C (Nomura, et al., 1993)

L'intensité de l'activité cavitationnelle est mesurée par l'érosion d'une feuille d'aluminium de 15 microns d'épaisseur fixée sur la plaque chauffante. Une diminution moyenne des valeurs du coefficient d'échange thermique est toutefois observée à mesure que l'entrefer augmente contrairement au cas présenté par la Figure I-62. Notons que la gamme d'entrefers testée sur la Figure I-62 est plus faible que celle testée pour la Figure I-68. Une atténuation de la puissance acoustique semble donc se produire à mesure que la distance séparant le transducteur de la surface chauffante augmente.

Dans certaines situations, une activité cavitationnelle trop importante peut néanmoins être dommageable aux transferts thermiques. Cela peut notamment se produire lorsque le transducteur utilisé est capable de produire de très fortes intensités acoustiques $I [W_{us}.m^{-2}]$. Ce cas est couramment rencontré avec les sonotrodes, capables de produire un cône de bulles de cavitation comme sur la Figure I-69. Le cône de cavitation possède un point focal pour lequel l'intensité acoustique est maximale. Au-delà, les bulles de cavitation créent un changement d'impédance dans une région que l'onde acoustique peine à traverser (Leighton, 2004).

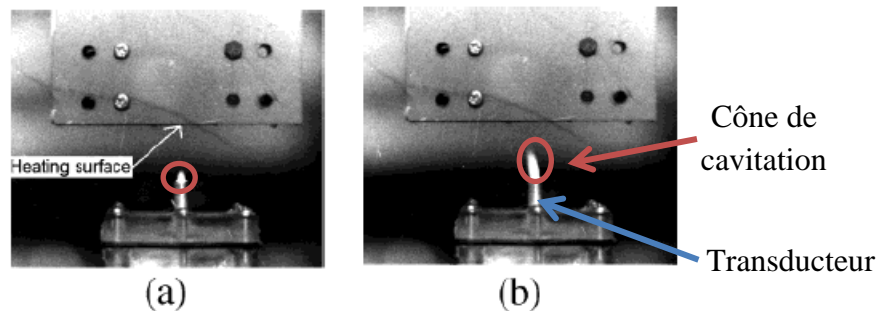


Figure I-69: Cônes de cavitation obtenus dans de l'eau plate par un transducteur de 6 mm de diamètre vibrant à 60,7 kHz. Les cônes de cavitation sont visualisés par sono-chimiluminescence pour des intensités acoustiques de $17,7 W_{us}.cm^{-2}$ (a) et de $53 W_{us}.cm^{-2}$ (b). Dans le cas (b), la taille plus importante du nuage de cavitation a pour effet de perturber notablement la transmission de la puissance acoustique au-delà du nuage de bulles (Nomura, et al., 2002)

Par conséquent, l'éloignement de la surface chauffante par rapport au transducteur entraîne l'augmentation progressive du facteur d'intensification thermique jusqu'à un maximum, puis sa diminution (Figure I-70).

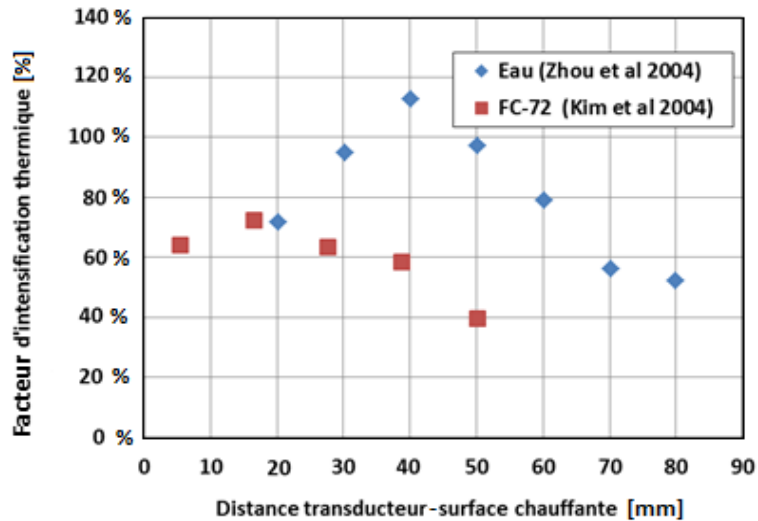


Figure I-70: Variation du facteur d'intensification thermique en fonction de la distance transducteur/surface chauffante. En bleu : Cylindre chauffant horizontal situé au-dessus d'un transducteur de type sonotrode (diamètre 6 mm) dans un champ d'ondes progressives, Fluide : Eau, ultrasons : 18 kHz et $86,6 \text{ W}_{\text{us}}.\text{cm}^{-2}$ (Zhou, et al., 2004). En rouge : Fil chauffant horizontal au-dessus d'un transducteur piézoélectrique plan, Fluide : FC-72, ultrasons : 48 kHz, intensité acoustique non communiquée (Kim, et al., 2004)

Lorsque l'intensité acoustique reste inférieure à quelques $\text{W}_{\text{us}}.\text{cm}^{-2}$, les bulles de cavitation sont moins nombreuses et perturbent peu le champ acoustique. Dans ces conditions, l'augmentation de la puissance acoustique mène à une augmentation continue du facteur d'intensification thermique (Figure I-71).

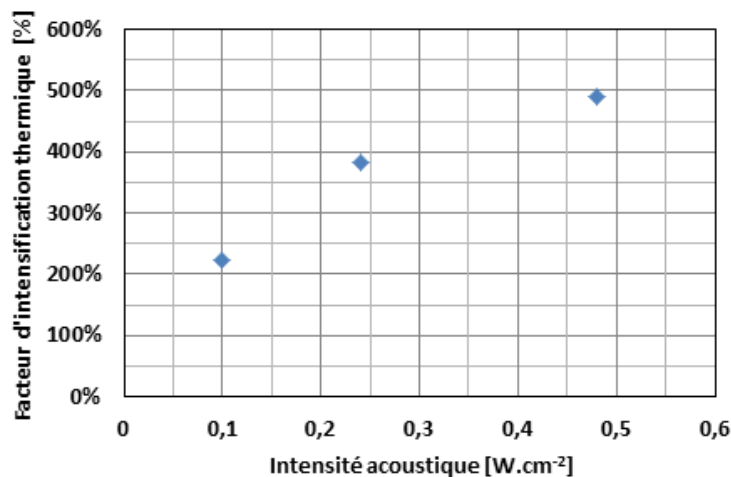


Figure I-71: Facteur d'intensification thermique pour une plaque chauffante horizontale dans de l'eau plate située au-dessus d'un transducteur générant de faibles densités de puissance acoustique. Fréquence ultrasonore 28 kHz, puissance thermique non communiquée, eau plate (Yukawa, et al., 1975)

Ce comportement est également observé lorsque de fortes intensités acoustiques sont utilisées mais que la surface chauffante reste placée dans le cône de cavitation (Figure I-72). Néanmoins, quelle que soit l'intensité acoustique mise en œuvre, dans ces deux cas l'augmentation de la puissance acoustique semble mener à une évolution asymptotique du facteur d'intensification. L'asymptote semble atteinte d'autant plus rapidement que le flux thermique est important. Sur la Figure I-72, l'essai réalisé avec un flux thermique égal à

$0,7721 \text{ W.cm}^{-2}$ atteint plus rapidement la saturation du facteur d'intensification que l'essai réalisé avec un flux thermique égal à $0,055 \text{ W.cm}^{-2}$.

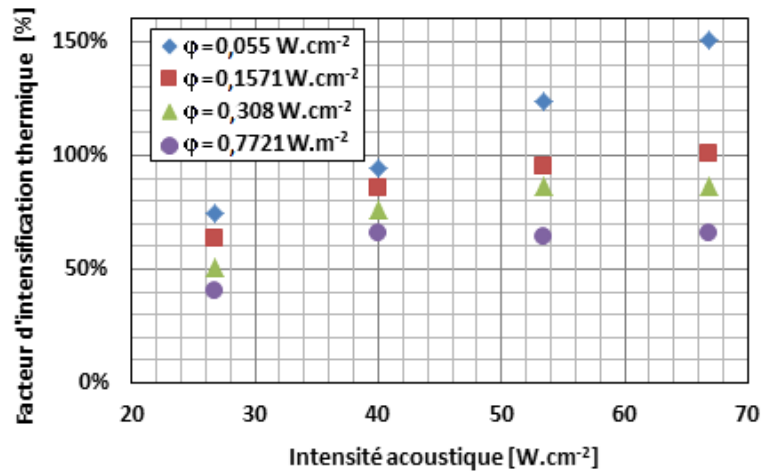


Figure I-72: Illustration de l'effet de puissance acoustique et thermique pour une géométrie de chauffe cylindrique et différents flux thermiques ϕ . Fréquence ultrasonore 18 kHz, eau plate (Cai, et al., 2009)

De même, à intensité acoustique égale, plus le flux thermique est élevé, moins les ultrasons semblent en mesure d'intensifier les transferts thermiques. Ces deux observations, visibles sur la Figure I-72, couplées au fait que le comportement thermique reste asymptotique même lorsque les intensités acoustiques sont faibles, comme pour la Figure I-71, permettent d'avancer l'hypothèse selon laquelle l'effet asymptotique observé sur ces deux figures n'est pas lié à un effet de saturation de l'intensité de la cavitation. Il trouve certainement son origine dans le rapport existant entre les phénomènes permettant naturellement à l'échange thermique d'avoir lieu, et les phénomènes ultrasonores, tels que la cavitation ou le jet de bulles contre la surface chauffante, qui l'intensifient.

En transfert thermique, le « potentiel » permettant à tous les phénomènes d'avoir lieu trouve son origine dans le gradient de température entre la paroi chauffante et le fluide à « l'infini ». En convection naturelle, ce gradient de température génère un phénomène convectif. À température de fluide fixe, plus le flux thermique est important, plus le phénomène convectif sera intense. À température de fluide fixe, le flux thermique peut donc être considéré comme étant le moteur du phénomène de convection naturelle. L'intensité acoustique est responsable de l'apparition de la cavitation ultrasonore, ainsi que le jet de bulles accompagnant parfois ce phénomène (Zhou, et al., 2004), et donc de l'intensification thermique observée. Il semble par conséquent pertinent d'observer le comportement lié à l'intensification thermique en fonction du ratio du flux thermique et de l'intensité acoustique à l'origine du transfert thermique ou de son intensification.

À partir des résultats disponibles dans la publication de (Zhou, et al., 2004), il est possible de tracer l'évolution du facteur d'intensification thermique en fonction du ratio de l'intensité acoustique I [W.m⁻²] par le flux thermique surfacique ϕ [W.m⁻²] pour de l'acétone. Le transducteur utilisé est une sonotrode vibrant à 18 kHz et capable de propulser un jet de bulles de cavitation sur un barreau chauffant. Les Figures I-73 et I-74 sont la représentation du même phénomène. Avec la Figure I-73, chaque série permet d'observer l'évolution du facteur

d'intensification thermique lorsque le flux thermique varie à intensité acoustique constante. Avec la Figure I-74, c'est le flux thermique qui est fixé et l'intensité acoustique qui varie.

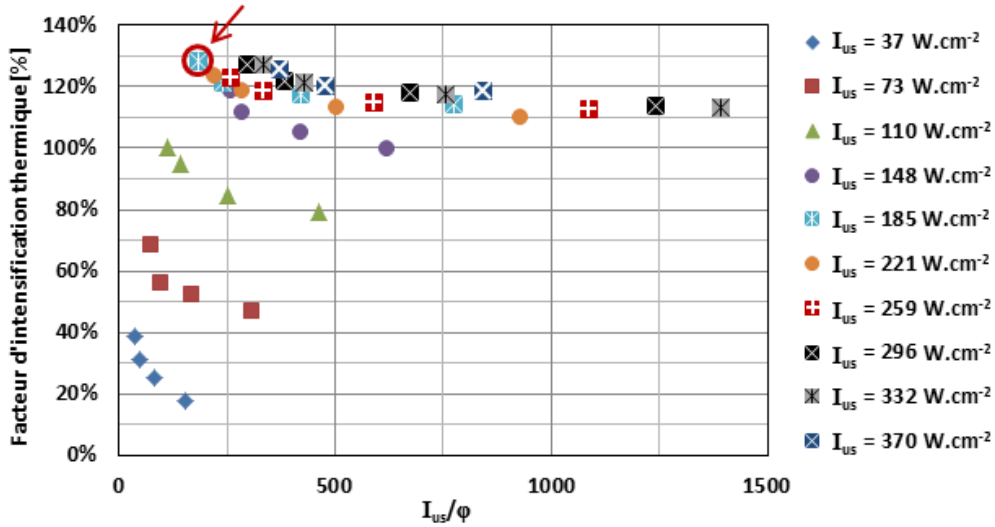


Figure I-73: Évolution du facteur d'intensification thermique en fonction du ratio de l'intensité acoustique I_{us} [$W.m^{-2}$] et du flux thermique surfacique ϕ [$W.m^{-2}$]. Chaque série est tracée à intensité acoustique fixe. Fréquence acoustique 19 kHz, fluide : acétone. Étude réalisée à partir des valeurs de coefficient d'échange thermique issues de (Zhou, et al., 2004)

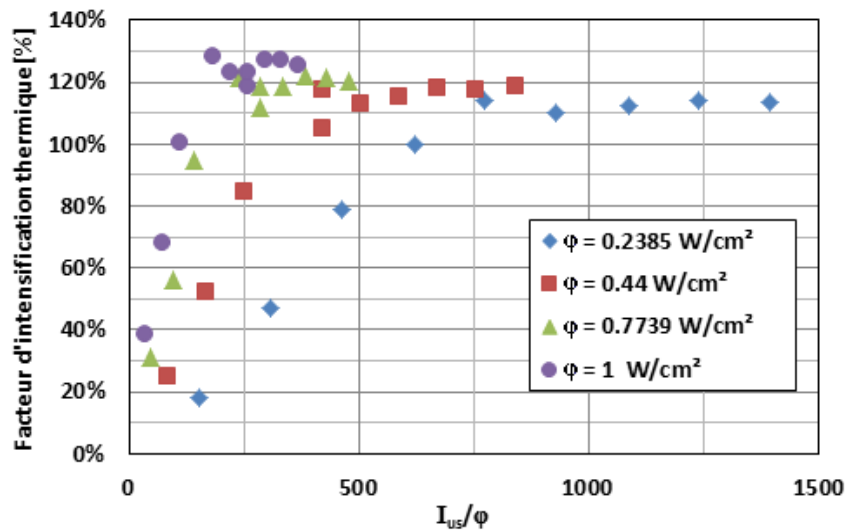


Figure I-74: Évolution du facteur d'intensification thermique en fonction du ratio de l'intensité acoustique I_{us} [$W.m^{-2}$] et du flux thermique surfacique ϕ [$W.m^{-2}$]. Chaque série est tracée à flux thermique fixe. Fréquence acoustique 19 kHz, fluide : acétone. Étude réalisée à partir des valeurs de coefficient d'échange thermique issues de (Zhou, et al., 2004)

Ces deux figures permettent de prendre conscience du coût énergétique extrêmement élevé des systèmes d'intensification des transferts thermiques par ultrasons. Par exemple, pour atteindre la valeur d'intensification thermique la plus élevée 128 % (flèche et cercle rouge de la Figure I-73), une intensité acoustique 185 fois supérieure au flux thermique est nécessaire. Ce point de fonctionnement est l'optimum d'utilisation du dispositif mis en œuvre par (Zhou, et al., 2004).

Pour terminer cette section, l'étude de l'influence sur l'intensification thermique de certains des paramètres physiques pilotant la cavitation est maintenant abordée. Le premier point traite

de l'influence de la pression de vapeur saturante et de la tension superficielle. Dans le processus de la cavitation, la pression de vapeur saturante favorise la nucléation alors que la tension superficielle tend à s'opposer au grossissement de la bulle. En revanche, c'est la tension superficielle qui est responsable de la force de rappel qui entraîne le collapse de la bulle. Il apparaît donc qu'un optimum doit être trouvé entre ces deux valeurs. Bien entendu, deux autres paramètres sont également extrêmement importants : la quantité de gaz dissout, thème abordé juste après, et la pression extérieure régnant dans le milieu qui agit comme la tension superficielle. Malheureusement, compte tenu des valeurs expérimentales disponibles dans la littérature, la Figure I-75 ne traite que de l'influence du ratio entre la pression de vapeur saturante et la tension superficielle sur l'intensification thermique.

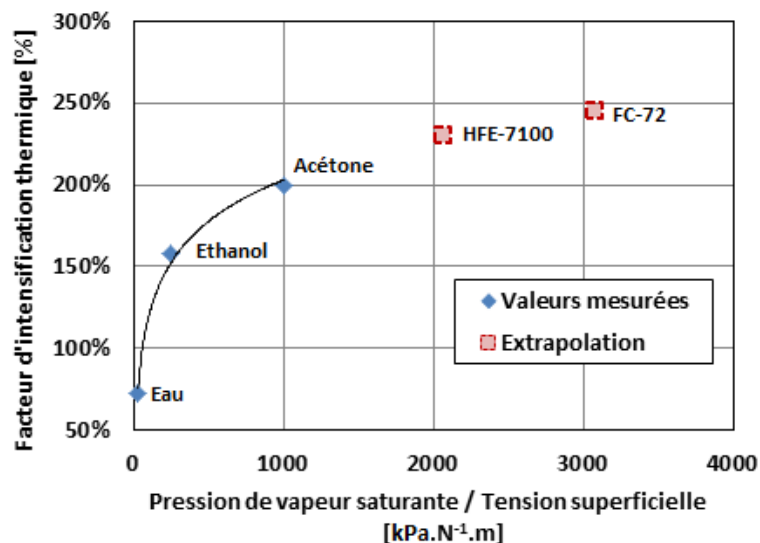


Figure I-75: Évolution du facteur d'intensification thermique en fonction des propriétés du fluide (pression de vapeur saturante et tension superficielle). Étude réalisée à partir des valeurs de coefficients d'échange thermique issues de (Zhou, et al., 2004)

Elle permet néanmoins de comparer les valeurs du facteur d'intensification, obtenues respectivement pour l'eau, l'éthanol et l'acétone (série bleue de la Figure I-75). Il semble que plus le ratio pression de vapeur saturante/tension superficielle est élevé, plus grande est l'intensification thermique. Cette évolution semble bien lissée par une fonction logarithme Népérien. Par extrapolation, des prédictions de valeurs de facteur d'intensification pour deux fluides commerciaux ont également été placées sur le graphique. Il faut bien entendu prendre avec précaution ces extrapolations, car la courbe de tendance n'est issue que de trois points, et que les valeurs issues de cette extrapolation n'ont pas été vérifiées expérimentalement. Si elles devaient l'être, il faudrait veiller à reproduire les conditions opératoires de (Zhou, et al., 2004). Cependant, ces fluides ont été placés sur cette figure, car bien qu'initialement utilisés comme solvants, ils suscitent également de l'intérêt comme fluides caloporteurs. Il serait donc intéressant de les tester.

L'eau n'apparaît donc pas comme le fluide le mieux adapté à des systèmes d'intensification thermique par cavitation ultrasonore. Il semble en revanche que les fluides présentant de fortes valeurs de pression de vapeur saturante soient de bons candidats. Cela peut donc signifier que le mécanisme d'intensification thermique en présence de cavitation, dans les conditions expérimentales propres à (Zhou, et al., 2004), n'est pas lié au collapse violent de la

bulle, mais plutôt aux oscillations génératrices de cisaillement ainsi qu’au phénomène de jet observé par les auteurs (Figure I-76). Il est ainsi aisé de comprendre pourquoi c’est la pression de vapeur saturante, propriété physique favorisant l’apparition des bulles, qui pilote le phénomène d’intensification thermique chez ces auteurs. Il est néanmoins possible qu’il en soit autrement dans un contexte expérimental dans lequel les bulles ne sont pas projetées contre la surface chauffante.

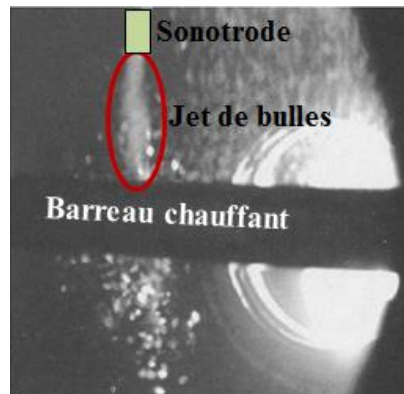


Figure I-76: Photographie des conditions expérimentales dans le dispositif d’étude mis en place par (Zhou, et al., 2004). Le jet de bulles de cavitation en direction du barreau chauffant est visible dans le cerclage rouge

De la même manière que pour la pression de vapeur saturante, une importante quantité de gaz dissoute dans un liquide favorise l’apparition des bulles de cavitation. L’intensité de la cavitation est directement liée à la quantité de gaz dissout dans le liquide. Certaines études ont pu faire le lien entre les variations d’oxygène dissout dans l’eau et les variations du coefficient d’échange thermique (Yukawa, et al., 1975). La variation de la concentration en oxygène dissout dans l’eau a été utilisée comme marqueur indirect de l’activité cavitationnelle dans cette étude. Il en ressort qu’à une concentration plus importante de dioxygène dans le fluide correspondent des valeurs plus élevées du coefficient d’échange thermique (Tableau I-3). A fréquence et puissance ultrasonore fixées, l’eau saturée en dioxygène à plus de 90 % présente un coefficient d’échange thermique égal à $1001 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ contre $574 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ pour l’eau dégazée, soit 57 % plus élevé (Tableau I-3).

Saturation en O ₂ [%]	Eau dégazée	20-25 %	93-96 %	Eau plate
Coefficient d’échange thermique [W.m ⁻² .K ⁻¹]	574	661	1001	1017

Tableau I-3: Étude comparative de l’influence de la cavitation sur l’intensification des transferts thermiques grâce à différentes concentrations en gaz dans l’eau. La configuration étudiée est celle de la plaque plane horizontale située en vis-à-vis avec un transducteur de 28 kHz à 185,5 mm de la plaque chauffante et délivrant une intensité acoustique de 0,24 W/cm² (Yukawa, et al., 1975)

Les densités de puissances acoustiques utilisées dans le cadre de ces expérimentations sont de l’ordre du W.cm^{-2} . L’étude menée par (Yukawa, et al., 1975) prend place dans le dispositif expérimental décrit par la Figure I-65 (a). Un transducteur ultrasonore plan générant une intensité de $0,28 \text{ W.m}^{-2}$ est utilisé. Les auteurs ne reportent pas d’effet de jet de bulles comme celui observé par (Zhou, et al., 2004). Cela signifie donc bien que les phénomènes permettant de favoriser la nucléation des bulles de cavitation sont bénéfiques à l’intensification des transferts thermiques par le biais de la cavitation acoustique.

I.7.1.4 Effet du courant acoustique

Ce paragraphe est particulier car, à l'exception des études menées en régime d'ondes stationnaires dans de l'eau par (Hoshino, et al., 1975; Hoshino, et al., 1977), la plupart des recherches portent leur attention sur des dispositifs d'échange thermique entre une surface chauffante et de l'air mis en mouvement par une structure vibrante. Le système élément chauffant-transducteur change lui aussi des dispositifs présentés par les Figures I-59, I-60 et I-61. Malgré cela, les résultats obtenus sont souvent proches de ceux présentés précédemment.

L'étude de l'intensification des transferts thermiques en convection naturelle par l'action spécifique du courant acoustique a été étudiée expérimentalement par plusieurs auteurs (Walker, et al., 1959), (Fand, et al., 1960), (Gould, 1965), (Ro, et al., 2001), (Loh, et al., 2002), (Wu, et al., 2005), (Lee, et al., 2007), (Tajik, et al., 2013).

Quatre de ces études utilisent des ultrasons (Loh, et al., 2002), (Lee, et al., 2007), (Ro, et al., 2001) et (Tajik, et al., 2013), les autres utilisent des fréquences acoustiques du domaine de l'audible avec des fréquences testées de 60 Hz à 4890 Hz. Toutes ces publications sauf (Gould, 1965) et (Tajik, et al., 2013) traitent des échanges thermiques entre une surface chauffante et l'air. Certaines de ces études font directement vibrer la surface chauffante (Figure I-77) ; mais dans la plupart des cas, l'élément chauffant n'est pas à l'origine de la vibration acoustique.

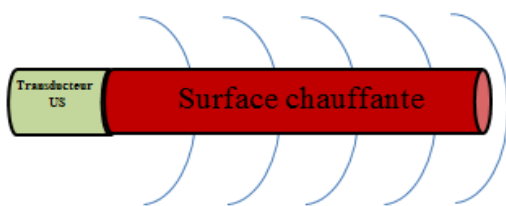


Figure I-77: Génération du courant acoustique par la mise en vibration de la surface chauffante dans l'air (Fand, et al., 1960), (Walker, et al., 1959)

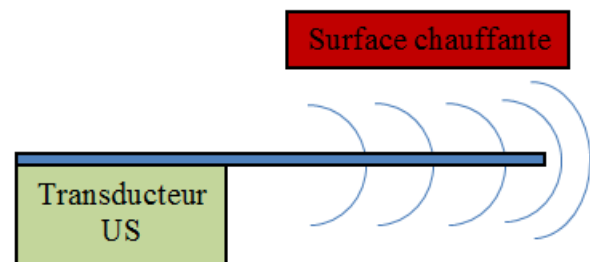


Figure I-78: Génération de courant acoustique grâce à une lame en porte à faux dans l'air (Loh, et al., 2002)

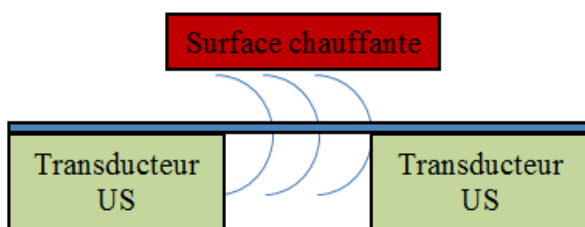


Figure I-79 : Génération de courant acoustique par vibration d'une lame métallique. Configuration en « pont vibrant » dans l'air (Wu, et al., 2005), (Ro, et al., 2001)

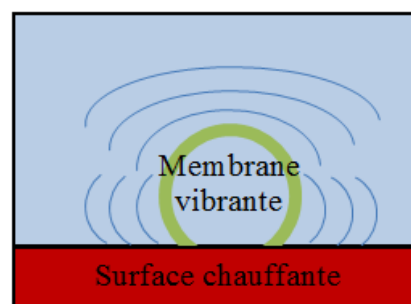


Figure I-80: Génération de courant acoustique par la mise en vibration d'une membrane souple dans l'eau (Gould, 1965)

Plusieurs méthodes sont alors utilisées afin de produire du courant acoustique. La première consiste à faire vibrer une lame métallique en porte à faux à l'aide d'un transducteur (Figure I-78). Une méthode similaire fait également vibrer une lame métallique dont chaque extrémité est fixée à un transducteur, ce dispositif sera appelé « pont vibrant » par la suite (Figure I-79). Une autre voie, plus originale, génère l'onde acoustique grâce à la vibration d'une membrane sphérique souple mise en mouvement par un transducteur (Figure I-80). La surface chauffante est alors positionnée autour de cette membrane comme cela se produirait avec une bulle de cavitation oscillant en paroi et générant un courant acoustique de Rayleigh-Schlichting. Enfin, la dernière méthode, plus classique, utilise un transducteur type sonotrode placé sous la surface chauffante tel que décrit par la Figure I-61 (c).

Toutes ces études se placent dans des conditions expérimentales de convection naturelle. Le coefficient d'échange thermique se trouve amélioré jusqu'à des valeurs de 390 % dans un contexte d'échange thermique entre une surface chauffante et de l'eau, dont la mise en mouvement est opérée par un transducteur de type sonotrode (Tajik, et al., 2013).

L'augmentation de l'amplitude de vibration du transducteur permet d'améliorer le facteur d'intensification (Tajik, et al., 2013). Ce résultat est commun à tous les cas d'intensification ultrasonore des transferts thermiques étudiés précédemment. Il semblerait que les régimes de vibrations en ondes transverses stationnaires obtenus avec des dispositifs de types ponts vibrants permettent une intensification thermique plus importante que dans le cas d'ondes transverses progressives. Les amplitudes de déplacement de la lame métallique semblent en effet plus importantes dans le premier cas (Ro, et al., 2001). Dans le cas d'un cylindre chauffant et vibrant dans des gammes de fréquences acoustiques inférieures à 18 kHz, il a été montré que l'augmentation de l'amplitude de la vibration améliore l'intensification thermique par l'augmentation de la taille des tourbillons de recirculations du fluide autour du cylindre (Fand, et al., 1960).

Le troisième résultat important porte sur la taille de l'entrefer existant entre la surface chauffante et un transducteur plan (Hoshino, et al., 1975; Hoshino, et al., 1977) ou de type sonotrode (Tajik, et al., 2013) dans de l'eau ou de l'air (Lee, et al., 2007) ; de type pont vibrant (Ro, et al., 2001) ou porte à faux (Loh, et al., 2002) dans de l'air. Toutes ces études ont démontré qu'il existe des valeurs de distance transducteur-surface chauffante permettant une intensification plus efficace des transferts thermiques. Il existe également un entrefer permettant une intensification optimale des transferts thermiques par courant acoustique. Un rapport entre des valeurs de vitesses tangentielle et perpendiculaire de courant acoustique à la surface chauffante et certaines valeurs d'entrefers a été établi par (Lee, et al., 2007). Les vitesses maximales mesurées par PIV correspondent à des entrefers de $\frac{\psi}{2}$ (maximum de vitesse axiale) et ψ (maximum de vitesse tangentielle), avec ψ [m] la longueur d'onde acoustique. Les configurations permettant d'atteindre ces maxima de vitesses coïncident avec les diminutions maximales de la température de la paroi chauffante (Figures I-81 et I-82).

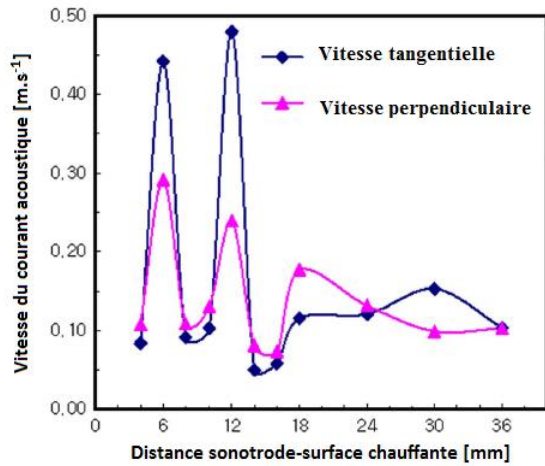


Figure I-81 : Vitesses de courant acoustique tangentielle et perpendiculaire en fonction de la taille de l'entrefer dans de l'air. Fréquence ultrasonore 30 kHz (Lee, et al., 2007)

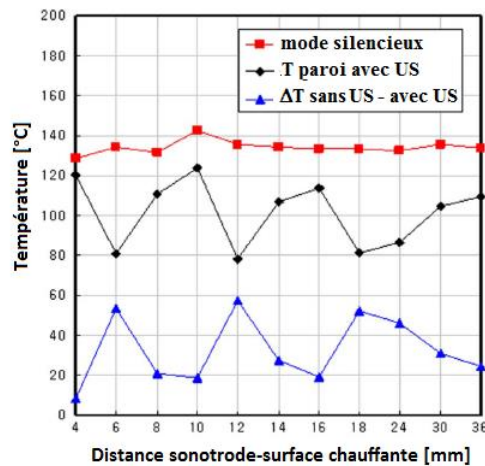


Figure I-82 : Température de la paroi chauffante en fonction de la taille de l'entrefer dans de l'air. Fréquence ultrasonore 30 kHz (Lee, et al., 2007)

Le phénomène de courant acoustique dans une cavité résonnante génère des recirculations entre le transducteur et l'élément chauffant qui sont responsables de l'intensification thermique observée. Cependant, lorsque ce dispositif est placé dans une enceinte close le fluide utilisé (air ou eau) est recyclé et renvoyé sur l'élément chauffant sans être refroidi. Il a donc logiquement été mesuré une baisse de l'efficacité du courant acoustique dans ce type de configurations à mesure que l'air circulant contenu dans l'entrefer se réchauffe (Figure I-83).

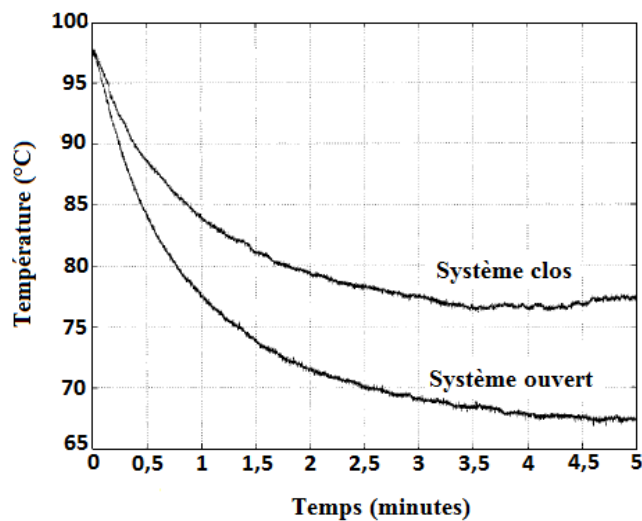


Figure I-83 : Évolution temporelle de la température de paroi d'un élément chauffant soumis à un courant acoustique généré par une lame vibrante en porte-à-faux dans le cas de systèmes ouverts et confinés ou clos (Loh, et al., 2002)

L'efficacité du refroidissement d'un élément chauffant par le biais d'un pont vibrant a été comparée à celle obtenue par la mise en mouvement de l'air par un ventilateur d'ordinateur de puissance de 1,8 W. Il se trouve que pour une puissance électrique consommée par le pont vibrant neuf fois supérieure, la diminution de la température de l'élément chauffant est 20 % supérieure au cas où le ventilateur est utilisé (Ro, et al., 2001). La viabilité technico-économique de tels systèmes de refroidissement semble donc fortement compromise, ou cantonnée à des applications extrêmement spécifiques à définir.

Les études de l'effet sur l'intensification des courants acoustiques de Rayleigh-Schlichting effectuées dans de l'eau ont également révélé que les maxima d'intensification thermique correspondent à des multiples de la longueur d'onde ultrasonore (Hoshino, et al., 1975; Hoshino, et al., 1977).

Il est possible de relier les positions des extrema des valeurs du coefficient d'échange thermique aux positions des ventres et des nœuds de pression. Dans une configuration pour laquelle les ondes sont émises verticalement, du transducteur vers une surface chauffante dont les dimensions sont petites par rapport aux longueurs d'onde (fil chauffant), ces maxima sont situés entre les ventres et les nœuds pression (Figure I-84). Le courant acoustique de Rayleigh-Schlichting met en effet en mouvement des structures de circulation du fluide entre les ventres et les nœuds de pression. Il en résulte une succession de paires de vortex contrarotatifs tels que décrites par la Figure I-30 du paragraphe I.4.2 et reportées sur la Figure I-85. Les maxima sont toujours situés entre un nœud et un ventre, là où la vitesse est la plus élevée ; les minima sont situés au niveau d'un nœud ou d'un ventre. Il existe cependant des minima globaux (point A de la Figure I-84) et locaux (point C de la Figure I-84). De la même manière, il existe des maxima globaux (point D de la Figure I-84) et locaux (point B de la Figure I-84).

Ce comportement provient de phénomènes concurrents entre la direction de la poussée d'Archimède, moteur du transfert thermique en convection naturelle, et du sens de rotation des vortex. Pour mieux comprendre le mécanisme, les points A, B, C et D de la Figure I-84 ont été reportés sur un schéma de principe présentant les structures du courant acoustique de Rayleigh-Schlichting (Figure I-85). Lorsque le sens de rotation du vortex supérieur (au sens de la pesanteur), ainsi que la poussée d'Archimède sont orientés dans la même direction (sens des x positifs), les valeurs de coefficient d'échange thermique, mesurées au niveau d'un nœud, sont des minima locaux (point C des Figures I-84 et I-85). En revanche, si, comme pour le point A, la direction de rotation du vortex supérieur (selon l'axe x) est opposée à la poussée d'Archimède, le point sera un minimum global. Cette situation entraîne systématiquement une dégradation des transferts thermiques (point A de la Figure I-84).

De la même façon, des maxima locaux apparaissent entre les nœuds et les ventres lorsque la poussée d'Archimède et la direction de rotation des vortex s'opposent (point B des Figures I-84 et I-85). Il y aura au contraire apparition de maxima globaux lorsque la poussée d'Archimède et l'ensemble des vortex sont alignés dans la même direction. Ces analyses sont issues d'une étude dans laquelle un fil chauffant en platine, de section négligeable face aux demi-longueurs d'onde émises par le transducteur de 28 kHz, est déplacé dans un champ acoustique stationnaire (Hoshino, et al., 1975).

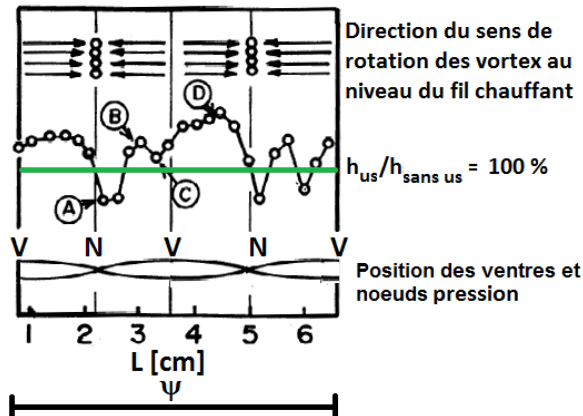


Figure I-84 : Mise en parallèle de la position de l'amplitude de l'onde, du coefficient d'échange thermique et de la position des nœuds et ventres de déplacement. La longueur d'onde ψ est égale à 7 cm. L'axe vert représente la position pour laquelle le rapport des coefficients d'échange thermique en régime silencieux et acoustique vaut 1. En dessous, le transfert thermique est dégradé par la présence d'ultrasons (Hoshino, et al., 1975)

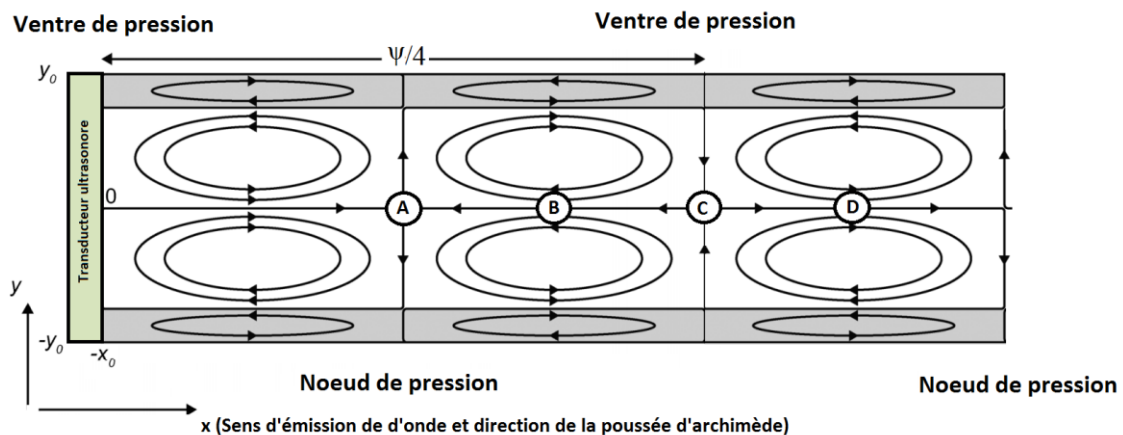


Figure I-85 : Correspondance du positionnement des points A, B, C et D présenté par la Figure I-84 avec un schéma de la succession des structures de vortex contrarotatifs présentes dans un système de courant acoustique de Rayleigh-Schlichting. Le sens d'émission de l'onde et la direction dans laquelle s'applique la poussée d'Archimède sont tous deux orientés selon l'axe x

La même étude a été réalisée en remplaçant le fil chauffé par effet Joule par un barreau chauffant dont le diamètre, par rapport à la longueur d'onde, n'est plus négligeable (dispositif expérimental présenté Figure I-59.a) (Hoshino, et al., 1977). Dans ce cas c'est le centre du cylindre qui sert de point de référence au positionnement. Le diamètre du barreau chauffant est ici égal à une demi-longueur d'onde. Ainsi lorsque son centre est placé sur un nœud, la surface est sur un ventre et vice versa. Dans cette étude, la visualisation des écoulements autour du barreau chauffant est obtenue par la méthode Schlieren. Cette dernière permet de visualiser les gradients de température par différence d'indices optiques. La fréquence utilisée est égale à 28 kHz.

Les valeurs de coefficient d'échange thermique varient localement le long de la surface chauffante (diagrammes cardioïdes des Figures I-86 et I-87) du fait de la variation locale du champ acoustique. La distribution du coefficient d'échange thermique le long de la surface chauffante présente une symétrie axiale (forme d'ailes de papillons) orientée verticalement ou horizontalement suivant la position du centre du barreau chauffant respectivement par rapport

au ventre ou au nœud de pression. Dans les deux cas, les valeurs minimales de coefficient d'échange thermique sont mesurées au niveau des nœuds de pression, et les valeurs maximales sont situées au niveau des ventres de pression. Ce dernier résultat diffère légèrement du cas rencontré avec le fil chauffant. Cependant, les dimensions de l'élément chauffant ne sont plus négligeables face à la longueur d'onde pour le barreau chauffant. Par conséquent, la mesure de température peut avoir un effet moyennant par rapport au champ thermique mesuré de manière plus locale par le fil.

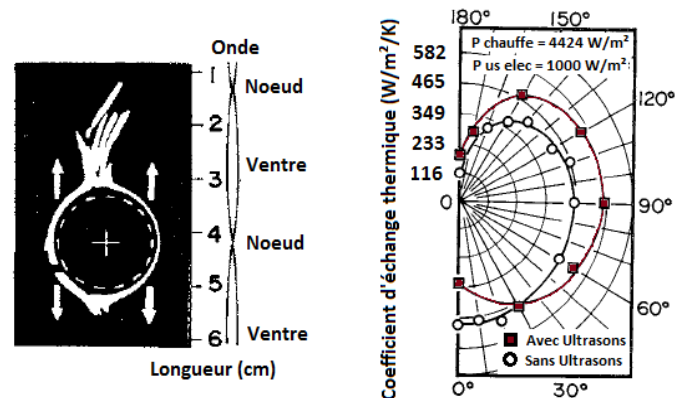


Figure I-86 : Visualisation par la technique Schlieren de l'écoulement autour du cylindre chauffant (gauche) et répartition des valeurs du coefficient d'échange thermique lorsque le centre du barreau chauffant est positionné au nœud de vibration (Hoshino, et al., 1977)

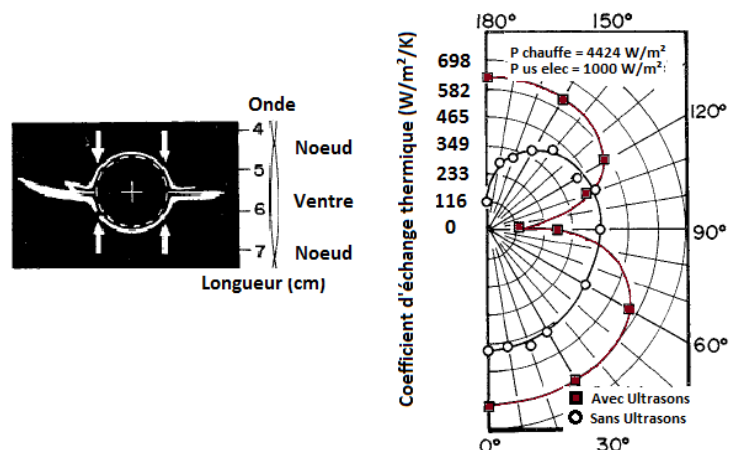


Figure I-87 : Visualisation par technique Schlieren de l'écoulement autour du cylindre chauffant (gauche) et de la répartition des valeurs du coefficient d'échange thermique lorsque le centre du barreau chauffant est positionné au ventre de vibration (Hoshino, et al., 1977)

L'étude a été poursuivie en plaçant le transducteur ultrasonore verticalement de manière à ce que les ondes incidentes impactent l'élément chauffant horizontal sur toute sa longueur (dispositif expérimental présenté Figure I-59.b). Quelles que soient les dimensions relatives du diamètre de l'élément chauffant et de la longueur d'onde, les valeurs minimales de coefficient d'échange sont toujours situées au niveau des nœuds de pression. Il existe les mêmes différences que pour un champ acoustique vertical en ce qui concerne la position des maxima vis-à-vis des ventres de pression. La différence de résultats, observée entre les champs acoustiques verticaux et horizontaux, résident dans l'existence ou non de concurrence entre le sens de rotation des vortex de courant acoustique et la poussée d'Archimède. Lorsque le transducteur ultrasonore est vertical, ces deux moteurs du déplacement du fluide sont

constamment perpendiculaires l'un par rapport à l'autre, ce qui entraîne des valeurs d'extrema moins élevées et l'absence de dégradation du transfert thermique. Mais à notre connaissance, aucune publication étudiant des surfaces chauffantes planes ne s'est intéressée à la configuration qui mettrait en vis-à-vis vertical un transducteur et une surface chauffante.

I.7.2 Convection forcée

L'intensification des transferts thermiques par les ultrasons en convection forcée est un sujet moins étudié qu'en convection naturelle. Moins d'une dizaine d'études ont été publiées sur le sujet depuis 1965 (Bergles, et al., 1965). En 1961, il est fait mention de l'utilisation d'ondes acoustiques audibles avec des fréquences testées allant de 198 Hz à 322 Hz (Lemlich, et al., 1961). Les articles utilisant des ondes ultrasonores présentent presque tous des configurations d'échangeurs de types coaxiales (Bergles, et al., 1965) (Rahimi, et al., 2015) (Legay, et al., 2012) ou tubes et calandre (Yao, et al., 2010) (Gondrexon, et al., 2010) pour lesquelles le système d'émission ultrasonore est positionné au niveau du tube externe. Il peut s'agir d'un transducteur fermant une extrémité de la calandre (Figure I-88), d'un tube externe garni de transducteurs (Figure I-89) ou encore d'un SONITUBE faisant office de calandre (Figure I-90) ou de tube externe (Figure I-91).



Figure I-88 : Configuration tube et calandre avec transducteur ultrasonore à une extrémité (Yao, et al., 2010). Les flèches indiquent le sens des écoulements

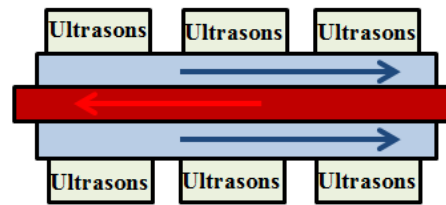


Figure I-89 : Configuration coaxiale avec transducteurs ultrasonores positionnés sur le tube externe (Rahimi, et al., 2015). Les flèches indiquent le sens des écoulements

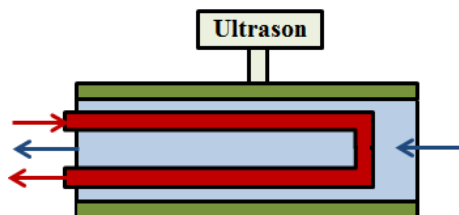


Figure I-90 : Configuration tube et calandre avec SONITUBE en guise de calandre (Tisseau, et al., 2007) (Gondrexon, et al., 2010). Les flèches indiquent le sens des écoulements

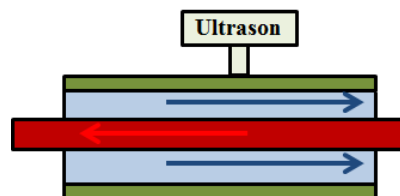


Figure I-91 : Configuration coaxiale avec SONITUBE en guise de tube externe (Legay, et al., 2012). Les flèches indiquent le sens des écoulements

Toutes ces études sauf une (Rahimi, et al., 2015) utilisent des ultrasons basses fréquences (21 kHz à 80 kHz). Le fluide chaud (en rouge sur les Figures I-88 à I-91) circule dans le tube intérieur et le fluide froid (en bleu sur les Figures I-88 à I-91) dans l'espace annulaire ou dans la calandre. Une publication porte sur l'intensification des transferts thermiques en géométrie plane et étudie l'intensification des transferts thermiques entre un écoulement et une paroi chauffée par un flux radiatif extérieur (soleil ou lampe) (Fairbanks, 1979).

Tous ces dispositifs expérimentaux déterminent les puissances échangées par une mesure de la différence de température des fluides entre l'entrée et la sortie des échangeurs de chaleur.

Connaissant cette puissance, le coefficient d'échange global K_{global} [$W.m^{-2}.K^{-1}$] d'un échangeur, peut être calculé selon l'équation (I-45). Ce dernier permet de quantifier les performances d'échange thermique d'un échangeur de chaleur.

$$K_{global} = \frac{\Phi}{S * \Delta T_{ml}} \quad (I-46)$$

Avec S [m^2] la surface d'échange, Φ [W] le flux thermique échangé et ΔT_{ml} [K] l'écart de température moyen logarithmique dans l'échangeur de chaleur dont les différentes expressions en fonction des configurations d'écoulement sont présentées par (Bontemps et al., 2014).

Le résultat majeur de ces études porte sur la mise en évidence d'une augmentation du flux thermique échangé entre les fluides chaud et froid en présence d'ultrasons. Ceci traduit donc indirectement l'augmentation du coefficient d'échange global des systèmes testés. L'effet des ultrasons sur l'intensification des transferts thermiques diminue avec l'augmentation du débit. Cette tendance nette apparaît quelle que soit la configuration d'échangeur de chaleur utilisée (tube et calandre Figure I-90 ou coaxiale Figure I-91).

Comme le montre la Figure I-92, le régime d'écoulement transitoire est caractérisé par un écart constant entre les coefficients d'échange globaux obtenus sans et avec ultrasons (35 kHz).

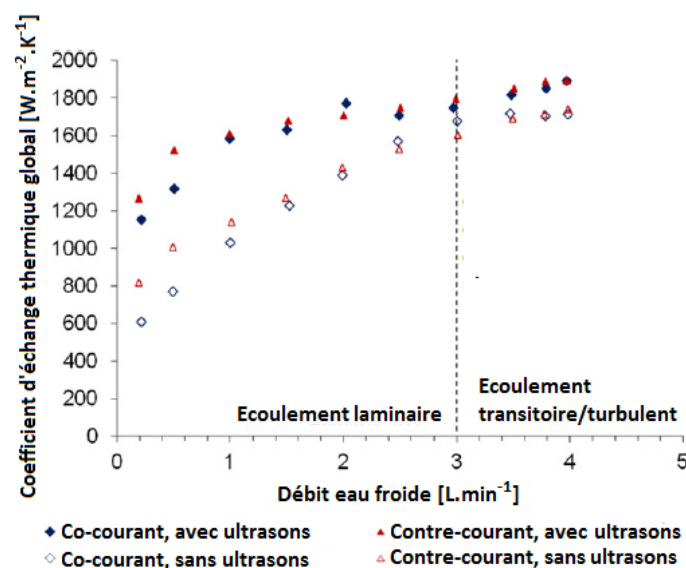


Figure I-92 : Évolution du coefficient d'échange thermique global en fonction du débit froid (calandre) pour un débit de fluide chaud fixé à 1,6 L/min dans un échangeur coaxial (Legay, et al., 2012)

En régime turbulent, des valeurs de facteur d'intensification d'une dizaine de pourcent ont été mesurées dans un contexte d'échangeur tube et calandre (Yao, et al., 2010). Dans cette étude, la fréquence ultrasonore est de 21 kHz et le nombre de Reynolds côté froid (calandre) est égal à environ 23000 et varie de 35000 à 94000 coté chaud (tube) (Yao, et al., 2010). Enfin, pour une gamme de nombre de Reynolds allant de 654 à 18300 les facteurs d'intensification correspondants, s'échelonnant de 15% à 9%, ont été mesurés pour des fréquences ultrasonores de 70 kHz et 80 kHz, (Bergles, et al., 1965). Il semble donc que les ultrasons soient en capacité de générer un léger supplément d'intensification thermique même lorsque le régime

est pleinement turbulent. Ceci est à mettre en parallèle avec les résultats de l'étude sur la turbulence induite par les ultrasons dans un écoulement et présentés au paragraphe I.5 (Nomura, et al., 2002). Pour rappel, ces études ont également montré que l'intensification de la turbulence est maintenue, même faiblement, en régime turbulent.

Des études ont également démontrées que l'augmentation du débit, du côté de l'échangeur soumis directement aux ultrasons, entraîne une nette diminution du facteur d'intensification thermique des ultrasons (Figure I-93).

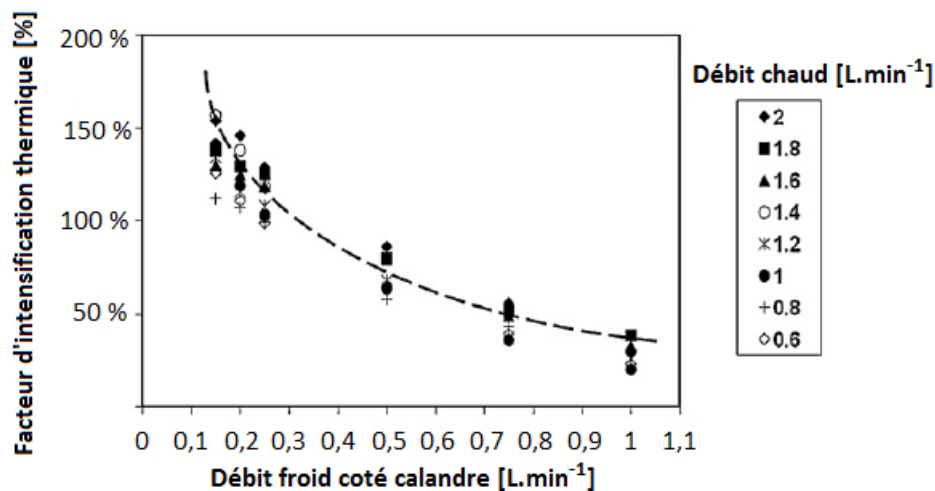


Figure I-93 : Évolution du facteur d'intensification global en fonction du débit froid (calandre) dans un échangeur tube calandre (Gondrexon, et al., 2010)

Étant donné que dans toutes ces études la mesure de la puissance échangée est calculée par différence de température entre le fluide entrant et le fluide sortant, il est légitime de s'interroger sur la nature de l'augmentation de température mesurée en régime acoustique. Cette élévation pourrait en effet être majoritairement attribuée à la puissance ultrasonore dissipée dans le fluide. Fairbanks a démontré en 1979 (Fairbanks, 1979) que la puissance échangée en régime acoustique entre une plaque chauffée et de l'eau circulant à sa surface était supérieure à la simple somme du flux échangé sans ultrasons additionné à la puissance ultrasonore. Ceci a été confirmé par Legay *et al.* en 2012 (Legay, et al., 2012) dont l'étude a également démontré une diminution de la température du fluide chaud (tube central d'un échangeur coaxial) lorsque les ultrasons sont en fonctionnement (Figure I-94). Ces résultats permettent de confirmer que l'augmentation de puissance mesurée n'est pas uniquement due à la puissance ultrasonore additionnelle, mais également à une intensification des transferts thermiques.

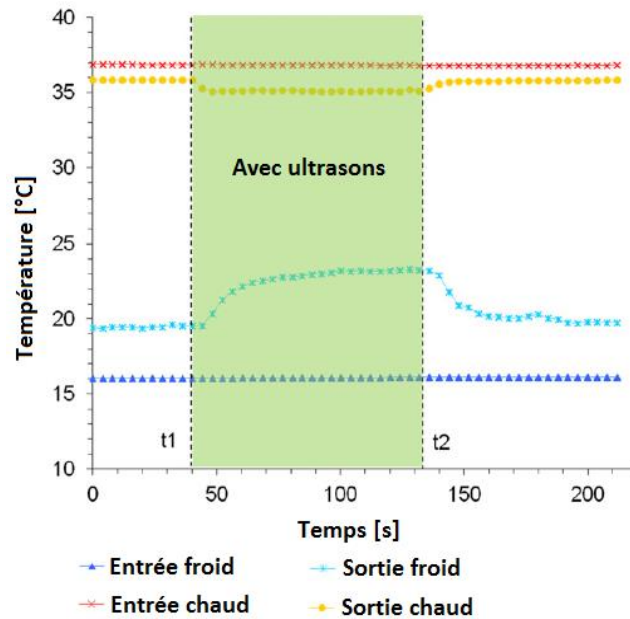


Figure I-94 : Mise en évidence de la diminution de la température du fluide chaud à l'intérieur du tube central d'un échangeur coaxial dont la calandre est constituée par un Sonitube© (Legay, et al., 2012)

L'influence de la puissance acoustique sur l'intensification thermique a été étudiée par Bergles (Bergles, et al., 1965) et Yao (Yao, et al., 2010). La courbe donnant le facteur d'intensification thermique en fonction de la puissance ultrasonore injectée obtenue par Yao (Figure I-95) laisse présager de l'existence d'une puissance ultrasonore maximale au-delà de laquelle toute augmentation supplémentaire de cette dernière restera sans effet significatif sur l'intensification des transferts thermiques (tendance de la courbe pointillée).

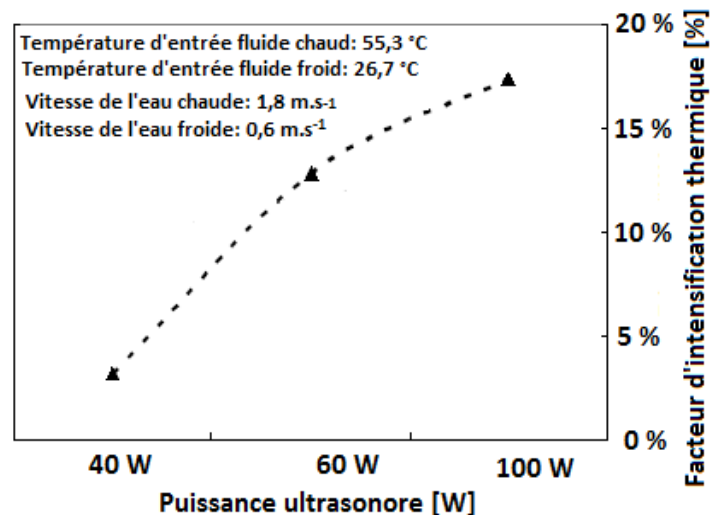


Figure I-95: Évolution du facteur d'intensification en fonction de la puissance ultrasonore dans une configuration tube et calandre (Yao, et al., 2010)

I.7.3 Conclusion au paragraphe I-7

Plusieurs paramètres discriminants doivent être pris en compte afin de comprendre les interactions entre un champ acoustique et un élément chauffant en convection naturelle et forcée. Le régime de propagation des ondes acoustiques en est sans doute l'un des principaux. Deux configurations acoustiques sont à distinguer.

Lorsque l'élément chauffant est plongé dans un champ d'ondes progressives, l'augmentation de la distance séparant le transducteur ultrasonore de l'élément chauffant entraîne une diminution des valeurs du coefficient d'échange thermique (Nomura, et al., 2002; Zhou, et al., 2004). Cette diminution est d'autant plus forte que la propagation des ondes est perturbée par des différences d'indice du milieu. Cela se produit de manière remarquable lorsqu'une forte densité de bulles de cavitation acoustique est produite à la surface du transducteur, créant un mur d'impédance acoustique séparant la zone de production de l'onde de la région à toucher (Leighton, 1994).

Lorsque le milieu est soumis à un régime d'ondes stationnaires, les valeurs de coefficient d'échange thermique passent par des maxima et des minima de façon périodique. Une correspondance a été établie entre ces oscillations et le positionnement des ventres et des nœuds de pression acoustique (Hoshino, et al., 1975). Cette correspondance est particulièrement marquée lorsque le système acoustique est en mesure de générer des vortex de circulation du fluide associés aux courants acoustiques de Rayleigh-Schlichting.

La présence ou non de cavitation est le second paramètre discriminant. Il apparaît clairement dans les études que la présence de bulles de cavitation à la surface d'un élément chauffant permet d'améliorer significativement les transferts thermiques. L'activité cavitationnelle, lorsqu'elle se produit à proximité de surfaces chauffantes, permet une amélioration notable des transferts thermiques par rapport au cas pour lequel la cavitation est limitée (eau dégazée). En revanche, comme cela a été mentionné précédemment, la présence d'un nuage dense de bulles de cavitation entre le transducteur et la surface chauffante est à proscrire. Il est donc nécessaire d'être particulièrement attentif à ce que le nuage de cavitation se forme au niveau de la surface chauffante et non avant. Certaines études ont réussi à créer un véritable jet impactant de bulles de cavitation en direction de la surface chauffante (Nomura, et al., 2002; Zhou, et al., 2004).

En convection forcée, les études portent toutes sur des géométries d'écoulements cylindriques. Elles sont très peu nombreuses mais elles ont toutes montré que les ultrasons à basse fréquence sont capables d'intensifier les transferts thermiques convectifs.

Les régimes d'écoulements laminaires semblent être les plus favorables à une intensification ultrasonore des transferts thermiques. L'intensification observée décroît à mesure que le nombre de Reynolds augmente.

I.8 Conclusion au Chapitre I

Avant de commencer la conclusion de ce chapitre bibliographique, il est important de noter que toutes les affirmations concernant les mécanismes thermo-hydrauliques présentées ci-après sont valables dans le cas des fluides usuels, dont le nombre de Prandtl est supérieur à 1. Dans le cas inverse, des différences peuvent apparaître avec ce qui est dit.

Les mécanismes de transferts thermiques pariétaux, qu'ils s'effectuent dans le cadre de la convection naturelle ou de la convection forcée, sont tous limités par l'existence d'une zone de l'écoulement, située au niveau des parois, au sein de laquelle les phénomènes diffusifs sont prépondérants. Cette zone, appelée couche limite visqueuse, tire son existence du fait que le fluide à la paroi se déplace à la même vitesse que cette paroi. Dans le cas d'écoulements en

conduites, la vitesse de la paroi est nulle entraînant la nullité de la vitesse du fluide directement en contact. Cette vitesse s'homogénéise ensuite peu à peu avec le cœur de l'écoulement à mesure que l'on s'éloigne de la paroi. La limite aux mécanismes de transferts thermiques pariétaux qu'impose cette couche limite réside dans le fait que le seul mécanisme permettant au transfert thermique de se propager jusqu'au cœur de l'écoulement dans de telles conditions repose sur un autre mécanisme diffusionnel : la conduction thermique. Les mécanismes basés sur les principes de la diffusion possèdent de moins bonnes propriétés de mélange que ceux basés sur les principes de la convection. C'est pourquoi, dans un système thermique mettant en jeu un échange thermique entre un fluide et une paroi solide, il est tentant de privilégier la convection au détriment de la conduction.

Une bonne manière d'augmenter la prédominance de la convection dans les phénomènes de transferts thermiques est de travailler en régime hydrodynamique turbulent plutôt que laminaire. Si l'écoulement est initialement laminaire, une transition turbulente peut être opérée par la mise en place de nombreux dispositifs passifs. Il est également possible de mettre en œuvre des techniques ayant le même objectif, mais qu'il est nécessaire d'alimenter en puissance : ce sont les techniques actives dont font partie les ultrasons. Mais peu importe le type de technique employée, l'intensification thermique d'un système aura toujours un coût énergétique non nul, soit par augmentation des pertes de charge de l'écoulement, soit du fait de la consommation énergétique d'un dispositif actif, soit des deux à la fois.

La problématique de l'intensification des transferts thermiques peut donc se résumer à une histoire d'optimisation du coût énergétique global. Il existe donc des situations pour lesquelles le même coût paraîtra plus ou moins acceptable au vue du degré de nécessité de l'objectif à atteindre.

Les ultrasons sont une des nombreuses techniques permettant d'atteindre l'objectif visant à intensifier les transferts thermiques entre une paroi et un fluide. Ces ondes acoustiques, dont la fréquence est supérieure à 18 kHz, présentent la capacité de produire des effets hydrodynamiques, susceptibles de favoriser les transferts thermiques. Les ultrasons possèdent la capacité de produire de fortes contraintes de cisaillement au niveau de la surface chauffante. La cavitation peut amener à ce phénomène par l'oscillation des bulles de cavitation situées en très proche paroi. Du fait de la viscosité du fluide, ces oscillations permettent l'apparition de micro-courants de convection au sein de la couche limite visqueuse. Ce résultat peut également être obtenu par la mise en place d'un courant convectif acoustique dans cette même couche limite visqueuse sous l'effet d'un champ d'ondes stationnaires. Ce phénomène est appelé courant acoustique de Schlichting. A ces effets très locaux peuvent se superposer des phénomènes plus macroscopiques. Les courants acoustiques de Schlichting entraînent à leur tour des vortex de recirculation à une échelle supérieure (courant acoustique de Rayleigh), capables, dans certaines conditions, d'intensifier les transferts thermiques (Hoshino, et al., 1975; Hoshino, et al., 1977). Lorsque le champ d'onde est progressif, l'atténuation de l'onde acoustique à mesure de sa progression dans le milieu entraîne l'apparition d'un courant acoustique global, appelé courant acoustique d'Eckart. Grace à certains transducteurs utilisés à basse fréquence comme les sonotrodes, il est enfin possible de créer un véritable jet de bulles de cavitation dont l'impact avec une paroi chauffante permet d'intensifier les transferts thermiques (Nomura, et al., 2002; Zhou, et al.,

2004). Les ultrasons, et notamment la cavitation acoustique, semblent avoir la capacité de déclencher une transition turbulente dans un écoulement initialement laminaire. Ce phénomène se manifeste tout d'abord par l'apparition de profils de vitesse typiques des régimes turbulents en aval du transducteur (Nomura, et al., 2002). La turbulence déclenchée acoustiquement présente des caractéristiques similaires à celle apparaissant naturellement dans un écoulement au-delà d'un nombre de Reynolds critique.

Toutes les études visant à étudier l'influence qu'exercent les ultrasons sur les transferts thermiques, ont permis de mesurer un phénomène d'intensification grâce à l'un ou plusieurs des mécanismes décrits ci-dessus. Ces effets ont également été vérifiés dans un contexte de transferts de matière (Mazue, et al., 2015). Cependant, toutes les études présentées ont été effectuées à basse fréquence et très peu d'entre elles se placent dans des dispositifs de convection forcée. Deux conclusions majeures peuvent malgré tout être tirées des quelques études effectuées en convection forcée. Tout d'abord, les ultrasons semblent plus aptes à intensifier les transferts thermiques en régime laminaire ; ce qui semble logique puisqu'ils ont la capacité de déclencher une transition turbulente. En outre, l'augmentation de la puissance échangée dans un échangeur de chaleur en présence d'ultrasons est supérieure à la puissance acoustique injectée (Legay, et al., 2012). Cela prouve donc que les ultrasons intensifient l'échange thermique entre le fluide chaud et le fluide froid.

Afin de compléter ces études en convection forcée, il a donc été décidé de mettre en place un système expérimental permettant de réaliser une étude paramétrique en débit et en fréquence ultrasonore dans des conditions de transfert thermique à flux imposé en convection forcée. Ceci est dans le but de tester les effets d'intensification des transferts thermiques associés à des fréquences ultrasonores supérieures à 100 kHz.

Le Chapitre II présente le dispositif expérimental mis en place ainsi que les essais de caractérisation des dispositifs expérimentaux utilisés.

Chapitre II

Dispositif expérimental et méthodes

Au regard de la littérature traitant de l'intensification des transferts thermiques par les ultrasons, il paraît raisonnable de considérer que le courant et la cavitation acoustique peuvent tous deux être à l'origine des effets d'intensification thermique des ultrasons. Ces deux phénomènes ultrasonores ne sont quasiment jamais étudiés simultanément sur un même système. Il est donc extrêmement difficile de comparer leurs efficacités respectives en termes d'intensification thermique à partir de cette littérature. Cette observation est d'autant plus vraie en convection forcée monophasique, domaine pour lequel moins d'une dizaine d'études ont été publiées depuis 1965. Des études ont néanmoins démontré l'existence de phénomènes d'intensification dans ce contexte d'échange thermique. De même, la littérature existante a prouvé que la cavitation produite par des ultrasons dont la fréquence est comprise entre 20 et 100 kHz, possède la capacité de déclencher de la turbulence dans un écoulement laminaire, ou de l'augmenter légèrement, si cet écoulement est initialement turbulent.

L'objet de ce chapitre est de présenter les dispositifs expérimentaux ainsi que les techniques de mesures utilisées au cours de ce travail de thèse. Ces dispositifs expérimentaux ont été conçus dans le but de caractériser les différents mécanismes d'intensification des transferts thermiques au sein d'un écoulement monophasique plan soumis à des ultrasons. L'étude se concentre plus particulièrement sur les différences, et les points communs, qui peuvent exister entre les mécanismes d'intensification thermique propres à la cavitation et ceux relevant du courant acoustique. Plusieurs fréquences ultrasonores ont ainsi été utilisées, dans le but de favoriser l'un ou l'autre de ces phénomènes, ou encore le couplage des deux, afin de comparer leurs effets sur le transfert thermique. Pour les mêmes raisons, des essais ont également été réalisés sur deux fluides différents afin d'étudier l'influence des propriétés thermophysiques des fluides.

La littérature a démontré la forte influence que peut avoir le régime d'écoulement sur l'intensité des effets ultrasonores sur les phénomènes de transferts pariétaux thermiques ou de matière. C'est pourquoi ce paramètre sera également étudié, et couplé à l'étude de l'effet de fréquence mentionné précédemment.

Les perturbations hydrodynamiques, et notamment la turbulence, sont directement reliées aux performances thermiques d'une surface d'échange. C'est pourquoi la plupart des techniques d'intensification thermique communément employées aujourd'hui, basent leur mode d'action sur l'augmentation ou le déclenchement de la turbulence. Dans le même esprit, d'autres dispositifs permettent l'apparition d'écoulements secondaires, capables de cisailer le fluide au niveau de la paroi d'échange.

La méthode adoptée dans ce mémoire de thèse, afin de caractériser et de comprendre les mécanismes d'intensification ultrasonore des transferts thermiques, consiste à relier les perturbations du champ de vitesse de l'écoulement, dont les ultrasons sont responsables, aux valeurs de coefficients d'échanges thermiques, mesurées localement à la paroi d'une plaque chauffante.

Le paragraphe II.1 présente la boucle d'essais dans son ensemble, avec les différents éléments la composant. Le paragraphe II.2 détaille la section d'essais spécialement conçue pour cette étude. Il y est également exposé la procédure d'acquisition de la température et du débit ainsi que le calcul du coefficient local de transfert thermique convectif. Dans le but de mesurer les

champs de vitesse et de turbulence (vitesse RMS), un dispositif de Vélocimétrie par Images de Particules (Particle Image Velocimetry en anglais ou PIV) est utilisé. Il est présenté au paragraphe II.3. Enfin le paragraphe II.4 présente les transducteurs ultrasonores utilisés ainsi que les méthodes ayant permis d'en qualifier les paramètres pertinents pour cette étude.

II.1 Boucle d'essais

La Figure II-1 présente les différents organes de la boucle d'essais utilisée lors de cette étude. Elle est constituée :

- d'un réservoir tampon de liquide à surface libre faisant à la fois office de réserve de fluide, de bac de mélange pour les particules utilisées lors de la PIV et de vase d'expansion [1],
- d'une pompe centrifuge assurant la circulation du fluide dans le système [2],
- d'un échangeur à plaques permettant d'évacuer l'énergie thermique du fluide [3],
- d'un échangeur de chaleur coaxial permettant de réguler la température du fluide [4],
- d'un débitmètre magnétique [5],
- d'une mesure de température servant à la régulation [6],
- de la section d'essais ALTO, dans laquelle ont lieu les mesures relatives au transfert thermique [7].

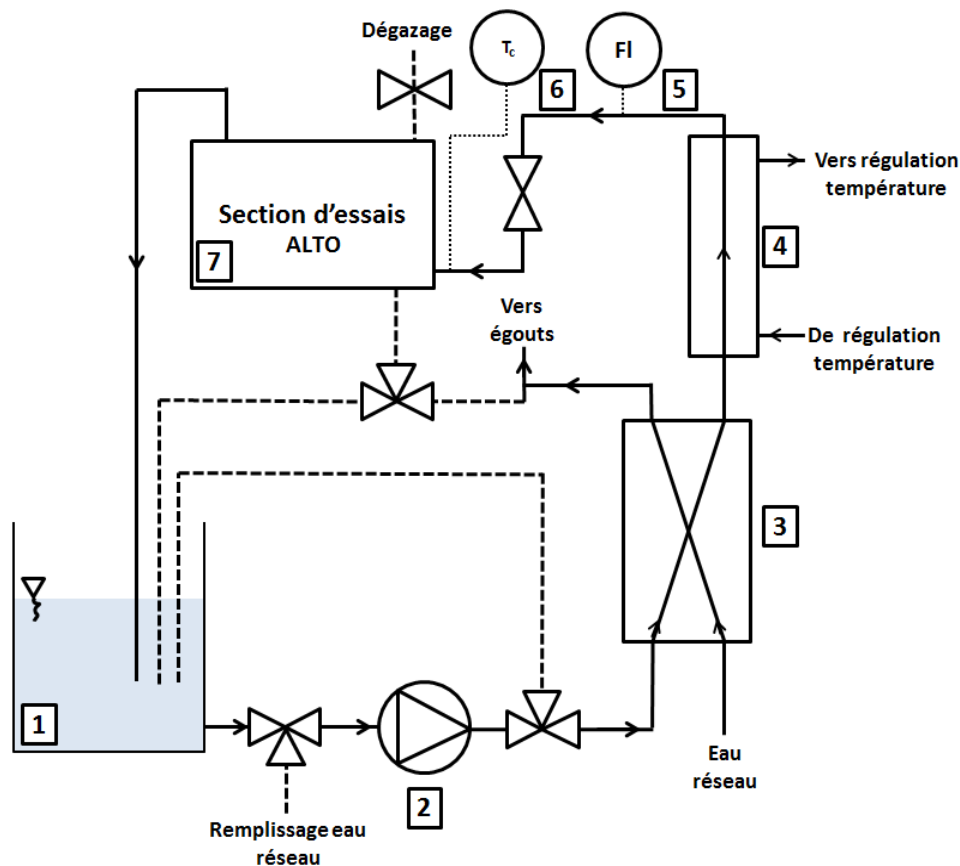


Figure II-1: Schéma de principe de la boucle d'essais

II.1.1 Présentation des différents organes de la boucle d'essais

Pompe

La pompe utilisée est une pompe centrifuge triphasée de 750W SALMSON GIM 1033 2/B branchée à un variateur de fréquence LEROY-SOMER FMV 2307 permettant le réglage du débit dans la section d'essais. Un réglage manuel grossier est également possible grâce à un sélecteur à 4 positions permettant l'ouverture graduelle d'un by-pass intégré au corps de la pompe. La pompe permet d'obtenir une gamme de débits allant de 50 L.h^{-1} à 1500 L.h^{-1} .

Système de régulation de température

La régulation de la température du fluide étudié en entrée de section d'essais est réalisée grâce à un bain thermostaté JULABO FB 50 équipé d'un groupe froid. La mesure de la température de consigne est réalisée dans le fluide étudié en entrée des plaques chauffantes au sein de la section d'essais à l'aide d'une sonde Pt 100 [6]. Le transfert thermique entre le bain thermostaté et le fluide étudié circulant dans le banc d'essais est réalisé par un échangeur coaxial en cuivre [4]. Cette régulation s'effectue par un contrôle de la température du fluide secondaire (eau) issu du bain thermostaté à partir de la température T_c (Figure II-1). Un second échangeur de chaleur à plaques [3] relié en série à ce système de régulation est utilisé en appoint lorsque la capacité de refroidissement du bain thermostaté n'est plus suffisante.

Toutes les mesures effectuées sur le banc d'essais sont enregistrées via une centrale d'acquisition AGILENT 34980A reliée à un ordinateur. Un programme LabVIEW pilote l'acquisition, le suivi en temps réel et l'enregistrement des données de température et de débit.

Mesure du débit

Le débit est mesuré par un débitmètre magnétique ROSEMOUNT BROOKS 8722 relié à la centrale d'acquisition. Le débitmètre nécessite que l'écoulement soit établi avant la mesure, par conséquent la longueur de tube en amont du débitmètre est égale à 20 fois le diamètre du tube et la longueur en aval du débitmètre est égale à 15 fois ce même diamètre. Ces rapports de longueurs, préconisés par le constructeur, permettent de garantir une mesure de débit limitant au maximum les erreurs de mesures. L'étalonnage du débitmètre a révélé une erreur relative de 1,5 % dans le cas du débit testé le plus faible (215 L.h^{-1}) et de 0,5 % dans le cas du débit le plus élevé (1200 L.h^{-1}).

Mesure de la température

Les thermocouples utilisés au sein de la section d'essais ALTO [7], sont reliés à la centrale d'acquisition par l'intermédiaire d'une boîte isolée thermiquement à l'intérieur de laquelle sont placées les soudures froides. La température interne de cette boîte froide est mesurée à l'aide d'une sonde Pt100 et transmise à la centrale d'acquisition pour correction des températures. Les thermocouples (types K) ont été étalonnés à l'aide d'une sonde d'étalonnage Pt25 ROSEMOUNT reliée à un multimètre de précision et d'un bain thermostaté de précision FLUKE 7341 (précision constructeur donnée au centième de degré).

Afin de bien comprendre où se situent les incertitudes de mesures, il est essentiel de connaître le dispositif expérimental et la manière dont sont mesurées les grandeurs physiques. Le paragraphe II-2 présente en détails la section d'essais ALTO et permet d'aborder ce sujet.

II.2 Section d'essais ALTO

ALTO est le nom donné à la section d'essais conçue dans le but de réaliser l'étude paramétrique de l'intensification ultrasonore des transferts thermiques. L'objectif principal de la section d'essais est de permettre la compréhension des mécanismes responsables de l'intensification des transferts thermiques monophasiques par les ultrasons. Néanmoins, par manque de temps, toutes ses fonctionnalités n'ont pas été encore nécessairement utilisées au cours de l'étude menée lors de ce travail de thèse.

Le corps principal de la section d'essais est constitué d'une cuve en acier inoxydable munie de hublots permettant une visualisation des phénomènes ainsi que la mise en place de mesures des champs de vitesse par la technique de Vélocimétrie par Images de Particules (PIV). Un jeu de brides permet de changer les transducteurs ultrasonores afin de tester différentes fréquences (25 kHz, 1 MHz et 2 MHz) en fonction des effets hydrodynamiques désirés. Enfin la plaque chauffante est reliée à un dispositif permettant son déplacement depuis l'extérieur au moyen d'une manivelle (Figure II-2) reliée à un compte-tours. Le fluide entre horizontalement par un tube positionné sous le système de déplacement de la plaque chauffante et ressort verticalement par deux tubes positionnés sur le couvercle de la section d'essais. Le repère d'axes (x,y,z) utilisé sur la Figure II-2 est conservé identique tout au long de ce mémoire.

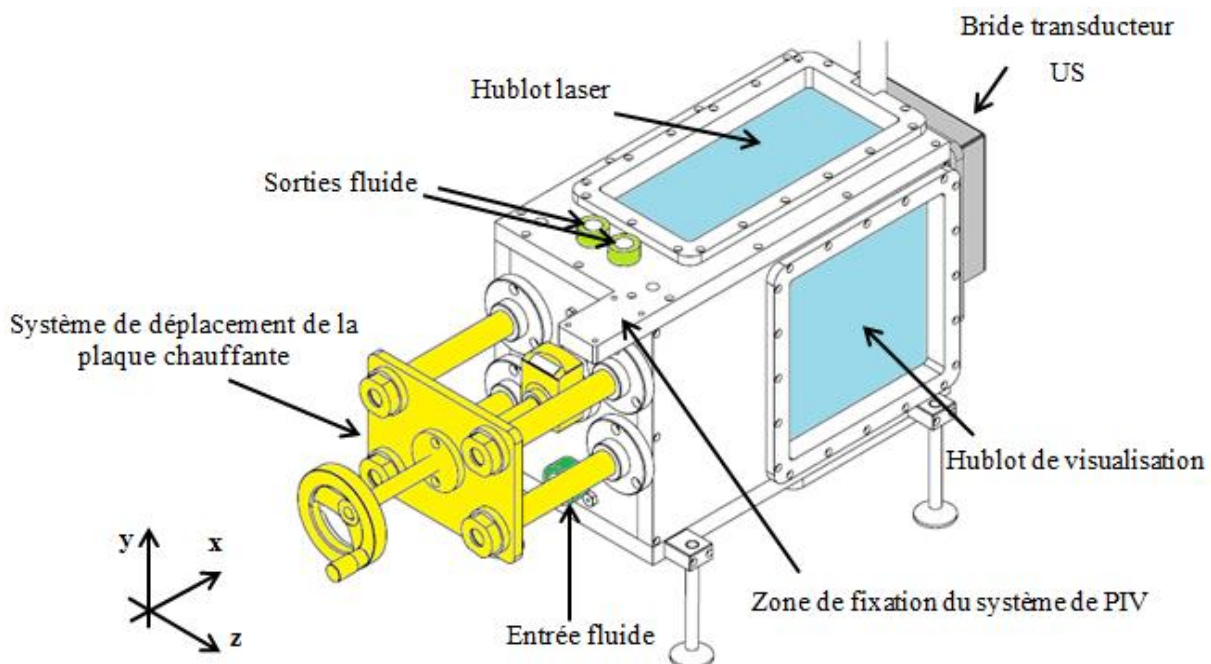


Figure II-2 : Vue iso de la section d'essais ALTO

II.2.1 Écoulement dans la section d'essais

La description et la numérotation illustrant la circulation du fluide dans l'ensemble de la section d'essais ALTO s'appuient sur la Figure II-3. Le fluide arrive horizontalement dans la section d'essais par le tuyau d'admission [1]. L'écoulement traverse ensuite un premier poreux en nickel-chrome situé sous la section d'essais. La conduite [2] (beige) est alors

caractérisée par une section de passage rectangulaire et possède la même largeur que les éléments chauffants (rouges). À ce stade, le fluide subit un changement de direction à 90° [3] avant de traverser un second poreux placé horizontalement à l'entrée du canal rectangulaire et possédant les mêmes caractéristiques que le premier. L'objectif du premier poreux est de réduire l'effet de jet produit par l'admission du fluide dans la section d'essais. Le second poreux permet de diminuer les perturbations hydrodynamiques liées au changement brutal de direction de l'écoulement au moment de son entrée dans le canal [4]. Le fluide s'écoule ensuite le long du canal rectangulaire [4] pour finalement être évacué au niveau du collecteur [5] par les deux tuyaux d'évacuation qui y sont connectés [6].

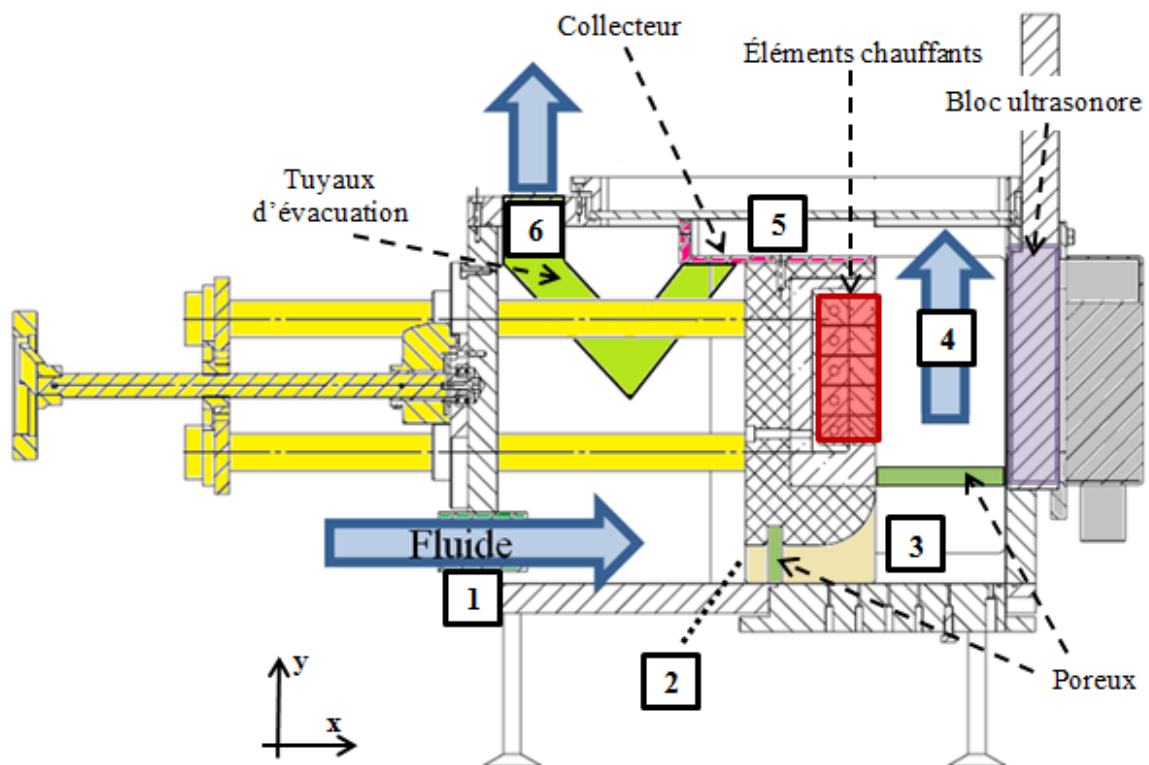


Figure II-3 : Vue en coupe de profil de la section d'essais ALTO

La description du canal d'écoulement [4] qui suit s'appuie sur les Figure II-4 a et b. À la sortie du second poreux, le fluide s'écoule verticalement de bas en haut dans le canal rectangulaire constitué par les éléments chauffants de la plaque (rouge), par le transducteur ultrasonore (mauve) et par les deux parois transparentes en plexiglas (bleu ciel). L'intégration du dispositif de chauffage et de mesure des températures dans la plaque chauffante a imposé des contraintes d'encombrement non compressibles afin de permettre le passage des câbles d'alimentation électrique du système de chauffe ainsi que son instrumentation. Par conséquent, la largeur totale du système supportant les éléments chauffants (rose) est plus large que les éléments chauffants. Les parois en plexiglas permettent donc de créer un canal d'écoulement de largeur constante de l'entrée (sous la plaque chauffante) à la sortie du canal (collecteur). Il est ainsi possible de définir le diamètre hydraulique (utilisé pour le calcul du nombre de Reynolds) de manière classique comme le rapport de quatre fois la section de passage du fluide divisée par le périmètre mouillé du canal soit (équation (II-1))

$$D_h = \frac{2(L * e)}{(L + e)} \quad (\text{II-1})$$

Avec L [m] la largeur du canal et e [m] l'entrefer séparant la surface active du transducteur ultrasonore et des éléments chauffants (voir Figure II-4). Les résultats portant sur les effets de fréquence ultrasonore, de débit (variation du nombre de Reynolds) et de propriété des fluides utilisent ce dispositif expérimental.

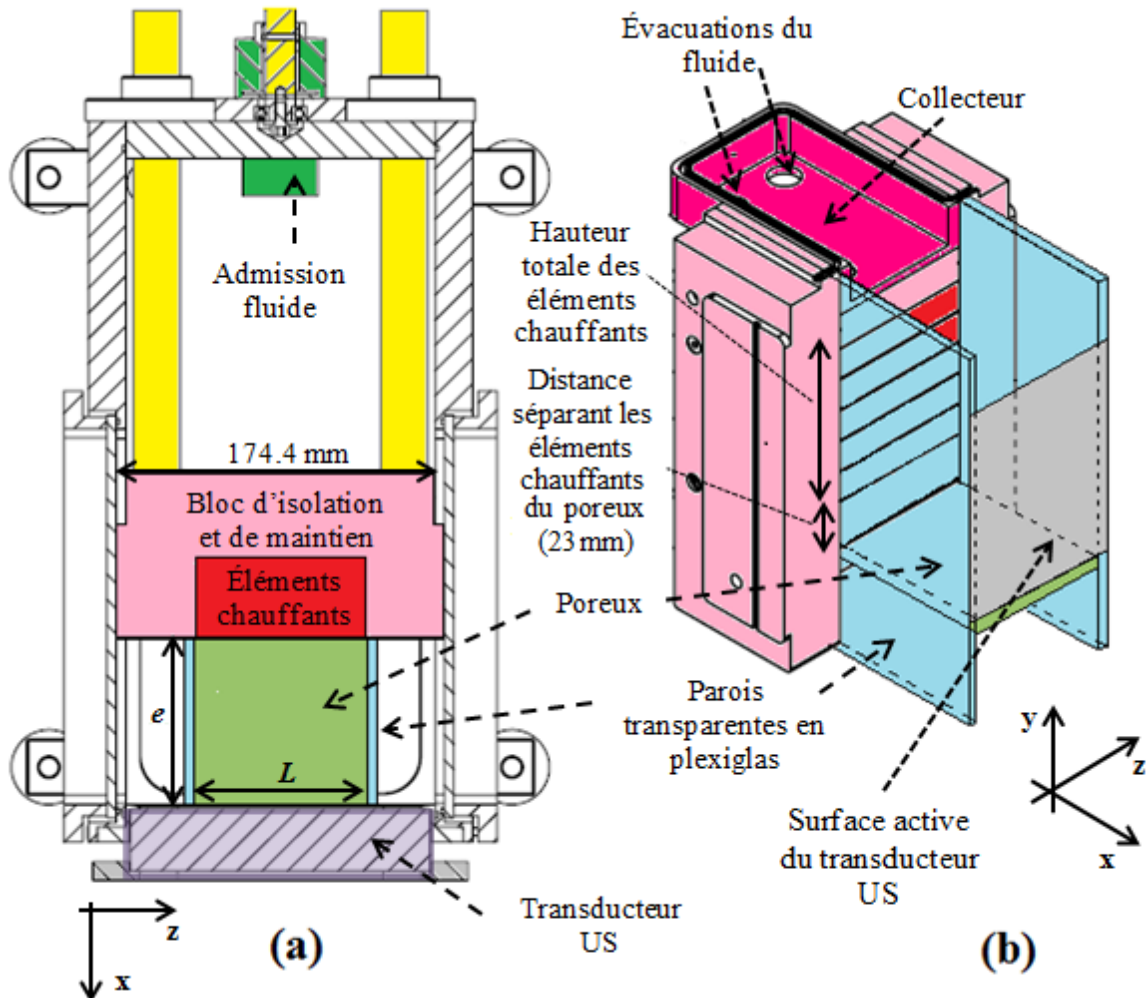


Figure II-4 : Vue en coupe de dessus (a) et détails du canal en vue iso (b) de la section d'essais ALTO. Configuration n°2

Initialement, la configuration d'écoulement utilisée lors des premiers essais (c'est pourquoi elle est appelée configuration n°1 dans la suite), ne comportait pas de paroi en plexiglas ni de poreux horizontal en entrée du canal. C'est cette configuration qui devait être initialement utilisée dans toute l'étude. Cependant, les essais de caractérisation, présentés au chapitre III, ont révélé que l'hydrodynamique au sein du canal est moins bien maîtrisée dans ces conditions. Cette configuration a donc été uniquement utilisée dans le cadre d'une étude préliminaire, visant d'une part à illustrer l'intensification du transfert thermique en présence d'ultrasons et d'autre part à étudier l'effet de la puissance ultrasonore sur cette intensification des transferts thermiques.

Le schéma de circulation du fluide pour cette configuration est le même que celui présenté précédemment si ce n'est que ce dispositif aboutit à un canal d'écoulement plus large (largeur

égale à celle du bloc d'isolation et de maintien (rose). La contrepartie à ce dispositif est l'apparition de zones de recirculation du fluide de chaque côté des éléments chauffants ainsi que l'existence d'un écoulement non stationnaire face aux éléments chauffants (voir Figure II-5). Le détail des différences hydrodynamiques en régime silencieux, existant entre la configuration sans poreux ni paroi de plexiglas, appelée configuration n°1, et celle présentée précédemment (configuration n°2), sera exposé au cours du chapitre III.

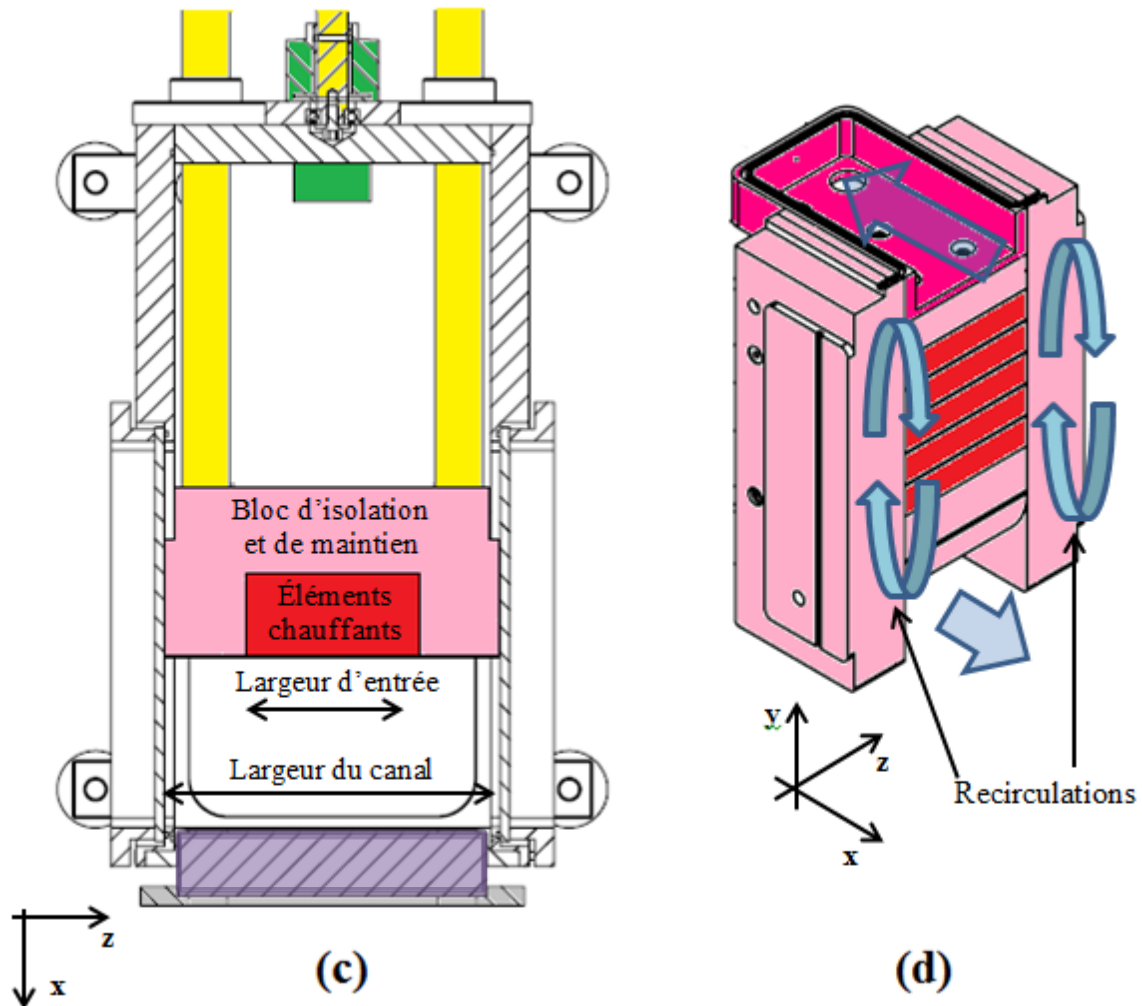


Figure II-5: Vue en coupe de dessus (c) et iso (d) de la section d'essais ALTO. Configuration utilisée dans le cadre des essais préliminaires visant à étudier l'effet de la puissance ultrasonore sur les transferts thermiques. Configuration n°1

II.2.2 Présentation de la plaque chauffante

La plaque chauffante est constituée de deux parties principales :

- la zone de chauffe sur laquelle seront réalisées les mesures thermiques (en bleu et rouge sur la Figure II-6)
- la zone servant à l'isolation thermique et au maintien mécanique de l'ensemble (en rose sur la Figure II-6), ainsi que du collecteur de sortie du fluide décrit précédemment (en fuchsia sur la Figure II-6).

L'origine du système d'axes utilisé par la suite est présente sur la Figure II-6.

Les éléments chauffants ont pour dimensions 100 mm de haut sur 90 mm de large et sont placés à 23 mm de l'entrée du canal (Figure II-6). Ces dimensions ont été imposées par celles des transducteurs ultrasonores utilisés. En effet, afin d'être en mesure de relier l'énergie acoustique vue par la plaque chauffante, aux mesures de caractérisation énergétique des transducteurs décrites dans ce chapitre, il a été décidé de faire concorder les dimensions de ces deux éléments. Le corps de chauffe est discrétisé en cinq blocs distincts en acier inoxydable 316L séparés par des intercalaires en MACOR® (céramique présentant une faible conductivité thermique λ de $1,46 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$). Les blocs d'acier inoxydable constituent la partie externe permettant la chauffe du fluide caloporteur. C'est également cette partie qui porte l'instrumentation permettant de réaliser les mesures de température dont les détails sont présentés plus loin. Chaque bloc en acier inoxydable est fixé à un bloc de cuivre dans lequel est inséré un barreau électrique chauffant capable d'apporter un flux thermique maximal de 200 W.

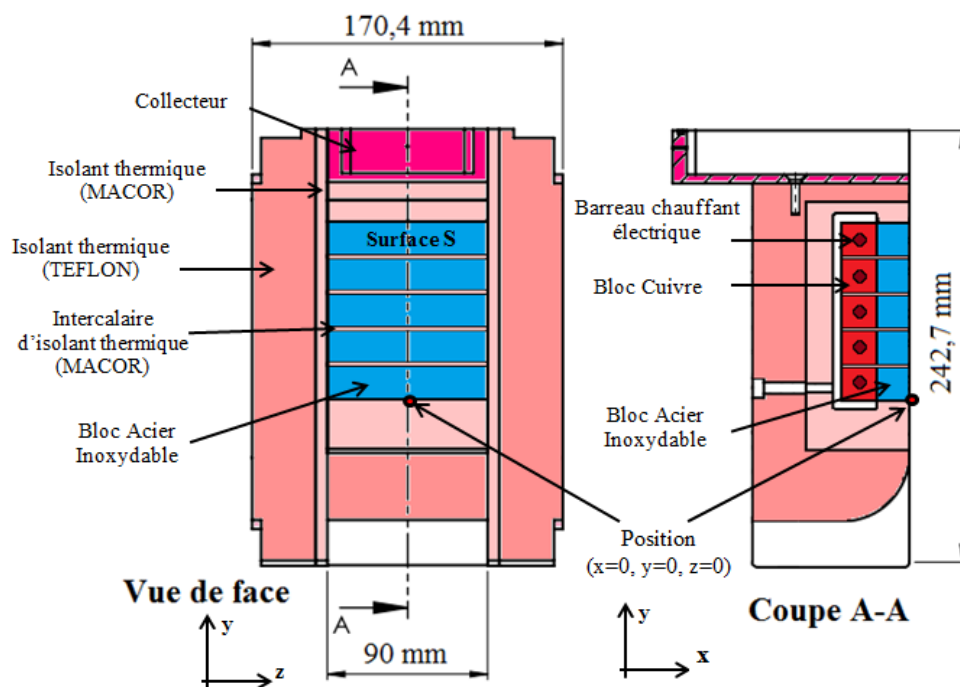


Figure II-6: Détails de face et selon la coupe A-A de l'ensemble « plaque chauffante »

La discrétisation de la zone de chauffe du fluide en cinq éléments thermiquement isolés les uns des autres est imposée par la méthode de mesure utilisée afin de déterminer la valeur du flux de chaleur traversant chaque bloc en acier inoxydable, ainsi que la valeur des températures de parois nécessaires au calcul du coefficient d'échange thermique correspondant. Les blocs chauffants sont numérotés de 1 (premier élément de la plaque chauffante) à 5 (dernier élément de la plaque chauffante) comme présenté sur la Figure II-7. L'axe des x est perpendiculaire aux surfaces des éléments chauffants et du transducteur ultrasonore et l'axe des y est parallèle au sens de l'écoulement moyen dans le canal. Cette convention sera conservée par la suite dans tout le mémoire.

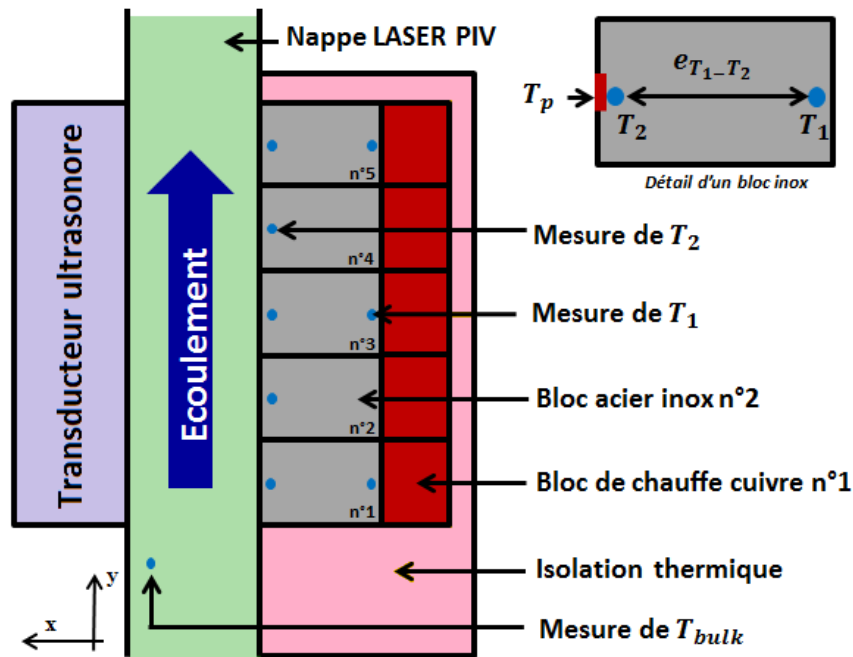


Figure II-7: Schéma de principe du canal et de la plaque chauffante de la section d'essais (gauche) et détails d'un des blocs en acier inoxydable (droite)

Les blocs chauffants présents sur ALTO sont dimensionnés de manière à ce que le flux thermique soit le plus unidimensionnel possible. Pour cela des simulations numériques ont été réalisées avec le logiciel commercial de CFD Fluent (Figure II-8). Il a ainsi été possible de dimensionner des blocs chauffants permettant d'obtenir un flux thermique normal à la surface chauffante et constant quel que soit le bloc chauffant, tout en conservant l'augmentation selon l'axe y de la température de paroi caractéristique d'un établissement thermique. Les simulations ont été réalisées en convection naturelle avec de l'éthylène glycol afin de se placer dans les conditions d'échanges thermiques a priori les plus défavorables et capables de générer un gradient maximal de température selon l'axe y (Figure II-8.a et b). Les gradients thermiques des blocs n°1 et n°2 ne sont pas parfaitement normaux aux surfaces chauffantes. Des simulations ont également été réalisées en convection naturelle avec de l'eau (Figure II-8.c). Le gradient thermique est alors beaucoup plus unidimensionnel, avec cependant le maintien d'une légère composante selon l'axe y pour le bloc n°1.

Ce dimensionnement permet de calculer pour chaque bloc en acier inoxydable le flux, la température de paroi ainsi que le coefficient d'échange convectif par une simple mesure de différence de température entre deux thermocouples judicieusement placés. La description qui suit présente en détails cette méthodologie et s'appuie sur la Figure II-7.

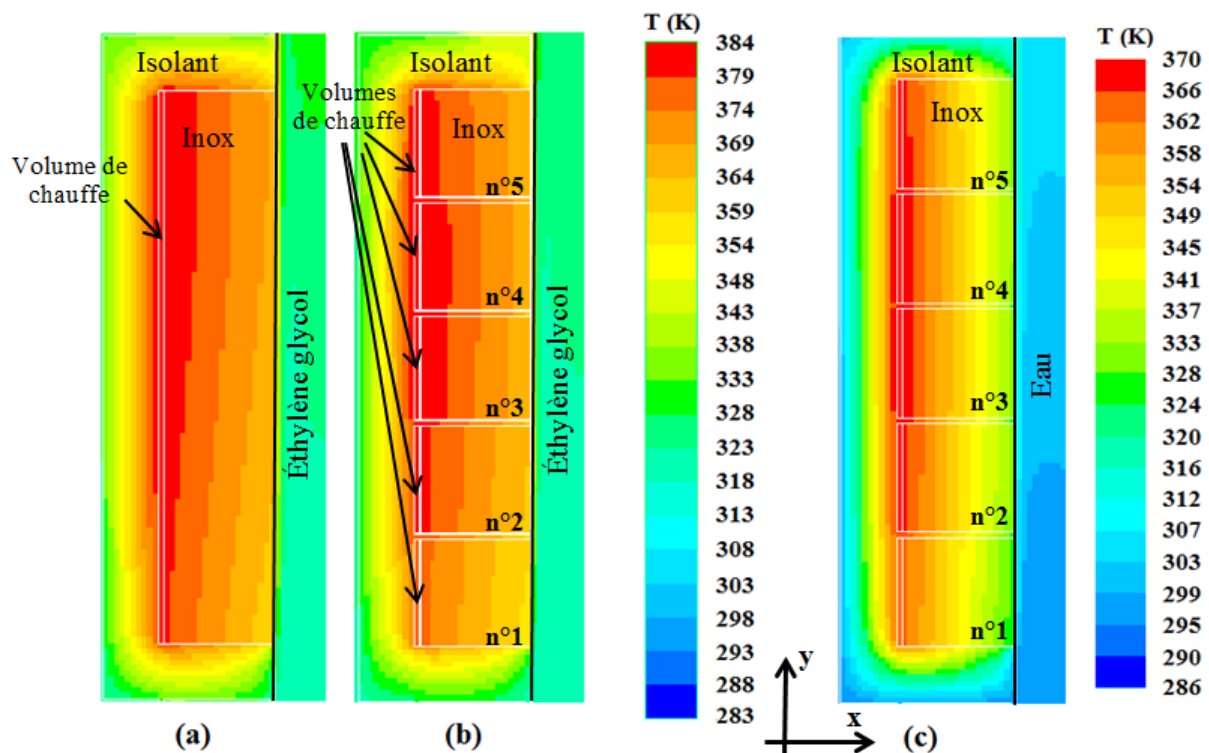


Figure II-8 : Profils de températures obtenus avec le logiciel FLUENT© pour une plaque chauffante non segmentée (a) et segmentée en 5 blocs (b) dans de l'éthylène glycol et pour une plaque chauffante segmentée en 5 blocs (c) dans de l'eau. Essais obtenus en convection naturelle

Les blocs en acier inoxydable sont équipés chacun de deux thermocouples de type K. Un premier thermocouple (TC chaud) est situé à deux millimètres du bloc chauffant en cuivre (mesure de T_1 , Figure II-7). Le second thermocouple (TC froid) est situé à deux millimètres de l'interface plaque chauffante fluide caloporteur (mesure T_2 , Figure II-7). Ces deux thermocouples sont distants de 14 millimètres.

Le flux de chaleur Φ [W] traversant chacun des blocs est déterminé par la loi de Fourier 1D de diffusion de la chaleur (équation (II-2)).

$$\Phi = \frac{\lambda}{e_{T_1-T_2}} S(T_1 - T_2) \quad (\text{II-2})$$

Avec λ [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$] la conductivité thermique de l'acier inoxydable égale dans ce cas à $15 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ et S [m^2] la section de passage du flux thermique. S [m^2] est égale à la surface d'un bloc en acier inoxydable vue par le fluide (Figure II-6) et $e_{T_1-T_2}$ la distance séparant les points de mesure de T_1 et de T_2 (Figure II-7). Il est à noter que la relativement faible conductivité thermique de l'acier inoxydable a conditionné le choix de ce matériau afin d'augmenter la différence de température ($T_1 - T_2$) pour un flux de chaleur donné, permettant d'augmenter la précision des mesures. À partir de ce flux déterminé grâce aux valeurs mesurées de T_1 et T_2 , la température de paroi inox/fluide de la plaque chauffante (T_p , Figure II-7) est calculée en utilisant cette même loi :

$$T_p = -\frac{\Phi}{\lambda S} e_{T_1-T_p} + T_1 \quad (\text{II-3})$$

Avec $e_{T_1-T_p}$ la distance séparant les points de mesure des températures T_1 et T_p . Par la suite le coefficient d'échange convectif est obtenu selon la loi de refroidissement de Newton (équation (II-4))

$$h = \frac{\phi}{S(T_p - T_{bulk})} \quad (\text{II-4})$$

La température du fluide (notée T_{bulk}) est mesurée par un thermocouple au niveau de l'entrefer juste avant les éléments chauffants et le transducteur ultrasonore. La différence de température entre le fluide à l'entrée et à la sortie du canal ne dépasse pas $1,5^\circ\text{C}$. Ceci est dû aux faibles valeurs de puissance de la plaque chauffante et des ultrasons relativement au produit du débit massique par la chaleur spécifique du fluide utilisé (produit $\dot{m}C_p$).

L'augmentation de la température du fluide selon l'axe x est localisée en proche paroi de la plaque chauffante au niveau de la couche limite, alors que la mesure de T_{bulk} est située à 5 mm de la paroi opposée de la plaque chauffante (Figure II-7). T_{bulk} est donc suffisamment éloignée de la paroi chauffante pour supposer ne pas mesurer la température au sein de la couche limite. De plus, en déplaçant le thermocouple du fluide (T_{bulk}) verticalement afin de déterminer un effet de position sur la mesure suivant l'axe y de l'écoulement, il n'est apparu aucune variation significative de température compte tenu des incertitudes de mesure. Par conséquent, lors du calcul du coefficient d'échange thermique, il est possible d'utiliser la même mesure de T_{bulk} pour les cinq blocs chauffants. Ceci permet à la fois de simplifier les mesures et de ne pas introduire d'obstacle dans le champ acoustique.

II.2.3 Méthode d'acquisition et de calcul du coefficient d'échange thermique

L'acquisition des mesures de température de la section d'essais ALTO se déroule en deux phases de cinq minutes chacune. Après stabilisation thermique de la plaque chauffante, une première phase de mesure des températures est réalisée sans ultrasons (régime silencieux) toutes les dix secondes pendant cinq minutes. La moyenne arithmétique est ensuite calculée pour chacune des températures mesurées afin d'obtenir le coefficient d'échange thermique en régime silencieux ($h_{\text{sans us}}$) selon le processus défini par les équations (II-2) à (II-4). Après mise en route des ultrasons, une nouvelle période de stabilisation thermique du système est nécessaire (voir Figure II-9), à l'issue de laquelle la procédure de la phase 1 est répétée dans le but d'obtenir le coefficient d'échange thermique en régime acoustique ($h_{\text{avec us}}$).

L'expérience a montré que la température du fluide (T_{bulk}) ne varie pas de façon significative durant chacune des deux procédures d'acquisition (moins de 1°C de variation) permettant de négliger les apports thermiques des ondes ultrasonores au sein du fluide. Pour s'en convaincre il suffit de calculer la différence de température imputable aux seuls ultrasons dans les conditions expérimentales testées les plus défavorables, à savoir une puissance ultrasonore de 117 W pour un débit d'eau de $215 \text{ L}\cdot\text{h}^{-1}$. Dans ce cas l'augmentation de la température produite par les seuls ultrasons entre l'entrée et la sortie du canal d'ALTO est égale à $0,4^\circ\text{C}$.

Le facteur d'intensification thermique η est calculé d'après l'équation (II-5) :

$$\eta_i = \frac{h_{\text{avec us}}}{h_{\text{sans us}}} - 1 \quad (\text{II-5})$$

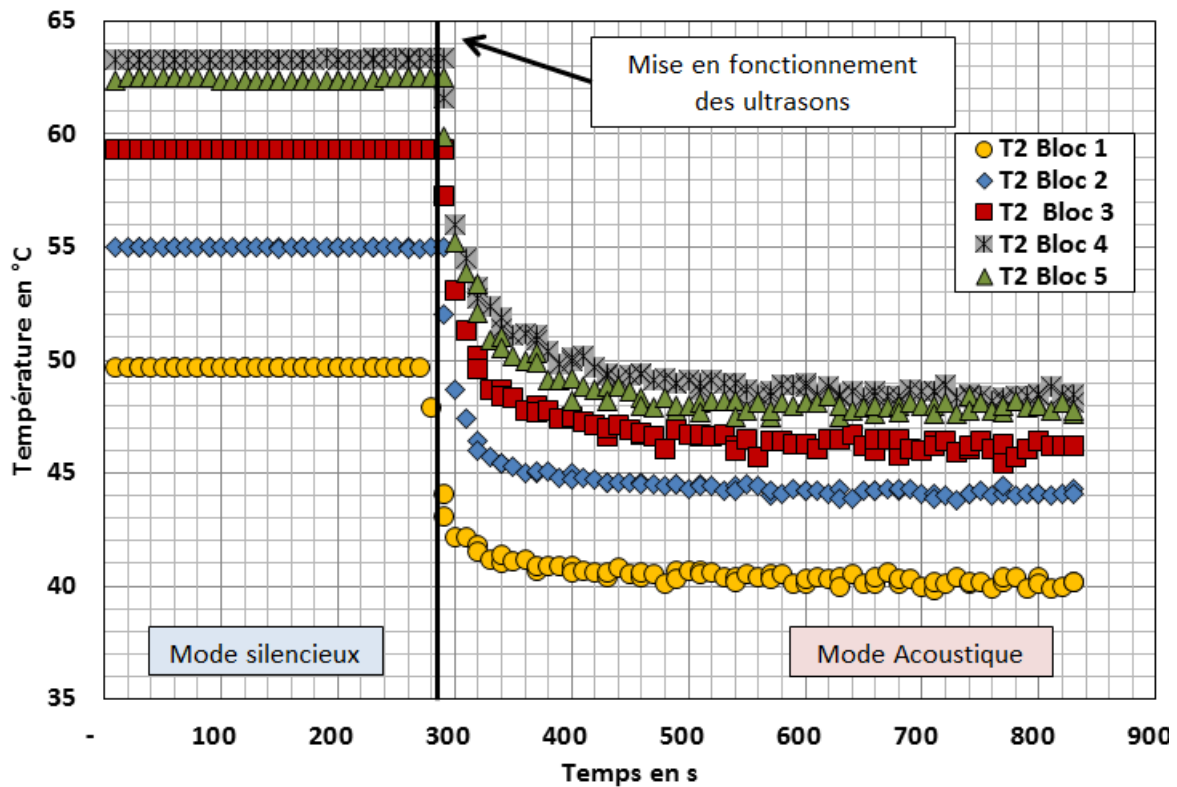


Figure II-9 : Exemple d'évolution de la température T_2 sans et avec ultrasons obtenue pour un nombre de Reynolds égal à 900, un canal de $30 \times 100 \text{ mm}^2$, des ultrasons à 2 MHz et 90 W_{us} et une puissance thermique totale transmise au fluide par la plaque chauffante égale à 450 W , configuration n°2

II.2.4 Incertitudes sur le coefficient d'échange thermique

Les erreurs de mesure déterminées ici sont l'expression de la précision des instruments et de leur étalonnage. Il est possible d'exprimer le coefficient d'échange thermique uniquement en fonction de grandeurs mesurées dans ALTO (combinaison des équations (II-2) et (II-4)). Il apparaît alors une expression uniquement fonction des différences de températures ($T_1 - T_2$) et ($T_{\text{bulk}} - T_1$). L'équation (II-6) utilise également la distance séparant T_1 de la paroi de la plaque chauffante ainsi que celle séparant T_1 et T_2

$$h = \frac{\lambda}{e_{T_1-T_2}} \left[\frac{(T_1 - T_2)}{(T_1 - T_b) - \frac{e_{T_1-T_p}}{e_{T_1-T_2}} (T_1 - T_2)} \right] \quad (\text{II-6})$$

L'incertitude absolue δh [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$] est donc elle aussi fonction de ces grandeurs.

Les températures sont mesurées avec des thermocouples de type K dont la précision absolue constructeur (TC Direct) lorsqu'ils ne sont pas étalonnés est donnée entre 1 et $1,5 \text{ }^\circ\text{C}$. L'étalonnage a été réalisé au Laboratoire des Échangeurs Réacteurs du CEA de Grenoble. Le dispositif d'étalonnage utilisé est lui-même étalonné et présente une incertitude de mesure égale à $0,09 \text{ }^\circ\text{C}$. À l'issue de l'étalonnage, l'incertitude absolue δT [$^\circ\text{C}$] sur les mesures de température dans la section d'essais ALTO est égale à $0,60 \text{ }^\circ\text{C}$.

Une incertitude minimale portant sur l'écart spatial séparant les thermocouples a été demandée dans le cahier des charges de la section d'essais ALTO fourni à la société d'usinage

responsable de sa réalisation et de son montage. La précision des cotes est donnée au dixième de millimètre. Les valeurs d'incertitudes absolues des grandeurs entrant dans le calcul du coefficient d'échange thermique sont données par le Tableau II-1.

Grandeur	δT_1 [°C]	δT_2 [°C]	δT_b [°C]	$\delta e_{T_1-T_2}$ [m]	$\delta e_{T_1-T_p}$ [m]
Valeur incertitude	0,60	0,60	0,60	0,0001	0,0001

Tableau II-1: Incertitudes absolues des grandeurs permettant de calculer le coefficient d'échange thermique

D'autres sources d'erreur sont plus difficiles à évaluer. Notamment l'influence de la résistance thermique entre le thermocouple et le bloc chauffant. Afin de minimiser au maximum l'écart entre température mesurée et température réelle, les cavités dans lesquelles sont glissés les thermocouples ont été enduites de graisse thermique. Ceci permet d'améliorer la continuité de la conduction. Il est cependant très difficile d'évaluer la qualité de cette continuité ; l'erreur liée à ce paramètre a donc été négligée.

Une autre erreur pouvant survenir concerne la direction du gradient de température. Comme cela a été mentionné au paragraphe II-2.2, le coefficient d'échange thermique est obtenu de manière indirecte par l'utilisation de la loi de Fourier intégrée en une dimension. Bien que tout ait été mis en œuvre afin que les conditions expérimentales respectent les conditions d'utilisation de cette expression, il est probable que le gradient thermique ne soit pas parfaitement perpendiculaire aux sections des blocs chauffants. Cependant, comme l'erreur liée à ce facteur est elle aussi très difficile à évaluer, elle a été ignorée. Pour les mêmes raisons la contribution de l'incertitude absolue de la valeur de la conductivité thermique a été négligée.

La méthode de calcul des incertitudes utilisée est la méthode Moffat déjà utilisée dans le domaine de l'estimation de l'erreur du calcul du coefficient de transfert thermique (Ferrouillat, et al., 2011). Cette méthode est bien adaptée à un calcul d'incertitude lorsque les différents termes constituant l'expression de la grandeur dont on veut connaître la précision sont indépendants les uns des autres comme dans le cas de l'équation (II-6).

La méthode Moffat nécessite de connaître les incertitudes absolues des mesures nécessaires au calcul de la grandeur physique concernée. Il est également nécessaire de connaître les valeurs des dérivées partielles de son expression par rapport aux termes la constituant.

Par conséquent, l'incertitude absolue du coefficient d'échange thermique convectif est donnée par l'équation (II-7):

$$\delta h = \sqrt{\left(\frac{\partial h}{\partial T_1} \delta T_1\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial T_2} \delta T_2\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial T_{\text{bulk}}} \delta T_{\text{bulk}}\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial e_{T_1-T_2}} \delta e_{T_1-T_2}\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial e_{T_1-T_p}} \delta e_{T_1-T_p}\right)^2} \quad (\text{II-7})$$

Par cette méthode de calcul, les valeurs des incertitudes sur le coefficient d'échange thermique sont comprises entre 3,3% et 6,3%.

II.2.5 Répétabilité des essais

Chaque point de mesure présenté à la suite de ce mémoire est en réalité la moyenne de valeurs du coefficient d'échange thermique réalisée sur six ou sept essais avec des conditions opératoires identiques. La répétabilité des essais a été estimée en calculant l'écart type à la moyenne sur ces séries d'essais identiques.

Comme le paragraphe précédent l'a montré, le calcul d'incertitude du coefficient d'échange thermique ne prend pas en compte tous les paramètres ayant la capacité d'influencer sur les mesures.

En effet, l'incertitude liée aux variations du débit n'est pas prise en compte dans l'équation (II-7) puisque l'expression du coefficient d'échange thermique n'inclut pas ce paramètre. Il est cependant évident qu'il existe une influence physique de ces variations sur le transfert thermique.

Le second paramètre pouvant influencer sur les mesures est lié à la constance temporelle et spatiale de l'intensité de l'onde acoustique. En régime acoustique les ultrasons ont une influence directe sur les transferts thermiques, cependant il est extrêmement difficile de prévoir comment les variations temporelle et spatiale de l'intensité de l'onde acoustique vont apparaître et avec quelle intensité. Il est encore plus ardu de quantifier a priori l'impact qu'auront ces variations sur les transferts thermiques

Enfin le dernier paramètre extérieur dont l'influence sur le coefficient d'échange thermique est a priori non négligeable est la température du fluide en entrée de section d'essais. Ce paramètre est lié à l'efficacité de la régulation en température du banc et à la mise en place d'une température d'entrée constante essai après essai.

II.3 Mesure des champs de vitesse

En parallèle des essais thermiques, des mesures des champs de vitesse dans l'écoulement sont réalisées sur la section ALTO. L'objectif est de corréler les résultats thermiques obtenus avec les modifications hydrodynamiques induites par chacune des fréquences ultrasonores. Pour ce faire, la technique de Vélocimétrie par Images de Particules (Particule Image Velocimetry en anglais ou PIV) a été utilisée. Cette technique a été préférée aux autres (Pitot ou fil chaud par exemple) car elle est non intrusive, notamment vis-à-vis du champ acoustique. De plus, elle permet d'obtenir un champ de vitesse 2D en une fois, contrairement au fil chaud ou à la sonde Pitot, qui ne donne une valeur de vitesse qu'en un point (deux maximum). La PIV 2D-2C semblait donc appropriée à l'étude de la modification de l'hydrodynamique de l'écoulement par les ultrasons.

II.3.1 Principe de la mesure de vitesse par PIV 2D-2C

La PIV 2D-2C (deux dimensions-deux composantes) est une technique d'imagerie permettant une mesure de champ de vitesses. Cette technique permet d'accéder à deux des trois composantes de la vitesse (V_x et V_y dans cette étude) dans un écoulement, selon un plan de mesure matérialisé par une nappe laser. Elle est basée sur le calcul de la vitesse à partir du déplacement de particules (traceurs), illuminées par la nappe laser, entre deux images

successives. La vitesse est calculée à partir du déplacement des traceurs et de l'intervalle de temps Δt entre les deux images. Les traceurs peuvent être réfléchissants (particules de polyamide par exemple) ou fluorescents (Rhodamine B par exemple).

Un traitement de l'image permet de reconstituer la trajectoire et donc la vitesse des particules pour chaque doublet d'image (Figure II-10). Pour ce faire, la zone sur laquelle la mesure est effectuée est découpée en fenêtres d'interrogation. Les tailles standards proposées par le logiciel de traitement PIV DaVis 8.2 (fourni par LaVision) utilisés dans cette étude sont de 128*128 pixels, 64*64 pixels, 32*32 pixels et 16*16 pixels. L'intervalle de temps entre les images d'un même doublet est déterminé de façon à ce que le déplacement des particules soit de l'ordre de 25% de la taille des fenêtres d'interrogation. Ainsi, la taille des fenêtres d'interrogation et le temps entre deux images d'un même doublet sont déterminés en fonction de la vitesse du phénomène observé.

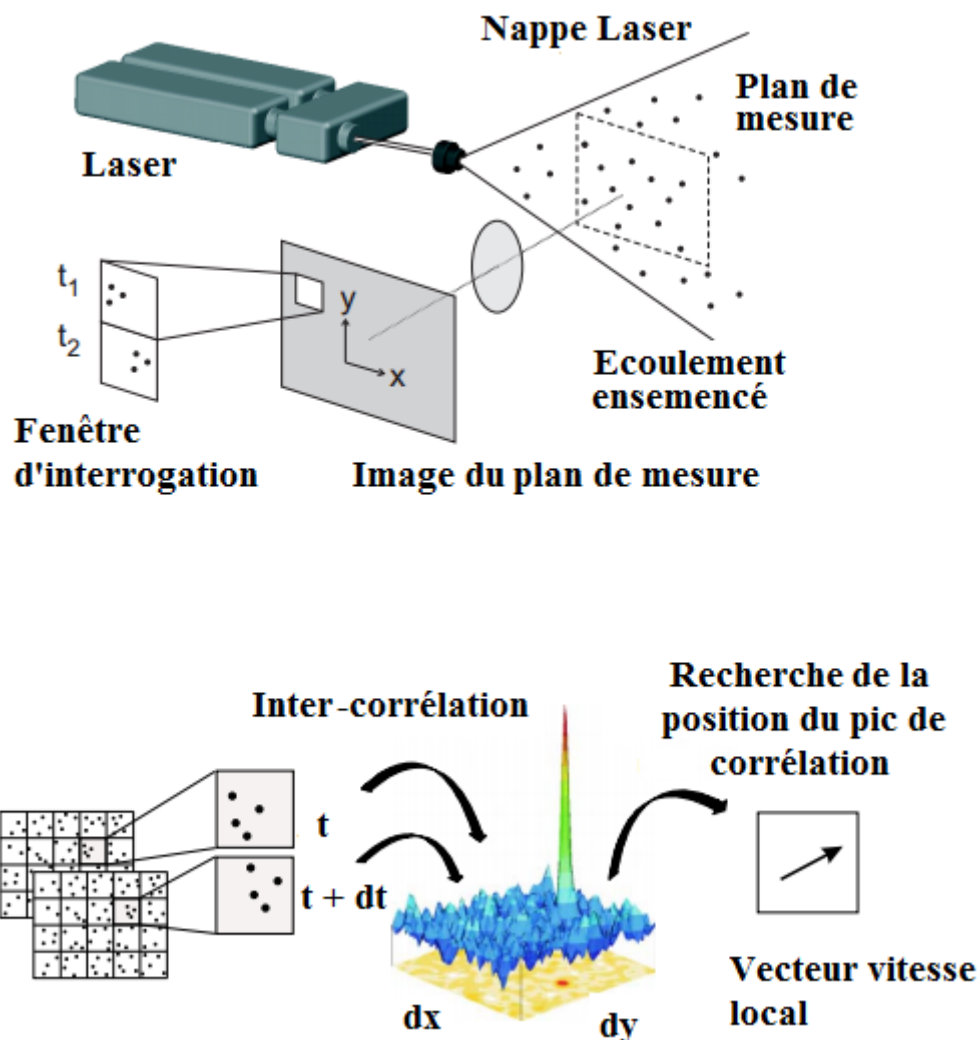


Figure II-10 : Schémas de principe de la PIV (LaVision, 2014)

Pour chaque fenêtre d'interrogation, le champ de vitesse est ensuite obtenu en calculant le produit d'inter-corrélation $\Pi_{x,y}(\delta x; \delta y)$ dépendant du déplacement selon x et y de la particule $(\delta x; \delta y)$ entre le temps t de la première image du doublet et le temps $t + \Delta t$ de la deuxième

image. Le déplacement statistiquement le plus probable est celui pour lequel le produit d'inter-corrélation est maximal (pic de la Figure II-11). La vitesse au sein de la fenêtre d'interrogation est obtenue en divisant le déplacement $(\delta x; \delta y)$ dont le produit d'inter-corrélation est maximal par le pas de temps Δt séparant les deux images du doublet.

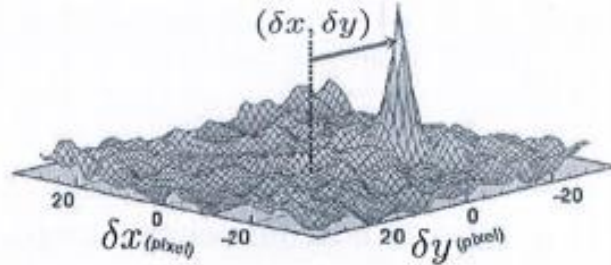


Figure II-11 : Exemple d'image du produit d'inter-corrélation et du pic correspondant au déplacement de particules le plus probable au sein de la fenêtre d'interrogation (Maurice, 2014)

La taille et la masse volumique des particules utilisées comme traceurs sont également des paramètres importants. En effet, le choix des traceurs doit être fait de façon à ce que leurs déplacements soient représentatifs de l'écoulement. Le nombre de Stokes (équation II-8) est utilisé comme critère de choix de la taille et de la masse volumique des particules. Ce nombre adimensionnel caractérise le rapport entre l'énergie cinétique de la particule et l'énergie qu'elle dissipe par frottement au contact du fluide. Il permet d'évaluer l'importance relative de la force inertielle et de la force de dissipation visqueuse. Par conséquent, un nombre de Stokes faible indique que la particule suit correctement l'écoulement tandis qu'un nombre de Stokes important amènera à une sédimentation des particules malgré l'écoulement. Le nombre de Stokes est donné par l'équation (II-8).

$$St = \frac{T_p}{T_{fluide}} = \frac{D_{part}^2 \rho_{part} V}{\mu L_{carac}} \quad (II-8)$$

Avec T_{part} [s] le temps caractéristique de la particule issu de l'équation simplifiée de la trajectoire d'une très petite particule isolée dans un écoulement (Boutier, et al., 2012) défini par l'équation (II- 9).

$$T_{part} = \frac{D_{part}^2 \rho_{part}}{18\mu} \quad (II- 9)$$

Avec D_{part} [m] le diamètre de la particule, ρ_{part} [kg.m⁻³] sa masse volumique et μ [Pa.s] la viscosité dynamique du fluide.

Dans l'équation (II-8) T_{fluide} [s] représente le temps caractéristique de l'écoulement lié aux échelles de vitesses présentes dans cet écoulement. Ce temps caractéristique de l'écoulement est donné par le rapport de la longueur caractéristique de l'écoulement L_{carac} [m] et la vitesse caractéristique de l'écoulement V [m.s⁻¹].

II.3.2 Dispositif PIV utilisé

Pour cette étude, un laser pulsé Nd-YAG (fournisseur DANTEC) possédant deux cavités de 200 mJ chacune capable de générer des pulses laser de 6 à 9 ns est utilisé. La fréquence de répétition des doublets est de 15 Hz et l'intervalle de temps entre deux pulses pour un même

doublet peut varier en fonction des phénomènes à observer. En effet, plusieurs échelles de temps sont présentes dans le système. L'écoulement principal moyen se situe sur une gamme de vitesse allant de $0,02 \text{ m.s}^{-1}$ à $0,15 \text{ m.s}^{-1}$. La gamme de vitesse du courant acoustique est quant à elle comprise entre $0,5$ et 1 m.s^{-1} . Par conséquent, afin que les particules ne se déplacent que de 25 % de la taille de la fenêtre d'interrogation entre deux images d'un même doublet, l'intervalle de temps entre deux pulses sera compris entre $500 \mu\text{s}$ (intervalle nécessaire à la prise en compte des effets de courant acoustique à 2 MHz) à $30000 \mu\text{s}$ (écoulement dans l'entrefer pour le plus faible nombre de Reynolds testé). Les tailles de mailles choisies sont présentées au paragraphe II.3.3, elles sont comprises entre $32*32$ pixels et $16*16$ pixels.

La caméra utilisée est une ImagerProX2M (fournisseur LaVision). Elle possède une résolution de $1600*1200$ pixels et une vitesse d'acquisition maximum de 30 doublets d'images par seconde. Chacun des pixels de la caméra mesure $7,4$ microns et le champ de mesure fait 30 mm de large pour 150 mm de long. La caméra et le laser sont tous deux pilotés par un boîtier permettant de synchroniser les pulses laser avec les prises de vue de la caméra. L'acquisition et le traitement des données sont réalisés grâce au logiciel commercial DaVis8.3 fourni par LaVision.

L'ensemencement est réalisé avec des particules de polyamide de $60 \mu\text{m}$ de diamètre. Ces particules sont réfléchissantes et présentent un nombre de Stokes de l'ordre de 10^{-6} pour les écoulements mis en œuvre dans cette étude.

Avant toute mesure, il est nécessaire de réaliser un calibrage de la caméra à l'aide d'une mire (Figure II-12) positionnée dans le plan de mesure formé par la nappe laser (Figure II-13). Les diamètres des points ainsi que le pas de la mire sont connus afin de prendre en compte d'éventuelles distorsions de l'image qui induiraient des valeurs erronées de vecteurs vitesse.

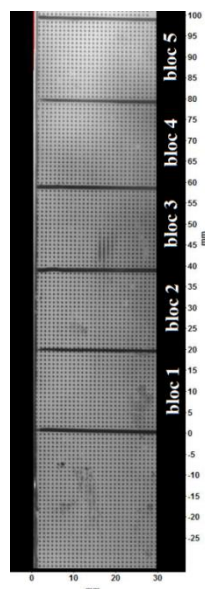


Figure II-12: Image de la mire de calibration utilisée sur ALTO pour un entrefer de 30 mm. Les points mesurent $0,25 \text{ mm}$ de diamètre et sont espacés de 1 mm . Cette calibration est utilisée pour réaliser une mesure des champs de vitesse sur toute la longueur du canal

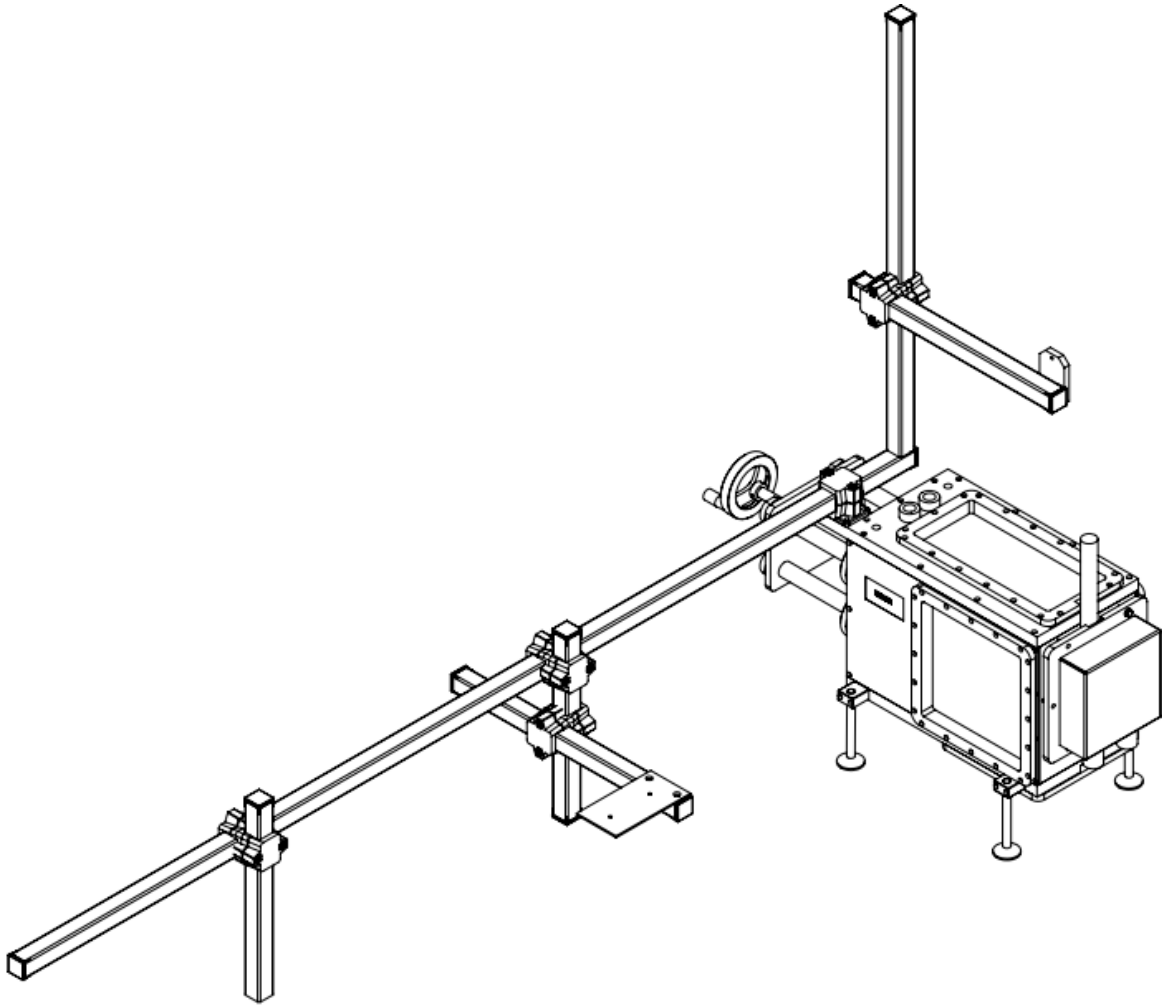


Figure II-13 : Vue d'ensemble du jeu de profilés aluminium permettant le support de la nappe laser et de la caméra PIV sur ALTO

II.3.3 Traitement des images et calcul des champs de vitesse

Les champs de vitesse sont obtenus après plusieurs étapes de traitement de l'image réalisées avec le logiciel DaVis8.2. La première opération applique un masque géométrique dans le but de délimiter la zone de calcul des vitesses (opération image (a) vers (b) de la Figure II-14). Une image moyenne des niveaux de gris pour chaque pixel est calculée sur le nombre total d'images (2000 images dans le cas de la Figure II-14). Cette image moyenne est ensuite soustraite à chacune des 2000 images (opération image (b) vers (c) de la Figure II-14 afin d'augmenter le contraste des particules en mouvement (champ lumineux instantané) en lui soustrayant le fond immobile (champ lumineux moyen).

Une fois ce prétraitement effectué, le champ de vitesse peut être calculé. Le mode de calcul utilisé est un processus itératif d'inter-corrélation multi-passes avec déplacement et déformations des fenêtres d'interrogation (Scarano, et al., 2000). Deux passes successives de calcul sont effectuées sur une fenêtre d'interrogation de 32*32 pixels. Les fenêtres d'interrogation se chevauchent de 50%. Une dernière passe de calcul sur une fenêtre de 16*16 pixels est ensuite réalisée. Le chevauchement des fenêtres est alors de 25% (illustration Figure II-15). Le choix des tailles de fenêtres d'interrogation n'a pas fait l'objet d'une étude

paramétrique approfondie. Néanmoins, les dimensions ont été choisies afin d'être assez grandes pour que les particules respectent les critères théoriques suivant:

- pour la première passe la fenêtre doit être quatre fois plus grande que le déplacement moyen
- pour la dernière passe, la taille de la fenêtre a été choisie de manière à conserver un nombre de particules suffisantes

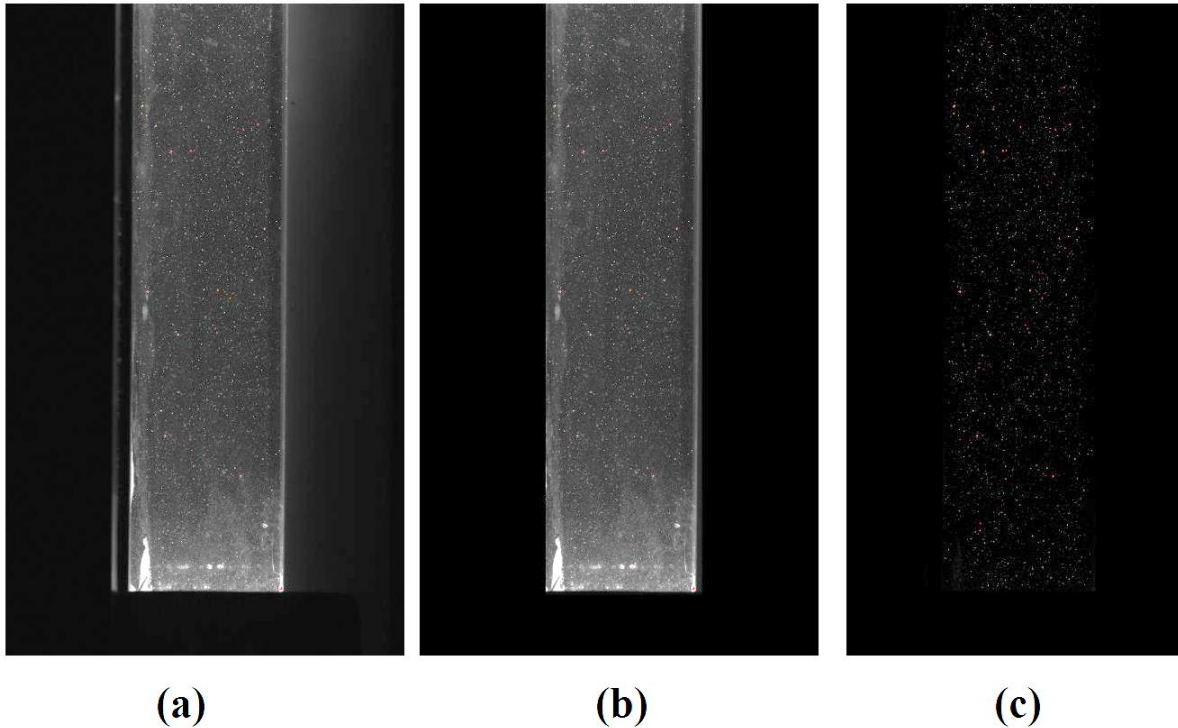


Figure II-14 : Visualisation de l'ensemencement en particules de l'écoulement ainsi que des différentes opérations de prétraitement de l'image réalisées avant le calcul des vecteurs vitesse

À l'issue du calcul des champs instantanés de vitesse, un post traitement est effectué afin de supprimer les vecteurs qui ne sont pas issus d'un produit d'inter-corrélation de suffisamment bonne qualité. Le critère de qualité Γ est calculé à partir du rapport entre l'intensité maximale de l'inter-corrélation (le pic de corrélation) et l'intensité du 2^{ème} pic (Figure II-11). Plus le pic d'inter-corrélation est élevé par rapport au fond ambiant, et plus son déplacement est caractéristique du déplacement moyen du fluide dans une fenêtre d'interrogation. À l'issue de tests permettant de déterminer la meilleure valeur de Γ prenant en compte le contexte expérimental mis en place sur ALTO, sa valeur a été fixée à 1,2. Si le vecteur vitesse calculé est issu d'un produit d'inter-corrélation dont la valeur du critère de qualité Γ est inférieure à 1,2, il est supprimé et remplacé par une interpolation issue de ses huit plus proches voisins.

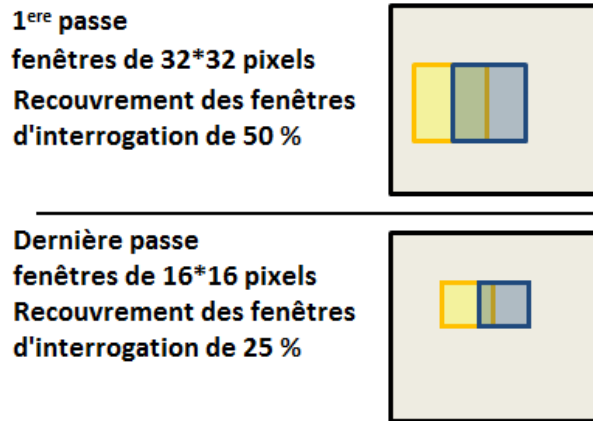


Figure II-15 : Illustration des étapes du calcul des vecteurs vitesses en 3 passes. La déformation des mailles de la fenêtre d'interrogation n'est pas représentée sur cette figure pour des raisons de simplification

À partir de ces champs de vitesse, il est possible de calculer différents champs moyens, vectoriels ou scalaires comme le champ de vitesse RMS (Root Mean Square). Cette grandeur permet de mesurer les fluctuations instantanées du champ de vitesse. En comparant les régimes silencieux et acoustique, cette grandeur permet donc d'évaluer l'agitation générée dans l'écoulement par les ultrasons. Plus les valeurs de vitesses RMS sont élevées et plus les variations locales et temporelles de la vitesse sont grandes par rapport à la moyenne. La vitesse RMS semble donc être un critère valable et performant pour caractériser l'intensité de l'agitation générée par les ultrasons au sein de l'écoulement. La vitesse RMS est obtenue en calculant l'écart-type standard à la moyenne dans chaque fenêtre d'interrogation (LaVision, 2015). L'équation utilisée par le logiciel DaVis8.3 est la suivante:

$$Vitesse\ RMS = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (V_i - \bar{V})^2}{(N - 1)}} \quad (II-10)$$

Avec V_i [m.s⁻¹] la valeur du module de la vitesse de l'image i sur un total de N images et \bar{V} le module de la vitesse moyenne.

Le calcul de champs moyens, quels qu'ils soient, nécessite un grand nombre d'images afin d'être représentatif des phénomènes présents dans l'écoulement. Des essais de sensibilité au nombre d'images utilisées pour calculer les champs moyens ont donc été réalisés. La grandeur qui a servi de comparateur est la vitesse RMS (Équation II-10) car c'est elle qui sera principalement utilisée pour la suite de l'exploitation des résultats au Chapitre III. La comparaison est faite sur un panel de 500 à 6000 images. La convergence de valeurs obtenue sur les champs moyens semble être atteinte avec un calcul de 2000 images (Figure II-16). Les profils sont tracés en proche paroi ($x = 1,8$ mm de la plaque chauffante) ainsi qu'au centre du canal ($x = 15$ mm de la plaque chauffante). Ces positions sont identiques à celles utilisées au Chapitre III dans l'analyse des essais. Les profils sont représentés sur la Figure II-17, avec le champ de vitesse RMS calculé à partir de 2000 champs instantanés correspondant à la Figure II-16.

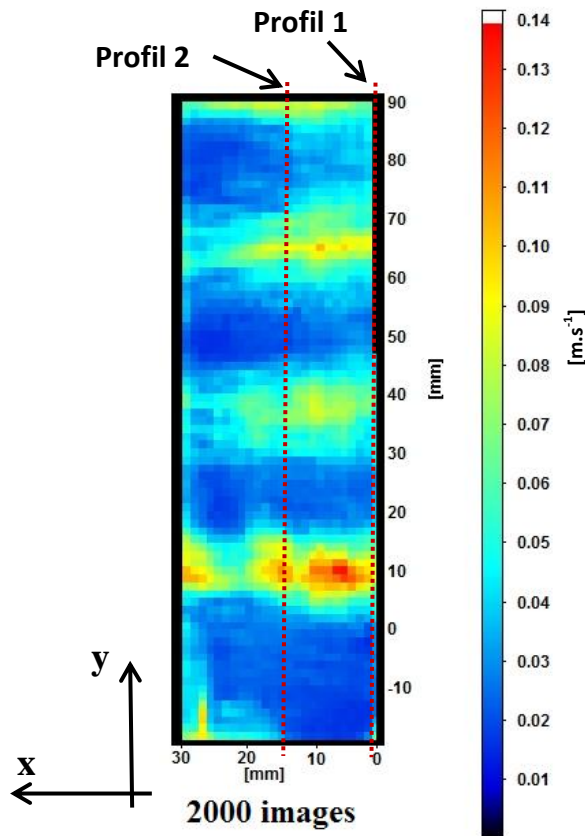


Figure II-16: Comparaison des champs scalaires de vitesse RMS obtenus à 1 MHz et $107 W_{us}$ pour un nombre de Reynolds égal à 900 et calculés avec 2000 images

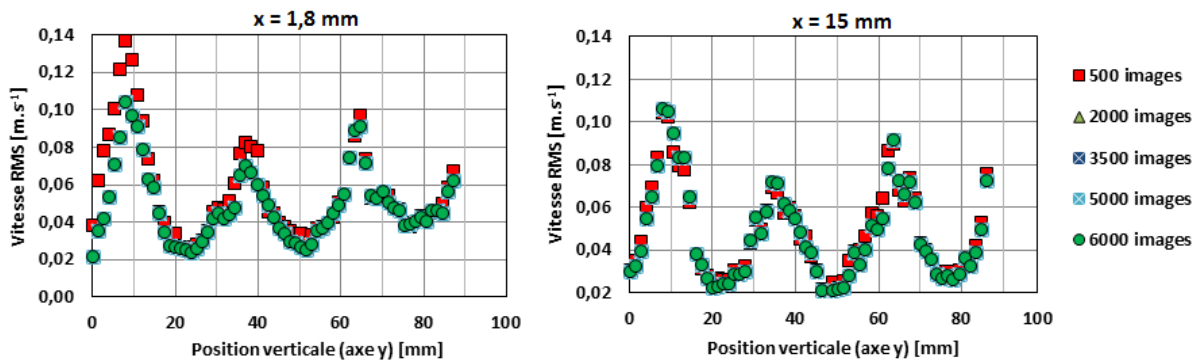


Figure II-17: Profils de vitesses RMS aux positions n°1 et n°2 de la Figure II-16 en fonction de l'axe y et du nombre d'images traitées. Le graphique de gauche est tracé pour $x = 1.8$ (profil n°1) et le graphique de droite est tracé pour $x = 15$ mm (profil n°2). À partir de 2000 images, les points sont confondus. Configuration n°2, fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore $107 W_{us}$

Le Tableau II-2 présente le temps de calcul total et son détail permettant d'obtenir les résultats pour un essai. En observant les Figures II-16 et II-17 ainsi que le Tableau II-2, il apparaît que le nombre optimal d'images à traiter est de 2000. Cette valeur permet d'obtenir une meilleure précision qu'avec 500 images et des temps de calculs acceptables. Les calculs réalisés avec un nombre plus important d'images n'apportent pas de changements significatifs sur les champs moyens de vitesse RMS.

Nombre d'images à traiter	Masque géométrique	Calcul et Soustraction image moyenne	Calcul des champs de vitesse	Moyenne (vectoriel)	Moyenne (scalaire)	Total (heures)
500	70 s	80 s	1680 s	70 s	70 s	32 min 50
2000	270 s	270 s	6780 s	290 s	290 s	2 h 11 min
3500	500 s	460 s	11880 s	490 s	480 s	3 h 50 min
5000	720 s	660 s	16860 s	660 s	660 s	5 h 26 min
6000	840 s	800 s	20400 s	840 s	840 s	6 h 35 min

Tableau II-2: Temps de calculs nécessaires aux différentes opérations de traitement des images PIV en fonction du nombre d'images à traiter.

II.3.4 Incertitudes des mesures de PIV 2D-2C

Comme pour le cas des mesures de température, les sources d'incertitudes liées aux mesures PIV sont multiples et plus ou moins difficiles à estimer. Le premier sous-paragraphe traite des sources d'incertitudes liées à cette technique et le second est une discussion autour de la pertinence de l'utilisation de cette technique dans le cadre de cette étude.

II.3.4.1 Évaluation des incertitudes de mesures

Comme mentionné précédemment les caractéristiques des particules utilisées comme traceurs doivent être judicieusement choisies afin que leur trajectoire corresponde à celle suivie par l'écoulement. Les paramètres physiques principaux à prendre en compte sont la masse volumique et la taille des particules. Une masse volumique de particule égale à celle du fluide permet de s'assurer de l'équilibre de la suspension des particules dans le fluide. La taille des particules est importante afin de garantir une définition suffisante au niveau du capteur de la caméra et d'éviter le phénomène appelé *peak-locking*. Ce dernier apparaît lorsque la taille de l'image de la particule est plus petite qu'un pixel de la caméra. Il mène à une incertitude sur le positionnement du pic de corrélation et donc sur le calcul de la vitesse.

La concentration en particules doit être suffisante afin qu'il n'y ait pas de trous dans l'ensemencement et afin d'assurer une continuité spatiale de la mesure de vitesse. Cependant elle ne doit pas non plus être trop importante afin que le contraste entre les particules et le fond soit suffisant. Les recommandations habituelles préconisent généralement d'avoir un minimum de 10 particules par maille de calcul (Keane, et al., 1991) (Westerweel, 1997). Par conséquent, si les ultrasons sont responsables d'une surconcentration en particules dans certaines zones, il faut augmenter la concentration par rapport au cas silencieux afin d'être en mesure de garantir la concentration minimale recommandée.

Pour plus de détails portant sur toutes les sources d'incertitude possibles, le lecteur peut se reporter à la thèse de Jonathan BOSSARD (Bossard, 2012) qui détaille précisément tous les aspects de cette problématique.

Le logiciel de traitement PIV DaVis8.3 (LaVision) permet de faire une estimation globale des incertitudes de mesure des champs de vecteurs à l'aide de deux outils :

- la valeur du pic de corrélation permet de renseigner sur la fiabilité de la mesure effectuée à partir de laquelle est calculé le module de la vitesse. Plus cette valeur est élevée et plus la mesure est digne de confiance,
- le second calcul d'erreurs donne les incertitudes absolues des vitesses et des vitesses RMS par l'utilisation de l'écart type standard.

Mais l'utilisation de l'écart type standard à la moyenne de la vitesse en tant que mesure d'incertitudes pose un problème car il n'est pas possible de différencier l'origine des fluctuations de la vitesse. Ces fluctuations peuvent apparaître à la suite d'effets ponctuels et inopinés extérieurs à l'écoulement en induisant du bruit sur les images et par conséquent une erreur de mesure, mais elles peuvent également être issues de fluctuations turbulentes propres à l'écoulement.

L'évaluation des incertitudes liées aux mesures PIV sera donc estimée grâce aux valeurs des pics de corrélation calculés pour chaque fenêtre d'interrogation. L'estimation des incertitudes réalisée à l'aide des pics de corrélation ne permet pas d'aboutir directement à une valeur de l'incertitude absolue ; mais elle donne une estimation de la confiance que l'on peut accorder au résultat.

II.3.4.2 PIV 2d-2C dans le cadre de cette étude

Dans le raisonnement qui suit, il est considéré que la vitesse RMS décrit principalement des fluctuations de la vitesse issues de la turbulence naturelle de l'écoulement ou de l'agitation engendrée par les ultrasons. Cette affirmation sera confirmée expérimentalement au chapitre III.

La PIV 2D-2C utilisée est une méthode mesurant un champ de vitesse dans un plan. Il manque donc la contribution d'une composante au module de la vitesse. Le comportement du fluide selon cet axe perpendiculaire au plan de mesure ne peut être qu'hypothétique et lié à la configuration hydrodynamique de l'écoulement étudié. Dans le cas d'un écoulement laminaire de type canal plan, il est raisonnable de penser que cette composante reste négligeable au regard de la direction de l'écoulement.

Le cas du régime turbulent en régime silencieux (sans ultrasons) pose plus de questions. Si l'écoulement reste exempt de structures tourbillonnaires sortant du plan de mesure, l'hypothèse d'une composante de vitesse négligeable et perpendiculaire au plan peut rester applicable. Cette hypothèse n'est cependant plus réaliste lorsque l'on s'intéresse aux mesures de vitesses RMS. En effet, au cœur de l'écoulement les variations de direction et d'intensité de la vitesse sont généralement isotropes et les trois composantes de vitesse RMS sont équivalentes. En revanche, en paroi, la présence d'une limite solide infranchissable et le principe de non glissement peuvent créer des directions privilégiées. La contribution de la composante perpendiculaire à cette surface solide (V_x) perd nécessairement en importance au regard des deux autres (V_y et V_z).

Cependant, la PIV 2D-2C est une méthode plus simple à mettre en œuvre que la stéréo-PIV (mesure avec deux caméras permettant la mesure des 3 composantes de vitesse dans un plan)

et donne accès à des champs instantanés contrairement à la technique de Velocimétrie Laser Doppler (Laser Doppler Velocimetry en anglais ou LDV).

En régime acoustique, la direction perpendiculaire à la plaque chauffante (axe x) correspond au plan de propagation du courant acoustique. Comme cela a été mentionné au chapitre I.4, le champ ultrasonore crée un gradient de pression colinéaire à la propagation de l'onde capable d'engendrer une mise en mouvement secondaire du fluide. Par conséquent, le plan de la nappe laser utilisé dans cette étude, est identique à celui formé par l'axe de l'écoulement principal (axe y) et par l'axe de propagation de l'onde ultrasonore (axe x). Ainsi, il permet d'obtenir le maximum d'information sur le champ de vitesse lié au courant acoustique. En ce qui concerne la vitesse RMS, il n'est pas possible de nier l'existence d'une composante de vitesse RMS selon un axe perpendiculaire à ce plan (axe z) du fait de l'isotropie de cette grandeur. Malgré cela, et compte tenu des paramètres expérimentaux mis en œuvre sur ALTO, le plan de mesure x,y reste celui qui permet d'accéder au maximum d'informations sur l'hydrodynamique dans le canal en régime silencieux et acoustique.

Enfin, dans le cas où la cavitation est le seul phénomène produit par les ultrasons dans l'écoulement, l'hypothèse d'isotropie de vitesse RMS peut être reprise puisque la cavitation n'a pas de direction privilégiée sauf en proche paroi (cf. chapitre I.4).

Pour résumer, les hypothèses faites dans le cadre de la campagne de mesure PIV 2D-2C de ce mémoire sont les suivantes :

- a) En régime silencieux, il existe une direction privilégiée du module de la vitesse orientée selon la direction de l'écoulement principal (axe y). En revanche, ceci n'est pas vrai pour les fluctuations de cette vitesse RMS qui sont isotropes sauf en proche paroi.
- b) En régime acoustique deux cas se présentent en fonction de la présence ou non de courant acoustique :
 - b-1) En l'absence de courant acoustique toutes les assertions de l'hypothèse a) sont toujours valides,
 - b-2) Lorsqu'il y a présence de courant acoustique, il apparaît une seconde direction privilégiée de la vitesse en termes d'intensité, orientée selon l'axe x (colinéaire au courant acoustique). La vitesse RMS devrait quant à elle rester isotrope sauf en proche paroi.

II.4 Caractérisation des transducteurs ultrasonores

Les transducteurs utilisés au cours de cette étude sont des blocs de nettoyage ultrasonore. Les blocs mesurent $160*160 \text{ mm}^2$, cependant, la surface active, constituée de céramiques piézoélectriques fixées à une tôle métallique, mesure $100*100 \text{ mm}$. La section d'essais ALTO a été conçue afin que cette surface active soit en vis-à-vis de la plaque chauffante par la configuration géométrique étudiée dans le cadre de ces travaux.

Trois fréquences ultrasonores sont utilisées au cours de cette étude:

- 25 kHz, reconnue pour les effets mécaniques importants de la cavitation qu'elle génère
- 1 MHz, capable de produire simultanément des effets de cavitation et de courant acoustique

- 2 MHz, capable de générer des effets de courant acoustique

La configuration d'agencement des céramiques piézoélectriques sur la surface active est différente selon les fréquences produites par les blocs ultrasonores. À 1 MHz et 2 MHz elles sont réparties en deux colonnes de quatre céramiques rectangulaires (rectangles bleus de la Figure II-18).

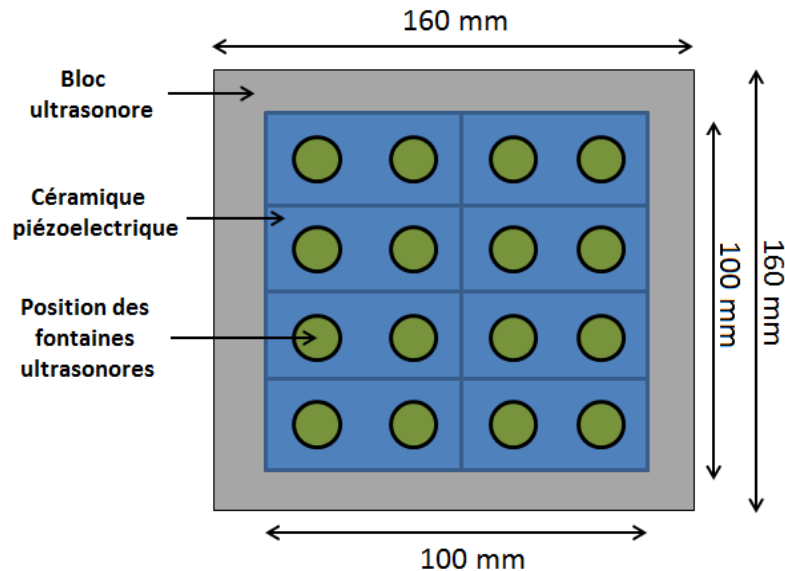


Figure II-18: Schéma de principe de la répartition des céramiques piézoélectriques ainsi que sur la surface des blocs ultrasonores à 1 MHz et 2 MHz

La surface constituée par ces huit céramiques piézoélectriques est la surface active du transducteur et permet de donner naissance à 16 fontaines ultrasonores lorsque les ultrasons sont dirigés vers une surface libre (de l'eau vers l'air). La projection des positions de ces fontaines à la surface de l'eau a été reportée sur le schéma représentant la surface active des blocs ultrasonores à 1 MHz et 2 MHz (ronds verts de la Figure II-18). La Figure II-19 illustre expérimentalement ce propos par des visualisations d'essais réalisés à 1 MHz dans un réacteur présentant une interface libre entre le liquide et l'air.

Le bloc utilisé afin de produire des ultrasons à 25 kHz, est composé de quatre céramiques rondes de 45 mm de diamètre et réparties selon le schéma de la Figure II-20. La répartition des effets de ce transducteur est présentée au paragraphe II.4.2.

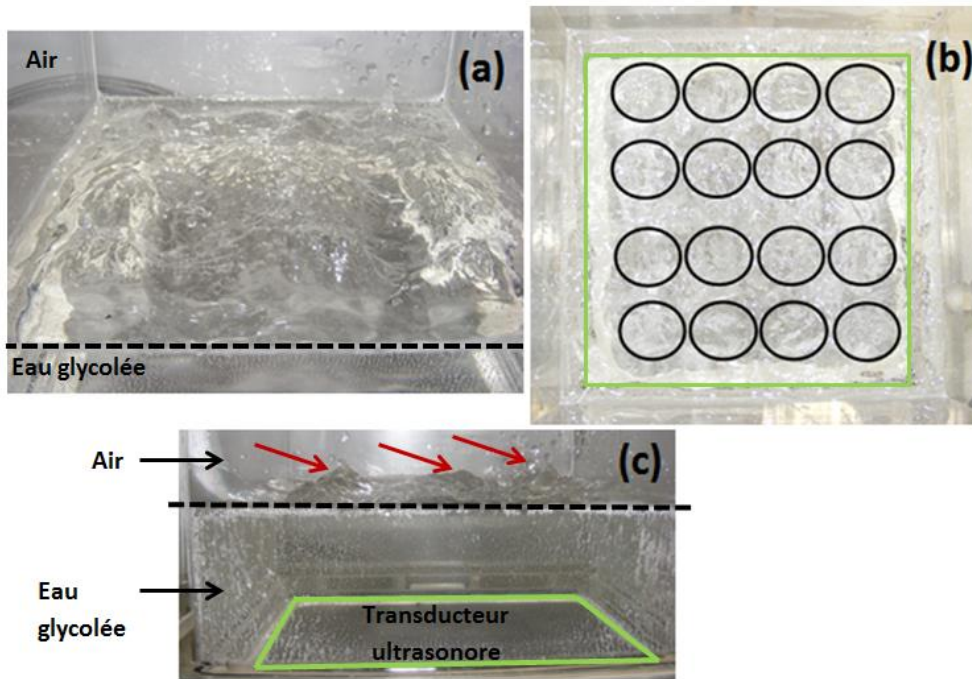


Figure II-19 : Vue en plongée (a), de dessus (b) et de profil (c) des phénomènes de fontaine ultrasonore apparaissant au niveau d'une surface libre liquide gaz (flèches rouges). Les rond noirs de l'image (b) indiquent la position de fontaines ultrasonores. Fréquence 1 MHz, puissance ultrasonore 280 W, hauteur de liquide 5 cm, liquide utilisé eau glycolée à 10 %. La ligne pointillée représente l'interface air-eau glycolée et le carré vert délimite le transducteur ultrasonore

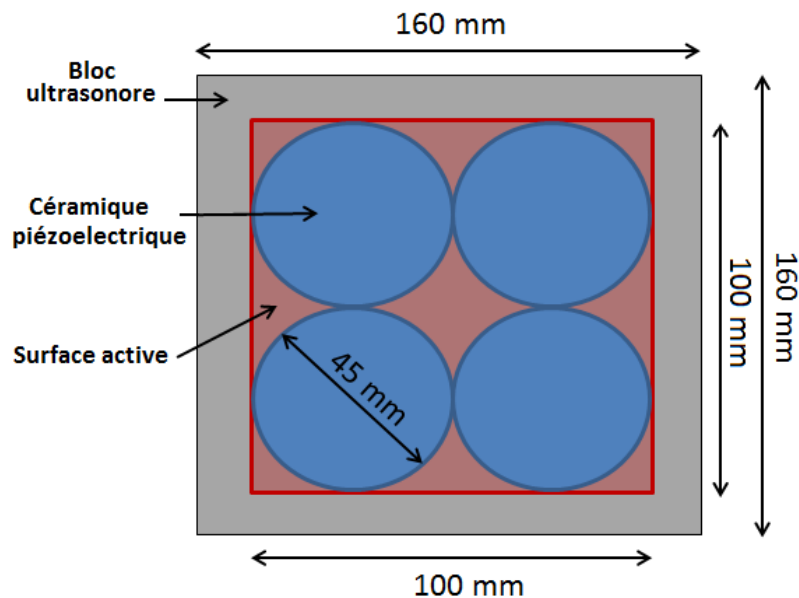


Figure II-20 : Schéma de principe de la répartition des céramiques piézoélectriques sur la surface des blocs ultrasonores à 25 kHz

II.4.1 Caractérisation de la puissance ultrasonore des transducteurs

Il est essentiel de connaître la puissance ultrasonore injectée dans le système. La méthode calorimétrique a été choisie car elle est simple à mettre en œuvre. Elle permet également de mesurer la puissance acoustique totale dissipée dans le fluide à condition de considérer que

tous les effets physiques induits par l'activité ultrasonore finissent par se dissiper sous forme de chaleur. Le dispositif expérimental permettant la mesure de la variation temporelle de température de l'eau dans le réacteur est décrit par la Figure II-21.

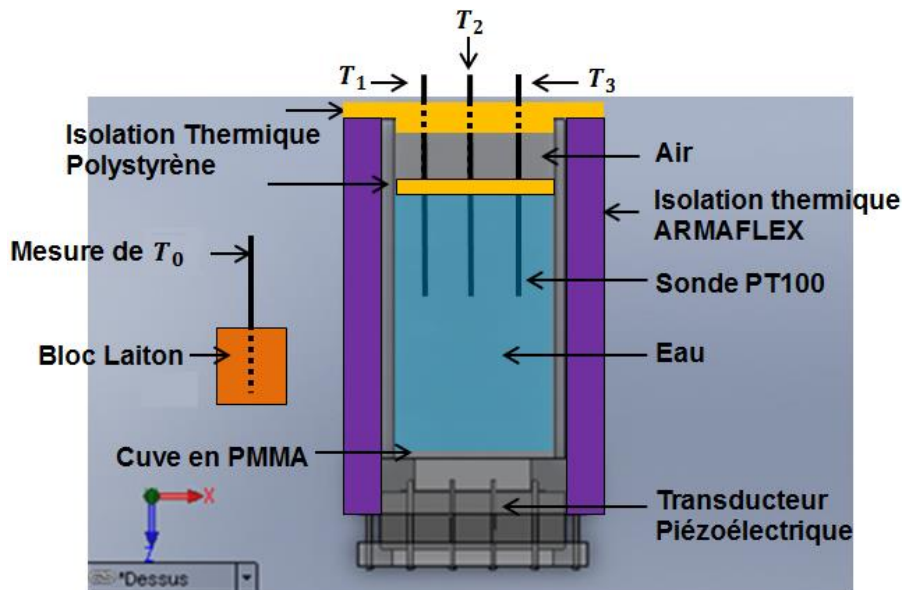


Figure II-21: Schéma du réacteur équipé pour la calorimétrie

Les parois du réacteur sont totalement isolées thermiquement par un isolant souple de type ARMAFLEX. Seul le transducteur n'est pas isolé afin de ne pas accentuer le transfert de chaleur entre les céramiques piézoélectriques et le fluide. Un premier couvercle en polystyrène est placé au niveau de l'interface eau-air dans le réacteur afin d'éviter tout phénomène de diminution de la température de l'eau par évaporation ou atomisation. Un second couvercle en polystyrène ferme le réacteur dans le but de créer une continuité d'isolation avec l'ARMAFLEX. Les conductivités thermiques de ces deux isolants sont fournies dans le Tableau II-3. Trois sondes Pt100 traversent les couches isolantes en polystyrène afin de réaliser le suivi en température du fluide. Elles sont positionnées de manière à ne pas être directement irradiées par le faisceau ultrasonore venant du bas. Ceci permet de s'assurer de l'absence de dérive de la mesure de température du fait de l'absorption de l'énergie ultrasonore par les matériaux composant les sondes. Une mesure de température ambiante extérieure est effectuée grâce à une sonde Pt100 placée à l'extérieur du réacteur. Afin d'en homogénéiser les valeurs, elle est placée dans un bloc de laiton. La masse d'eau utilisée est de 4 kilogrammes, mesurée avant chaque essai.

	Conductivité ($W.m^{-2}.K^{-1}$)		Épaisseur (mm)
ARMAFLEX	à $0^{\circ}C$	0,038	20
	à $40^{\circ}C$	0,042	
Polystyrène expansé	0,032		59

Tableau II-3 : Conductivités thermiques et épaisseurs des isolants thermiques utilisés sur le réacteur.

Le simple suivi des températures du fluide sous-estime la valeur de la puissance acoustique car une partie de l'énergie thermique dissipée dans le réacteur sert également à élever la

température des matériaux du réacteur lui-même. Par conséquent la puissance acoustique totale P_{us} dissipée dans le réacteur est la somme de la puissance P_{eau} dissipée dans l'eau et de la puissance dissipée dans les matériaux du réacteur $P_{réac}$:

$$P_{us} = P_{eau} + P_{réac} \quad (\text{II-11})$$

La puissance dissipée dans le volume fluide P_{eau} est égale au produit :

$$P_{eau} = m_{eau} C_{p\ eau} \frac{\Delta T_{eau}}{\Delta t} \quad (\text{II-12})$$

Avec m_{eau} [kg] la masse d'eau introduite dans le réacteur, $C_{p\ eau}$ [$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$] la chaleur spécifique de l'eau et $\Delta T_{eau}/\Delta t$ [K.s^{-1}] la variation temporelle de la température de l'eau dans le réacteur.

La méthode calorimétrique se décompose donc en deux temps. Premièrement la caractérisation du réacteur doit être réalisée afin de déterminer quelle puissance le réacteur absorbe $P_{réac}$ (paragraphe II.4.2). Ensuite, la puissance ultrasonore dissipée dans l'eau P_{eau} peut être déterminée.

II.4.1.1 Caractérisation du réacteur

Compte tenu de l'hétérogénéité des matériaux composant le réacteur ultrasonore et de la difficulté qui en découle à instrumenter chaque partie, il convient de déterminer la puissance $P_{réac}$ absorbée par le réacteur de manière globale et indirecte. Ainsi en reprenant l'expression de l'équation (II-11) il est possible de déterminer $P_{réac}$ en mesurant simultanément la puissance P_{eau} absorbée par l'eau et la puissance P_{us} injectée dans le réacteur. Dans cette démarche expérimentale, P_{us} est inconnue a priori, elle ne peut donc pas être fournie par les transducteurs ultrasonores mais par l'usage d'une résistance électrique calibrée. Cette puissance, appelée P_{elec} , apportée par effet Joule direct sera mesurée grâce à une mesure de tension et d'intensité.

$$P_{elec} = P_{réac} + P_{eau} \quad (\text{II-13})$$

Il est possible d'exprimer $P_{réac}$ grâce à une masse équivalente en eau (II-14). Cette dernière correspond à la masse d'eau qui absorberait la même puissance que le réacteur.

$$P_{réac} = m_{eq\ eau} * C_{p\ eau} \frac{\Delta T_{eau}}{\Delta t} \quad (\text{II-14})$$

Ainsi l'équation (II-13) devient :

$$P_{elec} = (m_{eau} + m_{eq\ eau}) * C_{p\ eau} * \frac{\Delta T_{eau}}{\Delta t} \quad (\text{II-15})$$

La masse totale équivalente en eau du réacteur est donnée par l'équation (II-16).

$$m_{eq\ eau} = \frac{P_{elec}}{C_{p\ eau} * \frac{\Delta T_{eau}}{\Delta t}} - m_{eau} \quad (\text{II-16})$$

La puissance de chauffe a été fournie par une résistance électrique de $11,5\ \Omega$ alimentée avec un courant continu de 2,65 A et une tension de 30,9 V. Ce dispositif permet de dissiper 82 W dans une masse d'eau de 4 kg. Cette puissance est la puissance maximale autorisée par le générateur électrique à disposition pour ces essais. C'est également une valeur proche de la

puissance ultrasonore qui est utilisée par la suite dans la majorité des essais effectués sur ALTO. La masse équivalente en eau du réacteur, déduite de ces mesures, est égale à 780 g. Par conséquent, le réacteur absorbe 19,5 % de la puissance ultrasonore totale dissipée dans le réacteur

II.4.1.2 Calorimétrie des transducteurs ultrasonores

Pour chaque puissance ultrasonore testée, les courbes d'évolution temporelle des températures de l'eau contenue dans le réacteur sont tracées (exemple Figure II-22). La valeur $\Delta T_{eau}/\Delta t$ est donnée par leur coefficient directeur respectif. En toute rigueur, le coefficient directeur ne peut être calculé que sur un petit intervalle de températures situées autour de la température ambiante extérieure. En effet, c'est seulement à cet instant que les pertes thermiques sont parfaitement nulles et que l'évolution de la température dans le réacteur est exactement égale à celle fournie par les ultrasons. Cependant l'isolation thermique du réacteur permet d'obtenir une évolution temporelle linéaire de la température sur l'ensemble de la gamme de températures étudiée (10 à 20°C sur l'exemple de la Figure II-22 pour une température extérieure T_0 proche de 15 °C), et donc de considérer les pertes comme étant négligeables pour les puissances ultrasonores testées.

Les générateurs ultrasonores utilisés permettent une commande de la puissance ultrasonore en fraction de la puissance totale disponible. Les essais calorimétriques ont donc été réalisés pour chacune des fréquences testées par palier de 10 % de la puissance maximale de chaque générateur.

À partir des variations temporelles de la température de l'eau $\Delta T_{eau}/\Delta t$ obtenues grâce aux trois sondes de températures T_1 , T_2 et T_3 (Figure II-22), la puissance ultrasonore totale P_{us} peut être déterminée par l'équation (II-17):

$$P_{us} = (m_{eau} + m_{eq\ eau}) * C_{p\ eau} \frac{\Delta T_{eau}}{\Delta t} \quad (II-17)$$

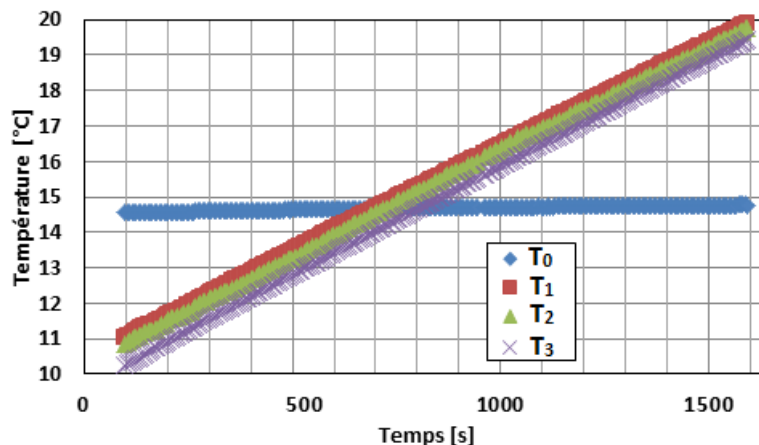


Figure II-22: Exemple de courbes obtenues lors de la calorimétrie. Fréquence : 1 MHz, $P_{générateur}$: 255 W, P_{eau} : 102 W, Masse d'eau : 4 kg

La Figure II-23 présente la puissance ultrasonore totale P_{us} dissipée thermiquement par les ultrasons dans le réacteur en fonction du pourcentage de la puissance de la puissance maximale de chaque générateur pour les trois fréquences ultrasonores testées.

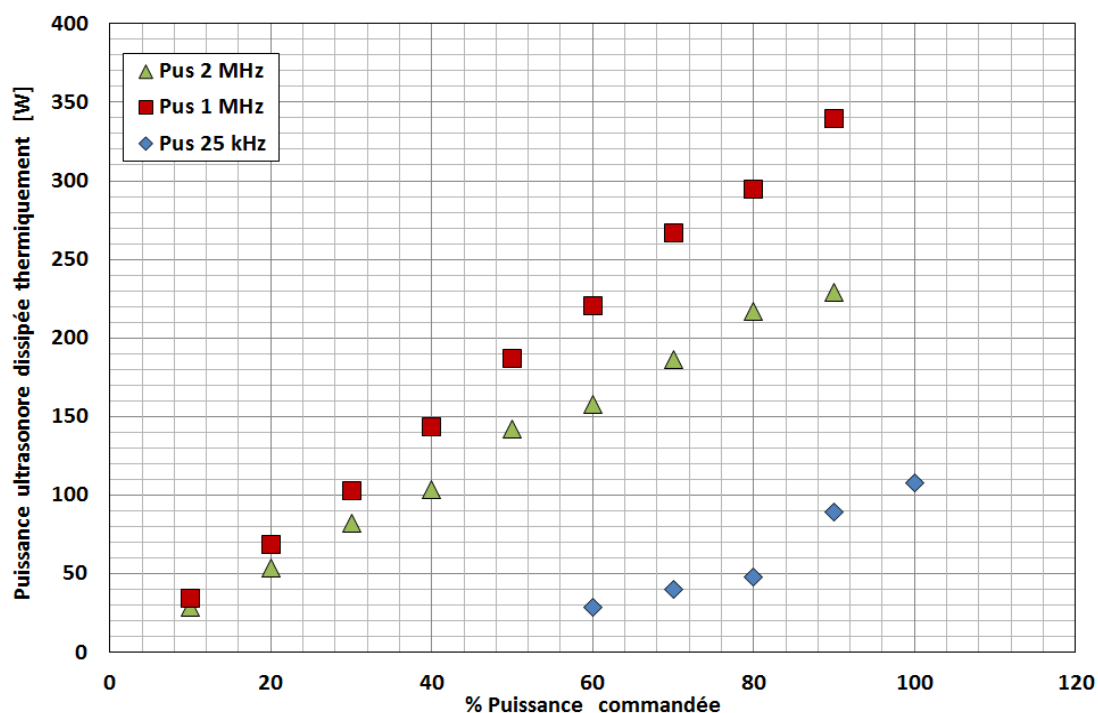


Figure II-23: Puissance ultrasonore totale dissipée dans le réacteur pour les trois fréquences ultrasonores testées en fonction du pourcentage de la puissance maximale de chaque générateur

Fréquence ultrasonore (kHz)	Puissance min (W)	Puissance max (W)
25	22	116
1000	35	340
2000	24	230

Tableau II-4: Valeurs de puissances acoustiques utilisées au cours de ces travaux pour chaque fréquence

II.4.2 Caractérisation de la cavitation acoustique

La cavitation ultrasonore dans de l'eau non dégazée peut avoir plusieurs effets physico-chimiques recensés dans la littérature scientifique (paragraphe I.4). Le premier est d'ordre mécanique et peut engendrer des phénomènes d'érosion au niveau des surfaces en contact avec l'implosion des bulles. Le second effet est chimique et génère des espèces fortement oxydantes. La cavitation acoustique sera donc caractérisée par rapport à ces deux effets pour les trois fréquences testées. Les fluides utilisés sont l'eau plate non dégazée ainsi qu'un mélange d'eau et de propylène glycol présentant un titre de 10% en masse dans le cadre de la caractérisation des effets chimiques.

II.4.2.1 Caractérisation des effets mécaniques de la cavitation acoustique

À basse fréquence, la cavitation peut être caractérisée par l'érosion d'une feuille d'aluminium de 15 microns d'épaisseur en un temps donné (Yukawa, et al., 1975). Il existe ensuite différentes méthodes permettant de quantifier le degré d'érosion de la feuille d'aluminium. Par pesée avant et après irradiation par la cavitation : l'activité cavitationnelle est alors donnée directement en g.s^{-1} d'aluminium érodé. Le comptage des pixels blancs issus d'une

image de la feuille, placée sur une table lumineuse après exposition aux ultrasons, permet également de réaliser une mesure de la taille de la zone érodée par la cavitation en $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

La caractérisation des effets érosifs de la cavitation est réalisée en eau sur la section d'essais ALTO. Le dispositif expérimental se compose d'une feuille d'aluminium placée sur la plaque chauffante. Un espace de 30 mm sépare la feuille d'aluminium du transducteur ultrasonore. Cet espace correspond à la valeur de l'entrefer utilisé lors des essais thermiques. Les échantillons exposés à 1 MHz et 2 MHz n'ont présenté aucune trace mesurable d'un phénomène mécanique suffisant pour engendrer l'érosion de la feuille d'aluminium.

À 25 kHz, ces effets ont été observés pour un nombre de Reynolds nul (débit nul) et égal à 900. La Figure II-24 expose ces résultats obtenus pour une puissance ultrasonore dissipée de $107 \text{ W}_{\text{us}}$. Les cercles rouges indiquent les zones érodées et les limites des blocs chauffants sont repérées par des lignes blanches. Les résultats montrent une forte hétérogénéité de la répartition des sites de cavitation à la surface de la plaque chauffante. Le bloc chauffant n°5 ne semble pas directement impacté par les effets cavitationnels. L'écoulement ne semble pas avoir d'impact majeur sur la position globale des sites cavitationnels.

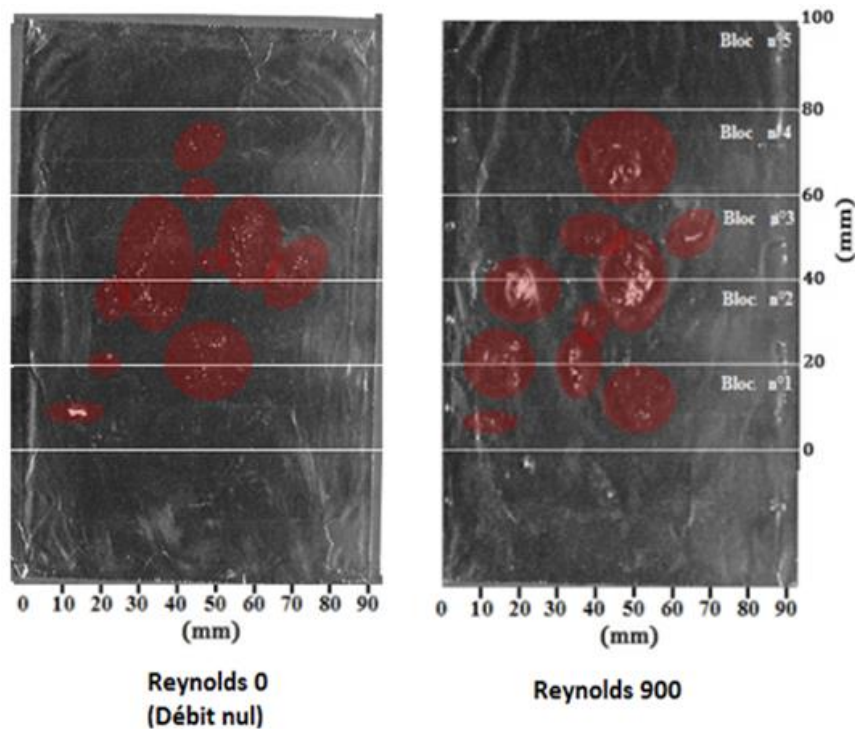


Figure II-24: Érosion causée par les ultrasons à 25 kHz sur une feuille d'aluminium dans l'eau. Entrefer égal à 30 mm, puissance ultrasonore égale à $107 \text{ W}_{\text{us}}$, temps d'exposition de la feuille d'aluminium égal à 7 minutes 30 secondes

Cependant, les résultats de la Figure II-24 ne présentent qu'une image ponctuelle de la répartition des effets de cavitation à 25 kHz (7 minutes 30 secondes). Sur un temps beaucoup plus long, il apparaît que les blocs n°4 et n°5 sont totalement impactés par la cavitation alors que les blocs n°3 et n°2 ne le sont que partiellement et le bloc n°1 pas du tout. Ceci est illustré par la Figure II-25 qui présente une image de l'état de surface de la plaque chauffante à la fin des essais réalisés à 25 kHz. La position des céramiques par rapport aux blocs chauffants est également représentée sur cette figure (cercles rouges).

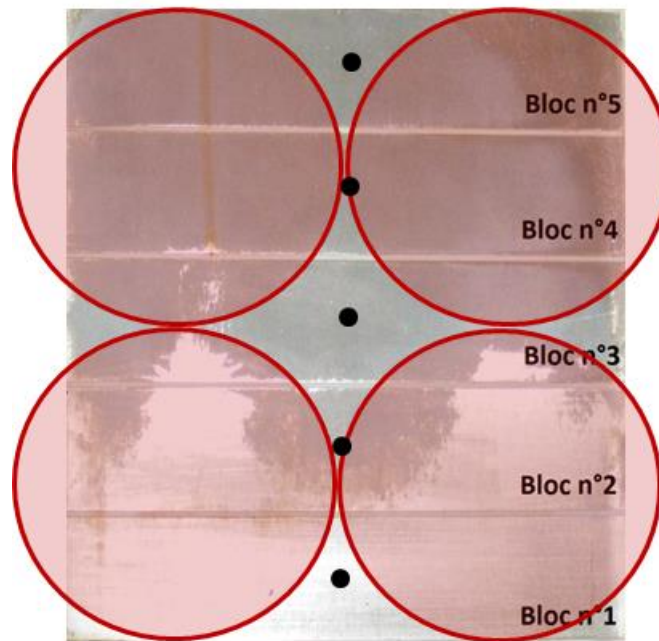


Figure II-25: État de surface de la plaque chauffante après que tous les essais à 25 kHz aient été effectués. Les zones foncées sont celles ayant subi de l'érosion, les zones claires sont intactes. Entrefer égal à 30 mm, puissance ultrasonore égale à 107 W_{us}. Les ronds rouges correspondent à la projection sur la plaque chauffante du positionnement des céramiques sur la surface active du transducteur. Les points noirs indiquent la position des mesures de température de la plaque chauffante

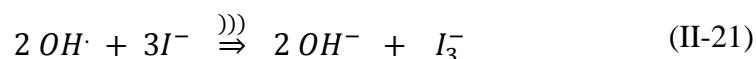
Ces résultats permettent de penser qu'il est possible que le bloc n°5 soit ponctuellement moins touché par les effets cavitationnels que le bloc n°4, même si en moyenne ces effets semblent égaux. La réciproque est vraie pour le bloc n°1, qui semble ponctuellement subir la cavitation, bien qu'en moyenne, ces effets semblent peu présents à ce niveau de la plaque chauffante. Enfin les blocs n°2 et n°3 sont constamment soumis aux effets cavitationnels, mais dans une moindre mesure et de façon moins homogène spatialement que le bloc n°4.

II.4.2.2 Caractérisation des effets chimiques de la cavitation acoustique

La cavitation acoustique peut induire des effets chimiques grâce à sa capacité de dissociation de l'eau (sonolyse). Ce phénomène crée de nouvelles espèces chimiques fortement oxydantes. La sonolyse de l'eau permet d'obtenir principalement des radicaux H[·] et OH[·] ainsi que du peroxyde d'hydrogène H₂O₂. Le mécanisme de formation de ces espèces est donné par les équations II-18 à II-20 :



Les espèces ainsi formées sont capables d'oxyder l'iodure de potassium (Schmitt, et al., 1929). L'ion iodure I⁻ incolore, se transforme alors en ion tri-iodure I₃⁻ colorant la solution en jaune orangé. La réaction est donnée par l'équation (II-21).



Le suivi de la réaction d'oxydation de l'iodure de potassium est effectué à l'aide d'un spectrophotomètre UV de marque Shimadzu (modèle UV mini 1240). L'absorbance maximale des UV pour les ions tri-iodure I_3^- est située à 352 nm. La loi de Beer est utilisée afin de calculer la valeur de la concentration des ions tri-iodure formés (équation (II-22)).

$$A = \epsilon l \chi \quad (II-22)$$

Avec A [-] l'absorbance, l [cm] la largeur de la cuve dans laquelle se trouve l'échantillon à analyser (égale à 1 cm dans les essais présentés ici), χ [mol.L⁻¹] la concentration molaire de l'espèce en solution et ϵ [cm⁻¹] le coefficient d'absorption molaire (ou coefficient d'extinction). Dans les conditions utilisées (longueur d'onde utilisée 352 nm, température de 20°C), ce dernier est égal à $26,4 \cdot 10^3$ cm⁻¹ pour du I_3^- .

La loi de Beer est valable sur une gamme limitée de concentrations. Les mesures de grandes valeurs d'absorbance ne sont pas lisibles par l'appareil. Les conditions expérimentales doivent permettre la mesure de valeurs d'absorbance inférieures à 1,5. Si ces dernières sont supérieures à 1,5, il est nécessaire de diluer la solution avant mesure. En effet pour de fortes concentrations ($C > 0,025$ M) les interactions intermoléculaires influencent les couches électroniques des ions et par conséquent leurs propriétés d'absorption de la lumière.

Le dispositif expérimental utilisé est décrit par la Figure II- 26. Il est composé du réacteur ultrasonore rempli de 3,5 litres de solution d'iodure de potassium dans l'eau à une concentration de 0,06 mol.L⁻¹. Cette concentration assure un large excès en espèces à oxyder afin que le facteur limitant soit la cavitation ultrasonore. La mesure d'oxydation doit être réalisée à température constante afin de ne pas ajouter la variable température à la cinétique de la réaction. La solution d'iodure de potassium est maintenue à 20 °C à l'aide d'un serpentin connecté à un bain thermostaté JULABO F32. Un thermocouple de type K plongé dans la solution permet de vérifier la stabilité de la température. Un spectrophotomètre UV permet de réaliser les mesures d'absorbance de la solution à intervalles de temps déterminés.

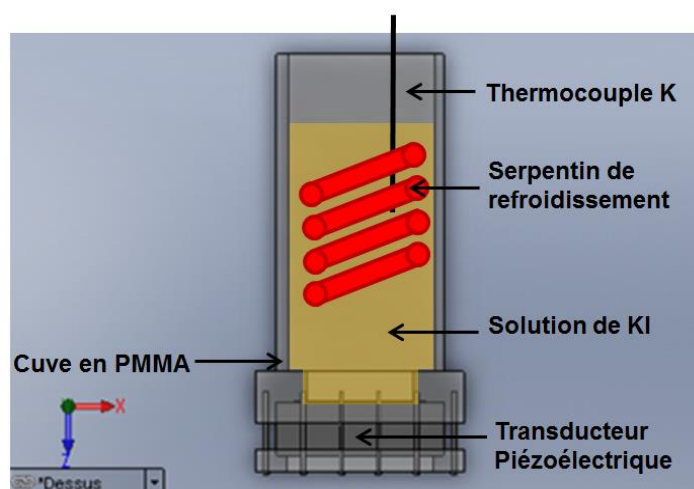


Figure II- 26: Dispositif expérimental utilisé lors de la caractérisation chimique de la cavitation ultrasonore

Résultats obtenus pour l'eau plate

À 1 MHz, la cavitation présente une activité chimique nettement mesurable pour des puissances ultrasonores supérieures à 25 W_{us} . L'augmentation de la puissance ultrasonore se traduit par une augmentation de la cinétique d'oxydation de l'iodure de potassium (Figure II-27) indiquant une augmentation du taux de production des espèces chimiques oxydantes. Deux phénomènes non discernables par les moyens expérimentaux mis en œuvre ici et liés à la cavitation peuvent l'expliquer. Soit l'augmentation de la puissance ultrasonore génère une augmentation du nombre de bulles de cavitation aptes à produire des radicaux. Soit l'énergie développée au moment du collapse d'une bulle est plus importante et permet de générer plus de radicaux en une seule fois. Il est difficile de prévoir lequel de ces phénomènes sera le plus favorable à l'intensification des transferts thermiques.

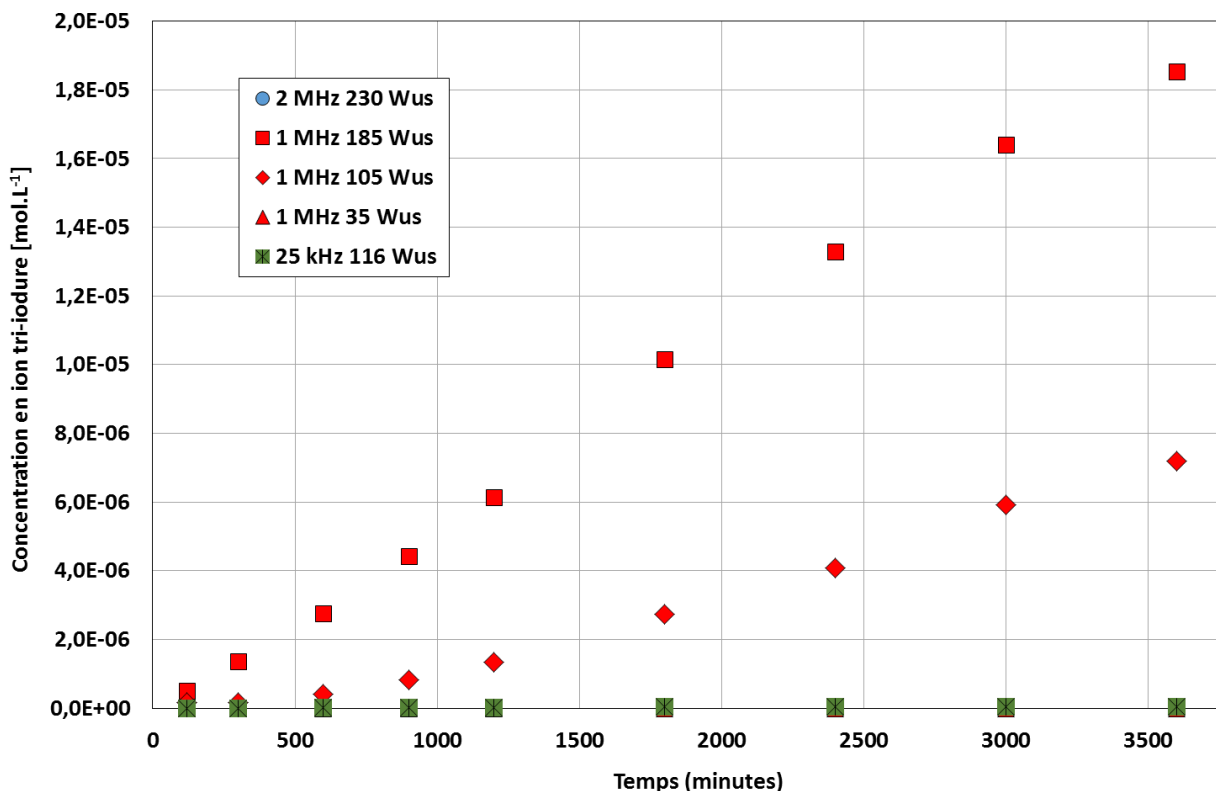


Figure II-27 : Évolution temporelle de la concentration en ion tri-iodure dans le réacteur en fonction des puissances et des fréquences ultrasonores. Les points des séries 2 MHz 160 W_{us} , 1 MHz 25 W_{us} et 25 kHz 116 W_{us} sont confondus sur l'axe d'abscisse nulle

À 2 MHz aucune activité chimique liée à la cavitation acoustique n'est détectée. Les valeurs de concentration en ions tri-iodure ne présentent pas de valeurs significatives même pour la puissance acoustique maximale (Figure II-27). Cette fréquence sera donc utilisée par la suite pour déterminer l'impact du courant acoustique sur l'intensification des transferts thermiques. Aucune activité chimique liée à la cavitation n'a également été mesurée à 25 kHz.

Résultats obtenus pour l'eau glycolée

Le fluide testé est un mélange d'eau plate et de mono-propylène glycol (abrégé en PG). Les titres massiques en mono-propylène glycol testés sont de 5 % et 10 %. Le but de l'étude est de déterminer si cette concentration en glycol a une influence sur l'activité chimique liée à la

cavitation acoustique. L'évolution de la cinétique d'oxydation de l'ion iodure en ion tri-iodure en fonction de la quantité de mono-propylène glycol est présentée sur la Figure II- 28.

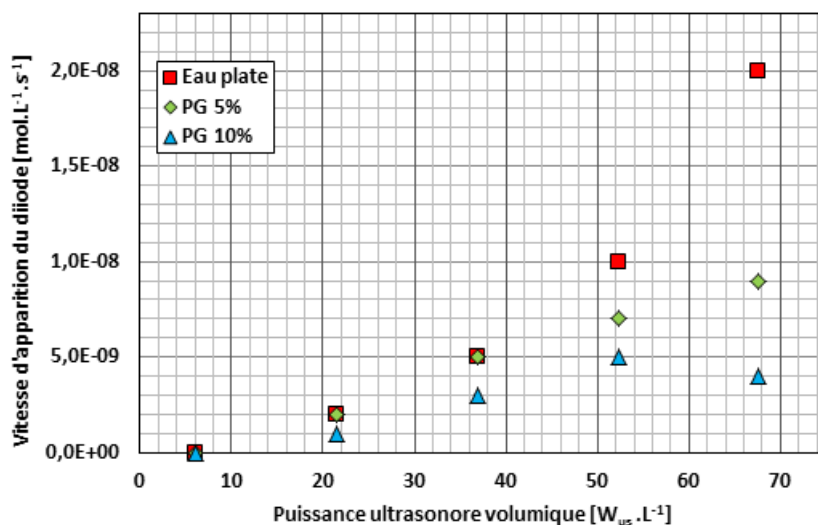


Figure II- 28 : Cinétique d'apparition de l'ion tri-iodure dans le réacteur en fonction de la puissance ultrasonore à 1 MHz et du titre massique de mono-propylène glycol en solution

Il apparaît globalement que la présence de mono-propylène glycol en solution dans l'eau entraîne une diminution de l'activité chimique liée à la cavitation acoustique. Cette diminution semble d'autant plus élevée que le titre massique de glycol en solution augmente.

De plus pour une concentration en glycol de 10 % en titre massique, l'augmentation de la puissance acoustique entraîne une diminution de la cinétique d'oxydation de l'iodure de potassium. Ce comportement peut être induit par différents phénomènes difficilement discernables par ces simples essais. Si l'on considère que l'augmentation de la puissance acoustique entraîne une augmentation de la quantité d'espèces oxydantes libérées en solution dans le réacteur (radicaux et eau oxygénée confondus), il est possible que leur concentration soit suffisante pour réagir avec le mono-propylène glycol. Une partie des radicaux[•]OH peut alors être consommée par cette réaction secondaire, diminuant d'autant la réaction d'oxydation de l'iodure de potassium. Il peut également exister un réel effet d'atténuation de la cavitation soit en intensité (violence des collapses) soit en nombre de bulles formées. Ceci peut être dû à l'augmentation de la viscosité du liquide qui entraîne une augmentation de la dissipation thermique de l'énergie acoustique. Par conséquent moins d'énergie acoustique est disponible pour générer les bulles de cavitation. Cette question ne peut être tranchée qu'avec une étude de la cavitation mécanique dans le mono-propylène glycol.

II.4.3 Conclusions liées à la caractérisation de la cavitation acoustique

À 25 kHz, aucune activité chimique n'a été mesurée. En revanche une activité mécanique apte à éroder une feuille d'aluminium a été détectée. À 1 MHz, l'ajout de mono-propylène glycol diminue la cinétique d'oxydation de l'iodure de potassium par rapport au cas où seule l'eau plate non dégazée est utilisée. Enfin, à 2 MHz, aucune activité chimique n'a été détectée.

II.5 Conclusion au Chapitre II

À l'issue du travail préliminaire de bibliographie, il est apparu pertinent de mener une étude expérimentale visant à comparer les effets, sur les transferts thermiques, des phénomènes ultrasonores de courant et de cavitation acoustiques. Le faible nombre de publications ainsi que l'importance industrielle de ce mode de transfert, a naturellement orienté cette étude vers l'intensification ultrasonore des transferts thermiques par ultrasons en convection forcée.

La démarche expérimentale mise en œuvre, a pour objectif de déterminer quels sont les points communs et les différences associés à l'intensification des transferts thermiques par des effets de courant ou de cavitation acoustique. C'est pourquoi la section d'essais ALTO a été conçue, fabriquée et exploitée.

Le dispositif expérimental mis en place permet des mesures de températures locales le long d'une plaque chauffante à flux de chaleur imposé afin de déterminer les coefficients d'échange convectif locaux correspondants, avec et sans ultrasons. A ces mesures thermiques sont associées des mesures hydrodynamiques réalisées par suivi d'images de particules (PIV). Ces mesures PIV doivent permettre de faire correspondre les phénomènes thermiques aux phénomènes hydrodynamiques, et ainsi de déterminer où se situent les points communs et les différences en termes d'intensification par cavitation et courant acoustiques.

Pour être en mesure de produire ces deux effets séparément, ou simultanément afin d'observer d'éventuels effets de synergie entre ces deux effets ultrasonores ; trois fréquences différentes ont été utilisées. La cavitation acoustique est produite par des ultrasons à 25 kHz. Les essais de caractérisation ont montré que cette cavitation présente de fortes propriétés mécaniques érosives mais que ses effets ne sont pas répartis de façon homogène sur toute la surface de la plaque chauffante. La cavitation acoustique est également produite par un transducteur à 1 MHz. Dans ce cas, aucun effet érosif n'a été mesuré, mais des effets chimiques oxydants sont présents. Cette fréquence produit également un phénomène de courant acoustique, réparti spatialement de manière ponctuelle mais périodique sur toute la surface active du transducteur. Cette surface étant égale à celle de la plaque chauffante, il est permis de penser que les zones de présence du courant acoustique seront également observées sur ALTO. Elle sera donc utilisée afin de déterminer s'il existe un effet de synergie de ces deux phénomènes ultrasonores sur l'intensification thermique. Enfin l'effet du courant acoustique seul, sera étudié par l'utilisation d'ultrasons à 2 MHz qui ne présente aucun effet cavitationnel.

La littérature a également révélé une forte interaction entre le régime d'écoulement et les effets thermiques et hydrodynamiques que sont capables de produire des ultrasons. C'est pourquoi la section d'essais ALTO a été conçue pour pouvoir tester une gamme de Reynolds allant de 900 à 5500.

Le chapitre III présente les essais de caractérisation hydrodynamique et thermique en régime silencieux de la section d'essais ALTO. Plus de détails seront notamment apportés sur les configurations expérimentales mettant en place ou non un poreux en entrée de canal, ainsi que sur les comportements hydrodynamiques et thermiques associés.

Chapitre III

Caractérisation silencieuse de la section d'essais

Ce chapitre a pour objectif de présenter les essais réalisés sur la section d'essais ALTO en régime silencieux afin de caractériser le dispositif expérimental.

Les essais sont constitués d'un premier volet hydrodynamique permettant d'éclairer les résultats thermiques présentés par la suite.

Les essais PIV réalisés ne peuvent être qualifiés que de tests préliminaires. Les mesures effectuées fournissent des champs globaux de vitesse dans toute la section d'essais. Afin d'obtenir une vision complète des phénomènes en jeu, il aurait été également nécessaire de réaliser des mesures de champs de vitesse situés en proche paroi des blocs chauffants. Néanmoins, les champs de vitesse globaux calculés lors de cette étude, fournissent une partie des données hydrodynamique sur l'écoulement, nécessaires à la compréhension des mécanismes de l'intensification ultrasonore des transferts thermiques. Le but principal de ces essais PIV est de fournir des données qualitatives sur la relation entre l'hydrodynamique du canal en régime silencieux et acoustique, et les valeurs de coefficient d'échange thermique mesurées dans ces deux mêmes configurations.

Les essais présentés dans ce chapitre, effectués en régime silencieux, serviront de point de référence permettant de juger de l'intensification ultrasonore des transferts thermiques. Tous utilisent de l'eau plate non dégazée ou un mélange d'eau et de mono-propylène glycol appelé par la suite eau glycolée.

Le Tableau III-1 présente les paramètres communs à tous les essais réalisés dans cette étude.

Entrefer [m]	Longueur du canal [m]	Puissance thermique [W]	Température entrée canal [°C]
0,03	0,13	450	20

Tableau III-1 : Paramètres communs à toutes les configurations étudiées

Pour rappel, dans la suite du mémoire, la configuration utilisant le canal sans poreux sera appelée configuration n°1. La configuration utilisant un poreux en entrée de canal ainsi que l'eau comme fluide sera appelée configuration n°2. Enfin, la dernière configuration étudiée, utilisant un poreux et de l'eau glycolée, sera appelée configuration n°3.

L'inconvénient de ne pas utiliser de poreux en entrée de canal (configuration n°1) est de favoriser l'apparition de perturbations de l'écoulement liées à des phénomènes de recirculation. Les seuls essais présentés dans ce mémoire avec cette configuration ont trait à l'influence de la puissance ultrasonore sur l'intensification des transferts thermiques. L'intérêt de la configuration n'utilisant pas de poreux était de permettre la mise en place d'un transducteur ultrasonore horizontal perpendiculaire à la plaque chauffante mais cette géométrie n'a pas été étudiée dans le cadre de ces travaux. Par conséquent, pour tous les essais qui suivent, le transducteur est positionné verticalement, parallèlement à la plaque chauffante.

Les essais étudiant l'influence du régime d'écoulement et des propriétés du fluide ont été réalisés avec la configuration n°2. La largeur du poreux positionné à l'entrée du canal est égale à celle de la plaque chauffante.

L'entrefer séparant le transducteur ultrasonore de la plaque chauffante est toujours identique (0,03 m). Seule la largeur du canal peut changer en fonction de la présence ou non d'un poreux à son entrée. Ce dernier permet d'atténuer les effets inertiels liés au changement brusque de direction à l'entrée du canal.

Les résultats hydrodynamiques seront présentés sous forme de profils de vitesse moyenne et de vitesse RMS, selon les deux positions définies sur la Figure II-16. Les champs de ces deux grandeurs seront également présentés pour l'ensemble du canal. Ils seront composés du champ de vecteurs dont la norme est représentative de la moyenne à cette position sur 2000 images ; ainsi que d'un fond, dont les niveaux de couleurs représentent également les valeurs moyennes mesurées. Le choix de la couleur des vecteurs (blanc ou noir) a pour unique objectif d'en améliorer au maximum la lisibilité.

Certaines zones du canal n'ont pas donné lieu à des mesures (valeurs de corrélations trop faibles) et ont été grisées manuellement. Dans la présentation des champs de vecteurs, le gris indiquera toujours une absence de mesures dans la zone concernée.

Chacune des caractérisations hydrodynamiques présentées est suivie de la caractérisation thermique correspondante. Au cours des essais thermiques, les valeurs de coefficient d'échange thermique sont mesurées en régime silencieux.

III.1 Configuration n°1 : eau sans poreux

La configuration n°1 n'a été utilisée que lors d'essais préliminaires visant à démontrer le phénomène d'intensification thermique par les ultrasons et à déterminer l'effet de la puissance ultrasonore sur le facteur d'intensification à régime d'écoulement fixé. La littérature a montré que le régime laminaire est le plus propice à l'intensification des transferts thermiques (cf. chapitre I.7). L'étude de l'effet de puissance acoustique a donc été réalisée dans des conditions d'écoulement pour lesquelles le nombre de Reynolds est égal à 870.

Les caractéristiques géométriques et opératoires correspondant à cette configuration ainsi que les propriétés de l'eau sont données dans les Tableaux III-2 et III-3.

Largeur canal [m]	Diamètre hydraulique [m]	Débit [L.h ⁻¹]	Vitesse débitante [m.s ⁻¹]	Reynolds
0,174	0,051	320	0,017	870

Tableau III-2 : Caractéristiques géométriques du canal d'écoulement et paramètres expérimentaux utilisés, propres à la configuration n°1

Masse volumique [kg.m ⁻³]	Capacité thermique isobare [J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]	Viscosité [Pa.s]	Conductivité [W.m ⁻¹ .K ⁻¹]	Prandtl
997	4195	0,0010045	0,6	6,9

Tableau III-3 : Propriétés physiques à 20 °C de l'eau utilisée dans la configuration n°1

La longueur d'établissement hydrodynamique dans cette configuration en régime laminaire devrait être égale à 0,48 m (Schlichting, et al., 1999). La longueur d'établissement thermique dans ces mêmes conditions devrait être égale à 3,29 m (Schlichting, et al., 1999). D'après ces résultats, les mesures effectuées dans le canal de la section d'essais sont réalisées en conditions hydrodynamiquement et thermiquement non-établies. Les valeurs de coefficients

locaux d'échange thermique, expérimentalement obtenues, seront comparées aux valeurs calculées grâce à la corrélation de Shah et Bhatti (Shah, et al., 1987) (équation (III-1)). Cette dernière permet le calcul du nombre de Nusselt local et est valide dans le cas d'un canal d'écoulement plan chauffé à flux de chaleur imposé en régime laminaire.

$$Nu_x = 7,55 * \left(\frac{0,024 * x_*^{-1,14} (0,0179 * Pr^{0,17} * x_*^{-0,64} - 0,14)}{1 + 0,0358 * Pr^{0,17} * x_*^{-0,64}} \right) \quad (III-1)$$

Avec x_* la longueur adimensionnelle du canal définie par l'équation (III-2).

$$x_* = \frac{x/D_h}{Re * Pr} \quad (III-2)$$

III.1.1 Caractérisation hydrodynamique silencieuse

III.1.1.1 Champ de vitesse moyen

Les mesures PIV ont permis de mettre en évidence que les vecteurs vitesse moyens, obtenus en régime silencieux, sont globalement orientés selon l'axe y (Figure III-1).

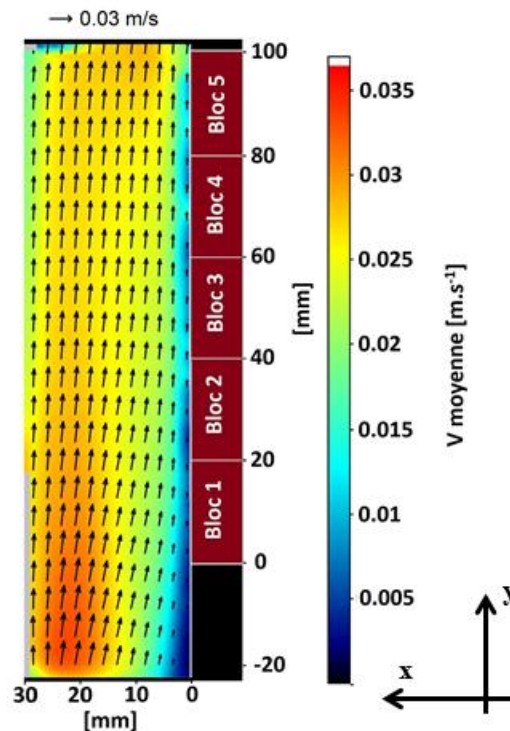


Figure III-1: Champ de vitesse moyen en régime silencieux, obtenu à partir de 2000 champs instantanés. Nombre de Reynolds égal à 870 ; configuration n°1 (eau sans poreux)

Cette orientation correspond à la direction de la vitesse débitante. Il existe cependant une composante de vitesse orientée selon l'axe x, perpendiculaire à la direction principale de l'écoulement (Figure III-2 (b)). Cette dernière est particulièrement développée jusqu'au niveau du bloc n°1 et s'atténue ensuite fortement. Ce phénomène trouve son origine dans les effets inertiels inhérents au changement brusque de direction que subit l'écoulement avant d'entrer dans le canal (cf. Figure II-7). Ces effets inertiels ne sont pas atténués dans la configuration n°1 du fait de l'absence de poreux. Il existe également un effet de sortie au niveau du bloc n°5, moins important, lié lui aussi au changement brutal de direction imposé au fluide afin d'atteindre le collecteur.

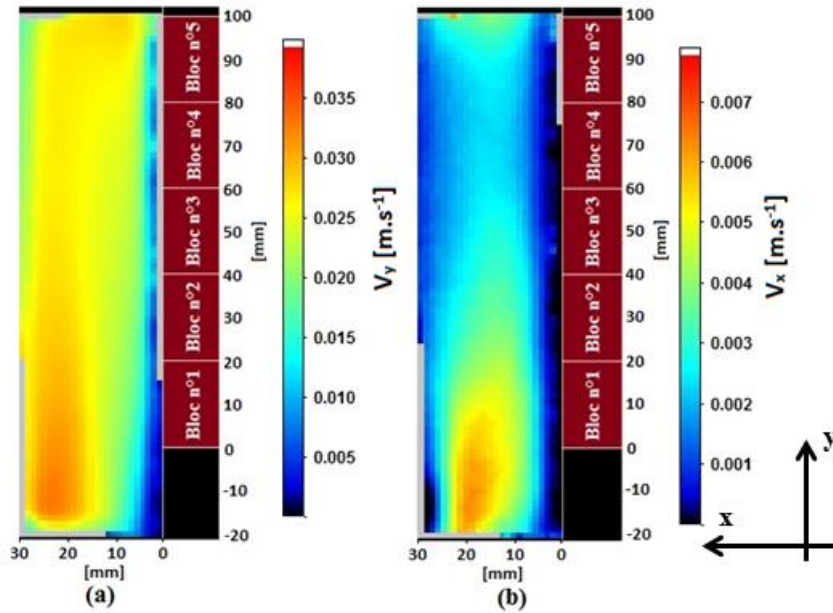


Figure III-2 : Champs scalaires de $V_{y moy}$ (image (a)) et de $V_{x moy}$ (image (b)) issus du champ vectoriel présenté sur la Figure III-1. Nombre de Reynolds égal à 870, configuration n°1 (eau sans poreux)

La Figure III-3 présente les profils de vitesse moyenne selon l'axe x moyennés sur chacun des blocs (voir Chapitre II). Ce graphique permet de déterminer globalement à partir de quel bloc chauffant l'écoulement peut être considéré comme établi. Pour rappel (cf. chapitre I.1), un écoulement en conduite est considéré établi hydrodynamiquement lorsque le profil de vitesse horizontal (selon l'axe x) est indépendant de l'axe colinéaire à l'écoulement (axe y). Les profils obtenus deviennent sensiblement identiques les uns aux autres au-delà du bloc n°1 et totalement similaires pour les blocs n°4 et n°5.

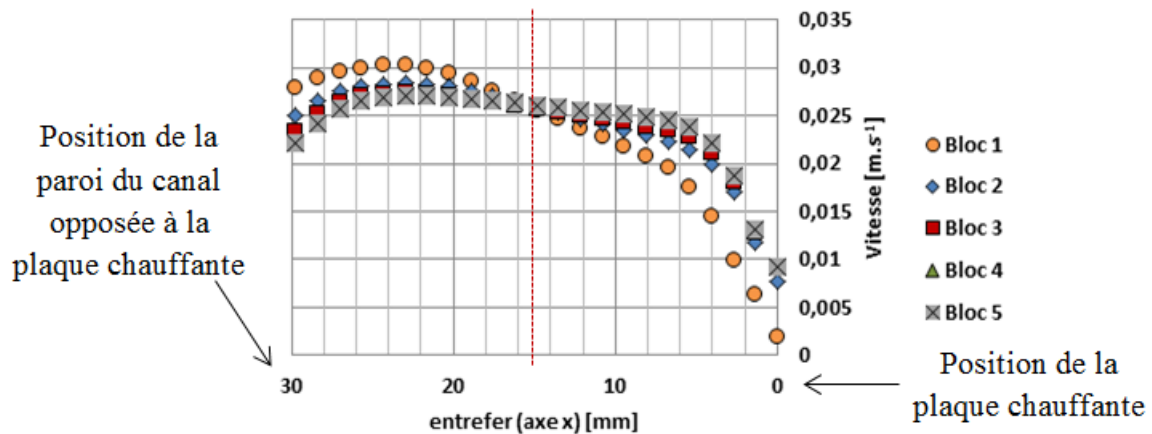


Figure III-3 : Profils horizontaux du module de la vitesse moyenne, obtenus au niveau de chaque bloc chauffant d'après la procédure décrite au chapitre II. Nombre de Reynolds égal à 870, configuration n°1 (eau sans poreux)

Les profils de la Figure III-3 présentent tous une dissymétrie par rapport au milieu du canal (droite pointillée rouge en $x = 15$ mm). Les vitesses sont plus élevées dans la partie du canal comprise entre 15 mm et 30 mm. Les effets inertiels liés à l'entrée du fluide dans le canal sont encore une fois responsables de ce phénomène. En effet, l'impact entre l'écoulement arrivant horizontalement sous la plaque chauffante ($x = 0$ mm) et la paroi verticale du canal située en

$x = 30$ mm (cf. Figure I-7) produit un effet de jet. Les vitesses se répartissent ensuite sur toute la largeur du canal. C'est pourquoi la dissymétrie du profil de vitesse, extrêmement marquée au niveau du bloc n°1, s'atténue ensuite le long du canal.

Il est probable qu'une composante de vitesse selon l'axe z (sortant du plan de la nappe laser) existe également. Cependant compte tenu du fait que le changement de direction en entrée de canal s'opère selon le plan x - y , il est raisonnable de penser que la composante de vitesse selon l'axe z reste inférieure à celles mesurées dans le plan x - y .

Les cinq profils de vitesse V_{moy} de la Figure III-3 ont une allure caractéristique de profils d'écoulements turbulents (profil plat), et cela malgré un nombre de Reynolds égal à 870 caractérisant normalement un écoulement laminaire. L'étude de la turbulence, par le biais des valeurs des vitesses RMS, présentée à la section suivante confirmera l'existence d'un régime difficilement qualifiable stricto sensu de laminaire (cf. paragraphe I.1.2)

III.1.1.2 Champs de vitesse RMS

Classiquement, un écoulement laminaire, établi hydrodynamiquement, présente des valeurs de vitesse RMS nulles. Il peut cependant arriver que sous l'effet de perturbations, propres à la géométrie de l'écoulement ou à des obstacles ponctuels, ce ne soit plus le cas localement. Malgré tout, l'une des caractéristiques essentielles d'un écoulement laminaire est d'atténuer ces perturbations au lieu de les entretenir (écoulement turbulent), menant à une diminution progressive des valeurs de vitesse RMS. Le canal de la section d'essais d'ALTO en configuration n°1 (eau sans poreux) est exactement dans ces deux situations.

Le champ de vitesse RMS mesuré pour cette configuration d'écoulement est présenté sur la Figure III- 4. Les fluctuations instantanées du champ moyen ne sont pas négligeables, entraînant des valeurs de vitesse RMS non nulles au milieu du canal ($x = 15$ mm) et à proximité de la plaque chauffante ($x = 1,8$ mm). Ces valeurs sont comprises entre 0,6 cm/s et 2,1 cm/s. Pour comparaison, la valeur de la vitesse moyenne au milieu du canal est comprise entre 2,5 et 2,7 cm/s (Figure III-5).

L'entrée du canal ($y = -20$ mm) présente des valeurs de vitesse RMS globalement plus élevées que le reste de l'écoulement (Figure III- 4). Ce phénomène peut être fortement corrélé à l'existence dans cette zone d'une composante horizontale de la vitesse moyenne. Le fluide, contraint de décrire une trajectoire courbe dont l'origine est décrite en III-1.1.1, subit, par conservation du débit, un gradient de vitesse entre les rayons interne et externe de sa trajectoire. Ce gradient de vitesse génère du cisaillement, responsable de l'apparition de vitesse RMS dans cette zone. Au cœur de l'écoulement, cette turbulence générée localement, s'atténue ensuite le long du canal (courbe bleue de la Figure III-5). Ce comportement est donc parfaitement cohérent avec le caractère laminaire de l'écoulement, cohérent avec un nombre de Reynolds égal à 870. À la sortie du canal ($y = 100$ mm), les valeurs de vitesse RMS, en proche paroi et au milieu du canal, subissent toutes les deux une forte augmentation, phénomène également attribuable au cisaillement, dû à l'effet de sortie mentionné dans le paragraphe III.1.1.

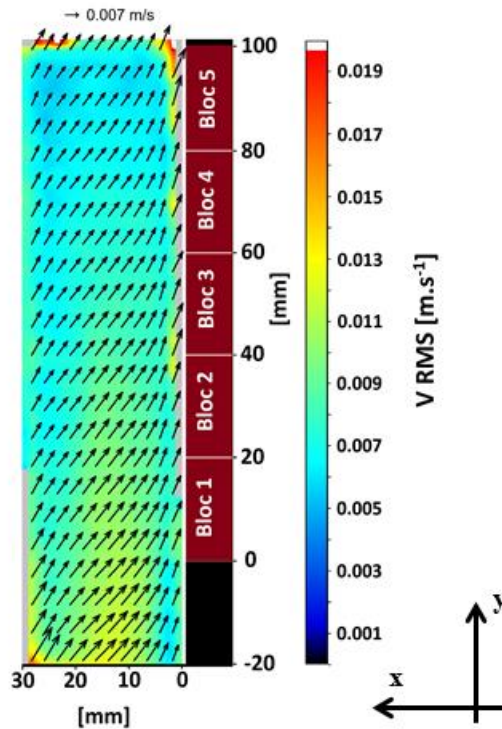


Figure III- 4: Champ de vitesse RMS correspondant au champ moyen de vitesse présenté sur la Figure III-1. Nombre de Reynolds égal à 870 ; configuration n°1 (eau sans poreux)

En proche paroi ($x = 1,8$ mm), les valeurs de vitesse RMS restent constantes en moyenne, tout en subissant des oscillations locales (Figure III-5). La vitesse RMS dans cette zone de l'écoulement présente également à partir du bloc n°3 des valeurs plus élevées que le cœur de l'écoulement. Ce dernier point est en accord avec les mesures expérimentales effectuées par diverses études de la littérature qui ont montré que le maximum de vitesse RMS d'un écoulement n'est pas situé au cœur de l'écoulement mais en proche paroi (Zaric, 1979). Ce résultat est valide pour des fluides de différentes viscosités, des géométries de conduites planes ou circulaires ainsi qu'en convection externe.

Les oscillations des valeurs de vitesse RMS en proche paroi peuvent quant à elles être causées par la conception en blocs de la plaque chauffante. En effet, cette segmentation peut aboutir à des décrochages de la couche limite au niveau des jonctions entre les blocs chauffants et les feuillets de céramique. La contrainte, donnée par le cahier des charges au moment du montage, était l'obtention d'un état de surface plan de l'ensemble de la plaque chauffante d'une précision de 1/10 de mm. Cependant, compte tenu de la difficulté à tenir ces cotes pour un assemblage composé d'autant d'éléments disparates, il est possible que la rugosité absolue de la plaque chauffante soit localement plus élevée. Enfin, comme dans le cœur de l'écoulement et pour les mêmes raisons, les valeurs de vitesse RMS en proche paroi subissent une augmentation brutale en sortie de canal ($y = 100$ mm).

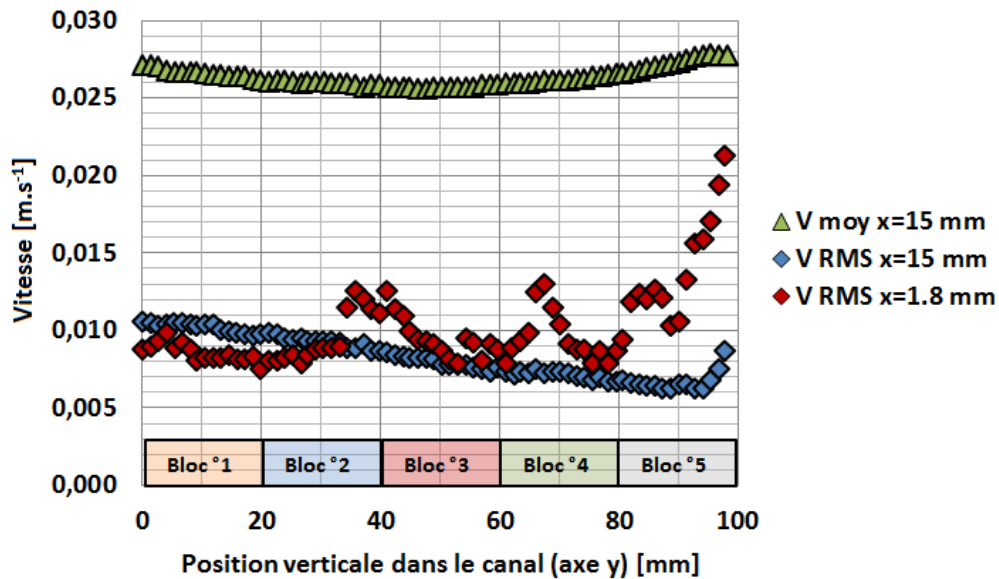


Figure III-5 : Comparaison des profils verticaux de la vitesse moyenne au milieu du canal ($x = 15 \text{ mm}$) et des vitesses RMS au milieu du canal ($x = 15 \text{ mm}$) et à proximité de la plaque chauffante ($x = 1,8 \text{ mm}$). Nombre de Reynolds égal à 870, configuration n°1 (eau sans poreux)

III.1.2 Caractérisation thermique silencieuse

En transferts thermiques convectifs, les valeurs du coefficient d'échange diminuent à mesure que l'épaisseur de la couche limite augmente, jusqu'à atteindre une position pour laquelle la température de la paroi d'échange se stabilise autour d'une valeur constante. Ce comportement est vérifié dans des conditions de transfert thermique à flux thermique imposé. À partir de cette position, le système est dit thermiquement établi (Taine, et al., 2008). Ce comportement se retrouve le long de la plaque chauffante d'ALTO, avec un régime thermiquement établi atteint au niveau du bloc n°4 et une valeur du coefficient d'échange thermique correspondante environ égale à $1000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ (Figure III-6).

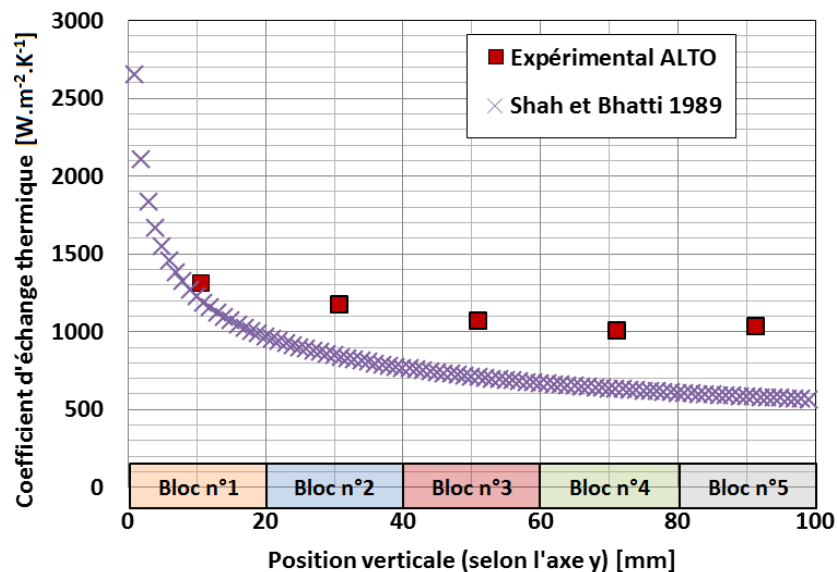


Figure III-6: Profil d'évolution du coefficient d'échange thermique convectif le long de la plaque chauffante. Nombre de Reynolds = 870 ; entrefer = 30 mm ; puissance thermique totale de la plaque chauffante = 450 W_{th} ; configuration n°1 (eau sans poreux).

Les valeurs de coefficients d'échange thermique présentées dans ce paragraphe sont issues d'une moyenne réalisée sur 160 mesures effectuées dans la configuration silencieuse précédant la mise en fonctionnement des ultrasons.

La Figure III-6 met en évidence que les valeurs expérimentales du coefficient d'échange thermique sont très supérieures aux valeurs calculées grâce à la corrélation de Shah et Bhatti valide pour un écoulement laminaire. Compte tenu du fait que les corrélations sont généralement données avec une précision de 15 à 20 %, et sachant que les valeurs expérimentales du coefficient d'échange thermique présentent une erreur inférieure à 10 % (Tableau III-4), cette corrélation présente des valeurs en accord avec les valeurs expérimentales (Figure III-6).

L'établissement thermique semble également atteint plus rapidement dans le cas expérimental, au regard d'un régime d'écoulement sensément laminaire. En effet, comme mentionné en introduction de ce paragraphe, l'établissement thermique en régime turbulent est théoriquement atteint au bout de 0,48 m alors qu'en régime laminaire 3,29 m sont nécessaires.

Comme l'a montré le paragraphe III.1.1.2, l'hydrodynamique générale de l'écoulement dans la section d'essais n'est pas laminaire au sens puriste du terme. Le canal subit des effets d'entrée générateurs de turbulence propices aux transferts thermiques pariétaux. De plus, comme les résultats obtenus par PIV l'ont démontré, l'écoulement n'est pas établi hydrodynamiquement lorsque le fluide atteint la plaque chauffante. Or les zones chauffantes situées dans les phases d'établissement thermique et hydrodynamique sont plus favorables aux transferts pariétaux. Il est donc possible que les valeurs élevées du coefficient d'échange thermique, par rapport à ce qui est attendu d'un régime laminaire, soient induites par ces conditions d'établissement thermique et hydrodynamique ainsi que par cette « pseudo turbulence » générée en entrée de canal.

Le Tableau III-4 permet de comparer les incertitudes de mesures et les écarts liés à la répétabilité des essais. Il existe un écart important entre ces deux grandeurs. Les incertitudes de mesure sous-estiment les écarts pouvant exister entre les différents essais. Le débit d'entrée et la température d'entrée fluctuent aussi chacun autour de 1,5% (Tableau III-5).

Moyenne coefficient d'échange thermique [W.m ⁻² .K ⁻¹]				
Bloc 1	Bloc 2	Bloc 3	Bloc 4	Bloc 5
1305	1166	1062	1005	1038
Écart-type coefficient d'échange thermique [W.m ⁻² .K ⁻¹]				
Bloc 1	Bloc 2	Bloc 3	Bloc 4	Bloc 5
121	84	63	86	84
Écart de répétabilité				
Bloc 1	Bloc 2	Bloc 3	Bloc 4	Bloc 5
9,3%	7,3%	6,0%	8,6%	8,1%
Incertitudes relatives de mesure				
Bloc Inox 1	Bloc Inox 2	Bloc Inox 3	Bloc Inox 4	Bloc Inox 5
4,3%	3,9%	3,6%	3,5%	3,4%

Tableau III-4: Incertitudes de mesures et répétabilité des essais liées à la mesure du coefficient d'échange thermique sur chaque bloc chauffant pour un nombre de Reynolds égal à 870 (cf. paragraphe II.2.4)

Moyenne T entrée	20,3	°C
Écart-type T entrée	0,3	°C
Écart relatif température	1,5%	
Moyenne Débit	322	L.h ⁻¹
Écart-type Débit	5	L.h ⁻¹
Écart relatif débit	1,6%	

Tableau III-5: Répétabilité des valeurs mesurées de la température d'entrée et du débit liquide dans ALTO

III.1.3 Conclusion sur la configuration n°1 silencieuse

La configuration n°1 met en œuvre un écoulement dont le nombre de Reynolds est égal à 870. Cet écoulement est donc laminaire du point de vue de la concurrence existant entre les forces visqueuses et les forces d'inertie. Malgré tout, les choix qui ont été faits en ce qui concerne la conception de la section d'essais, ainsi que certaines incertitudes liées à l'état de surface dans le canal, favorisent l'agitation de l'écoulement non naturellement présente en régime laminaire. Le caractère laminaire de l'écoulement est toutefois prouvé dans la mesure où cette « pseudo turbulence », mise en évidence par le biais des vitesses RMS, s'atténue à mesure que l'on s'éloigne de la source des perturbations. Il résulte de cet écoulement laminaire agité des valeurs de coefficient d'échange thermique ainsi que des longueurs d'établissement thermique proches de ce qui est traditionnellement observé en régime turbulent.

La littérature (Legay, et al., 2012) a permis de démontrer que les limites des effets des ultrasons, apparaissent d'autant plus rapidement que le système est soumis à un régime favorable aux transferts thermiques. Dans la mesure où cette configuration est utilisée par la suite afin d'étudier cet effet des ultrasons, les perturbations hydrodynamiques décrites précédemment ne présenteront pas une gêne dans l'analyse des résultats, mais il est cependant

possible de penser que ces conditions initiales favorables aux transferts thermiques, minimiseront l'effet relatif des ultrasons.

Néanmoins, dans le cadre d'une étude thermo-hydraulique ayant pour but de comprendre la capacité des ultrasons à générer de la turbulence ainsi qu'à intensifier les transferts thermiques, il paraît judicieux de se placer dans un contexte hydrodynamique plus simple, et dans lequel la contribution des ultrasons pourrait apparaître de manière plus évidente. C'est pourquoi la configuration n°2, avec le positionnement d'un poreux en entrée du canal afin de réduire les effets inertiels décrits précédemment, a été mise en œuvre.

III.2 Configuration n°2 : eau avec poreux

La configuration d'écoulement n°2, utilisant un poreux en entrée du canal, constitue le cœur de l'étude d'intensification ultrasonore des transferts thermiques présentée dans ce mémoire. En effet, c'est dans ces conditions expérimentales que les effets de fréquence et de débit ont été étudiés conjointement. Les propriétés physiques du fluide utilisé dans ce contexte ne varient pas par rapport à la configuration n°1, puisque l'eau est toujours utilisée comme fluide caloporteur. Les valeurs fournies par le Tableau III-3 sont donc toujours valides pour la configuration n°2. En revanche la mise en place du poreux en entrée de canal impose une réduction de la largeur totale du canal (cf. Figure II-4) et donc de son diamètre hydraulique. Ces deux paramètres géométriques sont donnés par le Tableau III-6. Le Tableau III-7 quant à lui fournit les correspondances entre les débits, les vitesses débitantes et les nombres de Reynolds mis en œuvre au cours de la campagne d'essais réalisée en configuration n°2.

Largeur [m]	Diamètre hydraulique [m]
0,1	0,046

Tableau III-6: Caractéristiques géométriques du canal d'écoulement en configuration n°2

Débit [L.h ⁻¹]	Reynolds	Vitesse débitante [m.s ⁻¹]
215	900	0,020
600	2500	0,056
835	3500	0,077
1200	5000	0,111

Tableau III-7 : Paramètres expérimentaux utilisés dans la configuration n°2

Dans un contexte de convection forcée interne, les nombres de Reynolds choisis sont caractéristiques d'écoulements laminaires (Reynolds égal à 900) et transitoires (Reynolds supérieurs à 2500). Pour être pleinement développée, la turbulence en conduite nécessite généralement des valeurs de nombres de Reynolds proches de 10000 (cf. Paragraphe I.1.3).

Les valeurs des coefficients locaux d'échange thermique expérimentalement obtenues seront comparées aux résultats issus des corrélations de Shah et Bhatti (équation (III-1)).

III.2.1 Caractérisation hydrodynamique silencieuse

III.2.1.1 Champs de vitesse moyens

La caractérisation silencieuse de l'hydrodynamique présente dans le canal d'écoulement d'ALTO en configuration n°1 a révélé une hydrodynamique très perturbée. Afin d'être en mesure d'observer aisément les effets hydrodynamiques propres à chacune des fréquences acoustiques testées et de les relier au comportement thermique de la plaque chauffante, il est préférable de tranquilliser au maximum l'écoulement dans le canal. C'est pourquoi un poreux, capable d'atténuer les effets inertiels liés au changement de direction du fluide, a été ajouté en entrée de canal.

La Figure III-7 présente les champs de vitesse moyens obtenus en régime silencieux pour les quatre valeurs testées du nombre de Reynolds. Le poreux permet d'obtenir un écoulement unidirectionnel majoritairement orienté selon l'axe y (Figure III-7 et Figure III-8).

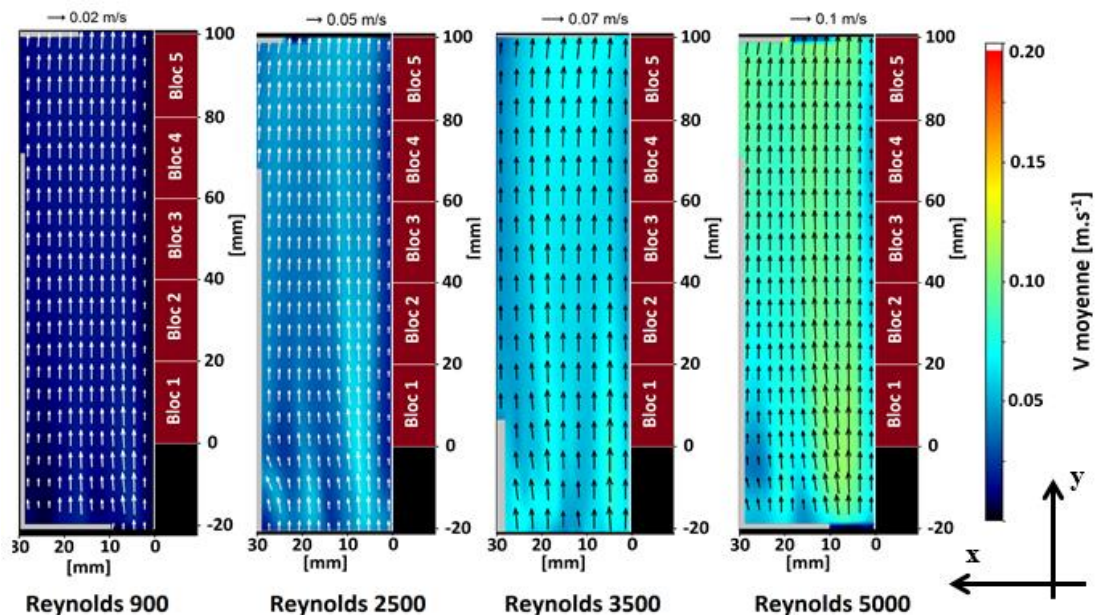


Figure III-7: Champs moyens de vitesse en régime silencieux, obtenus à partir de 2000 champs instantanés pour les quatre régimes d'écoulement testés, configuration n°2 eau avec poreux

La composante de vitesse orientée selon l'axe x n'est cependant pas totalement nulle (Figure III-9). Ce phénomène apparaît principalement au niveau de deux zones. La première est située en fin de canal, lorsque le fluide change de direction (selon l'axe x) afin de rejoindre le collecteur. Ce cas est similaire à celui présenté pour la configuration n°1.

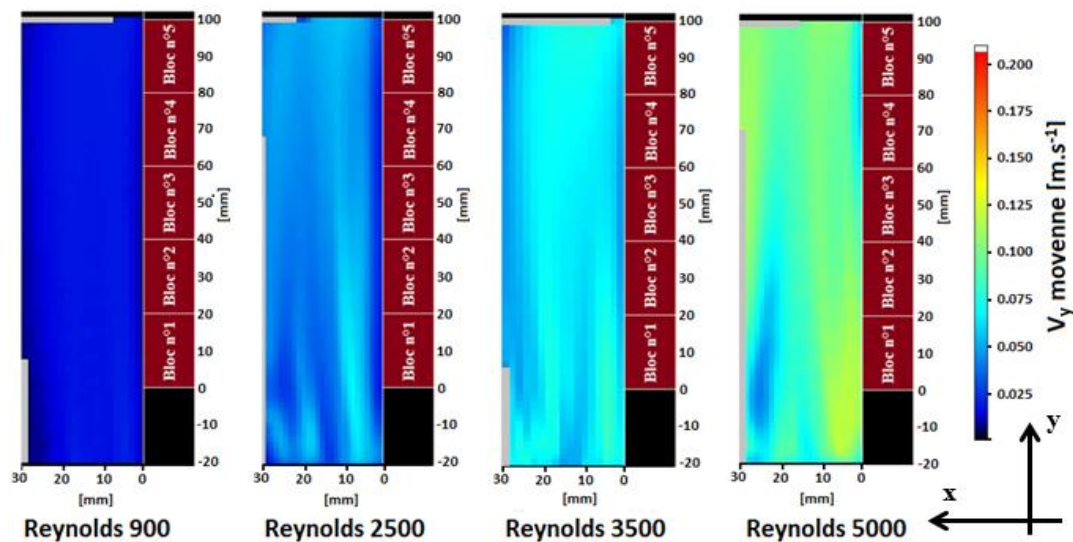


Figure III-8 : Champs scalaires moyens du module de vitesse projeté selon l'axe y $V_{y\text{ moy}}$ pour les quatre régimes d'écoulement testés, configuration n°2 eau avec poreux

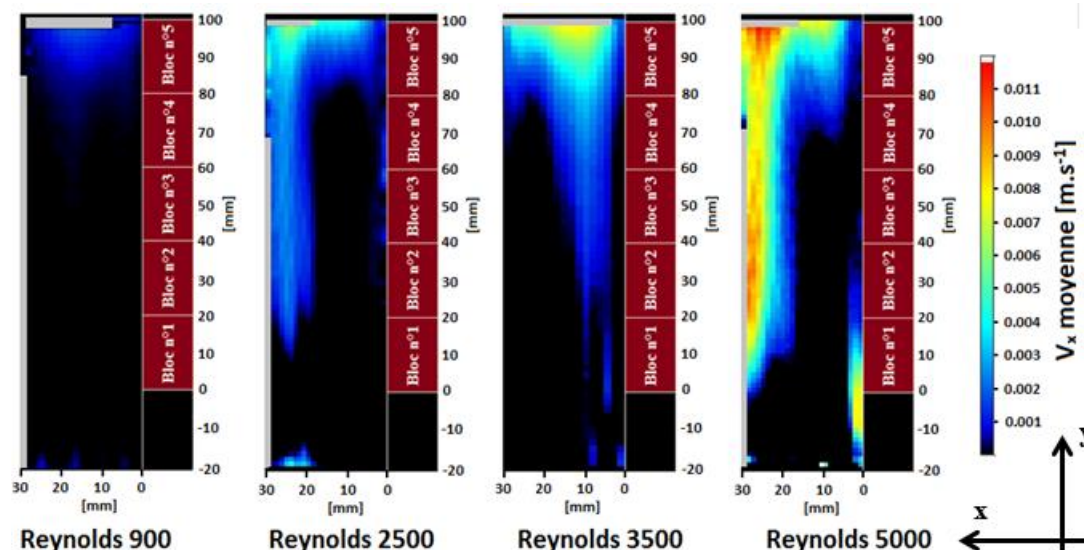


Figure III-9 : Champs scalaires moyens du module de vitesse projeté selon l'axe x $V_{x\text{ moy}}$ pour les quatre régimes d'écoulement testés, configuration n°2 eau avec poreux

La seconde zone est située au niveau du transducteur ultrasonore ($x = 30$ mm). En effet la conception de la section d'essais a imposé la présence d'un retrait de la paroi du canal à ce niveau (Figure III-10). Cette contrainte impose un décrochage de 3 mm sur toute la surface du transducteur. Cette surface constitue une zone d'écoulement morte, mise en circulation par cisaillement des couches fluides en mouvement dans le canal. Le phénomène est illustré sur la Figure III-10. Ces composantes horizontales de vitesse, mises en jeu localement dans le canal, représentent globalement 9 à 10 % de la valeur du module projeté selon l'axe vertical (axe y), à partir des nombres de Reynolds supérieurs à 900.

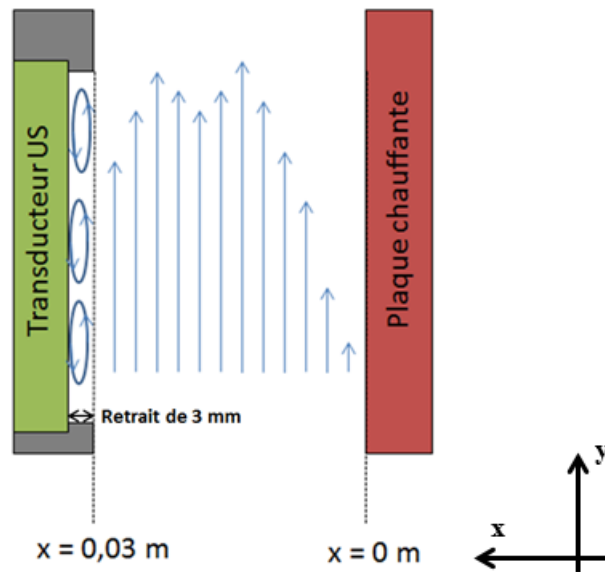


Figure III-10 : Illustration du phénomène de recirculation dans le canal en $x = 0,03$ m au niveau du retrait de la paroi du canal de 3 mm

Ces recirculations perturbent les profils horizontaux de vitesse. Comme la Figure III-11 l'indique, les profils les plus éloignés des profils typiques d'écoulement en conduite sont ceux pour lesquels les valeurs de $V_{x\text{ moy}}$ sont les plus importantes.

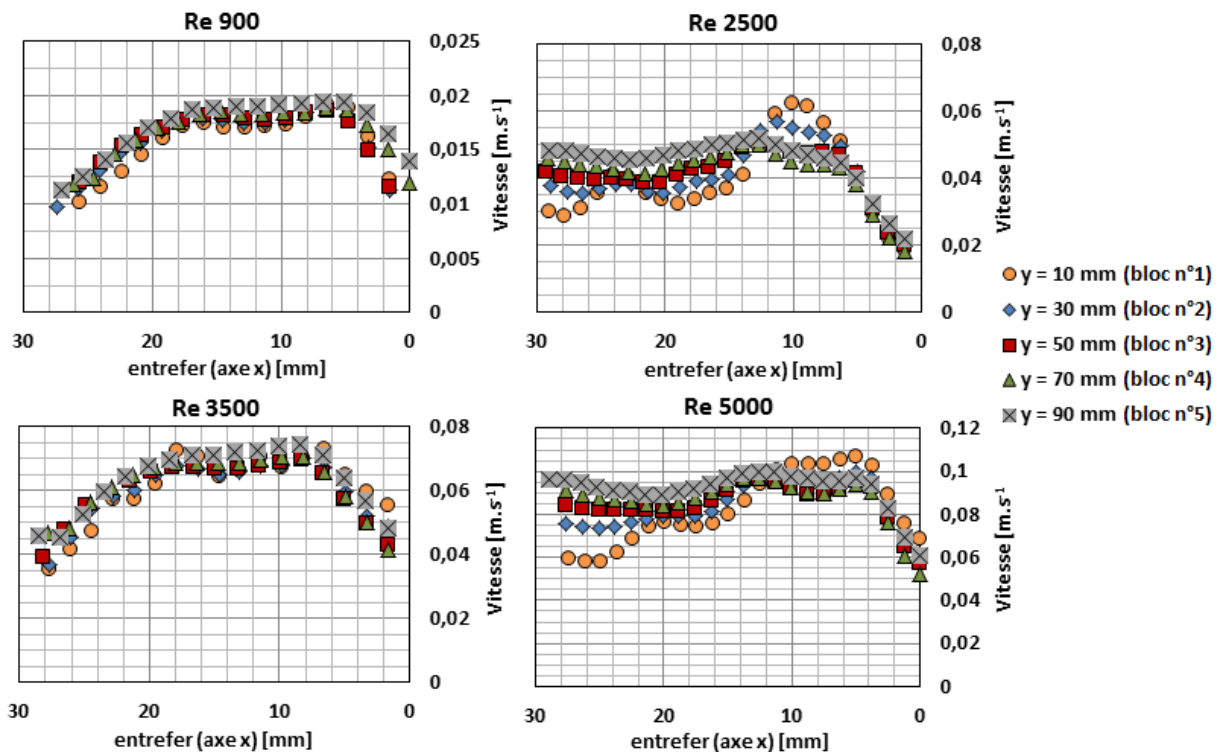


Figure III-11 : Profils horizontaux de vitesse moyenne tracés en face de chaque point de mesures de température permettant le calcul du coefficient d'échange thermique pour des valeurs de nombre de Reynolds égales à 900, 2500, 3500 et 5000. La plaque chauffante se situe en $x = 0$ mm et le transducteur en $x = 30$ mm, configuration n°2 eau avec poreux

C'est le cas des profils horizontaux de vitesses pour lesquels le nombre de Reynolds est respectivement égal à 2500 et 5000. Ces recirculations au niveau du transducteur ultrasonore

sont certainement présentes en configuration n°1. Cependant les effets d'entrée associés à cette configuration doivent en masquer la présence.

Les profils horizontaux de vitesse moyenne présentés sur la Figure III-11 permettent également d'évaluer l'établissement hydrodynamique de l'écoulement. Les régimes d'écoulement les plus perturbés par les recirculations (Figure III-9) sont ceux pour lesquels l'établissement semble le moins atteint ($Re = 2500$ et 5000). Les profils de vitesse moyens des deux autres régimes d'écoulement ($Re = 900$ et 3500) sont plus homogènes par rapport à l'axe y et sont également plus proches de ce qui pourrait être qualifié d'un régime hydrodynamique établi au niveau des blocs n°4 et n°5 (superposition des points des séries correspondants).

III.2.1.2 Champs de vitesse RMS

Les champs de vitesse RMS sont présentés par la Figure III-12. L'augmentation du nombre de Reynolds entraîne une augmentation des valeurs de vitesses RMS dans l'ensemble du canal. Les valeurs mesurées, lorsque le nombre de Reynolds est égal à 900, sont extrêmement faibles ($1 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$), indiquant que l'écoulement est très proche d'un régime laminaire classique.

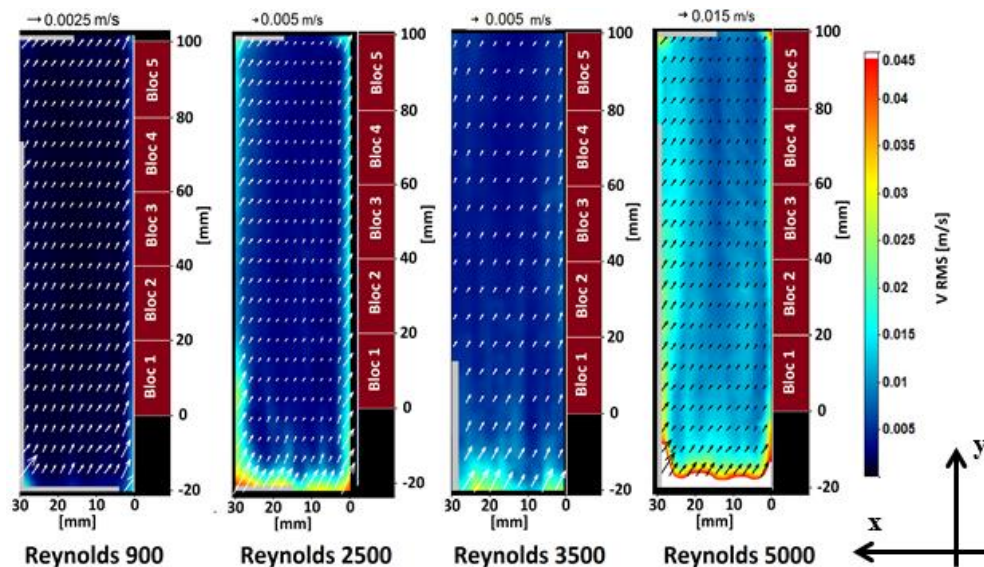


Figure III-12: Champs de vitesse RMS correspondant aux champs moyens de vitesse présentés sur la Figure III-7, configuration n°2 eau avec poreux

La Figure III-12 permet également d'observer que des effets générateurs de turbulence semblent persister en entrée du canal lorsque le nombre de Reynolds est supérieur à 900. Cependant, la Figure III-13 permet de constater que la turbulence au cœur de l'écoulement ne varie plus selon l'axe y (turbulence établie) dès le bloc n°1 pour des nombres de Reynolds inférieurs ou égaux à 2500. L'établissement de la turbulence apparaît au niveau du bloc n°3 pour un nombre de Reynolds égal à 3500, et au niveau du bloc n°4 pour un nombre de Reynolds égal à 5000.

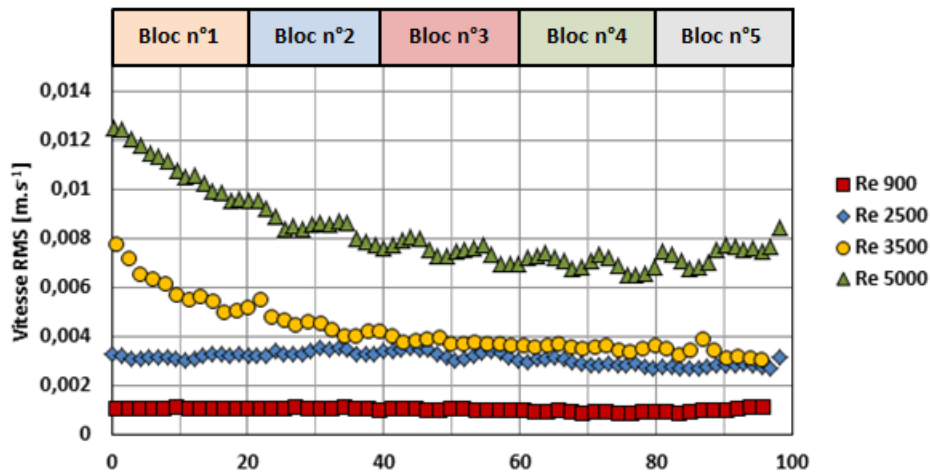


Figure III-13 : Profils verticaux de vitesse RMS au milieu du canal ($x = 15 \text{ mm}$) pour les quatre valeurs du nombre de Reynolds testées, configuration n°2 eau avec poreux

En paroi ($x = 1,8 \text{ mm}$ Figure III-14), la turbulence est établie dès le bloc n°1 jusqu'à des nombres de Reynolds égaux à 3500. L'établissement est atteint au niveau du bloc n°3 pour un nombre de Reynolds égal à 5000.

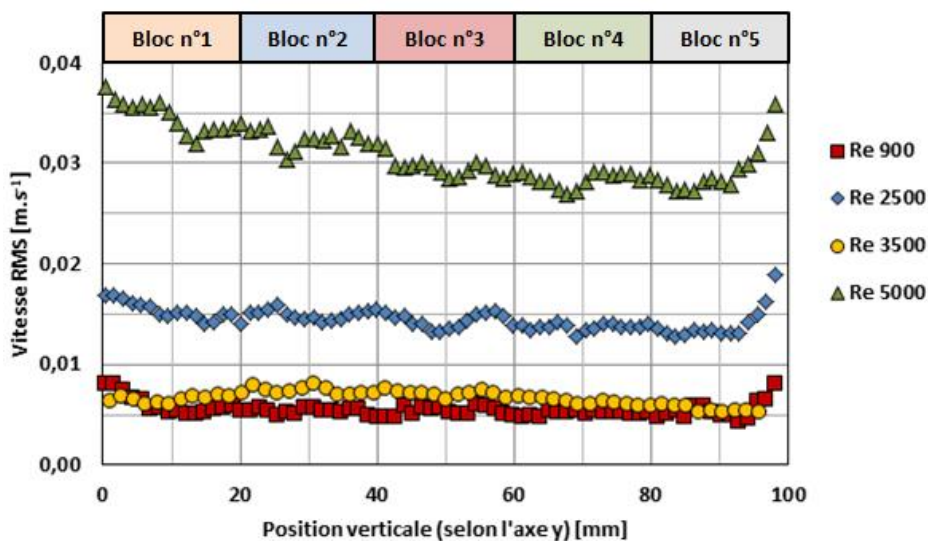


Figure III-14 : Profils verticaux de vitesse RMS au niveau de la paroi chauffante ($x = 1,8 \text{ mm}$) pour les quatre valeurs du nombre de Reynolds testées, configuration n°2 eau avec poreux

La comparaison des valeurs de vitesses RMS au cœur de l'écoulement ($x = 15 \text{ mm}$, Figure III-13) et en paroi ($x = 1,8 \text{ mm}$, Figure III-14), met en évidence que les valeurs de vitesse RMS sont plus élevées en paroi. Comme dans le cas de la configuration n°1, ceci est conforme avec la littérature. Une anomalie est cependant présente en ce qui concerne les valeurs de vitesse RMS en paroi pour un nombre de Reynolds égal à 3500 dont les valeurs sont du même ordre de grandeur que celles mesurées pour un Reynolds égal à 900. L'explication la plus vraisemblable à ce phénomène est que la mesure de la vitesse RMS n'a pas été faite jusqu'à la paroi pour ce régime d'écoulement pour des raisons de concentration insuffisante en particules d'ensemencement. Il n'est donc pas possible de dire que les valeurs présentées par la Figure III-14 correspondent à la réalité pour les essais silencieux réalisés pour un nombre de Reynolds égal à 3500.

La Figure III-15, qui présente les profils horizontaux de vitesse RMS au niveau des cinq blocs chauffants, confirme que les valeurs de vitesse RMS sont plus élevées en paroi qu'au cœur de l'écoulement. Les valeurs les plus élevées sont situées à la distance de la paroi pour laquelle le cisaillement, responsable des instabilités hydrodynamiques, est le plus élevé.

Cette figure révèle également la constance des conditions turbulentes le long de la paroi chauffante qui est matérialisée par le fait que les profils tracés en face des différents blocs se superposent relativement bien. Ce comportement est à mettre en parallèle avec les profils horizontaux de vitesse moyenne, présentés par la Figure III-11, qui sont eux aussi relativement superposables, notamment dans les premiers millimètres du canal selon l'axe x (en partant de la plaque chauffante).

De même, comme les profils horizontaux de vitesse moyenne (Figure III-11), les profils horizontaux de vitesse RMS ne sont pas parfaitement symétriques. Dans une conduite classique, les maxima de vitesse RMS devraient être observés des deux côtés du canal. La dissymétrie du profil s'explique ici par le fait qu'il n'y ait pas de paroi fixe en $x = 30$ mm mais une zone de fluide inerte entraînée par l'écoulement principal décrite précédemment. Par conséquent, de ce côté-ci du canal, les zones de cisaillement maximum sont certainement situées au milieu des recirculations, là où les vitesses sont opposées (Figure III-10). La configuration géométrique de cette zone, cache l'écoulement de la nappe laser ainsi que de la caméra, rendant impossible toute vérification expérimentale de cette hypothèse.

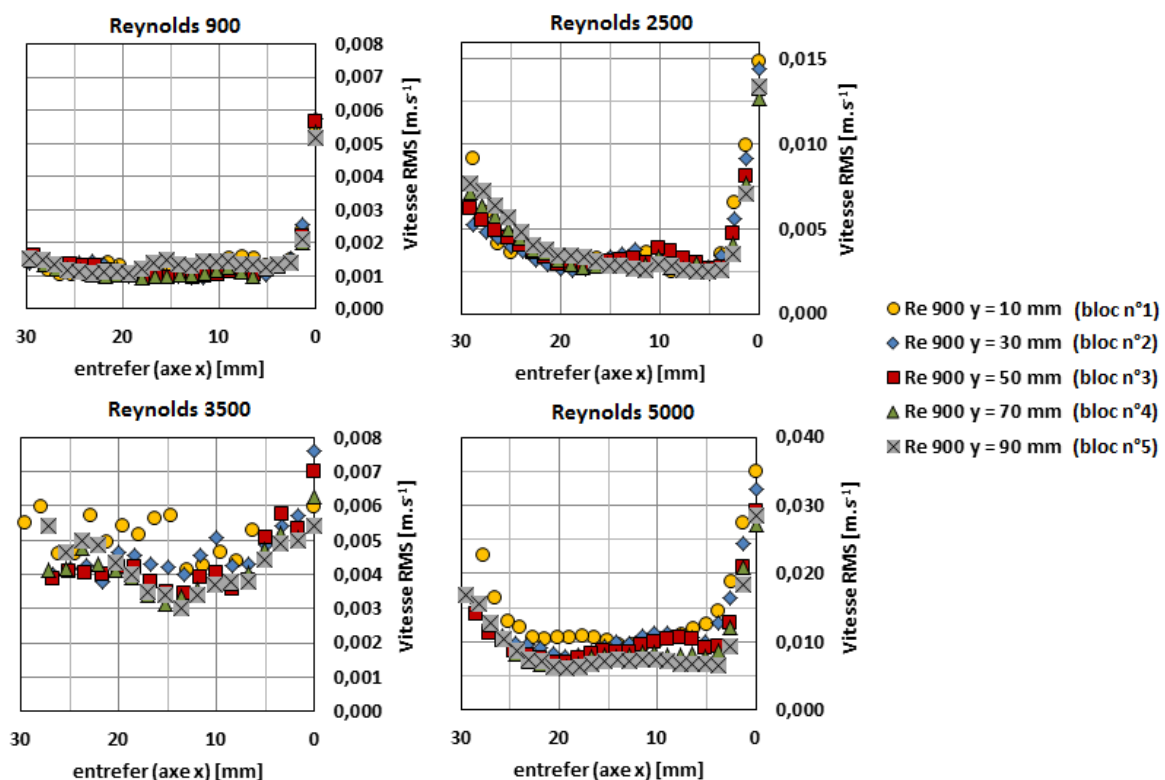


Figure III-15 : Profils horizontaux de vitesse RMS, tracés en face de chaque point de mesures de température permettant le calcul du coefficient d'échange thermique pour les quatre valeurs de nombre de Reynolds testées. La plaque chauffante est située en $x = 0$ mm et le transducteur ultrasonore en $x = 30$ mm, configuration n°2 eau avec poreux

III.2.2 Caractérisation thermique silencieuse

Les résultats thermiques présentés sur la Figure III-16 pour des nombres de Reynolds compris entre 900 et 5500 sont issus de la moyenne des valeurs du coefficient d'échange thermique silencieux, mesurées avant chaque essai réalisé en régime acoustique. En dehors de cette gamme de Reynolds, aucun essai en régime acoustique n'a été réalisé. Les points présentés sont le résultat d'une moyenne issue d'une acquisition de mesures, réalisée sur 30 minutes à une fréquence d'acquisition de 0,1 Hz.

La Figure III-16 permet de vérifier que les profils d'évolution des valeurs du coefficient d'échange thermique, par rapport à la position le long de la plaque chauffante, ainsi qu'à la valeur du nombre de Reynolds, sont phénoménologiquement conformes à la théorie :

- à mesure que l'on s'éloigne du bord d'attaque de la plaque chauffante ($y = 0$ mm), les valeurs du coefficient d'échange thermique diminuent, jusqu'à une position pour laquelle un plateau de valeur est atteint, indiquant que le système est thermiquement établi,
- en régime transitoire-turbulent (Reynolds supérieur ou égal à 2500) et pour une position y fixée sur la plaque chauffante, les valeurs du coefficient d'échange thermique augmentent à mesure que le nombre de Reynolds augmente. En régime laminaire (Reynolds inférieur à 2500), le coefficient d'échange thermique est insensible à l'augmentation du nombre de Reynolds, comme l'indiquent les points confondus obtenus pour des nombres de Reynolds égaux à 400 et 900 de la Figure III-16.

L'établissement thermique est obtenu au niveau du bloc n°3 en régime laminaire et au niveau du bloc n°4 en régime transitoire-turbulent (Figure III-16).

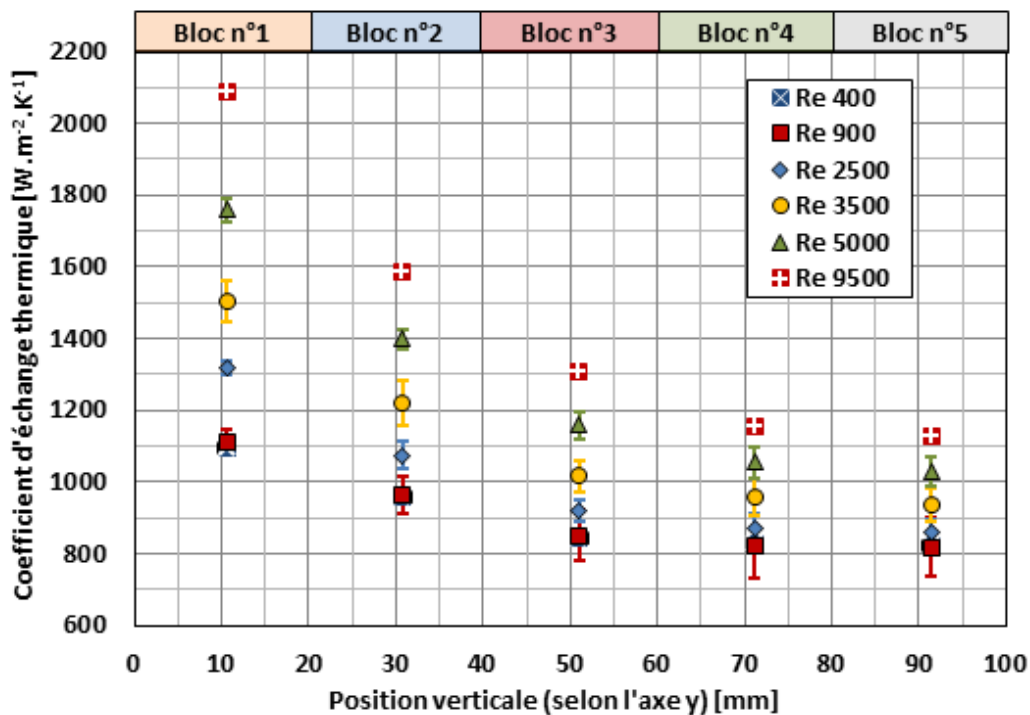


Figure III-16: Profils d'évolution du coefficient d'échange thermique convectif le long de la plaque chauffante pour différents nombres de Reynolds. Entrefer 30 mm ; puissance thermique totale de la plaque chauffante 450 W, configuration n°2 eau avec poreux

Les valeurs expérimentales de coefficient d'échange thermique obtenues sur ALTO sont comparées aux corrélations de Shah et Bhatti (équations (III-1)) sur la Figure III-17. Les valeurs expérimentales obtenues en régime laminaire sont plus éloignées de ce que prédit la corrélation de Shah et Bhatti.

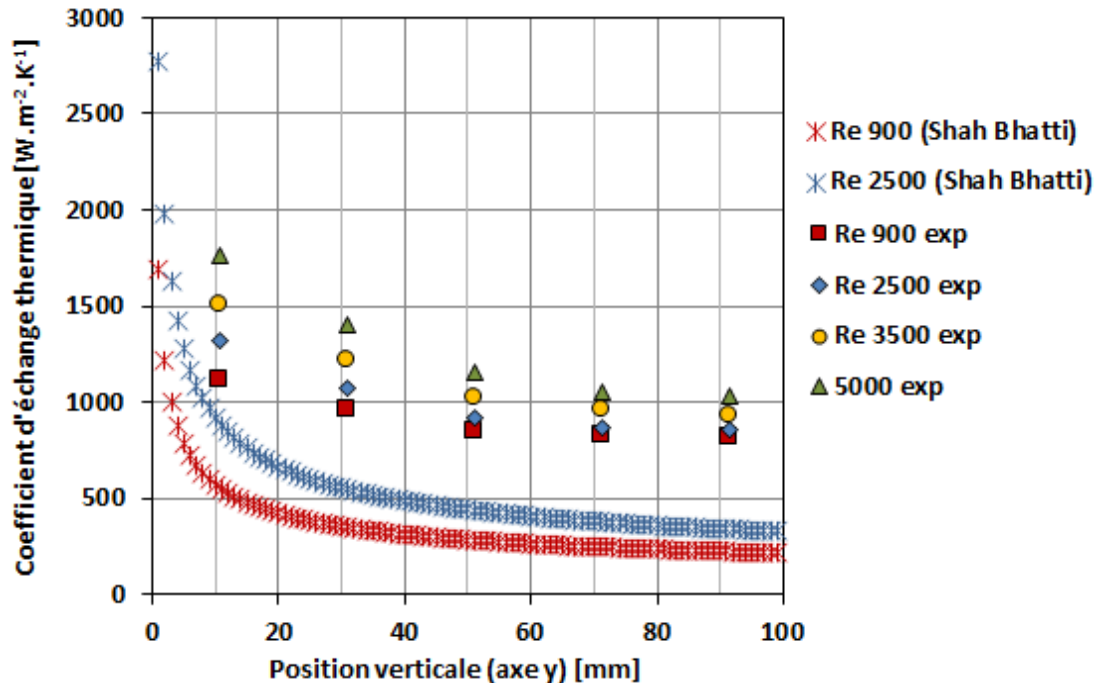


Figure III-17 : Comparaison des profils expérimentaux des coefficients d'échange thermique avec les valeurs obtenues à partir des corrélations de Shah et Bhatti, configuration n°2 eau avec poreux

Les valeurs de coefficient d'échange thermique, obtenues pour des nombres de Reynolds de 400 et 900, sont égales (voir les points confondus de la Figure III-16), caractérisant classiquement un écoulement laminaire. Cependant, les valeurs de vitesse RMS très faibles mais non nulles lorsque le nombre de Reynolds est égal à 900 (Figures III-13 et III-14) ainsi que l'atténuation de l'agitation mesurée en entrée de canal, indiquent qu'il est possible de conclure à la présence d'un écoulement laminaire perturbé.

Cela signifie que l'écoulement possède les propriétés d'atténuation des perturbations caractéristiques des écoulements laminaires, mais que ces perturbations sont néanmoins capables de créer un mélange efficace entre le cœur de l'écoulement et les parois chauffantes.

Il est à noter qu'aucune comparaison n'a été réalisée, en régime transitoire, entre les points expérimentaux et une corrélation à défaut d'en avoir trouvée une dans la littérature valide pour notre système (régime transitoire, écoulement en cours d'établissement hydrodynamique et thermique, canal rectangulaire, flux thermique imposé, coefficient d'échange thermique local).

III.2.3 Conclusion sur la configuration n°2 silencieuse

À la suite des observations effectuées grâce aux mesures de PIV sur la configuration n°1, il est apparu nécessaire de mettre en place un écoulement plus tranquillisé afin d'être en mesure, pour la suite de ces travaux, de discerner plus distinctement les modifications induites par les ultrasons. C'est la raison pour laquelle un poreux a été mis en place à l'entrée du canal

(configuration n°2), dans lequel se trouvent le transducteur ultrasonore ainsi que la plaque chauffante.

Les mesures de PIV réalisées à la suite de ce changement ont permis de démontrer que les effets d'entrée, principaux responsables de l'agitation observée en configuration n°1, ont été grandement atténués. Il en résulte une quasi-disparition de la composante horizontale de vitesse très présente en configuration n°1, ramenant l'hydrodynamique à un écoulement unidirectionnel orienté selon la direction de la vitesse débitante.

La caractérisation de la thermique, en régime silencieux, a également permis de démontrer que le système se comporte de façon classique, avec la présence d'une longueur d'établissement thermique, comprenant les blocs n°1 et 2 et parfois le bloc n°3, au-delà de laquelle les valeurs du coefficient d'échange thermique présentent des valeurs constantes. Les valeurs mesurées en régime laminaire sont relativement éloignées de ce que prédit la corrélation de Shah et Bhatti. L'analyse conjointe des résultats expérimentaux ainsi que des valeurs de corrélation a permis d'aboutir à la conclusion que le régime hydrodynamique présent dans le canal lorsque le nombre de Reynolds est égal à 900 peut être qualifié de laminaire perturbé. Cela signifie que ses propriétés, face à une instabilité hydrodynamique, sont celles d'un écoulement laminaire ; en revanche du fait de phénomènes d'agitation inhérents à la structure du canal, les valeurs du coefficient d'échange thermique sont plus élevées que pour un régime laminaire « *stricto sensu* ».

III.3 Configuration n°3 : eau glycolée + poreux

La configuration expérimentale n°3 a été mise en place dans le but d'étudier l'influence des propriétés du fluide caloporteur utilisé. Les caractéristiques géométriques du canal restent identiques à celles de la configuration n°2 et sont rappelées dans le Tableau III-8. Pour cette configuration l'eau est remplacée par de l'eau glycolée dont le titre massique en mono-propylène glycol est égal à 10 %. Les nouvelles valeurs des propriétés physiques de ce mélange sont données par le Tableau III-9.

Largeur [m]	Diamètre hydraulique [m]
0,1	0,046

Tableau III-8: Caractéristiques géométriques du canal d'écoulement en configuration n°3

Fluide	Masse volumique [kg.m ⁻³]	Capacité thermique isobare [J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]	Viscosité [Pa.s]	Conductivité [W.m ⁻¹ .K ⁻¹]	Prandtl
Eau glycolée 10 %	1003 (mesurée)	4103 (http://www.engineeringtoolbox.com/propylene-glycol-d_363.html)	0,00132 (mesurée)	0,55 (Sun, et al., 2004)	9,9
Eau	997	4189	0,0010	0,60	6,9

Tableau III-9 : Propriétés physiques à 20°C de l'eau (1^{ère} ligne) et de l'eau glycolée utilisée dans la configuration n°3 et dont le titre massique est égal à 10 % (2^{ème} ligne)

Les modifications pouvant avoir un impact dans l'étude sont :

- la viscosité
- la conductivité thermique
- la capacité thermique
- la masse volumique.

Certaines valeurs présentées dans le Tableau III-9 sont issues d'essais de caractérisation réalisés au Laboratoire Rhéologie et Procédés de Grenoble. D'autres proviennent de valeurs tabulées dans la littérature. La modification de la viscosité et de la conductivité thermique entraîne une modification du nombre de Prandtl (Tableau III-9). Afin de pouvoir comparer les résultats en eau et en eau glycolée, les essais doivent être effectués à iso-Reynolds. Les nouvelles valeurs de débits ainsi que de vitesses débitantes sont présentées dans le Tableau III-10.

Débit [L.h ⁻¹]	Reynolds	Vitesse débitante [m.s ⁻¹]
279	900	0,026
772	2500	0,071
1081	3500	0,1
1545	5000	0,114

Tableau III-10 : Paramètres expérimentaux utilisés dans la configuration n°3

III.3.1 Caractérisation hydrodynamique silencieuse

III.3.1.1 Champs de vitesse moyens

Les champs de vitesse moyens, obtenus avec l'eau glycolée, présentent une forte inhomogénéité spatiale en entrée de canal ($x = 25$ mm ; $y = -10$ mm) (Figure III-18).

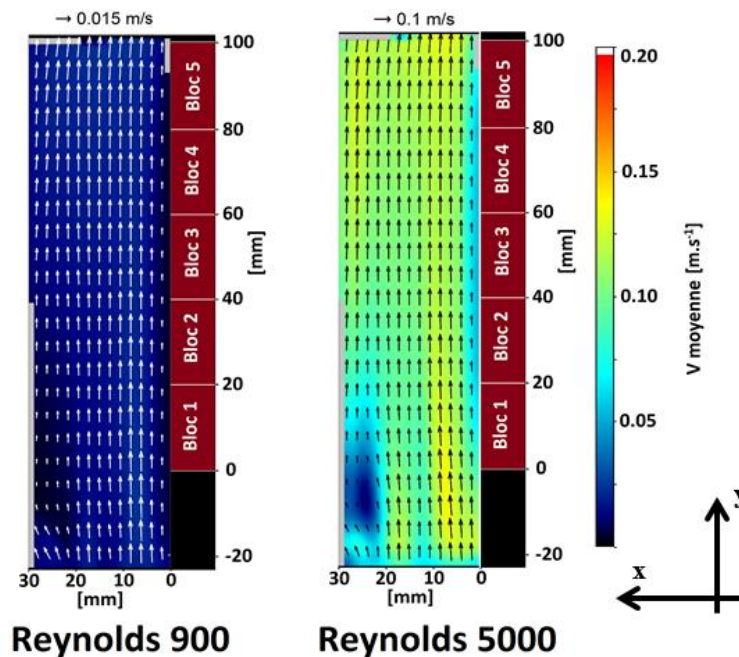


Figure III-18: Champs moyens de vitesse en régime silencieux, obtenus à partir de 2000 champs instantanés pour des valeurs de nombre de Reynolds égales à 900 et 5000, configuration n°3 eau glycolée avec poreux

En sortie de poreux ($y = -20$ mm), certains des vecteurs vitesse moyens sont notamment déviés vers la zone de recirculation, située à proximité du transducteur ultrasonore et décrite précédemment par la Figure III-10 au paragraphe III.21.1. Comme pour la configuration n°2, l'existence de ce phénomène de recirculation entraîne l'apparition d'une composante de vitesse horizontale $V_{x\text{ moy}}$ dans une zone proche du transducteur sur toute la longueur du canal (Figure III-19).

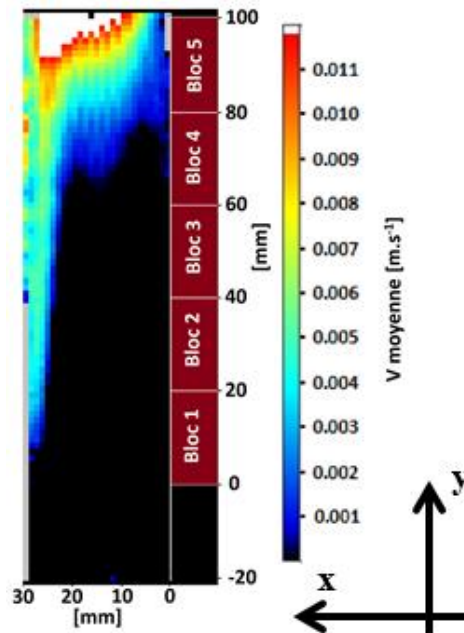


Figure III-19 : Champs scalaires moyens de la composante de vitesse $V_{x\text{ moy}}$ pour un nombre de Reynolds égal à 5000, configuration n°3 eau glycolée avec poreux

Les inhomogénéités spatiales du champ de vitesse moyen observées à la sortie du poreux s'atténuent progressivement le long du canal, sans totalement s'estomper (Figure III-20). De manière assez naturelle, l'établissement hydrodynamique global s'effectue plus rapidement lorsque le nombre de Reynolds est élevé. Ceci se voit notamment grâce aux profils horizontaux de vitesse moyenne sur la Figure III-20, dont les allures à partir du bloc n°3 sont similaires pour la plus forte valeur de Reynolds testée.

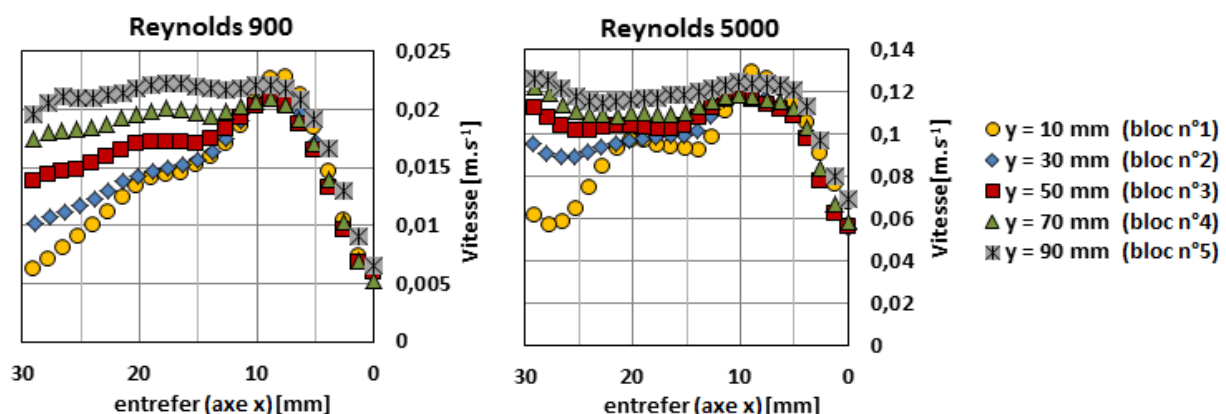


Figure III-20 : Profils horizontaux de vitesse moyenne tracés en face de chaque point de mesure de température permettant le calcul du coefficient d'échange thermique pour des valeurs de nombre de Reynolds égales à 900 et 5000. La plaque chauffante est située en $x = 0$ mm et le transducteur ultrasonore en $x = 30$ mm, configuration n°3 eau glycolée avec poreux

Une analyse plus locale de la Figure III-20 permet de constater que jusqu'à une valeur de x égale à 7 mm, l'établissement hydrodynamique est plus rapide que dans le reste de l'écoulement, et qu'il est également peu sensible à la valeur du nombre de Reynolds.

III.3.1.2 Champs de vitesse RMS

Les champs de vitesse RMS obtenus pour les régimes d'écoulement testés avec la configuration n°3 sont présentés sur la Figure III-21.

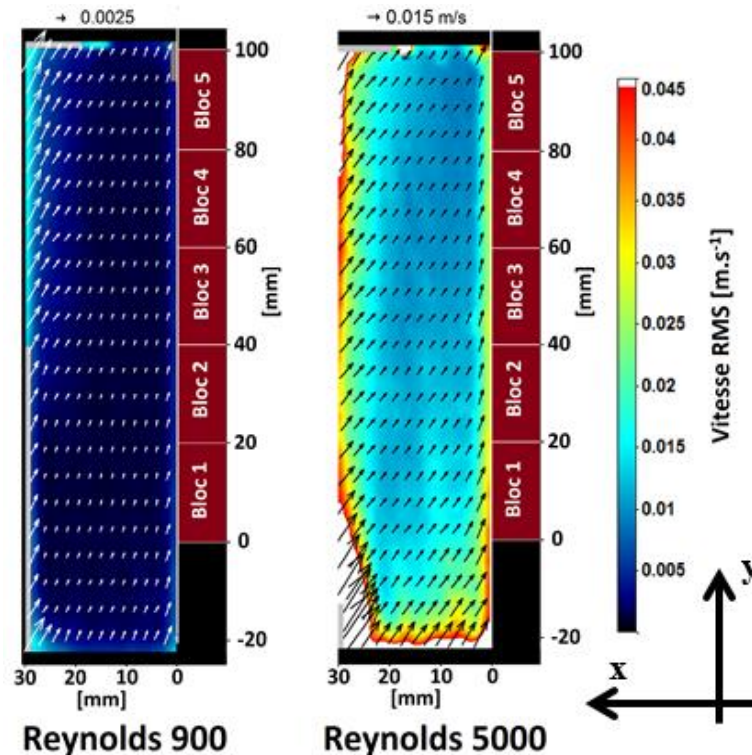


Figure III-21: Champs de vitesse RMS correspondants aux champs moyens de vitesse présentés sur la Figure III-18, configuration n°3 eau glycolée avec poreux

Les zones du canal pour lesquelles sont mesurées les valeurs de vitesse RMS les plus élevées sont situées au niveau de la plaque chauffante ($x = 1,8$ mm) et de la zone de recirculation en contact avec le transducteur ultrasonore ($x = 30$ mm) (Figure III-22). Comme dans le cas de la configuration n°2, la vitesse RMS est la plus élevée là où le cisaillement est le plus important.

Les valeurs de vitesse RMS situées en $x = 30$ mm pour le nombre de Reynolds le plus faible (égal à 900) sont inexistantes au niveau des blocs chauffants n°1 et n°2 ($y = 10$ mm et $y = 30$ mm) en raison de l'impossibilité de calculer les vecteurs dans cette zone (rectangle gris sur la Figure III-21). Il semble cependant raisonnable de considérer que la valeur de vitesse RMS en $x = 30$ mm croit entre les blocs n°1 et n°2, traduisant la présence d'un établissement de la vitesse le long de l'axe y dans cette zone du canal. Ceci est confirmé par les valeurs mesurées juste avant la paroi au niveau de ces blocs n°1 et n°2 ainsi que par l'évolution des valeurs de vitesse RMS en paroi face aux blocs n°3 à n°5 (Figure III-22).

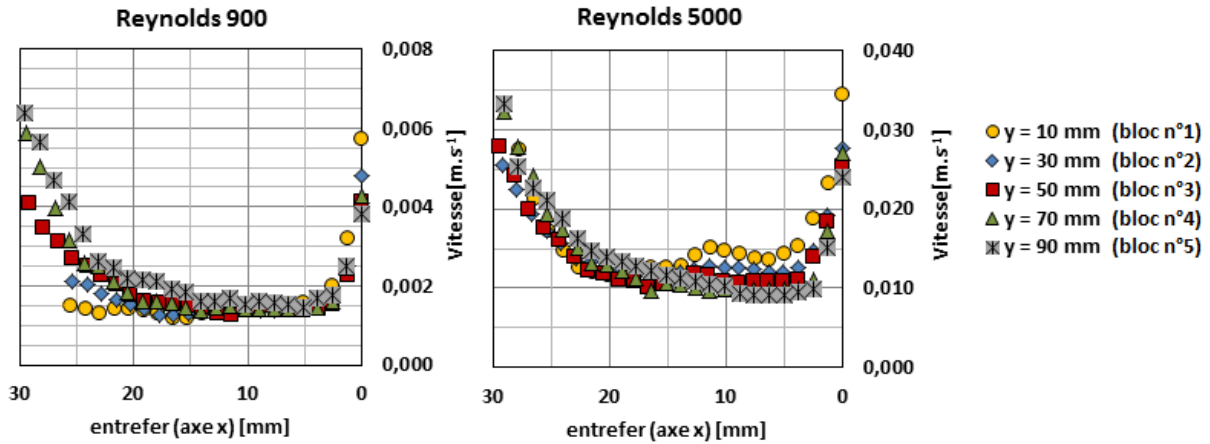


Figure III-22 : Profils horizontaux de vitesse RMS tracés en face de chaque point de mesures de température permettant le calcul du coefficient d'échange thermique pour des valeurs de nombre de Reynolds égales à 900 et 5000. La plaque chauffante est située en $x = 0$ mm et le transducteur ultrasonore en $x = 30$ mm, configuration n°3 eau glycolée avec poreux

L'impact hydrodynamique des effets d'entrée est plus prononcé pour le nombre de Reynolds le plus élevé (Reynolds 5000, Figure III-23), ce qui est cohérent avec l'explication fournie précédemment (cf. paragraphe III-1) quant à leur origine inertielle liée à un changement de direction du fluide au moment d'entrer dans le canal. La vitesse RMS devient constante tout le long de la plaque chauffante à partir du milieu du bloc n°3 ($y = 50$ mm). Pour le nombre de Reynolds le plus faible (Reynolds 900, Figure III-23), la vitesse RMS est constante tout le long du canal, que ce soit en proche paroi ($x = 1,8$ mm) ou au cœur de l'écoulement ($x = 15$ mm).

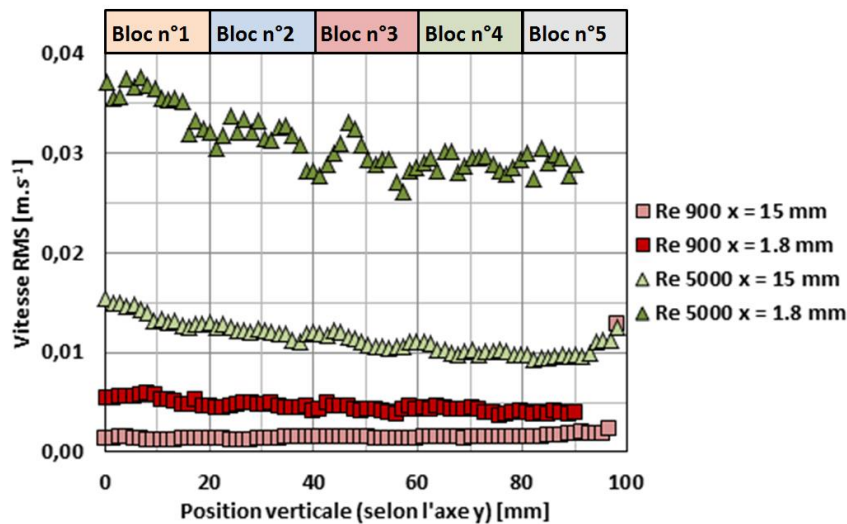


Figure III-23 : Profils de vitesses RMS au milieu du canal ($x = 15$ mm) et proche de la plaque chauffante ($x = 1,8$ mm), configuration n°3 eau glycolée avec poreux

III.3.2 Caractérisation thermique silencieuse

La Figure III-24 présente les profils du coefficient d'échange thermique pour les deux valeurs de Reynolds testées avec la configuration n°3. Les valeurs du coefficient d'échange thermique sont issues de la moyenne sur 7 essais, réalisés avec les mêmes conditions opératoires pour chacun des nombres de Reynolds testé. L'allure que prend le profil du coefficient d'échange

thermique le long de la plaque chauffante est celle observée classiquement. Pour le régime d'écoulement correspondant à un Reynolds égal à 900, l'établissement thermique débute au niveau du bloc chauffant n°4 ($y = 70$ mm). Compte tenu des valeurs d'incertitudes, l'établissement thermique semble également débiter à ce niveau lorsque le nombre de Reynolds est égal à 5000.

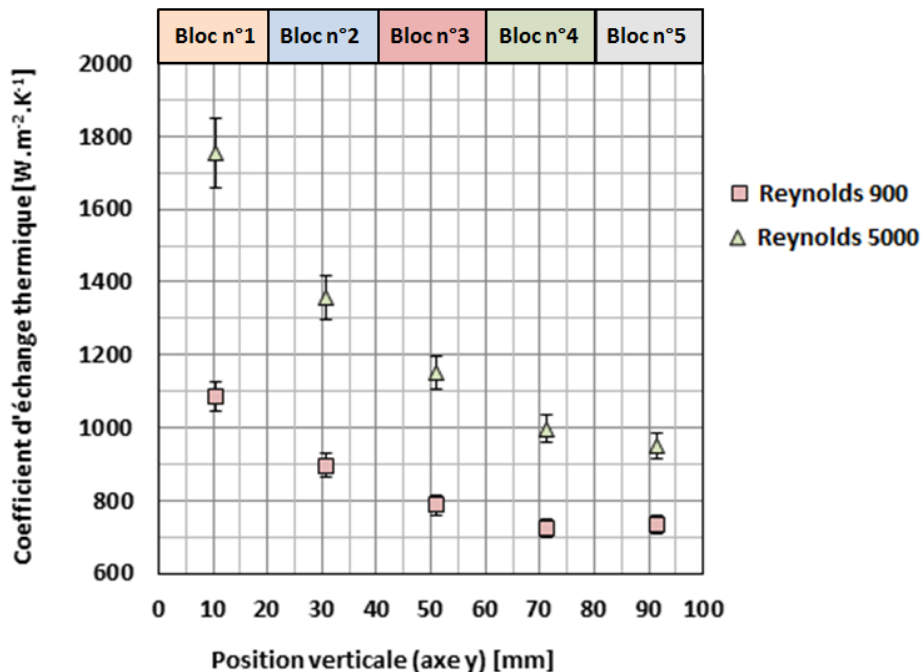


Figure III-24: Profils d'évolution du coefficient d'échange thermique convectif le long de la plaque chauffante pour de l'eau glycolée à 10 %. Entrefer 30 mm ; puissance thermique totale de la plaque chauffante $450 W_{th}$, configuration n°3 eau glycolée avec poreux

III.4 Comparaison des trois configurations

Les trois configurations d'écoulement testées présentent des caractéristiques communes. L'entrefer est gardé constant et égal à 30 mm et les études comparatives se font à iso-Reynolds :

- Le régime laminaire est caractérisé par un nombre de Reynolds égal à 900
- Le régime transitoire-turbulent est caractérisé par un nombre de Reynolds égal à 5000.

Les différences entre ces configurations résident dans le changement de diamètre hydraulique lié à la modification de la largeur du canal, ainsi qu'à l'absence (configuration n°1) ou à la présence d'un poreux en entrée du canal (configurations n°2 et n°3). Ces différences ont un impact sur le comportement hydrodynamique de la section d'essais en régime silencieux.

Les propriétés physiques du fluide sont également modifiées entre les configurations n°1 et n°2, qui utilisent de l'eau, et la n°3 qui utilise de l'eau glycolée à 10 %. Ce changement de propriétés abouti à une modification du nombre de Prandtl.

III.4.1 Comparaison hydrodynamique

La mise en place du poreux à l'entrée du canal d'ALTO a permis de diminuer significativement les valeurs de vitesses RMS au cœur de l'écoulement ainsi qu'en paroi (Figure III-25). La turbulence mesurée en régime silencieux est ainsi moins tributaire des

effets inertiels inhérents au changement de direction du fluide, imposé par les choix de conception de la section d'essais.

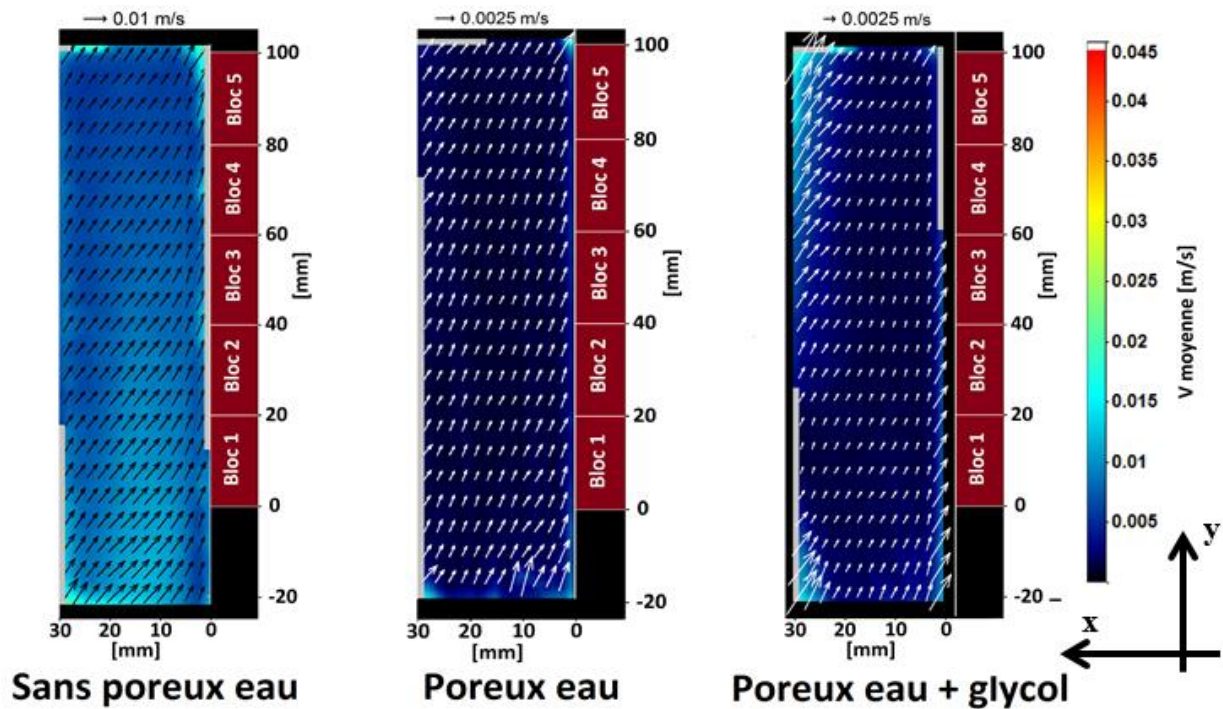


Figure III-25 : Champs de vitesse RMS mesurés pour un nombre de Reynolds égal à 900 dans les trois configurations testées sur ALTO

La similitude de Reynolds garantit théoriquement un comportement hydrodynamique identique entre deux configurations pour lesquelles le nombre de Reynolds reste constant. Si la similitude est respectée, les valeurs de vitesse RMS doivent être constantes d'une configuration à une autre. Cependant, cette similitude n'est vérifiée qu'à condition que les effets d'entrée et de bords restent identiques d'un cas à l'autre. Elle ne prend donc pas en compte les effets d'entrée particuliers à une configuration ou à une autre. C'est pourquoi les valeurs de vitesse RMS les plus élevées sont mesurées pour la configuration n°1, configuration pour laquelle les effets d'entrée ont la plus grande influence sur l'écoulement du fait de l'absence de poreux. En revanche, lorsque le poreux est mis en place comme avec les configurations n°2 et n°3, les vitesses RMS mesurées sont extrêmement similaires pour des écoulements iso-Reynolds (Figure III-26 et III-27).

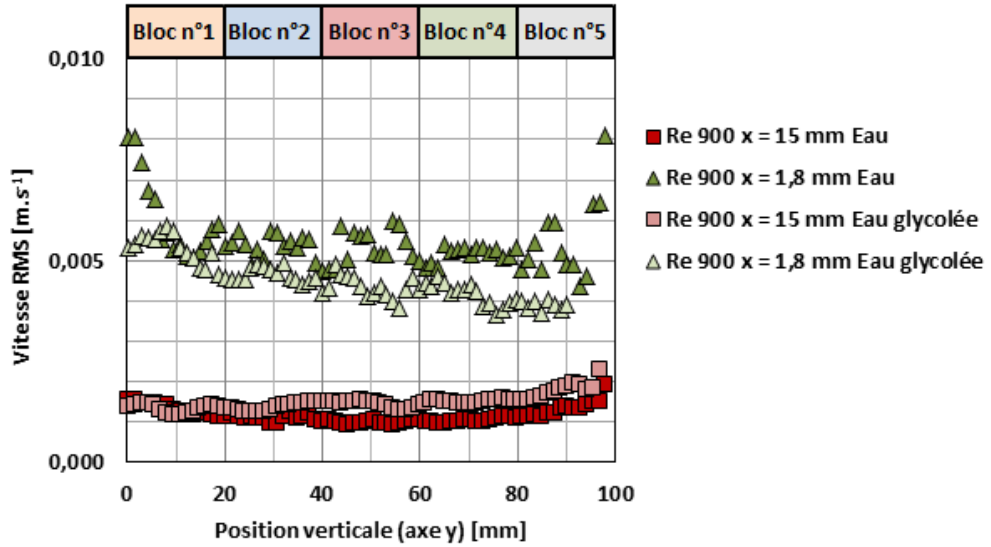


Figure III-26 : Comparaison des profils verticaux de vitesse RMS mesurés au milieu du canal ($x = 15 \text{ mm}$) et en proche paroi ($x = 1,8 \text{ mm}$) pour les configurations n°2 et n°3 pour un nombre de Reynolds égal à 900

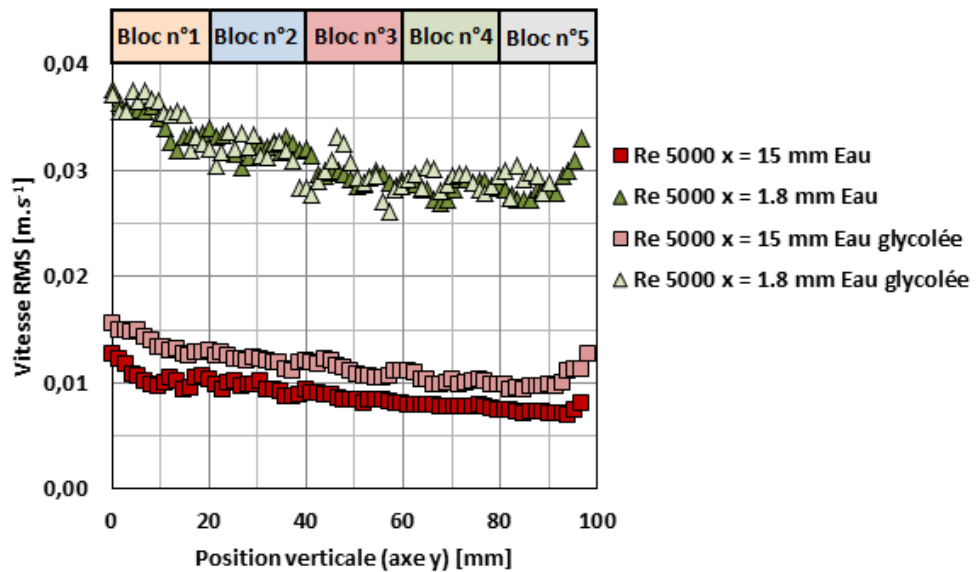


Figure III-27 : Comparaison des profils verticaux de vitesse RMS mesurés au milieu du canal ($x = 15 \text{ mm}$) et en proche paroi ($x = 1,8 \text{ mm}$) pour les configurations n°2 et n°3 pour un nombre de Reynolds égal à 5000

III.4.2 Comparaison thermique

Au chapitre I, il a été mentionné que l'augmentation de la turbulence, à iso-Prandtl, entraîne une diminution de l'épaisseur de la couche limite visqueuse, permettant une augmentation du coefficient d'échange thermique. Par conséquent, à la lumière des résultats sur la turbulence présentés au paragraphe précédent, il est naturel que les valeurs du coefficient d'échange thermique mesurées avec la configuration n°1 soient supérieures à celles mesurées avec la configuration n°2 (Figure III-28).

Contrairement au cas précédent, le nombre de Prandtl change entre les configurations n°2 et n°3. La configuration n°2, qui utilise de l'eau, présente un nombre de Prandtl inférieur à la configuration n°3, qui utilise de l'eau glycolée. Les valeurs des coefficients d'échange thermique mesurés pour ces deux configurations pour des nombres de Reynolds égaux à 900 et 5000 sont tracés sur la Figure III-29.

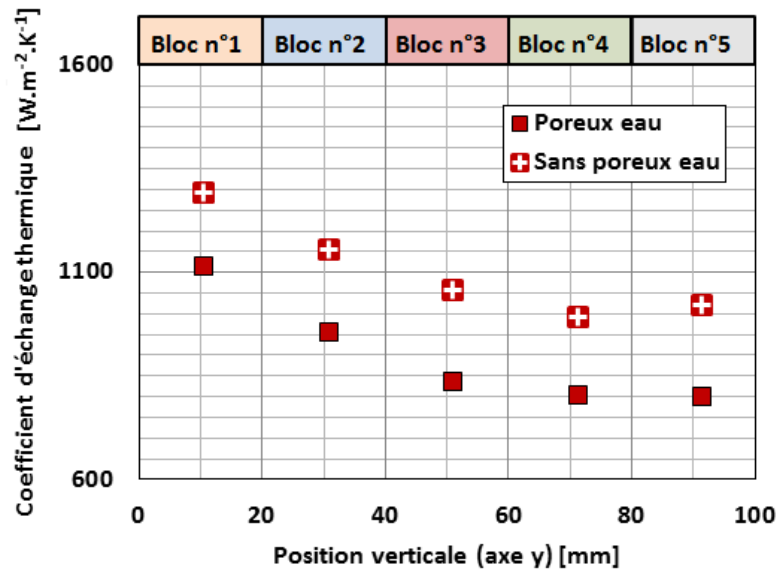


Figure III-28 : Comparaison des valeurs du coefficient d'échange thermique des configurations n°1 (sans poreux + eau) et n°2 (avec poreux + eau) pour un nombre de Reynolds égal à 900 et une puissance thermique égale à 450 W

Compte tenu des barres d'incertitudes, il ressort de la Figure III-29 que les valeurs de coefficient d'échange thermique sont similaires pour les essais en eau et en eau glycolée, avec poreux.

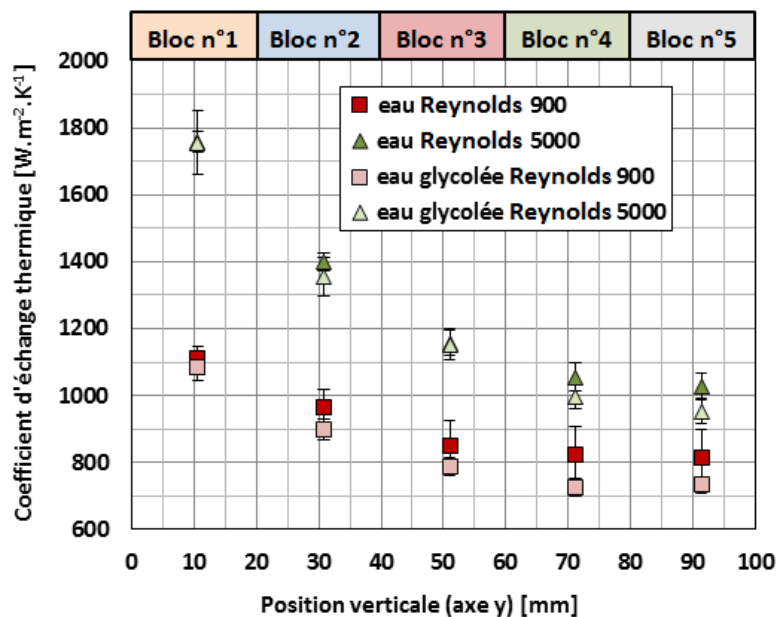


Figure III-29 : Comparaison des valeurs du coefficient d'échange thermique pour les configurations n°2 (eau) et n°3 (eau glycolée) pour des valeurs du nombre de Reynolds égales à 900 et à 5000

L'augmentation du nombre de Prandtl à iso-Reynolds doit théoriquement entraîner une augmentation des valeurs du coefficient d'échange thermique pour l'eau glycolée, puisque son nombre de Prandtl est supérieur à celui de l'eau. Pour l'instant aucune explication plausible n'est envisagée afin d'expliquer ces résultats non compatibles avec la théorie.

III.5 Conclusion au chapitre III

Les essais préliminaires réalisés avec la configuration n°1 ont révélé la présence de forts effets inertiels en entrée de canal, attribuables au changement brutal de direction sous la plaque chauffante.

Afin d'être en mesure de discerner plus facilement les modifications induites par les ultrasons lors des essais en régime acoustique, il est apparu nécessaire de mettre en place un écoulement plus tranquillisé grâce au positionnement d'un poreux en entrée de canal (configuration n°2).

La diminution des valeurs de vitesse RMS mesurées lors du passage de la configuration n°1 à la configuration n°2, a permis de vérifier la pertinence de ce changement de conditions d'écoulement en entrée de canal. Du fait de la baisse des valeurs de vitesse RMS, les valeurs du coefficient d'échange thermique ont également diminué lors de ce changement.

Contrairement à l'écoulement, à minima bidimensionnel, de la configuration n°1, celui de la configuration n°2 est principalement unidirectionnel, et orienté selon la direction de la vitesse débitante (axe vertical y).

Enfin, les essais de caractérisation ont permis de vérifier que la configuration n°3, dans laquelle le fluide utilisé est de l'eau glycolée, respecte la similitude de Reynolds avec la configuration n°2. Ainsi les écoulements iso-Reynolds de ces deux configurations présentent des valeurs de vitesse RMS égales. La configuration n°3 sera utilisée afin d'observer l'influence de la modification de la viscosité du fluide sur les phénomènes hydrodynamiques produit par les ultrasons, et l'impact de cette influence sur les transferts thermiques mesurés en régime ultrasonore.

Grâce à la caractérisation silencieuse présentée au chapitre III, il est maintenant possible d'étudier le lien entre la modification de l'hydrodynamique produite par les ultrasons, et l'effet d'intensification thermique de ces derniers.

Chapitre IV

Intensification thermique en régime acoustique

Ce chapitre est consacré aux essais thermiques et hydrodynamiques réalisés en régime acoustique dans le canal de la section d'essais ALTO. Ils font écho aux essais réalisés en régime silencieux, présentés au chapitre III, auxquels ils seront comparés dans le but de comprendre les mécanismes d'intensification thermique induits par les ultrasons. La démarche expérimentale mise en place pour ce chapitre est identique à celle du chapitre III.

Les mesures réalisées grâce à la PIV permettent de qualifier le comportement hydrodynamique global dans le canal en présence d'ultrasons. Ces mesures permettent d'apporter aux comportements thermiques, observés au niveau de la plaque chauffante, une analyse phénoménologique basée sur les phénomènes hydrodynamiques produits par les ultrasons. Comme dans le chapitre III, les mesures hydrodynamiques et thermiques ont été découplées dans le déroulement chronologique des expérimentations. Par conséquent, il peut exister localement quelques différences de résultats entre ces mesures, du fait de phénomènes liés à la répétabilité des essais ou au vieillissement des transducteurs ultrasonores. Cependant, cela ne pose pas de problème dans la démarche entreprise pour cette étude qui est de fournir une approche phénoménologique, permettant de déduire les tendances propres à chacune des fréquences ultrasonores testées. Les perspectives expérimentales permettant de réaliser une analyse thermo-hydraulique plus fine seront abordées dans la conclusion générale du mémoire.

Le chapitre IV est scindé en trois paragraphes et une conclusion. Le premier paragraphe aborde l'effet de l'augmentation de la puissance ultrasonore sur l'intensification des transferts thermiques. Cette étude a été réalisée dans le cadre d'essais préliminaires utilisant la configuration n° 1 (sans poreux). Le second paragraphe étudie l'effet de la fréquence ultrasonore sur les valeurs mesurées du coefficient d'échange thermique. L'étude de l'effet de fréquence est couplée à celle de l'effet du régime d'écoulement. En effet, la littérature scientifique, traitant de l'interaction entre les ultrasons et un écoulement, a permis de mettre en évidence que le régime d'écoulement peut influencer les effets des ultrasons sur les transferts thermiques (Legay, et al., 2012) ou de matière (Barthès, et al., 2015; Mazue, et al., 2015). De plus, la cavitation et le courant acoustique ne semblent pas sensibles de la même manière au régime d'écoulement ainsi qu'aux vitesses débitantes.

Une étude portant sur l'influence de la modification des propriétés du fluide, utilisant la configuration n°3, est présentée dans les paragraphes spécifiques à chacune des fréquences. Ces effets sur les transferts thermiques pariétaux seront testés pour les deux fréquences capables de générer un effet hydrodynamique unique (25 kHz et 2 MHz) ainsi que pour les deux régimes d'écoulement limites (nombres de Reynolds égaux à 900 et 5000).

Les tendances thermiques observées, sont mises en parallèle avec les phénomènes observés sur les champs moyens de vitesse et de vitesse RMS. L'objectif des mesures PIV est de déterminer la phénoménologie hydrodynamique globale associée à chaque fréquence testée. Le champ mesuré par PIV comprend l'ensemble du canal, le caractère global de ces mesures doit donc amener à une certaine prudence lors des analyses des champs de vitesse RMS. Ainsi, il serait hasardeux de vouloir faire correspondre exactement des valeurs locales de vitesse RMS avec celles du coefficient d'échange thermique. Cependant, des tendances communes aux deux grandeurs ont été observées.

Enfin, les trois fréquences testées seront comparées dans le dernier paragraphe afin d'aboutir à une analyse visant à déterminer les différents mécanismes d'intensification thermique que les ultrasons, au sens large, sont capables de produire.

IV.1 Effet de la puissance ultrasonore sur les transferts thermiques convectifs

Dans le cadre d'une démarche d'optimisation énergétique, l'objectif visé est d'augmenter la valeur du coefficient d'échange thermique convectif à moindres frais énergétiques. Comme l'a montré le chapitre I, il existe des techniques actives et passives d'intensification. Généralement, le coût énergétique propre aux techniques passives est associé à l'augmentation des pertes de charge et donc à la puissance hydraulique de pompage. La consommation énergétique liée aux techniques actives provient quant à elle de la nécessité d'alimenter en puissance les dispositifs, afin de les faire fonctionner. Cette consommation peut donc s'ajouter à l'augmentation de la puissance de pompage le cas échéant.

Il est donc essentiel de réaliser une étude de l'influence de la puissance du procédé sur l'intensification afin d'être en mesure de déterminer s'il existe un optimum d'utilisation. C'est dans ce contexte que se place cette première étude. La notion de puissance ultrasonore renvoie ici à la puissance déterminée par calorimétrie telle que définie au paragraphe II.4.1.2. Une étude portant sur la consommation énergétique globale serait nécessaire dans le cas d'une étude de faisabilité technico-économique.

Les essais étudiant l'influence de la puissance ultrasonore sur l'intensification des transferts thermiques sont réalisés avec la configuration n°1 (eau sans poreux) pour un seul nombre de Reynolds, égal à 870. La gamme de puissances ultrasonores accessible avec les transducteurs à haute et moyenne fréquences (respectivement 2 MHz et 1 MHz) diffère de celle accessible à 25 kHz. Il existe néanmoins une plage de puissance commune accessible aux trois fréquences. Les valeurs de la puissance acoustique, obtenues par calorimétrie, sont données par le Tableau IV-1. Les coefficients d'échange thermique mesurés en régime silencieux pour la configuration n°1 sont rappelés par le Tableau IV-2.

	Puissance ultrasonore [W]									
25 kHz	6	12	18	29	36	72	90	107	-	-
1 MHz	-	-	-	-	36	72	90	107	143	203
2 MHz	-	-	-	-	36	72	90	107	143	203

Tableau IV-1: Puissances acoustiques mises en œuvre au cours des essais traitant de l'influence de la puissance acoustique. Configuration n°1 (eau sans poreux), nombre de Reynolds égal à 870

Le premier résultat obtenu grâce à ces essais préliminaires permet d'observer un phénomène d'intensification thermique par rapport au cas silencieux, et cela quelle que soit la fréquence ultrasonore employée. Ce phénomène est illustré par la Figure IV-1 sur laquelle sont également reportées les valeurs du coefficient d'échange thermique en régime silencieux. Le second résultat, commun aux trois fréquences testées, concerne l'apparition d'un effet de seuil de puissance acoustique au-delà duquel les valeurs de coefficient d'échange thermique restent sensiblement constantes (Figure IV-1). Ce résultat confirme les observations déjà présentes

dans la littérature en convection naturelle (Zhou, et al., 2004; Cai, et al., 2009) ou les intuitions en convection forcée (Yao, et al., 2010).

Bloc n°1	Bloc n°2	Bloc n°3	Bloc n°4	Bloc n°5
1289	1152	1056	993	1022

Tableau IV-2 : Coefficients d'échange thermique obtenus en régime silencieux pour la configuration n°1 (eau sans poreux). Le nombre de Reynolds est égal à 870. Chaque valeur est issue de la moyenne des 124 essais réalisés en régime silencieux précédant chacun des essais en régime acoustique

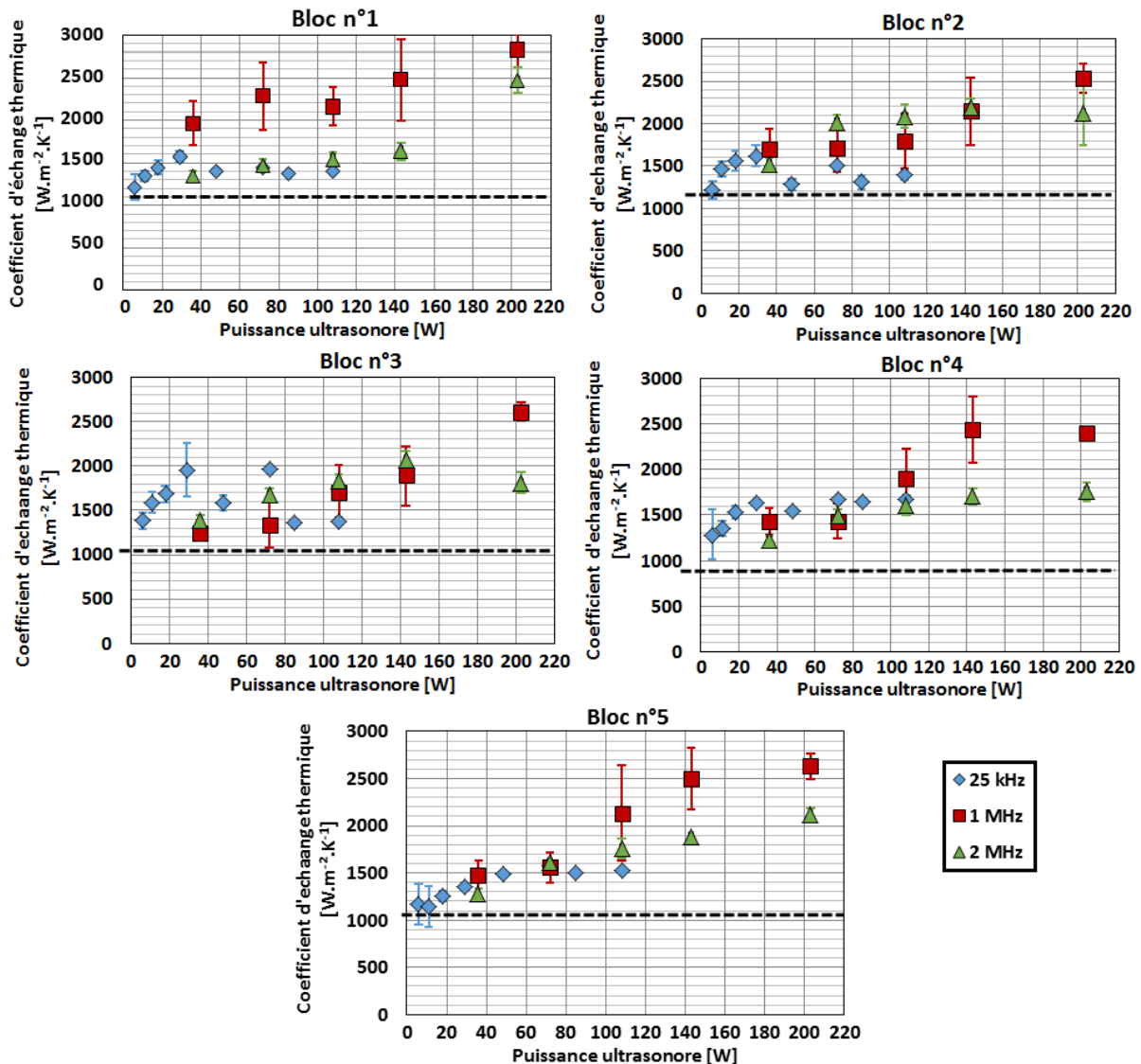


Figure IV-1 : Dépendance du coefficient d'échange thermique à la puissance ultrasonore pour les trois fréquences testées. Configuration n°1 (eau sans poreux), nombre de Reynolds égal à 870, puissance thermique totale égale à 450 W_{th} . La droite noire en pointillée définit la valeur du coefficient d'échange thermique correspondant au régime silencieux

Ces deux grandes tendances vont être détaillées fréquence par fréquence dans les prochaines sections du paragraphe IV-1. Pour rappel la définition du facteur d'intensification thermique est donnée par l'équation (IV- 1).

$$\eta = \frac{h_{us} - h_0}{h_0} \quad (IV- 1)$$

Avec h_{us} [$W.m^{-2}.K^{-1}$] le coefficient d'échange thermique en régime ultrasonore, et h_0 [$W.m^{-2}.K^{-1}$] le coefficient d'échange thermique en régime silencieux.

IV.1.1 Essais effectués à 25 kHz

À 25 kHz, les principaux phénomènes ultrasonores produits dans l'eau, avec le transducteur utilisé pour cette étude, sont liés à la cavitation (cf. chapitre II). Les essais de caractérisation ont également mis en évidence une forte inhomogénéité des sites de cavitation sur la plaque chauffante. Ces derniers sont principalement concentrés au niveau des blocs n°3, n°4 et n°5. Les blocs n°1 et n°2 sont eux aussi impactés mais dans une moindre mesure.

La tendance suivie par le coefficient d'échange thermique, pour les quatre premiers blocs chauffants, peut être schématiquement décomposée en deux phases (Figure IV-2). Au cours de la première phase, l'augmentation de la puissance acoustique entraîne l'augmentation du coefficient d'échange thermique. Ce phénomène se produit jusqu'à une puissance seuil, égale à 30 W_{us} , au-delà de laquelle la valeur du coefficient d'échange thermique n'augmente plus. La puissance ultrasonore seuil est matérialisée par une ligne noire pointillée verticale sur la Figure IV-2. Lorsque cette puissance seuil est dépassée, toutes les valeurs du coefficient d'échange thermique restent constantes et proches d'une valeur moyenne égale à 1500 $W.m^{-2}.K^{-1}$, sans que la position le long de la plaque chauffante n'influence les résultats (Figure IV-2).

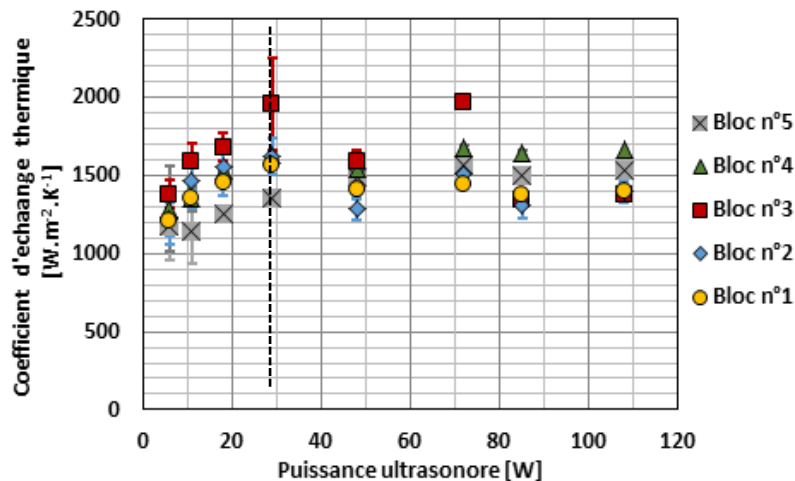


Figure IV-2 : Valeurs du coefficient d'échange thermique obtenues à 25 kHz au niveau des cinq blocs de la plaque chauffante pour un nombre de Reynolds égal à 870, configuration n°1 (eau sans poreux)

Malgré les inhomogénéités inhérentes au transducteur utilisé (cf. caractérisation des transducteurs au chapitre II), il ressort donc de ces essais effectués à 25 kHz, que le coefficient d'échange thermique est favorablement impacté par la cavitation acoustique. Il est également possible de constater sur la Figure IV-2 qu'au-delà de la puissance seuil, les blocs n°4 et n°5 sont ceux qui affichent le coefficient d'échange thermique maximal. Les blocs n°1 et n°2, présentent les valeurs les plus faibles alors que le bloc n°3 alterne entre valeurs maximales et minimales. Cette différence correspond aux zones de répartition de la cavitation

acoustique. La photographie de l'état de surface de la plaque chauffante à l'issue des tests réalisés à 25 kHz, déjà présenté au chapitre II, est rappelée par la Figure IV-3.

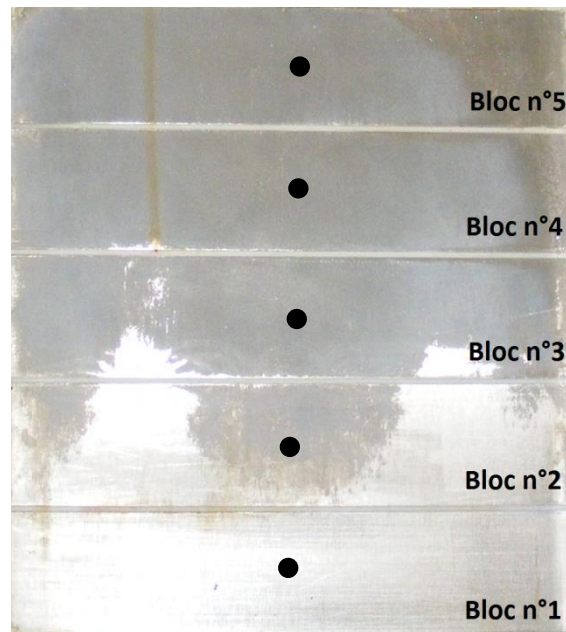


Figure IV-3 : État de surface de la plaque chauffante après que tous les essais à 25 kHz aient été effectués. Les zones foncées sont celles ayant subi de l'érosion, les zones claires sont intactes. Entrefer égal à 30 mm, puissance ultrasonore égale à 116 W_{us} . Les points noirs indiquent la position des mesures de température de la plaque chauffante

Le fait que les valeurs du coefficient d'échange thermique soient globalement égales pour tous les blocs, au-delà de la puissance seuil, est sans doute un biais inhérent à la section d'essais. En effet, l'inhomogénéité de l'intensité de la cavitation le long de la plaque chauffante (Figure IV-3), induit une agitation plus faible au niveau des premiers blocs qu'au niveau des derniers. À cause des conditions d'établissement favorables au transfert thermique, présentes au début de la plaque chauffante, il n'est pas nécessaire d'injecter la même puissance acoustique au niveau des blocs n°1 ou n°2 pour obtenir les mêmes effets thermiques que pour le reste de la plaque chauffante, qui est thermiquement établie. Le hasard a fait que les valeurs des blocs situés dans les zones de forte cavitation et en région thermiquement établie, sont égales à celles des blocs peu affectés par les effets ultrasonores et situés dans la zone d'établissement thermique.

Il est par conséquent difficile de tirer une conclusion quant à la capacité d'homogénéisation des valeurs de coefficient d'échange thermique de la cavitation dans le cas d'un champ acoustique homogène. Cependant, ceci permet de mettre en évidence la possibilité d'atteindre des valeurs locales de coefficient d'échange, identiques tout le long d'une plaque chauffante, à condition de mettre en place une régulation de puissance acoustique spécifique à chaque zone thermique de la plaque chauffante. Dans ce cas, la zone d'établissement thermique nécessiterait une augmentation croissante de la puissance acoustique alors qu'une seule et même valeur de puissance ultrasonore serait nécessaire pour la zone thermiquement établie.

IV.1.2 Essais effectués à 1 MHz

À 1 MHz, les ultrasons produisent simultanément des phénomènes de cavitation et de courant acoustiques. Comme mentionné au chapitre II, le transducteur utilisé produit des phénomènes de mouvements convectifs. Ces mouvements appelés fontaines ultrasonores sont au nombre de quatre sur toute la hauteur de la plaque chauffante (fontaines visualisées au chapitre II). Les positions de ces jets de courants acoustiques reportés sur la plaque chauffante, correspondent aux blocs n°1, n°4 et n°5 et, respectivement aux moitiés supérieures et inférieures des blocs n°2 et n°3. Les mesures de PIV n'ont pas été effectuées pour les essais préliminaires présentés dans ce paragraphe, cependant, les visualisations de l'écoulement présentées au paragraphe IV.2.2 permettront de confirmer expérimentalement ces observations.

Pour ce qui est de la cavitation, des bulles de dégazage apparaissent uniformément dans tout le volume du canal d'ALTO lors du fonctionnement des ultrasons, laissant présager que les effets associés à ce phénomène ultrasonore sont répartis de façon homogène sur la plaque chauffante.

La Figure IV-4 présente les valeurs du coefficient d'échange thermique obtenues au niveau des cinq blocs chauffants. Le caractère fortement local du phénomène de courant acoustique permet de comprendre le retard de comportement des valeurs des blocs n°2 et n°3 par rapport aux autres lorsque la puissance ultrasonore augmente.

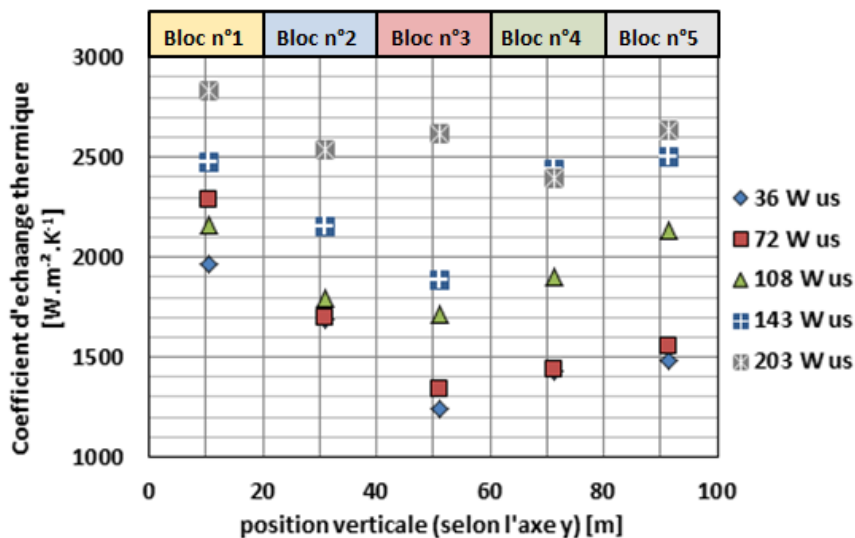


Figure IV-4: Évolution du coefficient d'échange thermique le long de la plaque chauffante pour les différentes puissances acoustiques mises en œuvre. Fréquence ultrasonore 1 MHz, nombre de Reynolds égal à 870, configuration n°1 (eau sans poreux)

Néanmoins, en postulant l'hypothèse selon laquelle les blocs n°1, n°4 et n°5 sont représentatifs des phénomènes qui se produisent lorsqu'un bloc chauffant est totalement soumis à la cavitation et au courant acoustique ; il est possible de constater que deux comportements thermiques sont observés sur la Figure IV-4, en fonction de la puissance ultrasonore injectée dans le canal.

Tant que cette dernière reste inférieure à 72 W_{us}, le système est relativement insensible à sa variation. Pour cette gamme de puissance ultrasonore, les profils de coefficient d'échange

thermique sont comparables à ceux observés en régime silencieux, avec cependant des valeurs plus élevées : le coefficient d'échange thermique décroît le long de la zone d'établissement thermique (blocs n°1 à n°3) pour finalement être constant en zone thermiquement établie (blocs n°3 à n°5) (Figure IV-4). Ce phénomène est également visible grâce aux valeurs constantes obtenues dans cette gamme de puissances pour le facteur d'intensification thermique présenté sur la Figure IV-5 (rectangle vert).

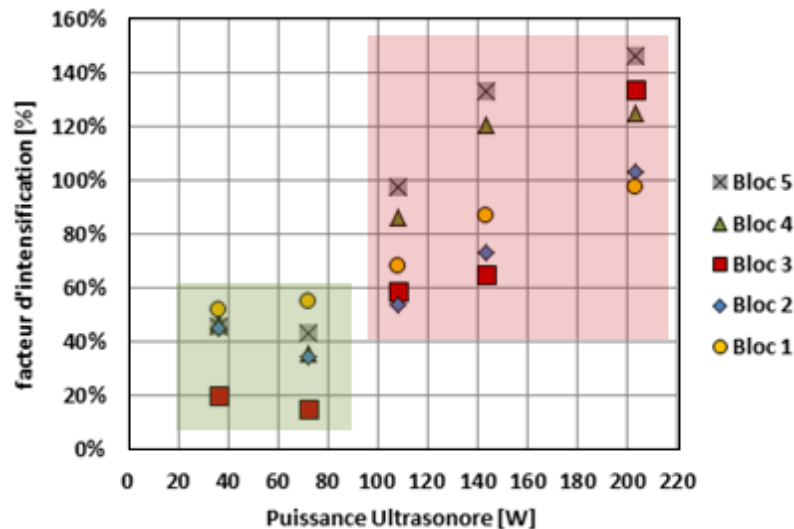


Figure IV-5 : Facteurs d'intensification du coefficient d'échange thermique obtenus sans poreux avec de l'eau au niveau de chaque bloc pour une fréquence de 1 MHz et un nombre de Reynolds égal à 870, configuration n°1 (eau sans poreux)

Au-delà de $72 W_{us}$, l'augmentation de la puissance ultrasonore entraîne l'augmentation des valeurs du coefficient d'échange thermique (Figure IV-4). Ce phénomène est vérifié pour tous les blocs. Les trois blocs directement impactés par le courant acoustique (n°1, n°4 et n°5) présentent des valeurs plus élevées que les deux autres. Cela se répercute également sur le facteur d'intensification thermique qui augmente (rectangle rouge de la Figure IV5).

Les essais de caractérisation chimique de la cavitation acoustique (Figure IV-6), ont montré que cette puissance seuil de $72 W_{us}$ correspond également à la puissance nécessaire à l'apparition d'une activité chimique mesurable de la cavitation. Cela ne signifie pas qu'en dessous de cette puissance acoustique, il n'existe pas de bulles de cavitation capables d'osciller de manière stable dans le fluide. L'apparition d'une activité chimique révèle néanmoins qu'un phénomène de collapse violent de la bulle se produit. Il est donc permis de penser qu'en dessous de $72 W_{us}$, deux types de courants acoustiques coexistent. Le courant acoustique d'Eckart, qui produit un effet convectif macroscopique, et l'oscillation des bulles de cavitation, qui produit des phénomènes convectifs locaux de type courant acoustique de Rayleigh-Schlichting, limités aux environs immédiats de la bulle. Au-delà, la cavitation devient plus violente, et le collapse des bulles permet d'augmenter significativement les transferts thermiques.

À partir de $143 W_{us}$, un nouveau seuil de puissance ultrasonore est atteint, et les valeurs du coefficient d'échange thermique des trois blocs fortement impactés par le courant acoustique sont identiques (cf. Figure IV-4). Enfin, lorsque la puissance acoustique est suffisante ($203 W_{us}$), les valeurs du coefficient d'échange thermique de tous les blocs chauffants sont

comprises dans un ensemble de valeurs identiques, à l'exception du n°1 qui présente une valeur supérieure aux autres (cf. Figure IV-4).

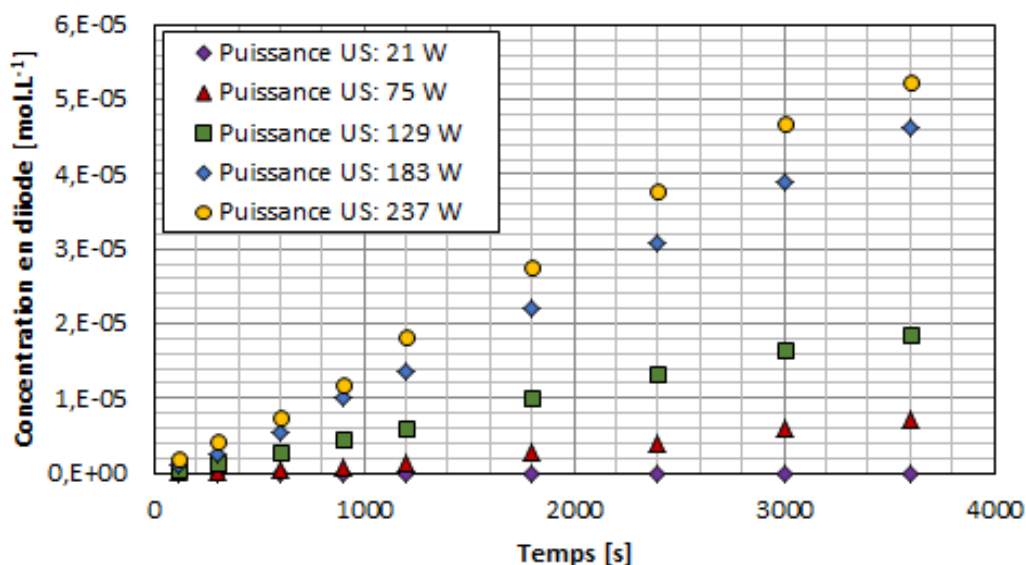


Figure IV-6 : Cinétique d'apparition de l'ion tri-iodure à 1 MHz pour les quatre puissances ultrasonores testées. Température maintenue à 20 °C

En ce qui concerne l'effet de saturation du coefficient d'échange thermique, la tendance est moins nette qu'à 25 kHz. Pour les blocs n°4 et n°5, la saturation des valeurs du coefficient d'échange thermique apparaît lorsque la puissance ultrasonore est égale à 140 W_{us} (Figure IV-4). Au niveau des blocs n°1, n°2 et n°3, la puissance seuil est plus difficile à déterminer car aucun plateau de valeur du coefficient d'échange thermique n'est réellement observé (Figure IV-4). Or, la puissance correspondant au maximum du générateur ultrasonore utilisé dans cette étude est atteinte à 200 W_{us} . Il serait donc nécessaire de réaliser des essais à puissance ultrasonore supérieure, avec un autre générateur, afin de déterminer s'il existe également un effet de saturation pour ces blocs à 1 MHz.

Pour résumer, lorsque la plaque chauffante n'est soumise qu'aux effets du courant acoustique et à la simple oscillation des bulles, les transferts thermiques sont intensifiés, mais le profil du coefficient d'échange le long de la plaque chauffante a une allure proche de celle observée en régime silencieux. L'apparition de phénomènes de cavitation acoustique plus violents ainsi que l'augmentation de la vitesse de courant acoustique, associés à l'augmentation de la puissance ultrasonore, semble permettre d'homogénéiser toutes ces valeurs autour d'une moyenne sensiblement identique.

IV.1.3 Essais effectués à 2 MHz

La caractérisation hydrodynamique des essais à 2 MHz n'a pas permis de mettre en évidence de quelconques effets liés à la cavitation (cf. paragraphe II.4.2.2.). En revanche, cette fréquence est capable de générer des effets de type courant acoustique.

Ces essais permettent d'observer que le courant acoustique produit à 2 MHz permet de conserver l'allure du profil du coefficient d'échange thermique par rapport au régime silencieux (cf. Chapitre III), tout en intensifiant les transferts thermiques (Figure IV-7). Le coefficient d'échange thermique du bloc n°5 sort progressivement de cette tendance à mesure

que la puissance ultrasonore augmente, suivi par le bloc n°4. Ce comportement est comparable à ce qui est observé à 1 MHz sur la Figure IV-4 mais dans une moindre mesure. Il est donc permis de penser, qu'avec de plus fortes valeurs de puissances ultrasonores, le profil du coefficient d'échange thermique à 2 MHz puisse tendre vers ce qui est observé avec une fréquence de 1 MHz et une puissance ultrasonore égale à 203 W_{us}.

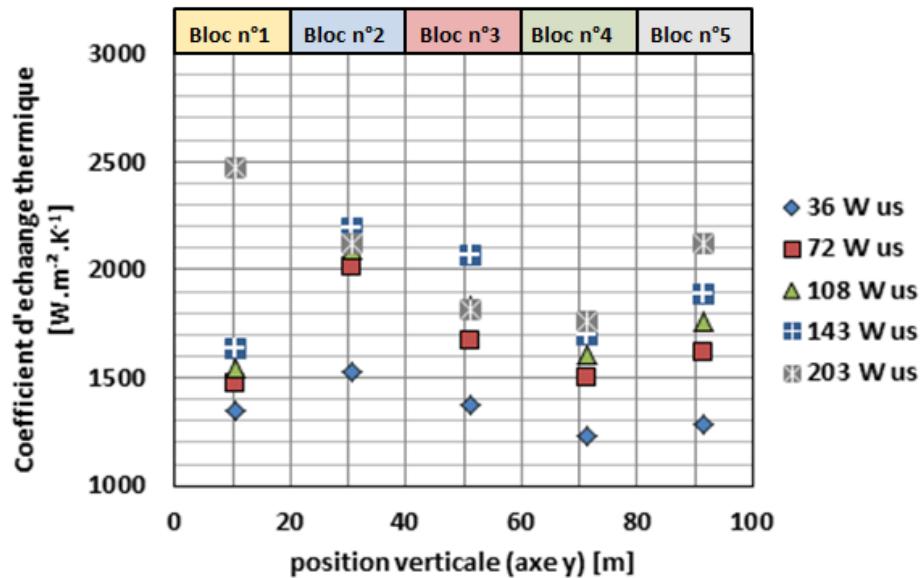


Figure IV-7: Évolution du coefficient d'échange thermique le long de la plaque chauffante pour les différentes puissances acoustiques mises en œuvre. Fréquence ultrasonore 2 MHz, nombre de Reynolds égal à 870, configuration n°1 (eau sans poreux)

Les résultats obtenus à 2 MHz semblent malgré tout indiquer que si un champ acoustique homogène est appliqué dans un écoulement hydrodynamiquement établi, le profil de température de paroi de la plaque chauffante sera similaire à celui mesuré dans le cas silencieux, avec néanmoins des valeurs de température de paroi plus faibles, caractéristiques d'une intensification des transferts thermiques. Ce phénomène est confirmé par la Figure IV-8 pour laquelle les valeurs du facteur d'intensification de chaque bloc à une puissance donnée sont très proches les unes des autres. Ceci indique bien que le coefficient d'échange thermique subit une augmentation globale menant au même écart relatif entre les régimes silencieux et acoustique pour tous les blocs chauffants. Ce point sera également confirmé au cours du paragraphe IV-2.

L'effet de saturation des valeurs du coefficient d'échange thermique (Figure IV-7) ainsi que du facteur d'intensification (Figure IV-8) ne se fait ressentir qu'au niveau des blocs n°2 à n°4. L'application d'une puissance supplémentaire semble nécessaire pour les blocs n°1 et n°5.

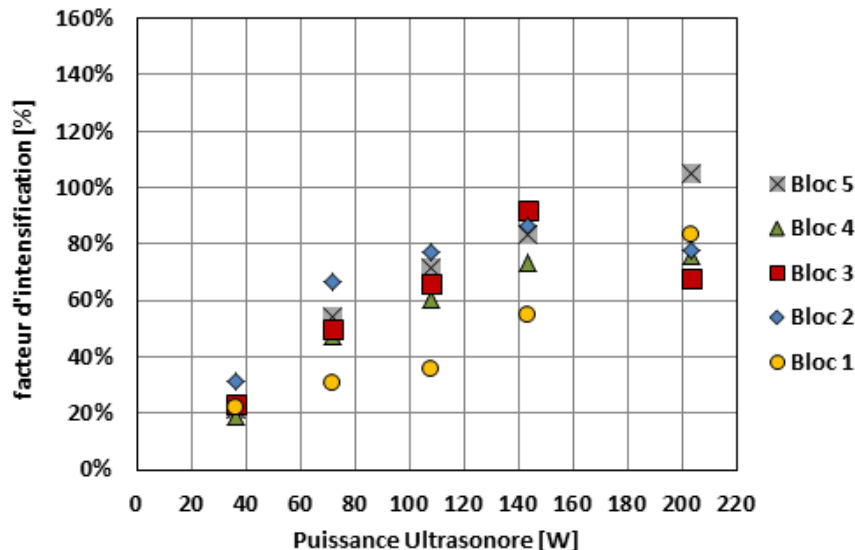


Figure IV-8 : Facteurs d'intensification du coefficient d'échange thermique obtenus sans poreux avec de l'eau au niveau de chaque bloc pour une fréquence de 2 MHz et un nombre de Reynolds égal à 870, configuration n°1 (eau sans poreux)

IV.1.4 Conclusion sur l'effet de la puissance ultrasonore

Un effet d'intensification thermique est observé pour les trois fréquences testées. Une stabilisation des valeurs du coefficient d'échange thermique l'est également pour la plupart des blocs chauffants au-delà d'une valeur de puissance acoustique seuil propre à chaque fréquence. Ce phénomène a également été rapporté dans des publications traitant de l'intensification ultrasonore des transferts thermiques en convection naturelle mettant en œuvre des ultrasons à basse fréquence en convection naturelle (Yukawa, et al., 1975).

Les effets hydrodynamiques liés à la cavitation et au courant acoustique, présentent la capacité d'intensifier les transferts thermiques. La combinaison de ces deux effets (1 MHz) permet également d'atteindre des valeurs de coefficient d'échange thermique supérieures à celles mesurées lorsque seuls la cavitation (25 kHz) ou le courant acoustique (2 MHz) sont présents.

Il est difficile de réaliser une analyse plus poussée, permettant de comprendre d'où proviennent les différences observées, avec une étude de l'effet de la puissance ultrasonore sur l'intensification thermique telle qu'elle a été menée dans ce paragraphe. Le développement qui suit, va mettre en évidence que, dans une certaine mesure, les différences observées dans ce paragraphe, sont liées aux effets hydrodynamiques produits par les ultrasons, mais également à la répartition de ces effets le long de la plaque chauffante.

IV.2 Effets couplés de la fréquence ultrasonore et du régime d'écoulement

La seconde étude présentée dans ce mémoire de thèse porte sur l'effet de l'augmentation du débit, et par conséquent du nombre de Reynolds, sur l'intensification thermique obtenue avec chacune des trois fréquences étudiées. L'objectif est de comparer l'influence de ces régimes d'écoulement sur l'intensification des transferts thermique observée grâce aux ultrasons. Ceci permettra de fournir une explication aux différences et aux points communs, en termes

d'intensification des transferts thermiques, observés entre les trois fréquences testées, et mis en évidence lors de l'étude préliminaire présentée au paragraphe précédent.

Afin d'être en mesure de bien différencier les effets hydrodynamiques propres aux ultrasons et à l'écoulement, l'étude se place dans le cadre expérimental de la configuration n°2 qui permet l'obtention d'un écoulement tranquilisé par rapport à celui de la configuration n°1 (cf. conclusion du chapitre III). La configuration n°2 utilise de l'eau plate comme fluide caloporteur et un poreux en entrée de canal. La puissance ultrasonore est fixée à 107 W_{us} et la puissance thermique totale reste fixée à 450 W_{th} . Le rappel des paramètres hydrodynamiques testés avec la configuration n°2 est donné dans le Tableau IV-3.

Débit [L.h ⁻¹]	215	600	835	1200
Vitesse débitante [m.s ⁻¹]	0,020	0,056	0,077	0,111
Reynolds [-]	900	2500	3500	5000

Tableau IV-3: Paramètres hydrodynamiques testés lors de l'étude de l'effet du régime d'écoulement sur l'intensification thermique ultrasonore. Configuration n°2 (eau et poreux)

Au cours de ce paragraphe, les effets hydrodynamiques et thermiques liés aux trois fréquences seront présentés et analysés séparément. Une analyse comparative de ces essais sera ensuite réalisée.

IV.2.1 Effet des ultrasons à 25 kHz

Les premiers essais présentés dans ce paragraphe ont été réalisés à 25 kHz. Pour rappel, cette fréquence génère principalement de la cavitation avec de forts effets mécaniques capables d'éroder les surfaces métalliques. Les ultrasons à 25 kHz sont donc utilisés afin d'étudier l'effet de l'interaction entre la cavitation acoustique et l'écoulement sur l'intensification ultrasonore des transferts thermiques.

IV.2.1.1 Étude hydrodynamique

Modification du champ moyen de vitesse par les ultrasons à 25 kHz

Les ultrasons à 25 kHz ne modifient pas la direction générale de l'écoulement. Les champs de vitesse moyens obtenus en régimes acoustique et silencieux présentent des allures extrêmement proches (Figure IV-9).

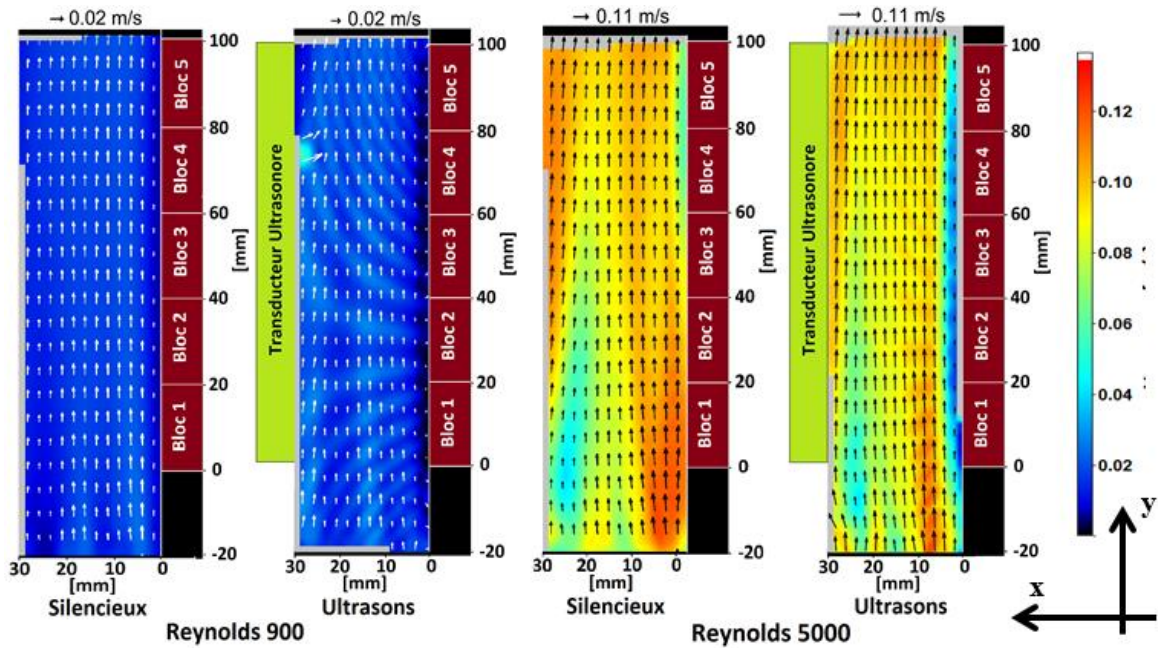


Figure IV-9: Comparaison des champs moyens de vitesse en régime acoustique et silencieux obtenus à partir de 2000 doublets d'images pour des nombres de Reynolds égaux à 900 et 5000. Fréquence ultrasonore de 25 kHz, puissance égale $107 W_{us}$ configuration n°2 (eau et poreux)

Cependant la Figure IV-10 permet d'observer que le profil vertical (axe y) de la vitesse en régime acoustique au milieu du canal présente des variations spatiales périodiques de ces valeurs. Ces mesures permettent d'avoir accès de manière indirecte à la configuration spatiale du champ acoustique à 25 kHz. Le phénomène à l'origine des oscillations des mesures de vitesse peut être lié aux accélérations et aux décélérations successives des particules d'ensemencement lors du passage d'un nœud vers un ventre ou d'un ventre vers un nœud de vibration.

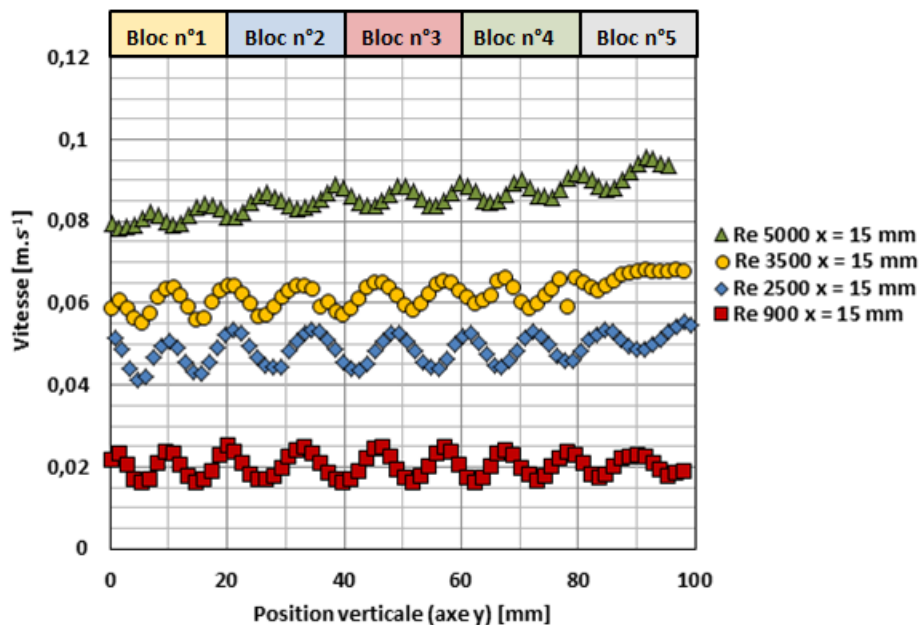


Figure IV-10 : Profils moyens de vitesse au milieu du canal ($x = 15 \text{ mm}$) en régime acoustique, obtenus à partir de 2000 doublets d'images pour les quatre valeurs de nombre de Reynolds testées. Fréquence ultrasonore 25 kHz, puissance ultrasonore $108 W_{us}$ configuration n°2 (eau et poreux)

Cela ne signifie pas nécessairement que le fluide lui-même subit ces accélérations et décélérations. En effet, les particules d'ensemencement peuvent être soumises à un phénomène d'acoustophorèse n'agissant que sur les particules solides. L'acoustophorèse permet le déplacement d'une particule solide, ou d'une bulle, dans un liquide sous l'effet d'un champ acoustique. Il est ici extrêmement difficile de savoir si c'est ce phénomène qui est responsable des effets observés sur la Figure IV-10 sans la mise en place d'essais permettant de tester s'il y a ou non acoustophorèse avec les particules utilisées. À mesure que le nombre de Reynolds augmente, l'influence du champ acoustique sur l'aspect général du champ de vitesse semble s'atténuer. Ce phénomène se traduit par une diminution de l'amplitude des variations de la vitesse de la Figure IV-10. Cela peut être dû au fait que les forces acoustiques agissant sur l'écoulement deviennent négligeables par rapport aux forces d'entraînement de l'écoulement.

Le champ acoustique généré par le transducteur à 25 kHz semble augmenter localement la composante de vitesse V_x (orientation perpendiculaire à la paroi chauffante et colinéaire aux ondes ultrasonores). Ceci a également été observé à basse fréquence par (Mazue, et al., 2015). Ce phénomène se produit principalement dans le proche environnement du transducteur et à bas Reynolds (Figure IV-11).

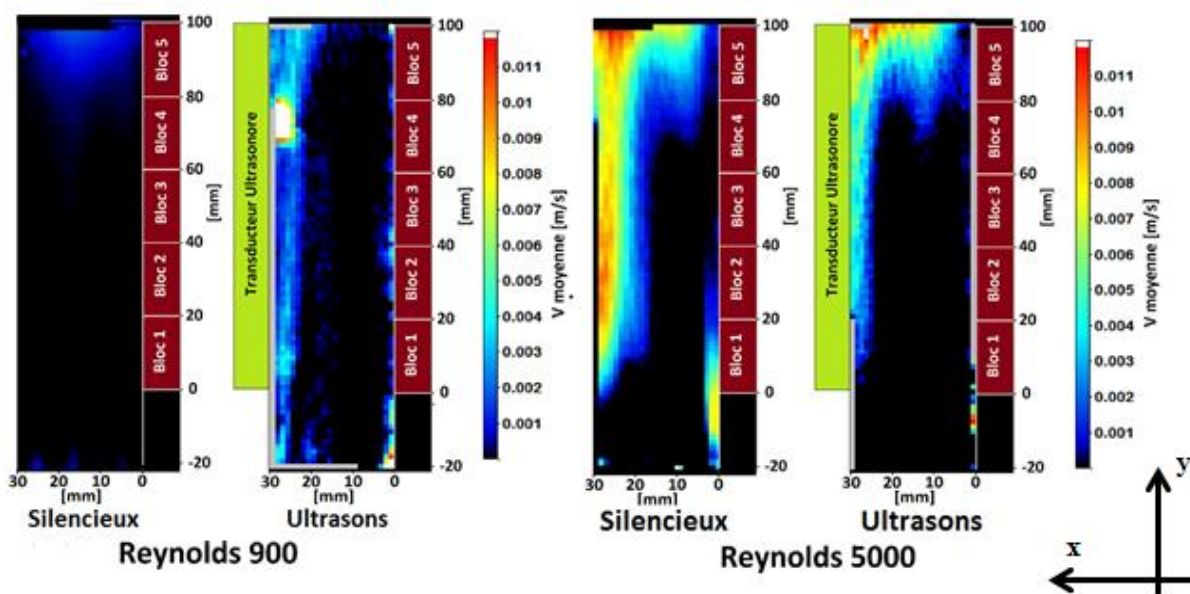


Figure IV-11 : Comparaison des champs moyens de la composante V_x de la vitesse en régime acoustique à 25 kHz et en régime silencieux pour des nombres de Reynolds égaux à 900 et 5000. Puissance ultrasonore égale à $107 W_{us}$, configuration n°2 (eau et poreux)

Néanmoins, la comparaison des champs de vitesse projetée selon l'axe x en régimes silencieux et acoustique, pour les deux régimes d'écoulement extrêmes testés, permet de constater que les modifications du champ de vitesse V_x induites par les ultrasons à 25 kHz sont extrêmement faibles, comparativement au cas silencieux, et ne semblent pas se propager jusqu'à la plaque chauffante (Figure IV-11). La composante V_x obtenue pour un nombre de Reynolds égal à 5000 semble même identique à celle obtenue en régime silencieux. Ce résultat permet de confirmer que les effets convectifs sont peu présents à 25 kHz et que la cavitation est bien le phénomène majoritairement induit à cette fréquence. Il est donc permis

de penser qu'il est le principal responsable du phénomène d'intensification thermique observé à 25 kHz.

La Figure IV-12 présente les profils horizontaux de vitesse face à chacune des positions de mesure de température des blocs chauffants pour la gamme de Reynolds testée. La notion d'établissement hydrodynamique d'un écoulement soumis à des ultrasons est délicate à manipuler. En effet, un écoulement est établi lorsque le champ de vitesse est constant par rapport à la direction de l'écoulement (axe y sur ALTO). Or les ultrasons perturbent ponctuellement et de façon répétée l'écoulement suivant l'axe x essentiellement. C'est justement le principal mode opératoire des techniques d'intensification thermiques existantes. Cependant en observant la Figure IV-12, l'établissement de l'écoulement n'est pas significativement perturbé en comparaison des résultats obtenus en silencieux pour la même configuration. L'allure générale du profil se maintient globalement, tout en étant plus « bruitée ». Ce résultat est cohérent avec l'absence de modification majeure du champ de vitesse moyen observé précédemment. Néanmoins, ce « bruit » est d'autant plus visible que le nombre de Reynolds est faible (Figure IV-12).

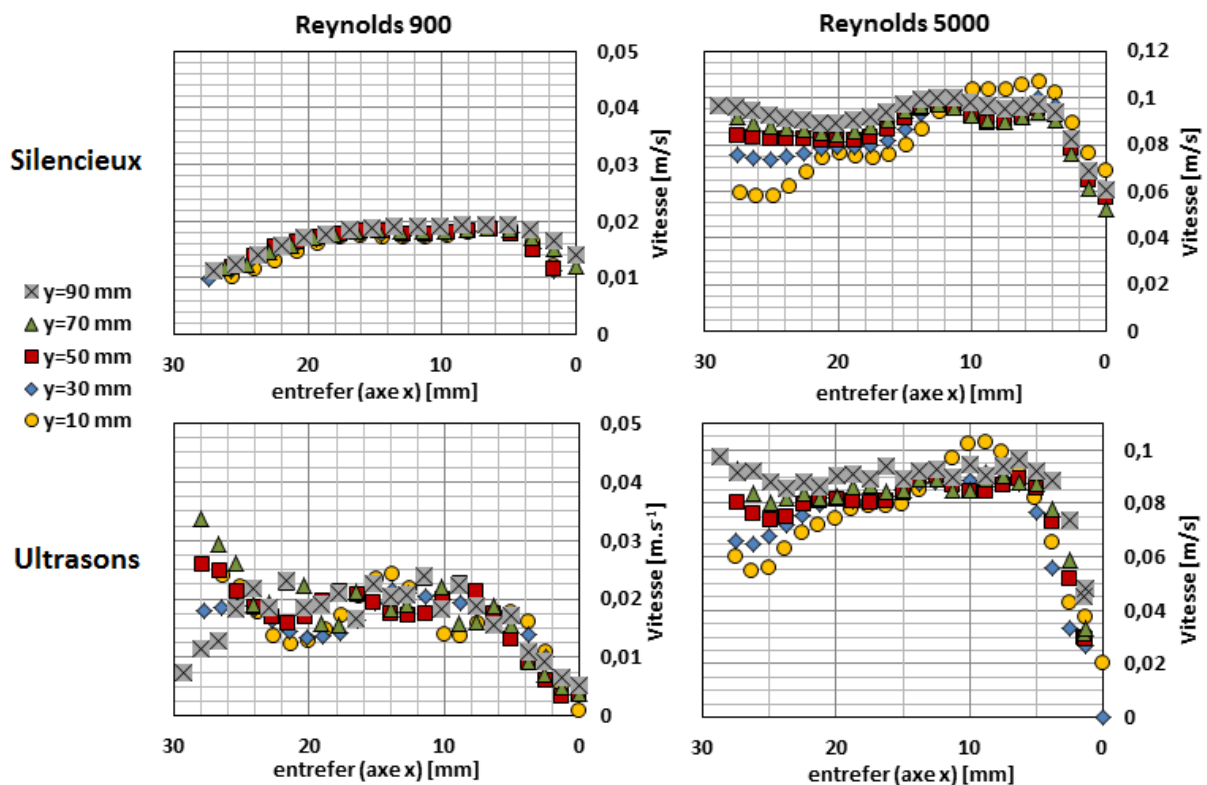


Figure IV-12 : Profils horizontaux de vitesse tracés en face de chaque point de mesure de température et permettant le calcul du coefficient d'échange thermique pour des valeurs de nombre de Reynolds égales à 900 et 5000. Fréquence ultrasonore 25 kHz, puissance ultrasonore 107 W, configuration n°2 (eau et poreux)

Les ultrasons à 25 kHz ne semblent donc pas perturber significativement la direction de l'écoulement. La seule modification de l'hydrodynamique réside dans le phénomène d'oscillation de la vitesse présenté par la Figure IV-10. L'étude du champ de vitesse RMS va maintenant permettre de mesurer l'effet des ultrasons à 25 kHz sur la turbulence de l'écoulement

Impact sur le champ de vitesse RMS

Malgré l'absence de modification du champ de vitesse moyen, l'existence d'un phénomène d'intensification des transferts thermiques implique a priori une modification de la turbulence et du champ de vitesse RMS. C'est ce que montre la Figure IV-13 en mettant en évidence une augmentation globale de la turbulence au cœur de l'écoulement pour des régimes initialement laminaires (nombre de Reynolds égal à 900).

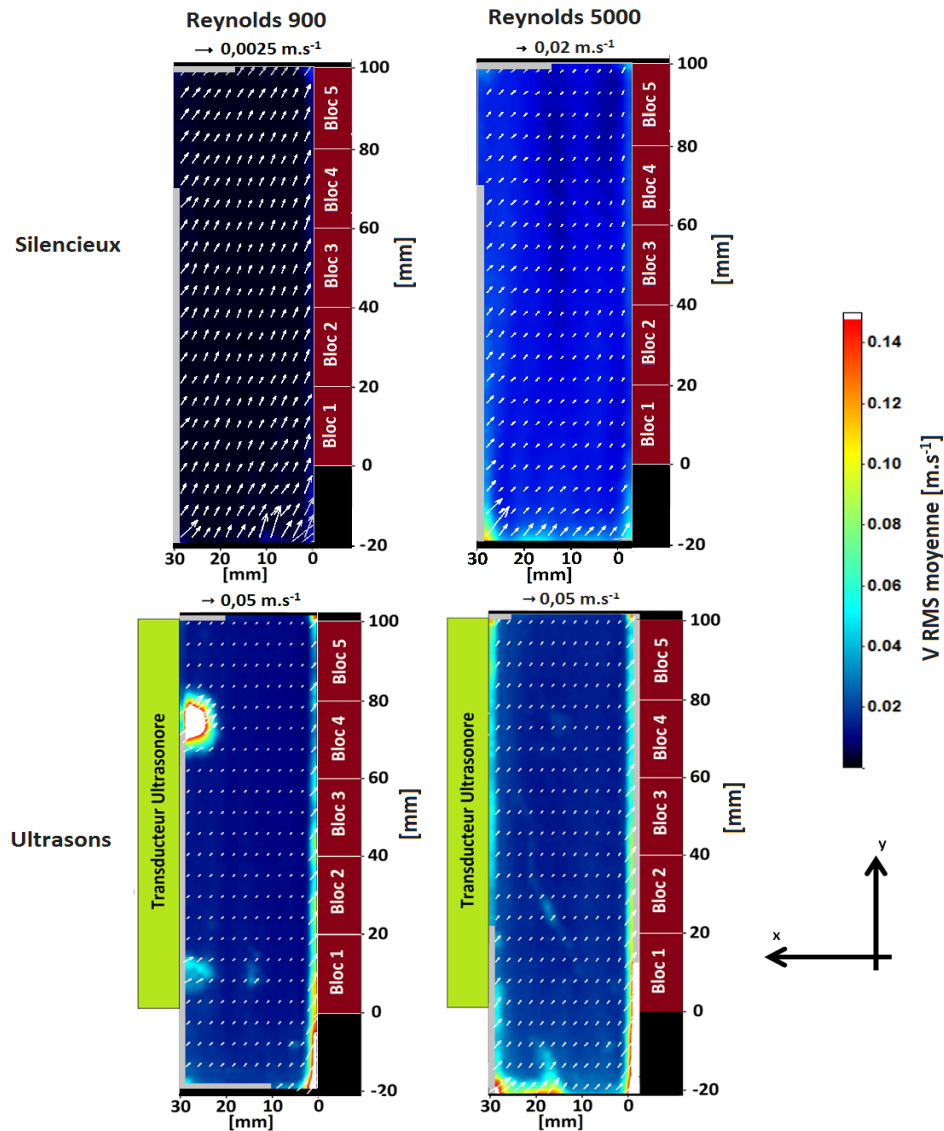


Figure IV-13 : Comparaison des champs de vitesses RMS obtenus à partir de 2000 doublets d'images pour les deux valeurs extrêmes testées du nombre de Reynolds à 25 kHz, configuration n°2 (eau et poreux)

Dans le cas de régimes déjà turbulents, le phénomène n'apparaît pas aussi nettement. En revanche, quel que soit le régime d'écoulement testé, la turbulence en paroi est toujours significativement augmentée. Afin de quantifier cela de manière plus précise, le facteur d'intensification de la vitesse RMS a été calculé. Ce dernier est défini par l'équation (IV-2).

$$\eta_{\text{RMS}} = \frac{V_{\text{RMS us}} - V_{\text{RMS silencieux}}}{V_{\text{RMS silencieux}}} \quad (\text{IV-2})$$

La Figure IV-14 confirme que l'intensification de la turbulence par des ultrasons à 25 kHz est d'autant plus importante que le nombre de Reynolds est faible. Ce résultat est en accord avec l'étude publiée par (Nomura and Sasaki, et al., 2000) (cf. paragraphe I.5). Il est également cohérent avec le fait que le facteur d'intensification de la vitesse RMS traduit une augmentation relative de cette grandeur entre le régime silencieux et le régime ultrasonore. Plus le régime est initialement turbulent et moins l'intensification apportée par les ultrasons sera importante.

La Figure IV-14 permet également de confirmer que l'intensification de la turbulence au milieu du canal est plus faible (voire nulle pour un nombre de Reynolds égal à 5000) comparativement à celle de la région pariétale. Cela semble également indiquer que la cavitation induite par les ultrasons à 25 kHz produit un taux fixe de turbulence. En effet s'il existait un effet de synergie entre la turbulence produite naturellement au cœur de l'écoulement et la cavitation, un effet d'intensification devrait se maintenir pour les forts nombres de Reynolds.

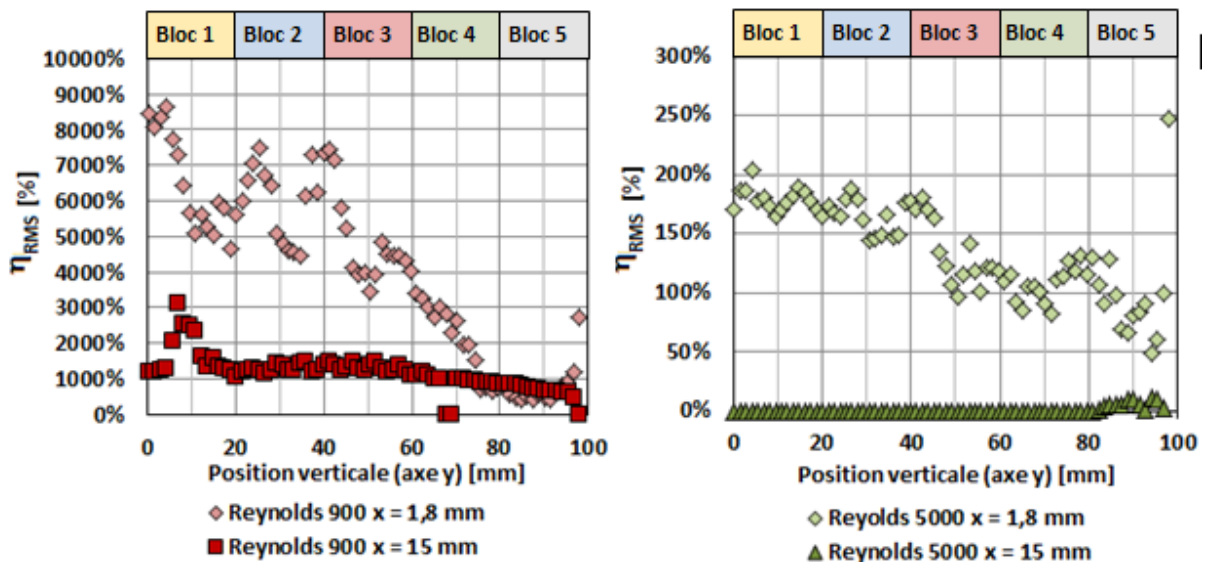


Figure IV-14 : Facteurs d'intensification de la vitesse RMS en fonction de la position verticale en paroi ($x = 1,8$ mm) et au milieu du canal ($x = 15$ mm) pour des nombres de Reynolds égaux à 900 et 5000. Fréquence ultrasonore 25 kHz, puissance ultrasonore $107 W_{us}$, configuration n°2 (eau et poreux)

Pour comprendre la différence qui existe entre le cœur de l'écoulement et la région pariétale, il convient de rappeler que la cavitation peut produire des effets hydrodynamiques certes, très violents, mais au faible rayon d'action. Comme expliqué au paragraphe I-4, l'effet de courant acoustique de Schlichting, associé à la vibration d'une bulle, présente une échelle caractéristique limitée à la couche limite acoustique. À 25 kHz, dans de l'eau à 20 °C, cette dernière présente une épaisseur de l'ordre de 90 microns. Le phénomène de collapse de la bulle, qui s'ajoute aux effets de vibration, présente des échelles d'influence du même ordre de grandeur. Or, plus un écoulement est turbulent et plus les grosses structures turbulentes, apparaissant en premier dans l'écoulement, se décomposent en structures de plus en plus petites (Bailly, et al., 2003). Par conséquent, dans un contexte d'écoulement soumis à des ultrasons, ces petites structures de plus en plus nombreuses, et de tailles toujours plus petites, à mesure que le nombre de Reynolds augmente, finissent par marginaliser l'effet des

perturbations liées à la cavitation. Dans le cadre des essais menés sur ALTO, et présentés dans ce paragraphe, ce phénomène se produit pour un nombre de Reynolds égal à 5000.

De plus, au paragraphe I.1, les résultats de la littérature ont permis de constater que les valeurs maximales de vitesse RMS se situent à l'interface entre la couche limite visqueuse et la couche tampon lorsque la gamme de nombre de Reynolds est comprise entre 4000 et 30000. Dans cette zone, le cisaillement important combiné à la diminution de la prédominance des forces visqueuses permet en effet de générer un maximum d'instabilités hydrodynamiques.

Dans la couche limite visqueuse, les phénomènes inertiels, liés à la cavitation, se combinent aux effets de cisaillement, notamment au niveau de l'interface avec la couche tampon. La synergie entre les cisaillements, très intenses dans la couche limite visqueuse, et les phénomènes inertiels, associés aux vibrations et au collapse des bulles de cavitation, permet d'engendrer l'apparition d'instabilités hydrodynamiques et une intensification de la turbulence plus importante qu'au cœur du fluide. Il est possible que les effets associés aux bulles génèrent de petites instabilités amplifiées par le cisaillement. Cette analyse peut permettre de comprendre pourquoi la turbulence est plus fortement intensifiée par la cavitation acoustique dans les régions pariétales que dans le cœur de l'écoulement. Néanmoins pour l'étayer, une étude plus précise des phénomènes présents dans la couche limite visqueuse s'avère nécessaire.

La Figure IV-15 démontre que les ultrasons à 25 kHz ne modifient pas la forme horizontale du profil global de la vitesse RMS. Néanmoins, les valeurs de vitesse sont augmentées en régime acoustique.

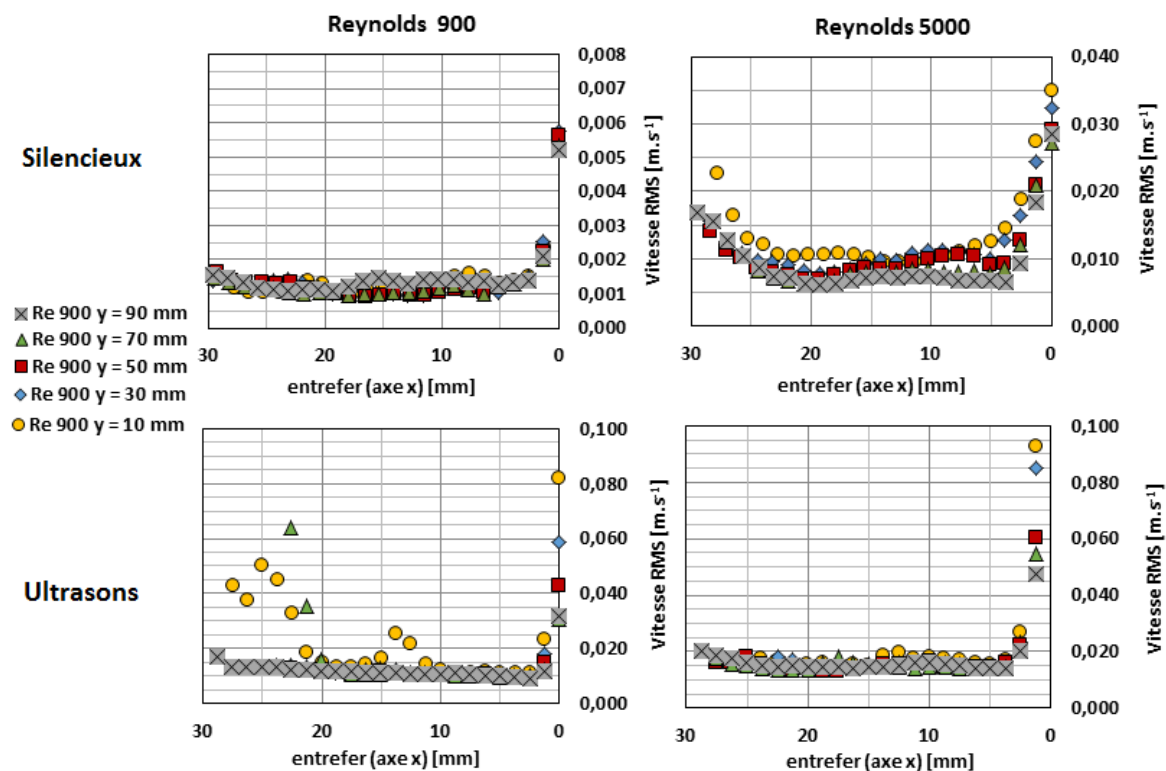


Figure IV-15 : Comparaison des profils horizontaux (axe x) de vitesse RMS tracés pour des nombres de Reynolds égaux à 900 et 5000. Fréquence ultrasonore 25 kHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} , configuration n°2 (eau et poreux)

Cela semble indiquer que la physique générale liée au phénomène d'apparition de la turbulence n'est pas modifiée, mais que la cavitation acoustique y ajoute simplement un effet d'intensification.

Les valeurs de vitesse RMS mesurées au niveau de la paroi de la plaque chauffante sont extrêmement proches les unes des autres et se croisent fréquemment sans qu'il soit réellement possible de déterminer pour quel nombre de Reynolds il existe des valeurs nettement supérieures aux autres (Figure IV-16). Les mesures effectuées pour un nombre de Reynolds égal à 5000 sont plus fréquemment légèrement supérieures aux autres, notamment à celles réalisées en régime laminaire. Cependant, au regard de la dispersion des valeurs obtenues (barres d'incertitude de la Figure IV-16), ce fait n'est pas vérifié systématiquement. Cela semble indiquer que le taux de turbulence produit par la cavitation acoustique est peu sensible au débit, et donc, dans le cas où la géométrie de l'écoulement est fixée, à la vitesse débitante. Il est donc possible de dire que la cavitation produit un taux de turbulence constant dans l'écoulement quelles que soient les valeurs de débit.

Les valeurs de vitesse RMS en paroi diminuent le long de la plaque chauffante jusqu'à atteindre une valeur constante au niveau des blocs n°4 et n°5. Cette diminution peut être associée à l'établissement de la turbulence le long de la plaque chauffante, et à l'atténuation d'effets d'entrée qui ne sont pas totalement éliminés par le poreux situé en amont du canal. Comme la suite du paragraphe va le montrer, il semble que ces effets d'entrée soient les effets uniquement associés à la cavitation au niveau des deux premiers blocs. Cependant, ces blocs n'étant pas significativement touchés par les effets de la cavitation, l'analyse des résultats n'est pas compromise.

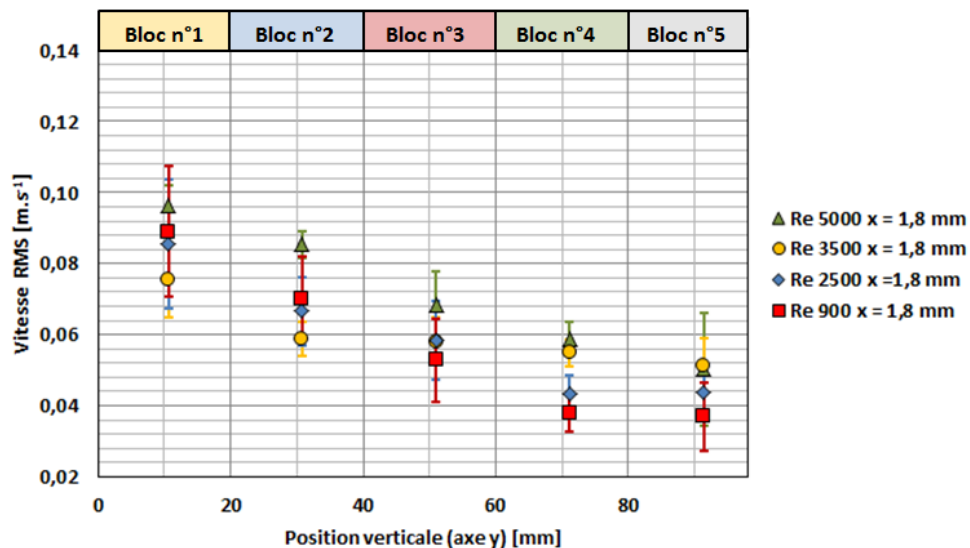


Figure IV-16 : Profil de la vitesse RMS en paroi ($x = 1,8 \text{ mm}$) le long de la plaque chauffante moyennée sur chaque bloc pour les quatre valeurs du nombre de Reynolds utilisés lors des essais thermiques. Les barres d'erreur des points indiquent la dispersion de la vitesse RMS par rapport à la moyenne. Fréquence ultrasonore 25 kHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} , configuration n°2 (eau et poreux)

Pour conclure, l'étude de l'influence hydrodynamique des ultrasons à 25 kHz a permis de démontrer que la cavitation acoustique produit un maximum d'intensification de la turbulence dans la zone proche de la paroi chauffante. Le taux de turbulence produit par la cavitation semble peu sensible à l'augmentation du débit. En revanche, si l'on considère que pour une

puissance acoustique fixée, la cavitation produit un taux de turbulence lui aussi fixe, il existe une valeur du nombre de Reynolds au-delà duquel l'intensification de la turbulence n'est plus possible. Dans le cadre des essais effectués sur ALTO, cette valeur semble être égale à 5000.

La suite de ce paragraphe, présente les résultats liés aux essais thermiques associés à cette étude hydrodynamique à 25 kHz. Lorsque les essais hydrodynamiques et thermiques sont mis en parallèle, il est important de garder à l'esprit que les essais PIV effectués en proche paroi de la plaque chauffante ne sont pas des mesures précises des phénomènes qui se déroulent dans la couche limite visqueuse. Ainsi les mesures PIV décrivent mieux les phénomènes présents au cœur de l'écoulement et donnent les tendances générales des phénomènes de proche paroi.

Étude thermique

L'étude hydrodynamique présentée dans la section précédente a permis de démontrer que la vitesse RMS produite par des ultrasons à 25 kHz est peu sensible à la variation du débit dans la gamme étudiée, et que le taux de turbulence initialement présent dans l'écoulement (dont le nombre de Reynolds est représentatif) joue sur l'intensification dont la cavitation est capable. L'analyse thermique va traiter distinctement la région du canal où la turbulence est établie (blocs n°4 et n°5) de la zone d'établissement (blocs n°1 à 3). Il convient également d'être attentif à la répartition sur la plaque chauffante des effets liés à la cavitation, conséquence d'une hétérogénéité spatiale dans la génération des ultrasons à 25 kHz (cf. paragraphe II-4.2.1). Pour rappel, de forts effets mécaniques, répartis de façon homogène sur la totalité des blocs, liés à la cavitation ont été observés au niveau des blocs n°4 et n°5. Ces mêmes effets semblent moins intenses (blocs n°1 et n°2) ou moins bien répartis (bloc n°3) au niveau des trois premiers blocs.

L'inhomogénéité du champ ultrasonore se répercute directement sur les effets d'intensification thermique mesurés le long de la plaque chauffante (Figure IV-17).

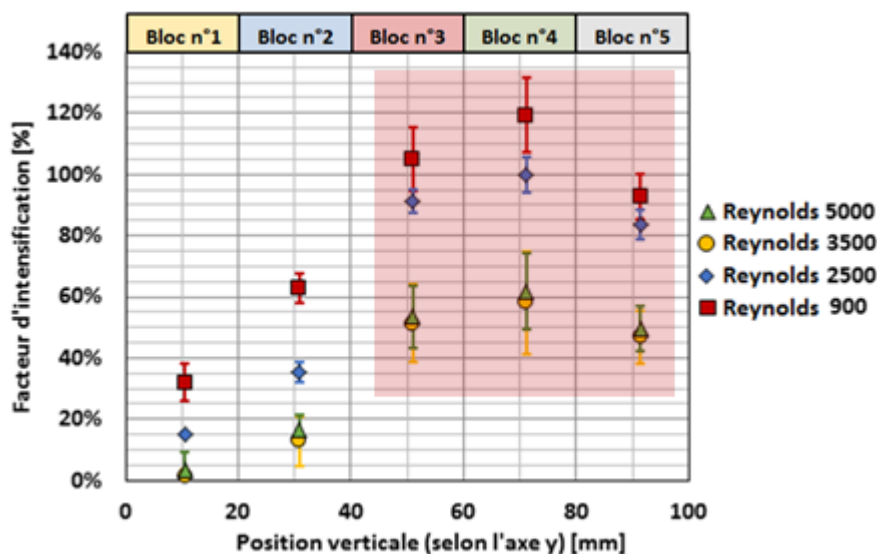


Figure IV-17 : Valeurs du facteur d'intensification du coefficient d'échange thermique en fonction de la position sur la plaque chauffante pour les quatre nombres de Reynolds testés. Fréquence ultrasonore 25 kHz, puissance ultrasonore 108 W_{us} , configuration n°2 (eau et poreux)

Ainsi les blocs n°3 à n°5, pour lesquels des effets mécaniques intenses associés à la cavitation ont été mesurés au niveau des points de mesure de température, présentent les effets d'intensification les plus élevés (carré rouge Figure IV-17).

La sensibilité au nombre de Reynolds du facteur d'intensification du coefficient d'échange thermique (Figure IV-18) correspond à celle du facteur d'intensification de la vitesse RMS dans la région pariétale ($x = 1,8 \text{ mm}$) présentée par la Figure IV-14. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, les facteurs d'intensification de la vitesse RMS et du coefficient d'échange thermique diminuent. En considérant que la vitesse RMS est représentative de l'intensité de la turbulence, et que la valeur de cette intensité turbulente pilote la valeur du coefficient d'échange thermique, ce comportement est cohérent avec l'analyse de la Figure IV-14. À puissance ultrasonore fixe, la cavitation produit un taux de turbulence fixe insensible à l'augmentation du débit, ce qui se traduit par des valeurs absolues de vitesse RMS insensibles à l'augmentation du nombre de Reynolds puisque la géométrie de l'écoulement est fixée (Figure IV-15). Néanmoins, plus le nombre de Reynolds est élevé et plus la turbulence présente dans l'écoulement en régime silencieux est naturellement élevée, donc plus l'apport relatif de la cavitation à la turbulence de l'écoulement est faible. Ceci entraîne mécaniquement une diminution de l'intensification du coefficient d'échange thermique.

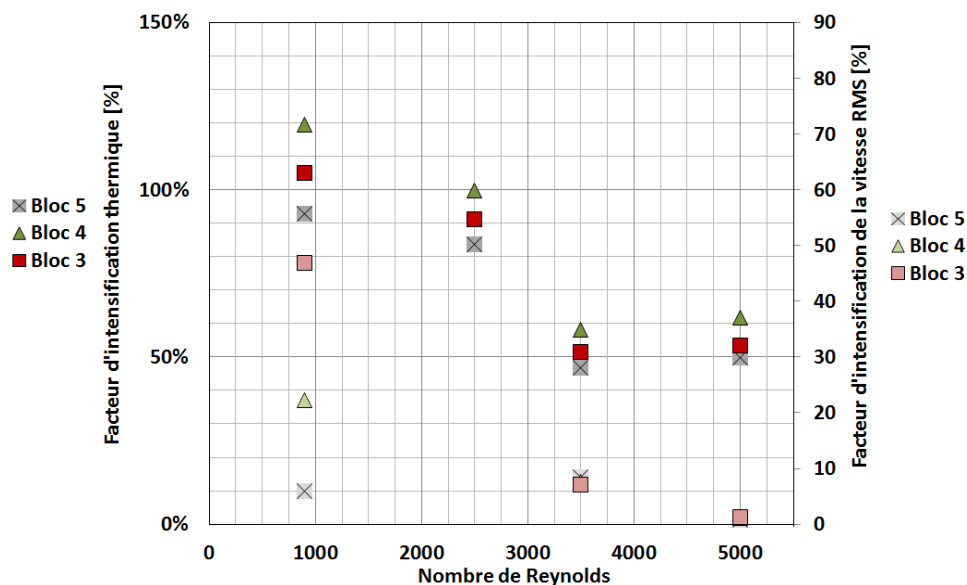


Figure IV-18 : Évolution du facteur d'intensification en fonction du nombre de Reynolds pour les trois derniers blocs chauffants (directement impactés par la cavitation acoustique). Les blocs n°1 et n°2, moins touchés par les effets de la cavitation ne sont pas représentés. À partir d'un nombre de Reynolds égal à 3500 les points obtenus par les mesures de PIV sont confondus. Fréquence ultrasonore 25 kHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} , puissance thermique 50 W par bloc, configuration n°2 (eau et poreux)

L'insensibilité au nombre de Reynolds des valeurs absolues de vitesse RMS, observée au niveau de chacun des blocs chauffants au paragraphe précédent (Figure IV-16), correspond globalement à la même insensibilité à ce paramètre des valeurs du coefficient d'échange thermique, observée sur la Figure IV-19. Ce résultat semble confirmer que la turbulence produite par les bulles de cavitation grâce à des ultrasons à 25 kHz a une action directe sur les transferts thermiques de la plaque chauffante.

Une différence existe entre les profils de Vitesse RMS et de coefficient d'échange thermique. Il s'agit de la dépendance à la position le long de la plaque chauffante. En effet, la Figure IV-16 indique que le profil de vitesse RMS est décroissant le long de la plaque chauffante jusqu'au bloc n°4, alors que le profil de coefficient d'échange thermique est constant Figure IV-19. Cela semble contradictoire avec le fait que la vitesse RMS dans la couche visqueuse pilote les valeurs de coefficient d'échange thermique. Il faut garder à l'esprit que les mesures PIV réalisées ne sont pas assez précises pour sonder en détails ce qui se passe dans la couche visqueuse, ainsi il est possible que les effets d'entrées présents au niveau des deux premiers blocs noient les valeurs de vitesse RMS de cette zone de l'écoulement.

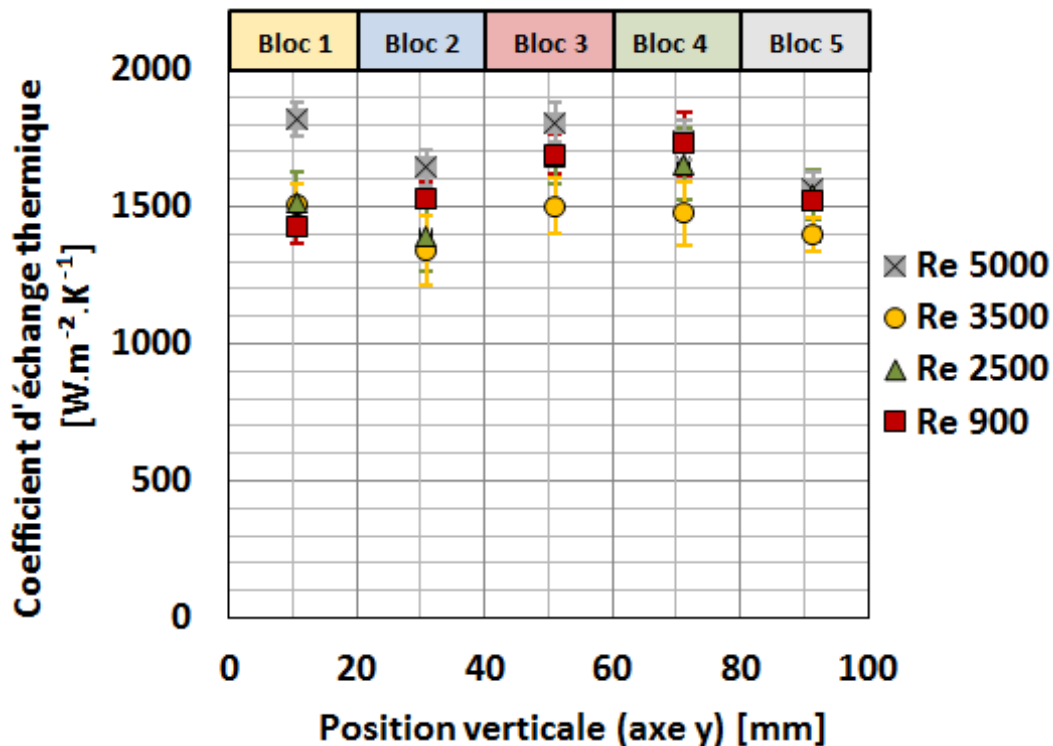


Figure IV-19 : Valeurs du coefficient d'échange thermique en fonction de la position sur la plaque chauffante pour les quatre nombres de Reynolds testés. Fréquence ultrasonore 25 kHz, puissance ultrasonore 108 W_{us}, configuration n°2 (eau et poreux)

La Figure IV-20 présente simultanément les résultats hydrodynamiques et thermiques. Les valeurs de vitesse RMS et du coefficient d'échange thermique en régime silencieux et acoustique y sont tracées pour les trois derniers blocs chauffants, dont les positions de mesure de température sont impactées par la cavitation.

Aux incertitudes de mesures près, les tendances observées concernant les valeurs de vitesse RMS coïncident avec celles du coefficient d'échange thermique. Du fait de l'aspect très local des phénomènes d'intensification de la turbulence, et par conséquent d'intensification thermique, des essais supplémentaires réalisés au niveau de la couche limite visqueuse elle-même semblent nécessaires afin d'obtenir des résultats plus précis. Malgré cela, ces essais globaux permettent de mettre en évidence le rôle de la cavitation sur la turbulence de l'écoulement au niveau de la zone pariétale, responsable du phénomène d'intensification.

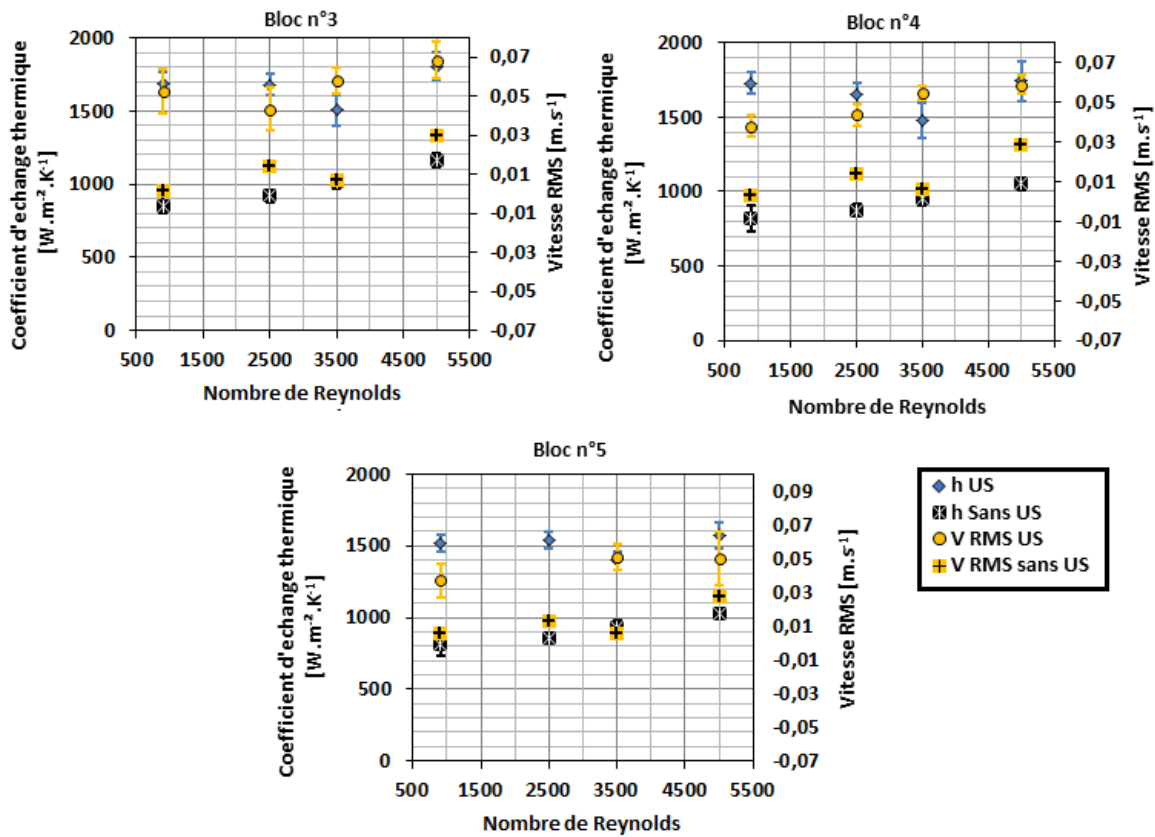


Figure IV-20 : Dépendance au nombre de Reynolds du coefficient d'échange thermique et de la vitesse RMS correspondant aux trois blocs chauffants dont la zone de mesure de température est fortement impactée par la cavitation. Fréquence ultrasonore 25 kHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} , puissance thermique par bloc 50 W, configuration n°2 (eau et poreux)

Afin de confirmer la responsabilité de la cavitation acoustique dans le phénomène d'intensification thermique à l'aide d'ultrasons à 25 kHz, des essais en eau glycolée ont été effectués. L'eau glycolée permet d'atténuer les effets de la cavitation acoustique (cf. chapitre II). Afin de quantifier la différence entre les essais réalisés en eau de ceux réalisés en eau glycolée, un coefficient de dégradation η_{glycol} est calculé. Ce coefficient permet de calculer l'écart relatif entre les valeurs du coefficient d'échange thermique obtenu avec les essais en eau et en eau glycolée pour un même régime acoustique (silencieux ou ultrasonore) et hydrodynamique. L'expression du coefficient η_{glycol} est donnée par l'équation suivante :

$$\eta_{glycol} = \frac{h_{us\ glycol} - h_{us\ eau}}{h_{us\ eau}} \quad (IV-3)$$

Une dégradation notable du coefficient de transfert thermique est observée lorsque des ultrasons à 25 kHz sont émis face à la plaque chauffante dans de l'eau glycolée (Figure IV-21). La dégradation du coefficient d'échange thermique en régime acoustique, observée pour les essais en eau glycolée ne peut pas uniquement être attribuable à la dégradation observée en régime silencieux. En effet, comme l'illustre la Figure IV-21, les écarts observés entre l'eau et l'eau glycolée en régime silencieux au niveau des blocs n°3 à n°5, sont inférieurs à ceux observés en régime acoustique. Les deux premiers blocs, pour lesquels les effets de la cavitation sont peu développés, présentent un effet de dégradation par rapport au cas silencieux mais moins marqué, et ne sont pas présentés sur la Figure IV-21.

La Figure IV-21, présente également les valeurs du coefficient η_{glycol} , calculées pour les vitesses RMS. Les essais montrent clairement que la dégradation de l'intensification thermique en régime acoustique en présence de glycol est corrélée à la dégradation de la vitesse RMS dans les mêmes conditions.

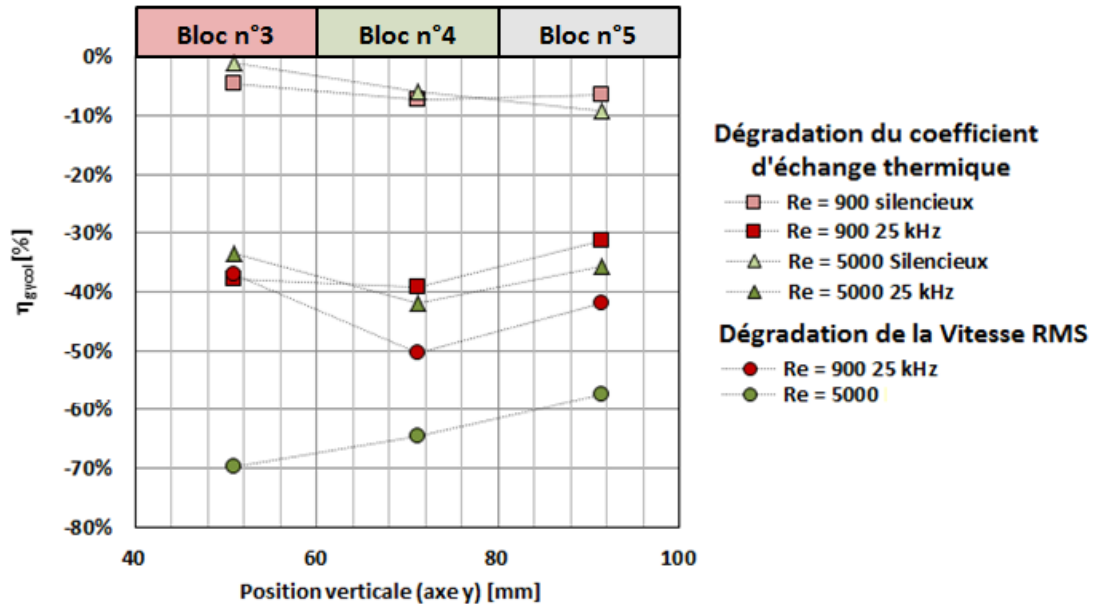


Figure IV-21 : Dégradation du coefficient d'échange thermique et de la vitesse RMS en présence d'eau glycolée en régime acoustique et silencieux. La comparaison est effectuée par rapport aux essais en eau. Puissance ultrasonore 107 W_{us} , fréquence ultrasonore 25 kHz, puissance thermique pour chaque bloc 50 W. La figure ne présente que les essais des blocs pour lesquels les effets de la cavitation sont le plus intenses, configuration n°3 eau glycolée et poreux

IV.2.1.2 Conclusion sur les essais réalisés à 25 kHz

Les ultrasons à 25 kHz ont démontré leur capacité à intensifier significativement les transferts thermiques en convection forcée pour une gamme de Reynolds allant de 900 à 5000.

L'étude hydrodynamique a mis en évidence leur capacité à augmenter la turbulence de l'écoulement. Cependant, cette augmentation de la turbulence ne s'accompagne pas d'effets convectifs macroscopiques. En effet, l'écoulement dans le canal, matérialisé par le champ de vitesse moyen, n'est que très peu perturbé par les ultrasons à 25 kHz par rapport au régime silencieux.

L'inexistence de phénomènes convectifs macroscopiques à l'échelle du canal, induit une augmentation assez modérée de la turbulence, quantifiée par la vitesse RMS, dans le cœur de l'écoulement. Ce phénomène est d'autant plus marqué, que le nombre de Reynolds est élevé. En revanche, les ultrasons à 25 kHz produisent des effets beaucoup plus intenses, en termes d'intensification de la turbulence, au niveau de la paroi de la plaque chauffante.

Une hypothèse, pour l'instant non vérifiée, permettrait d'expliquer la différence entre ces deux régions de l'écoulement. En l'absence d'effets convectifs de tailles comparables aux dimensions caractéristiques de l'écoulement (entrefer par exemple), les effets des ultrasons sur l'écoulement se limitent à ceux produits par l'oscillation et l'implosion des bulles de cavitation. L'oscillation des bulles, induit une mise en mouvement du fluide autour de la bulle sur des distances incluses dans celle de la couche limite acoustique. À 25 kHz ces tailles

caractéristiques sont de l'ordre de 90 microns. Or, plus le nombre de Reynolds augmente, plus les structures turbulentes naturellement produites par les effets inertiels de l'écoulement sont petites. Par conséquent, celles produites par les ultrasons finissent par être noyées par les structures turbulentes liées à la simple augmentation du nombre de Reynolds. Cet effet est beaucoup moins perceptible en proche paroi et notamment dans la couche limite, principalement soumise à des effets visqueux. Bien évidemment, l'augmentation du nombre de Reynolds entraîne une diminution de l'épaisseur de la couche limite visqueuse. Cependant, comme la cavitation produit des bulles capables d'osciller et d'imploser jusqu'à la paroi solide, cette région, dans laquelle l'écoulement est laminaire, est toujours fortement perturbée. Les mesures PIV n'ont pas permis de discerner clairement une sensibilité des valeurs de vitesses RMS en régime acoustique, par rapport à la variation du nombre de Reynolds. Ce résultat coïncide avec la relative insensibilité au nombre de Reynolds des valeurs de coefficient d'échange thermique.

La cavitation acoustique est la principale responsable de l'augmentation de la turbulence dans la couche visqueuse située au niveau de la plaque chauffante, entraînant une intensification des transferts thermiques pariétaux. Il existe en effet une concordance forte entre les sites pour lesquels les effets de la cavitation sont les plus importants en terme d'intensité ou de récurrence et ceux pour lesquels l'intensification maximale des transferts thermiques est observée. De même, lors de l'ajout de mono-propylène dans l'eau, permettant de limiter les effets de la cavitation acoustique, ce sont ces mêmes blocs chauffants qui subissent le plus fortement une dégradation de l'intensification thermique.

Enfin, les tendances générales d'évolution de la vitesse RMS en paroi et du coefficient d'échange thermique coïncident globalement, indiquant que la cavitation acoustique à basse fréquence a un effet direct de perturbation de la couche limite entraînant un phénomène d'intensification thermique. Ces conclusions rejoignent des conclusions similaires obtenues dans le cadre de l'étude de l'intensification ultrasonore du transfert de matière en convection forcée (Mazue, et al., 2015).

IV.2.2 Effet des ultrasons à 1MHz

Les essais de caractérisation, présentés dans le chapitre II, ont permis d'observer deux phénomènes différents, imputables aux ultrasons à 1 MHz. Tout d'abord des effets de cavitation acoustique, dont les propriétés oxydantes ont été mises en évidence par un suivi de la cinétique de l'oxydation de l'iodure de potassium. Puis des effets convectifs de type courant acoustique ont également été observés phénoménologiquement grâce à la visualisation de fontaines ultrasonores.

IV.2.2.1 Étude hydrodynamique

Impact des ultrasons à 1 MHz sur le champ de vitesse moyen

Les essais PIV réalisés à 1 MHz ont permis de mettre en évidence l'apparition d'une nouvelle composante de la vitesse dans le canal. Cette composante est orientée horizontalement (axe x) et provoque des modifications macroscopiques de l'écoulement (Figure IV-22). Pour un nombre de Reynolds égal à 900, le champ de vitesse mesuré dans le canal est extrêmement perturbé. La norme et la direction des vecteurs vitesse sont fortement modifiées par rapport au

cas silencieux. L'augmentation du nombre de Reynolds provoque le retour à un écoulement plus proche du cas silencieux comme l'illustre la Figure IV-22 pour un nombre de Reynolds égal à 5000.

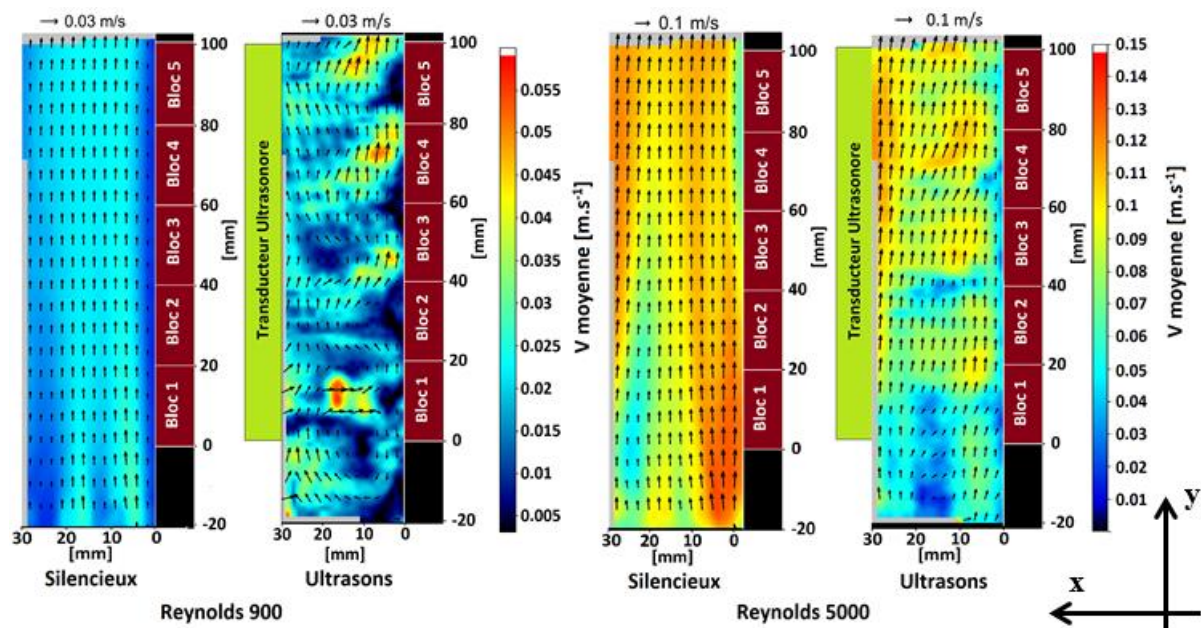


Figure IV-22: Comparaison des champs moyens de vitesse obtenus à partir de 2000 champs instantanés pour des nombres de Reynolds égaux à 900 et 5000 en régime silencieux et ultrasonore. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} , configuration n°2 (eau et poreux)

Les champs scalaires présentés sur la Figure IV-23 indiquent que la localisation de la composante horizontale (selon l'axe x) du vecteur vitesse varie en fonction du nombre de Reynolds. Lorsqu'il est égal à 900, la composante V_x est située en face des céramiques piézoélectriques constituant le transducteur et semble indiquer l'existence d'un courant acoustique. Ce dernier est certainement à l'origine des changements de direction des vecteurs vitesse moyens observés sur la Figure IV-22. L'augmentation du nombre de Reynolds entraîne une augmentation de l'extension spatiale de la composante V_x ; elle ne se limite plus uniquement aux positions situées en face des céramiques piézoélectriques, elle est comme « diffusée » par l'écoulement principal.

Comme exposé au paragraphe I.3, l'une des causes de l'apparition du courant acoustique est l'absorption de l'onde acoustique par le milieu de propagation, entraînant l'apparition d'une force volumique colinéaire à la direction de propagation de l'onde (courant acoustique d'Eckart). Cette force volumique est responsable de la mise en mouvement du fluide. En régime acoustique, il y a donc présence de deux forces volumiques perpendiculaires. L'une, verticale (selon l'axe y), est issue de la puissance hydraulique de pompage, et l'autre, horizontale (selon l'axe x), est issue de l'absorption de l'onde acoustique. Par conséquent l'écoulement prendra localement la direction de la résultante des deux vecteurs modélisant les forces volumiques. Les essais se déroulant à puissance ultrasonore fixe, l'augmentation du débit (grand nombres de Reynolds) entraîne la prédominance de la puissance hydraulique sur la puissance ultrasonore au niveau de la résultante de l'écoulement. Ceci a pour effet de « diffuser » la composante horizontale de vitesse (V_x) sur une zone plus large que dans le cas pour lequel les deux puissances sont du même ordre de grandeur (faible nombre de Reynolds).

Les ultrasons à 1 MHz sont donc en mesure de produire simultanément des effets de cavitation et de courant acoustique. L'effet du courant acoustique sur l'écoulement dans le canal semble néanmoins perdre en importance au profit des effets liés à la puissance hydraulique à mesure que le débit augmente.

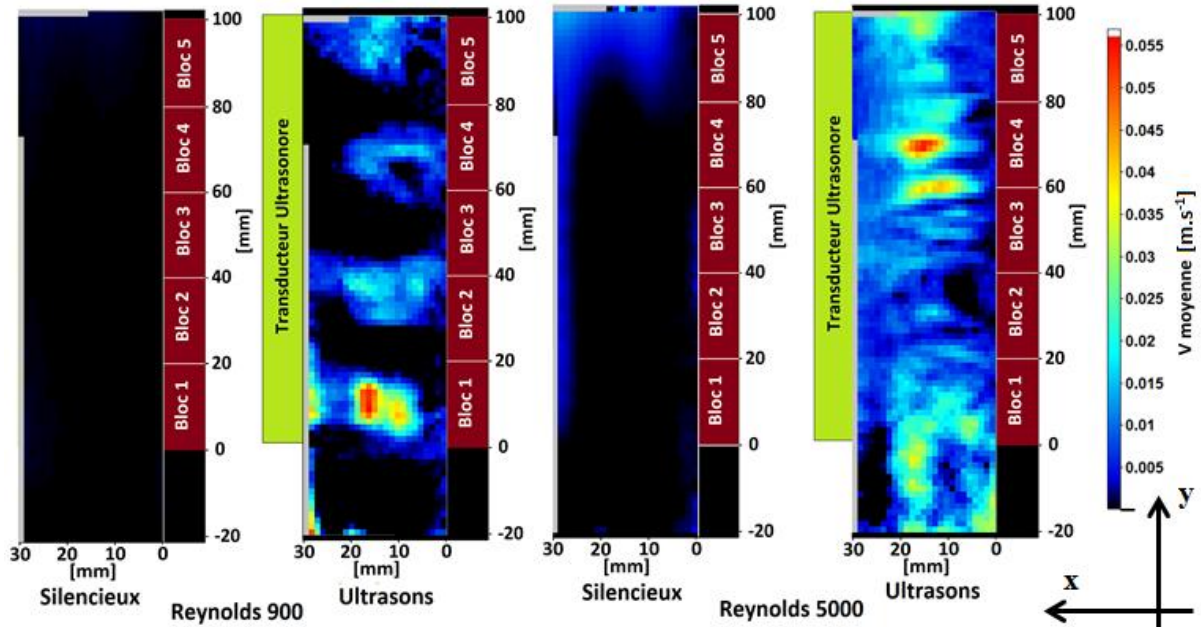


Figure IV-23 : Comparaison des champs moyens de la composante de vitesse horizontale V_x obtenus à partir de 2000 champs instantanés pour des nombres de Reynolds égaux à 900 et 5000 en régime silencieux et acoustique. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore $108 W_{us}$, configuration n°2 (eau et poreux)

Impact des ultrasons à 1 MHz sur le champ vitesse RMS

Les effets hydrodynamiques produits par les ultrasons à 1 MHz entraînent une augmentation globale de la vitesse RMS dans tout le canal. Ces effets se traduisent par des valeurs de vitesse RMS notablement supérieures à celles mesurées en régime silencieux. Pour comparaison, la Figure IV-24 présente les champs de vitesse RMS moyens obtenus pour des nombres de Reynolds égaux à 900 et 5000 en régime acoustique et le champ de vitesse RMS en régime silencieux pour un Reynolds égal à 5000.

Dans la section précédente, les mesures du champ moyen de vitesse ont permis de mettre en évidence l'existence d'une composante de vitesse horizontale V_x , bien délimitée dans l'espace, à condition que la vitesse débitante reste peu élevée par rapport à celle du courant acoustique (Figure IV-23). Les régions du canal pour lesquelles la vitesse RMS est maximale correspondent à ces zones, soumises simultanément à deux forces volumiques perpendiculaires l'une par rapport à l'autre (Figure IV-23 et IV-24).

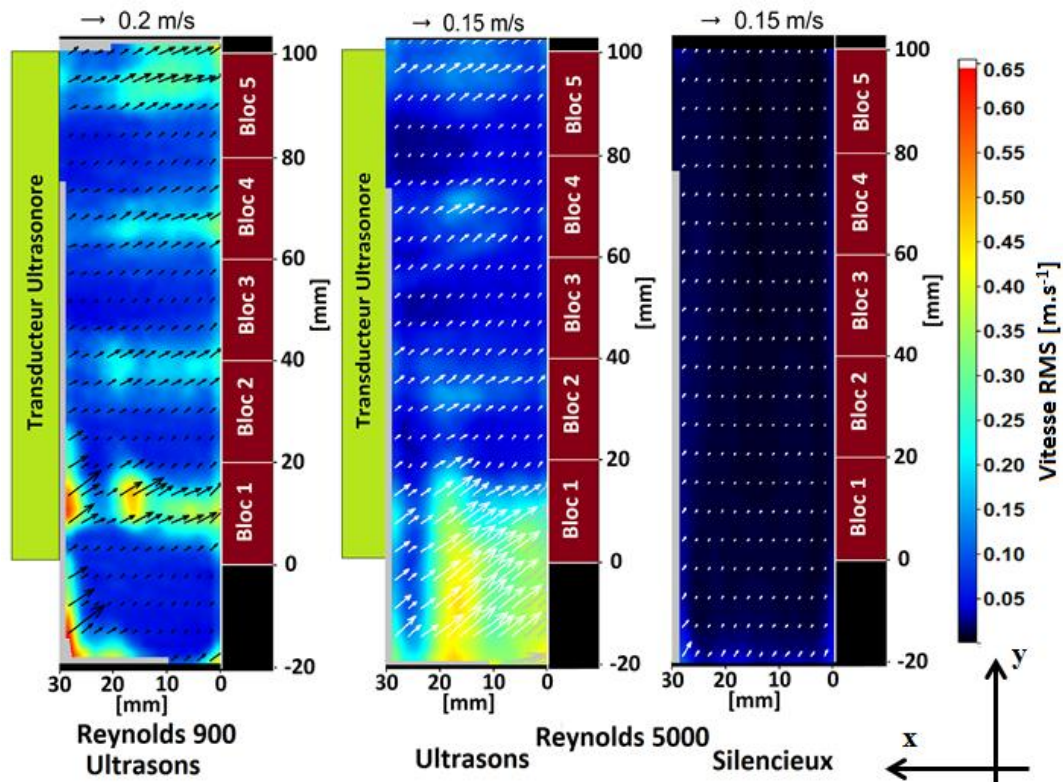


Figure IV-24 : Comparaison des champs de vitesse RMS moyens obtenus à partir de 2000 doublets d'images. Nombres de Reynolds égaux à 900 et 5000. Le cas silencieux obtenu pour un nombre de Reynolds égal à 900 n'est pas rappelé ici car les valeurs obtenues sont inférieures à celles de l'essai réalisé pour un nombre de Reynolds égal à 5000. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore 108 W_{us} , configuration n°2 (eau et poreux)

Le profil vertical moyenné selon l'axe x des valeurs de vitesse RMS est présenté Figure IV-25 (a). Ce profil a été obtenu en réalisant la moyenne de la vitesse RMS selon l'axe horizontal x pour chacune des positions de l'axe vertical y. Les positions des céramiques piézoélectriques sur la surface du transducteur sont également indiquées sur cette figure. Le bloc n°1 doit être tenu à l'écart des analyses, car de forts effets d'entrée (cf. Chapitre III), indépendants des ultrasons, sont présents à son niveau. Les positions correspondant aux valeurs de vitesse RMS maximales sont peu sensibles à l'augmentation du débit, seules leurs valeurs diminuent légèrement à mesure que le nombre de Reynolds augmente. Hors de ces quatre « couloirs ultrasonores », la variation du nombre de Reynolds a peu d'influence sur les valeurs de vitesse RMS. Pour ces régions du canal, l'écoulement subit d'importants changements de direction et de norme des vecteurs vitesse, générant du cisaillement, malgré l'atténuation d'un phénomène convectif global.

Avec le dispositif expérimental utilisé, il est probable qu'au-delà d'un nombre de Reynolds égal à 5000, une puissance ultrasonore de 107 W_{us} soit insuffisante à intensifier la turbulence de l'écoulement. Ceci est vérifié par la Figure IV-25 (b) qui affiche des valeurs d'intensification de vitesse RMS comprises entre 250 % et 500 % lorsque le nombre de Reynolds est égal à 5000 (flèches vertes).

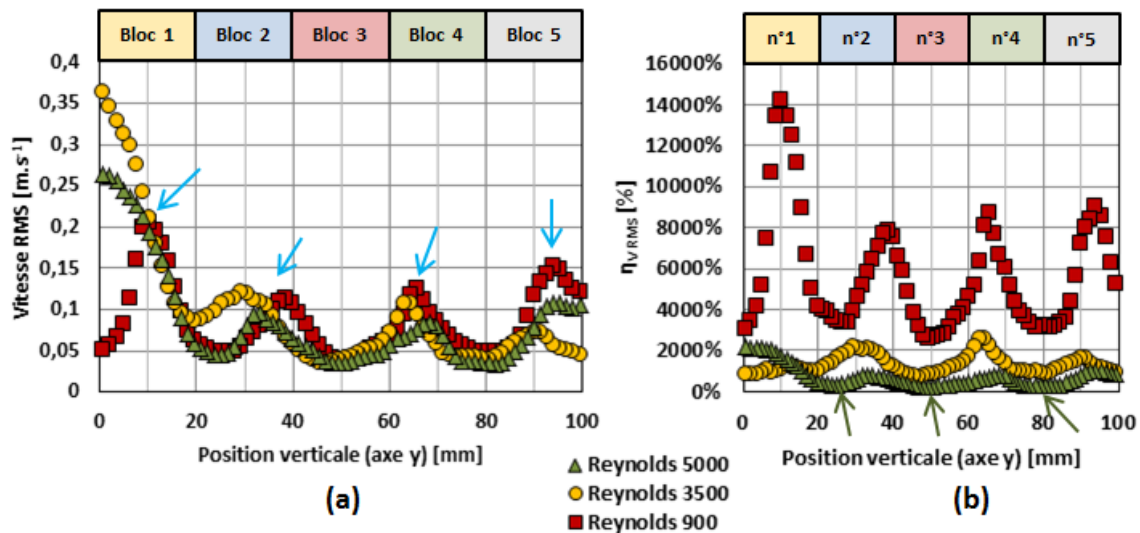


Figure IV-25 : Profil vertical moyenné sur l'axe horizontal (axe x) de la vitesse RMS pour des nombres de Reynolds égaux à 900, 3500 et 5000 (a) et profils d'intensification de la vitesse RMS correspondant (b) en fonction de la position sur la plaque chauffante. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us}. Les flèches cyans indiquent la position des céramiques piézoélectriques à la surface du transducteur, et les flèches vertes les zones d'intensification nulle de la vitesse RMS lorsque le nombre de Reynolds est égal à 5000

Il est probable que lorsque le nombre de Reynolds est faible, et lorsque la vitesse débitante est du même ordre de grandeur que le courant acoustique d'Eckart, comme pour l'essai réalisé avec un nombre de Reynolds égal à 900, les effets du courant acoustique et de la cavitation se combinent au niveau de la région pariétale de la plaque chauffante. Le courant acoustique d'Eckart impacte alors la paroi. En revanche, lorsque la vitesse débitante est supérieure, l'effet purement convectif du courant acoustique d'Eckart diminue. Il ne subsiste plus alors majoritairement que la cavitation et un effet de cisaillement lié à la « diffusion » de la composante V_x produite par la force acoustique (Figure IV-23). Ce phénomène semble également se produire au cœur de l'écoulement.

Ceci semble confirmé par les profils moyens de vitesse RMS de la Figure IV-25 (a) ainsi que par le profil de vitesse RMS en proche paroi ($x = 1,8$ mm) de la Figure IV-26 (a). En effet dans les deux cas, les valeurs de vitesse RMS mesurées pour un nombre de Reynolds égal à 5000 sont très proches et peuvent être considérées comme sensiblement égales (Figure IV-27). Elles sont également inférieures à celles mesurées pour un Reynolds égal à 900. De plus, les champs de vitesse moyens de la Figure IV-22 indiquent que l'aspect purement convectif du courant acoustique est fortement atténué lorsque le nombre de Reynolds est augmenté de 900 à 5000. Enfin, des études antérieures portant sur le transfert de matière sous ultrasons à 20 kHz (Barthès, et al., 2015; Mazue, et al., 2015) ont montré que seuls subsistent les effets de la cavitation pour les forts nombres de Reynolds. Tout cela tend à confirmer que la cavitation devient l'effet majoritaire pour les forts nombres de Reynolds et constitue le « fond diffus » de l'intensification de la vitesse RMS.

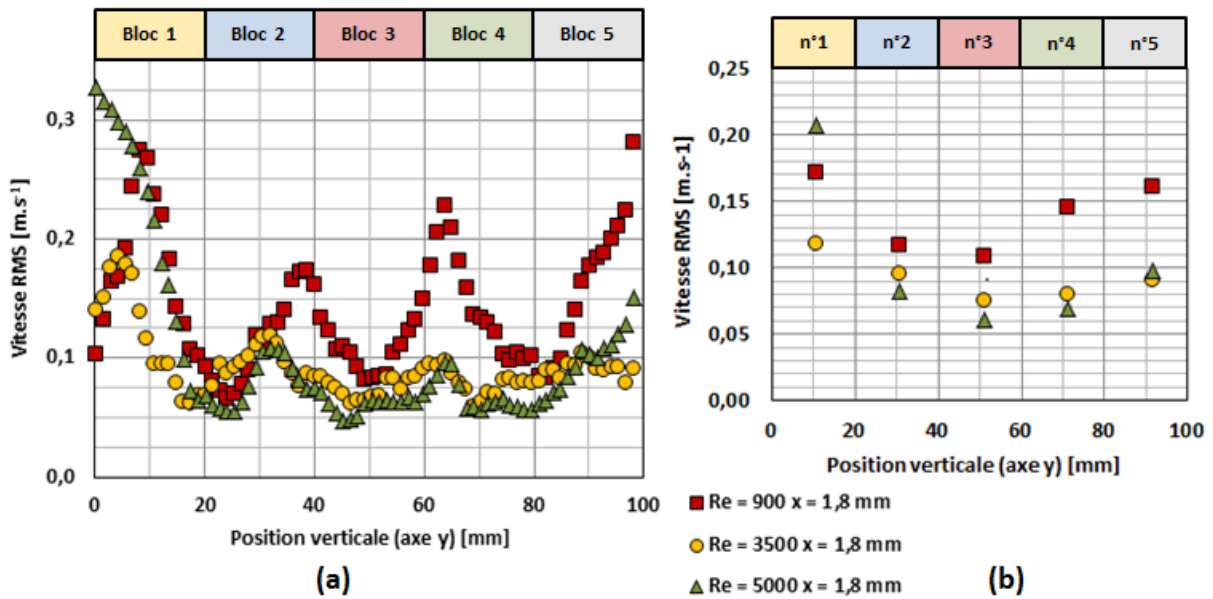


Figure IV-26 : Profil vertical de la vitesse RMS (a) et profil vertical de la vitesse RMS moyenné par bloc (b) au niveau de la paroi chauffante ($x = 1,8 \text{ mm}$) pour des nombres de Reynolds égaux à 900, 3500 et 5000. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore $107 W_{us}$. Les essais réalisés pour un nombre de Reynolds égal à 2500 ne sont pas indiqués car les mesures effectuées n'ont pas été exploitables

Ceci se confirme par la Figure IV-26 (b) qui montre des valeurs de vitesses RMS moyennées par bloc chauffant extrêmement proches, pour les Reynolds égaux à 3500 et 5000. Ces mesures prouvent que l'effet hydrodynamique, généré par la cavitation acoustique, qui subsiste est peu sensible à l'élévation du débit. Néanmoins la différence avec les études de Barthès ou de Mazue repose sur l'utilisation, dans cette étude, d'une fréquence capable de produire une force acoustique permettant à la composante V_x du champ de vitesse de subsister malgré sa « diffusion ».

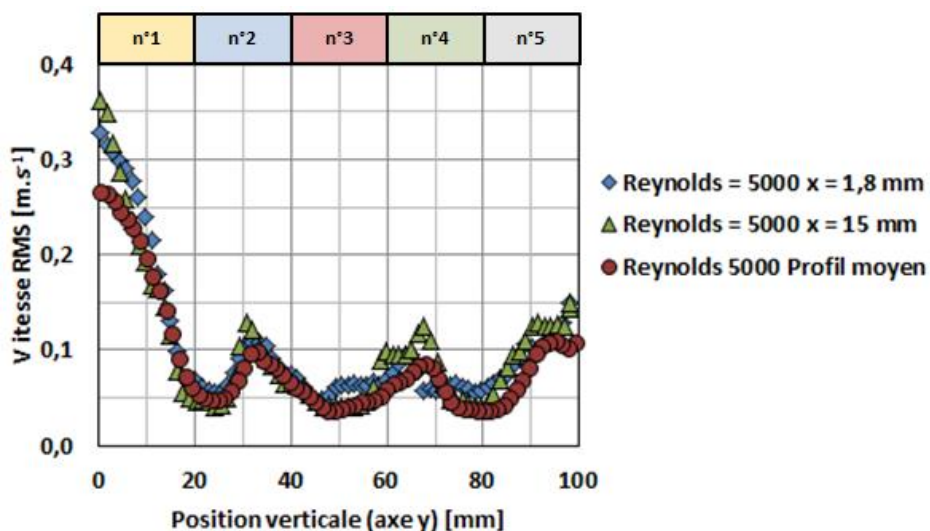


Figure IV-27 : Comparaisons des profils verticaux de vitesse RMS au niveau de la paroi de la plaque chauffante ($x = 1,8 \text{ mm}$), au milieu du canal ($x = 15 \text{ mm}$) et de la moyenne horizontale pour un nombre de Reynolds égal à 5000. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore $107 W_{us}$

Ce phénomène de diffusion du courant acoustique diminue l'intensité de la vitesse RMS en face des céramiques piézoélectriques, mais il serait difficile d'affirmer qu'il ne contribue pas

du tout à l'intensification de la turbulence dans le canal d'ALTO. De plus du courant acoustique de type Rayleigh peut subsister dans la couche limite visqueuse malgré l'augmentation de la vitesse débitante, puisque ce type de courant acoustique se développe sur de faibles longueurs (tailles caractéristique proche de celles de la couche acoustique cf. chapitre I.4)

Pour résumer, le transducteur ultrasonore à 1 MHz utilisé dans cette étude est en mesure de produire des effets convectifs « macroscopiques » ainsi que de la cavitation acoustique, tous deux responsables de l'intensification de la turbulence à condition que les valeurs de vitesse débitante dans le canal soient proches de celles du courant acoustique. Ces conditions, réunies pour un nombre de Reynolds égal à 900 dans le contexte expérimental du canal d'ALTO, ont permis d'atteindre les valeurs de vitesse RMS les plus élevées.

L'augmentation du nombre de Reynolds, et de la vitesse débitante, entraîne l'atténuation puis la disparition de l'effet convectif « macroscopique » de type Eckart. L'écoulement soumis aux ultrasons retrouve alors une orientation proche du cas silencieux. Néanmoins, la composante V_x du champ de vitesse, assimilable à du courant acoustique, puisque absente en régime silencieux, persiste sous forme « diffuse ». Le cisaillement produit par cet effet s'additionne à la cavitation qui devient l'effet principal de l'intensification de la turbulence dans l'écoulement.

IV.2.2.2 Étude thermique

Les effets associés aux ultrasons à 1 MHz permettent d'obtenir une intensification quasi systématique des transferts thermiques (Figure IV-28). Seul le bloc n°1, soumis à de forts effets d'entrée dans le canal lorsque le nombre de Reynolds est égal à 5000, ne subit pas d'intensification thermique dans ces conditions.

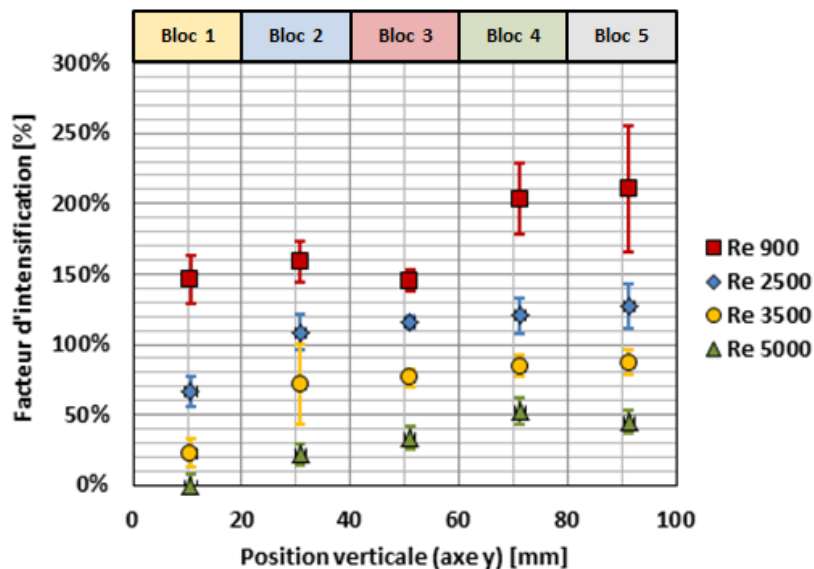


Figure IV-28 : Dépendance au nombre de Reynolds du facteur d'intensification en fonction de la position sur la plaque chauffante. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} , configuration n°2 (eau et poreux)

Quelle que soit la valeur du nombre de Reynolds, les valeurs du facteur d'intensification thermique les plus élevées sont obtenues au niveau des blocs situés dans la zone thermiquement établie (Figure IV-28). Cette zone s'étend des blocs n°3 à n°5. Cette partie de

la plaque correspond à la région la plus défavorable aux transferts thermiques pariétaux. L'évolution globale du facteur d'intensification correspond à une augmentation des valeurs des blocs n°1 à n°3 puis à une stabilisation à partir des blocs n°3 ou n°4 4 suivant la valeur du nombre de Reynolds.

Les essais, réalisés pour un nombre de Reynolds égal à 900, suivent cette tendance générale, avec cependant une évolution moins progressive des valeurs le long de la plaque chauffante. Un premier plateau de valeurs constantes est mesuré des blocs n°1 à n°3, suivie par une augmentation brutale permettant d'atteindre un nouveau seuil de valeur au niveau des blocs n°4 et n°5. Cet essai est particulier, car contrairement à ceux effectués avec des nombres de Reynolds plus élevés, il est soumis à de forts effets convectifs macroscopiques produit par le courant acoustique. Ces effets sont localisés spatialement et produisent quatre jets perpendiculaires en direction de la plaque chauffante (Figure IV-29).

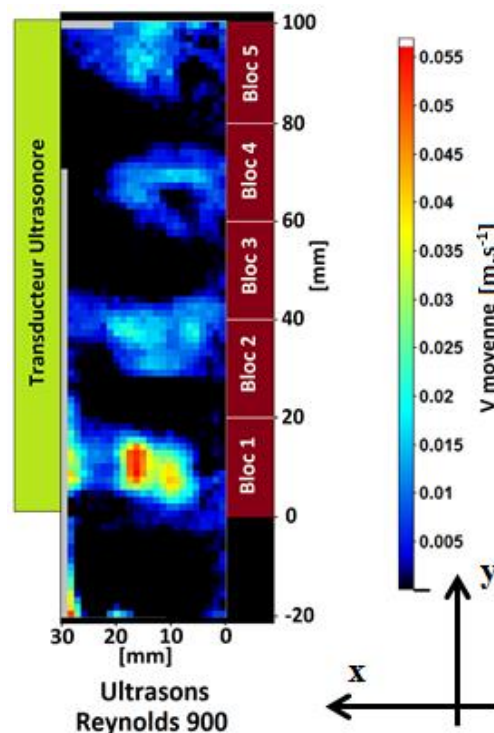


Figure IV-29 : Champ moyen de la composante de vitesse horizontale V_x obtenus à partir de 2000 champs instantanés pour un nombre de Reynolds égal à 900 en régime acoustique. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore $108 W_{us}$, configuration n°2 (eau et poreux)

L'intensification des transferts thermiques diminue à mesure que le nombre de Reynolds augmente, ce phénomène est observé pour tous les blocs chauffants (Figure IV-30). Encore une fois ce phénomène coïncide avec la diminution de l'intensification de la turbulence en paroi, lorsque le nombre de Reynolds augmente. L'intensification des transferts thermiques est la conséquence de l'intensification de la vitesse RMS observée dans la région pariétale de la plaque chauffante ($x = 1,8$) présentée par la Figure IV-31. Comme à 25 kHz lorsque le nombre de Reynolds augmente, l'augmentation relative de la turbulence produite par l'action des ultrasons est de plus en plus faible, ce qui se répercute sur l'intensification des transferts thermiques.

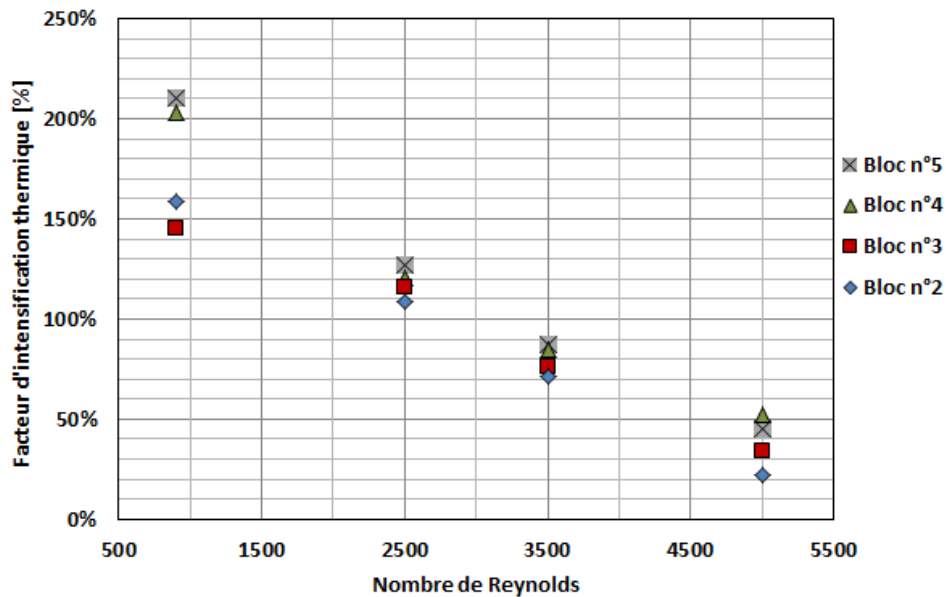


Figure IV-30 : Évolution du facteur d'intensification thermique en fonction du nombre de Reynolds. Le bloc n°1, soumis aux effets hydrodynamiques d'entrée n'est pas représenté. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore $107 W_{us}$, configuration n°2 (eau et poreux)

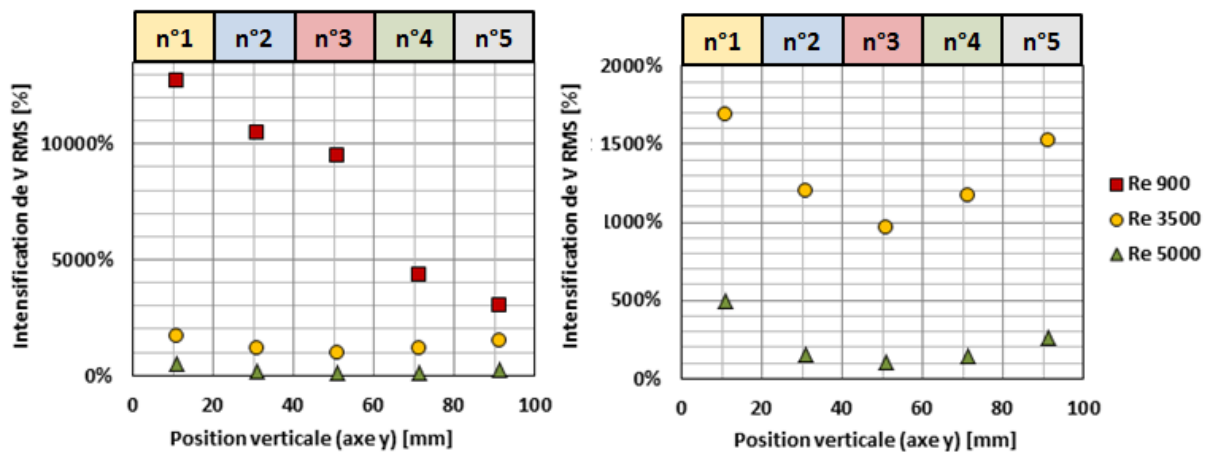


Figure IV-31 : Intensification moyenne des vitesses RMS au niveau de la région pariétale ($x = 1,8$ mm) de chacun des blocs chauffants. Les graphes de droite et de gauche traduisent les mêmes valeurs à des échelles différentes. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore $107 W_{us}$, configuration n°2 (eau et poreux)

La Figure IV-32 permet d'observer que les allures des profils de vitesse RMS et du coefficient d'échange thermique correspondent globalement bien : la diminution de la vitesse RMS en région pariétale ($x = 1,8$ mm) entraîne une diminution du coefficient d'échange thermique. Lorsque la vitesse RMS dans cette même région devient constante, il se crée une sorte de turbulence établie apparente. Le système thermique ne se stabilise alors pas immédiatement et le coefficient d'échange thermique continue à diminuer légèrement (essais réalisés pour des nombres de Reynolds égaux à 3500 et 5000 (Figure IV-32)). Cette relation entre l'établissement des échanges thermiques et celui de la vitesse RMS est classique et est également observée dans le cas de transferts thermiques effectués en régime silencieux. Ce phénomène se produit lorsque la turbulence produite par les effets ultrasonores est relativement homogène le long de la plaque chauffante, comme c'est le cas au niveau des blocs n°2 à n°5 à partir d'un nombre de Reynolds égal à 3500 (Figure IV-33).

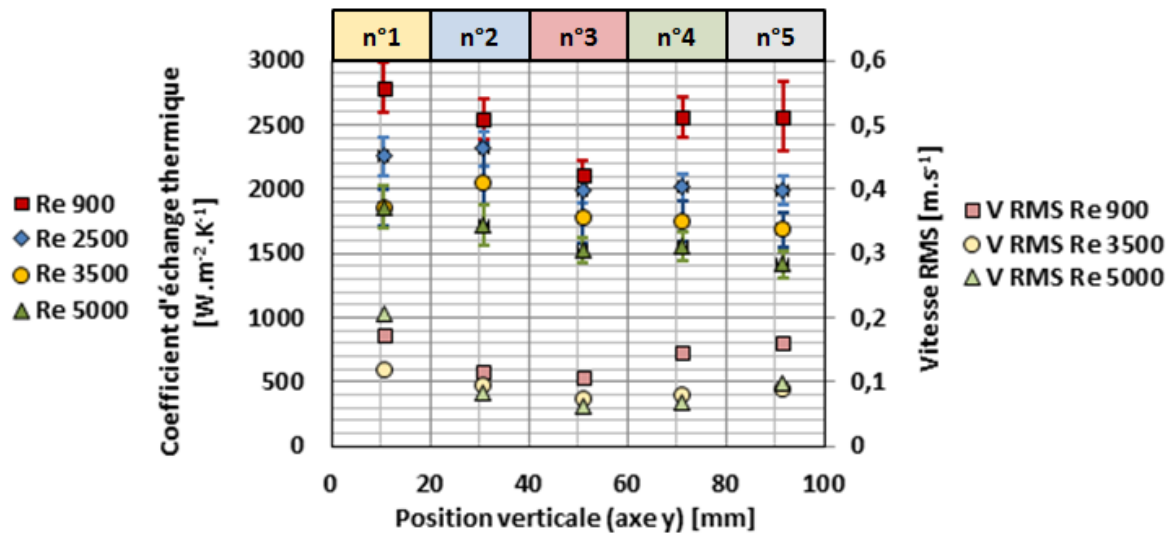


Figure IV-32 : Dépendance au nombre de Reynolds du coefficient d'échange thermique en fonction de la position sur la plaque chauffante. Les valeurs de vitesses RMS moyennes en paroi de la plaque chauffante sont également représentées. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} , configuration n°2 (eau et poreux)

Les essais thermiques réalisés pour un nombre de Reynolds égal à 900 ne suivent pas tout à fait ce comportement car les valeurs de vitesse RMS ne sont pas constantes à partir du bloc n°2. Les valeurs ont même tendance à augmenter le long de la plaque chauffante (Figure IV-33. se reporter également à la Figure IV-26 pour une vision plus précise du phénomène).

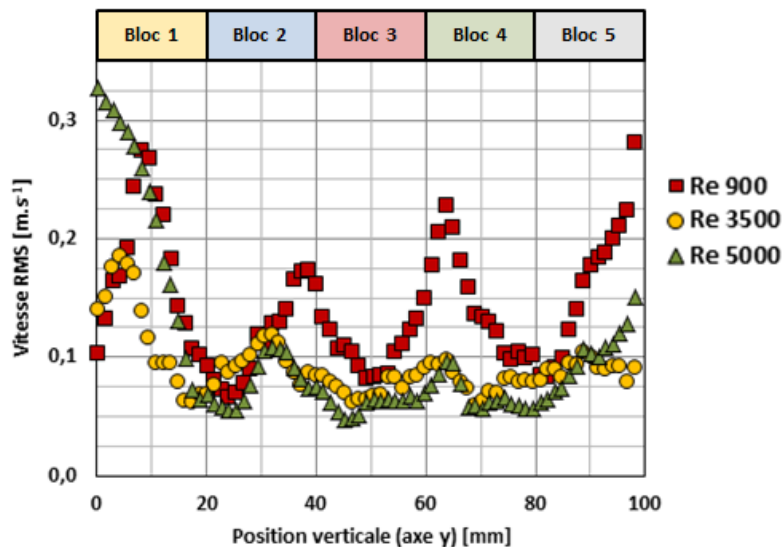


Figure IV-33 : Profil vertical de la vitesse RMS au niveau de la paroi chauffante ($x = 1,8$ mm) pour des nombres de Reynolds égaux à 900, 3500 et 5000. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} . Les essais réalisés pour un nombre de Reynolds égal à 2500 ne sont pas indiqués car les mesures effectuées n'ont pas été exploitables

Les essais hydrodynamiques ont mis en évidence que lorsque la vitesse débitante dans le canal est égale à $0,02 \text{ m.s}^{-1}$ (nombre de Reynolds égal à 900), le transducteur est capable de produire un effet convectif macroscopique dont la taille caractéristique est proche de celle de l'entrefer. Ce courant acoustique d'Eckart, « macroscopique » par rapport à l'échelle de l'entrefer du canal, impacte perpendiculairement la plaque chauffante en différents endroits (cf. Figure IV-23). Ce phénomène en plus d'augmenter la turbulence permet sans doute

« d’injecter » du fluide à la température de bulk, directement au niveau de la couche limite dont la température est plus élevée.

La Figure IV-34 permet de résumer les profils du coefficient d’échange thermique et de la vitesse RMS en régime silencieux et ultrasonore au niveau des blocs chauffants n°2 à n°5 en fonction du nombre de Reynolds.

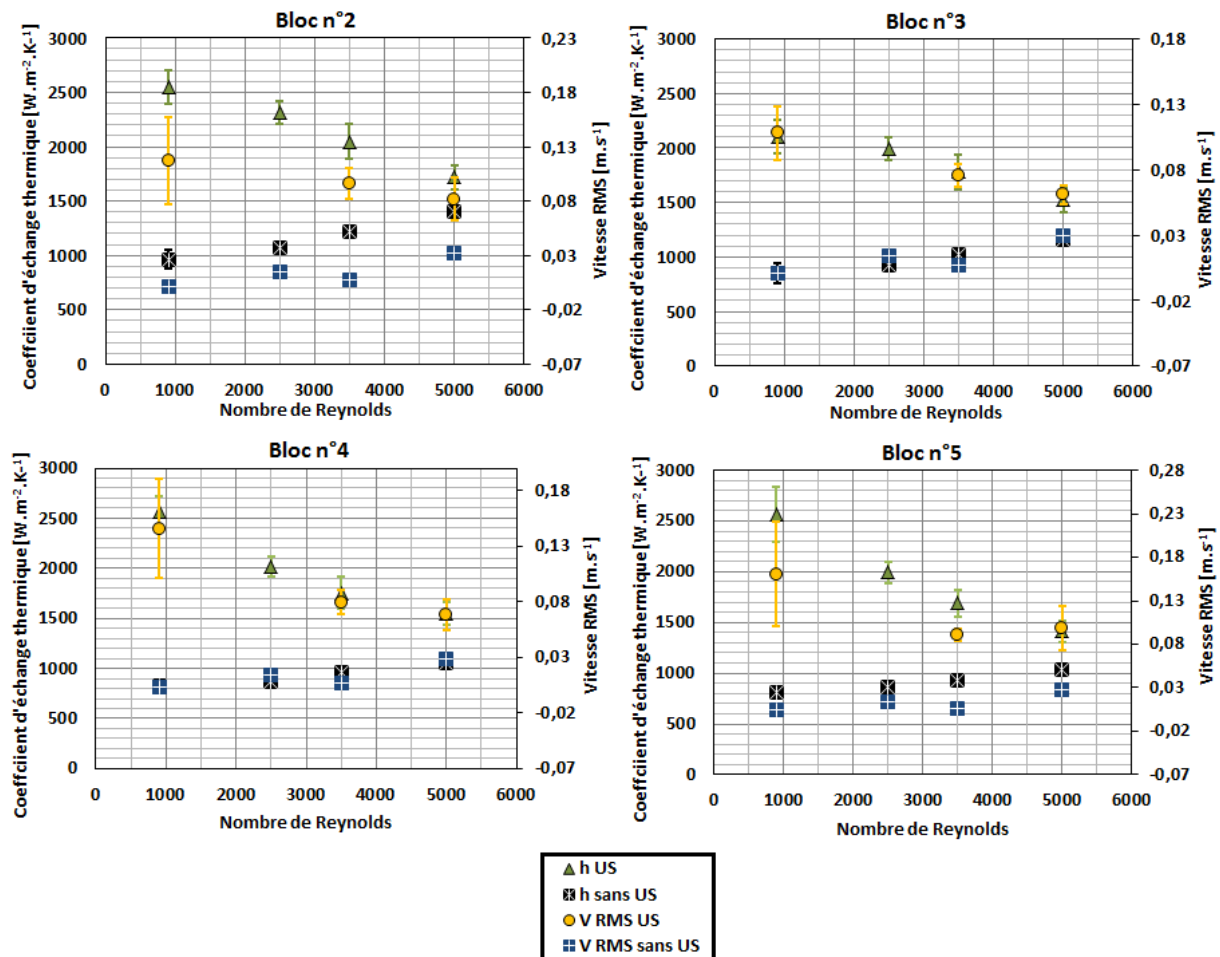


Figure IV-34 : Dépendance au nombre de Reynolds du coefficient d’échange thermique et de la vitesse RMS correspondant aux quatre blocs chauffants pour lesquels les effets d’entrée sont peu présents au niveau de la zone de mesure de température. Fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore $107 W_{us}$, puissance thermique 450 W, configuration n°2 (eau et poreux)

Le coefficient d’échange thermique ainsi que la vitesse RMS diminuent fortement lors de l’augmentation du nombre de Reynolds. Les essais hydrodynamiques à 1 MHz présentés précédemment ont permis de mettre en évidence que l’augmentation du nombre de Reynolds et, par conséquent, de la turbulence présente naturellement dans l’écoulement, en régime silencieux entraîne une diminution de l’intensification de la vitesse RMS par les ultrasons. Ces mêmes essais hydrodynamiques ont permis de démontrer que l’augmentation du débit atténue beaucoup l’effet convectif global des ultrasons, ce qui se répercute directement sur les valeurs de vitesse RMS. Ces dernières restent néanmoins supérieures au cas silencieux même au plus fort nombre de Reynolds testé.

Il est fort possible que pour les valeurs maximales testées du débit, seuls les effets de la cavitation acoustique, associés à des effets de cisaillement, produits par le maintien de

déplacements locaux du fluide selon la composante de vitesse V_x , soient à l'origine du phénomène d'intensification thermique observé.

IV.2.2.3 Conclusion sur les essais effectués à 1 MHz

La comparaison avec le cas silencieux a permis de montrer que les ultrasons à 1 MHz présentent la capacité de fortement perturber l'hydrodynamique au cœur du canal ainsi qu'à la paroi de la plaque chauffante.

En effet, une augmentation des valeurs de la vitesse RMS a été mesurée dans l'ensemble du canal de la section d'essais. La cavitation et le courant acoustique sont conjointement responsables de cet effet d'intensification de la turbulence. Ils n'ont cependant pas la même influence sur les effets thermiques en fonction de la valeur du nombre de Reynolds, et plus précisément de la vitesse débitante de l'écoulement.

Alors que les effets associés à la cavitation semblent insensibles à l'augmentation du nombre de Reynolds (comme à 25 kHz), l'importance du courant acoustique d'Eckart est atténuée par l'augmentation de la vitesse d'écoulement. Ceci se traduit par une diminution des valeurs de vitesse RMS lorsque le débit augmente jusqu'à atteindre un plateau de valeurs, comme cela se produit pour les essais effectués avec des débits de 835 L.h^{-1} ($Re = 3500$) et de 1200 L.h^{-1} ($Re = 5000$).

Le coefficient d'échange thermique mesuré en régime acoustique suit les tendances de la vitesse RMS à la paroi des blocs. Par conséquent pour une position fixée sur la plaque chauffante, lorsque le nombre de Reynolds augmente, l'effet convectif des ultrasons dans la génération de la « turbulence acoustique » diminue. Cela se répercute sur les valeurs du coefficient d'échange thermique par leur diminution.

Deux situations peuvent se présenter lors de l'intensification des transferts thermiques avec un transducteur capable de produire à la fois de la cavitation et du courant acoustique.

Si la vitesse débitante est inférieure ou égale à celle du courant acoustique, il est possible d'obtenir ponctuellement des températures et des coefficients d'échange thermique dont les valeurs sont constantes le long de la plaque chauffante. Cet effet est principalement induit par l'aspect convectif global du courant acoustique. Ce dernier permet de créer un mélange efficace entre le fluide situé au cœur de l'écoulement et à la température du bulk avec celui situé en région pariétale. La cavitation, permet de produire de la turbulence partout où des bulles sont produites. Dans ces conditions, sa contribution la plus importante doit certainement se situer au niveau de la couche limite visqueuse dans laquelle elle induit de forts effets inertiels. Ainsi, lorsque cavitation et courant acoustique sont présents simultanément, la cavitation crée du mélange dans la couche limite visqueuse et le courant acoustique prend le relais en mélangeant macroscopiquement le cœur de l'écoulement avec les frontières de la couche limite visqueuse. Comme à 25 kHz la cavitation contribue certainement à l'augmentation de la turbulence au cœur de l'écoulement. De même le courant acoustique de Rayleigh-Schlichting produit certainement du cisaillement dans la couche limite visqueuse. Cependant, ces contributions respectives doivent être moindres. Ce qui est sûr, c'est que la cavitation seule est moins efficace que lorsqu'elle est associée au courant acoustique.

À 1 MHz, lorsque le nombre de Reynolds présente des valeurs élevées, la cavitation maintient ses effets alors que l'aspect convectif global des phénomènes ultrasonores est fortement atténué. Les valeurs de vitesse RMS diminuent alors elles aussi, entraînant la diminution de l'intensification thermique.

Dans cette situation, l'allure des profils de coefficient d'échange thermique le long de la plaque chauffante suit les comportements classiquement observés avec des systèmes silencieux. Lorsque les valeurs de vitesse RMS diminuent le long du canal, les valeurs du coefficient d'échange diminuent, et lorsque la « turbulence acoustique » est établie, le coefficient d'échange diminue jusqu'à atteindre un plateau de valeurs constantes, indiquant que le régime thermique est lui aussi établi.

IV.2.3 Effet des ultrasons à 2 MHz

Les ultrasons à 2 MHz ont permis de tester l'influence unique du courant acoustique. Aucun effet chimique ou mécanique lié à la cavitation n'a été détecté pour cette fréquence. Au cours de ce chapitre, il a été rappelé que le courant acoustique est un phénomène convectif issu d'une force volumique induite par l'absorption de l'onde acoustique par le milieu de propagation. Or, au chapitre I, il a été mentionné le fait que l'absorption de l'onde est d'autant plus élevée que la fréquence est grande. Par conséquent il est attendu que les effets hydrodynamiques du courant acoustique à 2 MHz soient plus importants que ceux observés à 1 MHz.

IV.2.3.1 Étude hydrodynamique

Modification du champ de vitesse moyen

Avant toute chose, il est nécessaire de préciser que les mesures PIV effectuée à 2 MHz présentent une particularité. Pour des questions de résolution de la mesure liée à une acquisition sur un champ comprenant la totalité du canal, un compromis a dû être fait sur l'intervalle de temps séparant deux images d'un doublet afin d'être en mesure d'observer les effets convectifs des ultrasons. Cet intervalle a été choisi afin d'être le plus représentatif des effets convectifs liés aux ultrasons, plus intenses que ceux associés à l'écoulement silencieux. Il est normalement possible de mesurer ces deux échelles d'écoulement avec le même intervalle de temps. Cependant, vu l'éloignement nécessaire de la caméra par rapport au canal afin d'obtenir un champ global, la résolution de la mesure n'aurait alors plus été suffisante. C'est pourquoi, les champs moyens présentés dans cette section ne sont plus représentatifs de la somme de l'écoulement et des effets convectifs, mais plutôt des effets convectifs ultrasonores seuls.

À 1 MHz, les effets convectifs associés aux ultrasons permettent de dévier l'écoulement en direction de la plaque chauffante lorsque le débit n'est pas trop important. Cependant, la conservation du débit est globalement respectée, indiquant que l'écoulement s'effectue dans le plan de la nappe laser malgré la présence d'ultrasons.

Les champs moyens obtenus à 2 MHz ne vérifient plus cette condition, ce qui permet de conclure au caractère fortement tridimensionnel des effets de courant acoustique à cette fréquence (Figure IV-35). Ce champ est également extrêmement inhomogène et présente des valeurs de vitesse de courant acoustique comprises entre 5 cm.s^{-1} et 30 cm.s^{-1} . La répartition

des zones de vitesse extrêmes ne semble pas être dépendante de l'augmentation du débit ou, ce qui est équivalent pour ces essais du fait de la géométrie fixe du canal, du nombre de Reynolds. Le courant acoustique mesuré à 2 MHz ne semble pas être atténué par l'augmentation du débit (Figure IV-35).

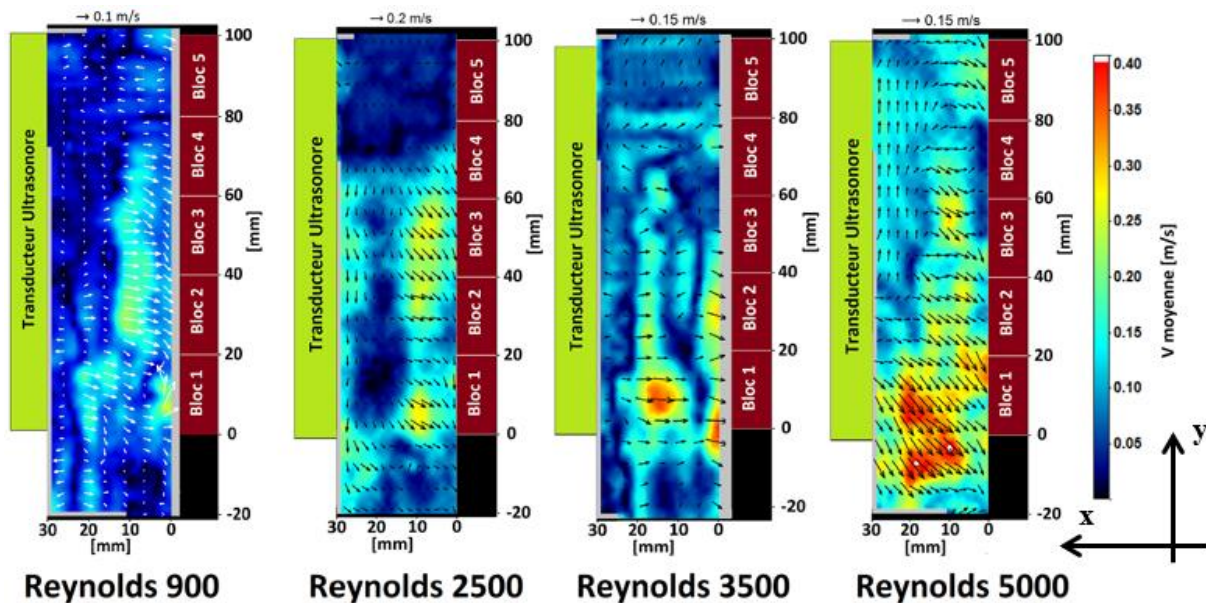


Figure IV-35 : Champs moyens de vitesse obtenus à partir de 2000 doublets d'images pour les quatre valeurs de nombre de Reynolds testées. Fréquence ultrasonore 2 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} , configuration n°2 (eau et poreux)

Modification du champ de vitesse RMS

Le champ de vitesse moyen très perturbé de la Figure IV-35, correspond à des valeurs élevées de vitesse RMS dans le canal comme le montre la Figure IV-36. La répartition de la vitesse RMS est fortement inhomogène spatialement, cependant les valeurs mesurées sont significativement supérieures à celles d'un écoulement silencieux dont le maximum est de $5 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$.

Les valeurs varient également lorsque le nombre de Reynolds varie. Cependant cette évolution ne semble pas suivre de logique particulière. Il est possible de rassembler les essais en deux groupes. Ceux réalisés pour des nombres de Reynolds égaux à 900 et 3500 présentent des champs moyens de vitesse RMS similaires en valeurs mesurées et inférieurs à ceux obtenus pour des nombres de Reynolds égaux à 2500 et 5000. A moyenne et haute fréquence ultrasonore, l'apparition de valeurs de vitesses RMS plus élevées en régime acoustique qu'en régime silencieux semble être intimement liée au phénomène de cisaillement se produisant entre l'écoulement principal et les effets convectifs produits par les ultrasons. Par conséquent, il est difficilement explicable que les écarts mesurés entre les valeurs de vitesses RMS obtenues avec les doublets {Reynolds 900 ; Reynolds 3500} et {Reynolds 2500 ; Reynolds 5000} soient produits par une phénoménologie particulière. Une évolution progressive des valeurs, du nombre de Reynolds du plus faible au plus élevé, aurait pu traduire une synergie ou un antagonisme entre les effets ultrasonores et l'écoulement, ce qui n'est pas le cas ici.

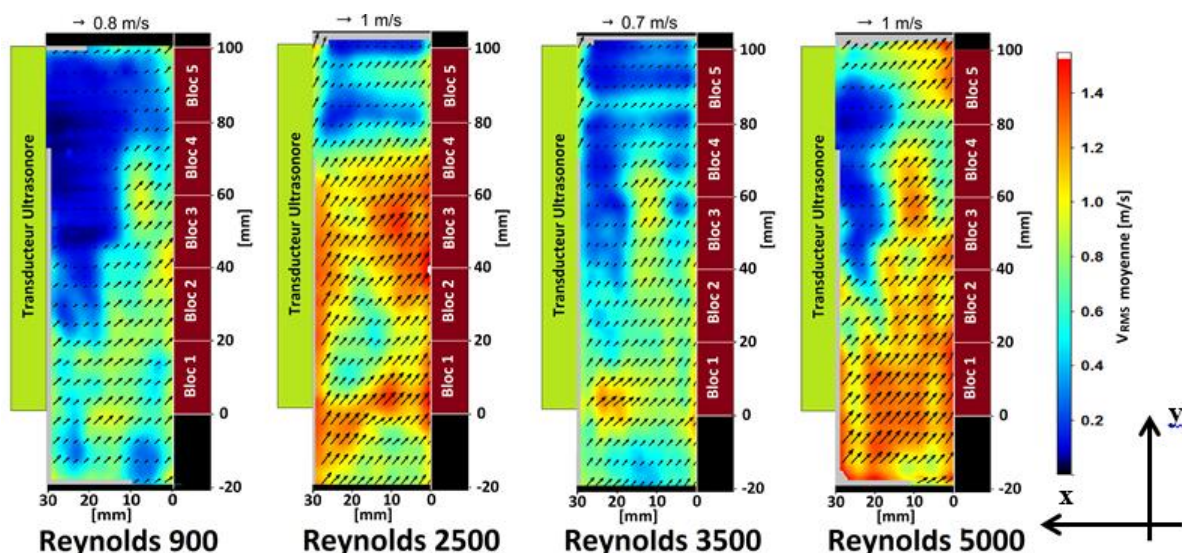


Figure IV-36 : Champs moyens de vitesses RMS obtenus à partir de 2000 doublets d'images. Nombres de Reynolds égaux à 900, 2500, 3500, 5000. Fréquence ultrasonore 2 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} , configuration n°2 (eau et poreux).

De plus, les profils de vitesse RMS en paroi (Figure IV-37) permettent de constater que les essais réalisés avec un nombre de Reynolds égal à 900 et 3500 présentent des valeurs extrêmement proches.

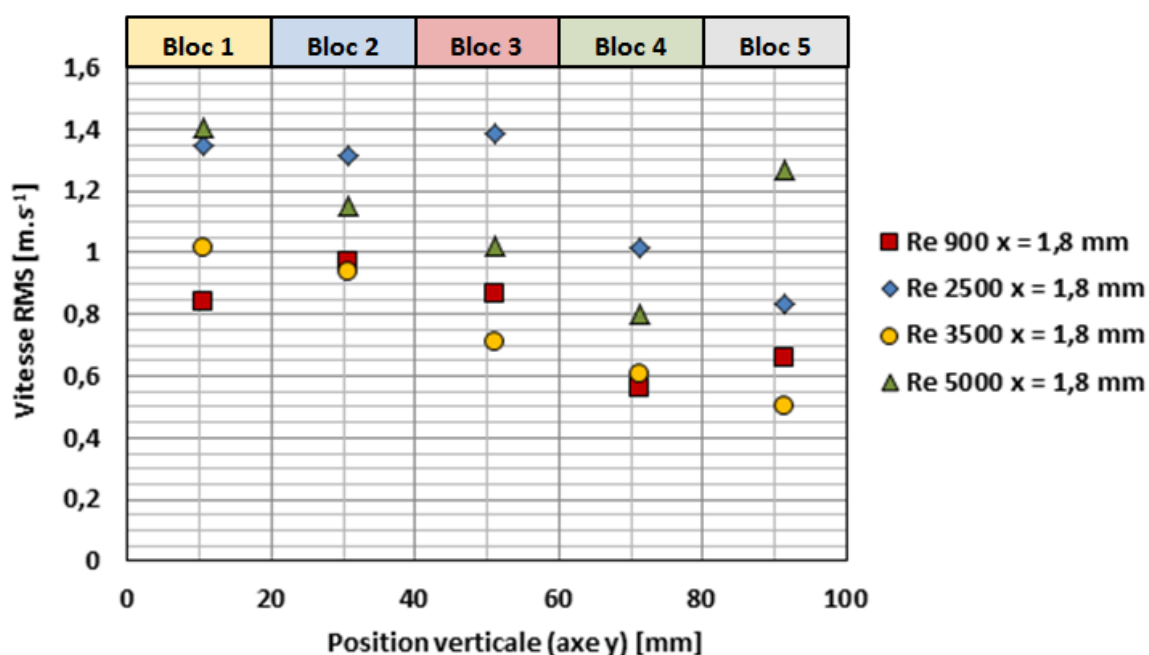


Figure IV-37: Profils de vitesse RMS en paroi de la plaque chauffante ($x = 1,8$ mm) moyennés sur chaque bloc pour les quatre valeurs de nombre de Reynolds testées. Fréquence ultrasonore 2 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} , configuration n°2 (eau et poreux)

Cette proximité est plus discutable avec les essais réalisés pour des nombres de Reynolds égaux à 2500 et 5000 au niveau des blocs n°3 et n°5. Pour ces essais, cette similitude des valeurs de vitesse RMS se vérifie le mieux avec les blocs n°1, n°2 et n°4. Compte tenu encore une fois des incertitudes de mesures propre à la PIV mise en place, et à la taille des fenêtres d'interrogations utilisées, il est possible de considérer une relative insensibilité des

valeurs de vitesse RMS vis-à-vis du nombre de Reynolds lors de l'utilisation d'ultrasons à 2 MHz dans les gammes de débits utilisées sur ALTO.

IV.2.3.2 Étude thermique

Un phénomène d'intensification des transferts thermiques a été mis en évidence lors de l'utilisation des ultrasons à 2 MHz.

Les profils du coefficient d'échange thermique le long de la plaque chauffante présentent une allure identique à celle observée en régime silencieux. Leurs valeurs diminuent le long de la plaque chauffante jusqu'à atteindre un palier de valeurs constantes entre les blocs n°3 et n°4.

Pour un bloc donné, le coefficient d'échange thermique semble insensible à l'augmentation du nombre de Reynolds. Ce comportement est présenté par la Figure IV-38 sur laquelle sont tracés les profils de coefficients d'échange thermique en fonction de la position le long de la plaque chauffante pour les quatre valeurs testées du nombre de Reynolds. Cette figure permet d'observer que le comportement général du coefficient d'échange thermique coïncide une fois encore avec celui de la vitesse RMS en région pariétale. Par conséquent, la relative insensibilité de cette grandeur à l'augmentation du nombre de Reynolds permet d'expliquer celle du coefficient d'échange thermique à ce même paramètre.

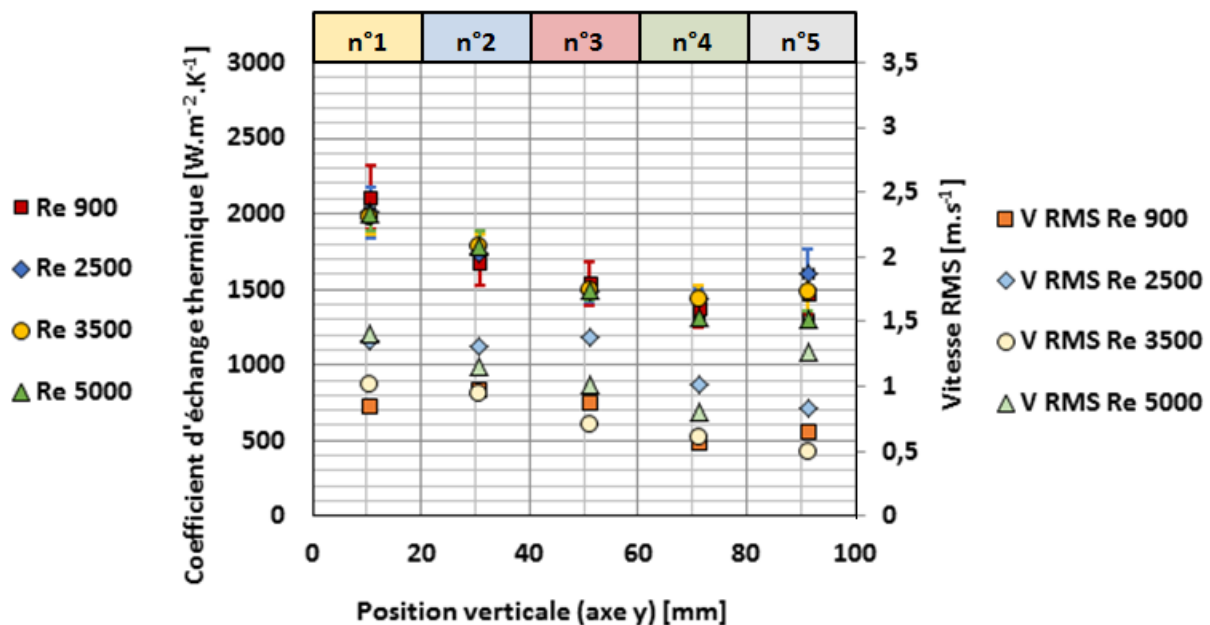


Figure IV-38: Dépendance au nombre de Reynolds du coefficient d'échange thermique en fonction de la position sur la plaque chauffante ($x = 1,8 \text{ mm}$). Les valeurs de vitesses RMS moyennés par bloc en paroi de la plaque chauffante sont également représentées. Fréquence ultrasonore 2 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us} , configuration n°2 (eau et poreux)

La Figure IV-39 permet d'observer plus en détails la relation de dépendance au nombre de Reynolds du coefficient d'échange thermique et de la vitesse RMS au niveau de chacun des blocs chauffants. Les valeurs du coefficient d'échange thermique sont en moyenne insensibles au nombre de Reynolds jusqu'au bloc n°3. Après ce bloc, une légère décroissance apparaît pour un nombre de Reynolds égal à 5000.

Les résultats obtenus à 2 MHz permettent de confirmer que le mécanisme d'action des ultrasons se base sur une augmentation de la turbulence de l'écoulement (ou du moins de son

mélange) qui se répercute sur les transferts thermiques par une augmentation du coefficient d'échange.

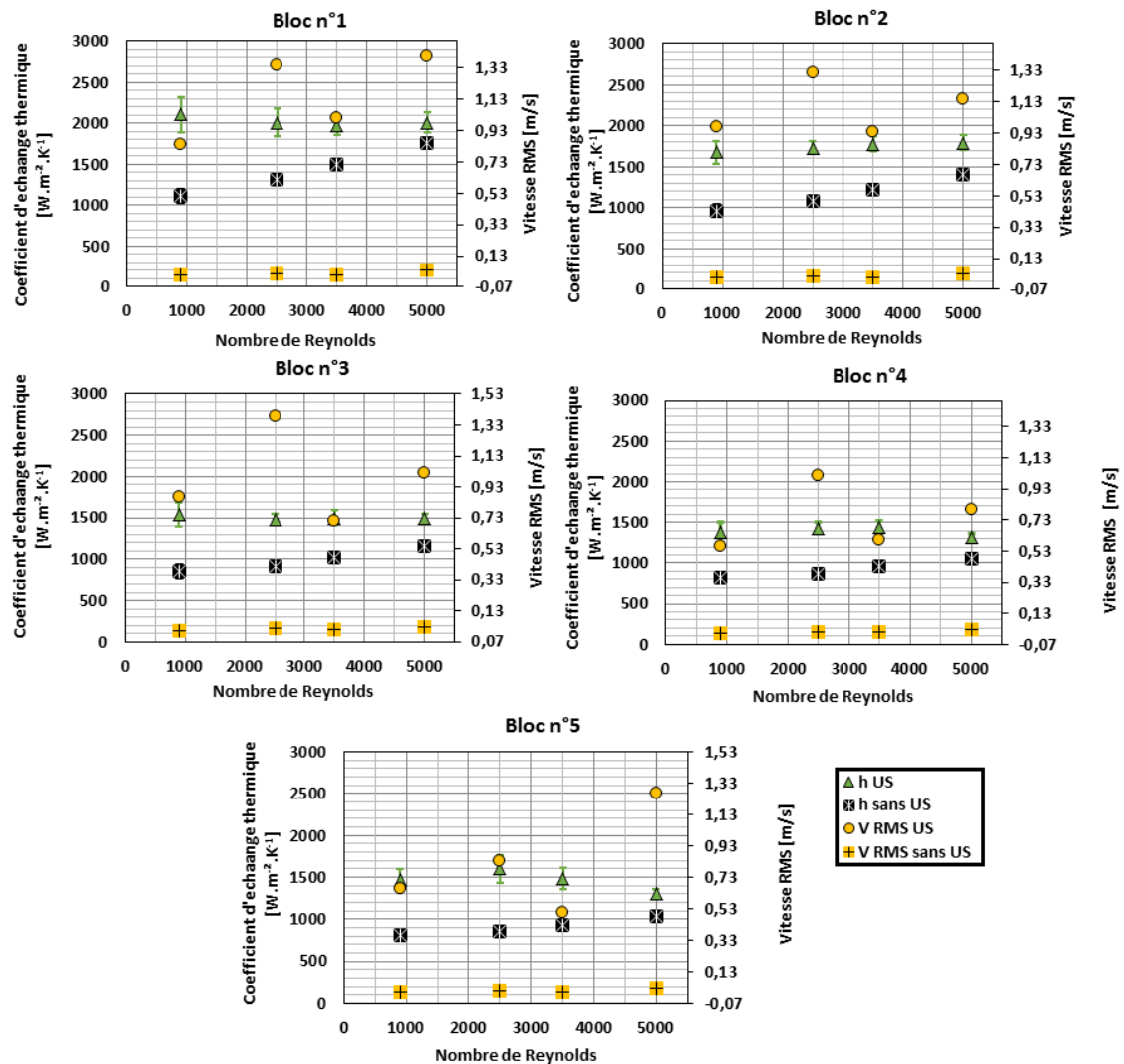


Figure IV-39: Dépendance au nombre de Reynolds du coefficient d'échange thermique correspondant aux cinq positions de mesure de la plaque chauffante. Fréquence ultrasonore 2 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us}, configuration n°2 (eau et poreux)

Lorsque le nombre de Reynolds est fixé, et en tenant compte des incertitudes de mesure, les valeurs prises par le facteur d'intensification thermique sont globalement constantes pour tous les blocs chauffants (Figure IV-40). Seul le bloc n°1 semble faire exception pour les nombres de Reynolds supérieurs à 900. Ce bloc présente en effet des valeurs d'intensification légèrement inférieures aux autres. Ceci peut s'expliquer par l'intensification naturellement présente due aux effets d'entrée dans le canal. Le fait que le facteur d'intensification reste constant le long de la plaque chauffante prouve que lorsque les ultrasons produisent un effet convectif capable de produire des valeurs de vitesse RMS très élevées dans l'ensemble du canal par rapport au cas silencieux, l'allure classique du profil de température pariétale et donc du coefficient d'échange n'est pas modifiée, les valeurs sont simplement décalées dans le sens d'une amélioration du transfert thermique.

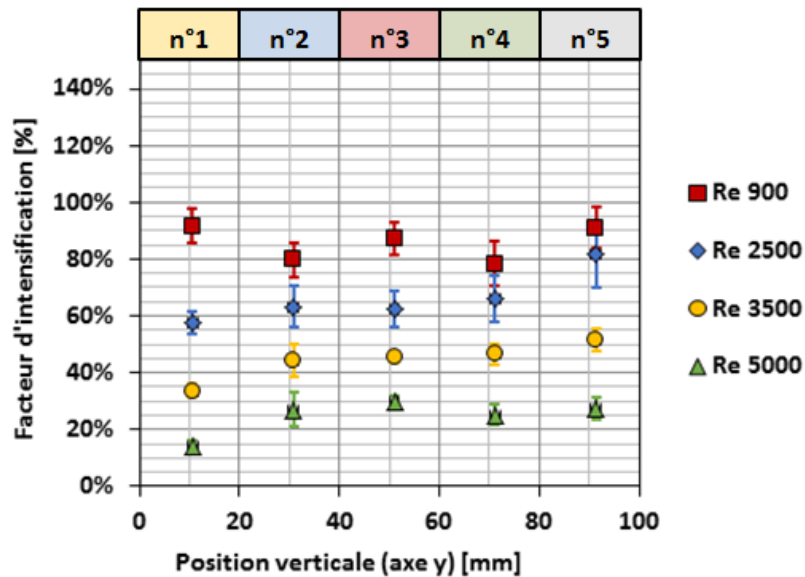


Figure IV-40: Dépendance au nombre de Reynolds du facteur d'intensification thermique en fonction de la position sur la plaque chauffante. Fréquence ultrasonore 2 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us}, configuration n°2 (eau et poreux)

Comme à 25 kHz, afin d'étudier l'impact de la viscosité sur l'intensification des transferts thermiques lorsque seul l'effet de courant acoustique est présent, des essais complémentaires en eau glycolée ont été effectués.

Comme le paragraphe I.4 l'a montré, la force acoustique à l'origine du courant acoustique est le résultat de l'atténuation de l'onde acoustique dans le milieu. Or cette force est, entre autres, directement proportionnelle à la viscosité de ce milieu de propagation. Au premier ordre, il est donc permis de penser que pour des fréquences capables de produire ce phénomène de manière significative, l'augmentation de la viscosité entraîne une augmentation de l'intensification des transferts thermiques.

Cependant, la Figure IV-41 montre que l'ajout de mono propylène glycol dégrade le coefficient d'échange thermique obtenu à 2 MHz. Afin de comprendre ce phénomène, il est nécessaire de revenir sur le mécanisme permettant au courant acoustique d'intensifier les transferts thermiques. La présence d'une force volumique acoustique, dirigée perpendiculairement à l'écoulement silencieux, entraîne un changement de direction du fluide dans le canal. Ce changement de direction génère du cisaillement qui participe à l'augmentation de la turbulence dans l'écoulement. Cependant, l'augmentation de la viscosité entraîne celle du terme visqueux au détriment du terme inertiel. La capacité du cisaillement à générer les instabilités hydrodynamiques, propres à la turbulence, est alors diminuée. Les résultats de la Figure IV-41 indiquent que plus le nombre de Reynolds est élevé, et moins la dégradation du coefficient d'échange thermique, liée à l'ajout de glycol, est importante. Elle se rapproche de la dégradation observée en régime silencieux.

Ceci semble confirmer l'analyse présentée précédemment.

À 2 MHz les valeurs de vitesse de la Figure IV-35 sont celles du courant acoustique. Ces dernières semblent relativement insensibles à l'augmentation du débit. Par conséquent, l'augmentation du nombre de Reynolds permet, tout en conservant les valeurs de vitesse de courant acoustique constantes, d'augmenter le terme inertiel, et donc la capacité du

cisaillement à générer des instabilités hydrodynamiques. Les essais PIV réalisés à 2 MHz dans ces conditions, n'ont pas permis la mesure de la vitesse RMS au niveau de la plaque chauffante. En l'absence de données expérimentales hydrodynamiques permettant de confirmer l'explication fournie précédemment, cette dernière ne peut pas être entièrement démontrée et doit donc être considérée avec prudence.

Néanmoins, ces résultats semblent indiquer que l'augmentation des effets visqueux peut être préjudiciable à l'intensification des transferts thermiques par courant convectif, si l'augmentation de la viscosité n'entraîne pas une augmentation significative de la vitesse du courant acoustique.

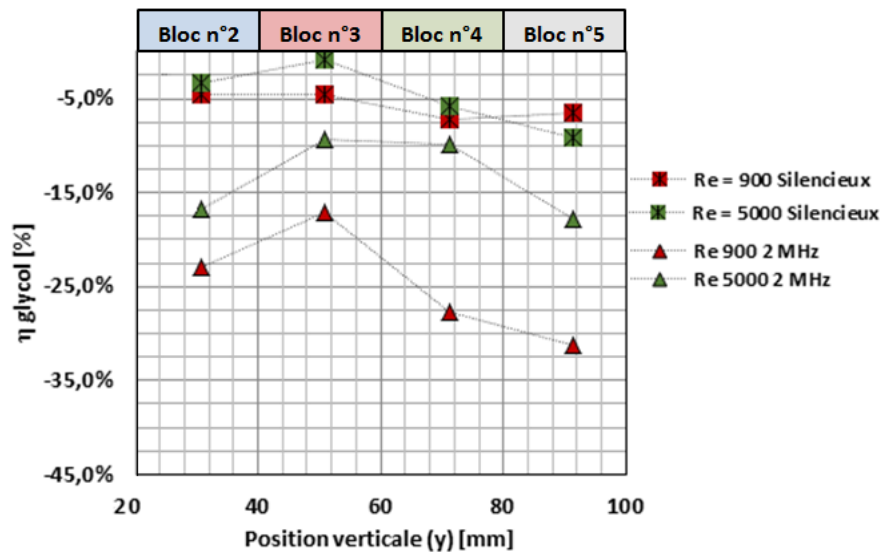


Figure IV-41: Dégradation du coefficient d'échange thermique liée à la présence de mono-propylène glycol dans l'eau. Régimes silencieux et acoustique, fréquence ultrasonore égale à 2 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us}, puissance thermique de chaque bloc 50 W. Le bloc n°1 a été supprimé en raison des effets d'entrée, configuration n°3 eau glycolée et poreux

IV.2.3.3 Conclusion sur les essais réalisés à 2 MHz

Les ultrasons à 2 MHz génèrent des effets convectifs intenses qui perturbent globalement le champ de vitesse de l'écoulement et entraînent une forte augmentation de la vitesse RMS. Cette dernière est observée dans tout l'écoulement ainsi qu'au niveau de la région pariétale de la plaque chauffante.

Le champ de vitesse RMS présent dans le canal est inhomogène tout comme le champ de vitesse du courant acoustique. Il est permis de penser que l'intensification de la turbulence observée à 2 MHz soit issue du cisaillement résultant de l'interaction entre le gradient de pression entre l'entrée et la sortie du canal, propre à un écoulement en convection forcée, et la force volumique perpendiculaire à l'écoulement, issue de l'atténuation de l'onde acoustique dans le fluide.

Compte tenu des considérations expérimentales présentées précédemment, il est possible de dire que les valeurs de vitesses RMS mesurées à la paroi de la plaque chauffante sont insensibles à l'augmentation du nombre de Reynolds. Ce phénomène s'explique par les fortes valeurs des vitesses du courant acoustique comparativement aux valeurs de vitesses débitantes. Par conséquent, pour une position fixée de la plaque chauffante, l'augmentation du

nombre de Reynolds ne semble pas avoir d'influence sur les valeurs du coefficient d'échange thermique. Ces dernières restent donc constantes dans la gamme de nombre de Reynolds testée.

Les effets de turbulence extrêmement élevés et répartis tout au long du canal permettent donc de produire un effet d'intensification thermique sans pour autant modifier l'allure du coefficient d'échange thermique par rapport au cas silencieux en fonction de la position sur la plaque chauffante.

IV.3 Comparaison des trois fréquences testées et généralisation

Ce paragraphe compare les résultats obtenus avec les trois fréquences testées afin de comprendre l'influence, sur les coefficients de transfert thermique, des interactions existantes entre les effets hydrodynamiques ultrasonores, le débit et le régime d'écoulement. Pour rappel, tous les essais ont été réalisés à puissances ultrasonore et thermique fixées, respectivement égales à $107 W_{us}$ et $450 W_{th}$.

Les trois fréquences ultrasonores testées sont égales à 25 kHz, 1 MHz et 2 MHz. Les essais de caractérisations effectués au chapitre II ont permis de montrer qu'un phénomène de cavitation acoustique est observé à 25 kHz et 1 MHz. Aucun effet significatif de ce type n'a été mesuré à 2 MHz. En revanche, les essais PIV ont révélé de forts effets de courant acoustique lors de l'utilisation de cette fréquence. Des effets similaires, mais d'intensité plus faible, ont également été observés grâce aux mesures PIV à 1 MHz.

Ces effets ne présentent pas la même sensibilité à l'augmentation du débit et du nombre de Reynolds. En acceptant que ce dernier soit représentatif des conditions de turbulence présentes dans l'écoulement en régime silencieux, il est aisé de comprendre pourquoi les facteurs d'intensification de la vitesse RMS diminuent lors de l'augmentation du nombre de Reynolds (Figure IV-42). Ce phénomène traduit la diminution du gain produit par les ultrasons sur la turbulence initialement présente dans l'écoulement en régime silencieux. Toutes les fréquences sont concernées par ce phénomène. À 2 MHz la tendance est moins nette du fait des valeurs de vitesse RMS extrêmement élevées en comparaison de celles mesurées en régime silencieux.

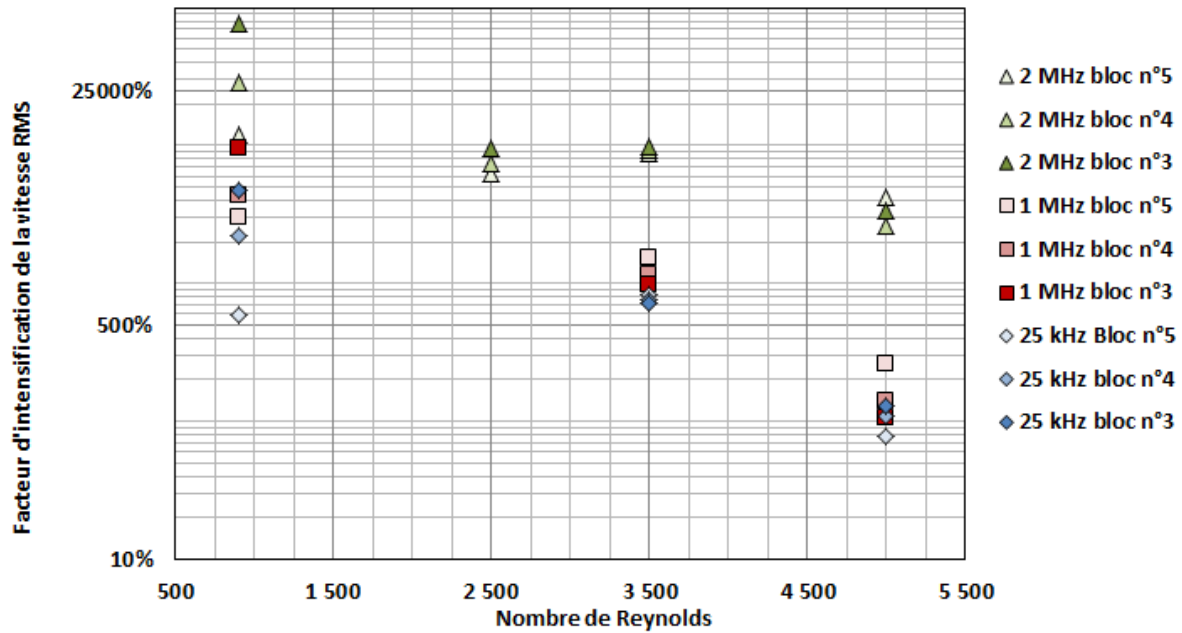


Figure IV-42 : Évolution du facteur d'intensification de la vitesse RMS en région pariétale ($x = 1,8 \text{ mm}$) à 25 kHz, 1 MHz et 2 MHz en fonction du nombre de Reynolds. Profils tracés pour les blocs n°3, n°4 et n°5 pour lesquels les effets des ultrasons sont pleinement développés. Puissance ultrasonore 107 W_{us} , configuration n°2

Cela ne signifie cependant pas nécessairement que les valeurs absolues de vitesse RMS sont atténuées par l'augmentation du nombre de Reynolds. Puisque la géométrie de l'écoulement est fixe, l'augmentation du nombre de Reynolds indique, outre l'augmentation de la turbulence dans l'écoulement en régime silencieux, une augmentation du débit et donc de la vitesse débitante. Or les trois fréquences utilisées au cours de ces essais ne sont pas sensibles de la même manière à cette augmentation. La figure IV-43 montre ainsi que les effets ultrasonores sur les valeurs absolues de vitesse RMS obtenus à 25 kHz et 2 MHz sont insensibles à l'augmentation de la vitesse débitante, contrairement à celles obtenus à 1 MHz.

L'insensibilité des effets de la cavitation sur les transferts thermiques, liés à l'augmentation du nombre de Reynolds a déjà été observée dans le cadre d'études sur le transfert de matière (Barthès, et al., 2015; Mazue, et al., 2015). Ces mêmes études ont également démontré que si les effets liés à la cavitation se maintiennent, les effets liés à des phénomènes convectifs, macroscopiques par rapport aux dimensions de l'entrefer, sont atténués par l'augmentation du débit.

Le maintien des effets cavitationnels peut s'expliquer par les temps caractéristiques de ce phénomène, extrêmement faibles par rapport aux temps caractéristiques de l'écoulement. Ainsi même en faisant l'hypothèse que les bulles de cavitation acoustique sont convectées par l'écoulement, ces dernières ont malgré tout le temps d'osciller ou de collapser, et donc d'intensifier la turbulence et les transferts thermiques. Bien entendu, si le taux de turbulence produit naturellement par l'écoulement en régime silencieux est supérieur à celui produit par les bulles de cavitation, l'intensification de la vitesse RMS (Nomura, et al., 2002) et donc du coefficient d'échange thermique sera extrêmement limitée.

Sachant que ces essais sont réalisés à puissance ultrasonore constante, cela signifie donc que la production de turbulence obtenue à 25 kHz et 2 MHz reste constante quelles que soient les conditions d'écoulement. Il existe cependant des conditions d'écoulement limites, pour lesquelles la turbulence produite naturellement par l'écoulement en régime silencieux dépasse les capacités de production de ces deux fréquences. Le nombre de Reynolds associé à cette vitesse débitante indique les « conditions limites de régime d'écoulement » au-delà desquelles la production de turbulence issue des effets ultrasonores est inférieure à celle naturellement présente en régime silencieux. Ce régime limite ne semble pas atteint dans les conditions expérimentales testées à 25 kHz et 2 MHz.

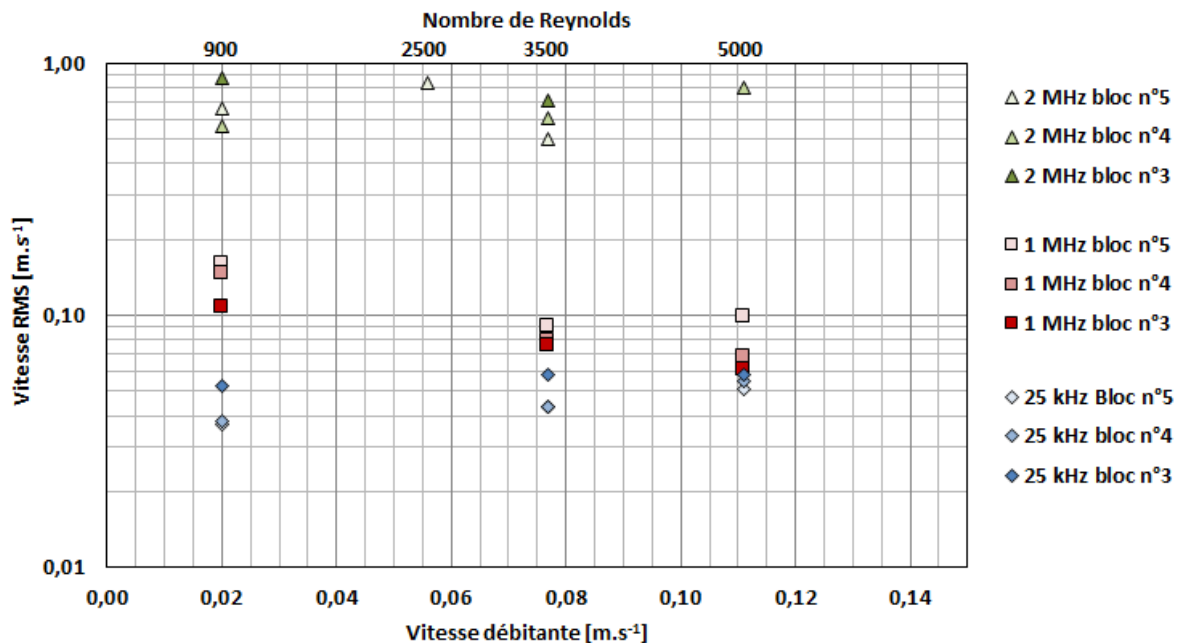


Figure IV-43 : Évolution des valeurs absolues de la vitesse RMS en région pariétale ($x = 1,8 \text{ mm}$) à 25 kHz, 1 MHz et 2 MHz en fonction de la vitesse débitante. Le nombre de Reynolds associé aux points tracés est également reporté. Profils tracés pour les blocs n°3, n°4 et n°5 pour lesquels les effets des ultrasons sont pleinement développés. Puissance ultrasonore $107 W_{us}$, configuration n°2

Le cas des résultats obtenus à 1 MHz est différent. En effet, les effets hydrodynamiques associés à cette fréquence diminuent lorsque la vitesse débitante augmente. Par conséquent les valeurs absolues de vitesse RMS produites par cette fréquence diminuent (Figure IV-43). Ceci est due au fait que lorsque les valeurs de vitesse du courant convectif produit à 1 MHz sont inférieures à celles de l'écoulement principal, l'aspect macroscopique du courant convectif est fortement atténué. Ne subsiste plus alors que des effets convectifs locaux, dont les effets d'augmentation de la turbulence, bien que réels, sont très inférieurs à un phénomène convectif dont la dimension caractéristique est équivalente à celle de l'entrefer du canal.

Par conséquent, dans le cas des effets associés au courant acoustique, l'interaction entre la force volumique liée à l'atténuation de l'onde ultrasonore et le gradient de pression générant l'écoulement silencieux entraîne la déviation du fluide en direction de la plaque chauffante. La direction de la vitesse résultant de l'action de ces deux forces volumiques est donc située entre l'axe y et l'axe x. Le premier cas, avec une vitesse résultante dirigée suivant l'axe y, traduit un écoulement silencieux très supérieur au courant acoustique. Le second cas, traduit un fort effet d'entraînement de l'écoulement silencieux par le courant acoustique, imposant

une résultante de vitesse perpendiculaire à l'écoulement silencieux. À partir de cette analyse physique du phénomène de courant acoustique d'Eckart dans un écoulement, il est possible d'expliquer les différences observées entre les essais réalisés à 1 MHz et 2 MHz. À 1 MHz, la vitesse du courant acoustique est similaire à celle de la vitesse débitante lorsque le nombre de Reynolds dans le canal d'ALTO est égal à 900. À 2 MHz, en revanche, les vitesses du courant acoustique sont supérieures ou égales à la vitesse débitante. Il est alors aisé de comprendre pourquoi les effets associés au courant acoustique généré par des ultrasons à 1 MHz sont plus sensibles à l'augmentation du débit, que ceux obtenus avec des ultrasons à 2 MHz.

Le paragraphe IV.2 a permis de montrer que le comportement de la vitesse RMS produite par les ultrasons peut être relié à celui du coefficient d'échange thermique obtenu en régime ultrasonore. Par conséquent, grâce à l'analyse et à la comparaison de la sensibilité des effets hydrodynamiques produits par chacune des fréquences testées, il est possible d'analyser les différences observées pour ces mêmes fréquences au niveau thermique (Figure IV-44).

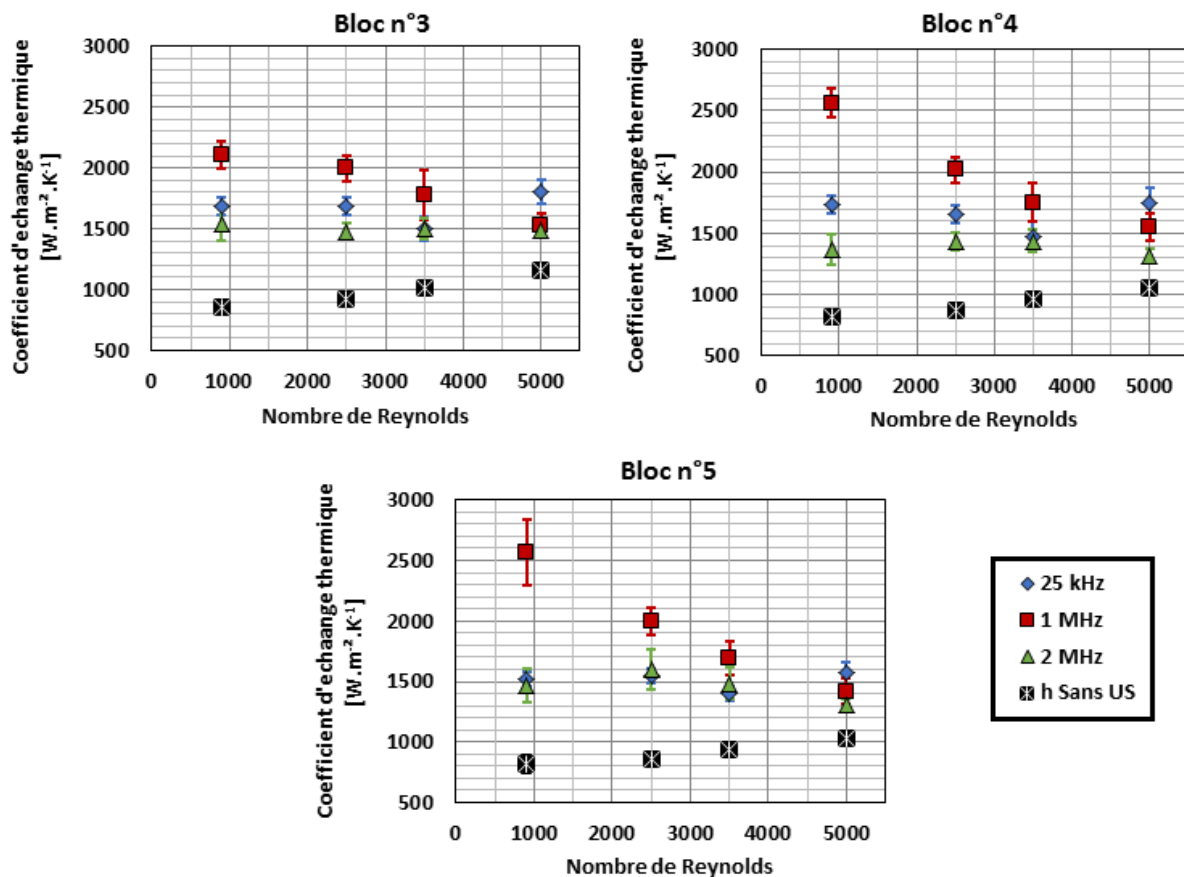


Figure IV-44 : Coefficients d'échange thermique mesurés au niveau des trois derniers blocs en régime silencieux et acoustique. Les blocs présentés ici sont ceux pour lesquels des effets liés aux ultrasons ont toujours été mesurés. Fréquences ultrasonores, 25 kHz, 1 MHz et 2 MHz, puissance ultrasonore 107 W_{us}, puissance thermique par bloc chauffant 50 W_{th}, configuration n°2 (eau et poreux)

L'insensibilité des effets hydrodynamiques, produits à 25 kHz et 2 MHz, à la variation du nombre de Reynolds, et donc, puisque la géométrie du canal est fixe, à la même vitesse débitante, se traduit par une insensibilité des coefficients d'échange thermique à la variation de ces mêmes paramètres pour ces deux fréquences. En revanche, l'atténuation des effets

convectifs produits à 1 MHz se traduisant par une diminution des valeurs de vitesse RMS lors de l'augmentation du nombre de Reynolds et de la vitesse débitante produit une diminution des valeurs du coefficient d'échange thermique.

Grâce aux essais PIV, la cavitation et le courant acoustique ont montré leur propriété d'intensification de la turbulence par rapport à un écoulement silencieux. Néanmoins, pour une puissance acoustique égale à $107 W_{us}$, les mêmes valeurs d'intensification de la vitesse RMS, ne produisent pas les mêmes effets d'intensification du coefficient d'échange thermique (Figure IV-45). En effet, les fréquences capables de produire de la cavitation (25 kHz et 1 MHz) semblent plus efficaces pour intensifier les transferts thermiques puisque de plus faibles valeurs d'intensification de la vitesse RMS sont nécessaires pour obtenir des niveaux d'intensification thermiques supérieurs ou identiques à ceux obtenues avec une fréquence ne produisant que des effets convectifs (2 MHz). Cette figure permet également d'observer que la combinaison du courant acoustique et de la cavitation permet d'obtenir de meilleurs effets d'intensification thermique que les seuls effets de la cavitation ou du courant acoustique pour des valeurs de facteur d'intensification de la vitesse RMS identiques. Les conditions expérimentales permettant l'obtention d'effets combinés de la cavitation et du courant acoustique à 1 MHz sont comprises dans le carré rouge de la Figure IV-45. Ces conditions expérimentales correspondent à un régime d'écoulement laminaire et à une vitesse débitante d'écoulement inférieure à celle induites par le courant acoustique produit à 1 MHz. Lorsque la situation inverse se présente, l'atténuation du courant acoustique, permet d'obtenir des valeurs d'intensification thermiques équivalentes à 1 MHz et 25 kHz (carré vert de la Figure IV-45) pour de mêmes valeurs d'intensification de la vitesse RMS.

Ceci semble indiquer que les effets de la cavitation à basse fréquence et à moyenne fréquence produisent des effets d'intensification thermique similaires. Il faut néanmoins garder à l'esprit qu'à 1 MHz l'augmentation du nombre de Reynolds permet malgré tout de conserver un effet de cisaillement local du à la « diffusion du courant acoustique » produit à cette fréquence par l'écoulement. Cependant, pour des valeurs du nombre de Reynolds comprises entre 3500 et 5000 basse et moyenne fréquences ultrasonores produisent des effets thermiques similaires.

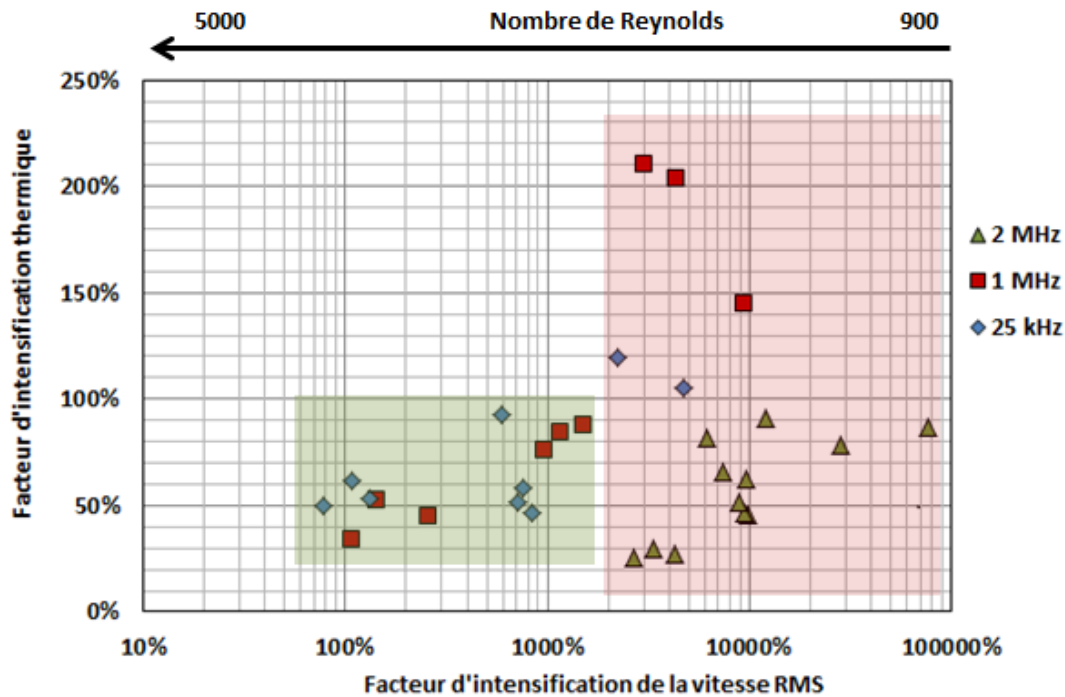


Figure IV-45: Facteur d'intensification thermique en fonction du facteur d'intensification de la vitesse RMS en région pariétale ($x = 1,8 \text{ mm}$) à 25 kHz, 1 MHz et 2 MHz. Profils tracés pour les blocs n°3, n°4 et n°5 pour lesquels les effets des ultrasons sont pleinement développés. Puissance ultrasonore 107 W_{us} , puissance thermique 50 W_{th} par bloc, configuration n°2. La flèche située au-dessus du graphique indique le sens d'évolution du nombre de Reynolds

Compte tenues des incertitudes liées aux mesures PIV, et notamment au fait que les mesures réalisées en région pariétale, ne sont pas des mesures précises des phénomènes présents dans la couche limite visqueuse, des essais complémentaires, réalisés dans cette région de l'écoulement, seront indispensables afin notamment de confirmer la position des points de la Figure IV-45 obtenus à 2 MHz. Il est possible qu'une étude de ce genre décale ces derniers vers des valeurs plus faibles d'intensification thermique. Cela signifierait alors que les effets du courant acoustique, lorsque les conditions hydrodynamiques silencieuses en permettent le développement, et de la cavitation produisent des effets thermiques similaires pour des valeurs d'intensification de la vitesse RMS identiques.

Quelle que soit la fréquence utilisée, une augmentation de la turbulence par rapport au régime silencieux est mesurée sur toute la gamme de débits et donc de nombres de Reynolds testée. Cette augmentation a lieu au cœur de l'écoulement ainsi qu'à la paroi de la plaque chauffante. Cependant, l'origine physique de cette intensification de la turbulence, mise en évidence par l'augmentation des valeurs de vitesses RMS, participe à l'apparition de tendances différentes plus au moins sensibles au débit.

Dans un contexte expérimental pour lequel la turbulence produite par les ultrasons est toujours supérieure à celle présente naturellement dans un écoulement en régime silencieux, le résultat en termes d'intensification thermique produite par les ultrasons peut se résumer comme suit. La cavitation, qu'elle soit produite par des ultrasons de basse fréquence (25 kHz) ou de moyenne fréquence (1 MHz), produit une augmentation du coefficient d'échange thermiques insensible à l'augmentation du débit. Si les vitesses du courant acoustique sont inférieures aux vitesses débitantes de l'écoulement, les effets thermiques associés aux

ultrasons diminueront rapidement jusqu'à atteindre les valeurs silencieuses lors de l'augmentation de la vitesse débitante. Si la fréquence utilisée produit en parallèle de la cavitation acoustique, cette dernière permettra de maintenir un niveau d'intensification supérieure au cas silencieux. En revanche si les vitesses du courant acoustique sont supérieures aux vitesses débitantes, les effets des ultrasons seront relativement insensibles à l'augmentation du débit.

La sensibilité au nombre de Reynolds est indépendante du phénomène ultrasonore mis en œuvre. Elle est dépendante du niveau d'intensification de la turbulence que les ultrasons sont capables de produire par rapport au cas silencieux.

Lorsque les effets hydrodynamiques produits par les ultrasons sont répartis de façon homogène à la surface de la plaque chauffante (ou si ils sont tellement élevés par rapport au cas silencieux que cette inhomogénéité n'est pas « perçue » par le système) le profil du coefficient d'échange thermique le long de la plaque chauffante suit le profil habituellement observé en régime silencieux. L'allure classiquement observée en régime silencieux se décompose en une zone d'établissement thermique, pour laquelle le coefficient d'échange thermique diminue, et une zone thermiquement établie pour laquelle le coefficient d'échange thermique est constant. Ce phénomène s'observe par exemple remarquablement bien à 2 MHz pour tous les nombres de Reynolds testés (Figure IV-46).

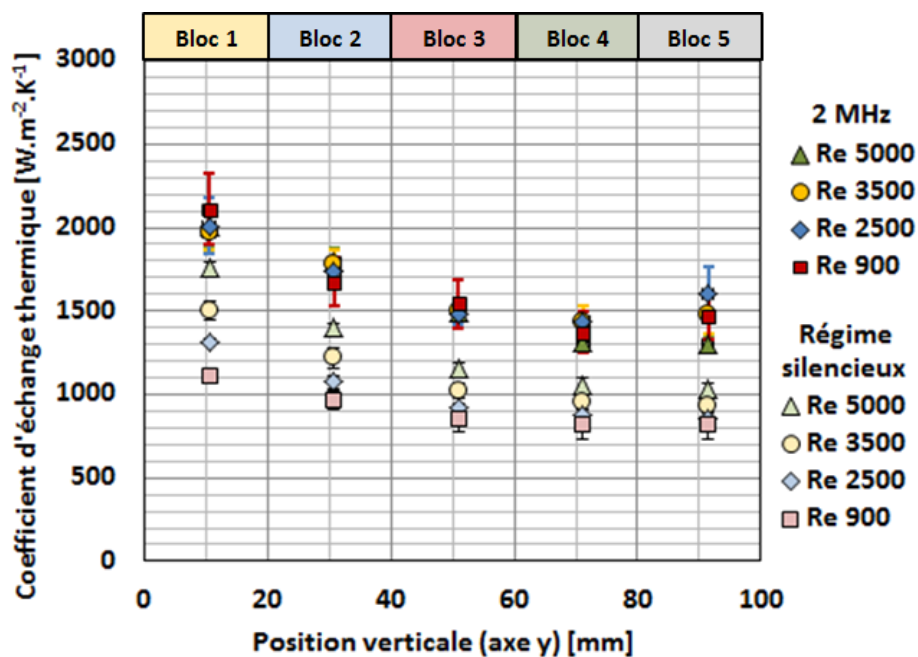


Figure IV-46: Comparaison des profils du coefficient d'échange thermique silencieux et ultrasonores (2MHz) mesurés sur ALTO pour les quatre valeurs du nombre de Reynolds testées. Puissance ultrasonore $107 W_{us}$, puissance thermique $50 W_{th}$ par bloc, configuration n°2

Dans ce cas de figure, pour une position fixée de la plaque chauffante, l'écart relatif observé entre les points obtenus en régime silencieux et ultrasonore est identique tout le long de la plaque chauffante. Ce phénomène se traduit mécaniquement par des valeurs constantes du facteur d'intensification thermique le long de la plaque chauffante (Figure IV-47).

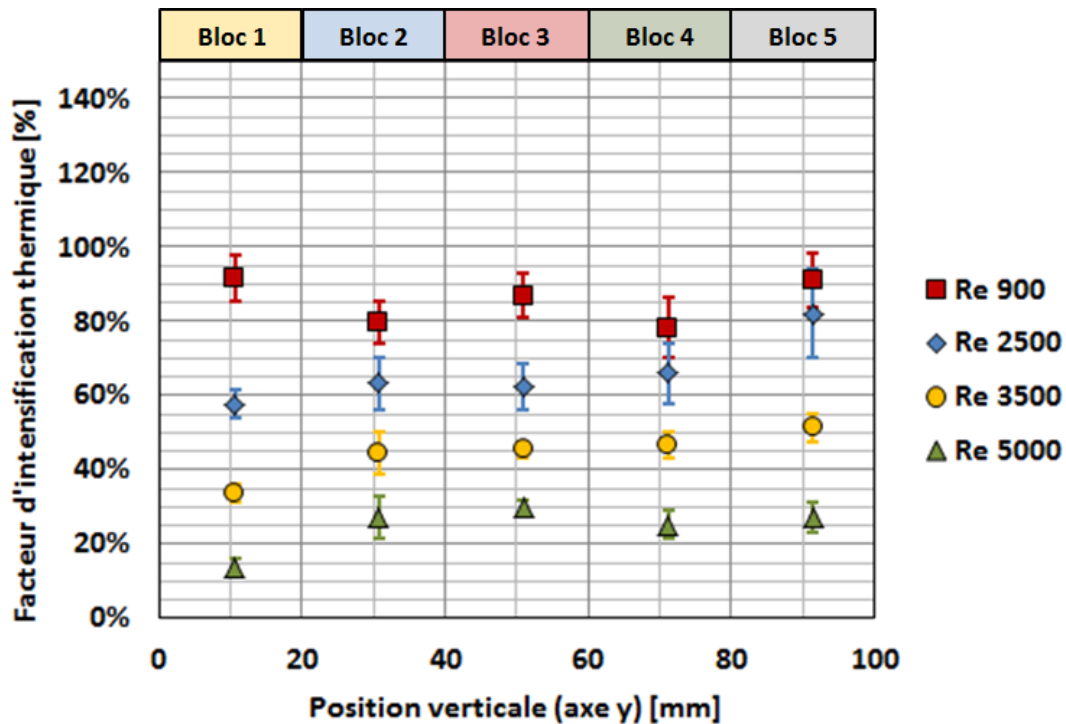


Figure IV-47: Profils du facteur d'intensification thermique obtenus à 2MHz pour les quatre valeurs du nombre de Reynolds testées. Puissance ultrasonore $107 W_{us}$, puissance thermique $50 W_{th}$ par bloc, configuration n°2

Ce phénomène s'observe également à 1 MHz, dans des conditions pour lesquelles l'effet localisé de l'intensification de la vitesse RMS est atténué par de fortes vitesses débitantes (Figure IV-48).

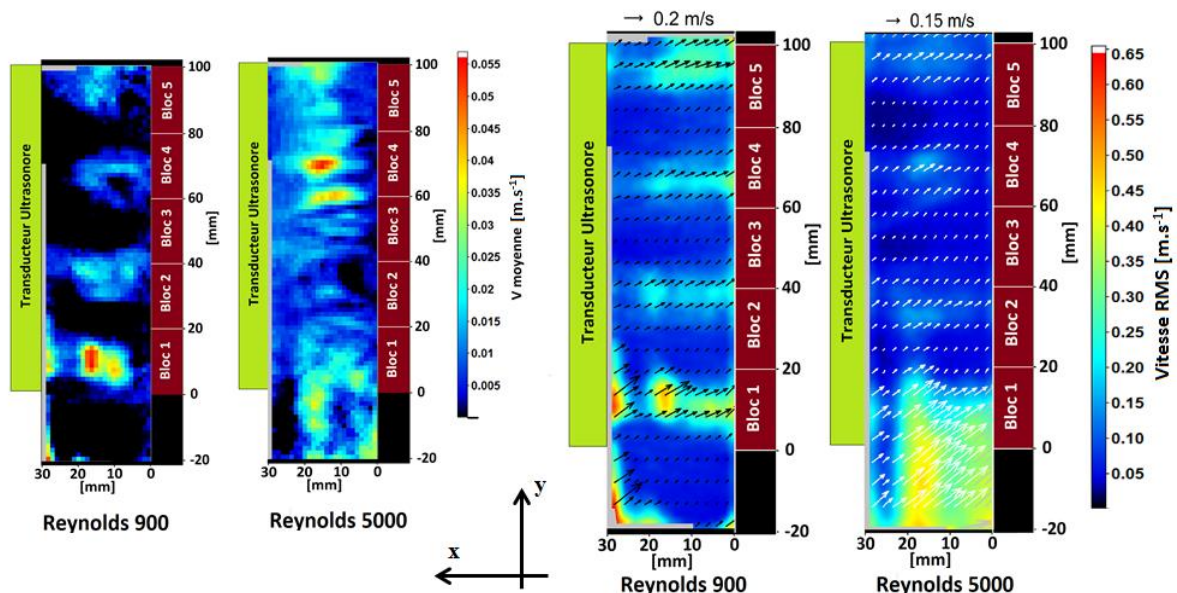


Figure IV-48: Comparaison de la répartition spatiale des champs moyens de vitesse (à gauche) selon l'axe x (courant acoustique) et de vitesse RMS correspondante (à droite). fréquence ultrasonore 1 MHz, puissance ultrasonore $107 W_{us}$, configuration n°2

Il permet d'atténuer le caractère localisé des zones d'écoulement du courant acoustique. Ce cas est observé lorsque le nombre de Reynolds est égal à 5000 (Figure IV-49), et se traduit par un profil de coefficient d'échange thermique le long de la plaque chauffante similaire à ce qui est observé en régime silencieux où à 2 MHz.

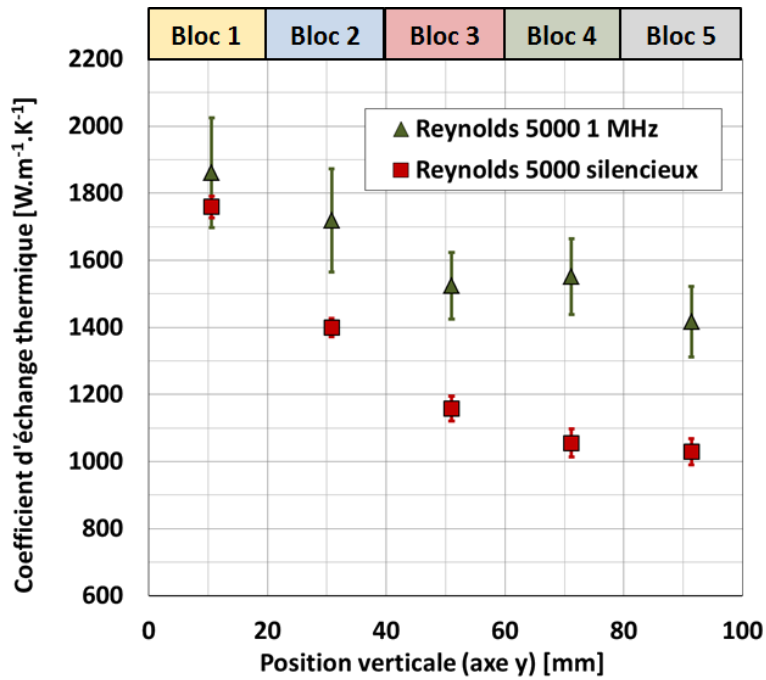


Figure IV-49: Profil du coefficient d'échange thermique obtenu pour un nombre de Reynolds égal à 5000 pour une fréquence ultrasonore de 1 MHz et une puissance ultrasonore $107 W_{us}$. Puissance thermique $50 W$ par bloc, configuration n°2

En revanche, lorsque les effets hydrodynamiques produits par les ultrasons (cavitation ou courant acoustique) ne sont pas répartis de façon homogène, les profils du coefficient d'échange thermique obtenus peuvent présenter des valeurs constantes le long de la plaque chauffante, comme à 25 kHz (Figure IV-50).

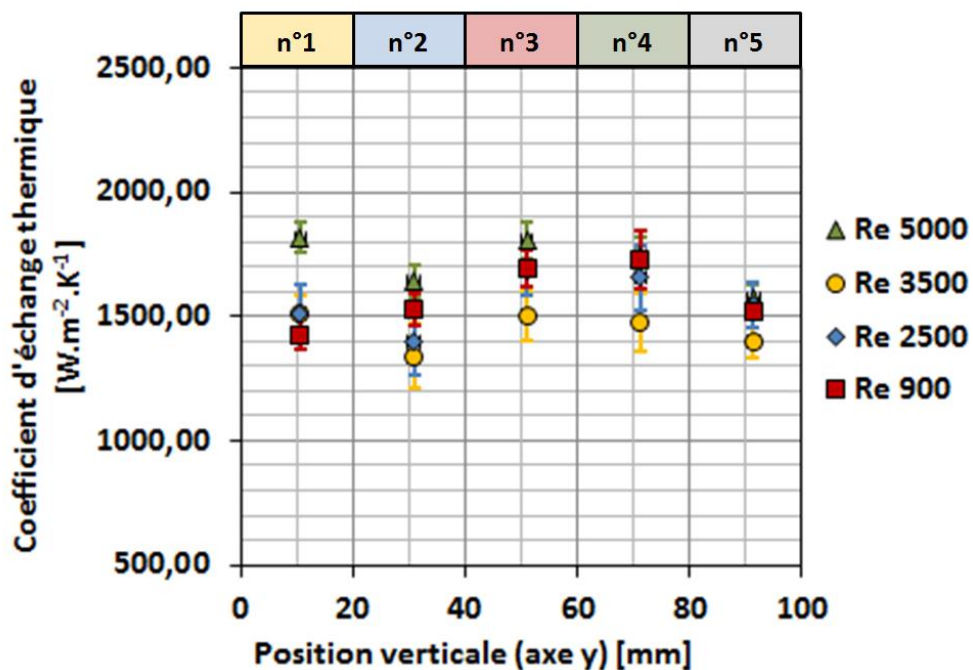


Figure IV-50: Profil du coefficient d'échange thermique obtenu pour des nombres de Reynolds égaux à 900, 2500, 3500 et 5000 pour une fréquence ultrasonore de 25 kHz et une puissance ultrasonore $107 W_{us}$. Puissance thermique $50 W_{th}$ par bloc, configuration n°2

Le même phénomène est observé à 1 MHz lorsque le courant acoustique n'est pas diffusé par le débit présent dans le canal, comme lorsque le nombre de Reynolds est égal à 900 (Figure IV-51).

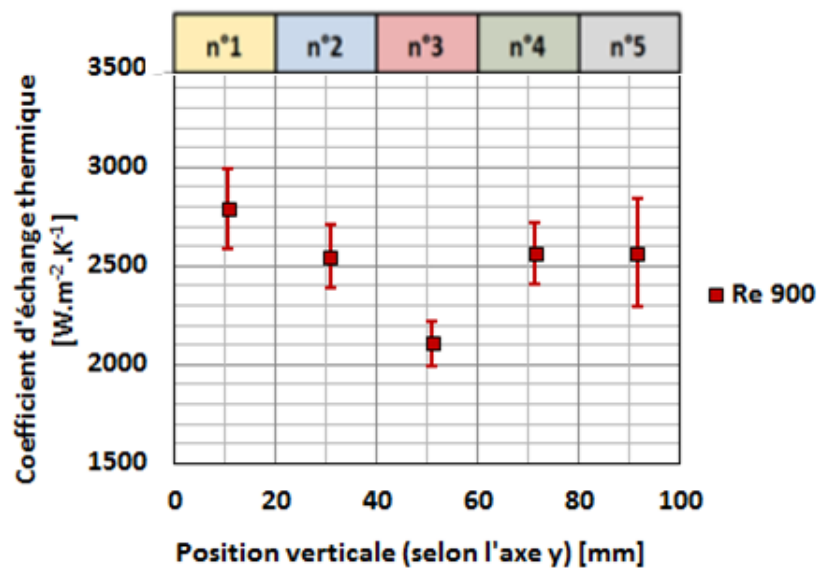


Figure IV-51: Profil du coefficient d'échange thermique obtenu pour un nombre de Reynolds égal à 900 pour une fréquence ultrasonore de 1 MHz et une puissance ultrasonore $107 W_{us}$. Puissance thermique $50 W_{th}$ par bloc, configuration n°2

Par conséquent, le comportement thermique induit par des ultrasons n'est pas lié uniquement aux effets hydrodynamiques produits par les ondes, mais également à l'intensité de ces effets ainsi qu'à la répartition, homogène ou non, de la puissance acoustique le long d'une surface chauffante. Il n'est pas apparu de comportement spécifique intrinsèquement associable à tel effet hydrodynamique produit par les ultrasons ou à tel autre. Cavitation et courant acoustique ne sont que des moyens supplémentaires de déstabiliser la couche limite visqueuse ou de créer un mélange macroscopique entre le cœur de l'écoulement et la région pariétale d'une plaque chauffante.

Une particularité semble néanmoins apparaître. Les valeurs de vitesse RMS mesurées à 2 MHz au cœur de l'écoulement sont beaucoup plus élevées que celle mesurées à 1 MHz ou 25 kHz. Cela signifie que les ultrasons à 2 MHz présentent une capacité de mélange dans le cœur de l'écoulement supérieure à l'association des effets convectifs et cavitationnels à 1 MHz ou aux seuls effets cavitationnels à 25 kHz. Pourtant, les valeurs du coefficient d'échange thermique mesurées à 2 MHz sont inférieures ou égales à celles mesurées avec les deux autres fréquences testées. Comme présenté au Chapitre I, la majorité de la résistance au transfert thermique entre une paroi et un fluide en convection se situe au niveau de la couche limite visqueuse dont l'épaisseur est de quelques millimètres. Il est donc fort possible que les effets convectifs, liés au seul courant acoustique, soient moins efficaces dans la perturbation de la couche visqueuse que des bulles de cavitations implosant et oscillant. Ce résultat semble confirmer par les essais à 1 MHz qui sont capables de produire une intensification thermique supérieure à celle observée à 2 MHz alors même que les effets convectifs associés sont inférieurs et même fortement atténués pour les nombres de Reynolds les plus élevés.

Cependant la cavitation produite à 1 MHz, permet certainement de perturber efficacement la couche limite visqueuse.

Or, il est à noter que les mesure PIV réalisées dans le canal, situent la première fenêtre d'interrogation du début de la plaque chauffante jusqu'à 1,8 mm dans l'écoulement. Par conséquent tous les phénomènes physiques, y compris la turbulence mesurée par le biais de la vitesse RMS, sont moyennés au sein de cette fenêtre d'interrogation. Au regard des résultats obtenus au cours de cette étude, il est possible de penser que des phénomènes extrêmement localisés se produisent dans cette région. Il semble donc maintenant indispensable de confirmer les résultats obtenus par une analyse plus fine des phénomènes présents dans la couche limite visqueuse. Cette étude supplémentaire, couplée à la présente, permettrait d'ajouter le point de vue local, au macroscopique, adapté à l'observation des phénomènes globaux en jeu au cœur de l'écoulement.

IV.4 Conclusion au chapitre IV

Le chapitre IV a présenté une étude comparative portant sur l'intensification ultrasonore des transferts thermiques. Trois fréquences capables de produire différents effets hydrodynamiques ont été testées. Il s'agit d'ultrasons à 25 kHz, 2 MHz et 1 MHz permettant respectivement l'obtention de cavitation, de courant acoustique et de la combinaison de ces deux effets. Il a ainsi été possible de caractériser la phénoménologie propre à chacun de ces effets hydrodynamiques ainsi qu'à leur utilisation simultanée dans le cadre de l'intensification des transferts thermiques.

L'étude expérimentale présentée tout au long de ce chapitre comporte trois volets. Une première étude visait à quantifier les effets de puissance acoustique sur l'intensification ultrasonore des transferts thermiques. La seconde étude s'est intéressée aux effets de l'interaction entre la cavitation et le courant acoustique avec l'écoulement en place dans le canal sur l'intensification des transferts thermiques. Enfin, le dernier point abordé porte sur l'augmentation de la viscosité du fluide conjointement à la diminution de sa capacité à caviter, et l'influence de ces modifications sur l'intensification thermique.

En ce qui concerne l'effet de la puissance ultrasonore, toutes les fréquences ont révélé l'apparition d'une puissance seuil au-delà de laquelle le coefficient d'échange thermique ne varie plus. Cet effet a également été observé dans le cas d'études en convection naturelle réalisées avec des fréquences inférieures à 100 kHz (Caï, et al., 2014; Zhou, et al., 2004). Les essais réalisés sur ALTO ont montré que cette puissance seuil est plus rapidement atteinte à 25 kHz qu'avec les deux autres fréquences.

Ce phénomène est sans doute lié au fait que la cavitation acoustique semble plus à même de perturber la couche limite visqueuse que les effets de courant acoustique. Elle permet en effet de produire des bulles directement au niveau de la paroi de la plaque chauffante. Aucun effet convectif n'est alors observé, la direction de l'écoulement n'est pas significativement perturbée, bien qu'une légère augmentation de la vitesse RMS soient observée. En revanche la région pariétale de la plaque chauffante est très fortement impactée et présentes des valeurs de vitesse RMS beaucoup plus élevées. Il semble que la cavitation obtenue à l'aide de moyenne fréquence (1 MHz) produise également ce phénomène. Il est cependant difficile de conclure

définitivement puisque ce type de cavitation a toujours été couplé au courant acoustique lors de l'utilisation de cette fréquence. Néanmoins, les effets d'intensification de la vitesse RMS et du coefficient d'échange thermique associés à la cavitation ne semblent pas sensibles à l'augmentation du nombre de Reynolds. Ceci n'est évidemment vrai qu'à la condition que la cavitation soit en mesure de produire des taux de turbulences supérieures à ceux naturellement présents en régime silencieux.

Le courant acoustique est le second effet produit par les transducteurs utilisés sur ALTO. Ce phénomène se traduit par des effets convectifs modifiant sensiblement l'hydrodynamique de l'écoulement en termes de direction, de norme et de turbulence. En fonction de l'intensité relative du courant acoustique au regard de la vitesse débitante, les effets d'intensification mesurés sont plus (1 MHz) ou moins (2 MHz) sensibles au débit.

La mise en place simultanée d'effets liés à la cavitation et au courant acoustique (1 MHz), semble être en mesure de générer une intensification supérieure aux cas n'utilisant que l'un ou l'autre de ces phénomènes. Ceci ne reste évidemment vrai qu'à la condition que les effets convectifs ne soient pas atténués par le débit de l'écoulement.

Enfin, l'intensification thermique mesurée avec des effets cavitationnels semble globalement légèrement plus élevée que celle observée lors de l'utilisation exclusive de courant acoustique.

L'étude de l'impact de la modification de la viscosité et de la capacité du fluide à caviter par ajout de mono-propylène glycol dans l'eau, a permis de mettre en évidence une diminution notable de la propriété d'intensification thermique des ultrasons à 25 kHz. Cet effet est d'autant plus marqué pour les blocs qui sont initialement les plus intensément soumis aux effets de la cavitation. Ceci permet de confirmer que la cavitation, par des effets d'augmentation de la turbulence dans la région pariétale de la plaque chauffante (couche limite hydrodynamique), est majoritairement responsable de l'intensification des transferts thermiques à 25 kHz. Ce résultat permet également d'exclure l'utilisation de cette gamme de fréquence afin d'intensifier les transferts thermiques avec des fluides peu cavitants dans des gammes de puissances acoustiques raisonnables.

Le second résultat, plus surprenant au premier abord, a mis en évidence une dégradation de l'intensification des transferts thermiques lorsque les seuls effets convectifs sont utilisés, comme à 2 MHz. Théoriquement, la vitesse de courant acoustique est liée à l'atténuation acoustique du milieu de propagation, elle-même pilotée entre autres par la viscosité dynamique. Il est donc naturel de penser que l'augmentation de la viscosité permet d'intensifier les transferts thermiques par une augmentation du courant acoustique. Cependant, en considérant que ce sont les instabilités hydrodynamiques provoquées par le cisaillement qui induisent l'augmentation de la turbulence et par conséquent l'intensification thermique ; l'augmentation de la viscosité augmente la domination des effets visqueux sur les effets inertiels. Or ce sont ces derniers qui sont responsables de la déstabilisation hydrodynamique des deux couches de fluide cisailées. On comprend dès lors pourquoi l'augmentation de la viscosité peut induire une dégradation de l'intensification des transferts thermiques lors de la mise en place de courant acoustique. De plus, dans le cas particulier des essais à 2 MHz réalisés sur ALTO, l'augmentation de la viscosité n'a pas entraîné

d'augmentation significative des valeurs du courant acoustique. Cette augmentation aurait pu compenser l'augmentation des forces visqueuses et donc empêcher la dégradation de l'intensification.

Pour conclure, dans le cadre de la mise en place d'ultrasons comme méthode d'intensification thermique d'un procédé industriel, il convient de prendre en compte les paramètres suivants. Les effets liés à la cavitation acoustique semblent peu sensibles aux variations de débit. Cependant la cavitation à basse fréquence présente de forts effets érosifs pouvant endommager à long terme les systèmes. Cette capacité d'érosion peut néanmoins être mise à profit à des fins de désencrassement préventif. Il serait donc intéressant d'entreprendre une caractérisation couplée de l'effet érosif de cette fréquence en fonction de la puissance et des mesures d'intensification thermique et de désencrassement. Cette étude permettrait de juger du caractère acceptable ou non d'un point de vue industriel du phénomène d'érosion. Les mêmes interrogations peuvent également se poser à 1 MHz. En effet pour cette fréquence, la cavitation présente de potentiels effets oxydants qui peuvent présenter un avantage dans certains cas, comme les réacteurs chimiques. Mais ils peuvent également être préjudiciables dans le cas de fluides à valeurs organoleptiques ou nutritionnelles. De plus, l'intensification des transferts thermiques nécessite que le fluide présente la capacité à caviter. L'utilisation de phénomènes convectifs de type courant acoustique permet de s'affranchir de cette contrainte. L'intensification thermique associée à ce phénomène est également moins sensible à l'augmentation de la viscosité du fluide que la cavitation. Selon les valeurs de vitesses du courant acoustique, ce dernier semble néanmoins extrêmement sensible aux variations de débit. Il faut s'assurer de choisir une fréquence capable de produire des vitesses supérieures à celles présentes dans l'écoulement en régime silencieux. Enfin la combinaison des effets du courant acoustique et de la cavitation semble permettre d'atteindre les taux d'intensification thermiques les plus élevés.

Chapitre V

Éléments de dimensionnement d'un échangeur de chaleur

Le chapitre IV a permis de mettre en évidence les mécanismes phénoménologiques impliqués dans l'intensification des transferts thermiques par les ultrasons. Ce quatrième chapitre a permis, entre autres, de mettre en évidence que l'usage des ultrasons permet une augmentation significative du coefficient d'échange thermique convectif, par rapport au cas silencieux et pour un régime d'écoulement donné. Par conséquent, un des atouts dans l'utilisation des ultrasons, est de générer un coefficient d'échange thermique convectif identique au cas silencieux avec à un nombre de Reynolds plus faible. Diminuer la turbulence « silencieuse » de l'écoulement pour un même niveau de transfert thermique permet une diminution des pertes de charge, et donc de la puissance hydraulique à fournir au fluide. Cette baisse de la puissance hydraulique se traduit par une diminution de la quantité d'énergie à fournir afin de mettre le fluide en mouvement. Cependant, l'usage des ultrasons génère une consommation d'énergie supplémentaire. Il semble donc important de comparer ce gain d'énergie sur la puissance hydraulique avec le coût énergétique dans l'utilisation des ultrasons.

Le chapitre V se propose de réaliser une analyse, visant à intégrer les ultrasons à un échangeur de chaleur dans un objectif d'optimisation énergétique. Deux approches différentes seront étudiées, pour lesquelles la pertinence de l'utilisation des ultrasons sera discutée :

- la première consiste à considérer que les paramètres géométriques de l'échangeur sont imposés (cas d'un dispositif déjà existant) et, par conséquent, à en optimiser les paramètres de fonctionnement
- la deuxième approche se place dans un contexte de dimensionnement d'un nouvel échangeur de chaleur dans lequel seraient intégrés des dispositifs ultrasonores. Dans ce cas, les paramètres de fonctionnement sont imposés et ce sont les paramètres géométriques qui sont optimisés.

Le détail de ces deux démarches est donné dans les deux paragraphes suivants. À l'issue de cette analyse, les résultats phénoménologiques issus du Chapitre IV seront utilisés afin d'identifier les domaines pertinents d'utilisation des ultrasons dans un but d'intensification des transferts thermiques.

V.1 Lien entre facteur d'intensification et optimisation énergétique

L'analyse proposée se base sur une comparaison des performances de transfert de chaleur dans des conditions de fonctionnement en régime silencieux ou avec l'usage d'ultrasons.

Afin de simplifier l'analyse, une première hypothèse est réalisée: les transferts thermiques sont effectués en régime d'écoulement turbulent.

L'objectif est ici de mesurer le gain obtenu sur la puissance hydraulique grâce à l'intensification thermique produite par les ultrasons, tout en conservant le même coefficient d'échange thermique. Le développement qui suit va permettre de montrer que la problématique de l'optimisation des transferts thermiques peut être appréhendée sous différents aspects. La modification des propriétés du fluide ne fait pas ici partie des paramètres étudiés afin de diminuer la puissance de pompage.

La Figure V-1 rend compte schématiquement de la démarche entreprise. Le système étudié présente initialement un point de fonctionnement silencieux, caractérisé par un nombre de Reynolds Re_0 auquel est associé un coefficient d'échange thermique h_0 .

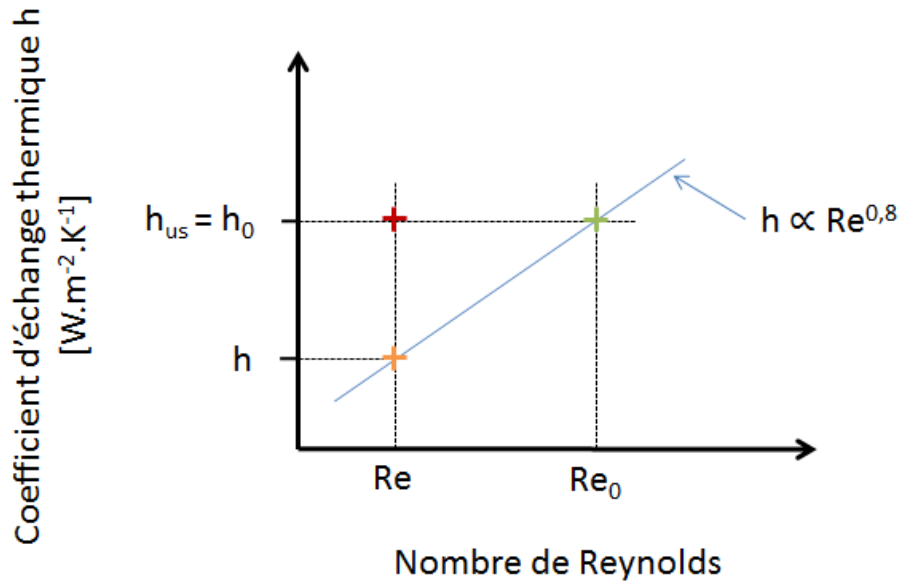


Figure V-1 : Schématisation de la démarche d'optimisation énergétique d'un système thermique à partir de conditions initiales h_0 et Re_0 vers les conditions finales h_{us} et Re

Le coefficient d'échange thermique h_0 peut être déterminé par le calcul du nombre adimensionnel de Nusselt donné par l'équation (V-1).

$$Nu = \frac{h D_h}{\lambda_{fluide}} \quad (V-1)$$

Avec Nu [-] le nombre de Nusselt et λ_{fluide} [$W.m^{-1}.K^{-1}$] la conductivité thermique du fluide et D_h [m] le diamètre hydraulique de l'échangeur.

Compte tenu de l'hypothèse d'un transfert thermique caractérisé par un écoulement turbulent, ce nombre de Nusselt peut être estimé par une corrélation empirique valable en convection forcée et interne, en régime turbulent et enfin dans des conditions d'établissement thermique et hydraulique. Une expression généralisée de cette corrélation est présentée à travers l'équation (V-2).

$$Nu = B * Re^d * Pr^g \quad (V-2)$$

Avec B [-], d [-] et g [-] des constantes, issues des approches empiriques disponibles dans la littérature et Pr [-] le nombre de Prandtl. En première approximation, l'évolution des propriétés thermo-physiques du fluide en fonction de la température, ou de la présence ou non d'ultrasons, sera supposée négligeable. Par conséquent, le nombre de Prandtl sera supposé constant que le régime soit silencieux ou ultrasonore. De plus, la constante B [-] sera également supposée identique pour le régime silencieux ou ultrasonore. Enfin, à la vue des données de la littérature, l'exposant d sera pris égal à 0,8 et considéré comme identique pour le régime silencieux et ultrasonore. Par conséquent, en vertu de la relation (V-2), dans le cas d'un échange thermique en régime silencieux, lorsque le nombre de Reynolds diminue, le nombre de Nusselt diminue lui aussi selon une loi de puissance 0,8 (Figure V-1). Cette diminution du nombre de Reynolds, bien que bénéfique du point de vue de la puissance de pompage nécessaire, entraîne une dégradation du nombre de Nusselt en condition silencieuse (passage de h_0 à h sur la Figure V-1).

Il est donc nécessaire de mettre en place un système d'intensification thermique ultrasonore capable de maintenir un coefficient d'échange thermique constant identique à h_0 , tout en diminuant le nombre de Reynolds. L'expression du facteur d'intensification nécessaire au maintien de conditions de transferts identiques est donnée par l'équation (V-3).

$$\eta = \frac{h_{us} - h}{h} = \frac{h_0 - h}{h} = \frac{h_0}{h} - 1 \quad (V-3)$$

À partir des équations (V-1) et (V-2), à propriétés thermo-physiques constantes, le facteur d'intensification peut également s'exprimer selon l'équation (V-4) suivante :

$$\eta = \frac{\frac{Nu_0}{D_{h_0}} - 1}{\frac{Nu}{D_h}} = \frac{Nu_0}{Nu} \times \frac{D_h}{D_{h_0}} - 1 \quad (V-4)$$

Avec D_h [m] le diamètre hydraulique. Grâce à la corrélation présentée dans l'équation (V-2), le facteur d'intensification peut s'exprimer en fonction des débits volumiques Q_v [$m^3 \cdot s^{-1}$] et des diamètres hydrauliques D_h [m] (équation (V-5)) :

$$\eta = \frac{B * Re_0^{0,8} * Pr^g}{B * Re^{0,8} * Pr^g} \times \frac{D_h}{D_{h_0}} - 1 = \left(\frac{Re_0}{Re}\right)^{0,8} \times \frac{D_h}{D_{h_0}} - 1 \quad (V-5)$$

$$\eta = \left(\frac{4\rho Q_{v_0}}{\pi D_{h_0} \mu}\right)^{0,8} \times \frac{D_h}{D_{h_0}} - 1$$

Cette équation permet d'établir la relation entre le facteur d'intensification thermique, atteint grâce aux ultrasons, et les rapports des débits volumiques et des diamètres hydrauliques, dans le cas silencieux initial (indiqué « 0 »), et dans le cas final, utilisant les ultrasons (indiqué par la suite avec « us »). L'équation (V-5) peut donc s'exprimer comme suit :

$$\eta = \left(\frac{Q_{v_0}}{Q_{v_{us}}}\right)^{0,8} \left(\frac{D_{h_{us}}}{D_{h_0}}\right)^{1,8} - 1 \quad (V-6)$$

Grâce à cette relation, il est possible d'exprimer le gain obtenu sur la puissance hydraulique en fonction du facteur d'intensification thermique, pour le même niveau de transfert thermique. La puissance hydraulique nécessaire à la mise en mouvement de l'écoulement dans la conduite s'exprime comme le produit du débit volumique par les pertes de charge dans la conduite ΔP [Pa] (équation (V-7)). Par souci de simplification, seules les pertes de charge régulières sont considérées dans cette analyse.

$$P_h = Q_v * \Delta P \quad (V-7)$$

Par conséquent, en négligeant les pertes de charge singulières, l'expression des pertes de charge linéaires en fonction du débit volumique est donnée par l'équation (V-8).

$$\Delta P = \frac{8 * \Lambda * L * \rho * Q_v^2}{\pi * D_h^5} \quad (V-8)$$

Avec L [m] la longueur de la conduite, ρ [kg.m⁻³] la masse volumique du fluide, D_h [m] le diamètre hydraulique de la conduite et Λ [-] le coefficient de Darcy donné par la formule de Blasius (V-9) dans le cadre d'une conduite parfaitement lisse.

$$\Lambda = 0,3164 * Re^{-0,25} = 0,3164 * \left(\frac{4 * \rho * Q_v}{\pi * D_h * \mu} \right)^{-0,25} \quad (V-9)$$

L'équation (V-10) donne l'expression de la puissance hydraulique.

$$P_h = 1,8 * \frac{\mu^{0,25} * \rho^{0,75}}{\pi^{0,75}} * \frac{L * Q_v^{2,75}}{D_h^{4,75}} \quad (V-10)$$

Les propriétés du fluide étant supposées constantes, l'équation (V-10) permet de mettre en évidence que la puissance hydraulique P_h [Pa] est dépendante de la longueur de la conduite, du débit volumique et du diamètre hydraulique selon l'expression :

$$P_h = Cte * \frac{L * Q_v^{2,75}}{D_h^{4,75}} \quad (V-11)$$

Il convient ensuite de diviser cette puissance hydraulique par le rendement global de la pompe afin d'obtenir la puissance électrique finale associée, et par conséquent la consommation électrique et le coût économique de la mise en mouvement du fluide.

Il a été montré aux paragraphes IV.2.1.1, IV.2.2.1 et IV.2.3.1, ainsi que dans la littérature scientifique (Nomura, et al., 2002), que l'usage des ultrasons permet un déclenchement précoce de la turbulence dans des conditions de régime initialement laminaire, ou une augmentation de la turbulence si l'écoulement est déjà turbulent. Par conséquent, il est permis de penser que le coefficient de Darcy Λ devrait vraisemblablement diminuer avec l'usage des ultrasons. Cette baisse du coefficient de Darcy, couplée à la diminution du débit volumique, devrait théoriquement entraîner une baisse des pertes de charge dans l'échangeur. À ce jour, aucune référence bibliographique ne semble disponible dans la littérature sur cet effet présumé des ultrasons sur les pertes de charge.

Il est à noter qu'il n'a pas été possible d'instrumenter la section d'essais ALTO pour mesurer la perte de charge au sein du canal d'écoulement car la longueur et le diamètre hydraulique du canal, ainsi que les conditions de fonctionnement (débit inférieur à 1500 L.h⁻¹), engendrent au

maximum des pertes de pression théoriques en condition silencieuse inférieures à 10 Pa, donc difficilement mesurables avec une précision raisonnable. De plus, l'hydrodynamique perturbée du canal d'écoulement de la section d'essais ALTO décrite au chapitre III n'était pas favorable à une mesure précise de ces pertes de pression. Enfin, la configuration expérimentale de la section d'essais rend elle aussi difficile la mesure précise des pertes de charge dans le canal d'écoulement.

Pour la suite de l'analyse, il sera supposé, par défaut, que les ultrasons n'ont pas un effet significatif sur les pertes de pression et, par conséquent, que ces dernières ne dépendent que des paramètres géométriques (diamètre hydraulique et longueur du canal) ainsi que des paramètres de fonctionnement (débit volumique, propriétés thermo-physiques du fluide).

L'équation (V-11) permet de mettre en évidence que deux approches sont alors possibles afin d'optimiser un système de transferts thermiques.

La première consiste à optimiser les paramètres de fonctionnement à paramètres géométriques imposés. Dans ce cas, il conviendra de diminuer le débit volumique. Cependant, cette technique est difficilement applicable si le débit est imposé par le procédé. Il est cependant possible de modifier le débit du fluide secondaire qui permet le refroidissement ou la chauffe du fluide primaire. Ce cas de figure sera détaillé au paragraphe V.1.1.

Il est également possible d'optimiser les paramètres géométriques, à paramètres de fonctionnement imposés. Dans ce cas, le diamètre hydraulique et la longueur de l'échangeur pourront être optimisés sans modifier le débit volumique, imposé par les objectifs de production du procédé industriel. Dans le cas d'un dispositif déjà existant, le diamètre hydraulique peut être modifié à l'aide d'inserts statiques (cf. paragraphe I.6) comme les mélangeurs statiques, les cônes percés ou les inserts diamants facilement insérables dans les tubes d'échangeurs coaxiaux ou tubes et calandres.

Dans l'optique de l'utilisation des ultrasons, il est également possible de concevoir l'échangeur avec une géométrie favorable à la diminution des pertes de charge, en compensant la diminution du coefficient d'échange thermique associée, par la mise en place d'un dispositif générateur d'ultrasons. Cette deuxième approche est abordée au paragraphe V.1.2.

V.1.1 Étude de l'apport de l'intensification thermique par ultrasons sur la modification du débit volumique

La modification du débit volumique peut être un moyen de réduire la puissance de pompage à paramètres géométriques imposés. Dans cette approche le diamètre hydraulique ainsi que la longueur de l'échangeur restent donc constants. Dans ces conditions, à partir de (V-11), le rapport des puissances hydrauliques entre le cas silencieux et le cas ultrasonore est fourni par l'équation (V-12).

$$\frac{P_{h_0}}{P_{h_{us}}} = \left(\frac{Q_{v_0}}{Q_{v_{us}}} \right)^{2,75} = ((\eta + 1)^{1,25})^{2,75} \quad (\text{V-12})$$

Ainsi, pour une valeur de facteur d'intensification donnée, la puissance hydraulique est diminuée d'un facteur $(\eta + 1)^{3,44}$.

En se plaçant dans un contexte expérimental similaire à celui d'ALTO, pour un diamètre hydraulique égal à 45 mm et en utilisant les valeurs du facteur d'intensification mesurées lors des essais, il est possible de tracer le gain sur la puissance hydraulique par mètre de conduite que permet l'utilisation des ultrasons dans ces conditions. Ce gain représente la différence entre la puissance hydraulique en régime silencieux (P_{hydro_0}) et la puissance hydraulique en régime ultrasonore ($P_{\text{hydro}_{\text{us}}}$). Le rectangle rouge matérialise la gamme de Reynolds balayée sur ALTO et les doubles flèches les gammes de facteurs d'intensification obtenues toutes fréquences confondues, correspondant aux gains de puissances hydrauliques accessibles.

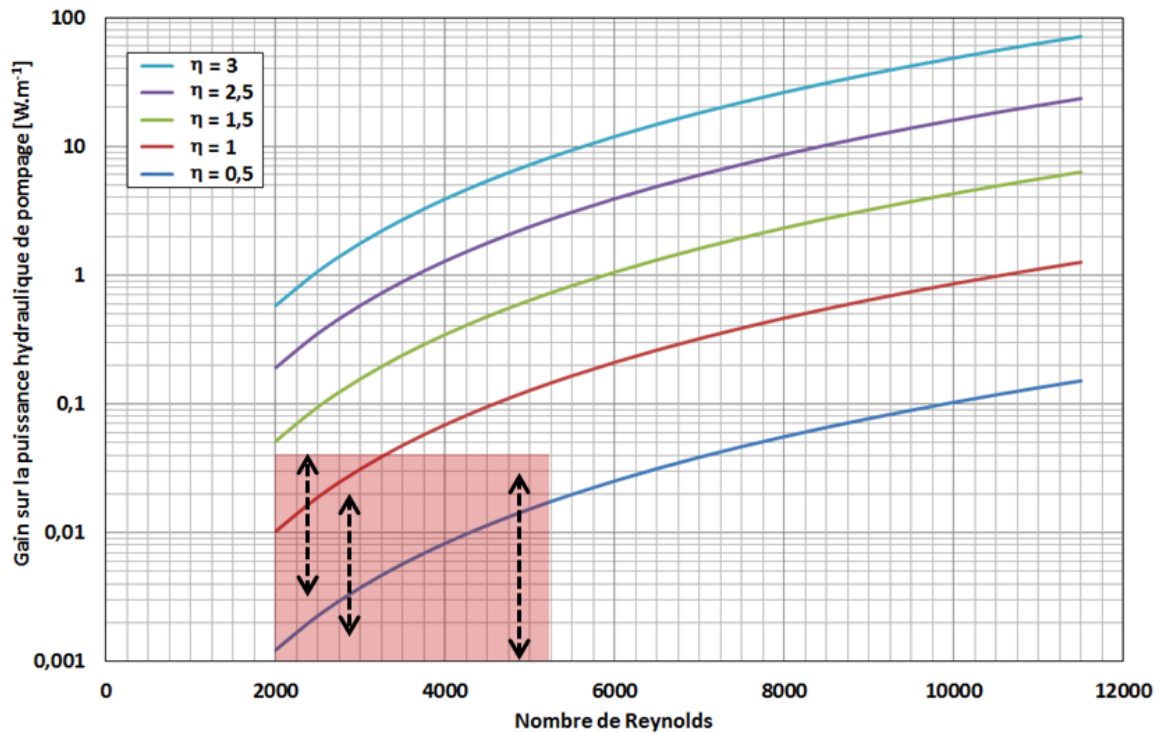


Figure V-2 : Évolution du gain de la puissance hydraulique de pompage en fonction du nombre de Reynolds et du facteur d'intensification thermique pour un diamètre hydraulique identique à celui utilisé sur ALTO, et égal à 0,045 m. Les facteurs d'intensification testés ont également été mesurés sur ALTO

Il apparaît nettement sur la Figure V-2, que l'intensification ultrasonore appliquée à des systèmes dont les diamètres hydrauliques sont proches de celui utilisé sur ALTO ne présente que peu d'intérêt d'un point de vue énergétique. En effet, même en prenant en compte des rendements globaux de conversion de pompe, égaux à une trentaine de pourcent pour les meilleurs, le bilan énergétique global de l'utilisation des ultrasons sera négatif puisque 107 W_{us} ont été nécessaires sur ALTO pour produire ces niveaux d'intensification. De plus, cette puissance ultrasonore ne prend pas non plus en compte les rendements de conversion des générateurs et transducteurs ultrasonores utilisés. Pour que le gain obtenu sur la puissance de pompage soit significatif, il faut par conséquent appliquer les ultrasons sur des conduites dont les pertes de charge sont extrêmement élevées du fait de leurs faibles diamètres hydrauliques. La Figure V-3 permet de mettre en évidence que pour des diamètres hydrauliques de l'ordre du millimètre l'usage des ultrasons dans une optique d'intensification des transferts thermiques peut alors présenter un bilan énergétique global positif. .

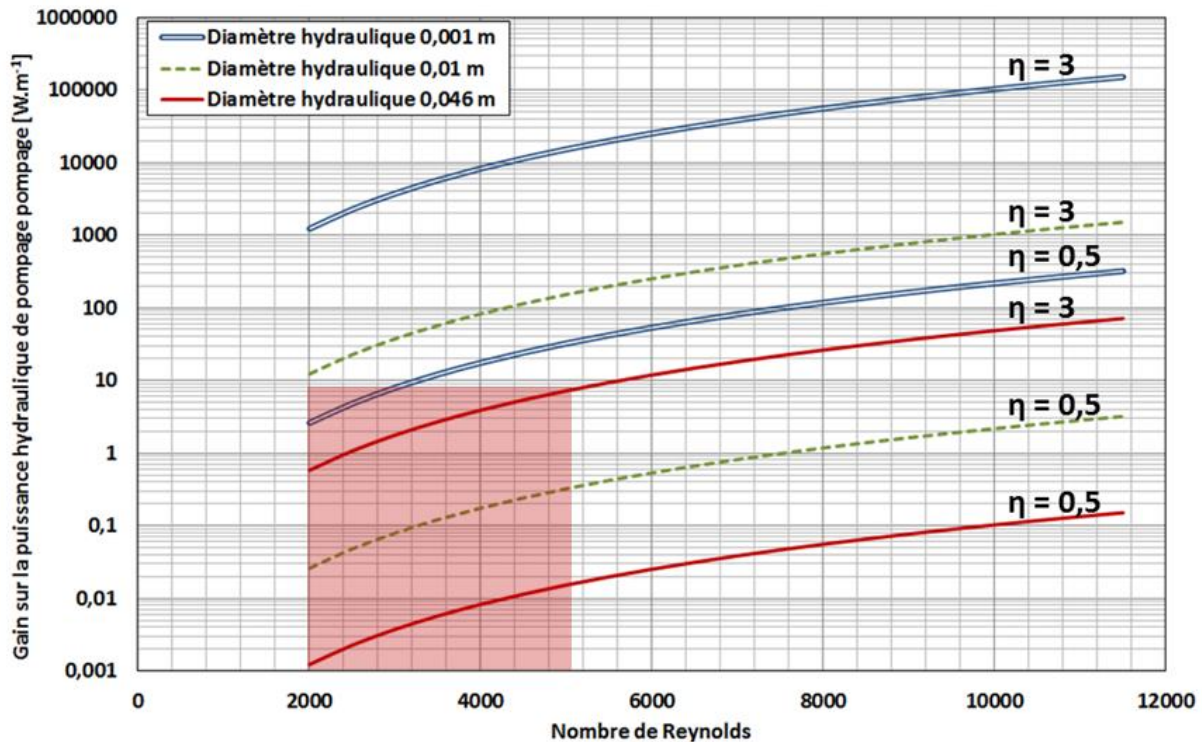


Figure V-3 : Évolution du gain de la puissance de pompage hydraulique en fonction du nombre de Reynolds et du facteur d'intensification thermique pour différents diamètres hydrauliques. Les courbes de chacune des séries correspondent aux facteurs d'intensifications extrêmes mesurés sur ALTO. Le carré rouge délimite la gamme de Reynolds testée sur ALTO

V.1.2 Étude de l'apport de l'intensification thermique par ultrasons sur la modification de la compacité

L'approche présentée dans ce paragraphe se base sur une démarche de dimensionnement d'un échangeur de chaleur devant répondre aux exigences de fonctionnement d'un procédé. Dans cette approche, les paramètres de fonctionnement sont imposés et les paramètres géométriques sont optimisés. Le procédé impose les débits massiques de fluide à traiter \dot{m} [kg.s⁻¹] ainsi que les températures d'entrée et de sortie coté chaud et coté froid (exemple des récupérateurs de chaleur). Ceci impose donc également le flux thermique Φ [W] à échanger (équation (V-13)).

$$\Phi = \left(\dot{m}_c C_{p_c} \Delta\theta_c \right)_{\text{fluide chaud}} = \left(\dot{m}_f C_{p_f} \Delta\theta_f \right)_{\text{fluide froid}} \quad (\text{V-13})$$

Avec $\Delta\theta$ [°C] l'écart de température entrée/sortie des fluides et C_p [J.kg⁻¹.K⁻¹] la chaleur spécifique isobare.

Le flux échangé Φ [W], est également égal à l'échange entre le fluide froid et le fluide chaud au travers de la paroi de l'échangeur. Il peut alors s'exprimer comme le produit du coefficient d'échange global thermique K [W.m⁻².K⁻¹], qui prend en compte l'ensemble des résistances thermiques liées à l'échange au niveau de la surface par la moyenne logarithmique de l'écart

des températures ΔT_{ml} [°C] entre le fluide chaud et le fluide froid. Cette relation est exprimée par l'équation (V-14).

$$\Phi = K * S * \Delta T_{ml} \quad (V-14)$$

Il paraît évident que l'usage des ultrasons afin d'intensifier les transferts thermiques convectifs devra être mis en place en priorité sur le fluide présentant la plus grande résistance thermique convective.

Si il existe un côté de l'échangeur qui est fortement limitant pour les transferts thermiques, alors le coefficient d'échange thermique global K [$W.m^{-2}.K^{-1}$] est quasiment égal au coefficient d'échange thermique $h_{limitant}$ [$W.m^{-2}.K^{-1}$] entre le fluide du côté limitant et la paroi de l'échangeur de chaleur (équation (V-15)).

$$\Phi = K * S * \Delta T_{ml} = h_{limitant} * S * \Delta T_{ml} \quad (V-15)$$

Le procédé impose de travailler à débit constant, par conséquent le coefficient d'échange thermique est lui aussi imposé. Le but, comme au paragraphe précédent, est alors de diminuer le nombre de Reynolds sans diminuer le coefficient d'échange thermique (Figure V-1). Cependant dans ce cas, il est cette fois possible d'agir sur la géométrie de l'échangeur alors qu'il est impossible de modifier le débit. Par conséquent, à partir l'équation (V-11), le rapport des diamètres hydrauliques entre le cas ultrasonore et silencieux s'exprimera comme suit :

$$\frac{D_{h_{us}}}{D_{h_0}} = (\eta + 1)^{1/1,8} \quad (V-16)$$

Les ultrasons permettent d'augmenter le diamètre hydraulique de la conduite, tout en conservant un coefficient de transfert thermique convectif constant à débits volumiques identiques. D'après l'équation (V-15) si le coefficient d'échange est constant, la surface d'échange S [m^2] l'est également, ce qui permet de déduire la longueur de l'échangeur L (équation (V-17)).

$$S = \pi * D_{h_{us}} * L_{us} = \pi * D_{h_0} * L_0 \quad (V-17)$$

Le rapport des longueurs d'échangeur en régime silencieux et ultrasonore peut donc également s'exprimer en fonction du facteur d'intensification (équation (V-18)).

$$\frac{D_{h_{us}}}{D_{h_0}} = \frac{L_0}{L_{us}} = (\eta + 1)^{0,56} \quad (V-18)$$

Grâce à l'intensification thermique, provoquée dans ce cas par les ultrasons, le diamètre hydraulique augmente et la longueur de la conduite diminue, marquant un gain en compacité qu'il est également possible d'exprimer en fonction du facteur d'intensification thermique. Si la compacité κ [$m^2.m^{-3}$] d'un échangeur est définie comme le rapport de sa surface d'échange S [m^2] par son volume V [m^3], la compacité s'exprime comme le rapport de la surface sur le volume, soit $4/D_h$ dans le cas d'une conduite cylindrique. Le gain en compacité offert par l'intensification thermique ultrasonore est donné par l'équation (V-19).

$$\frac{\kappa_{us}}{\kappa_0} = \frac{D_{h_0}}{D_{h_{us}}} = (\eta + 1)^{-0,56} \quad (V-19)$$

La Figure V-4 présente l'évolution du rapport de compacité en fonction du facteur d'intensification η tiré de l'équation (V-19). Les valeurs d'intensification maximales obtenues sur ALTO pour une puissance ultrasonore égale à $107 W_{us}$ et un régime turbulent permettent de concevoir un échangeur dont la compacité est égale au maximum à 62 % de la compacité d'un échangeur fonctionnant en régime silencieux tout en conservant les mêmes capacités thermiques. Autrement dit, à surface d'échange identique, le volume de l'échangeur est divisé par un facteur 1,6. Les ultrasons, lorsqu'ils sont intégrés en amont dans la conception d'un échangeur de chaleur peuvent par conséquent permettre des gains de compacité significatifs.

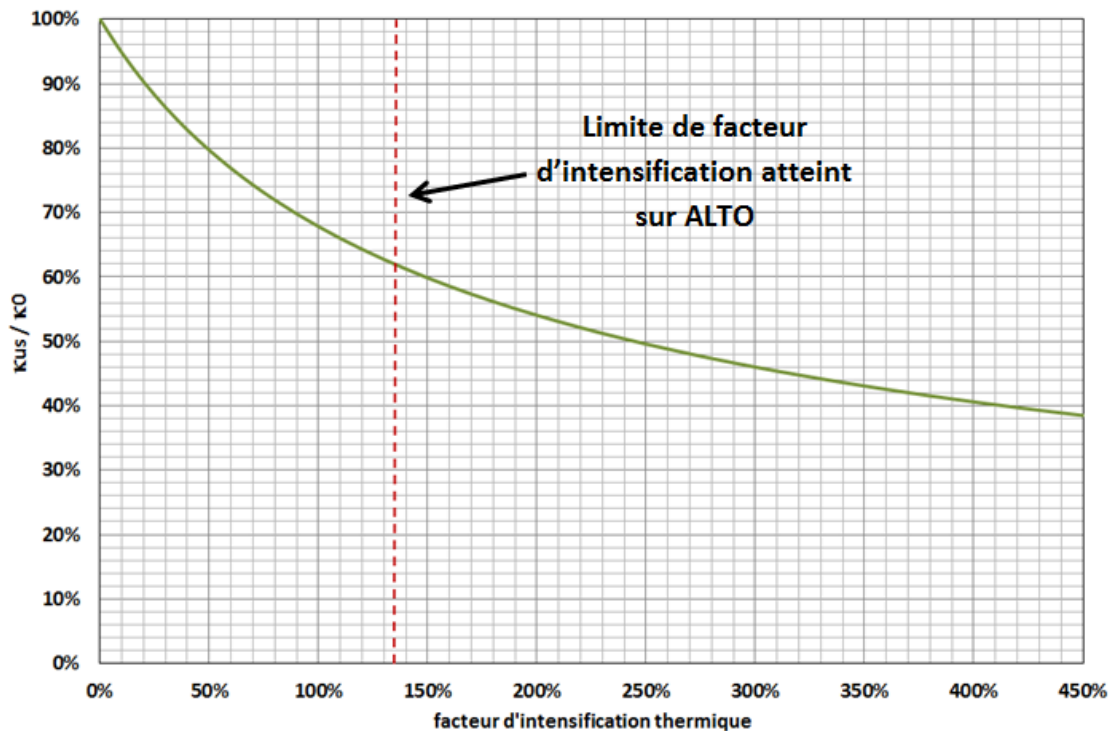


Figure V-4 : Évolution du rapport de compacité d'un échangeur de chaleur entre le cas ultrasonore et le cas silencieux en fonction du facteur d'intensification thermique

À l'augmentation de compacité de l'échangeur est associée une diminution de la puissance hydraulique de pompage (équation (V-12)) grâce, d'une part, à la diminution du nombre de Reynolds liée à l'augmentation du diamètre hydraulique D_h [m], et d'autre part à la diminution de la longueur L [m]. Le gain obtenu sur la puissance de pompage, exprimé à partir des diamètres hydrauliques et de la longueur de l'échangeur en fonction du facteur d'intensification thermique est donné par les équations (V-20) et (V-21)

$$\frac{P_{h_0}}{P_{h_{us}}} = \frac{\frac{L_0}{D_{h_0}^{4,75}}}{\frac{L_{us}}{D_{h_{us}}^{4,75}}} = \frac{L_0}{L_{us}} * \left(\frac{D_{h_{us}}}{D_{h_0}}\right)^{4,75} = (\eta + 1)^{0,56} * ((\eta + 1)^{0,56})^{4,75} \quad (V-20)$$

$$\frac{P_{h_0}}{P_{h_{us}}} = (\eta + 1)^{3,19} \quad (V-21)$$

La Figure V-5 compare les gains relatifs sur la puissance hydraulique en fonction du facteur d'intensification thermique dans le cadre des deux démarches présentées aux paragraphes V.1.1 (étude à paramètres géométriques imposés) et dans celui-ci (étude à paramètres de

fonctionnement imposés). Cette comparaison permet de mettre en évidence une différence minime sur le gain sur la puissance hydraulique lors de l'utilisation des ultrasons entre ces deux cas d'étude. La comparaison des exposants des équations (V-12) pour l'étude à paramètres géométriques imposés et (V-21) pour l'étude à paramètres de fonctionnement imposés permet de converger vers la même conclusion puisque ces deux exposants sont très proches, respectivement 3,44 et 3,19. Grâce au facteur d'intensification maximal mesuré sur ALTO, il serait possible de diviser par 15 la puissance hydraulique par rapport au cas silencieux, tout en conservant un débit de production constant et un même niveau de transfert thermique, en prenant en compte l'intégration des ultrasons au moment de la conception de l'échangeur. Il est également possible de diminuer cette même puissance hydraulique d'un facteur 18 au maximum dans le cadre d'une intégration d'ultrasons, tels que ceux utilisés sur ALTO, sur une installation déjà existante mais ceci en diminuant le débit volumique à niveau constant de transfert thermique.

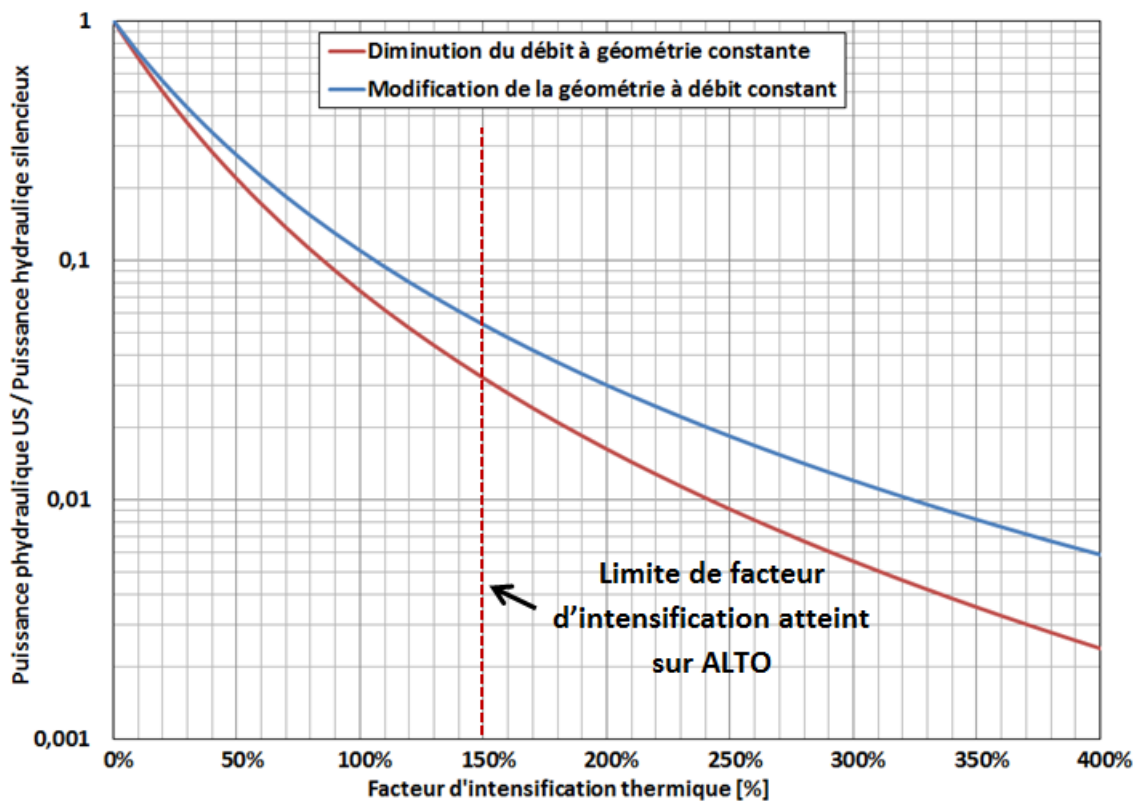


Figure V-5 : Comparaison des gains relatifs sur la puissance hydraulique en fonction du facteur d'intensification dans le cas d'une diminution du débit à géométrie d'échangeur constante ou d'une modification de la géométrie de l'échangeur à débit constant

V.2 Analyse de l'usage des ultrasons dans un but d'intensification des transferts thermiques

Grace à l'analyse des phénomènes impliqués dans l'intensification des transferts thermiques présentée au chapitre IV, ainsi qu'à celle des démarches d'intégration de ces derniers dans des systèmes d'échange thermique, il est possible de déterminer quels domaines d'applications peuvent être éligibles à l'emploi de cette technologie afin d'optimiser énergétiquement les échangeurs de chaleur.

Deux phénomènes hydrodynamiques ultrasonores différents ont été identifiés comme étant responsables de l'intensification des transferts thermiques : la cavitation et le courant acoustique.

L'étude bibliographique présentée au paragraphe I a permis de démontrer que les ultrasons, et notamment la cavitation, possèdent la capacité de produire des effets capables d'augmenter la turbulence ou d'en déclencher l'apparition dans des écoulements laminaires (Nomura, et al., 2002). Cette étude bibliographique a également permis de mettre en évidence que les effets convectifs, associés aux basses fréquences ultrasonores peuvent être atténués par une augmentation du débit, alors, que les effets associés à la cavitation se maintiennent (Barthès, et al., 2015; Mazue, et al., 2015). L'étude expérimentale menée au cours de ce travail de thèse a confirmé ces tendances et a élargi le propos aux moyennes et hautes fréquences.

Cette étude expérimentale a également permis de montrer que la turbulence, ou du moins l'agitation hydrodynamique, produite par les ultrasons, peut être reliée, via des mesures de vitesse RMS, au phénomène d'intensification thermique. Le mécanisme de base associé à l'intensification thermique grâce aux ultrasons repose donc sur une augmentation de la turbulence/agitation de l'écoulement.

Cependant, la comparaison des résultats thermiques et hydrodynamiques obtenus par l'action de la cavitation et du courant acoustique a permis de mettre en évidence quelques différences propres à chacun de ces phénomènes. Le mécanisme d'intensification associé à la cavitation semble majoritairement attribuable à un effet de perturbation intense de la couche limite visqueuse alors que ceux produits par le courant acoustique sont plutôt basés sur une agitation convective globale de l'écoulement. Bien entendu, cavitation et courant acoustique agissent à ces deux « échelles », mais pas avec la même intensité. Ceci permet de comprendre pourquoi, dans certaines conditions liées à l'intensité relative du courant acoustique et de l'écoulement silencieux, la combinaison des deux effets ultrasonores produit un effet synergique menant à une intensification thermique supérieure au cas pour lequel uniquement l'un ou l'autre de ces effets est utilisé.

Il est également possible de produire un coefficient d'échange thermique constant le long d'une paroi chauffante à condition de piloter la puissance ultrasonore dans le but de contrer la tendance naturellement décroissante des transferts thermiques le long d'une telle paroi dû à l'établissement thermique et hydraulique. Il est alors nécessaire d'augmenter la puissance ultrasonore à mesure que l'on s'éloigne du bord d'attaque de la région soumise au transfert thermique.

Enfin, la diminution du facteur d'intensification thermique, à puissance ultrasonore fixée, lorsque le nombre de Reynolds augmente, exclut bien évidemment l'utilisation de cette technique à des écoulements initialement très turbulents (Figure V-6).

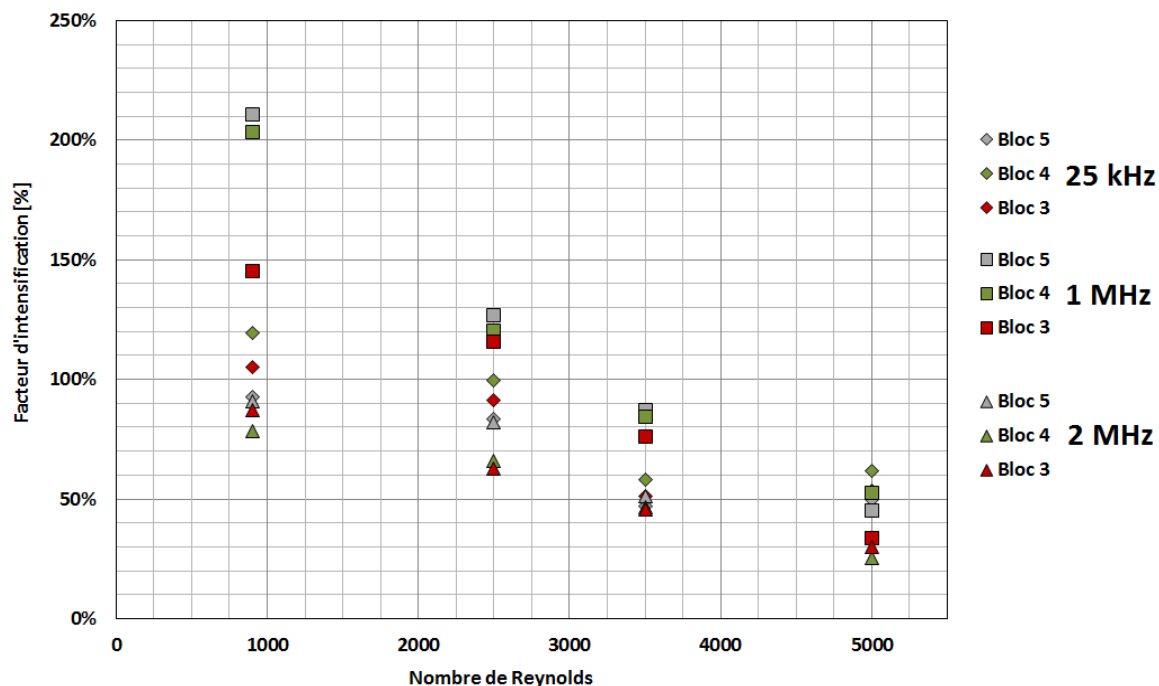


Figure V-6: Évolution du facteur d'intensification thermique en fonction du nombre de Reynolds. Résultats obtenus sur ALTO pour une puissance ultrasonore de 107 W_{us} et une puissance thermique de 50 W par blocs

Les plus grandes diminutions du facteur d'intensification, en fonction du nombre de Reynolds, s'observent lorsque les vitesses de courants acoustiques sont inférieures aux vitesses de l'écoulement principal (1 MHz Figure V-6).

L'analyse présentée au paragraphe V.1 a permis de mettre en évidence des domaines d'utilisation privilégiés des ultrasons dans un objectif d'intensification des transferts thermiques. Il est apparu que leur intégration dans un système préexistant dont il n'est pas possible de modifier la géométrie ne devient réellement intéressante énergétiquement que pour des systèmes pour lesquels une faible diminution du débit de procédé peut entraîner rapidement un gain énergétique important sur la puissance de pompage. C'est le cas de conduites dont les diamètres hydrauliques sont très faibles (de l'ordre du millimètre). La problématique serait alors de réussir à intégrer des transducteurs capables de délivrer des puissances à même d'intensifier les transferts thermiques avec des surfaces actives extrêmement réduites dans des systèmes de petite taille.

Il semble en revanche plus intéressant de penser l'intégration des ultrasons en amont, lors de la conception d'un échangeur de chaleur. Dans ce cas, leur utilisation permet d'obtenir des gains en compacité non négligeables, pour des facteurs d'intensification thermique raisonnables. Ce gain en compacité se traduit également par un gain sur la puissance de pompage nécessaire au procédé.

Compte tenu de tous ces paramètres, il semble que l'utilisation des ultrasons comme méthode d'intensification des transferts thermiques, est viable pour des systèmes prenant en compte l'intégration des ultrasons au moment de la conception des échangeurs de chaleur dans une optique majoritairement axée sur un gain de compacité et pour des échangeurs fonctionnant dans des régimes d'écoulement laminaires ou transitoires. Si le régime de fonctionnement de

l'échangeur doit intégrer une large gamme de débit, il est essentiel de mettre en place des phénomènes de cavitation ou de courant acoustique dont les vitesses sont supérieures à celles de l'écoulement principal, dans le but de limiter au maximum la dégradation de l'effet d'intensification associée à l'augmentation du nombre de Reynolds. Afin de limiter ce phénomène il est également possible d'augmenter la puissance ultrasonore tout en tenant compte de l'apparition d'un effet de saturation de l'intensification thermique au-delà d'une certaine puissance.

S'il est important pour le procédé industriel envisagé d'augmenter le mélange au sein de l'écoulement, les effets associés à un courant acoustique dont la vitesse est supérieure à la vitesse de l'écoulement, sont plus appropriés que ceux associés à la cavitation, plus à même d'intensifier les transferts pariétaux. La meilleure solution étant de réussir à intégrer simultanément ces deux effets.

De plus, les effets chimiques associés à la cavitation issue des moyennes fréquences ultrasonores, peuvent être couplés aux effets d'intensification dans des applications de sono-échangeurs-réacteurs. Dans ce cas, l'association du courant acoustique, promoteur de mélange et de la cavitation acoustique, catalyseur de certaines réactions chimiques, semble toute indiquée et s'ajoute aux propriétés d'intensification thermique déjà mentionnées.

Enfin, de par leur capacité à faire chuter significativement la température de paroi d'une surface à flux thermique imposé, les ultrasons peuvent également présenter un intérêt non négligeable dans le contrôle ponctuel de la température de la paroi opérant l'échange thermique.

V.3 Conclusion au chapitre V

Les propriétés d'intensification des transferts pariétaux par les ultrasons sont connues depuis de nombreuses années dans le domaine du transfert thermique (Bergles, et al., 1965) et plus récemment dans le domaine du transfert de matière (Mazue, et al., 2015). La problématique porte maintenant sur leur intégration dans un système industriel de façon économiquement viable.

Il est apparu que pour la plupart des applications industrielles mettant en œuvre des échangeurs de grandes dimensions, l'intégration des ultrasons semble peu pertinente. Ceci est d'autant plus vrai pour des systèmes préexistants dont on chercherait à optimiser la consommation énergétique globale.

Cependant, si l'intégration des ultrasons est prise en considération au moment de la conception de l'échangeur, ces derniers peuvent apporter un gain non négligeable en compacité avec des valeurs de facteur d'intensification thermique accessibles pour des puissances ultrasonores raisonnables. De plus, le couplage des effets de cavitation et de courant acoustique permet d'obtenir simultanément un effet d'intensification des transferts pariétaux ainsi qu'une augmentation du mélange au sein de l'écoulement, ce qui peut s'avérer utile dans un échangeur réacteur ou afin d'obtenir une meilleure répartition de la température dans le produit traité.

Enfin les ultrasons peuvent également avoir un intérêt dans le contrôle de la température d'une paroi officiant à flux thermique imposé dans le but de ne pas dépasser certaines températures critiques, préjudiciables au procédé.

Conclusions générales et perspectives

Ce travail de thèse a été réalisé dans le but de mieux comprendre les mécanismes physiques à l'origine du phénomène d'intensification des transferts thermiques, observé lors de l'usage de dispositifs capables de produire des ondes ultrasonores. À partir de ces connaissances il devient possible de déterminer les conditions pour lesquelles l'utilisation des ultrasons dans des procédés peut être pertinente d'une manière ou d'une autre.

Le travail bibliographique effectué en amont du travail expérimental a permis de mettre en évidence que l'un des axes emprunté par le développement des techniques d'intensification des transferts thermiques, base principalement ses mécanismes d'action sur la perturbation de la couche limite visqueuse, et sur l'augmentation du mélange entre la région pariétale et le cœur de l'écoulement. Cette « approche hydrodynamique » n'est pas la seule, il est également possible d'augmenter la surface d'échange, bien que cette technique, lorsqu'elle est appliquée aux transferts thermiques monophasiques soit souvent couplée à l'approche hydrodynamique. Enfin la dernière école cherche à modifier les propriétés des fluides, et notamment leur conductivité thermique, afin de maximiser la conduction dans la couche limite thermique, par l'emploi de fluides dans lesquels des particules métalliques de tailles nanométriques sont en suspension.

L'emploi des ultrasons comme technique d'intensification des transferts thermiques se place du côté de l'approche hydrodynamique. Des études antérieures ont permis de mettre en évidence la capacité des ultrasons à perturber l'hydrodynamique d'un écoulement en y déclenchant des transitions turbulentes ou par la mise en place de phénomènes convectifs.

Cependant la majorité des publications, dont les premières remontent aux années soixante, axent principalement leur domaine de recherche sur les phénomènes d'intensification thermique en convection naturelle. Très peu de travaux se sont en revanche penchés sur cette problématique dans le cadre de la convection forcée et aucune étude de l'effet de fréquence n'a été recensée dans la littérature.

C'est pourquoi, à l'issue de ce travail bibliographique, il a été décidé de réaliser une étude sur la compréhension des mécanismes d'intensification des transferts thermiques en convection forcée, associés à deux phénomènes ultrasonores se développant dans les liquides : la cavitation et le courant acoustique.

Afin d'en étudier les mécanismes, un banc d'essais a été spécialement développé et conçu au cours de la thèse, et un partenariat a été établi entre le Laboratoire de Échangeurs Réacteurs du Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives de Grenoble (CEA/LER) et le Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels de Grenoble (LEGI) qui a accueilli les essais expérimentaux.

La section d'essais utilisée est constituée d'un canal d'écoulement plan dont l'une des faces est chauffée à flux thermique imposé. Ce canal permet également l'utilisation de différents transducteurs fonctionnant respectivement à 25 kHz, 1 MHz et 2 MHz, caractéristiques des basses, moyennes et hautes fréquences ultrasonores. Cette étude a couplé les analyses liées aux effets de la fréquence et de la puissance ultrasonore à ceux associés au régime hydrodynamique d'écoulement. L'utilisation de ces trois fréquences a permis d'étudier les

effets couplés et séparés de la cavitation et du courant acoustique sur l'intensification thermique.

Les résultats de l'étude de l'effet de la puissance ultrasonore sur l'intensification thermique ont permis de mettre en évidence, en accord avec les résultats en convection naturelle issus de la bibliographie, que son augmentation permet une amélioration du phénomène d'intensification. Il a également été confirmé que, pour un débit fixé, aucune intensification supplémentaire n'est observée au-delà d'une puissance ultrasonore seuil. Ce phénomène a été vérifié pour les trois fréquences testées. Cavitation et courant acoustique respectent ce phénomène, tout comme leurs effets couplés. Il est également ressorti de cette étude que la puissance seuil est plus rapidement atteinte lorsque la plaque chauffante est soumise uniquement à la cavitation acoustique.

Une étude couplée de l'effet de fréquence et du régime d'écoulement à puissance ultrasonore constante a également été réalisée. Elle a permis de mettre en évidence que cavitation et courant acoustique, lorsque la puissance ultrasonore est répartie de façon homogène le long de la paroi chauffante, permettent de produire une augmentation des valeurs du coefficient d'échange thermique sans en modifier le profil le long de la plaque chauffante. Le profil du coefficient d'échange thermique est alors similaire à celui classiquement observé en régime silencieux. En revanche lorsque la puissance n'est pas homogène, il est possible d'en modifier l'allure et d'obtenir un coefficient d'échange thermique constant le long de la plaque chauffante.

La combinaison des effets de cavitation et de courant acoustique permet d'obtenir des effets d'intensification thermique supérieurs à ces mêmes effets utilisés seuls. L'étude a en effet permis de montrer que la cavitation acoustique est plus efficace pour perturber la couche limite visqueuse que le courant acoustique, même si une augmentation globale de la turbulence est observée en présence de ce phénomène. Le courant acoustique, est quant à lui plus à même de créer un fort effet de mélange dans l'ensemble de l'écoulement. La combinaison de ces deux effets permet ainsi de combiner avantageusement effets locaux en paroi et globaux au cœur de l'écoulement.

La cavitation et le courant acoustique n'ont pas la même sensibilité à la variation de la vitesse débitante de l'écoulement. Les essais réalisés au cours de ce travail de thèse, ont permis de montrer que la cavitation y est insensible, alors que lorsque les vitesses de courant acoustique sont inférieures à celles de l'écoulement, les effets d'intensification associés aux phénomènes convectifs ultrasonores sont fortement atténués. Par conséquent, lorsque le débit augmente, les valeurs de coefficient d'échange thermique mesurées pour une position fixe de la plaque chauffante restent constantes lors de l'utilisation de la cavitation, alors qu'elles diminuent lors de l'utilisation du courant acoustique, si les vitesses qui y sont associées sont inférieures à celles de l'écoulement. En revanche, lorsque les vitesses mises en jeu par le courant acoustique sont supérieures à celles de l'écoulement, les valeurs du coefficient d'échange thermique, obtenues en régime ultrasonore, sont insensibles aux variations du débit.

La sensibilité au nombre de Reynolds, et donc à la turbulence déjà existante peut être évaluée grâce au facteur d'intensification thermique. Ce dernier permet de mesurer l'écart relatif entre les valeurs du coefficient d'échange thermique obtenues en régime silencieux et ultrasonore.

Il est apparu que pour une puissance ultrasonore fixée, le facteur d'intensification thermique diminue toujours à mesure que le nombre de Reynolds augmente, et ce quel que soit le phénomène ultrasonore étudié. Ce comportement est parfaitement normal puisque l'augmentation du nombre de Reynolds peut être vue comme un indicateur de l'augmentation de la turbulence produite naturellement par un écoulement en régime silencieux. Par conséquent, toujours à puissance ultrasonore fixe et en admettant que l'augmentation du nombre de Reynolds n'ait aucune influence sur le taux de turbulence produit par un phénomène ultrasonore comme la cavitation (cas observé à 25 kHz) ou le courant acoustique (cas observé à 2 MHz), cela signifie que les ultrasons sont capables de produire un taux de turbulence constant. Ce point a également été présenté au cours du chapitre IV. Ce phénomène implique que les valeurs de coefficient d'échange thermique sont insensibles à l'augmentation du nombre de Reynolds (cas observés à 25 kHz et 2 MHz). Comme l'augmentation du nombre de Reynolds dans un écoulement exempt d'ultrasons entraîne une augmentation du coefficient d'échange thermique, il existe nécessairement une valeur du nombre de Reynolds au-delà de laquelle les ultrasons deviennent inefficaces. La solution serait alors d'utiliser une puissance ultrasonore supérieure. Ce nombre de Reynolds limite, peut être vu comme le nombre de Reynolds équivalent produit par des ultrasons, puisque menant aux mêmes effets thermiques.

Il est à noter que les mesure PIV réalisées dans le canal au cours de cette étude, situent la première fenêtre d'interrogation du début la plaque chauffante jusqu'à 1,8 mm dans l'écoulement. Par conséquent tous les phénomènes physiques, y compris la turbulence mesurée par le biais de la vitesse RMS, sont moyennés au sein de cette fenêtre d'interrogation. Au regard des résultats obtenus au cours de cette étude, il est possible de penser que des phénomènes extrêmement localisés se produisent dans cette région. Ainsi, afin d'assoir définitivement les analyses développées au cours de cette étude, il sera indispensable de réaliser des mesures PIV localisées au niveau de la couche limite visqueuse. L'analyse des phénomènes présents dans cette région de l'écoulement permettrait d'ajouter un point de vue local, à la vision macroscopique présentée dans ce mémoire.

L'optimisation industrielle d'un système d'échange thermique est également soumise à l'évaluation du ratio investissement-gain. En effet, ce n'est pas parce que les ultrasons sont utilisés dans des systèmes dont les conditions de fonctionnement permettent une intensification thermique significative, que leur intégration a nécessairement un sens du point de vue économique. L'aspect financier lié au coût des dispositifs ultrasonores eux-mêmes n'a pas été étudié dans ce travail, et nécessiterait une approche technico-économique approfondie. L'axe de réflexion développé grâce à l'obtention des résultats phénoménologiques obtenus issus des travaux expérimentaux présentés dans ce travail, s'est uniquement intéressé aux gains énergétiques et de compacité que les ultrasons peuvent permettre. Au cours de cette analyse, les gains obtenus grâce aux ultrasons sur la puissance de pompage ainsi que sur la compacité ont pu être exprimés en fonction du facteur d'intensification mesuré sur la section d'essais.

Dans l'absolu, l'intensification des transferts thermiques permet de maintenir des valeurs identiques de coefficient d'échange thermique tout en autorisant une diminution du nombre de Reynolds par une diminution du débit, et donc de la puissance de pompage. Mais, cette baisse

relative de la puissance de pompage ne se traduit par un gain énergétique significatif que dans le cas de conduites dont les diamètres sont inférieurs au millimètre. Compte tenu du coût de la technologie ultrasonore, et de la consommation énergétique liée à toute technique active d'intensification, l'intégration d'ultrasons sur des systèmes d'échangeurs industriels de grande dimension semble peu pertinente.

Néanmoins, en prenant en compte l'intégration des ultrasons au moment de la conception de l'échangeur de chaleur, il est possible de profiter de l'intensification thermique provoquée par les ultrasons pour augmenter la compacité de l'échangeur. L'analyse de cette approche a permis de mettre en évidence qu'en intégrant des dispositifs ultrasonores au moment de la conception d'un échangeur de chaleur, il serait possible d'en augmenter la compacité et de diminuer la puissance de pompage tout en maintenant un débit de production, des conditions de températures en entrée et en sortie du procédé ainsi qu'un coefficient d'échange thermique identiques. Bien entendu, cela n'a de sens qu'en prenant en compte les limites phénoménologiques présentées précédemment.

Cette analyse technologique repose en partie sur une hypothèse forte qui considère que les pertes de charges sont au moins identiques voire diminuent en régime ultrasonore par rapport au cas silencieux. Cette hypothèse, bien que fondée théoriquement, n'a jamais été vérifiée expérimentalement. C'est pourquoi, afin que toutes les analyses de cette étude soient directement vérifiées par l'expérience, des mesures de pertes de charge en régime ultrasonore, au sein d'une section d'essais spécialement conçue dans ce but, sont nécessaires. Ces essais s'ajoutent aux mesures PIV supplémentaires à réaliser sur ALTO, afin de mesurer avec précision les effets des ultrasons dans la couche limite visqueuse.

Pour résumer, à l'issue de ces travaux il est apparu que les ultrasons présentent un intérêt s'ils sont intégrés au moment de la conception d'un échangeur de chaleur. Ils permettent alors de gagner en compacité et en puissance de pompage. Il faut cependant veiller à ce que les régimes d'écoulement et les vitesses débitantes présents soient compatibles avec les effets ultrasonores utilisés. Bien que les effets de la cavitation soient insensibles à l'augmentation de la vitesse débitante en termes de valeurs absolues du coefficient d'échange thermique, le facteur d'intensification thermique diminue mécaniquement lors de l'augmentation du nombre de Reynolds avec un accroissement du coefficient d'échange thermique en régime silencieux. Comme les gains obtenus sur la compacité ainsi que sur la puissance de pompage sont directement exprimés en fonction de ce facteur d'intensification, l'usage des ultrasons peut rapidement perdre en intérêt. À cette remarque toujours vérifiée, il faut ajouter une précaution particulière liée à l'utilisation du courant acoustique. Si les vitesses produites par cet effet ultrasonore convectif sont inférieures à celles de la vitesse débitante de l'écoulement, l'effet sur les transferts thermiques sera extrêmement limité, et le coefficient d'échange thermique sera peu augmenté. Ceci entraîne mécaniquement une diminution des valeurs du facteur d'intensification, directement impliquées dans les gains en compacité et en puissance hydraulique de pompage accessibles.

La cavitation et le courant acoustique agissent tous deux à la fois sur la couche limite visqueuse et au cœur de l'écoulement. Cependant, ces deux effets n'agissent pas dans les

mêmes proportions au sein de ces deux régions distinctes de l'écoulement. La cavitation agit plus efficacement sur la couche limite visqueuse alors que le courant acoustique provoque un effet de mélange intense au cœur de l'écoulement. Du point de vu des transferts pariétaux, la combinaison de ces deux effets permet d'observer les meilleurs résultats.

Les ultrasons peuvent également permettre de diminuer significativement la température de paroi d'une surface dont le flux thermique est imposé. Cette propriété peut justifier à elle seule d'utiliser cette technologie si le contrôle de la température de paroi est un impératif dans un procédé.

Le choix d'intégrer, ou non, des ultrasons dans un système thermique n'est pas uniquement régit par des considérations thermiques. En effet, les propriétés de mélanges, ou sonochimiques des ondes ultrasonores, peuvent également entrer en ligne de compte, et doivent elles aussi faire l'objet d'une étude approfondie avant toute décision. Enfin l'aspect économique, relatif au coût de la technologie ultrasonore actuellement disponible est un paramètre non négligeable et doit, bien entendu, faire l'objet d'une étude technico-économique approfondie.

Bibliographie

- T. Açıklın, S. Garimella, A. Raman, J. Petroski** Characterization and optimization of the thermal performance of miniature piezoelectric fans [Journal] // International Journal of Heat and Fluid Flow. - 2007. - 4 : Vol. 28. - pp. 806-820.
- M. Arik, J. Petroski, A. Bar-Cohen, M. Demiroglu** Energy efficiency of low form factor cooling devices [Conference] // Proceedings of the ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition 2007 – Heat Transfer, Fluid Flows and Thermal Systems. - 2008.
- M. Atkas, B. Farouk, Y. Lin** Heat Transfer Enhancement by acoustic streaming in an enclosure [Journal] // Journal of Heat Transfer. - 2005. - Vol. 127. - pp. 1313-1321.
- P.W. Atkins** Chaleur et Désordre [Book]. - [s.l.] : Pour la science Belin, 1987. - ISBN 2-84245-018-2.
- R. Azizian, E. Doroodchib, T. McKrellc, J. Buongiorno, L.W. Hud, B. Moghtaderia** Effect of magnetic field on laminar convective heat transfer of magnetite nanofluids [Journal] // International Journal of Heat and Mass Transfer. - 2014. - Vol. 68. - pp. 94-109.
- C. Bailly, G. Comte-Bellot** Turbulence [Book]. - Paris : CNRS Edition, 2003.
- M. Barthès, G. Mazue, D. Bonnet, R. Vionnet, J-Y. Hihn, Y. Bailly** Characterization of the activity of ultrasound emitted in a perpendicular liquid flow using Particle Image Velocimetry (PIV) and electrochemical mass transfer measurements [Journal] // Ultrasonics . - 2015. - Vol. 59 . - pp. 72–78.
- J-L. Battaglia, A. Kusiak, J-R. Puiggali** Introduction aux transferts thermiques [Book]. - Paris : Dunod, 2010.
- A.E. Bergles, P.H. Newell** The influence of ultrasonic vibration on heat transfer to water flowing annuli [Journal] // International Journal of Heat and Mass Transfer. - 1965. - Vol. 8. - pp. 1273-2180.
- A.E. Bergles** Enhanced heat transfer: Endless frontier, or mature and routine? [Journal] // Journal of Enhanced Heat and Mass Transfer. - 1999. - 2-4 : Vol. 6. - pp. 79-88.
- A-M. Bianchi, Y. Fautrelle, J. Etay** Transferts thermiques [Book]. - Lausanne : Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 2004.
- F-G. Blake** [Report] : Technical Memo 12 / Acoustics research Laboratory ; Harvard University. - Cambridge, Massachusetts, USA : [s.n.], 1949.
- A. Bontemps, J-F. Fourmigué** Echangeurs de chaleur - Dimensionnement thermique, Les Techniques de l'Ingénieur, ref article: BE9517 V1, 2014
- J. Bossard** Caractérisation expérimentale du décrochage dynamique dans les hydroliennes à flux transverse par la méthode PIV (Particle Image Velocimetry) – Comparaison avec les résultats issus des simulations numériques [Report]. - Grenoble : Mémoire de Thèse de l'Université de Grenoble, 2012.

- A. Boutier, M. Elena** Vélométrie laser pour la mécanique des fluides [Book]. - [s.l.] : Lavoisier, 2012. - 1 : pp. 335-336. - ISBN 978-2-7462-3821-3.
- J. Cai, X. Li, B. Liu, X. Huai** Effect of cavitating flow on forced convective heat transfer a modeling study [Journal] // Chin. Sci. Bull. . - 2014. - 14 : Vol. 59. - pp. 1580-1590.
- J. Cai, X. Huai, R. Yan, Y. Cheng** Numerical simulation on enhancement of natural convection heat transfer by acoustic cavitation in a square enclosure [Journal] // Applied Thermal Engineering. - 2009. - Vol. 29. - pp. 1973-1982.
- B. Cantwell, D. Coles, P. Dimotakis** Structure and entrainment in the plane of symmetry of a turbulent spot [Journal] // Journal of Fluid Mechanics. - 1978. - 4 : Vol. 87. - pp. 641-672.
- S. Carnot** Réflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres à développer cette puissance [Book]. - 1824.
- M. Chaudhari, B. Puranik, A. Agrawal** Heat transfer characteristics of synthetic jet impingement cooling [Journal] // International Journal of Heat and Mass Transfer . - 2010. - 5-6 : Vol. 53. - pp. 1057-1069.
- M. Chaudhari, B. Puranik, A. Agrawal** Multiple orifice synthetic jet for improvement in impingement heat transfer [Journal] // International Journal Heat and Mass Transfer . - 2011. - 9-10 : Vol. 54 . - pp. 2056-2065.
- S. Choi, J. Eastman** Enhancing Thermal Conductivity of Fluids with Nanoparticles [Journal]. - 1995.
- A. Dewan, P. Mahanta, K. Sumithra Raju, P Suresh Kumar** Review of passive heat transfer augmentation techniques [Journal] // Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy. - 2004. - Vol. 218.
- Z. Douglas, T. Boziuk, M. Smith, A. Glezer,** Acoustically Enhanced Boiling Heat Transfer [Book]. - Budapest : [s.n.], 2007.
- C. Eckart** Vortices and streams caused by sound waves [Journal] // Physical Review. - 1948. - 1 : Vol. 73.
- S. Eiamsa-ard, P. Promvong** Experimental investigation of heat transfer and friction characteristics in a circular tube fitted with V-nozzle turbulators [Journal] // International Communications in Heat and Mass Transfer. - 2006. - Vol. 33. - pp. 591-600.
- S. Eiamsa-ard, P. Promvong** Thermal characterization of turbulent tube flows over diamond-shaped elements in tandem [Journal] // International Journal of Thermal Sciences. - 2010. - Vol. 49. - pp. 1051-1062.
- S. Eiamsa-arda, S. Pethkool, C. Thianpong, P. Promvong** Turbulent flow heat transfer and pressure loss in a double pipe heat exchanger with louvered strip inserts [Journal] // International Communications in Heat and Mass Transfer. - 2007. - 2 : Vol. 35. - pp. 120-129.
- S.A. Elder** Cavitation microstreaming [Journal] // The Journal of Acoustical Society of America. - 1958. - Vol. 31. - pp. 54-64.

- H.V Fairbanks** Influence of ultrasound upon heat transfer systems [Conference] // 1979 Ultrasonic Symposium / ed. Engineers Institute of Electrical and Electronics. - 1979.
- R.M Fand, J. Kave** Acoustic streaming near heated cylinder [Journal] // The Journal of Acoustical Society of America. - 1960. - 5 : Vol. 32.
- J.L Fernandez, R Poulter** Radial mass flow in electrohydrodynamically-enhanced forced heat transfer in tubes [Journal] // International Journal of Heat and Mass Transfer . - 1987. - Vol. 30. - pp. 2125-2136.
- S. Ferrouillat, A. Bontemps, J-P. Ribeiro, J-A. Gruss, O. Soriano** Hydraulic and heat transfer study of SiO₂/water nanofluids in horizontal tubes with imposed wall temperature boundary conditions [Journal] // International Journal of Heat and Fluid Flow. - 2011.
- Y. Finkelstein, A. Tamir** Formation of gas bubbles in supersaturated solutions of gases in water. [Journal] // AIChE J. - 1985. - Vol. 31. - p. 1409.
- I.C. Finlay** Heat transfer enhancement by addition of a liquid phase [Journal] // Nature. - 1967. - Vol. 214.
- J. Fourier** Théorie analytique de la chaleur [Book]. - Paris : [s.n.], 1822.
- J.W Gauntner, J. Livingood, P. Hrycak** Survey of literature on flow characteristics of a single turbulent jet impinging on a flat plate [Journal] // Technical report NASA TN D-5652 NTIS N70-18963 / ed. NASA. - 1970.
- A. Gavili, F. Zabihi, T.D. Isfahani, J. Sabbaghzadeh** The thermal conductivity of water base ferrofluids under magnetic field [Journal] // Experimental Thermal and Fluid Science. - 2012. - Vol. 41. - pp. 94-98.
- C. Gazanhes, M. Jessel** Techniques de l'ingénieur: Ultrasons e2690 [Report]. - [s.l.] : Techniques de l'ingénieur, 1970.
- N. Gondrexon, Y. Rousselet, M. Legay, P. Boldo, S. Le Person, A. Bontemps** Intensification of heat transfer process: Improvement of shell-and-tube heat exchanger performances by means of ultrasound [Journal] // Chemical Engineering and Processing: Process Intensification. - 2010 . - Vol. 49. - pp. 936–942.
- R.K. Gould** Heat transfert across a solid-liquid interface in the presence of acoustic streaming [Journal] // The Journal of Acoustical Society of America. - 1965. - 1 : Vol. 40.
- GRETh** Manuel Technique du GRETh [Book]. - 1987. - Vol. I : 3.
- J-A. Gruss, J-P Ribeiro** Nanofluides pour les applications thermiques [Journal] // Techniques de l'ingénieur, nm5115. - 2009.
- S. Gunes, V. Ozceyhan, O. Buyukalaca** Heat transfer enhancement in a tube with equilateral triangle cross sectioned coiled wire inserts [Journal] // Experimental Thermal and Fluid Science. - 2010. - Vol. 34. - pp. 684–91.
- E. Guyon, J-P. Hulin, L. Petit** Hydrodynamique physique [Book]. - [s.l.] : EDP Sciences , 2001. - ISBN 2-86883-502-3.

J.K. Hagge, G.H. Junkhan Mechanical Augmentation of Convective Heat Transfer in Air [Journal] // Journal of Heat Transfer. - 1975. - 4 : Vol. 97. - pp. 516-520.

T. Hoshino, H. Yukawa Physical mechanism of heat transfer from heated and cooled cylinder to water in ultrasonic standing wave fields [Journal] // Journal of chemical Engineering of Japan. - Denver, Colorado, U.S.A. : [s.n.], 1977.

T. Hoshino, H. Yukawa, S. Saito Effect of ultrasonic vibrations on free convective heat transfer from heated wire to water [Journal] // Kagaku Kogaku Ronbunshu. - 1975. - 1 : Vol. 1. - pp. 99-103.

V.F. Humphrey Ultrasound and matter - Physical interaction [Journal] // Progress in Biophysics and Molecular Biology. - 2007. - Vol. 93. - pp. 195-211.

A. Ihara, H. Watanabe On the flow around flat plates oscillating with large amplitude [Journal] // Journal of fluid and structure. - 1994. - Vol. 8. - pp. 601-619.

K. Jambunathan, E. Lai, M.A. Moss, B.L. Button A review of heat transfer data for single circular jet impingement [Journal] // International Journal of Heat and Fluid Flow. - 1992. - 2 : Vol. 13. - pp. 106-115.

J.P. Joule On the Mechanical Equivalent of Heat [Journal] // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. - 1850. - Vol. 140. - pp. 61-82.

S. Kakaç, A. Pramuanjaroenij Review of convective heat transfer enhancement with nanofluids [Journal] // International Journal of Heat and Mass Transfer. - 2009. - Vol. 52. - pp. 3187-3196.

R.D. Keane, R.J. Adrian Optimization of particle image velocimeters: II. Multiple pulsed systems [Journal] // Measurement Science and Technology. - 1991. - Vol. 2. - pp. 963-974.

H. Kiani, D.W. Sun, Z. Zhang The effect of ultrasound irradiation on the convective heat transfer rate during immersion cooling of a stationary sphere [Journal] // Ultrasonics Sonochemistry. - 2012. - Vol. 19. - pp. 1238-1245.

J. Kim Spray cooling heat transfer: The state of the art [Journal] // Heat and Fluid Flow. - 2006. - Vol. 28. - pp. 735-767.

H.Y. Kim, Y.G. Kim, B.H. Kang Enhancement of natural convection and pool boiling heat transfer via ultrasonic vibration [Journal] // International Journal of Heat and Mass Transfer 47 (2004) 2831-2840. - 2004. - Vols. 47 (2004) 2831-2840. - pp. 2831-2840.

V. Kongkaitpaiboon, K. Nanan, S. Eiamsa-ard Experimental investigation of heat transfer and turbulent flow friction in a tube fitted with perforated conical-rings [Journal] // International Communications in Heat and Mass Transfer. - 2010. - Vol. 37. - pp. 560-567.

P. Kotchaphakdee, M.C. Williams Enhancement of nucleate pool boiling with polymeric additives [Journal] // International Journal of Heat and Mass Transfer. - 1970. - 5 : Vol. 13.

M. Lajvardi, J. Moghimi-Rad, I. Hadi, A. Gavili, T.D. Isfahani, F. Zabihi, J. Sabbaghzadeh Experimental investigation for enhanced ferrofluid heat transfer under

magnetic field effect [Journal] // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2010. - 21 : Vol. 322. - pp. 3508-3513.

L. Landau, E. Lifshitz Mécanique des fluide, Cours de physique théorique [Book]. - [s.l.] : MIR. - Vol. 6.

LaVision Product Manual DaVis 8.3 Software [Book]. - Göttingen : [s.n.], 2015.

LaVision Product-Manual Flow Master // DaVis 8.2. - Sptember 2014.

L. Léal, M. Miscovic, P. Lavieill, M. Amokrane, F. Pigache, F. Topin, B. Nogarède, L. Tadrist An overview of heat transfer enhancement methods and new perspectives Focus on active methods using electroactive materials [Journal] // International Journal of Heat and Mass Transfer. - 2013. - Vol. 61. - pp. 505–524.

S.Y. Lee, Y.D. Choi Turbulence enhancement by ultrasonically induced gaseous cavitation in the CO₂ saturated water [Journal] // KSME International Journal. - 2002. - 2 : Vol. 16. - pp. 246- 254.

D.R. Lee, B-G. Loh Smart cooling technology utilizing acoustic streaming [Journal] // IEEE Transaction on Components and Packaging Technologies. - Decembre 2007. - 4 : Vol. 30.

M. Legay, N. Gondrexon, S. Le Person, P. Boldo, A. Bontemps Enhancement of heat transfer by ultrasound: Review and Recent advances [Journal] // International Journal of Chemical Engineering. - 2011.

M. Legay, B. Simony, P. Boldo, N. Gondrexon, S. Le Person, A. Bontemps Improvement of heat transfer by means of ultrasound: Application to a double-tube heat exchanger [Journal] // Ultrasonics Sonochemistry . - 2012. - Vol. 19. - pp. 1194–1200.

T.G. Leighton From sea to surgeries, from babbling brooks to baby scans: bubble acoustics at ISVR [Journal] // Proceeding of the institute of acoustics. - 2004. - Vol. 26.

T.G. Leighton The acoustic bubble [Book]. - Londre : Academic press, 1994.

R. Lemlich, C-K. Hwu The effect of acoustic vibration on forced convective heat transfer [Journal] // American Institute of Chemical Engineers . - 1961. - 1 : Vol. 7. - pp. 102-106.

X-W. Li, J-A. Meng, Z-Y. Guo Turbulent flow and heat transfer in discrete double inclined ribs tube [Journal] // International Journal of Heat and Mass Transfer. - 2009. - 3-4 : Vol. 52. - pp. 962-970.

S. Liu, M. Sakr A comprehensive review on passive heat transfer enhancements in pipes exchanger [Journal] // Renewable and Sustainable Energy Reviews. - 2013. - Vol. 19. - pp. 64-81.

B-G. Loh, S. Hyun, P.I. Ro, C. Kleinstreuer Acoustic streaming induced by ultrasonic flexural vibrations and associated enhancement of convective heat transfer [Journal] // The Journal of Acoustical Society of America. - 2002. - 2 : Vol. 111.

H. Maddah, M. Alizadeh, N. Ghasemi, S.R. Wan Alwi Experimental study of Al₂O₃/water nanofluid turbulent heat transfer enhancement in the horizontal double pipes fitted with

modified twisted tapes [Journal] // International Journal of Heat and Mass Transfer. - 2014. - Vol. 78. - pp. 1042-1054.

H. Maekawa, N. Baba Development of the mixing layer forced by acoustic waves (effect of acoustic excitation on the turbulent statistics of a mixing layer) [Journal] // Japan Society of Mechanical Engineers International Journal. - 1998. - 1 : Vol. 41. - pp. 36-44.

A. Mandroyan, R. Viennet, Y. Bailly, M.L Doche, J-Y. Hihn Modification of the ultrasound induced activity by the presence of an electrode in a sonoreactor working at two low frequencies (20 and 40 kHz). Part I: Active zone visualisation by laser tomography [Journal] // Ultrasonics Sonochemistry. - 2009. - pp. 88-96.

A. Mandroyan, M.L. Doche, J-Y. Hihn, R. Viennet, Y. Bailly, L. Simonin Modification of the ultrasound induced activity by the presence of an electrode in a sono-reactor working at two low frequencies (20 and 40 kHz). Part II: Mapping flow velocities by particle image velocimetry (PIV) [Journal] // Ultrasonic Chemistry. - 2009. - Vol. 16. - pp. 97-104.

G. Maurice Thèse // Etude expérimentale de l'interaction turbulence cavitation dans un écoulement de marche descendante cavitant. - Grenoble : [s.n.], 2014.

G. Mazue, R. Viennet, J-Y. Hihn, D. Bonnet, M. Barthes, Y. Bailly, I. Albaïna Influence of a perpendicular liquid flow on a cleaning process using a 20 kHz ultrasound - Characterization of the agitation at vicinity of the surface opposite to the transducer [Journal] // The Canadian Journal of Chemical Engineering. - 2015. - Vol. 93. - pp. 201-205.

G. Mazue Caractérisation de l'activité ultrasonore forte puissance à basse fréquence en présence d'une hydrodynamique perturbée [Report]. - Thèse de l'Université de Franche-Comté : [s.n.], 2012.

J.E McElhiney, G.W Preckshot Heat transfer in the entrance length of a horizontal rotating tube [Journal] // International Journal of Heat and Mass Transfer. - 1977. - 8 : Vol. 20. - pp. 847-854.

J.A. Meng, X.G. Liang, Z.X. Li Field synergy optimization and enhanced heat transfer by multi-longitudinal vortexes flow in tube [Journal] // International Journal of Heat and Mass Transfer. - 2005. - 16 : Vol. 48. - pp. 3331-3337.

A. Monnot, P. Boldo, N. Gondrexon, A. Bontemps Enhancement of Cooling Rate by Means of High Frequency Ultrasound [Journal] // Heat Transfer Engineering . - 2007. - 1 : Vol. 28.

Y. Mori, T. Fukada, W. Nakayama Convective heat transfer in a rotating radial circular pipe (2nd report) [Journal] // International Journal of Heat and Mass Transfer. - 1971. - 11 : Vol. 14. - pp. 1807-1824.

B. Moudjed Caractérisation expérimentale et théorique des écoulements entraînés par ultrasons. Perspectives d'utilisation dans les procédés de solidification du silicium photovoltaïque [Report]. - Thèse de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon : [s.n.], 2014.

- E.A. Neppiras, B.E. Noltingk** Cavitation produced by ultrasonics: theoretical conditions for the onset of cavitation [Journal] // Proceedings of the Physical Society. - 1951. - Vol. B64. - pp. 1032-1038.
- S. Nomura, K. Murakami, Y. Aoyama, J. Ochi** Effects of changes in frequency of ultrasonic vibrations on heat transfer [Journal] // Heat Transfer-Asian Research. - 2000. - 5 : Vol. 29.
- S. Nomura, M. Nakagawa** Ultrasonic enhancement of heat transfert on narrow surface [Journal] // Heat Transfer-Japanese Research. - 1993. - 6 : Vol. 22.
- S. Nomura, Y. Sasaki, K. Murakami** Flow pattern in a channel during application of ultrasonic vibration [Journal] // Japanese Journal of Applied Physics. - 2000. - Vol. 39. - pp. 4987-4989.
- S. Nomura, K. Murakami, K. Kawada** Effects of Turbulence by Ultrasonic Vibration on Fluid Flow in a Rectangular Channel [Journal] // Jpn. J. Appl. Phys. - Novembre 2002. - 11A : Vol. 41. - pp. 6601-6605.
- S. Nomura, A. Yamamoto, K. Murakami** Ultrasonic Heat Transfer Enhancement Using a Horn-Type Transducer [Journal] // Japanese Journal of Applied Physics. - 2002. - Vol. 41. - pp. 3217-3222.
- S.V. Orandrou, J.C. Roy , Y. Bailly, E. Poncet, L. Girardot, D. Ramel** Determination of the heat transfer coefficientsfor the combined natural and streaming convection on anultrasonic transducer [Journal] // International Journal of Heat and Mass Transfer. - 2013. - Vol. 62. - pp. 402-410.
- C. Petrier, N. Gondrexon, P. Boldo** Techniques de l'ingénieur: Ultrasons et sonochimie AF6310 [Report]. - [s.l.] : Techniques de l'ingénieur, 2008.
- J. Philip, P. D. Shima1, B. Raj** Enhancement of thermal conductivity in magnetite based nanofluid due to chainlike structures [Journal] // Applied Physics Letters. - 2007. - Vol. 91.
- L. Prandtl, O. Tietjens** Hydro und Aeromechanik nach Vorleungen von L. Prandtl. Bd I Gleichgewicht und reibungslose Bewegung, Bd II Bewegung reibender Flüssigkeiten und technische Anwendugen [Journal]. - Berlin : [s.n.], 1929/1931.
- P. Promvonge, T. Chompookham, S. Kwankaomeng, C. Thianpong** Enhanced heat transfer in a triangular ribbed channel with longitudinal vortex generators [Journal] // Energy Conversion and Management. - 2010. - 6 : Vol. 51. - pp. 1242–1249.
- P. Promvonge** Thermal augmentation in circular tube with twisted tape and wire coil turbulators [Journal] // Energy Conversion and Management. - 2008. - Vol. 49. - pp. 5949-2955.
- M. Rahimi, M. Abolhasani, N. Azimi** High frequency ultrasound penetration through concentric tubes: illustrating cooling effects and cavitation intensity [Journal] // Heat and Mass Transfer. - 2015. - Vol. 51. - pp. 587–599.
- O. Reynolds** An Experimental Investigation of the Circumstances Which Determine Whether the Motion of Water in Parallel Channels Shall Be Direct or Sinuous and of the Law of

Resistance in Parallel Channels [Journal] // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. - 1883. - Vol. 174. - pp. 935-982.

O. Reynolds On the dynamic theory of incompressible viscous fluids and determination of the criterion [Journal] // Philosophical Transactions of the Royal Society. - 1894. - 123 : Vol. 186.

D.P Rini, R.H. Chen, L.C. Chow Bubble behavior and nucleate boiling heat transfer in saturated FC-72 spray cooling [Journal] // Journal of Heat Transfer. - 2002. - 1 : Vol. 124. - pp. 63–72.

P.I. Ro, B-G. Loh Feasibility of Using Ultrasonic Flexural Waves as a cooling mechanism [Journal] // IEEE Transaction on Industrial electronics. - Fevrier 2001. - 1 : Vol. 48.

J. Sapirel Techniques de l'ingénieur: Ultrasons E1910 [Report]. - [s.l.] : Techniques de l'ingénieur, 1994.

F. Scarano, M.L. Riethmuller Advances in iterative multigrid PIV image processing [Journal] // Experimental Fluids. - 2000. - Vol. 26. - pp. 513–523.

H. Schlichting, K. Gersten Boundary layer theory [Book]. - [s.l.] : Springer, 1999.

F.O. Schmitt, C.H Johnson, A.R. Olson Oxidation promoted by ultrasonic radiation [Journal] // Journal of American Chemical Society. - 1929. - Vol. 51.

R.K. Shah, M.S. Bhatti Laminar convection heat transfer in ducts [Book Section] // Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer. - New York : John Wiley & Sons, 1987. - 3rd ed..

M. Sheikholeslami, M. Gorji-Bandpy, D.D. Ganji Review of heat transfer enhancement methods: Focus on passive methods using swirl flow devices [Journal] // Renewable and Sustainable Energy Reviews. - 2015. - Vol. 49. - pp. 444-469.

B.L. Smith, A. Glezer The formation and evolution of synthetic jets [Journal] // Physics of Fluids . - 1998. - Vol. 10. - pp. 2281–2297.

S. Someya, Y. Li, K. Ishii, K. Okamoto Combined two-dimensional velocity and temperature measurements of natural convection using a high-speed camera and temperature-sensitive particles [Journal] // Experiments in fluids. - Mai 23, 2010. - Vol. 50. - pp. 65-73.

T. Sun, A.S. Teja Density, Viscosity and Thermal Conductivity of Aqueous Solutions of propylen glycol, dipropylen glycol and tripropylen glycol between 290 K and 490 K [Journal] // Journal Chemical Engineering Data . - 2004. - Vol. 49. - pp. 1311-1317.

S. Tabatabaeikia, H.A. Mohammed, N. Nik-Ghazali, B. Shahizare Heat Transfer Enhancement by Using Different Types of Inserts [Journal] // Advances in Mechanical Engineering. - 2014.

J. Taine, E. Iacona, J-P. Petit Transferts thermiques, Introduction aux transferts d'énergie [Book]. - [s.l.] : Dunod, 2008. - 1. - ISBN 978-2-10-051625-4.

- B. Tajik, A. Abbassi, M. Saffar-Avval, A. Abdullah, H. Mohammad-Abadi** Heat transfer enhancement by acoustic streaming in a closed cylindrical enclosure filled with water [Journal] // International Journal of Heat and Mass Transfer. - 2013. - Vol. 60. - pp. 230-235.
- R.A. Taylor, P.E. Phelan** Pool boiling of nanofluids: comprehensive review of existing data and limited new data [Journal] // International Journal of Heat and Mass Transfer. - 2009. - 23–24 : Vol. 52 . - pp. 5339–5347.
- D.G. Thomas** Enhancement of Film Condensation Heat Transfer Rates on Vertical Tubes by Vertical Wires [Journal] // Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals. - 1967. - 1 : Vol. 6.
- D.G. Thomas** Enhancement of forced convection heat transfer coefficient using detached turbulence promoters [Journal] // Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development. - 1967. - 3 : Vol. 6.
- M.R. Thompson, D.L. Denny, W.Z. Black, J.G. Hartley, A. Glezer** Cooling of microelectronic devices using synthetic jet technology [Conference] // 11th European Microelectronics Conference. - 1997. - pp. 362-366.
- F. Tingaud, S. Ferrouillat, S. Colasson, A. Bontemps, O. Bulliard-Sauret** Experimental characterisation of the thermal behaviour of different materials submitted to ultrasound in an ultrasonic fountain [Journal]. - 2013. - 4 : Vol. 20. - pp. 1046-1053.
- Y. Tisseau, P. Boldo, N. Gondexon, A. Bontemps** Conception et étude préliminaire d'un échangeur de chaleur tubes et calandre assisté par ultrasons [Conference] // 18ème Congrès Français de Mécanique. - Grenoble : [s.n.], 2007.
- C.T. Walker, C.E. Adams** Thermal effects of acoustic streaming near a cylindrical obstacle [Journal] // The Journal of the Acoustical Society of America . - 1959. - 31. - pp. 813-814.
- B. Weigand, S. Spring** Multiple jet impingement - a review [Journal] // Heat Transfer Research. - 2011. - 2, Sp. Iss. 5 : Vol. 42. - pp. 101-142.
- J. Westerweel** Fundamentals of digital particle image velocimetry [Journal] // Measurement Science and Technology. - 1997. - Vol. 8. - pp. 1379-1392.
- M. Wiklund, R. Green, M. Ohlin** Acoustofluidics 14: Applications of acoustic streaming in micro fluidic devices [Journal] // Lab Chip. - 2012. - Vol. 12. - pp. 2438-2451. - DOI: 10.1039/c2lc40203c.
- A.R. Williams, J.S. Slade** Ultrasonic dispersal of aggregates of *Sarcina lutea* [Journal] // Ultrasonics. - 1971. - Vol. 9. - pp. 85-87.
- S.W. Wong, W.Y. Chon** Effets of ultrasonic vibration on heat transfer to liquid by natural convection and by boiling [Journal] // AIChE. - 1969. - 2 : Vol. 15. - pp. 281-288.
- T. Wu, P.I. Ro** Heat transfer performance of a cooling system using vibrating piezoelectric beam [Journal] // Journal of Micromechanics and Microengineering. - 2005. - Vol. 15. - pp. 213-220.

- P. Xu, B. Yu, S. Qiu, H.J. Poh, A.S. Mujumdar** Turbulent impinging jet heat transfer enhancement due to intermittent pulsation [Journal] // International Journal of Thermal Science . - 2010. - 7 : Vol. 49. - pp. 1247-1252.
- H. Yamashiro, H. Takamatsu, H. Honda** Enhancement of Cooling Rate During Rapid Quenching of a Thin Wire by Ultrasonic Vibration [Journal] // Heat Transfer-Japanese Research. - 1998. - 1 : Vol. 27. - pp. 16-30.
- S.Y. Yang** Numerical investigation of heat transfer enhancement for electronic devices using an oscillating vortex generator [Journal] // Numer. Heat Transfer Part A – applications. - 2002. - 3 : Vol. 42. - pp. 269-284.
- G. Yang, L.C. Chow, M.R. Pais** Nucleate boiling heat transfer in spray cooling [Journal] // Journal of Heat Transfer . - 1996. - 3 : Vol. 118. - pp. 668-671.
- Y. Yao, X. Zhang, Y. Guo** Experimental Study on Heat Transfer Enhancement of Water-water Shell-and-Tube Heat Exchanger Assisted by Power Ultrasonic [Conference] // International Refrigeration and Air Conditioning Conference. - Purdue : [s.n.], 2010.
- S. Yoshizawa, T. Ikeda, A. Ito, R. Ota, S. Takagi, Y. Matsumoto** High intensity focused ultrasound lithotripsy with cavitating microbubbles [Journal] // Medical and Biological Engineering and Computing. - 2009. - Vol. 47. - pp. 851-860.
- H. Yukawa, T. Hoshino, H. Saito** Effect of ultrasonic vibration on free convection heat transfer from an inclinate plate in water [Journal] // Kagaku Kogaku Ronbunshu. - 1975. - 3 : Vol. 1. - pp. 229-234.
- Z. Zaric** Statistical evidence on the phenomena in wall layers of turbulent flows [Book Section] // Turbulent forced convection in channels and bundles / book auth. Kakac Spalding. - 1979. - Vol. 1.
- G.W. Zhou, Y.G. Wang, G. Middelberg, H. Herwig** Unsteady jet impingement: heat transfer on smooth and non-smooth surface [Journal] // International Communication on Heat and Mass Transfer . - 2009. - 2 : Vol. 36. - pp. 103-110.
- D. Zhou, X. Hu, D. Liu** Local convective heat transfer from a horizontal tube in an acoustic cavitation field [Journal] // Journal of Thermal Science . - 2004. - 4 : Vol. 13.
- D. Zhou** Heat transfer enhancement of copper nanofluid with acoustic cavitation [Journal] // International Journal of Heat and Mass Transfer. - 2004. - Vol. 47 . - pp. 3109–3117.

Résumé de la thèse :

L'objectif de cette thèse est de comprendre quels sont les phénomènes mis en jeu lors de l'intensification des transferts thermiques en convection forcée par les ultrasons.

Une section d'essais, nommée ALTO, a été conçue comme support expérimental. Elle consiste principalement en un canal d'écoulement rectangulaire vertical dont l'une des faces est constituée d'une plaque chauffante et l'autre d'un transducteur ultrasonore.

L'objectif est d'évaluer les valeurs du coefficient d'échange thermique local le long de la plaque chauffante avec et sans ultrasons. La caractérisation hydrodynamique de l'écoulement est menée par PIV (Particule Image Velocimetry). Les effets de la fréquence (influence de la présence de cavitation et / ou de courant acoustique), de la puissance ultrasonore ainsi que du nombre de Reynolds et de la viscosité du fluide sont testés dans cette étude.

Les résultats expérimentaux obtenus ont permis de déterminer le lien existant entre les modifications de l'hydrodynamique induites par la présence d'ultrasons et l'intensification des transferts thermiques observée.

Thesis Abstract

The aim of this work is to understand heat transfer enhancement in forced convection by ultrasound phenomena.

A test bench, named ALTO, was designed as experimental support. It consists mainly of a rectangular vertical flow channel. One face is made of a heating plate while the other one is an ultrasonic transducer.

Local heat transfer coefficients were determined along the heating plate with and without ultrasound. The hydrodynamic characterization of the flow was done by PIV (Particle Image Velocimetry). Acoustic frequency (influence of the presence of cavitation and / or acoustic streaming), ultrasonic power, Reynolds number and fluid viscosity effects are tested in this study.

The experimental results are used to determine the link between ultrasonic flow modifications and heat transfer enhancement.