



HAL
open science

Etude d'une méthode ultrasonore d'estimation des températures locales du sodium liquide en sortie cœur RNR-Na

Nicolas Massacret

► **To cite this version:**

Nicolas Massacret. Etude d'une méthode ultrasonore d'estimation des températures locales du sodium liquide en sortie cœur RNR-Na. Acoustique [physics.class-ph]. Aix-Marseille Université, 2014. Français. NNT: . tel-03337898

HAL Id: tel-03337898

<https://theses.hal.science/tel-03337898v1>

Submitted on 8 Sep 2021

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.

AIX MARSEILLE UNIVERSITE

ECOLE DOCTORALE DE SCIENCES POUR L'INGENIEUR :
MECANIQUE, PHYSIQUE, MICRO ET NANO ELECTRONIQUE

Thèse de Doctorat en mécanique
Spécialité : Acoustique

Soutenu par
Nicolas MASSACRET

le 10 janvier 2014

ETUDE D'UNE METHODE ULTRASONORE D'ESTIMATION DES TEMPERATURES LOCALES DU SODIUM LIQUIDE EN SORTIE CŒUR RNR-NA

Directeur de thèse : Joseph MOYSAN

Jury :

Philippe BLANC-BENON	Directeur de Recherche	LMFA, Ecole Centrale de Lyon	Examineur
Gilles CORNELOUP	Professeur des Universités	Aix-Marseille Université	Examineur
Hervé FRANKLIN	Professeur des Universités	Université du Havre	Rapporteur
Jean-Philippe JEANNOT	Ingénieur de Recherche	CEA Cadarache	Invité
Dimitri KOMATITSCH	Directeur de Recherche	LMA-CNRS	Examineur
Joseph MOYSAN	Professeur des Universités	Aix-Marseille Université	Directeur
Marie-Aude PLOIX	Ingénieur de Recherche	Aix-Marseille Université	Co-directrice
Catherine POTEL	Professeur des Universités	Université du Maine	Rapporteur

Remerciements

De nombreuses personnes ont contribué de près ou de loin à l'élaboration et à la réussite de cette thèse ; je les remercie sincèrement pour toute l'aide et le soutien qu'ils m'ont apportés.

Je remercie tout naturellement l'ensemble de mes encadrants : Joseph, Jean-Philippe J. et Marie-Aude qui m'ont suivi tout au long de ces trois ans, en leur qualité d'encadrants ou de chefs de laboratoire.

Merci aux différents chefs de laboratoire qui ont aussi fait le nécessaire pour la bonne réussite de cette thèse : Olivier Gastaldi et Gilles Corneloup. Merci aussi aux chefs de service du STPA : Jean-Claude Maguin et Eric Hervieu.

Je remercie l'ensemble des membres de mon jury de soutenance : Philippe Blanc-Benon, Gilles Corneloup, Hervé Franklin, Jean-Philippe Jeannot, Dimitri Komatitsch, Joseph Moysan, Marie-Aude Ploix et Catherine Potel. Je remercie aussi Hervé Franklin et Catherine Potel pour avoir rapporté ce manuscrit, ainsi que Philippe Blanc-Benon pour avoir accepté de présider ce jury.

Plus particulièrement je voudrais remercier Naïm Chaouch et Yoann Bonnefond, dont les programmes Labview m'ont permis d'acquérir l'ensemble des résultats expérimentaux de ce manuscrit. Un immense merci à Serge Albaladejo, sans qui IKHAR n'aurait certainement pas pu voir le jour. A Matthieu Cavaro, pour nos discussions techniques et son esprit scientifique rigoureux.

Je remercie aussi Jean-Philippe et Patrick GIACOPELLI de la société IGP de Pertuis, pour la bonne réalisation du banc IKHAR dans un temps restreint.

Je n'oublie pas non plus Thomas Curtelin, stagiaire de Master, pour son excellent travail et pour ses simulations SPECFEM rigoureuses qui intègrent ce manuscrit.

Je remercie l'ensemble de mes collègues de bureau, du LCND, du LIET et du LMA. Et plus particulièrement Alice, Audrey, Cédric, Emma, Emmanuel, Jean-Philippe Z., Kévin, Olivier D., Samir, pour leur bonne compagnie et pour nos discussions agréables au bord d'un thé ou d'un café.

J'ai une pensée particulière pour Bernard Tamain et Philippe Guimbal qui, lors de ma formation d'ingénieur à l'ENSICAEN puis au CEA, m'ont donné le goût de la recherche et de la curiosité scientifique.

Enfin, très sincèrement, je voudrais remercier l'ensemble de mes proches qui m'ont soutenu et supporté pendant ces trois années, et avec lesquels j'ai pu partager des moments essentiels pour moi.

Table des matières

Introduction.....	11
Chapitre 1. Contexte et étude bibliographique de la thermométrie ultrasonore	13
1.1. Les réacteurs nucléaires à neutrons rapides refroidis au sodium.....	13
1.1.1. Notions de physique neutronique.....	13
1.1.2. Historique des RNR-Na en France	14
1.1.3. Développement des réacteurs nucléaires de 4 ^{ème} génération.....	16
1.2. Objectifs et méthodes de la thermométrie en sodium liquide.....	17
1.2.1. Objectifs de la thermométrie dans les RNR-Na.....	17
1.2.2. Mesures par thermocouple.....	18
1.2.3. Mesures par fibre optique.....	20
1.2.4. Mesures par ultrasons.....	21
1.2.5. Choix de la méthode de thermométrie et problématique de la thèse	24
1.3. Etat de l'art de la thermométrie ultrasonore.....	26
1.3.1. Etudes expérimentales en sodium	26
1.3.2. Les expériences en eau.....	34
1.4. Objectifs des travaux de thèse	44
Chapitre 2. Etude du milieu et des modèles de propagation des ultrasons.....	47
2.1. Caractéristiques thermo-hydrauliques du sodium en sortie du coeur	47
2.1.1. Etudes expérimentales des inhomogénéités thermiques.....	47
2.1.2. Données provenant de simulations thermo-hydrauliques	52
2.2. Modélisation de la propagation ultrasonore	56
2.2.1. Code CIVA.....	57
2.2.2. Code SPECFEM.....	60
2.2.3. Etablissement de l'équation d'onde.....	64
2.2.4. Simplification de modèle à l'aide des équations paraboliques.....	70
2.2.5. Théorie des rayons et méthode des faisceaux gaussiens	74
2.2.6. Conclusion sur les méthodes de modélisation de la propagation	84
Chapitre 3. Définition du code rayon en sodium liquide et simulations numériques	85
3.1. Implémentation du code de simulation	85
3.1.1. Mode de gestion des données thermo-hydrauliques	85
3.1.2. Architecture du code AcRaLiS.....	86
3.2. Présentation des données thermo-hydrauliques.....	91
3.2.1. Les données thermo-hydrauliques simulées de l'expérience PLAJECT	91

3.2.2.	Données thermo-hydrauliques représentatives de la géométrie de l'écoulement en sortie d'assemblage.....	94
3.3.	Simulation de la propagation des ultrasons au-dessus des assemblages de combustible ...	97
3.3.1.	Interaction des rayons acoustiques avec les champs simulés de température et de vitesse de l'expérience PLAJEST	97
3.3.2.	Influence de la géométrie de l'écoulement du sodium en sortie de cœur de RNR-Na sur la propagation des ultrasons.....	111
3.3.3.	Synthèse des simulations AcRaLiS.....	119
Chapitre 4.	Vérification expérimentale du code AcRaLiS.....	121
4.1.	Etude expérimentale de l'influence de la température sur la propagation des ultrasons .	121
4.1.1.	Objectif et principe général de l'expérience UPSilon.....	121
4.1.2.	Mise en œuvre des gradients thermiques	122
4.1.3.	Mise en œuvre de l'instrumentation ultrasonore.....	130
4.1.4.	Traitement du signal et acquisitions ultrasonores	133
4.1.5.	Simulation de l'expérience UPSilon par le code AcRaLiS	139
4.1.6.	Résultats de la simulation et comparaison avec les résultats expérimentaux	143
4.2.	Etude expérimentale de l'influence des turbulences sur la propagation des ultrasons.....	149
4.2.1.	Principe général de l'expérience	149
4.2.2.	Mise en œuvre de l'écoulement turbulent	149
4.2.3.	Contrôle et connaissance des instabilités de Kelvin-Helmholtz.....	155
4.2.4.	Choix des traducteurs ultrasonores et gestion de l'acquisition.....	158
4.2.5.	Résultats des premières acquisitions	159
4.2.6.	Conclusion	163
	Conclusion et perspectives.....	165
	Bibliographie.....	169
	Annexe 1 : Propriétés thermiques d'un fluide en écoulement turbulent.....	179
Annexe 2.	Evolution de la célérité des ultrasons en fonction de la température dans l'huile de silicone	183

Notations

NOTATIONS LATINES

C_p	Capacité thermique à pression constante
c_{us}	Célérité des ultrasons
f	Fréquence
k	Nombre d'onde
L	Longueur
\vec{n}	Vecteur directeur orthogonal à la direction de propagation d'une onde acoustique
\vec{N}	Vecteur unitaire colinéaire à la direction de propagation d'une onde acoustique
p	Pression
Pr	Nombre de Prandtl
Q	Opérateur de propagation
Re	Nombre de Reynolds
s	Entropie OU Abscisse curviligne
\vec{s}	Vecteur lenteur
T	Température
t	Temps
\vec{t}	Vecteur directeur colinéaire à la direction de propagation d'une onde acoustique
u	Paramètre physique lié au déplacement d'une onde acoustique
v	Vitesse de l'écoulement
w	Pulsation d'un signal acoustique
x	Position
X	Distance de propagation

NOTATIONS GRECQUES

α	Diffusivité thermique
$\epsilon(\vec{x})$	Indice de réfraction
λ	Longueur d'onde
ν	Viscosité cinématique
ρ	Masse volumique
$\bar{\tau}$	Tenseur des contraintes visqueuses
$\tau(\vec{x})$	Ensemble des points décrivant un front d'onde
χ	Compressibilité
ω	Fréquence angulaire
φ	Amplitude complexe

INDICES

0	Etat initial ou statique
i	Axe du système de coordonnées
p	Appartenant à un front d'onde
s	Isentropique

Abréviations

AcRaLiS	Acoustics Rays in Liquid Sodium
ASTRID	Advanced Sodium Technological Reactor for Industrial Demonstration
BCC	Bouchon Couvercle Coeur
BPI	Bouchage Partiel Instantané
BPP	Bouchage Partiel Progressif
BPT	Bouchage Total Instantané
BTP	Bouchage Total Progressif
CEA	Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives
CEGB	Central Electricity Generating Board
CFD	Computational Fluid Dynamic
CND	Contrôles Non Destructifs
DTN	Département des Technologies du Nucléaire
EDF	Electricité De France
EFR	European Fast Reactor
Euratom	(ou CEEA) Communauté européenne de l'énergie atomique
IKHAR	Instabilities of Kelvin Helmholtz for Acoustics Researchs
IPG	Institut Physique du Globe
ISIR	In-Service Inspection and Repair
JAEA	Japan Atomic Energy Agency
LCND	Laboratoire de Caractérisation Non Destructive
LIET	Laboratoire d'Instrumentation et d'Essais Technologiques
LMA	Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique
Na	Symbole chimique du Sodium

PIV	Particle Induced Velocimetry
PML	Perfect Mach Layer
RNR-Na	Réacteur à Neutrons Rapides refroidi au Sodium
SFR	Sodium Fast Reactor
SPX	Superphénix
STPA	Service de Technologies des Procédés Avancés
TECNA	Technologies du Sodium
TOFD	Time Of Flight Diffraction
UKAEA	United Kingdom of Atomic Energy Authority
UNGG	Réacteur à Uranium Naturel modérés au Graphite et refroidis au Gaz carbonique
UPSilon	Ultrasonic Path in Silicon Oil

Introduction

L'augmentation des besoins énergétiques ainsi que des normes de sûreté et de sécurité, associée à la volonté d'un développement durable, ont conduit de nombreux pays à vouloir développer des réacteurs dits de 4^{ème} génération. Ces réacteurs doivent répondre à des exigences bien définies en matière de prolifération nucléaire, de sûreté et de fiabilité, de compétitivité économique et de réduction des déchets. L'option de référence de la France pour cette nouvelle génération est le réacteur à neutron rapide refroidi au sodium [Gauché 2012]. Ce choix repose en grande partie sur le retour d'expérience dont la France dispose vis-à-vis de cette technologie, grâce à Rapsodie (1967), Phénix (1973) puis Superphénix (1985) : trois réacteurs français rapides refroidis au sodium. Dans le cadre de ce développement, la France prévoit de construire à l'horizon 2020 un prototype nommé ASTRID (Advanced Sodium Technological Reactor for Industrial Demonstration).

Pour que ce nouveau réacteur réponde aux exigences de la 4^{ème} génération, un partenariat constitué du CEA (Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives), de EDF (Electricité de France) et d'AREVA, a lancé un programme de recherche. L'un des axes de ce programme est le développement d'une instrumentation innovante et spécifique à ce type de réacteur.

Dans un réacteur, la connaissance de la température permet de surveiller différents paramètres de fonctionnement du cœur, tels que la puissance thermique délivrée au sodium lors de son passage dans les assemblages ou les variations de l'échauffement des assemblages. Cela participe en outre à renforcer la ligne de défense contre certains accidents pouvant mener à une fusion partielle ou totale du cœur. Dans les réacteurs Phénix et Superphénix cette mesure de température était assurée par des thermocouples. Certains inconvénients propres à cette méthode, telle que l'inertie thermique des doigts de gant contenant les thermocouples, ou la mesure trop éloignée de la sortie des assemblages, ont mené à étudier d'autres moyens de mesurer la température dans le sodium. Parmi les autres méthodes de thermométrie, une technique acoustique brevetée en 1985 par l'UKAEA [McKnight 1985] présente de nombreux avantages prometteurs en termes de rapidité de temps de réponse et de réduction de l'encombrement au-dessus du cœur du réacteur.

L'utilisation de cette méthode de thermométrie implique cependant la propagation d'un faisceau ultrasonore depuis le traducteur émettant les ultrasons jusqu'au lieu où la mesure de température doit être réalisée et le retour au traducteur. Lors de ce parcours, les ultrasons traversent des zones de température très différentes car un cœur de réacteur est composé d'assemblages divers qui n'ont pas tous les mêmes fonctions et caractéristiques. Ces ultrasons sont de plus soumis à de fortes turbulences engendrées par le sodium sortant du cœur à plusieurs mètres par seconde, des recirculations sont aussi possibles du fait du bouchon couvercle de cœur BCC au-dessus des assemblages. Dans un milieu d'une telle complexité, les ultrasons peuvent subir des déviations, des ralentissements ou accélérations engendrant des perturbations des mesures de température. L'utilisation de cette méthode de thermométrie ultrasonore en réacteur ne pourra donc pas se faire sans une bonne connaissance des perturbations engendrées par le milieu sur les ultrasons. L'objectif des travaux de thèse présentés ici est d'étudier précisément le potentiel de la thermométrie ultrasonore au-dessus du cœur ce qui requiert de décrire le plus précisément possible le milieu fluide au-dessus du cœur.

L'expérimentation dans le sodium liquide à haute température étant complexe et coûteuse à mettre en place, le développement d'un outil de simulation de la propagation des ultrasons est un moyen approprié pour prédire et pour quantifier ces perturbations et leurs influences sur la mesure de la température.

Le premier chapitre de la thèse présente tout d'abord le contexte industriel dans lequel cette étude se déroule. Puis la mesure de la température du sodium à la sortie des assemblages d'un cœur de réacteur est abordée : l'intérêt de cette mesure ainsi que les différentes méthodes utilisées ou à l'étude, pour la mettre en œuvre en réacteur, sont présentés. A l'issue de cette présentation, les choix qui ont conduit à une étude plus approfondie de la thermométrie acoustique sont expliqués. Un état de l'art de cette méthode, au travers diverses expériences réalisées dans le passé, permettent de dégager les différents axes de recherche de la thèse.

Le deuxième chapitre concerne l'étude détaillée du milieu ainsi que des modèles de propagation des ultrasons afin de choisir le modèle de propagation le plus adapté. Le modèle utilisé doit en effet répondre à deux exigences principales : il doit prendre en compte les caractéristiques thermo-hydrauliques du sodium liquide en sortie des assemblages, et permettre la simulation de l'ensemble des perturbations subies par les ultrasons lors de leur propagation. Il doit en outre nécessiter de faibles ressources numériques afin d'être facilement utilisable et donner rapidement des résultats.

Le troisième chapitre détaille l'implémentation du modèle choisi dans le code de simulation. Des premiers calculs sont réalisés avec cet outil de simulation, dans un milieu et une configuration les plus proches possibles de la réalité. Cela a nécessité l'utilisation et la création de jeux de données thermo-hydrauliques particuliers qui seront également décrits dans ce chapitre.

Enfin, le quatrième chapitre est consacré à la vérification expérimentale de ce code. Une première expérience a pour objectif de vérifier le bon fonctionnement du code concernant l'interaction des ultrasons avec les inhomogénéités thermiques du milieu. La seconde expérience mise en place permettra de vérifier si le code simule correctement l'interaction des ultrasons avec un écoulement turbulent. Les délais de conception et réalisation du dispositif expérimental n'ont pas permis de mener à son terme cette seconde expérience, mais il est ici détaillé son fonctionnement, ses objectifs et les premiers résultats sont présentés.

Les conclusions et les perspectives présenteront les développements envisagés à l'issue de ces travaux ainsi que les liens avec les autres études liées à ce milieu particulier que représente le sodium liquide.

Chapitre 1. Contexte et étude bibliographique de la thermométrie ultrasonore

La production d'électricité à partir de l'énergie nucléaire débuta en 1951 pour les Etats-Unis, qui furent les premiers dans ce domaine. Pour la France elle débuta à la fin des années cinquante. A cette date le CEA (Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives) utilisait des réacteurs à uranium naturel, modérés au graphite et refroidis au gaz carbonique (UNGG) pour produire de l'électricité et du plutonium à des fins militaire. En parallèle, des recherches étaient menées sur d'autres types de réacteurs nucléaires tels que les réacteurs à eau sous pression ou les réacteurs à neutrons rapides.

A cette époque les réacteurs à eau sous pression ont l'avantage de reposer sur une technologie robuste et déjà éprouvée aux Etats-Unis. C'est la raison principale qui poussera EDF à investir dans cette technologie pour débiter la construction de son parc de réacteurs au début des années soixante. Les réacteurs à neutrons rapides quant à eux possèdent un fort potentiel énergétique. Ce potentiel fut la source des motivations qui ont poussé les organismes de recherches à développer cette technologie jusqu'à aujourd'hui.

Ce chapitre présente tout d'abord l'historique des réacteurs rapides français refroidis au sodium (RNR-Na), puis il décrit certaines méthodes de thermométrie qui ont été utilisées ou sont à l'étude pour mesurer la température dans ces réacteurs. La comparaison de ces différentes méthodes permet d'indiquer les raisons qui ont conduit à l'étude d'une méthode de thermométrie ultrasonore particulière dans le cadre de cette thèse. Enfin l'analyse des expériences menées sur cette méthode permet de définir la problématique et les axes de recherches qui ont été développés lors de cette thèse.

1.1. Les réacteurs nucléaires à neutrons rapides refroidis au sodium

1.1.1. Notions de physique neutronique.

L'intérêt principal des réacteurs à neutrons rapides repose sur les réactions nucléaires qui se déroulent en son cœur. Une explication succincte de ces réactions est réalisée ici afin de comprendre les motivations qui ont poussé les organismes de recherches à développer cette technologie jusqu'à aujourd'hui.

Un réacteur nucléaire produit une énergie thermique, par la suite transformée en énergie électrique, grâce à la fission d'un atome sous l'effet d'un bombardement de neutrons.

Dans les réacteurs à eau sous pression, c'est l'uranium 235 (isotope fissile¹ qui compose l'uranium naturel à hauteur de 0,7%) qui est utilisé comme combustible. Pour réaliser ces fissions, un atome d'uranium 235 doit être bombardé par un neutron avec une énergie suffisamment basse, les neutrons du réacteur sont donc ralentis par un modérateur pour devenir thermiques. C'est l'eau qui est utilisée comme modérateur et caloporteur dans le réacteur.

Les réactions nucléaires qui se déroulent au sein d'un réacteur à neutrons rapides sont différentes et constituent leur avantage principal. Dans ce type de réacteur, des neutrons rapides (c'est-à-dire ayant une énergie relativement élevée) issus du cœur sont utilisés pour transformer de l'uranium 238 (isotope fertile² qui compose naturellement l'uranium à plus de 99%) en plutonium 239. Le plutonium 239 est un élément fissile qui peut ensuite être utilisé comme combustible du réacteur [Waltar 2012]. Cette capacité pour un réacteur nucléaire à produire plus d'éléments fissiles qu'il n'en consomme s'appelle la surgénération. Cela ajoutée à la présence importante d'Uranium 238 sur Terre, font des réacteurs à neutrons rapides un moyen très intéressant de produire de l'électricité pendant plusieurs siècles compte tenu des ressources énergétiques actuelles.

1.1.2. Historique des RNR-Na en France

Afin de pouvoir exploiter de manière industrielle le potentiel de la surgénération, le CEA et Euratom (Communauté européenne de l'énergie atomique) débutent la construction d'un réacteur expérimental en 1962 [IAEA 2006]. Ce réacteur nommé RAPSODIE est un réacteur de 20 Mégawatts thermiques refroidi au sodium, installé sur le site de Cadarache en France. Ce réacteur apparaît sur la Figure 1-1. Il diverge³ pour la première fois en 1967 et atteint rapidement ses objectifs, démontrant la capacité de la France à construire et exploiter ce type de réacteur. Il sera utilisé comme réacteur expérimental jusqu'en 1983.



Figure 1-1. Réacteur Rapsodie.

L'exploitation de ce nouveau type de réacteur représentait en effet un challenge principalement parce que le caloporteur utilisé pour extraire la puissance thermique du cœur ne pouvait plus être de l'eau, fluide modérant les neutrons. Le sodium au contraire n'est pas un modérateur et il a en plus la particularité de posséder une très bonne capacité calorifique, près de 7 fois meilleure que celle de

¹ Un isotope fissile peut subir une fission nucléaire sous l'effet d'un bombardement neutronique.

² Un isotope fertile peut produire un isotope fissile suite à la capture d'un neutron.

³ La divergence d'un réacteur signifie que des réactions nucléaires ont lieu dans son cœur.

l'eau, ce qui signifie qu'il est capable de stocker une importante quantité d'énergie thermique. En outre son coût est faible, de même que sa nocivité. C'est pour ces raisons que ce métal fut choisi comme caloporteur [Moreau 2000, Cacuci 2012]. Il présente cependant certaines propriétés dont il faut tenir compte lors de son utilisation : c'est en effet un métal liquide très réactif avec l'air et l'eau, et il est opaque. En parvenant à gérer toutes ces difficultés, le bon fonctionnement du réacteur Rapsodie a donc constitué une avancée très prometteuse pour la recherche nucléaire française.

Suite à ce premier succès, la construction d'un prototype industriel de RNR-Na est rapidement lancée. Dès 1968 les travaux du réacteur nommé Phénix débutent sur le site de Marcoule (cf. Figure 1-2 et Figure 1-3). Ce réacteur d'une puissance de 250 Mégawatts électriques diverge pour la première fois en 1973 [Sauvage 2004, IAEA 2007]. Il est alors exploité conjointement par le CEA et EDF. Phénix fonctionnera ainsi jusqu'en 2009.



Figure 1-2. Réacteur Phénix.

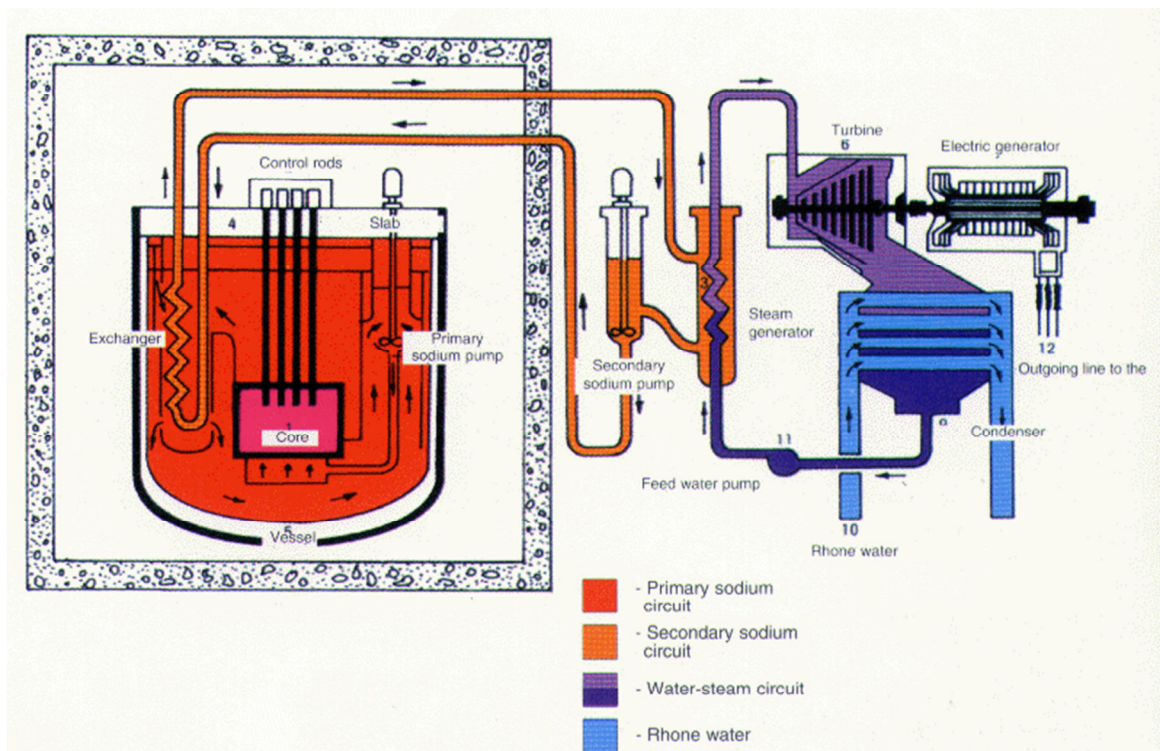


Figure 1-3. Schéma de fonctionnement du réacteur Phénix [IAEA 2006].

En 1974 la décision est prise par trois producteurs d'électricité européens (EDF, ENEL et RWE), de construire et d'exploiter une centrale nucléaire de 1200 Mégawatts électriques, reposant sur la technologie des RNR-Na. Les premiers travaux de cette centrale nommée Superphénix débutent en 1976 (cf. Figure 1-4) [IAEA 2007]. La mise en service s'effectue en 1985, mais suite aux problèmes qui se succèdent lors de son fonctionnement, le gouvernement décide d'arrêter définitivement le réacteur en 1997.



Figure 1-4. Réacteur Superphénix.

1.1.3. Développement des réacteurs nucléaires de 4^{ème} génération

En 2006 un forum international a lieu dans le but d'instaurer une coopération dans le développement des systèmes nucléaires de nouvelle génération. Ce forum nommé « Forum Génération IV » a permis de fixer de nouveaux objectifs concernant les réacteurs de quatrième génération. Ces objectifs concernent le développement durable, la compétitivité économique, la fiabilité, la résistance à la prolifération et la protection des personnes [Gauché 2012].

Six concepts de réacteurs nucléaires répondant à ces objectifs sont alors retenus par ce forum :

- Réacteur à très haute température,
- Réacteur à eau supercritique,
- Réacteur à sels fondus,
- Réacteur à neutrons rapides à caloporteur gaz,
- Réacteur à neutrons rapides à caloporteur sodium,
- Réacteur à neutrons rapides à caloporteur plomb.

De par le retour d'expérience important que la France possède avec les RNR-Na, ce type de réacteur a été retenu comme option de référence pour la France.

Cette technologie fait aussi l'objet de recherches dans d'autres pays : l'Inde, la Russie, la Chine et le Japon ont tous dans leurs parcs de centrales nucléaires des RNR-Na et ils prévoient tous la construction de nouveaux réacteurs plus puissants.

En France le CEA, EDF et AREVA, ont décidé de créer un partenariat pour coordonner leurs programmes de recherche de façon à travailler sur le projet d'un nouveau prototype de réacteur nucléaire. Ce prototype, nommé « ASTRID » (Advanced Sodium Technological Reactor for Industrial Demonstration) est prévu à l'horizon 2020 [Philippon 2010].

Parmi les nombreux développements requis pour atteindre le standard industriel, les trois partenaires ont lancé un programme de recherche nommé ISIR (In-Service Inspection and Repair) [Jadot 2011]. Ce programme de recherche a pour principal objectif de prendre en compte la configuration de ce nouveau réacteur et les caractéristiques propres au caloporteur afin de développer une instrumentation adaptée à la surveillance, à la protection en fonctionnement, et à l'inspection périodique des différents éléments de la cuve du réacteur ainsi qu'à leur réparation. Cette instrumentation doit aussi prendre en compte l'utilisation du sodium comme caloporteur.

L'un des paramètres à contrôler dans la cuve pour suivre le bon fonctionnement du réacteur est la température du sodium à la sortie du cœur. Les travaux développés dans cette thèse ont pour but de proposer une évaluation de ce paramètre par des mesures ultrasonores. Il sera indiqué dans le paragraphe suivant comment cette mesure de température est possible dans un tel milieu, et quelle est son utilité.

1.2. Objectifs et méthodes de la thermométrie en sodium liquide

Dans les précédents réacteurs français tels que Phénix et Superphénix la mesure de la température du sodium à la sortie du cœur était déjà réalisée, nous nous attachons tout d'abord au paragraphe 1.2.1 à décrire pourquoi et comment cette mesure était faite. De plus, étant donné que plusieurs études de recherches, comme le projet TECNA dans lequel s'inscrit cette thèse, visent à innover dans les méthodes de mesures en sodium : une présentation succincte de différentes technologies de mesures de température en sodium liquide sera réalisée dans les paragraphes 1.2.2 à 1.2.4.

1.2.1. Objectifs de la thermométrie dans les RNR-Na

Dans le cœur d'un SFR, le cœur est composé d'assemblages hexagonaux contenant plusieurs centaines d'aiguilles de combustible (271 aiguilles pour Phénix). Ces assemblages sont espacés de quelques millimètres. Suivant la hauteur des barres de contrôle qui traversent le cœur, les aiguilles de combustibles dégagent une énergie thermique variable. Le sodium pénétrant dans le cœur par la partie inférieure des assemblages est chauffé au contact des aiguilles et ressort par les têtes d'assemblage avec une température élevée. Une synthèse de plusieurs campagnes de simulations thermo-hydrauliques réalisées au CEA [Conti 2012], permet de donner un ordre de grandeur sur les températures de fonctionnement. En fonctionnement normal le sodium pénètre dans le cœur avec une température proche de 450°C et ressort avec une température variant entre 530°C et 570°C.

La mesure de cette température est nécessaire pour déterminer la cartographie de la température à la sortie de cœur. Celle-ci permet de surveiller les différents paramètres de fonctionnement du

réacteur tel que la puissance thermique délivrée au sodium, les variations de la température d'entrée du sodium dans le cœur. Les échanges de chaleur dans la chaîne de refroidissement peuvent ainsi être calculés, de même que les variations de débits dans les assemblages si la chaleur cédée par les aiguilles au sodium est connue.

D'autre part cette mesure de température est une ligne de défense contre certains incidents ou accidents pouvant mener à la fusion partielle ou totale du cœur. Ces accidents sont en l'occurrence la Remontée Intempestive de Barre (RIB), les différents types de Bouchages des assemblages de combustibles Partiel ou Total, qu'ils soient Progressif ou Instantanés (BPP, BPI, BTP ou BTI) et les pertes de débit lentes ou rapides avec une origine autre que le bouchage des canaux internes à l'assemblage (rupture LIPOSO) [Sakthivel 2010].

1.2.2. Mesures par thermocouple

Dans le cas des réacteurs Phénix et Superphénix, le suivi de cette température était assuré par des thermocouples insérés dans des doigts de gants à la verticale de chacun des assemblages à surveiller. Une photo du Bouchon Couvercle Cœur (BCC) de Superphénix, sous lequel apparaissent ces doigts de gant, est montrée à la Figure 1-5.

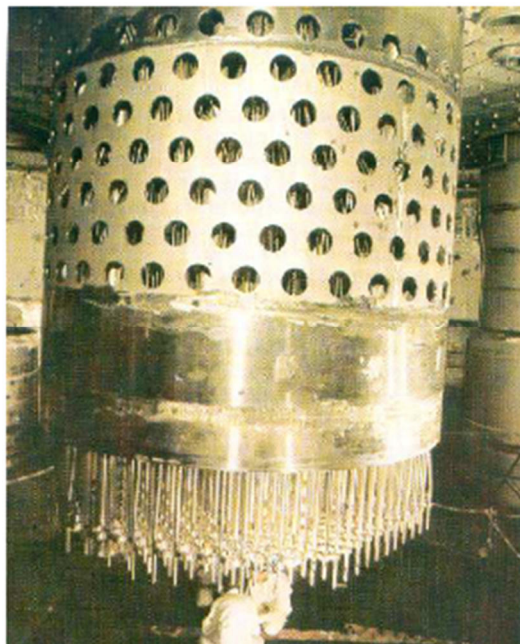


Figure 1-5. Forêt de doigts de gants sous le bouchon couvercle cœur de Superphénix

Dans Superphénix, deux types de thermocouples étaient insérés dans des doigts de gants secs (remplis d'Argon et d'Helium) : un de type chromel-alumel (type K) et un intrinsèque avec le couple sodium/inox [Sackett 1985]. L'avantage principal de ce type d'instrumentation est sa robustesse. La Figure 1-6 présente un plan d'une des cannes portant les thermocouples, immergées dans Superphénix.

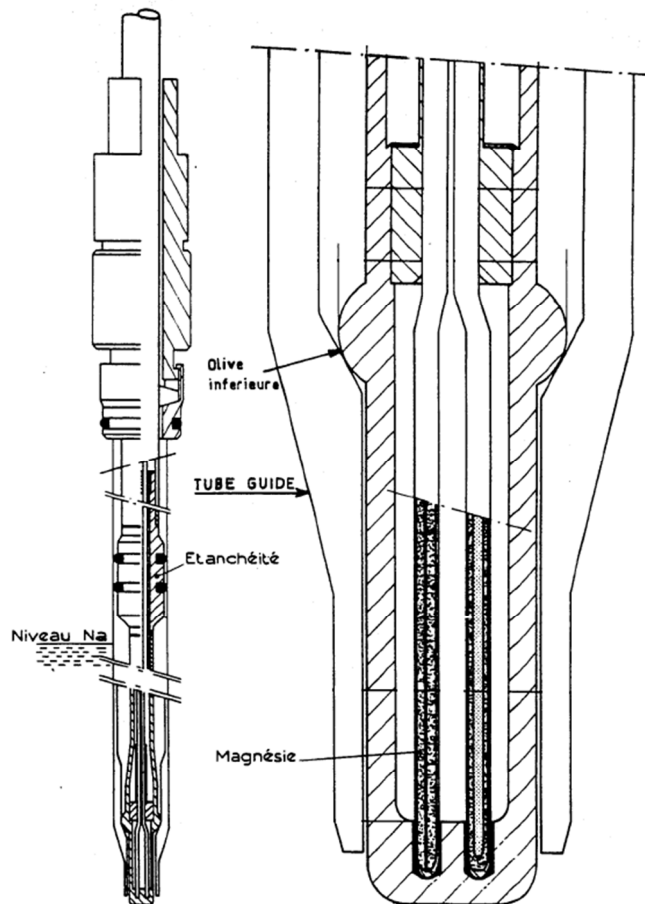


Figure 1-6. Plans et détails des cannes immergées type SPX [Pluyette 2012].

Cependant cette technologie présente aussi quelques inconvénients :

- Elle nécessite le positionnement d'un doigt de gant au-dessus de chacun des assemblages dont on veut mesurer la température. Cela engendre, comme cela apparaît sur la Figure 1-5, un volume d'instrumentation important au-dessus du cœur. Ce volume étant sur le trajet du sodium sortant du cœur, il est soumis à des contraintes thermo-hydrauliques importantes, générant des vibrations et des pertes de charges.
- La mesure par thermocouples est une mesure locale à une dizaine de centimètres de la sortie des assemblages, suivant les conditions de fonctionnement du réacteur cette mesure peut ne pas être représentative de la température de sortie de l'assemblage et être un mélange avec la température de sortie des assemblages voisins.
- Le temps de réponse intrinsèque des thermocouples est ralenti par l'inertie thermique des doigts de gants. Dans Superphénix, les thermocouples avaient ainsi un temps de réponse d'environ une seconde, ce qui est trop lent pour détecter certaines fluctuations rapides de température.

1.2.3. Mesures par fibre optique

Il est aussi possible de mesurer la température du sodium en un point particulier à l'aide de fibres optiques gainées munies de réseaux de Bragg ou de capteurs Fabry-Perot [Fernandez 2000, Magne 2011]. Les capteurs Fabry-Perot peuvent résister à des températures allant jusqu'à 400°C et les fibres optiques munies de réseaux de Bragg, à des températures allant jusqu'à 890°C [Magne 2011]. La température du sodium à la sortie du cœur approchant les 600°C, seule la technologie des réseaux de Bragg sera détaillée dans ce paragraphe.

Les capteurs optiques à réseau de Bragg, comme celle apparaissant sur le schéma de la Figure 1-7, sont des fibres optiques dont l'indice de réfraction du cœur est périodiquement modulé. Il en résulte qu'une seule longueur d'onde lumineuse se réfléchit dans le cœur de la fibre lorsque celle-ci est éclairée. Cette longueur d'onde dépendant de la température, l'analyse de la lumière réfléchie permet de déterminer précisément la température de la fibre.

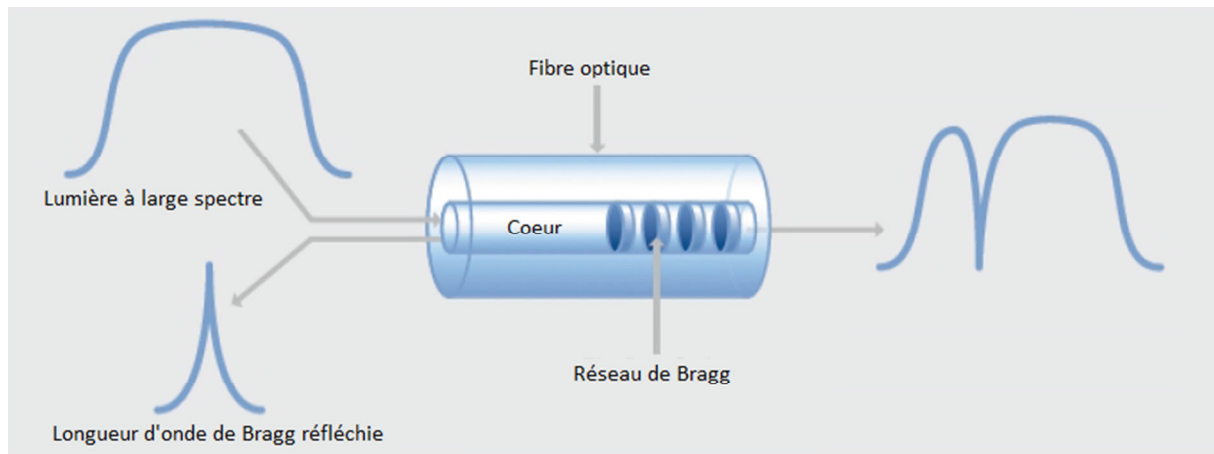


Figure 1-7. Fibre à réseau de Bragg

L'avantage de cette méthode est sa rapidité et sa précision. Il est en outre possible de disposer ces fibres sur de très grandes distances, pouvant être supérieures au kilomètre ce qui facilite l'inspection de certains endroits éloignés. L'utilisation de ces fibres en réacteur nucléaire est cependant rendue difficile du fait de leurs sensibilités aux radiations neutroniques et gamma. Après un certain temps en réacteur, il peut s'opérer un changement des propriétés du réseau de Bragg qui modifie la loi d'évolution de la longueur d'onde réfléchie en fonction de la température. Cette sensibilité à l'irradiation dépend de plusieurs paramètres tels que la composition chimique de la fibre où la technologie utilisée pour graver les réseaux de Bragg. Des recherches sont donc menées afin d'allonger la durée de vie de ces fibres en réacteur [Fernandez 2000].

1.2.4. Mesures par ultrasons

Les technologies de mesures de température utilisant les ultrasons reposent sur le principe que la vitesse du son dans un matériau dépend de la température de celui-ci. En mesurant le temps de vol des ultrasons entre deux points du milieu et connaissant la loi liant température et vitesse, il est possible de retrouver la température moyenne de ce milieu entre ces deux points. De manière générale, la précision de la thermométrie ultrasonore dépendra donc directement de la capacité de l'instrumentation à mesurer de fines variations de la célérité des ondes. Il existe plusieurs façons d'utiliser les ultrasons pour mesurer une température, deux d'entre elles seront exposés dans la suite de ce paragraphe.

1.2.4.1. Thermométrie acoustique par guide d'onde

Cette première méthode acoustique vise à mesurer la température d'un guide d'onde solide plongé dans un milieu liquide [Daw 2010]. La température du guide d'onde étant supposée être la même que le milieu environnant. Pour la mettre en œuvre, un transducteur ultrasonore émet un signal acoustique très bref et crée des ondes guidées dans un cylindre solide de petit diamètre, de moins d'un dixième de la longueur d'onde du signal acoustique [Royer 2000]. Le long de ce guide d'onde des encoches renvoient une partie de l'énergie acoustique vers le transducteur. En mesurant le temps séparant chacun de ces échos, et connaissant la distance séparant les encoches, il est possible de déterminer la température du guide d'onde entre les encoches, et à fortiori du milieu dans lequel il se trouve. La Figure 1-8 représente un exemple de thermomètre ultrasonore à guide d'onde.

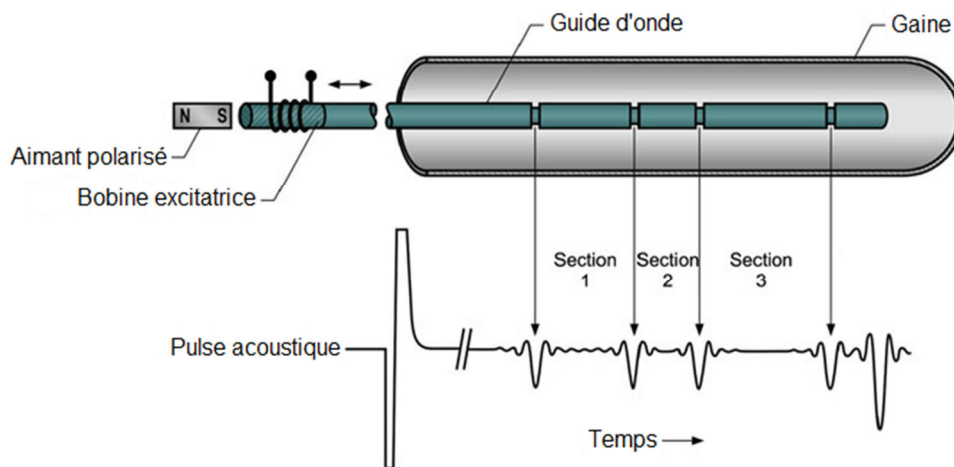


Figure 1-8. Thermomètre ultrasonore à guide d'onde [Daw 2010].

Cette méthode a l'avantage d'être peu encombrante, car les ultrasons se propagent dans des guides d'ondes submillimétriques. Il est aussi possible de mesurer la température à différents endroits avec un seul transducteur ultrasonore en usinant des encoches à plusieurs positions. Cette technologie est en outre très résistante aux températures élevées (2800°C dans [Daw 2010]) et aux radiations ce qui la rend utilisable pour des applications en sodium et près du cœur d'un réacteur nucléaire. Cependant pour la mesure spécifique de la température du sodium à la sortie des assemblages, le positionnement d'un guide d'onde au-dessus du cœur peut devenir très contraignant et compliqué.

1.2.4.2. Thermométrie acoustique en sodium liquide

Le même principe physique que précédemment est considéré, tout en s'affranchissant des problèmes liés à la mise en place d'un guide d'onde. Dans cette méthode un faisceau ultrasonore se propage directement dans le sodium au-dessus du cœur. Les ondes acoustiques mises en œuvre sont donc uniquement des ondes longitudinales, puisque se propageant dans un liquide [Morse 1986].

De même que précédemment, le faisceau ultrasonore doit atteindre deux surfaces échogènes séparées par une distance connue. L'analyse du signal permet de déterminer le temps de vol des ultrasons et donc la vitesse moyenne de ceux-ci entre ces deux surfaces. Pour retrouver la température moyenne du sodium entre les deux surfaces, il faut alors connaître la relation entre la célérité des ondes et la température du sodium.

En 2011, Vitaly Sobolev [Sobolev 2011] propose une fonction de corrélation définissant la relation entre la célérité du son et la température du sodium, et basée sur différentes études antérieures. Cette fonction de corrélation est la suivante

$$c_{us} = 2577,96 - 0,531 \cdot T \quad 1-1$$

où c_{us} est la célérité des ultrasons ($m \cdot s^{-1}$) et T la température du sodium ($^{\circ}C$).

L'un des atouts principaux de cette méthode réside dans le fait que la température du sodium est directement mesurée ; il n'y a pas besoin, contrairement aux cas précédents, d'avoir une transmission de chaleur jusqu'au capteur par des matériaux ayant une certaine inertie thermique. Cela permet une dynamique de mesure très rapide qui peut aller jusqu'à quelques kilohertz et qui permet de suivre les évolutions rapides de température pouvant résulter d'incidents ou d'accidents.

Cette méthode fut brevetée en 1985 par l'UKAEA (United Kingdom of Atomic Energy Authority) [McKnight 1985]. J.A. McKnight proposent alors deux mises en œuvre possibles de cette méthode. La première consiste à disposer un traducteur ultrasonore à la verticale de l'assemblage à contrôler. Un faisceau ultrasonore est ensuite propagé jusqu'à deux cibles insérées dans la tête de l'assemblage. Cette disposition est schématisée sur la Figure 1-9.

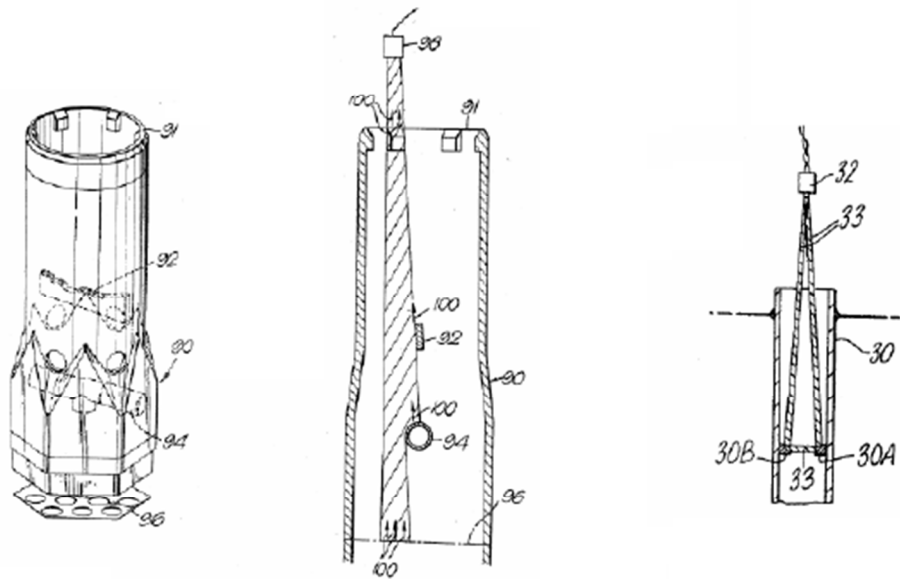


Figure 1-9. Représentation schématique de la première implémentation de la méthode de thermométrie acoustique extraite du brevet [McKnight 1985].

Cette disposition présente l'avantage de mesurer la température à l'intérieur même de l'assemblage ; aucune influence du flux des assemblages voisins n'est donc possible. Le trajet des ultrasons dans le sodium est de plus court, ce qui limite l'influence que ce milieu turbulent peut avoir sur leur parcours.

Quelques inconvénients subsistent cependant. Elle implique tout d'abord la mise en place de cibles au centre du flux de sodium créant ainsi des pertes de charge. Et elle nécessite l'utilisation d'un transducteur pour chaque assemblage dont la température doit être mesurée. Comme la méthode utilisant les thermocouples, cela engendre un volume d'instrumentation important au-dessus du cœur.

La seconde mise en œuvre exposée par le brevet fait cette fois intervenir un transducteur ultrasonore qui émet des ondes en incidence rasante sur les têtes de plusieurs assemblages alignés, sous le BCC. La Figure 1-10 représente schématiquement cette disposition.

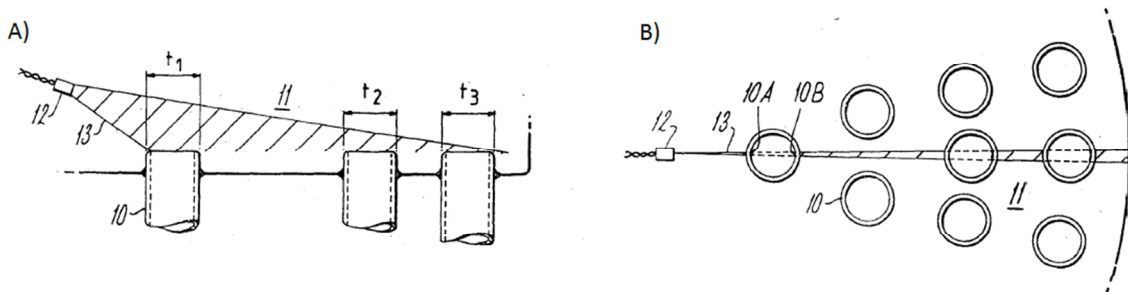


Figure 1-10. Représentation schématique de la seconde configuration de la méthode de thermométrie par ultrasons extraite du brevet [McKnight 1985]. A) Vue de profil. B) Vue de dessus.

Cette disposition utilise comme cible les bords externes (convexes) et internes (concaves) des têtes d'assemblage. De même que précédemment, la mesure de la température se base sur la célérité des

ultrasons dans le sodium entre les deux bords de l'assemblage, les flux de sodium des assemblages voisins ne peuvent donc pas fausser la mesure en cas de bouchage de l'assemblage. De plus l'avantage de cette disposition est la possibilité, en théorie, de mesurer simultanément la température du sodium à la sortie de plusieurs têtes d'assemblage (cf. Figure 1-10 B). Cela permet donc de diminuer le volume de l'instrumentation au-dessus du cœur. En contrepartie, le trajet des ultrasons dans le sodium est plus long et ceux-ci sont donc plus soumis à l'influence des fluctuations du milieu.

1.2.5. Choix de la méthode de thermométrie et problématique de la thèse

Les avantages cités dans le paragraphe précédent, liés à l'utilisation d'un faisceau ultrasonore en incidence rasante, rendent cette disposition très intéressante pour une utilisation en réacteur et c'est elle qui a été retenue pour une étude approfondie dans le cadre de cette thèse.

Les inconvénients qu'elle génère nécessitent eux aussi une étude particulière afin de déterminer la manière dont ils impactent la mesure de température. Ces inconvénients reposent en grande partie sur la déviation des ultrasons par le milieu.

En effet dans cette seconde implémentation de la méthode de thermométrie acoustique présentée sur la Figure 1-10, la propagation d'une onde ultrasonore dans le sodium au-dessus du cœur peut s'effectuer sur une distance de l'ordre du mètre.

Afin de mieux appréhender les éventuelles perturbations qui pourraient en résulter, il est expliqué ci-dessous de quelles manières des conditions thermo-hydrauliques particulières peuvent influencer la propagation des ultrasons.

Influence du champ des températures :

Pour une meilleure compréhension de cette influence, il est possible de faire un parallèle avec l'optique où des inhomogénéités de température impactent régulièrement le parcours de la lumière :

- un objet apparaîtra comme flou ou « tremblant » derrière des volutes d'air chaud. Les rayons lumineux sont dans ce cas déviés de manière chaotique et arrivent sur l'œil avec des directions de propagation diverses : l'objet semble vibrer.
- Lorsqu'est observé un mirage, le ciel semble se réfléchir sur une route exposée au soleil. Dans ce cas les déviations ne sont plus chaotiques mais organisées : certains rayons lumineux provenant du ciel sont déviés par une couche d'air plus chaud au niveau du sol pour arriver jusqu'à l'œil.

De la même manière les ultrasons vont être déviés par les inhomogénéités de température présentes dans le sodium liquide. Ces déviations sont dues à la dépendance de la célérité des ultrasons avec la température (voir équation 1-1). Ces inhomogénéités vont engendrer des fluctuations spatiales de la distribution de la célérité des ultrasons. Cela va se traduire par une accélération ou un

ralentissement local des ondes. Ces inhomogénéités sont dites scalaires car elles modifient la valeur de la célérité indépendamment de la direction de propagation de l'onde [Averiyarov 2008].

De manière générale ces variations de la vitesse des ultrasons vont créer des retards ou des avances dans la propagation de l'onde. De plus si une partie seulement du faisceau est affectée par une inhomogénéité, cela va déformer le front d'onde et engendrer la déviation d'une partie du faisceau ultrasonore. Les déviations ultrasonores vont donc principalement apparaître dans des zones présentant des gradients de température. En outre dans un milieu présentant un gradient de température, le front d'onde va être ralenti dans la zone où la célérité est la plus faible, il va donc y avoir une orientation du front d'onde vers cette zone [Lü 2011, Lü 2011 B]. De manière générale le faisceau ultrasonore sera donc dévié vers les zones où la célérité est la plus faible, c'est-à-dire vers les zones chaudes dans le sodium.

Influence du champ des vitesses :

Les ultrasons peuvent aussi être affectés par des inhomogénéités dites vectorielles [Averiyarov 2005] du fait de la présence de tourbillons ou d'un flux rapide de sodium. Dans ce cas l'angle entre la direction de propagation de l'onde et celle du déplacement du sodium est important (d'où le qualificatif de « vectoriel »).

Dans un écoulement laminaire de sodium, la composante de la vitesse de l'écoulement qui est colinéaire à la direction de propagation des ultrasons, va s'ajouter à la célérité des ultrasons. Il peut donc y avoir une accélération ou un ralentissement des ultrasons suivant le sens de l'écoulement. Cet aspect de la propagation est utilisé dans les débitmètres à ultrasons : en mesurant les variations du temps de parcours d'une onde pour un trajet dont la distance est connue, la vitesse du fluide est calculée [Iooss 2002]. Une littérature abondante existe concernant l'utilisation de mesures de vitesses ultrasonores pour la débitmétrie. Des études montrent qu'il est possible de prendre en compte une description précise des profils de vitesse dans les conduites [Liu 2011]. Les effets des vortex sur la variabilité des mesures peuvent aussi être étudiés [Weber 2003]. Les effets non linéaires peuvent être pris en compte lorsque le milieu qui s'écoule est un gaz [Willatzen 2007]. Dans certains cas les auteurs peuvent conclure que les écoulements ont une influence négligeable sur les mesures de célérité [Franchini 2007]. Dans tous les cas la description de l'écoulement est indispensable pour pouvoir conclure sur la pertinence de la mesure et sur la sensibilité des mesures de vitesses aux variations d'écoulement. Une bonne connaissance du milieu de propagation s'impose. Il est important aussi de noter que les écoulements ne seront pas des écoulements dans des conduites fermées bien maîtrisées comme dans la plupart des études de débitmétrie. De plus l'étude d'une variabilité des écoulements combinée à une variation de température a encore été très peu étudiée et est très peu présente dans la littérature.

Dans le cas d'un flux de sodium laminaire ces fluctuations sont faciles à prendre en compte [Morse 1986]. Pour un flux de sodium présentant un gradient de vitesse la variation de célérité de l'onde ultrasonore ne sera pas la même tout le long d'un même front d'onde. Cela va engendrer une déviation de l'onde. Dans ce cas le champ de vitesse de l'écoulement va modifier localement le

champ de célérité des ultrasons de la même manière que le fait le champ de température du sodium [Pierce 1981].

La problématique de cette thèse consiste donc à déterminer dans quelles mesures ces influences peuvent apparaître lors de l'application de la méthode de thermométrie ultrasonore en réacteur. Afin de définir quelles recherches doivent être menées sur le sujet, une analyse des expériences réalisées pour mettre en œuvre cette méthode va tout d'abord être faite dans le paragraphe suivant.

1.3. Etat de l'art de la thermométrie ultrasonore

Plusieurs expériences ont été menées depuis les années 1980 afin de déterminer le potentiel de cette méthode pour contrôler la température du sodium, notamment dans les RNR-Na. Les expériences les plus intéressantes sont présentées dans ce chapitre afin de faire un état de l'art de cette méthode. Elles ont été réalisées dans différents fluides, principalement le sodium et l'eau. Les expériences en sodium seront tout d'abord décrites, puis les expériences en eau.

1.3.1. Etudes expérimentales en sodium

La thermométrie ultrasonore repose sur la loi d'évolution de la célérité du son en fonction de la température du milieu, il convient dans un premier temps d'indiquer l'origine de cette loi. Il sera aussi décrit dans la partie 1.3.1.2 l'effet de l'engazement du sodium sur la célérité des ultrasons, qui pourrait perturber les mesures de températures. Le détail et les résultats des expériences réalisées en sodium seront ensuite expliqués dans la partie 1.3.1.3.

1.3.1.1. Mesure de la célérité du son dans le sodium

Dans la plupart des métaux liquides tel que le sodium, la célérité du son décroît lorsque la température augmente, ceci étant dû à la diminution des interactions entre les atomes métalliques [Sobolev 2011]. Pour déterminer cette loi d'évolution, plusieurs études ont été menées, en utilisant une approche expérimentale par interférométrie ultrasonore [Pochapsky 1951, Leibowitz 1971, Chasanov 1972].

Cette approche consiste à générer simultanément deux trains d'ondes identiques, courts et de haute fréquence de plusieurs mégahertz. L'un se propage dans le liquide étudié de température donnée et sur une distance de propagation fixe connue. L'autre se propage dans un fluide de référence (pouvant être du mercure [Pochapsky 1951]) de température fixe, et dont on peut faire varier finement la distance de propagation à l'aide d'une vis micrométrique. Le réglage initial consiste à ajuster finement la distance de propagation dans le fluide de référence afin que les deux signaux reçus en mode écho s'annulent : ils sont alors en opposition de phase. Une faible variation de la température du liquide étudié va alors entraîner une modification de la célérité de l'onde dans ce milieu et les deux signaux ne seront alors plus en opposition de phase. Il faut alors remodifier la distance de propagation dans le fluide de référence pour que les signaux s'annulent de nouveau. La

variation de la distance nécessaire permet de déterminer l'évolution de la célérité de l'onde dans le liquide étudié.

Avec cette méthode, l'erreur sur la mesure de la célérité de l'onde est faible, inférieure à 1% dans l'étude de Pochapsky. Cette erreur est principalement due aux incertitudes concernant :

- la fréquence du train d'onde,
- la fréquence d'échantillonnage des instruments réalisant les mesures,
- la température du fluide de référence,
- les distances de propagation des ondes dans les deux fluides.

En outre la mise en œuvre de cette expérience à des températures élevées (jusqu'à 1500°C dans le cas de [Chasanov 1972]) est complexe car des phénomènes de dilatation modifiant les distances de propagation sont à prendre en compte. Ceci explique les différences observées entre les résultats des différentes études.

La relation utilisée par la suite est la fonction de corrélation linéaire établie par Sobolev [Sobolev 2011], basée sur différents résultats expérimentaux. Cette fonction est

$$c_{us} = 2577,96 - 0,531 \cdot T \quad 1-2$$

où c_{us} est la célérité des ultrasons en mètres par seconde et T la température du sodium en degrés Celsius. Cette loi est valable pour du sodium liquide pur à pression atmosphérique normale, et pour des températures comprises entre 97,8°C (température de fusion du sodium) et 883°C (température d'ébullition du sodium). Elle est donnée avec une précision de l'ordre de 1%.

Cette loi permet de connaître la sensibilité de la célérité des ultrasons à la variation de la température du sodium (cf. Figure 1-11), celle-ci est constante quelle que soit la température du sodium.

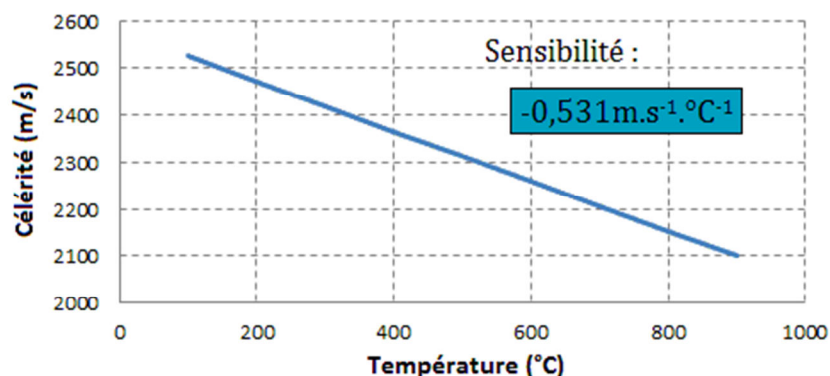


Figure 1-11. Loi d'évolution de la célérité des ultrasons dans le sodium en fonction de la température.

C'est cette sensibilité qui rend possible la thermométrie ultrasonore. Celle-ci étant de $0,531 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{°C}^{-1}$, cela signifie qu'il faudrait par exemple être capable de mesurer des variations de célérité d'un demi mètre par seconde pour en déduire une variation de un degrés Celsius.

1.3.1.2. Influence de l'engazement sur les mesures de température par ultrasons

La température n'est pas le seul paramètre influent sur la célérité ultrasonore dans un fluide. Il est aussi important de noter que le taux d'engazement peut, dans certaines conditions, atténuer le signal ultrasonore et surtout modifier la célérité des ultrasons.

Le sodium d'un RNR-Na effectue un circuit complexe afin d'évacuer correctement la puissance thermique du cœur. Lors de cette circulation, le gaz présent dans le réacteur (principalement de l'argon utilisé en couverture d'inertage) peut être amené à « engazer » le sodium, c'est-à-dire à exister dans ce fluide sous la forme de microbulles. Cet engazement, considéré normal, est principalement dû :

- A la dissolution du gaz dans le sodium suivie d'une nucléation lors du passage du sodium dans une zone de sursaturation.
- A des effets d'entraînement du gaz (des bulles de gaz sont noyées par le fluide puis entraînées dans le circuit).

L'engazement du sodium primaire a fait l'objet de plusieurs études, portant sur son origine et sa caractérisation [Cavaro 2010, Medwin 1997]. Il apparaît que ces microbulles peuvent avoir une influence non négligeable sur la propagation des ondes dans le sodium liquide.

Deux facteurs principaux sont importants [Cavaro 2013] : le taux de vide du sodium autrement dit la fraction volumique de gaz dans le milieu, et le rayon des microbulles.

Le taux de vide engendre directement une modification de la célérité des ondes dans le sodium. Cette célérité est déterminée à l'aide du modèle de Wood [Wood 1941]. Dans du sodium liquide à 500°C, sous une pression de 1013 hPa et engazé par de l'Argon, la célérité des ultrasons suit une évolution qui est décrite sur la Figure 1-12.

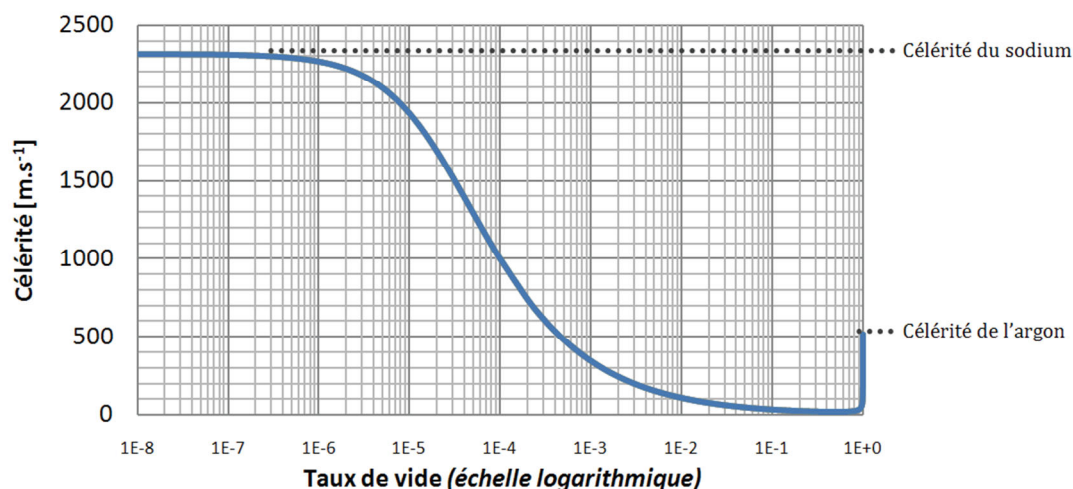


Figure 1-12. Variation de la célérité en sodium en fonction du taux de vide selon le modèle de Wood [Cavaro 2010].

Ce modèle ne vaut cependant que pour une plage de fréquence des ondes qui est inférieure à la fréquence de résonance des microbulles. Cette fréquence de résonance est directement liée au rayon des microbulles.

En fonction du rapport entre cette fréquence de résonance et la fréquence de l'onde ultrasonore incidente, la conséquence sur la célérité des ultrasons diffère. La Figure 1-13 indique l'évolution de la vitesse de phase en fonction de la fréquence des ondes pour le milieu diphasique air-eau comparable, de ce point de vue, au milieu argon-sodium.

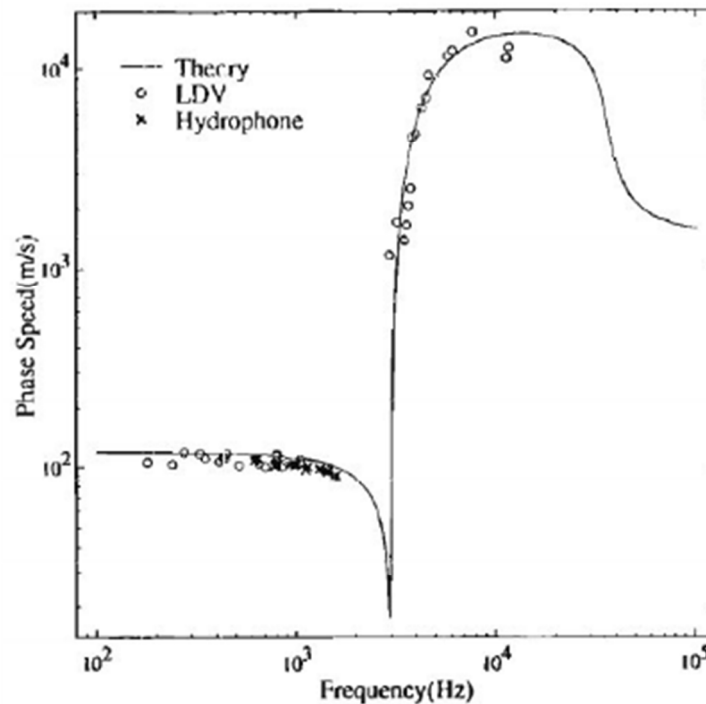


Figure 1-13. Célérité des ondes sonores en fonction de la fréquence dans un milieu diphasique air-eau [Cheyne 1995].

Il est intéressant de remarquer qu'au-dessus de la fréquence de résonance des bulles, la célérité tend vers celle du liquide pur. Dans ce cas, ce n'est plus la variation de célérité qui peut être problématique mais l'atténuation acoustique. Comme le montre la Figure 1-14 dans le cas de l'eau, pour des fréquences proches ou supérieures à la fréquence de résonance des bulles, celle-ci reste non négligeable.

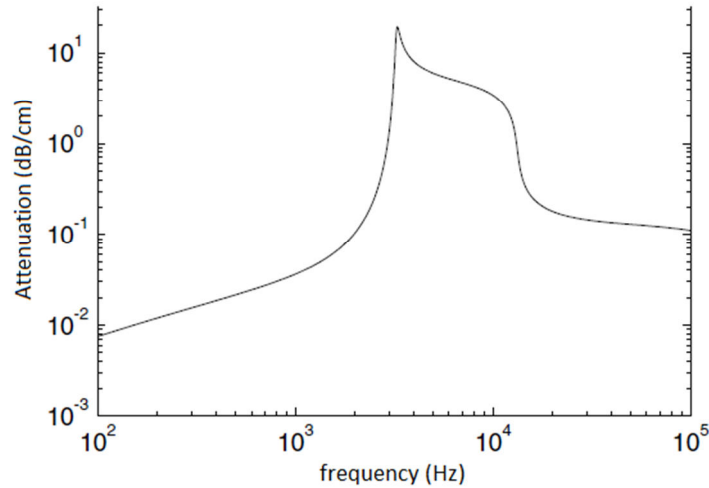


Figure 1-14. Atténuation des ondes sonores en fonction de la fréquence dans un milieu diphasique air-eau pour un taux de vide de 10^{-3} et des bulles d'un rayon de 1 mm [Wilson 2002].

Dans le sodium à la sortie des assemblages, la taille des microbulles est estimée entre 10 et 100 micromètres, leur fréquence de résonance est alors comprise entre 100 et 800 kHz [Cavaro 2010]. Pour les petites bulles, ces fréquences sont proches de la fréquence des transducteurs ultrasonores utilisés en sodium qui est de l'ordre du mégahertz.

Cependant peu de mesures ont été faites en réacteur au sodium, et il est difficile de déterminer quelle sera réellement la taille des microbulles d'argon et le taux de vide dans le sodium. Des efforts sont faits durant la phase de conception d'ASTRID pour limiter le taux de vide à 10^{-6} et pour mieux comprendre le phénomène de création des microbulles dans un réacteur. Le programme VIBUL développé par le CEA permet notamment de mieux appréhender le comportement de la population de ces bulles en différents points d'un réacteur [Berton 1991].

Ces valeurs sont à la limite de la zone où les microbulles influent sur la célérité des ultrasons d'une fréquence de quelques mégahertz. Il est donc possible que cet engagement vienne perturber les mesures acoustiques dans le réacteur telles que la thermométrie. Afin de donner un ordre de grandeur des perturbations possibles engendrées par les bulles, le Tableau 1 présente les variations de la célérité des ultrasons dues à différents facteurs.

<i>Caractéristiques thermo – hydraulique du milieu</i>	<i>Variation de la célérité des ultrasons (m.s⁻¹)</i>
<i>Différence de température de 5°C</i>	2,65
<i>Vitesse de l'écoulement de 3 m.s⁻¹ dans le sens de propagation des ultrasons</i>	±3
<i>Vitesse de l'écoulement de 3 m.s⁻¹ orthogonalement au sens de propagation des ultrasons</i>	0
<i>Taux de vide de 10⁻⁶, rayon des bulles compris entre 10 et 100 µm</i>	<i>De 0 à plusieurs dizaines en fonction de la fréquence des ultrasons et de la taille des bulles</i>

Tableau 1. Influence de différents facteurs du milieu sur la célérité des ultrasons.

Comme l'indique ce tableau, les bulles présentes dans le sodium peuvent engendrer des variations de la célérité bien plus importantes que ne le fait la température.

Cette problématique constitue un sujet d'étude à part entière qui n'a pas été traité ici, cependant pour que l'instrumentation acoustique soit efficacement mise en œuvre dans les RNR-Na il est nécessaire de faire de plus amples recherches dans ce domaine. Des dispositifs expérimentaux sont actuellement en cours de réalisation au CEA afin de traiter cette problématique.

1.3.1.3. Expériences acoustiques

Suite au dépôt de brevet réalisé par l'UKAEA en 1985 [McKnight 1985] (cf. paragraphe 1.2.4), plusieurs expériences ont été réalisées afin d'étudier le potentiel de la thermométrie ultrasonore dans le sodium, dans le but de la mesure de température en réacteur RNR-Na en sortie du cœur.

Une première expérience en sodium statique fut menée par le laboratoire de Risley de l'UKAEA [Monday 1988]. L'objectif de cette expérience était de déterminer par la pratique la faisabilité de la mesure par ultrasons de la température du sodium liquide en termes de sensibilité. Pour ce faire un cylindre de dix centimètres de long fut rempli de sodium dont la température était contrôlée par des thermocouples. L'une des extrémités de ce cylindre se composait d'un réflecteur concave, tandis que l'autre était constituée par un traducteur ultrasonore directement en contact avec le sodium. La Figure 1-15 représente schématiquement cette expérience.

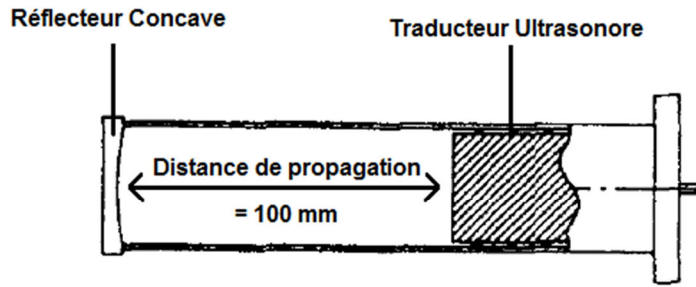


Figure 1-15. Géométrie de l'expérience en sodium liquide statique [Monday 1988].

Dans ce cylindre, le sodium était chauffé uniformément entre 250°C et 600°C ; les ultrasons se propageant dans un milieu statique sans inhomogénéité thermique. Dans cette gamme de température, l'erreur maximale constatée entre les résultats théoriques, reposant sur l'équation 1-1, et les résultats expérimentaux était de 5°C. Ces résultats apparaissent sur la Figure 1-16.

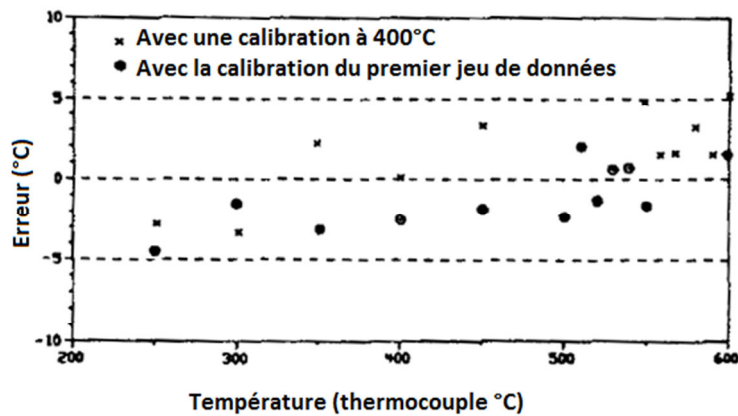


Figure 1-16. Résultat de l'expérience en sodium statique [Monday 1988].

Les auteurs soulignent que cette erreur était principalement due à une mauvaise prise en compte du coefficient de dilatation de certains éléments de l'expérience. Ils précisent également qu'une meilleure prise en compte de ce coefficient aurait permis de diminuer l'erreur maximale d'approximativement 2°C [Monday 1988]. Cette expérience en sodium statique fut la première étape de validation de la méthode brevetée, tout en montrant l'importance de prendre en compte la dilatation des cibles et donc de la modification de la distance de propagation dans le calcul de la célérité des ultrasons.

En 1986, l'UKAEA et le CEGB (Central Electricity Generating Board - à Berkeley (UK)) testent la robustesse de la mesure ultrasonore de la température sur du sodium en mouvement [Macleod 1989, Brown 1992]. Cette expérience met en œuvre deux jets de sodium concentriques, de températures et de vitesses différentes. La Figure 1-17 est une représentation schématique de cette expérience.

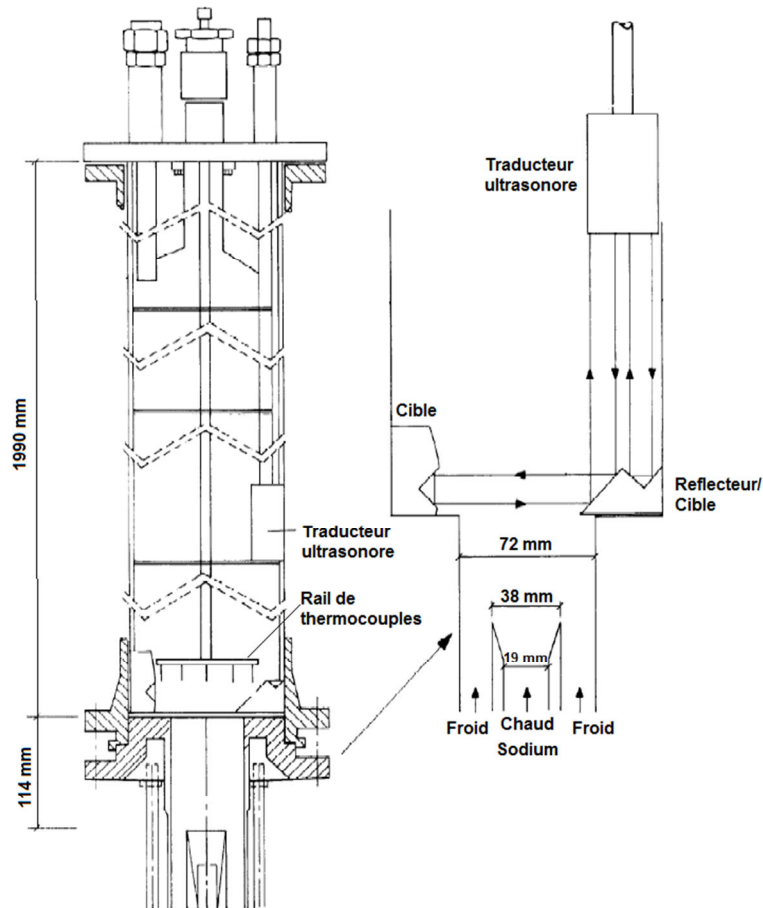


Figure 1-17. Géométrie de l'expérience en sodium dynamique [Brown 1992].

Dans cette expérience, la température du sodium peut varier entre 240 °C et 420 °C. Les deux jets de sodium proviennent de deux réservoirs distincts, de températures différentes. La différence maximale de température entre ces deux jets est de 36°C. Le débit de sodium peut aussi varier entre 2 et 4 litres par seconde indépendamment dans chacun des jets.

Un transducteur ultrasonore haute température spécifique fourni par le CEA est utilisé, et envoie un faisceau ultrasonore verticalement en marge de l'écoulement central, pour se réfléchir une première cible. Une partie du faisceau est renvoyée vers le transducteur, produisant un premier écho de référence, tandis que l'autre partie est réfléchi vers le centre de l'écoulement par un plan incliné à 45°. Ce faisceau traverse l'écoulement jusqu'à une seconde cible qui réfléchit les ultrasons vers la première cible puis vers le transducteur, produisant un second écho. La mesure de la température de l'écoulement de sodium se déduit alors du temps de vol des ultrasons entre les deux cibles, et donc de l'intervalle de temps entre les deux échos. Ces mesures sont comparées aux données fournies par cinq thermocouples disposés dans le flux de sodium, le long du parcours des ultrasons.

Il apparaît que pour l'ensemble des tests réalisés, les différences entre les mesures de températures par thermocouple et par ultrasons sont au maximum de $\pm 10^\circ\text{C}$. Selon les auteurs, une partie des incertitudes est, une fois encore, attribuée à des erreurs sur le calcul de la distance entre les cibles.

Cependant ils indiquent que la majeure partie de ces différences (environ $\pm 5^{\circ}\text{C}$) sont dues à des erreurs d'échantillonnage en temps de l'instrumentation, révélant ainsi que la qualité du traitement du signal est également très importante.

En outre ces expériences ont permis de montrer que les ultrasons sont sensibles aux fluctuations thermiques rapides. En effet dans les expériences où la température des deux jets n'était pas la même, le champ des températures au niveau de la zone de mesure est relativement éloigné de la sortie des buses (11 cm au-dessus du mélange des jets), l'écoulement n'est très certainement plus homogène. Grâce à la dynamique de mesure rapide de la méthode ultrasonore, il a été possible d'observer le « bruit de température », terme désignant des variations très rapides de température que l'on trouve dans un milieu turbulent et thermiquement inhomogène.

Les auteurs ont aussi comparé les fréquences des fluctuations de la température mesurables par ultrasons, aux fréquences classiques du bruit thermique que l'on rencontre en réacteur lors d'un incident de bouchage partiel ou total d'un assemblage (cf. « paragraphe 1.2.1»). Les plages de ces fréquences se chevauchant, ils en ont déduit que cette méthode acoustique serait capable de détecter ce bruit thermique et donc ces bouchages.

Par ailleurs, des tests d'engazement ont aussi été réalisés. Selon les expérimentateurs, le gaz présent dans le milieu atténuerait trop l'amplitude du signal pour des valeurs de taux de vide supérieur à 10^{-3} , la mesure de température ne serait alors plus possible. Cela concorde en effet avec la théorie développée dans le chapitre 1.3.1.2. Cette valeur est cependant très importante au regard de ce qui est attendu dans les réacteurs du futur.

1.3.2. Les expériences en eau

Du fait des risques et difficultés liés à la manipulation du sodium, beaucoup d'expériences de thermométrie ultrasonore ont été réalisées en eau. Cette partie commence par l'analyse de la représentativité de l'eau par rapport au sodium, puis résume l'apport scientifique issu de ces expériences.

1.3.2.1. Représentativité de l'eau vis-à-vis du sodium

L'utilisation de l'eau pour simuler le sodium liquide implique de bien connaître la transposition des propriétés d'un fluide à l'autre. Comme cela a été indiqué précédemment, la thermométrie ultrasonore repose sur la loi d'évolution de la célérité des ultrasons en fonction de la température du milieu. Cette loi est d'une part essentielle pour déterminer la sensibilité de la méthode pour mesurer une température, d'autre part c'est elle qui régit les principales perturbations ultrasonores qui apparaissent dans un milieu thermiquement inhomogène.

L'eau présente une loi d'évolution de la célérité en fonction de la température selon la formule suivante [Grosso 1972] :

$$c_{us}(T) = \sum_{k=0}^5 a_k T^k \quad 1-3$$

avec : $a_0 = 0,140238754 \cdot 10^4$, $a_1 = 0,503711129 \cdot 10^1$, $a_2 = -0,580852166 \cdot 10^{-1}$, $a_3 = 0,334198834 \cdot 10^{-3}$,

$a_4 = -0,147800417 \cdot 10^{-5}$, $a_5 = 0,314643091 \cdot 10^{-8}$

où T est la température (en °C) et c_{us} la célérité des ultrasons (en $m \cdot s^{-1}$), pour une température comprise entre 0 et 95°C à pression atmosphérique.

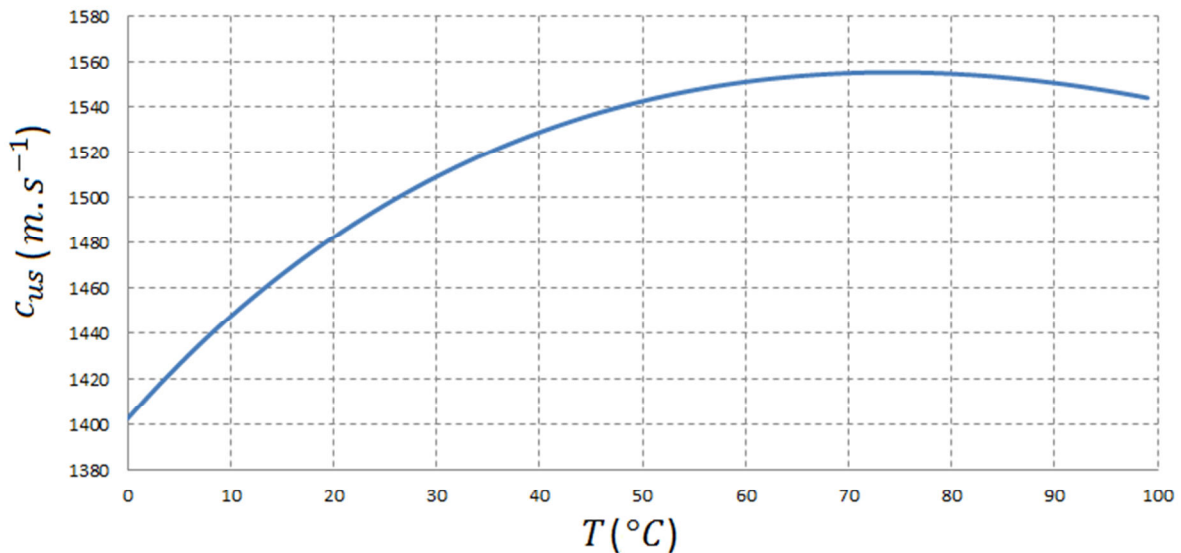


Figure 1-18. Evolution de la célérité des ultrasons dans l'eau en fonction de la température.

Contrairement au sodium liquide, cette loi n'est pas linéaire mais polynomiale de degré cinq. Cela signifie que la sensibilité de cette méthode ultrasonore en eau n'est pas la même suivant la plage de température considérée. Pour une expérience où la température de l'eau évolue entre 20°C et 40°C (plage de température fréquemment utilisée en laboratoire), la sensibilité de la célérité évolue entre $3,11 m \cdot s^{-1} \cdot ^\circ C^{-1}$ et $1,77 m \cdot s^{-1} \cdot ^\circ C^{-1}$. La sensibilité de la mesure dans ce cas est donc en moyenne plus importante que dans le sodium.

Comme cela est expliqué dans le paragraphe 1.2.5, un milieu dont la célérité des ultrasons varie avec la température du milieu peut engendrer des déviations ultrasonores s'il présente des inhomogénéités thermiques. La propagation d'une onde ultrasonore sera donc perturbée dans un volume d'eau inhomogène en température. Ces perturbations, de même que dans le sodium liquide, apparaîtront sous la forme d'avances, de retards ou de déviations de l'onde.

Cependant les déviations engendrées en eau ne seront pas les mêmes qu'en sodium :

- La loi exprimée par l'équation 1-3 étant non linéaire, une différence de température de 10°C dans la plage de température 10-20°C entraîne localement une variation de la célérité de 35 m.s^{-1} . Dans la plage de température 50-60°C, une même différence de température la variation de célérité n'est plus que de 8 m.s^{-1} . Ainsi dans ces deux exemples, la perturbation subie par l'onde pour un angle de propagation donné ne sera pas la même. Cette non-linéarité n'est pas présente dans le sodium.
- De plus entre 0 et 70°C, le coefficient de variation de la célérité est positif pour l'eau : une augmentation de la température se traduit par une augmentation de la célérité des ultrasons. Comme cela est indiqué dans le paragraphe 1.2.5, un faisceau ultrasonore est dévié vers les zones où la célérité est la plus faible. Dans l'eau, il sera donc dévié vers les zones froides en eau. Or c'est l'inverse qui se produit dans le cas du sodium.

L'utilisation de l'eau pour expérimenter la thermométrie ultrasonore telle qu'elle sera utilisée en sodium nécessite donc de connaître les limites de cette transposition :

- En eau la plage de température dans laquelle l'expérience est réalisée doit être décidée en fonction de ce qui est attendu comme sensibilité et précision en sodium.
- La sensibilité en eau étant en moyenne plus grande qu'en sodium, l'influence des inhomogénéités de température sera plus importante. Les déviations ou les bruits de températures observés en eau seront donc plus importants qu'en sodium pour une variation de température équivalente.
- Le coefficient de variation de la célérité en fonction de la température en eau étant de sens opposé à celui du sodium, une zone froide en eau engendrera qualitativement les mêmes déviations qu'une zone chaude en sodium.

Il est aussi important de noter que la conductivité thermique du sodium est bien plus importante que celle de l'eau : $62,9 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour du sodium à 520°C [Fink 1995] et $0,6 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour de l'eau à 25 °C. Il n'est donc pas possible d'obtenir les mêmes caractéristiques d'inhomogénéités thermiques pour des écoulements en eau et en sodium présentant les mêmes nombres de Reynolds. Il ne sera donc pas possible, de simuler à la fois les inhomogénéités du champ des températures et de celui du champ des vitesses d'un écoulement de sodium, avec un écoulement d'eau [Surle 1995].

Compte-tenu de ces limites, plusieurs expériences réalisées en eau sont décrites dans les paragraphes suivants.

1.3.2.2. Expériences acoustiques réalisées par l'UKAEA

A la sortie d'un cœur de RNR-Na, le sodium peut présenter des températures différentes en fonction de son point d'émergence (ce point sera détaillé dans le chapitre 2.1.1). Afin de prendre en compte ce mixage thermique dans la propagation des ultrasons, une expérience nommée STRUM 1 a été réalisée en eau [Monday 1988]. Cette expérience comprenait un alignement de huit assemblages, similaires à ceux d'un SFR, refoulant de l'eau. Ces assemblages étaient placés dans une cuve d'eau dont la température pouvait être augmentée de 10°C par rapport à la température de

l'eau alimentant les assemblages. Cet alignement de jets d'eau froide permettait de simuler, vis-à-vis des ultrasons, un alignement de jets de sodium chaud. Deux traducteurs ultrasonores (un émetteur et un récepteur) étaient placés de part et d'autre de cet alignement, quelques centimètres au-dessus des têtes d'assemblages. La Figure 1-19 est une représentation schématique de cette expérience.

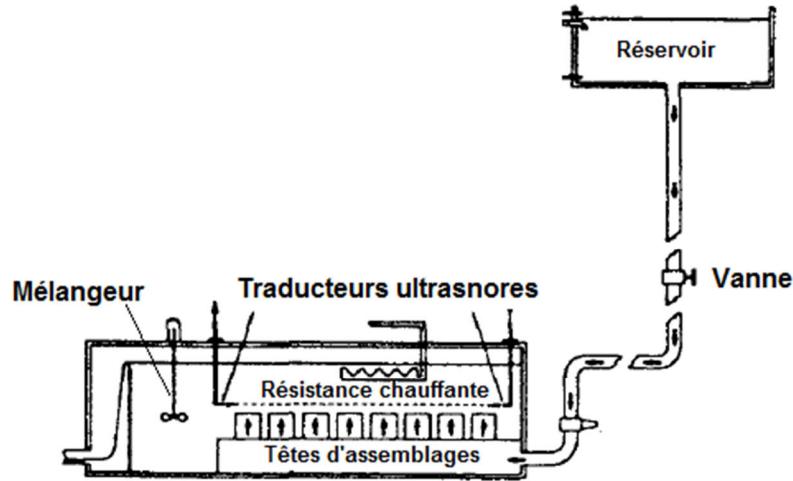


Figure 1-19. Représentation schématique de STRUM1 (Traduction de [Monday 1988]).

Cette expérience a permis de mettre en exergue le phénomène de déviation des ultrasons vis-à-vis de la température. Il a été observé que les ultrasons se propageant au centre de la rangée d'assemblages, c'est-à-dire ceux dont la direction de propagation était normale aux gradients thermiques, n'étaient pas déviés. Les ultrasons se propageant sur le côté, et qui ont donc une direction de propagation non orthogonale aux gradients thermiques, étaient déviés.

Ce résultat apparaît dans la Figure 1-20 où des ultrasons ont été émis le long de la rangée, débitant de l'eau à une température de 3 °C plus froide que celle de la cuve.

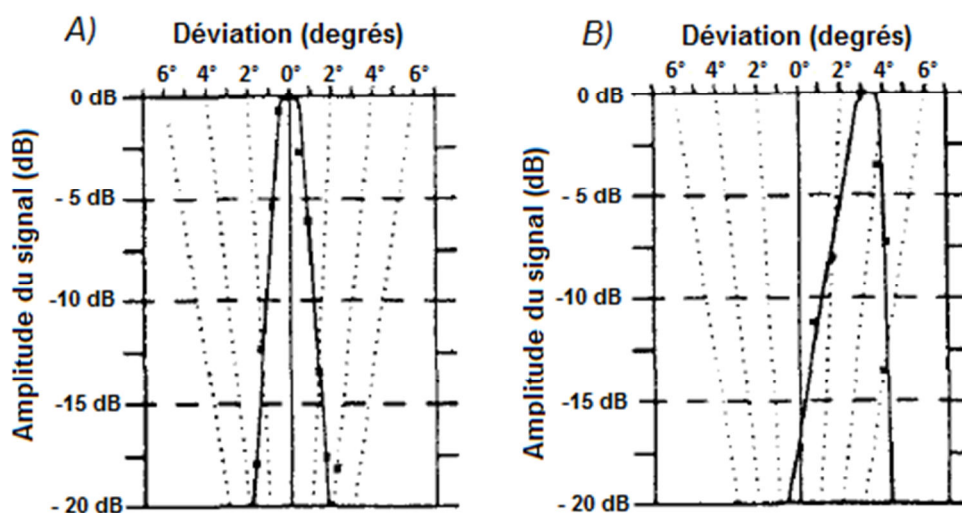


Figure 1-20. Déviation des ultrasons le long des assemblages. A)- Emission dans l'axe de la rangée. B)- Emission le long des bords des assemblages (traduction de [Monday 1988]).

Dans la Figure 1-20 A), une onde ultrasonore a été émise dans l'axe de la rangée des huit assemblages. Le récepteur effectue un balayage orthogonalement à l'axe d'émission du transducteur et enregistre un signal maximal dans l'axe de l'émetteur (0° de déviation). Dans la Figure 1-20 B), une onde est émise le long des bords des assemblages : le récepteur enregistre alors une déviation des ultrasons de 3° .

De plus cette expérience a permis de mettre en exergue les variations d'amplitude enregistrées lors de l'observation d'un signal ultrasonore au travers d'inhomogénéités thermiques. Dans STRUM1, lorsque la cuve était homogène en température, l'amplitude du signal reçu avait une faible variance. Au contraire, lors de l'introduction d'eau plus froide de 3°C , la variance de cette amplitude a augmenté de manière conséquente. Ce phénomène apparaît sur la Figure 1-21 (pic hachuré).

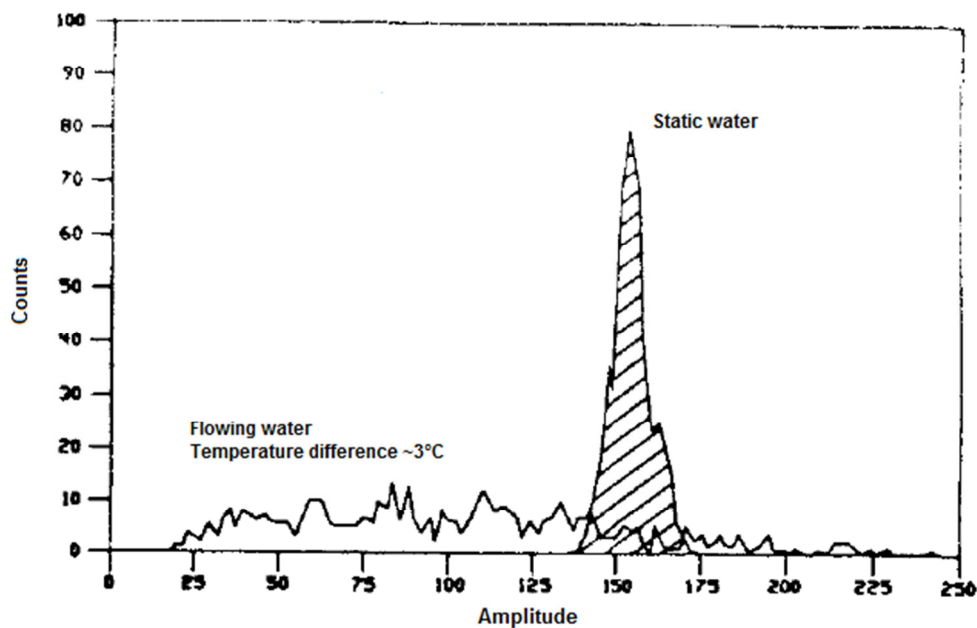


Figure 1-21. Distribution de l'amplitude reçue en position centrale [Monday 1988].

Ces évolutions de l'amplitude des signaux reçus au travers d'inhomogénéités de température sont caractéristiques du bruit de température. Les auteurs ont ainsi mis en évidence le fait qu'un milieu inhomogène en température n'atténue pas toujours un signal ultrasonore, et que l'instrumentation ultrasonore peut être efficace même si une partie seulement des signaux atteint le récepteur. L'exploitabilité de ces signaux dont le parcours dans le fluide est inconnu, pour mesurer précisément un paramètre du milieu, n'a cependant pas été abordée dans cette étude.

Les déviations des ultrasons ont aussi été étudiées dans une autre boucle thermo-hydraulique nommée STRUM2 [Monday 1988]. Il s'agissait de faire traverser aux ondes ultrasonores des conditions thermo-hydrauliques connues et maîtrisées. Pour cela 37 jets d'eau de températures indépendantes et maîtrisées furent mis en œuvre. La Figure 1-22 est une représentation schématique de cette expérience.

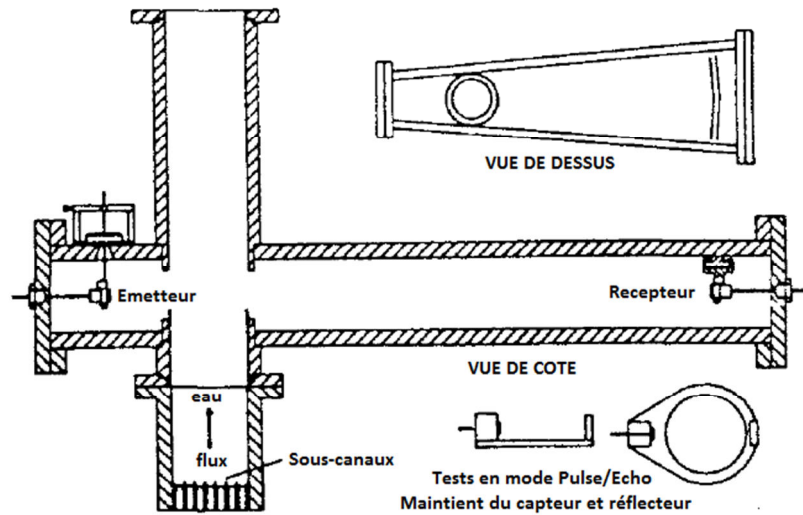


Figure 1-22. Représentation schématique de STRUM2 (traduite de [Monday 1988]).

Cette expérience portait sur le bruit de température. Une mesure de la moyenne quadratique de la température était réalisée à l'aide d'un faisceau ultrasonore se propageant au travers de la zone inhomogène en température. La Figure 1-22 indique la position de l'émetteur et du récepteur utilisés de part et d'autre du flux. L'objectif était de détecter une variation de température induite par seulement un ou deux sous-canaux parmi les 37.

Une partie des résultats de cette expérience est présentée sur la Figure 1-23.

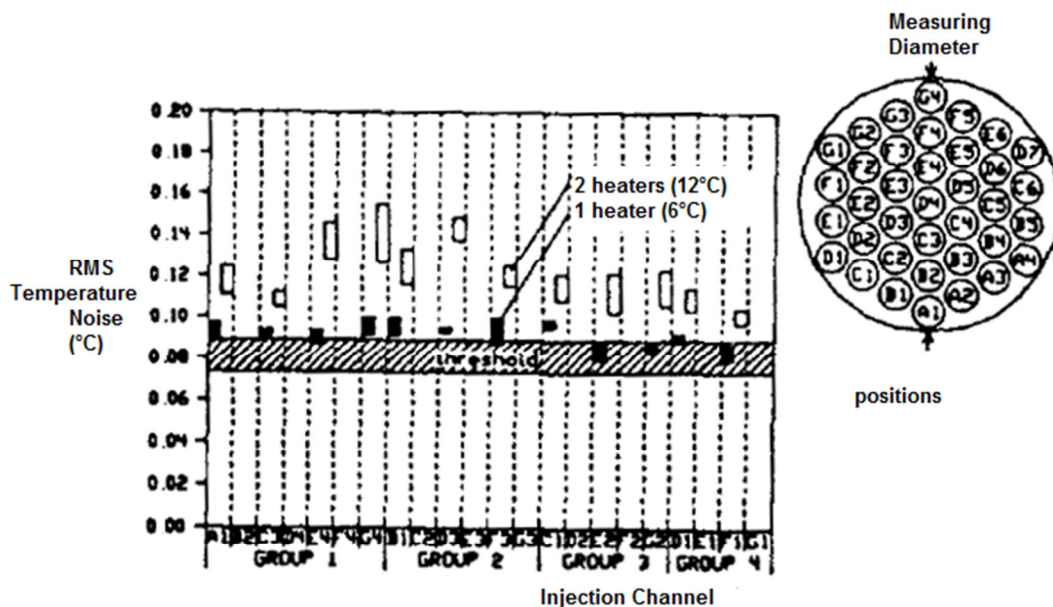


Figure 1-23. Bruit de température engendré par l'augmentation de la température à la sortie de plusieurs sous-canaux [Monday 1988].

Il apparaît que de l'augmentation de la température de 6°C ou 12°C de l'eau refoulée par certains des sous-canaux (en abscisse sur la figure), engendre une modification significative de la moyenne quadratique de la température mesurée.

L'objectif de cette expérience ayant été atteint, les auteurs indiquent que cette méthode de thermométrie ultrasonore serait capable de détecter l'augmentation du bruit de température produit par l'augmentation de la température à la sortie d'un assemblage de RNR-Na.

En 1992 la thermométrie ultrasonore a été testée dans la boucle HIPPO. HIPPO est une représentation à l'échelle $\frac{1}{2}$ du cœur d'un réacteur de type EFR (European Fast Reactor) [Taylor 1992]. L'objectif de cette expérimentation était d'observer les effets d'un flux d'eau turbulent sur une mesure de température par ultrasons en sortie d'assemblages. En outre l'utilisation d'une maquette d'un cœur devait permettre de déterminer l'influence des vibrations des assemblages et les réflexions parasites potentielles sur les assemblages voisins. Le fluide utilisé pour l'expérience est l'eau et les sorties d'assemblages sont en matière plastique. Pendant les expérimentations le débit de l'écoulement dans chaque assemblage était de 3,3 l/s (représentant une vitesse d'écoulement d'environ $1,5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, vitesse deux fois plus faible que dans la réalité) et l'eau était à température ambiante dans toute la boucle. Un transducteur ultrasonore était disposé au-dessus du cœur et visait un alignement de 6 assemblages, comme cela apparaît sur la Figure 1-24. Ce transducteur, avec une fréquence de 5 MHz, était similaire aux transducteurs prévu pour être utilisés dans les EFR.

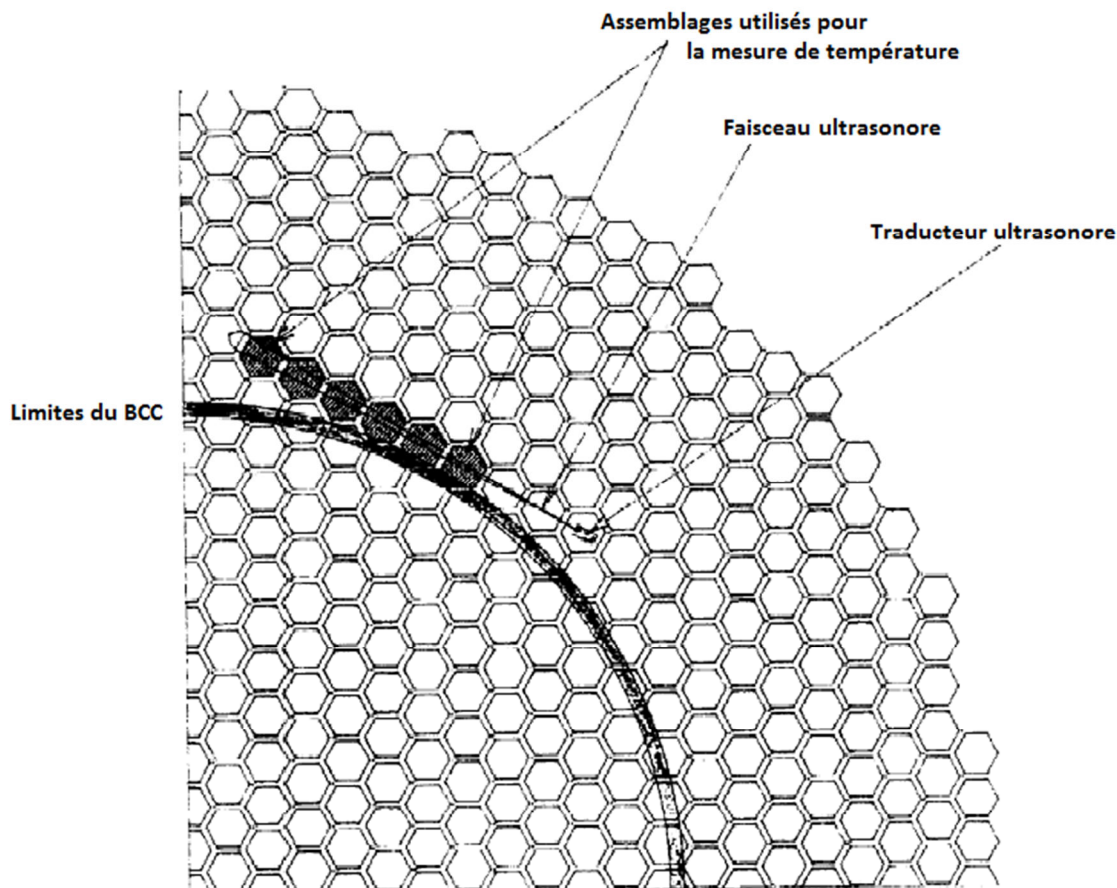


Figure 1-24. Application de thermométrie ultrasonore dans HIPPO (Traduction de [Taylor 1992]).

Lors de ces expérimentations les auteurs indiquent que la petite taille des assemblages (5 cm de diamètre interne) a engendré une forte diminution des échos sur le bord convexe des assemblages, les obligeant à réaliser leurs mesures de temps de vol entre les bords concaves seulement. La mesure de température entre ces cibles a tout de même permis d'obtenir une incertitude de seulement

$\pm 0,6^{\circ}\text{C}$ par comparaison aux valeurs mesurées par thermocouple. Il est aussi indiqué que l'écoulement d'eau ainsi que les potentielles vibrations des assemblages n'ont pas perturbé les mesures ultrasonores. Il aurait été intéressant dans cette étude de déterminer l'influence de la réduction de la taille des assemblages, et donc celle des perturbations thermo-hydraulique, sur la propagation d'ultrasons dont la longueur d'onde est de taille réelle. Cependant la précision de la mesure de température ici obtenue, et l'absence de l'effet des vibrations sont deux points encourageant pour la mise en œuvre de cette technique.

1.3.2.3. Expériences réalisées pour le CEA

La mesure de température par ultrason présentant un fort potentiel pour l'instrumentation du futur réacteur ASTRID, le Laboratoire d'Instrumentation et d'Essais Technologiques (DTN/STPA/LIET) du CEA de Cadarache a lancé en 2009 une collaboration avec le Laboratoire de Caractérisation Non Destructive (LCND) d'Aix-en-Provence, afin d'étudier plus précisément la faisabilité de cette technologie.

Dans le cadre de cette collaboration le LCND a réalisé plusieurs expériences de thermométrie ultrasonore se déroulant en eau. Toutes ces expériences sont rapportées dans des rapports d'étude [Ploix 2009, Ploix 2009 B, Ploix 2010, Ploix 2010 B]. Les paragraphes suivants présentent les principaux résultats de ces expériences.

Dans un premier temps des essais préliminaires ont été réalisés dans une eau statique et homogène en température. Cette première expérience avait pour but de déterminer la nature des signaux ultrasonores réfléchis par un tube, dans la situation d'un contrôle acoustique de la température. Le schéma de l'expérience ainsi qu'un signal reçu sont présentés en Figure 1-25.

Un traducteur ultrasonore émettait des trains d'onde à une fréquence de 2,25MHz sur le haut d'un tube en acier de 35 mm de diamètre (échelle 1/3 environ par rapport aux assemblages réels). L'angle d'incidence des ultrasons par rapport à l'horizontale était de 7° . Cet angle a été choisi de manière à ce que le premier bord du tube ne perturbe pas les ultrasons se réfléchissant sur le bord le plus éloigné. Celui-ci est tout de même suffisamment faible pour que les chemins pris par les ondes atteignant chacun des deux bords soient similaires. La différence de temps de vol entre les deux échos n'est ainsi due qu'au milieu parcouru par le faisceau entre les deux bords.

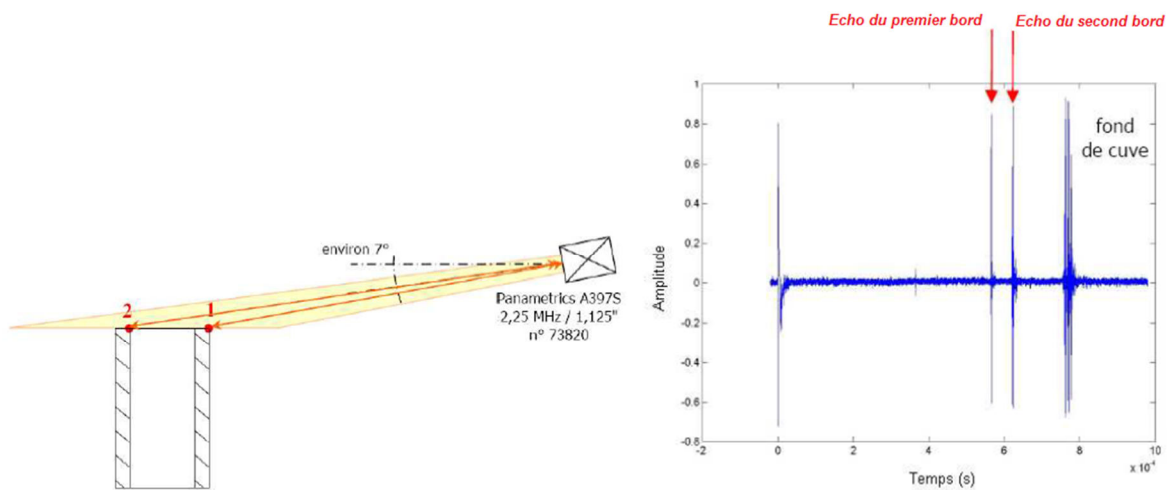


Figure 1-25. Essai en eau statique. Principe de l'expérience (à gauche) et signal ultrasonore acquis (à droite) [Ploix 2010].

Les échos des bords 1 et 2, les bords respectivement convexes et concaves du tube, ont facilement été identifiés. Dans les mêmes conditions une expérience fut réalisée avec trois tubes alignés dans l'axe du capteur. Une fois encore les échos sur les bords des tubes ont été visualisés et clairement identifiés.

L'expérience qui a suivi avait pour objectif de vérifier la faisabilité de la mesure de température par ultrasons, de l'eau sortant d'un tube. Pour cela un écoulement non turbulent de température maîtrisée était généré à la sortie d'un tube métallique de 35 mm de diamètre. Le résultat des mesures de température par ultrasons était comparé aux mesures réalisées par un thermocouple placé à la sortie du tube. Une représentation schématique de cette expérience ainsi que la comparaison des deux moyens de mesure de la température apparaissent sur la Figure 1-26.

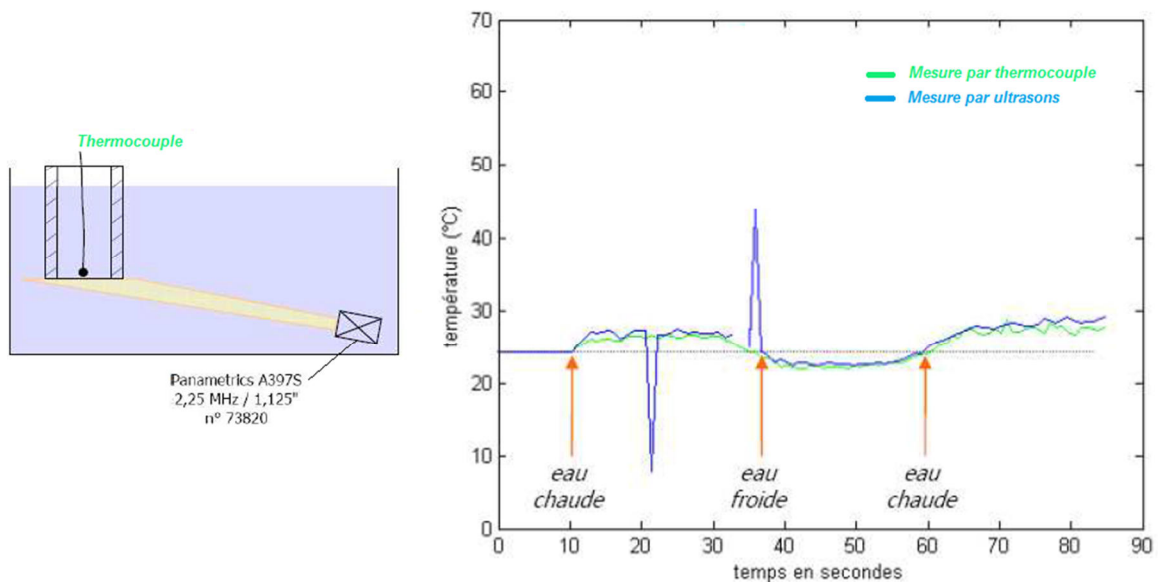


Figure 1-26. Mesure de température par ultrasons. Géométrie de l'expérience (à gauche) et comparaison des deux moyens de mesure de la température (à droite) [Ploix 2010].

La comparaison de ces mesures acoustiques avec des mesures de température par thermocouple a donné de bons résultats d'un point de vue dynamique. Sur toute la durée de l'expérience, seulement deux acquisitions ultrasonores n'ont pas conduit à une mesure correcte de la température (cf. Figure 1-26). Ces mesures anormales peuvent être dues au bruit de température, qui a perturbé le signal ultrasonore et a faussé le traitement du signal.

L'objectif de l'expérience suivante était de suivre l'évolution de la température par thermométrie ultrasonore à la sortie de quatre tubes refoulant de l'eau à des températures différentes. Pour cela des tubes, de même nature que précédemment et immergés dans une cuve à température ambiante, étaient alimentés par paire avec de l'eau à 45°C, refoulée à une vitesse de $0,17\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. La mesure de la température était réalisée à l'aide de thermocouples et par un dispositif ultrasonore identique à l'expérience. La Figure 1-27 est une représentation schématique de cette expérience.

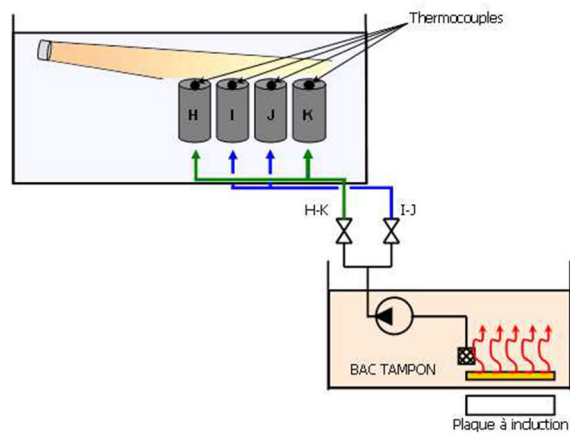


Figure 1-27. Mesure de la température de l'écoulement d'eau à la sortie de quatre tubes. Représentation schématique de l'expérience [Ploix 210 B].

Cette expérience a mis en exergue les perturbations que pouvaient entraîner les inhomogénéités de température sur la qualité du signal ultrasonore. En effet comme le montre la Figure 1-28 : suite à l'alimentation en eau chaude de deux tubes, puis de quatre, l'estimation de la température mesurée par ultrasons est très perturbée.

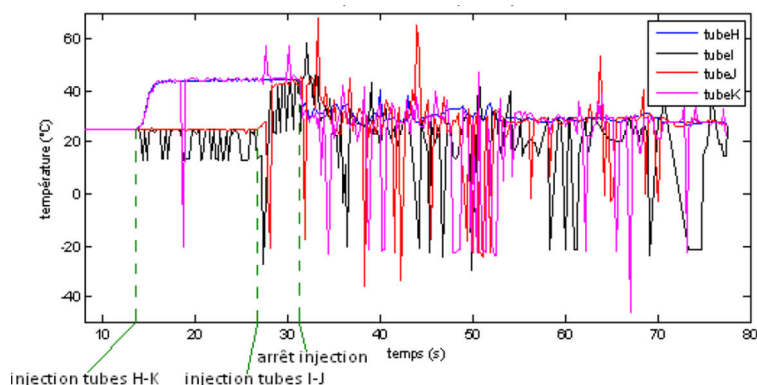


Figure 1-28. Mesure de la température de l'écoulement d'eau à la sortie de quatre tubes. Expérience réalisée au LCND [Ploix 210 B].

Les auteurs ont indiqué que ces perturbations étaient dues au bruit de température provoqué par les fluctuations de l'écoulement créant des déviations et ultrasonores variables. En effet à une vitesse de $0,17 \text{ m.s}^{-1}$, des différences de température de l'ordre de 20°C peuvent produire des phénomènes de convections qui perturbent la linéarité de l'écoulement et augmentent le nombre d'inhomogénéités thermiques dans l'écoulement. Ainsi pour tous les tubes, il a été observé des variations importantes de l'amplitude des échos ultrasonores, ceux-ci pouvant même disparaître sous le seuil du bruit, faussant alors le traitement du signal.

Dans cette expérience, la réflectivité des bords des tubes n'a pas été abordée. Cependant une étude postérieure est prévue afin de définir des congés adaptés à la réflexion acoustique. L'optimisation de cette géométrie permettrait en effet d'augmenter l'amplitude des échos acoustiques et pourrait diminuer la proportion de signaux disparaissant sous le seuil du bruit.

D'autres expériences ont aussi été menées au LCND dans lesquelles l'objectif était de constater les effets de l'écoulement d'eau provenant de plusieurs tubes, sur la mesure de température à la sortie d'un tube situé parmi les autres. Dans cette série d'expériences la propagation des ultrasons au travers d'un flux d'eau chaude turbulente a là aussi grandement perturbé le signal ultrasonore (modification rapide de son amplitude, perte du signal, ...). Dans ce type d'écoulement turbulent il devient difficile de distinguer les effets de la température avec celui de la vitesse de l'écoulement. Ces expériences ont donc mis en évidence l'importance de bien connaître et maîtriser les différents paramètres thermo-hydraulique de l'expérience afin de pouvoir en expliquer les différents résultats. Afin de répondre à ce besoin un banc d'expérimentation sera mis en place dans ce laboratoire lors d'une prochaine étude, afin de générer des écoulements maîtrisée en température et en vitesse. L'influence de chacun des paramètres de l'écoulement sur la mesure acoustique de la température pourra alors être caractérisée avec cette géométrie.

1.4. Objectifs des travaux de thèse

Toutes ces expériences ont eu pour objectif d'étudier la faisabilité de la thermométrie acoustique. Les premières expériences décrites ont permis d'assurer que la mesure de la célérité des ultrasons était un bon paramètre pour mesurer la température. Les expériences de l'UKAEA réalisées en 1992 ont permis de valider cette méthode, dans des conditions simplifiées, avec un écoulement de sodium inhomogène en température. Ils ont en outre souligné les perturbations engendrées par « le bruit de température » dû aux inhomogénéités thermiques sur le signal ultrasonore qui peuvent être importantes selon les conditions des expériences.

De même la plupart des expériences qui se sont déroulées dans un milieu inhomogène en température et turbulent ont révélé l'influence néfaste de ces conditions thermo-hydrauliques sur la qualité du signal ultrasonore à traiter pour estimer la température. Cela a particulièrement été mis en exergue par les expériences récentes du LCND se déroulant en eau.

Il semble donc primordial de déterminer si les inhomogénéités thermiques et les turbulences de l'écoulement, présentes au sein du sodium compris entre le cœur et le BCC, auront un impact

significatif sur la propagation des ultrasons dans ce milieu et donc sur la qualité de la mesure de la température.

Afin de répondre à cette problématique, il a été choisi d'améliorer la compréhension de l'interaction entre les ultrasons et ce milieu, grâce à la mise en œuvre d'un outil de simulation permettant de prendre en compte ces caractéristiques thermo-hydrauliques.

Cela implique dans un premier temps une analyse approfondie de la thermo-hydraulique du sodium au-dessus des assemblages d'un RNR-Na, et une étude de différents modèles de propagation existants permettra de déterminer le plus pertinent compte-tenu des caractéristiques du milieu.

Dans un second temps, les premières simulations numériques permettront de contrôler le bon fonctionnement du code. Ces premiers résultats permettront aussi d'obtenir des premiers éléments de réponse quant à la caractérisation et la quantification des perturbations engendrées par le milieu sur les ultrasons.

Enfin, deux expériences seront mises en place afin de déterminer les incertitudes attribuables aux résultats du code implémenté. L'une de ces expériences mettra en œuvre des inhomogénéités thermiques particulières afin de vérifier l'interaction des ultrasons avec des gradients de température. La seconde permettra de vérifier l'interaction des ultrasons avec un champ turbulent des vitesses de l'écoulement.

Chapitre 2. Etude du milieu et des modèles de propagation des ultrasons

Afin de pouvoir mettre en place un outil de simulation adapté à la propagation des ultrasons dans le sodium liquide sortant des assemblages d'un cœur de RNR-Na, il est tout d'abord important de caractériser ce milieu. Ce sont en effet les caractéristiques thermo-hydrauliques ainsi définies qui permettront de déterminer le modèle de propagation adéquat au milieu.

Puis comme il existe plusieurs modèles ou codes de propagation des ultrasons potentiellement utilisables, la seconde partie de ce chapitre détaillera ces différents outils afin de déterminer le plus adapté à la résolution de cette problématique.

2.1. Caractéristiques thermo-hydrauliques du sodium en sortie du cœur

Afin de mieux connaître la nature et le développement des inhomogénéités thermiques et cinétiques du sodium à la sortie du cœur en vue de modéliser ce milieu, les résultats d'expériences et de simulations thermo-hydrauliques seront analysés dans cette partie.

2.1.1. Etudes expérimentales des inhomogénéités thermiques

La zone située entre le cœur et le Bouchon Couvercle Cœur (BCC) est le lieu où se mélange le sodium sortant des différents assemblages. Cette zone est riche en sources d'inhomogénéité thermique, en effet la température du sodium sortant des assemblages est alors de l'ordre de 550°C mais peut présenter des écarts d'un assemblage à l'autre, pouvant atteindre 50°C pour des assemblages voisins en fonctionnement normal. Cette différence de température est une consigne prise en compte lors de la conception du cœur, dans le but de limiter l'influence de la cartographie inégale de puissance thermique générée par le cœur⁴.

De plus le sodium circulant dans les espaces entre les assemblages, appelé l'inter-assemblage est légèrement plus froid, car il n'entre pas en contact avec la gaine des aiguilles de combustible nucléaire.

Tous ces différents flux participent à la création d'inhomogénéités thermiques à l'endroit où la mesure ultrasonore de température doit être réalisée. Il est donc crucial de pouvoir connaître l'importance de ces inhomogénéités thermiques et ainsi, de pouvoir quantifier leur impact sur la vitesse de propagation, la déviation et l'atténuation des ultrasons. La perte des échos sur les bords des assemblages entraînerait une interruption de la mesure et ralentirait la dynamique de

⁴ Cette inégalité de puissance est due à la géométrie du cœur : en périphérie certains neutrons sortent du cœur et ne réalisent pas de fission nucléaire ; cela engendre une puissance thermique plus faible en périphérie.

l'instrumentation. Un des cas les plus défavorables serait une erreur sur la localisation de l'assemblage dont la température est mesurée si le faisceau ultrasonore est suffisamment dévié par ces inhomogénéités pour mesurer la température d'un assemblage voisin.

Les inhomogénéités thermiques sont bornées par les conditions aux limites de l'écoulement qui sont la vitesse et la température du fluide à la sortie des assemblages, la géométrie du cœur et du BCC. Ces inhomogénéités dépendent très fortement de la nature du fluide.

Le sodium est un métal liquide ayant une forte diffusivité thermique. Cette propriété se caractérise à l'aide du nombre de Prandtl. Le nombre de Prandtl (Pr) est un nombre adimensionnel, égal au rapport entre la viscosité cinématique et la diffusivité thermique :

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad 2-4$$

où ν est la viscosité cinématique (en $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$) et α la diffusivité thermique (en $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$). Dans le cas du sodium ce nombre de Prandtl de l'ordre de 0,005, ce qui est faible par comparaison avec le nombre de Prandtl de fluide tel que l'eau où celui-ci est de l'ordre de 5 [Clay 1973, Azarian 1990].

Comme cela est expliqué dans l'annexe 1, du fait de ce faible nombre de Prandtl, les dissipations thermiques interviennent avant les dissipations visqueuses dans du sodium en écoulement turbulent. Ce milieu va donc généralement présenter des inhomogénéités thermiques de tailles importantes, qui vont s'homogénéiser avant que l'écoulement ne se fractionne en petites turbulences où interviennent les dissipations visqueuses.

Afin de connaître la taille caractéristique L_θ de ces inhomogénéités thermiques dans différents fluides, D. Tenchine réalisa en 1994 plusieurs expériences dans les boucles d'essais NAJECO et AIRJECO [Tenchine 1994, Tenchine 1994 B]. L'objectif de ces expériences était de déterminer les similitudes entre les fluctuations thermiques d'un écoulement de sodium et d'air (afin de voir si l'air était un fluide adéquat pour simuler du sodium inhomogène en température). Pour cela les deux sections d'essais avaient des géométries identiques et généraient des écoulements coaxiaux de températures différentes.

Concernant l'expérience NAJECO, les deux jets de sodium concentriques avaient des températures et des débits différents : $150\text{m}^3.\text{h}^{-1}$ à 280°C et $30\text{m}^3.\text{h}^{-1}$ à 200°C . La section d'essai de cette boucle est représentée en Figure 2-1.

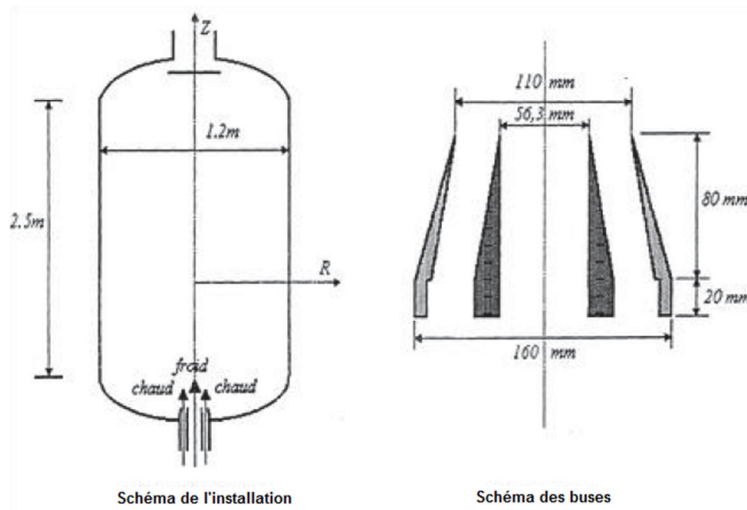


Figure 2-1. Section d'essai de la boucle NAJECO [Tenchine 1994].

Cette section d'essai produisant deux jets coaxiaux de températures et de débits différents, elle engendre donc des inhomogénéités thermiques qu'il est possible de trouver à la sortie des assemblages d'un réacteur, principalement à la réunion des jets coaxiaux provenant des assemblages et des inter-assemblages. L'étude de cette expérience permet donc de mieux comprendre quels types d'inhomogénéités peuvent se développer au-dessus du cœur du réacteur. Les résultats de l'expérience AIRJECO, apparaissant notamment sur la Figure 2-2 et la Figure 2-3, ne seront eux pas étudiés.

Lors de cette expérience un thermocouple était positionné à l'aide d'une perche à différents points de l'écoulement ce qui permettait d'enregistrer les fluctuations de température, de tracer le spectre des fluctuations thermiques et d'en déduire les longueurs caractéristiques de l'écoulement.

Le Tableau 2-1 regroupe les valeurs des tailles caractéristiques L_θ . U désigne la vitesse de l'écoulement au point de la mesure (la consigne de débit à la sortie du tube étant fixe) et R la distance du point de mesure par rapport à l'axe vertical, à une altitude fixée (cf. Figure 2-2 et Figure 2-3).

Rayon R (m)	Vitesse U ($m \cdot s^{-1}$)	Longueur L_θ (m)
0	1,05	0,037
0,016	1	0,039
0,04	0,8	0,032
0,10	0,3	0,024

Tableau 2-1. Longeurs caractéristiques des inhomogénéités thermiques à différents points de l'écoulement et à 50 cm au-dessus des buses.

Ainsi pour un écoulement de sodium de ce type, la taille caractéristique des inhomogénéités thermiques, à 50 cm au-dessus des tubes refoulant le sodium, est comprise entre 2 et 4 cm. Il est aussi important de noter que la taille des inhomogénéités diminue lorsque le point de mesure s'écarte du centre de l'écoulement. Pour déterminer la raison de ces variations, des mesures radiales et axiales des fluctuations de températures ont été réalisées : les résultats de ces mesures sont présentés sur les Figure 2-2 à Figure 2-4.

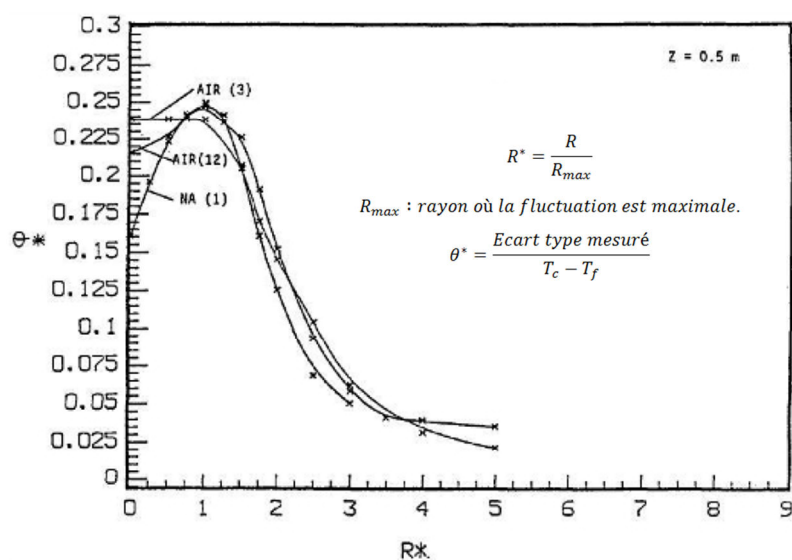


Figure 2-2. Profil radial de l'intensité des fluctuations en sodium et en air (Altitude Z = 50 cm) [Tenchine 1994].

Ce profil indique que la majeure partie des fluctuations de température ne sont pas dans l'axe de la sortie de l'écoulement mais dans un anneau centré sur l'écoulement, à la réunion des deux jets coaxiaux. De part et d'autre de cet anneau les inhomogénéités de température sont donc moins importantes. Il faut noter que ces profils sont aussi donnés à des distances importantes de la sortie des jets.

D'autres profils de fluctuations réalisés dans NAJECO à des altitudes plus basses montrent que la zone où la température fluctue est plus fine ce qui confirme que près de la sortie des jets, ces fluctuations seront moins importantes. Ces résultats apparaissent sur la Figure 2-3.

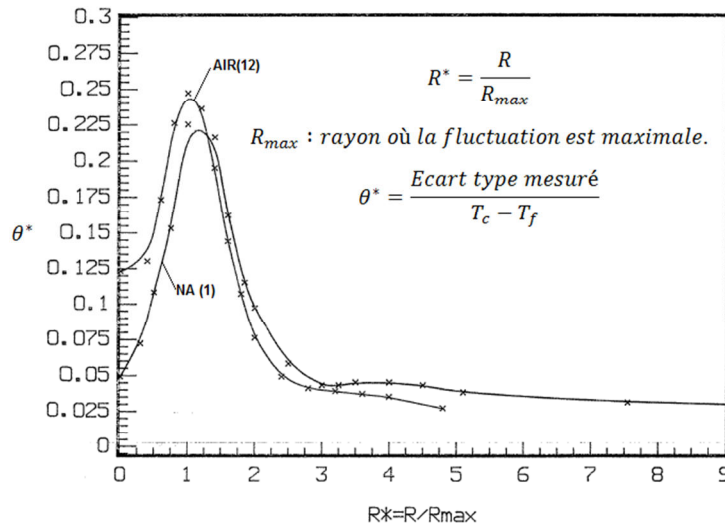


Figure 2-3. Profil radial de l'intensité des fluctuations en sodium et en air (Altitude Z = 40 cm) [Tenchine 1994].

La diminution de la zone où la température fluctue, pour une même différence de température entre les zones chaudes et froides, implique que les gradients de température, qui jouent un rôle important dans la déviation des ultrasons, ont une amplitude plus grande à ces endroits.

Enfin, des mesures ont été faites afin de connaître l'évolution de l'intensité des fluctuations de température le long de l'axe central (R=0 cm) de la section d'essai. Ce résultat est présenté à la Figure 2-4.

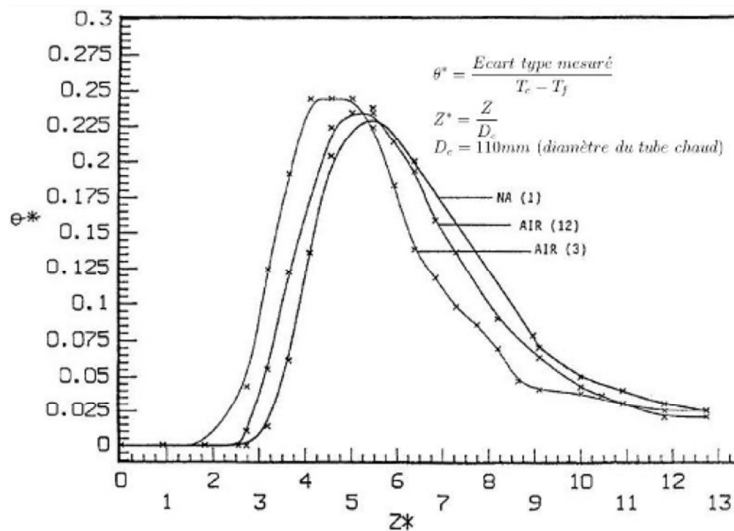


Figure 2-4. Profil axial de l'intensité des fluctuations de température en sodium et en air (R=0cm).

Ce profil axial indique qu'il n'y a pas de fluctuation de température dans l'axe, à la sortie des tubes pour une altitude allant pratiquement jusqu'à 2,5 fois le diamètre pour le sodium. Ces fluctuations apparaissent seulement à une hauteur d'environ 30 cm, puis sont maximales autour de 60 cm avant de décroître. Les travaux de Moriya et Ohshima [Moriya 1990] confirment aussi ces profils de fluctuation de température lors d'expériences similaires en sodium.

Ces relevés montrent que malgré la forte conductivité thermique du sodium qui tend à homogénéiser les températures du milieu, il est tout de même possible d'observer des inhomogénéités thermiques franches du fait du champ des vitesses de l'écoulement.

De plus en s'appuyant sur les résultats de la Figure 2-4 et sur la géométrie de l'expérience, il est probable que dans un plan horizontal très proche de la sortie des assemblages, des zones de températures homogènes et circulaires sont observées, dont le rayon est de l'ordre de celui de l'assemblage. Ces dernières seraient séparées par des zones où les fluctuations de température sont importantes et contiennent des inhomogénéités de température de taille caractéristique de l'ordre de quelques centimètres.

Ces expériences ayant été réalisées sans obstacles et loin au-dessus de la sortie des jets, les écoulements mis en œuvre ici sont donc différents du cas d'un réacteur dans lequel le BCC (Bouchon Couvercle Cœur) situé à environ 40 cm au-dessus de la sortie des assemblages vient fortement perturber les flux de sodium [Azarian 1990]. La présence du BCC peut donc modifier les conclusions précédentes. Une connaissance plus fine de l'écoulement au-dessus du cœur sera nécessaire pour conclure sur la présence d'une zone peu perturbée au-dessus des assemblages.

2.1.2. Données provenant de simulations thermo-hydrauliques

L'utilisation de moyens numériques comme des simulations de type CFD (Computational Fluid Dynamic) permet d'obtenir des résultats intéressants pour modéliser les caractéristiques thermo-hydrauliques du milieu au-dessus du cœur du réacteur. Plusieurs codes ont été développés au CEA dans ce but, notamment le code Trio-U (<http://www-trio-u.cea.fr>) code orienté objet, massivement parallèle, dédié à des applications scientifiques et industrielles pour étudier les écoulements turbulents monophasiques ou diphasiques du domaine nucléaire. Ce code utilise des données neutroniques du cœur du réacteur ainsi que des paramètres de fonctionnement (comme la puissance ou le débit) pour déterminer les caractéristiques thermo-hydrauliques du sodium.

L'un des intérêts majeurs de ces simulations est de travailler sur des géométries très représentatives de la structure d'un cœur de réacteur nucléaire. Il est donc possible de se rapprocher des inhomogénéités thermiques et des turbulences qui seront réellement présente dans ces structures.

Des simulations ont été réalisées en 2013 par David HAUBENSACK du Service d'Études des Systèmes Innovants du CEA de Cadarache avec le code de simulation Trio-U-MC2 qui est un code qui associe la thermo-hydraulique au sein du cœur et du collecteur chaud du réacteur [Quemere 2009, Conti 2012]. L'objectif de ces simulations était de déterminer l'évolution des températures et de la vitesse du sodium dans le collecteur chaud⁵ lors d'un accident de type BTI (Bouchage Total Instantané d'un assemblage). Les données qui seront analysées ici sont celles correspondant à la situation initiale hors accident, lors de laquelle les calculs déterminent la thermo-hydraulique du collecteur chaud correspondant à une puissance nominale du cœur.

⁵ Le collecteur chaud, est la partie de la cuve du réacteur contenant le sodium dit chaud. Ce collecteur chaud est alimenté directement par le sodium sortant du cœur par les assemblages. Le sodium quitte cette partie de la cuve pour aller dans les échangeurs de chaleur où il sera refroidi avant de retourner dans le cœur.

La géométrie utilisée correspond au concept de cuve à l'étude durant la phase « avant-projet » pour les études dans le cadre du projet ASTRID. Cette géométrie comprend aussi une représentation du BCC, se positionnant à la verticale du cœur, et maintenant en position les doigts de gants instrumentés. L'ensemble de la géométrie comprend 3,5 millions de mailles, permettant de déterminer les paramètres thermo-hydrauliques du milieu avec une précision de l'ordre du centimètre. Une partie de la géométrie utilisée apparaît sur la Figure 2-5.

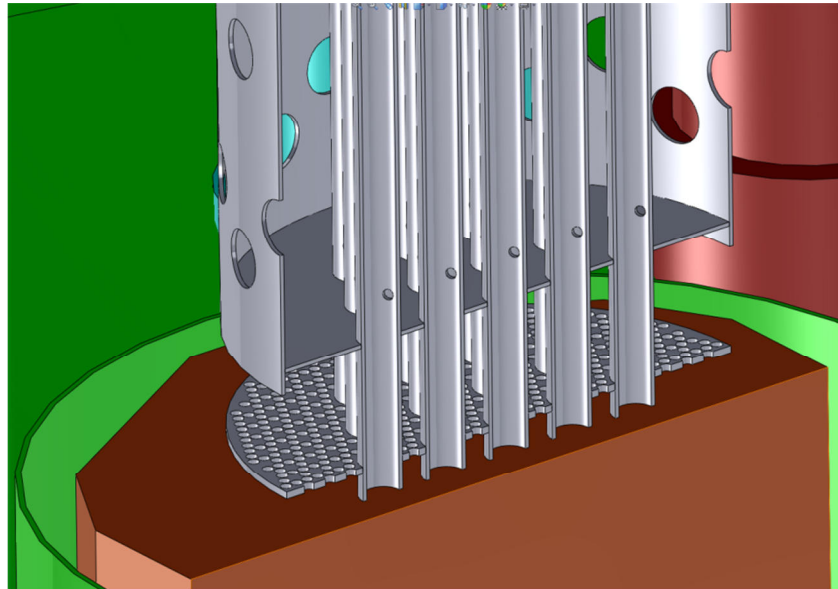


Figure 2-5. Vue en coupe du BCC (en gris) à la verticale du cœur (en marron).

Les Figure 2-6 et Figure 2-7 ci-dessous présentent respectivement les champs des températures et des vitesses du sodium en sortie d'assemblages dans une vue en coupe verticale du cœur du réacteur. De même que dans la Figure 2-5, il y apparaît une vue en coupe de la structure du BCC surplombant le cœur.

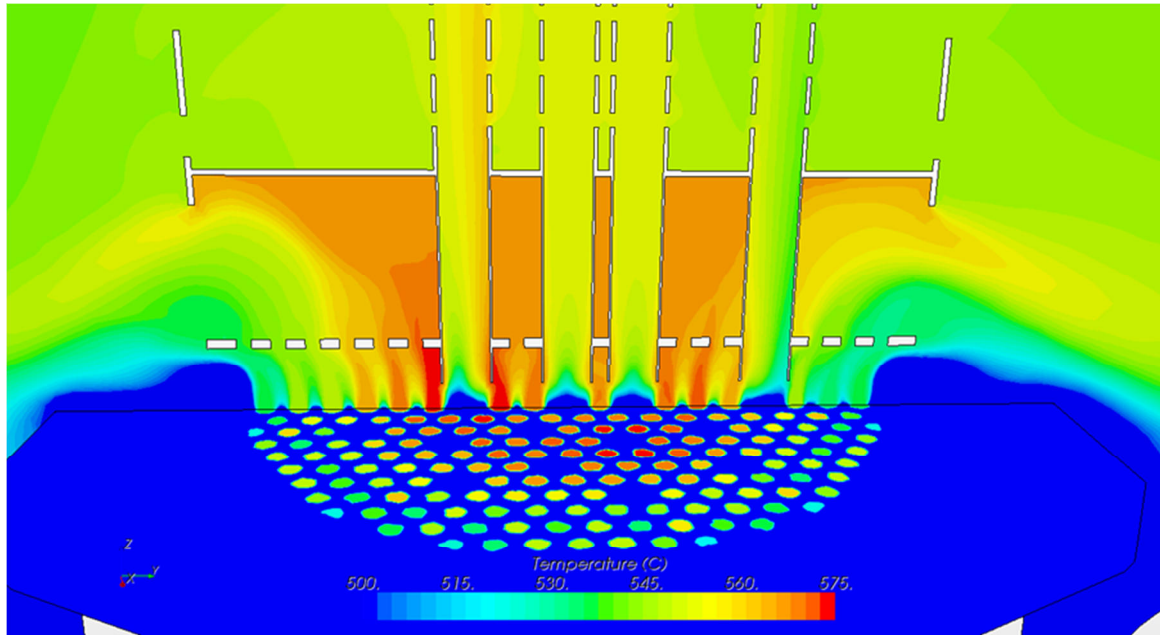


Figure 2-6. Champ de températures simulé avec une géométrie réaliste du collecteur chaud.

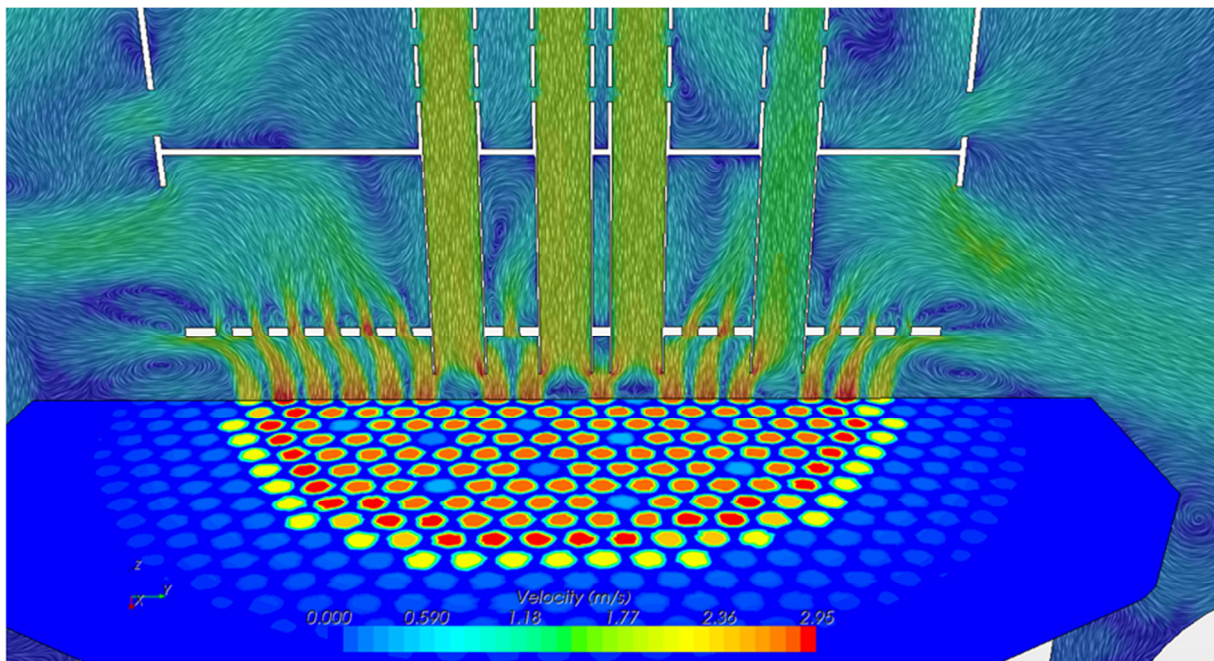


Figure 2-7. Champ des vitesses simulé avec une géométrie réaliste du collecteur chaud.

Le champ des températures présent sur la Figure 2-6 indique la présence de gradients thermiques au niveau des têtes d'assemblages, dont la température varie entre 500 et 570°C sur seulement quelques centimètres. D'après ces résultats, un faisceau ultrasonore se propageant au-dessus du cœur traverserait une succession de zones chaudes circulaires entourées par des zones plus froides. La température de ces zones et l'amplitude des gradients thermiques rencontrés dépendraient en

outre de la distance entre le faisceau ultrasonore et les têtes d'assemblage. Les perturbations qui en découleront sur la propagation ultrasonore seront donc variables.

En outre cette figure renseigne aussi sur la température du sodium sortant des emplacements réservés aux barres de contrôle du cœur. Ces emplacements se caractérisent ici par des espaces de la taille d'une sortie d'assemblage classique où le sodium sort à une température de l'ordre de 500°C (comme dans le cas du sodium sortant des inter-assemblages, ce sodium n'a pas été en contact avec les aiguilles chaudes de combustible). L'emplacement de ces barres de contrôle engendre donc d'importantes zones de sodium « froid » dont il faudra tenir compte lors de la propagation des ultrasons.

Le champ des vitesses apparaissant sur la Figure 2-7 indique que les flux de sodium sont principalement verticaux et ascendants. Un faisceau ultrasonore traversant la zone entre le cœur et le BCC traversera donc alternativement des zones où l'écoulement de sodium est de l'ordre de 3 m.s^{-1} , et des zones où l'écoulement est beaucoup plus faible.

De plus concernant le champ des vitesses de l'écoulement de sodium, des simulations antérieures, datant de 2009, ont mis en exergue un phénomène de recirculation du sodium dans le cœur par les espaces entre les assemblages ce qui signifie un flux de sodium descendant. Ces simulations ont été réalisées par P. QUEMERE du Service de Simulation en THERMO-hydraulique du CEA de Cadarache [Quemere 2009].

En outre lors de ces simulations un couplage a été réalisé entre le domaine des assemblages et celui des inter-assemblages à l'aide du coupleur IOCO permettant de déterminer la nature de l'écoulement dans les inter-assemblages.

La géométrie de cette simulation en 3 dimensions compte 865 900 mailles, et représente un cœur de réacteur comprenant 301 assemblages fissiles et le collecteur chaud. Le BCC pour sa part est représenté de manière beaucoup plus simpliste que dans les simulations de 2013, puisqu'il se présente ici sous la forme d'un empilement de plaques circulaires possédant une certaine porosité.

Ces simulations mettent en exergue un phénomène de surpression entre le BCC et les assemblages. Cette surpression force une partie du sodium à redescendre par les inter-assemblages pour être ensuite évacuée par les côtés du cœur. Ce phénomène apparaît dans la Figure 2-8.

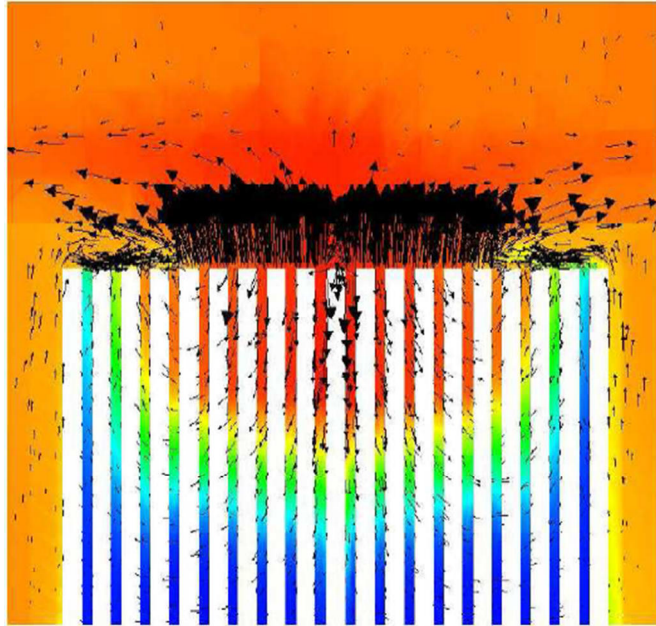


Figure 2-8. Coupe verticale du cœur : simulations du champ des températures (le rouge représente les parties chaudes, et le bleu les froides) et des vecteurs vitesses (flèches noires).

Cette recirculation du sodium pourrait aussi avoir des effets sur le champ des vitesses de l'écoulement traversé par un faisceau ultrasonore se propageant au-dessus de la tête des assemblages.

Du fait de certaines approximations qui ont été prises dans cette simulation (comme la géométrie du BCC), il n'est pas certain que ce phénomène apparaisse dans la réalité. C'est cependant une possibilité qu'il convient de ne pas négliger.

Dans ces deux simulations deux zones tourbillonnaires apparaissent en bordure supérieure du cœur. La propagation ultrasonore dans ces zones pourrait aussi être perturbée et devra donc être étudiée.

2.2. Modélisation de la propagation ultrasonore

La mise en œuvre d'expérience dans des fluides tels que le sodium est complexe. Les températures élevées (souvent entre 200 et 500°C) et la réactivité du sodium avec l'eau ou l'oxygène imposent des règles de sécurité supplémentaires et des coûts importants. De plus l'expérimentation dans le sodium avec des traducteurs ultrasonores est rendue difficile du fait des problèmes de mouillage [Paumel 2011] : il faut en effet attendre longtemps (plusieurs jours) et monter à des températures importantes (de l'ordre de 350 °C) pour que le sodium mouille le capteur et permette une bonne transmission des ultrasons. Dans cette situation les simulations numériques de la propagation ultrasonore sont des moyens nécessaires afin d'obtenir des résultats rapidement pour la conception des réacteurs futurs.

En outre la rapidité d'un code est un atout important dans le cadre de projets industriels où le design de certains éléments peut varier régulièrement. L'obtention rapide de résultats numériques permet alors de tester rapidement de nouvelles configurations géométriques ou des paramètres thermo-

hydrauliques particuliers. Ces simulations peuvent alors indiquer la viabilité de ces modifications, et déterminer leurs impacts sur d'autres éléments du projet.

Dans cette partie seront présentés plusieurs codes ou modèles de propagation des ultrasons, *a priori* applicables à un milieu fluide et turbulent. Il sera fait état des possibilités des codes de simulation CIVA et SPECFEM pour répondre à cette problématique. De manière générale, plusieurs modèles de propagations seront étudiés : l'équation d'onde, les équations paraboliques et l'acoustique géométrique en vue de définir quelle modélisation ou quel outil numérique peut répondre à notre problématiques au vue des connaissances actuelles sur le milieu.

2.2.1. Code CIVA

CIVA est un logiciel de simulation de contrôle non destructif développé par le CEA. Il est constitué de différents modules possédant chacun des fonctionnalités propres. Il est possible de simuler des Contrôles Non Destructifs (CND) en utilisant les courants de Foucault, la radiographie X ou gamma et bien sûr les ultrasons (<http://www-civa.cea.fr>) [Calmon 2006].

Le module ultrasons de CIVA permet de simuler la propagation des faisceaux ultrasonores et leurs interactions avec des défauts ou la surface des pièces à contrôler. Différents modes de contrôle sont possibles tels que le mode pulse écho, tandem ou TOFD (Time Of Flight Diffraction). De nombreux transducteurs ultrasonores peuvent être modélisés, qu'ils soient mono ou multi-éléments.

Une représentation d'un champ acoustique calculé par CIVA apparaît dans la Figure 2-9.

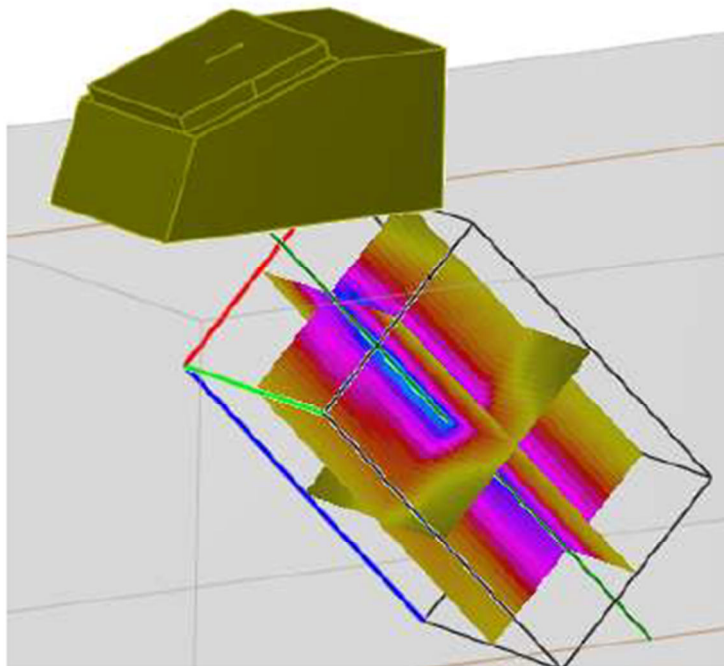


Figure 2-9. Champ acoustique créé par un transducteur ultrasonore dans une pièce.

La simulation de la propagation d'un faisceau ultrasonore dans le code CIVA peut-être décrite en deux étapes :

- Dans un premier temps l'intégrale de Rayleigh est utilisée pour générer le faisceau ultrasonore : la surface du transducteur est discrétisée en points sources et le champ total est la somme des champs de chacun de ces points sources.
- Dans un second temps le calcul de la propagation du faisceau est fait à l'aide de la méthode des pinceaux [Gengembre 1999, Gengembre 2003].

La méthode des pinceaux utilise la théorie des rayons, qui consiste à séparer un faisceau ultrasonore en un nombre déterminé de « rayons acoustiques » dont les trajectoires sont calculées indépendamment les unes des autres.

La méthode des pinceaux s'appuie sur le principe de conservation de l'énergie. Dans un milieu 3D par exemple, une surface superposable au front d'onde est définie orthogonalement à la propagation de plusieurs rayons : cette surface est appelé « section du tube de rayon ». Ce « tube de rayon » se nomme aussi « pinceau », d'où le nom de cette méthode. Une énergie surfacique est attribuée à cette section en fonction de l'énergie des rayons qui la définit.

Au cours de la propagation des rayons constituant le tube, si des déviations apparaissent cette surface va être déformée comme cela apparaît sur la Figure 2-10.

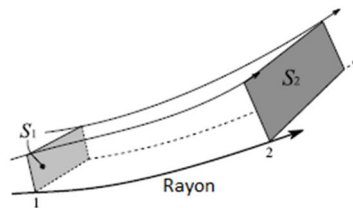


Figure 2-10. Evolution de la section d'un tube de rayon dans un milieu inhomogène [Lü 2011].

La méthode des pinceaux consiste alors à appliquer le principe de conservation de l'énergie à cette surface, il est alors possible, dans la Figure 2-10, de déterminer l'énergie du milieu en tout point de la surface S_2 .

Un module de propagation dans des fluides présentant des inhomogénéités scalaires a récemment été implémenté [Lü 2011]. La méthode de calcul développée par Bo LÜ permet d'appliquer des corrections sur des temps de vol de rayons, calculés en milieu homogène, en utilisant un modèle d'aberration statistique de phase. L'application de ces corrections est bien plus rapide que le calcul du parcours de chacun des rayons dans un milieu inhomogène (comme c'est le cas dans un code déterministe). Un exemple d'application de ce modèle est présentée en Figure 2-11.

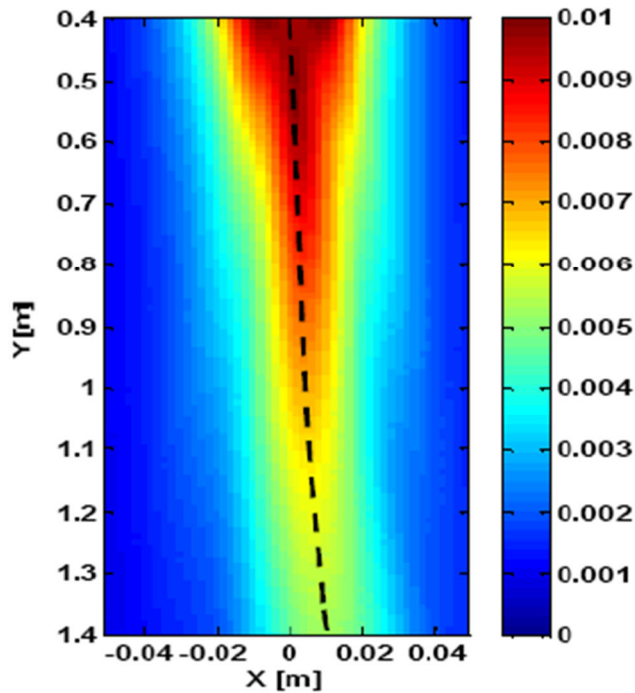


Figure 2-11. Modélisation du champ acoustique dans un champ de célérité acoustique aléatoire [Lü 2011].

Ces récents développements avaient pour but d'ouvrir le champ des applications de CIVA à la problématique de la propagation ultrasonore en sodium liquide en vue d'applications de télémétrie. Le calcul de l'interaction de l'onde avec des réflecteurs placés dans le sodium liquide a donc également été implémenté.

Les caractéristiques thermo-hydrauliques complètes du sodium à la sortie des assemblages du cœur ne sont pas encore prises en compte dans CIVA :

- Dans ce code, la géométrie des inhomogénéités de température ne peut être définie de manière précise par l'utilisateur. Le code définit lui-même un jeu de cartographies de température où les inhomogénéités thermiques respectent plusieurs paramètres statistiques renseignés par l'utilisateur (tels que la taille caractéristique, l'amplitude des gradients thermiques, ...). Il n'est donc pas possible de prendre en compte l'influence d'inhomogénéités de température ayant des géométries bien précises telles que celles décrites dans le paragraphe 2.1.
- CIVA ne prend en compte que des inhomogénéités dites scalaires. Ainsi seule l'influence de la température sur la célérité des ultrasons est possible. L'étude menée dans le paragraphe 2.1 indique cependant la présence d'un champ des vitesses de l'écoulement turbulent au-dessus du cœur, pouvant avoir un effet sur la propagation des ultrasons. A ce stade des recherches menées dans le cadre de la problématique de la thermométrie ultrasonore, il est nécessaire de prendre en compte ces inhomogénéités vectorielles dans le calcul de la propagation des ultrasons, afin de déterminer leur influence.

Le logiciel CIVA n'a donc pas été choisi pour simuler la propagation des ultrasons dans le cadre des recherches menées lors de cette thèse.

2.2.2. Code SPECSEM

SPECSEM est un logiciel libre dont l'objectif initial était de simuler la propagation d'ondes sismiques pour la géophysique. Il a initialement été développé par Dimitri Komatitsch et Jean-Pierre Vilotte à l'Institut Physique du Globe (IPG) de Paris entre 1995 et 1997 [Komatitsch 2011].

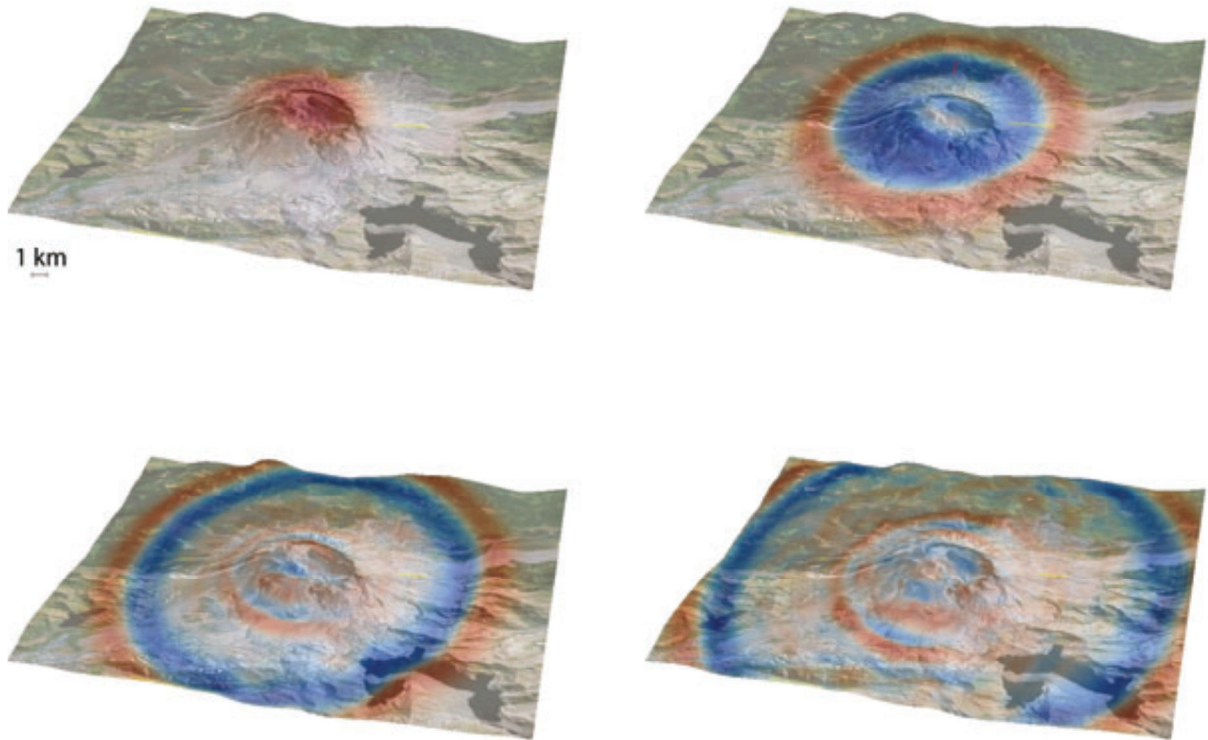


Figure 2-12. Propagation d'ondes sismiques autour du Mont St Helens. Affichage des déplacements verticaux (haut / bas respectivement de couleur rouge / bleu) à la surface libre du modèle. [Peter 2011].

Ce code repose sur la méthode des éléments finis spectraux [Komatitsch 1998], méthode proche des éléments finis, lui permettant de s'adapter à de nombreuses situations complexes et de traiter des problèmes en une, deux ou trois dimensions. Il est capable de simuler la propagation d'ondes de différents types (acoustiques, élastiques, anélastiques et poroélastiques) dans des milieux pouvant être inhomogènes. Il peut ainsi être utilisé dans de nombreuses situations tels que le contrôle non destructif ou l'acoustique sous-marine [Cristini 2012].

En outre, bien que la méthode des éléments finis spectraux nécessite des ressources numériques importantes pour de grands domaines de simulation, les calculs peuvent être menés en parallèle sur plusieurs processeurs. Le maillage est partitionné de façon à ce que chaque « cœur » effectue les calculs sur une zone géométrique. Les résultats sont recombinaés en fin de calcul. Cette méthode de calcul rend ce code massivement parallélisable, permettant d'effectuer des simulations de propagation sur de grandes distances.

Toutes ces caractéristiques rendent ce code intéressant pour modéliser la propagation des ultrasons dans le cadre du contrôle non destructif par ultrasons dans le domaine nucléaire. Afin de déterminer le potentiel de ce code vis-à-vis de la thermométrie acoustique en RNR-Na, une étude a été réalisée

en 2012 par Thomas Curtelin dans le cadre d'un stage de master de 2^{ème} année [Curtelin 2012]. Les objectifs de ce stage étaient :

- Etablir l'ensemble des possibilités de SPEC-FEM concernant la simulation ultrasonore.
- Réaliser des maillages et des simulations simples à deux et trois dimensions appliquées à la thermométrie ultrasonore en réacteur.
- Déterminer les problèmes liés à l'utilisation de ce code.
- Evaluer la validité du modèle utilisé dans ce code et la possibilité de le modifier.

Afin de répondre à ces objectifs, une première série de simulations a été réalisée afin de vérifier que SPEC-FEM simulait correctement l'interaction d'une impulsion ultrasonore de 1MHz (provenant d'une source ponctuelle) avec une tête d'assemblage en acier de 10 cm de diamètre extérieur, dans du sodium liquide homogène en température à 570°C. Pour cette première approche les simulations ont été réalisées en deux dimensions. La géométrie de ces simulations ainsi que les résultats associés sont présentés dans les Figure 2-13, Figure 2-14 et Figure 2-15.

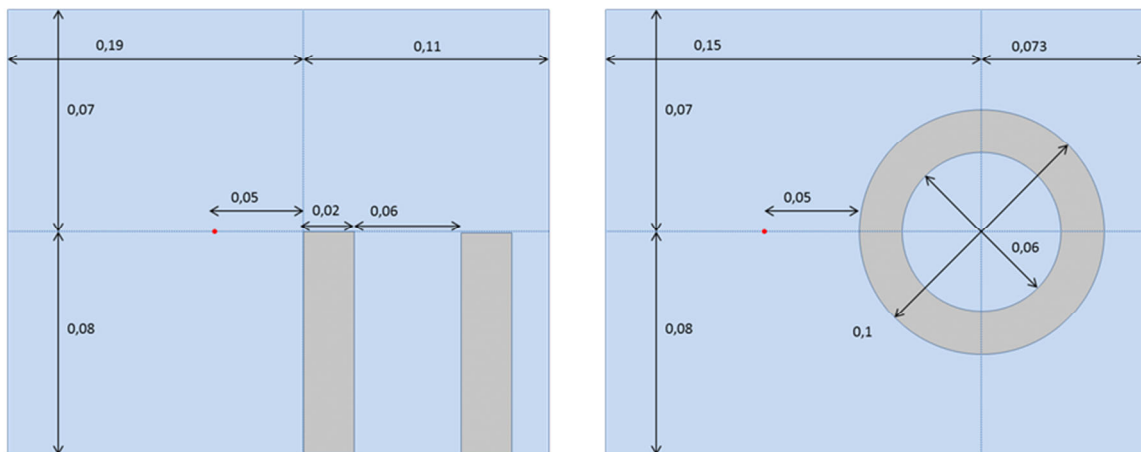


Figure 2-13. Dimensions des géométries préliminaires 2D (en mètres), d'un cylindre d'acier (en gris) immergé en sodium liquide (bleu). Source ponctuelle en rouge à 5 cm du cylindre. Plan vertical : 329 152 mailles (à gauche), et horizontal : 597 924 mailles (à droite). T. CURTELIN.

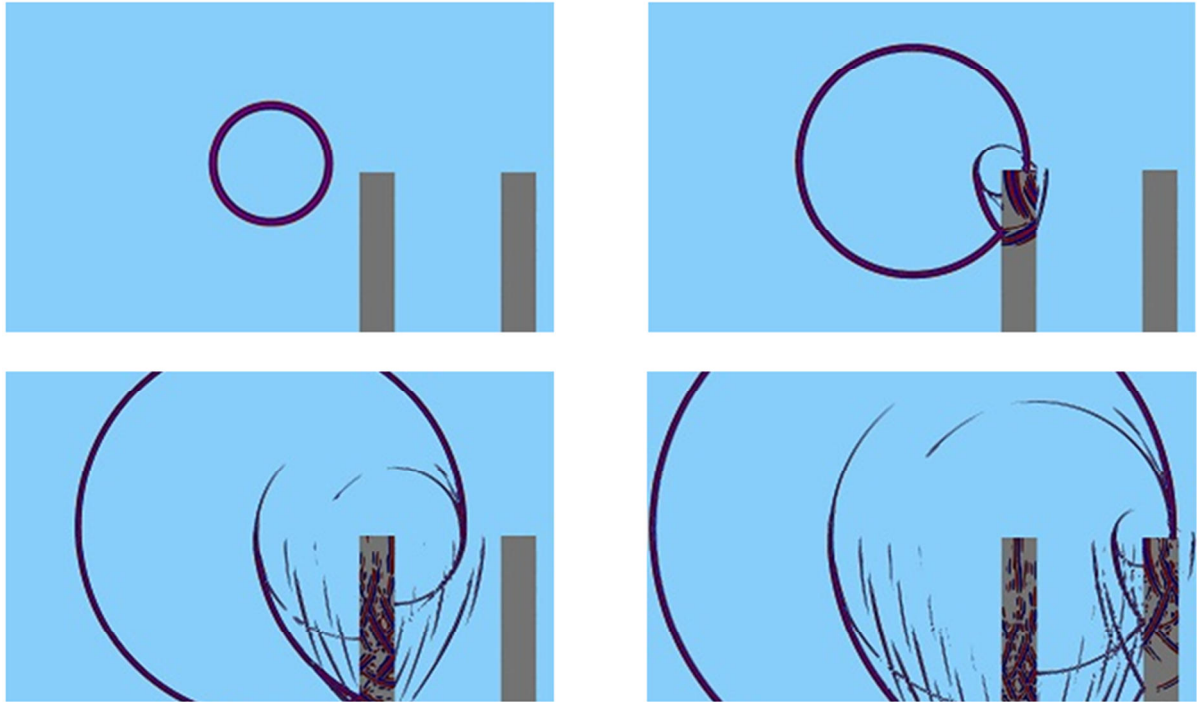


Figure 2-14. Plan vertical. Allure du front d'onde simulé à différents stades de la propagation. T. Curtelin.

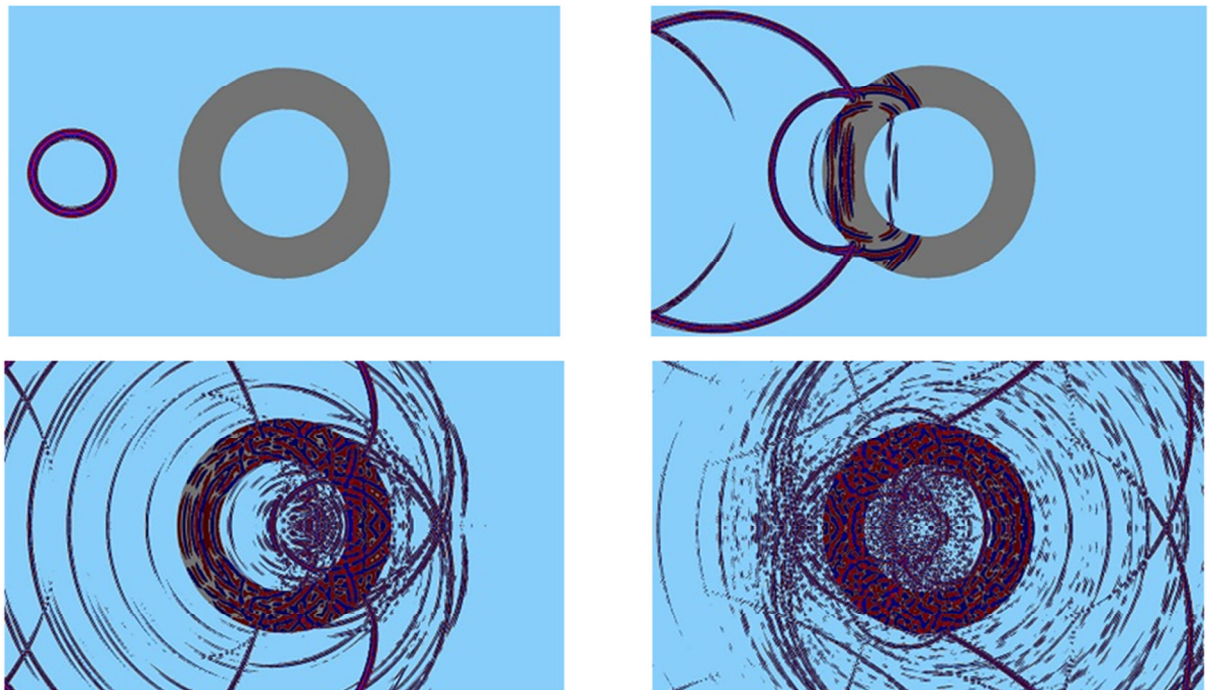


Figure 2-15. Plan horizontal. Allure du front d'onde simulé à différents stades de la propagation. T. Curtelin.

L'interaction entre l'onde et le cylindre métallique a effectivement créé des ondes réfléchies, transmises et diffractées. De plus l'estimation de la température basée sur le temps de propagation de l'onde entre les deux bords du cylindre (dans le plan vertical) a donné un résultat avec une erreur de 0,3% (par comparaison avec la température du sodium renseignée dans les paramètres du code). Ces premières simulations ont donc donné des résultats satisfaisants.

Une seconde série de simulations a été réalisée afin de propager une onde dans un milieu thermiquement inhomogène. Lors de cette simulation, une onde de 1 MHz se propageait successivement dans du sodium à 300°C, 400°C, puis de nouveau 300°C. Ces différences de température étaient implémentées dans SPEC-FEM en modifiant localement les propriétés du milieu (densité et célérité des ultrasons). Plusieurs points d'enregistrement du signal acoustique étaient disposés dans la géométrie afin de déterminer l'influence des variations de température. Une représentation de la géométrie apparaît sur la Figure 2-16.

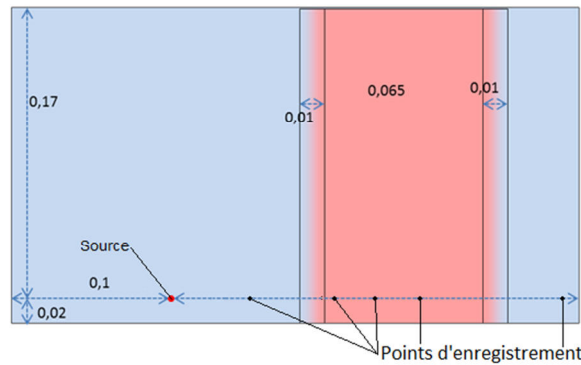


Figure 2-16. Dimensions de la configuration d'intégration d'une inhomogénéité simple (en mètres). Zone chaude (400°C) en rouge, et zone froide (300°C) en bleu. T. Curtelin.

Dans cette configuration aussi le code a donné des résultats satisfaisants, car comme le montre la Figure 2-16, les ondes qui se sont propagées dans un sodium plus chaud ont bien subi un ralentissement, se traduisant par un temps de propagation plus long.

Lors de cette étude certaines limites de SPEC-FEM ont cependant été soulevées :

- La prise en compte des mouvements du milieu dans la propagation des ondes acoustiques nécessite à ce jour un développement de la physique du modèle de propagation utilisé par SPEC-FEM ce qui ne rentre pas dans le cadre de cette thèse.
- Les simulations en trois dimensions, en considérant des gradients thermiques simplifiés pour simuler des jets, et en exploitant toutes les possibilités du code SPEC-FEM dont les PML (Perfect Mach Layer) [Martin 2009, Martin 2010], récemment implémentées, seront plus rapidement accessibles mais ne pouvaient être réalisées dans le cadre de cette thèse.

Il n'a donc pas été choisi de poursuivre l'étude de ce code dans le cadre de cette thèse. Cependant ces premiers résultats encourageants et les évolutions possibles de ce code indiquent qu'un travail de développement permettrait sûrement d'obtenir des résultats intéressants dans le cadre de l'instrumentation ultrasonore en sodium liquide [Benjeddou 2013].

Les études réalisées avec CIVA et SPEC-FEM ont montré que les développements actuels de ces codes ne pouvaient pas répondre aux objectifs de la thèse, il était donc nécessaire de développer une simulation de propagation en s'appuyant sur un modèle plus adapté à la problématique de cette thèse.

2.2.3. Etablissement de l'équation d'onde

Il existe diverses écritures des équations d'onde permettant de modéliser la propagation d'une onde acoustique dans des milieux plus ou moins complexes. Cette partie détaille certaines démonstrations aboutissant à des modèles potentiellement intéressants pour cette thèse.

Le point de départ de l'établissement d'une équation est la définition de certaines caractéristiques du milieu. Un milieu peut être caractérisé par sa pression, sa masse volumique et sa vitesse, qui seront respectivement notées en un point par p_0 , ρ_0 et \vec{v}_0 par la suite. Les perturbations engendrées par le passage d'une onde de faible amplitude (comme c'est le cas dans l'acoustique linéaire) dans ce milieu seront elles aussi de faible amplitude et peuvent se traduire localement en un point M de la manière suivante [Rayleigh 1945, Pierce 1989, Filippi 1994] :

$$p(M, t) = p_0 + p'(M, t)$$

$$\rho(M, t) = \rho_0 + \rho'(M, t) \quad 2-5$$

$$\vec{v}(M, t) = \vec{v}_0 + \vec{v}'(M, t)$$

où p est la pression, ρ la masse volumique du fluide et \vec{v} la vitesse de la particule (présente en M) au point considéré. De même p' , ρ' et \vec{v}' sont la variation locale de la pression acoustique, de la masse volumique et de la vitesse en ce point, dues au passage de l'onde.

Une équation d'onde peut comporter divers degrés de complexité selon les hypothèses qui sont prises. Dans les paragraphes suivants plusieurs écritures de l'équation d'onde sont présentées, appliquées à des milieux particuliers.

2.2.3.1. Equation d'onde dans un fluide au repos inhomogène en température

Si une onde ultrasonore se propage dans un fluide au repos alors celui-ci ne présente pas d'inhomogénéités vectorielles du champ des vitesses de son écoulement. Ainsi dans ce fluide seules les inhomogénéités scalaires seront prises en compte. Ces inhomogénéités sont constituées des variations locales de la célérité des ultrasons dues à des variations de la température du milieu [Lü 2011, Shioyama 1997].

L'établissement de cette équation d'onde est repris dans de nombreux ouvrages [Rayleigh 1945, Pierce 1989]. Elle se déduit des équations de Navier-Stokes (explicitées ci-après) qui décrivent le mouvement des fluides newtoniens⁶ (et donc l'évolution des perturbations décrites précédemment).

Les équations de Navier-Stokes s'expriment de la manière suivante :

⁶ Les fluides newtoniens sont des fluides dont la loi exprimant la vitesse de déformation en fonction de la contrainte est linéaire.

- Equation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0. \quad 2-6$$

Comme ρ est la somme de ρ_0 et ρ' et que les variations de ρ' sont très petites devant ρ_0 , il est possible de simplifier la relation sous la forme

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_0 \vec{v}) = 0. \quad 2-7$$

- Equation d'Euler, ou de conservation de quantité de mouvement :

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = -\vec{\nabla} p + \text{div}(\bar{\tau}) + \rho \vec{f} \quad 2-8$$

où $\bar{\tau}$ est le tenseur des contraintes visqueuses, \vec{f} la résultante des forces massiques s'exerçant dans le fluide et p la pression dans le fluide à l'instant t au point considéré. $\frac{D\vec{v}}{Dt}$ est la dérivée particulaire de \vec{v} , égale à la somme de la dérivée locale $\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}$ et de la dérivée convective $(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} = \vec{v} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(\vec{v})$.

L'équation 2-8 peut donc s'écrire

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} \right) = -\vec{\nabla} p + \text{div}(\bar{\tau}) + \rho \vec{f}. \quad 2-9$$

L'approximation du fluide parfait est faite ici, ce qui signifie que les effets de viscosité et de la conductivité thermique ne sont pas pris en compte. Cette approximation est justifiable ici par le fait que le fluide est au repos et que malgré la valeur élevée de la conductivité thermique du sodium, les variations engendrées par l'onde (mouvement des particules de fluide entraînant une élévation locale de la température) sont très faibles. Les non linéarités dues au terme convectif sont donc négligées.

De plus la divergence de son champ des vitesses est nulle par définition de la divergence. Ainsi l'équation 2-9 devient

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\vec{\nabla} p. \quad 2-10$$

- Loi de conservation de l'énergie :

L'hypothèse est faite que le mouvement du fluide est isentropique lors du passage de l'onde (c'est-à-dire qu'il y a conservation de l'entropie) et que les effets de la conductivité thermique du fluide sont négligeables. Dans ces conditions le terme χ_s définissant la compressibilité isentropique du milieu peut être utilisé :

$$\chi_s = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_s \quad 2-11$$

L'indice s caractérisant ici le fait que le terme est isentropique.

Il est question ici de la compressibilité isentropique de la particule présente au point M , il est donc possible de réécrire l'équation 2-11 avec des dérivées particulières de la manière suivante :

$$\chi_s = \frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dp} = \frac{1}{\rho} \frac{\frac{D\rho}{Dt}}{\frac{Dp}{Dt}} \quad 2-12$$

De même que pour l'équation 2-6, les signaux acoustiques étant de faibles amplitudes, les variations de ρ' peuvent être considérées comme faibles et les dérivées convectives $\vec{v}' \cdot \overrightarrow{grad}(\rho')$ et $\vec{v}' \cdot \overrightarrow{grad}(p')$, d'ordre 2, sont négligeables. L'équation 2-12 devient donc :

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = \rho_0 \chi_s \frac{\partial p}{\partial t} \quad 2-13$$

En regroupant les relations 2-7 et 2-13, l'équation 2-14 obtenue est indépendante des variations ρ' de la masse volumique :

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{\chi_s} \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \quad 2-14$$

La connaissance des variations de la pression dans le milieu permettront de déterminer les évolutions de l'onde ultrasonore, c'est donc la loi régissant p qu'il faut établir et qui constituera cette première équation d'onde. Pour cela les équations 2-10 et 2-14 vont être regroupées dans l'objectif d'obtenir une équation indépendante de \vec{v} . L'opérateur « $\vec{\nabla}$. » est appliqué à la relation 2-10, et l'équation 2-14 est dérivée partiellement par rapport au temps. La relation alors obtenue est la suivante :

$$\Delta p(\vec{x}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p(\vec{x}, t)}{\partial t^2} = 0. \quad 2-15$$

Il s'agit d'une équation de Helmholtz où c est la célérité des ultrasons dans le milieu au point \vec{x} considéré, tel que : $c = \frac{1}{\sqrt{\rho\chi_s}}$.

Cette équation est couramment utilisée dans le domaine de l'acoustique [Lü 2011, Fiorina 1998, Rayleigh 1945, Lindsay 1973]. Elle permet de trouver simplement une solution exacte à des problèmes de propagation d'onde dans un fluide où seule la célérité c du son varie du fait de modifications de certaines propriétés du fluide (inhomogénéités de température, de densité...).

Il est dans ce cas possible d'exprimer c à l'aide de la fluctuation de l'indice de réfraction $\epsilon(\vec{x})$ définie de la manière suivante :

$$\frac{1}{c^2(\vec{x})} = \frac{1}{c_0^2} [1 + \epsilon(\vec{x})] \quad 2-16$$

où c_0 est la célérité des ultrasons dans le milieu homogène équivalent. Cet indice de réfraction des ultrasons peut ainsi intégrer les variations de la célérité des ultrasons engendrées par des inhomogénéités scalaire du champ des températures du milieu [Blackmore 1982, Lü 2011].

La transformée de Fourier en temps du champ de pression s'écrit :

$$p(\vec{x}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} p(\vec{x}, t) e^{-i\omega t} dt \quad 2-17$$

où ω est la pulsation. Le terme $p(\vec{x}, \omega)$ sera noté $p(\vec{x})$ par la suite pour alléger les équations. L'équation 2-15 devient donc :

$$\Delta p(\vec{x}) + k^2(1 + \epsilon(\vec{x}))p(\vec{x}) = 0 \quad 2-18$$

avec k le nombre d'onde tel que $= \frac{\omega}{c_0}$.

Cette équation d'Helmholtz indépendante du temps permet de retrouver facilement la pression acoustique dans le cas de la propagation d'une onde monochromatique dans un fluide au repos présentant des fluctuations de température.

2.2.3.2. Equation d'onde d'un fluide turbulent et inhomogène en température

Dans le cas où le fluide présente un écoulement turbulent, et que ces turbulences affectent la propagation ultrasonore, il est nécessaire de considérer aussi les inhomogénéités vectorielles. L'équation d'onde conservant les composantes vectorielles du champ des vitesses de l'écoulement a été obtenue par Abdullayev et Ostashev en 1988 [Abdullayev 1988, Ostashev 1997] puis reprise par [Dallois 200].

Dans un milieu turbulent et dans le cadre de l'acoustique linéaire, les perturbations du milieu peuvent être exprimées sous la forme suivante [Ostashev 1997] :

$$\frac{Dv'_i}{Dt} + \vec{v}' \cdot \vec{\nabla} v_{0,i} + \frac{1}{\rho_0} \nabla_i p' - \frac{\rho'}{\rho^2} \nabla_i p_0 = 0 \quad 2-19$$

$$\frac{D\rho'}{Dt} + \vec{v}' \cdot \vec{\nabla} \rho_0 + \rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{v}' + \rho' \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_0 = 0 \quad 2-20$$

$$\frac{Ds'}{Dt} + \vec{v}' \cdot \vec{\nabla} s_0 = 0 \quad 2-21$$

$$p' = c^2 \rho' + h s' \quad 2-22$$

où l'équation 2-21 traduit la conservation de l'entropie s d'une particule le long d'un trajet de l'onde.

L'équation 2-22 est l'équation d'état du milieu avec $c^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s$ et $h = \left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_\rho$. Les indices s et ρ précisent ici que les termes sont définis respectivement à entropie et à masse volumique constante. Le terme i en indice, précise la composante du vecteur dont il est question, ainsi le terme $v_{0,i}$ fait référence à la composante suivant l'axe Oi du vecteur \vec{v}_0 . Dans un repère orthonormé cartésien, l'axe Ox peut faire référence à Ox , Oy , ou Oz .

En appliquant l'opérateur de la dérivée particulière $\frac{D}{Dt}$ à l'équation 2-22 et en utilisant l'équation 2-21, la relation suivante est obtenue :

$$\frac{Dp'}{Dt} = c^2 \frac{D\rho'}{Dt} + \rho' \frac{Dc^2}{Dt} - h \cdot \vec{v}' \cdot \vec{\nabla} s_0. \quad 2-23$$

Puis en appliquant l'opérateur $(\vec{v}' \cdot \vec{\nabla})$ à l'équation d'état du milieu 2-22, il apparaît :

$$\vec{v}' \cdot \vec{\nabla} p_0 = c^2 \vec{v}' \cdot \vec{\nabla} \rho_0 + h \vec{v}' \cdot \vec{\nabla} s_0. \quad 2-24$$

A l'aide de ces deux équations la relation suivante, indépendante de s et h , est obtenue :

$$\frac{Dp'}{Dt} + \vec{v}' \cdot \vec{\nabla} p_0 = c^2 \frac{D\rho'}{Dt} + \frac{\rho' D\rho}{Dt} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2} \right)_s + c^2 \vec{v}' \cdot \vec{\nabla} \rho_0. \quad 2-25$$

Le fluide dont il est question ici est un liquide soumis à de faibles pressions, il peut donc être considéré comme un fluide incompressible, c'est-à-dire $\frac{D\rho}{Dt} = 0$. Cela implique aussi que la divergence du champ de la vitesse moyenne est nulle : $\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_0 = 0$.

Comme les vitesses d'écoulement sont ici subsoniques et que l'évolution du milieu est considérée comme très lente devant la célérité des ondes ultrasonores, il est possible de déduire de l'équation d'Euler que $\vec{\nabla} p_0 = \vec{0}$.

On en déduit alors le nouveau système d'équations suivant :

$$\frac{Dv'_i}{Dt} + \vec{v}' \cdot \vec{\nabla} v_{0,i} + \frac{1}{\rho_0} \nabla_i p' = 0 \quad 2-26$$

$$\frac{D\rho'}{Dt} + \vec{v}' \cdot \vec{\nabla} \rho_0 + \rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{v}' = 0 \quad 2-27$$

$$\frac{Dp'}{Dt} = c^2 \frac{D\rho'}{Dt} + c^2 \vec{v}' \cdot \vec{\nabla} \rho_0. \quad 2-28$$

En rassemblant les équations 2-27 et 2-28, ρ' est éliminé du système d'équation et l'on obtient :

$$\frac{Dp'}{Dt} + c^2 \rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{v}' = 0 \quad 2-29$$

Enfin en appliquant les opérateurs ∇ et $\frac{D}{Dt}$ aux équations 2-26 et 2-29, l'équation d'onde est obtenue :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{1}{c^2 \rho_0} \frac{Dp'}{Dt} \right) - \frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\vec{\nabla} p'}{\rho_0} \right) + 2 \frac{\partial v_{0,i}}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x_j} \right) \\ + (\vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla}) \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{c^2 \rho_0} \frac{\partial p'}{\partial t} \right) = 0. \end{aligned} \quad 2-30$$

Les deux derniers termes montrent que cette équation prend en compte le gradient des vitesses de l'écoulement et la vitesse moyenne de l'écoulement. Si le gradient du champ des vitesses est nulle et si le milieu est au repos, on retrouve bien l'équation d'onde 2-15 établie pour un milieu inhomogène au repos.

La résolution de cette équation hyperbolique répondrait à la problématique mais elle serait coûteuse en calculs. Il est cependant possible de la simplifier en posant certaines hypothèses afin de la rendre parabolique. Ces hypothèses et leurs impacts sur la résolution de l'équation d'onde font l'objet du paragraphe suivant.

2.2.4. Simplification de modèle à l'aide des équations paraboliques

La nature hyperbolique de l'équation d'onde 2-30 rend sa résolution complexe pour simuler la propagation des ultrasons dans un milieu fluide inhomogène et turbulent. La simplification de cette équation à l'aide de quelques hypothèses permet d'obtenir une équation parabolique plus simple à résoudre. Cette démarche a été suivie par Ostashev, Blanc-Benon et Juvé [Blanc-Benon 1981, Ostashev 1997 B]. Elle est décrite ici en quelques étapes.

La première hypothèse émise est l'équation paraxiale. Cette hypothèse consiste à ne prendre en compte, lors du calcul de la propagation des ondes déviées, que celles se propageant avec un angle faible par rapport à la direction de propagation de l'onde incidente. Ainsi la déviation des ondes rétrodiffusées ne sera pas calculée ce qui diminue le coût du calcul. Cette hypothèse est justifiée ici par le fait que les différences de température dans le sodium de la zone de mesure sont de l'ordre de 50°C et que l'onde ultrasonore se propage à une vitesse bien supérieure à celle du fluide. Ce type d'onde est donc négligeable ici.

Dans un deuxième temps l'onde sera supposée monochromatique. Observer l'effet de la fréquence nécessitera une résolution de cette équation sur l'ensemble du spectre et la sommation sur chaque fréquence.

L'obtention d'une équation parabolique à partir d'une équation d'onde s'effectue en plusieurs étapes. Celles-ci sont présentées sur la Figure 2-17 [Dallois 2000].

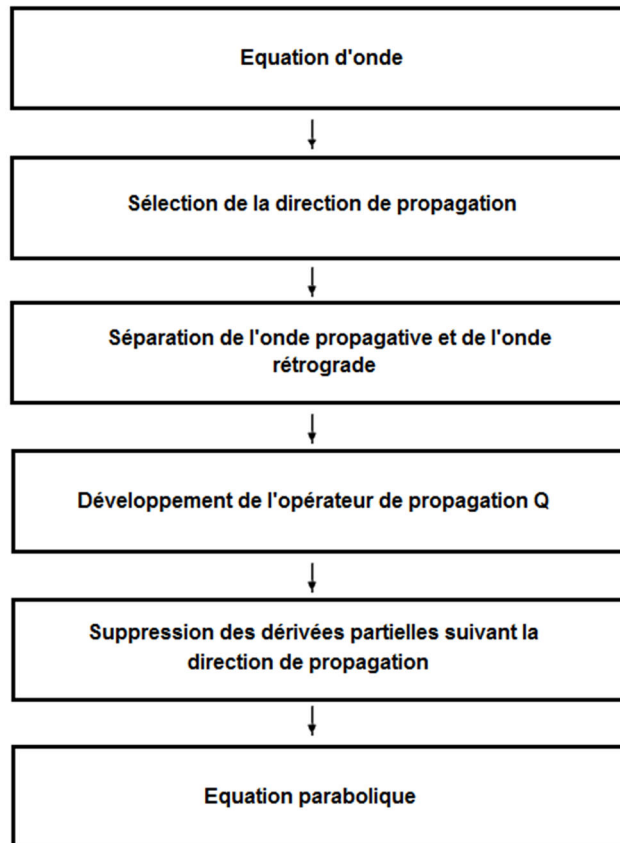


Figure 2-17. Les étapes de l'obtention d'équation parabolique à partir d'une équation hyperbolique [Dallois 2000].

Sélection du sens de propagation :

Dans l'équation 2-30, la direction de propagation est choisie suivant les caractéristiques de l'onde incidente. Pour la suite de la démonstration celle-ci sera \vec{u}_x . Avec l'hypothèse d'une onde monochromatique de pulsation ω , la variation de la pression sur le passage de l'onde se note :

$$p'(\vec{x}, t) = p'(\vec{x})e^{-i\omega t}. \quad 2-31$$

Et l'amplitude complexe $\varphi(\vec{x})$ de l'onde est définie telle que :

$$p'(\vec{x}) = \varphi(\vec{x})e^{ik_0 x}. \quad 2-32$$

En supposant que la masse volumique moyenne du milieu ρ_0 est uniforme, la transposition de l'équation hyperbolique 2-30 dans le domaine fréquentiel donne :

$$\Delta p' + \frac{\omega^2}{c^2} p' + 2i \frac{\omega}{c^2} (\vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla}) p' - \frac{2i \partial v_{0,i}}{\omega \partial x_j} \frac{\partial^2 p'}{\partial x_i \partial x_j} = 0. \quad 2-33$$

Séparation de l'onde propagative de l'onde rétrograde :

La prochaine étape consiste à séparer l'onde propagative de l'onde rétrograde (comme les ondes rétrodiffusées) ; pour cela l'équation d'onde 2-33 sera réécrite avec deux termes [Dallois 2000]. D'une part la dérivée seconde de la pression acoustique dans la direction de propagation, d'autre part un opérateur de propagation Q est défini pour les besoins de la démonstration tel que :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_0^2 Q^2 \right] p'(\vec{x}) = 0 \quad 2-34$$

où k_0 est le nombre d'onde associé à l'onde se propageant.

L'équation 2-34 est ensuite factorisée de la manière suivante :

$$\left[\frac{\partial}{\partial x} - ik_0 Q \right] \left[\frac{\partial}{\partial x} + ik_0 Q \right] p'(\vec{x}) = ik_0 \left(\frac{\partial Q}{\partial x} \right) \cdot p'(\vec{x}). \quad 2-35$$

Le terme de gauche traite de la propagation de l'onde dans le sens des x positifs et celui du milieu dans le sens des x négatifs. Le second membre provient du commutateur de $\frac{\partial}{\partial x}$ et de Q appliqué à p' , il correspond aux transferts d'énergie entre les deux types d'ondes. Il correspond ici aux effets de la rétrodiffusion. Il a été établi précédemment que ces effets seraient négligés. En ne conservant que les ondes se propageant dans le sens des x positifs l'équation 2-35 devient donc

$$\frac{\partial p'}{\partial x} = ik_0 Q p'(\vec{x}). \quad 2-36$$

Développement de l'opérateur de propagation Q et suppression des dérivées partielles suivant la direction de propagation :

Selon [Dallois 2000], Q est ensuite développé de telle sorte que l'équation parabolique finale soit utilisable pour un angle (défini entre la direction de propagation de l'onde et l'axe des x positifs) pouvant être important (proche de 30°). Il s'agit donc ici d'une équation parabolique « grand-angle ».

En outre cette équation est valable pour de faibles nombres de Mach⁷ (inférieur à 1) et pour des longueurs d'ondes restant petites devant la taille caractéristique des inhomogénéités du milieu.

L'opérateur Q est alors explicité tel que

$$Q = \sqrt{1 + F + M \frac{\partial}{\partial x} + N \frac{\partial^2}{\partial x^2}}$$

avec

$$F = \frac{1}{k_0^2} \Delta_{\perp} + 2\mu + \frac{2i}{c_0 k_0} \frac{\partial v_{0,x}}{\partial x} \left(1 + \frac{1}{k_0^2} \Delta_{\perp}\right) + \sum_{j=2,3} \frac{2i}{k_0} \frac{v_{0,j}}{c_0} \frac{\partial}{\partial x_j} - \sum_{i,j=2,3} \frac{2i}{c_0 k_0^3} \frac{\partial v_{0,i}}{\partial x_j} \quad 2-37$$

$$M = \frac{2i}{k_0} \frac{v_{0,x}}{c_0} - \sum_{j=2,3} \frac{2i}{c_0 k_0^3} \left(\frac{\partial v_{0,x}}{\partial x_j} + \frac{\partial v_{0,j}}{\partial x} \right) \frac{\partial}{\partial x_j}$$

et

$$N = - \frac{2i}{c_0 k_0} \frac{\partial v_{0,x}}{\partial x}$$

où Δ_{\perp} est la projection du Laplacien sur les directions transverses, ici y et z car \vec{u}_x a été choisi comme direction de propagation. μ est un terme permettant de prendre en compte les variations de célérité dans l'indice de réfraction du milieu qui s'écrit $\frac{c_0}{c} = 1 + \mu$.

Après l'élimination des dérivées partielles suivant le sens de la propagation, l'équation parabolique finale est obtenue à l'aide de l'amplitude complexe $\varphi(\vec{x})$ de l'onde :

$$(1 + q_1 F - ik_0 p_1 M) \frac{\partial \varphi}{\partial x} = ik_0 (p_1 - q_1) F \varphi - k_0^2 M \left((p_1 - q_1) - \frac{q_1}{k_0^2} \Delta_{\perp} \right) \varphi \quad 2-38$$

⁷ Le nombre de Mach M est le rapport entre la vitesse de déplacement des particules du milieu et la célérité des ondes.

où p_1 et q_1 sont deux paramètres du développement de Padé (utilisé lors du développement de l'opérateur Q) respectivement égaux à $\frac{3}{4}$ et $\frac{1}{4}$ [Dallois 2000].

Cette équation parabolique grand-angle 2-38 développée par L. Dallois dans [Dallois 2000] est plus simple à résoudre que l'équation d'onde dont elle est issue. Elle rend compte de la déviation des ultrasons par des structures turbulentes dont la taille est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de l'onde propagée. Elle prend en compte les inhomogénéités de la température (par l'intermédiaire des modifications induites sur la célérité des ultrasons) ainsi que celles du champ des vitesses de l'écoulement, qu'elles soient scalaires ou vectorielles. Cette équation constitue donc un modèle qui semble adapté à la propagation des ultrasons dans un milieu turbulent tel que le sodium pourrait l'être entre le cœur et le BCC.

2.2.5. Théorie des rayons et méthode des faisceaux gaussiens

L'acoustique géométrique est une autre méthode de simulation présentée dans cette partie : c'est une méthode permettant de suivre l'évolution spatiale d'un point du front d'onde [Flatté 1983, Blanc-Benon 1991, looss 2002]. Le front d'onde est défini comme l'ensemble des points du milieu de propagation où, à un instant t , une alternance de l'onde provoque un mouvement des particules du milieu.

Dans le cas où la source émettrait un Dirac, le front d'onde à un instant t , serait l'ensemble des coordonnées géométriques des particules du milieu mises en mouvement par l'onde. Cette méthode peut être décrite itérativement, c'est-à-dire qu'à chaque pas de temps, une nouvelle direction de propagation est attribuée à l'onde en fonction des conditions thermo-hydrauliques locales. Le calcul des positions successives d'un point du front d'onde selon cette méthode permet de tracer un « rayon acoustique ».

Cette méthode de calcul est applicable si la taille des inhomogénéités est bien plus grande que la longueur d'onde, c'est-à-dire si l'hypothèse des ondes de hautes-fréquences est applicable [Blackemore 1982, looss 2002]. Cette hypothèse se résume aux deux conditions suivantes :

$$\lambda \ll L \quad 2-39$$

et

$$\sqrt{\lambda X} \ll L \quad 2-40$$

où λ est la longueur d'onde des ultrasons, L la taille caractéristique des inhomogénéités, et X la distance parcourue dans le fluide.

Dans cette étude de thermométrie acoustique en réacteur, la fréquence des traducteurs utilisés est proche de 2 MHz afin de simuler au mieux les Traducteurs Ultrasonores Haute Température ou TUSHT, qui sont actuellement utilisés par le CEA en sodium. Ce sont des traducteurs multifréquences avec une fréquence centrale de l'ordre de 2MHz. Ainsi dans du sodium liquide à 550 °C, où la célérité des ondes ultrasonores est de l'ordre de 2300 m.s⁻¹, la longueur d'onde des ultrasons est de l'ordre de 1,15mm, ce qui est très inférieur à L qui est de l'ordre de quelques centimètres dans un métal liquide [Massacret 2011].

De plus la distance parcourue qui sera étudiée ici sera de l'ordre de quelques dizaines de centimètres. Ainsi l'ensemble de ces paramètres satisfait aux conditions exprimées dans l'équation 2-39.

Le paragraphe suivant a pour but d'explicitier la théorie de ce modèle. Il décrit le raisonnement qui permet d'obtenir les équations utilisées pour les calculs itératifs.

2.2.5.1. La théorie des rayons

Pour détailler les étapes du calcul suivant, le raisonnement de Pierce [Pierce 1989] a été adopté.

Soit \vec{x} l'ensemble des points du milieu (assimilables à des particules de fluide mises en mouvement par le passage de l'onde) appartenant au front d'onde à un instant t . L'ensemble de ces points est décrit par la fonction du front d'onde, notée ici $\tau(\vec{x})$ telle que :

$$\tau(\vec{x}) = t. \quad 2-41$$

Dans un milieu uniforme et stationnaire, l'onde se déplace à une vitesse $c(\vec{x}) \cdot \vec{N}$, où $c(\vec{x})$ est la célérité des ultrasons en un point particulier \vec{x} de ce milieu. Pour alléger les notations, $c(\vec{x})$ sera noté c par la suite. \vec{N} est un vecteur unitaire colinéaire à la direction de propagation de l'onde.

Dans un milieu en mouvement, où chaque particule est animée d'une vitesse $\vec{v}(\vec{x})$ dépendant de l'espace, l'onde se déplace à une célérité $\vec{v} + c \vec{N}$.

Soit $\vec{x}_p(t)$ un point du front d'onde en t vérifiant la fonction $t = \tau(\vec{x}_p)$. Comme ce point se déplace à la vitesse $\vec{v} + c \cdot \vec{N}$, alors

$$\frac{d\vec{x}_p}{dt} = \dot{\vec{x}}_p = \vec{v}(\vec{x}_p, t) + \vec{N}(\vec{x}_p, t) c(\vec{x}_p, t). \quad 2-42$$

L'hypothèse est alors faite que les positions du front d'onde à t et $t + \Delta t$ sont très proches l'une de l'autre. A $t + \Delta t$, la position de ce point évoluant avec le front d'onde est donc : $\vec{x}_p(t) + \dot{\vec{x}}_p(t)\Delta t$.

Ainsi d'après la définition 2-41 de la fonction ,

$$t + \Delta t \approx \tau(\vec{x}_p(t) + \dot{\vec{x}}_p(t)\Delta t) \approx \tau(\vec{x}_p) + \Delta t \dot{\vec{x}}_p(t) \cdot \vec{\nabla}\tau. \quad 2-43$$

Comme $t = \tau(\vec{x}_p)$, et compte tenu de l'équation 2-42, l'équation 2-43 devient par simplification :

$$1 \approx \dot{\vec{x}}_p(t) \cdot \vec{\nabla}\tau. \quad 2-44$$

Comme $\vec{\nabla}\tau$ représente l'inverse de la célérité de l'onde, on nomme ce terme « le vecteur lentueur \vec{s} » par la suite, tel que :

$$\vec{\nabla}\tau = \vec{s} = \frac{\vec{N}}{c + \vec{v} \cdot \vec{N}}. \quad 2-45$$

\vec{s} étant une fonction composée dépendant de \vec{x}_p , sa dérivée temporelle s'écrit

$$\frac{d\vec{s}(\vec{x}_p)}{dt} = (\vec{\nabla}\vec{s}) \cdot \dot{\vec{x}}_p = (\dot{\vec{x}}_p \cdot \vec{\nabla})\vec{s} \quad 2-46$$

et à l'aide de 2-42 :

$$\frac{d\vec{s}(\vec{x}_p)}{dt} = c(\vec{N} \cdot \vec{\nabla})\vec{s} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{s}. \quad 2-47$$

Il est aussi possible d'exprimer \vec{N} en fonction de \vec{s} grâce à l'équation 2-45, tel que :

$$\vec{N} = \frac{c \vec{s}}{\Omega} \quad 2-48$$

$$\text{avec } \Omega = \frac{c}{c + \vec{v} \cdot \vec{N}} = 1 - \vec{v} \cdot \vec{s}.$$

Ainsi l'équation 2-47 devient :

$$\frac{d\vec{s}(\vec{x}_p)}{dt} = \frac{c^2}{\Omega} (\vec{s} \cdot \vec{\nabla}) \vec{s} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{s}. \quad 2-49$$

Par définition du produit vectoriel du champ \vec{s} par son rotationnel, il est possible d'écrire que

$$(\vec{s} \cdot \vec{\nabla}) \vec{s} = -\vec{s} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{s}) + \frac{1}{2} \vec{\nabla} s^2. \quad 2-50$$

Comme \vec{s} est un gradient (cf. équation 2-45), alors le rotationnel de ce terme est nul, le premier terme $\vec{s} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{s})$ de l'équation 2-50 est donc nul. Puis, sachant que $s^2 = \frac{\Omega^2}{c^2}$ (équation 2-48) en appliquant l'opérateur gradient à ce rapport de puissance, il vient :

$$\frac{1}{2} \vec{\nabla} s^2 = \frac{\Omega}{c^2} \vec{\nabla} \Omega - \frac{\Omega^2}{c^3} \vec{\nabla} c \quad 2-51$$

$$\text{c'est-à-dire que } \frac{1}{2} \vec{\nabla} s^2 = -\frac{\Omega}{c^2} \vec{\nabla} (\vec{v} \cdot \vec{s}) - \frac{\Omega^2}{c^3} \vec{\nabla} c.$$

L'équation 2-49 devient donc :

$$\frac{d\vec{s}(\vec{x}_p)}{dt} = -\vec{\nabla} (\vec{v} \cdot \vec{s}) - \frac{\Omega}{c} \vec{\nabla} c + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{s}. \quad 2-52$$

Enfin, grâce à l'identité vectorielle suivante

$$\nabla(\vec{v} \cdot \vec{s}) = \vec{v} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{s}) + \vec{s} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{v}) + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{s} + (\vec{s} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \quad 2-53$$

$$\text{c'est-à-dire : } \vec{\nabla}(\vec{v} \cdot \vec{s}) = \vec{s} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{v}) + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{s} + (\vec{s} \cdot \vec{\nabla})\vec{v}$$

il est possible de définir le système à deux équations suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\vec{x}_p}{dt} = \vec{v}(\vec{x}_p, t) + \frac{c^2(\vec{x}_p, t)}{\Omega} \vec{s} \\ \frac{d\vec{s}(\vec{x}_p)}{dt} = -\frac{\Omega}{c} \vec{\nabla}c - \vec{s} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{v}) - (\vec{s} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} \end{array} \right. \quad 2-54$$

C'est ce système qui est résolu de manière itérative, de même que dans [Iooss 2002], afin de déterminer l'ensemble des coordonnées \vec{x}_p représentatives des positions successives d'un point du front d'onde.

Les avantages importants que présente cette méthode sont :

- La bonne prise en compte des inhomogénéités du champ des températures et de la vitesse de l'écoulement.
- Une résolution très économique en coût numérique par comparaison à d'autres méthodes de type éléments finis. En effet ici, la résolution se limite à traiter un jeu de deux équations en un point particulier du milieu, et non à déterminer l'amplitude de la pression acoustique sur l'ensemble du front d'onde.
- Il est possible d'appliquer cette méthode sur n'importe quel jeu de données thermo-hydrauliques ce qui permet de réaliser des simulations pour des configurations très diverses à condition que les modifications locales du milieu se traduisent par une modification de la célérité des ultrasons (en température par exemple).

Le système d'équation 2-54 montre que cette méthode ne permet d'obtenir qu'un rayon acoustique et ne permet pas d'atteindre la pression acoustique du signal au sein du milieu ou encore de mesurer son atténuation. Cependant il est possible d'appliquer au résultat du code rayon la méthode de sommation des faisceaux gaussiens qui permet d'évaluer cette pression en n'importe quel point de la géométrie. Cette méthode a été appliquée lors de cette thèse et est explicitée dans le paragraphe suivant.

2.2.5.2. Intégration de la méthode de sommation des faisceaux gaussiens

Comme cela a été expliqué précédemment, la théorie des rayons suppose que la valeur de l'amplitude en dehors des rayons est nulle, ce qui n'est pas la réalité physique.

Pour pallier à ce manque il existe la méthode de la sommation des faisceaux gaussiens [Cerveny 1982, Fiorina 1998, Iooss 2002, Lü 2011].

La première étape de cette méthode passe par le calcul de la propagation d'un faisceau de rayons acoustiques. Il est ensuite attribué un profil énergétique gaussien à chaque rayon tel que cela est représenté sur la Figure 2-18.

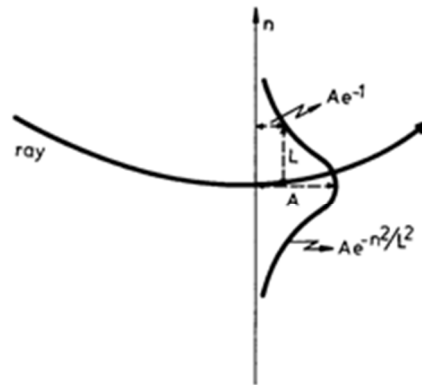


Figure 2-18. Profil énergétique attribué à chaque rayon acoustique [Cerveny 1982].

Ce profil est caractérisé par une décroissance gaussienne en fonction de l'éloignement par rapport au rayon considéré. Sur la Figure 2-18, L est la demi-largeur à mi-hauteur du profil énergétique, A est l'amplitude maximale du signal, et \vec{n} est le vecteur normal à la direction de propagation du rayon.

Une fois que chaque rayon a son profil énergétique, l'amplitude acoustique du signal en un point est calculée en sommant les énergies apportées par chaque rayon. Avec la décroissance gaussienne de l'énergie, plus un rayon est loin du point d'intérêt et plus sa contribution énergétique en ce point sera faible.

Une fois encore l'avantage de cette méthode est sa rapidité : il n'est en effet pas nécessaire de l'appliquer sur toute la longueur du faisceau acoustique pour obtenir l'amplitude en un point précis, il suffit de le faire dans une zone restreinte qui permet de prendre en compte l'influence de tous les rayons.

La suite s'appuie sur l'étude [Cerveny 1982] pour détailler le raisonnement qui permet de mettre en œuvre cette méthode. Le point de départ de la méthode est l'équation d'onde classique, ici dans un milieu en 2 dimensions :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad 2-55$$

où u est un paramètre physique lié au déplacement de l'onde, $c(x, y)$ la célérité de l'onde et t le temps.

La première étape de la démonstration consiste à changer de repère : le repère fixe des coordonnées cartésiennes (ici x et y) est délaissé au profit des coordonnées locales liées au rayon. Soit \vec{t} le vecteur directeur colinéaire à la direction de propagation de l'onde, et \vec{n} le vecteur directeur orthogonal à cette direction de propagation et donc au rayon. Un schéma représenté en Figure 2-19 explicite ce changement de repère.

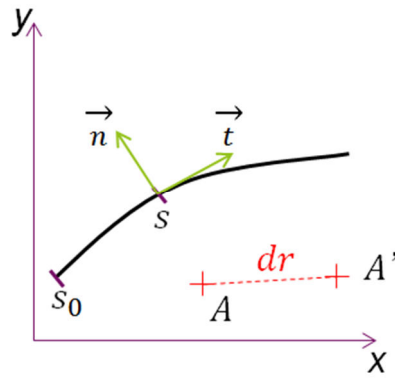


Figure 2-19. Repère lié au rayon.

Sur cette figure apparaît le terme s , qui désigne ici l'abscisse curviligne du rayon. Lors de l'application de la méthode des rayons, s est incrémenté à chaque itération.

Le point $A(s, n)$ est un point particulier du milieu et A' est la position du point A suite à une itération. Les coordonnées de A' dans le nouveau repère sont $(s + ds, n + dn)$ où ds et dn représentent les déplacements élémentaires respectivement selon les vecteur \vec{t} et \vec{n} . Ainsi, en appliquant le théorème de Pythagore, la distance dr entre A et A' est telle que :

$$dr^2 = h^2 \cdot ds^2 + dn^2$$

$$\text{Avec : } h = \frac{c(s, n)}{c(s, 0)} = 1 + \frac{n}{c(s, 0)} \left(\frac{\partial c(s, n)}{\partial n} \right)_{n=0} . \quad 2-56$$

L'équation d'onde 2-55 devient alors, dans le repère de coordonnées (s, n) :

$$\frac{1}{h} u_{,ss} + h u_{,nn} - \frac{h}{c^2} u_{,tt} + u_{,s} \left(\frac{1}{h} \right)_{,s} + u_{,n} h_{,n} = 0. \quad 2-57$$

Dans cette équation et dans la suite de la démonstration, les indices précédés d'une virgule représentent une dérivée partielle ; ainsi $u_{,s}$ représente la dérivée partielle de u par rapport à s . De même $u_{,ss}$ représente la dérivée partielle seconde de u par rapport à s .

Vient ensuite l'application de la méthode de l'approximation parabolique. De la même manière que dans le chapitre 2.2.4, cette méthode permet de ne prendre en compte, dans le calcul, que les ondes se propageant dans un cône de petite ouverture centré sur l'axe du rayon. Les ondes créées lors de réflexions ou de diffractions sont ainsi négligées. Cette méthode permet de grandement réduire le coût du calcul. Elle est en outre parfaitement justifiable ici, car cette étude porte seulement sur la propagation des ondes : les interactions avec les structures solides présentes dans le milieu

(réflexions et diffractions) ne sont pas étudiées. De plus l'hypothèse des ondes de hautes fréquences est appliquée (cf. chapitre 2.2.5) : cela implique que le milieu dans lequel les calculs sont réalisés ne contient pas de phénomènes thermo-hydrauliques pouvant engendrer de la diffraction ou de la diffusion.

L'application de cette méthode consiste à poser u sous la forme :

$$u(s, n, t) = U(s, n, w). \exp \left\{ -iw \left[t - \int_{s_0}^s \frac{ds}{c(s)} \right] \right\} \quad 2-58$$

où w est la pulsation du signal, qui est ici une constante car l'onde est considérée comme monochromatique.

Il est admis que cette équation n'est valide que dans une zone proche du rayon considéré : cela implique qu'un rayon éloigné de la zone d'observation n'apporte pas de contribution énergétique. Pour appliquer cette hypothèse une limitation est mise en place sur n telle que :

$$n = O \left(w^{-\frac{1}{2}} \right) \quad 2-59$$

où la valeur $-\frac{1}{2}$ a été définie empiriquement suite à l'étude [Babich 1972]. Le terme O signifie que n ne pourra pas être très supérieur à $w^{-\frac{1}{2}}$. Ainsi plus la fréquence de l'onde simulée sera élevée et plus la méthode de sommation des faisceaux gaussiens devra être appliquée dans une zone proche du rayon.

Une nouvelle coordonnée v issue de n est alors définie, prenant en compte cette dépendance à la fréquence de l'onde simulée :

$$v = w^{\frac{1}{2}}.n \quad 2-60$$

où $v = O(1)$.

Enfin, considérant l'hypothèse précédente et l'hypothèse des ondes de hautes fréquences, il est réaliste de supposer que la célérité des ultrasons varie peu sur la largeur du rayon. Il est alors possible de noter que :

$$h = \frac{c(s,n)}{c(s,0)} \sim 1 \text{ et } \left(\frac{1}{h} \right)_{,s} \sim 0. \quad 2-61$$

Considérant les hypothèses des équations 2-60 et 2-61 et en écrivant u sous la forme de l'équation 2-58 dans l'équation d'onde 2-57, il en résulte l'équation parabolique suivante :

$$\frac{2i}{c}U_{,s} + U_{,vv} - \left(\frac{1}{c^3}v^2c_{,nn} + \frac{i}{c^2}c_{,s} \right)U = 0. \quad 2-62$$

Il est possible de simplifier l'équation 2-62 en posant :

$$U(s, v) = \sqrt{c(s)} \cdot W(s, v). \quad 2-63$$

L'équation parabolique finale obtenue est :

$$\frac{2i}{c}W_{,s} + W_{,vv} - \frac{1}{c^3}v^2c_{,nn}W = 0. \quad 2-64$$

Une solution de cette équation différentielle est alors cherchée sous la forme suivante [Babich 1974] :

$$W(s, v) = A(s) \exp\left(\frac{i}{2}v^2\Gamma\right) \quad 2-65$$

où Γ est une fonction complexe quelconque, et A une valeur réelle.

En intégrant cette solution à l'équation différentielle 2-64, il apparaît :

$$i\left(\frac{2}{c}A_{,s} + A\Gamma\right) - Av^2\left(\frac{1}{c}\Gamma_{,s} + \Gamma^2 + \frac{1}{c^3}c_{,nn}\right) = 0. \quad 2-66$$

Cette équation peut donc être séparée en deux équations différentielles par rapport à s . Les solutions de ces deux équations sont alors recherchées tels que :

$$\frac{2}{c}A_{,s} + A\Gamma = 0 \quad 2-67$$

et

$$\frac{1}{c}\Gamma_{,s} + \Gamma^2 + \frac{1}{c^3}c_{,nn} = 0. \quad 2-68$$

- Pour résoudre l'équation 2-68, une fonction complexe $q(s)$ est posée telle que :

$$\Gamma(s) = \frac{1}{cq} q_{,s}. \quad 2-69$$

Une équation différentielle linéaire du second ordre est alors obtenue :

$$cq_{,ss} - c_{,s}q_{,s} + c_{,nn}q = 0. \quad 2-70$$

Cette équation peut encore être simplifiée en un système de deux équations différentielles linéaires :

$$\begin{cases} q_{,s} = cp \\ p_{,s} = -\frac{q}{c^2} c_{,nn} \end{cases} \quad 2-71$$

- Les solutions de l'équation 2-67 sont de la forme :

$$A(s) = \frac{\Phi}{\sqrt{q(s)}} \quad 2-72$$

ou Φ est une constante complexe tout le long du rayon mais peut être différente d'un rayon à l'autre.

Ainsi en réunissant toutes ces solutions, l'amplitude du signal acoustique à une certaine distance n du rayon se déduit d'un jeu de trois équations :

$$\begin{cases} q_{,s} = cp \\ p_{,s} = -\frac{q}{c^2} c_{,nn} \\ u(s, n, t) = \Phi \left[\frac{c(s)}{q(s)} \right]^{\frac{1}{2}} \exp \left[-i\omega \left(t - \int_{s_0}^s \frac{ds}{c(s)} \right) + \frac{i\omega p}{2q} n^2 \right] \end{cases} \quad 2-73$$

L'association de la sommation des faisceaux gaussiens avec la théorie de l'acoustique géométrique calculant le parcours des ultrasons permet donc d'obtenir un code de simulation complet permettant, dans un certain domaine d'applicabilité, de simuler la propagation des ultrasons dans du sodium turbulent avec des inhomogénéités thermiques. Ce code de simulation est rapide en comparaison avec d'autres méthodes utilisées (telles que les éléments finis) et il est en outre

optimisé pour les besoins de cette étude, où la problématique concerne principalement le parcours et l'amplitude des ultrasons.

La méthode des faisceaux gaussiens permettrait également de mieux gérer le calcul des amplitudes en présence de caustiques selon les conclusions d'une études sur ce type de code appliqué aux contrôles des soudures [Gardahaut 2013].

2.2.6. Conclusion sur les méthodes de modélisation de la propagation

Parmi les différents outils de simulation présentés ici, les codes existants CIVA et SPECFEM ne permettent pas, à ce jour, de répondre à la problématique de cette étude. Un développement purement numérique sortant du cadre de cette thèse, serait nécessaire afin qu'ils puissent prendre en compte les spécificités thermo-hydrauliques du sodium liquide compris entre le cœur et le BCC.

Les équations d'onde sont des outils puissants permettant de prendre en compte une grande variété de perturbations thermo-hydrauliques. Cependant la résolution de ces équations devient problématique dans des milieux inhomogènes. Pour les simplifier il est possible d'appliquer une approximation parabolique qui, dans ce cas, permet de ne prendre en compte que les ondes se propageant dans la direction de propagation de l'onde incidente.

Avec une approche totalement différente, la théorie des rayons permet de simuler rapidement le parcours de rayons acoustiques dans le cadre de l'application haute fréquence. L'énergie apportée par chacun des rayons est ensuite déterminée à l'aide de la méthode de sommation des faisceaux gaussiens.

Cette dernière méthode de simulation permet d'obtenir très rapidement et pour un coût de calcul faible, le comportement d'un faisceau ultrasonore se propageant dans un milieu inhomogène et turbulent. Ce critère est important dans le contexte industriel de cette étude, c'est donc cette méthode de simulation qui sera développée par la suite.

Afin de vérifier que les approximations prises lors des simulations sont correctes dans ce milieu et ne faussent pas les résultats, des expériences seront mises en œuvre. Le résultat de ces expériences permettra en outre d'établir l'incertitude des résultats numériques provenant de ce modèle de propagation acoustique.

Chapitre 3. Définition du code rayon en sodium liquide et simulations numériques

Un modèle reposant sur l'acoustique géométrique a été choisi dans le chapitre précédent. Il sera expliqué dans ce chapitre les choix qui ont été pris d'une part pour son implémentation, et d'autre part pour la gestion des données thermo-hydrauliques utilisées par le code. De plus une algorithmie spécifique est développée pour décrire le milieu du sodium liquide.

Par la suite, ce code sera défini sous l'acronyme AcRaLiS pour Acoustic Ray in Liquid Sodium.

3.1. Implémentation du code de simulation

3.1.1. Mode de gestion des données thermo-hydrauliques

La théorie des rayons ayant été aussi choisie pour sa rapidité, l'implémentation doit se faire de manière à conserver cet avantage. La gestion des données thermo-hydrauliques est l'un des points importants car elle peut vite devenir une grande consommatrice de ressources numériques.

A chaque itération de la simulation, le code propage un rayon acoustique en un point où il est nécessaire de connaître deux paramètres thermo-hydrauliques locaux : la température et le vecteur vitesse de l'écoulement.

Cela engendre deux aspects particuliers à prendre en compte :

- le chemin parcouru par le rayon est inconnu au début de la simulation, les données thermo-hydrauliques doivent donc être disponibles en tout point de la géométrie.
- Simuler correctement la propagation des ultrasons dans un milieu turbulent requiert que le rayon soit propagé sur une distance égale à $\frac{c_{min}}{2\pi f}$ à chaque pas de calcul [Karweit 1991]. Où c_{min} est la célérité minimale des ultrasons dans le milieu et f la fréquence des ultrasons.

Ces deux points impliquent que le code doit avoir la possibilité d'accéder aux caractéristiques thermo-hydrauliques du fluide tous les dixièmes de millimètre dans toute la géométrie.

Pour ce faire, il aurait été possible d'utiliser un jeu de données thermo-hydrauliques contenant un maillage de points espacés d'une distance de l'ordre d'un dixième de millimètre. Cependant cela engendrerait un volume de données très important où de nombreuses informations seraient redondantes. Il a en effet été expliqué dans le chapitre 2.1.1, que les longueurs caractéristiques des inhomogénéités (de température ou de vitesse) qui ont lieu dans ce milieu sont de l'ordre du centimètre. Des données présentes tous les dixièmes de millimètre ne sont donc pas nécessaires pour bien décrire le milieu.

Cependant il ne serait pas non plus réaliste d'effectuer la propagation des ultrasons dans un milieu où la variation des conditions thermo-hydrauliques n'est pas finement représentée. Les équations utilisées pour le tracé des rayons utilisent en effet le gradient du champ de température et de la vitesse de l'écoulement.

La solution finalement retenue consiste à distinguer dans le code, la précision suffisante du jeu de données thermo-hydrauliques de la précision nécessaire à la propagation des ultrasons à chaque étape de calcul. Pour cela, une interpolation linéaire locale des données thermo-hydrauliques est faite à chaque position successive du front d'onde. De cette manière il est possible d'avoir un jeu de données thermo-hydrauliques faiblement redondant tout en ayant accès aux gradients du champ de température et de vitesse de l'écoulement en tout point de la géométrie.

Cette solution permet d'une part d'utiliser un vaste panel de données thermo-hydrauliques pouvant venir de données expérimentales ou de simulations CFD. D'autre part il est possible d'exploiter un jeu de données dont la taille des mailles est inhomogène comme c'est le cas dans les simulations CFD où le maillage est souvent raffiné dans les zones turbulentes.

La mise en place de cette solution est décrite dans le paragraphe suivant, où apparaissent les différentes étapes de calcul du code.

3.1.2. Architecture du code AcRaLiS

3.1.2.1. Le tracé des rayons acoustiques

Comme cela est indiqué dans le paragraphe 2.2.5, l'application de la théorie des rayons implique l'utilisation d'une méthode de résolution itérative. Lors de chacune de ces itérations, différentes étapes de calculs doivent être réalisées afin de calculer la nouvelle direction de propagation d'un rayon acoustique. Le détail des différentes étapes de l'itération est présenté sur la Figure 3-1.

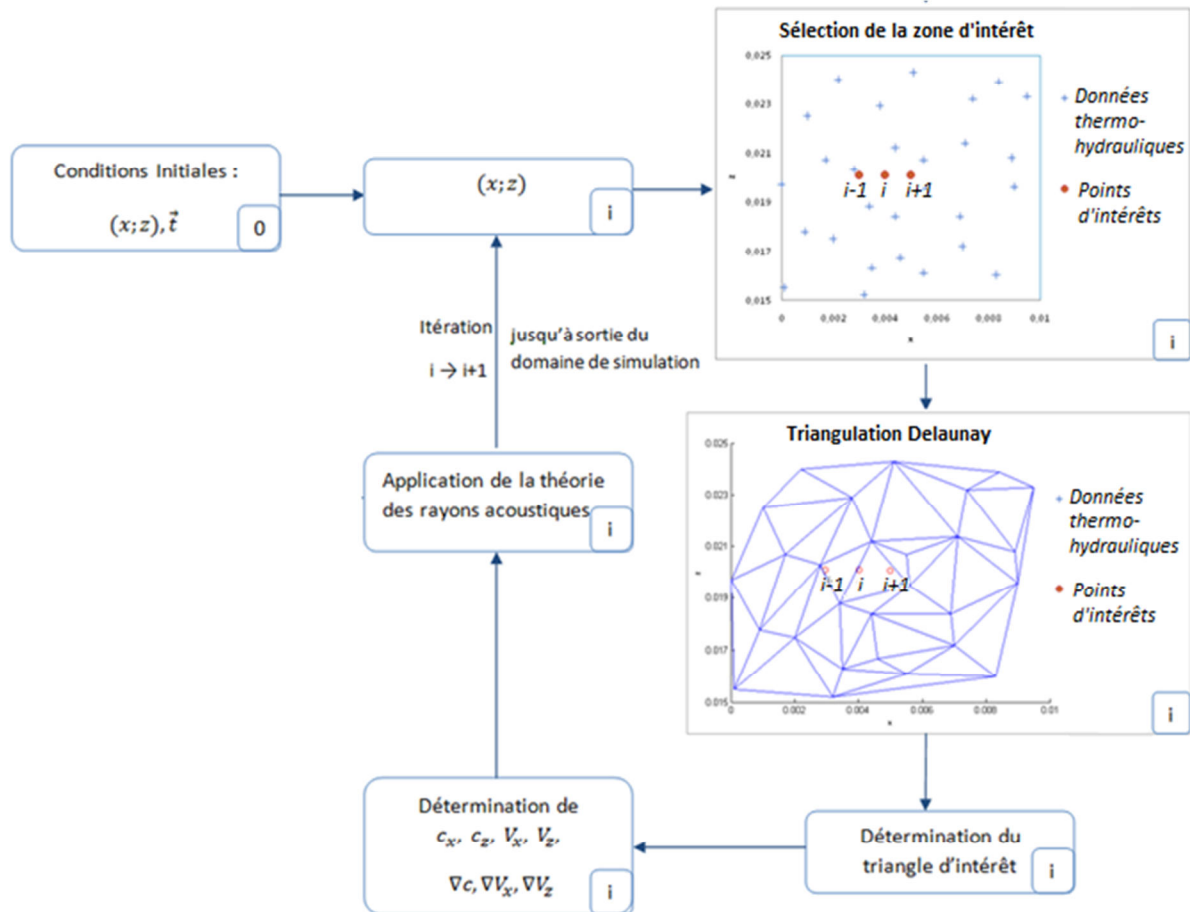


Figure 3-1. Les différentes étapes du calcul.

Etape 1 : Sélection de la zone d'intérêt.

Après un certain nombre d'itérations « i », un rayon arrive en un point de coordonnées \vec{x} , appelé point d'intérêt. La première action va être de définir une zone d'intérêt autour de ce point dans laquelle est contenu un nombre restreint de points de données thermo-hydrauliques. Cette étape permet de pouvoir réaliser des simulations dans des milieux très étendus : seules les données thermo-hydrauliques à proximité du front d'onde sont sollicitées, les calculs ne sont donc pas ralentis pour de grands domaines de simulation.

Etape 2 : Triangulation Delaunay.

Afin de proposer une solution générale qui s'adapterait à un maillage non régulier, une triangulation de type Delaunay est ensuite réalisée à partir de ces points de données. Le triangle contenant le point d'intérêt est repéré ainsi que les coordonnées et les paramètres thermo-hydrauliques liés à chacune de ses extrémités.

Etape 3 : Interpolation linéaire.

Pour connaître la valeur des paramètres thermo-hydrauliques au point d'intérêt une interpolation linéaire est réalisée. Le résultat de cette interpolation dépend des valeurs thermo-hydrauliques des trois extrémités du triangle et de la position du point d'intérêt dans le triangle.

Etape 4 : Calcul des équations de l'acoustique géométrique.

Ces données thermo-hydrauliques sont utilisées pour résoudre le système d'équations 2-54. Une direction de propagation est ainsi calculée et le rayon est propagé dans cette direction sur une distance de $\frac{c_{min}}{2\pi f}$. De plus lors de cette étape, le calcul du système d'équations linéaires 2-61 est effectué, permettant de déterminer localement les termes p et q qui seront stockés avant d'être utilisés pour le calcul de l'énergie autour du rayon.

A l'issue de cette propagation le rayon se retrouve au point de coordonnées suivant qui sera le point d'intérêt de l'itération suivante.

Les coordonnées de chacun des points d'intérêt sont enregistrées et définissent le parcours suivi par le rayon acoustique. Comme les calculs des parcours de ces rayons sont indépendants les uns des autres, il est possible de paralléliser AcRaLiS en attribuant à chacun des processeurs, le calcul du parcours de certains rayons, augmentant ainsi de manière significative la rapidité du code.

A ce stade de développement, en réalisant ces calculs par le logiciel Matlab® et un processeur Intel® Xéon X5650 de 2,67GHz ; cette implémentation permet de calculer la propagation d'un rayon sur environ 12 cm en une minute. Cette distance de propagation est multipliée par le nombre de processeurs réalisant les calculs. Le logiciel Matlab® a été utilisé en premier lieu pour faciliter l'implémentation du code, mais l'utilisation d'un code de programmation plus adapté tel que Python permettrait d'augmenter la rapidité du code.

Actuellement, AcRaLiS fonctionne en deux dimensions, il simule donc la propagation des ondes dans un plan contenant les données thermo-hydrauliques. Les équations du système 2-54 permettant le tracé des rayons sont cependant tridimensionnelles, il est donc prévu dans les développements futurs de réaliser une version en trois dimensions d'AcRaLiS.

Une fois l'ensemble des rayons propagés, il convient de déterminer l'énergie acoustique du faisceau.

3.1.2.2. Calcul de l'énergie du faisceau ultrasonore

Ces calculs s'effectuent en trois étapes pour chacun des points d'une zone déterminée.

1^{ère} étape : Définition d'un temps de propagation de l'onde

Cette première étape permet de limiter les calculs énergétiques à une zone restreinte présentant un intérêt pour l'utilisateur, évitant ainsi l'utilisation de ressources numériques pour des calculs dans des régions sans intérêt. Pour cela l'utilisateur indique un temps de propagation de l'onde à partir de l'instant de l'émission. Les points atteints par chacun des rayons à l'issue de ce temps de propagation

sont repérés. Le front d'onde du faisceau est déterminé grâce à l'ensemble de ces points et une zone du domaine de la simulation contenant ce front d'onde est définie.

2^{ème} étape : Calcul de la distance entre un point de la zone sélectionnée et chacun des rayons acoustiques.

La méthode de sommation des faisceaux gaussiens consiste à donner un profil énergétique de la forme d'une gaussienne à chacun des rayons (cf. Figure 2-18). Ainsi plus un point de la zone est éloigné d'un rayon, et plus la contribution énergétique de ce rayon sera faible. En outre au-delà d'une distance de l'ordre de $(w^{-\frac{1}{2}})$, la méthode de sommation des faisceaux gaussiens n'est plus valide comme l'indique l'hypothèse de l'équation 2-59. Dans cette partie la normale au rayon passant par le point en question est définie, et c'est selon cette droite que la distance est calculée. Le point où la normale coupe le rayon est aussi pris en compte pour le calcul de l'énergie apportée par le rayon ; en effet plus ce point est éloigné du front d'onde et plus l'énergie apportée sera faible.

3^{ème} étape : Calcul et sommation de l'énergie des faisceaux.

En fonction de la distance calculée à l'étape précédente, les énergies apportées par chacun des rayons sont calculées en résolvant la dernière équation du système 2-73, puis sommées en ce point. L'affichage de l'ensemble des points de la zone sélectionnée avec leurs énergies associées permet de visualiser la forme du front d'onde ainsi que son profil énergétique.

Il est aussi important de noter ici que l'atténuation intrinsèque du sodium est considéré comme négligeable dans cette version du code pour le calcul de l'énergie. Celle-ci est cependant faible, de l'ordre de 0,1 dB/m pour une fréquence de l'onde de l'ordre du mégahertz, par comparaison avec l'eau où l'atténuation est de 0,22 dB/m pour une fréquence de 1 MHz.

3.1.2.3. Paramètres du code AcRaLiS

Plusieurs paramètres interviennent lors du lancement d'une simulation, puis par la suite lors de la résolution des calculs. Le renseignement de ces paramètres doit parfois obéir à certaines règles afin de garantir le bon fonctionnement du code. Dans cette partie seront décrits un certain nombre de ces paramètres, et il sera expliqué de quelle manière les fixer.

Avant le lancement d'une simulation, il est nécessaire de définir le nombre de rayons à propager, le point de départ de chacun de ces rayons et leur direction de propagation initiale.

La direction de propagation initiale de ces rayons ainsi que leur point de départ sont représentatifs du capteur que l'utilisateur souhaite simuler. Il est ainsi possible de simuler un capteur focalisé en donnant aux rayons une direction de propagation convergente et les faire partir depuis un arc de cercle. Pour un capteur plan non divergent, les rayons partiront depuis une droite dans une direction de propagation orthogonale à cette droite.

L'espacement initial entre les rayons doit être défini en prenant en compte la limitation mise en place sur la coordonnée n , définie dans la formule 2-59. Cette limitation implique que l'amplitude

gaussienne autour d'un rayon ne peut être sommée que pour une valeur maximale de n qui est proche de $w^{-1/2}$ (avec w la pulsation angulaire de l'onde). Pour une résolution correcte de l'énergie il convient donc d'espacer les rayons d'une valeur proche ou inférieure à $w^{-1/2}$. En outre cela implique que plus la fréquence de l'onde propagée sera importante, et plus un nombre important de rayons devra être simulé.

La fréquence de l'onde propagée intervient aussi dans la largeur à mi-hauteur de l'amplitude gaussienne de chacun des rayons. La largeur à mi-hauteur correspond à deux fois la longueur L apparaissant sur la Figure 2-18. Par définition de la fonction gaussienne, et d'après la relation donnant l'amplitude u à l'équation 2-73, la largeur à mi-hauteur a pour expression :

$$L(s) = \left[\frac{w}{2} \operatorname{Im} \left(\frac{p(s)}{q(s)} \right) \right]^{-\frac{1}{2}} \quad 3-74$$

où $\operatorname{Im} \left(\frac{p(s)}{q(s)} \right)$ correspond à la partie imaginaire du terme complexe $\left(\frac{p(s)}{q(s)} \right)$. Ainsi plus la fréquence de l'onde simulée sera importante, et plus l'énergie sera comprise dans une zone proche du rayon. Cette définition de L implique deux conditions sur la résolution de $p(s)$ et $q(s)$:

- Quel que soit s , afin d'assurer la régularité de l'amplitude tout le long du rayon il est nécessaire que :

$$q(s) \neq 0. \quad 3-75$$

- Et afin que l'amplitude soit concentrée près du rayon et ainsi restreindre les approximations faites lors de l'utilisation de cette méthode, il est nécessaire que :

$$\operatorname{Im} \left(\frac{p(s)}{q(s)} \right) > 0. \quad 3-76$$

Tel qu'il apparaît dans l'équation 2-73, le terme u est représentatif de l'énergie d'un train d'onde monochromatique de pulsation w (du fait du terme « $\exp \left[-i\omega \left(t - \int_{s_0}^s \frac{ds}{c(s)} \right) \right]$ »). Afin de simuler une impulsion acoustique brève provenant d'un capteur ultrasonore, il convient de réaliser une convolution de u avec l'enveloppe de cette impulsion acoustique. Cette option permet d'appliquer n'importe quel profil énergétique sur les rayons, et ainsi de réaliser la simulation de la propagation d'ondes acoustiques réelles dont l'enveloppe du signal est connue.

En outre la surface émettrice d'un transducteur ultrasonore réelle n'a pas une répartition homogène de l'énergie émise. Ainsi les ultrasons émis sur les extérieurs du faisceau sont généralement moins énergétiques que les ultrasons émis au centre. Pour une simulation plus réaliste, il conviendra donc

de caractériser énergétiquement le faisceau ultrasonore émis par un traducteur, pour pouvoir attribuer une énergie particulière à chacun des rayons simulés. Il suffit pour cela d'attribuer une valeur particulière au terme Φ de l'équation 2-73.

La prise en compte de tous ces paramètres permet d'appliquer correctement la méthode de la sommation des faisceaux gaussiens, et permet d'utiliser le modèle de ce code en accord avec les approximations et les hypothèses faites précédemment. Pour obtenir des résultats numériques représentatifs de la réalité, il reste maintenant à choisir judicieusement le jeu de données qui sera utilisé par AcRaLiS. Ceci est l'objet du paragraphe suivant.

3.2. Présentation des données thermo-hydrauliques

La qualité des données thermo-hydrauliques qui seront utilisées dans la thèse dépend d'une part de la précision du maillage, le nombre de points de données doit être suffisant pour représenter les milieux les plus turbulents, et d'autre part du réalisme des phénomènes thermo-hydrauliques mis en jeu.

Cependant il n'est pas possible d'obtenir de telles données dans le sodium sortant du cœur d'un réacteur nucléaire. A ce jour, les mesures expérimentales faites en réacteur ont été réalisées ponctuellement et sont trop espacées spatialement pour permettre de représenter correctement les inhomogénéités du milieu.

Dans le cadre de cette étude, ce sont donc des données thermo-hydrauliques issues de simulations CFD qui seront exploitées. De telles données doivent être utilisées avec précaution, car elles peuvent comporter certaines approximations ou simplifications provenant des modèles thermo-hydrauliques ou de la géométrie utilisée.

Les données qui seront utilisées ici ont deux origines distinctes : les unes proviennent d'une simulation en relation avec une expérience en sodium nommée PLAJEST, les autres sont issues de simulations CDF pures. Les parties suivantes détaillent ces données et indiquent dans quelles mesures elles peuvent être utilisées.

3.2.1. Les données thermo-hydrauliques simulées de l'expérience PLAJEST

L'expérience PLAJEST fut réalisée en 2006 par la Japan Atomic Energy Agency (JAEA) dans le cadre de travaux de recherche menés sur la fatigue thermique de certaines structures au sein des RNR-Na [Kimura 2007]. L'objectif était de déterminer les transferts thermiques entre une structure en acier et un écoulement de sodium liquide présentant de fortes fluctuations de température. Ceci afin d'étudier la fatigue thermique subie par cette structure.

Pour ce faire les auteurs ont choisi de reproduire, de façon simplifiée, une petite partie de la sortie d'un cœur de réacteur où un flux de sodium « froid », sortant des canaux réservés au passage des

barres de contrôle, est entouré par des flux de sodium plus chaud ayant été au contact avec les aiguilles de combustible (cf. Figure 2-).

L'expérience PLAJEST, était ainsi constituée de trois jets débouchant de sodium : un jet de sodium « froid » à une température d'environ 310°C entouré par deux jets de sodium chaud à une température d'environ 350°C. La vitesse de l'écoulement au centre de ces jets était de l'ordre de $0,5 \text{ m.s}^{-1}$, celle-ci était mesurée par méthode PIV (Particle Image Velocimetry) [Kimura 2007, Tenchine 2010]. Le sodium venait impacter une plaque d'acier verticale servant pour les mesures de fatigue thermique. A la verticale de ces écoulements un arbre de thermocouples mesurait l'amplitude et la fréquence des fluctuations de températures.

Une représentation schématique de cette expérience apparaît sur la Figure 3-2.

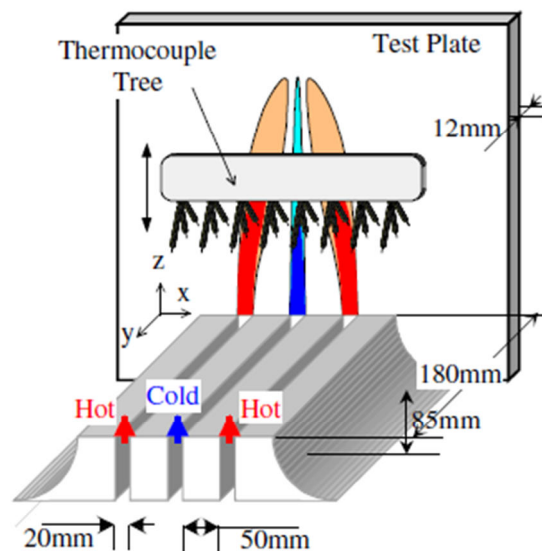


Figure 3-2. Géométrie de l'expérience PLAJEST [Kimura 2007].

L'espacement entre les thermocouples (de l'ordre de 10 cm) est ici aussi trop espacé pour pouvoir utiliser directement leurs données dans les simulations de AcRaLiS. Cependant cette expérience reste d'un grand intérêt car elle a ensuite été simulée très précisément par le CEA lors d'une campagne de vérification du modèle utilisé dans le code de thermo-hydraulique TRIO-U (cf. chapitre 2.2.1.2). Des simulations réalisées par l'équipe de F. DUCROS (du Service de Simulation en Thermo-hydraulique, CEA Cadarache) ont permis de générer en 3D les champs de températures et de vitesses d'écoulement de l'expérience PLAJEST à une échelle très précise. La taille caractéristique des mailles est en effet de quelques millimètres, ce qui permet d'observer précisément les turbulences. De plus le pas de temps utilisé est très petit : 0,01 seconde, ce qui permet de visualiser de nombreux phénomènes thermo-hydrauliques. Enfin les comparaisons entre les données issues de cette simulation, et celles issues des mesures expérimentales ont donné de bons résultats. Les inhomogénéités du champ des températures et du champ des vitesses observables dans ces données sont donc représentatives de la réalité.

Ainsi lors des simulations acoustiques qui seront effectuées avec des plans extraits de ce jeu de données 3D, la configuration géométrique simplifiée de cette expérience devra être prise en compte : les résultats ne seront pas directement transposables à une situation où les ultrasons se propageraient dans le sodium du réacteur entre le cœur et le BCC où la géométrie des têtes d'assemblage (et donc de l'écoulement) est différent.

Cependant la vérification expérimentale de ces données est un avantage certain et permet de donner l'assurance que ces données thermo-hydrauliques représentent fidèlement les inhomogénéités de la température et de la vitesse d'un écoulement de sodium. L'analyse des résultats des simulations acoustiques réalisées avec ces données permettra donc de donner des renseignements intéressants sur l'interaction des ultrasons avec de telles inhomogénéités thermo-hydrauliques.

Les Figure 3-3 à Figure 3-5 représentent quelques plans extraits de ces données thermo-hydrauliques. Ces plans de données permettent de visualiser très précisément la manière dont les jets de différentes températures se mélangent.

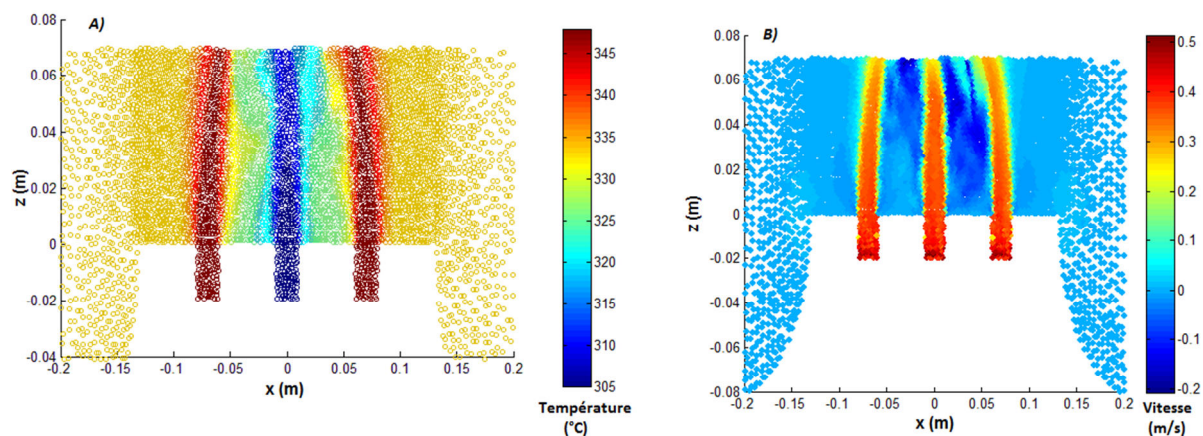


Figure 3-3. PLAJEST Plan de coupe Y=6mm – A) Cartographie de température – B) Cartographie des vitesses d'écoulement suivant l'axe z.

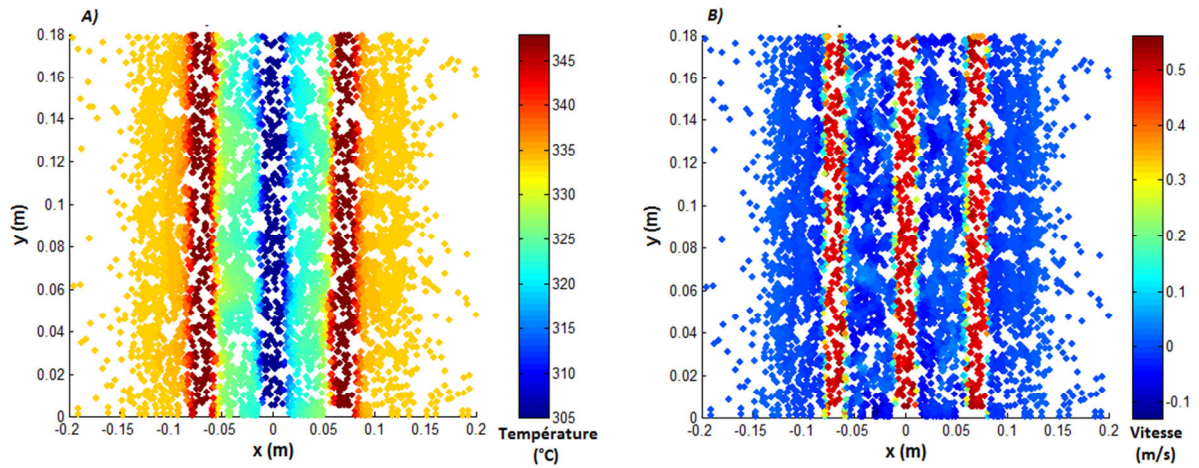


Figure 3-4. PLAJECT Plan de coupe Z=6mm – A) Cartographie de température – B) Cartographie des vitesses d'écoulement suivant l'axe z.

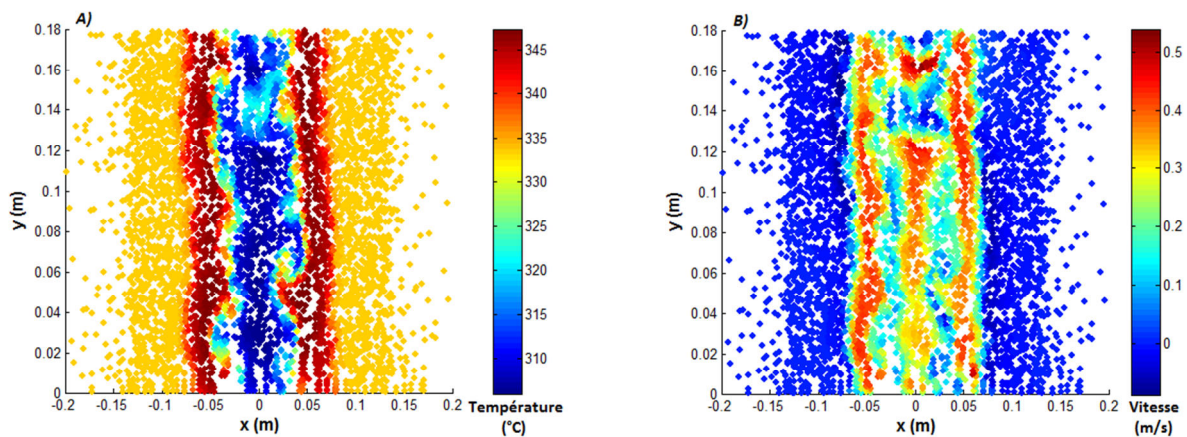


Figure 3-5. PLAJECT Plan de coupe Z=98mm – A) Cartographie de température – B) Cartographie des vitesses d'écoulement suivant l'axe z.

Même si la géométrie de l'écoulement est ici simplifiée, ces données confirment les suppositions faites au chapitre 2.2.1.2 sur la nature des inhomogénéités thermiques au-dessus des assemblages : il apparaît, à la base des jets, des zones bien séparées de températures différentes avec des gradients thermiques de faibles intensités (cf. Figure 3-4) alors que quelques centimètres au-dessus, les jets commencent à se mélanger, la limite entre ces inhomogénéités n'est plus rectiligne mais très perturbée. Les gradients thermiques ont en outre une intensité plus importante. Ici aussi donc, les perturbations engendrées sur les ultrasons pourraient naturellement dépendre de la hauteur à laquelle se propagent les ultrasons.

3.2.2. Données thermo-hydrauliques représentatives de la géométrie de l'écoulement en sortie d'assemblage.

Cette partie détaille d'autres données thermo-hydrauliques qui seront utilisées pour réaliser des simulations acoustiques. Contrairement aux données précédentes, celles-ci représentent de manière plus réaliste la géométrie des champs de température et de vitesse.

Dans le cadre de la thermométrie ultrasonore en sodium, où des ultrasons seront propagés au-dessus du cœur du réacteur, il est en effet intéressant de pouvoir réaliser des simulations se déroulant dans un milieu où la dimension des phénomènes thermo-hydrauliques est proche de la configuration en cœur.

Pour ce faire des plans 2D de données thermo-hydrauliques exploitables par AcRaLiS ont été créés numériquement à partir des simulations réalisées par les équipes du Service de Simulation en Thermo-hydraulique et du Service d'Etude des Systèmes Innovants du CEA de Cadarache. Ces données apparaissent sur la Figure 2- du paragraphe 2.1.2. En effet, il n'a pas été possible lors de cette étude d'obtenir le jeu de données issu de ces simulations CFD afin d'en extraire des plans 2D directement exploitables par AcRaLiS.

L'analyse réalisée au paragraphe 2.1.2 de ces simulations CFD, indique que dans un plan horizontal proche des têtes d'assemblages, le sodium chaud (570°C) venant des assemblages et celui plus froid (500°C) venant des inter-assemblages ne se mélangent que très peu. Les inhomogénéités thermiques contenues dans ce plan peuvent donc être représentées par des zones circulaires de dimensions similaires à la section des têtes d'assemblages.

Pour ce faire les données recréées reprennent ces observations et utilisent les dimensions des assemblages du cœur de SuperPhenix :

- La zone chaude à 570°C due au sodium sortant des assemblages est représentée sous la forme d'une surface circulaire dont le diamètre est le même que la section interne d'une tête d'assemblage, soit 10 *cm*.
- Une zone de gradient thermique s'étend ensuite sur 1,5 *cm* jusqu'à atteindre le même diamètre que la section externe de la tête d'assemblage. Les températures de ce gradient varient entre 570°C et 500°C. Dans cette première étude il a été décidé de réaliser un gradient linéaire.
- La distance entre chacune de ces inhomogénéités thermiques est égale au pas du réseau des assemblages du cœur, soit 17,5 *cm*.
- Entre chacune des inhomogénéités de température s'étend la zone froide à 500°C due au sodium provenant des inter-assemblages.

La Figure 3-6 représente la cartographie finale recréée de température d'une rangée de trois assemblages (plan horizontal au niveau des têtes d'assemblages).

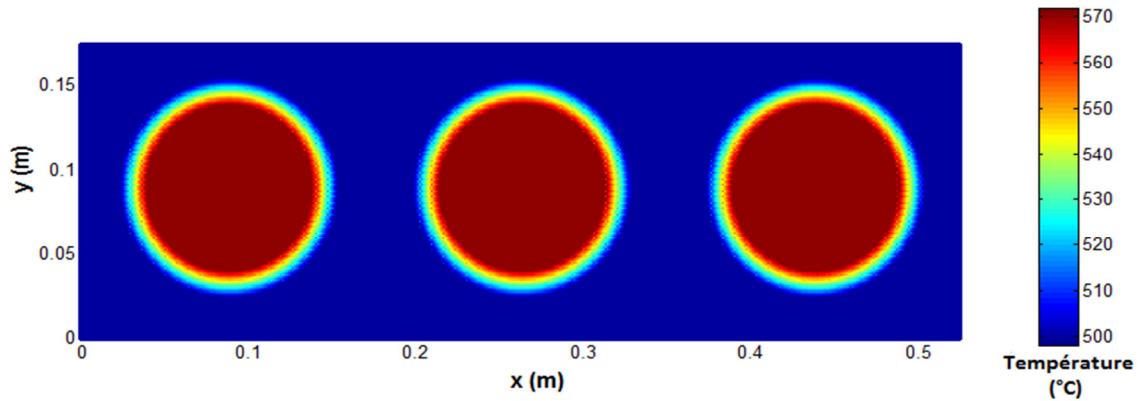


Figure 3-6. Création d'une cartographie de température d'une rangée de trois assemblages – Plan horizontal.

Une approche similaire est faite pour générer numériquement une cartographie du champ des vitesses dans un plan vertical. Dans une première approche seuls les vecteurs vitesses les plus importants seront pris en compte, c'est-à-dire, d'après la Figure 2-, les vecteurs vitesses selon l'axe z (axe qui sera considéré par la suite comme le vecteur vertical ascendant).

Dans une zone dont la largeur est égale au diamètre interne d'une tête d'assemblage, la vitesse de l'écoulement sera de $3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. De chaque côté, sur une distance égale à l'épaisseur d'un bord de la tête d'assemblage, un gradient linéaire de la vitesse est défini, variant entre $3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. De même que précédemment le centre de chacune de ces zones où la vitesse est élevée est espacé d'une distance égale au pas du réseau d'assemblage du cœur. Dans les zones correspondant aux inter-assemblages, la vitesse est supposée nulle.

La Figure 3-7 représente la cartographie du champ des vitesses de l'écoulement suivant l'axe z, à la verticale de trois assemblages.

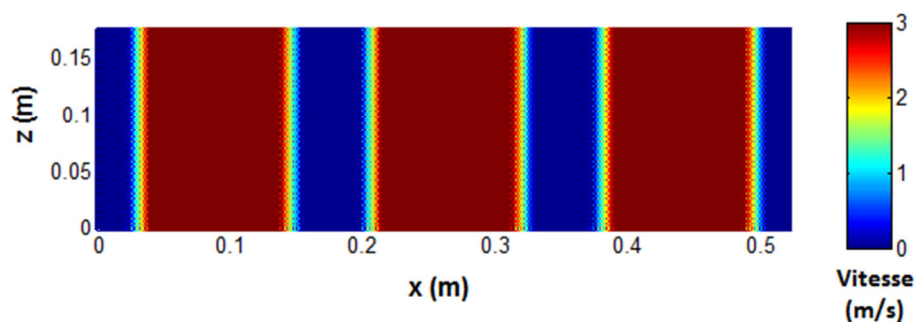


Figure 3-7. Création d'une cartographie du champ des vitesses de l'écoulement suivant l'axe Z d'une rangée de trois assemblages – Coupe verticale.

L'utilisation par AcRalis de ces jeux de données va permettre de déterminer quelle seront les influences des inhomogénéités thermo-hydrauliques les plus importantes, engendrées par la géométrie du cœur du réacteur. L'influence des inhomogénéités plus petites, dues par exemple aux mélanges entre les différents flux, ne sera pas étudiée lors de ces simulations.

3.3. Simulation de la propagation des ultrasons au-dessus des assemblages de combustible

Les cartographies de température et de vitesse d'écoulement qui ont été définies dans la partie précédente, sont introduites ici dans le code AcRaLiS afin d'y simuler la propagation d'ultrasons. Il s'agit ici d'estimer le potentiel de la thermométrie ultrasonore dans un milieu le plus proche possible des configurations réacteurs.

Dans un premier temps ce sont les simulations CFD de l'expérience PLAJEST qui seront utilisées afin de déterminer de quelle manière des inhomogénéités thermo-hydrauliques réalistes (en termes d'amplitude de gradient thermique ou de taille caractéristique d'inhomogénéités) peuvent perturber la propagation des ultrasons. Ces premières simulations permettront en outre de vérifier que les résultats d'AcRaLiS sont en adéquation avec la théorie.

Dans un second temps les simulations seront faites avec les cartographies de températures et de vitesses inspirées des simulations CFD du CEA. Les résultats de cette deuxième série de simulations permettront de déterminer de quelle manière pourrait être perturbée la thermométrie ultrasonore réalisée sur les têtes d'assemblages d'un cœur de RNR-Na.

3.3.1. Interaction des rayons acoustiques avec les champs simulés de température et de vitesse de l'expérience PLAJEST

Dans cette partie, ce sera tout d'abord l'influence des inhomogénéités de température sur la propagation des ultrasons, qui sera étudiée à partir des données PLAJEST qui sont des données expérimentales parmi les plus détaillées et les plus proche d'une configuration en sortie cœur.

Pour cela la première cartographie de température qui est utilisée est celle issue d'un plan horizontal de données thermo-hydrauliques de coordonnées $z=0,006$ m, apparaissant sur la Figure 3-4.A). Cette cartographie présente une configuration où les inhomogénéités de température sont de géométrie simple puisque le champ de température n'évolue que très peu suivant l'axe Oy.

Les variations de températures de cette cartographie, suivant l'axe Ox, apparaissent sur la Figure 3-8.

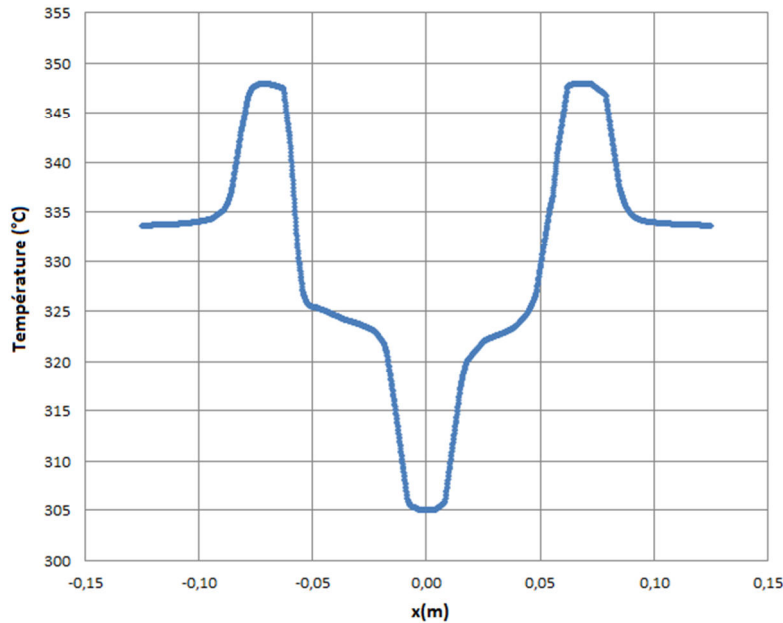


Figure 3-8. Evolution de la température suivant l'axe Ox, dans un plan horizontal de côte $z=0,006\text{m}$.

Cette figure fait clairement apparaître l'influence des jets chauds et froids près de la sortie des jets. Deux simulations sont alors faites :

- L'une centrée sur l'un des jets chauds pour mettre en évidence l'influence, sur la propagation des ultrasons, d'une zone chaude entourée par du sodium plus froid (entre $x=-0,10$ et $x=-0,05$ m sur la Figure 3-8).
- L'autre centrée sur le jet froid pour mettre en évidence l'influence d'une zone froide entourée par du sodium plus chaud (entre $x=-0,025$ et $x=0,025$ m sur la Figure 3-8).

Dans chacun des deux cas, la simulation calcule le trajet de 10 rayons partant de l'ordonnée $y=0,01\text{m}$, jusqu'à l'ordonnée $y=0,17\text{m}$, avec une direction initiale colinéaire à l'axe Oy. L'espacement entre chacun des rayons est de $0,005\text{m}$. Comme c'est le parcours des rayons qui est étudié ici, la méthode de sommation des faisceaux gaussiens ne sera pas appliquée, il n'y a donc pas lieu de respecter un espacement entre les rayons de l'ordre de $w^{-\frac{1}{2}}$. En outre pour distinguer l'effet de la température de celui de la vitesse de l'écoulement, l'influence de cette dernière ne sera pas prise en compte dans ces simulations.

Les résultats de ces simulations apparaissent à la Figure 3-9 et à la Figure 3-10.

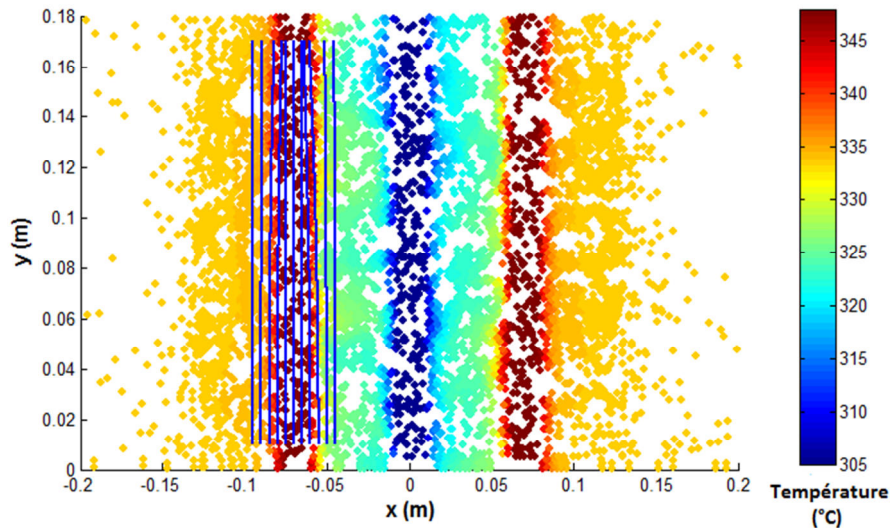


Figure 3-9. PLAJEST Plan $z=0,006\text{m}$ – Déviation des rayons dans la zone chaude.

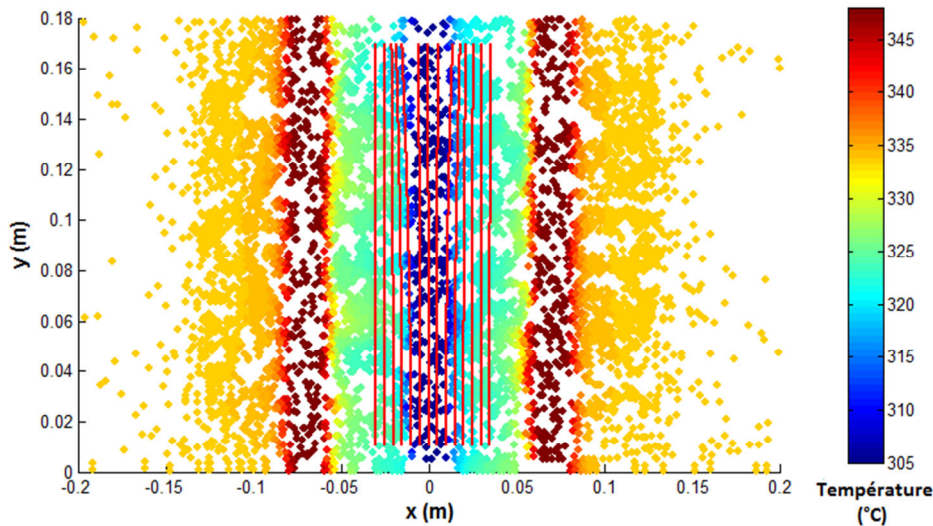


Figure 3-10. PLAJEST Plan $z=0,006\text{m}$ – Déviation des rayons dans la zone froide.

Dans ces deux simulations, AcRaLiS donne des résultats en adéquation avec les observations réalisées dans le paragraphe 1.2.5 : dans les deux cas les ultrasons sont déviés vers la zone la plus chaude, où leur célérité est la plus faible. Ainsi l'inhomogénéité thermique chaude focalise les rayons acoustiques, alors que l'inhomogénéité froide les fait diverger. Cela s'explique physiquement par le fait que la partie du front d'onde traversant la zone chaude se propagera moins rapidement que celle traversant la zone plus froide. Le front de l'onde va donc se déformer et s'orienter en direction de la zone où la célérité est la plus faible.

Ces résultats mettent aussi en évidence que la déviation subie par chacun des rayons dépend de l'amplitude du gradient thermique qu'il traverse.

Les tableaux 1 et 2 quantifient la déviation subie par chacun des rayons suivant l'axe x , en fonction de l'amplitude du gradient thermique aux coordonnées auxquelles il est émis.

<i>Abscisse x au départ du rayon (m)</i>	<i>Amplitude du gradient au départ du rayon suivant l'axe Ox ($^{\circ}C/m$)</i>	<i>Déviaton suivant l'axe Ox à l'issue de la propagation (mm)</i>
-9.10^{-2}	167	0,81
$-8,5.10^{-2}$	1400	3,1
-8.10^{-2}	1210	2,6
$-7,5.10^{-2}$	112	0,44
-7.10^{-2}	-56,7	$5,1.10^{-3}$
$-6,5.10^{-2}$	-86,8	-0,52
-6.10^{-2}	-1910	-3,9
$-5,5.10^{-2}$	-1920	-5,6
-5.10^{-2}	-23,4	-1,3
$-4,5.10^{-2}$	-102	-0,48

Tableau 2. Déviaton des rayons suivant l'axe Ox , en fonction de l'amplitude du gradient thermique. Zone chaude.

<i>Abscisse x au départ du rayon (m)</i>	<i>Amplitude du gradient au départ du rayon suivant l'axe Ox (°C/m)</i>	<i>Déviaton suivant l'axe Ox à l'issue de la propagation (mm)</i>
$-2,5 \cdot 10^{-2}$	-98,4	-0,342
$-2 \cdot 10^{-2}$	-312	-0,928
$-1,5 \cdot 10^{-2}$	-1530	-3,3
$-1 \cdot 10^{-2}$	-1690	-5,1
$-0,5 \cdot 10^{-2}$	-83,4	-0,436
0	0	$-3,3 \cdot 10^{-3}$
$0,5 \cdot 10^{-2}$	172	0,42
$1 \cdot 10^{-2}$	1690	3,8
$1,5 \cdot 10^{-2}$	1190	3,1
$2 \cdot 10^{-2}$	279	1,3
$2,5 \cdot 10^{-2}$	295	0,55

Tableau 3. Déviaton des rayons suivant l'axe Ox, en fonction de l'amplitude du gradient thermique. Zone froide.

Ces tableaux confirment que la déviaton des rayons est liée à l'amplitude des gradients. Plus ces gradients ont une amplitude forte et plus la déviaton est importante. Ceci se retrouve bien dans l'équation 2-54 qui est utilisée pour tracer les rayons, où l'influence des variations de la célérité des ultrasons, et donc celle de la température, apparaît sous la forme d'un gradient : $\frac{\Omega}{c} \vec{\nabla} c$.

Ici les déviatons engendrées deviennent conséquentes pour des gradients thermiques d'une amplitude supérieure à $1000 \text{ }^\circ\text{C} \cdot \text{m}^{-1}$, sur des distances de propagation de l'ordre de 0,15 m. Or en réacteur, le sodium chaud sortant des assemblages étant d'une température de l'ordre de 570°C , et celle des inter-assemblages de l'ordre de 500°C , il est probable d'observer des gradients d'une amplitude de $7000^\circ\text{C} \cdot \text{m}^{-1}$ sur un centimètre, au niveau des contours des têtes d'assemblages. A la vue des résultats présentés ici, de telles amplitudes dévieront très probablement les faisceaux

ultrasonores lors de leurs propagations au-dessus du cœur du réacteur. Des simulations plus spécifiques sont donc à proposer, celle-ci apparaissent au paragraphe 3.3.2.

La déviation des rayons n'est cependant pas la seule perturbation engendrée par les inhomogénéités de température sur les ultrasons : la variation locale de la célérité des ultrasons engendre aussi des différences de temps de vol qui modifient la forme du front d'onde. Les deux phénomènes sont bien sûr liés.

Il est possible de déterminer la forme du front d'onde pour chacune des deux simulations précédentes en notant la position de chacun des rayons à l'issue d'un certain temps de propagation.

La Figure 3-11 et la Figure 3-12 révèlent la forme de ces fronts d'onde après 60 μ s de propagation.

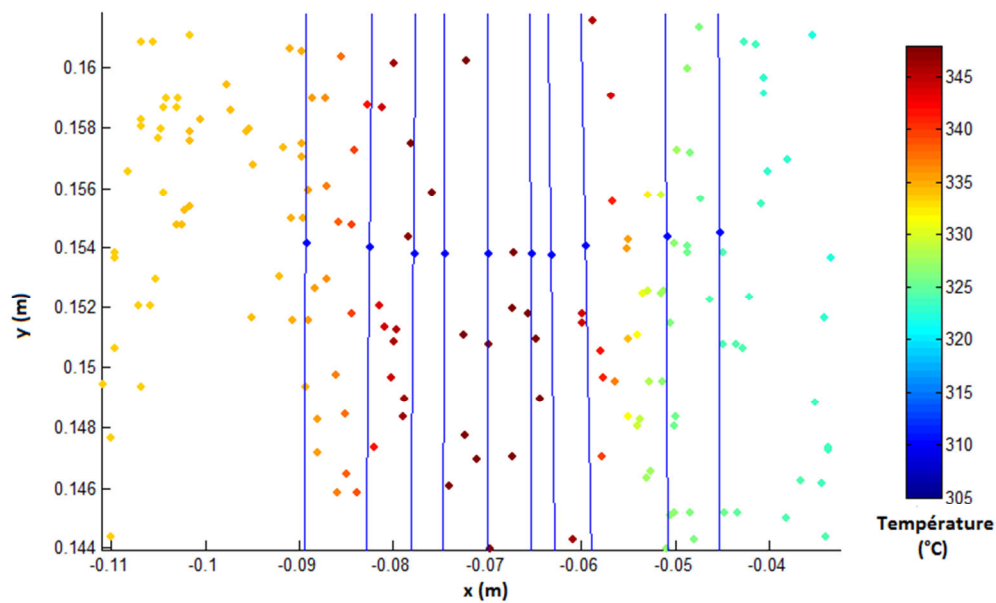


Figure 3-11. Forme du front d'onde (points bleus) après propagation des rayons au travers de la zone chaude.

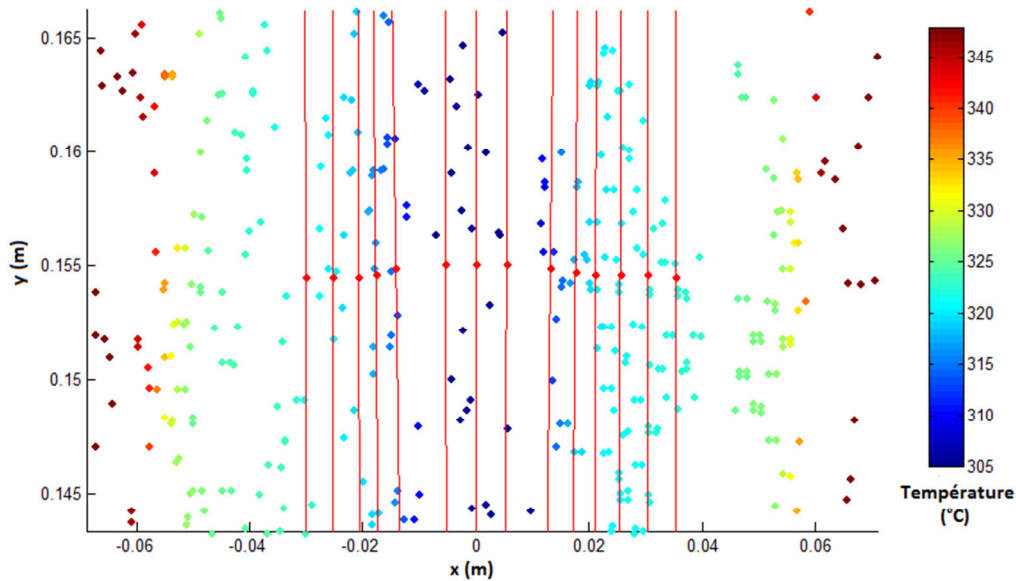


Figure 3-12. Forme du front d'onde (points rouges) après propagation des rayons au travers de la zone froide.

Du fait des différences de célérité des ultrasons en fonction de la température, le front d'onde de la Figure 3-11 apparaît concave après sa propagation dans le jet chaud, et l'autre convexe après sa propagation dans le jet froid.

Même si les variations de courbures des fronts d'ondes restent faibles il est possible de comprendre que la concentration des rayons dans la zone chaude implique une plus grande énergie acoustique, ainsi une surface échogène présente dans cette zone réfléchira une énergie plus importante. A l'inverse la dispersion des rayons observée dans la Figure 3-10 aura pour conséquence une énergie plus faible réfléchiée par une surface échogène dans cette zone.

Les variations spatiales de la forme des fronts d'onde présentes sur les Figure 3-11 et Figure 3-12 entraîneront des modifications du signal lors de l'acquisition des ultrasons. En effet dans un milieu homogène, un faisceau ultrasonore arrive sur un traducteur avec un front d'onde relativement plan. Le traducteur ultrasonore génère alors un signal électrique de la même forme que le signal ultrasonore initialement émis. Dans une situation où le front d'onde est déformé, les différentes parties de ce front d'onde vont insonifier le traducteur à des temps différents. Le traducteur va alors générer l'addition de signaux déphasés.

Dans les jets chaud et froid, les distances maximales séparant les différentes parties du front d'onde sont respectivement $7,15 \cdot 10^{-4} m$ et $5,53 \cdot 10^{-4} m$, se traduisant par des écarts de temps de $2,96 \cdot 10^{-7} s$ et $2,29 \cdot 10^{-7} s$. Etant donné que l'onde simulée ici a une fréquence de $2,25 MHz$, et donc une période de $4,44 \cdot 10^{-7} s$, cela signifie que dans les deux situations le capteur générerait des signaux avec un déphasage proche d'une demi-période.

Dans le cas de la thermométrie ultrasonore, où les différences de température et les distances parcourues sont plus grandes ce phénomène aura certainement plus d'ampleur. Cela démontre la sensibilité de la thermométrie ultrasonore mais aussi l'impératif de bien maîtriser la trajectoire des

ultrasons. Les simulations réalisées dans le paragraphe 3.3.2 permettront de développer cette analyse.

Afin de vérifier que les résultats de AcRaLiS sont en accord à certains aspects de la physique des ultrasons et avec les équations du système 2-54 qui ont été implémentées, une simulation mettant en œuvre des rayons se propageant colinéairement à des gradients thermiques a été réalisée. Cette simulation utilise le jeu de données thermo-hydraulique précédent, et propage des rayons émis suivant l'axe x à partir de l'abscisse $x=-0,18$.

Un rayon acoustique se propageant colinéairement à un gradient thermique traverse orthogonalement des plans homogènes en température. D'après les équations du système 2-48, où apparaît le terme $\frac{\Omega}{c} \vec{\nabla} c$, la direction de propagation du rayon ne devrait pas être influencée.

Le résultat de cette simulation apparaît dans la Figure 3-13.

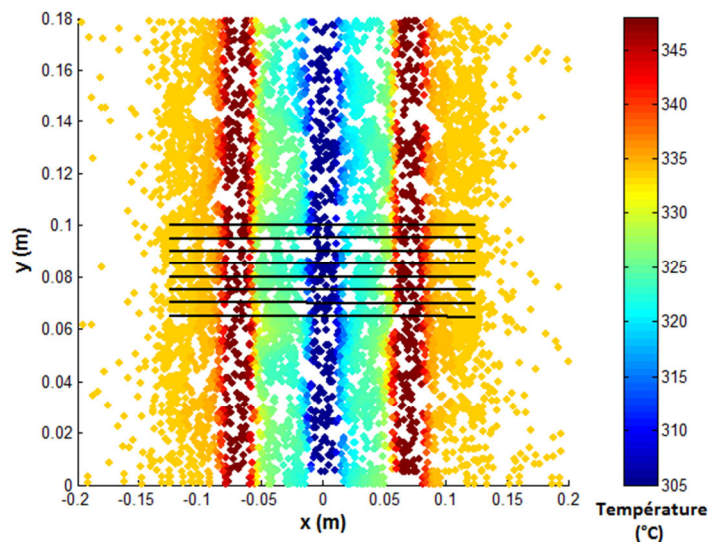


Figure 3-13. PLAJEST Plan $z=6\text{mm}$ – Propagation de rayons colinéaires aux gradients thermiques.

Comme le montre cette figure les rayons se propageant suivant cet axe sont beaucoup moins sensibles aux ultrasons. Le tableau 3 regroupe les déviations suivant l'axe Oy subies par chacun des rayons.

<i>Abscisse y au départ du rayon (m)</i>	<i>Déviaton suivant l'axe Oy à l'issue de la propagation (mm)</i>
$6,5 \cdot 10^{-2}$	-0,42
$7 \cdot 10^{-2}$	-0,27
$7,5 \cdot 10^{-2}$	0,036
$8 \cdot 10^{-2}$	-0,16
$8,5 \cdot 10^{-2}$	-0,054
$9 \cdot 10^{-2}$	-0,025
$9,5 \cdot 10^{-2}$	0,52
$10 \cdot 10^{-2}$	-0,098

Tableau 4. Déviaton des rayons suivants l'axe Oy lors de leur propagation colinéaire aux gradients thermique.

Les déviations observées dans ce tableau, après plus de 20 cm de propagation dans le sodium, sont très faibles. Elles sont en moyenne dix fois plus faible que les déviations observées avec des rayons perpendiculaires aux gradients thermiques.

Cela s'explique par le fait que l'onde se propageant principalement de manière colinéaire aux gradients thermiques, le front d'onde (s'il est plan) se trouve la plupart du temps dans une zone homogène en température, et n'est donc pas déformé. Les résultats de AcRaLiS sont donc en accord avec la physique.

Afin de déterminer les conséquences d'inhomogénéités thermiques apparaissant sous une forme plus turbulente, une autre cartographie de température a été choisie à une altitude supérieure. Il s'agit ici du champ de température au plan de coupe Z=98mm. Cette cartographie est présentée à la Figure 3-5.

A cette altitude les jets de sodium chauds et froids commencent à se mélanger et se rapprochent. Les gradients thermiques sont alors plus fins et des turbulences apparaissent. Dans cette simulation 50 rayons sont propagés dans une direction parallèle à l'axe Oy, à partir de l'ordonnée Y=0,01m. Une fois encore la sommation des faisceaux gaussiens ne sera pas appliquée sur ces rayons puisque l'objectif est de voir les déviations et les retards dus à la température, la distance entre les rayons est ici supérieure à $(w^{-\frac{1}{2}})$.

Les résultats de cette simulation apparaissent sur la Figure 3-14.

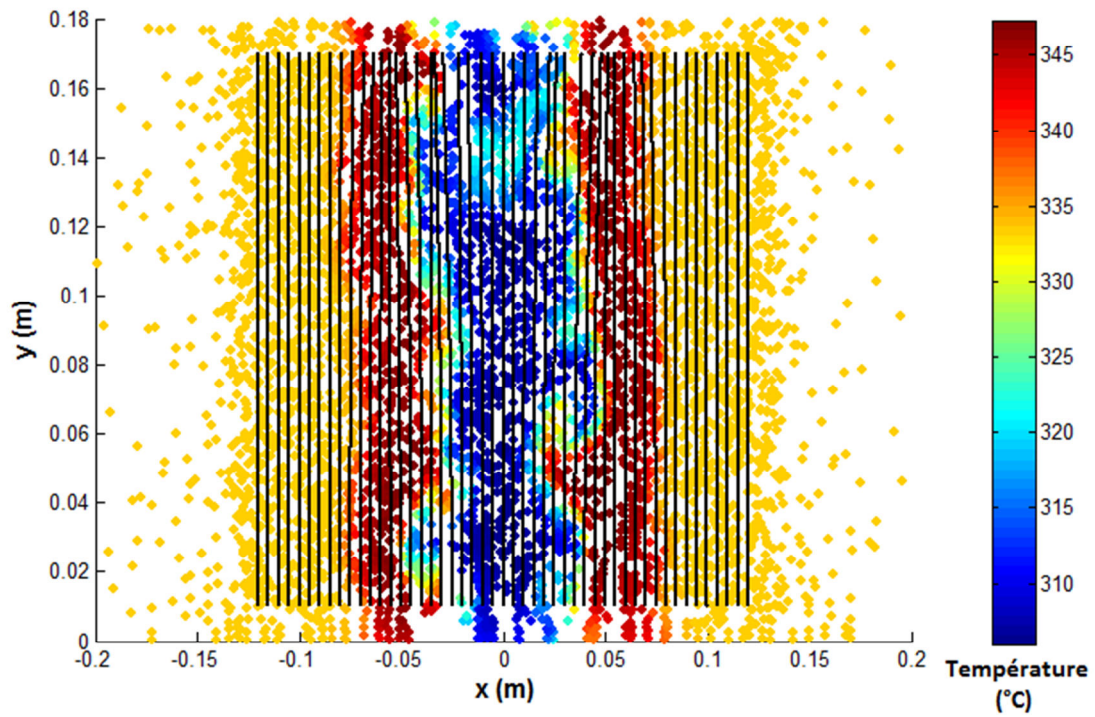


Figure 3-14. PLAJEST Plan z=98mm – Déviation des rayons.

Afin de déterminer l'amplitude de la déviation pour chacun des rayons, le graphique de la Figure 3-15 affiche pour chacun des rayons leur déviation suivant l'axe Ox.

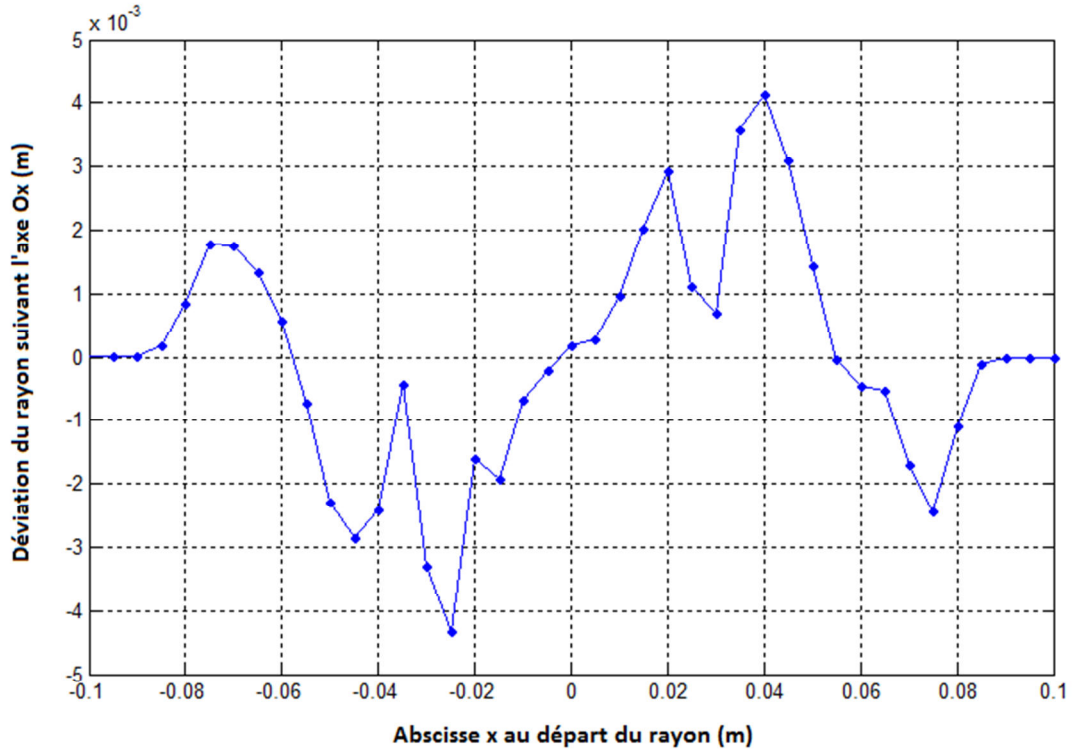


Figure 3-15. Déviation des rayons suivant l'axe Ox en fonction de l'abscisse de départ de chacun des rayons.

L'observation des turbulences sur la Figure 3-14, entre les jets chauds et froids, montre que certains gradients thermiques sont colinéaires à la direction de propagation des rayons. Il aurait été possible dans ces conditions de penser que le contour irrégulier des inhomogénéités thermiques n'engendrerait que peu de déviations. Or les résultats apparaissant sur la Figure 3-15 révèlent au contraire que l'amplitude des déviations est comparable aux résultats des Figure 3-9 et Figure 3-10. Cela est en partie dû aux gradients thermiques qui ont une amplitude plus importante ici et influence donc plus la direction de propagation des rayons.

En outre les inhomogénéités thermiques présentes dans les turbulences, près des abscisses $x = -0,025 m$ et $x = 0,025 m$ sur la Figure 3-14, n'ont pas une géométrie constante dans le temps mais ne cessent d'évoluer avec l'écoulement. La Figure 3-14 ne représentant la température de l'écoulement qu'à un instant particulier, les perturbations subies par les rayons dans ces zones vont donc elles aussi évoluer dans le temps : c'est le phénomène de bruit thermique qui est ici mis en évidence et est associé à des phénomènes de tourbillons ou de vortex entraînant les inhomogénéités thermiques.

De plus ici aussi le front d'onde est perturbé : de la même manière que précédemment la position de chacun des rayons a été repérée après un temps de propagation de $60 \mu s$. La forme ainsi obtenue du front d'onde apparaît sur la Figure 3-16.

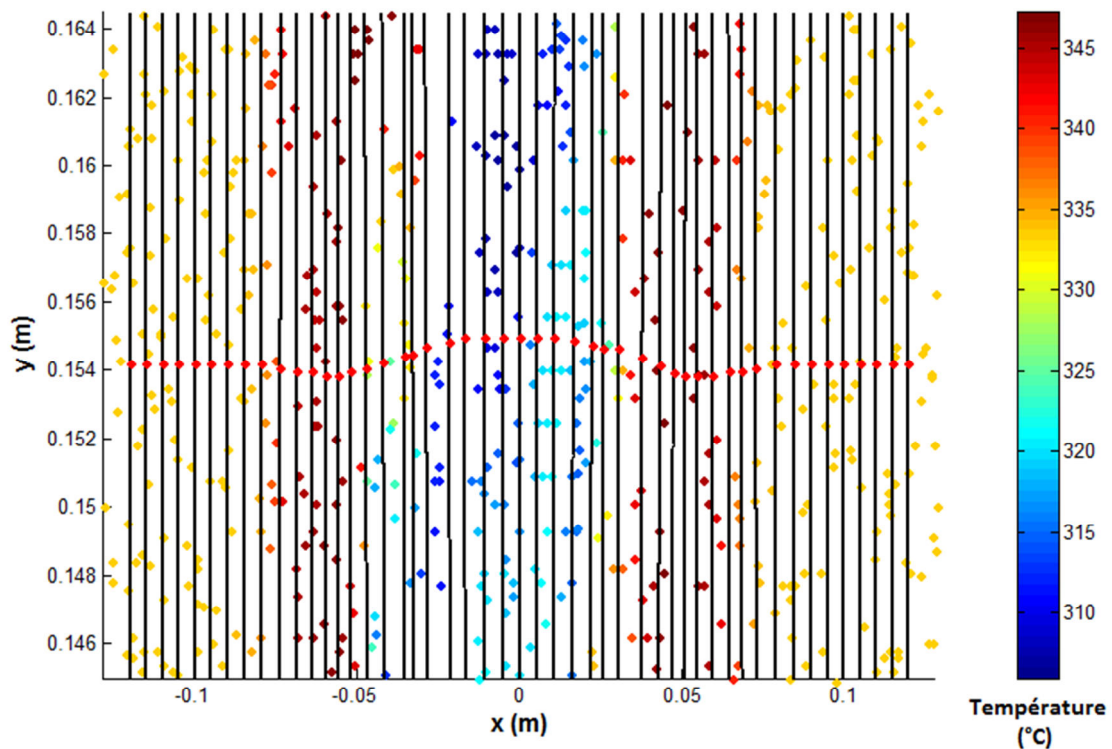


Figure 3-16. PLAJEST Plan $z=98\text{mm}$ – Position du front d'onde.

De même que précédemment, certaines parties du front d'onde se propagent plus rapidement que d'autres. Cependant la forme du front d'onde est ici influencée par le mélange des jets chauds et froids, et l'augmentation de l'amplitude des gradients thermiques. Contrairement à la situation des Figure 3-11 Figure 3-12, les parties lentes et rapides du front d'onde sont ici plus proches et peuvent être captées par un même traducteur ultrasonore. Ainsi le déphasage maximum du front, qui est ici de $4,68 \cdot 10^{-7} \text{ s}$, concerne deux parties du front d'onde qui ne sont séparés que de 5 cm . La période étant toujours de $4,47 \cdot 10^{-7} \text{ s}$, cela implique qu'un traducteur ultrasonore pourrait dans cette situation, recevoir des signaux déphasés de plus d'une période.

L'analyse des résultats de cette dernière simulation indique donc qu'en plus des différences de température présentes dans un milieu, l'amplitude moyenne des gradients thermiques aura une grande influence sur le bruit de température. Ce bruit résultera alors par de déphasages importants des parties de l'onde qui est captée par le transducteur.

Une dernière simulation est réalisée avec les données thermo-hydrauliques de PLAJEST dans laquelle la vitesse de l'écoulement est prise en compte.

Les expériences étudiées au chapitre 2 indiquent que l'influence de la vitesse de l'écoulement sur la propagation des ultrasons est généralement plus faible que celle de la température. Afin de pouvoir distinguer les effets de la vitesse de ceux de la température, cette dernière ne sera pas prise en compte dans cette simulation : le milieu sera considéré comme homogène en température.

La cartographie de vitesse de l'écoulement utilisée pour cette simulation est celle de la Figure 3-3.B) représentant dans un plan xOz , la vitesse de l'écoulement des trois jets de sodium selon le vecteur z . Dans cette simulation 5 rayons sont émis depuis un arc de cercle centré sur le point de coordonnées $(0,10 ; 0,02)$, en direction de ce point. Ainsi dans un milieu stationnaire et homogène, ces 5 rayons convergeraient en ce point après avoir parcouru une distance identique. L'objet de cette simulation est de constater l'effet de l'écoulement sur le parcours et le temps de propagation des ultrasons en fonction de l'angle de propagation de ces rayons au travers des trois jets de sodium. La Figure 3-17 présente le tracé des rayons à l'issue de la simulation.

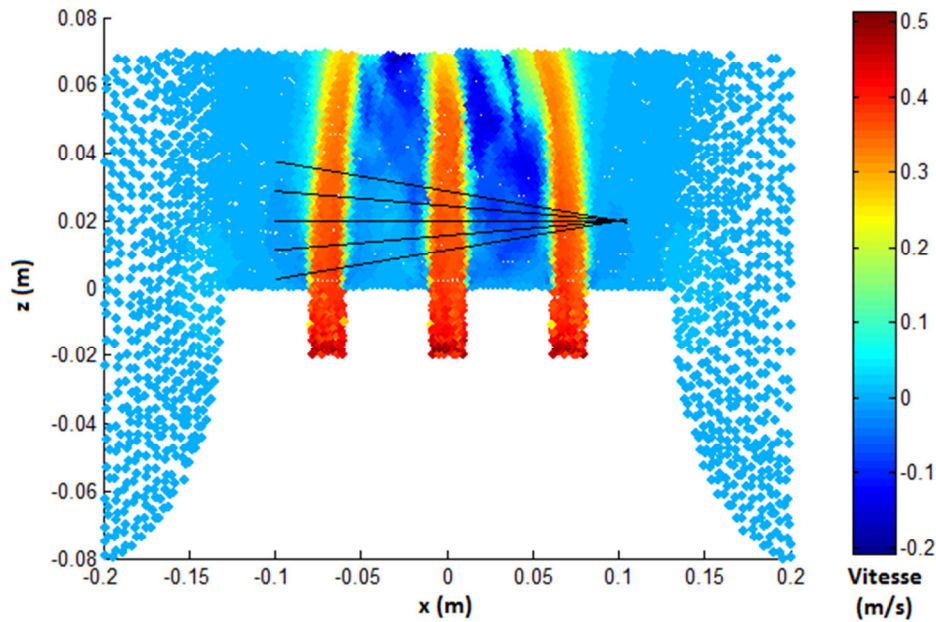


Figure 3-17. Influence de la vitesse de l'écoulement sur la propagation des rayons.

D'après cette figure, les déviations subies par chacun des rayons sont très faibles et concordent avec des premiers résultats obtenus avec un angle de 7° se rapprochant des expériences menées en eau au LCND [Ploix 10 B]. Ce résultat était prévisible car l'écoulement est ici peu rapide et la distance parcourue dans les jets de sodium est faible. Cependant afin d'étudier l'influence des vitesses d'écoulement de ces jets, le Tableau 5 ci-dessous regroupe les différentes valeurs des perturbations.

<i>Angle de propagation par rapport à l'axe Ox (degrés)</i>	<i>Déviations suivant l'axe Oz par rapport au point de focalisation (mm)</i>	<i>Variation du temps de propagation jusqu'au point de focalisation par rapport au milieu homogène (s)</i>
-5	$-2,8 \cdot 10^{-3}$	$1,94 \cdot 10^{-10}$
-2,5	$6,5 \cdot 10^{-3}$	$1,48 \cdot 10^{-10}$
0	$4,9 \cdot 10^{-3}$	$6,1 \cdot 10^{-11}$
2,5	0,011	$-1 \cdot 10^{-12}$
5	0,011	$-1,85 \cdot 10^{-10}$

Tableau 5. Influence de l'angle de propagation sur la trajectoire et le temps de propagation des rayons.

Il apparaît que, quel que soit leur angle de propagation, la plupart des rayons sont déviés vers le haut. Le mouvement ascendant des particules va donc courber les rayons vers le haut. Seul le rayon ayant un angle de propagation de -5° est légèrement dévié vers le bas, mais il est probable que cela soit dû à la géométrie de l'écoulement qui évolue légèrement avec l'altitude.

De plus les temps de propagation des rayons ayant un angle descendant ont augmenté, alors que celui des rayons ayant un angle de propagation ascendant a diminué. Cela concorde avec les équations du système 2-54 utilisé pour propager les rayons où le vecteur $\vec{v}(\vec{x}_p, t)$ lié à la vitesse de l'écoulement est ajouté. Il s'agit d'une somme de vecteurs, c'est donc la composante de ces vecteurs selon chacun des axes de la géométrie qui s'ajoutent. Les résultats présentés ici sont donc en accord avec la théorie.

Les valeurs de déviation et de variation de temps de vol présentées dans le Tableau 5 sont très faibles et n'engendreraient que peu de perturbation lors de l'acquisition des ultrasons. Cependant dans le cas de la thermométrie ultrasonore au-dessus d'un cœur, les caractéristiques thermo-hydrauliques de l'écoulement sont différentes, avec des vitesses ascendantes du sodium de l'ordre de $3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et des sections de jets plus importantes. Les simulations seront poursuivies au paragraphe 3.3.2 avec des vitesses d'écoulement plus fortes.

Ces premières simulations ont permis d'une part de vérifier que les résultats d'AcRaLiS étaient en accord avec la théorie. D'autre part elles ont permis de mieux appréhender la propagation des ultrasons dans un écoulement réel de sodium, où les données thermo-hydrauliques intègrent les caractéristiques thermodynamiques du sodium.

Cependant comme l'a montré la dernière simulation, les caractéristiques de cet écoulement réel sont parfois trop éloignées de la géométrie de l'écoulement du sodium prévue au-dessus du cœur d'un réacteur. Ainsi dans le prochain paragraphe, l'objectif des simulations sera de déterminer les perturbations acoustiques engendrées par l'influence seule de la géométrie du cœur.

3.3.2. Influence de la géométrie de l'écoulement du sodium en sortie de cœur de RNR-Na sur la propagation des ultrasons.

Dans cette partie, les cartographies de température et de vitesse de l'écoulement qui sont utilisées sont inspirées des simulations CFD du CEA en cœur de réacteur sont présentées sur la Figure 2- et la Figure 2-. Les paramètres des simulations qui sont réalisées ici (largeur du faisceau ultrasonore, direction de propagation des rayons) sont choisis afin d'être proche d'un cas réel de thermométrie ultrasonore tel qu'il est décrit dans le paragraphe 1.2.4.2.

La première situation simulée ici est la propagation d'un faisceau ultrasonore au travers des inhomogénéités thermiques créées par une rangée de trois assemblages. Le milieu est décrit par la cartographie de température dans un plan xOy présentée en Figure 3-6. Dans cette simulation la vitesse de l'écoulement ne sera pas prise en compte. En effet la direction principale de cette vitesse étant suivant l'axe Oz, les vecteurs vitesses principaux sont orthogonaux au plan 2D dans lequel est réalisée la simulation et les perturbations engendrées par ces vecteurs ne seront pas observables.

Dans cette simulation, ce sont 100 rayons qui sont propagés. Ces rayons sont émis parallèlement, centrés sur l'axe de la rangée d'assemblage, et répartis sur une distance de 5 cm. De cette manière, au début de la propagation, l'écart entre chacun des rayons est de 0,5 mm, ce qui est en accord avec le fait que la distance entre chacun des rayons doit être de l'ordre de $(w^{-\frac{1}{2}})$ pour pouvoir appliquer la méthode de la sommation des faisceaux gaussiens : la fréquence étant de 2,25 MHz, $(w^{-\frac{1}{2}})$ est ici égale à 0,27 mm.

La température maximale du sodium, au centre de chacun des trois assemblages est de 570°C, la célérité minimale des ultrasons est donc de $2275 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ par application de la loi apparaissant à l'équation 1-2. Les ultrasons qui sont simulés ici ont une fréquence de 2,25 MHz, ce qui implique que la distance sur laquelle doit être propagé un rayon à chaque pas de calcul doit être inférieure à 0,16 mm selon la formule $\frac{c_{min}}{2\pi f}$ indiquée dans la partie 3.1.1.

Le résultat de cette simulation présentant le parcours effectué par ces rayons apparait sur la Figure 3-18.

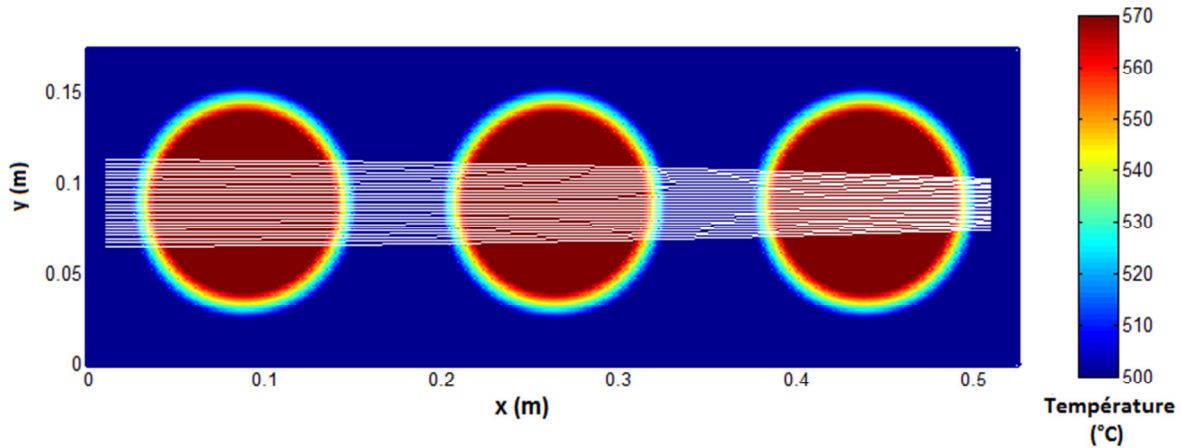


Figure 3-18. Propagation de rayons acoustiques au travers du sodium chaud de la sortie de trois assemblages.

Ces parcours montrent que les rayons situés sur l'extérieur du faisceau ont tendance à être courbés vers l'axe central de la rangée d'assemblages. En effet ces rayons forment avec la direction du gradient thermique, un angle plus important que les autres rayons : l'influence du gradient sur ces rayons est donc plus importante et c'est donc eux qui sont les plus déviés. Cette déviation des rayons vers la zone chaude est de même nature que les déviations présentées sur la Figure 3-9.

Du fait des distances de propagation et des gradients de température plus importants, l'amplitude finale des déviations est elle aussi plus importante. L'étude de la trajectoire des rayons situés sur les extérieurs du faisceau indique que ceux-ci ont subi une déviation de 1 cm suivant l'axe Oy après une propagation sur une distance de l'ordre de 50 cm. La largeur du faisceau initialement de 5 cm est donc réduite à 3 cm en fin de course.

La réduction de la largeur du faisceau va engendrer, par application du principe de conservation de l'énergie (de même que dans la méthode des pinceaux), une augmentation de l'énergie acoustique. L'application de la méthode des faisceaux gaussiens permet aussi de mettre en évidence cette augmentation de l'énergie. Cette méthode est appliquée ici en prenant comme signal source un signal numérique de type impulsionnel d'une fréquence de 2,25 MHz. Ce signal est tracé sur la Figure 3-19 ci-dessous.

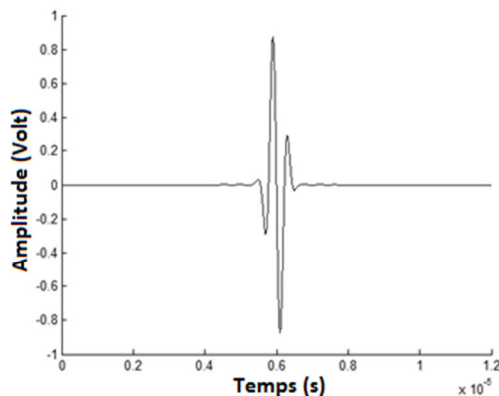


Figure 3-19. Signal source utilisé pour la sommation des faisceaux gaussiens.

La sommation de l'amplitude acoustique apportée par chacun des rayons est ici appliquée à deux instants différents de la propagation afin de mettre en évidence la « focalisation » progressive du faisceau ultrasonore. Ces deux résultats apparaissent sur Figure 3-20

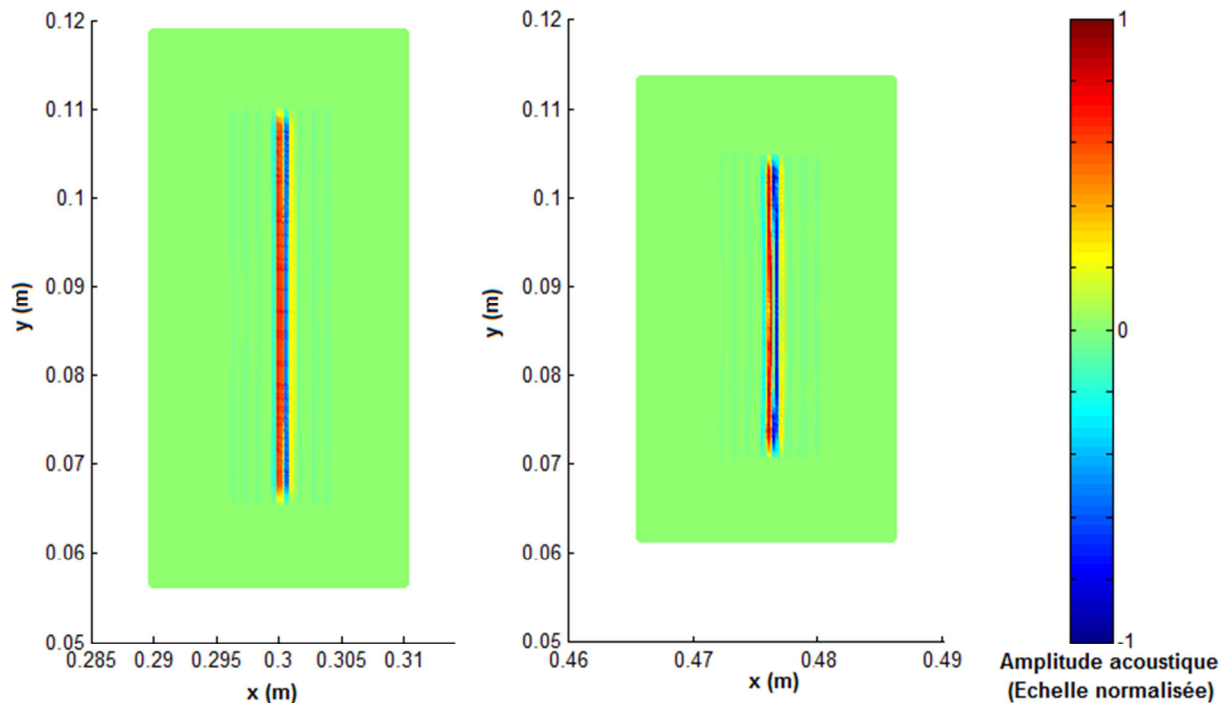


Figure 3-20. Application de la méthode de sommation des faisceaux gaussiens après 0,13 ms (à gauche) et après 0,2 ms (à droite).

Dans ces résultats, l'amplitude du signal est normalisée. Ainsi après avoir parcouru une distance de l'ordre de 48 cm dans le sodium, des mesures précises relevées sur ces résultats indiquent que l'énergie acoustique maximale du front d'onde est 1,25 fois plus importante qu'elle ne l'était après 30 cm de propagation.

La « focalisation » des rayons vers le centre de la rangée d'assemblages est un atout pour la thermométrie ultrasonore, car les surfaces échogènes utilisées pour la mesure de la température, à savoir les bords externes et internes des têtes d'assemblages (cf. [MacKnight 1985] et Figure 1-), sont situées dans cette zone. D'après ces résultats l'énergie renvoyée par ces surfaces échogènes pourrait bien être importante. Il faudra cependant tenir compte de la courbure de ces surfaces et d'envisager le trajet retour des ultrasons.

Il est intéressant de noter que cette même simulation envisagée en eau et non en sodium aurait conduit à une divergence des rayons vers les extérieurs de la rangée d'assemblage. En effet en eau, la célérité des ultrasons augmentant avec la température (cf. équation 1-3), les ultrasons sont déviés vers les zones plus froides. L'énergie acoustique des échos sur les bords des têtes d'assemblages aurait donc été plus faible dans ce cas.

Cette déviation des rayons vers le centre de la rangée implique que des rayons ayant parcouru des distances différentes, dans des milieux où la célérité des ultrasons n'était pas la même, vont se

propager ensemble. Comme cela a été souligné dans la partie précédente, l'aspect temporel de la propagation est important car si ces différents rayons se réfléchissent sur une surface échogène avec des différences de temps importantes, plusieurs échos successifs peuvent être produits et additionnés en réception, compliquant alors le traitement du signal. Ces différents échos peuvent aussi se superposer et rendre impossible leur analyse (pour mesurer une température par exemple). Pour déterminer si cela va effectivement être problématique il convient de connaître l'écart de temps maximal existant entre les différentes parties du front d'onde.

Pour cela après environ 50 *cm* de propagation dans le milieu (c'est-à-dire au niveau du dernier gradient thermique traversé par les rayons), la position de chacun des rayons est repérée après la même durée de propagation. Il s'avère qu'il y a un écart maximal de 0,35 *mm* entre deux parties du front d'onde, soit un temps de 0,15 μ s. De même que précédemment, pour une onde de 2,25 *MHz*, la période est égale à 0,444 μ s : il y a donc un déphasage proche de un tiers de la période à cet instant de la propagation. Ce calcul montre que les signaux ultrasonores délivrés par le traducteur pourront être très déformés. Cette déformation dépendra également de la taille du traducteur.

Ces premiers résultats sont issus de données thermo-hydrauliques qui devront être affinées pour diminuer les incertitudes de la simulation. Ils indiquent cependant que le traitement du signal donnant l'intervalle de temps séparant les échos provenant de chacune des têtes d'assemblages, devra prendre en compte ces perturbations de la propagation des ultrasons.

La simulation suivante a pour objectif de déterminer quelles seraient les conséquences sur la thermométrie ultrasonore, d'une erreur sur l'orientation et le positionnement du traducteur émettant les ultrasons. La réalisation de ce type de simulation permet de savoir si cette technique d'instrumentation est potentiellement robuste.

Le jeu de données thermo-hydrauliques utilisé pour cette simulation est une cartographie de température dans un plan *xOy*, représentant les jets chauds de sodium sortant d'un réseau de douze assemblages. Les caractéristiques thermo-hydrauliques de chacun de ces jets sont les mêmes que celles détaillées dans la Figure 3-6.

Les erreurs sur l'orientation et le positionnement du traducteur ultrasonore dans la simulation suivante sont fixées arbitrairement : respectivement de 5° et 2 *cm* dans le sens de l'axe *Oy*. Comme précédemment, ces rayons sont parallèles entre eux et sont au nombre de 100, espacés de 0,5 *mm*. Ils sont émis depuis une droite ayant elle aussi un angle de 5° par rapport à l'axe *Oy*.

Le parcours obtenu pour la propagation de ces rayons est tracé sur la Figure 3-21.

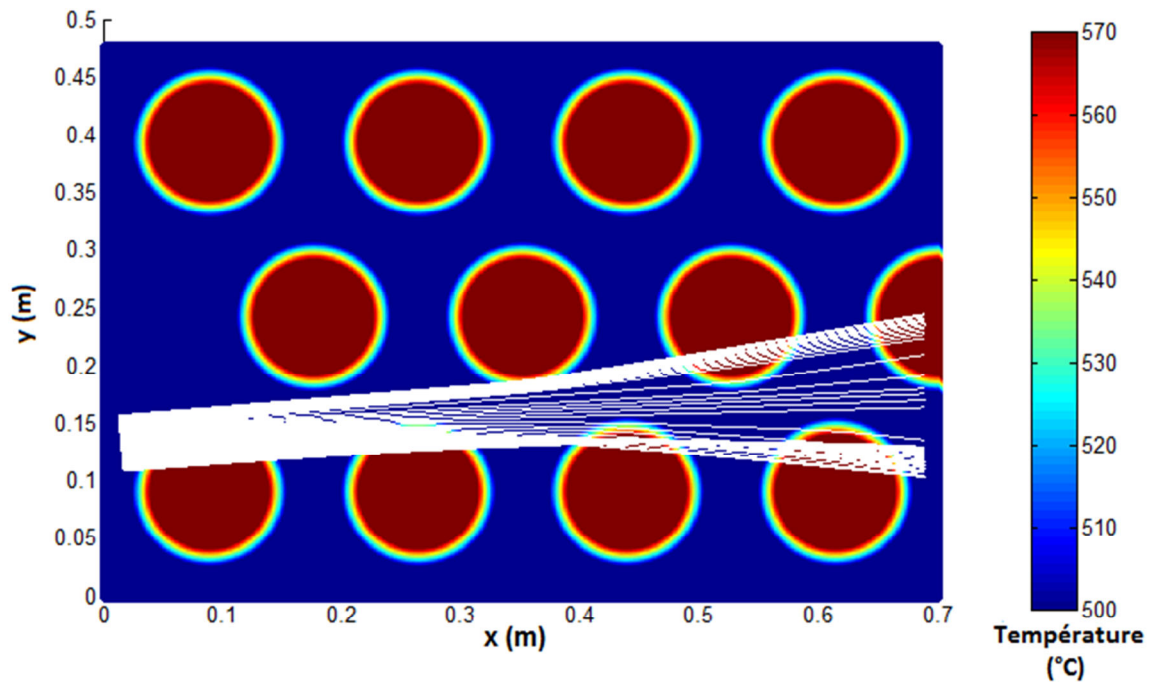


Figure 3-21. Propagation de rayons acoustiques au travers du sodium chaud de la sortie de douze assemblages.

Cette simulation indique qu'une partie du faisceau ultrasonore est affectée par le gradient thermique de la rangée inférieure d'assemblages et qu'elle est redirigée vers cette rangée. Une autre partie est de la même manière affectée par le gradient thermique de la rangée centrale d'assemblage. Cela conduit à une forte dispersion du faisceau ultrasonore et même sa division. Il est difficile de prévoir si certaines parties de ce faisceau vont générer des échos sur le bord de certaines têtes d'assemblage qui se trouve dans la réalité au niveau des gradients thermiques : il faudrait pour cela calculer précisément les angles d'incidence sur chacune des surfaces échogènes. Afin d'obtenir ce résultat, un développement futur d'AcRaLiS permettra de simuler les échos spéculaires sur les surfaces solides présentes dans le milieu.

Ce résultat indique cependant que dans le cas de la thermométrie ultrasonore en réacteur, il est préférable de propager une onde ultrasonore à la verticale de l'axe de symétrie d'une rangée d'assemblage pour faire une mesure particulière, sans quoi le parcours des ultrasons devient vite complexe.

L'application de la méthode de sommation des faisceaux gaussiens permet de connaître la répartition de l'énergie le long du front d'onde et donc de prévoir l'énergie de ces éventuels échos. Dans la Figure 3-22 cette méthode est appliquée après que les rayons aient parcouru une distance de l'ordre de 60 cm dans le sodium.

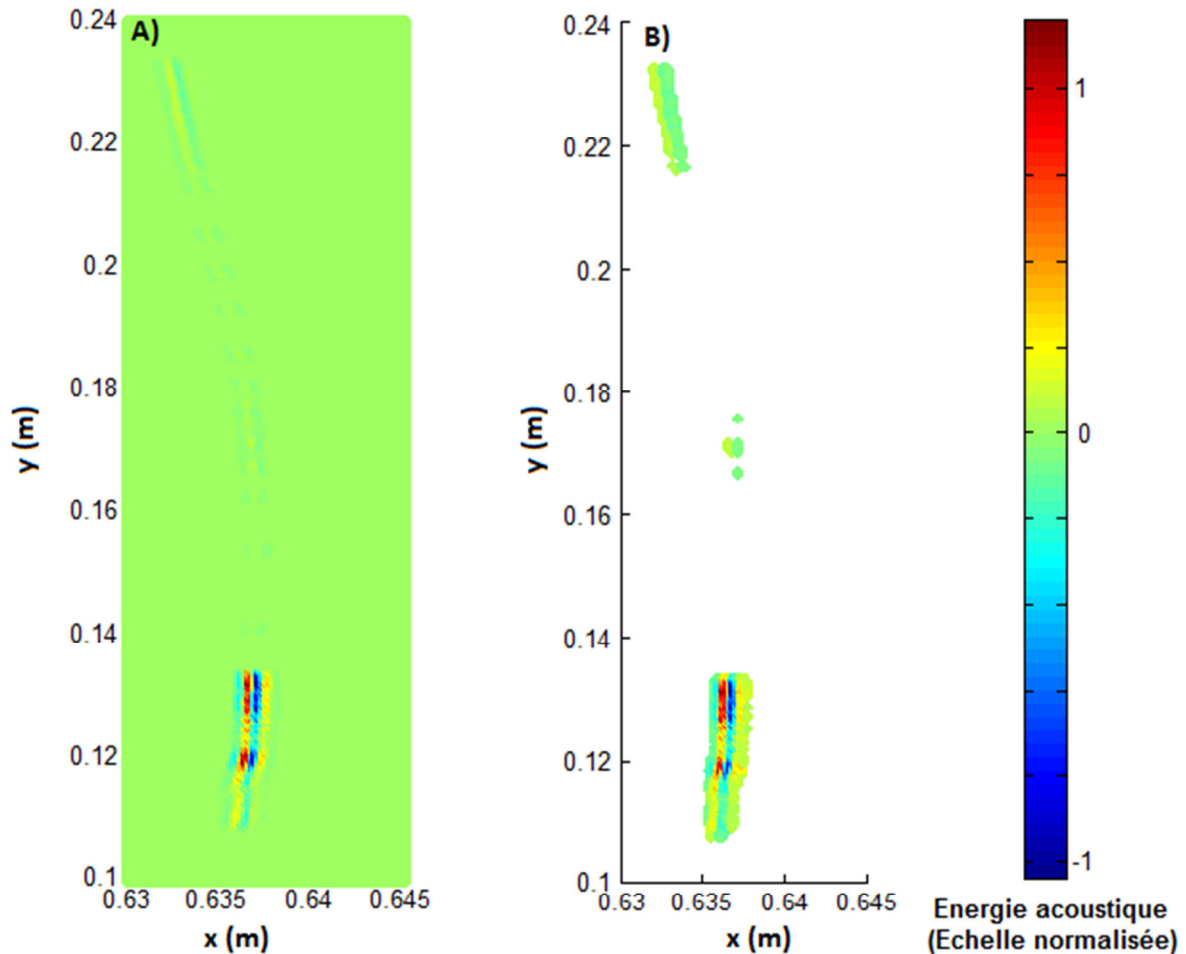


Figure 3-22. Répartition de l'amplitude acoustique le long du front d'onde. A)- Affichage complet. B)- Affichage des zones où l'énergie est supérieure à 5% de l'énergie maximale du front d'onde.

Sur cette figure, l'énergie acoustique est normalisée par rapport à l'énergie maximale du front d'onde à cet instant. La figure A) est à la même échelle spatiale que celle de B), mais ne sont affichées que les parties du front d'onde qui ont une énergie supérieure à 5% de l'énergie maximale du front d'onde.

Comme cela était prévisible au vu du parcours des rayons de la Figure 3-21, à ce stade de la propagation le front d'onde est réparti dans une zone importante. L'application d'un seuil à 5% sur la Figure 3-22 B) permet en effet de mieux distinguer la partie du front d'onde qui est située au niveau de la rangée centrale d'assemblage.

La comparaison de l'énergie des deux parties du front d'onde indique que la partie du faisceau qui est redirigée vers la rangée d'assemblages inférieure (à l'ordonnée $y = 0,13 \text{ m}$ sur la Figure 3-22) est beaucoup plus énergétique que celle redirigée vers la rangée centrale (à l'ordonnée $y = 0,23 \text{ m}$ sur la Figure 3-22). L'énergie maximale de cette seconde partie du front d'onde n'atteint en effet que 12% de l'énergie maximale. Si des échos sont générés par les assemblages de la rangée centrale, ceux-ci auront donc une amplitude faible.

Finalement si des échos sont enregistrés par le traducteur ultrasonore, ceux-ci proviendront très probablement d'une interaction du faisceau avec la rangée inférieure d'assemblage, cependant la trajectoire complexe de cette partie du faisceau et la difficulté d'identification de ces échos compliquera grandement le traitement du signal. Il est difficile à ce stade de l'étude, et sans simulations plus précises, de dire si une mesure efficace de la température sera possible dans ces conditions.

Enfin une dernière simulation est effectuée dans laquelle l'effet de la vitesse de l'écoulement sur les ultrasons est étudié. Il s'agit ici de réaliser une simulation similaire à celle de la Figure 3-17, mais où les caractéristiques thermo-hydrauliques de l'écoulement sont plus proches de celles du sodium sortant d'un cœur de réacteur.

La cartographie de vitesse utilisée est celle représentant l'écoulement de trois jets de sodium dans un plan vertical xOz apparaissant à la Figure 3-7. Ainsi dans cette simulation seule la vitesse ascendante de l'écoulement sera prise en compte. Dans cette première approche, la vitesse de l'écoulement dans les autres directions est considérée comme négligeable. La température du sodium est considérée comme homogène afin que les perturbations observées ne soient dues qu'à la vitesse de l'écoulement.

Dans cette simulation 5 rayons sont émis depuis un arc de cercle centré sur le point de coordonnées $(0,5 ; 0,1)$ et se propage dans cette direction suivant des angles différents. Ces angles étant de 5° , $2,5^\circ$, 0° , $-2,5^\circ$ et -5° . Les rayons ont une longueur de 45 cm. L'objectif est de voir, de même que dans la simulation de la Figure 3-7, si les angles de propagation des rayons ont une influence sur les perturbations que peuvent subir les rayons acoustiques. Concernant l'application de la thermométrie acoustique en réacteur, les résultats de cette simulation pourraient indiquer s'il serait possible d'orienter le capteur ultrasonore avec un angle particulier pour que le faisceau ultrasonore descende vers les têtes d'assemblage (cf. Figure 1- et [McKnight 1985]) en subissant le moins de perturbations possibles.

Le parcours de ces différents rayons apparaît sur la Figure 3-23.

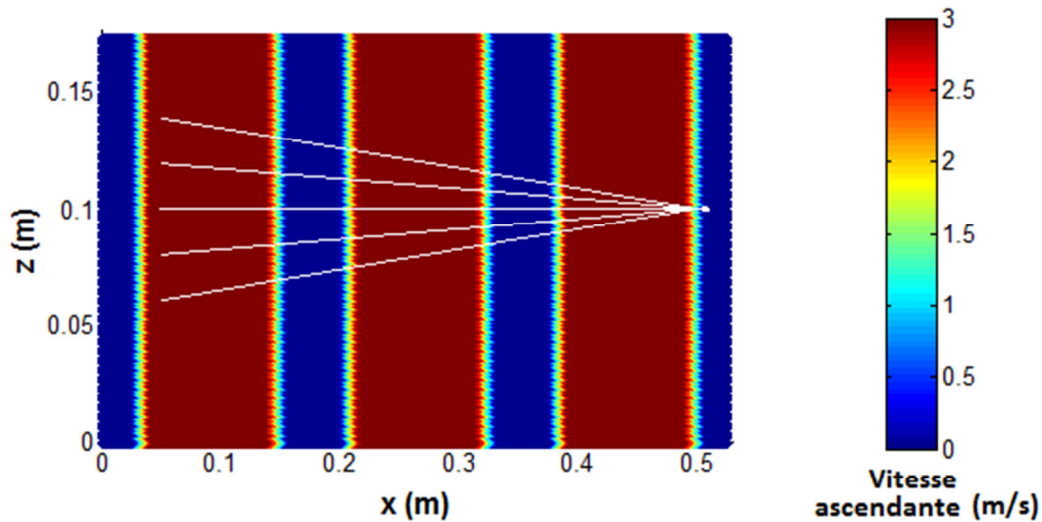


Figure 3-23. Simulation de la propagation de rayons acoustiques, sous différents angles, au travers de trois écoulements de sodium.

Les déviations subies par les différents rayons étant trop faibles pour être visibles sur cette figure, celles-ci sont regroupées dans le Tableau 6.

<i>Angle de propagation par rapport à l'axe Ox (degrés)</i>	<i>Déviations suivant l'axe Oz par rapport au point de focalisation (m)</i>	<i>Variation du temps de propagation jusqu'au point de focalisation (s)</i>
-5	$3,9 \cdot 10^{-4}$	$1,40 \cdot 10^{-8}$
-2,5	$3,95 \cdot 10^{-4}$	$6,93 \cdot 10^{-9}$
0	$3,96 \cdot 10^{-4}$	$-9,0 \cdot 10^{-11}$
2,5	$3,99 \cdot 10^{-4}$	$-7,13 \cdot 10^{-9}$
5	$4,00 \cdot 10^{-4}$	$-1,41 \cdot 10^{-8}$

Tableau 6. Influence de l'angle de la propagation des rayons acoustiques sur les déviations engendrées par la vitesse de l'écoulement de sodium en sortie d'assemblage.

D'après cette simulation, quel que soit l'angle de propagation des rayons entre -5 et 5 °, ceux-ci sont tous déviés vers le haut. C'est en effet le mouvement ascendant des particules de fluide qui va courber vers le haut le parcours des ultrasons. La déviation est ici inférieure au millimètre, il est donc

probable, d'après cette simulation et pour cette distance de propagation, que cette déviation soit trop faible pour perturber la thermométrie ultrasonore au-dessus du cœur du réacteur. Cela quel que soit l'angle de propagation.

Concernant le temps de propagation, les rayons se propageant dans le sens inverse de l'écoulement sont ralentis alors que ceux se propageant dans le même sens sont accélérés, comme dans le résultat de la Figure 3-7. Cela n'est a priori pas un problème pour la thermométrie ultrasonore comme elle est réalisée dans la Figure 1- : dans cette configuration, un transducteur émet un faisceau ultrasonore avec une trajectoire légèrement descendante jusqu'à se réfléchir sur les bords d'une tête d'assemblage, ou d'une rangée de têtes, avant de repartir avec une trajectoire ascendante vers le transducteur. Or dans la mesure où les résultats de cette simulation indiquent que ces ultrasons seront peu déviés à l'aller comme au retour, et que le ralentissement subi à l'aller est du même ordre de grandeur que l'accélération subie au retour : ces variations de temps de vol devraient se compenser. Cela quel que soit l'angle de propagation.

Le jeu de données thermo-hydrauliques est cependant simplifié ici et il n'est pas certain que le mouvement ascendant du sodium soit aussi bien établi à la sortie des assemblages. Ces résultats devront donc être confirmés dans des études postérieures avec des données thermo-hydrauliques plus précises.

3.3.3. Synthèse des simulations AcRaLiS

Les premiers résultats d'AcRaLiS obtenus avec les données thermo-hydrauliques simulées de l'expérience PLAJECT, ont constitué une première approche de la simulation de rayons acoustique dans un écoulement de sodium thermiquement inhomogène.

Ces données thermo-hydrauliques sont en effet très proches de la réalité et prennent en compte les spécificités thermodynamiques du sodium liquide telles que la conductivité thermique et le nombre de Prandtl. L'amplitude et la forme des gradients thermiques sont ainsi très bien renseignées. Il a donc été possible de mettre en évidence l'effet du sodium chaud ou froid, de gradients thermiques de différentes amplitudes et d'un écoulement ascendant, sur la déviation de rayons acoustiques. L'influence de ce milieu sur le déphasage de certaines parties du front d'onde, a aussi été montrée par les simulations.

Dans un second temps les simulations ont permis de prévoir quelques particularités de la propagation des ultrasons propre à la mise en œuvre de la thermométrie ultrasonore en sortie de cœur de RNR-Na. L'influence des rangées d'assemblages sur la focalisation d'un faisceau ultrasonore où l'effet d'un réseau de ces assemblages a donc pu être démontré grâce à des conditions thermo-hydrauliques similaires à celles du sodium sortant d'un cœur de réacteur en fonctionnement normal. En outre ces simulations indiquent la nécessité d'orienter le faisceau sur l'axe d'une rangée d'assemblage pour atteindre un assemblage particulier.

Ce second jeu de données thermo-hydrauliques constitue cependant une représentation simplifiée de l'écoulement réel de sodium. Dans les études futures il sera nécessaire de réaliser des simulations avec des données prenant en compte la complexité d'un écoulement turbulent de sodium

thermiquement inhomogène et la géométrie particulière de la sortie d'un cœur de réacteur. Les simulations CFD réalisées par le CEA, dont il est question dans la première partie du paragraphe 2.1.2, constitueraient en ce sens une base de données intéressante à exploiter. En outre l'utilisation d'AcRaLiS pour évaluer le comportement d'autres types d'instrumentation ultrasonore en sodium turbulent comme la télémétrie, serait tout à fait possible.

Ces premières applications du code AcRaLiS sont donc encourageantes car les résultats présentés sont en accord avec la théorie. Ce code doit cependant aussi être validé expérimentalement. Ceci fait l'objet du chapitre suivant dans lequel les résultats numériques de ce code seront comparés avec des résultats expérimentaux. Il sera alors question de vérifier qualitativement et quantitativement les déviations simulées ainsi que l'amplitude calculée grâce à l'application de la méthode de sommation des faisceaux gaussiens.

Chapitre 4. Vérification expérimentale du code AcRaLiS

Lors du développement du modèle des rayons utilisé pour AcRaLiS et lors de son implémentation, plusieurs hypothèses ont été prises. Il convient maintenant de confronter ces modélisations de la propagation et des milieux thermo-hydrauliques dans le cadre d'expérimentations en eau.

Les expériences mises en œuvre pour effectuer ces vérifications sont expliquées dans les parties suivantes. Il y est détaillé les choix qui ont été pris lors de leur conception, la manière dont les acquisitions ultrasonores sont réalisées et les méthodes de comparaison des résultats de ces expériences avec ceux des simulations d'AcRaLiS.

Afin de rendre possible cette approche expérimentale, le choix a été fait de ne pas cumuler l'effet de la vitesse de l'écoulement avec celui de la température. C'est pourquoi deux expériences distinctes ont été réalisées, mettant chacune en œuvre l'un de ces deux paramètres. La première partie de ce chapitre détaille l'expérience qui a été réalisée pour mesurer l'influence de la température sur la propagation ultrasonore. La seconde présente l'expérience réalisée pour faire interagir les ultrasons avec un champ des vitesses turbulent.

4.1. Etude expérimentale de l'influence de la température sur la propagation des ultrasons

4.1.1. Objectif et principe général de l'expérience UPSilon

L'objectif de cette première expérience, nommée UPSilon (Ultrasonic Path in Silicon oil), est de déterminer l'incertitude des résultats du code AcRaLiS lors de simulations mettant en jeu des inhomogénéités thermiques [Massacret 2012, Massacret 2012 B].

Pour cela cette expérience doit mettre en œuvre une inhomogénéité thermique afin d'y faire se propager des ultrasons. Des mesures acoustiques permettront ensuite de mesurer les déviations, les variations du temps de propagation et les amplitudes des différentes parties du faisceau ultrasonore.

Afin de pouvoir comparer efficacement les résultats expérimentaux et numériques, il est important de réaliser une expérience dont les différents paramètres sont bien connus et maîtrisés. Il faut en effet par la suite être capable de simuler de manière précise cette expérience et l'ensemble de ces paramètres.

Les difficultés liées à la conception et à la mise en place de cette expérience résident donc principalement dans la mise en œuvre de gradients thermiques maîtrisés et stables. Il en découle directement le choix du fluide utilisé et la manière de le chauffer.

4.1.2. Mise en œuvre des gradients thermiques

4.1.2.1. Choix du milieu de propagation

Lorsqu'un gradient thermique apparaît dans un fluide comme de l'eau, des phénomènes de convection thermique lui sont généralement liés. Ces convections sont dues à des modifications locales de la densité d'un fluide du fait de sa variation de température.

Dans l'expérience UPSilon où la géométrie des gradients thermiques va être déterminante dans la déviation des ultrasons, l'amplitude de ces phénomènes de convection doit être la plus basse possible. Ceci pour les raisons suivantes :

- Les volutes de fluides chauds présentes dans ces phénomènes de convection ont des mouvements complexes difficilement prévisibles. La mise en place de telles instabilités nuit donc à la répétabilité de l'expérience.
- La modification de la géométrie de l'inhomogénéité thermique au cours de l'expérience modifie les perturbations engendrées sur les ultrasons. Ce changement de paramètre en cours d'expérimentation est alors une difficulté à prévoir lors de l'exploitation des données recueillies.

Ces phénomènes de convection se traduisant par des mouvements de fluides, l'une des solutions possible pour limiter leur apparition est de choisir un fluide ayant une grande viscosité.

Le fluide qui a finalement été choisi est de l'huile de silicone d'une viscosité de 10 000 cSt à température ambiante (viscosité comparable à du miel liquide). De plus cette huile est transparente, ce qui permet de réaliser des mesures optiques et elle est non nocive jusqu'à une température de 70°C.

Cependant afin de pouvoir simuler la propagation de rayons acoustiques dans cette huile, il est impératif de renseigner dans le code AcRaLiS la loi d'évolution de la célérité des ultrasons en fonction de la température du milieu. Cette loi étant inconnue du fabricant de l'huile, il a fallu la déterminer expérimentalement (cf. Annexe 2).

Le dispositif expérimental développé est constitué d'un cylindre de plexiglass de 35 cm de haut rempli d'huile de silicone. En haut de celui-ci est placé un transducteur plan (2,25 MHz, 0,25 pouces) émettant un faisceau d'ultrasons vers le bas et dans l'axe. Le temps de passage de l'onde est déterminé par deux hydrophones disposés orthogonalement à la direction de propagation des ultrasons, et à deux altitudes distinctes. Enfin, de manière à contrôler l'homogénéité en température de l'huile de silicone, cinq thermocouples (type T, incertitude $\pm 0,5^\circ\text{C}$) sont disposés le long du chemin emprunté par les ultrasons. Un schéma et une photo du dispositif sont présentés en Figure 4-1.

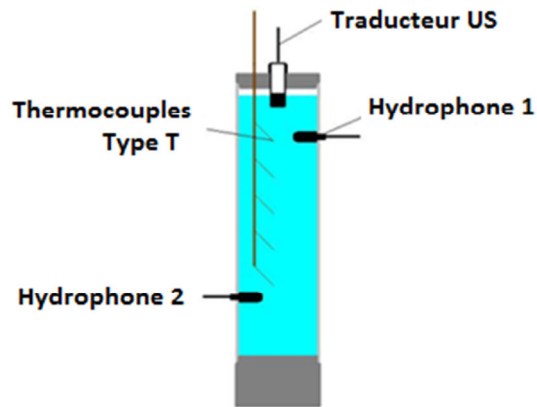


Figure 4-1. Schéma du dispositif de mesure de célérité.

Le dispositif a été étalonné en eau afin de tester la validité du traitement du signal. La Figure 4-2 présente une comparaison faite entre la mesure expérimentale de la célérité et la loi théorique qui est le polynôme d'ordre 5 de l'équation 1-3 : l'écart entre ces deux courbes est de l'ordre de 0,1%.

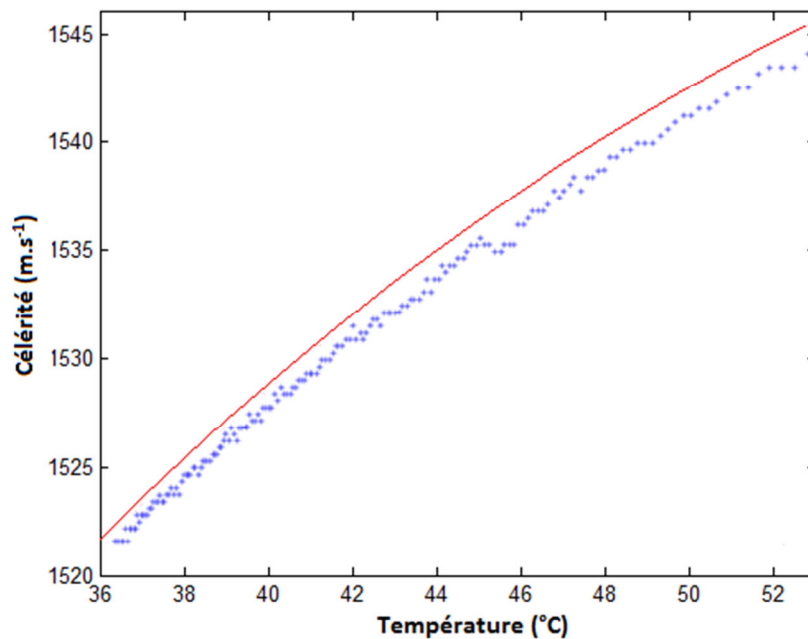


Figure 4-2. Comparaison de la mesure expérimentale de la célérité (en bleu) et des données théoriques (en rouge).

Dans le cas de l'huile de silicone, les résultats de l'expérience montre une évolution linéaire et décroissante. La célérité calculée lors de l'expérience apparaît sur la Figure 4-3.

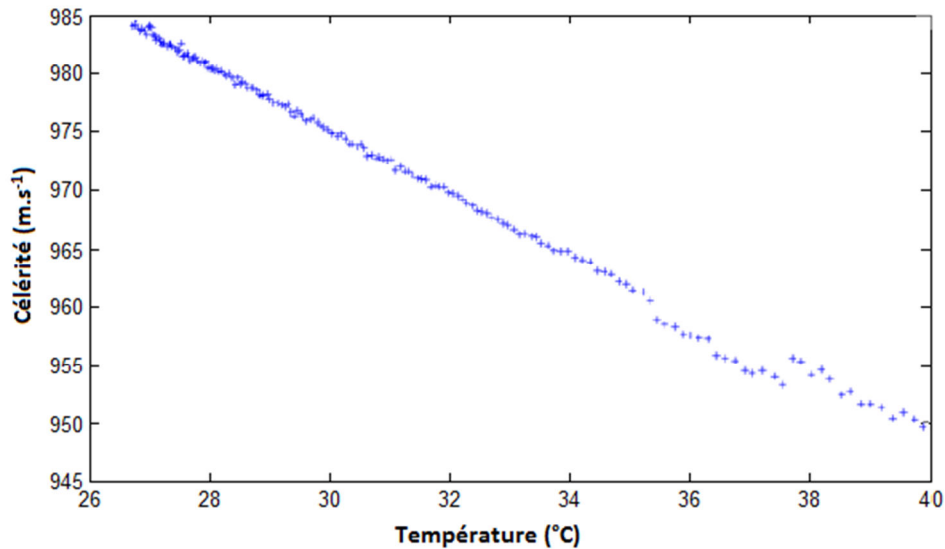


Figure 4-3. Mesure de la célérité des ultrasons en huile de silicone.

Par interpolation linéaire de l'ensemble des points expérimentaux, la loi obtenue est donc :

$$c_{us} = -2,72 \cdot T + 1056,6 \quad 4-77$$

où c_{us} est la célérité des ultrasons dans l'huile de silicone (en $m.s^{-1}$), et T la température de l'huile en degrés Celsius. Cette loi est valable entre 20°C et 40 °C.

Il apparaît finalement que la célérité des ultrasons, dans l'huile de silicone, varie près de cinq fois plus avec la température, que dans le sodium. C'est un avantage certain car cela signifie qu'il n'est pas nécessaire de beaucoup chauffer l'huile pour observer des déviations ultrasonores.

De plus cela permet de vérifier le code de simulation dans un milieu très sensible alors que celui-ci est destiné à être utilisé dans le sodium, où la célérité varie moins en fonction de la température. L'huile présente une autre similitude intéressante par rapport au sodium : la célérité ultrasonore diminue lorsque la température augmente.

4.1.2.2. Choix du dispositif de chauffage

Le dispositif utilisé pour mettre en œuvre les gradients thermiques doit tenir compte des restrictions suivantes :

- Il doit perturber le moins possible la propagation des ondes, ce qui implique qu'il doit être soit suffisamment petit devant la longueur d'onde des ultrasons soit être situé en dehors du faisceau acoustique.
- Il doit tenir compte des possibles phénomènes de convection même lents qui pourraient se mettre en place.

Une plaque verticale chauffée produirait un gradient thermique intéressant mais les ultrasons qui se réfléchiraient contre elle perturberaient les mesures acoustiques. Afin de minimiser l'interaction entre le dispositif de chauffage et les ultrasons, ce sont des fils métalliques de petits diamètres chauffés par effet joule qui ont été mis en place. Dans UPSilon, trois fils sont tendus parallèlement entre eux et les uns au-dessus des autres. L'objectif est d'obtenir une inhomogénéité thermique possédant un gradient thermique horizontal qui reste le même suivant l'axe Oy, et dont le centre, où la température est la plus élevée, est constitué des trois fils chauffants. La Figure 4-4 représente schématiquement ce dispositif.

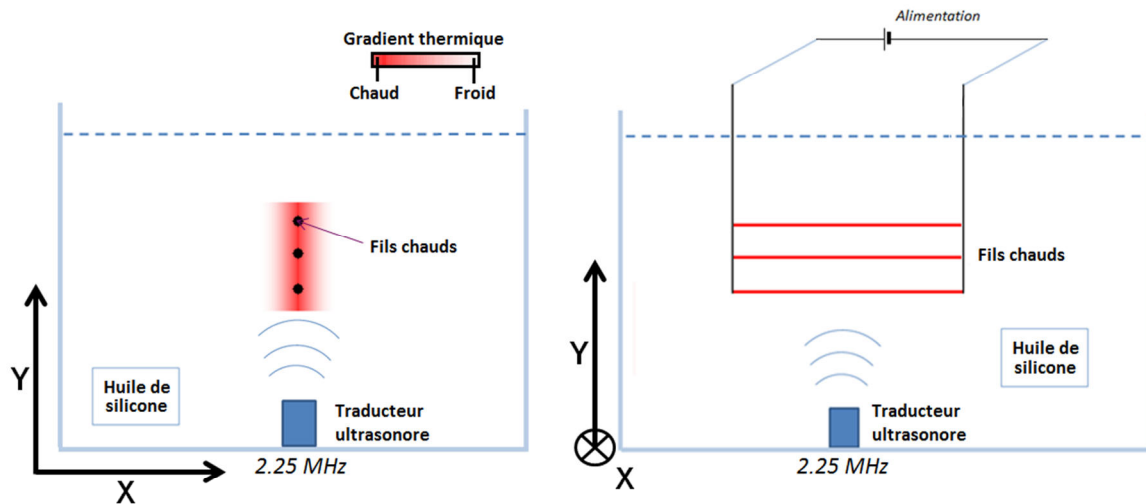


Figure 4-4. Dispositif de chauffage par effet joule.

Il est cependant important de savoir dans quelle mesure ces fils pourraient interagir avec les ultrasons.

4.1.2.3. Interaction des fils avec le faisceau ultrasonore

Avec ce type d'obstacle, l'onde ultrasonore pourrait subir une diffraction si la taille caractéristique de l'obstacle est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde des ultrasons [Bruneau 1998].

Dans cette expérience la fréquence choisie des ondes ultrasonores est de 2,25 MHz. D'après l'équation 4-77, dans de l'huile dont la température varie entre 20 °C et 30°C, la célérité des ultrasons sera comprise entre 975 et 1002 m.s⁻¹. La loi reliant la longueur d'onde λ , la célérité c et la fréquence f est la suivante :

$$\lambda = \frac{c}{f} \quad 4-78$$

La longueur d'onde des ultrasons lors de cette expérience sera donc comprise entre 433 μm et 445 μm .

Il apparaît finalement que cette distance est du même ordre de grandeur que le diamètre du fil chauffant qui est utilisé dans UPSilon : la diffraction est donc un phénomène qui peut apparaître lors de cette expérience. Pour prendre en compte ce phénomène, il a été décidé de réaliser des mesures acoustiques sans chauffage afin de mesurer les perturbations ultrasonores dues à cette seule influence du fil. Il est finalement apparu lors de ces mesures, comme cela sera vu dans le paragraphe 4.1.4, que l'amplitude de cette diffraction était trop faible pour perturber la forme du front d'onde.

4.1.2.4. Contrôle et connaissance des gradients thermiques

Afin de pouvoir assurer la répétabilité de l'expérience, et réaliser une simulation qui lui est représentative, il est important de maîtriser et de connaître avec précision la géométrie et l'amplitude du gradient thermique tout au long de l'expérience.

Le contrôle du gradient thermique s'effectue à l'aide d'un générateur de courant. Les deux extrémités du réseau de fils métalliques sont donc reliées à ce générateur et un courant est imposé. L'énergie thermique apportée par le fil au fluide peut ainsi être maîtrisée durant toute la durée de l'expérience.

Pour connaître les paramètres du gradient thermique lors de l'expérience deux méthodes de mesures sont mises en œuvre :

- des thermocouples pour connaître l'amplitude du gradient.
- La strioscopie, une méthode optique permettant de visualiser la géométrie du gradient.

L'utilisation de ces deux instrumentations est décrite dans les parties suivantes.

Mesure de température par thermocouples :

Les thermocouples, au nombre de quatre, sont disposés en peigne. Ils sont de type T avec une incertitude de $\pm 0,5^\circ\text{C}$, et sont disposés dans le gradient thermique. Chacun de ces thermocouples mesure la température à une distance particulière d'un des fils chauffants. Le premier thermocouple affleure le fil chauffant alors que les suivants sont régulièrement éloignés de 4 mm. La température en quatre points du gradient thermique est ainsi connue tout au long de l'expérience. La Figure 4-5 présente ce peigne de thermocouples.

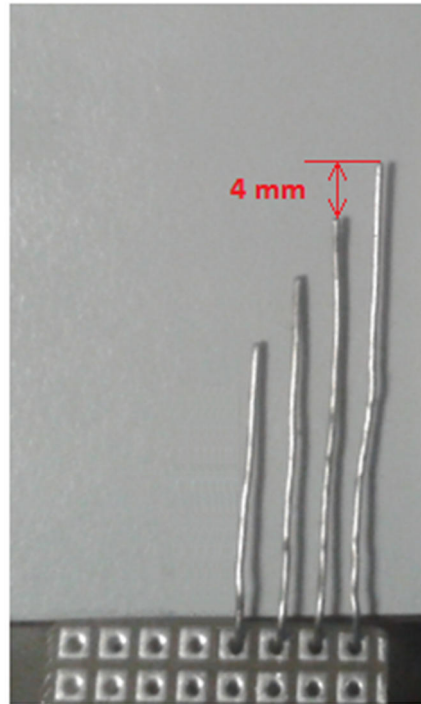


Figure 4-5. Peigne de thermocouples utilisé dans UPSilon.

L'évolution de la température dans la zone de gradient thermique est indiquée sur la Figure 4-6. Après un temps de chauffage proche de 175 secondes, un palier se crée où les températures évoluent faiblement. C'est à partir de ce moment que l'acquisition des signaux ultrasonores est lancée, un contrôle visuel de la forme du gradient thermique (avec la méthode optique décrite dans le paragraphe suivant) permet de vérifier que les phénomènes de convection ne se mettent pas en place durant les acquisitions.

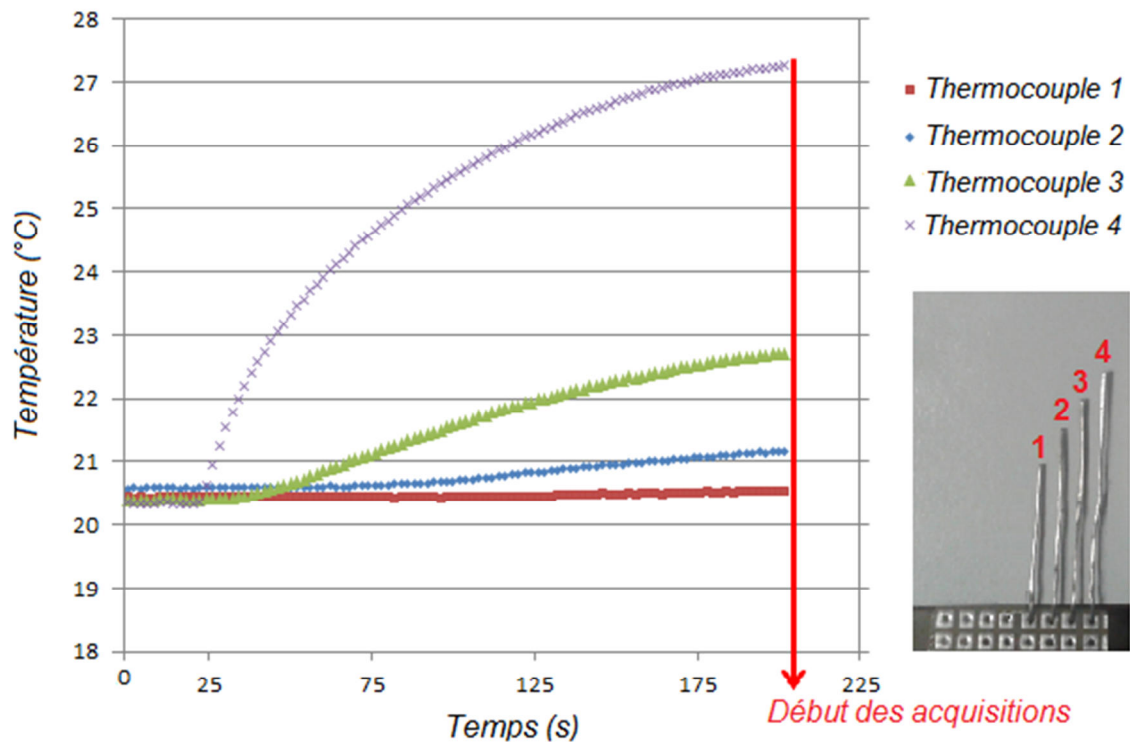


Figure 4-6. Evolution de la température lors de la mise en place du gradient thermique.

Cette viscosité importante de l'huile qui permet de réaliser des acquisitions ultrasonores dans un milieu quasi-constant pendant une période de l'ordre d'une minute, implique cependant un long temps d'attente avant de pouvoir recommencer une expérience. En effet dans un fluide les mouvements de convection participent pour beaucoup aux dissipations thermiques et à l'homogénéisation de la température. Il faut dans cette expérience quelques heures pour que le milieu redevienne homogène en température.

Utilisation de la strioscopie :

La méthode optique a pour but de déterminer la forme générale du gradient thermique. Pour cela un système d'imagerie strioscopique est mis en œuvre.

La strioscopie consiste à générer un faisceau de lumière monochromatique et parallèle au travers d'un milieu transparent contenu dans une cuve d'essai. Les différences de densités du milieu modifient localement l'indice de réfraction de la lumière, ce qui engendre des déviations des ondes lumineuses constituant le faisceau. En projetant le faisceau lumineux résultant sur un plan, des zones sombres ou claires engendrées par les déviations apparaissent. Le fonctionnement général d'un banc de strioscopie est présenté sur la Figure 4-7.

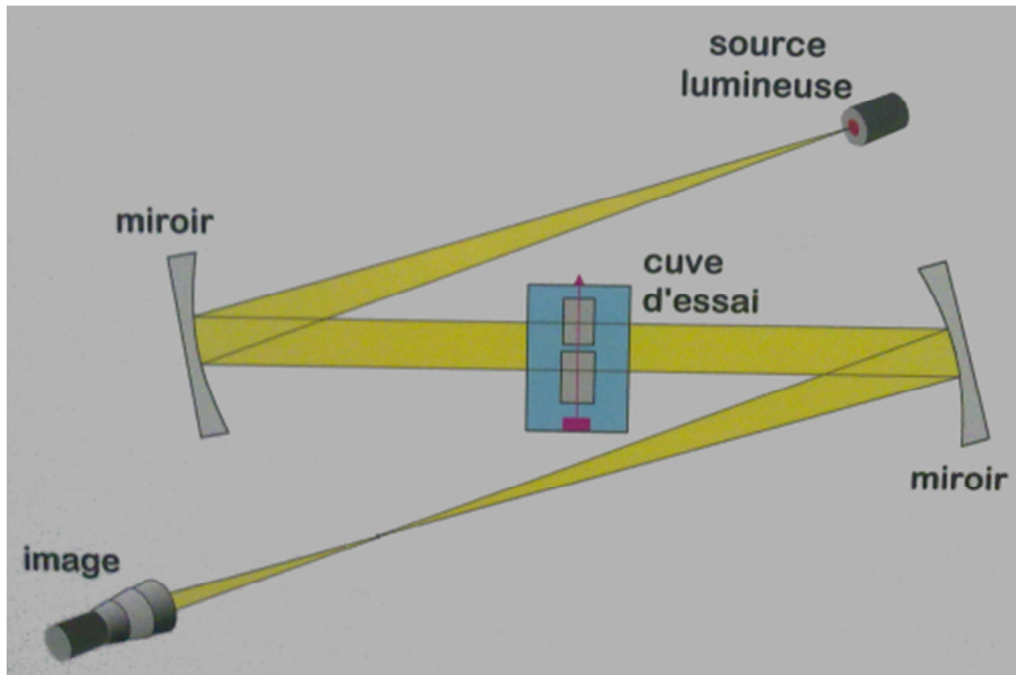


Figure 4-7. Strioscopie : Schéma de fonctionnement.

Cette instrumentation permet d'observer la propagation de tout phénomène modifiant l'indice de réfraction du milieu. Souvent il s'agit de visualiser la propagation d'une onde de choc ou d'un faisceau ultrasonore [Giordano 2010]. Dans le cas de cette étude, ce sont les inhomogénéités thermiques qui seront observées. L'inhomogénéité thermique créée par les fils chauffants et vue par strioscopie est montrée sur la Figure 4-8. Il apparaît clairement les contours de cette inhomogénéité qui permettra par la suite de réaliser une cartographie de température précise.

L'absence de convection importante est également confirmée sur ces images de strioscopie. L'inhomogénéité thermique garde une forme quasi-constante lors des acquisitions ultrasonores (de l'ordre de 30 secondes) ce qui permet de mener à bien les expériences ultrasonores.

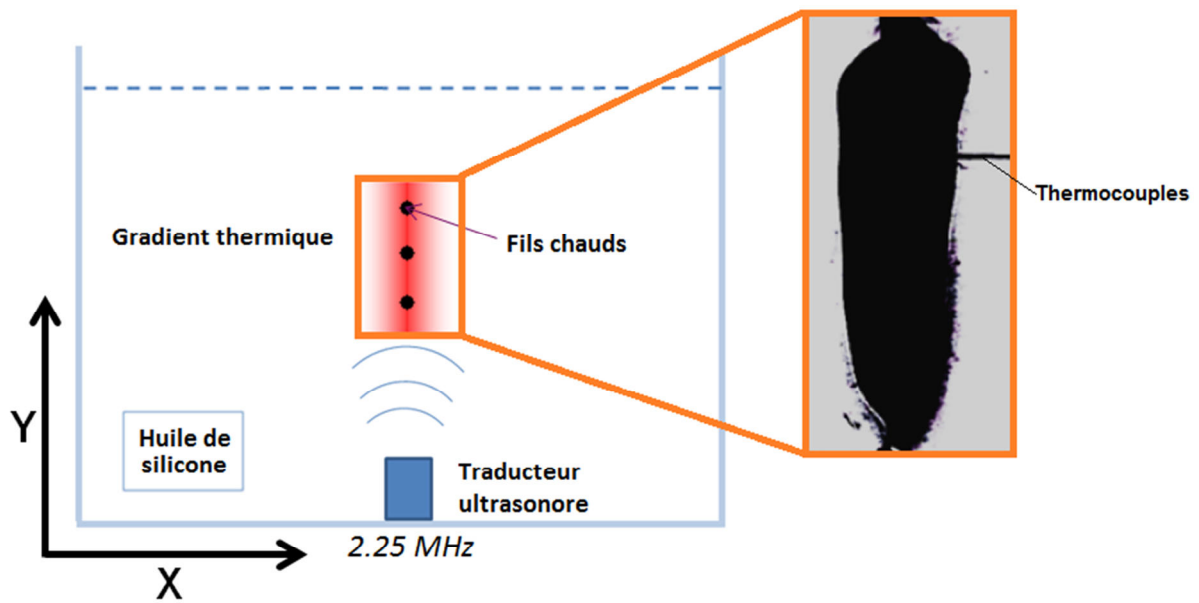


Figure 4-8. Vue strioscopique de l'inhomogénéité thermique de l'expérience UPSilon.

Ces deux instrumentations permettent de connaître le milieu avec assez de précision pour pouvoir ensuite recréer numériquement sa cartographie de température. Cette partie sera détaillée dans le paragraphe 4.1.5.1. La partie suivante s'intéresse à la dernière étape de la mise en place de l'expérience lors de laquelle les transducteurs ultrasonores sont disposés de part et d'autre de l'inhomogénéité thermique.

4.1.3. Mise en œuvre de l'instrumentation ultrasonore

4.1.3.1. Choix des transducteurs ultrasonores

Lors de cette expérience, les transducteurs doivent être capables de mesurer les perturbations engendrées par l'inhomogénéité thermique sur la propagation de l'onde ultrasonore. Ces perturbations sont principalement :

- La déviation d'une partie du faisceau. Dans le cas où l'onde se propage au travers d'un gradient thermique, certaines parties de son front d'onde vont se propager plus rapidement que d'autre, engendrant alors une déviation de l'onde.
- Le retard ou l'avance temporelle d'une partie du faisceau. Certaines parties du front d'onde vont traverser des zones où la température est différente, et donc où la célérité des ultrasons n'est pas la même engendrant ainsi un certain déphasage de ces parties par rapport au reste du front d'onde.

Afin de pouvoir mesurer ces deux perturbations, il convient de pouvoir mesurer le temps d'arrivée des différentes parties du front d'onde avec une résolution la plus grande possible. Il faut pour cela utiliser en réception un transducteur ultrasonore avec un petit diamètre. Si ce diamètre est trop

important le traducteur va enregistrer différentes parties du front d'onde pouvant avoir eu des parcours différents. Le traducteur ultrasonore retenu est un capteur ayant un diamètre de un quart de pouce.

En ce qui concerne l'émission du signal acoustique, le traducteur qui est utilisé a au contraire un diamètre important. Ces capteurs ont en effet un faible angle de divergence, il est alors possible de supposer que les ondes se propageant jusqu'à l'inhomogénéité thermique se déplacent dans la même direction (ie. sont parallèles entre elles) et que le front d'onde est plan. De plus ces capteurs sont plus énergétiques que les capteurs de plus faible diamètre ce qui facilitera l'acquisition des signaux. Le traducteur qui est donc utilisé pour émettre les ultrasons est un capteur ayant un diamètre de un pouce.

4.1.3.2. Disposition et déplacement des traducteurs ultrasonores

Les traducteurs ultrasonores sont disposés de part et d'autre du dispositif de chauffage, et dans l'axe de celui-ci. L'émetteur est disposé au fond de la cuve, le dispositif de chauffage est placé à sa verticale, à une distance de 5 cm. Le récepteur est situé à la verticale de ce dispositif à une distance de 2,5 cm. Le dispositif de chauffage étant constitué de trois fils espacés de 2 cm, cela signifie que les ultrasons se propagent sur une distance de 12,5 cm entre l'émetteur et le récepteur. Le choix de ces distances est imposé par la taille de la cuve qui est celle du dispositif de strioscopie. La Figure 4-9 illustre par une photo ce dispositif.

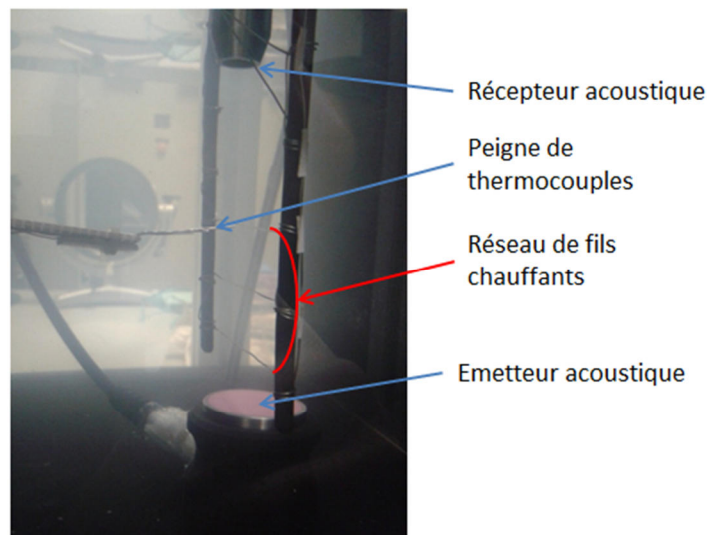


Figure 4-9. Photo du montage de l'expérience UPSILON.

Afin de pouvoir étudier la forme du front d'onde après la traversée de l'inhomogénéité thermique, le traducteur ultrasonore utilisé en réception effectue un balayage linéaire. A chaque déplacement une acquisition de l'onde ultrasonore est réalisée. Le déclenchement de l'acquisition étant réglé sur la fréquence d'émission du signal, cela permet de mesurer le retard ou l'avance avec lequel l'onde

ultrasonore, après s'être propagée au travers de l'inhomogénéité thermique, arrive sur le récepteur. La mesure de ce décalage temporel et la connaissance de la position du capteur à chaque déplacement permet de déterminer la forme du front d'onde.

Classiquement dans ce type d'étude, chaque acquisition se nomme « A-scan », et l'ensemble des acquisitions effectuées lors d'un déplacement suivant une ligne se nomme « B-scan ».

Afin de connaître précisément la position du traducteur utilisé en réception, celui-ci est monté sur un dispositif de déplacement pas à pas. Ce dispositif est contrôlé par un ordinateur qui, à chaque déplacement, assure aussi l'acquisition des ultrasons.

Plus le pas du déplacement est petit et plus la résolution des déformations du front d'onde sera bonne. Cependant la diminution du pas du déplacement engendre une augmentation du nombre de mesures nécessaires pour enregistrer toutes les parties du front d'onde, et donc une augmentation de la durée de l'expérience. Or plus l'expérience dure longtemps et plus l'inhomogénéité thermique risque de se déformer. Dans les expériences suivantes, le pas du déplacement a été fixé à 0,5 mm, sur une distance de 5 cm, permettant de réaliser l'expérience suffisamment rapidement avec une durée de l'ordre de 30 secondes.

La disposition des différents capteurs ainsi que la gestion des déplacements apparaissent sur la Figure 4-10.

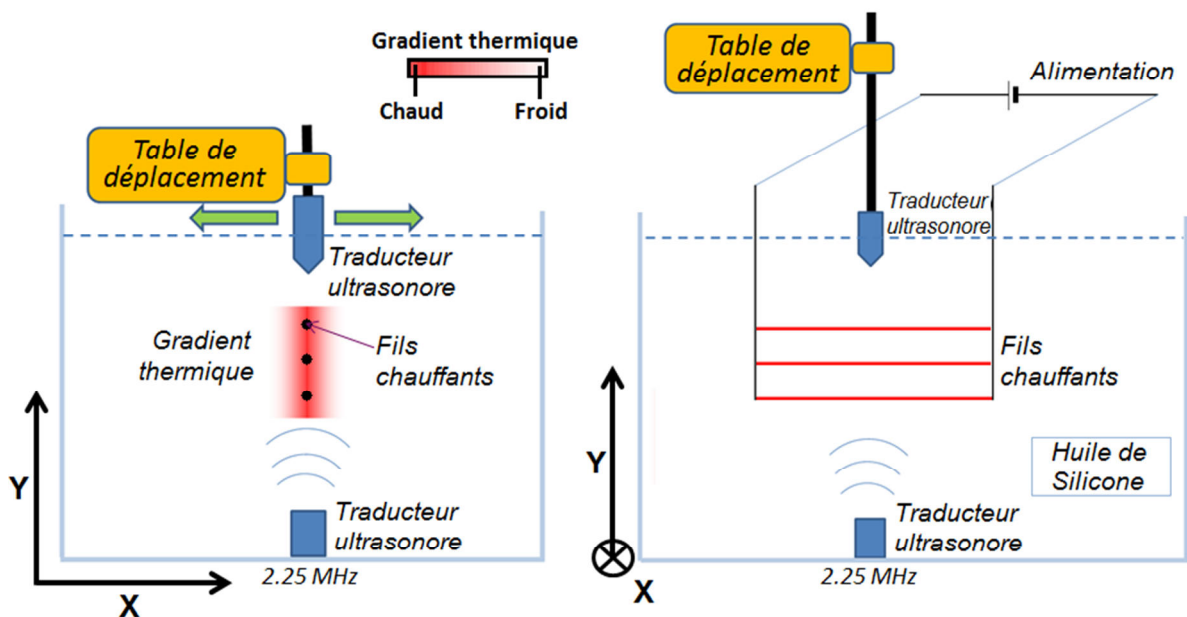


Figure 4-10. Disposition des capteurs dans l'expérience UPSilon.

Une fois l'enregistrement des signaux réalisé correctement, il reste à effectuer le traitement adéquat de ces signaux, pour observer les déformations du front d'onde. Ceci est l'objet de la partie suivante.

4.1.4. Traitement du signal et acquisitions ultrasonores

La forme du front d'onde peut être déduite de la position du transducteur ultrasonore réalisant l'acquisition, et du temps auquel l'onde impacte ce transducteur. Afin de déterminer cette forme, le traitement qui est appliqué à chaque A-scan consiste à ne retenir que les maxima locaux du signal.

La différence d'amplitude minimale entre deux signaux proches est un paramètre du traitement qui peut être modifié en fonction de la qualité du signal ultrasonore et du nombre d'alternance de l'onde que l'utilisateur souhaite afficher. Pour illustrer la fonction de ce paramètre, deux traitements sont appliqués à un même signal, en faisant varier cet écart d'amplitude. Les résultats de ces traitements sont montrés sur la Figure 4-11.

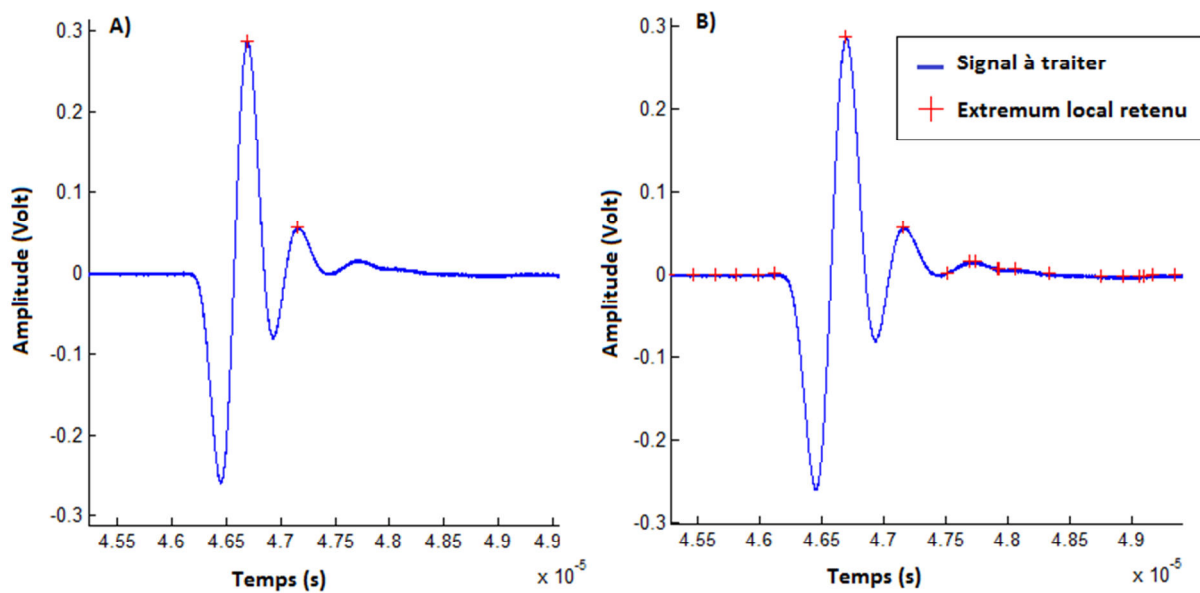


Figure 4-11. Extrema locaux retenus après traitement d'un signal ultrasonore. A) Différence maximale entre deux maxima consécutifs fixés à 0,04 Volts. B) Différence maximale entre de maxima consécutifs fixée à 0,004 Volts.

Ce facteur est donc ajusté de manière à ne retenir, comme dans le cas de la Figure 4-11.A, que les maxima locaux des alternances du signal les plus importants. L'amplitude de chaque point retenu est elle aussi enregistrée, permettant ainsi de déterminer le profil énergétique du front d'onde.

L'ensemble des points retenus est ensuite affiché dans un plan où les coordonnées représentent la position du récepteur et le temps de vol de l'onde. Cette représentation s'apparente à un B-scan : elle apparaît par exemple à la Figure 4-12.

Dans la suite de cette partie trois acquisitions sur lesquelles ce traitement sera appliqué, sont réalisées. Ces acquisitions sont détaillées ci-dessous.

Caractérisation du faisceau ultrasonore :

Dans un premier temps un balayage est réalisé à 5 cm au-dessus du traducteur émettant les ultrasons et centré sur celui-ci, dans de l'huile à température ambiante, en ayant préalablement retiré le dispositif de fils chauffants. L'objectif de cette première acquisition est de caractériser le faisceau ultrasonore qui va ensuite se propager au travers de l'inhomogénéité thermique (pour rappel, lorsque le dispositif de chauffage est en fonctionnement, celui-ci est à 5 cm de l'émetteur).

Après traitement des Ascans acquis lors du balayage, le Bscan des extrema locaux du faisceau ultrasonore est obtenu. Celui-ci est représenté à la Figure 4-12.

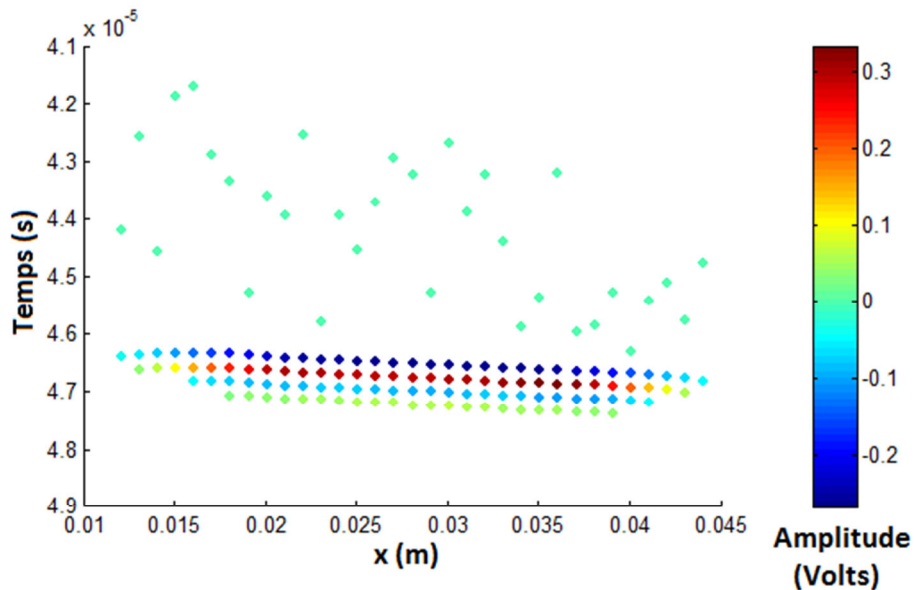


Figure 4-12. B-scan des extrema locaux à 5 centimètres de la source ultrasonore.

Cette figure montre l'alternance négative puis positive des ondes, suivi de plusieurs autres alternances plus faibles dues à l'amortissement imparfait du capteur. Le front d'onde est bien plan dans sa zone la plus énergétique. Dans le paramétrage de la simulation, il sera donc réaliste d'émettre les différents rayons depuis une droite.

La faible inclinaison de ce front d'onde est due à une inclinaison de la table de déplacement du capteur. Cet angle est pris en compte lors de la comparaison des résultats numériques et expérimentaux et n'est donc pas préjudiciable au bon déroulement de l'expérience.

A partir de ces données, il est aussi possible d'afficher le profil énergétique du front d'onde, celui-ci est présenté sur la Figure 4-13.

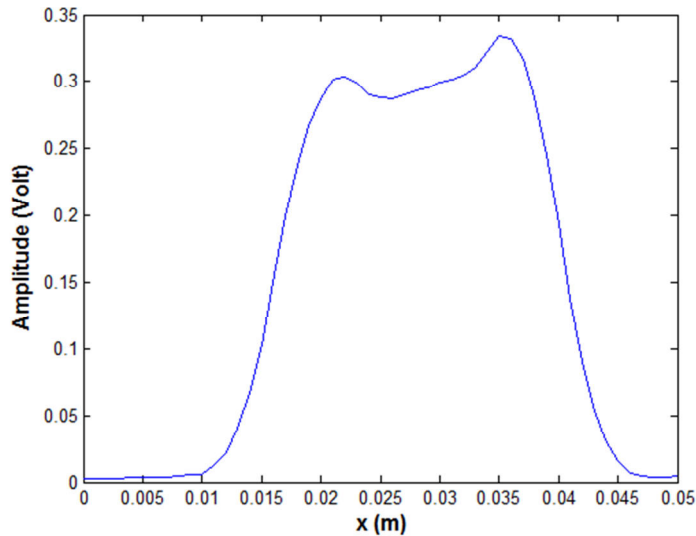


Figure 4-13. Profil énergétique du front d'onde à 5 centimètres de la source ultrasonore.

D'après ce profil, l'énergie acoustique n'est pas constante au centre du faisceau, cela est peut-être dû au fait que le récepteur n'est pas situé au-delà de la longueur en champ proche du capteur. Dans cette zone, les ondes générées par les différentes parties résonantes du transducteur ultrasonore interfèrent créant ainsi une répartition non homogène de l'énergie sur le front d'onde. Ces interférences s'estompent au fur et à mesure de la propagation des ondes et il en résulte un profil énergétique généralement proche d'une gaussienne. Par définition, cela marque la fin du champ proche.

Cette distance en champ proche, notée l , s'obtient en appliquant la relation suivante :

$$l = \frac{D^2}{4\lambda} \quad 4-79$$

où :

- D est le diamètre de la source. Dans cette expérience D est égale à 2,54 cm pour un capteur de 1 pouce.
- λ est la longueur d'onde et vaut ici $4,45 \cdot 10^{-4} \text{ m}$.

Ainsi la distance en champ proche est ici de l'ordre de 36 cm.

Idéalement il faudrait se placer à cette distance pour obtenir une énergie acoustique optimale. Cependant l'utilisation d'une cuve particulière pour la réalisation de la strioscopie, n'a pas permis d'éloigner suffisamment le récepteur de la source.

Impact du dispositif de chauffage sur la propagation des ultrasons :

Un second balayage est réalisé à 12,5 cm de l'émetteur, après mise en place du dispositif de chauffage, mais sans fonctionnement de celui-ci. Cette acquisition permet de déterminer si les fils ont un impact sur la propagation des ultrasons. En outre cette acquisition servira de référence pour les mesures suivantes qui seront réalisées avec l'inhomogénéité thermique dans la même configuration.

Le même traitement que précédemment est appliqué sur cette acquisition, les résultats apparaissent sur la Figure 4-14 et la Figure 4-15.

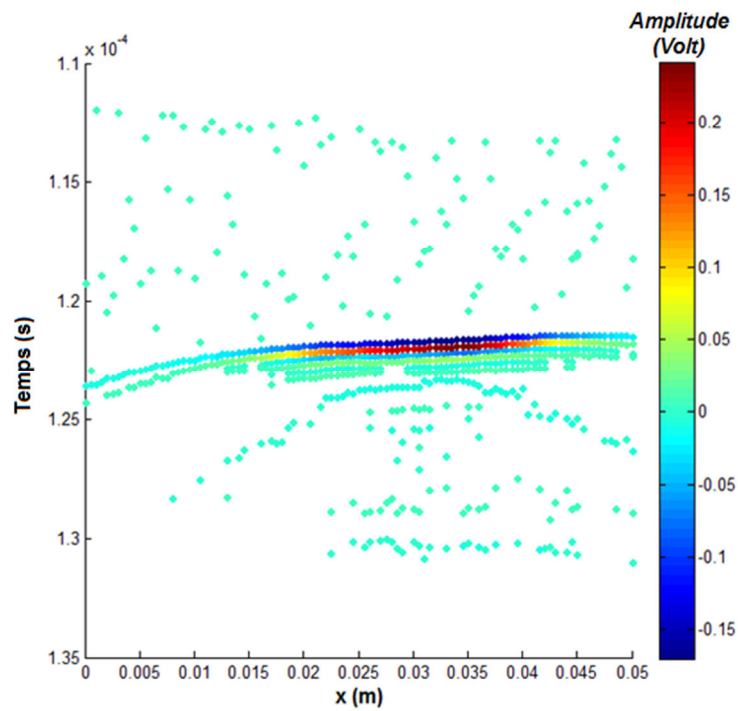


Figure 4-14. B-scan des extremums locaux à 12,5cm de la source ultrasonore.

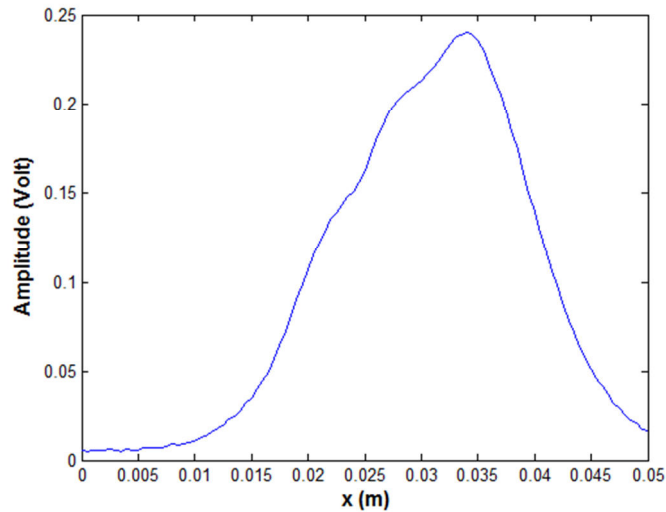


Figure 4-15. Profil énergétique du front d'onde à 12,5cm de la source ultrasonore.

La Figure 4-14 permet de constater que le front d'onde est toujours plan et qu'il ne semble pas être perturbé par le dispositif de chauffage. Son profil énergétique se rapproche d'un profil en forme de fonction de Bessel mais est déformé par la désorientation angulaire de la mesure.

Comme cela sera expliqué dans le paragraphe 4.5.1, ce sera ce profil énergétique qui sera utilisé lors du paramétrage de la simulation, afin de prendre en compte les particularités de la propagation propre au champ proche de la source et de l'écart angulaire du dispositif expérimental.

Impact de l'inhomogénéité thermique sur la propagation des ultrasons :

Enfin une troisième acquisition est faite sans modifier la précédente disposition, mais avec le dispositif de chauffage en fonctionnement.

Après un temps de l'ordre de 175 secondes (cf. Figure 4-6) permettant à l'inhomogénéité thermique de se mettre en place, les acquisitions ultrasonores commencent. Le résultat de ces acquisitions est montré sur la Figure 4-16.

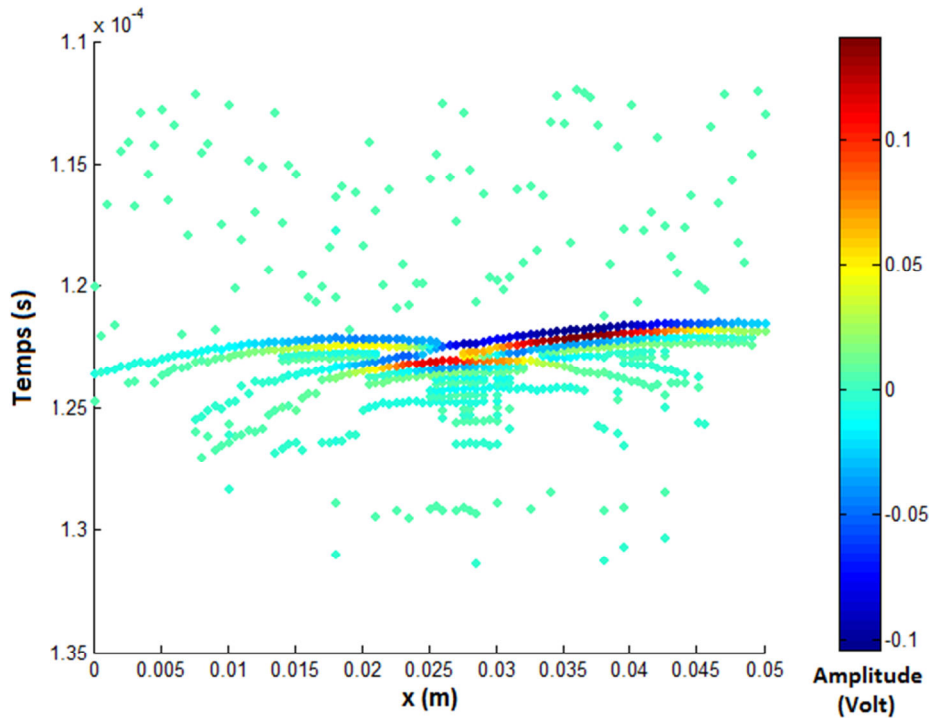


Figure 4-16. B-scan des extremums locaux à 12,5cm de la source ultrasonore avec chauffage.

Ce Bscan indique que le front d'onde initialement plan est divisé en trois parties :

- Une partie située au centre du faisceau ultrasonore ne semble pas avoir subi de déviations importantes mais présente un retard de propagation par rapport au reste du front d'onde. Cette partie est celle du centre du faisceau qui a traversé l'inhomogénéité thermique dans son axe. Sa faible déviation s'explique par le fait qu'elle s'est principalement propagée de manière orthogonale aux gradients thermiques. En outre elle a traversé la zone la plus chaude de l'inhomogénéité thermique, elle s'est donc propagée moins vite que le reste du faisceau (cf. Equation 4-77).
- De part et d'autre, les deux autres parties sont plus déformées. Leur forme peut s'expliquer par les perturbations subies par les bords du faisceau qui se sont propagés de manière orthogonale aux gradients thermiques de l'inhomogénéité. Chacune de ces deux parties a alors été déviée vers le centre de l'inhomogénéité où la célérité des ultrasons est plus faible (cf. Equation 4-77).

Le profil énergétique du maximum du front d'onde apparaît quant à lui sur la Figure 4-17.

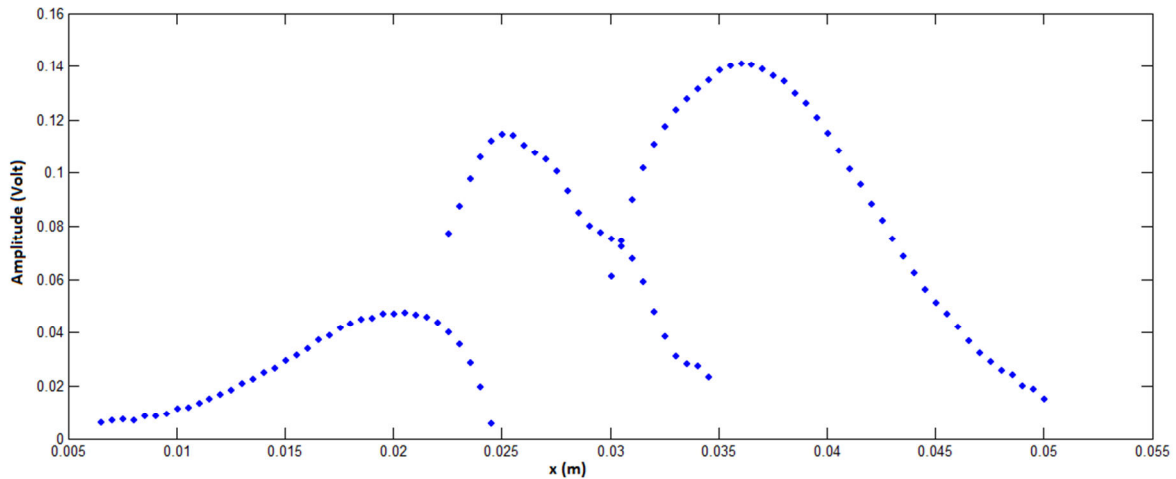


Figure 4-17. Profil énergétique du front d'onde à 12,5cm de la source ultrasonore avec chauffage.

Ce profil énergétique ainsi que la forme du front d'onde vont être utilisés par la suite pour valider les résultats numériques calculés par AcRaLiS. Il convient donc maintenant de simuler l'expérience UPSilon pour obtenir ces résultats numériques. La partie suivante détaille la manière dont cette simulation a été réalisée.

4.1.5. Simulation de l'expérience UPSilon par le code AcRaLiS

4.1.5.1. Réalisation du jeu de données thermo-hydrauliques

Pour réaliser ce jeu de données, ce sont les mesures de température réalisées dans la partie 4.2.4 qui ont été utilisées. La striescopie a permis de déterminer la forme de l'inhomogénéité thermique qu'il convient d'implémenter, et les acquisitions des thermocouples ont permis de déterminer l'amplitude des gradients thermiques.

L'image striescopique de la Figure 4-8 a permis de déterminer les distances séparant certains points particuliers du contour de l'inhomogénéité thermique. Ces points apparaissent en vert sur la Figure 4-18. Ces mesures ont été réalisées à l'aide d'une distance étalon qui a été introduite dans la cuve pour servir de référence.

Les équations des droites et des arcs de cercle (en rouge sur la Figure 4-18) séparant ces points ont ensuite été calculées. La Figure 4-18 présente les points de données ainsi que ces droites et arcs de cercle.

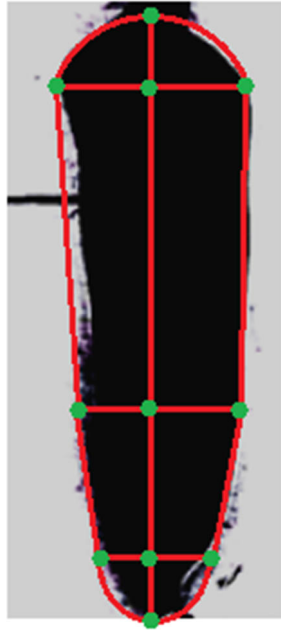


Figure 4-18. Définition géométrique des contours de l'inhomogénéité thermique.

Les données des thermocouples sont utilisées afin de définir la température à l'intérieur de ces contours. Une mesure de température, (décrite dans le paragraphe 4.1.2.4) a été réalisée sur le fil chauffant supérieur permettant de définir, par interpolation polynomiale, la loi de l'évolution de la température en fonction de la distance au fil. Ces mesures de température apparaissent sur la Figure 4-19.

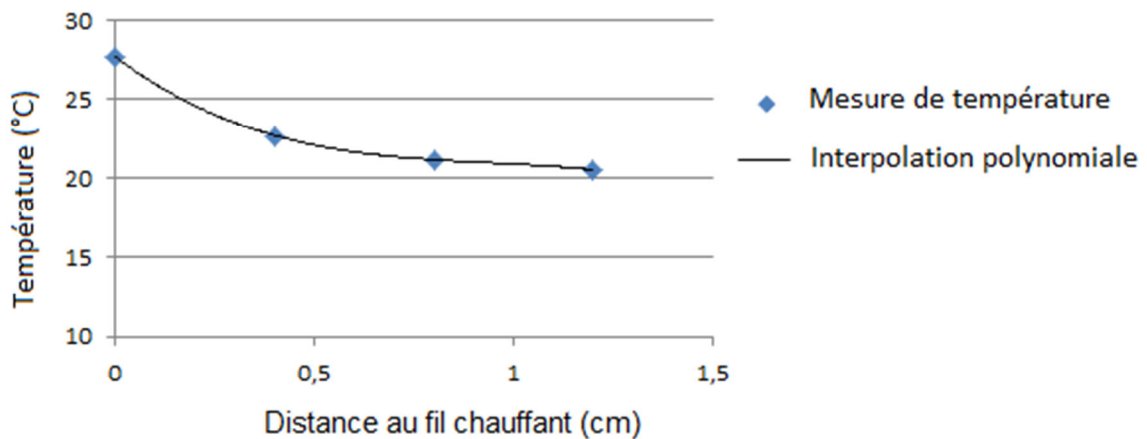


Figure 4-19. Interpolation polynomiale de la température dans les gradients thermiques.

L'interpolation polynomiale correspondant à ces points de mesure est la suivante :

$$T = -9,6 \cdot d^3 + 22,3 \cdot d^2 - 19,9 \cdot d + 27,7 \quad 4-80$$

où T est la température et d est la distance entre le fil et le thermocouple.

Cette loi de température a été établie à l'aide de la distance entre l'axe de l'inhomogénéité thermique et son contour à un endroit particulier (au niveau du fil chauffant supérieur). Cependant le contour défini à la Figure 4-18 est tel que cette distance n'est pas la même partout : au niveau du fil chauffant inférieur par exemple le gradient thermique s'étend sur une distance plus petite, la loi 4-80 n'est donc pas valable. Un traitement particulier a donc été réalisé sur la distance mesurée en fonction de l'étendue du gradient.

Si D_1 est l'étendue du gradient pour laquelle la loi 4-80 est valable, et D_2 l'étendue d'un autre gradient de l'inhomogénéité thermique, alors pour une distance d mesurée entre le fil et un point du gradient, la température à cet endroit est calculée à l'aide de l'équation suivante :

$$T = -9,6 \cdot \left(d \cdot \frac{D_2}{D_1}\right)^3 + 22,3 \cdot d \left(d \cdot \frac{D_2}{D_1}\right)^2 - 19,9 \cdot \left(d \cdot \frac{D_2}{D_1}\right) + 27,7. \quad 4-81$$

En appliquant cette loi, l'inhomogénéité thermique obtenue est celle de la Figure 4-20.

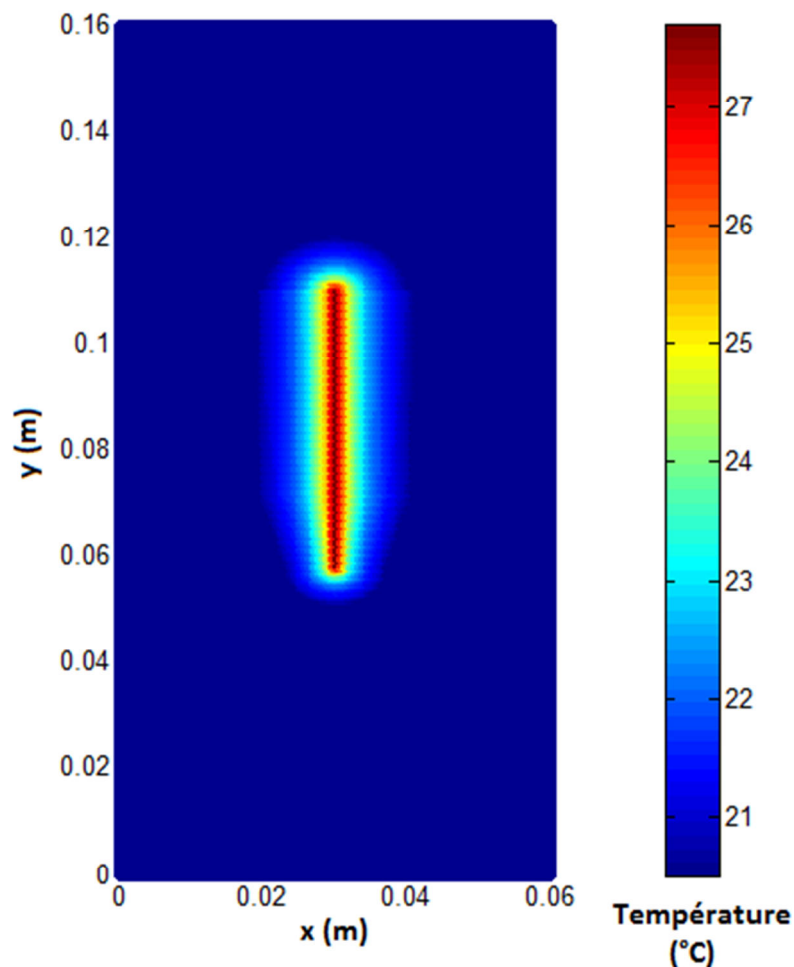


Figure 4-20. Cartographie de température générée pour la simulation de l'expérience UPSilon.

Le mouvement de l'huile de silicone étant très lent dans les expériences précédentes, le champ des vitesses de l'écoulement est considéré comme nul en tous points de la simulation. Il reste maintenant à fixer les différents paramètres de la simulation afin de pouvoir lancer les calculs.

4.1.5.2. Choix des paramètres de la simulation

Au travers de ce jeu de données thermo-hydrauliques, 50 rayons sont émis à partir d'une droite d'équation $y=0,007$ m. L'inhomogénéité thermique est située à une distance de 5 cm de cette droite comme dans le cas de l'expérience UPSilon.

La direction initiale de ces rayons est colinéaire à l'axe vertical de l'inhomogénéité thermique et ils se propagent donc parallèlement entre eux au début de la simulation. Ce choix est défini par le fait que lors de la caractérisation expérimentale du faisceau à 5 cm et à 12,5 cm (cf. paragraphe 4.4), le front d'onde observé était plan dans les deux cas.

Les rayons sont espacés de 0,5 mm conformément à la loi 2-53 qui conseille un écart de l'ordre de $(w^{-\frac{1}{2}})$ afin de pouvoir appliquer la méthode de sommation des faisceaux gaussiens lors du calcul de l'énergie. Les rayons sont donc répartis sur une distance de 2,5 cm, ce qui correspond au diamètre de la surface émettrice pour un capteur de 1 pouce (1 pouce = 2,54 cm).

La sommation des faisceaux gaussiens est ici effectuée avec le signal présenté à la Figure 3-19. Ce signal est de 2,25 MHz, comme lors de l'expérience. Lors de la sommation, tous les rayons ont par défaut la même énergie. Cependant la caractérisation du faisceau ultrasonore de l'expérience UPSilon et de son profil énergétique à la Figure 4-15, indique que ce dernier présente des variations qu'il faut prendre en compte.

Ce n'est pas le profil énergétique de la Figure 4-13 qui sera utilisé pour paramétrer cette simulation. Bien que plus proche de la source, ce profil est trop différent de celui apparaissant à la Figure 4-15 au niveau du récepteur.

Pour prendre en compte le profil des amplitudes mesurées de la Figure 4-15, l'amplitude prédite par chacun des rayons va être multipliée par un coefficient particulier : un rayon émis depuis un point dont la coordonnée suivant l'axe Ox est x , voit l'amplitude qu'il possède (le terme Φ dans l'équation 2-73) multiplié par un terme proportionnel à l'amplitude du profil de la Figure 4-15 pour cette même ordonnée x .

Ainsi dans la simulation, avant qu'il n'atteigne l'inhomogénéité thermique, le profil d'amplitude du faisceau est tel que reconstruit sur la Figure 4-21.

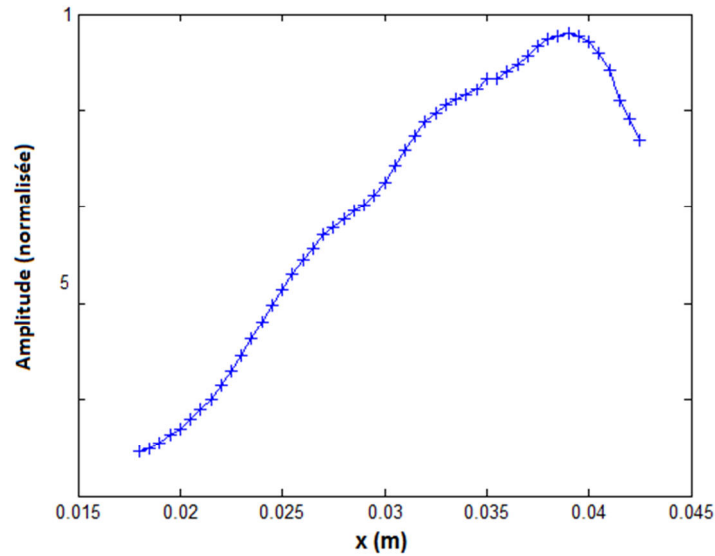


Figure 4-21. Profil énergétique du faisceau de rayons simulés à 4 cm de la source.

De cette manière le profil d'amplitude du faisceau de rayons à 12,5 cm de la source, sans la présence de l'inhomogénéité thermique, est le même que dans la Figure 4-15.

Tous les paramètres sont maintenant fixés pour permettre au code de réaliser les calculs. Les résultats de la simulation sont présentés dans la partie suivante.

4.1.6. Résultats de la simulation et comparaison avec les résultats expérimentaux

Dans cette partie, deux aspects du résultat de la simulation sont présentés et comparés aux résultats expérimentaux : la forme du front d'onde [Massacret 2013], et le profil d'amplitude de ce front. Ces deux types de résultats vont respectivement permettre de déterminer l'efficacité et la précision du code AcRaLiS à tracer le parcours des rayons acoustiques et à sommer l'amplitude de chacun de ces rayons selon la méthode de sommation des faisceaux gaussiens.

4.1.6.1. Comparaison de la forme des fronts d'onde

L'utilisation par le code AcRaLiS du jeu de données thermo-hydrauliques et des paramètres indiqués dans la partie 4.5, a permis de tracer le parcours de 50 rayons acoustiques au travers de l'inhomogénéité thermique. Le parcours de ces différents rayons est présenté sur la Figure 4-22.

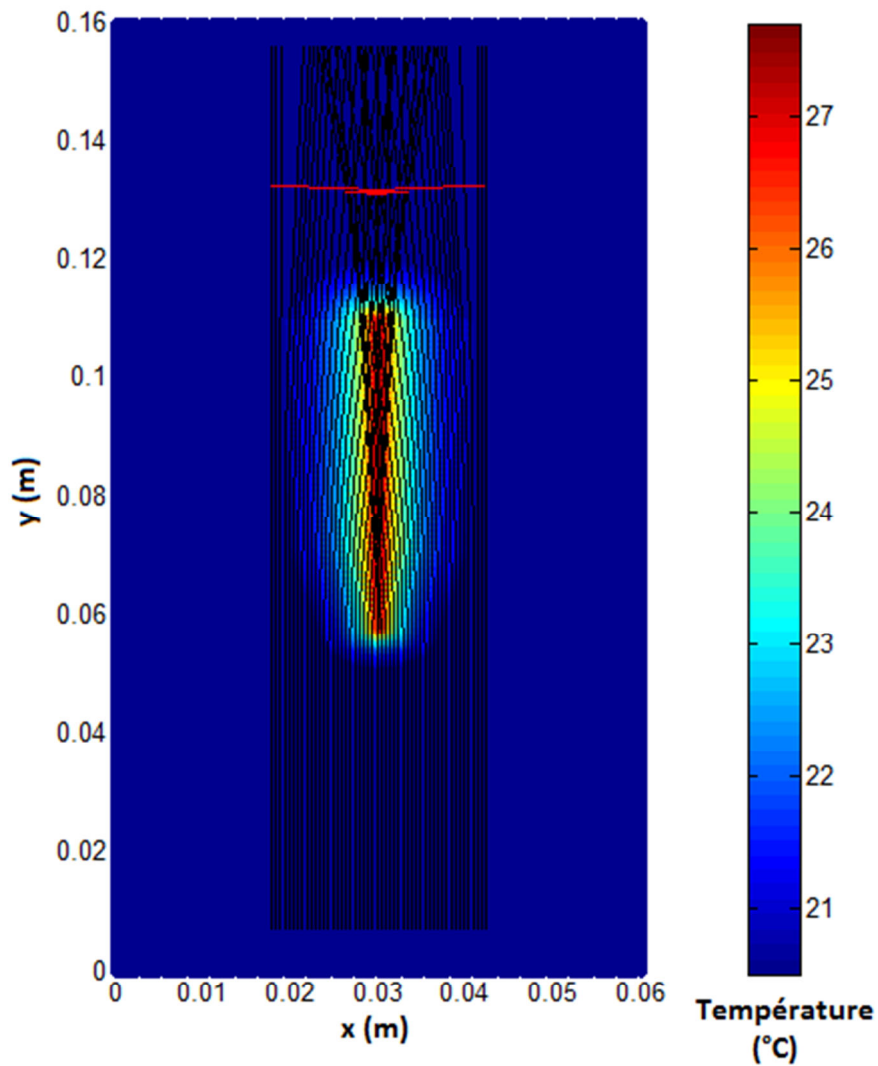


Figure 4-22. Parcours des rayons calculés avec le code AcRaLiS (en noir) et front de l'onde à 12,5 cm de la source (en rouge).

L'observation de cette figure permet de constater que de nombreux rayons ont été déviés par l'inhomogénéité thermique. Comme l'indique la théorie et comme cela a été observé dans les simulations de la partie 3.3.1, ces rayons sont déviés vers la partie chaude où la célérité des ultrasons est plus faible.

Sur cette figure est positionné en rouge le front de l'onde tel qu'il serait enregistré par un capteur situé à 12,5 cm de la source. La Figure 4-23 ci-dessous est un agrandissement de ce front d'onde.

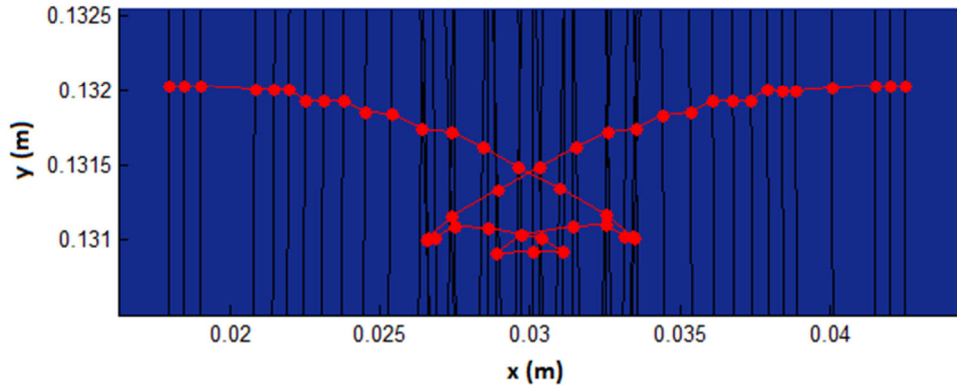


Figure 4-23. Front de l'onde calculé avec le code AcRaLiS (en rouge).

Le front d'onde simulé ici a la même allure que celui observé lors de l'expérience UPSILON (cf. Figure 4-16). En outre les parcours des rayons présents sur la Figure 4-22 confirment les explications faites dans la partie 4.1.4 concernant l'origine de cette forme.

D'un point de vue qualitatif, il apparaît donc dans un premier temps que le code AcRaLiS simule correctement le parcours de rayons acoustiques à travers une inhomogénéité thermique de forme simple.

Afin de vérifier ce résultat de manière quantitative, il a été choisi de déterminer l'écart, entre les résultats numériques et expérimentaux, suivant l'axe Oy, de chacune des parties des fronts d'onde. Cela correspond in fine à une différence de temps de vol.

Pour mesurer correctement cet écart, il est tout d'abord nécessaire de s'affranchir de certains paramètres expérimentaux mal connus. Ces paramètres sont la distance entre le récepteur et la source ultrasonore, ainsi que l'angle de la table de déplacement du récepteur qui engendre une inclinaison du front d'onde indépendante des effets de l'inhomogénéité thermique. Cette inclinaison est notamment observable sur la Figure 4-12 traitant de la caractérisation de la source ultrasonore.

La solution choisie pour s'affranchir de ces paramètres consiste à superposer les parties des fronts d'onde expérimentaux et numériques, qui n'ont pas traversé l'inhomogénéité thermique et qui n'ont donc pas été déviées ou ralenties par elle.

Cette partie est aisément observable sur les résultats numériques, car il suffit de suivre le parcours de chacun des rayons pour déterminer ceux qui ne sont pas passés par l'inhomogénéité thermique. Concernant les résultats expérimentaux, une comparaison a été faite entre le front d'onde obtenu sans chauffage de l'huile (Figure 4-14), et celui obtenu en présence de l'inhomogénéité thermique (Figure 4-16). Seules les parties du front qui n'ont pas évolué dans ces deux situations ont été retenues.

La superposition des parties non perturbées des fronts d'onde numériques et expérimentaux s'est faite en deux étapes sur les résultats expérimentaux :

- Une rotation appliquée au front d'onde de la Figure 4-16 a permis de s'affranchir de l'angle de la table de déplacement du récepteur ultrasonore.

- Une translation suivant l'axe Oy a permis de s'affranchir de l'imprécision sur la distance entre le récepteur et la source.

La superposition obtenue des deux fronts d'onde est présentée sur la Figure 4-24.

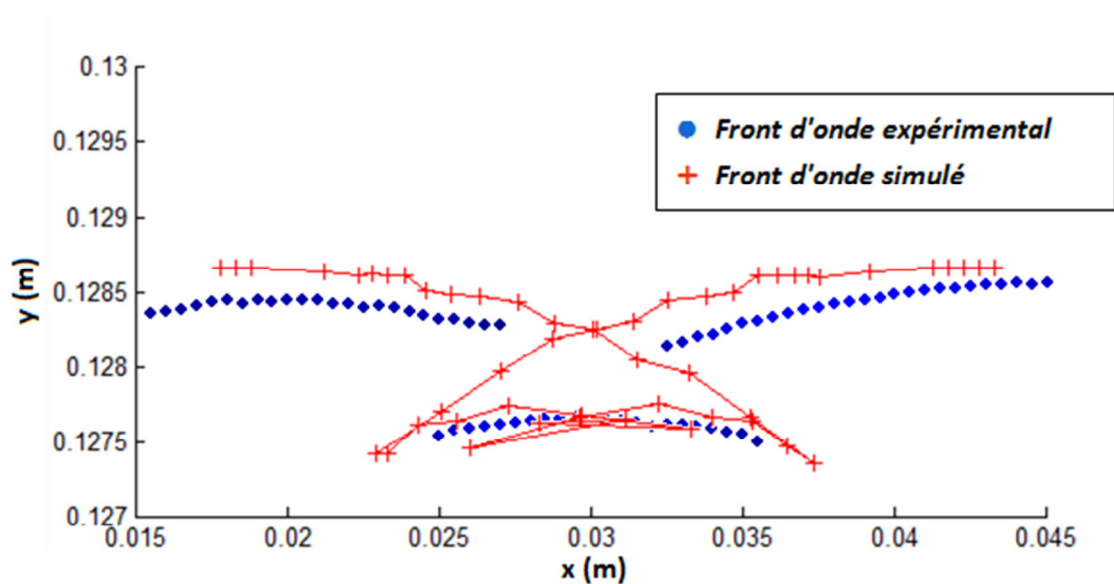


Figure 4-24. Comparaison des fronts d'ondes expérimental et simulé par AcRaLiS.

La mesure de l'écart entre chacune des parties de ces fronts d'onde a donné des résultats satisfaisants :

- Dans la partie centrale du front d'onde, dont les rayons ont été ralentis par l'inhomogénéité thermique mais peu déviés, l'écart relatif (aux données expérimentales de UPSilon) est inférieure à 1 %.
- De part et d'autre, dans les parties du front d'onde où les rayons ont été ralentis mais surtout déviés, l'écart relatif est inférieur à 3 %.

Ces écarts sont suffisamment faibles pour que le parcours des rayons simulés par AcRaLiS soit représentatif de la réalité pour la propagation d'ultrasons dans de l'huile de silicone. Elles confirment donc que les hypothèses prises lors de l'implémentation de la partie du code AcRaLiS et la description retenue de l'inhomogénéité thermique sont correctes.

Il est intéressant de noter qu'une partie de ces écarts peut être imputable aux incertitudes obtenues lors de la caractérisation de la célérité des ultrasons dans l'huile de silicone (cf. Annexe 2). Des expériences du même type réalisées dans d'autres fluides mieux caractérisés permettraient de répondre à cette question. A fortiori, une expérience en sodium permettrait de connaître précisément les possibilités et les limites de ce code pour ce type de fluide.

En outre comme cela a été précisé dans le paragraphe 4.1.2.1, la célérité des ultrasons varie cinq fois plus dans l'huile de silicone que dans le sodium, pour une différence de température donnée. Ces écarts faibles dans ce milieu très sensible sont donc très encourageants pour l'utilisation de ce code en sodium liquide.

Il reste maintenant à vérifier les résultats provenant de la seconde partie du code, celle permettant de déterminer l'amplitude des ultrasons en tout point de la géométrie.

4.1.6.2. Comparaison du profil d'amplitude des fronts d'onde

L'application de la méthode de sommation des faisceaux gaussiens a permis d'obtenir la répartition de l'amplitude du front d'onde à 12,5 cm de la source, c'est-à-dire à l'endroit où est placé le récepteur dans l'expérience UPSilon. Cette répartition apparaît sur la Figure 4-25.

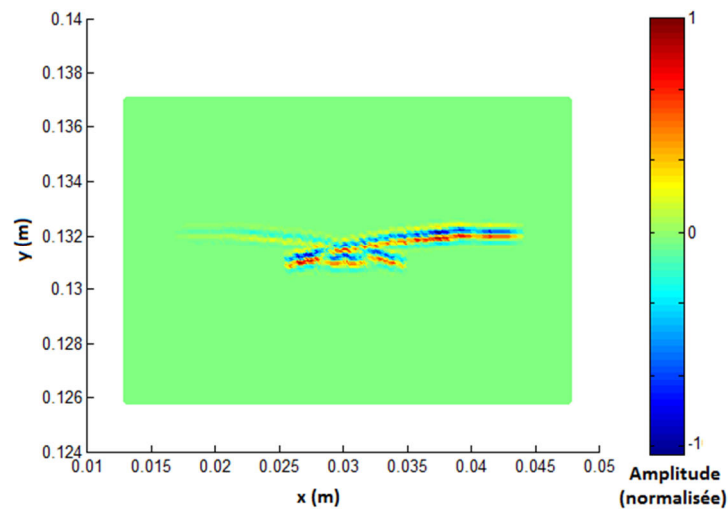


Figure 4-25. Simulation par AcRaLiS de la répartition d'amplitude du front d'onde à 12,5cm de la source.

De même que dans la Figure 4-23, les déviations du front d'onde sont, ici aussi, facilement observables. De plus conformément à l'expérience, la partie du front d'onde située la plus à droite est plus énergétique que les deux autres parties.

L'amplitude maximale de chacune des parties du faisceau est regroupée dans le Tableau 7 ci-dessous, ainsi que la comparaison à l'expérimental :

<i>Délimitation selon l'axe Ox</i>	<i>Pourcentage de l'amplitude maximale (utilisée pour paramétrer le faisceau)</i>	<i>Ecart relatif aux résultats expérimentaux</i>
$x \in [0,015 ; 0,025]$	11 %	48 %
$x \in [0,025 ; 0,035]$	28 %	44 %
$x \in [0,035 ; 0,045]$	37 %	36 %

Tableau 7. Comparaison de l'amplitude des fronts d'onde numériques et expérimentaux.

Les écarts relatifs aux résultats expérimentaux ont été obtenus en comparant les amplitudes maximales de chacune des parties du faisceau simulé avec celles mesurées sur les différentes parties du front d'onde expérimental.

Il y a donc des différences importantes entre l'amplitude calculée par AcRaLiS et celle mesurée dans l'expérience UPSilon. Ces différences peuvent être dues à un mauvais paramétrage de code, comme le nombre de rayons propagés ou la répartition de l'amplitude autour de chacun des rayons. Elles peuvent aussi être dues à des perturbations de l'énergie du faisceau ultrasonore qui ne sont pas prises en compte dans le code, comme une interférence entre les différentes parties du front d'onde dans la distance en champ proche de la source ou l'influence du dispositif de chauffage.

Les différences d'amplitude entre les différentes parties du front d'onde simulé sont cependant comparables qualitativement aux différences observées dans la Figure 4-17 : la partie de droite (sur la Figure 4-25) est plus énergétique que la partie centrale, qui est elle-même plus énergétique que la partie située à gauche. La répartition globale de l'amplitude semble donc se faire de manière correcte.

A l'issue de cette expérience, il est donc difficile de déterminer si le code AcRaLiS calcule correctement l'amplitude d'un faisceau ultrasonore. Il serait nécessaire de réaliser d'autres simulations pour les confronter à des calculs analytiques de variation d'amplitudes et à des développements du modèle pour aussi prendre en compte, de manière plus fine, la source ultrasonore et sa distribution d'amplitude.

4.1.6.3. Conclusion

Pour simuler la propagation d'un faisceau ultrasonore dans le sodium sortant des assemblages d'un RNR-Na, il est évident que l'influence des inhomogénéités de température est un paramètre essentiel à prendre en compte. L'expérience UPSilon a permis de déterminer dans quelle mesure AcRaLiS prenait correctement en compte cette influence.

A l'issue de cette étude il semble que pour un milieu présentant des inhomogénéités thermiques de formes simples, ce code est tout à fait adapté pour tracer le parcours des rayons acoustiques. Il est ainsi possible dans un tel milieu, de déterminer la forme d'un front d'onde qui est déterminant dans le cas de la mise en place d'une instrumentation.

L'expérience ayant été réalisée dans un milieu particulier, l'huile de silicone, il serait intéressant de vérifier ces résultats dans du sodium liquide, fluide pour lequel l'utilisation d'AcRaLiS est destinée.

Les premières vérifications du calcul de l'amplitude acoustique n'ont pas permis de déterminer si le code effectuait ce calcul correctement. Dans le cadre de cette expérience il existe en effet des différences importantes avec les résultats numériques. L'origine de ces différences n'étant pas déterminée, il sera nécessaire de faire plus d'études pour connaître les besoins de développements de AcRaLiS.

4.2. Etude expérimentale de l'influence des turbulences sur la propagation des ultrasons

Afin de vérifier la bonne prise en compte des inhomogénéités du champ des vitesses de l'écoulement sur la propagation des rayons acoustiques simulés par AcRaLiS, une seconde expérience a été mise en œuvre.

Il est détaillé dans ce paragraphe par quel moyen des turbulences ont été générées et comment la propagation des ultrasons au travers de ces turbulences est analysée.

Générer les écoulements turbulents de cette expérience a nécessité la conception et la construction d'un dispositif hydraulique spécifique avec une instrumentation ultrasonore dédiée. Les délais de réalisation n'ont pas permis de développer le programme expérimental jusqu'à son terme. Les premiers résultats obtenus montrent cependant que l'objectif de conception est atteint.

4.2.1. Principe général de l'expérience

Comme cela est expliqué dans le chapitre 2, la propagation des ultrasons dans un milieu en mouvement peut être affectée de différentes manières. Le déplacement des particules dans la direction de propagation de l'onde va accélérer ou ralentir les ultrasons. D'autre part, lorsque le front d'onde est soumis à un gradient de champ de vitesse, la direction de propagation de l'onde peut être modifiée.

L'objectif de la boucle hydraulique mise en place lors de cette étude est donc de générer ces mouvements particuliers de fluide et de déterminer comment ces turbulences perturbent la propagation des ultrasons.

En fonction du champ des vitesses de l'écoulement au sein de ces turbulences, les ultrasons vont se propager plus ou moins rapidement et vont être déviés. Ces perturbations sont alors enregistrées par des traducteurs ultrasonores.

De la même manière que précédent, les caractéristiques thermo-hydrauliques du fluide de l'expérience doivent être bien connues pour pouvoir par la suite réaliser un jeu de données thermo-hydrauliques utilisable par AcRaLiS. La nature des turbulences qui composent cet écoulement doit donc être choisie avec soin. Ceci est l'objet de la partie suivante.

4.2.2. Mise en œuvre de l'écoulement turbulent

4.2.2.1. Nature des turbulences générées

L'un des problèmes intrinsèques à ce type d'expérimentation est la connaissance et le contrôle des caractéristiques thermo-hydrauliques. La génération de turbulence donne en effet généralement lieu à des phénomènes chaotiques et difficilement reproductibles.

Une étude bibliographique a donc été menée pour rechercher des configurations d'écoulements adaptée aux besoins exprimés. Il apparaît que dans certains écoulements, des structures turbulentes bien déterminées et périodiques peuvent apparaître : c'est le cas des allées de Von Karman où des instabilités de Kelvin-Helmholtz. Ces deux types de turbulences sont représentés dans les Figure 4-26 A) et B).

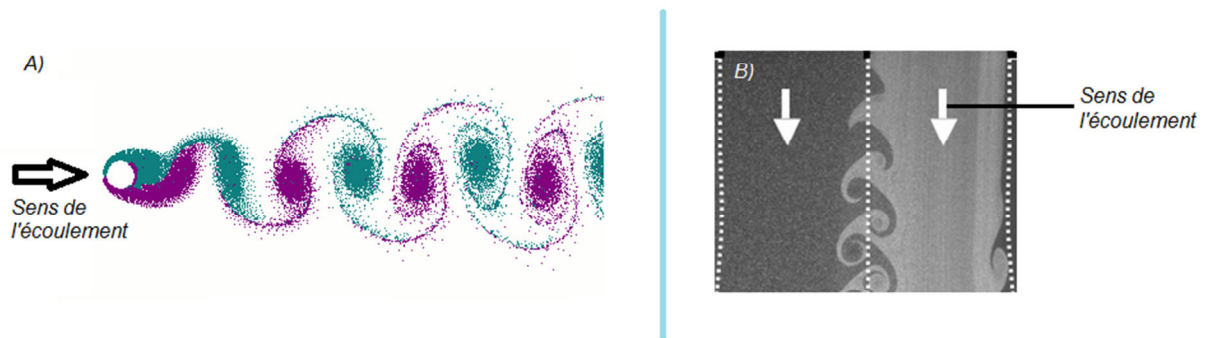


Figure 4-26. A)- Simulation numérique d'une allée de Von Karman. B)- Instabilités de Kelvin-Helmholtz à la réunion de deux flux.

Les allées de Von Karman [Tschümperlé 2000] apparaissent lorsqu'un obstacle circulaire est placé dans un écoulement laminaire (par exemple après une pile de pont dans un fleuve tranquille). En aval de cet obstacle se forme alors une « allée » de tourbillons dont le sens de la vorticité varie d'un tourbillon à l'autre. La fréquence de détachement et la taille de ces tourbillons dépendent principalement du diamètre de l'obstacle et de la vitesse de l'écoulement.

Les instabilités de Kelvin-Helmholtz [Dimotakis 1976, Guo 2010] sont des structures tourbillonnaires qui apparaissent périodiquement dans la couche de mélange de deux écoulements, de mêmes sens et direction mais de vitesses différentes. C'est entre autre ce phénomène qui est responsable des vagues : les deux fluides se déplaçant parallèlement sont alors l'eau et l'air, l'air emporté par le vent se déplaçant généralement plus rapidement que l'eau de la mer.

Dans le banc d'expérimentation, il a été choisi de retenir les instabilités de Kelvin-Helmholtz principalement pour la plus grande diversité de turbulences qu'elles pouvaient générer.

En effet la génération des tourbillons d'une allée de Von Karman ne peut se faire que pour une plage restreinte de nombres de Reynolds. Ils apparaissent pour un nombre de Reynolds de l'ordre de l'ordre de 100, et disparaissent pour une valeur de quelques milliers [Hoarau 2002]. Pour un obstacle et pour un fluide particulier, cela représente des conditions restrictives avec peu d'évolutions possibles de la vitesse de l'écoulement ou des caractéristiques thermo-hydrauliques de la turbulence. De plus ces faibles vitesses d'écoulement engendrent des tourbillons ayant une vorticité peu importante (de l'ordre de 40 s^{-1}). L'influence sur les ultrasons sera alors plus faible et difficilement mesurable lors des essais. F.J. Weber prévoit en effet pour ce type d'écoulement des variations de temps de vol des ultrasons de quelques nanosecondes seulement [Weber 2003].

Les instabilités de Kelvin-Helmholtz peuvent au contraire apparaître pour un nombre de Reynolds de l'ordre de 1000 jusqu'à des valeurs de plusieurs dizaines de milliers [Guo 2010]. Cette plus grande plage de vitesses d'écoulements permet d'effectuer des expériences dans des conditions thermo-hydrauliques plus variées et plus proches du nombre de Reynolds des écoulements en réacteur. En outre pour de plus grands nombres de Reynolds, les tourbillons ont une vorticité plus importante, de l'ordre de 200 s^{-1} [Guo 2010], et auront donc plus d'influences sur les ultrasons.

L'autre avantage des instabilités de Kelvin-Helmholtz est qu'après une certaine distance de déplacement, ces tourbillons s'apparient pour former des structures plus importantes mais de moindre vorticité [Balarac 2006]. Cela permet donc, en fonction de la position à laquelle les mesures sont réalisées, d'étudier la propagation d'ondes ultrasonores dans des structures tourbillonnaires différentes.

Ce phénomène d'appariement apparaît sur La Figure 4-27.

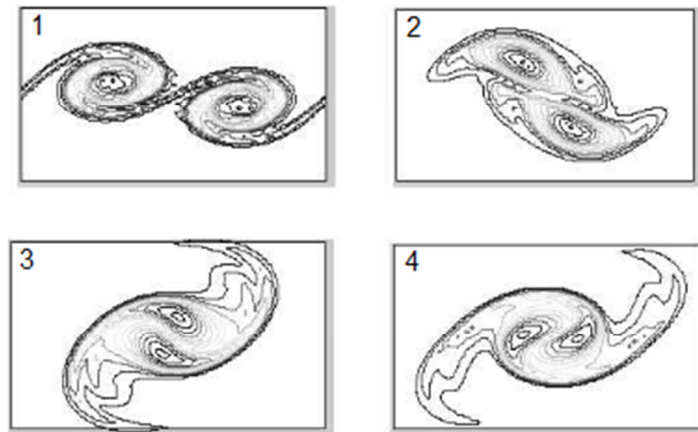


Figure 4-27. Appariement des instabilités de Kelvin-Helmholtz (Balarac 2006).

En outre dans des expériences menées en 2010 [Guo 2010], Guo et al. a réalisé une caractérisation très précise des paramètres hydrodynamiques de ce type d'instabilité. Pour des écoulements en eau ayant des vitesses variant entre $0,10$ et $3,5 \text{ m.s}^{-1}$, le champ des vitesses et la vorticité du milieu ont été précisément mesurés par PIV (« Particle Induced Velocimetry »). Cette méthode de mesure consiste à ensemencer un écoulement à l'aide de particules réactives à la lumière LASER, puis à suivre le déplacement de chaque particule par une méthode optique. Cette méthode est très précise et permet de déterminer les vecteurs vitesses de l'écoulement dans n'importe quel plan 2D de l'écoulement.

Le fait de générer des turbulences similaires à celles présentes dans l'étude de [Guo 2010] permet donc de pouvoir recréer sur la base de cette étude, un jeu de données thermo-hydrauliques utilisable par AcRaLiS. Ce point sera détaillé dans la partie 5.3 concernant le contrôle et la connaissance de ces instabilités dans le banc.

C'est sur la base de cette étude que le choix a été pris de générer des instabilités de Kelvin-Helmholtz dans un écoulement d'eau.

4.2.2.2. Principe de fonctionnement du banc d'essais IKHAR

De par la nature des turbulences qu'il génère, le banc d'essais a été baptisé IKHAR, pour « Instabilities of Kelvin-Helmholtz for Acoustic Research ».

Une photographie du banc d'essai IKHAR ainsi que son schéma de fonctionnement apparaissent respectivement sur la Figure 4-28 et la Figure 4-29.

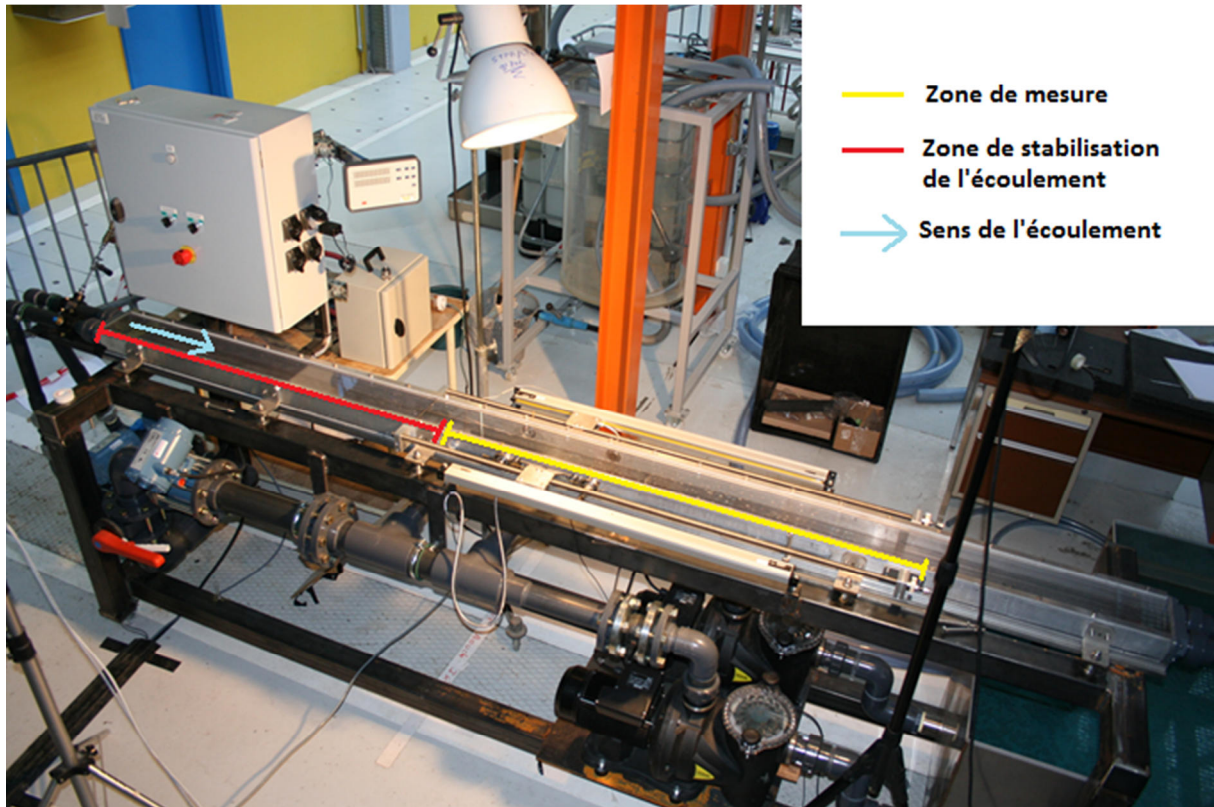


Figure 4-28. Banc d'expérimentation IKHAR.

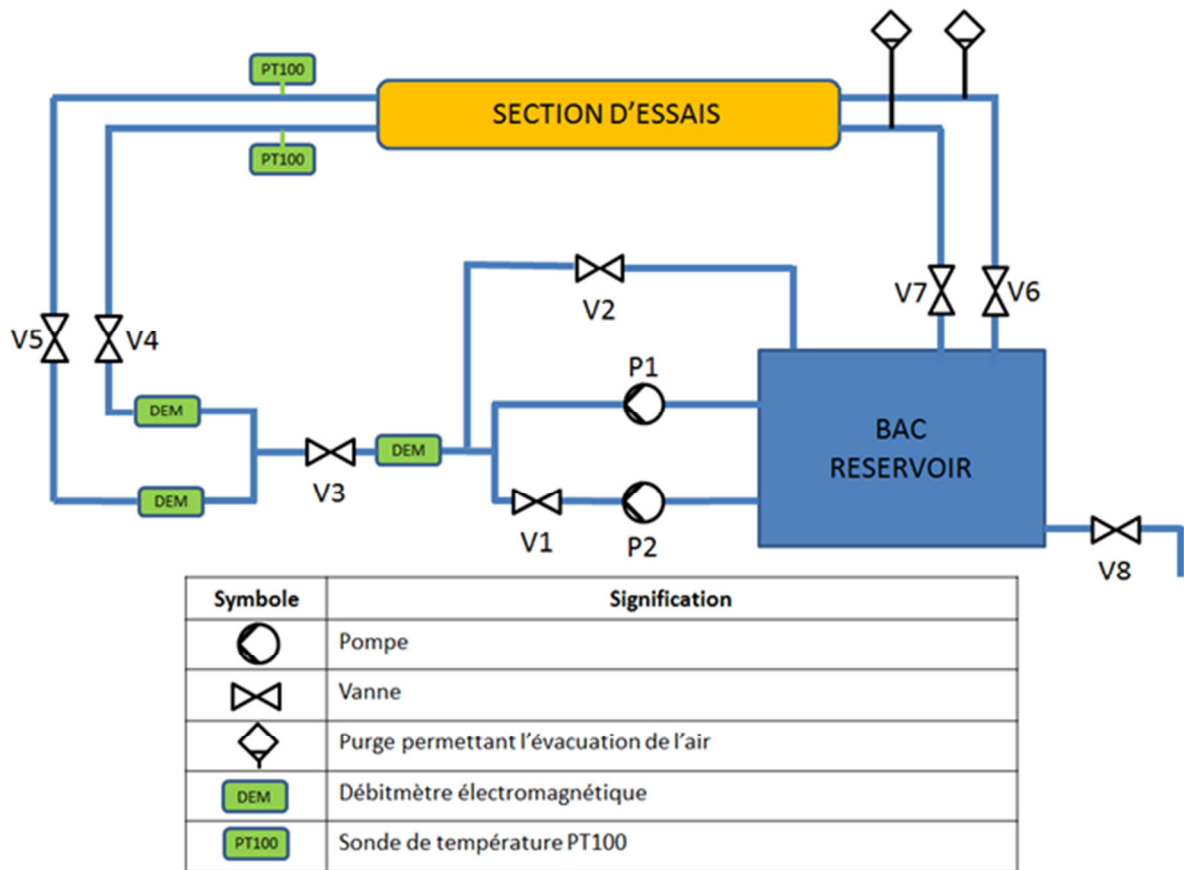


Figure 4-29. IKHAR – Schéma de fonctionnement.

IKHAR est constitué d'une section d'essais longue de 4 mètres. Sur une distance de l'ordre de 1,50 m, une fine plaque sépare tout d'abord cette section en deux sous-sections identiques. Dans chacune des sous-sections circule de l'eau à des vitesses indépendantes. Cette distance correspond à une quinzaine de fois le diamètre hydraulique de chacune des sous sections, elle est nécessaire afin que l'eau atteigne un régime établi, c'est-à-dire un régime où le profil des vitesses dans chacune des sous-sections de la tuyauterie ne varie pas au cours du temps. Cette partie de la section est représentée en rouge sur la Figure 4-28.

La plaque de séparation se termine par une fine lame en biseau permettant la réunion des deux flux d'eau. Cette zone de réunion est appelée « couche de mélange », et c'est à cet endroit que les instabilités de Kelvin-Helmholtz vont être générées.

Par la suite l'eau de la section d'essais va dans un bac réservoir. Ce banc est une boucle fonctionnant en circuit fermé, ainsi l'eau est pompée dans ce bac réservoir pour être réinjectée dans la section d'essais comme cela apparaît sur la Figure 4-29.

Le débit dans chacune des deux veines de la section d'essais est contrôlé par deux vannes. La vitesse étant un paramètre important à connaître afin d'assurer la répétabilité de l'expérience, les débitmètres utilisés doivent donc fournir des mesures précises. Pour cette raison ce sont des débitmètres électromagnétiques qui ont été choisis car ils assurent une incertitude de $\pm 0,25\%$ du débit mesuré.

La température de l'eau est pour sa part contrôlée en entrée de chacune des veines de la section d'essais à l'aide de deux sondes PT100. De cette manière il est possible de connaître l'ensemble des paramètres thermo-hydrauliques importants pour traiter les données ultrasonores.

Les mesures ultrasonores sont réalisées sur une distance d'un mètre après la réunion des deux flux (en jaune sur la Figure 4-28). A deux endroits séparés de 25 cm, deux traducteurs ultrasonores se font face de part et d'autre de la section d'essais, leurs surfaces sensibles est directement en contact avec l'eau et sur le même plan que la paroi interne de la section d'essais. Une telle disposition permet de propager des ultrasons orthogonalement à la direction principale de l'écoulement sans le perturber. L'ensemble des quatre traducteurs peut être déplacé linéairement sur une distance de un mètre afin de pouvoir étudier l'influence de tourbillons de tailles et de vorticités diverses sur le faisceau ultrasonore. Le déplacement de ces traducteurs est effectué à l'aide de deux vis sans fin. Leur position est indiquée par deux règles de mesure linéaires, couplées à un compteur numérique. Cet ensemble permet de connaître la position des deux paires de traducteurs avec une précision d'un dixième de millimètre.

Lors du passage d'un tourbillon, dont l'axe de rotation est vertical, le champ des vitesses de l'écoulement dans un plan horizontal est modifié et des vecteurs vitesses colinéaires à la direction de propagation des ultrasons apparaissent. En fonction du sens de ces vecteurs les ultrasons émis par le premier traducteur sont donc ralentis ou accélérés. Le second traducteur situé en face du premier enregistre alors ces décalages temporels.

Les ultrasons se propageant dans ce plan vont donc traverser ces gradients sous divers angles subissant alors des perturbations plus ou moins importantes. Le schéma de la Figure 4-30 illustre ces explications.

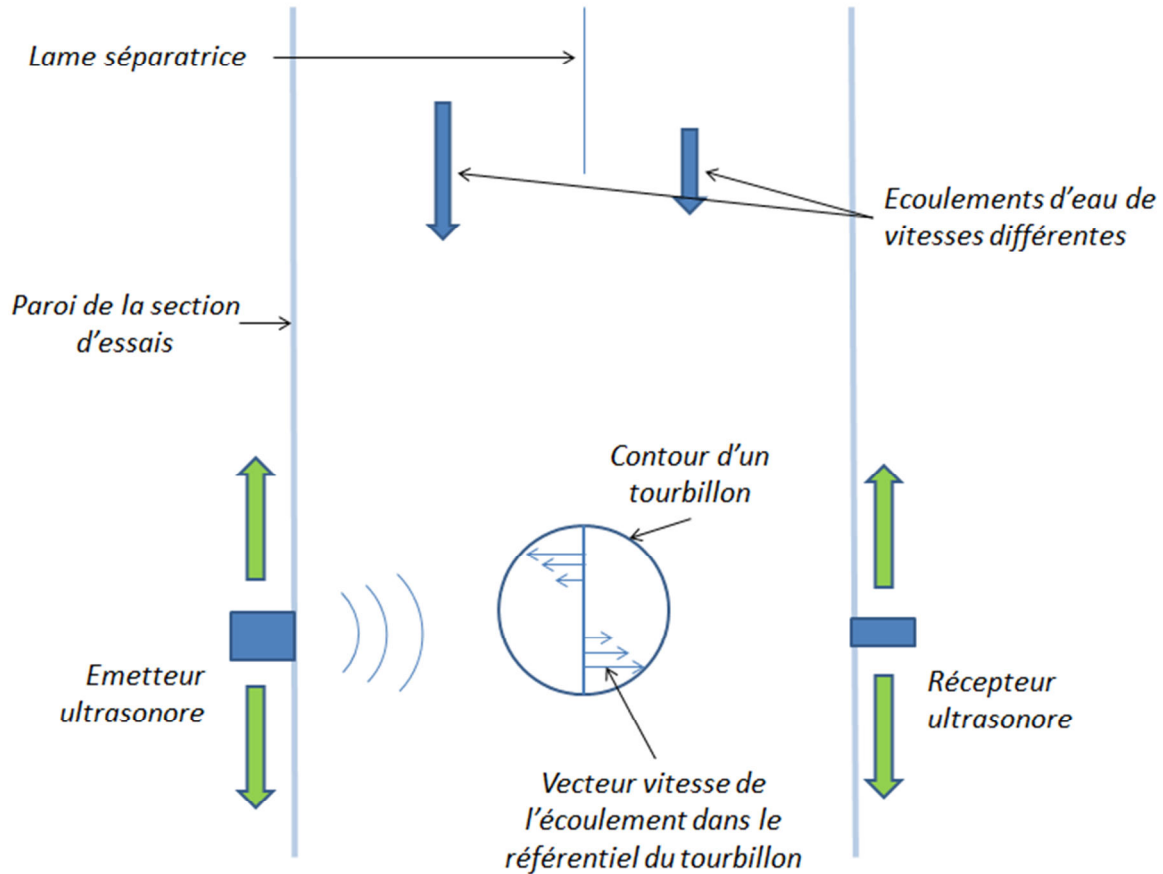


Figure 4-30. Schéma de principe des mesures ultrasonores au travers d'un tourbillon dans la section d'essais du banc IKHAR.

4.2.3. Contrôle et connaissance des instabilités de Kelvin-Helmholtz

Lorsque les deux vitesses sont identiques dans chacune des deux sous-sections d'IKHAR, l'écoulement est laminaire dans la zone de mesure. L'augmentation ou le ralentissement de la vitesse de l'écoulement dans l'une de ces sous-sections engendre l'apparition d'instabilités de Kelvin-Helmholtz dans la couche de mélange. En fonction de l'écart existant entre ces deux vitesses, les tourbillons générés vont présenter des vorticités plus ou moins grandes. Le réglage des vannes V3, V4 et V5 (cf. Figure 4-29) permet de contrôler ces vitesses et donc la génération des instabilités.

La vitesse moyenne de l'écoulement dans la zone de mesure détermine la vitesse de déplacement des tourbillons.

De même que pour l'expérience UPSilon, la connaissance précise des conditions thermo-hydrauliques de l'écoulement est ici importante : c'est en effet elle qui permettra de générer un jeu de données thermo-hydrauliques exploitables par le code AcRaLiS, et ainsi de comparer simulation et expérimentation.

L'étude réalisée par Guo et al. en 2010 [Guo 2010] et dont il est question dans le paragraphe 5.2.1, constitue une base de données thermo-hydrauliques très intéressante pour l'exploitation du banc IKHAR. Dans cette étude la section d'essais a une section de $0,04 \times 0,11 \text{ m}^2$ et une zone de mesure d'un mètre de long dans laquelle un écoulement d'eau génère des instabilités de Kelvin-Helmholtz. Cette configuration est identique à celle du banc IKHAR.

Pour des vitesses d'écoulements particulières, certaines mesures hydrodynamiques (taille des tourbillons, périodicité, appariement des tourbillons) seront faites sur le banc IKHAR et comparées à celles de l'étude de Guo et al. Si ces comparaisons donnent de bons résultats, il sera admis que les résultats des mesures PIV faites par Guo et al. à ces mêmes vitesses d'écoulement sont exploitables pour générer un jeu de données thermo-hydrauliques utilisable par AcRaLiS.

Certaines des caractéristiques des mesures réalisées dans [Guo 2010] apparaissent de la Figure 4-31 à la Figure 4-33.

The high velocity u_h (m/s)	The low velocity u_l (m/s)	$\Delta u = u_h - u_l$ (m/s)	span-wise vorticity at the plane edge δ (m)	$Re = (\Delta u \delta) / \nu$
0.52	0.13	0.39	0.0056	2184
1.00	0.24	0.76	0.0056	4256
1.49	0.37	1.12	0.0056	6272
2.01	0.49	1.52	0.0056	8512
2.55	0.63	1.92	0.0056	10752
2.97	0.76	2.22	0.0056	12432
3.47	0.85	2.62	0.0056	14672

Figure 4-31. Conditions hydrodynamiques des expériences de [Guo 2010].

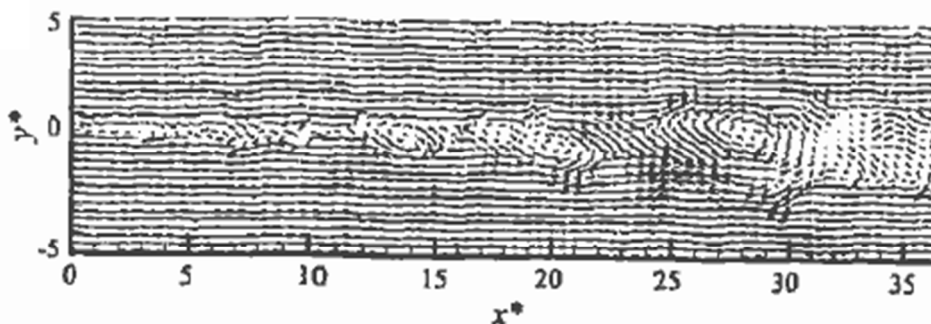


Figure 4-32. Champ des vitesses de l'écoulement dans la zone de mesure pour $Re=2184$. x^* et y^* sont des coordonnées normalisées [Guo 2010].

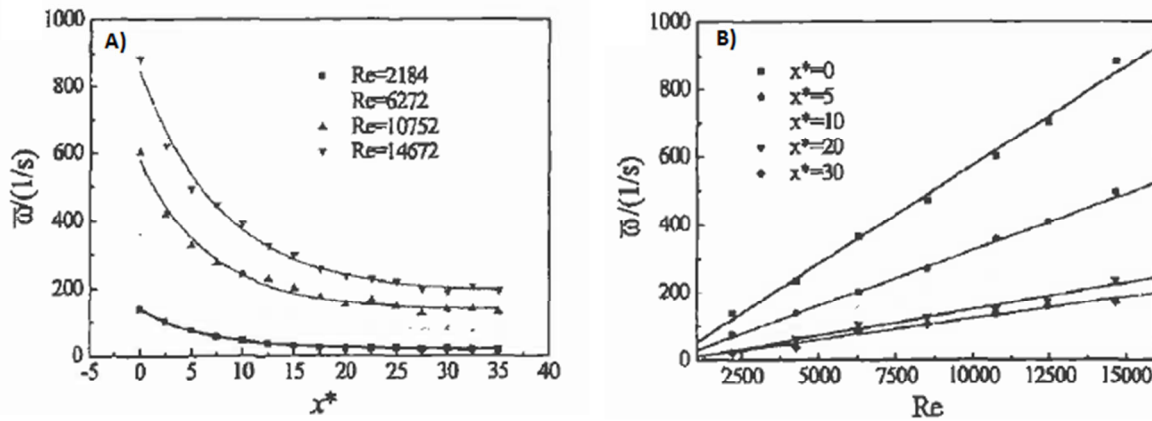


Figure 4-33. Répartition de la vorticité moyenne $\bar{\omega}$ à différentes sections, pour différents nombres de Reynolds [Guo 2010].

Lors des expérimentation sur le banc IKHAR, afin de visualiser les tourbillons présents dans la zone de mesure, plusieurs essais ont été réalisés avec une caméra. La caméra utilisée est une BAUMER TXG50, permettant de réaliser des acquisitions à une fréquence de trente images par seconde. Cette rapidité d'acquisition permet de conserver des clichés nets même lorsque la vitesse de l'écoulement de l'eau est rapide ($3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$).

Les tourbillons en eau étant naturellement invisibles pour l'œil humain, il est nécessaire d'introduire dans l'eau des éléments visibles qui sont entraînés par l'écoulement.

Lors de cette étude préliminaire différents essais ont été réalisés avec des colorants. Les consignes environnementales du CEA indiquant que les eaux du banc d'essais devaient être rejetées sans polluants, ce sont donc des colorants alimentaires qui ont été utilisés. Ces colorants ont cependant l'inconvénient de se diluer très rapidement dans l'eau, ne permettant pas d'observer correctement les tourbillons.

D'autres essais ont été réalisés en insérant des bulles d'air dans l'une des deux sous-sections. L'inconvénient de ces bulles est leur densité très inférieure à celle de l'eau, elles remontent alors près de la partie supérieure de la section d'essais et leur mouvement peut être perturbé par la couche limite de l'écoulement. Ces essais n'ont pas donné de résultats suffisamment précis pour être comparés aux expériences de [Guo 2010], mais ils permettent cependant de valider le fonctionnement du banc IKHAR. Sur la Figure 4-34 apparaît un exemple de visualisation d'une série de quatre tourbillons se déplaçant de gauche à droite grâce à l'introduction de bulles d'air.

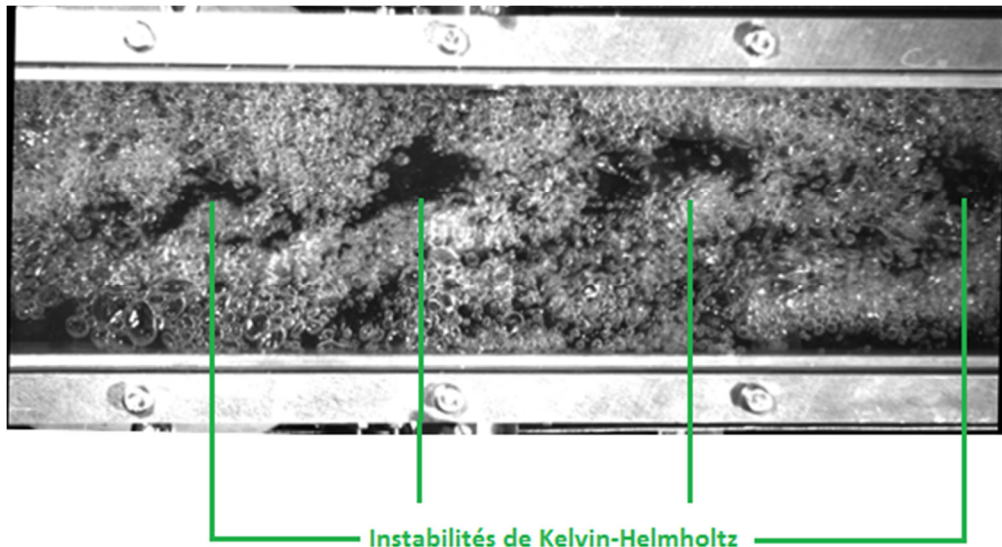


Figure 4-34. Instabilités de Kelvin-Helmholtz dans le banc IKHAR.

Ces tourbillons ont été obtenus pour des vitesses d'écoulement de $0,5 \text{ m.s}^{-1}$ et $1,5 \text{ m.s}^{-1}$ dans chacune des deux sous-sections. Il apparaît sur cette figure que leur taille évolue au fur et à mesure de leur propagation, comme c'est le cas dans la Figure 5-7.

Une étude postérieure serait donc nécessaire pour trouver un autre colorant dont les propriétés sont adaptées à cet écoulement, et qui permettrait une meilleure visualisation de ces tourbillons.

4.2.4. Choix des transducteurs ultrasonores et gestion de l'acquisition

Les transducteurs ultrasonores qui sont choisis pour réaliser cette expérience sont encore ici conçus pour fonctionner à une fréquence de 2,25 MHz. En effet l'objectif de cette expérience étant de vérifier une partie du code AcRaLiS, il est préférable de le faire pour des fréquences de l'ordre de celles qui seront utilisées lors des mesures acoustiques en sodium.

Comme indiqué dans le paragraphe 4.2.2.2, deux couples de transducteurs ultrasonores se font face et sont disposés de part et d'autre de la section d'essais. Pour chacun de ces couples, l'un des transducteurs est utilisé en tant qu'émetteur et l'autre en tant que récepteur. L'émetteur possède un diamètre de 1 pouce (soit 2,54 cm), ce qui lui permet d'envoyer un faisceau ultrasonore dont le front d'onde est relativement plan et énergétique. Le récepteur possède pour sa part une surface sensible plus petite, d'un diamètre de un quart de pouce. Ceci permet, lors du passage d'un tourbillon de pouvoir observer le retard ou les variations de l'énergie d'une partie seulement du front d'onde.

Lors d'un essai sur le banc IKHAR, quatre types de données doivent être enregistrés simultanément : les données ultrasonores, la température et la vitesse de l'écoulement dans chacune des sous-sections via une sonde PT100 et des débitmètres présents sur le schéma de la Figure 4-29, et la position des transducteurs ultrasonores.

La position des traducteurs est indiquée par le compteur numérique. Elle est relevée par l'expérimentateur à chaque début d'expérience. Les capteurs ne sont ensuite pas déplacés durant les autres mesures.

L'acquisition des données acoustiques, thermiques et débitométriques sont toutes gérées par un programme codé sous le logiciel Labview.

Afin de pouvoir déterminer l'influence des différentes parties d'un tourbillon sur la propagation des ultrasons, il est nécessaire d'émettre des ultrasons à plusieurs moments lors du passage d'un tourbillon devant l'émetteur. La difficulté réside dans la rapidité du déplacement des tourbillons. Par exemple, un tourbillon d'un diamètre de 5 cm se déplaçant à une vitesse de 1 m.s^{-1} va passer dans le champ de l'émetteur durant seulement 50 ms. Or le temps total d'acquisition et d'enregistrement d'un signal ultrasonore est supérieur à ce court laps de temps. Il n'était donc pas possible d'enregistrer séparément plusieurs signaux.

Le générateur d'impulsion, qui envoie des signaux électriques vers le traducteur émettant les ultrasons, peut cependant générer des signaux toutes les 2,2 ms. Ainsi la solution appliquée a été d'enregistrer non pas un, mais plusieurs dizaines de signaux ultrasonores en une seule fois. Pour procéder de cette manière, il faut cependant veiller à avoir une résolution suffisante sur l'oscilloscope, afin de pouvoir retrouver précisément les temps de vols des ultrasons. Dans cette configuration il a été possible d'enregistrer une vingtaine de signaux avec une résolution de 10 ns. En outre avec les signaux issus du récepteur ultrasonore, le trigger⁸ du générateur d'impulsion est lui aussi enregistré afin de connaître l'instant auquel le signal ultrasonore est émis dans la section d'essais. Un exemple d'acquisition apparaît sur la Figure 4-35.

Les données thermiques et débitométriques sont quant à elles enregistrées avant chaque acquisition de données acoustiques, afin de connaître les paramètres de fonctionnement du banc au moment de l'acquisition.

4.2.5. Résultats des premières acquisitions

Dans cette partie seront présentées les premières acquisitions qui ont été réalisées avec le banc IKHAR. Ces premiers résultats constituent une première étape dans la chaîne de validation du code AcRaLiS en démontrant le bon fonctionnement du banc IKHAR.

Une première mesure est réalisée dans un écoulement laminaire. Pour cela les débits dans chacune des deux entrées de la section sont identiques. Les conditions thermo-hydrauliques du banc au moment de l'acquisition sont indiquées dans le Tableau 8 ci-dessous.

⁸ Le trigger du générateur d'impulsion est un signal émis au même instant que le signal qui est à destination de l'émetteur ultrasonore. D'une amplitude de quelques volts, il permet aux autres instruments de la chaîne de mesure de se synchroniser à l'instant où un signal ultrasonore est émis.

	Section 1	Section 2
Vitesse de l'écoulement ($m.s^{-1}$)	0,99	0,98
Température ($^{\circ}C$)	17,8	17,8
Position des capteurs (en cm, à partir de la lame séparatrice)	25	

Tableau 8. Conditions thermo-hydrauliques de fonctionnement du banc IKHAR.

Les données ultrasonores alors acquises sont présentées dans la Figure 4-35.

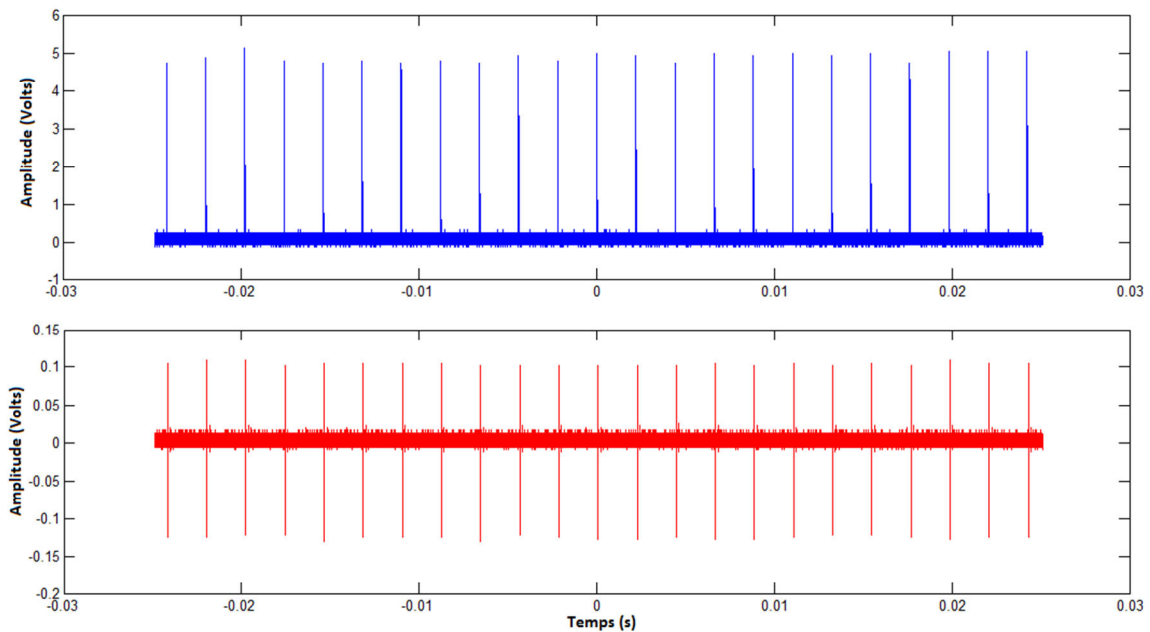


Figure 4-35. Acquisitions ultrasonores en écoulement non perturbé. Signal du Trigger (en bleu), et signal du récepteur ultrasonore (en rouge).

Sur la Figure 4-36et la Figure 4-37, un agrandissement de ces signaux a été réalisé.

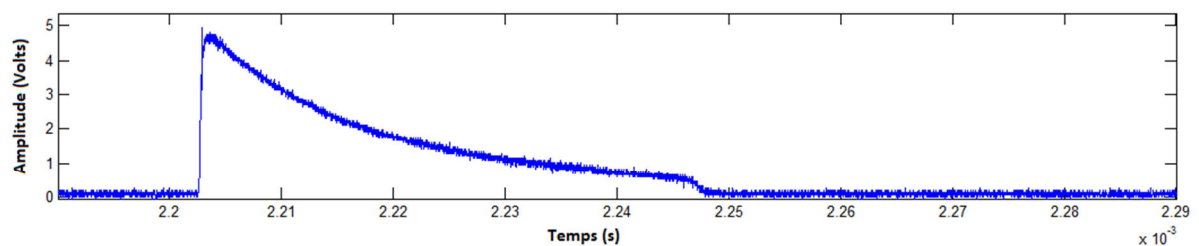


Figure 4-36. Agrandissement d'un signal du trigger.

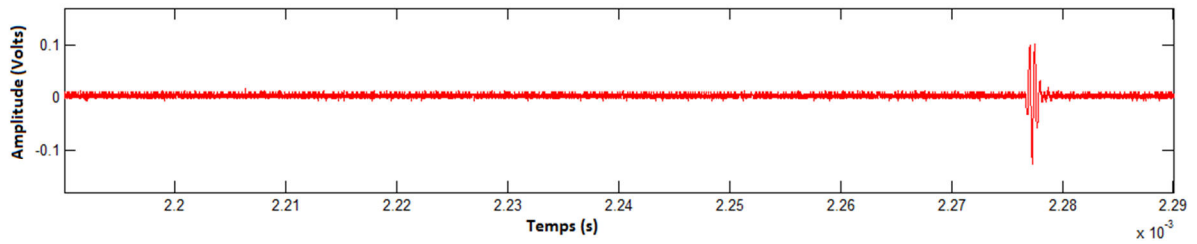


Figure 4-37. Agrandissement d'un signal du récepteur ultrasonore.

Afin de déterminer l'évolution du temps de propagation de l'onde dans un écoulement laminaire puis dans un écoulement présentant des turbulences, l'écart temporel entre chacun des signaux du trigger et du signal du récepteur ultrasonore qui lui correspond a été réalisé. L'évolution de cet écart au cours de ces 50 ms d'acquisition est tracé sur la Figure 4-38.

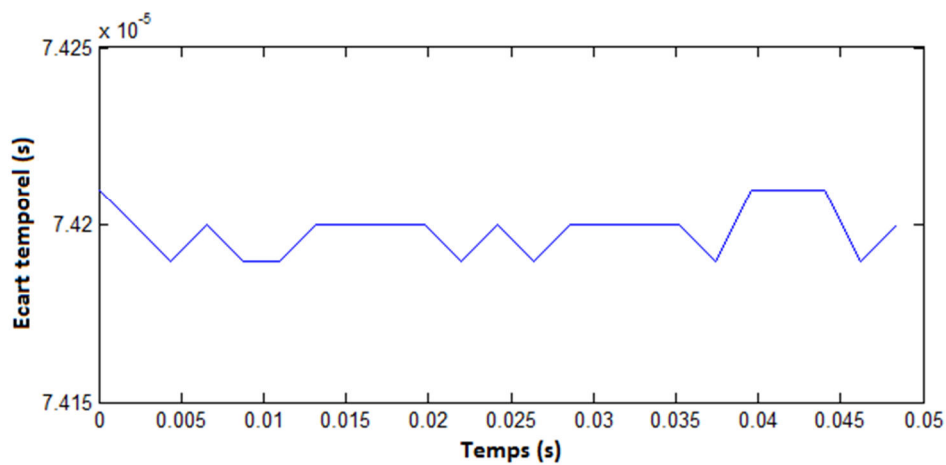


Figure 4-38. Evolution du temps de vol du faisceau ultrasonore pour un écoulement laminaire.

Le temps de vol est pratiquement constant durant toute l'acquisition, les extremums se limitant à seulement 20 ns, ce qui est à la limite de la résolution des signaux enregistrés dans la configuration adoptée.

La température de l'eau dans la section d'essais étant de 17,8°C, la célérité des ultrasons dans ce fluide, d'après la formule de l'équation 2-2 est de $1475,4 \text{ m.s}^{-1}$. La section d'essais ayant une largeur de 11 cm, les ultrasons atteignent théoriquement le récepteur après un temps de propagation de $74,6 \mu\text{s}$. Dans les mesures réalisées dans IKHAR, ce temps de vol est de $74,2 \mu\text{s}$. Compte tenu de la précision sur la mesure de température et celle sur la distance séparant les capteurs (disposés manuellement) la concordance des résultats expérimentaux avec les résultats théoriques est satisfaisante.

Une deuxième série d'acquisitions est réalisée dans un écoulement présentant des instabilités de Kevin-Helmholtz. Les conditions thermo-hydrauliques de fonctionnement du banc sont alors les suivantes :

	<i>Section 1</i>	<i>Section 2</i>
<i>Vitesse de l'écoulement (m.s⁻¹)</i>	1,4	0,15
<i>Température (°C)</i>	17,7	18,3
<i>Position des capteurs (en cm, à partir de la lame séparatrice)</i>	25	

Tableau 9. Conditions thermo-hydrauliques de fonctionnement du banc IKHAR lors d'un écoulement turbulent.

Il y a cette fois-ci un écart de 1,25 m.s⁻¹ entre les vitesses des deux écoulements en entrée de la section d'essais.

De la même manière que précédemment l'écart temporel entre chacun des signaux du trigger et le signal du récepteur ultrasonore qui lui correspond a été réalisé. L'évolution de cet écart est présenté sur la Figure 4-39.

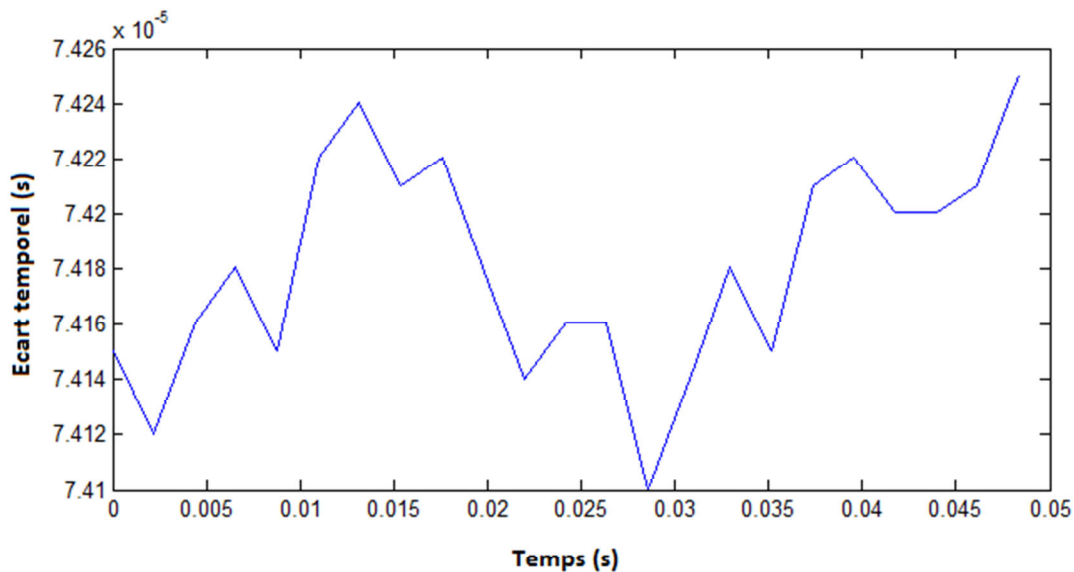


Figure 4-39. Evolution du temps de vol du faisceau ultrasonore pour un écoulement avec instabilités.

Le temps de vol varie cette fois sur une plage de 140 ns, en outre il présente une oscillation dont la période est de l'ordre de 25 ms. Ces variations pourraient s'expliquer par le passage de tourbillons entre les deux traducteurs au moment de l'acquisition. En effet lors du passage d'un tourbillon, le champ des vecteurs vitesses de l'écoulement va successivement présenter une composante positive puis négative (ou l'inverse, suivant le sens de rotation du tourbillon) dans le sens de propagation des ultrasons. Les différents faisceaux ultrasonores émis lors du passage du tourbillon vont donc

successivement se propager dans un milieu qui les accélère puis les ralentit. Cela va se traduire, comme c'est le cas sur la Figure 4-39, par des oscillations du temps de propagation des ultrasons.

Si une période de cette oscillation est représentative du passage d'un tourbillon : il est alors possible, connaissant la vitesse de déplacement de ces derniers d'en déduire leur taille. Dans cette expérience, la vitesse moyenne de l'écoulement dans la section d'essais est de $0,78 \text{ m.s}^{-1}$, une oscillation sur la Figure 4-39 ayant une période de l'ordre de 25 ms, cela correspondrait au passage d'un tourbillon de l'ordre de 2 cm ce qui est une valeur physiquement cohérente.

Enfin, le temps de vol présenté sur la Figure 4-39 subit des fluctuations de $\pm 70 \text{ ns}$ qui sont bien supérieures à l'incertitude de $\pm 10 \text{ ns}$ existant pour la mesure du temps de vol : sur une distance de propagation de 11 cm, cela représente des fluctuations de la célérité des ultrasons de $\pm 1,2 \text{ m.s}^{-1}$. D'après leurs amplitudes, ces variations de célérité peuvent être imputables à une modification du champ des vitesses de l'écoulement due au passage d'un tourbillon.

Ces premières déductions sont bien évidemment des suppositions, et d'autres mesures doivent être réalisées afin de les confirmer. Elles constituent cependant des résultats très encourageants quant au potentiel de ce banc d'expérimentation concernant la mesure de l'influence d'un milieu turbulent sur la propagation des ultrasons.

4.2.6. Conclusion

Les premiers résultats issus du banc IKHAR semblent donc indiquer que celui-ci sera en mesure d'assurer sa fonction. Lors d'une seconde campagne d'expérimentation, il sera nécessaire d'effectuer d'autres mesures afin de confirmer ces premiers résultats, et afin de pouvoir comparer les tourbillons générés dans ce banc, à ceux générés dans l'étude de [Guo 2010].

Il sera alors possible de réaliser une cartographie du champ des vitesses de l'écoulement utilisable par le code AcRaLiS, comme cela a été fait pour la température dans le cadre de l'expérience Upsilon.

Enfin, la comparaison des mesures expérimentales du banc IKHAR avec les résultats numériques du code AcRaLiS permettra de déterminer si ce dernier simule correctement la propagation des ultrasons au travers d'un écoulement turbulent.

Ce banc présente en outre un potentiel intéressant pour d'autres applications. Le sodium sortant des assemblages et celui sortant des inter-assemblages ont la même direction mais des vitesses de propagation différentes, des instabilités de Kelvin-Helmholtz pourraient donc ce mettre en place. Ce banc pourrait aussi être utilisé pour recréer des conditions thermo-hydrauliques propres au cœur du réacteur.

Il pourrait en outre être utilisé pour étudier la mesure de l'atténuation d'une onde ultrasonore dans un milieu turbulent.

Conclusion et perspectives

L'objectif de cette thèse était de mettre en place des outils permettant l'étude de la mise en œuvre d'une méthode de thermométrie acoustique au-dessus d'un cœur de réacteur nucléaire rapide refroidi au sodium, dans un milieu turbulent et présentant de fortes inhomogénéités de températures.

Dans le premier chapitre, une étude bibliographique des différentes méthodes de mesures de température a été menée. Cette comparaison avec les mesures par thermocouple, par fibres optiques ou par guide d'onde a permis de mettre en évidence les avantages de la méthode de thermométrie acoustique. En effet, une fréquence de mesure pouvant atteindre plusieurs kilohertz permet un bon suivi dynamique de la température et une réaction rapide pour pouvoir suivre le fonctionnement du cœur même en cas de dysfonctionnement. Cette méthode permet également une mesure réalisée à la sortie même de l'assemblage avec une instrumentation déportée, et la possibilité de réduire de manière conséquente le volume de l'instrumentation au-dessus du cœur. Un état de l'art des applications de cette méthode de thermométrie lors de différentes expériences en sodium ou en eau a permis de confirmer le potentiel de cette méthode pour une application en RNR-Na. L'analyse de ces expériences ont aussi permis de confirmer les difficultés rencontrées lors de la mise en œuvre de cette méthode.

Cette première étape a donc été essentielle pour dégager l'objectif central de cette thèse : lors de la propagation des ultrasons au-dessus des têtes d'assemblage d'un réacteur, l'interaction de ces ultrasons avec les turbulences de l'écoulement et les inhomogénéités de température rencontrées doit être prise en compte pour garantir une thermométrie acoustique robuste et fiable. Afin de répondre à cette problématique, nous avons choisi de développer un outil permettant la simulation de la propagation des ultrasons dans ce milieu complexe. Ce choix s'est appuyé sur le fait que les expérimentations en sodium liquide sont coûteuses et difficiles à mettre en place. En outre l'étude des expériences réalisées avec des fluides simulant, telle que l'eau, a montré qu'il n'était pas possible de réunir l'ensemble des conditions thermo-hydrauliques liées aux écoulements de sodium liquide.

Le chapitre suivant a été consacré à la définition d'une représentation du milieu de propagation et d'un modèle de simulation pertinent vis-à-vis de cette représentation. Une première étape a consisté à réunir les connaissances thermo-hydrauliques existantes concernant le sodium au-dessus des têtes d'assemblage du cœur du réacteur. Cela a permis de déterminer le type et la taille des inhomogénéités thermiques du sodium et a indiqué les particularités de l'écoulement du sodium à la sortie des têtes d'assemblage. Cette connaissance du milieu était nécessaire pour déterminer la nature des perturbations que celui-ci engendrait sur les ultrasons. Il s'est avéré que l'apparition de diffusions ou de diffractions des ondes étaient peu probable au regard de la longueur d'onde envisagée dans un tel milieu représentatif des écoulements en sortie d'assemblages. Dans une première approche, la prise en compte d'une cartographie détaillée des changements de célérité est suffisante pour prévoir la déviation des faisceaux ultrasonores. Sur la base de cette hypothèse, plusieurs modèles ont été envisagés et un modèle reposant sur la théorie des rayons, utilisant la méthode de sommation des faisceaux gaussiens pour le calcul de l'amplitude acoustique a été retenue car adapté à la problématique de cette thèse. Ce type de modèle permet en effet de prendre en compte de manière satisfaisante les spécificités thermo-hydrauliques du milieu, et il est en

mesure de calculer rapidement le parcours des ultrasons. L'utilisation de la méthode de sommation des faisceaux gaussiens permettrait pour sa part de prendre en compte le phénomène des caustiques et donne accès à l'amplitude du faisceau d'ultrasons à divers instants de sa propagation.

Lors du troisième chapitre, les méthodes mises en œuvre pour implémenter le code de simulation de rayons acoustiques dénommé AcRaLiS ont été présentées. Afin de pouvoir réaliser des simulations dans des jeux de données thermo-hydrauliques de natures diverses, cette implémentation devait permettre la résolution rapide des calculs, indépendamment des particularités de maillage ou d'échelle de ce jeu de données. Un mode de résolution des calculs itératif basé sur une triangulation de type Delaunay, et d'une interpolation linéaire des données a donc été mis en place. Afin d'utiliser cet outil de simulation dans un milieu représentatif de la réalité, plusieurs jeux de données thermo-hydrauliques ont tout d'abord été extraits des résultats d'une simulation CFD. Ces premières données ont permis de simuler la propagation de rayons acoustiques dans un milieu présentant des turbulences de même nature que celles apparaissant dans le sodium à la sortie des têtes d'assemblages. Les résultats de ces premières simulations indiquent que les inhomogénéités thermiques du sodium sont suffisamment importantes pour dévier les ultrasons et influencer les mesures acoustiques. Ces différences de températures peuvent aussi engendrer des déphasages de l'onde qui devront être pris en compte lors du traitement du signal. De plus, le bruit de température observé dans certaines expériences réalisées par l'UKAEA ou par le LCND a aussi été mis en évidence dans ces simulations, permettant de mieux comprendre ce phénomène. D'autres jeux de données thermo-hydrauliques ont aussi été créés afin de prendre en compte les particularités géométriques et thermo-hydrauliques propres à un cœur de réacteur : il apparaît que des déviations acoustiques importantes sont engendrées par des alignements de jets de sodium chaud, comme ceux apparaissant à la sortie des assemblages. En fonction de l'orientation du traducteur au-dessus de ces alignements, une focalisation ou une divergence du faisceau ultrasonore ont été observées lors des simulations. De plus ces résultats indiquent que dans ces cas particuliers, la vitesse de l'écoulement perturbe moins les ultrasons que les inhomogénéités de température. D'autres simulations devront être faites afin de vérifier ces premiers résultats, mais ceux-ci permettent déjà de mettre en évidence certaines difficultés qui pourraient apparaître lors de la mise en place de la thermométrie acoustique en réacteur.

Dans le dernier chapitre nous avons mis en place des expériences afin de déterminer si le code AcRaLiS simulait correctement l'influence de la température et de la vitesse de l'écoulement sur la propagation des ultrasons. La première expérience, Upsilon, a permis de mettre en œuvre une inhomogénéité thermique simple dans de l'huile de silicone. Des mesures acoustiques ont permis de déterminer de quelle manière cette inhomogénéité perturbait les ultrasons. Une simulation reprenant les caractéristiques thermo-hydrauliques et la configuration de cette expérience a permis d'indiquer que dans cette situation, AcRaLiS simulait la déviation des rayons acoustiques avec une précision de l'ordre de 0,3%. Ces premières vérifications sont donc encourageantes et semblent indiquer que cet outil de simulation est adapté pour calculer la déviation de faisceaux ultrasonores dans un milieu thermiquement inhomogène. Les vérifications du calcul de l'amplitude acoustique n'ont quant à eux pas donné de résultats satisfaisants : les résultats numériques diffèrent en effet des résultats expérimentaux d'un écart relatif de l'ordre de 45%. Le code doit être développé afin de mieux prendre en compte notamment la source ultrasonore pour pouvoir prédire plus finement les variations des amplitudes ultrasonores.

Afin d'observer l'effet d'un écoulement turbulent avec tourbillons sur la propagation des ultrasons, un banc d'essais nommé IKHAR a été conçu et construit durant cette thèse. Ce banc permet de générer des instabilités de Kelvin-Helmholtz dans un écoulement d'eau, et d'y faire se propager des ultrasons. Les délais importants nécessaires à la réalisation et à la mise en œuvre de ce banc n'ont pas permis de comparer des résultats du code AcRaLiS avec des mesures expérimentales. Cependant les premières mesures acoustiques ayant démontré le bon fonctionnement du banc, il sera possible lors d'expérimentations futures, de vérifier les résultats d'AcRaLiS. En outre les perspectives d'utilisation d'IKHAR ne se limitent pas à vérifier les simulations d'AcRaLiS. Il pourrait en effet être utilisé pour étudier la mesure de l'atténuation des ultrasons dans un milieu turbulent. De plus des instabilités de Kelvin-Helmholtz pouvant apparaître dans le sodium à la sortie des assemblages, ce banc pourrait aussi permettre de recréer des conditions thermo-hydrauliques existant dans les RNR-Na.

En conclusion, compte-tenu des vérifications faites lors de l'expérience UPSilon, il est déjà possible d'attribuer un bon niveau de confiance aux déviations ultrasonores simulées par le code AcRaLiS en présence d'inhomogénéités thermiques. Si les expérimentations à venir confirment aussi les simulations, il sera alors possible d'utiliser ce code pour prédire les perturbations subies par les ultrasons dans le cadre de la thermométrie acoustique en réacteur. Ce code pourra aussi permettre de tester différentes configurations dans le cadre des études menées pour mettre en place cette technique de thermométrie et préparer un traitement du signal adapté. De manière plus générale, l'observation de la trajectoire des ultrasons en présence de phénomènes thermo-hydrauliques particuliers permet de mieux comprendre les observations faites lors d'expériences, comme c'est le cas ici avec le bruit de température pour les expériences portant sur la thermométrie acoustique.

En outre ce code a été développé afin de pouvoir utiliser une grande variété de données thermo-hydrauliques. Il sera donc possible d'utiliser les résultats des simulations CFD du sodium les plus récentes pour simuler la propagation de rayons acoustiques avec des jeux de données thermo-hydrauliques de plus en plus réalistes. Des travaux sont également prévus afin de pouvoir simuler l'interaction avec un réflecteur simple et envisager plus complètement la propagation aller et retour des ondes ultrasonores.

Les moyens expérimentaux futurs permettront aussi d'envisager de travailler sur la prise en compte de l'engazement du sodium dans la description du milieu. La cinétique de variations de l'engazement, comme celle du déplacement des bulles dans le sodium, devra être mieux comprise avant d'envisager de modifier, si nécessaire, les hypothèses du fluide gelé. Dans le cas idéal, si cette fluctuation est faible au regard de la propagation ultrasonore, l'hypothèse de la modification du temps de vol sous la seule influence d'une variation de température peut alors être conservée.

Enfin, l'utilisation du code AcRaLiS n'est évidemment pas limitée au cadre de la thermométrie acoustique en sodium, il peut en effet être utilisé pour d'autres techniques ultrasonores prévues au DTN et plus particulièrement au LIET du CEA de Cadarache, telle que la télémétrie, la débitmétrie ou la vision sous sodium.

Bibliographie

- [Abdullayev 1988] S. S. Abdullayev & V. E. Ostashev, "Propagation of sound waves in three dimensionally, inhomogeneous and randomly inhomogeneous moving media," *Atm. And Oc. Phys.*, vol. 4, no. 24, pp. 310–316, 1988.
- [Averiyanov 2005] M. V. Averiyanov, V. A. Khokhlova, P. Blanc-Benon, & R. O. Cleveland, "Diffraction of nonlinear acoustic waves in Inhomogeneous moving media," *Forum Acusticum*, Budapest, 2005, pp. 1403–1408.
- [Averiyanov 2008] M. Averiyanov, "Propagation des ondes acoustiques à travers un milieu turbulent : études théorique et expérimentale des effets de diffraction et des effets non-linéaires," Thèse, Ecole Centrale Lyon, 2008.
- [Azarian 1990] M. Azarian, M. Astegiano, M. Tenchine, M. Lacroix & M. Vidard, "Sodium thermal-hydraulics in pool LMFBR primary vessel", *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 124, pp. 417-430, 1990.
- [Babich 1972] V. M. Babich & V. S. Buldyrev, "Asymptotic methods in problems of diffraction on short waves," *Nauka*, Moscow, 1972.
- [Babich 1974] V. M. Babich & N. Y. Kirpicnikova, *The Boundary-Layer Method in Diffraction Problems*. Leningrad: University Press, 1974.
- [Balarac 2006] G. Balarac, "Etude numérique de la dynamique tourbillonnaire et du mélange dans les jets coaxiaux turbulents," Thèse, INPG, Grenoble, 2006.
- [Benjeddou 2013] S. Benjeddou, J. Moysan, N. Massacret, M.A. Ploix & J.P. Jeannot, "Numerical simulation of the temperature measurement by ultrasonic method in an environment representative of the core of SFR", 21ème Congrès Français de Mécanique, Bordeaux, 26 au 30 août 2013.
- [Berton 1991] J.L. Berton, "VIBUL, un modèle de calcul de la vie des bulles en réacteur", CEA, SSAE/LSMI/ NT 91/023, 1991.
- [Blackmore 1982] M. Blackmore, "Theoretical investigation of the effect of turbulence and temperature – Gradients on sound transmission", *Topexpress Ltd*, Cambridge, 1982.
- [Blanc-Benon 1981] Ph. Blanc-Benon, "Effet d'une turbulence cinématique sur la propagation des ondes acoustiques", Thèse, Ecole Centrale de Lyon, 1981.
- [Blanc-Benon 1991] Ph. Blanc-Benon, D. Juvé & G. Comte-Bellot, "Occurrence of caustics for high-frequency waves propagating through turbulent fields", *Theoretical and*

Computational Fluid Dynamics, Vol. 2, pp. 271–278, 1991.

- [Brown 1992] C. J. Brown & G. Hughes, Remote measurement of LMFBR subassembly outlet temperatures by ultrasonics, vol. 31. London, ROYAUME-UNI: Telford, 1992.
- [Bruneau 1998] M. Bruneau, "Manuel d'acoustique fondamentale", Hermes Science, 1998.
- [Cacuci 2012] D.G. Cacuci, "Handbook of Nuclear Engineering", Chapitre 21, Springer, ISBN: 0387981500, 2012.
- [Calmon 2006] P. Calmon, S. Mahaut, S. Chatillon, R. Raillon, "CIVA: an expertise platform for simulation and processing NDT data", Ultrasonics, vol. 44, pp. 975-979, 2006.
- [Cavaro 2010] M. Cavaro, "Apport de l'acoustique non linéaire à la caractérisation de l'engagement du sodium liquide : application aux réacteurs nucléaires de quatrième génération", Thèse, Aix-Marseille Université, LCND, 2010.
- [Cavaro 2013] M. Cavaro, C. Payan, & J. P. Jeannot, "Towards the bubble presence characterization within the SFR liquid sodium," presented at the ANIMMA International Conference, Marseille, France, 2013, vol. 1127.
- [Cerveny 1982] V. Cerveny, M. Popov, & I. Psencik, "Computation of wave fields in inhomogeneous media – Gaussian beam approach," Geophys. J. R. Astron. Soc., vol. 70, no. 1, pp. 109–128, 1982.
- [Chasanov 1972] M. G. Chasanov, L. Leibowitz, D. F. Fischer, & R. A. Blomquist, "Speed of Sound in Liquid Sodium from 1000 to 1500 °C," J. Appl. Phys., vol. 43, no. 2, pp. 748–749, 1972.
- [Cheyne 1995] S. A. Cheyne, C. T. Stebbings, & R. A. Roy, "Phase velocity measurements in bubbly liquids using a fiber optic laser interferometer," presented at the J. Acoust. Soc. Am., 1995, vol. 97, p. 1621.
- [Clay 1973] J.P. Clay, "Turbulent Mixing of Temperature in Water, Air, and Mercury", PhD, University of California, San Diego, 1973.
- [Conti 2012] A. Conti & S. Dardour, "Répartitions des zones de débit pour le cœur CFV-1500-AIM1-V2 avec le code MC2/TRIO_U," CEA – Cadarache, DEN/CAD/DER/SESI/LC4G/NT DR 7, 2012.
- [Cristini 2012] P. Cristini & D. Komatitsch, "Some illustrative examples of the use of a spectral-element method in ocean acoustics", J. Acoust. Soc. Am. Vol. 131(3), EL229, 2012.

- [Curtelin 2012] T. Curtelin, "Simulation numérique de la propagation des ondes ultrasonores appliquée à la thermométrie du sodium liquide", Rapport de stage de Master II, Aix-Marseille Université, Aix-en-Provence, 2012.
- [Dallois 2000] L. Dallois, "Extension grand angle de l'approximation parabolique", Thèse, École Centrale de Lyon, Lyon, 2000.
- [Daw 2010] J. Daw, J. Rempe, S. Taylor, J. Crepeau, & S. C. Wilkins, "Ultrasonic Thermometry for In-Pile Temperature Detection," Proc. NPIC/MIT 2010, 2010.
- [Dimotakis 1976] P. E. Dimotakis & P. L. Brown, "The mixing layer at high Reynolds number-Large-structure dynamics and entrainment," J. Fluid Mech., vol. 78, no. 3, pp. 535–560, 1976.
- [Fernandez 2000] A. F. Fernandez, F. Berghmans, B. Brichard, M. Decréton, A. I. Gusarov, O. Deparis, P. Megret, M. Blondel, & A. Delchambre, "Multiplexed fiber Bragg grating sensors for in-core thermometry in nuclear reactors," in SPIE Conference on Fiber Optic Sensor Technology, Boston, 2000.
- [Filippi 1994] P.J.T. Filippi, "Acoustique générale", Les Editions de Physique, ISBN : 2-86883-235-0, 1994.
- [Fink 1995] J.K. Kink & L. Leibowitz, "Thermodynamic and Transport Properties of Sodium Liquid and Vapor", Argonne National Laboratory, Reactor Engineering Division, Rapport n° 95/2, 1995.
- [Fiorina 1998] D. Fiorina, "Application de la méthode de sommation de faisceaux Gaussiens à l'étude de la propagation ultrasonore en milieu turbulent", Thèse, École Centrale de Lyon, Lyon, 1998.
- [Franchini 2007] S. Franchini, A. Sanz-Andrés & A. Cuerva, " Measurement of velocity in rotational flows using ultrasonic anemometry: the flowmeter", Exp Fluids, Vol. 42, pp.903–911, 2007.
- [Gardahaut 2013] A. Gardahaut, " Développements d'outils de modélisation optimisés pour la propagation ultrasonore dans les soudures bimétalliques ", Thèse, ESPCI Paris Tech, CEA-LIST, 2013.
- [Gauché 2012] F. Gauche, "Generation IV approach – The development f sodium fast reactors," Magnetohydrodynamics, vol. 48, no. 1, pp. 191–195, 2012.
- [Gengembre 1999] N. Gengembre, "Modélisation du champ ultrasonore rayonné dans un solide anisotrope et hétérogène par un transducteur immergé", Thèse, Université

Paris 7, 1999.

- [Gengembre 2003] N. Gengembre, "Pencil method for ultrasonic beam computation," presented at the Proc. Of the 5th World Congress on Ultrasonics, Paris, 2003.
- [Giordano 2010] J. Giordano, J. D. Parrisé, L. Biamino, J. Devesvre, & P. Perrier, "Experimental and numerical study of weak shock wave transmissions through minitubes," *Phys. Fluids*, vol. 22, no. 6, 2010.
- [Girard 1978] J. P. Girard, "Fluctuations de température en sortie d'assemblage – Etude analytique et spectrale », CEA-Cadarache, DRNR/STRS/LEIS, RT n° 8686, 1978.
- [Grosso 1972] V. A. Del Grosso & C. W. Mader, "Speed of Sound in Pure Water," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 52, no. 5B, pp. 1442–1446, 1972.
- [Guo 2010] F. Guo, B. Chen, L. Guo, & X. Zhang, "Investigation of turbulent mixing layer flow in a vertical water channel by particle image velocimetry (PIV)," *Can. J. Chem. Eng.*, vol. 88, no. 6, pp. 919–928, 2010.
- [Hoarau 2002] Y. Hoarau, "Analyse physique par simulation numérique et modélisation des écoulements décollés instationnaires autour de surfaces portantes", Thèse, Institut National Polytechnique de Toulouse, Toulouse, 2002.
- [IAEA 2006] International Atomic Energy Agency, 'Fast Reactor Database – 2006 Update', ISBN 92–0–114206–4, IAEA-TECDOC-1531, 2006.
- [IAEA 2007] International Atomic Energy Agency, "Liquid Metal Cooled Reactors: Experience in Design and Operation", ISBN 978–92–0–107907–7, IAEA-TECDOC-1569, 2007.
- [looss 2002] B. looss, C. Lhuillier, & H. Jeanneau, "Numerical simulation of transit-time ultrasonic flowmeters: uncertainties due to flow profile and fluid turbulence," *Ultrasonics*, vol. 40, no. 9, pp. 1009 – 1015, 2002.
- [Jadot 2011] F. Jadot, F. Baqué, J. P. Jeannot, G. De Dinechin, J. M. Augem, & J. Sibilo, "ASTRID sodium cooled fast reactor: Program for improving in service inspection and repair," in *Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA)*, 2011 2nd International Conference on, 2011, pp. 1–8.
- [Karweit 1991] M. Karweit, P. Blanc-Benon, D. Juvé, & G. Comte-Bellot, "Simulation of the propagation of an acoustic wave through a turbulent velocity field: A study of phase variance," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 89, no. 1, pp. 52–62, 1991.
- [Kimura 2007] N. Kimura, H. Miyakoshi, & H. Kamide, "Experimental investigation on transfer characteristics of temperature fluctuation from liquid sodium to wall

- in parallel triple-jet,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 50, no. 9–10, pp. 2024–2036, May 2007.
- [Kolmogorov 1941] A. Kolmogorov, “The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers”, *Compt. Rend. Acad. Sci. URSS*, vol. 30, p. 301, 1941.
- [Komatitsch 1998] D. Komatitsch & J. P. Vilotte, “The spectral-element method: an efficient tool to simulate the seismic response of 2D and 3D geological structures,” *Bull Seism. Soc Am*, vol. 88, no. 2, pp. 368–392, 1998.
- [Komatitsch 2011] D. Komatitsch & al., “SPECFEM3D manual.” 2011.
- [Leibowitz 1971] L. Leibowitz, M. G. Chasanov, & R. A. Blomquist, “Speed of sound in liquid sodium to 1000 degrees C,” *J. Appl. Phys.*, vol. 42, no. 5, p. 2135, 1971.
- [Lindsay 1973] R. B. Lindsay, *Acoustics: historical and philosophical development*. Stroudsburg, Pa.: Dowden, Hutchinson & Ross, 1973.
- [Liu 2011] Y. Liu, G. Du, L. Tao & F. Shen, “The calculation of the profile-linear average velocity in the transition region for ultrasonic heat meter based on the method of LES”, *Journal of hydrodynamics*, vol. 23(1) pp.89-94, 2011.
- [Lü 2011] B. Lu, M. Darmon, N. Leymarie, S. Chatillon & C. Potel, “Stochastic Simulation for the Propagation of High-Frequency Acoustic Waves Through a Random Velocity Field”, *Review of Progress in Quantitative NDE*, Burlington, Book Series: AIP Conf. Proc. 1430, pp. 1625-1632, 2011.
- [Lü 2011 B] B. Lü, “Modélisation de la propagation et de l'interaction d'une onde acoustique pour la télémétrie de structures complexes”, Thèse, Université du Maine, Le Mans, 2011.
- [Macleod 1989] I. D. Macleod, G. Hughes, & C. H. Monday, “An Ultrasonic Technique for the Remote Measurement of Breeder Subassembly Outlet Temperature,” in *Specialists' meeting on instrumentation for supervision of core cooling in FBRs*, p.155, 1989.
- [Magne 2011] S. Magne, “Tenue des capteurs à fibres optiques en context de réacteur à neutrons rapides à caoporteur sodium (projet TECNA) – Analyse Bibliographique”, CEA-Cadarache DTN/STPA, NT DR n°11-0187, 2011.
- [Martin 2009] R. Martin & D. Komatitsch, “An unsplit convolutional perfectly matched layer technique improved at grazing incidence for the viscoelastic wave equation”, *Geophysical Journal International*, vol.179(1), p. 333-344, 2009.
- [Martin 2010] R. Martin, D. Komatitsch, S. D. Gedney & E. Bruthiaux, “A high-order time and space formulation of the unsplit perfectly matched layer for the seismic wave equation using Auxiliary Differential Equations (ADE-PML)”, *Computer*

- [Massacret 2011] N. Massacret, "Mesure ultrasonore de température du sodium à la sortie d'un assemblage de RNR-Na," CEA-Cadarache DTN/STPA/LIET, NT DR n°2011/081, 2011.
- [Massacret 2012 B] N. Massacret, J. Moysan, M.A. Ploix, J.P. Jeannot & G. Corneloup , "Simplified modeling of liquid sodium medium with temperature and velocity gradient using real thermal-hydraulic data. Application to ultrasonic thermography in sodium fast reactor", 7th GDRE Meeting, Oleron, France, Mai 2012.
- [Massacret 2012] N. Massacret, J. Moysan, M.A. Ploix, J.P. Jeannot & G. Corneloup , "Simplified modeling of liquid sodium medium with temperature and velocity gradient using real thermal-hydraulic data. Application to ultrasonic thermography in sodium fast reactor", Review of Progress in Quantitative NDE, Denver, Book Series: AIP Conf. Proc. 1511, pp. 1693-1700, 15-20th July 2012.
- [Massacret 2013] N. Massacret, J. Moysan, M.A. Ploix & J.P. Jeannot, "Validation of predicted path of thermally deflected ultrasonic waves", 13th NDCM, Le Mans, 20-25 mai 2013.
- [McKnight 1985] J. A. McKnight, I.D. Macleod, & E. J. Burton, "Remote temperature measurement," Brevet n°85 01470, 1985.
- [Medwin 1997] H. Medwin & C. S. Clay, Fundamentals of Acoustical Oceanography. Academic Press, 1997.
- [Monday 1988] C. H. Monday, I. D. Macleod, & G. Hughes, "Remote measurement of LMFBR breeder assembly outlet temperature by ultrasonics," UKAEA, Risley, 1988.
- [Moreau 2000] J. Moreau, "Les réacteurs à Neutrons Rapides, le sodium, le cycle du combustible : bilan de l'acquis, potentiel d'innovation et perspectives d'avenir", CEA DRN/DER/DIR/ RP n°00/7001, 2000.
- [Moriya 1990] S. Moriya & I. Ohshima, "Hydraulic similarity in the temperature fluctuation phenomena of non-isothermal coaxial jets," Nucl. Eng. Des., vol. 120, no. 2, pp. 385–393, 1990.
- [Morse 1986] P.M. Morse & K. Uno Ingard, "Theoretical Acoustics", Princeton University Press, ISBN : 0691024014, 1986.
- [Ostashev 1997 B] V. E. Ostashev, D. Juvé, & P. Blanc-Benon, "Derivation of a wide-angle parabolic equation for sound waves in inhomogeneous moving media," Acta Acust. United Acust., vol. 83, no. 3, pp. 455–460, 1997.

- [Ostashev 1997] V. Ostashev, *Acoustics in Moving Inhomogeneous Media*. Taylor & Francis, 1997.
- [Paumel 2011] K. Paumel, J. Moysan, D. Chatain, G. Corneloup, & F. Baqué, "Modeling of ultrasound transmission through a solid-liquid interface comprising a network of gas pockets," *J. Appl. Phys.*, vol. 110, no. 4, p. 044910, 2011.
- [Peter 2011] D. Peter, D. Komatitsch, Y. Luo, R. Martin, N. Le Goff, E. Casarotti, P. Le Loher, F. Magnoni, Q. Liu, C. Blitz, T. Nissen-Meyer, P. Basini & J. Tromp, "Forward and adjoint simulations of seismic wave propagation on fully unstructured hexahedral meshes", *Geophys. J. Int.*, Vol. 186, pp. 721–739, 2011.
- [Philippon 2010] P. Philippon, "Astrid, le projet à réaction," *Défis Cea*, no. 152, pp. 6–10, 2010.
- [Pierce 1989] A. D. Pierce, "Acoustics: An Introduction to Its Physical Principles and Applications", *JASA*, 1989.
- [Ploix 2009 B] M.A. Ploix & G. Corneloup, " *Livable n°2 du contrat pluriannuel CEA-PROTISVALOR*", Laboratoire de Caractérisation Non Destructive, Aix-en-Provence, 2009.
- [Ploix 2009] M.A. Ploix, J.F. Chaix, C. Payan, I. Lillamand & G. Corneloup, " *Livable n°1 du contrat pluriannuel CEA-PROTISVALOR*", Laboratoire de Caractérisation Non Destructive, Aix-en-Provence, 2009.
- [Ploix 2010 B] M.A. Ploix, J.F. Chaix, M. Gillot-Lamure & G. Corneloup, " *Livable n°4 du contrat pluriannuel CEA-PROTISVALOR*", Laboratoire de Caractérisation Non Destructive, Aix-en-Provence, 2010.
- [Ploix 2010] M.A. Ploix, M. Gillot-Lamure & G. Corneloup, " *Livable n°3 du contrat pluriannuel CEA-PROTISVALOR*", Laboratoire de Caractérisation Non Destructive, Aix-en-Provence, 2010.
- [Pluyette 2012] E. Pluyette, "Mémoire sur l'usage des thermocouples dans les RNR-Na," CEA – Cadarache, DEN/CAD/DTN/STPA/LIET/ NT 2012-059, 2012.
- [Pochapsky 1951] T. E. Pochapsky, "The Temperature Variation of the Compressibility of Molten Sodium," *Phys. Rev.*, vol. 84, no. 3, p. 553, 1951.
- [Quemere 2009] P. Quemere, " Modélisation par Trio_U de l'ensemble Coeur - Collecteur Chaud pour les RNR-Na. Présentation détaillée des modèles Assemblage – Inter-assemblage – Collecteur chaud couplés," CEA – Cadarache, DEN/CAD/DER/SSTH/LDAL/NT DR 2009-017, 2009.

- [Rayleigh 1945] Lord Rayleigh, Theory of Sound: V. 2. Courier Dover Publications, 1945.
- [Roux 1972] J. Roux, "Strioscopie linéaire de champs ultrasonore dans l'air," J Phys Colloq., vol. 33, no. C6, pp. C6-72-C6-75, 1972.
- [Royer 2000] D. Royer, E. Dieulesaint, "Elastic Waves in Solids I: Free and Guided Propagation", Ed. Springer, ISBN 9783540659327, 2000.
- [Sackett 1985] J. I. Sackett, "Approaches to Measurement of Thermal-Hydraulic Parameters in Liquid-Metal-Cooled Fast Breeder Reactors," ICHMT Digit. Libr. ONLINE, 1985.
- [Sakthivel 2012] M. Sakthivel & K. Madhusoodanan, "Core Temperature Monitoring System for Prototype Fast Breeder Reactor", Nuclear science and engineering, vol. 170, pp. 290-293, 2012.
- [Sauvage 2004] J.F. Sauvage, "Phénix: une histoire de cœur et d'énergie", CEA Valrhô, 2004.
- [Shioyama 1997] T. Shioyama, K. Ara, "The simulation of ultrasonic propagation in inhomogeneous liquid sodium", 14th international conference on NDE in the nuclear and pressure vessel industries, 1997.
- [Sobolev 2011] V. Sobolev, "Database of thermophysical properties of liquid metal coolants for GEN-IV," SCK•CEN, Mol, Belgium, BLG-1069, 2011.
- [Surle 1995] F. Surle, "Mélange de jets de fluctuations de température. Etat des connaissances sur la similitude eau-air-sodium", CEA-Cadarache DER/SERA/LTME/ NT n°95/5002, 1995.
- [Taylor 1992] C. G. Taylor & S. Birch, "Subassembly outlet temperature measurement using ultrasound. Preliminary results of the water tests in the HIPPO rig," AEA Technology, Risley, 1992.
- [Tenchine 1994 B] D. Tenchine, W. Le Pennec & J. Barroil, "Jets coaxiaux : comparaison des distributions fréquentielles des fluctuations de températures en sodium et en air", CEA, DTP/STR/LES/ NT 94-197, 1994.
- [Tenchine 1994] D. Tenchine, J.P. Moro & J. Barroil, "Jets coaxiaux : comparaison des fluctuations de températures en sodium (NAJECO) et en air (AIRJECO)", CEA, DTP/STR/LES/ NT 94-165, 1994.
- [Tenchine 2010] D. Tenchine, "Some thermal hydraulic challenges in sodium cooled fast reactors", Nuclear Engineering and Design, Vol. 240 , pp. 1195-1217, 2010.

- [Tschümperlé 2000] D. Tschümperlé, "Etude numérique de l'interaction tourbillons-ondes acoustiques," Thèse, Université du Havre, 2000.
- [Waltar 2012] A.E. Waltar, D.R. Todd, P.V. Tsvetkov, "Fast Spectrum Reactors", Springer, ISBN 978-1-4419-9571-1, 2012.
- [Weber 2003] F.J. Weber, "Ultrasonic Beam Propagation in Turbulent Flow", PhD, Worcester Polytechnic Institute, 2003.
- [Willatzen 2007] M. Willatzen, H. Kamath, "Nonlinearities in ultrasound flow measurement", Flow Measurement and Instrumentation, Vol. 19, No. 2, p. 79-84, 2007
- [Wilson 2002] P. S. Wilson, "Sound propagation and scattering in bubbly liquids," Thesis, Boston University, 2002.
- [Wood 1941] A. B. Wood, A textbook of sound, vol. Chapter 8: Bubbles. The Macmillan company, 1941.

Annexe 1 : Propriétés thermiques d'un fluide en écoulement turbulent

Cette annexe explique plus en détail le comportement des inhomogénéités thermiques dans un fluide en écoulement turbulent.

Dans un écoulement de ce type, la succession de zones plus chaudes et plus froides en un point et au cours du temps va faire apparaître des fluctuations de température. Ces ondulations de l'amplitude de la température vont permettre la définition d'une fréquence et d'un nombre d'onde k (en m^{-1}). La Figure A1-1 résume cette approche des fluctuations thermiques.

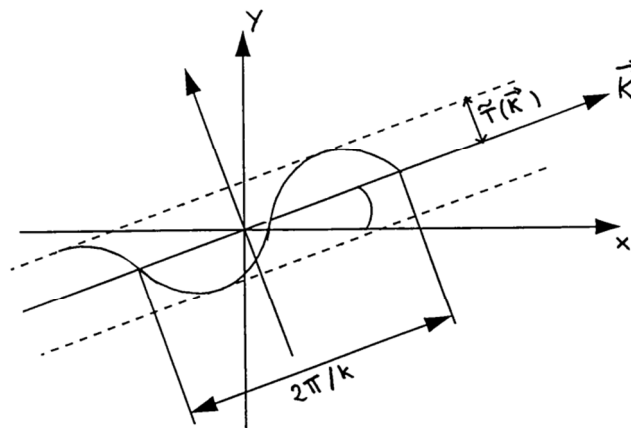


Figure A1-1. Paramètres caractéristiques d'un champ turbulent 2D [Fiorina 98]

où \tilde{T} du milieu est l'écart local de la température par rapport à un cas homogène.

De nombreuses études [Clay 1973, Girard 1978, Fiorina 1998] reprennent ce concept de nombre d'onde, habituellement utilisé pour la propagation des ondes, afin de caractériser la taille L des inhomogénéités thermiques. La relation entre ces deux termes est la suivante :

$$k = \frac{1}{L} \quad \text{A1-1}$$

La relation avec la fréquence f_θ associée à ces fluctuations, pour un écoulement de vitesse moyenne V est :

$$L = \frac{V}{2\pi f_\theta} \quad \text{A1-2}$$

Cette relation permet donc de connaître la taille des inhomogénéités thermiques transportées par un écoulement à partir de la fréquence des variations des températures mesurée en un point.

Pour des écoulements turbulents présentant des inhomogénéités thermiques, le champ des vitesses et celui des températures sont fortement liés. Il est possible pour ce type d'écoulement de distinguer différentes plages de fréquences de fluctuations de la température :

- Le domaine des basses fréquences (faibles nombres d'onde) représentent les grosses inhomogénéités thermiques du milieu, qui sont caractéristiques des grosses structures tourbillonnaires.
- Le domaine des hautes fréquences (grands nombres d'onde) représentent de petites inhomogénéités thermiques qui engendrent des fluctuations rapides de température. Ce domaine est caractéristique des petites structures turbulentes.

La quantité d'un type d'inhomogénéité thermique particulier dans un écoulement est bien explicité par le spectre des fluctuations thermiques. Ce spectre représente la variance Φ des fluctuations de température présentes dans le milieu en fonction de k .

En 1973, J. P. Clay [Clay 1973] prédit l'allure de ce spectre pour un écoulement stationnaire incompressible à turbulence homogène, isotrope et à faible nombre de Prandtl. Les métaux liquides se distinguant par un faible nombre de Prandtl, ce spectre est donc applicable au cas du sodium. Celui-ci est représenté en Figure A1-2.

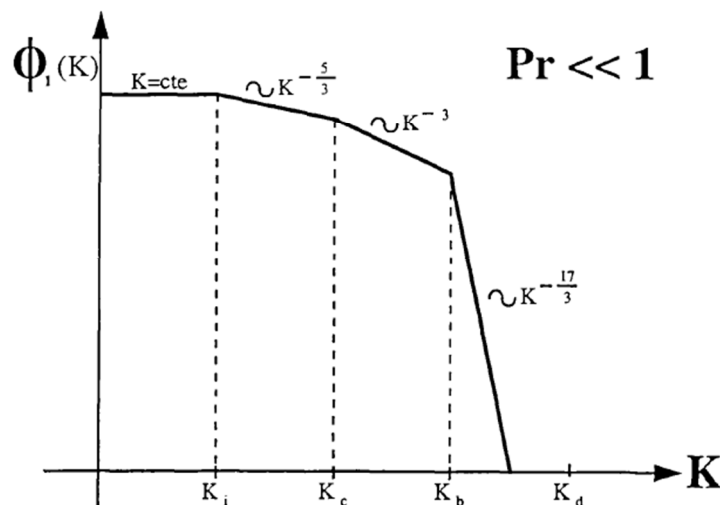


Figure A1-2. Allure d'un spectre unidimensionnelle des fluctuations thermiques dans un fluide à faible nombre de Prandtl [Clay 73].

Les différents nombres d'ondes en abscisse permettent de distinguer différentes « zones » dans lesquelles sont présentes un certain type d'inhomogénéité thermique liée à un type de turbulence particulière. La séparation entre ces zones correspond à un changement dans le mode dissipation énergétique (visqueuse, thermique) au sein de l'écoulement turbulent. Le détail de chacune de ces transitions est expliqué ci-dessous.

Le nombre d'onde k_i est associé aux fluctuations thermiques lentes, caractéristiques des tourbillons de taille importante. Pour cette taille de tourbillons, la dissipation ne dépend que du taux de dissipation turbulente ϵ [Clay 1973] : c'est le domaine inertiel. k_i est associé à une longueur L_i qui représente la taille en dessous laquelle les structures tourbillonnaires importantes et conservatives en énergie vont se fractionner en structures plus petites et dissipatives.

Les fractionnements de tourbillon qui s'ensuit s'effectuent de plusieurs manières suivant la nature du fluide. Dans le cas de la Figure A1-2 qui s'applique à un fluide dont le nombre de Prandtl est très inférieur à 1, les dissipations concernent tout d'abord les inhomogénéités thermiques, du fait de la forte conductivité thermique du milieu. Ces dissipations sont donc thermiques avant d'être visqueuses. Cette taille caractéristique à partir de laquelle les dissipations d'origines thermiques deviennent prépondérantes est définie par la longueur de Obukov-Corrsin L_c telle que :

$$L_c = \left(\frac{\alpha^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}} = \frac{1}{K_c} \quad \text{A1-3}$$

où K_c est le nombre d'onde de Corrsin, qui apparaît en abscisse de la Figure A1-2 tout de suite après k_i .

C'est ensuite que viennent les dissipations visqueuses pour ce type de fluide. En 1941 Kolmogorov évalue la taille caractéristique des tourbillons en dessous de laquelle la viscosité est prépondérante [Kolmogorov 1941]. Cette taille est représentée par la longueur de Kolmogorov L_k telle que :

$$L_k = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}} = L_k Pr^{\frac{1}{4}} = \frac{1}{K_d} \quad \text{A1-4}$$

où K_d est le nombre d'onde de Kolmogorov (ou échelle de Kolmogorov).

Pour un fluide possédant une faible conductivité thermique et donc un nombre de Prandtl supérieur à 1, les dissipations thermiques interviennent après les dissipations visqueuses, pour des tailles de tourbillon bien plus petit. Dans ce cas $L_k > L_c$, et donc $K_d < K_c$ sur le spectre de fluctuation thermique de l'écoulement. Cela se retrouve dans l'équation A1-4 selon que Pr soit inférieur ou supérieur à 1.

Le nombre d'onde K_B apparaissant sur le spectre de la Figure A1-2 est le nombre d'onde de Batchelor, suite à des expérimentations où il est apparu que la densité spectrale des fluctuations thermiques entre K_c et K_d ne décroissait pas en k^{-3} [Clay 1973]. Ce nombre est tel que :

$$L_B = \left(\frac{\nu \alpha^2}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}} = \frac{1}{K_B} \quad \text{A1-5}$$

où L_B est la longueur de Batchelor.

La comparaison des spectres thermiques de fluides possédant des nombres de Prandtl différents est représentée sur la Figure A1-3. Cette figure permet d'observer la succession des différentes sortes de dissipations pour ces fluides.

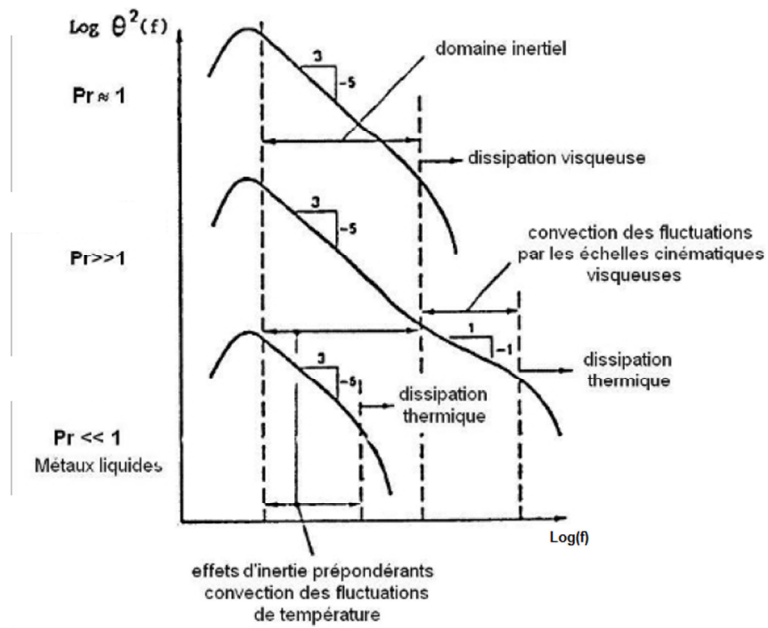


Figure A1-3. Variance des fluctuations thermiques de fluides à différents nombre de Prandtl [Girard 78]

Le sodium ayant un nombre de Prandtl de l'ordre de 0,005, les principales inhomogénéités thermiques rencontrées seront celle du domaine inertiel. Les inhomogénéités de petites tailles disparaîtront rapidement du fait de la forte conductivité thermique du sodium.

Annexe 2. Evolution de la célérité des ultrasons en fonction de la température dans l'huile de silicone

La célérité des ultrasons dans un milieu fluide dépend de plusieurs paramètres physiques dont certains peuvent varier en fonction de la température. Dans l'expérience UPSilon des ultrasons sont propagés dans de l'huile de silicone inhomogène en température : ces différences de température se traduisent alors par des modifications locales de la célérité des ultrasons dans le milieu. Comme ce sont ces différences de célérité qui vont entraîner les déviations des ondes et les retards étudiés, il est nécessaire de connaître la loi de variation de la célérité des ultrasons en fonction de la température du milieu pour pouvoir étudier ces perturbations.

Le fluide retenu pour cette expérience est de l'huile de silicone d'une viscosité de 10 000 cSt (Fabriquée par Carl Roth GmbH, Karlsruhe, Allemagne) pour lequel cette loi est inconnue du fabricant et n'a pas pu être trouvée dans aucune étude précédente.

Comme pour le cas de l'établissement de la loi célérité des ultrasons en fonction de la température [1], c'est une approche expérimentale qui a été choisie et qui est présentée ici.

A2.1. Dispositif expérimental

Cette expérience consiste à propager un faisceau ultrasonore dans de l'huile de silicone de température homogène et connue, et de déterminer le temps de propagation de ce faisceau entre deux endroits particuliers de l'huile. Connaissant la distance entre ces deux points particuliers, il est possible de calculer la célérité des ultrasons pour cette température. Cette mesure est ensuite réalisée pour d'autres températures permettant ainsi de définir une loi d'évolution de la célérité.

Pour répondre à ces besoins un dispositif expérimental a été construit, il est constitué d'un cylindre de plexiglass de 35 cm de haut rempli d'huile de silicone. Un schéma et une photo du dispositif sont présentés en Figure A2-1.

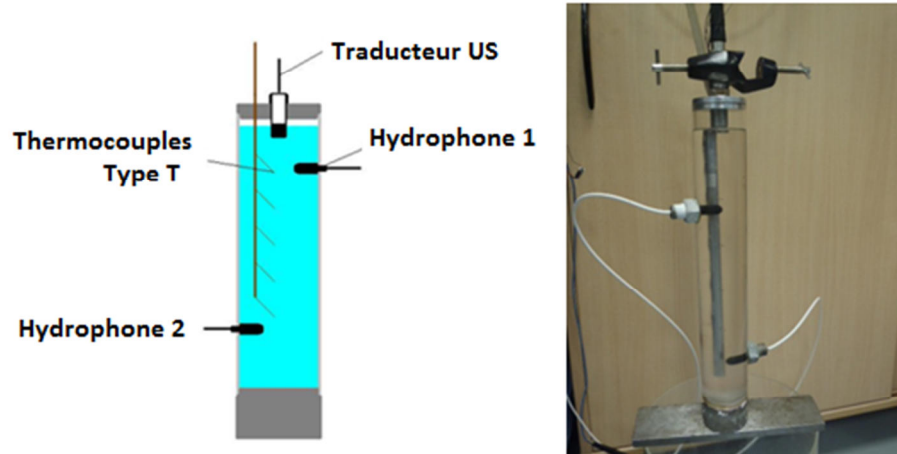


Figure A2-1. Schéma du dispositif de mesure de célérité (à gauche) et photographie (à droite).

Comme cela apparaît sur cette figure, un transducteur ultrasonore plan d'un diamètre d'un quart de pouce est placé en haut du dispositif. Celui-ci émet un faisceau ultrasonore plan de 2,25 MHz. Le choix de cette fréquence de travail vient du fait que les transducteurs utilisés pour l'expérience UPSilon opèrent aussi à 2,25 MHz, et qu'il n'est pas certain que la célérité des ultrasons dans ce milieu soit la même pour d'autres fréquences. Ce transducteur est orienté vers le bas pour propager un faisceau ultrasonore dans l'axe du dispositif. Le temps de passage des ultrasons est déterminé à l'aide de deux hydrophones disposés orthogonalement à la direction de propagation du faisceau, et à deux altitudes distinctes. Ces capteurs ont une bande passante s'arrêtant théoriquement à 200 kHz, mais ils ont été choisis car ils sont multidirectionnels, c'est-à-dire que leur géométrie leur permet d'être sensible à des ultrasons venant de directions diverses, dont celle qui est orthogonale à leur axe de symétrie et qui sera utilisée dans ce dispositif.

Enfin, de manière à contrôler l'homogénéité en température de l'huile de silicone, cinq thermocouples (type T, incertitude $\pm 0,5^\circ\text{C}$) sont disposés le long du chemin emprunté par les ultrasons.

Afin de pouvoir déterminer la célérité des ultrasons pour de nombreuses valeurs de températures, c'est un suivi dynamique du temps de vol des ultrasons lors d'un refroidissement lent de l'huile qui est fait.

La procédure est la suivante : le dispositif expérimental est immergé dans un bac de grande contenance rempli d'eau chauffée à une température de l'ordre de 60°C . La température maximale supportée par les hydrophones étant de 70°C . Lors de la montée en température de l'huile de silicone contenue dans le cylindre, un gradient thermique radial se met en place. Les mesures débutent une fois la température maximale atteinte dans le cylindre et la disparition de ce gradient thermique. L'ensemble constitué du cylindre d'huile et du bac d'eau est alors laissé à température ambiante et se refroidit lentement. Le fait de laisser le cylindre dans l'eau adoucit les transitions de température dans l'huile de silicone et évite la formation de gradients thermiques importants lors du refroidissement.

L'acquisition des données est pilotée par un programme codé sous Labview : toutes les trois minutes celui-ci acquiert les signaux reçus par les deux hydrophones, en même temps que ceux émis par les cinq thermocouples (par l'intermédiaire d'une centrale d'acquisition National Instrument).

A2.2. Etalonnage du dispositif

A2.2.1. Principe de l'étalonnage

Les dimensions du dispositif expérimental impliquent qu'une erreur de 1 mm sur la distance entre les hydrophones entraîne une erreur de l'ordre de 10 m.s^{-1} sur le résultat du calcul de la célérité des ultrasons. Il est donc important de déterminer avec précision cette distance lors d'un étalonnage.

En outre pour déterminer le temps du vol des ultrasons, un traitement sera appliqué aux signaux reçu par chacun des hydrophones. Etant donné le grand nombre d'acquisitions réalisées lors du refroidissement de l'huile de silicone (de l'ordre de 200), un programme a été réalisé afin d'appliquer ce traitement de manière automatique. Ce traitement du signal et ce programme doivent d'abord être éprouvés lors de premiers tests avant d'être appliqués à l'expérience en l'huile de silicone.

Pour permettre ces vérifications, l'ensemble du dispositif a tout d'abord été testé avec de l'eau. L'eau est en effet un fluide dont la relation entre la célérité des ultrasons et la température est bien estimé, celle-ci est classiquement exprimée par le polynôme d'ordre 5 suivant [2] :

$$c_{us(eau)} = \sum_{k=0}^5 a_k \cdot T^k$$

$$\text{Avec : } a_0 = 0,140238754 \cdot 10^4, a_1 = 0,503711129 \cdot 10^1,$$

$$a_2 = -0,580852166 \cdot 10^{-1}, a_3 = 0,334198834 \cdot 10^{-3},$$

A2-1

$$a_4 = -0,147800417 \cdot 10^{-5}, a_5 = 0,314643091 \cdot 10^{-8}.$$

où T est la température de l'eau en degrés Celsius. Cette loi est valable entre $0,001^\circ\text{C}$ et 95°C .

La comparaison des mesures expérimentales avec cette équation permet donc de déterminer avec précision la distance entre les deux hydrophones et de déterminer et tester un traitement adapté du signal en situation réelle.

Pour cet étalonnage, la température de l'eau du cylindre a été élevée à 55°C . Le cylindre, toujours immergé dans le grand volume d'eau s'est ensuite refroidi naturellement. Les acquisitions ont duré trois heures et toutes les trois minutes la température et les signaux ultrasonores ont été enregistrés.

Lors des premiers essais en eau deux phénomènes importants ont été mis en évidence : un phénomène de dilatation du plexiglass avec la température, et un bruit de mesure important sur chacun des signaux issus des hydrophones. Ces deux phénomènes sont traités dans les parties suivantes.

A2.2.2. Prise en compte de la dilatation du dispositif

En allongeant le cylindre de plexiglass, le phénomène de dilatation a modifié la distance entre les hydrophones et engendré une dérive de la mesure expérimentale de la célérité des ultrasons par rapport à la célérité théorique de l'équation A2-1.

Un modèle de dilatation a donc été intégré au calcul de la célérité, prenant en compte la géométrie du dispositif et le coefficient de dilatation du plexiglass utilisé. Ce modèle est le suivant :

$$d = 0,159(1 + \alpha \cdot (T - 33,362)) . \quad \text{A2-2}$$

La distance d est celle séparant les deux hydrophones, $\alpha = 0,7 \cdot 10^{-5} \text{ m} \cdot (\text{°C})^{-1}$ est le coefficient de dilatation du plexiglass, et T la température en degrés Celsius.

A2.2.3. Choix d'un traitement du signal adapté

Les signaux reçus par les hydrophones 1 et 2 sont respectivement présentés sur la Figure A2-2 et la Figure A2-3

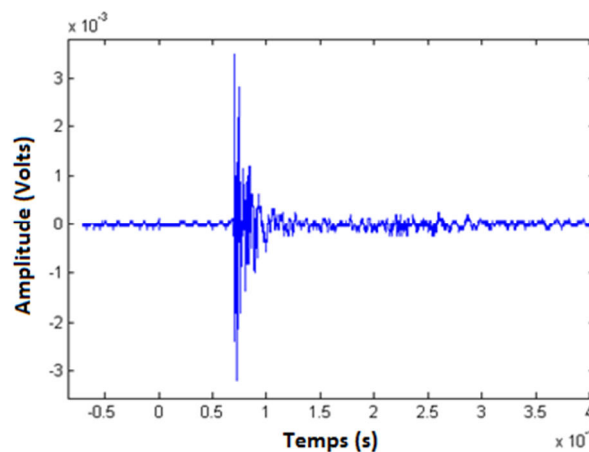


Figure A2-2. Signal reçu par l'hydrophone n°1.

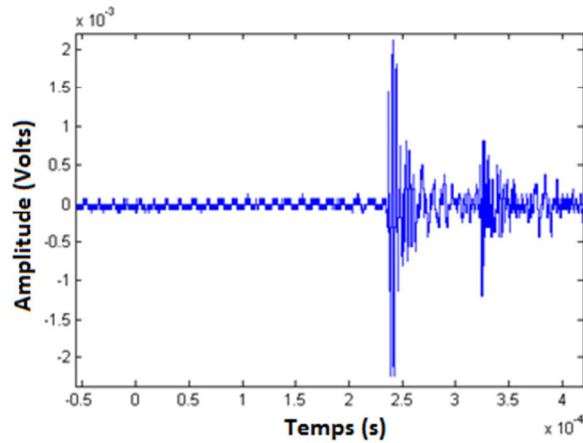


Figure A2-3. Signal reçu par l'hydrophone n°2.

Sur chacun de ces signaux, plusieurs alternances ont une amplitude importante ce qui complique l'identification du maximum. En effet lors des évolutions de température il a été observé que l'amplitude de ces alternances évoluait et modifiait ainsi la position du maximum du signal.

Plusieurs causes peuvent expliquer ces perturbations :

- Le dispositif expérimental dans lequel se propage les ultrasons, contient deux hydrophones et une perche portant les cinq thermocouples : cela peut engendrer des réflexions parasites enregistrées par les hydrophones.
- Les hydrophones mis à disposition pour ces expériences ont une bande passante inférieure à la fréquence du transducteur ultrasonore. Cette bande passante s'arrête théoriquement à 200kHz ce qui est bien en dessous de la fréquence de 2,25 MHz à laquelle le transducteur travaille.

Afin de déterminer le temps de vol des ultrasons malgré ces signaux perturbés trois méthodes de traitement ont été testées :

- La détection du maximum de chacun des deux signaux.
- La détection du maximum de la transformée de Hilbert des deux signaux.
- La détection du maximum de la fonction d'inter-corrélation des deux signaux.

La première méthode n'est pas permis d'obtenir de bons résultats car comme le montre les signaux issues des hydrophones, notamment celui de l'hydrophone n°2 sur la Figure A2-3, il y a plusieurs alternances d'amplitude importante et instable, et qui ne permettent pas une évaluation fiable du temps auquel le signal est enregistré. Ainsi le temps auquel intervient le maximum du signal subit de brusques variations qui se répercutent directement sur le calcul de la célérité avec un saut non physique de plus de 10 m.s^{-1} entre deux points de mesure.

Les signaux enregistrés par chacun des hydrophones provenant de la même source, ceux-ci auraient normalement dû présenter de nombreux points communs. Dans ce cas la fonction d'inter-corrélation

appliquée à ces deux signaux aurait présenté un maximum clairement identifiable. L'application de cette fonction n'a cependant pas donné le résultat escompté car celui-ci présente plusieurs pics dont l'amplitude fluctue comme le montre la Figure A2-4. La mesure du temps de vol des ultrasons entre les deux hydrophones présente alors de grandes fluctuations, qui entraînent variations importantes et non physiques de la célérité calculée des ultrasons.

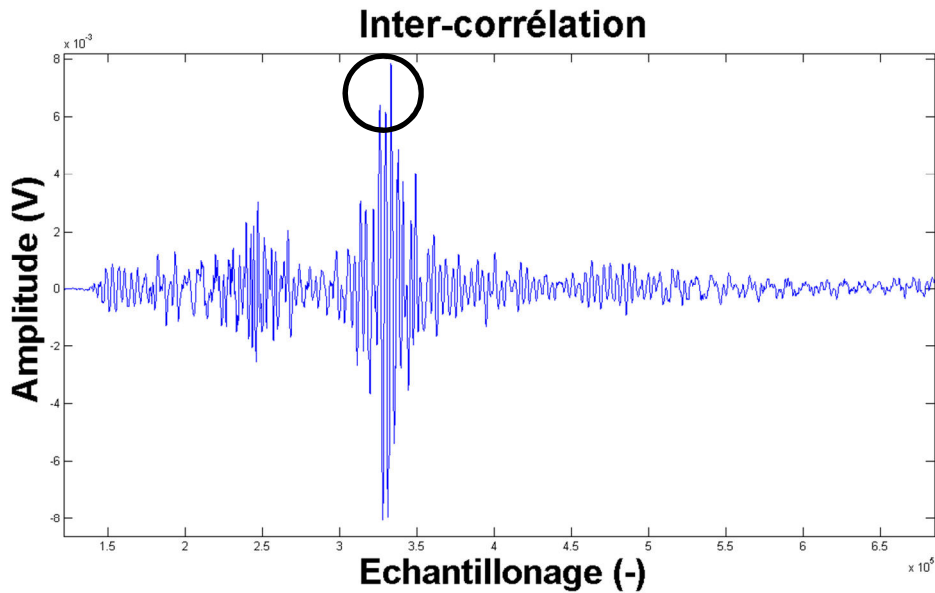


Figure A2-4. Pics en concurrence sur le signal de l'inter-corrélation.

La transformée de Hilbert a permis de tracer l'enveloppe des signaux acquis par les hydrophones. Un exemple d'application de cette transformée sur un signal de l'hydrophone n°1 apparaît sur la Figure A2-5.

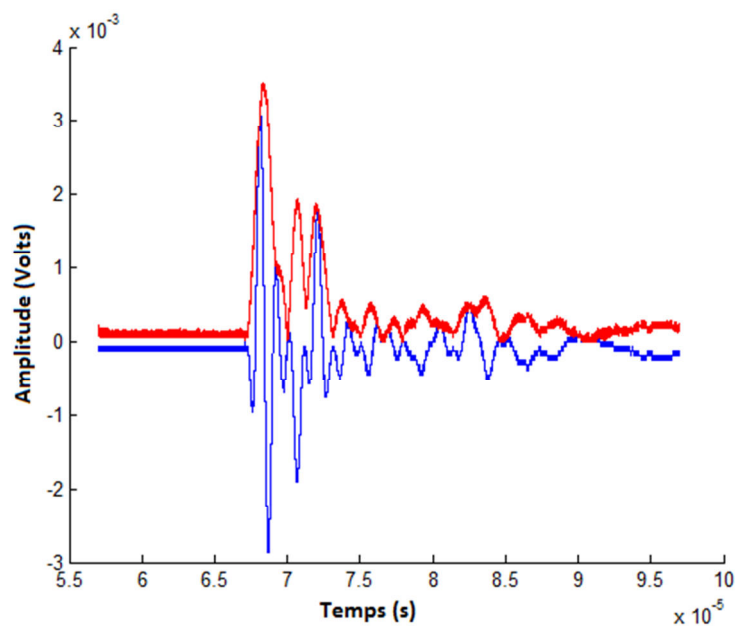


Figure A2-5. Transformée de Hilbert du signal de l'hydrophone n°1.

Les fluctuations d'amplitude de chacune des alternances des signaux des hydrophones ce sont ainsi traduites par des évolutions plus faibles et plus adoucies de l'enveloppe. La différence de temps entre les maximums des deux enveloppes a alors permis de calculer la célérité des ultrasons plus fidèlement.

Parmi les trois traitements du signal testés, c'est donc ce dernier qui offre le meilleur compromis entre la qualité du traitement et la stabilité des mesures réalisées. C'est cette méthode qui a été retenue pour la suite.

A2.2.4. Mesure expérimentale de la célérité des ultrasons dans l'eau

Une première mesure du temps de vol des ultrasons est réalisée à température ambiante (22°C). L'équation A2-1 est alors utilisée pour déterminer la célérité des ultrasons à cette température et estimer la distance entre les deux hydrophones.

Le traitement du signal indiqué dans la partie précédente est ensuite appliqué à l'ensemble des signaux acquis par les deux hydrophones et la célérité des ultrasons est calculée à partir du temps de vol alors mesuré et de la distance entre ces deux capteurs.

La Figure 4-2 présente une comparaison faite entre la mesure expérimentale de la célérité et celle obtenue de l'équation A2-1.

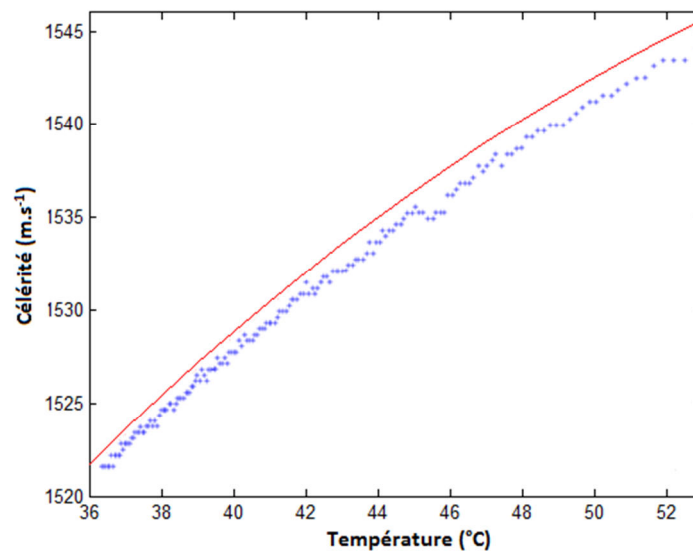


Figure A2-6. Comparaison de la mesure expérimentale de la célérité (en bleu) et des données théoriques (en rouge).

Une très bonne corrélation est observée entre les deux jeux de valeurs : l'écart relatif à la référence n'est que de l'ordre de 0,1%. De plus cet écart relatif se conserve sur l'ensemble de la plage de température, ce qui signifie que le suivi dynamique de la célérité est bon.

Cette comparaison indique donc que le dispositif expérimental et la procédure de traitement du signal sont validés et qu'il est possible de réaliser les mesures de la célérité ultrasonore en fonction de la température en huile de silicone.

A2. 3. Mesure en huile de silicone

De la même manière que précédemment, l'huile de silicone est chauffée par un volume d'eau chaude entourant le cylindre, jusqu'à une température de l'ordre de 47°C. L'ensemble est alors laissé à l'air ambiant pour se refroidir naturellement.

Pour plus de précision, c'est toutes les minutes que les acquisitions ont été réalisées. L'expérience a cette fois durée 11h, le temps pour la température de l'huile de silicone de redescendre à 25 °C.

La Figure A2-7 présente l'évolution de la température mesurée par les cinq thermocouples au cours du refroidissement.

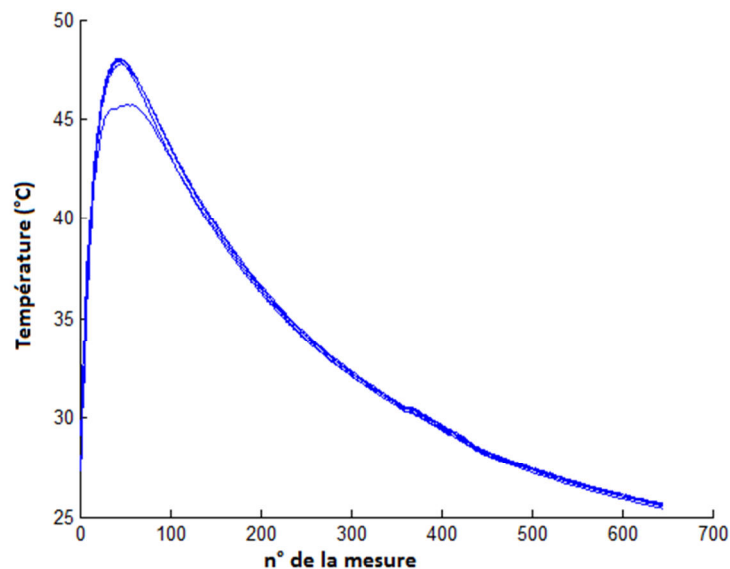


Figure A2-7. Evolution de la température mesurée par les cinq thermocouples au cours du refroidissement.

L'analyse de cette figure indique que la température de l'huile contenue dans le cylindre ne devient homogène qu'au cours du refroidissement aux environs de 40 °C. C'est donc en deçà de cette température que la mesure de la célérité des ultrasons est réalisée.

La célérité ainsi calculée apparaît sur la Figure 4-3.

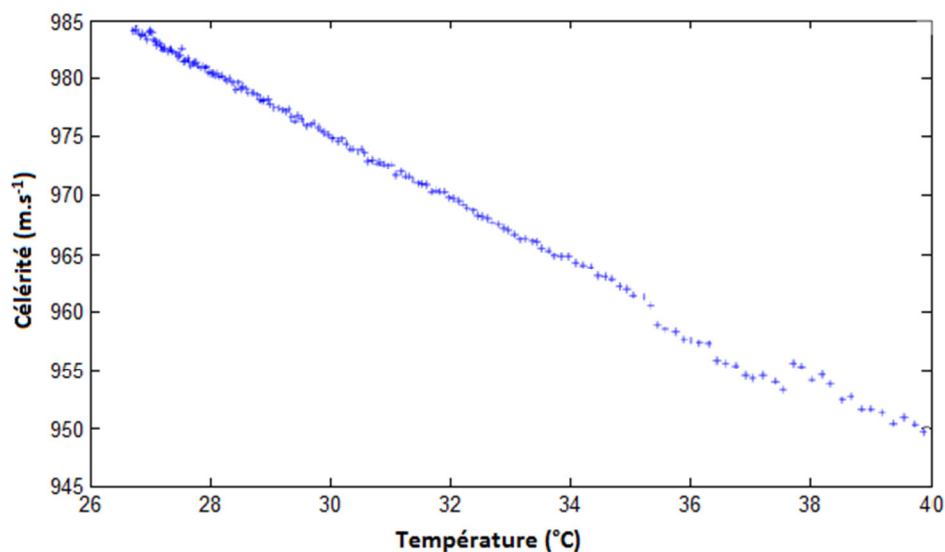


Figure A2-8. Mesure de la célérité des ultrasons en huile de silicone.

Ce résultat indique que la variation de la célérité est linéaire et décroissante avec la température de l'huile de silicone, à l'inverse de ce qui se passe dans l'eau. Cela sera un avantage pour la suite de l'étude car la dynamique de l'évolution de la célérité en fonction de la température dans le sodium est de même nature. L'huile de silicone sera donc un fluide intéressant pour simuler le sodium, vis-à-vis de l'influence de la température sur les ultrasons.

Les résultats de la Figure 4-3 montrent une brusque variation de la célérité calculée (de quelques mètres par seconde) aux environs de 36°C. Une observation plus attentive du traitement du signal à cette endroit semble indiquer que malgré l'utilisation de la transformée de Hilbert, le signal est suffisamment bruité pour générer des perturbations dans les calculs.

Cette perturbation est cependant de faible amplitude et sur une courte plage de mesure, elle ne modifie donc que peu la loi expérimentale reliant la vitesse des ondes ultrasonores à la température.

Par interpolation linéaire de l'ensemble des points expérimentaux, la loi obtenue est donc :

$$c_{us(huile)} = -2,72.T + 1056.6 \quad \text{A2-3}$$

où $c_{us(huile)}$ est la célérité des ultrasons dans l'huile de silicone (en m.s⁻¹), et T la température du milieu (en °C).

Il apparaît finalement que la célérité des ultrasons dans l'huile de silicone, varie près de cinq fois plus avec la température, que dans le cas du sodium. Cela sera un avantage certain pour voir l'influence des petites variations de température.