

Analyse des instabilités de combustion dans des foyers de centrale thermique fonctionnant au fioul lourd

Clément Mirat

▶ **To cite this version:**

Clément Mirat. Analyse des instabilités de combustion dans des foyers de centrale thermique fonctionnant au fioul lourd. Autre. Ecole Centrale Paris, 2015. Français. NNT : 2015ECAP0037 . tel-01218155

HAL Id: tel-01218155

https://theses.hal.science/tel-01218155

Submitted on 20 Oct 2015

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.

CentraleSupélec

CentraleSupélec

THÈSE

présentée par

Clément Mirat

pour l'obtention du

GRADE de DOCTEUR

Formation doctorale : Énergétique

Laboratoire d'accueil : Laboratoire d'Énergétique Moléculaire et Macroscopique, Combustion (EM2C) du CNRS et de CentraleSupélec

Analyse des instabilités de combustion dans des foyers de centrale thermique fonctionnant au fioul lourd

Soutenance le Mercredi 8 Juillet 2015

Jury :	MM	Baillot	F.	Rapporteur
		Gicquel	L.	Rapporteur
		Rousselle	C.	Présidente
		Gajan	P.	Examinateur
		Porcheron	L.	Examinateur
		Plion	P.	Examinateur
		Lafon	P.	Examinateur
		Schuller	T.	Directeur de thèse
		Durox	D.	Encadrant

CentraleSupélec
Grand Établissement sous tutelle conjointe
du ministère chargé de l'Enseignement Supérieur
et du ministère chargé de l'Industrie
Grande Voie des Vignes
92295 Châtenay-Malabry Cedex
Tél : +33 (0)1 41 13 10 00
Fax : +33 (0)1 41 13 10 10

Laboratoire d'Énergétique Moléculaire et Macroscopique, Combustion (E.M2.C.)
UPR 288, CNRS et CentraleSupélec
Tél : +33 (0)1 41 13 10 31
Fax : +33 (0)1 47 02 80 35

2015 - 2015ECAP0037

Remerciements

Cette thèse a été rendue possible grâce au soutien financier et à la collaboration qui durent depuis plus de 5 ans entre EDF R&D et le laboratoire EM2C. Ainsi, mes remerciement s'adressent naturellement à Lynda Porcheron pour avoir soutenu ma candidature à la thèse et suivi mon travail tout au long de ces années et à Pierre Plion pour les nombreuses questions très pointues qu'il a posées tout au long de ce travail. Je tiens à remercier tout particulièrement Philippe Lafon que j'ai connu il y a plus de 5 ans lors de mon projet de recherche. Philippe m'a ensuite accueilli à Clamart pour mon stage de fin d'étude et il a été l'un des acteurs majeurs pour la mise en place de cette thèse.

Je tiens vivement à remercier mes deux encadrants, Daniel Durox et Thierry Schuller. Ce travail n'aurait pas été possible sans eux. Thierry m'a proposé il y a 5 ans un projet de synthèse qui a été le début de toute cette aventure puis un sujet de thèse sur mesure avec une importante partie expérimentale. Travailler avec Thierry est aussi agréable qu'instructif et j'espère que cela continuera encore plusieurs années. Il est toujours resté disponible et positif même lorsque les manips ne fonctionnaient pas. Daniel m'a appris les diagnostics optiques mais aussi les nombreuses astuces associées aux méthodes de mesure. Je tiens aussi à le remercier de m'avoir transmis son goût pour la vulgarisation scientifique.

Je souhaite remercier tous les membres du jury de ma soutenance de thèse. Françoise Baillot et Laurent Gicquel pour avoir accepté d'être rapporteurs de ma thèse et pour les nombreuses questions qu'ils m'ont posées, Christine Rousselle pour avoir présidé le jury et Pierre Gajan pour avoir accepté d'être examinateur.

Je tiens également à remercier Air Liquide et plus particulièrement Xavier et Youssef qui m'ont gentiment transmis des données expérimentales nécessaires à la transposition de mes résultats obtenus sur un injecteur de laboratoire à un injecteur industriel.

Je souhaite par ailleurs remercier Estelle Iacona et Olivier Gicquel pour leur accueil au laboratoire et pour leur soutien sans faille pour l'ouverture de mon poste à Centrale Supélec.

Mes remerciements s'adressent également aux équipes techniques et administratives du laboratoire EM2C, en particulier Jérôme, Yannick et Erika pour leur aide dans la conception et la réalisation du banc *DIFAV* et des manips futures, Deanna et Philippe pour la mise en place des diagnostics, mais aussi Nathalie, Anne-Cécile, Virginie, Brigitte, Stéphanie, Sébastien et Noï pour les nombreuses commandes passées et à venir !

Je voudrais aussi remercier les chercheurs du laboratoire avec qui j'ai eu la chance d'échanger au cours de ma thèse, en particulier Anne Bourdon, Benoit Fiorina, Christophe Laux, Denis Veynante, Franck Richecoeur, Laurent Zimmer, Marc Massot, Mathieu Boileau, Olivier Gicquel, Ronan Vicquelin, Sébastien Candel, Sébastien Ducruix, Thomas Schmitt et les nouveaux Benedetta Franzelli et Aymeric Vié.

Ces années de thèse n'auraient pas été aussi agréables sans les thésards et postdoctorants. Je remercie particulièrement mes co-bureau Aurélien et François pour l'excellente ambiance de travail qui régnait dans le bureau mais aussi David mon nouveau co-bureau. Merci aux expérimentateurs avec qui j'ai passé quelques jours dans les salles de manips : Flo, Jeff, Marien, Laurent, Raph et à tous les autres Carolyn, Diana, Macole, Marie, Megan, Mélanie, Wenjie, Adrien, Antoine, Benjamin, Da, Fabien, Jean, Laurent, Manuel, Maxime, Paul, Renaud, Vincent, sans oublier les plus anciens : Layal, Alessandro, Alexis, Ammar, Tapish et Théo.

Je tiens également à remercier toutes les personnes qui m'ont soutenues au cours de ces années : les Camarguais, Amandine, Jen, Dimitri, Lorrie, Richard, Laure, Max, Boris et tant d'autres...

Finalement, je remercie mes frères, mes belles sœurs, mes grands-parents, mes parents qui m'ont toujours encouragé et qui m'ont permis de faire toutes ces études. J'ai une pensée particulière pour mon grand père qui n'a pas pu connaître la fin de cette histoire et à qui je dédie cette thèse. Je dois bien sûr terminer par remercier Naïg qui m'a soutenu et encouragé dans les moments difficiles et avec qui j'ai découvert la joie des conférences en France, en Crète, en Californie et ce n'est que le début !

Abstract

Vibratory crises have been observed in EDF thermal power plants operating with heavy fuel oil. Such instabilities may lead to shutdown and damage the boiler. This work deals with combustion instabilities that can take place in boilers equipped with steam-assisted atomizers and where the airflow is swirled. These vibratory phenomena result from a resonant coupling between the combustion dynamics and the boiler acoustics. Analyses of combustion dynamics of non-premixed swirling spray flames remain rare and are difficult to realize on the real system. The objective of this work is to analyze the stability of EDF boilers using the response of generic non-premixed swirling spray flames submitted to acoustic velocity disturbances. This response is determined on an original device (*DIFAV*) equipped with a swirling vane and a twin-fluid atomizer operated with steam and dodecane. This burner is equipped with the main elements of those used in the thermal power plant, but has a reduced scale of 1/7000. The influence of the injector geometry and of the operating conditions on the spray generated by the injector can be studied. Spray visualizations at the outlet of the injector reveal the relationship between the topology of the two-phase flow in the injector and the measured droplet size. Measurements of the droplet diameter and velocity as a function of the gas-to-liquid ratio (*GLR*) have been performed at the outlet of the injector. These data have been compared to models and were used to estimate the evolution of the droplets diameter as a function of the *GLR* generated by the industrial injector. A modal analysis of the *DIFAV* combustor is then carried out and a simplified acoustic model made of three coupled cavities is developed. The natural frequencies and damping rates of the *DIFAV* combustor are determined experimentally when it is submitted to acoustic modulation. Acoustic simulations are performed with *COMSOL Multiphysics* on a simplified geometrical model of the industrial boiler. Three low frequency modes established between the plenums and the combustion chamber have been identified and may be unstable. Their sensitivity to modifications of the boiler geometry and boundary conditions are studied. Flame responses subjected to acoustic modulations of the airflow rate are then measured on the *DIFAV* combustor for several amplitudes and two flames topologies obtained at globally lean condition. Phase-conditioned flame visualizations and measurements of swirl number fluctuations during an acoustic forcing cycle are conducted to explain the mechanisms that control

the evolution of gain of the Flame Describing Function (FDF). A high sensitivity of the phase of the FDF to the amplitude of the acoustic disturbance is observed. The Strouhal number based on the airflow velocity and the effective length of the flame is used to transpose these FDF on the industrial burner. FDF are integrated in the acoustic model of the *DIFAV* setup to carry out a stability analysis and predict the limit cycle oscillations as a function of the combustion chamber length. These calculations are compared to frequencies of self-sustained instability measured at the limit cycles in the *DIFAV* combustor. A reasonable agreement is obtained showing the validity of the stability analysis for the non-premixed two-phase flames investigated based on the knowledge of their FDF. Finally, a stability analysis of the EDF boiler is conducted with the *COMSOL Multiphysics* model by including the acoustic flame response of the industrial burner in the simulation. This FDF is deducted from the dimensionless FDF measured on the generic burner. The Rayleigh criterion is used to analyze the stability of the combustor as a function of the flame length for different boundary conditions. Indications are given to improve the stability of the EDF boiler.

Résumé

Des crises vibratoires ont été constatées dans plusieurs centrales thermiques de EDF opérant avec du fioul lourd, certaines ayant entraîné l'arrêt du foyer. Ce travail traite des instabilités de combustion pouvant se déclencher dans ce type de système où le combustible liquide est injecté avec de la vapeur d'eau et où l'écoulement d'air est mis en rotation. Ces phénomènes vibratoires résultent d'un couplage résonant entre la dynamique de la combustion et l'acoustique du foyer. La réponse acoustique des flammes diphasiques non-prémélangées swirlées reste largement méconnue et est difficilement analysable sur le foyer réel. L'objectif de ce travail est donc d'étudier la stabilité des chaudières EDF à partir de l'analyse de la réponse d'une flamme diphasique non-prémélangée swirlée issue d'un injecteur générique et soumise à des perturbations de la vitesse acoustique. Cette réponse est déterminée sur un dispositif original (*DIFAV*) équipé d'un swirler et d'un injecteur bi-fluides fonctionnant à la vapeur d'eau et au dodécane. Ce système est constitué des principaux éléments des brûleurs utilisés sur les centrales thermiques EDF à une échelle 1/7000. Le dispositif est conçu pour facilement modifier la géométrie de la tête d'injection, les conditions d'injection de combustible et de vapeur et ainsi contrôler le spray généré. Des visualisations à la sortie d'une buse d'injection montrent l'influence de la topologie de l'écoulement diphasique dans l'injecteur sur la taille des gouttes mesurées dans le spray. Des mesures de taille et de vitesse des gouttes lorsque le rapport des débits de vapeur et de combustible (*GLR*) est modifié sont réalisées. Ces données comparées à des modèles ont permis d'estimer l'évolution de la taille des gouttes générées par l'injecteur qui équipe les centrales thermiques lorsque le *GLR* varie. Une analyse modale du foyer *DIFAV* et d'un modèle simplifié de la chaudière réelle est ensuite menée. Les fréquences propres et les taux d'amortissement du foyer *DIFAV* sont déterminés expérimentalement en soumettant le système à une modulation acoustique externe. Un modèle acoustique simplifié composé de trois cavités couplées représentatif du brûleur *DIFAV* est également développé. Des simulations acoustiques réalisées avec *COMSOL Multiphysics* sur une coupe transverse d'une chaudière générique représentative de la chaudière industrielle permettent d'identifier trois modes à basses fréquences établis entre les plenums et la chambre de combustion qui sont susceptibles d'être instables. La sensibilité de ces modes à la géométrie du foyer et aux conditions limites est étudiée. La réponse de la flamme gé-

nérique lorsqu'elle est soumise à des modulations acoustiques de l'écoulement d'air en amont du brûleur est ensuite mesurée sur le banc *DIFAV* pour différents niveaux d'excitation et deux topologies de flamme lorsque les conditions d'injection sont modifiées. Les mécanismes qui pilotent l'évolution du gain de l'une des fonctions de transfert généralisées (FDF) de la flamme sont étudiés à l'aide de visualisations en moyenne de phase de l'écoulement et de mesures des vitesses axiale et azimutale de l'écoulement d'air au cours d'un cycle de modulation. Une forte sensibilité de la phase de la FDF à l'amplitude des perturbations acoustiques est observée. Un adimensionnement par le nombre de Strouhal basé sur la vitesse débitante et la longueur efficace de la flamme est proposé pour transposer ces FDFs sur le brûleur réel. Une analyse de stabilité du foyer *DIFAV* est réalisée en intégrant les FDF au modèle acoustique afin de déterminer les cycles limites des oscillations lorsque la longueur de la chambre de combustion varie. Ces calculs sont comparés aux fréquences des instabilités auto-entretenues mesurées aux cycles limites dans le foyer *DIFAV*. Un accord raisonnable est obtenu démontrant la validité de la méthodologie développée pour l'analyse de stabilité d'un foyer non-prémélangé diphasique à partir de la connaissance de la FDF d'une flamme. Pour conclure, une analyse de stabilité du foyer EDF est menée avec *COMSOL Multiphysics* en intégrant au modèle acoustique la réponse de la flamme du brûleur industriel. Celle-ci est déduite de la FDF adimensionnée mesurée sur le foyer générique. Une analyse de sensibilité de la stabilité de la chaudière à la longueur des flammes et aux conditions limites acoustiques du système est menée en étudiant le critère de Rayleigh. Des pistes sont proposées pour augmenter la stabilité du foyer EDF.

Table des matières

Abstract v

Résumé vii

Nomenclature xv

Introduction 1

I Analyse des injecteurs bi-fluides 13

1 Analyse des écoulements diphasiques en conduite 15
1.1 Principales grandeurs caractéristiques des écoulements diphasiques en conduite . . . 15
1.2 Régimes d'écoulement en conduite droite . . . 18
1.3 Cartes d'écoulement diphasique . . . 19
1.3.1 Ecoulements verticaux co-courants . . . 19
1.3.2 Ecoulements horizontaux co-courants . . . 20
1.4 Equations bilans fondamentales . . . 24
1.5 Modélisation en conduite . . . 27
1.5.1 Le modèle homogène équilibré (*HEM*) . . . 28
1.5.2 Le modèle à phases séparées (*SPFM*) . . . 33
1.5.3 Le modèle à phases séparées incluant les pertes de charge (*SPFM-PD*) . . . 34
1.6 Comparaison des différents modèles . . . 37

2 Le brûleur industriel 41
2.1 Géométrie du brûleur industriel . . . 41
2.2 Analyse de l'écoulement dans la multi-buse . . . 42
2.2.1 Modélisation de l'écoulement diphasique . . . 45
2.2.2 Topologie de l'écoulement dans la chambre de mélange . 46
2.3 Analyse de l'écoulement du fioul . . . 48
2.4 Analyse de l'écoulement de vapeur . . . 49
2.5 Synthèse de l'analyse de l'écoulement dans l'injecteur . . . 51

2.6 Analyse de l'écoulement d'air . . . 52
2.6.1 Circuit d'air primaire . . . 52
2.6.2 Circuit d'air secondaire . . . 53
2.7 Analyse de la flamme . . . 53

3 Le brûleur de laboratoire DIFAV 57
3.1 L'injecteur *DIFAV* . . . 58
3.1.1 Choix du combustible . . . 58
3.1.2 L'injecteur multi-buses . . . 59
3.1.3 Injection du combustible . . . 64
3.1.4 Injection de la vapeur . . . 65
3.1.5 Géométrie de l'injecteur *DIFAV* . . . 67
3.2 Le brûleur *DIFAV* . . . 69
3.2.1 Dimensionnement de l'injecteur d'air *DIFAV* . . . 70
3.2.2 Les lignes d'alimentation . . . 71
3.3 Les configurations d'études du banc *DIFAV* . . . 73
3.3.1 Configuration sans combustion . . . 73
3.3.2 Configuration avec combustion . . . 75

4 Diagnostics 79
4.1 Anémométrie à Phase Doppler (PDPA) . . . 79
4.1.1 Mesure de la vitesse . . . 80
4.1.2 Mesure du diamètre des particules . . . 81
4.1.3 Biais de mesure sur la vitesse . . . 82
4.1.4 Configuration du PDPA pour l'étude . . . 83
4.1.5 Etude du spray par PDPA . . . 83
4.2 Mesure de la vitesse de l'air par LDV . . . 84
4.3 Chimiluminescence . . . 85
4.4 Spectroscopie . . . 86
4.5 Mesures de pression . . . 87
4.5.1 Pressions acoustiques . . . 87
4.5.2 Mesure de la pression dans la chambre de mélange . . . 88
4.5.3 Mesure de la pression et de la température dans les lignes d'alimentation . . . 88
4.6 Imagerie . . . 89
4.6.1 Imagerie par rétro-éclairage . . . 89
4.6.2 Imagerie directe . . . 90

5 Analyse du spray 93
5.1 Qualité de l'atomisation des injecteurs bi-fluides . . . 93
5.2 Caractérisation du spray généré par l'injecteur *DIFAV* en fonction du *GLR* . . . 97
5.2.1 Visualisation du spray par rétro-éclairage . . . 97
5.2.2 Analyse des profils radiaux de taille et de vitesse des gouttes 98

5.2.3 Analyse du spray sur son axe . . . 101
5.2.4 Visualisation du spray à la sortie de l'injecteur . . . 104
5.3 Analyse de l'influence du gaz d'atomisation sur le spray généré par l'injecteur *DIFAV* . . . 105
5.3.1 Caractérisation de la taille et de la vitesse des gouttes . 105
5.3.2 Topologie de l'écoulement diphasique . . . 108
5.3.3 Influence du *GLR* sur la pression dans la chambre de mélange . . . 109
5.4 Influence de la géométrie de l'injecteur *DIFAV* sur le spray . . 111
5.4.1 Influence du diamètre d_n des orifices de l'injecteur . . . 111
5.4.2 Influence du diamètre d_s des buses d'injection de la vapeur 113
5.5 Influence du débit massique de dodécane $\dot{m}_f$ sur le spray généré par l'injecteur *DIFAV* . . . 115
5.6 Analyse du spray généré par l'injecteur industriel . . . 116
5.6.1 Etude du spray généré par un injecteur de 2 MW . . . 117
5.6.2 Estimation de la taille des gouttes sur l'injecteur EDF . 120

II Analyse acoustique 125

6 Acoustique en milieu non réactif 127
6.1 Modélisation acoustique . . . 127
6.1.1 Equations bilans . . . 128
6.1.2 Equation de Helmholtz . . . 129
6.1.3 Approximation unidimensionnelle . . . 130
6.1.4 Effet d'un changement de section . . . 130
6.2 Etude acoustique d'un système à trois cavités . . . 132
6.2.1 Equation de dispersion . . . 132
6.2.2 Analyse de cas limites . . . 134
6.2.3 Mode de Helmholtz . . . 135
6.3 Simulation acoustique avec *COMSOL* . . . 138
6.3.1 Equation d'onde . . . 138
6.3.2 Le solveur (Comsol (2010a)) . . . 139
6.4 Simulation pour trois cavités couplées . . . 139

7 Analyse acoustique du foyer *DIFAV* 145
7.1 Caractérisation expérimentale . . . 145
7.1.1 Modes propres basses fréquences . . . 146
7.1.2 Amortissement . . . 149
7.2 Modèle acoustique . . . 150
7.2.1 Modèle géométrique . . . 151
7.2.2 Prévision des modes propres à froid . . . 152
7.2.3 Prévisions des modes propres à chaud sans flamme . . . 155

8 Acoustique du foyer EDF **159**
8.1 Modèle numérique de la chaudière . . . 159
8.2 Analyse des modes à basse fréquence de la chaudière . . . 162
8.3 Influence des conditions aux limites et de la géométrie . . . 170
8.3.1 Influence des OFA (Overfire Air) . . . 170
8.3.2 Influence de la condition limite au niveau de l'échangeur 171
8.3.3 Influence de l'ouverture de la virole . . . 175

III Couplage thermo-acoustique **177**

9 Dynamique de la combustion **179**
9.1 Réponses de flammes issues d'injecteurs liquides . . . 179
9.2 Structure de l'écoulement d'air . . . 182
9.3 Structure de flamme . . . 183
9.4 Mesure de la fluctuation du taux de dégagement de chaleur . . 186
9.4.1 Analyse de l'émission de chimiluminescence à richesse globale fixée $\phi = 0.80$ . . . 187
9.4.2 Analyse de l'émission de chimiluminescence à débit de combustible fixé $\dot{m}_f = 11.7\,\mathrm{g}\cdot\mathrm{min}^{-1}$ . . . 188
9.4.3 Mesure de la fluctuation du taux de dégagement de chaleur par l'émission de chimiluminescence . . . 189
9.5 Réponse fréquentielle de la flamme (FDF) . . . 190
9.5.1 Flamme A . . . 191
9.5.2 Flamme B . . . 194
9.5.3 Adimensionnement des FDF . . . 195
9.6 Dynamique de flamme . . . 197
9.7 Fluctuation du nombre de swirl . . . 200
9.8 Conclusion . . . 203

10 Analyse de stabilité du foyer *DIFAV* **205**
10.1 Couplage thermo-acoustique . . . 205
10.2 Acoustique en milieu réactif . . . 206
10.2.1 Equation de Helmholtz en milieu réactif . . . 207
10.2.2 Traitement compact des flammes . . . 208
10.2.3 Modèles de fermeture . . . 209
10.3 Etude d'un système à trois cavités avec flamme . . . 211
10.3.1 Equation de dispersion . . . 211
10.3.2 Algorithme de calcul . . . 212
10.4 Instabilités de combustion du foyer *DIFAV* . . . 215
10.5 Analyse de stabilité du foyer *DIFAV* . . . 217
10.5.1 Flamme B ($\phi = 0.75$, $U_b = 9.5\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$) . . . 217
10.5.2 Flamme A ($\phi = 0.95$, $U_b = 7.5\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$) . . . 219

11 Analyse de stabilité de la chaudière industrielle **225**
11.1 Modélisation de la réponse de la flamme du brûleur GRC . . . 225
11.2 Intégration de la FDF dans *COMSOL Multiphysics* 227
11.2.1 Expression du terme source 227
11.2.2 Application à la chaudière 229
11.3 Analyse du critère de Rayleigh 230
11.4 Analyse de la stabilité de la chaudière EDF 233
11.4.1 Analyse des modes basses fréquences lorsque $L_f^{GRC} = 6\,\mathrm{m}$ 233
11.4.2 Influence de la longueur de la flamme L_f^{GRC} 237
11.4.3 Influence de la condition limite au niveau de l'échangeur 239
11.4.4 Influence de la distribution spatiale des flammes 242
11.5 Conclusion 244

Conclusion et perspectives **247**

A Régimes d'écoulement en conduite horizontales **259**

B Injecteurs de combustibles liquides **261**

References **279**

Nomenclature

Caractères Latin :

c	Vitesse du son $[\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}]$
c_p	Chaleur spécifique massique à pression constante $[\mathrm{J} \cdot \mathrm{kg}^{-1} \cdot \mathrm{K}^{-1}]$
c_v	Chaleur spécifique massique à volume constant $[\mathrm{J} \cdot \mathrm{kg}^{-1} \cdot \mathrm{K}^{-1}]$
d	Diamètre [m]
f	Fréquence [Hz]
f_s	Sampling frequency
g	Accélération de la gravité $[\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-2}]$
h	Enthalpie massique $[\mathrm{J} \cdot \mathrm{kg}^{-1}]$
j	Vitesse superficielle $[\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}]$
k	Nombre d'onde $[\mathrm{m}^{-1}]$
m	Constante du modèle *SPFM-PD*
$\dot{m}$	Débit massique $[\mathrm{kg} \cdot \mathrm{s}^{-1}]$
p	Pression [Pa]
$\dot{q}$	Taux de dégagement de chaleur local $[\mathrm{W} \cdot \mathrm{m}^{-3}]$
r	Coordonnée radiale [m]
u, v	Vitesse $[\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}]$
$\bar{u}$	Vitesse axiale moyenne $[\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}]$
u_x	Vitesse axiale $[\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}]$
u_θ	Vitesse azimutale $[\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}]$
z	Coordonnée axiale [m]
A	Section $[\mathrm{m}^2]$ ou constante
B,C	Constantes
C_f	Coefficient de frottement
D	Diamètre d'une goutte [m]
D_{32}	Diamètre moyen de Sauter [m]
G	Gain de la Fonction de Transfert de Flamme
$\bar{I}$	Intensité lumineuse
J_x	Flux axial de quantité de mouvement $[\mathrm{kg} \cdot \mathrm{s}^{-2}]$
J_θ	Flux axial du moment cinétique orthoradial $[\mathrm{kg} \cdot \mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-2}]$
L	Longueur de la chambre de combustion [m]
L_f	Longueur de flamme [m]
N_i	Nombre d'éléments i
P	Périmètre [m]
PCI	Pouvoir calorifique inférieur $[\mathrm{MJ} \cdot \mathrm{kg}^{-1}]$
$\dot{Q}$	Taux de dégagement de chaleur global [W]
R	Rayon [m]
T	Température [K]
U_b	Vitesse débitante $[\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}]$
V	Volume $[\mathrm{m}^3]$
Y	Fraction massique

Caractères Grec :

α	Fraction de vide, taux d'amortissement [s^{-1}]	σ	Tension de surface [$N \cdot m^{-1}$]
γ, Γ	Rapport des chaleurs spécifiques	τ	Temps de retard [s]
δ	Angle [°]	τ_{ij}	Contrainte de frottement [Pa]
ζ	Impédance spécifique	ϕ	Richesse
λ	Longueur d'onde [m]	φ	Phase de la Fonction de Transfert de Flamme [rad]
μ	Viscosité dynamique [$Pa \cdot s$]	ω	Pulsation [s^{-1}]
ν	Viscosité cinématique [$m^2 \cdot s^{-1}$]	Ξ	Indice de couplage acoustique
ρ	Masse volumique [$kg \cdot m^{-3}$]	Ψ	Constante

Indices :

1, 2, 3	Numéros de cavité	n	Buse de sortie
		s	Vapeur
b	Gaz brûlé	u	Gaz frais
f	Combustible liquide	w	Parois
g	Phase gazeuse	x, z	Direction axiale
l	Phase liquide	θ	Direction azimutale
m	Mélange diphasique		
mix	Chambre de mélange		

Nombres sans dimension :

Fr	Nombre de Froude	St	Nombre de Strouhal
He	Nombre de Helmholtz	S	Nombre de Swirl
M	Nombre de Mach	We	Nombre de Weber
Oh	Nombre de Ohnesorge	X	Paramètre de Martinelli
Re	Nombre de Reynolds		

Abréviations :

DIFAV	Dynamique d'un Injecteur Fioul Assisté à la Vapeur	FTF	Fonction de Transfert de Flamme
FDF	Fonction de transfert de flamme généralisée (Flame Describing Function)	*GLR*	Gas-to-Liquid Ratio
		HEM	Modèle homogène équilibré
FFT	Transformé de Fourier rapide	ICCD	Intensified Charge-Coupled Device

LDV	Vélocimétrie laser Doppler
OFA	Overfire Air
PDPA	Anémométrie à Phase Doppler
PM	Photo-multiplicateur
RMS	Root Mean Square
SPFM	Modèle à phases séparées
SPFM-PD	Modèle à phases séparées incluant les pertes de charge

Introduction

Contexte

La demande énergétique mondiale ne cesse d'augmenter depuis plus de trente ans pour dépasser les 558×10^6 TJ en 2012 (IEA (2014)). Cette demande englobe les procédés industriels, le transport et la production d'électricité qui représente seulement 18% de cette demande soit 100×10^6 TJ. La production électrique mondiale est principalement assurée par la combustion de ressources fossiles à hauteur de 65%. En France, la part de la combustion dans la production électrique est faible (6%) puisqu'elle est majoritairement d'origine nucléaire 79.3% comme le montre la Fig. 1. Le parc de centrales thermiques à flammes se compose en France de 15 centrales pour une puissance totale de 12.2 GW électrique (www.edf.com).

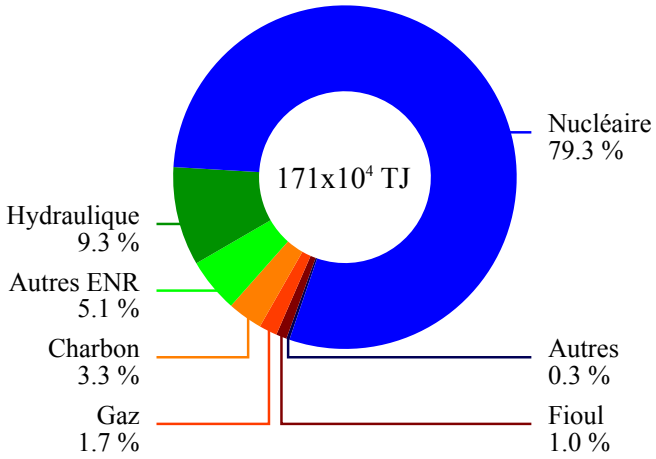


Figure 1 – *Répartition entre les différentes sources d'énergie utilisées en France pour fournir l'électricité en 2013 (www.edf.com).*

Le parc de centrales thermiques à flammes est stratégique pour EDF pour répondre aux pics de consommation électrique comme le montre la Fig. 2. Cette figure présente l'évolution de la puissance électrique consommée (○) et produite au cours de la journée du 8 février 2012, où un pic de consommation historique

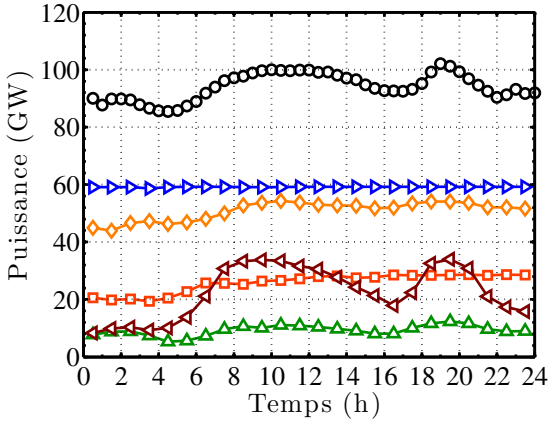


FIGURE 2 – *Evolution de la puissance électrique consommée (○) et produite au cours de la journée du 8 février 2012 (www.rte-france.com). Les sources de production électrique sont : ▷ : nucléaire, △ : hydraulique, ◇ : charbon ×10, □ : gaz ×10 et ◁ : fioul ×10*

(102 GW) a été atteint à 19 h. On voit sur la Fig. 2 que la production électrique d'origine nucléaire ou issue de la combustion du charbon et du gaz varie très peu au cours de la journée. L'électricité produite par les centrales hydrauliques et au fioul varie de manière importante et suit l'évolution de la consommation électrique. Les centrales au fioul qui ont l'avantage de rapidement monter en puissance ($\sim 10\,\mathrm{MW}\cdot\mathrm{min}^{-1}$) doivent donc être disponibles à tout moment et présenter une grande fiabilité tout en limitant la production de polluants tels que les poussières et les NOx, qui doivent être conformes à la directive 2010/75/UE (www.ineris.fr) relative aux émissions de systèmes industriels.

Dans les turbines à gaz utilisées pour la production électrique, l'une des méthodes pour réduire les émissions de NOx est de brûler le combustible avec un fort excès d'air en prémélangeant le combustible et l'air avant d'atteindre la zone de combustion (Correa (1998)). On parle alors de mode de combustion pauvre prémélangée. Dans la plupart des applications, comme de nombreux foyers aéronautiques ou les chaudières industrielles, le combustible et l'air ne sont pas prémélangés avant l'injecteur. Il faut alors appliquer différentes stratégies comme la combustion étagée globalement pauvre (« rich-burn/quick-quench/lean-burn ») (Correa (1998); Lefebvre and Ballal (2010)), la recirculation des fumées (Correa (1993)) ou l'injection d'eau ou de vapeur d'eau (Hung (1976); Wilkes and Gerhold (1982); Barreras et al. (2006); Lefebvre and Ballal (2010)) pour réduire les NOx. Une combustion globalement pauvre, avec un bon mélange entre le combustible et l'air, permet également de limiter la production de poussières (Breen (1977); Lefebvre and Ballal (2010)). Dans ces foyers, l'écoulement d'air

est généralement mis en rotation par une vrille, on parle de « swirler », ce qui permet d'améliorer le mélange entre le combustible et l'air mais aussi d'obtenir une flamme plus compacte (Syred (2006); Huang and Yang (2009); Lefebvre and Ballal (2010)).

Les installations industrielles de grandes dimensions sont cependant sensibles aux instabilités de combustion, comme la majorité des foyers de combustion modernes (Culick (1988); Candel (2002); Lieuwen (2005); Culick (2006)). Dans les centrales thermiques, les modes instables apparaissent à très basses fréquences (Thring (1958); Mauss et al. (1965); Thring (1969); Pariel and De Saint Martin (1969); Putnam (1971); Lawn (1982); Eisinger and Sullivan (2002); Elsari and Cummings (2003)). Dès la mise en service en 1973 des centrales thermiques au fioul lourd du parc d'EDF, des vibrations basses fréquences étaient détectées dans les chaudières, mais les amplitudes restaient généralement modérées sauf dans des cas extrêmes.

A partir de 2007, suite à des modifications des lois de pulvérisation des injecteurs de fioul, pour répondre aux nouvelles normes environnementales, des crises vibratoires sont apparues. Certaines de ces crises ont entraîné l'arrêt immédiat des tranches en question Maïssa (2007). Ces vibrations ont été ressenties par les opérateurs jusqu'à quelques dizaines de mètres de la chaudière. La fréquence de ces vibrations est très basse, typiquement inférieure à quelques dizaines de Hertz.

Suites aux crises vibratoires survenues dans les centrales thermiques fonctionnant au fioul lourd, EDF et le laboratoire EM2C se sont associés pour tenter de comprendre l'origine de ces phénomènes et proposer des solutions. L'une des hypothèses avancées par Durox et al. (2009) pour expliquer l'origine de ces phénomènes est une instabilité thermo-acoustique. Des mesures d'accéléromètres, menées par Lottiaux and Lafon (2011); Teil (2011), sur les parois de la chaudière de la tranche 3 de Cordemais ont permis de détecter des vibrations de grande amplitude associées à des fréquences de 3 Hz et 69 Hz. Cette dernière a été identifiée par Teil (2011) comme provenant du couplage entre les tourbillons générés en aval des tubes des échangeurs et les modes acoustiques du conduit d'évacuation des gaz brûlés. Les travaux menés dans cette thèse se limitent à l'étude des modes basses fréquences du foyer ($\leq$ 20 Hz) qui sont les plus dangereux pour l'installation car les fluctuations de pression y sont les plus importantes (Schildmacher et al. (2006)). Pour comprendre ces phénomènes, il est nécessaire de connaître et d'analyser la réponse acoustique de ce type de foyer et la dynamique de la combustion de flammes issues de la combustion de sprays.

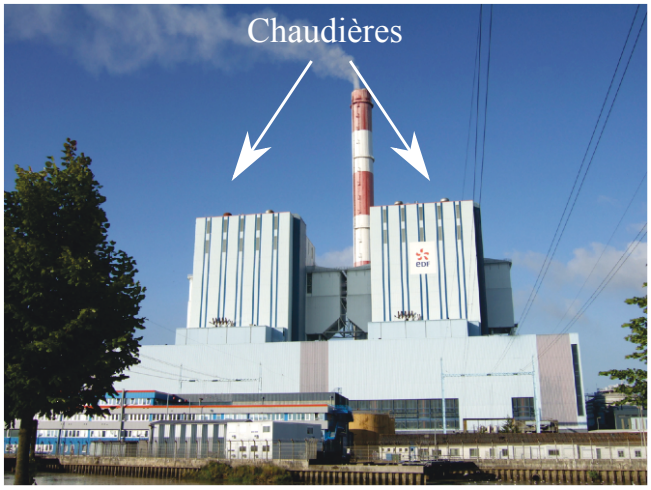


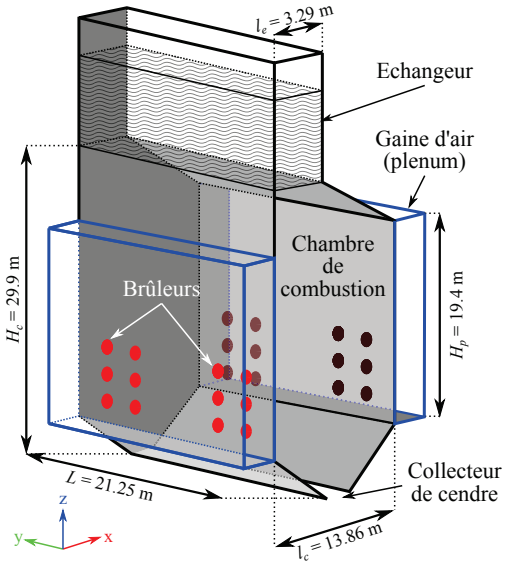
FIGURE 3 – *Photo de deux tranches de la centrale thermique à flamme EDF de Cordemais (Loire Atlantique).*

Les chaudières EDF

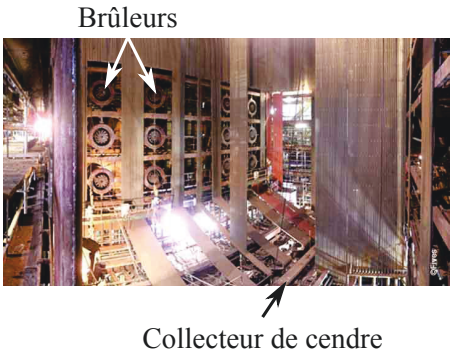
Les centrales thermiques alimentées au fioul lourd sont généralement constituées de plusieurs chaudières comme le montre la Fig. 3. Chaque chaudière développe une puissance thermique d'environ 1700 MW et produit $2000\,\mathrm{t}\cdot\mathrm{h}^{-1}$ de vapeur surchauffée à 820 K. Cette vapeur est ensuite utilisée pour faire fonctionner une turbine à vapeur et produire 700 MW électrique. Ces chaudières ont l'avantage de monter rapidement en puissance, à environ $10\,\mathrm{MW}\cdot\mathrm{min}^{-1}$. Des vues isométriques de l'une des chaudières et des brûleurs sont représentées à la Fig. 4. La chaudière de profondeur uniforme $L = 21.25\,\mathrm{m}$, se compose de deux plenums reliés à la chambre de combustion par 24 brûleurs GRC représentés par des disques rouges sur la Fig. 4(a). Les deux plenums correspondent à des gaines d'air qui alimentent les brûleurs avec de l'air préchauffé à $T_u = 611\,\mathrm{K}$. Les parois de la chaudière sont composées de tubes d'eau, comme le montre la Fig. 4(b), pour favoriser les transferts thermiques entre les gaz chauds et l'eau. Les fumées traversent ensuite deux étages d'échangeurs de chaleur situés en aval du foyer. La majorité des fumées sont évacuées par une cheminée en haut de la chaudière et une fraction de ces fumées peut être utilisée pour réguler la température de vapeur par recirculation dans le bas du foyer. Les cendres produites par la combustion du fioul lourd sont récupérées au niveau d'un cendrier situé en bas de la chaudière.

Le brûleur GRC

Une bonne atomisation des combustibles liquides est l'une des clés pour améliorer la combustion (Lefebvre and Ballal (2010)). L'atomisation du fioul lourd dans les centrales thermiques est un point critique. L'atomisation de ce type de



(a) Schéma de la chaudière EDF.

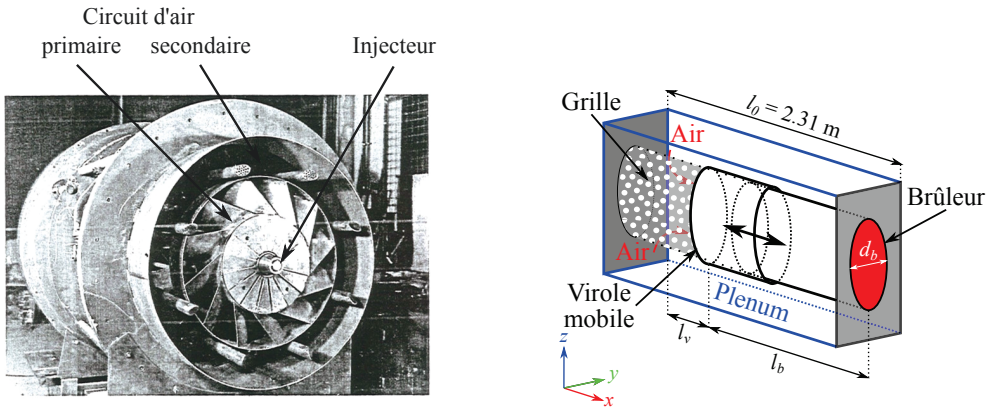


(b) Photo de l'intérieur d'une chaudière à tube d'eau (www.combustion.fivesgroup.com).

FIGURE 4 – *Représentation de la chaudière EDF.*

TABLEAU 1 – *Evolution des propriétés thermo-physiques du fioul lourd en fonction de la température.*

Température (°C)	Masse volumique ρ ($\mathrm{kg \cdot m^{-3}}$)	Viscosité ν ($\mathrm{m^2 \cdot s^{-1}}$)	Tension de surface σ ($\mathrm{N \cdot m^{-1}}$)
40	970	5.9×10^{-4}	0.023
90	920	4.0×10^{-5}	0.021
130	900	1.8×10^{-5}	0.020



(a) Photo d'un brûleur Pillard type GRC Junqua (1984).

(b) Schéma d'un brûleur GRC avec la virole mobile.

FIGURE 5 – *Représentation du brûleur GRC qui équipe certaines chaudières EDF.*

combustible est difficile compte tenu de sa viscosité élevée à température ambiante $\nu \sim 6 \times 10^{-4}\,\mathrm{m}^2 \cdot \mathrm{s}^{-1}$ (Tableau. 1). Une atomisation de bonne qualité des liquides est aisément réalisée si leur viscosité est comprise entre $5 \times 10^{-7}\,\mathrm{m}^2 \cdot \mathrm{s}^{-1}$ et $1 \times 10^{-5}\,\mathrm{m}^2 \cdot \mathrm{s}^{-1}$. Les injecteurs de type bi-fluide à mélange interne sont généralement utilisés pour atomiser des combustibles plus visqueux (Lefebvre (1989); Mullinger and Chigier (1974); Sovani et al. (2001)). Dans ces injecteurs, un gaz d'atomisation est mélangé au combustible liquide pour faciliter l'atomisation. Ce mélange est réalisé dans une chambre de mélange, située dans la tête de l'injecteur, avant d'être injecté dans la chambre de combustion.

Le brûleur Pillard GRC qui équipe certaines tranches de centrales thermiques d'EDF alimentées au fioul lourd est représenté sur la Fig. 5. Ce brûleur fonctionne avec de l'air et du fioul lourd. Il développe une puissance nominale de 70 MW thermique, ce qui correspond à une consommation de fioul lourd de $\dot{m}_f = 6.4\,\mathrm{t} \cdot \mathrm{h}^{-1}$. Le fioul est chauffé à $T_f = 403\,\mathrm{K}$, ce qui lui confère une viscosité $\nu = 1.5 \times 10^{-5}\,\mathrm{m}^2 \cdot \mathrm{s}^{-1}$ (Tableau 1) et facilite son transport depuis la cuve de stockage jusqu'à la canne d'injection. Le fioul lourd est atomisé au centre du brûleur par un injecteur bi-fluide à mélange interne assisté par de la vapeur (Lefebvre (1989); Lefebvre and Ballal (2010)). La figure Fig. 6 représente un schéma d'une coupe de la tête de l'injecteur bi-fluide industriel avec l'alimentation en fioul lourd au centre et l'alimentation en vapeur surchauffée autour. Le combustible liquide est mis en rotation par une vrille radiale couramment appelée « swirler ». Le fioul en rotation traverse ensuite une pastille convergente pour former un film conique creux. Ce film liquide est sectionné par 12 jets radiaux de vapeur surchauffée à $T_s = 453\,\mathrm{K}$ injectée à grande vitesse dans la chambre de mélange. Ces jets sont formés par des orifices rectangulaires distribués sur la périphérie de la chambre de mélange. Le mélange diphasique ainsi

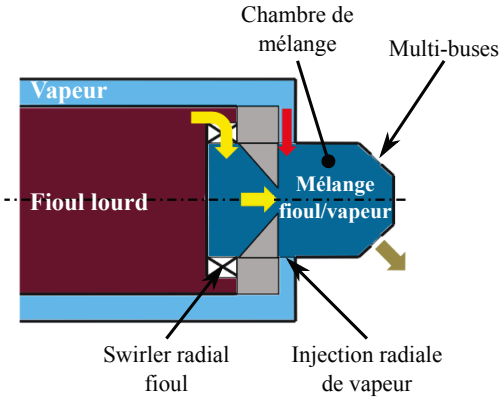


FIGURE 6 – *Schéma de principe de l'injecteur bi-fluide équipant le brûleur Pillard.*

formé est injecté dans la chambre de combustion à travers 10 buses de diamètre $d_n = 6.3\,\text{mm}$ formant un angle de 52.5° avec l'axe de l'injecteur.

Dans les centrales thermiques, la vapeur d'eau est utilisée comme gaz d'atomisation du fait de son abondance dans ces installations (Lefebvre (1989); Mullinger and Chigier (1974); Sovani et al. (2001); Junqua (1984); John Zink Company (2002); Lincheta et al. (2002)). Elle permet également de réduire la température des gaz issus de la combustion et ainsi de diminuer la production de NO_x. Mais l'injection de vapeur n'a pas que des avantages. Barroso et al. (2004) et Barreras et al. (2006) précisent que l'ajout de vapeur entraîne une augmentation du temps de combustion et favorise la formation de suies. La présence d'éléments comme le soufre, le sodium et le vanadium dans le fioul lourd, couplée à une grande quantité de vapeur corrode les matériaux dans les zones à haute température et provoque la formation d'acide sulfurique dans les zones à plus faible température, notamment au niveau des échangeurs de chaleur (Barroso et al. (2004)). Pour limiter ces phénomènes tout en diminuant les émissions de NO_x, un compromis sur la quantité de vapeur injectée ($\dot{m}_s$) est recherché. Celle-ci est généralement limitée à 10% de la masse de combustible injecté.

La combustion est réalisée avec un excès d'air de 5% (en masse), ce qui correspond à une richesse globale $\phi = 0.95$. La richesse ϕ est ici déterminée comme le rapport du débit masse de combustible $\dot{m}_f$ injecté sur le débit masse d'air $\dot{m}_a$ rapporté à celui obtenu dans des conditions stœchiométriques $\phi = (\dot{m}_f/\dot{m}_a)/\alpha_s$ où $\alpha_s = 0.067$ pour du fioul lourd. L'alimentation en air préchauffé se fait par deux circuits, le primaire et le secondaire, indiqués sur la Fig. 5(a). L'air du circuit primaire est mis en rotation par deux vrilles pour stabiliser une flamme riche et mélanger le combustible atomisé avec le comburant (Huang and Yang (2009)). L'air du circuit secondaire est injecté selon la direction axiale du brûleur. Ces deux injections permettent une combustion étagée. Une virole positionnée en amont de chaque brûleur et représentée à la Fig. 5(b), permet

TABLEAU 2 – *Paramètres de la combustion au point de fonctionnement nominal. $\dot{m}_s$ et $\dot{m}_f$ représentent les débits masse de vapeur et fioul.*

Puissance nominale 70 MW_t		Valeurs
Fioul	Débit $\dot{m}_f$ $(t \cdot h^{-1})$	6.4
	Pression (bar)	20
	Température (K)	403
	PCI $(MJ \cdot kg^{-1})$	39.6
	Masse volumique $(kg \cdot m^{-3})$	900
	Viscosité cinématique $(m^2 \cdot s^{-1})$	1.5×10^{-5}
	Tension de surface $(N \cdot m^{-1})$	20×10^{-3}
Vapeur surchauffée	$GLR = \dot{m}_s/\dot{m}_f$	0.09
	Pression (bar)	9
	Température (K)	≈ 453
Air Préchauffé	Excès d'air en % / Richesse	5 / 0.95
	Débit (Nm^3/s)	19
	Température (K)	611

d'équilibrer le débit d'air injecté dans le circuit d'air primaire et dans le circuit d'air secondaire. Les débits de fioul et de vapeur injectés dans le foyer sont estimés à partir des pressions mesurées dans les lignes d'alimentation en amont des 24 brûleurs. Seules ces pressions sont pilotées par les opérateurs des centrales. Le point de fonctionnement nominal du brûleur est résumé dans le Tableau. 2. Celui-ci a été déterminé à partir de mesures réalisées sur les centrales en fonctionnement et des conditions de fonctionnement préconisées par le constructeur du brûleur (Junqua (1984)).

Objectifs de la thèse

L'étude du spray et de la dynamique de la combustion du brûleur industriel n'est pas facilement réalisable à l'échelle 1:1 compte tenu de la puissance élevée du brûleur. Pour ces raisons, un banc d'essais appelé Dynamique d'un Injecteur Fioul Assisté à la Vapeur (*DIFAV*), a été conçu à une puissance réduite à 1:7000ème, tout en conservant les principales caractéristiques du brûleur industriel. Les objectifs de travail présentés dans ce manuscrit sont :

- Mener une étude paramétrique de l'influence de la géométrie et des conditions d'injection sur le spray généré par l'injecteur *DIFAV* à l'aide de diagnostics lasers et de visualisations. En déduire une loi d'évolution de la taille des gouttes applicable à l'injecteur réel ;

- Caractériser la réponse de flammes diphasiques non-prémélangées sta-

bilisées dans le foyer *DIFAV* soumises à des modulations acoustiques en terme de fonction de transfert de flamme généralisée ou « Flame Describing Function » (FDF). Etudier les mécanismes élémentaires qui contrôlent la réponse de ce type de flamme ;

- Analyser la réponse acoustique du foyer réel par le biais de calculs et comprendre l'origine des principaux modes à basse fréquence ;
- Prédire la stabilité dynamique du foyer *DIFAV* en combinant l'analyse acoustique et la réponse FDF mesurée. Comparer les prévisions aux mesures ;
- Fournir des recommandations pour améliorer la stabilité dynamique des foyers d'EDF alimentés par du fioul lourd.

Plan de thèse

Ce travail comprend trois parties qui sont découpées en chapitres. Une brève description des trois parties est présentée dans ce qui suit.

Partie I : Analyse des injecteurs bi-fluides

La première partie de ce manuscrit présente les principales caractéristiques des écoulements diphasiques en conduite. Des cartes d'écoulement sont présentées dans le **chapitre 1** afin de déterminer leur topologie. Trois modèles sont étudiés . Ces modèles décrivent les principales topologies d'écoulement diphasiques qu'on peut observer dans les injecteurs bi-fluide. Ces résultats sont utilisés dans le **chapitre 2** pour analyser l'écoulement diphasique dans l'injecteur industriel. L'écoulement d'air est également caractérisé et le nombre de swirl de l'écoulement dans le circuit d'air primaire est déterminé géométriquement. La flamme générée par le brûleur industriel est ensuite analysée. Le dimensionnement et la conception du banc expérimental *DIFAV* destiné à l'analyse de la dynamique de la flamme sont menés dans le **chapitre 3**. Le brûleur a été conçu pour conserver les principales caractéristiques du brûleur industriel mais à une puissance réduite à 10 kW. L'injecteur de type bi-fluide à mélange interne est conçu pour fonctionner avec du dodécane et de la vapeur d'eau dans les mêmes régimes d'écoulement diphasiques que l'injecteur industriel. La totalité de l'écoulement d'air est mis en rotation sur le brûleur *DIFAV* par un swirler dont le nombre de swirl est semblable à celui du brûleur industriel. Dans ce chapitre, les différentes configurations du banc d'essais utilisé pour les mesures sont présentées. Les diagnostics utilisés pour caractériser le spray et la réponse de la flamme soumise à des perturbations de l'écoulement d'air sont présentés dans le **chapitre 4**. Le spray généré par l'injecteur *DIFAV* est étudié dans le **chapitre 5**, lorsque les conditions d'injection et la géométrie de l'injecteur sont modifiées.

L'influence du gaz d'atomisation sur le spray est également étudiée et la visualisation du spray à la sortie de la buse d'injection permet d'identifier deux régimes d'atomisation en lien avec la topologie des écoulements étudiés dans le chapitre 3. L'évolution de la taille des gouttes est modélisée lorsque la quantité de vapeur injectée varie. Des mesures de pression réalisées sur un injecteur industriel fonctionnant au fioul lourd et à l'air comme gaz d'atomisation sont comparées aux prévisions des modèles identifiés dans le chapitre 1. L'évolution de la taille des gouttes mesurées sur cet injecteur, lorsque la quantité de vapeur injectée varie, est comparée aux mesures réalisées sur l'injecteur *DIFAV*. Cette évolution est modélisée par la même loi que celle déterminée pour l'injecteur *DIFAV*. L'évolution de la taille des gouttes sur l'injecteur EDF est également modélisée par cette même loi dite de pulvérisation.

Partie II : Analyse acoustique

Cette partie traite de l'acoustique dans les foyers de combustion. Les modes basses fréquences qui peuvent se développer dans des systèmes de trois cavités couplées sont étudiés dans le **chapitre 6**. Le mode de Helmholtz de ces systèmes est déterminé et sa sensibilité à l'impédance acoustique à la sortie du système est analysée. Les fréquences déterminées analytiquement lorsque l'impédance est infinie à l'entrée et à la sortie du système sont comparées à des simulations acoustiques réalisées avec le logiciel *COMSOL Multiphysics*. La réponse acoustique sans combustion du foyer *DIFAV* est mesurée dans le **chapitre 7** pour deux longueurs de chambre. Les deux premiers modes sont identifiés et les taux d'amortissement associés à ces modes sont déterminés. La réponse fréquentielle du foyer *DIFAV* est ensuite modélisée par un système de trois cavités couplées. Les évolutions de la fréquence et de la structure des modes sont analysées lorsque la longueur de la chambre de combustion varie. Les paramètres qui pilotent ces modes sont également identifiés. La fréquence des modes propres calculés sans combustion avec le modèle acoustique est comparée aux mesures. Les modes propres sont ensuite calculés pour les conditions de fonctionnement en température du foyer *DIFAV* lorsqu'il y a une combustion. Ces modes basses fréquences peuvent être excités lors d'instabilités de combustion. La réponse modale du foyer de la centrale thermique EDF est étudiée au **chapitre 8** afin d'identifier les modes à basse fréquence qui peuvent être excités lors d'instabilités de combustion. Une géométrie générique de la chaudière est utilisée pour cette étude et les modes sont calculés dans deux plans orthogonaux de la chaudière avec l'outil *COMSOL Multiphysics*. Les cinq premiers modes propres du foyer sont identifiés et leurs fréquences sont modélisées par des relations simples. L'influence des conditions aux limites du foyer sur ces modes est également analysée dans le chapitre 8.

Partie III : Couplage thermo-acoustique

Cette partie est dédiée à l'étude de la stabilité dynamique du foyer *DIFAV* et du foyer industriel. Deux structures de flammes générées par le brûleur *DIFAV* sont étudiées dans le **chapitre 9**. On montre dans ce chapitre que la fluctuation du rayonnement de chimiluminescence du radical OH^* de la flamme peut être utilisée pour déterminer la fluctuation du taux de dégagement de chaleur des flammes diphasiques globalement pauvres. La fonction de transfert de flamme généralisée ou FDF est mesurée pour deux régimes de combustion en fonction de la fréquence et du niveau de la perturbation de la vitesse acoustique de l'écoulement d'air en amont du brûleur. Ces FDFs sont adimensionnées par le nombre de Strouhal basé sur la vitesse débitante de l'air et la longueur efficace de la flamme. La dynamique de la flamme est ensuite étudiée aux fréquences caractéristiques de la FDF par une visualisation du mouvement de la flamme en moyenne de phase. La fluctuation du nombre de swirl est également examinée pour ces mêmes fréquences. L'analyse de stabilité du foyer *DIFAV* à l'aide des FDFs déterminées précédemment est menée dans le **chapitre 10**. Ceci permet d'examiner si les outils basés sur la FDF développés pour des systèmes parfaitement prémélangés peuvent être utilisés pour prédire la stabilité de foyer fonctionnant avec des flammes diphasique non-prémélangées. Des instabilités auto-entretenues observées sur le brûleur *DIFAV*, pour les deux topologies de flammes et différentes longueurs de chambre, sont étudiées. Une analyse non-linéaire de la stabilité du foyer *DIFAV* est menée en étudiant les FDFs et en comparant les prévisions aux mesures. Des calculs sont ensuite réalisés en intégrant les FDFs au modèle acoustique à trois cavités pour examiner la stabilité du foyer *DIFAV* et les cycles limites lorsque la longueur de la chambre varie. L'analyse de la stabilité dynamique de la chaudière EDF est menée dans le **chapitre 11** à l'aide des FDFs adimensionnées déterminées précédemment. Ces calculs sont réalisés avec *COMSOL Multiphysics* à partir du modèle générique de chaudière développé dans la partie II. Des études de sensibilité aux conditions limites acoustiques et à la longueur de la flamme sont également menées en analysant le signe du critère de Rayleigh des flammes. Ces résultat sont comparés aux fréquences de vibrations mesurées sur la chaudière industrielle. Des préconisations pour améliorer la stabilité des foyers sont indiquées à la fin du **chapitre 11**.

Première partie

Analyse des injecteurs bi-fluides

Chapitre 1

Analyse des écoulements diphasiques en conduite

Pour comprendre le fonctionnement d'un injecteur bi-fluide, il est d'abord nécessaire de s'intéresser à la structure de l'écoulement diphasique liquide/gaz dans l'injecteur. Les principales grandeurs caractéristiques des écoulements diphasiques en conduite sont d'abord rappelées à la Sec.1.1. La topologie des écoulements diphasiques dans des conduites droites est ensuite décrite à la Sec.1.2. On s'intéresse ici à l'écoulement composé du combustible liquide et du gaz d'atomisation. L'écoulement de ce mélange diphasique dans la tête d'injection au travers des buses d'atomisation des injecteurs peut être assimilé à un écoulement diphasique dans une conduite de section variable. Les outils permettant de déterminer le régime de ces écoulements sont traités dans la Sec. 1.3. Les principales équations bilans sont présentées à la Sec. 1.4. La modélisation 1D de ces écoulements dans un canal à section variable est abordée dans la Sec. 1.5. Trois modèles y sont décrits. Les prévisions de ces trois modèles sont comparées sur une configuration simple. Le lecteur averti pourra directement passer au chapitre 2 qui applique les notions et les modèles développés dans ce chapitre à l'injecteur industriel traité.

1.1 Principales grandeurs caractéristiques des écoulements diphasiques en conduite

On s'intéresse ici à des écoulements liquide/gaz composés du combustible liquide et du gaz d'atomisation. L'écoulement du mélange diphasique dans la tête d'injection peut être assimilé à un écoulement diphasique dans une conduite de section variable. La description d'un écoulement diphasique gaz/liquide nécessite de déterminer la répartition de chacune des phases dans le canal. En effet, les transferts thermiques et les pertes de charges sont fortement liées à la topologie de l'écoulement diphasique. La modélisation de ces écoulements dépend donc de la topologie locale de l'écoulement diphasique. Les différents régimes

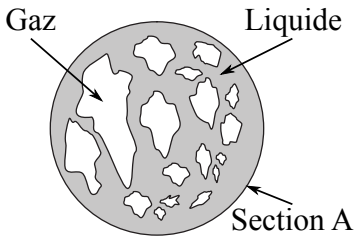


FIGURE 1.1 – *Schéma d'une coupe transverse d'un écoulement diphasique dans un canal de section A.*

de ces écoulements sont généralement déterminés par une analyse visuelle. Ces topologies sont présentées dans la suite.

Avant d'aborder la topologie des écoulements diphasiques, il est nécessaire de définir les principales grandeurs physiques généralement utilisées pour caractériser ces écoulements. Ces grandeurs sont déterminées pour une section A de conduite représentée à la Fig. 1.1.

La fraction de vide

La fraction de vide notée α est l'un des paramètres les plus importants pour caractériser un écoulement diphasique. Elle est définie comme le rapport entre la surface occupée par la phase gazeuse A_g et la surface totale $A = A_l + A_g$ de la conduite :

$$\alpha = \frac{A_g}{A} \tag{1.1}$$

La fraction massique de gaz

La fraction massique du gaz Y_g d'un mélange diphasique gaz/liquide est définie par :

$$Y_g = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}_g + \dot{m}_l} \tag{1.2}$$

où $\dot{m}_g$, $\dot{m}_l$ sont les débits massiques du gaz et du liquide. Il est alors possible de lier la fraction de vide et la fraction massique de gaz par la relation :

$$\frac{1 - Y_g}{Y_g} = \frac{u_l \rho_l}{u_g \rho_g} \frac{1 - \alpha}{\alpha} \tag{1.3}$$

où u_k et ρ_k sont respectivement la vitesse et la masse volumique de la phase liquide l ou gazeuse g.

Gas-To-Liquid ratio **(*GLR*)**

Un paramètre largement utilisé pour décrire l'atomisation des injecteurs bi-fluides est le rapport des débit massiques de la phase gazeuse et de la phase liquide (*Gas-To-Liquid ratio*) noté *GLR* :

$$GLR = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}_l} = \frac{Y_g}{1 - Y_g} \tag{1.4}$$

La vitesse superficielle

La vitesse superficielle, ou vitesse apparente, de la phase k notée j_k correspond à la vitesse débitante de la phase k à travers la section du conduit d'aire A. En d'autres termes, il s'agit de la vitesse de la phase k lorsqu'elle est considérée seule dans le canal. On a donc :

$$j_g = \frac{\dot{m}_g}{\rho_g A} = \alpha u_g \tag{1.5}$$

$$j_l = \frac{\dot{m}_l}{\rho_l A} = (1 - \alpha) u_l \tag{1.6}$$

où u_g et u_l sont respectivement les vitesses de la phase gazeuse et de la phase liquide définies par :

$$u_g = \frac{\dot{m}_g}{\rho_g A_g} = \frac{\dot{m}_g}{\alpha \rho_g A} = \frac{Y_g}{\alpha} \frac{\dot{m}}{\rho_g A} \tag{1.7}$$

$$u_l = \frac{\dot{m}_l}{\rho_l A_l} = \frac{\dot{m}_l}{(1 - \alpha) \rho_l A} = \frac{1 - Y_g}{1 - \alpha} \frac{\dot{m}}{\rho_g A} \tag{1.8}$$

où $\dot{m}$ est le débit total $\dot{m} = \dot{m}_g + \dot{m}_l$ traversant la section.

Le débit massique surfacique

Le débit massique surfacique G_k de la phase k est défini comme le rapport entre le débit massique $\dot{m}_k$ de la phase k et l'aire A de la section du canal :

$$G_g = \frac{\dot{m}_g}{A} = \rho_g j_g \qquad G_l = \frac{\dot{m}_l}{A} = \rho_l j_l \tag{1.9}$$

On définit également le débit massique surfacique du mélange par :

$$G = G_g + G_l = \frac{\dot{m}}{A} \tag{1.10}$$

L'ensemble de ces grandeurs est utilisé dans la suite des travaux pour caractériser les régimes d'écoulement dans l'injecteur bi-fluide.

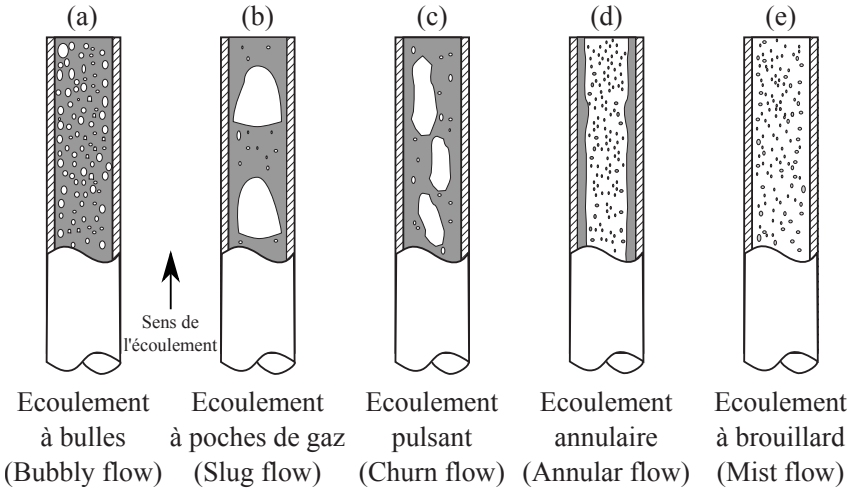


FIGURE 1.2 – *Topologie des écoulements diphasiques co-courants dans une conduite verticale (Figure adaptée de Moreno Quiben (2005)).*

1.2 Régimes d'écoulement en conduite droite

La topologie de l'écoulement diphasique dans notre injecteur bi-fluide n'est pas impactée par la gravité. Seuls les régimes d'écoulement dans des conduites verticales à co-courants sont décrits dans cette section. On trouvera en annexe A une description des régimes d'écoulement dans une conduite horizontale. Un écoulement diphasique co-courants dans une conduite verticale présente différents régimes d'écoulement qui sont représentés à la Fig. 1.2 :

- (a) L'écoulement à bulles (« Bubbly flow ») est caractérisé par une phase liquide continue contenant des bulles de gaz dispersées. Les bulles sont alors sphériques et leur diamètre est généralement inférieur à un millimètre. L'aspect de cet écoulement devient laiteux à grande vitesse (Delhaye (2008)) ;

- (b) L'écoulement à poches (« Slug flow ») se compose d'une succession de poches gazeuses entourées par la phase liquide. Lorsque le débit de gaz augmente pour un débit de liquide constant, les poches de gaz s'allongent et se fractionnent de manière désordonnée. Il mène à un écoulement pulsant ;

- (c) L'écoulement pulsant (« Churn flow ») correspond à un régime de transition entre l'écoulement à poches et l'écoulement annulaire. Dans ce régime l'écoulement gazeux génère des poches de gaz désordonnées, mais il n'est pas suffisant pour plaquer le liquide sur la paroi et former un film annulaire ;

- (d) L'écoulement annulaire (« Annular flow ») se compose d'un film liquide annulaire le long des parois de la conduite et d'un cœur gazeux chargé de gouttelettes s'écoulant à une vitesse beaucoup plus élevée que celle du liquide. Les gouttelettes sont arrachées aux sommets d'instabilités qui se forment à la surface du film liquide.

- (e) L'écoulement à brouillard (« Mist flow ») est obtenu lorsque la phase gazeuse a une vitesse élevée ce qui lui permet de disperser le film liquide en brouillard.

Il est important de noter que ces régimes ne sont pas toujours clairement définis et reconnaissables. Certains auteurs regroupent les écoulements à poches de gaz et les écoulements pulsant sous la dénomination commune d'écoulements intermittents (« Intermittent flows »). De même, il est très courant que les écoulements annulaires et les écoulements à brouillard soient regroupés. Seuls les régimes d'écoulements intermittents, annulaires et à brouillard sont utilisés dans les chapitres 1, 2, 3 et 5 pour analyser le fonctionnement de l'injecteur industriel et de l'injecteur *DIFAV* puisqu'ils sont très peu impactés par la gravité.

1.3 Cartes d'écoulement diphasique

Ces diagrammes sont généralement utilisés pour déterminer la topologie des écoulements diphasiques en conduit. Ils sont obtenus soit par une approche empirique (Hewitt and Roberts (1969)), soit par l'étude des mécanismes de transition entre les régimes (Taitel et al. (1980); McQuillan and Whalley (1985)). Les principaux diagrammes pour les écoulements verticaux co-courants et les écoulements horizontaux co-courants sont présentés.

1.3.1 Ecoulements verticaux co-courants

La carte de Hewitt and Roberts (1969) obtenue à partir de l'analyse d'écoulements eau-air et eau-vapeur dans une conduite de diamètre 12.5 mm avec des pressions comprises entre 34.5 bar et 69 bar est représentée à la Fig. 1.3. Les régimes sont déterminés en fonction du flux de quantité de mouvement par unité de surface $\rho_k j_k^2$ des deux phases k. Les coordonnées étant dimensionnelles, l'utilisation de cette carte est limitée à sa plage de validité. Par exemple, lorsque $\rho_g j_g^2 = 10^1\,\mathrm{kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-2}}$ et $\rho_l j_l^2 = 10^1\,\mathrm{kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-2}}$, l'écoulement est de type pulsant (Fig. 1.2). Lorsque le flux de quantité de mouvement par unité de surface du liquide augmente, l'écoulement devient à poches puis à bulles. Pour des valeurs élevées du flux de quantité de mouvement par unité de surface du gaz, quand $\rho_g j_g^2 = 10^3\,\mathrm{kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-2}}$ par exemple, l'écoulement est annulaire pour les faibles valeurs de $\rho_l j_l^2$. Lorsque $\rho_l j_l^2$ augmente, l'écoulement diphasique devient annulaire fragmenté. Cette topologie d'écoulement correspond à un écoulement

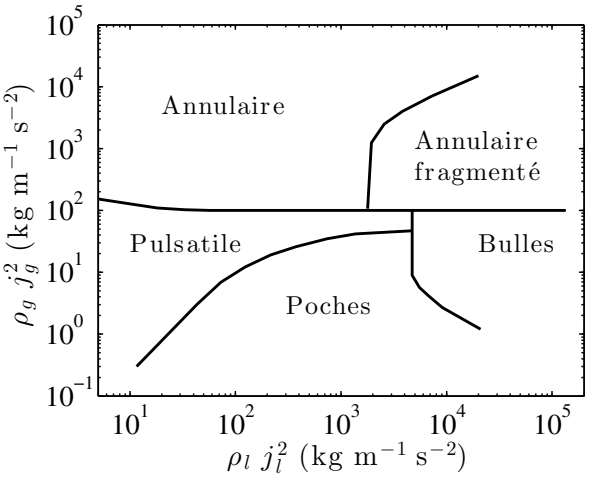


FIGURE 1.3 – *Carte d'écoulement de Hewitt and Roberts (1969).*

annulaire dans lequel de grandes poches de liquide sont transportées dans le cœur gazeux. Notons que ces diagrammes sont parfois contradictoires, d'où la nécessité de comparer les résultats obtenus avec différentes cartes d'écoulement (Delhaye (2008)).

1.3.2 Ecoulements horizontaux co-courants

Baker (1954) a proposé un diagramme d'écoulement pour des écoulements horizontaux co-courants. Ce diagramme est représenté à la Fig. 1.4. Les régimes sont définis en fonction des débits massiques surfaciques $G_k = \rho_k j_k$ des deux phases et des propriétés physico-chimiques des deux fluides, par le biais de coefficients correctifs adimensionnés λ et Ψ :

$$\lambda = \left(\frac{\rho_g}{\rho_{air}} \frac{\rho_l}{\rho_{eau}} \right)^{1/2} \tag{1.11}$$

$$\Psi = \frac{\sigma_{eau}}{\sigma_l} \left(\frac{\mu_l}{\mu_{eau}} \left(\frac{\rho_{eau}}{\rho_l} \right)^2 \right)^{1/3} \tag{1.12}$$

où ρ_g est la masse volumique du gaz. Les quantités ρ_l, μ_l et σ_l sont la masse volumique, la viscosité et la tension superficielle du liquide étudié. Les quantités ρ_{air}, ρ_{eau}, μ_{eau} et σ_{eau} sont les propriétés de l'eau et de l'air dans les conditions standards de pression et de température. Lorsque le débit massique surfacique du gaz G_g est fixé, par $G_g\Psi = 5 \times 10^{-1}\,\mathrm{kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}}$ par exemple, l'écoulement diphasique est stratifié pour les faibles valeurs de G_l. Lorsque G_l augmente, l'écoulement devient à poches puis à bulles. Si $G_g/\lambda = 10^3\,\mathrm{kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}}$ est

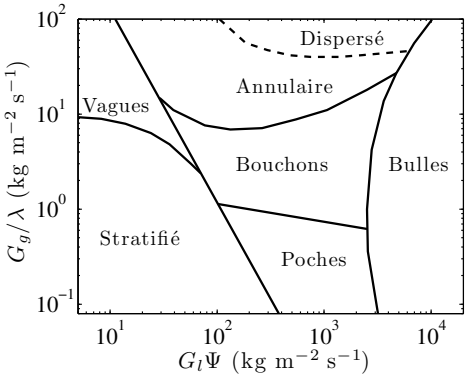


FIGURE 1.4 – *Carte d'écoulement de Baker (1954).*

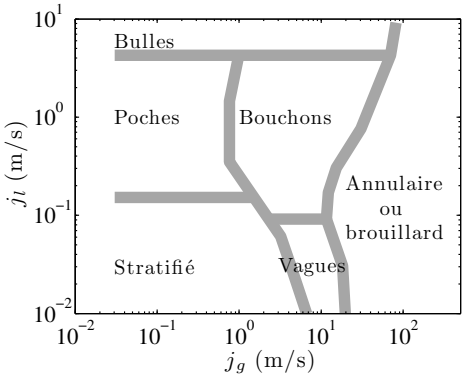


FIGURE 1.5 – *Carte d'écoulement de Mandhane et al. (1974).*

fixé, l'écoulement est à poches pour les faibles valeurs de G_g. Lorsque le débit massique surfacique du gaz augmente, l'écoulement devient à bouchons puis annulaire pour finalement devenir dispersé.

En se basant sur de nombreuses observations d'écoulements horizontaux air-eau dans des tubes, Mandhane et al. (1974) ont développé une carte d'écoulement représentée à la Fig. 1.5. Les transitions de régime dépendent de la vitesse superficielle des deux phases (j_g et j_l) définies par les Eqs. (1.5) et (1.6). Lorsque la vitesse superficielle du liquide est fixée à $j_l = 1\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$, l'écoulement est à poches pour les faibles valeurs de j_g. Lorsque j_g augmente, l'écoulement devient à bouchons, puis annulaire ou à brouillard. Cette évolution est semblable à celle observée sur la carte de Baker (Fig. 1.4) si l'on considère les fluides incompressibles ($G_g \propto j_g$ et $G_l \propto j_l$). Lorsque la vitesse superficielle du gaz est fixée à $j_g = 10^{-1}\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$, l'écoulement est stratifié pour les faibles valeurs de j_l. Lorsque j_l augmente, le régime d'écoulement devient à poches puis à bulles. Cette évolution est également semblable à celle observée sur la carte de Baker si les fluides sont considérés incompressibles. La topologie des écoulements prédits par ces deux cartes est similaire si les fluides sont considérés incompressibles mais les transitions de régimes se produisent pour des bornes différentes.

Des cartes d'écoulement ont également été développées à partir de modélisation des phénomènes physiques entraînant une transition de régime. La principale étude a été réalisée par Taitel and Dukler (1976) dont la carte d'écoulement est reproduite à la Fig. 1.6. Les transitions sont définies à partir du paramètre de Lockhart and Martinelli (1949) X, du nombre de Froude Fr et des nombres

adimensionnés T_{TD} et K_{TD} définis comme suit :

$$X = \left[\frac{(dp/dz)_l}{(dp/dz)_g}\right] \tag{1.13}$$

$$Fr_g = \frac{j_g}{\sqrt{gD}}\sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l - \rho_g}} \tag{1.14}$$

$$T_{TD} = \sqrt{\frac{|dp/dz|_l}{g(\rho_l - \rho_g)}} \tag{1.15}$$

$$K_{TD} = Fr_g\sqrt{Re_l} \tag{1.16}$$

où $Re_l = j_l D/\nu_l$ est le nombre de Reynolds du liquide supposé s'écouler seul dans la conduite, $(dp/dz)_k$ est le gradient de pression de la phase k dans la conduite lorsqu'elle s'écoule seule.

Pour utiliser la carte d'écoulement de Taitel and Dukler (1976) (Fig. 1.6), il faut d'abord calculer le paramètre de Lockhart and Martinelli (1949) X et le nombre de Froude Fr. Ce couple de paramètres permet de se positionner dans le graphique supérieur de la Fig. 1.6. Trois cas se présentent alors :

- si les coordonnées sont situées dans la zone « annulaire », alors le régime est annulaire ;
- si les coordonnées sont localisées dans la zone en bas à gauche du graphique, le régime se définit en utilisant les paramètres X et K_{TD} dans le second graphique de la Fig. 1.6 ;
- si les coordonnées sont localisées dans la zone à droite du graphique, le régime se définit en utilisant les paramètres X et T_{TD} dans le troisième graphique de la Fig. 1.6.

De nombreuses autres cartes d'écoulement ont été développées pour déterminer les régimes des écoulements diphasiques dans les tubes verticaux et horizontaux. Notons particulièrement les travaux de Chen et al. (1997) et Chen et al. (2006) qui étudient les paramètres pilotant les transitions entre les régimes. Des études sur l'impact de l'évaporation sur les régimes d'écoulement ont également été menées (Moreno Quiben (2005)). Ces cartes, même si elles ne permettent pas de prédire précisément une transition, ont l'avantage d'être facilement utilisables. Elles permettent de rapidement déterminer le régime de l'écoulement diphasique dans une conduite en régime établi. Pour ces raisons, ces cartes d'écoulement sont largement utilisées pour déterminer les régimes des écoulements dans les injecteurs bi-fluides notamment par Chin and Lefebvre (1995);

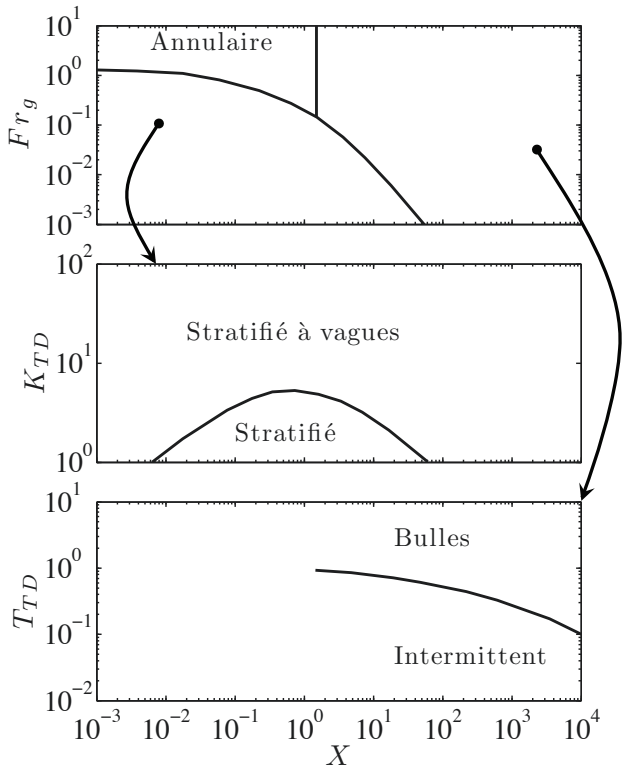


FIGURE 1.6 – *Carte d'écoulement de Taitel and Dukler (1976).*

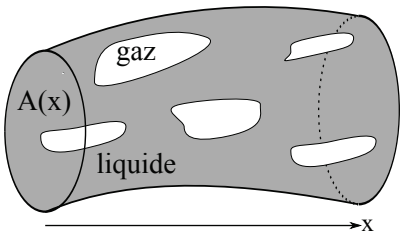


FIGURE 1.7 – *Schéma d'un écoulement diphasique dans un canal de section variable A.*

Sovani et al. (2001); Lee and Kim (2001); Tafreshi et al. (2002); Jedelsky and Jicha (2006); Jedelsky et al. (2009); Schröder et al. (2012); Rahman et al. (2012); Li et al. (2012). Elle sont utilisées par la suite pour déterminer le régime de fonctionnement des injecteurs bi-fluides étudiés.

1.4 Equations bilans fondamentales

Les équations régissant les écoulements diphasiques en conduite sont tridimensionnelles et instationnaires (Ishii (1977); Brennen (2009); Delhaye (2008)). Pour traiter l'écoulement d'un mélange gaz/liquide au travers d'un injecteur fonctionnant en régime permanent, nous supposons que l'écoulement est stationnaire dans une conduite circulaire de section variable $A(x)$ représentée à la Fig. 1.7 et qu'il peut être modélisé par un écoulement non-réactif, stationnaire et unidimensionnel. Dans l'approche développée ci-dessous on ne tient pas compte de la tension superficielle de la phase liquide. Chaque grandeur x est moyennée sur la section du canal occupée par la phase k :

$$\bar{x}_k = \int_{A_k} x_k dS \tag{1.17}$$

où $\bar{x}_k$ est la valeur moyenne pour la phase k de la grandeur x et A_k est la section occupée par la phase k. Dans la suite de l'étude, $\bar{x}_k$ sera noté x, la phase liquide porte l'indice l et la phase gazeuse porte l'indice g.

Conservation de la masse

L'équation de conservation de la masse à travers un canal de section A (Fig. 1.7) s'écrit pour chaque phase k :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(A(x)\rho_k\alpha\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(A(x)\rho_k\alpha u_k\right) = \mathcal{I}_k \tag{1.18}$$

où ρ_k, u_k et α_k sont respectivement la masse volumique, la vitesse et la fraction de vide de la phase k définie par l'Eq. (1.1). La quantité $\mathcal{I}_k$ correspond au transfert de masse par unité de longueur de la phase k tel que :

$$\sum_k \mathcal{I}_k = 0 \tag{1.19}$$

Pour un écoulement liquide/gaz stationnaire sans changement d'état des phases ($\mathcal{I}_k = 0$), il vient :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(A(x)\rho_l(1-\alpha)u_l\right) = 0 \tag{1.20}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(A(x)\rho_g\alpha u_g\right) = 0 \tag{1.21}$$

où l'indice g fait référence à la phase gazeuse et l'indice l fait référence à la phase liquide.

Conservation de la quantité de mouvement

L'équation de conservation de la quantité de mouvement à travers un canal de section A s'écrit pour chaque phase k (Wallis (1969)) :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(A(x)\rho_k\alpha u_k\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(A(x)\rho_k\alpha u_k^2\right) = -A(x)\left(\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{P_{kw}\tau_{kw}}{A}\right) + A(x)\rho_k\alpha g + \sum_n P_{kn}\tau_{kn} \tag{1.22}$$

où g est l'accélération de la pesanteur, τ_{kw} est la contrainte de frottement de la phase k sur la paroi de la conduite et τ_{kn} la contrainte de frottement entre les phases k et n. Dans cette expression, $P_{kw}(x)$ est le périmètre mouillé de la canalisation par la phase k et P_{kn} est le périmètre de contact entre les phases k et n. Dans le cas d'écoulements stationnaires du liquide et du gaz, il vient :

$$\dot{m}_l\frac{\partial u_l}{\partial x} + A(x)\frac{\partial p}{\partial x} + P_{lw}\tau_{lw} - A(x)\rho_l(1-\alpha)g - P_{lg}\tau_{lg} = 0 \tag{1.23}$$

$$\dot{m}_g\frac{\partial u_g}{\partial x} + A(x)\frac{\partial p}{\partial x} + P_{gw}\tau_{gw} - A(x)\rho_g\alpha g - P_{gl}\tau_{gl} = 0 \tag{1.24}$$

En égalisant les contraintes $P_{gl}\tau_{gl} = P_{lg}\tau_{lg}$, puis en faisant la somme et un réarrangement des Eqs. (1.23) et (1.24), il vient :

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{P_{lw}\tau_{lw} + P_{gw}\tau_{gw}}{A} + \frac{1}{A}\frac{\partial}{\partial x}(\dot{m}_l u_l + \dot{m}_g u_g) - g(\rho_l(1-\alpha) + \rho_g(\alpha)) \tag{1.25}$$

Le gradient de pression dans le canal peut donc s'écrire comme la somme de trois contributions :

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_F + \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_a + \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_z \tag{1.26}$$

Le terme $\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_F$ correspond au gradient de pression engendré par les forces de frottements pariétales :

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_F = \frac{P_{lw}\tau_{lw} + P_{gw}\tau_{gw}}{A} \tag{1.27}$$

Le terme $\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_a$ correspond à la variation du flux de quantité de mouvement :

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_a = \frac{1}{A}\frac{\partial}{\partial x}(\dot{m}_l u_l + \dot{m}_g u_g) \tag{1.28}$$

Le terme $\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_z$ correspond à l'action de la pesanteur sur le système :

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_z = g(\rho_l(1-\alpha_g) + \rho_g(\alpha)) \tag{1.29}$$

Dans la suite de l'étude, nous négligeons cette contribution.

Conservation de l'énergie

Le développement de l'équation de conservation de l'énergie à travers un canal est réalisé dans la thèse de Moreno Quiben (2005). Dans le cas d'un écoulement non-réactif, stationnaire dans un canal de section A, on peut écrire pour la phase liquide et la phase gazeuse :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(A(x)\rho_l(1-\alpha)u_l\left(h_l + \frac{u_l^2}{2}\right)\right) = P_{lw}\phi_{lw} + A\rho_l(1-\alpha)u_l g + P_{lg}\phi_{lg} + P_{lg}\tau_{lg}u_l \tag{1.30}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(A(x)\rho_g\alpha u_g\left(h_g + \frac{u_g^2}{2}\right)\right) = P_{gw}\phi_{gw} + A\rho_g\alpha u_g g + P_{gl}\phi_{gl} + P_{gl}\tau_{gl}u_g \tag{1.31}$$

où h_k est l'enthalpie massique de la phase k, ϕ_{kw} est le flux de chaleur entre la phase k et la paroi et ϕ_{kn} est le flux de chaleur entre les phases n et k. Le flux d'énergie étant conservé à l'interface des deux fluides, on obtient :

$$P_{lg}\phi_{lg} + P_{lg}\tau_{lg}u_l = P_{gl}\phi_{gl} + P_{gl}\tau_{gl}u_g \tag{1.32}$$

La somme et un réarrangement des équations Eqs. (1.30) et (1.31) donnent :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left[\dot{m}_l h_l + \dot{m}_g h_g\right] + \frac{\partial}{\partial x}\left[\dot{m}_l u_l^2 + \dot{m}_g u_g^2\right] + (\dot{m}_l + \dot{m}_g)g = Q_w \tag{1.33}$$

où Q_w représente la puissance thermique par unité de longueur échangée par l'écoulement aux parois.

En combinant les bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie, nous obtenons un système à trois équations pour la phase gazeuse :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(A(x)\rho_g\alpha u_g\right) = 0 \tag{1.34}$$

$$\dot{m}_g\frac{\partial u_g}{\partial x} + A(x)\frac{\partial p}{\partial x} + P_{gw}\tau_{gw} - A(x)\rho_g\alpha g - P_{gl}\tau_{gl} = 0 \tag{1.35}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(A(x)\rho_g\alpha u_g\left(h_g + \frac{u_g^2}{2}\right)\right) = P_{gw}\phi_{gw} + A\rho_g\alpha u_g g + P_{gl}\phi_{gl} + P_{gl}\tau_{gl}u_g \tag{1.36}$$

et un système à trois équations pour la phase liquide :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(A(x)\rho_l(1-\alpha)u_l\right) = 0 \tag{1.37}$$

$$\dot{m}_l\frac{\partial u_l}{\partial x} + A(x)\frac{\partial p}{\partial x} + P_{lw}\tau_{lw} - A(x)\rho_l(1-\alpha)g - P_{lg}\tau_{lg} = 0 \tag{1.38}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(A(x)\rho_l(1-\alpha)u_l\left(h_l + \frac{u_l^2}{2}\right)\right) = P_{lw}\phi_{lw} + A\rho_l(1-\alpha)u_l g + P_{lg}\phi_{lg} + P_{lg}\tau_{lg}u_l \tag{1.39}$$

Ces équations régissent les écoulements diphasiques en conduite, mais ne permettent pas de déterminer la structure spatiale de l'écoulement comme les périmètres mouillés P_{lw} et P_{gw}. Ces expressions sont difficiles à résoudre et il est nécessaire d'introduire des hypothèses simplificatrices permettant de modéliser ces écoulements. Plusieurs choix sont possibles.

1.5 Modélisation en conduite

La modélisation de l'évolution de la pression, de la vitesse et de la température d'un écoulement diphasique le long d'une conduite de section variable nécessite d'utiliser des modèles adaptés à la topologie de l'écoulement composé de gaz et de liquide. De nombreux modèles d'écoulements diphasiques dans des conduites ont été développés par des approches analytiques ou à partir de corrélations expérimentales. On a pour habitude de distinguer les modèles homogènes où la vitesse de glissement entre les deux phases est négligée (Fauske (1962); Wallis (1969); Henry and Fauske (1971); Wallis (1980); Leung and Epstein (1990); Lemonnier and Selmer-Olsen (1992); Travis et al. (2012) et les modèles à phases séparées où la vitesse de glissement est supposée non nulle (Lockhart and Martinelli (1949); Moody (1965); Bouré et al. (1976); Ishii (1977); Ardron (1978); Martindale and Smith (1982); Richter (1983); Fischer (1995); Schmidt and Friedel (1997); Hibiki and Ishii (2003)).

Dans cette étude, nous nous intéressons à trois modèles unidimensionnels dans le cas d'un écoulement diphasique adiabatique à travers un canal de section variable depuis un réservoir i où la vitesse de l'écoulement est nulle $u_i = 0$ et qui est caractérisé par des grandeurs génératrices p_i, T_i et ρ_i. Le modèle homogène équilibré (Wallis (1969)) est généralement utilisé pour modéliser les écoulements dispersés. Le modèle à phases séparées (Wallis (1969)) permet de modéliser les écoulements stratifiés, alors que le modèle de perte de charge (Lockhart and Martinelli (1949); Wallis (1969)) introduit dans la dernière section permet de modéliser les écoulement annulaires. Ces trois modèles permettent de couvrir un large spectre de la topologie des écoulements diphasiques observés dans les injecteurs bi-fluides.

1.5.1 Le modèle homogène équilibré (*HEM*)

Un écoulement diphasique est considéré comme homogène lorsque la différence de vitesse entre les deux phases est nulle ou très faible. Lorsque les transferts de chaleur entre les deux phases peuvent être négligés, on parle alors de modèle homogène gelé (FHM) (Henry and Fauske (1971)). Au contraire, si les deux phases peuvent être considérées à l'équilibre thermodynamique, on parle de modèle homogène équilibré (*HEM*) (Wallis (1969)). Les conditions requises par le modèle homogène équilibré sont généralement respectées dans les écoulements où l'équilibre dynamique et thermodynamique entre les phases se fait très rapidement par rapport au temps de séjour de l'écoulement dans le conduit. C'est généralement le cas lorsqu'une phase est finement dispersée dans la phase continue comme par exemple pour les régimes dispersés indiqués aux Figs. 1.2 et A.1 (Wallis (1969); Brennen (2009)).

Pour ce modèle, les hypothèses simplificatrices suivantes sont faites :

- pas de vitesse de glissement entre les deux phases ($u_g = u_l$)
- la température des deux phases est égale à la température du mélange $T_g = T_l = T_m$;
- pas de changement d'état des phases ($\mathcal{I}_g = \mathcal{I}_l = 0$) ;
- le canal est adiabatique ($Q_w = 0$) ;
- la pression dans les deux phases est identique ($p_l = p_g = p_m$) ;
- les forces de gravité sont négligées ($g = 0$) ;
- les frottements avec les parois sont négligés ($\tau_{gw} = \tau_{lw} = 0$) ;
- le gaz constituant le mélange est considéré comme parfait et obéit à la

loi d'état $p_g = \rho_g r_g T_g$ où r_g est le rapport entre la constante universelle des gaz parfaits et la masse molaire du gaz.

Les équations de conservation de la masse Eqs. (1.20), (1.21), et de la quantité de mouvement Eq. (1.25) s'écrivent alors :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(A(x)\rho_m u_m\right) = 0 \tag{1.40}$$

$$\frac{1}{A}\frac{\partial}{\partial x}(\dot{m}_m u_m) = -\frac{\partial p}{\partial x} \tag{1.41}$$

où ρ_m, $\dot{m}_m$ et u_m sont la masse volumique, le débit massique et la vitesse du mélange diphasique traité de façon homogène. La masse volumique de ce fluide homogène est donnée par :

$$\frac{1}{\rho_m} = \frac{1}{1+GLR}\left(\frac{GLR}{\rho_g} + \frac{1}{\rho_l}\right) \tag{1.42}$$

où ρ_g et ρ_l sont les masses volumiques du gaz et du liquide et le GLR est le rapport des débits massiques gaz/liquide défini par l'Eq. (1.4) :

$$GLR = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}_l} \tag{1.43}$$

L'équilibre thermodynamique entre les deux phases permet de déterminer la température du mélange à partir de l'équation de conservation de l'énergie Eq. (1.33) :

$$T_m = \frac{c_{p_l} T_{li} + GLR c_{p_g} T_{gi}}{c_{p_m}(1+GLR)} \tag{1.44}$$

où c_{p_l}, c_{p_g} et c_{p_m} sont les chaleurs spécifiques massiques à pression constante du liquide, du gaz et du mélange homogène, T_{li} et T_{gi} sont les températures du liquide et du gaz avant qu'ils ne soient mélangés. Les chaleurs spécifiques massiques à pression constante c_{p_m} et à volume constant c_{v_m}, du mélange équivalent obéissent à :

$$c_{p_m} = Y_g c_{p_g} + (1-Y_g) c_{p_l} \tag{1.45}$$

$$c_{p_m} = \frac{GLR\, c_{p_g} + c_{p_l}}{1+GLR} \quad \text{et} \quad c_{v_m} = \frac{GLR\, c_{v_g} + c_{v_l}}{1+GLR} \tag{1.46}$$

où $Y_g = \dot{m}_g/(\dot{m}_g + \dot{m}_l)$ est la fraction massique du gaz dans le mélange. On en déduit l'expression du rapport des chaleurs spécifiques γ_m en fonction du GLR :

$$\gamma_m = \frac{c_{p_m}}{c_{v_m}} = \frac{GLR\, c_{p_g} + c_{p_l}}{GLR\, c_{v_g} + c_{v_l}} \tag{1.47}$$

Cas général

Considérons désormais que l'écoulement à travers le canal de section variable est isentropique. L'intégration des Eqs. (1.40) et (1.41) permet de déterminer le débit massique du mélange $\dot{m}$ à travers la section A du conduit :

$$\frac{\dot{m}}{A} = \frac{\left[\frac{2}{\alpha_i}\left(\frac{1-\alpha_i}{\alpha_i}\right)\left(1-\frac{p}{p_i}\right)+\left(\frac{\Gamma}{\Gamma-1}\right)\left(1-\left(\frac{p}{p_i}\right)^{\frac{\Gamma-1}{\Gamma}}\right)\right]^{1/2}}{\left(\frac{p}{p_i}\right)^{-1/\Gamma}+\frac{1-\alpha_i}{\alpha_i}}(p_i\rho_i)^{1/2} \tag{1.48}$$

où Γ est le rapport des chaleurs spécifiques des deux phases et α_i est la fraction de vide dans le réservoir définie par l'Eq. (1.1). Henry and Fauske (1971) ont déterminé la valeur de la pression critique p_* du mélange équivalent à partir des conditions génératrices dans le réservoir :

$$\left(\frac{p_*}{p_i}\right)^{\frac{\Gamma+1}{\Gamma}}\left(\frac{1-\alpha_i}{\alpha_i}\right)^2+\left(\frac{\Gamma+1}{\Gamma-1}\right)\left(\frac{p_*}{p_i}\right)^{\frac{\Gamma-1}{\Gamma}}+2\left(\frac{\Gamma+1}{\Gamma}\right) \times\left(\frac{1-\alpha_i}{\alpha_i}\right)\left(\frac{p_*}{p_i}\right)=\frac{2}{\Gamma}\left(\frac{1-\alpha_i}{\alpha_i}\right)+\frac{2}{\Gamma-1} \tag{1.49}$$

On peut ainsi déterminer le débit critique $\dot{m}_*$ à partir de l'Eq. (1.48) en remplaçant le rapport p/p_i par le rapport des pressions critiques p_*/p_i de l'Eq. (1.49). L'équilibre thermodynamique entre les deux phases étant supposé réalisé, Wallis (1969) et Leung and Epstein (1990) suggèrent de remplacer dans les Eqs. (1.48) et (1.49) le rapport des chaleurs spécifiques des deux phases Γ par le rapport des chaleurs spécifiques du mélange γ_m défini par l'Eq. (1.47). Ce modèle est généralement utilisée lorsque le taux de vide α_i dans le réservoir est important.

Cas limite

Considérons maintenant le cas limite où la fraction de vide tend vers 1 ($\alpha_i \to 1$). Cette configuration peut se rencontrer, d'après l'Eq. (1.1), si le mélange est uniquement constitué de gaz $Y_g \to 1$, ou si la pression d'arrêt p_i du mélange composé d'un gaz et d'un liquide est suffisamment faible, de sorte que $\rho_g/\rho_l \ll 1$. L'équation Eq. (1.49) s'écrit alors :

$$p_* = \left(\frac{2}{\Gamma+1}\right)^{\frac{\Gamma}{\Gamma-1}} p_i \tag{1.50}$$

où $\Gamma = \gamma$ dans ces conditions d'après l'Eq. (1.47). On retrouve bien l'expression de la pression critique p_* pour une transformation isentropique d'un gaz parfait.

Wallis (1969) propose de considérer le mélange diphasique comme gaz parfait avec des propriétés équivalentes décrites ci-dessous. Celui-ci obéit à la loi d'état des gaz parfaits :

$$p_m = r_m \rho_m T_m \tag{1.51}$$

$$\text{où } r_m = r_g \frac{GLR}{1+GLR} \tag{1.52}$$

Dans cette expression r_g est le rapport entre la constante universelle des gaz parfaits et la masse molaire du gaz.

La célérité du son dans ce mélange homogénéisé c_m s'écrit alors :

$$c_m = (\gamma_m r_m T_m)^{1/2} \tag{1.53}$$

Cette relation est compatible avec la vitesse de propagation du son dans un mélange liquide/gaz définie par Wallis (1969); Brennen (2009) dans le cas limite où $\alpha_i \to 1$:

$$\frac{1}{c_m^2} = (\rho_l(1-\alpha_i) + \rho_g \alpha_i)\left(\frac{\alpha_i}{\rho_g c_g^2} + \frac{1-\alpha_i}{\rho_l c_l^2}\right) \tag{1.54}$$

Pour une transformation isentropique, on a alors :

$$\frac{T_i}{T} = 1 + \frac{\gamma_m - 1}{2}\mathrm{M}^2 \tag{1.55}$$

$$\frac{p_i}{p} = \left(1 + \frac{\gamma_m - 1}{2}\mathrm{M}^2\right)^{\gamma_m/(\gamma_m-1)} \tag{1.56}$$

$$\frac{\rho_i}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma_m - 1}{2}\mathrm{M}^2\right)^{1/(\gamma_m-1)} \tag{1.57}$$

où les variables d'arrêt du fluide portent l'indice i et $\mathrm{M} = u_m/c_m$ est le nombre de Mach du mélange homogène. A partir de ces relations, on peut déterminer le débit massique du mélange $\dot{m}$ qui s'exprime en fonction du nombre de Mach M dans une section A :

$$\dot{m} = A\mathrm{M}p_i \left(\frac{\gamma_m}{r_m T_i}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{\gamma_m - 1}{2}\mathrm{M}^2\right)^{-\frac{\gamma_m+1}{\gamma_m-1}} \tag{1.58}$$

Ces relations sont utilisées dans le cas où le col n'est pas amorcé lorsque $\mathrm{M}_c < 1$. Dans le cas où le nombre de Mach au niveau du col est égal à $\mathrm{M}_c = \mathrm{M}_* = 1$, la

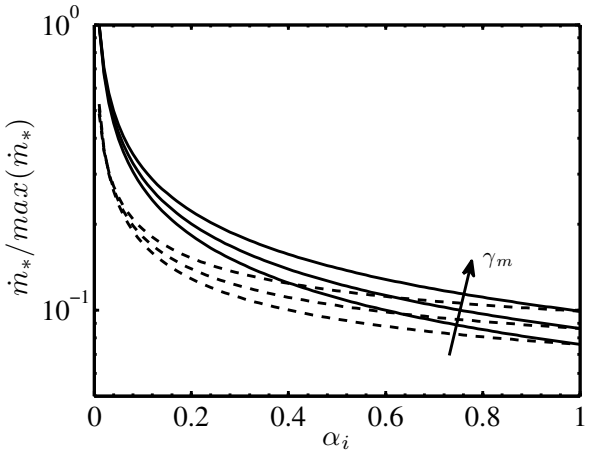


FIGURE 1.8 – *Evolution du débit massique critique $\dot{m}_*$ adimensionné en fonction du taux de vide α_i pour $\gamma_m = 1$, 1.2 et 1.4. Les courbes en traits continus (−) représentent l'évolution du débit massique critique déterminé par le modèle général Eq. (1.48). Les courbes en pointillés (−−) représentent l'évolution du débit massique déterminé par le modèle de Wallis (1969) Eq. (1.60).*

tuyère est amorcée et le débit de blocage du mélange $\dot{m}_*$ s'écrit :

$$\dot{m}_* = A_* p_i \left(\frac{\gamma_m}{r_m T_i}\right)^{1/2} \left(\frac{\gamma_m + 1}{2}\right)^{-\frac{\gamma_m+1}{\gamma_m-1}} \tag{1.59}$$

$$\dot{m}_* = \frac{\psi_* A_* p_i}{(\gamma_m r_m T_i)^{1/2}} = \frac{\psi_* A_* p_i}{c_i} \quad \text{avec} \quad \psi_* = \gamma_m \left(\frac{2}{\gamma_m + 1}\right)^{\frac{\gamma_m-1}{2(\gamma_m-1)}} \tag{1.60}$$

Lorsque le col est amorcé, les conditions critiques au niveau du col ne dépendent que des conditions d'arrêt et du rapport des chaleurs spécifiques γ_m :

$$\frac{T_*}{T_i} = \frac{2}{\gamma_m + 1} \tag{1.61}$$

$$\frac{p_*}{p_i} = \left(\frac{2}{\gamma_m + 1}\right)^{\gamma_m/(\gamma_m-1)} \tag{1.62}$$

$$\frac{\rho_*}{\rho_i} = \left(\frac{2}{\gamma_m + 1}\right)^{1/(\gamma_m-1)} \tag{1.63}$$

L'ensemble de ces relations permet de caractériser l'écoulement diphasique traité comme un mélange homogénéisé dans une tuyère.

Il est intéressant d'étudier l'évolution des débits massiques critiques en fonction du taux de vide α_i calculée avec le modèle homogène général et calculée dans le

cas limite où $\alpha_i \to 1$ (Leung and Epstein (1990)). La Fig. 1.8 représente l'évolution des débits massiques critiques adimensionnés en fonction du taux de vide α_i pour $\gamma_m = 1$, 1.2 et 1.4. Ces résultats sont obtenus à partir de l'Eq. (1.48) avec le rapport p_*/p_i déterminé par l'Eq. (1.49) pour le cas général, et en utilisant l'Eq. (1.60) pour le cas limite $\alpha_i \to 1$. Le modèle homogène équilibré de Wallis (1969) prédit bien le débit massique critique $\dot{m}_*$ pour les taux de vide élevés $\alpha_i > 0.7$. En revanche, ce modèle sous estime le débit massique critique pour les faibles taux de vide $\alpha_i < 0.7$. Henry and Fauske (1971) remarquent que le modèle homogène équilibré sous estime le débit critique $\dot{m}_*$ mais donne une bonne estimation de la pression critique p_*.

1.5.2 Le modèle à phases séparées (*SPFM*)

Le modèle à phases séparées (Separate Phase Flow Model) autorise l'existence d'une vitesse de glissement $u_{lg} = u_g - u_l$ entre les deux phases, contrairement au modèle homogène où $u_{lg} = 0$. Ce type de modèle est généralement utilisé pour décrire les écoulements stratifiés (Wallis (1969)) ou les écoulements annulaires (Fig. 1.2) (Martindale and Smith (1982)). Ces modèles ont fait l'objet de nombreuses études en introduisant des coefficients de frottement entre les phases fluides et entre les phases fluides et les parois (Bouré et al. (1976); Richter (1983); Lemonnier and Selmer-Olsen (1992); Elias and Lellouche (1994); Hibiki and Ishii (2003). Considérons dans cette étude un modèle simple où l'écoulement est isentropique à travers le canal de section variable. Les hypothèses simplificatrices suivantes sont faites (Wallis (1969)) :

- la température des deux phases est égale à la température du mélange $T_g = T_l = T_m$;
- pas de changement d'état des phases $(\mathcal{I}_g = \mathcal{I}_l = 0)$;
- le canal est adiabatique $(Q_w = 0)$;
- la pression des deux phases est identique : $(p_l = p_g = p)$;
- la force de gravité est négligée $(g = 0)$;
- les frottements avec les parois sont négligés $(\tau_{gw} = \tau_{lw} = 0)$;
- le gaz constituant le mélange est considéré comme parfait $p_g = \rho_g r_g T_g$;

Dans ce modèle les deux phases sont traitées indépendamment l'une de l'autre. Le bilan de masse pour chaque phase est obtenu à partir des Eqs. (1.21) et

(1.20) :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(A_g \rho_g u_g\right) = 0 \tag{1.64}$$

$$\rho_l \frac{\partial}{\partial x}\left(A_l u_l\right) = 0 \tag{1.65}$$

où A_g et A_l sont respectivement les sections de passage du gaz et du liquide liées à la section totale A par la relation :

$$A = A_g + A_l \tag{1.66}$$

En appliquant la relation de Bernoulli entre le réservoir amont et la section courante, on en déduit la vitesse du liquide :

$$u_l = \left(\frac{2(p_i - p)}{\rho_l}\right)^{1/2} \tag{1.67}$$

et la section de passage du liquide :

$$A_l = \frac{\dot{m}_l}{(2\rho_l \Delta p)^{1/2}} \tag{1.68}$$

où $\Delta p = p_i - p$ est la différence de pression entre le réservoir (p_i) et l'aval du col (p). La section de passage du gaz est déduite des Eqs. (1.66) et (1.68). L'écoulement étant considéré isentropique, on peut déterminer toutes les caractéristiques de l'écoulement gazeux à partir des equations Eqs. (1.53)-(1.63) en remplaçant γ_m par γ_g. La résolution de ce système d'équations permet de caractériser l'écoulement diphasique et de déterminer la vitesse de glissement $u_{lg} = u_g - u_l$.

1.5.3 Le modèle à phases séparées incluant les pertes de charge (*SPFM-PD*)

La prise en compte des pertes de charge est nécessaire lorsque les fluides traversent un canal dont le rapport de la longueur l sur son diamètre d est grand ($l/d > 5$). La contribution des forces de frottement devient alors prédominante sur le gradient de vitesse et doit être prise en compte. De nombreuses modélisations de ces phénomènes ont été développées par Lockhart and Martinelli (1949); Wallis (1969); Ishii (1977); Schmidt and Friedel (1997); Moreno Quiben (2005).

Dans ces travaux, nous avons retenu un modèle développé par Wallis (1969) pour des écoulements de types annulaires (Fig. A.1). Il s'agit d'un modèle à phase séparée qui tient compte des pertes de charge (SPFM-PD). Dans ce type d'écoulement, le gaz forme un noyau circulaire au centre de la canalisation tandis que le liquide forme un anneau sur les parois du canal. Les hypothèses simplificatrices suivantes sont faites :

- l'écoulement est de type annulaire (noyau gazeux entouré d'un film liquide)
- la température des deux phases est égale à la température du mélange ($T_g = T_l = T_m$) ;
- pas de changement d'état des phases ($\mathcal{I}_g = \mathcal{I}_l = 0$) ;
- le canal est adiabatique ($Q_w = 0$) ;
- la pression des deux phases est identique ($p_l = p_g = p$) ;
- la force de gravité est négligée ($g = 0$) ;
- l'écoulement est turbulent ;
- la phase gazeuse est considérée comme un gaz parfait $p_g = \rho_g r_g T_g$.

En remplaçant les forces de frottement pariétal du gaz τ_{wg} par des forces de frottements interfaciales τ_i dans les Eqs.(1.27), (1.24) et (1.23), on obtient :

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_F = \frac{P_g \tau_i}{A_g} = \frac{4\tau_i}{D\sqrt{\alpha}} \tag{1.69}$$

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_F = \frac{P_l \tau_w}{A_l} = \frac{4\tau_w}{D} \tag{1.70}$$

L'expression Eq. (1.69) exprime la perte de charge résultant des forces de frottement τ_i entre les deux phases, tandis que l'Eq. (1.70) tient compte des pertes de charge résultant des forces de frottement pariétales τ_w. Lorsque $u_l/u_g \ll 1$, Wallis (1969) exprime les forces de frottement entre les deux phases par :

$$\tau_i = \frac{1}{2}(C_f)_i \rho_g u_g^2 = \frac{(C_f)_i \rho_g j_g^2}{2\alpha^2} \tag{1.71}$$

où j_g est la vitesse superficielle du gaz (Eq. (1.5)) et $(C_f)_i$ le coefficient de frottement interfacial.

De la même manière, le gradient de pression du gaz dans le canal lorsqu'il s'écoule seul peut s'exprimer sous la forme :

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_g = \frac{2(C_f)_g \rho_g j_g^2}{D} \tag{1.72}$$

où $(C_f)_g$ est le coefficient de frottement pariétal du gaz lorsqu'il s'écoule seul. Lockhart and Martinelli (1949) ont défini le paramètre ϕ_g qui est la racine carrée

du rapport entre le gradient de pression de l'écoulement diphasique dp/dx et le gradient de pression du gaz s'écoulant seul :

$$\phi_g = \left(\frac{dp/dx}{(dp/dx)_g} \right)^{1/2} \tag{1.73}$$

A partir des Eqs. (1.71), (1.72) et (1.73), on trouve une relation entre $(C_f)_i$, ϕ_g et $(C_f)_g$:

$$(C_f)_i = \alpha^{5/2} \phi_g^2 (C_f)_g \tag{1.74}$$

En suivant la même démarche pour la phase liquide, à partir du paramètre $\phi_l = ((dp/dx)/(dp/dx)_g)^{1/2}$ et de l'Eq. (1.70), on trouve une relation entre le coefficient de frottement du film liquide $(C_f)_w$ et le coefficient de frottement du liquide seul $(C_f)_l$:

$$(C_f)_w = (1-\alpha)^2 \phi_l^2 (C_f)_l \tag{1.75}$$

On peut également considérer que les deux coefficients de frottement sont identiques $(C_f)_l \approx (C_f)_w$ puisque la rugosité du tube ne change pas entre les deux conditions et que l'écoulement reste turbulent (Wallis (1969)). Il vient alors :

$$\phi_l \approx \frac{1}{1-\alpha} \tag{1.76}$$

On peut donc exprimer le gradient de pression global en fonction du taux de vide α et de la perte de charge du liquide seul $(C_f)_l$:

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_F = \frac{2(C_f)_l \rho_l j_l^2}{(1-\alpha)^2 D} \tag{1.77}$$

De la même manière, faisons l'hypothèse que $(C_f)_g \approx (C_f)_l$. En effet, lorsque les écoulements sont turbulents ce coefficient dépend principalement de la rugosité du tube. En combinant les Eqs. (1.74) et (1.75), le paramètre de Martinelli $X^2 = \phi_g^2/\phi_l^2$ s'écrit :

$$X^2 = \frac{(1-\alpha)^2 (C_f)_i}{\alpha^{5/2}} = \frac{\rho_f j_f^2}{\rho_g j_g^2} \tag{1.78}$$

où le coefficient de frottement $(C_f)_i$ est donné par Wallis (1969) pour un écoulement annulaire à vagues par l'équation :

$$(C_f)_i = 1 + m(1-\alpha) \tag{1.79}$$

m est un paramètre dont la valeur est fixée à $m = 75$ par Wallis (1969), tandis que Lund et al. (1998) indiquent que ce paramètre dépend du débit massique du mélange. Ce modèle permet donc de calculer la perte de charge à partir des vitesses superficielles des fluides pour un écoulement de type annulaire.

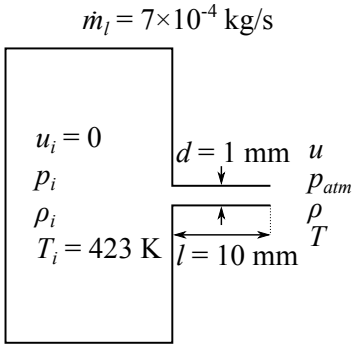


FIGURE 1.9 – *Schéma de la configuration utilisée pour comparer les différents modèles d'écoulements diphasiques.*

1.6 Comparaison des différents modèles

Les prévisions des trois modèles sont comparées pour un écoulement diphasique issu d'un réservoir à la pression p_i et à la température T_i qui débouche dans un canal ouvert à son extrémité à la pression atmosphérique p_{atm}. Le Tableau 1.1, est une synthèse des principales expressions de ces modèles. Le diamètre d et la longueur l du canal sont pris égal à $l/d = 10$. Cette configuration est schématisée à la Fig. 1.9. Le mélange diphasique est composé d'un liquide incompressible, dont le débit massique est fixé à $\dot{m}_l = 7 \times 10^{-4}\,\mathrm{kg \cdot s^{-1}}$, et de vapeur d'eau avec un rapport compris entre $0 \leq GLR \leq 0.2$. Le liquide est du fioul lourd de masse volumique $\rho_l = 900\,\mathrm{kg \cdot m^{-3}}$ et de chaleur massique $c_l = 2200\,\mathrm{J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}}$.

La Fig. 1.10 représente l'évolution du rapport de pression p_i/p_{atm} en fonction du *GLR* déterminé par le modèle *HEM* (Sec. 1.5.1), par le modèle *SPFM* (Sec. 1.5.2) et par le modèle *SPFM-PD* (Sec. 1.5.3). Notons tout d'abord que la pression dans le réservoir reste modérée $p_i/p_{atm} < 4$. Le rapport des masses volumiques du gaz et du liquide est très faible $\rho_g/\rho_l \ll 1$, ce qui justifie l'utilisation du cas limite du modèle *HEM*. La pression calculée avec le modèle *HEM* est toujours plus importante que celle calculée avec le modèle *SPFM*. La pression p_i augmente plus rapidement pour le modèle *HEM* que pour le modèle *SPFM* lorsque le *GLR* augmente. Un point d'inflexion apparaît sur la courbe représentant l'évolution de la pression calculée avec le modèle *HEM* lorsque le *GLR* varie, alors qu'il n'apparaît pas sur la courbe correspondant au modèle *SPFM*.

Les pressions calculées avec le modèle *SPFM-PD* sont obtenues lorsque $m = 10$, 30 et 75. L'évolution de p_i/p_{atm} est semblable à celle obtenue pour le modèle *SPFM* mais avec une augmentation plus rapide de la pression lorsque le *GLR* augmente. Lorsque le paramètre m augmente, la pression augmente pour tous

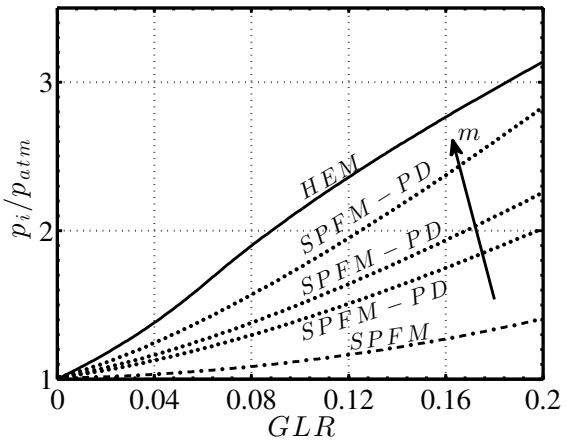


FIGURE 1.10 – *Représentation du rapport de pression p_i/p_{atm} en fonction du GLR pour la configuration représentée à la Fig. 1.9. Les trois courbes représentent les résultats obtenus à partir du cas limite du modèle homogène équilibré HEM (−), du modèle à phase séparée SPFM (−·−) et du modèle de perte de charge SPFM-PD (· · ·) lorsque $m = 10$, 30 et 75.*

les *GLR* étudiés. Quelle que soit la valeur de m, le rapport de pression prévu par le modèle *SPFM-PD* reste dans l'enveloppe formée par les prévisions du modèle *HEM* et du modèle *SPFM* pour tous les *GLR* étudiés.

Conclusion

Les cartes des écoulements diphasiques en conduite permettent de déterminer le régime des écoulements qui se développe à partir de quelques grandeurs caractéristiques simples à déterminer. Les équations unidimensionnelles régissant les écoulements diphasiques en conduite de section variable ont été présentées. Trois modèles ont ensuite été décrits. Dans le modèle homogène équilibré (*HEM*), les deux phases sont parfaitement mélangées et la vitesse de glissement entre les phases est nulle. Le cas limite lorsque le taux de vide est grand $\alpha \to 1$ a été étudié. Il a été montré que ce cas limite donne de bons résultats dès lors que $\alpha > 0.7$. Le second modèle permet d'étudier les écoulements où les deux phases sont continues (écoulements stratifiés ou annulaires). Ce modèle à phases séparées (*SPFM*) autorise une vitesse de glissement entre les deux phases mais ne tient pas compte des forces de frottements. Le modèle à phases séparées incluant les pertes de charges (*SPFM-PD*) a été développé pour représenter les pertes de charges des écoulements annulaires. Ce modèle est utilisé lorsque la longueur du canal est importante par rapport à son diamètre $l/d > 5$. Une synthèse des principales équations de ces modèles est présentée au Tableau 1.1. Le rap-

port de pression p_i/p_{atm} calculé par les trois modèles a été comparé lorsque le *GLR* varie. La pression calculée par le modèle *HEM* augmente plus rapidement que celle calculée par le modèle *SPFM* lorsque le *GLR* augmente. L'influence du paramètre m du modèle *SPFM-PD* sur la pression calculée a été mise en évidence. La pression calculée par le modèle *SPFM-PD* est comprise entre les prévisions du modèle *HEM* et celles du modèles *SPFM* lorsque $m = 10$, 30 et 75. Ces modèles sont utilisés par la suite pour analyser les écoulements dans l'injecteur industriel et dans l'injecteur DIFAV.

TABLEAU 1.1 – *Synthèse des principales équations des modèles d'écoulements diphasiques HEM, SPFM et SPFM-PD.*

Modèle		Equations	
HEM		$T_m = \frac{c_{p_l} T_{li} + GLR \times c_{p_g} T_{gi}}{c_{pm}(1+GLR)}$ $c_m = (\gamma_m r_m T_m)^{1/2}$, où $\gamma_m = \frac{GLR\ c_{p_g} + c_{p_l}}{GLR\ c_{v_g} + c_{v_l}}$, $r_m = r_g \frac{GLR}{1+GLR}$	$\dot{m} = A \mathrm{M} p_i \left(\frac{\gamma_m}{r_m T_i}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{\gamma_m - 1}{2}\mathrm{M}^2\right)^{-\frac{\gamma_m+1}{\gamma_m-1}}$ $\frac{T_*}{T_i} = \frac{2}{\gamma_m+1}$, $\frac{p_*}{p_i} = \left(\frac{2}{\gamma_m+1}\right)^{\frac{\gamma_m}{\gamma_m-1}}$, $\frac{\rho_*}{\rho_i} = \left(\frac{2}{\gamma_m+1}\right)^{\frac{1}{\gamma_m-1}}$
SPFM	Gaz	$\dot{m}_g = A_g \mathrm{M}_g p_i \left(\frac{\gamma_g}{r_g T_m}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{\gamma_g - 1}{2}\mathrm{M}_g^2\right)^{-\frac{\gamma_g+1}{\gamma_g-1}}$, avec $p_g = \rho_g r_g T_g$ $\frac{T_*}{T_i} = \frac{2}{\gamma_g+1}$, $\frac{p_*}{p_i} = \left(\frac{2}{\gamma_g+1}\right)^{\frac{\gamma_g}{\gamma_g-1}}$, $\frac{\rho_*}{\rho_i} = \left(\frac{2}{\gamma_g+1}\right)^{\frac{1}{\gamma_g-1}}$	$A = A_g + A_l$ $u_{lg} = u_g - u_l$
	Liquide	$u_l = \left(\frac{2(p_i - p)}{\rho_l}\right)^{1/2}$, $A_l = \frac{\dot{m}_l}{(2\rho_l \Delta p)^{1/2}}$	
SPFM-PD	Gaz	$\dot{m}_g = A \mathrm{M}_g p_i \left(\frac{\gamma_g}{r_g T_m}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{\gamma_g - 1}{2}\mathrm{M}_g^2\right)^{-\frac{\gamma_g+1}{\gamma_g-1}}$, où $\mathrm{M}_g = \frac{j_g}{c_g}$	$\frac{\rho_f j_f^2}{\rho_g j_g^2} = \frac{(1-\alpha)^2 + m(1-\alpha)^3)}{\alpha^{5/2}}$ $\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{2(C_f)_l \rho_l j_l^2}{(1-\alpha)^2 D}$
	Liquide	$j_l = \frac{\dot{m}_f}{\rho_f A}$	

Chapitre 2

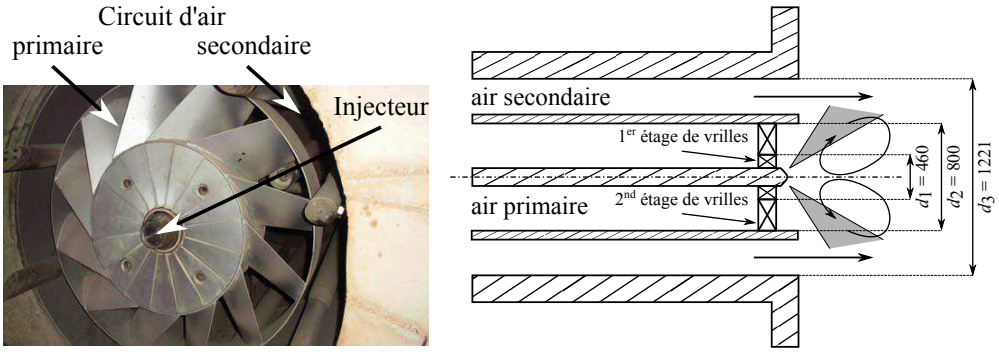
Le brûleur industriel

Le brûleur Pillard GRC équipe certaines chaudières de centrales thermiques EDF. Le foyer de centrale thermique que nous étudions est équipé de 24 brûleurs. Chaque brûleur développe une puissance thermique nominale de 70 MW. Dans ce chapitre, les développements menés au chapitre 1 sont utilisés pour analyser l'écoulement diphasique dans la tête de l'injecteur d'un des brûleurs en fonction du rapport du débit masse de vapeur injecté rapporté au débit masse de fioul *GLR*. La géométrie de l'injecteur industriel et le point de fonctionnement étudié sont présentés à la Sec. 2.1. L'analyse de l'écoulement diphasique dans la multi-buse de l'injecteur est menée à la Sec. 2.2. Les écoulements du fioul lourd et de la vapeur qui entrent dans la chambre de mélange sont étudiés aux Secs. 2.3 et 2.4. Une synthèse de l'analyse des écoulements dans l'injecteur est menée à la Sec. 2.5. L'écoulement d'air dans le brûleur industriel est analysé à la Sec. 2.6. La flamme générée par le brûleur est ensuite brièvement décrite à la Sec.2.7.

2.1 Géométrie du brûleur industriel

Le combustible liquide est atomisé au centre du brûleur par un injecteur assisté par de la vapeur (Annexe B). L'alimentation en air se fait par deux circuits, le primaire et le secondaire, indiqués à la Fig. 2.1. L'air du circuit primaire est mis en rotation par deux vrilles pour stabiliser la flamme. L'air du circuit secondaire est injecté selon la direction axiale du brûleur.

L'injecteur industriel est de type bi-fluide à mélange interne (Annexe B). Le fioul lourd est mélangé à de la vapeur surchauffée dans une chambre de mélange située dans la tête de l'injecteur. Ce mélange facilite l'atomisation du fioul lourd. La Fig. 2.2 représente (a) un schéma en coupe de la tête de l'injecteur industriel et (b) une vue éclatée de la tête d'injection avec une photographie des principaux composants. L'alimentation en fioul lourd se fait au centre de l'injecteur et l'alimentation en vapeur surchauffée autour. Le combustible liquide



(a) Photo d'un brûleur GRC.

(b) Schéma du brûleur industriel avec les principales cotes.

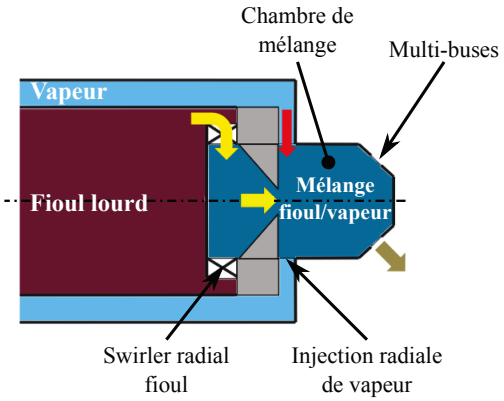
FIGURE 2.1 – *Représentation du brûleur Pillard de type GRC.*

est mis en rotation par une vrille radiale couramment appelée swirler. Le fioul en rotation traverse ensuite une pastille convergente. Ce type d'injecteur est appelé « Simplex » par Lefebvre (1989). Il en résulte un film conique creux de combustible qui entre dans la chambre de mélange à travers un orifice de diamètre $d_f = 10.6\,\text{mm}$. La chambre de mélange est spécifique aux injecteurs avec assistance interne. Il s'agit de la zone interne où le combustible liquide et le gaz d'atomisation sont mélangés. La chambre de mélange de l'injecteur industriel a un diamètre $d_{mix} = 25\,\text{mm}$. Le film liquide conique est sectionné par 12 jets radiaux de vapeur surchauffée à $T_s = 453\,\text{K}$ qui sont injectés à grande vitesse. Ces jets sont formés par des orifices rectangulaires distribués sur la périphérie de la chambre de mélange dont la section de passage totale est $A_s = 108\,\text{mm}^2$. Le mélange diphasique ainsi formé est injecté dans la chambre de combustion à travers 10 buses de diamètre $d_n = 6.3\,\text{mm}$ formant un angle de 52.5° avec l'axe de l'injecteur.

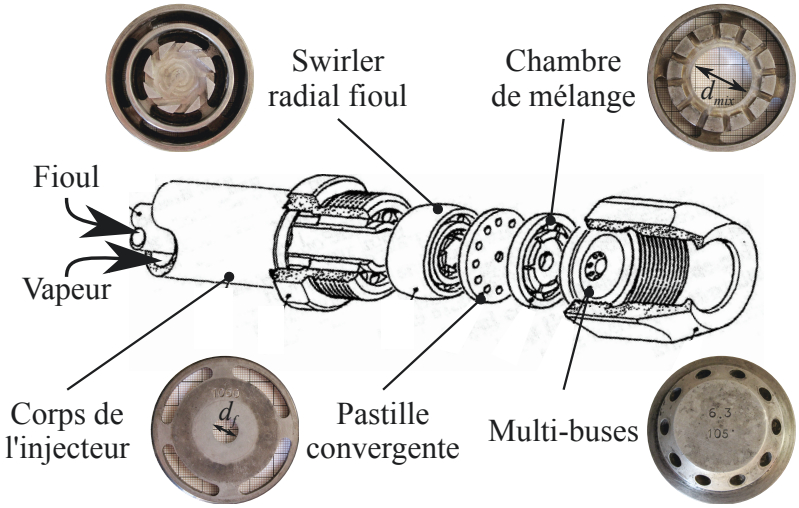
Le point de fonctionnement de l'injecteur industriel retenu pour l'analyse de l'écoulement dans l'injecteur est résumé dans le Tableau 2.1. Notons que les valeurs de débits de fioul et de vapeur injectés dans le foyer présentent une forte incertitude puisque ces débits sont uniquement pilotés par les pressions dans les lignes d'alimentation en amont des 24 injecteurs installés sur les centrales thermiques EDF.

2.2 Analyse de l'écoulement dans la multi-buse

Les performances du brûleur industriel dépendent beaucoup de la qualité d'atomisation du fioul lourd et donc des performances de l'injecteur assisté par de la vapeur. Le rapport $GLR = \dot{m}_s/\dot{m}_f$ (Gas-to-liquid ratio) du débit masse de vapeur $\dot{m}_s$ sur le débit masse de combustible liquide $\dot{m}_f$ est utilisé pour analy-



(a) Schéma de principe de l'injecteur bi-fluide industriel.



(b) Vue en éclaté de la tête de l'injecteur industriel.

FIGURE 2.2 – *Représentation de l'injecteur industriel (a) schéma de principe, (b) vue éclatée.*

TABLEAU 2.1 – *Paramètres de la combustion au point de fonctionnement nominal. $\dot{m}_s$ et $\dot{m}_f$ représentent les débits masse de vapeur et fioul.*

Puissance nominale 70 MW_t		Valeurs
Fioul	Débit $\dot{m}_f$ ($t \cdot h^{-1}$)	6.4
	Pression (bar)	20
	Température (K)	403
	PCI ($MJ \cdot kg^{-1}$)	39.6
	Masse volumique ($kg \cdot m^{-3}$)	900
	Viscosité cinématique ($m^2 \cdot s^{-1}$)	1.5×10^{-5}
	Tension de surface ($N \cdot m^{-1}$)	20×10^{-3}
Vapeur surchauffée	$GLR = \dot{m}_s/\dot{m}_f$	0.09
	Pression (bar)	9
	Température (K)	≈ 453
Air Préchauffé	Excès d'air en % / Richesse	5 / 0.95
	Débit (Nm^3/s)	19
	Température (K)	611

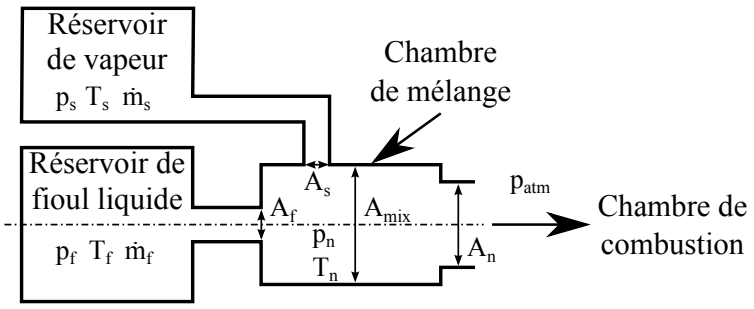


FIGURE 2.3 – *Schéma de principe de l'injecteur assisté à la vapeur.*

ser l'écoulement diphasique dans la tête de l'injecteur (Lefebvre (1996); Sovani et al. (2001); Konstantinov et al. (2010)). Le fioul lourd est injecté dans la chambre de mélange dans les conditions définies au Tableau 2.1 avec un débit fixé à $\dot{m}_f = 6.4\,t \cdot h^{-1}$. Le mélange diphasique supposé à l'équilibre thermodynamique (cf. chapitre 1) à la pression p_n et à la température T_n dans la chambre de mélange de section $A_{mix} = 491\,mm^2$ traverse une série de buses de section droite totale $A_n = 312\,mm^2$ pour entrer dans la chambre de combustion considérée à la pression atmosphérique p_{atm}. Toutes les grandeurs caractérisant l'injecteur sont notées sur le schéma de principe de la Fig. 2.3. On suppose également que les écoulements sont pleinement développés dans la chambre de mélange et les buses d'injection malgré les dimensions réduites de ces organes. L'analyse est menée à partir du modèle homogène équilibré (*HEM*) (Sec. 1.5.1) et du modèle à phases séparées (*SPFM*) (Sec. 1.5.2).

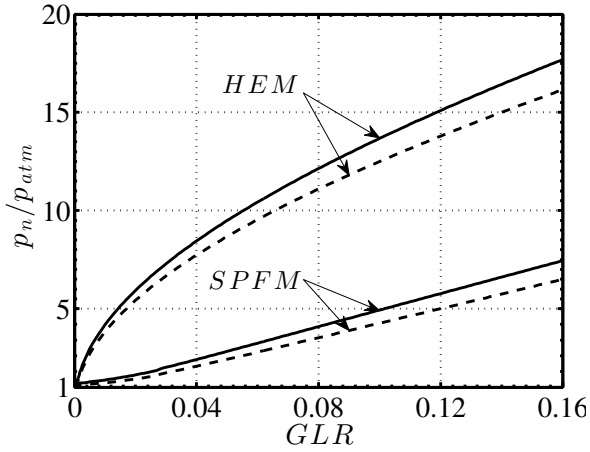


FIGURE 2.4 – *Evolution de la pression p_n calculée dans la chambre de mélange de l'injecteur industriel adimensionnée par la pression atmosphérique p_{atm} en fonction du GLR. Les pressions sont évaluées à partir du modèle homogène équilibré (HEM) et du modèle à phases séparées (SPFM) dans les conditions nominales de fonctionnement (Tableau 2.1). Les courbes en traits continus représentent l'évolution des pressions d'arrêt, les courbes en pointillés représentent l'évolution des pressions dans la chambre de mélange.*

2.2.1 Modélisation de l'écoulement diphasique

La figure Fig. 2.4 représente l'évolution du rapport de pression p_n/p_{atm} en fonction du GLR pour les deux modèles considérés. Les courbes en pointillés correspondent à l'évolution de la pression dans la chambre de mélange et les courbes en traits pleins représentent les pressions d'arrêt associées. La pression statique dans la chambre de mélange est différente de la pression d'arrêt puisque le rapport de section $A_n/A_{mix} = 0.64$ est trop important pour considérer la vitesse des fluides négligeable dans la chambre de mélange. La pression dans la chambre de mélange calculée par le modèle homogène à l'équilibre (HEM) est bien supérieure à celle du modèle à phases séparées ($SPFM$). La pression dans la chambre de mélange atteint $p_n/p_{atm} = 11.4$ selon le modèle homogène et $p_n/p_{atm} = 4.5$ selon le modèle à phases séparées pour un $GLR = 0.09$ dans les conditions nominales de fonctionnement. Seule le modèle $SPFM$ permet d'atteindre une pression proche des niveaux mesurés sur l'installation (Durox et al. (2009)). La pression critique déterminée à partir de l'Eq. (1.62) est $p_n^*/p_{atm} = 1.67$ lorsqu'elle est calculée avec le modèle HEM et $p_n^*/p_{atm} = 1.85$ pour le modèle $SPFM$. L'écoulement dans les buses atteint donc les conditions critiques pour un $GLR > 0.03$ pour le modèle $SPFM$ alors qu'il atteint ces mêmes conditions dès que $GLR > 0.001$ pour le modèle HEM.

Pour les mêmes conditions de fonctionnement, l'évolution de la vitesse de ces

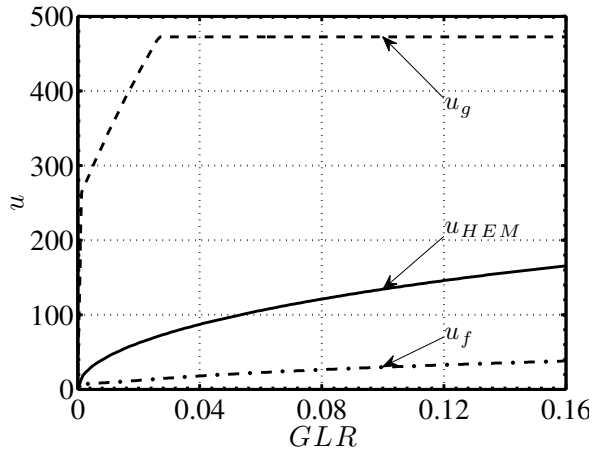


FIGURE 2.5 – *Evolution de la vitesse u des deux phases calculée à la sortie de l'injecteur en fonction du GLR. Les vitesses sont calculées avec le modèle homogène équilibré (HEM) et avec le modèle à phases séparées (SPFM), dans les conditions nominales de fonctionnement indiquées à la Tab. 2.1.*

écoulements à la sortie de l'injecteur est représentée à la Fig. 2.5 en fonction du GLR. Les calculs menés avec le modèle à phase séparées montrent que la vitesse de la vapeur u_g atteint les conditions soniques ($M_s = 1$) à la sortie de l'injecteur lorsque le $GLR \geq 0.027$. Cette valeur est en accord avec l'évolution de la pression dans la chambre de mélange. La vitesse du fioul reste faible ($u_f < 40\,\mathrm{m \cdot s^{-1}}$) sur la gamme étudiée de GLR. L'écoulement du mélange homogène atteignant toujours les conditions critiques dans les buses d'injection, sa vitesse augmente progressivement avec le GLR d'après l'Eq. (1.53). Il atteint une vitesse $u_{HEM} = 166\,\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ pour un $GLR = 0.16$. Notons que pour un $GLR = 0.09$ correspondant aux conditions nominales de fonctionnement, la vitesse du mélange homogène est $u_{HEM} = 128\,\mathrm{m \cdot s^{-1}}$. Pour ce GLR, les vitesses de la vapeur et du fioul à la sortie de l'injecteur calculées par le modèle $SPFM$ atteignent $u_g = 472\,\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ et $u_f = 28\,\mathrm{m \cdot s^{-1}}$. La vitesse des fluides, calculée à la sortie de l'injecteur, dépend donc fortement du modèle utilisé pour décrire l'écoulement diphasique dans les buses d'injection.

2.2.2 Topologie de l'écoulement dans la chambre de mélange

La topologie de l'écoulement diphasique dans la chambre de mélange est déterminée à partir des cartes d'écoulement étudiées à la Sec. 1.3 du chapitre 1. La carte d'écoulement de Hewitt and Roberts (1969) est utilisée pour analyser l'écoulement diphasique dans la chambre de mélange de l'injecteur industriel. Celle-ci est représentée à la Fig. 2.6 en fonction du GLR. Pour de faibles valeurs du GLR (≤ 0.01) l'écoulement dans la chambre de mélange est de type annu-

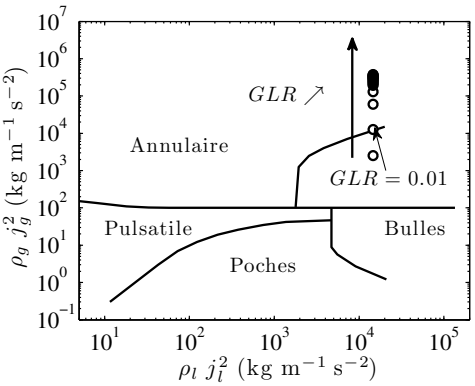


FIGURE 2.6 – *Carte d'écoulement de Hewitt and Roberts (1969) appliquée à l'écoulement diphasique dans la chambre de mélange de l'injecteur industriel en fonction du GLR.*

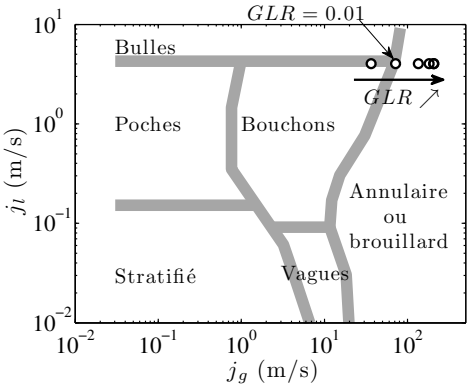


FIGURE 2.7 – *Carte d'écoulement de Mandhane et al. (1974) appliquée à l'écoulement diphasique dans la chambre de mélange de l'injecteur industriel en fonction du GLR.*

laire fragmenté. Lorsque le GLR augmente cette carte indique une transition vers un écoulement de type annulaire.

Ces résultats sont comparés à d'autres cartes d'écoulement. La Fig. 2.7 représente la carte d'écoulement de Mandhane et al. (1974) où les symboles représentent la topologie de l'écoulement diphasique dans la chambre de mélange en fonction du GLR dans les mêmes conditions que précédemment. Pour des faibles valeurs de GLR (≤ 0.01) l'écoulement dans la chambre de mélange se positionne désormais à la frontière d'un régime à bulles et d'un régime à bouchons. Lorsque le GLR augmente, la Fig. 2.7 indique une transition vers un écoulement de type annulaire ou à brouillard pour un $GLR \approx 0.01$. L'augmentation du GLR n'a ensuite plus d'effet sur la topologie de l'écoulement.

La carte de Baker (1954) représentée à la Fig. 2.8 est établie dans les mêmes conditions que les cartes de Hewitt and Roberts (1969) à la Fig. 2.6 et Mandhane et al. (1974) à la Fig. 2.7. Pour obtenir cette carte, il est nécessaire de déterminer le paramètre λ, défini par l'Eq. (1.11), qui fait intervenir la masse volumique de la vapeur ρ_s. L'évolution de ρ_s dans la chambre de mélange est calculée avec le modèle *HEM* lorsque le GLR varie. D'après la Fig. 2.8, l'écoulement dans la chambre de mélange débute par un régime annulaire lorsque $0.005 < GLR < 0.02$ avant que l'écoulement transite vers un régime dispersé dès que le $GLR > 0.02$.

Les cartes d'écoulement de Mandhane et al. (1974) à la Fig. 2.7 et de Baker (1954) à la Fig. 2.8 prévoient une évolution de l'écoulement diphasique dans la chambre de mélange depuis un régime à bouchons pour les faibles GLR jusqu'à

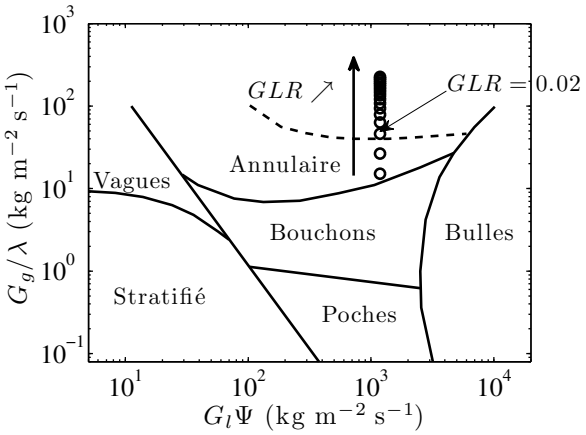


FIGURE 2.8 – *Carte d'écoulement de Baker (1954) appliquée à l'écoulement diphasique dans la chambre de mélange de l'injecteur industriel en fonction du GLR.*

un régime dispersé pour $GLR \geq 0.02$. En revanche, la carte de Hewitt and Roberts (1969) à la Fig. 2.6 prévoit une évolution entre deux versions du régime annulaire. Les valeurs des GLR permettant de définir la transition entre les différents régimes ne concordent pas pour les trois cartes d'écoulement étudiées. Ces trois cartes sont en accord pour les GLR élevés et prévoient un régime d'écoulement de type annulaire dispersé. Si on examine le régime d'écoulement pour un fonctionnement nominal du brûleur industriel lorsque $GLR = 0.09$ l'écoulement semble être de type dispersé d'après ces trois cartes. La modélisation de l'écoulement diphasique dans les buses d'injection par le modèle homogène équilibré (HEM) semble donc la plus pertinente pour ce régime de fonctionnement.

2.3 Analyse de l'écoulement du fioul

Le fioul lourd est chauffé à $T_f = 403\,\mathrm{K}$, ce qui facilite son transport de la cuve de stockage jusqu'à la canne d'injection, car sa viscosité chute alors à $\nu = 1.5 \times 10^{-5}\,\mathrm{m}^2 \cdot \mathrm{s}^{-1}$. Le chauffage du fioul est également nécessaire pour éviter la condensation de la vapeur lorsque les deux fluides sont mis en contact dans la tête de l'injecteur.

Le fioul lourd est mis en rotation dans la tête de l'injecteur par un swirler radial représenté à la Fig. 2.1 et schématisé à la Fig. 2.9. Il traverse ensuite une pastille convergente de diamètre $d_f = 10.6\,\mathrm{mm}$ pour entrer dans la chambre de mélange sous la forme d'un film conique creux. La vitesse débitante du fioul u_f à travers l'orifice d'entrée, de diamètre $d_f = 10.6\,\mathrm{mm}$, est déterminée pour un débit de combustible $\dot{m}_f = 1.78\,\mathrm{kg} \cdot \mathrm{s}^{-1}$ correspondant aux conditions de fonctionnement nominales (Tableau 2.1). La vitesse débitante du fioul vaut dans ce

cas $u_f = 22\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$. Il s'agit donc d'un écoulement turbulent ayant un nombre de Reynolds $Re_f = 1.6 \times 10^4$ basé sur le diamètre d_f de la pastille.

L'écoulement tourbillonnaire formé par le swirler de fioul est caractérisé par son nombre de swirl S (Chigier and Beeér (1964)). Le nombre de swirl est le rapport du flux axial du moment cinétique orthoradial J_θ et du produit du rayon R de la section de sortie du swirler par le flux axial de quantité de mouvement J_x :

$$S = \frac{J_\theta}{RJ_x} = \frac{\int_0^R \rho u_\theta u_x r^2 dr}{\int_0^R (\rho u_x^2 + p) r dr} \tag{2.1}$$

où p désigne la pression, ρ est la masse volumique du fluide, u_x et u_θ sont respectivement les vitesses axiales et orthoradiales définies à la Fig. 2.9. En général on peut négliger la variation de pression p à travers le swirler. On admet ici également que la vitesse en sortie du swirler a un mouvement de rotation solide. On en déduit la vitesse azimutale u_θ à la sortie du swirler :

$$u_\theta(r) = \frac{r}{R}\frac{\dot{m}_f}{\rho_f A_c}\tan(\delta) \tag{2.2}$$

où A_c est la surface courbe normale à la vitesse radiale u_r représentée à la Fig. 2.9, A_s est la surface de sortie du swirler et δ l'angle des pales. D'après les mesures menées par Durox et al. (2013) à la sortie d'un swirler radial, le profil de la vitesse axiale u_x peut être considéré en première approximation comme linéaire avec une vitesse nulle au centre $u_x(r = 0) = 0$. On trouve :

$$u_x(r) = \frac{3}{2}\frac{r}{R}\frac{\dot{m}_f}{\rho_f A_s} \tag{2.3}$$

Le nombre de Swirl S s'écrit alors :

$$S = \frac{8}{15}\frac{A_s}{A_c}\tan(\delta) \tag{2.4}$$

Il est important de noter que le nombre de swirl défini par l'Eq. (2.4) dépend uniquement des paramètres géométriques du swirler. Dans le cas du swirler de fioul de l'injecteur industriel, $A_c \approx 490\,\mathrm{mm}^2$, $A_s = 380\,\mathrm{mm}^2$ et $\delta_f = 45°$ ce qui donne un nombre de swirl assez faible $S_f = 0.41$.

2.4 Analyse de l'écoulement de vapeur

La vapeur entre dans la chambre de mélange par 12 trous distribués sur une couronne d'injection (Fig. 2.2). La section totale de passage de ces orifices est $A_s = 108\,\mathrm{mm}^2$. L'injection de la vapeur est étudiée en fonction du GLR pour les conditions définies dans le Tableau 2.1.

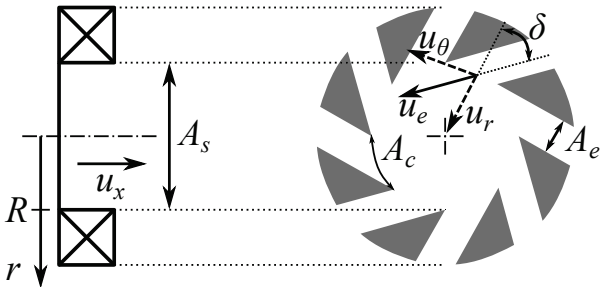


FIGURE 2.9 – *Schéma de principe d'un swirler radial.*

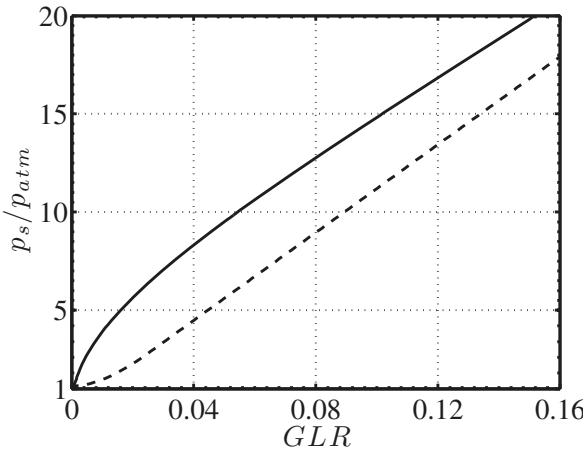


FIGURE 2.10 – *Evolution de la pression d'arrêt p_s calculée dans la ligne vapeur de l'injecteur industriel, adimensionnée par la pression atmosphérique p_{atm} en fonction du GLR. Les pressions sont calculées dans les conditions nominales de fonctionnement (Tab. 2.1) pour des pressions dans la chambre de mélange déterminées par le modèle homogène équilibré (HEM) (−) et par le modèle à phases séparées (SPFM) (−−) représentées à la Fig. 2.4.*

La figure Fig. 2.10 représente l'évolution de la pression d'arrêt p_s dans la ligne vapeur adimensionnée par la pression atmosphérique p_{atm} en fonction du *GLR*. La courbe en trait plein représente l'évolution de la pression de vapeur lorsque la pression p_n dans la chambre de mélange, représentée à la Fig. 2.4, est calculée par le modèle *HEM*. La courbe en pointillés correspond à l'évolution de p_s pour une pression p_n calculée à partir du modèle *SPFM*. Pour un $GLR = 0.05$, la pression dans la ligne vapeur atteint $p_s/p_{atm} = 9.5$ bar pour le modèle *HEM* et $p_s/p_{atm} = 5.6$ bar pour le modèle *SPFM*. Ces pressions sont compatibles avec les conditions de fonctionnement nominales de l'injecteur où $p_s/p_{atm} = 10$ bar (Tableau 2.1). Pour une valeur $GLR = 0.09$, la pression dans la ligne vapeur atteint $p_s/p_{atm} = 13.8$ pour le modèle *HEM* et $p_s/p_{atm} = 10$ pour le modèle *SPFM*. La pression déterminée par le modèle *SPFM* est compatible avec les conditions de fonctionnement nominal de l'injecteur alors qu'elle est incompatible lorsqu'elle est déterminée par le modèle *HEM* pour un $GLR = 0.09$.

La figure Fig. 2.11 représente l'évolution du nombre de Mach des jets de vapeur entrants dans la chambre de mélange en fonction du *GLR* pour les deux modèles diphasiques. Le nombre de Mach atteint par l'écoulement de vapeur déterminé à partir du modèle *HEM* reste toujours subsonique ($M_s < 1$) sur la gamme de *GLR* étudiée. En revanche, le nombre de Mach augmente rapidement avec le *GLR* lorsqu'il est calculé par le modèle *SPFM* pour atteindre $M_s = 1$ pour un $GLR = 0.026$. Dans ces conditions, les jets de vapeur impactant le film liquide ont une vitesse $u_s = 527\,\mathrm{m \cdot s^{-1}}$.

2.5 Synthèse de l'analyse de l'écoulement dans l'injecteur

L'analyse des régimes d'écoulement au sein de l'injecteur industriel à partir des cartes de Baker (1954), Hewitt and Roberts (1969) et Mandhane et al. (1974) indique un régime dispersé lorsque le $GLR > 0.02$. La modélisation de l'écoulement diphasique par le modèle *HEM* est la plus pertinente pour ce régime de fonctionnement d'après le chapitre 1. En revanche, les pressions dans la chambre de mélange p_n et dans la ligne vapeur p_s déterminées par le modèle *HEM* dans les conditions nominales de fonctionnement pour un $GLR = 0.09$ ne sont pas compatibles avec la pression mesurée sur la ligne vapeur de l'installation (Durox et al. (2009)). On rappelle cependant que la valeur indiquée $GLR = 0.09$ pour le régime nominal n'est pas le résultat d'une mesure directe de débits mais d'une estimation à partir des pressions mesurées en amont des 24 injecteurs de la centrales EDF. L'incompatibilité entre la pression mesurée et la pression calculée sur la ligne vapeur semble probablement résulter de la valeur du *GLR* utilisée pour le régime nominal. L'évolution du rapport de pression p_s/p_{atm} déterminée par le modèle *HEM* en fonction du *GLR* est représentée à

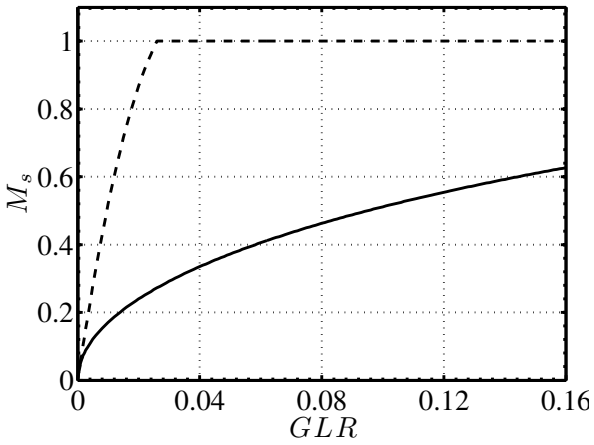


FIGURE 2.11 – *Evolution du nombre de Mach (M_s) des jets de vapeur entrant dans la chambre de mélange de l'injecteur industriel en fonction du GLR. Le nombre de Mach est déterminé à partir de la pression p_n calculée par le modèle homogène équilibré (HEM) (−) et par le modèle à phases séparées (SPFM) (−−) dans les conditions nominales de fonctionnement (Tableau 2.1).*

la Fig. 2.10. Elle permet de déterminer une autre valeur $GLR \approx 0.05$ lorsque $p_s = 8.5\,\text{bar}$. Cette valeur est compatible avec la pression mesurée dans la ligne vapeur en amont des 24 injecteurs $p_s = 9\,\text{bar}$ en tenant compte d'une perte de charge de l'ordre de 0.5 bar entre l'amont de la ligne vapeur et la pression à l'entrée d'un injecteur.

2.6 Analyse de l'écoulement d'air

L'air est le comburant utilisé lors de la combustion du fioul lourd dans le foyer de la centrale thermique EDF. La combustion du fioul nécessite de préchauffer l'air puisque le point éclair du fioul est de 333 K. L'air est préchauffé à $T_a = 611\,\text{K}$, ce qui permet également de réchauffer la canne d'injection et ainsi d'éviter que la vapeur ne se condense. L'écoulement d'air doit permettre d'améliorer le mélange avec le combustible et de stabiliser la combustion loin des limites d'extinction. Les deux circuits d'air utilisés sur le brûleur industriel sont représentés à la Fig. 2.1.

2.6.1 Circuit d'air primaire

L'injection d'air primaire est celle qui est la plus proche de la canne d'injection (Fig. 2.1(b)). Elle est réalisée à travers deux grilles d'aubes qui mettent l'écoulement en rotation. La première de diamètre $d_1 = 460\,\text{mm}$ est un swirler axial avec un angle d'incidence des aubes proche de 90°. Ce swirler permet de stabiliser un noyau de flamme où la combustion est très riche. Le second swirler axial

de diamètre $d_2 = 800\,\text{mm}$, avec un angle de pale $\delta_{air} \approx 45°$, permet de créer une zone de recirculation interne à l'écoulement schématisée à la Fig. 2.1(b). Cette recirculation permet de stabiliser la combustion par un apport de gaz brûlés. On ne tient compte dans l'analyse suivante que de l'impact de la vrille externe. En supposant la vitesse axiale uniforme, le nombre de swirl donné par l'Eq. (2.1) s'écrit :

$$S_a = \frac{2}{r_2(r_2^2 - r_1^2)} \int_{r_1}^{r_2} \tan\delta(r) r^2 dr \tag{2.5}$$

où δ est la valeur de l'angle que forme les ailettes avec l'axe, r_1 et r_2 désignent le rayon intérieur et le rayon extérieur du système d'injection d'air. Dans le cas où $\delta(r)$ est constant, c'est à dire lorsque les ailettes ne sont pas vrillées, on trouve :

$$S_a = \frac{2}{3} \frac{r_2^3 - r_1^3}{r_2(r_2^2 - r_1^2)} \tan\delta \tag{2.6}$$

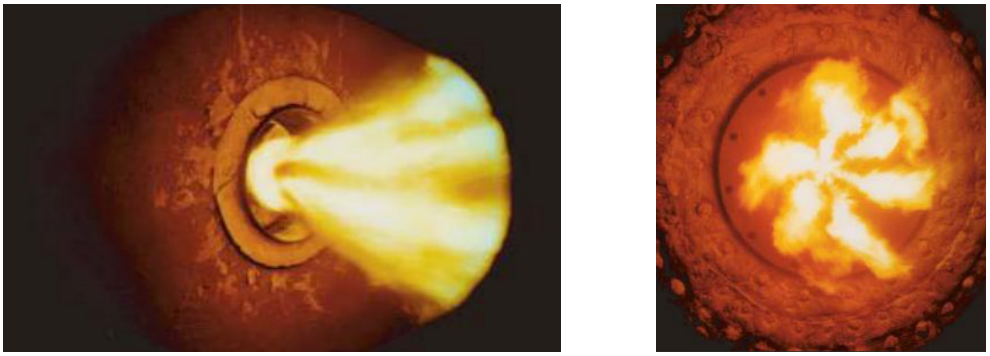
Pour les dimensions du swirler externe du circuit d'air primaire du brûleur industriel, on trouve un nombre de swirl $S_a = 0.81$.

2.6.2 Circuit d'air secondaire

Le circuit d'air secondaire forme un écoulement axial au travers d'un anneau de diamètre intérieur $d_2 = 800\,\text{mm}$ et de diamètre extérieur $d_3 = 1221\,\text{mm}$ représenté à la Fig. 2.1(b). Cet écoulement axial permet d'agir sur la forme de la flamme. Il est possible de contrôler la quantité d'air qui passe au travers de la ligne secondaire et du circuit primaire par l'intermédiaire de viroles afin d'obtenir des flammes plus ou moins compactes. Le débit d'air total $\dot{m}_a = 19\,\text{Nm}^3/\text{s}$ est réparti de la façon suivante : 20% passe dans le circuit primaire et 80% traverse le circuit secondaire. La vitesse axiale de l'air u_{a2} à la sortie du circuit secondaire vaut ainsi $u_{a2} = 47\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. La vitesse débitante totale de l'air à travers la surface délimitée par d_1 et d_3 vaut $u_a = 39\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$.

2.7 Analyse de la flamme

Observer la flamme est difficile dans la chaudière EDF car les accès optiques sont très limités. La Fig. 2.12 montre des images d'une flamme de fioul lourd générée par le brûleur industriel mais avec des conditions opératoires et une géométrie de l'injecteur différentes de celles étudiées. La vue latérale de la flamme (Fig. 2.12(a)) montre une flamme très jaune qui produit beaucoup de suies, avec une forme globale en « V ». Cette flamme comprend un cœur très jaune et un ensemble de six flammes stabilisées autour des différents sprays injectés. La vue de face de la flamme (Fig. 2.12(b)) confirme l'existence des six flammes au niveau des sprays. La flamme que nous étudions est semblable à celle de la



(a) Vue latérale. (b) Vue de face.

FIGURE 2.12 – *Photos d'une flamme de fioul lourd générée par l'injecteur industriel pour une géométrie et des conditions opératoires différentes de celles considérées dans l'étude (Pillard).*

Fig. 2.12, mais elle comprend dix flammes qui sont stabilisées autour des dix sprays d'injection.

La longueur L_f^{GRC} de la flamme du brûleur industriel est estimée à partir de vidéos prises par les caméras de surveillance et par des simulations numériques réalisées par EDF. A pleine charge de la chaudière, on trouve une longueur d'environ $L_f^{GRC} \sim 6\,\text{m}$ (Fig. 2.13) qui est estimée sur la base de l'émission lumineuse. L'influence de ce paramètre sur la stabilité de la chaudière est étudiée au chapitre 10.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit la géométrie de l'injecteur industriel. Le régime d'écoulement diphasique dans les buses de sortie a été étudié lorsque le GLR varie. La pression dans la chambre de mélange, la vitesse de la vapeur et du fioul lourd à la sortie de l'injecteur ont été calculées avec le modèle *HEM* et le modèle *SPFM* lorsque le GLR varie. Les cartes d'écoulement appliquées à l'injecteur ont mis en évidence un régime d'écoulement dispersé dans les conditions nominales de fonctionnement de l'injecteur lorsque le $GLR > 0.02$. La modélisation de l'écoulement diphasique par le modèle *HEM* est la plus pertinente pour ce régime. La pression d'arrêt calculée par ce modèle dans la chambre de mélange $p_n = 12.9\,\text{bar}$ lorsque le $GLR = 0.09$ est cependant incompatible avec les pressions mesurées sur l'installation. Cette différence résulte probablement de l'incertitude qu'il existe sur le débit de vapeur injecté qui n'est pas directement mesuré sur l'installation. A partir de cette analyse, un GLR compatible avec les conditions nominales de fonctionnement a été déterminé et vaut $GLR = 0.05$. La pression et le nombre de Mach de la vapeur qui entre dans la chambre de

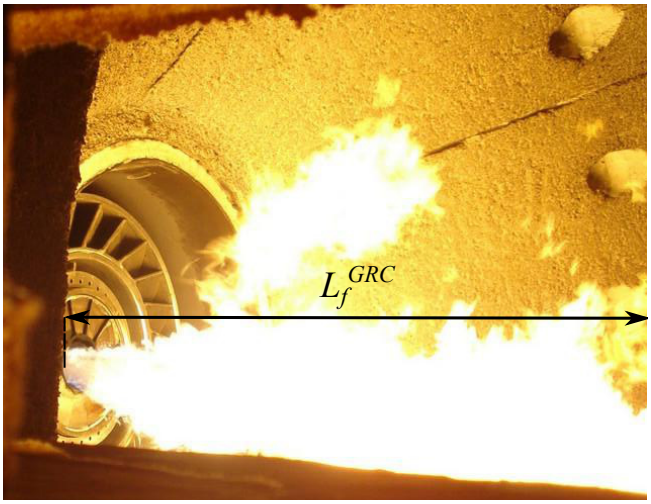


FIGURE 2.13 – *Photo d'une flamme de fioul lourd générée par l'injecteur industriel. L_f^{GRC} est la longueur de la flamme (Pillard).*

mélange ont été calculés avec les modèles *HEM* et *SPFM* lorsque le *GLR* varie. Pour un $GLR = 0.05$, la pression $p_s = 8.5\,\text{bar}$ de la vapeur dans les lignes d'alimentation calculée par le modèle *HEM* est compatible à celle mesurée lors de l'exploitation des brûleurs. Le nombre de swirl qui caractérise l'écoulement de fioul entrant dans la chambre de mélange a été déterminé à partir de considérations géométriques. Les conditions d'écoulement de l'air dans les circuits d'injection d'air primaire (écoulement swirlé) et secondaire (injection axiale) ont été déterminées. Le nombre de swirl de l'écoulement d'air primaire a été déterminé à $S_a = 0.81$. La vitesse axiale de l'air dans le circuit primaire vaut $u_{a1} = 24\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Dans le circuit secondaire elle vaut $u_{a2} = 47\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Très peu d'accès optiques permettent de visualiser et d'analyser la flamme dans la configuration réelle de la chaudière EDF en opération. La longueur $L_f^{GRC} \sim 6\,\text{m}$ de la flamme a été estimée à partir d'observations et de simulations numériques réalisées par EDF. L'ensemble de ces éléments sont utilisés dans le chapitre suivant pour dimensionner le brûleur générique *DIFAV*.

Chapitre 3

Le brûleur de laboratoire DIFAV

Le dimensionnement et la conception du banc expérimental destiné à l'analyse de la Dynamique d'un Injecteur Fioul Assisté à la Vapeur (*DIFAV*) sont décrits dans ce chapitre. Ce brûleur de laboratoire est équipé d'un injecteur de combustible liquide assisté par de la vapeur respectant un certain nombre de similitudes avec le système industriel. Les similitudes et les contraintes liées à son environnement sont listées ci-dessous :

- Le brûleur *DIFAV* est équipé d'un injecteur bi-fluide à mélange interne (chambre de mélange) utilisant comme principal gaz d'atomisation de la vapeur surchauffée ;

- Il fonctionne avec des combustibles liquides purs dont les propriétés physico-chimique sont bien connues en substitution au fioul lourd dont la composition peu varier ;

- La puissance du brûleur*DIFAV* est limitée à 10 kW et la pression maximale des fluides à 15 bar ;

- Le banc *DIFAV* est facilement modulable pour réaliser des études paramétriques ;

- Le système complexe d'injection de l'air du brûleur industriel est simplifié. L'ensemble de l'air nécessaire à la combustion est mis en rotation par une seule vrille. Le circuit secondaire est éliminé ;

- La flamme est confinée dans un tube à flamme afin de simuler l'ambiance de la chaudière ;

- Il offre un accès optique important de sorte à mettre en œuvre des diagnostics pour analyser le spray et la dynamique du brûleur soumis à des perturbations de l'écoulement d'air.

TABLEAU 3.1 – *Paramètres physico-chimiques du n-dodécane à* 10 bar.

Paramètres physico-chimiques du n-dodécane $C_{12}H_{26}$		
PCI ($MJ \cdot kg^{-1}$)	44.1	
Température (K)	293	413
Masse volumique ($kg \cdot m^{-3}$)	758	661
Viscosité cinématique ($m^2 \cdot s^{-1}$)	2.4×10^{-6}	5.4×10^{-7}
Tension de surface ($N \cdot m^{-1}$)	25×10^{-3}	17×10^{-3}
Point éclair (K)	347	
Température auto-inflammation (K)	473	

Le dimensionnement du banc *DIFAV* a fait l'objet d'une démarche itérative entre les calculs et la conception du système. Aussi, seuls les choix de dimensionnement définitifs sont présentés dans le manuscrit.

Le dimensionnement et la conception de l'injecteur générique présentés à la Sec. 3.1 reposent sur l'analyse de la topologie de l'écoulement diphasique dans l'injecteur industriel. La conception du brûleur d'essais est présentée à la Sec. 3.2 ainsi que les lignes d'alimentation en gaz. Les différentes configurations du brûleur qui seront utilisées pour l'étude du spray et de la combustion sont décrites à la Sec. 3.3.

3.1 L'injecteur *DIFAV*

La puissance maximale du brûleur *DIFAV* est limitée à 10 kW. Le *GLR* dimensionnant est fixé à $GLR = 0.09$ afin de conserver un régime de fonctionnement proche de celui utilisé dans l'injecteur industriel. Ces paramètres sont utilisés comme point de départ du dimensionnement du banc expérimental.

3.1.1 Choix du combustible

Le fioul lourd pose des difficultés de stockage, de conditionnement et d'écoulement dans des conduites de petites dimensions. Ses propriétés physico-chimiques varient également en fonction de la provenance. Ces problèmes nous ont conduit à choisir pour cette étude un combustible liquide de substitution mieux caractérisé. Notre choix s'est porté sur le n-dodécane ($C_{12}H_{26}$).

Le dodécane est un combustible liquide à température ambiante, de viscosité cinématique $\nu = 2 \times 10^{-6}\,m^2 \cdot s^{-1}$ à $T_f = 293\,K$, ce qui rend son stockage et son transport aisés. Sa composition et ses propriétés physiques sont très bien connues (Queimada et al. (2001); Linstrom and Mallard (2014)). Le Tableau 3.1 fournit les principales propriétés physico-chimiques du dodécane pour deux températures $T_f = 293\,K$ et $T_f = 413\,K$ à une pression $p_f = 10$ bar. Son pouvoir

calorifique inférieur (PCI), sa masse volumique ρ_f et sa tension superficielle σ sont comparables à celles du fioul lourd dans les conditions nominales de fonctionnement de l'injecteur industriel (Tableau 2.1). En revanche, la viscosité ν_f du dodécane est beaucoup plus faible que celle du fioul lourd. Elle est réduite de deux ordres de grandeur. D'après Cooper and Asfour (1991), la viscosité des alcanes supérieurs augmente avec la longueur de leur chaîne carbonée, mais pas de manière significative. L'hexadécane ($C_{16}H_{34}$) est le dernier alcane liquide à température ambiante et sa viscosité $\nu = 4.5 \times 10^{-6}\,\mathrm{m^2 \cdot s^{-1}}$ à température ambiante est seulement le double de celle du n-dodécane.

La combustion de gouttelettes de fioul lourd est caractérisée par une distillation fractionnée du combustible (Williams (1976)). Les composants les plus volatiles s'évaporent rapidement. Il s'agit par exemple des alcanes dont les chaines carbonées sont courtes comme le n-dodécane utilisé dans cette étude (Queimada et al. (2001); Ghassemi et al. (2006)). Les composants les plus lourds comme les asphaltènes subissent ensuite une pyrolyse qui produit des particules solides de type cénosphène (Witzel et al. (1995); Villasenor and Garcia (1999)). Cette étape de pyrolyse ne peut pas être décrite avec le n-dodécane utilisé. La distillation fractionnée du fioul lourd conduit donc à un épaississement du front de flamme et à étalement plus important du taux de dégagement de chaleur que pour la combustion du dodécane.

L'utilisation du n-dodécane comme combustible de substitution résulte donc d'un compromis entre la simplicité d'utilisation et la connaissance de ses propriétés physico-chimiques. On gardera toutefois à l'esprit que les flammes obtenues sont *a priori* plus compactes avec le dodécane qu'avec du fioul lourd.

Le combustible étant choisi et la puissance thermique maximale ayant été définie, on en déduit le débit massique maximal de dodécane nécessaire $\dot{m}_f = 13.6\,\mathrm{g \cdot min^{-1}}$. Le débit de dodécane est fixé à $\dot{m}_f = 12.5\,\mathrm{g \cdot min^{-1}}$ pour le point de fonctionnement nominal. Des variations autour de cette valeur permettent d'étudier l'impact du débit de combustible sur l'atomisation. Le dimensionnement de l'injecteur *DIFAV* est basé sur ce débit nominal. Le dodécane est chauffé à une température $T_f = 413\,\mathrm{K}$ pour éviter de condenser la vapeur d'eau lorsque les deux fluides sont mélangés dans la chambre de mélange.

3.1.2 L'injecteur multi-buses

La similitude recherchée entre l'injecteur bi-fluide du banc *DIFAV* et le système industriel impose un fonctionnement similaire de l'injecteur et une conservation du rapport d'échelle. Le schéma de principe de l'injecteur *DIFAV* est représenté à la Fig. 3.1. Le diamètre d_n des trous de l'injecteur multi-buses calculé à partir de la conservation de ce rapport d'échelle est trop faible pour être usiné. Le diamètre des orifices de la multi-buses de l'injecteur modèle résulte donc

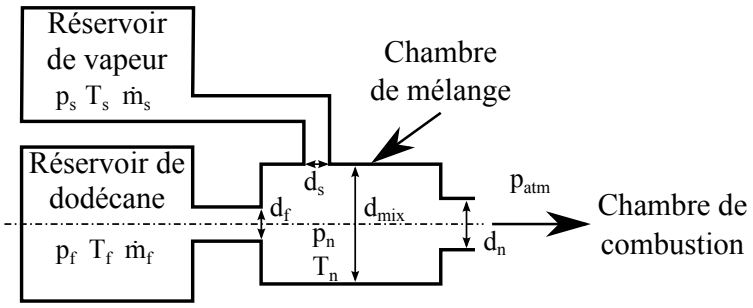


FIGURE 3.1 – *Schéma de principe de l'injecteur bi-fluide DIFAV.*

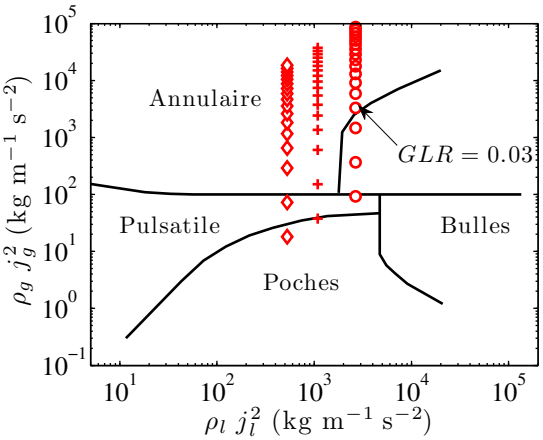


FIGURE 3.2 – *Carte d'écoulement de Hewitt and Roberts (1969) appliquée à l'écoulement diphasique dans la chambre de mélange de l'injecteur DIFAV en fonction du GLR. Avec* $\circ$ *:* $d_n = 0.20\,\text{mm}$*,* $+$ *:* $d_n = 0.25\,\text{mm}$ *et* $\diamond$ *:* $d_n = 0.30\,\text{mm}$*.*

d'un compromis. Les dimensions doivent être suffisantes pour pouvoir percer les trous avec les techniques d'usinage classiques et avec une précision suffisante sur les tolérances. L'injecteur modèle doit opérer dans le régime annulaire comme l'injecteur industriel. La multi-buses choisie ne possède que 5 orifices de sortie contrairement à l'injecteur industriel qui en possède 10. Dans cette étude, trois jeux de buses avec des diamètres $d_n = 0.20\,\text{mm}$, $0.25\,\text{mm}$ et $0.30\,\text{mm}$ des trous d'éjection ont été retenus.

Topologie de l'écoulement

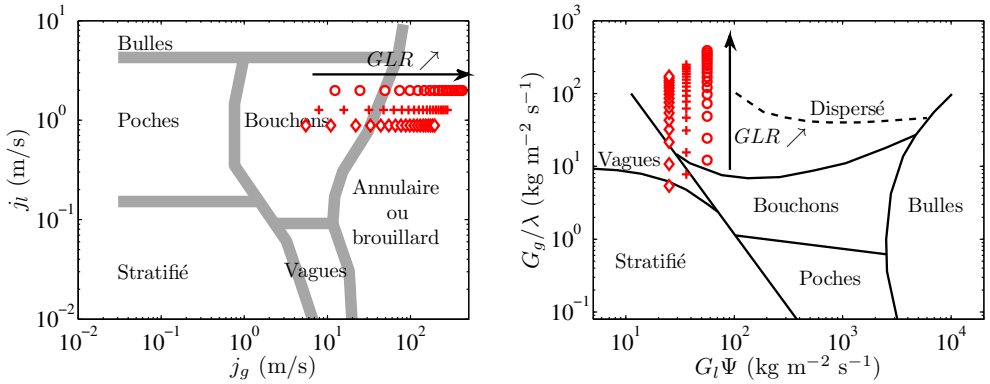
La topologie de l'écoulement diphasique dans les orifices de la multi-buses est déterminée à partir des cartes d'écoulement déjà utilisées dans la Sec. 2.2.2 pour déterminer le régime d'écoulement de l'injecteur industriel. La Fig. 3.2 représente la carte d'écoulement de Hewitt and Roberts (1969) calculée pour l'injecteur *DIFAV* pour les trois diamètres de buses étudiés. L'écoulement dans les orifices de l'injecteur modèle est à poches pour les $GLR \leq 0.005$ lorsque

$d_n = 0.25\,\text{mm}$ et $0.30\,\text{mm}$. L'écoulement diphasique devient ensuite annulaire lorsque $GLR \geq 0.01$ pour $d_n = 0.25\,\text{mm}$ et $0.30\,\text{mm}$. En revanche, pour $d_n = 0.20\,\text{mm}$ l'écoulement est annulaire fragmenté avant de devenir annulaire lorsque le $GLR > 0.02$. D'après cette carte, l'écoulement dans l'injecteur *DIFAV* est annulaire comme dans l'injecteur industriel pour toutes les géométries considérées dès lors que le $GLR > 0.02$. Notons que le GLR seuil pour atteindre le régime annulaire est plus faible sur le banc industriel que sur le banc d'essais comme le montre la carte de la Fig. 2.6.

Il est intéressant de vérifier ce résultat en examinant d'autres cartes d'écoulement. Les prévisions des cartes d'écoulement dans des conduites horizontales appliquées à l'injecteur *DIFAV* sont représentées à la Fig. 3.3. D'après la carte de Mandhane et al. (1974) représentée sur la Fig. 3.3(a), l'écoulement dans les orifices de l'injecteur modèle est à bouchons pour les faibles GLR et devient annulaire ou à brouillard lorsque le GLR augmente. Ce comportement est observé quel que soit le diamètre d_n des buses. En revanche, la valeur du GLR seuil correspondant à la transition entre ces deux types d'écoulement augmente lorsque le diamètre de la buse d_n augmente. Lorsque $d_n = 0.20\,\text{mm}$ la transition apparaît pour un $GLR = 0.02$. Pour $d_n = 0.25\,\text{mm}$ la transition apparaît pour un GLR compris entre $GLR = 0.02$ et 0.03. Le GLR seuil vaut $GLR = 0.03$ lorsque $d_n = 0.30\,\text{mm}$. L'évolution de la topologie de l'écoulement dans l'injecteur *DIFAV* est comparable à celle de l'injecteur industriel lorsque le GLR varie. Ces résultats sont en effet proches de ceux obtenus sur la carte de Mandhane et al. (1974) tracée à la Fig. 2.7. Seules les valeurs des GLR seuils correspondant aux transitions entre les régimes sont plus faibles sur l'injecteur industriel que sur les multi-buses de l'injecteur *DIFAV*.

La carte de Baker (1954) obtenue pour l'injecteur *DIFAV* est présentée à la Fig. 3.3(b). D'après cette carte, l'écoulement est stratifié pour les $GLR \leq 0.005$ avec $d_n = 0.30\,\text{mm}$. Lorsque le GLR augmente, l'écoulement dans la multi-buses devient à vagues, puis il transite vers un régime annulaire lorsque le $GLR \geq 0.02$. Pour $d_n = 0.25\,\text{mm}$, l'écoulement est également annulaire dès le $GLR \geq 0.01$. Pour $d_n = 0.20\,\text{mm}$, l'écoulement est de type annulaire lorsque le $GLR \geq 0.005$. Il est important de noter que pour toutes les multi-buses étudiées l'écoulement n'atteint pas le régime dispersé d'après la carte de Mandhane à la Fig. 3.3(a), contrairement à l'injecteur industriel dont les régimes sont tracés à la Fig. 2.8.

Ces cartes d'écoulement mettent en évidence la similitude de la topologie de l'écoulement diphasique entre l'injecteur industriel et l'injecteur *DIFAV* pour les diamètres de buses $d_n = 0.20\,\text{mm}$, $0.25\,\text{mm}$ et $0.30\,\text{mm}$. L'écoulement dans les orifices de l'injecteur modèle est de type annulaire si le GLR est suffisamment élevé, comme pour l'injecteur industriel. Ce GLR seuil est fonction du diamètre d_n des orifices de la multi-buses.



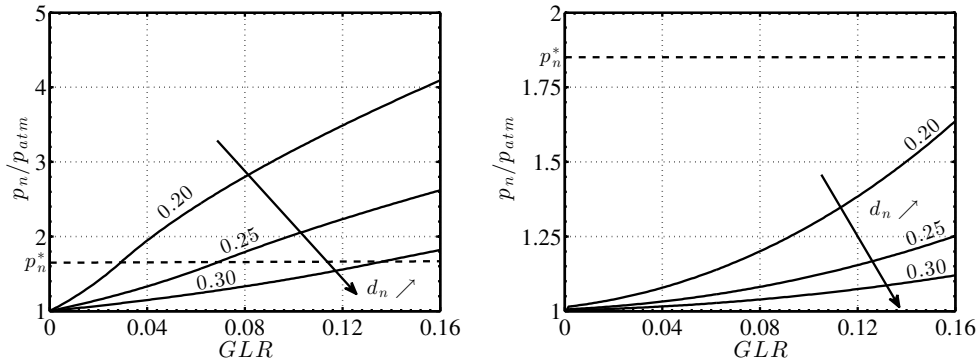
(a) Carte d'écoulement de Mandhane et al. (1974) appliquée à l'injecteur *DIFAV*.

(b) Carte d'écoulement de Baker (1954) appliquée à l'injecteur *DIFAV*.

FIGURE 3.3 – *Cartes d'écoulement appliquées à l'écoulement diphasique dans l'injecteur DIFAV pour les trois diamètre de buses d_n lorsque le GLR est compris entre* 0.005 *et* 0.16. *Avec :* $\circ : d_n = 0.20\,\text{mm}$, $+ : d_n = 0.25\,\text{mm}$ *et* $\diamond : d_n = 0.30\,\text{mm}$

Conditions opératoires

L'étude de la pression dans la chambre de mélange et de la vitesse de l'écoulement diphasique à la sortie de l'injecteur modèle est réalisée en fonction du *GLR* pour les trois diamètres de buses à partir des modèles développés pour étudier le fonctionnement de l'injecteur industriel dans le chapitre 2. La Fig. 3.4 représente l'évolution de la pression p_n dans la chambre de mélange adimensionnée par la pression atmosphérique lorsque le *GLR* varie. La Fig. 3.4(a) représente la solution du modèle homogène équilibré (*HEM*). La Fig. 3.4(b) représente l'évolution de cette pression calculée avec le modèle à phases séparées (*SPFM*). Le rapport de la section d'éjection de la multi-buses $A_n < 0.2\,\text{mm}^2$ et de la chambre de mélange $A_{mix} = 12.6\,\text{mm}^2$ est petit, $A_n/A_{mix} \ll 1$. On peut donc considérer que les vitesses sont négligeables dans la chambre de mélange. Les pressions p_n dans la chambre de mélange de l'injecteur modèle *DIFAV* sont donc proches des pressions d'arrêt. L'évolution de la pression dans la chambre de mélange de l'injecteur modèle est comparable à celle de l'injecteur industriel présentée à la Fig. 2.4, mais avec des niveaux différents. En effet, d'après la Fig. 3.4(a) la pression maximale atteinte dans la chambre de mélange de l'injecteur modèle est de 3 bar lorsque $d_n = 0.20\,\text{mm}$ et le $GLR = 0.09$. Cette pression est compatible avec la pression maximale admissible dans les lignes d'alimentation prévue pour le foyer *DIFAV*. La pression critique calculée avec le modèle *HEM* dans ces conditions est atteinte pour $p_n^*/p_{atm} \simeq 1.6$. L'écoulement atteint ainsi les conditions critiques dans la section d'éjection pour un $GLR = 0.03$ lorsque $d_n = 0.20\,\text{mm}$, pour un $GLR = 0.07$ lorsque $d_n = 0.25\,\text{mm}$ et pour un $GLR \approx 0.14$ lorsque $d_n = 0.30\,\text{mm}$. L'écoulement atteint donc les conditions soniques dans la multi-buses pour un *GLR* suffisamment important



(a) Pressions d'arrêt calculées par le modèle homogène équilibré (*HEM*).

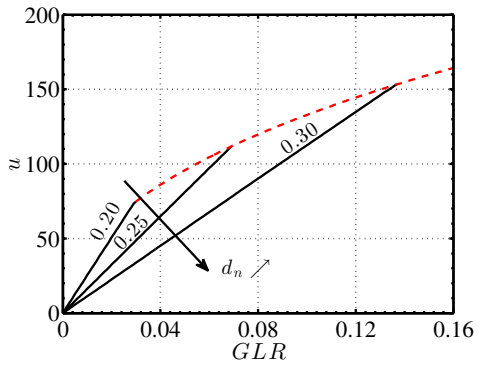
(b) Pressions d'arrêt calculées par le modèle à phases séparées (*SPFM*).

FIGURE 3.4 – *Evolution de la pression d'arrêt p_n (−) et de la pression critique p_n^* (−−), calculée dans la chambre de mélange de l'injecteur DIFAV, adimensionnée par la pression atmosphérique p_{atm} en fonction du GLR pour les diamètres de buses $d_n = 0.20\,\text{mm}$, $0.25\,\text{mm}$ et $0.30\,\text{mm}$. Les pressions sont déterminées pour un débit de dodécane $\dot{m}_f = 12.5\,\text{g}\cdot\text{min}^{-1}$ par (a) le modèle homogène équilibré (HEM) et par (b) le modèle à phases séparées (SPFM).*

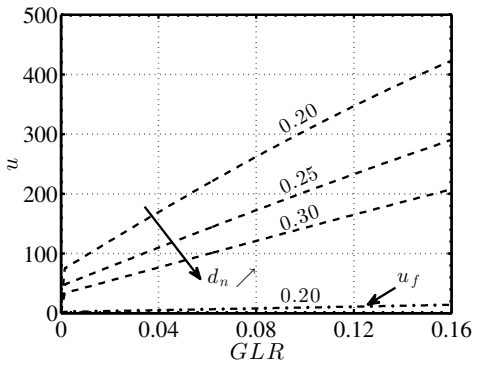
comme dans l'injecteur industriel. Les pressions calculées avec le modèle *SPFM* représentées à la Fig. 3.4(b) sont beaucoup plus faibles que celles déterminées avec le modèle *HEM*. La pression critique pour la vapeur est $p_n^*/p_{atm} = 1.85$. Le modèle à phases séparées indique que l'écoulement n'atteint jamais les conditions critiques dans l'injecteur modèle pour la gamme de *GLR* étudiée, contrairement à l'injecteur industriel (Fig. 2.4).

L'évolution de la vitesse de l'écoulement diphasique à la sortie de la multi-buses est représentée sur la Fig. 3.5 en fonction du *GLR*. Le modèle *HEM* indique que la vitesse augmente linéairement avant d'atteindre les conditions soniques $M_n^* = 1$ représentées en pointillés rouges sur la Fig. 3.5(a). Cette évolution est en accord avec l'évolution de la pression présentée à la Fig. 3.4(a). Lorsque le $GLR = 0.09$, la vitesse du mélange atteint les conditions soniques $M_n^* = 1$ ($u_n = 125\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) pour $d_n = 0.20\,\text{mm}$ ou $d_n = 0.25\,\text{mm}$.

La figure Fig. 3.5(b) représente l'évolution de la vitesse de la vapeur u_g et du combustible liquide u_f calculées avec le modèle à phases séparées (*SPFM*) en fonction du *GLR*. Seule l'évolution de la vitesse du combustible pour un diamètre de buses $d_n = 0.20\,\text{mm}$ est représentée. Les vitesses u_f calculées pour les deux autres configurations sont plus faibles. La vitesse de la vapeur n'atteint jamais les conditions critiques sur la gamme de *GLR* étudiée. Lorsque le $GLR = 0.09$ et $d_n = 0.20\,\text{mm}$, la vitesse de la vapeur u_s atteint $276\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et la vitesse du dodécane vaut $u_f = 8\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Ces vitesses sont très faibles



(a) Vitesses calculées par le modèle homogène équilibré (*HEM*). La courbe en pointillés rouges représente l'évolution de la vitesse lorsque les conditions soniques sont atteintes.



(b) Vitesses calculées par le modèle à phases séparées (*SPFM*). u_s : (−−) et u_f : (− · −).

FIGURE 3.5 – *Evolution de la vitesse u des deux phases calculée à la sortie de la buse de l'injecteur DIFAV en fonction du GLR pour les diamètres de buses* $d_n = 0.20\,\text{mm}$, $0.25\,\text{mm}$ *et* $0.30\,\text{mm}$. *Les vitesses sont déterminées pour un débit de dodécane* $\dot{m}_f = 12.5\,\text{g}\cdot\text{min}^{-1}$ *par (a) le modèle homogène équilibré (HEM) et (b) le modèle à phases séparées (SPFM).*

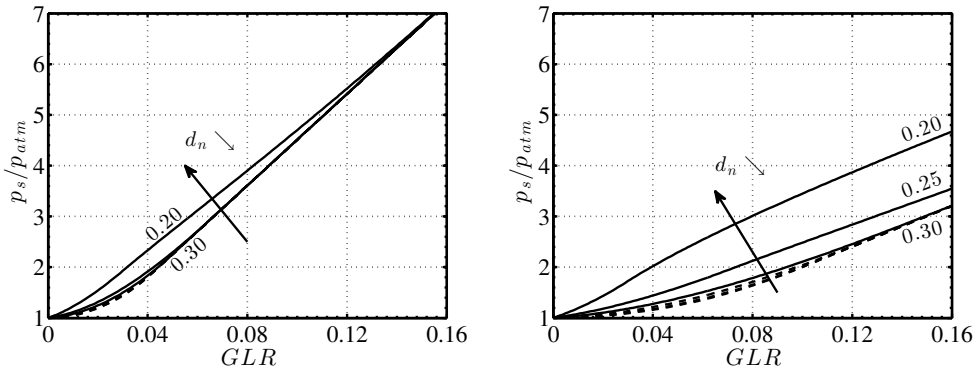
par rapport à celles calculées avec le modèle *SPFM* sur l'injecteur industriel (Fig. 2.5).

Pour un $GLR = 0.09$, les calculs de la pression dans la chambre de mélange (Fig. 2.4) et de la vitesse de l'écoulement diphasique à la sortie de l'injecteur industriel (Fig. 2.5) montrent que l'écoulement atteint les conditions critiques. Cette condition est uniquement respectée sur l'injecteur *DIFAV* pour le modèle *HEM* lorsque le *GLR* est suffisamment important quelles que soient les buses d'éjection utilisées.

3.1.3 Injection du combustible

Le choix du diamètre d_f de la buse d'entrée du combustible (Fig. 3.1) dans la chambre de mélange est basé sur la conservation du nombre de Reynolds et la perte de charge générée par l'injecteur. La pression maximale admissible dans la ligne d'alimentation de dodécane de l'injecteur *DIFAV* est $p_f = 15\,\text{bar}$. Le nombre de Reynolds de l'écoulement déterminé sur le système industriel à la Sec. 2.3 est $Re_f = 1.6 \times 10^4$. La relation permettant de définir le diamètre de passage du combustible s'écrit alors :

$$d_f = \frac{4\dot{m}_f}{\pi \nu_f \rho_f Re_f} \tag{3.1}$$



(a) $d_s = 0.10\,\text{mm}$. (b) $d_s = 0.15\,\text{mm}$.

FIGURE 3.6 – *Evolution de la pression d'arrêt p_s calculée dans la ligne vapeur de l'injecteur DIFAV, adimensionnée par la pression atmosphérique p_{atm}, en fonction du GLR et du diamètre d_s des buses de vapeur. Les pressions sont calculées par le modèle HEM (−) et par le modèle SPFM (−−) pour les trois diamètres $d_n = 0.20$, 0.25 et 0.30 mm des buses de sortie de l'injecteur.*

où ν_f et ρ_f sont la viscosité et la masse volumique du dodécane à $T_f = 403\,\text{K}$ (Tableau 3.1). On en déduit un diamètre $d_f = 0.04\,\text{mm}$ pour l'injecteur *DIFAV*. Un calcul de perte de charge à travers un diaphragme de diamètre d_f (Idelchik (1986)) donne une valeur supérieure à 15 bar. La pression d'alimentation du combustible n'est donc pas compatible avec la pression maximale admissible dans la ligne d'alimentation du banc *DIFAV*.

En limitant la perte de charge à 8 bar et en considérant la pression la plus élevée dans la chambre de mélange $p_n \simeq 3\,\text{bar}$ (Fig. 3.4(a)) lorsque le $GLR = 0.09$, la pression dans la ligne d'alimentation serait d'environ 11 bar. On obtient ainsi un diamètre d'orifice plus grand, égal à $d_f = 0.10\,\text{mm}$. Le nombre de Reynolds de l'écoulement associé à ce diamètre est $Re_f = 6.8 \times 10^3$. Cette valeur est du même ordre de grandeur que celle atteinte par le fioul lourd dans le système industriel. Notons que le combustible n'est pas mis en rotation dans l'injecteur *DIFAV* car les faibles dimensions du système ne permettent pas la mise en place d'un swirler. Dans la suite de l'étude, le diamètre de l'orifice d'entrée du combustible dans la chambre de mélange est fixé à $d_f = 0.10\,\text{mm}$.

3.1.4 Injection de la vapeur

Le choix du diamètre des buses d'entrée de la vapeur dans la chambre de mélange de l'injecteur *DIFAV* est réalisé en conservant le rapport entre la pression vapeur p_s et la pression fioul p_f de l'injecteur industriel (Tab. 2.1). Pour un

$GLR = 0.09$, on a :

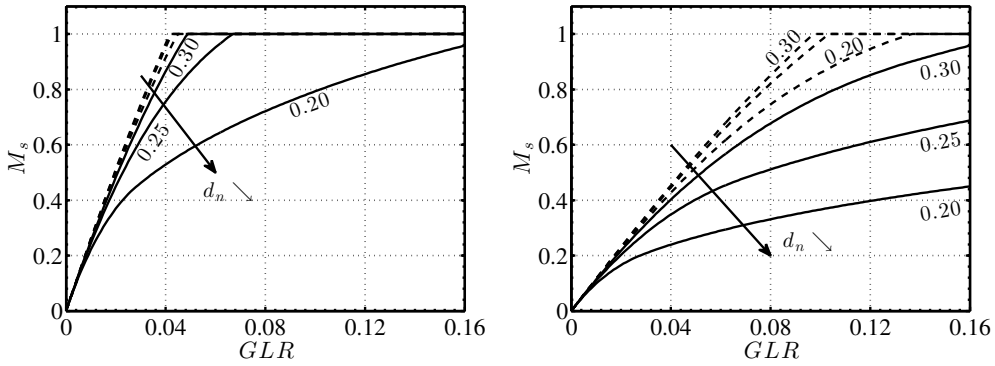
$$\frac{p_s}{p_f} = 0.45 \tag{3.2}$$

La pression d'alimentation du dodécane dans l'injecteur *DIFAV* est d'environ $p_f = 11\,\text{bar}$ (Sec. 3.1.3). La pression recherchée dans la ligne vapeur pour un $GLR = 0.09$ est donc fixée à $p_s = 4.95\,\text{bar}$. La température de la vapeur est fixée à $T_s = 453\,\text{K}$ pour éviter toute condensation à 5 bar. Deux diamètres $d_s = 0.10\,\text{mm}$ et $d_s = 0.15\,\text{mm}$ on été sélectionnés pour les 4 orifices régulièrement répartis autour de la chambre de mélange. Ces trous assurent l'entrée de la vapeur dans la chambre de mélange de l'injecteur *DIFAV*. Ces trous sont au nombre de 12 sur l'injecteur réel.

La figure Fig. 3.6 représente l'évolution de la pression d'arrêt de la vapeur p_s adimensionnée par la pression atmosphérique p_{atm}, en fonction du *GLR*, pour les deux diamètres d_s choisis. Les courbes en traits pleins représentent l'évolution de la pression de la vapeur p_s calculées par le modèle *HEM* pour les trois multibuses considérées dans l'étude. Les courbes en pointillés représentent l'évolution de la pression p_s déterminées par le modèle *SPFM*. Lorsque $d_s = 0.10\,\text{mm}$, les pressions calculées par le modèle *SPFM* pour tous les diamètres d_n et celles calculées par le modèle *HEM* pour $d_n = 0.25\,\text{mm}$ et $d_n = 0.30\,\text{mm}$ sont très proches. En revanche, la pression p_s déterminée par le modèle *HEM* est plus élevée pour $d_n = 0.20\,\text{mm}$. Lorsque $d_n = 0.20\,\text{mm}$ et le $GLR = 0.09$, la pression dans la ligne vapeur p_s calculée par le modèle *HEM* est $p_s = 4.1\,\text{bar}$. Elle vaut $p_s = 3.8\,\text{bar}$ pour toutes les autres configurations.

Lorsque le diamètre $d_s = 0.15\,\text{mm}$, les pressions de vapeur calculées sont représentées à la Fig. 3.6(b). Ces pressions sont globalement plus faibles que lorsque $d_s = 0.10\,\text{mm}$. Les pressions p_s déterminées par le modèle *SPFM* pour tous les diamètres d_n et celles calculées par le modèle *HEM* pour $d_n = 0.30\,\text{mm}$ sont comparables. La pression p_s déterminée par le modèle *HEM* est plus importante lorsque $d_n = 0.25\,\text{mm}$ que lorsque $d_n = 0.30\,\text{mm}$ et encore plus importante pour $d_n = 0.20\,\text{mm}$. Lorsque $d_n = 0.20\,\text{mm}$ et le $GLR = 0.09$, la pression dans la ligne vapeur p_s calculée par le modèle *HEM* est $p_s = 3.2\,\text{bar}$ et $p_s = 1.9\,\text{bar}$ lorsqu'elle est calculée par le modèle *SPFM*. Les pressions calculées atteignent $p_s \simeq 4\,\text{bar}$ pour tous les diamètres de buses de sortie lorsque le diamètre des orifices de vapeur $d_s = 0.10\,\text{mm}$ et le $GLR = 0.09$. Ces valeurs sont en accord avec la pression $p_s = 4.95\,\text{bar}$ recherchée.

L'évolution du nombre de Mach M_s des jets de vapeur est représentée à la Fig. 3.7 en fonction du *GLR*. Lorsque $d_s = 0.10\,\text{mm}$, la limite où l'écoulement devient critique dépend du *GLR* et du modèle utilisé pour le calcul. Pour un $GLR = 0.09$, l'écoulement de vapeur atteint les conditions soniques $M_s = 1$ ($u_s = 527\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) dans toutes les configurations, sauf lorsque le modèle *HEM*



(a) $d_s = 0.10\,\text{mm}$. (b) $d_s = 0.15\,\text{mm}$.

FIGURE 3.7 – *Evolution du nombre de Mach des jets de vapeur M_s entrant dans la chambre de mélange de l'injecteur DIFAV en fonction du GLR et du diamètre d_s des buses de vapeur. Le nombre de Mach est calculé par le modèle HEM (−) et par le modèle SPFM (−−) pour les trois les trois diamètres $d_n = 0.20$, 0.25 et 0.30 mm des buses de sortie de l'injecteur.*

est utilisé avec un diamètre de buses de sortie de l'injecteur $d_n = 0.20\,\text{mm}$. Lorsque $d_s = 0.15\,\text{mm}$ (Fig. 3.7(b)), l'écoulement de vapeur calculé avec le modèle *HEM* n'atteint pas les conditions critiques sur la gamme de *GLR* étudiée. Ces conditions sont atteintes pour des $GLR \geq 0.10$ lorsque le nombre de Mach de la vapeur M_s est déterminé par le modèle *SPFM*. Ces deux diamètres de buses de vapeur d_s permettent d'obtenir des jets soniques $M_s = 1$ qui impactent le liquide à $u_s = 527\,\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$. Ceci est valable pour toutes les buses de sortie de diamètre d_n considérées dans cette étude lorsque l'écoulement diphasique est modélisé par le modèle *SPFM* et que le *GLR* est suffisamment élevé.

L'écoulement dans les buses de vapeur présente de fortes différences sur l'évolution du nombre de Mach et sur la pression p_s d'alimentation en vapeur lorsque le diamètre d'injection de la vapeur d_s varie. Par la suite, une étude expérimentale sera menée pour caractériser l'influence de ce diamètre sur les performances de l'injecteur *DIFAV*.

3.1.5 Géométrie de l'injecteur *DIFAV*

Le dimensionnement de l'injecteur *DIFAV* a permis de déterminer le diamètre des différents orifices constituant l'injecteur bi-fluide à mélange interne dont une vue éclatée est présentée à la Fig. 3.8. Le corps de l'injecteur est constitué de la canne vapeur (21) dans laquelle une canne d'alimentation en combustible (31) est insérée. La tête d'injection est composée des pièces (8), (9) et (10). Les cannes vapeur et combustible permettent d'alimenter la tête d'injection en

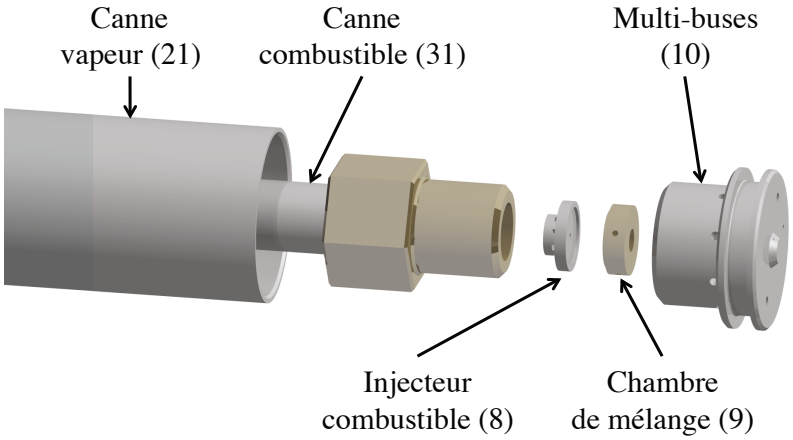


FIGURE 3.8 – *Vue éclatée de la tête d'injecteur avec les cannes.*

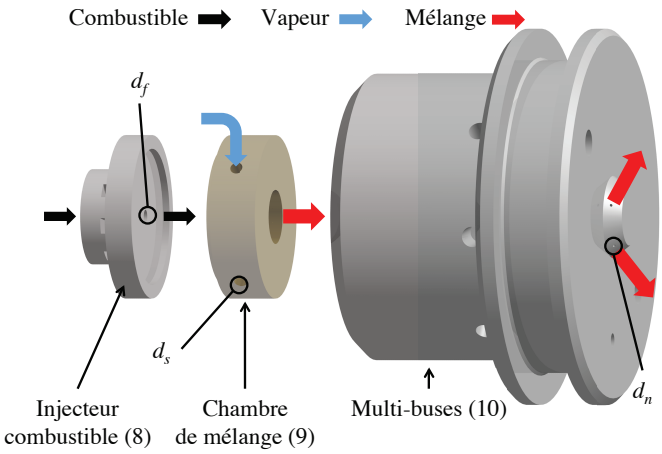


FIGURE 3.9 – *Vue éclatée de la tête d'injecteur DIFAV.*

combustible liquide et en gaz d'atomisation. Le système de fixation de la canne combustible dans la canne vapeur laisse un degré de liberté nécessaire à la dilatation thermique des matériaux.

La tête de l'injecteur qui permet de mélanger le combustible liquide et le gaz d'atomisation est décrite plus précisément à la Fig. 3.8. L'injecteur combustible (8), la chambre de mélange (9) et la multi-buses (10) sont assemblés et serrés grâce à la multi-buses (10) sur la canne combustible (31). Ce montage rend l'ensemble facilement interchangeable et est adapté aux études paramétriques pour examiner l'influence de la géométrie sur le spray généré. L'étanchéité entre les composants (8), (9) et (10) est assurée par un contact plan/plan entre deux matériaux de dureté différentes (inox/laiton).

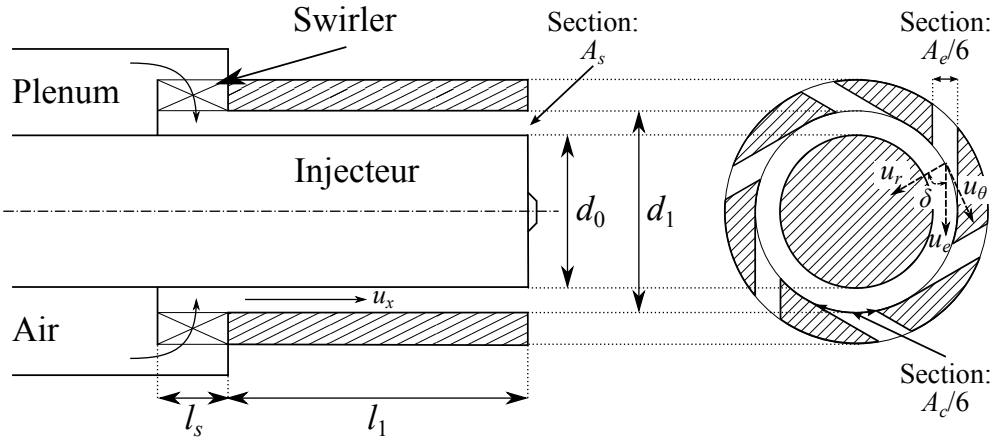


FIGURE 3.10 – *Vue en coupe de l'injection d'air du brûleur DIFAV.*

Le dodécane entre dans la chambre de mélange à travers un trou de diamètre $d_f = 0.10\,\text{mm}$ de l'injecteur combustible (8), comme dans l'injecteur industriel. La vapeur entre dans la chambre de mélange (9) de diamètre intérieur $d_{mix} = 4\,\text{mm}$ par 4 trous radiaux de diamètre d_s régulièrement répartis autour de celle-ci. Le mélange diphasique est ensuite éjecté de la chambre de mélange à travers la multi-buses (10) qui comprend un ensemble de 5 buses de diamètre d_n qui forment un angle de 52.5° par rapport à l'axe de l'injecteur. L'injecteur *DIFAV* offre la possibilité d'étudier six configurations géométriques puisque $d_s = 0.10\,\text{mm}$ ou $d_s = 0.15\,\text{mm}$ et $d_n = 0.20\,\text{mm}$, $d_n = 0.25\,\text{mm}$ ou $d_n = 0.30\,\text{mm}$. Il existe également une multi-buses avec des orifices de diamètres $d_n = 0.20\,\text{mm}$ formant un angle de 40° par rapport à l'axe de l'injecteur.

3.2 Le brûleur *DIFAV*

Le brûleur *DIFAV* est composé de l'injecteur *DIFAV*, d'un plenum, d'une ligne d'injection d'air équipée d'un swirler et d'une chambre de combustion. Le brûleur est alimenté en combustible, en gaz d'atomisation et en air préchauffé par des lignes d'alimentation. Ces lignes permettent de réguler les débits, les pressions et les températures des fluides. Ce banc a été conçu pour étudier la dynamique du spray et la réponse des flammes soumises à des perturbations acoustiques dans l'injection d'air.

Le dimensionnement du swirler d'air *DIFAV* a fait l'objet d'une étude particulière. Les lignes d'alimentations sont ensuite présentées ainsi que les différentes configurations du banc *DIFAV*.

3.2.1 Dimensionnement de l'injecteur d'air *DIFAV*

Du fait que l'injecteur bi-fluide est relativement encombrant ($d_0 = 30\,\text{mm}$) et compte tenu des faibles dimensions du banc d'essais, il est nécessaire de simplifier le brûleur *DIFAV* par rapport au brûleur industriel en faisant passer tout l'air nécessaire à la combustion par un swirler unique. On choisit d'opérer le brûleur avec la même richesse (globale) $\phi = 0.95$ nominale que le foyer industriel. Le débit d'air $\dot{m}_a$ nécessaire à la combustion pour un débit nominal de dodécane $\dot{m}_f = 12.5\,\text{g}\cdot\text{min}^{-1}$ est $\dot{m}_a = 152\,\text{N}\cdot\text{L}\cdot\text{min}^{-1}$ pour le brûleur *DIFAV*. Comme pour le brûleur industriel, l'air est préchauffé à $T_a = 443\,\text{K}$ afin d'éviter la condensation de la vapeur d'eau et de permettre la combustion du dodécane dont le point éclair est à 347 K à pression atmosphérique (Tableau 3.1). On souhaite que le brûleur *DIFAV* ait un nombre de swirl $S_a = 0.81$ semblable à celui du brûleur industriel. L'injecteur *DIFAV* de diamètre $d_0 = 30\,\text{mm}$ est placé au centre du brûleur représenté à la Fig. 3.10. Pour conserver une vitesse débitante $u_a = 45\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ identique à celle du brûleur industriel, le canal d'injection de l'air devrait avoir un diamètre extérieur égale à $d_1 = 32\,\text{mm}$. Dans ces conditions, l'injecteur d'air formerait un anneau de 1 mm de large pour un diamètre moyen de 31 mm. Cette configuration étant très difficilement réalisable, nous fixons le diamètre extérieur à $d_1 = 40\,\text{mm}$. Pour limiter l'encombrement et faciliter la réalisation, le swirler est de type radial comme représenté à la Fig. 3.10. Les arrivées d'air sont réalisées par 6 trous oblongs de largeur 5 mm et de hauteur $l_s = 16\,\text{mm}$ qui forment un angle $\delta = 60°$. La section totale de l'entrée d'air dans le swirler est $A_e = 448\,\text{mm}^2$.

Le nombre de swirl peut être déterminé à partir de l'Eq. (2.1) en faisant l'hypothèse que l'écoulement est uniforme à travers la section de sortie $A_s = \pi(d_1^2 - d_0^2)/4$. La section courbe d'injection A_c est également représentée à la Fig. 3.10. Dans ces conditions, le nombre de swirl S_a est donné par :

$$S_a = \frac{\pi}{6A_c}\frac{d_1^3 - d_0^3}{d_1}\tan\delta \tag{3.3}$$

La section curviligne vaut $A_c = 1244\,\text{mm}^2$ sur l'injecteur d'air développé. On trouve alors un nombre de swirl $S_a = 0.67$. Une autre hypothèse est de supposer que la vitesse u_e est uniforme dans toute la section $A_e = 448\,\text{mm}^2$ mais que la composante radiale u_r n'est pas uniforme dans toute la section courbe A_c à cause du changement de section important entre les sections A_e et A_c. Un bilan de masse à travers la section A_e donne $u_\theta = \dot{m}_a/(\rho A_e)\sin\delta$. Le nombre de swirl devient avec ces nouvelles hypothèses :

$$S_a = \frac{\pi}{6A_e}\frac{d_1^3 - d_0^3}{d_1}\sin\delta \tag{3.4}$$

On trouve dans ce cas un nombre de swirl plus élevé $S_a = 0.94$. Ces deux nombres de swirl calculés en exploitant la géométrie du système sont très diffé-

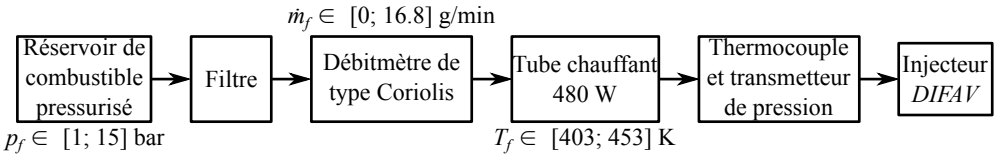


FIGURE 3.11 – *Schéma de la ligne d'alimentation en combustible du banc DIFAV.*

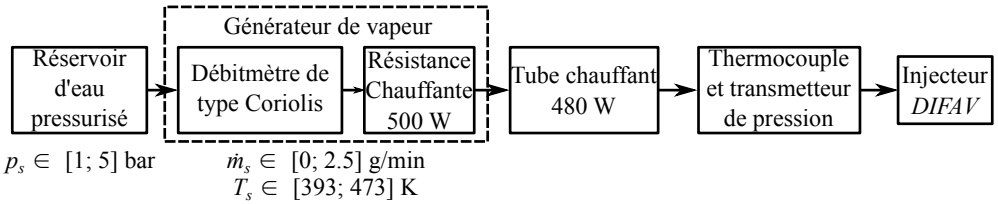


FIGURE 3.12 – *Schéma de la ligne d'alimentation vapeur du banc DIFAV.*

rents mais ils encadrent le nombre de swirl déterminé sur le brûleur industriel. Le nombre de swirl sera mesuré dans la Sec. 9.2 et comparé à ces prévisions.

3.2.2 Les lignes d'alimentation

Le brûleur *DIFAV* est alimenté par trois fluides : le combustible liquide, le gaz d'atomisation et l'air.

Ligne d'alimentation en combustible

La ligne d'alimentation en combustible est représentée à la Fig. 3.11. Le combustible est mis sous pression par de l'azote dans un réservoir équipé d'une membrane étanche. L'utilisation de ce type de réservoir évite la dissolution du gaz dans le combustible liquide. Le fluide passe ensuite à travers un filtre, puis dans un régulateur de débit de type Coriolis (*Rheonik* RHM 015). Le combustible est mis en température grâce à une ligne chauffante (*M&C Techgroup*) de 4 m de long et d'une puissance de 480 W. Cette ligne est régulée en température et pilotée en modulant le chauffage avec un temps de cycle de 1 s pour éviter les points chauds, ce qui évaporerait localement le dodécane. La pression et la température du combustible sont mesurées à l'entrée de la canne d'injection par un thermocouple et un capteur de pression présentés à la Sec. 4.5.3. La ligne combustible peut alimenter l'injecteur *DIFAV* avec un débit maximal $\dot{m}_f = 16.8\,\mathrm{g \cdot min^{-1}}$, pour une température maximale $T_f = 453\,\mathrm{K}$ sous une pression maximale $p_f = 15\,\mathrm{bar}$.

Ligne d'alimentation du gaz d'atomisation

L'alimentation et la production de la vapeur se font à travers une série d'éléments schématisés à la Fig. 3.12. Pour des raisons de sécurité, la vapeur ne peut

pas être stockée. L'eau distillée est mise sous pression dans un réservoir pressurisé à l'azote. La production continue de vapeur est ensuite réalisée par un évaporateur (*2M Process*). La quantité de vapeur produite n'est pas directement mesurée, mais un débitmètre de type Coriolis (*Bronkhorst* Mini Cori-Flow) régule le débit d'eau à évaporer. L'acheminement de la vapeur jusqu'à l'injecteur se fait à travers un tube chauffant (*M&C Techgroup*) de 4 m de long et d'une puissance de 480 W, qui permet de maintenir la température du gaz. La température et la pression de la vapeur sont mesurées en entrée de l'injecteur par un thermocouple et par un capteur de pression présentés à la Sec. 4.5.3. Notons que tout le système d'alimentation est isolé thermiquement pour éviter que la vapeur ne se condense. Cette ligne d'alimentation permet d'atteindre un débit maximum $\dot{m}_s = 2.5\,\mathrm{g}\cdot\mathrm{min}^{-1}$ de vapeur, à des températures comprises entre $T_s = 293\,\mathrm{K}$ et 473 K, sous une pression maximale de $p_s = 5\,\mathrm{bar}$.

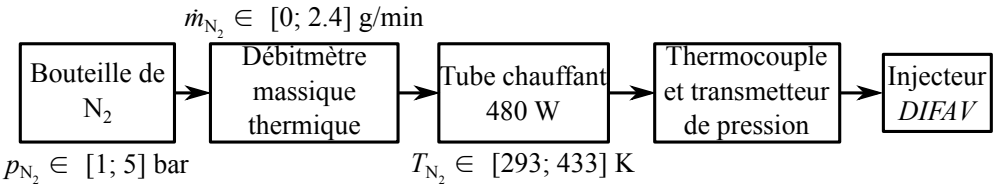


FIGURE 3.13 – *Schéma de la ligne d'alimentation en di-azote (N_2) du banc DIFAV.*

Une étude de l'influence du gaz d'atomisation sur le spray a été réalisée en remplaçant la vapeur par de l'azote. La Fig. 3.13 représente la ligne d'alimentation en azote. Cette ligne est très proche de la ligne de vapeur représentée à la Fig. 3.12. Le réservoir et l'évaporateur sont remplacés par une bouteille sous pression de type B20 de N_2. Un débitmètre thermique massique (*Bronkhorst*) permet de réguler le débit d'azote. Dans cette configuration, le diazote N_2 peut atteindre une température maximale $T_{N_2} = 433\,\mathrm{K}$ grâce au tube chauffant pour un débit maximal $\dot{m}_{N_2} = 2.4\,\mathrm{g}\cdot\mathrm{min}^{-1}$ et sous une pression maximale $p_{N_2} = 5\,\mathrm{bar}$.

Ligne d'alimentation en air

La ligne d'alimentation en air est schématisée à la Fig. 3.14. Elle permet de contrôler le débit injecté et de chauffer l'air tout en l'acheminant vers le plenum du brûleur *DIFAV*. Pour des raisons technologiques liées au bon fonctionnement du débitmètre, la régulation du débit par un débitmètre *Bronkhorst* thermique massique est réalisée avant le chauffage du gaz. Le réchauffeur *Leister* LHS15 System, d'une puissance de 800 W permet de chauffer l'air à une température maximale de $T_a = 523\,\mathrm{K}$ et pour un débit maximum d'air $\dot{m}_a = 200\,\mathrm{N}\cdot\mathrm{L}\cdot\mathrm{min}^{-1}$. La température de l'air est mesurée dans le plenum par un thermocouple de type K.

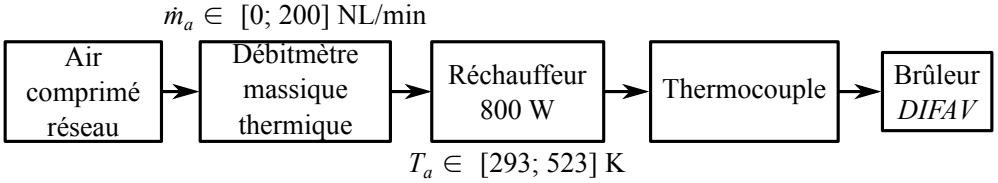


FIGURE 3.14 – *Schéma de la ligne d'alimentation en air du banc DIFAV.*

TABLEAU 3.2 – *Point de fonctionnement nominal du brûleur DIFAV.*

Puissance nominale 9.2 kW_t		Valeurs
Fioul	Débit ($g \cdot min^{-1}$)	12.5
	Température (K)	413
	PCI ($MJ \cdot kg^{-1}$)	39.6
	Masse volumique ($kg \cdot m^{-3}$)	668
	Viscosité cinématique ($m^2 \cdot s^{-1}$)	5.8×10^{-7}
	Tension de surface ($N \cdot m^{-1}$)	17×10^{-3}
Vapeur	*GLR*	0.09
	Température (K)	Surchauffée ($\approx$ 453)
Air Préchauffé	Excès d'air en % / Richesse	5 / 0.95
	Débit ($N \cdot L \cdot min^{-1}$)	152
	Température (K)	443

3.3 Les configurations d'études du banc *DIFAV*

Le banc *DIFAV* peut fonctionner selon deux configurations. Le point de fonctionnement nominal est rappelé dans le Tab. 3.2.

3.3.1 Configuration sans combustion

L'étude du spray généré par l'injecteur *DIFAV* est réalisée sans écoulement d'air, avec l'injecteur orienté vers le bas afin de récupérer le combustible atomisé. La Fig. 3.15 montre une photo du banc *DIFAV* lors de l'étude du spray sans combustion. Un bac est positionné en-dessous de l'injecteur pour récupérer le combustible. Les deux lignes d'alimentation en combustible et en gaz d'atomisation sont visibles sur la figure. Le corps du brûleur est recouvert d'un ruban blanc isolant en fibre de verre, sous lequel une gaine chauffante entourant le brûleur permet de le thermaliser.

La figure Fig. 3.16 montre une coupe du brûleur *DIFAV*. Le système permettant de thermaliser le corps de l'injecteur n'est pas représenté sur cette figure. Dans cette configuration, les cannes d'injection du combustible et de la vapeur sont verticales et orientées vers le bas. L'injecteur est bouché dans ces conditions. Un point vert indique la position de la mesure de la vitesse et de la taille des gouttes

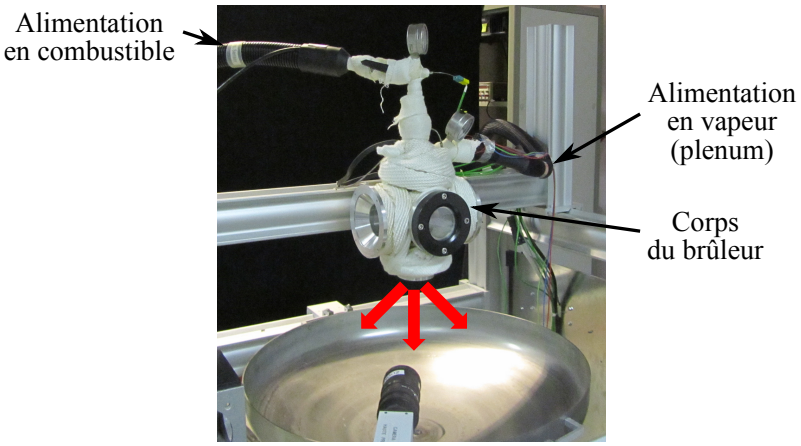


FIGURE 3.15 – *Photo du brûleur DIFAV pour l'étude du spray sans combustion.*

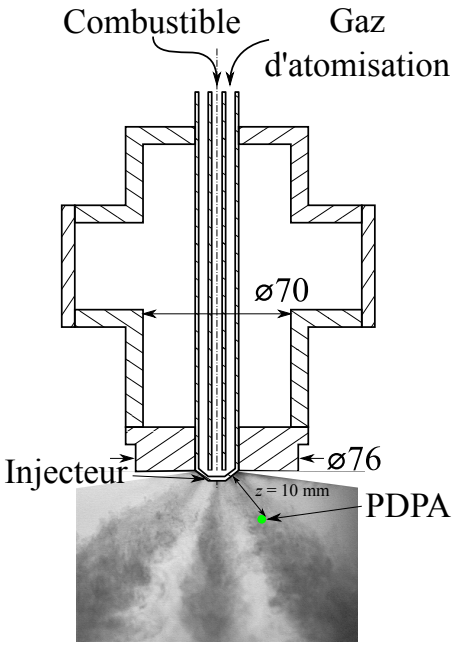


FIGURE 3.16 – *Schéma du brûleur DIFAV pour l'étude sans combustion (proportions non respectées).*

au centre du spray, à $z = 10\,\text{mm}$ en aval de l'injecteur. Le système de mesure est présenté à la Sec. 4.1. Cette configuration avec l'injecteur orienté vers le bas est utilisée pour toutes les mesures réalisées sur le spray sans combustion.

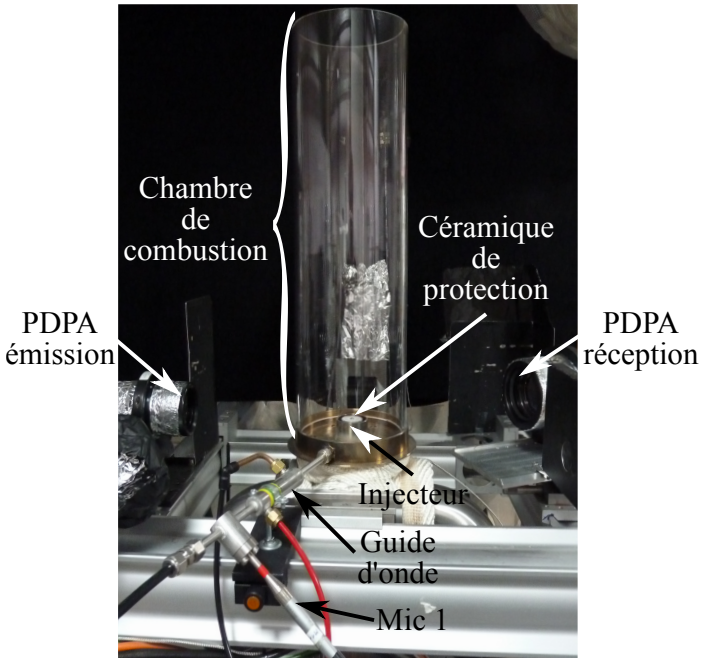


FIGURE 3.17 – *Photo du brûleur DIFAV pour l'étude de la combustion.*

3.3.2 Configuration avec combustion

L'étude de la combustion et la caractérisation du nombre de swirl de l'écoulement d'air sont réalisées avec le brûleur *DIFAV* orienté vers le haut lorsque l'écoulement d'air est préchauffé. La Fig. 3.17 montre une photo du banc *DIFAV* lorsqu'il est utilisé pour caractériser la combustion. La Fig. 3.18 montre une coupe du banc *DIFAV* lors des études avec combustion. Dans cette configuration, le swirler radial est mis en place et deux coudes sont ajoutés au niveau du plenum sur deux branches d'une croix centrale à 6 branches qui constitue le plenum du brûleur. L'alimentation du plenum en air chaud se fait par une troisième branche de la croix. Le volume du plenum est $V_p = 2.5 \times 10^{-3}\,\mathrm{m}^3$. L'injecteur *DIFAV* est protubérant de 25 mm par rapport à la base de la chambre de combustion. Pour les études avec combustion, l'injecteur de combustible est équipé d'une chambre de mélange avec des buses de vapeur de diamètre $d_s = 0.10\,\mathrm{mm}$ et d'une multi-buses avec des orifices de diamètre $d_n = 0.20\,\mathrm{mm}$ qui forment un angle de 40° par rapport à l'axe de l'injecteur. Une rondelle en céramique *Macor* de 1.8 mm d'épaisseur, représentée à la Fig. 3.17, est positionnée sur la partie supérieure de l'injecteur garantissant une protection thermique entre la flamme et l'injecteur. Un tube en quartz, qui transmet le rayonnement dans le visible et le proche UV, de diamètre intérieur 140 mm et de longueur 0.30 m ou 0.50 m, est utilisé pour confiner la flamme. Le tube de longueur 0.50 m est utilisé sur la Fig. 3.17. Une cheminée en inox peut être ajoutée sur le tube en quartz pour modifier la longueur de la chambre de combustion et obtenir une

longueur L comprise entre 0.30 m et 1.22 m.

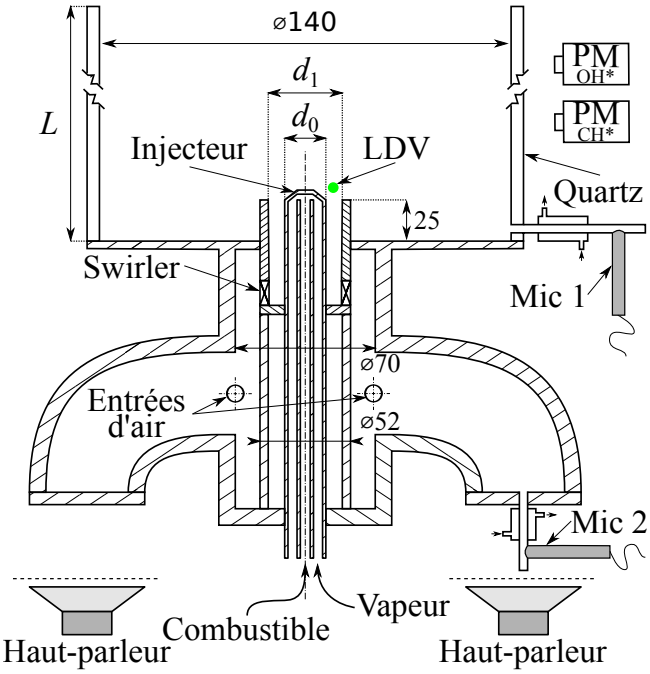


FIGURE 3.18 – *Schéma du brûleur DIFAV pour la combustion (proportions non respectées).*

Deux photo-multiplicateurs (Sec. 4.3) enregistrant le rayonnement global de la flamme sont placés autour du brûleur. Des microphones, avec des guides d'onde thermalisés (Sec. 4.5.1), permettent de mesurer la pression acoustique dans la chambre de combustion (Micro 1) et dans le plenum (Micro 2). Le plenum est fermé à l'extrémité des coudes par deux plaques métalliques qui peuvent être remplacées par deux haut-parleurs *Monacor* (*Number One* SPH-135/AD) de 65 W. Ces haut-parleurs permettent de moduler acoustiquement l'écoulement d'air et de générer des fluctuations de vitesse qui sont mesurées à 1.4 mm (point vert sur la Fig. 3.18), au dessus de la sortie de l'injecteur d'air par un système de Vélocimétrie Laser Doppler (LDV) (Sec. 4.2).

Conclusion

Le dimensionnement du banc expérimental *DIFAV* reprenant les principales caractéristiques du brûleur industriel à une échelle 1 : 7000ème a été mené dans ce chapitre. L'injecteur fonctionnant au dodécane et à la vapeur est de type bi-fluide à mélange interne. L'injecteur diphasique a été dimensionné pour conserver un régime similaire à celui obtenu dans les conditions nominales de fonctionnement de l'injecteur industriel. Un régime d'écoulement diphasique de

type dispersé a été mis en évidence dans les buses de l'injecteur *DIFAV* lorsque le $GLR = 0.09$. La pression dans la chambre de mélange et la vitesse de l'écoulement diphasique à la sortie de l'injecteur multi-buses ont été étudiées pour différentes modélisations de l'écoulement diphasique. Trois multi-buses avec 5 trous de diamètre de sortie $d_n = 0.20, 0.25, 0.30$ mm ont été conçues afin d'étudier l'influence du diamètre d_n et l'influence de la topologie de l'écoulement diphasique sur le spray généré par l'injecteur *DIFAV*. Deux chambres de mélange avec des buses d'injection de la vapeur de diamètre $d_s = 0.10$ et 0.15 mm ont été conçues pour analyser l'impact de ce diamètre sur le spray. L'injecteur d'air qui alimente le brûleur *DIFAV* a été réalisé avec un swirler radial en simplifiant drastiquement l'écoulement par rapport au brûleur industriel. Deux nombres de swirl théoriques ont été obtenus selon les hypothèses réalisées sur la forme du profil de vitesse dans cet élément. Ces valeurs encadrent le nombre de swirl calculé sur le brûleur industriel. Les lignes d'alimentation de l'injecteur *DIFAV* ont été décrites, ainsi que les configurations possibles pour réaliser l'étude du spray sans combustion et l'étude de la dynamique de la combustion. Les diagnostics utilisés pour caractériser ces écoulements sont décrits dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Diagnostics

Les diagnostics utilisés dans cette étude pour caractériser les écoulements gazeux et de la phase dispersée avec et sans combustion sont présentés dans ce chapitre. Le principe de la mesure de la taille et de la vitesse des gouttes par le système d'anémométrie à phase doppler (PDPA) est décrit à la Sec. 4.1. La technique de mesure par vélocimétrie laser Doppler (LDV) de la vitesse de l'air à la sortie de l'injecteur est présentée à la Sec. 4.2. Les dispositifs utilisés pour les mesures de chimiluminescence et de spectroscopie sont ensuite détaillés dans les Secs. 4.3 et 4.4. Les systèmes permettant de mesurer les pressions acoustiques dans la chambre de combustion, les pressions statiques dans la chambre de mélange de l'injecteur *DIFAV* et dans les lignes d'alimentation sont décrits dans la Sec. 4.5. Dans la dernière section 4.6, les méthodes d'imagerie directe et par rétro-éclairage utilisées pour caractériser le spray et la dynamique de la combustion sont finalement présentées.

4.1 Anémométrie à Phase Doppler (PDPA)

L'Anémométrie à phase Doppler (PDPA) a été mise en œuvre pour mesurer simultanément deux composantes de la vitesse des gouttes du spray ainsi que leur diamètre. La technique de mesure repose sur l'interférométrie et la diffusion de la lumière, ce qui ne nécessite pas d'étalonnage. Un schéma de principe du PDPA utilisé est présenté à la Fig. 4.1 lorsqu'une mesure d'une seule composante de vitesse est désirée. Le faisceau d'un laser de longueur d'onde λ est divisé en deux par un séparateur de faisceaux. L'un de ces faisceaux traverse une cellule de Bragg qui décale la fréquence d'une valeur $\Delta f = 40\,\mathrm{MHz}$ en général. Une lentille convergente permet ensuite de focaliser ces deux faisceaux. L'intersection de ces faisceaux représente le volume de mesure qui peut faire quelques millimètres de long. Le volume de mesure schématisé à la Fig. 4.2 est le siège de franges d'interférences parallèles générées par le croisement des deux faisceaux cohérents. La distance entre deux franges, ou interfrange L_f, dépend de la longueur d'onde λ du faisceau laser et de l'angle θ entre les deux faisceaux

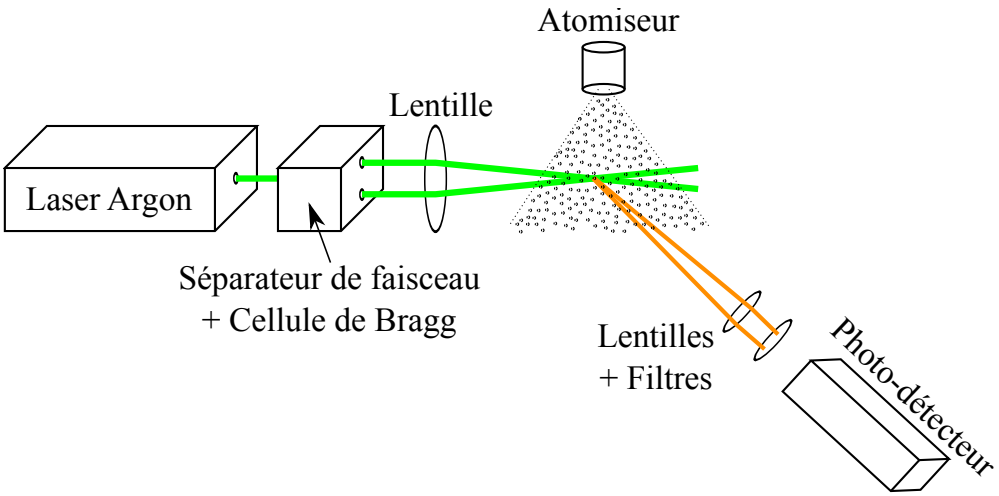


FIGURE 4.1 – *Schéma de principe d'un système PDPA à une seule composante.*

incidents :

$$L_f = \frac{\lambda}{2\sin(\frac{\theta}{2})} \tag{4.1}$$

Lorsqu'une particule traverse le volume de mesure, l'intensité lumineuse diffusée par cette particule fluctue. Ce scintillement est dû au déplacement de la particule à travers le réseau de franges régulièrement espacées. L'intensité lumineuse diffusée par les particules est collectée par un photo-multiplicateur à travers un jeu de lentilles focalisées sur le volume de mesure. Afin de limiter le bruit généré par la lumière ambiante, un filtre interférentiel passe-bande, centré sur la longueur d'onde λ du laser, est placé en amont du photo-multiplicateur. Le photo-multiplicateur transforme la fluctuation de l'intensité lumineuse en un signal électrique appelé bouffée Doppler. Ce signal est sinusoïdal avec une enveloppe de forme gaussienne, due au profil spatial de l'intensité lumineuse du faisceau laser. Si on retranche la fréquence de Bragg imposée par le système à la fréquence de la bouffé, on obtient une fréquence appelée fréquence Doppler f_D puisque la lumière diffusée par les particules est modifiée par l'effet Doppler (Albrecht et al. (2003)). Cette fréquence f_D de scintillement positive ou négative est proportionnelle à la vitesse de la particule et son signe indique le sens de la vitesse. La cellule de Bragg qui sert à décaler la fréquence d'un des faisceaux du laser sert à créer une vitesse de défilement des franges et ainsi à lever l'ambiguïté sur le sens de la vitesse mesuré.

4.1.1 Mesure de la vitesse

La mesure de la vitesse se fait à partir de la bouffée Doppler qui est amplifiée puis filtrée par un filtre passe-bande. On parle aussi de Vélocimétrie Laser Doppler (LDV). Une analyse par FFT (Fast Fourier Transform) est ensuite conduite

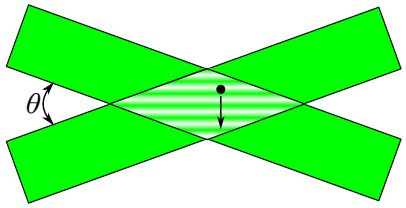


FIGURE 4.2 – *Schéma d'un volume de mesure obtenu par LDV.*

sur la bouffée Doppler afin d'en déterminer sa fréquence f_D. Ce traitement est réalisé pour chaque particule traversant le volume de mesure. La fréquence f_D est proportionnelle à la composante de vitesse u_x dans le plan des faisceaux qui est perpendiculaire à l'axe de symétrie des deux faisceaux laser (Albrecht et al. (2003)) :

$$u_x = f_D \; L_f \tag{4.2}$$

En remplaçant L_f par son expression de l'Eq. (4.1), il vient :

$$u_x = f_D \frac{\lambda}{2\sin(\frac{\theta}{2})} \tag{4.3}$$

La détermination simultanée de deux composantes de la vitesse nécessite d'utiliser deux longueurs d'ondes différentes. Les faisceaux laser de couleurs différentes doivent converger au même point focal pour former un volume de mesure unique.

4.1.2 Mesure du diamètre des particules

La mesure du diamètre des gouttes nécessite l'utilisation d'au moins deux photo-multiplicateurs (PM) positionnés à des angles différents par rapport au volume de mesure. Une différence de phase $\Delta\Phi_r$ entre les deux signaux captés par les PM apparaît. Ce déphasage $\Delta\Phi_r$ est proportionnel à la taille de la particule d_p (Albrecht et al. (2003)). Cependant, si les signaux reçus par les PM proviennent d'une réflexion ou d'une réfraction du 1er ou du 2nd ordre, les relations liants $\Delta\Phi_r$ à d_p sont différentes. Ces phénomènes sont dus à la nature optique des particules et au milieu dans lequel elles se situent. Dans notre étude, nous utiliserons la réfraction du 1er ordre. La tête de réception du système est positionnée à un angle $\psi_r = 30°$, représenté à la Fig. 4.3, par rapport à l'axe du système d'émission. Cet angle correspond au maximum de réfraction pour des particules sphériques de dodécane. Le diamètre des particules d_p est déduit de la relation suivante (Albrecht et al. (2003)) :

$$\Delta\Phi_r = -\frac{2\pi}{\lambda} d_p \frac{m \sin\psi_r \sin\frac{\theta}{2}}{\left(2(1+C_c)(1+m^2-m\sqrt{2}\sqrt{1+C_c})\right)^{\frac{1}{2}}} \tag{4.4}$$

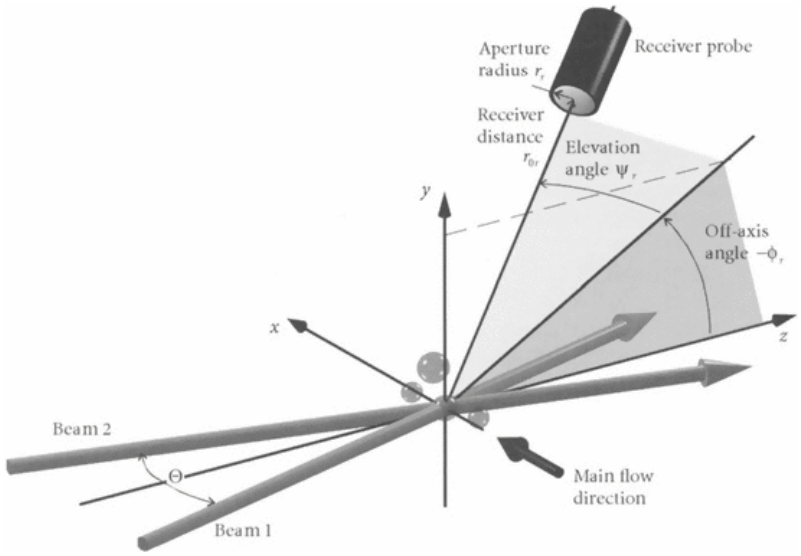


FIGURE 4.3 – *Schéma d'un système PDPA reproduit de Albrecht et al. (2003).*

où $C_c = \cos\psi_r \cos\theta_r \cos(\theta/2)$ et m est l'indice de réfraction relatif :

$$m = \frac{n_p}{n} \tag{4.5}$$

où n_p est l'indice optique de la substance composant la particule et n l'indice optique de l'écoulement de gaz.

Le déphasage $\Delta\Phi_r$ mesuré entre deux PM est obtenu à 2π près. Cette incertitude ne permet donc pas de déterminer de manière absolue la taille des particules. Pour lever cette incertitude, un troisième PM positionné selon un troisième angle est utilisé. Le déphasage mesuré entre les PM 1 et 2 est comparé à celui mesuré entre les PM 1 et 3. Cette opération permet de déterminer la taille de la particule sans incertitude. Un critère est utilisé pour valider la mesure du diamètre des particules. Ce critère est défini comme l'écart relatif du diamètre d_p déterminé par deux couples de PM. Généralement l'écart relatif toléré est de 10%, sinon l'information est rejetée.

4.1.3 Biais de mesure sur la vitesse

La mesure de la vitesse des particules par PDPA ou par LDV introduit un biais sur les grandeurs statistiques (Boutier (2012)). En effet, la mesure consiste à associer une vitesse à chaque particule traversant le volume de mesure. Ainsi, pour une concentration de particules fixée, la probabilité d'obtenir un échantillon à haute vitesse est plus élevée que celle d'obtenir un échantillon à basse vitesse. Les grandeurs statistiques sont alors biaisées. Ce biais dépend fortement des conditions de l'écoulement. La pondération par le temps de résidence

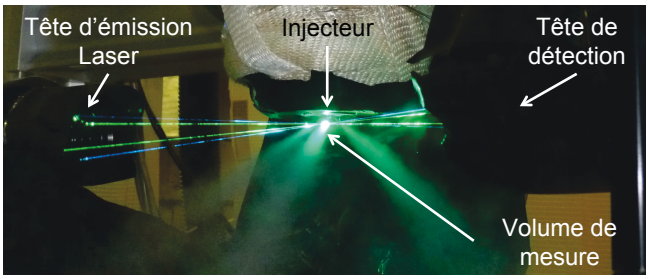


FIGURE 4.4 – *Photo du montage PDPA.*

de la particule τ_i dans le volume de mesure est souvent utilisée pour corriger ce phénomène (Albrecht et al. (2003); Boutier (2012)). Les grandeurs statistiques s'écrivent alors :

$$\bar{u} = \frac{\sum_{i=1}^{N} u_i \tau_i}{\sum_{i=1}^{N} \tau_i} \quad \text{et} \quad u'^2 = \frac{\sum_{i=1}^{N} (u_i - \bar{u})^2 \tau_i}{\sum_{i=1}^{N} \tau_i} \tag{4.6}$$

où $\bar{u}$ est la vitesse moyenne des particules, u' la fluctuation de vitesse efficace, N le nombre de particules de l'échantillon et u_i est la vitesse de la $i^{\text{ème}}$ particule. Le temps de séjour τ_i de la $i^{\text{ème}}$ particule correspond à la longueur de la bouffé Doppler mesurée. Dans la suite, cette correction est appliquée par post-traitement sous Matlab à l'ensemble des échantillons.

4.1.4 Configuration du PDPA pour l'étude

Dans cette étude, un système PDPA à deux voies de marque *TSI* est utilisé. Les longueurs d'ondes des deux voies sont $\lambda = 514.4\,\text{nm}$ pour la voie principale et $\lambda = 488\,\text{nm}$ pour la seconde voie. Ces faisceaux issus d'un laser Argon de 5 W, sont sélectionnés et divisés en deux par un système optique avant de traverser une cellule de Bragg cadencée à 40 MHz. Les faisceaux lasers sont transmis à une tête d'émission achromatique de focale 250 mm à travers des fibres optiques mono-modes. Au niveau de la tête d'émission, l'espacement entre les faisceaux est de 40 mm. Les franges d'interférences formées par ce système ont une interfrange $L_f = 3.23\,\mu\text{m}$ dans le volume de mesure d'après l'Eq. (4.1). La tête de réception de focale 300 mm est placée à $\Psi_r = 30°$ en diffusion avant par rapport à l'axe d'émission. Ce système permet donc de mesurer des gouttes dont le diamètre est compris entre $d_p = 1\,\mu\text{m}$ et $129\,\mu\text{m}$.

4.1.5 Etude du spray par PDPA

La distribution de tailles et de vitesses des gouttelettes générées par l'injecteur *DIFAV* est mesurée sans combustion. Le PDPA est installé sur un déplacement trois axes micrométriques afin de cartographier le spray. Dans cette étude, la tête d'émission du PDPA est tournée d'un angle de 52.5° correspondant à l'angle

que forment les trous de l'injecteur par rapport à la verticale, comme le montre la Fig. 4.4. La vitesse u_z, mesurée par la voie 1, correspond à la vitesse des gouttes selon l'axe du spray. La voie 2 mesure la vitesse radiale u_r dans le plan perpendiculaire au spray.

La simultanéité de la mesure de vitesse sur les deux voies pour une particule n'est pas garantie par le système de mesure. Une particule peut très bien déclencher un comptage validé sur une voie et pas sur l'autre. Afin d'assurer une synchronisation des voies, nous imposons une coïncidence de la mesure de vitesse entre les deux voies avec le logiciel TSI. La mesure de la vitesse est considérée coïncidente si l'écart relatif exprimé en pourcentage entre le début de la bouffée de la voie 1 et celle de la voie 2, est inférieur à un paramètre ϵ :

$$\frac{|t_{1,i} - t_{2,i}|}{\min(t_{1,i}, t_{2,i})} \times 100 \leq \epsilon \tag{4.7}$$

où $t_{1,i}$ et $t_{2,i}$ sont les temps correspondant au début de la bouffée sur la voie 1 et sur la voie 2. Dans notre étude, on fixe $\epsilon = 200\%$. Le taux de comptage des particules chute fortement lorsque ce critère est imposé. Cependant afin de garantir une convergence des grandeurs statistiques, nous imposons une taille d'échantillon $N = 50 \times 10^3$ particules ou un temps d'acquisition de 20 s lorsque le taux de comptage n'est pas suffisant. La mesure est considérée valide lorsque le taux de comptage est supérieur à 10^3 particules par seconde. Le chapitre 5 est consacré à l'analyse des mesures réalisées sur le banc *DIFAV* pour différentes géométries de l'injecteur bi-fluide et en faisant varier les conditions opératoires.

4.2 Mesure de la vitesse de l'air par LDV

La mesure de la vitesse de l'écoulement d'air sur le banc *DIFAV* est réalisée par LDV avec le même système décrit précédemment lorsque l'écoulement d'air est ensemencé par de fines gouttelettes d'huile. Si les particules sont suffisamment petites et de densité faible, on admet qu'elles suivent l'écoulement gazeux dans lequel elles sont en suspension et leur vitesse correspond à la vitesse du gaz. Cet ensemencement est réalisé par un nébuliseur représenté à la Fig. 4.5. Les gouttelettes ainsi formées ont un diamètre moyen d'environ 3 µm (Durox et al. (1999)). Ces particules suivront donc des fluctuations de vitesse dont la fréquence est au maximum de 2 kHz. Notons que l'huile à un effet négligeable sur l'écoulement d'air et sur la combustion puisque son débit est négligeable et représente moins de 0.5% du débit masse de combustible injecté.

L'acquisition simultanée de la vitesse avec de nombreuses autres grandeurs physiques nous a conduit à utiliser la sortie analogique du système LDV. Cette sortie génère un signal de tension entre 1 et 10 V, proportionnel à la fréquence de la bouffée Doppler. Lorsque la fréquence d'une bouffée Doppler est mesurée, le

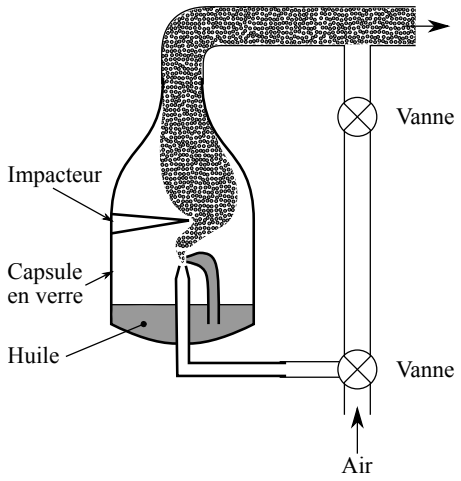


FIGURE 4.5 – *Schéma du nébuliseur d'huile.*

signal de tension garde la valeur correspondante jusqu'à la prochaine mesure de fréquence. Le biais de vitesse n'a donc pas besoin d'être corrigé puisque le signal de tension prend en compte le temps de séjour de la particule. L'acquisition du signal et le calcul de la vitesse à partir de l'Eq. (4.3) sont réalisés par un programme Labview pilotant une carte d'acquisition *National Instruments* NI-PCI-6040E.

4.3 Chimiluminescence

L'émission naturelle d'une flamme est liée au rayonnement de chimiluminescence des espèces chimiques la composant et au rayonnement thermique des gaz (CO_2, H_2O, ...) et des suies. Le rayonnement de chimiluminescence est émis lors du retour des molécules électroniquement excitées à leur état fondamental. D'après Gaydon (1974), le rayonnement des radicaux OH^*, CH^* et C_2^* est majoritaire lors d'une combustion d'hydrocarbure. D'autres espèces comme H_2O, CO_2 et NO^* rayonnent mais de manière moins intense dans les conditions expérimentales de l'étude. Le rayonnement des radicaux OH^*, CH^* et C_2^* est couramment utilisé en combustion pour identifier le front de flamme, mais aussi des grandeurs plus globales comme les fluctuations du taux de dégagement de chaleur (Price et al. (1969); Higgins et al. (2001); Schuller (2003)).

Dans notre étude, les émissions de chimiluminescence des radicaux OH^* et CH^* de la flamme sont mesurées simultanément par deux photo-multiplicateurs (*Hamamatsu* H5784-06) qui collectent le rayonnement de l'ensemble de la flamme. Ces capteurs sont équipés de filtres passe-bande *Melles Griot* de 10 nm de largeur centrés sur 307.7 nm pour OH^* et 430 nm pour détecter CH^*. L'acquisition des signaux de chimiluminescence est réalisée à l'aide d'un programme Labview

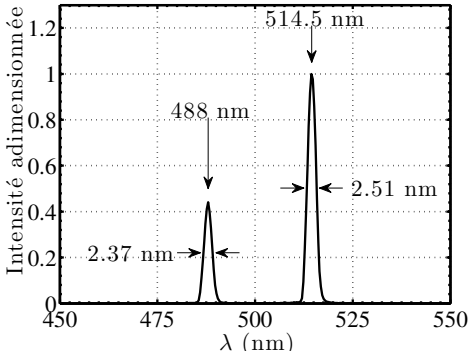


FIGURE 4.6 – *Spectre obtenu par le spectromètre soumis à deux faisceaux laser de longueur d'onde* 488 nm *et* 514.5 nm.

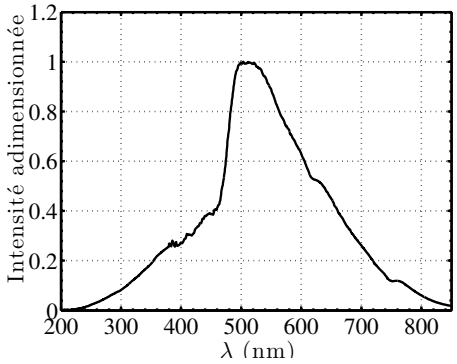


FIGURE 4.7 – *Réponse spectrale D_λ du système Ocean Optics PC2000 pour λ compris entre* 200 nm *et* 850 nm.

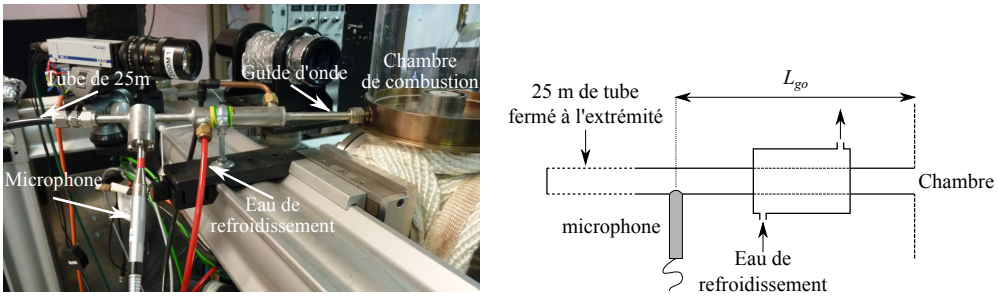
par l'intermédiaire d'une carte d'acquisition *National Instruments*.

4.4 Spectroscopie

Une étude du rayonnement dans le visible et le proche UV des flammes étudiées à été réalisée par spectroscopie. Le spectromètre (*Ocean Optics*, PC2000) utilisé dans cette étude est composé d'un réseau à 600 traits/mm. Il est sensible aux longueurs d'ondes comprises entre 200 nm et 800 nm. Il est utilisé avec une fibre optique et une lentille UV et visible qui collectent le rayonnement de l'ensemble de la flamme. Un calibrage a été réalisée pour déterminer la résolution spectrale du système en prenant en compte la fonction d'appareil. La figure Fig. 4.6 représente le spectre mesuré lorsque le spectromètre est éclairé par deux faisceaux laser de longueurs d'onde 488 nm et 514.5 nm. En considérant que le spectre d'émission d'un faisceau laser est très fin, on en déduit la fonction d'appareil du système et sa résolution spectrale, laquelle est de 2.5 nm.

Il est nécessaire de calibrer le spectromètre car sa réponse n'est pas linéaire en fonction de la longueur d'onde. Pour couvrir toute la gamme des longueurs d'ondes, deux calibrages ont été réalisés. Dans le visible, le calibrage a été effectué grâce à une lampe de tungstène dont le rayonnement est assimilé à un corps gris qui suit la fonction de Planck. Dans le proche UV, le calibrage est réalisé grâce à un arc plasma dans de l'argon, dont la réponse spectrale est connue. Ces deux réponses se recouvrent entre 350 nm et 380 nm. Elles permettent de déterminer la réponse spectrale du spectromètre D_λ représentée à la Fig. 4.7. On peut ainsi déterminer le spectre corrigé S^c_λ à partir du spectre mesuré S_λ par le détecteur :

$$S^c_\lambda = S_\lambda / D_\lambda \tag{4.8}$$



(a) Photo du montage sur le banc *DIFAV*. (b) Schéma du guide d'onde thermalisé.

FIGURE 4.8 – *Guide d'onde thermalisé équipé d'un microphone.*

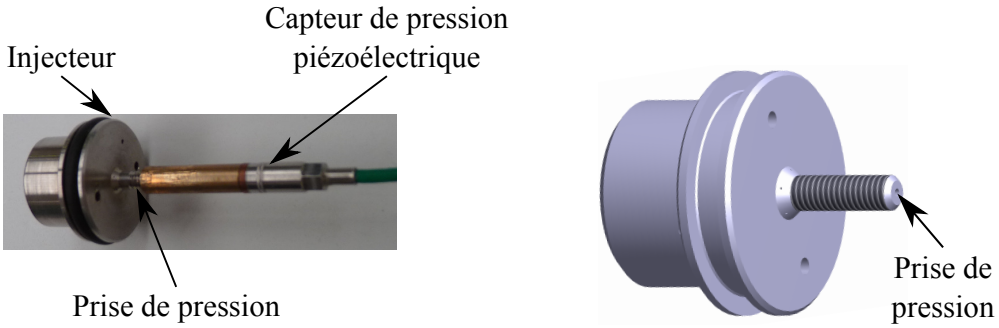
4.5 Mesures de pression

4.5.1 Pressions acoustiques

Les pressions acoustiques sont relevées à divers endroits sur le banc *DIFAV*. Les mesures de pression acoustique dans des zones où la température de l'air est élevée sont réalisées par l'intermédiaire d'un guide d'onde thermalisé (Tran et al. (2009)) équipé d'un microphone 1/4 " *Brüel & Kjær* représenté à la Fig. 4.8. Le microphone placé dans le plenum est équipé d'une tête *Brüel & Kjær* de type 4938 1/4 " Falcon polarisée à 200 V et d'un pré-amplificateur *Brüel & Kjær* de type 2670 1/4 " Falcon Range. Le microphone placé dans la chambre de combustion est équipé d'une tête *Brüel & Kjær* de type 4136 1/4 " Falcon polarisée à 200 V et d'un pré-amplificateur *Brüel & Kjær* de type 2669 1/2 ". Ces microphones ont l'avantage d'avoir une réponse et une sensibilité uniformes sur une large gamme de fréquences comprise entre 4 Hz et 20 kHz. Tous les microphones utilisés sont connectés à un amplificateur/conditionneur de signaux (*Brüel & Kjær* NEXUS type 2690) qui permet de contrôler la sensibilité et le gain du microphone. Un calibrage des microphones a été mené afin de déterminer leur sensibilité avec un système *Brüel & Kjær*, modèle 4231 qui génère un signal de 94 dB à 1 kHz, correspondant à une pression RMS de 1 Pa.

Le guide d'onde représenté à la Fig. 4.8(b) se compose d'un tube raccordé à l'endroit où la mesure doit être réalisée (Tran et al. (2009)). Il est fermé à la seconde extrémité pour éviter toute fuite. Un système à doubles parois, avec une circulation d'eau, permet de refroidir le conduit avant de mesurer la pression acoustique par le microphone. Un tube fermé de 25 m est raccordé au guide d'onde pour éliminer les ondes réfléchies et ne mesurer que la pression acoustique incidente au niveau du microphone.

Lors du traitement des données, la mesure réalisée à travers ce guide d'onde est retardée d'un temps τ correspondant au temps de propagation de l'onde acoustique dans le guide d'onde de longueur L_{go}, depuis la prise de pression jusqu'au



(a) Photo de l'injecteur *DIFAV* avec son capteur de pression.

(b) Schéma de la multi-buses.

FIGURE 4.9 – *Multi-buses avec prise de pression dans la chambre de mélange.*

microphone. Ce temps tient également compte des variations de température dans le guide d'onde thermalisé. Ce retard vaut $\tau \approx 650\,\text{ms}$ pour les conditions d'installation réalisées dans ces travaux.

4.5.2 Mesure de la pression dans la chambre de mélange

La pression statique du mélange gaz/liquide dans la chambre de mélange est mesurée grâce à un injecteur spécialement conçu à cet effet. La tête de l'injecteur bi-fluide représenté à la Fig. 4.9 est constitué de cinq orifices de diamètre $d_n = 0.20\,\text{mm}$ avec au centre une prise de pression de diamètre 1 mm directement reliée à la chambre de mélange. Ce montage permet d'adapter un capteur de pression piézoélectrique (*Kistler* 4007BA5) et son amplificateur (*Kistler* 4618A2). Il permet de mesurer la pression statique absolue jusqu'à 5 bar dans la chambre de mélange. Tous les signaux présentés dans ce manuscrit sont des pressions relatives par rapport à la pression atmosphérique p_{atm}.

4.5.3 Mesure de la pression et de la température dans les lignes d'alimentation

La température et la pression sont mesurées simultanément, en un point, dans les lignes d'alimentation du combustible liquide et du gaz d'atomisation. Le thermocouple et le capteur de pression sont installés en vis-à-vis dans une croix à quatre branches représentée à la Fig. 4.10, au travers de laquelle circule le fluide. La température est mesurée par un thermocouple de type K de diamètre 2 mm.

La pression est mesurée par un capteur de pression *Keller* résistant aux hautes températures, jusqu'à 300 °C, de type PR35XHTC représenté à la Fig. 4.11. La pression à mesurer est appliquée sur une membrane et transmise au capteur par un capillaire rempli d'huile silicone. Le capillaire joue le rôle de radiateur

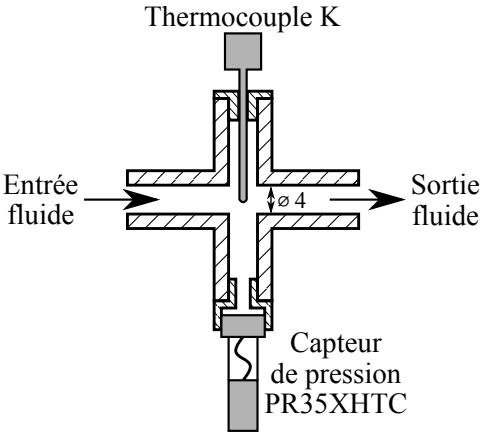


FIGURE 4.10 – *Schéma d'une ligne d'alimentation avec mesure de température et de pression.*

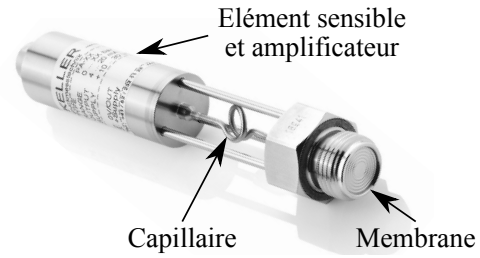


FIGURE 4.11 – *Capteur de pression Keller PR35XHTC.*

de refroidissement. L'élément sensible du capteur est ainsi isolé thermiquement du fluide. L'échelle de mesure du capteur de pression sur la ligne combustible est comprise entre 0 et 30 bar à ± 0.15 bar. Le capteur installé sur la ligne de vapeur permet de mesurer des pressions comprises entre 0 et 10 bar à ± 0.05 bar.

4.6 Imagerie

Des images et des films du spray et de la flamme ont été réalisés avec des caméras. La technique de rétro-éclairage a été utilisée pour visualiser le spray. Des images de la flamme conditionnées en moyenne de phase par rapport au signal d'excitation acoustique ont été prises par visualisation directe.

4.6.1 Imagerie par rétro-éclairage

La visualisation par rétro-éclairage consiste à placer l'écoulement que l'on souhaite visualiser entre une source lumineuse et une caméra. Dans notre étude, cette technique est utilisée pour visualiser le spray généré par l'injecteur *DIFAV* en l'absence de combustion. Le dispositif utilisé est représenté à la Fig. 4.12. Les images sont réalisées avec une caméra CCD 752(H) $\times$ 291(V) px^2 *Pulnix* (TMC-6 color) équipée d'un objectif en verre de 75 mm, avec une ouverture de 1.8. La source lumineuse est un panneau de 36 LED rouges devant lequel un verre dépoli est placé afin d'homogénéiser la distribution d'intensité de la lumière. Les acquisitions sont réalisées avec un temps d'exposition de 100 µs. Cette caméra ne permet pas de suivre la dynamique rapide du spray.

Le processus d'atomisation à la sortie de l'injecteur est aussi examiné à l'aide d'une caméra intensifiée rapide CMOS *Photron* Fastcam APX-i2, avec une ré-

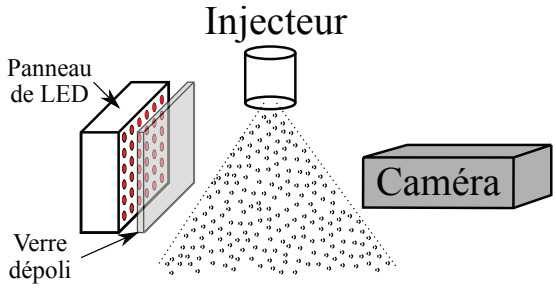


FIGURE 4.12 – *Schéma du montage d'imagerie par rétro-éclairage.*

solution de 512×512 px^2 en niveau de gris sur 8 bits, équipée d'un objectif de 200 mm avec une ouverture de 8. La source lumineuse est une lampe flash *Fischer Nanolite* avec une durée de flash de 20 ns et une cadence de répétition de 50 Hz. Ces expériences ont été réalisées avec un injecteur spécifique spécialement conçu avec un unique orifice de sortie de diamètre $d_n = 0.45$ mm, dont la section de passage est identique à la section de passage des 5 orifices de diamètre $d_n = 0.20$ mm de l'injecteur de référence utilisé sur le banc *DIFAV*.

4.6.2 Imagerie directe

Des images des flammes ont été prises pour examiner leurs mouvements lorsqu'elles sont soumises à des excitations acoustiques. L'émission du radical OH* a été enregistrée par une caméra intensifiée CCD *Princeton Instruments* PI-max 4 d'une résolution de 1024×1024 px^2 en niveau de gris sur 16 bits équipée d'un objectif UV (*UV Nikkor*) de 105 mm, avec une ouverture de 4.5, et d'un filtre passe-bande (*Asahi Spectra Co*, ZBPA310) de largeur 30 nm centré sur 310 nm. L'acquisition est réalisée en moyenne de phase par rapport à l'excitation acoustique en accumulant 100 images par phase afin d'améliorer le rapport signal sur bruit et avec un temps d'exposition de 100 µs pour chaque image. La moyenne de phase est réalisée en synchronisant la caméra par l'intermédiaire d'un signal TTL issu du générateur de signaux qui alimente l'amplificateur des haut-parleurs.

Conclusion

Les diagnostics utilisés pour caractériser la distribution de vitesses et de tailles des gouttes du spray et la vitesse de petites gouttes ensemencées dans l'écoulement d'air ont été décrits. Les systèmes qui équipent les lignes d'alimentation afin de contrôler la pression et la température des fluides ont été présentés. La tête de l'injecteur et le capteur utilisés pour mesurer la pression dans la chambre de mélange de l'injecteur *DIFAV* ont été décrits. Les montages utilisés pour visualiser le spray ont ensuite été présentés. Les dispositifs mis en œuvre pour enregistrer l'émission de chimiluminescence de la flamme ainsi que

les systèmes de visualisation de la flamme on été décrits. Tous ces diagnostics sont utilisés dans les chapitres suivants pour analyser le spray et les flammes produites dans le banc *DIFAV*.

Chapitre 5

Analyse du spray

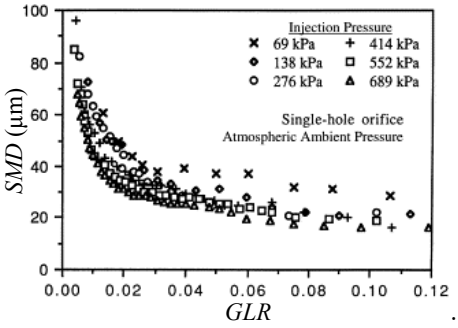
Le spray généré par l'injecteur *DIFAV* est étudié dans ce chapitre en l'absence d'écoulement d'air par des visualisations directes du spray et par des mesures de la vitesse et de la taille des gouttes par PDPA. Les principales caractéristiques des sprays issus des injecteurs bi-fluides avec assistance interne sont d'abord présentées à la Sec. 5.1. Une analyse des résultats est réalisée dans la Sec. 5.2, en comparant les mesures à des corrélations issues de la littérature et obtenues pour d'autres injecteurs avec des conditions de fonctionnement différentes. Des visualisations de l'écoulement diphasique à la sortie de l'injecteur sont également réalisées dans cette section. Le lien entre la topologie de l'écoulement diphasique et la qualité de l'atomisation est étudié dans la Sec. 5.3 par l'analyse des pressions mesurées dans la chambre de mélange pour différents gaz d'atomisation. Une étude paramétrique sur la qualité du spray est réalisée à la Sec. 5.4 lorsque la géométrie de l'injecteur est modifiée. L'influence du débit de dodécane est ensuite analysée à la Sec. 5.5. Des mesures réalisées par Paubel (2009) sur un spray généré par un injecteur Pillard de 2 MW, alimenté par du fioul et de l'air comme gaz d'atomisation, sont analysées et comparées, à la Sec. 5.6, aux résultats obtenus avec l'injecteur *DIFAV* de 10 kW. L'évolution de la taille des gouttes générées par l'injecteur industriel Pillard GRC de 70 MW utilisé dans les centrales thermique EDF est finalement déterminée lorsque le *GLR* varie.

5.1 Qualité de l'atomisation des injecteurs bi-fluides

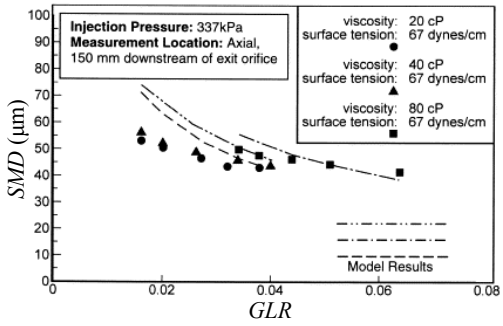
La qualité des sprays est généralement caractérisée en analysant des grandeurs moyennes de taille et de vitesse des gouttes. En combustion on utilise souvent le diamètre moyen de Sauter (*SMD*) :

$$D_{32} = \frac{\sum_i N_i D_i^3}{\sum_i N_i D_i^2} \tag{5.1}$$

où N_i est le nombre de gouttes de diamètre D_i. L'atomisation des injecteurs bi-fluides dépend surtout du rapport des débits massiques du gaz d'atomisation



(a) Etude réalisée par Whitlow and Lefebvre (1993) pour de l'eau et de l'air lorsque la pression d'injection varie.



(b) Etude réalisée par Lund, Sojka, Lefebvre, and Gosselin (1993) pour de l'air et des liquide de différentes viscosités.

FIGURE 5.1 – *Evolution du diamètre moyen de Sauter des gouttes (SMD) en fonction du GLR.*

$\dot{m}_g$ et de la phase liquide $\dot{m}_l$ (*Gas-To-Liquid ratio*) noté *GLR*.

$$GLR = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}_l} \tag{5.2}$$

De nombreuses études ont été conduites pour analyser l'évolution de la taille des gouttes (*SMD*) générées par un injecteur bi-fluide en fonction du *GLR*. Ces études sont généralement menées avec de l'eau et avec de l'air comme gaz d'atomisation (Wigg (1964); Lefebvre (1996); Sovani et al. (2001); Barreras et al. (2006); Ferreira et al. (2009)). Dans ces études, le *SMD* décroît rapidement lorsque le *GLR* augmente pour tendre vers un plateau lorsque le *GLR* est suffisamment grand comme le montre la Fig. 5.1(a) issue des travaux de Whitlow and Lefebvre (1993). Les études menées avec des liquides dont la viscosité et la tension superficielle sont différentes de celles de l'eau sont rares (Mullinger and Chigier (1974); Lund et al. (1993); Qian et al. (2010); Konstantinov et al. (2010); Ejim et al. (2010); Qian and Lin (2011); Rahman et al. (2012); Schröder et al. (2012); Li et al. (2013)). Ces auteurs observent une augmentation du *SMD* des gouttes, sans modification de son évolution en fonction du *GLR*, lorsque la viscosité ou la tension superficielle augmente comme le montre la Fig. 5.1(b). Dans la grande majorité des études, le gaz d'atomisation est de l'air. Lund et al. (1998); Rahman et al. (2012) ont étudié l'effet de la masse molaire du gaz d'atomisation sur les caractéristiques d'un spray d'eau. Ces travaux montrent que la masse molaire du gaz d'atomisation n'a pas d'effet significatif sur la taille et la vitesse des gouttes générées par les injecteurs bi-fluides.

L'évolution du *SMD* des gouttes en fonction du *GLR* a été modélisée dans la majorité des études par des corrélations empiriques. Des articles de revues ont été publiés à ce sujet, par exemple par Lefebvre (1996); Sovani et al. (2001) ou Konstantinov et al. (2010). La corrélation proposée par Wigg (1964) est le

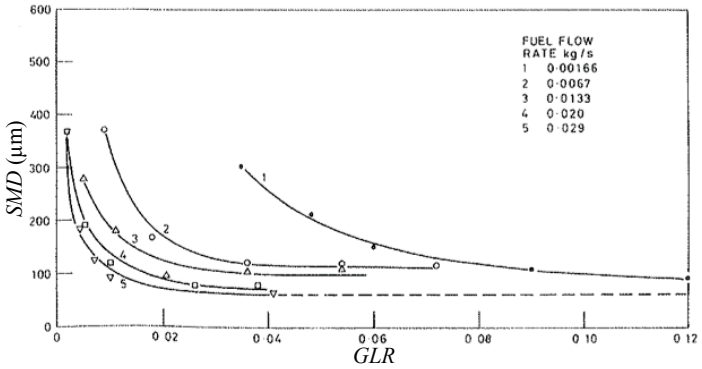


FIGURE 5.2 – *Evolution du diamètre moyen de Sauter des gouttes (SMD) en fonction du GLR et du débit de fioul selon Mullinger and Chigier (1974) pour un combustible liquide et de l'air.*

plus souvent utilisée pour les injecteurs bi-fluides. Elle a par exemple servi à représenter les mesures de Mullinger and Chigier (1974) indiquées à la Fig. 5.2 obtenues pour une injection de fioul et d'air. La corrélation de Wigg (1964) est reproduite ici avec des notations adaptées à notre étude :

$$SMD = k\left(1 + \frac{1}{GLR}\right)^{1/2} \bar{u}^{-1} \tag{5.3}$$

où $\bar{u}$ correspond dans notre étude à la vitesse axiale des gouttes à la sortie de l'injecteur et k est une constante qui dépend de la viscosité du liquide, de sa tension superficielle, de la masse volumique du gaz d'atomisation, de la géométrie de l'injecteur et du débit massique de liquide injecté. Une autre corrélation qui fait intervenir des nombres sans dimension est également souvent utilisée (Lefebvre (1996); Lefebvre and Ballal (2010)) :

$$SMD = 0.48 d_n We^{-0.4}\left(1 + \frac{1}{GLR}\right)^{0.4} + 0.15 d_n Oh\left(1 + \frac{1}{GLR}\right) \tag{5.4}$$

où $We = \rho_g U_r^2 d_n/\sigma$ est le nombre de Weber qui caractérise la capacité d'une goutte, d'un jet ou d'un ligament à résister aux forces aérodynamiques grâce aux forces de tension de surface. Le nombre de Ohnesorge $Oh = \mu_l/(\sigma\rho_l d_n)^{1/2}$ caractérise le rapport des forces de viscosité et de tension superficielle. Dans ces expressions, le terme d_n est le diamètre de la buse de sortie, ρ_g est la masse volumique du gaz d'atomisation, μ_l, σ, ρ_l sont respectivement la viscosité, la tension superficielle et la masse volumique du liquide et U_r est la vitesse relative entre le gaz et le liquide. Dans notre étude U_r sera prise égale à la vitesse axiale des gouttes $\bar{u}$. Dans la suite de cette étude, ces corrélations sont confrontées à nos mesures.

L'évolution du *SMD* des gouttes en fonction de la distance radiale r à l'axe du spray a également été étudiée pour différents *GLR* par Lefebvre (1996); Pancha-

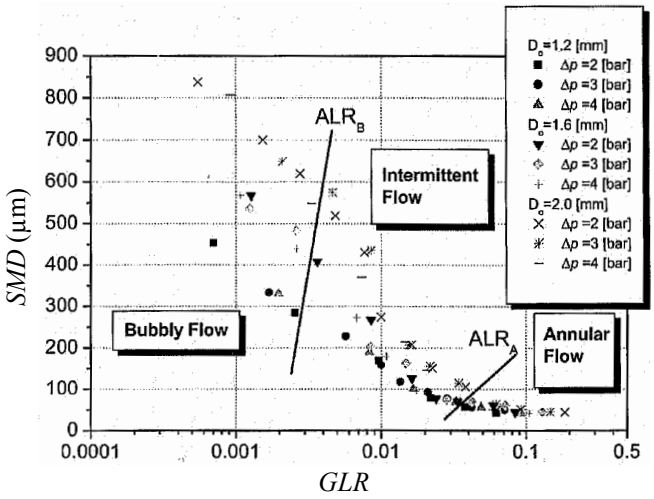


FIGURE 5.3 – *Evolution du diamètre moyen de Sauter des gouttes (SMD) en fonction du GLR pour différents diamètres de buses D_0 et différentes pressions d'atomisation. Figure reproduite des travaux de Lee and Kim (2001).*

gnula and Sojka (1999); Kushari (2010); Qian et al. (2010); Ejim et al. (2010); Qian and Lin (2011); Li et al. (2012); Li et al. (2013). Ces études mettent en évidence une décroissance plus ou moins marquée du *SMD* lorsqu'on s'approche de l'axe du spray dès que le $GLR > 0.02$. Des études paramétriques de l'influence de la géométrie des injecteurs bi-fluide sur l'évolution du *SMD* ont été menées par Mullinger and Chigier (1974); Chin and Lefebvre (1995); Lefebvre (1996); Nguyen and Rhodes (1998); Lee and Kim (2001); Catlin and Swithenbank (2001); Sovani et al. (2001); Lorcher et al. (2005); Barreras et al. (2006); Ferreira et al. (2009); Konstantinov et al. (2010); Kushari (2010); Qian and Lin (2011); Li et al. (2012); Rahman et al. (2012); Schröder et al. (2012). Ces travaux montrent que le *SMD* du spray généré dépend de nombreux paramètres. Notons en particulier le très faible impact du diamètre des buses d'injection sur le *SMD* des gouttes (Lefebvre et al. (1988); Nguyen and Rhodes (1998); Sovani et al. (2001); Konstantinov et al. (2010)). Cette propriété est l'une des principales caractéristiques des injecteurs bi-fluides. Il a également été observé par Chin and Lefebvre (1995); Ferreira et al. (2009); Kushari (2010), qu'augmenter la section d'entrée du gaz d'atomisation dans la chambre de mélange augmente la valeur du *GLR* permettant d'atteindre le plateau mais ne modifie que très légèrement la valeur de ce plateau.

Les études concernant la caractérisation de la vitesse des gouttes issues d'un injecteur bi-fluide sont plus rares (Lefebvre (1989); Panchagnula and Sojka (1999); Ghaemi et al. (2008); Ejim et al. (2010); Rahman et al. (2012); Li et al. (2013)) et ont toutes été réalisées pour de l'eau. Ces études montrent que le profil radial de la vitesse des gouttes obéit à une loi gaussienne avec un maxi-

mum atteint au centre du spray.

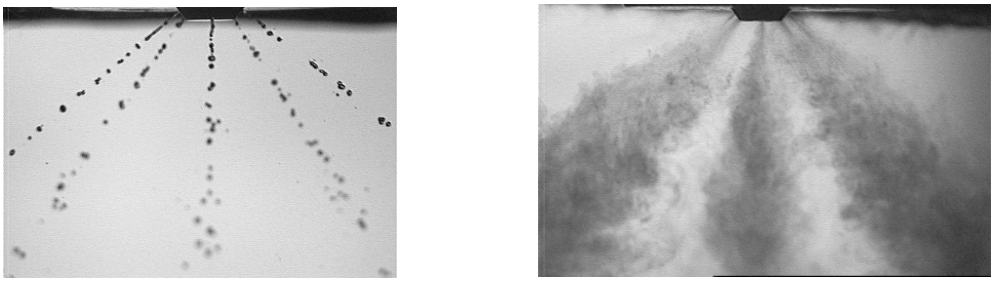
Les mécanismes qui pilotent l'atomisation des injecteurs bi-fluides ont été étudiés par Lee and Kim (2001); Ramamurthi et al. (2009); Schröder et al. (2012); Li et al. (2012). Des visualisations de l'écoulement à la sortie des injecteurs et dans des injecteurs transparents lorsque le *GLR* varie ont permis de faire le lien entre la topologie de l'écoulement et l'évolution du *SMD* des gouttes comme le montre la Fig. 5.3 issue des travaux de Lee and Kim (2001). D'après ces travaux, la diminution du *SMD* des gouttes pour atteindre un plateau est pilotée par des transitions entre différentes topologies de l'écoulement diphasique dans la buse d'injection. Les grosses gouttes sont formées lorsque le *GLR* est faible. Le régime d'écoulement dans l'injecteur est alors de type à bulle. Lorsque le *GLR* augmente et que l'écoulement dans l'injecteur devient annulaire, des petites gouttes sont formées, en particulier au centre du spray, et la taille des gouttes générées ne dépend plus du *GLR* (Jedelsky and Jicha (2012)). Il est donc intéressant d'étudier la topologie des écoulements diphasiques dans les buses d'injecteurs bi-fluides par rapport aux régimes observés dans les conduites.

5.2 Caractérisation du spray généré par l'injecteur *DIFAV* en fonction du *GLR*

Dans cette section, nous étudions l'influence du *GLR* sur la taille et la vitesse des gouttes générées par l'injecteur *DIFAV*. Ces mesures sont réalisées par le système PDPA (Sec. 4.1) sur le brûleur *DIFAV* dans la configuration de référence du banc *DIFAV*, sans combustion et sans écoulement d'air (Fig. 3.16 à la Sec. 3.3). L'injecteur a dans cette configuration les dimensions suivantes : $d_f = 0.10\,\text{mm}$, $d_s = 0.10\,\text{mm}$ et $d_n = 0.20\,\text{mm}$. Il est utilisé avec un débit nominal de dodécane $\dot{m}_f = 12.5\,\text{g}\cdot\text{min}^{-1}$ dans les conditions indiquées dans le Tableau 3.2 de la Sec. 3.2. Nous faisons l'hypothèse que les cinq sprays générés par l'injecteur *DIFAV* sont semblables et qu'ils sont axi-symétriques. Les mesures présentées dans la suite de l'étude sont réalisées sur un seul spray, dans un plan perpendiculaire au spray à une distance z de la buse d'injection.

5.2.1 Visualisation du spray par rétro-éclairage

La qualité du spray généré par l'injecteur *DIFAV* est tout d'abord étudiée par une visualisation directe par rétro-éclairage (Sec. 4.6.1). Ces visualisations sont menées avec et sans vapeur afin d'illustrer son effet sur l'atomisation. La figure Fig. 5.4(a) est obtenue pour un débit massique de dodécane $\dot{m}_f = 10.8\,\text{g}\cdot\text{min}^{-1}$ en l'absence de vapeur, ce qui correspond à un $GLR = 0$. La pression du combustible mesurée dans la ligne d'alimentation pour cette condition opératoire est $p_f = 5.7\,\text{bar}$. Cette image montre un jet liquide formé à la sortie de la buse qui est ensuite désintégré progressivement en gouttelettes. Le diamètre des gouttes



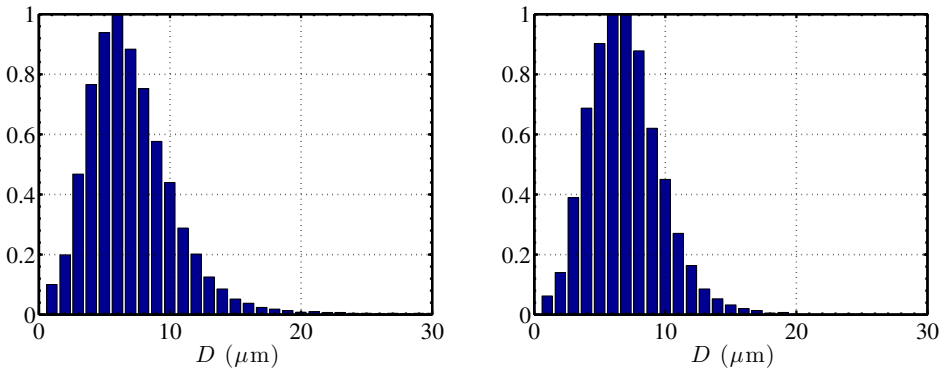
(a) Jet de dodecane sans vapeur ($GLR = 0$) avec $\dot{m}_f = 10.8\,\mathrm{g \cdot min^{-1}}$.

(b) Spray de dodécane avec un $GLR = 0.055$ et $\dot{m}_f = 9.2\,\mathrm{g \cdot min^{-1}}$.

FIGURE 5.4 – *Images du spray généré par l'injecteur DIFAV dans sa configuration de référence obtenues par rétro-éclairage.*

est proche du diamètre d_n des buses de l'injecteur. La figure Fig. 5.4(b) est une photographie obtenue pour un $GLR = 0.055$, avec un débit de dodécane $\dot{m}_f = 9.2\,\mathrm{g \cdot min^{-1}}$ et une pression $p_f = 4.5\,\mathrm{bar}$ dans la ligne d'alimentation en dodécane. La pression dans la ligne de vapeur est $p_s = 2.75\,\mathrm{bar}$. Sur cette image, il n'existe plus de dard liquide dense proche des buses d'injection. Un nuage de gouttes est formé dès la sortie de l'injecteur. L'ajout de vapeur d'eau permet de considérablement améliorer la qualité du spray de combustible et d'avoir des gouttes beaucoup plus fines.

5.2.2 Analyse des profils radiaux de taille et de vitesse des gouttes



(a) $GLR = 0.01$.

(b) $GLR = 0.06$.

FIGURE 5.5 – *Distribution de la taille des gouttes générées par l'injecteur de référence mesurée sur l'axe du jet à $z = 10\,\mathrm{mm}$ en aval de la buse d'injection pour deux GLR avec $\dot{m}_f = 12.5\,\mathrm{g \cdot min^{-1}}$.*

L'étude du spray selon la direction radiale à l'axe du jet de gouttes est réalisée

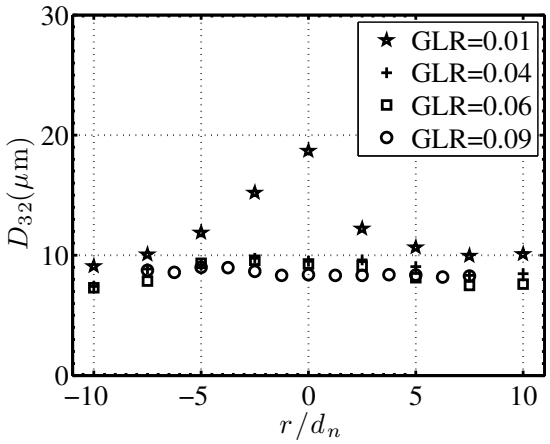
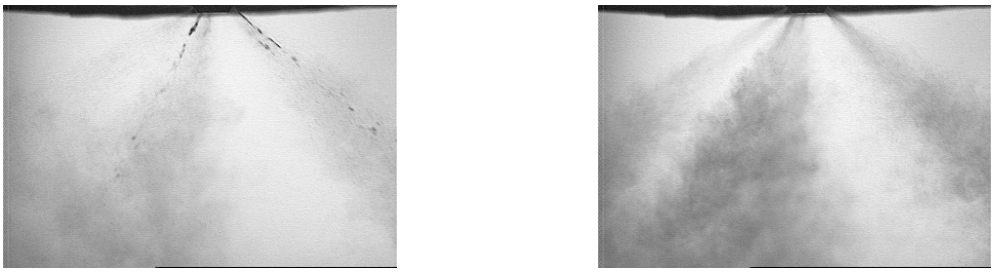


FIGURE 5.6 – *Evolution du SMD des gouttes en fonction de la position radiale r adimensionnée par d_n à $z = 10\,\text{mm}$ pour différents GLR. $\star$ $GLR = 0.01$, $+$ $GLR = 0.040$, $\square$ $GLR = 0.060$ et $\circ$ $GLR = 0.090$.*

pour quatre valeurs de GLR : $GLR = 0.01$, 0.04, 0.06 et 0.09. Les mesures PDPA sont réalisées à $z = 10\,\text{mm}$ en aval de l'injecteur pour examiner l'évolution du diamètre moyen de Sauter (SMD) des gouttes et de la vitesse axiale moyenne $\bar{u}$ des gouttes. L'injecteur est utilisé dans sa configuration de référence avec un débit de dodécane $\dot{m}_f = 12.5\,\text{g} \cdot \text{min}^{-1}$. La figure Fig. 5.5 montre deux distributions de taille de gouttes mesurées au centre du spray pour un $GLR = 0.01$ (Fig. 5.5(a)) et pour un $GLR = 0.06$ (Fig. 5.5(b)). Le diamètre moyen des gouttes est d'environ $D_{10} = 8\,\mu\text{m}$ et le SMD vaut $D_{32} = 19\,\mu\text{m}$ lorsqu'il y a peu de vapeur injectée (Fig. 5.5(a)). Cette valeur élevée du SMD par rapport au diamètre moyen D_{10} met en évidence une dispersion importante de la taille des gouttes lorsque $GLR = 0.01$ et notamment un étirement de la queue de la distribution vers les grosses gouttes. La dispersion de taille des gouttes est réduite lorsque le $GLR = 0.06$ (Fig. 5.5(b)). Le diamètre moyen des gouttes vaut ici $D_{10} = 6\,\mu\text{m}$ et le SMD vaut $D_{32} = 9\,\mu\text{m}$. Pour cette configuration géométrique de l'injecteur *DIFAV*, ce type de distribution est observée pour tous les $GLR > 0.02$ avec les mêmes valeurs de SMD et de D_{10}.

L'évolution du diamètre des gouttes D_{32} est présentée en fonction de la position radiale r adimensionnée par le diamètre de la buse $d_n = 0.20\,\text{mm}$ à la Fig. 5.6. Les profils du SMD des gouttes sont symétriques par rapport à l'axe du jet. Lorsque le $GLR = 0.01$, on note que le SMD augmente en se rapprochant du centre du jet. Les valeurs sur les bords du spray sont relativement uniformes et proches de $SMD = 10\,\mu\text{m}$. Cette évolution peut s'expliquer par l'existence d'un dard liquide au centre du spray pour ces faibles GLR comme l'indique la Fig. 5.7(a) obtenue pour un $GLR = 0.015$. Lorsque $GLR \geq 0.04$, le SMD des gouttes augmente légèrement depuis l'extérieur du spray et diminue ensuite lé-



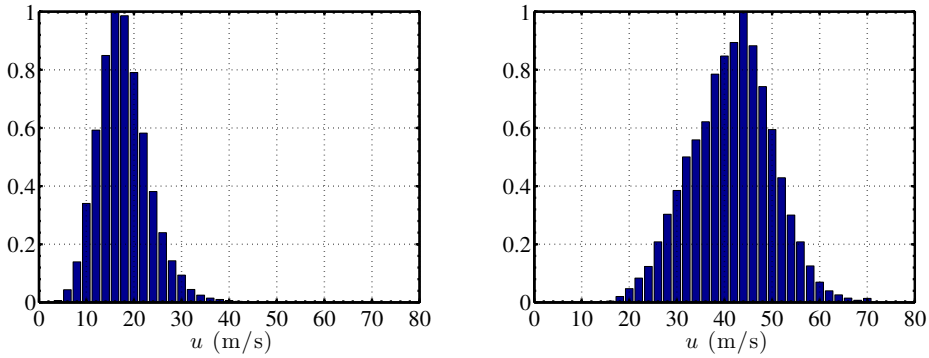
(a) $GLR = 0.015$. (b) $GLR = 0.025$.

FIGURE 5.7 – *Images obtenues par rétro-éclairage pour l'injecteur de référence avec un débit de dodécane* $\dot{m}_f = 12.5\,\mathrm{g}\cdot\mathrm{min}^{-1}$ *et deux GLR.*

gèrement au centre. Il s'agit d'un profil à deux bosses symétrique par rapport à l'axe du spray. Cette évolution est en accord avec les études de Lefebvre (1996); Panchagnula and Sojka (1999); Kushari (2010); Qian et al. (2010); Ejim et al. (2010); Qian and Lin (2011); Li et al. (2012); Li et al. (2013) dans lesquelles une décroissance du *SMD* lorsqu'on s'approche de l'axe du spray a été constatée. Dès que $GLR \geq 0.04$ les mesures de *SMD* se confondent le long de l'axe radial. Le diamètre moyen de Sauter des gouttes est égal à $D_{32} \approx 9\,\mu\mathrm{m}$ quelle que soit la position radiale autour de l'axe $|r/d_n| \leq 10\,\mathrm{mm}$. Dans ce cas, le spray forme un brouillard dense de petites gouttes, même très près de la sortie de l'injecteur, comme l'indique la Fig. 5.7(b) obtenue par rétro-éclairage pour un $GLR = 0.025$.

Les distributions des vitesses axiales u des gouttes mesurées au centre du spray simultanément avec la taille des gouttes sont présentées à la Fig. 5.8 pour différents GLR. Lorsque le $GLR = 0.01$ (Fig. 5.8(a)), la vitesse moyenne des gouttes vaut $\bar{u} = 17\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ et la fluctuation efficace de la vitesse vaut $u_{RMS} = 5\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$. Lorsque le $GLR = 0.06$ (Fig. 5.8(b)), la distribution de vitesses est semblable à une gaussienne avec des queux de distribution bien résolues. La vitesse moyenne est $\bar{u} = 39\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ et la fluctuation efficace de la vitesse vaut $u_{RMS} = 9.5\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$. Ce type de distribution est obtenu pour tout $GLR > 0.020$. On peut remarquer que pour un $GLR = 0.06$, la distribution de la taille des gouttes est peu dispersée (Fig. 5.5(b)) mais la dispersion de la vitesse est importante. Pour un $GLR = 0.01$, la vitesse des gouttes est plus homogène alors que la distribution des diamètres est plus dispersée.

L'évolution radiale de la vitesse axiale moyenne des gouttes $\bar{u}(r)$ est représentée à la Fig. 5.9. On constate que pour toutes les conditions explorées, le profil des vitesses est symétrique par rapport à l'axe du spray. La vitesse est maximale sur l'axe du jet et décroît rapidement lorsqu'on s'éloigne de l'axe. Lorsque $r/d_n = 10$, la vitesse des gouttes est très faible $\bar{u} \simeq 0$. Ce profil de vi-



(a) $GLR = 0.01$. (b) $GLR = 0.06$.

FIGURE 5.8 – *Distribution de la vitesse axiale u des gouttes générées par l'injecteur de référence mesurée sur l'axe du jet à $z = 10\,\text{mm}$ en aval de la buse d'injection pour deux GLR lorsque $\dot{m}_f = 12.5\,\text{g}\cdot\text{min}^{-1}$.*

tesse est en accord avec les résultats obtenus par Panchagnula and Sojka (1999).

Cette analyse montre que le *SMD* des gouttes au centre du spray est représentatif de l'évolution du diamètre moyen des gouttes selon la position radiale. Les profils des vitesses axiales moyennes ont tous le même comportement selon r lorsque le GLR varie avec un maximum atteint au centre du spray en $r = 0\,\text{mm}$ dès lors que le $GLR \geq 0.02$. Par la suite, nous nous intéressons donc uniquement aux mesures réalisées au centre du spray.

5.2.3 Analyse du spray sur son axe

L'évolution du *SMD* des gouttes et de la vitesse axiale moyenne des gouttes sur l'axe du spray est examinée à la Fig. 5.10 lorsque le GLR varie. Pour des faibles valeurs du $GLR < 0.02$, le *SMD* des gouttes décroît très rapidement lorsque le GLR augmente avant d'atteindre un plateau à $D_{32} = 9\,\mu\text{m}$ lorsque le $GLR \geq 0.02$. Ce type de comportement est proche des observations et des mesures réalisées par Mullinger and Chigier (1974) (Fig. 5.2) pour un spray de combustible liquide assisté par de l'air. Cette évolution est également proche de celle observée par Whitlow and Lefebvre (1993) (Fig. 5.1(a)). Il est intéressant de comparer nos mesures aux corrélations de Wigg (1964) et de Lefebvre (1996). Dans les Eqs. (5.3) et (5.4) nous utilisons la vitesse moyenne des gouttes $\bar{u}$ mesurée et la masse volumique ρ_g de la vapeur. Nous obtenons un coefficient $k = 33\,\text{s}^{-1}$ dans l'Eq. (5.3) pour de la vapeur et du dodécane. Les prévisions de l'Eq. (5.3) sont représentées en pointillés noirs (−−) sur la Fig. 5.10(a). Celles de l'Eq. (5.4) sont représentées en pointillés bleus (···). On constate que le comportement observé expérimentalement est bien reproduit par la corrélation de Wigg (1964), notamment pour les faibles GLR avant d'atteindre le plateau.

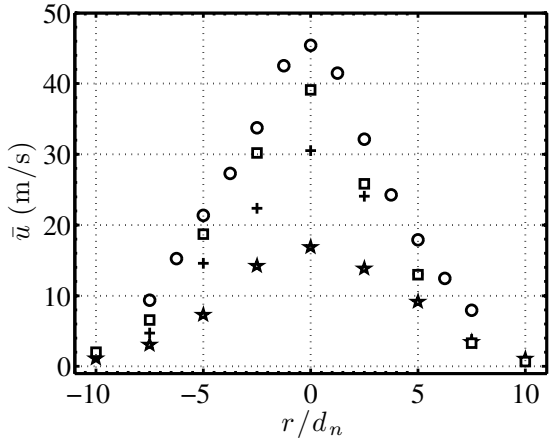
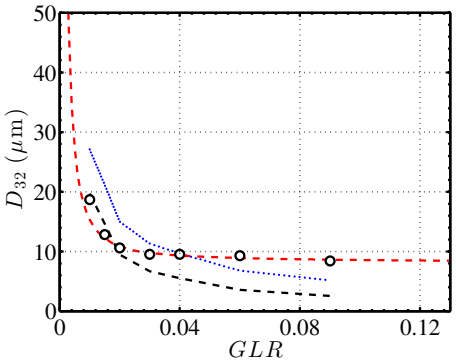


FIGURE 5.9 – *Evolution de la vitesse axiale moyenne $\bar{u}$ des gouttes en fonction de la position radiale r adimensionnée par d_n à $z = 10\,\text{mm}$ pour différents GLR.* $\star$ *$GLR = 0.01$,* $+$ *$GLR = 0.04$,* $\square$ *$GLR = 0.06$ et* $\circ$ *$GLR = 0.09$.*

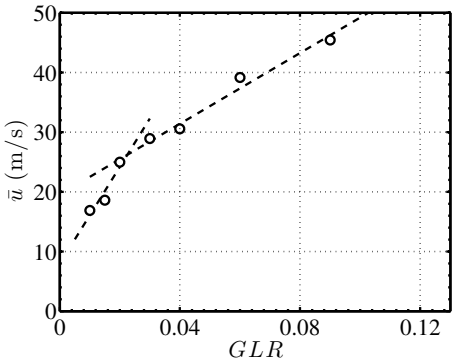
En revanche, la corrélation de Lefebvre (1996) surestime le diamètre des gouttes. Le plateau atteint lorsque le GLR croît est mal prédit par ces corrélations. Ni le niveau du plateau, ni la valeur du GLR permettant de l'atteindre ne sont correctement capturés par ces deux corrélations. Ces mesures sont maintenant comparées à la corrélation de Lefebvre and Ballal (2010) (Eq. (5.4) modifiée) présentée ici :

$$D_{32} = A\, d_n\, We^{\beta_1} \left(1 + \frac{1}{GLR}\right)^{\beta_2} \frac{\rho_g}{\rho_f}^{0.1} + B\, d_n\, Oh \left(1 + \frac{1}{GLR}\right) + C \quad (5.5)$$

où A, B, β_1 et β_2 sont des constantes. Le nombre de Weber $We = \rho_g u^2 d_n/\sigma$ est basé sur la vitesse u de l'écoulement diphasique dans le trou de sortie calculée avec le modèle HEM (Fig. 3.5), $Oh = \mu_l/(\sigma\rho_l d_n)^{1/2}$ est le nombre d'Ohnesorge, ρ_g est la masse volumique du gaz d'atomisation ($\rho_g = 0.46\,\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ pour la vapeur), μ_l, σ, ρ_l sont respectivement la viscosité, la tension superficielle et la masse volumique du dodécane. Les constantes sont choisies telles que $\beta_1 = -0.5$ et $\beta_2 = 0.5$. Ces valeurs sont proches de celles données par Lefebvre and Ballal (2010). Lorsque seul le premier terme de l'Eq. (5.5) est conservé, le $SMD \propto u^{-1} GLR^{-0.5}$ comme dans la corrélation de Wigg (1964) (Eq. (5.3)). Les résultats de cette corrélation sont représentés en pointillés rouges ($--$) lorsque $A = 1.2 \times 10^{-2}$, $B = 0.01$ et $C = 8 \times 10^{-6}\,\text{m}$. Le comportement observé expérimentalement est bien reproduit par cette corrélation pour l'ensemble des GLR étudiés. Seule la valeur du $GLR = 0.20$, nécessaire pour atteindre le plateau, est surestimée par cette relation. Les corrélations de Wigg (1964) (Eq. (5.3)) et de Lefebvre and Ballal (2010) modifiée (Eq. (5.5)) seront privilégiées dans la suite de l'étude par rapport à celle de Lefebvre (1996) (Eq. (5.4)).



(a) *SMD* des gouttes en fonction du *GLR*. La courbe en pointillés noirs (−−) représente la corrélation de Wigg (1964) d'après l'Eq. (5.3), la courbe en pointillés bleus (···) celle de Lefebvre (1996) d'après l'Eq. (5.4) et la courbe en pointillés rouges (−−) représente la corrélation Eq. (5.5).



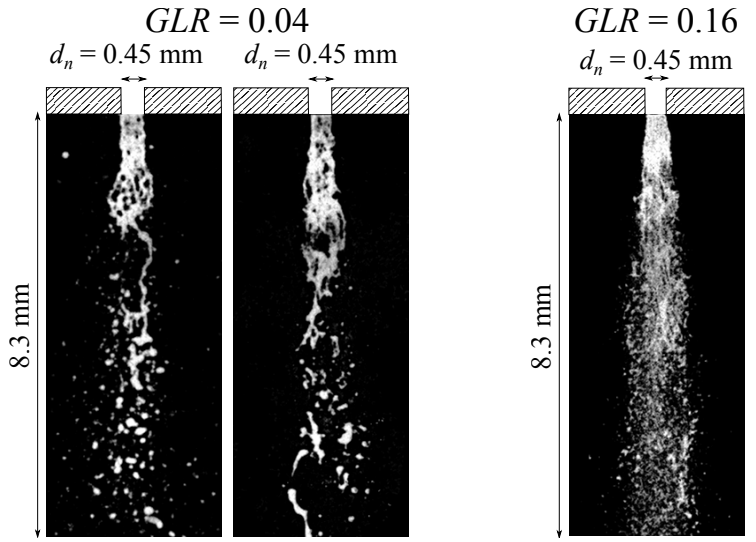
(b) Vitesse $\bar{u}$ des gouttes en fonction du *GLR*. Les droites affines en pointillées représentent les tendances de l'évolution de la vitesse.

FIGURE 5.10 – *Représentation du SMD des gouttes et de la vitesse axiale moyenne $\bar{u}$ des gouttes sur l'axe du jet à $z = 10\,\text{mm}$ en aval de la buse d'injection lorsque le GLR varie pour la configuration de référence.*

La vitesse axiale moyenne $\bar{u}$ des gouttes représentée à la Fig. 5.10(b) croît de façon monotone avec le *GLR*. Elle augmente rapidement pour les $GLR \leq 0.02$ puis de façon plus lente lorsque le $GLR > 0.02$. Cette évolution pour les faibles *GLR* est conforme aux mesures réalisées par Sutherland et al. (1997). Il existe cependant peu d'informations dans la littérature permettant de déterminer la vitesse des gouttes dans les injecteurs bi-fluides équipés d'un mélangeur interne (Sovani et al. (2001)). On représente donc en première approximation cette évolution par deux droites d'équation :

$$\bar{u} = A \times GLR + B \tag{5.6}$$

où $A = 809\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $B = 8\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ lorsque le $GLR \leqslant 0.02$ et $A = 297\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $B = 20\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ lorsque le $GLR > 0.02$. On constate que la transition observée au niveau de la vitesse des gouttes à la Fig. 5.10(a) et celle observée sur la taille des gouttes à la Fig. 5.10(b) sont atteintes pour la même valeur $GLR \simeq 0.02$. Lorsque le $GLR \geq 0.02$, la taille des gouttes est indépendante du *GLR* et la vitesse des gouttes augmente moins vite avec le *GLR*. Dans la suite de l'étude, cette valeur est appelée *GLR* seuil et est notée GLR_s. D'après Lee and Kim (2001); Ramamurthi et al. (2009); Schröder et al. (2012); Li et al. (2012), cette évolution s'apparente à un changement du régime d'atomisation depuis un écoulement intermittent pour les faibles *GLR* ($GLR < GLR_s$) vers un écoulement annulaire ou à brouillard lorsque le plateau est atteint ($GLR >$



(a) Régime intermittent (b) Régime annulaire

FIGURE 5.11 – *Négatifs d'images instantanées du spray de dodécane généré par l'injecteur DIFAV assisté par du N_2 à température ambiante $T = 293\,\mathrm{K}$ avec une buse de diamètre $d_n = 0.45\,\mathrm{mm}$. Les images sont obtenues par rétro-éclairage avec un temps d'exposition de 20 ns pour un $GLR = 0.04$ (Fig. 5.11(a)) et un $GLR = 0.16$ (Fig. 5.11(b)).*

GLR_s) (Fig. 1.2). Cette transition a déjà été mise en évidence lors de l'étude des cartes d'écoulement dans la Sec. 3.1.2. La carte d'écoulement de Mandhane et al. (1974) représentée à la Fig. 3.3(a) indique une transition d'un écoulement à bouchons vers un écoulement annulaire à brouillard pour un $GLR_s \approx 0.02$. Afin d'étudier plus précisément cette transition, des visualisations du spray par rétro-éclairage sont réalisées à la sortie d'une buse d'injection.

5.2.4 Visualisation du spray à la sortie de l'injecteur

Observer l'atomisation à la sortie de l'injecteur *DIFAV* est difficile à cause des petites dimensions des buses d'injection $d_n = 0.20\,\mathrm{mm}$. Une buse a donc été spécialement conçue avec un trou de diamètre $d_n = 0.45\,\mathrm{mm}$ dont la section de passage est égale à celle des cinq trous de diamètre $d_n = 0.20\,\mathrm{mm}$. On montre à la Sec. 5.4.1 que ce diamètre a un impact faible sur le spray généré. La visualisation par rétro-éclairage du spray à la sortie de cet injecteur est réalisée avec une caméra intensifiée rapide (Sec. 4.6.1). Pour limiter le bruit généré par la vapeur sur l'image, l'expérience est menée à température ambiante $T = 293\,\mathrm{K}$ avec du dodécane et du diazote N_2 comme gaz d'atomisation (Sec. 3.2.2).

La figure Fig. 5.11 représente en niveau de gris le négatif des images obtenues par rétro-éclairage pour un $GLR = 0.04$ (Fig. 5.11(a)) et un $GLR = 0.16$

(Fig. 5.11(b)). Deux instants caractéristiques de l'atomisation qui ne sont pas consécutifs sont présentés à la Fig. 5.11(a). L'image de gauche montre la soudaine expansion d'une bulle de N_2 et la formation de ligaments de dodécane. L'image de droite de la Fig. 5.11(a) montre la rupture des ligaments en grosses gouttes. La figure Fig. 5.11(b) montre une zone d'intensité lumineuse uniforme qui représente le film liquide en aval de l'injecteur. Ce film liquide est ensuite atomisé en fines gouttelettes uniformément réparties dans le spray. D'après Sovani et al. (2001); Ramamurthi et al. (2009); Schröder et al. (2012), les images de la Fig. 5.11(a) sont typiques d'un écoulement intermittent dans le régime à poches. L'image de la Fig. 5.11(b) est caractéristique d'un écoulement annulaire.

Ces visualisations confirment qu'un changement de régime de l'écoulement diphasique intervient dans la buse de l'injecteur lorsque le *GLR* augmente. L'injecteur fonctionne donc dans un régime d'écoulement intermittent pour les faibles valeurs du *GLR* et devient annulaire pour les *GLR* plus élevés. Les résultats de la Sec. 5.4.1 montrent que cette analyse peut être étendue à l'injecteur dont la buse est composée de cinq trous de diamètres $d_n = 0.20\,\text{mm}$. L'impact du gaz d'atomisation sur le spray généré par l'injecteur à cinq buses est étudié à la section suivante.

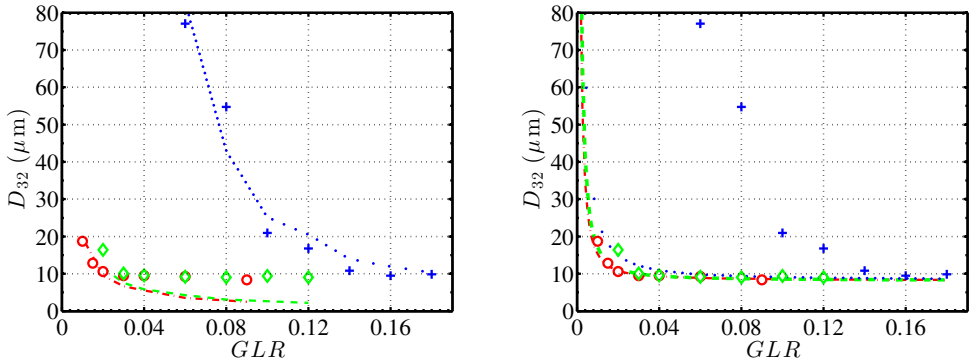
5.3 Analyse de l'influence du gaz d'atomisation sur le spray généré par l'injecteur *DIFAV*

L'influence du gaz d'atomisation sur le spray généré par l'injecteur *DIFAV* de référence est étudiée avec un débit de dodécane $\dot{m}_f = 12.5\,\text{g}\cdot\text{min}^{-1}$ lorsque de la vapeur surchauffée à $T_s = 423\,\text{K}$, de l'azote N_2 préchauffé à $T_2 = 413\,\text{K}$ ou de l'azote à température ambiante $T_3 = 293\,\text{K}$ sont utilisés comme gaz d'atomisation. Les mesures de tailles et de vitesses des gouttes sont réalisées au centre du spray à $z = 10\,\text{mm}$ en aval de l'injecteur.

5.3.1 Caractérisation de la taille et de la vitesse des gouttes

La figure Fig. 5.12 représente l'évolution du *SMD* en fonction du *GLR* pour les trois gaz d'atomisation considérés. Cette figure met en évidence dans un premier temps une décroissance du *SMD* des gouttes lorsque le *GLR* augmente avant d'atteindre un plateau avec un $SMD = 9\,\mu\text{m}$ identique pour les trois gaz d'atomisation. Il est important de noter que la valeur du seuil GLR_s dépend du gaz d'atomisation. Pour N_2 à température ambiante $T_3 = 293\,\text{K}$, la transition est obtenue pour $GLR_s \approx 0.13$. Pour la vapeur surchauffée, la transition est atteinte pour un $GLR_s \approx 0.02$ (Sec. 5.2.3). Cette valeur est proche de celle obtenue pour le diazote préchauffé à T_2=413 K où $GLR_s \approx 0.03$.

Les corrélations de Wigg (1964) (Eq. (5.3)) sont représentés pour ces trois cas



(a) Les courbes en pointillés représentent la corrélation de Wigg (1964) d'après l'Eq. (5.3).

(b) Les courbes en pointillés représentent la corrélation de Lefebvre and Ballal (2010) modifiée d'après l'Eq. (5.5)).

FIGURE 5.12 – *Evolution du SMD des gouttes sur l'axe du jet à* $z = 10\,\text{mm}$ *en aval de la buse d'injection, lorsque le GLR varie pour différents gaz d'atomisation. Avec* $\circ$ *et* $-\cdot-$ *: vapeur à* $T_s = 423\,\text{K}$, $\diamond$ *et* $--$ *:* N_2 *à* T_2=413 K, $+$ *et* $\cdots$ *:* N_2 *à* T_3=293 K.

en courbes pointillées sur la Fig. 5.12(a). La constante k vaut $k = 33\,\text{s}^{-1}$ pour la vapeur surchauffée et N_2 préchauffé à une température proche. Pour N_2 à température ambiante, il faut utiliser une valeur plus importante $k = 112\,\text{s}^{-1}$ dans l'Eq. (5.3) pour reproduire les mesures. La corrélation de Wigg (1964) permet donc de reproduire le comportement général de l'évolution du *SMD* des gouttes lorsque le gaz d'atomisation est modifié, à condition d'adapter la valeur de la constante k lorsque la température du gaz d'atomisation varie.

Les corrélations de Lefebvre and Ballal (2010) modifiées (Eq. (5.5)) sont représentées pour ces trois cas en courbes pointillées sur la Fig. 5.12(b) avec les mêmes coefficients que ceux utilisés à la Sec. 5.2. Le nombre de Ohnesorge vaut $Oh = 8.1 \times 10^{-3}$ lorsque la vapeur surchauffée ou du N_2 préchauffé sont utilisés. La masse volumique du N_2 préchauffé est fixée à $\rho_g = 0.74\,\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$. Lorsque du N_2 à température ambiante est utilisé, $Oh = 8.1 \times 10^{-3}$ et $\rho_g = 1.25\,\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$. La corrélation (Eq. (5.5)) permet de reproduire le comportement général de l'évolution du *SMD* des gouttes lorsque la vapeur surchauffée et du N_2 préchauffé sont utilisés comme gaz d'atomisation. Cette corrélation ne permet pas de prédire l'évolution du *SMD* des gouttes en fonction du *GLR* lorsque du N_2 à température ambiante est utilisé comme gaz d'atomisation. Ces expériences confirment que la taille des gouttes tend vers une asymptote indépendante du *GLR* quel que soit le gaz d'atomisation, mais la valeur de cette asymptote dépend principalement de la température du gaz d'atomisation.

L'évolution de la vitesse axiale moyenne des gouttes $\bar{u}$ est représentée en fonc-

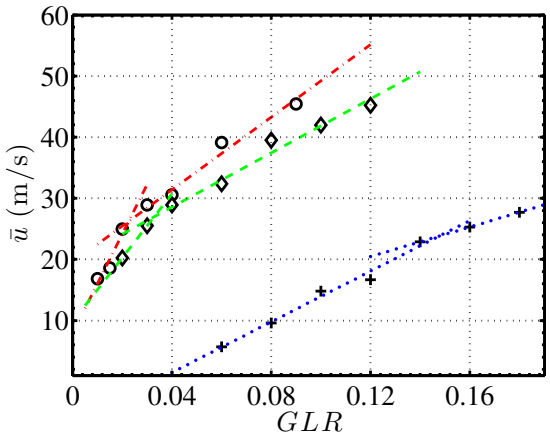
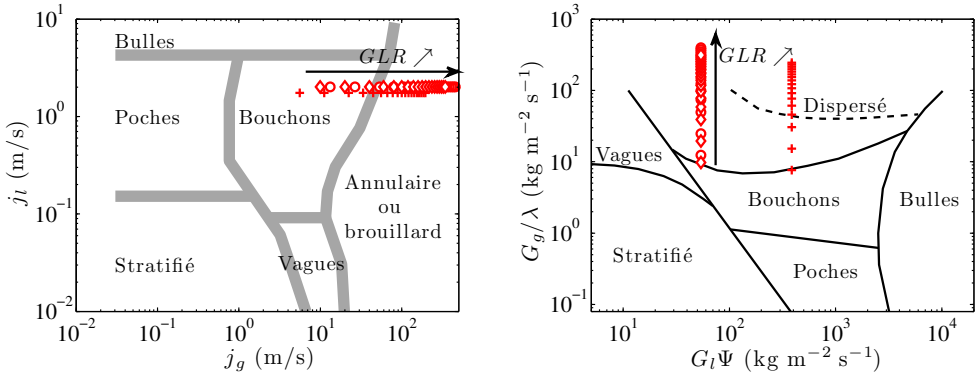


FIGURE 5.13 – *Evolution de la vitesse axiale moyenne $\bar{u}$ des gouttes sur l'axe du jet à $z = 10\,\text{mm}$ en aval de la buse d'injection, lorsque le GLR varie pour différents gaz d'atomisation. Avec $\circ$ et $-\cdot-$: vapeur à $T_s = 423\,\text{K}$, $\diamond$ et $--$: N_2 à T_2=413 K, $+$ et $\cdots$: N_2 à T_3=293 K.*

tion du GLR à la Fig. 5.13. Cette évolution est la même pour les trois gaz d'atomisation avec une croissance régulière de la vitesse des gouttes lorsque le GLR augmente. L'augmentation de la vitesse axiale moyenne $\bar{u}$ des gouttes est rapide pour les faibles valeurs du GLR, puis plus faible pour les GLR plus élevés. Cette rupture de pente dépend du gaz d'atomisation utilisé. Ce comportement global est mis en évidence par les pointillés en couleur représentant la solution de l'Eq. (5.6). Les pointillés $(\cdot-)$ en rouge représentent l'évolution de la vitesse lorsque la vapeur surchauffée est utilisée (Sec. 5.2.3). Les pointillés $(--)$ en vert représentent les solutions de l'Eq. (5.6) pour du N_2 préchauffé avec $A = 522\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $B = 10\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ si le $GLR \leqslant 0.03$ et $A = 223\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $B = 20\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ si le $GLR > 0.03$. Les pointillés $(\cdots)$ en bleu sont les solutions de l'Eq. (5.6) pour du N_2 à température ambiante avec $A = 208\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $B = -7\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ si $GLR \leqslant 0.14$ et $A = 121\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $B = 6\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ si $GLR > 0.14$. La rupture de pente de la vitesse des gouttes apparaît pour les trois configurations étudiées pour le même seuil GLR_s que celui qui a été identifié à partir de l'évolution du SMD des gouttes. En comparant les résultats obtenus pour l'azote à température ambiante et l'azote préchauffé, on constate que la température du gaz et du combustible joue rôle important sur la qualité de l'atomisation. En revanche, en comparant les résultats obtenus pour la vapeur et l'azote préchauffé, on constate comme Lund et al. (1998) que la masse molaire du gaz d'atomisation ($28\,\text{g}\cdot\text{mol}^{-1}$ pour le N_2 et $18\,\text{g}\cdot\text{mol}^{-1}$ pour la vapeur d'eau) n'a pas d'effet sur la taille et la vitesse des gouttes générées par l'injecteur lorsque le $GLR > GLR_s$ et un effet très faible pour $GLR < GLR_s$.



(a) Carte d'écoulement de Mandhane et al. (1974) appliquée à l'injecteur *DIFAV*.

(b) Carte d'écoulement de Baker (1954) appliquée à l'injecteur *DIFAV*.

FIGURE 5.14 – *Cartes d'écoulement appliquées à l'écoulement diphasique dans la multi-buses de l'injecteur DIFAV pour les trois gaz d'atomisation en fonction du GLR. Avec : ○ : Vapeur, ◇ : N_2 à $T_2 = 413\,\mathrm{K}$ et + : N_2 à $T_3 = 293\,\mathrm{K}$.*

5.3.2 Topologie de l'écoulement diphasique

D'après Lee and Kim (2001); Ramamurthi et al. (2009); Schröder et al. (2012); Li et al. (2012), cette évolution de la taille et de la vitesse des gouttes est caractéristique d'un changement du régime de l'écoulement diphasique dans les buses d'injection. Ces études sont corroborées par les images de l'atomisation à la sortie de l'injecteur à la Fig. 5.11. La Fig. 5.14, représente les cartes d'écoulement de Mandhane et al. (1974) et de Baker (1954) pour des buses de diamètre $d_n = 0.20\,\mathrm{mm}$ et pour les trois gaz d'atomisation considérés lorsque le *GLR* varie. La carte de Mandhane et al. (1974) à la Fig. 5.14(a) indique une transition de l'écoulement diphasique depuis un écoulement à bouchons vers un écoulement annulaire ou à brouillard pour les trois configurations lorsque le *GLR* augmente. Le *GLR* seuil vaut $GLR_s = 0.02$ pour la vapeur surchauffée, $GLR_s \approx 0.03$ pour du N_2 préchauffé et $GLR_s \approx 0.04$ pour du N_2 à température ambiante. La valeur du GLR_s mesurée précédemment sur les Figs. 5.12 et 5.13 est donc conforme aux prévisions de la Fig. 5.14(a) lorsque de la vapeur ou du N_2 préchauffé sont utilisés comme gaz d'atomisation. La carte d'écoulement de la Fig. 5.14(a) indique que cette transition apparaît pour un GLR_s plus élevé lorsque du diazote à température ambiante est utilisé, mais cette valeur est inférieure aux seuils GLR_s mesurées à partir des Figs. 5.12 et 5.13.

La carte de Baker (1954) de la Fig. 5.14(b) n'indique pas de changement de régime de l'écoulement diphasique lorsqu'il est composé de vapeur surchauffée ou de N_2 préchauffé. Une transition depuis un régime annulaire vers un régime dispersé est identifiée pour l'écoulement diphasique composé de dodécane et de N_2 à température ambiante. Le $GLR_s \approx 0.03$ obtenu est cependant inférieur à

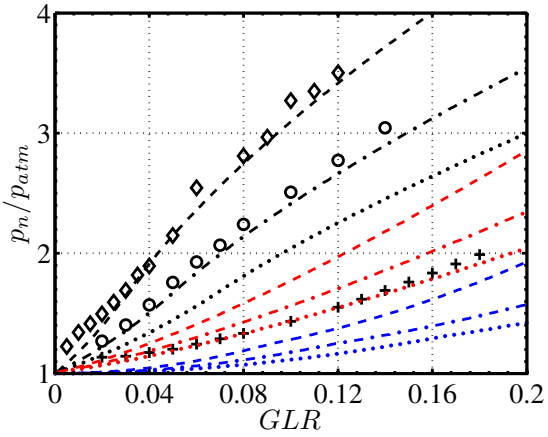


FIGURE 5.15 – *Evolution de la pression moyenne d'arrêt dans la chambre de mélange en fonction du GLR pour trois gaz d'atomisation. Les mesures sont représentées par les symboles. Prévisions avec le modèle HEM (traits noirs), SPFM (traits bleus), SPFM-PD (traits rouges). Avec* $\circ$ *et* $--$ *: vapeur à* T_1=423 K, $\diamond$ *et* $-\cdot-$ *:* N_2 *à* T_2=413 K, $+$ *et* $\cdots$ *:* N_2 *à* T_3=293 K.

celui déduit des Figs. 5.12 et 5.13. Cette carte d'écoulement de Baker (1954) ne met pas en évidence de modification de la topologie de l'écoulement dans l'injecteur *DIFAV* lorsque le *GLR* augmente.

L'analyse des cartes d'écoulement lorsque le *GLR* est modifié pour ces trois gaz d'atomisation a montré que la carte de Mandhane et al. (1974) capture le changement de régime observé à la sortie de l'injecteur diphasique (Fig. 5.11) et sur l'évolution de la taille et de la vitesse des gouttes (Figs. 5.12 et 5.13). L'évolution du niveau du seuil GLR_s est également prédite par cette carte.

5.3.3 Influence du *GLR* sur la pression dans la chambre de mélange

Il est maintenant intéressant de mesurer l'évolution de la pression p_n dans la chambre de mélange de l'injecteur *DIFAV* pour ces trois gaz d'atomisation lorsque le *GLR* varie. On cherche également à déterminer si cette pression atteinte par le mélange diphasique peut être décrite par les différents modèles développés au chapitre 1. La pression dans la chambre de mélange est mesurée en utilisant le montage expérimental décrit à la Sec. 4.5.2. La buse spécialement conçue à cet effet a cinq trous d'injection de diamètre $d_n = 0.20$ mm, comme la buse de référence, mais elle possède également une prise de pression (Fig. 4.9). L'étude est conduite avec le débit nominal de dodécane et avec les trois gaz d'atomisation utilisés précédemment.

La figure Fig. 5.15 montre l'évolution du rapport de la pression d'arrêt p_n mesurée dans la chambre de mélange et de la pression atmosphérique p_{atm} en fonction du *GLR* pour les trois gaz d'atomisation. Les prévisions des différents modèles sont représentées en pointillés et comparées aux mesures représentées par des symboles. La pression dans la chambre de mélange alimentée par de la vapeur surchauffée et du N_2 préchauffé augmente rapidement avec le *GLR*, avec un point d'inflexion pour une valeur seuil du *GLR*. Lorsque du N_2 à température ambiante est utilisé, la pression dans la chambre de mélange augmente lentement avec le *GLR*. Les courbes en noir représentent l'évolution de la pression calculée par le modèle homogène équilibré (*HEM*) (Sec. 1.5.1). Ce modèle donne la bonne évolution de la pression dans la chambre de mélange pour la vapeur surchauffée et le N_2 préchauffé. En revanche, il ne capture pas l'évolution de la pression lorsque le N_2 et le dodécane sont utilisés à température ambiante.

Les évolutions de la vitesse et de la taille des gouttes tracées aux Figs. 5.12 et 5.13 et les visualisations de l'atomisation du dodécane à la sortie de l'injecteur de la Fig. 5.11 indiquent que l'écoulement est de type à poches pour une large gamme de *GLR* lorsque le gaz d'atomisation utilisé est du N_2 à température ambiante. Les prévisions des modèles diphasiques indiquent que le modèle à phases séparées (*SPFM*) serait plus pertinent pour examiner cette topologie d'écoulement. L'évolution de la pression calculée par le modèle *SPFM* (Sec. 1.5.2) est représentée par des courbes bleues sur la Fig. 5.15 pour les trois gaz d'atomisation. On constate que ce modèle sous estime fortement la pression dans la chambre de mélange. Pour cette condition de fonctionnement, la perte de charge résulte du passage du fluide dans la buse d'injection de petite dimension. Le modèle à phases séparées incluant les pertes de charge (*SPFM-PD*) est utilisé pour rendre compte de la perte de charge générée par les buses de diamètre $d_n = 0.20\,\text{mm}$ et de longueur $l_n \approx 0.8\,\text{mm}$. Les courbes en pointillés rouges représentent l'évolution de la pression calculée par ce modèle en fonction du *GLR*. La valeur du paramètre m de l'Eq (1.79) est choisie égale à $m = 130$. La pression calculée par ce modèle est alors en bon accord avec les mesures pour tous les $GLR \leq 0.14$. Cette valeur correspond au *GLR* seuil déterminé aux Figs. 5.12 et 5.13.

L'analyse de la pression dans la chambre de mélange lorsque le *GLR* est modifié pour les trois gaz d'atomisation a mis en évidence un bon accord entre le modèle *HEM* et les données expérimentales lorsque les gaz d'atomisation et le dodécane sont chauffés. Le modèle *SPFM-PD* représente mieux l'évolution de la pression dans la chambre de mélange lorsque du N_2 à température ambiante est utilisé comme gaz d'atomisation. Ces résultats confirment à nouveau le changement de régime qui s'opère pour l'écoulement diphasique dans la buse d'injection lorsque la température du gaz d'atomisation est modifiée.

TABLEAU 5.1 – *Configurations géométriques de l'injecteur DIFAV dont le spray a été étudié.*

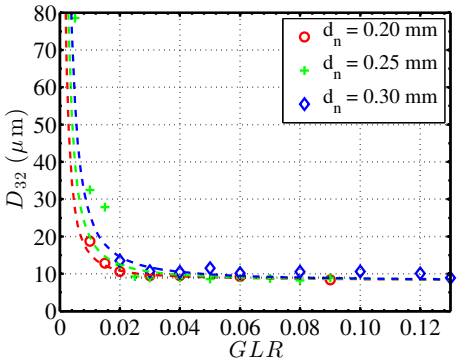
d_s (mm)		d_n (mm)		
0.10		0.20	0.25	0.30
0.10	0.15	0.20		

5.4 Influence de la géométrie de l'injecteur *DIFAV* sur le spray

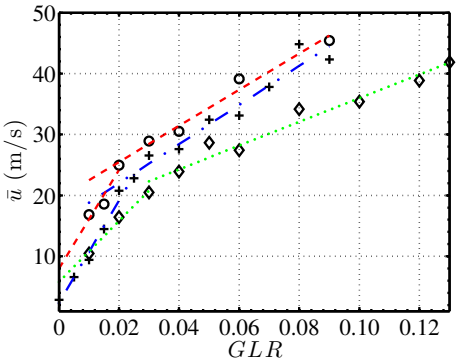
Une étude paramétrique est maintenant menée pour étudier l'influence de la taille des trous d'injection de la vapeur de diamètre d_s dans la chambre de mélange et du diamètre d_n des orifices de sortie de l'injecteur sur le *SMD* et la vitesse axiale moyenne $\bar{u}$ des gouttes. L'évolution du *SMD* des gouttes en fonction du *GLR* est modélisée par la corrélation de Lefebvre and Ballal (2010) modifiée (Eq. (5.5)) avec les constantes issues de la Sec. 5.2.3. Les configurations géométriques étudiées sont indiquées dans le Tableau 5.1. Le débit de dodécane $\dot{m}_f = 12.5\,\mathrm{g}\cdot\mathrm{min}^{-1}$ est fixé pour cette étude. Les mesures sont effectuées au centre du spray à $z = 10\,\mathrm{mm}$ en aval de la buse de sortie.

5.4.1 Influence du diamètre d_n des orifices de l'injecteur

Cette analyse est réalisée pour des trous de buse de diamètre $d_n = 0.20$, $d_n = 0.25$ et $0.30\,\mathrm{mm}$ avec des buses d'injection de la vapeur de diamètre $d_s = 0.10\,\mathrm{mm}$ (Tableau 5.1). L'évolution du *SMD* des gouttes est représentée à la Fig.5.16(a) en fonction du *GLR*. Les symboles $\circ$, $+$ et $\diamond$ sont les *SMD* des gouttes mesurés respectivement pour $d_n = 0.20\,\mathrm{mm}$, $d_n = 0.25\,\mathrm{mm}$ et $d_n = 0.30\,\mathrm{mm}$. Les évolutions sont toutes semblables. En effet, dans toutes les configurations le diamètre des gouttes atteint une asymptote à $SMD = 9\,\mu\mathrm{m}$. Celle-ci est atteinte pour $GLR_s = 0.025$ lorsque $d_n = 0.25\,\mathrm{mm}$ et $GLR_s = 0.030$ quand $d_n = 0.30\,\mathrm{mm}$. Les traits en pointillés à la Fig.5.16(a) sont les résultats de la corrélation Eq. (5.5) associés aux vitesses représentées à la Fig. 3.5. L'évolution du *SMD* est correctement prédite par cette corrélation. Lorsque $d_n = 0.25\,\mathrm{mm}$ la corrélation prédit un seuil $GLR_s = 0.037$. Celui-ci vaut $GLR_s = 0.048$ si $d_n = 0.30\,\mathrm{mm}$. Ces mesures montrent que lorsque le diamètre des buses de sortie diminue, la valeur du *GLR* seuil diminue, mais le diamètre de sortie d_n des trous d'injection n'a pas d'influence sur la valeur de ce plateau. Cette évolution du GLR_s est capturée par la corrélation de Lefebvre and Ballal (2010) modifiée mais les valeurs de GLR_s sont surévaluées. Diminuer le diamètre des trous de sortie de l'injecteur ne permet donc pas de réduire la taille des gouttes, mais augmente la plage de fonctionnement de l'injecteur dans le régime permettant de produire des gouttes de diamètre $9\,\mu\mathrm{m}$. Cet impact faible du diamètre des buses d'injection sur le *SMD* des gouttes est l'une des caractéristiques des injecteurs bi-fluides comme le montrent les études de



(a) Evolution du *SMD* des gouttes en fonction du *GLR* pour différents diamètres d_n. Les courbes en pointillés donnent la corrélation de Wigg (1964) associée (Eq. (5.3)).

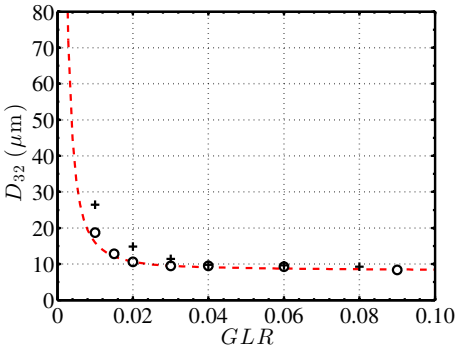


(b) Evolution de la vitesse axiale moyenne des gouttes $\bar{u}$ en fonction du *GLR* pour différents diamètres d_n. Les droites affines en pointillés donnent les tendances calculées avec l'Eq. (5.6).

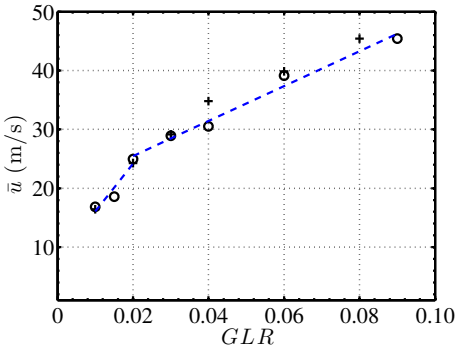
FIGURE 5.16 – *Représentation du diamètre moyen de Sauter D_{32} des gouttes et de la vitesse axiale moyenne $\bar{u}$ des gouttes mesurées sur l'axe du jet à $z = 10\,\text{mm}$ en aval de la buse d'injection, en fonction du GLR pour différents diamètres de sortie d_n des buses.* $\circ$ *et* $--$ *:* $d_n = 0.20\,\text{mm}$, $+$ *et* $-\cdot-$ *:* $d_n = 0.25\,\text{mm}$, $\diamond$ *et* $\cdots$ *:* $d_n = 0.30\,\text{mm}$.

Lefebvre et al. (1988); Nguyen and Rhodes (1998); Sovani et al. (2001); Konstantinov et al. (2010).

L'évolution de la vitesse axiale moyenne $\bar{u}$ des gouttes est représentée à la Fig. 5.16(b) en fonction du *GLR* pour les trois configurations géométriques étudiées. Les résultats sont semblables pour les trois cas avec une croissance régulière de la vitesse lorsque le *GLR* augmente et une rupture de pente qui dépend de d_n. Cependant, les vitesses sont plus élevées lorsque le diamètre d_n diminue. La rupture de pente intervient pour $GLR_s = 0.025$ lorsque $d_n = 0.25\,\text{mm}$ et $GLR_s = 0.030$ quand $d_n = 0.30\,\text{mm}$. Les pointillés représentent les solutions de l'Eq. (5.6) associées aux mesures. Les pointillés $(--)$ en rouge représentent l'évolution de la vitesse lorsque $d_n = 0.20\,\text{mm}$ (Sec. 5.2.3). Les pointillés $(-\cdot-)$ en bleu sont les solutions de l'Eq. (5.6) pour $d_n = 0.25\,\text{mm}$ avec $A = 842\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $B = 2\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ si $GLR \leq GLR_s$ et $A = 321\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $B = 16\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ si $GLR > GLR_s$. Les pointillés $(\cdots)$ en vert sont les solutions de l'Eq. (5.6) pour $d_n = 0.30\,\text{mm}$ avec $A = 501\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $B = 6\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ si $GLR \leq GLR_s$ et $A = 195\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $B = 17\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ si $GLR > GLR_s$. Dans toutes ces configurations, la rupture de pente de l'évolution de la vitesse intervient pour un *GLR* seuil correspondant à la valeur du GLR_s où le *SMD* des gouttes atteint un plateau. La valeur du seuil GLR_s correspondant à un changement du régime d'atomisation diminue lorsque le diamètre des buses d_n diminue. Ces évolutions et les valeurs du GLR_s qui dépendent du diamètre d_n sont en accord avec les



(a) Evolution du *SMD* des gouttes en fonction du *GLR* pour deux diamètres d_s d'injecteurs de vapeur. La courbe en pointillés rouges représente la corrélation de Lefebvre and Ballal (2010) modifiée associée à ces deux configurations géométriques (Eq.(5.5)).



(b) Evolution de la vitesse axiale moyenne des gouttes $\bar{u}$ en fonction du *GLR* pour deux diamètres de buse de vapeur d_s. Les droites affines en pointillés représentent les tendances calculées avec l'Eq. (5.6).

FIGURE 5.17 – *Représentation du diamètre moyen de Sauter D_{32} des gouttes (a) et de la vitesse axiale moyenne $\bar{u}$ des gouttes (b) mesurées sur l'axe du jet à $z = 10\,\text{mm}$ en aval de la buse d'injection, en fonction du GLR pour différents diamètres d_s d'orifices d'injection de la vapeur lorsque $d_n = 0.20\,\text{mm}$. + : $d_s = 0.10\,\text{mm}$ et ⋄ : $d_s = 0.15\,\text{mm}$.*

prévisions du diagramme de Mandhane et al. (1974) représenté à la Fig. 3.3(a).

La section de sortie A_n des buses de l'injecteur que nous avons fait varier de 55% sur le banc *DIFAV* n'a pas d'effet sur l'évolution globale du *SMD* des gouttes puisque pour un *GLR* suffisamment grand le même plateau est atteint. En revanche, la valeur du seuil GLR_s augmente lorsque d_n augmente. Lorsque le diamètre d_n augmente, la vitesse moyenne des gouttes chute également.

5.4.2 Influence du diamètre d_s des buses d'injection de la vapeur

Cette analyse est réalisée pour des orifices d'injection de la vapeur de diamètre $d_s = 0.10\,\text{mm}$ et $d_s = 0.15\,\text{mm}$ avec des trous de buse de diamètre $d_n = 0.20\,\text{mm}$ (Tableau 5.1). L'évolution du *SMD* des gouttes lorsque le *GLR* varie est semblable au comportement identifié dans la Sec. 5.2.3. En effet, pour des faibles valeurs du *GLR*, le *SMD* des gouttes décroît fortement lorsque le *GLR* augmente jusqu'à atteindre une asymptote autour de $SMD = 9\,\mu\text{m}$. Celle-ci est atteinte pour $GLR_s \approx 0.03$ lorsque $d_s = 0.15\,\text{mm}$ et pour $GLR_s = 0.02$ lorsque $d_s = 0.10\,\text{mm}$. La courbe en pointillés rouges représente les résultats de la corrélation Eq. (5.5) associés à la vitesse calculée par le modèle *HEM* (Fig. 3.5). Cette courbe est indépendante du diamètre d_s des trous d'injection de la vapeur. Cette courbe est donc valable pour les deux configurations

TABLEAU 5.2 – *Résumé de l'étude paramétrique sur le spray généré par l'injecteur DIFAV pour les différentes géométries étudiées.*

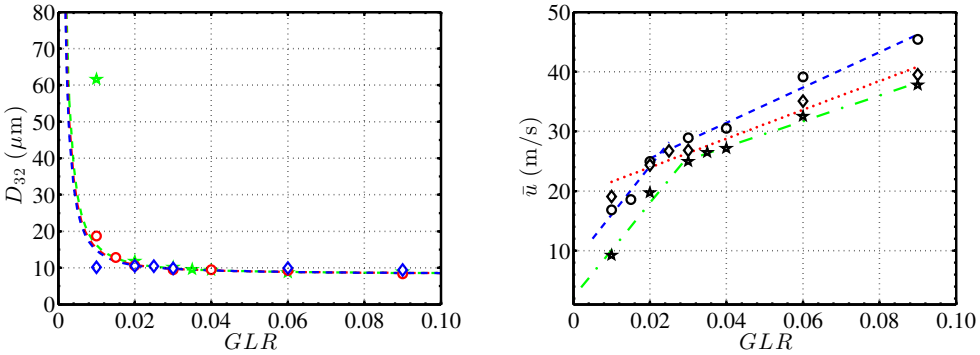
d_s (mm)	d_n (mm)	GLR_s	Commentaires
0.10	0.20	0.020	$d_n \nearrow \Rightarrow \begin{cases} GLR_s \nearrow \\ \bar{u} \searrow \end{cases}$
	0.25	0.025	
	0.30	0.030	
0.10		0.020	$d_s \nearrow \Rightarrow \bar{u} \simeq$ constant
	0.20		
0.15		0.030	

Pour toutes les configurations $D_{32} \approx 9\,\mu m$ lorsque $GLR \geq GLR_s$.

géométriques. L'évolution du *SMD* des gouttes en fonction du *GLR* est bien reproduite par cette corrélation lorsque $d_s = 0.10\,mm$. Lorsque $d_s = 0.15\,mm$, les *SMD* calculés pour $GLR \approx GLR_s$ sont inférieurs à ceux mesurés. Le seuil GLR_s n'est pas correctement prédit par cette corrélation. Ces mesures sont en accord avec les travaux de Chin and Lefebvre (1995); Ferreira et al. (2009); Kushari (2010) qui mettent en évidence que l'augmentation de la section d'entrée du gaz d'atomisation dans la chambre de mélange a deux effets : le *SMD* des gouttes augmente avant le plateau et la valeur du *GLR* seuil augmente. Ce phénomène peut s'expliquer sur l'injecteur *DIFAV* par la diminution de la vitesse d'entrée de la vapeur dans la chambre de mélange lorsque d_s augmente, ce qui modifie le régime de l'écoulement diphasique dans l'injecteur (Fig. 3.7). En revanche, notons que les conditions soniques de l'écoulement de vapeur ne pilotent pas cette transition. Cette condition n'est jamais atteinte d'après le modèle *HEM* et l'augmentation du diamètre d_s modifie fortement la valeur du *GLR* permettant d'atteindre les conditions critiques selon le modèle *SPFM* (Fig. 3.7), ce qui n'est pas observé ici.

L'évolution de la vitesse axiale $\bar{u}$ des gouttes est représentée sur la Fig. 5.17(b) en fonction du *GLR* pour les deux diamètres d_s considérés. Cette évolution est semblable à celle observée dans la Sec. 5.2.3. Le diamètre des trous d'injection de la vapeur n'a pas d'influence sur la vitesse des gouttes. Les pointillés $(--)$ bleus représentent l'évolution de la vitesse lorsque $d_s = 0.10$ et $0.15\,mm$ avec les mêmes coefficients que ceux utilisés à la Sec. 5.2.3. La rupture de pente intervient pour $GLR_s = 0.02$ pour les deux configurations étudiées. Les valeurs des seuils GLR_s mesurées sur le diamètre des gouttes et sur leur vitesse sont donc différentes. Cette différence a été observée pour d'autres configurations, mais sans que nous puissions l'expliquer.

L'augmentation de la section de passage de la vapeur A_s de 55% sur le banc *DIFAV* n'a pas d'effet sur l'évolution de la vitesse des gouttes. En revanche, cette étude met en évidence que l'augmentation du diamètre d_s des orifices d'injection de la vapeur entraîne une augmentation du *SMD* des gouttes et du



(a) Evolution du *SMD* des gouttes en fonction du *GLR* pour différents débits massiques de dodécane $\dot{m}_f$. Les courbes en pointillés représentent les corrélations de Lefebvre and Ballal (2010) modifiées (Eq. (5.5)).

(b) Evolution de la vitesse axiale moyenne des gouttes $\bar{u}$ en fonction du *GLR* pour différents débits massiques de dodécane $\dot{m}_f$. Les droites affines en pointillés représentent les tendances calculées par l'Eq. (5.6).

FIGURE 5.18 – *Représentation du diamètre moyen de Sauter des gouttes D_{32} (a) et de la vitesse axiale moyenne des gouttes $\bar{u}$ (b) mesurées sur l'axe du jet à $z = 10\,\text{mm}$ en aval de la buse d'injection, en fonction du GLR pour différents débits massiques de dodécane $\dot{m}_f$. ★ et – · – : $\dot{m}_f = 10.8\,\text{g}\cdot\text{min}^{-1}$, ○ et – – : $\dot{m}_f = 12.5\,\text{g}\cdot\text{min}^{-1}$, ◇ et · · · : $\dot{m}_f = 13.8\,\text{g}\cdot\text{min}^{-1}$.*

GLR_s seuil du spray généré. Les principaux résultats de cette étude paramétrique sont résumés dans le Tableau 5.2. Cette étude a également montré que la corrélation de Lefebvre and Ballal (2010) modifiée (Eq. (5.5)) basée sur la vitesse de l'écoulement diphasique atteinte dans les buses d'injection calculée par le modèle *HEM* permet de prévoir l'évolution de la taille des gouttes en fonction du *GLR* pour l'ensemble des configurations étudiées. Seule la valeur du GLR_s seuil n'est pas correctement estimée par cette corrélation.

5.5 Influence du débit massique de dodécane $\dot{m}_f$ sur le spray généré par l'injecteur *DIFAV*

L'influence du débit massique de dodécane $\dot{m}_f$ sur le *SMD* et la vitesse axiale moyenne des gouttes est maintenant étudiée pour la configuration de référence de l'injecteur *DIFAV* lorsque $\dot{m}_f = 10.8$, 12.5 et $13.8\,\text{g}\cdot\text{min}^{-1}$. Le *SMD* des gouttes est représenté à la Fig. 5.18(a) pour les trois débits considérés lorsque le *GLR* varie. L'évolution du *SMD* est semblable au comportement identifié à la Sec. 5.2.3 pour les trois débits massiques de combustibles étudiés. La valeur du GLR_s seuil diminue lorsque le débit $\dot{m}_f$ augmente : $GLR_s = 0.020$ pour $\dot{m}_f = 10.8\,\text{g}\cdot\text{min}^{-1}$, $GLR_s = 0.03$ lorsque $\dot{m}_f = 12.5\,\text{g}\cdot\text{min}^{-1}$ et $GLR_s < 0.01$ pour $\dot{m}_f = 13.8\,\text{g}\cdot\text{min}^{-1}$. Ces évolutions du *SMD* des gouttes sont bien représentées par les corrélations de Lefebvre and Ballal (2010) modifiées (Eq. (5.5))

TABLEAU 5.3 – *Résumé de l'étude de l'influence de $\dot{m}_f$ sur le spray généré par l'injecteur DIFAV dans sa configuration de référence.*

$\dot{m}_f$ ($g \cdot min^{-1}$)	GLR_s	Commentaires
10.8	0.03	$\dot{m}_f \nearrow \Rightarrow \quad GLR_s \nearrow$
12.5	0.02	$D_{32} \approx 9\,\mu m$ lorsque $GLR \geq GLR_s$
13.8	0.01	

associées aux vitesses calculées par le modèle *HEM*. En revanche, l'évolution du GLR_s seuil n'est pas correctement prédite par ce modèle.

L'évolution de la vitesse axiale moyenne $\bar{u}$ des gouttes est représentée par des symboles sur la Fig. 5.18(b) lorsque le GLR varie pour les trois débits de dodécane considérés. Cette évolution est semblable au cas de référence pour les trois débits, mais avec une rupture de pente qui dépend du débit $\dot{m}_f$. Cette rupture de pente intervient pour $GLR_s = 0.03$ lorsque $\dot{m}_f = 10.8\,g \cdot min^{-1}$ et $GLR_s = 0.01$ lorsque $\dot{m}_f = 13.8\,g \cdot min^{-1}$. Les pointillés $(--)$ en bleu sont les solutions de l'Eq. (5.6) lorsque $\dot{m}_f = 12.5\,g \cdot min^{-1}$ (Sec. 5.2.3). Les pointillés $(- \cdot -)$ en vert sont les solutions de l'Eq. (5.6) lorsque $\dot{m}_f = 10.8\,g \cdot min^{-1}$ avec $A = 786\,m \cdot s^{-1}$ et $B = 2\,m \cdot s^{-1}$ si $GLR \leq GLR_s$ et $A = 215\,m \cdot s^{-1}$ et $B = 19\,m \cdot s^{-1}$ si $GLR > GLR_s$. Les pointillés $(\cdots)$ en rouge sont les solutions de l'Eq. (5.6) lorsque $\dot{m}_f = 13.8\,g \cdot min^{-1}$ avec $A = 241\,m \cdot s^{-1}$ et $B = 19\,m \cdot s^{-1}$ si $GLR \leq GLR_s$. La figure Fig. 5.18(b) montre que la vitesse des gouttes augmente lorsque le débit de dodécane passe de $\dot{m}_f = 10.8\,g \cdot min^{-1}$ à $\dot{m}_f = 12.5\,g \cdot min^{-1}$, puis chute lorsque $\dot{m}_f$ atteint $13.8\,g \cdot min^{-1}$.

Une modification du débit de combustible $\dot{m}_f$ de 28% sur le banc *DIFAV* n'a pas d'effet sur l'évolution globale du *SMD* des gouttes puisque pour un GLR suffisamment grand une asymptote est atteinte. Cette étude paramétrique a mis en évidence que la valeur du GLR_s seuil diminue lorsque $\dot{m}_f$ augmente, mais que cette évolution n'est pas correctement capturée par la corrélation de Lefebvre and Ballal (2010) modifiée (Eq. (5.6)). En revanche, il est plus difficile de conclure sur l'évolution de la vitesse des gouttes en fonction de $\dot{m}_f$. Les principaux résultats de cette étude sont résumés dans le Tableau 5.3. Cette étude a également montré que la corrélation Eq. (5.5) prédit correctement l'évolution de la taille des gouttes en fonction du GLR pour l'ensemble des débits $\dot{m}_f$. Mais la valeur du GLR_s seuil n'est pas correctement estimée.

5.6 Analyse du spray généré par l'injecteur industriel

Il est intéressant de comparer les résultats obtenus sur le spray généré par l'injecteur générique *DIFAV* à des mesures réalisées sur un injecteur industriel. La similitude avec l'injecteur industriel est complexe du fait du rapport d'échelle



FIGURE 5.19 – *Visualisation par tomographie du spray généré par l'injecteur industriel de* 2 MW *pour un débit de fioul* $\dot{m}_f = 198\,\mathrm{kg}\cdot\mathrm{h}^{-1}$. *Image réalisée par Paubel (2009).*

mais également de la modification du combustible utilisé. Des mesures réalisées par Paubel (2009) sur un spray généré par un injecteur Pillard de 2 MW sont analysées et comparées aux prévisions de la corrélation Eq. (5.5). Cet injecteur est proche de celui utilisé sur le brûleur industriel des chaudières EDF. L'évolution du diamètre moyen de Sauter des gouttes générées par l'injecteur Pillard GRC de 70 MW (Fig. 2.1) qui équipe les centrales EDF sera ensuite estimé lorsque le *GLR* varie.

5.6.1 Etude du spray généré par un injecteur de 2 MW

Le spray étudié dans cette section est issu d'un injecteur industriel Pillard de 2 MW dont la géométrie est semblable à celle des injecteurs installés sur les centrales thermiques (Fig. 6). Dans cet injecteur, le fioul est mis en rotation par un swirler avant d'entrer dans la chambre de mélange de diamètre $d_{mix} = 4.9\,\mathrm{mm}$ à travers une pastille de diamètre $d_f = 3.4\,\mathrm{mm}$. La vapeur entre dans la chambre de mélange par 6 trous dont la section de passage totale est $A_s = 8.4\,\mathrm{mm}^2$. L'injecteur de sortie comprend 6 orifices de diamètre $d_n = 1.8\,\mathrm{mm}$. Dans cette étude, du fioul lourd N°2 TBTS (Association Technique Energie Environnement et al. (1995)) préchauffé à $T_f = 383\,\mathrm{K}$ est utilisé comme combustible. Le gaz d'atomisation est de l'air à température ambiante.

L'étude du spray généré par cet injecteur (Fig. 5.19) est menée en fonction du *GLR* pour trois débits massiques de fioul $\dot{m}_f \approx 81$, 166 et $210\,\mathrm{kg}\cdot\mathrm{h}^{-1}$. Les mesures du diamètre moyen de Sauter des gouttes (*SMD*) sont réalisées à $z = 600\,\mathrm{mm}$ en aval de l'injecteur à trois positions radiales $r = 0$, 60 et 75 mm par rapport au centre du spray, par un système *Malvern Spraytec* (Dodge et al. (1987); Dayal et al. (2004)). Les pressions moyennes dans les lignes d'alimentation de fioul et de l'air sont également mesurées (Paubel (2009)).

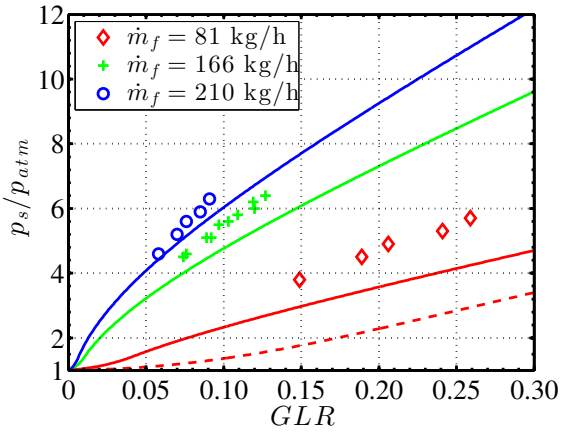


FIGURE 5.20 – *Représentation de l'évolution de la pression d'arrêt du gaz d'atomisation p_s rapportée à la pression atmosphérique p_{atm} en fonction du GLR pour différents débits de fioul $\dot{m}_f$. Les symboles représentent les mesures. Les traits continus représentent les solutions du modèle HEM (Sec. 1.5.1) pour chaque configuration et les pointillés représentent les solutions du modèle SPFM (Sec. 1.5.2) pour $\dot{m}_f = 81\,\mathrm{kg \cdot h^{-1}}$.*

Analyse de l'évolution de la pression dans les lignes d'alimentation

La figure Fig. 5.20 représente l'évolution du rapport de pression p_s/p_{atm} en fonction du *GLR*. Les symboles représentent les mesures pour les trois débits de fioul. Les courbes en traits pleins représentent l'évolution de la pression dans la ligne d'air obtenue à partir du modèle homogène équilibré (*HEM*) (Sec. 1.5.1). La courbe en pointillés représente l'évolution de la pression du gaz d'atomisation déterminée à partir du modèle *SPFM* (Sec. 1.5.2) lorsque $\dot{m}_f = 90\,\mathrm{kg \cdot h^{-1}}$. On constate que le modèle *SPFM* ne permet pas de prévoir correctement l'évolution de la pression dans l'injecteur. En revanche, l'évolution de la pression du gaz d'atomisation est bien capturée par le modèle *HEM*, mais avec un niveau plus faible que les mesures car le modèle ne tient pas compte des pertes de charge dans la ligne d'alimentation.

La pression dans les lignes d'alimentation d'un injecteur bi-fluide de 2 MW fonctionnant au fioul lourd et assisté à l'air est correctement calculée par le modèle *HEM* pour différent débits de combustible lorsque le *GLR* varie.

Analyse de la topologie de l'écoulement diphasique

L'analyse du régime d'écoulement diphasique dans l'injecteur industriel de 2 MW est menée pour les trois débits de combustible lorsque le *GLR* varie. La carte de Mandhane et al. (1974), représentée à la Fig. 5.21, est utilisée pour cette étude puisqu'elle fournit de meilleurs résultats que la carte de Baker (1954) d'après l'analyse de la Sec. 5.3.2. La figure Fig. 5.21 indique une transition de

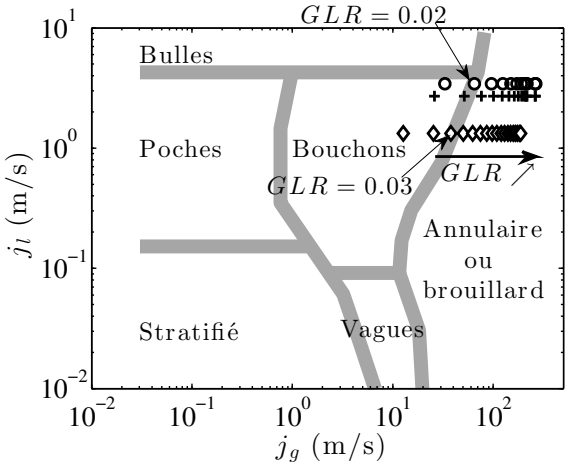


FIGURE 5.21 – *Carte d'écoulement de Mandhane et al. (1974) appliquée à l'injecteur industriel de* 2 MW *pour* $\dot{m}_f = 81\,\mathrm{kg\cdot h^{-1}}$ *(⋄),* $\dot{m}_f = 166\,\mathrm{kg\cdot h^{-1}}$ *(+) et* $\dot{m}_f = 210\,\mathrm{kg\cdot h^{-1}}$ *(∘) lorsque le GLR varie.*

l'écoulement diphasique depuis un écoulement à bouchons vers un écoulement annulaire ou à brouillard pour les trois débits de combustible lorsque le GLR augmente. Le GLR_s seuil vaut $GLR_s = 0.02$ lorsque $\dot{m}_f = 81$ et $166\,\mathrm{kg\cdot h^{-1}}$ et il vaut $GLR_s = 0.03$ lorsque $\dot{m}_f = 210\,\mathrm{kg\cdot h^{-1}}$. Il est important de noter que l'écoulement diphasique devient rapidement annulaire pour les $GLR > 0.03$ ou à brouillard comme dans l'injecteur *DIFAV* lorsqu'il est opéré avec de la vapeur d'eau. La modélisation de l'écoulement par le modèle *HEM* semble donc appropriée (Sec. 5.3.3).

Analyse du *SMD* des gouttes

L'évolution du *SMD* des gouttes mesuré à une distance $z = 600\,\mathrm{mm}$ de la sortie de l'injecteur pour $\dot{m}_f = 81\,\mathrm{kg\cdot h^{-1}}$ (⋄), $\dot{m}_f = 166\,\mathrm{kg\cdot h^{-1}}$ (+) et $\dot{m}_f = 210\,\mathrm{kg\cdot h^{-1}}$ (∘) lorsque le GLR varie est représentée à la Fig. 5.22. Les symboles noirs correspondent aux mesures réalisées au centre du spray $r = 0$, les symboles rouges aux mesures à $r = 60\,\mathrm{mm}$ et les symboles bleus aux mesures à $r = 75\,\mathrm{mm}$. On constate que le *SMD* des gouttes est très peu sensible à la position radiale r (couleur) comme nous l'avons observé sur l'injecteur *DIFAV* à la Sec. 5.2.2 lorsque le $GLR > GLR_s$. Le *SMD* des gouttes change très peu lorsque le GLR varie pour les trois débits de combustible considérés. Le plateau sur la taille des gouttes à $SMD \approx 70\,\mu\mathrm{m}$ semble donc être atteint avec un $GLR_s \approx 0.06$ supérieur à celui prévu par la carte de Mandhane et al. (1974) à la Fig. 5.21. Le *SMD* des gouttes est indépendant du débit de combustible $\dot{m}_f$ en accord avec les mesures réalisées sur l'injecteur *DIFAV* à la Sec. 5.5 lorsque le plateau est atteint. La corrélation de Lefebvre and Ballal (2010) modifiée Eq. (5.5) basée sur la vitesse du mélange homogène est représentée en

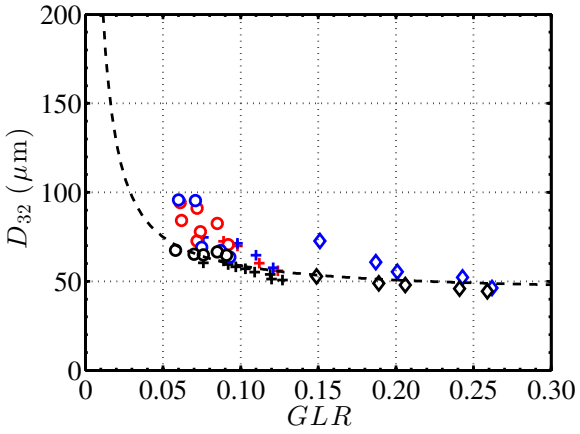


FIGURE 5.22 – *Représentation du diamètre moyen de Sauter des gouttes D_{32} mesurée à $z = 600\,\text{mm}$ en aval de la buse d'injection, en fonction du GLR pour différents débit de combustible $\dot{m}_f$ et positions radiales r. $\diamond$ $\dot{m}_f = 81\,\text{kg}\cdot\text{h}^{-1}$, $+$ $\dot{m}_f = 166\,\text{kg}\cdot\text{h}^{-1}$ et $\circ$ $\dot{m}_f = 210\,\text{kg}\cdot\text{h}^{-1}$. Les symboles noirs correspondent aux mesures réalisées au centre du spray $r = 0$, en rouge à $r = 60\,\text{mm}$ et en bleu à $r = 75\,\text{mm}$. Les pointillés représentent la corrélation de Lefebvre and Ballal (2010) modifiée Eq. (5.5).*

pointillés noirs à la Fig. 5.22, avec les mêmes constantes que celles utilisées précédemment (Sec. 5.2.3). Seule la constante C est modifiée et elle est ici fixée à $C = 41 \times 10^{-6}\,\text{m}$. Le *SMD* des gouttes est bien prédit par ce modèle lorsque le *GLR* varie. La corrélation prédit un $GLR_s = 0.06$ identique à celui observé sur les mesures.

Les mesures réalisées sur le spray d'un injecteur bi-fluide de 2 MW fonctionnant au fioul lourd et assisté à l'air montrent que le *SMD* des gouttes décroît très lentement avec l'augmentation du *GLR* sur la gamme de $GLR = 0.06$ à 0.26. Le *SMD* des goutes dépend peu du débit de fioul $\dot{m}_f$, et de la position radiale r dans le spray. La version modifiée de la relation de Lefebvre (1996) Eq. (5.5) basée sur la vitesse du mélange homogène à la sortie de l'injecteur calculée avec le modèle *HEM* permet de prévoir correctement l'évolution du *SMD* des gouttes en fonction du *GLR* qui est observée sur cet injecteur. Ce modèle adapté à l'injecteur *DIFAV* de 10 kW semble pouvoir être étendu à des injecteurs industriels de 2 MW en modifiant uniquement la constante C du modèle. Les résultats obtenus sur cet injecteur industriel sont en bon accord avec les observations réalisées sur l'injecteur *DIFAV*.

5.6.2 Estimation de la taille des gouttes sur l'injecteur EDF

Il est maintenant intéressant de déterminer l'évolution du diamètre moyen de Sauter des gouttes (*SMD*) en appliquant la corrélation Eq. (5.5) à l'injecteur industriel utilisé par EDF (Sec.2.1) dans les conditions nominales de fonction-

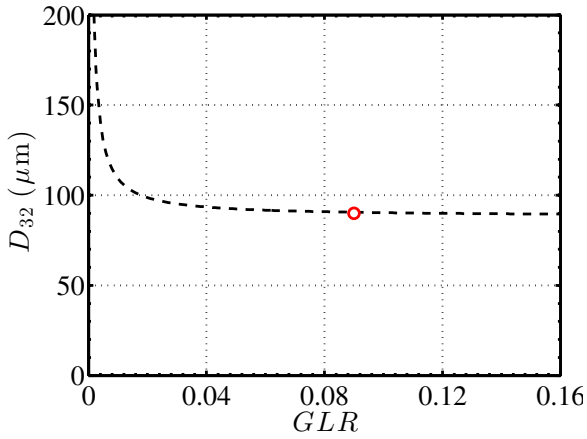


FIGURE 5.23 – *Evolution du diamètre moyen de Sauter des gouttes calculée avec la corrélation de Lefebvre and Ballal (2010) modifiée Eq. (5.5) pour* $\dot{m}_f = 6.4\,\mathrm{t}\cdot\mathrm{h}^{-1}$ *lorsque le GLR varie. Le symbole (○) représente le SMD fourni par le constructeur de l'injecteur pour un* $GLR = 0.09$.

nement lorsque $\dot{m}_f = 6.4\,\mathrm{t}\cdot\mathrm{h}^{-1}$. La vitesse du mélange homogène équilibré à la sortie de l'injecteur nécessaire au calcul de la corrélation est représentée à la Fig. 2.5. Les prévisions obtenues sur l'évolution du *SMD* lorsque le *GLR* varie sont tracées à la Fig. 5.23. Le symbole rouge représente la valeur du $SMD \approx 90\,\mu\mathrm{m}$ fourni par le constructeur de l'injecteur lorsque $GLR = 0.09$. Cette donnée permet d'ajuster la corrélation et de déterminer la constante $C = 88 \times 10^{-6}\,\mathrm{m}$ du modèle. La taille des gouttes décroît très rapidement lorsque le *GLR* augmente jusqu'au $GLR_s \approx 0.03$, où la décroissance devient beaucoup plus lente. Cette valeur seuil est proche de celle observée sur le diagramme de Mandhane et al. (1974) à la Fig. 2.7 correspondant à la transition entre un régime annulaire et un régime dispersé.

L'analyse d'un spray généré par un injecteur bi-fluide de 2 MW fonctionnant au fioul lourd a montré de fortes similitudes avec le spray généré par l'injecteur *DIFAV* d'une puissance de 10 kW. Ces données ont permis de vérifier la validité de la relation de Lefebvre and Ballal (2010) modifiée Eq. (5.5) donnant la taille des gouttes lorsque le *GLR* varie. Ce modèle a permis d'estimer l'évolution du diamètre moyen de Sauter des gouttes (*SMD*) en fonction du *GLR* généré par l'injecteur industriel EDF de 70 MW dans ses conditions nominales de fonctionnement.

Conclusion

L'analyse du spray généré par l'injecteur *DIFAV* alimenté par du dodécane a été réalisée pour un débit de dodécane $\dot{m}_f = 12.5\,\mathrm{g}\cdot\mathrm{min}^{-1}$. Les mesures ont été réalisées par PDPA à $z = 10\,\mathrm{mm}$ en aval de l'injecteur dans le plan perpendiculaire au spray. Les profils radiaux de la vitesse axiale $\bar{u}$ et du *SMD* des gouttes ont été déterminées pour différents *GLR* lorsque de la vapeur d'eau est utilisé comme gaz d'atomisation. La vitesse est maximale au centre du spray et décroît lorsqu'on s'éloigne de l'axe. La vitesse moyenne augmente lorsque le *GLR* augmente. Le *SMD* des gouttes est maximal au centre du spray pour les faibles *GLR*. Lorsque le *GLR* augmente, le *SMD* devient uniforme et égal à $9\,\mu\mathrm{m}$. Ces mesures ont permis de montrer que l'analyse du spray sur son axe est représentative de l'évolution de la vitesse et du *SMD* des gouttes dans tout le spray. L'évolution du *SMD* et de la vitesse des gouttes au centre du spray a été mesurée lorsque le *GLR* varie. Le *SMD* décroît rapidement pour les faibles valeurs du *GLR* pour atteindre une asymptote à $D_{32} = 9\,\mu\mathrm{m}$. Ces résultats sont correctement prédits par la corrélation de Lefebvre and Ballal (2010) modifiée Eq. (5.5). La vitesse moyenne des gouttes augmente de manière monotone avant une rupture de pente. Il a été montré que cette transition sur la taille et la vitesse des gouttes intervient pour un même *GLR* seuil. Des visualisations à la sortie d'une buse d'injection ont été réalisées avec du dodécane et de l'air à température ambiante pour deux valeurs de *GLR*. Ces images ont montré qu'un changement de régime de l'écoulement diphasique dans l'injecteur intervient lorsque le *GLR* augmente, comme le prédit la carte de Mandhane et al. (1974). Une analyse de l'influence du gaz d'atomisation sur le spray a été menée. Les mesures montrent que l'évolution de la taille et de la vitesse des gouttes est semblable pour les trois gaz d'atomisation utilisés. La valeur du plateau sur le *SMD* des gouttes ne dépend pas du gaz d'atomisation utilisé mais la transition ente les régimes dépend de celui-ci. La pression dans les lignes d'alimentation a également été mesurée et modélisée par le modèle *HEM* lorsque les gaz d'atomisation sont chauds et par le modèle *SPFM-PD* lorsque du N_2 à température ambiante est utilisé. L'influence de la géométrie de l'injecteur *DIFAV* sur le spray a été étudiée en faisant varier le diamètre d_n de la buse d'injection et le diamètre d_s des orifices de vapeur. L'évolution du *SMD* et de la vitesse des gouttes est semblable pour toutes les configurations. L'augmentation du diamètre d_n engendre une augmentation du GLR_s seuil qui est correctement prédit par la corrélation de Lefebvre and Ballal (2010) modifiée. La valeur du plateau atteint par le diamètre moyen de Sauter des gouttes ne dépend pas du diamètre d_n de la buse d'injection. Ces mesures montrent que la vitesse des gouttes diminue lorsque d_n augmente. La modification du diamètre d_n permet donc de modifier la vitesse des gouttes sans modifier leur diamètre moyen. L'augmentation du diamètre d_s engendre une augmentation du GLR_s seuil d'après l'évolution du *SMD* mais n'a pas d'effet sur la vitesse moyenne des gouttes. L'influence du débit massique de dodécane sur le spray a été étudiée.

Ces mesures montrent que l'augmentation de $\dot{m}_f$ engendre une diminution de GLR_s seuil mais la valeur du plateau du SMD n'est pas modifiée. L'ensemble de ces résultats est résumé dans le Tableau 5.4.

L'analyse d'un spray généré par un injecteur bi-fluide de 2 MW fonctionnant au fioul lourd a montré de fortes similitudes avec le spray généré par l'injecteur *DI-FAV* d'une puissance de 10 kW. Ces données ont permis de vérifier la validité de la relation de Lefebvre and Ballal (2010) modifiée donnant la taille des gouttes lorsque le GLR varie. Ce modèle a permis d'estimer l'évolution du diamètre moyen de Sauter des gouttes (SMD) en fonction du GLR généré par l'injecteur industriel EDF de 70 MW dans ses conditions nominales de fonctionnement.

TABLEAU 5.4 – *Résumé des principaux résultats obtenus sur le spray généré par l'injecteur DIFAV.*

Géométrie		Débits		Résultats	
d_s (mm)	d_n (mm)	$\dot{m}_f$ ($g \cdot min^{-1}$)	Gaz	GLR_s	Commentaires
0.10	0.20	12.5	Vapeur	0.020	$d_n \nearrow \Rightarrow \begin{cases} GLR_s \nearrow \\ \bar{u} \searrow \end{cases}$
	0.25			0.025	
	0.30			0.030	
0.10	0.20	12.5	Vapeur	0.020	$d_s \nearrow \Rightarrow \bar{u} \simeq$ constant
0.15				0.030	
0.10	0.20	10.8	Vapeur	0.030	$\dot{m}_f \nearrow \Rightarrow GLR_s \nearrow$
		12.5		0.020	
		13.8		0.010	
0.10	0.20	12.5	Vapeur	0.020	GLR_s dépend du gaz d'atomisation
			N_2 (413 K)	0.020	
			N_2 (293 K)	0.013	

Pour toutes les configurations $D_{32} \approx 9\,\mu m$ lorsque $GLR \geq GLR_s$.

Deuxième partie

Analyse acoustique

Chapitre 6

Acoustique en milieu non réactif

On s'intéresse dans cette partie à la structure des modes de plus basses fréquences qui peuvent se développer dans la chaudière EDF en considérant son plenum, les brûleurs et la chambre de combustion. Les modes basses fréquences sont généralement de type Helmholtz ou quart d'onde lorsque la chambre de combustion est ouverte à l'atmosphère (Putnam (1971)). En revanche, peu d'études ont été consacrées à l'analyse de la structure des modes de plus basses fréquences lorsque l'impédance à la sortie de la chambre de combustion prend des valeurs élevées. Dans le foyer EDF, les gaz brûlés de la chaudière sont évacués en traversant un échangeur de chaleur. L'impédance de la sortie de la chambre de combustion prend dans ces conditions des valeurs élevées qui dépendent principalement du taux d'obstruction de la section de passage de l'écoulement. Il est utile de comprendre dans cette situation les principaux éléments qui contrôlent la fréquence de ces modes pour mieux les éliminer en cas de problème vibratoire identifié à ces fréquences. Dans ce chapitre, les modes acoustiques basses fréquences d'un système générique comprenant trois cavités sont étudiés pour deux conditions aux limites au niveau de la sortie. Ces développements sont menés en l'absence de combustion. Les principales équations et la méthode du couplage entre les cavités compactes sont décrites dans la Sec. 6.1. L'analyse des modes propres du système est réalisée à la Sec. 6.2. Une solution analytique de la fréquence propre du mode de Helmholtz y est déterminée pour chaque condition à la limite considérée. Ces développements analytiques sont complétés par des simulations numériques à l'aide du logiciel *COMSOL Multiphysics* qui est présenté à la Sec. 6.3. Dans la dernière section (Sec. 6.4), une comparaison est menée entre les fréquences des modes de Helmholtz déterminées analytiquement et par simulation.

6.1 Modélisation acoustique

Dans cette section on suppose que les ondes acoustiques se propagent dans un milieu non réactif isotherme considéré comme un gaz parfait. On limite l'ana-

lyse à de petites perturbations supposées isentropiques autour d'un écoulement moyen au repos ou à faible nombre de Mach (Crighton et al. (1992)).

6.1.1 Equations bilans

En l'absence de source acoustique, de force externe et lorsque la viscosité est négligée, les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour un écoulement isentropique s'écrivent (Candel (2001)) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla.\rho\mathbf{u} = 0 \tag{6.1}$$

$$\rho\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho\mathbf{u}.\nabla\mathbf{u} = -\nabla p \tag{6.2}$$

$$\rho\frac{\partial s}{\partial t} + \rho\mathbf{u}.\nabla s = 0 \tag{6.3}$$

où $\mathbf{u}$ est le vecteur vitesse, p la pression, ρ la masse volumique et s l'entropie. On ajoute à ce système d'équations l'équation d'état des gaz parfaits :

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = e^{s/c_v} \tag{6.4}$$

où γ est le rapport des chaleurs massiques et c_v la chaleur massique à volume constant du fluide. Considérons des petites perturbations (p', $\mathbf{u}'$, ρ') autour de l'écoulement moyen (p_0, $\mathbf{u}_0 = \mathbf{0}$, ρ_0) telles que $\rho' \ll \rho_0$, $p' \ll p_0$ et $u' \ll c_0$:

$$p = p_0 + p', \quad \mathbf{u} = \mathbf{u}' \quad \text{et} \quad \rho = \rho_0 + \rho' \tag{6.5}$$

En injectant les expressions Eq. (6.5) et en linéarisant les Eqs. (6.1) et (6.2), il vient :

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0\nabla.\mathbf{u}' = 0 \tag{6.6}$$

$$\rho_0\frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + \nabla p' = 0 \tag{6.7}$$

D'après la définition de la vitesse du son, on a aussi :

$$p' = c_0^2\rho' \quad \text{où} \quad c_0^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_{s=s_0} \tag{6.8}$$

Pour un gaz parfait, la vitesse du son est obtenue à partir de l'Eq. (6.4) :

$$c_0 = \left(\gamma\frac{p_0}{\rho_0}\right)^{1/2} = (\gamma r T_0)^{1/2} \tag{6.9}$$

En utilisant l'Eq. (6.8), dans les équations linéarisées de conservation de la masse et de quantité de mouvement, il vient :

$$\frac{1}{c_0^2}\frac{\partial p'}{\partial t} + \rho_0 \nabla.\mathbf{u}' = 0 \tag{6.10}$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + \nabla p' = 0 \tag{6.11}$$

En combinant les Eqs. (6.10) et (6.11) on en déduit l'équation d'onde régissant la propagation de perturbations de pression acoustique :

$$\nabla^2 p' - \frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} = 0 \tag{6.12}$$

Le champ de vitesse acoustique $\mathbf{u}'$ associé est donné par l'Eq. (6.11).

6.1.2 Equation de Helmholtz

Pour les analyses modales il est nécessaire de travailler dans l'espace fréquentiel. Considérons des ondes acoustiques harmoniques. Les grandeurs fluctuantes de l'écoulement s'écrivent alors :

$$p' = \mathcal{R}(\tilde{p}e^{-i\omega t}), \quad \mathbf{u}' = \mathcal{R}(\tilde{\mathbf{u}}e^{-i\omega t}) \quad \text{et} \quad \rho' = \mathcal{R}(\tilde{\rho}e^{-i\omega t}) \tag{6.13}$$

où $\tilde{p}$, $\tilde{\rho}$ sont des nombres complexes associés aux fluctuations de la pression p' et de la densité ρ'. Le vecteur $\tilde{\mathbf{u}}$ est le vecteur complexe associé à la fluctuation de vitesse acoustique $\mathbf{u}'$. L'opérateur $\mathcal{R}$ représente la partie réelle du nombre complexe. L'équation d'onde Eq. (6.12) devient alors l'équation de Helmholtz :

$$\nabla^2 \tilde{p} + k^2 \tilde{p} = 0 \tag{6.14}$$

où $k = \omega/c_0$ est le nombre d'onde. La vitesse acoustique est déterminée par :

$$\tilde{\mathbf{u}} = \frac{1}{i\omega\rho_0}\nabla\tilde{p} \tag{6.15}$$

La résolution de l'équation de Helmholtz assujettie des conditions aux limites du système étudié permet de déterminer les différents modes acoustiques longitudinaux et transversaux dans les chambres de combustion (Crighton et al. (1992)). Nous considérerons dans la suite de la thèse les parois des systèmes rigides. La vitesse acoustique aux parois est nulle ce qui s'écrit $\tilde{\mathbf{u}}.\mathbf{n} = 0$ où $\mathbf{n}$ est le vecteur normal aux parois. Seules les impédances d'entrée et de sortie des systèmes sont prises en compte.

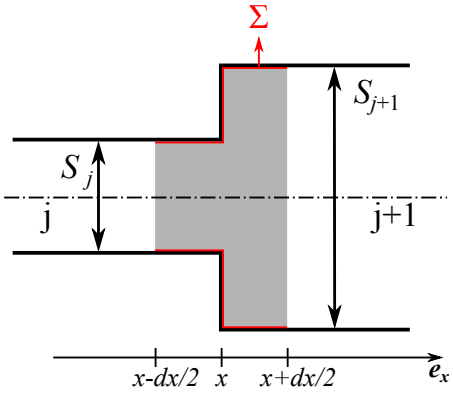


FIGURE 6.1 – *Condition de saut à travers un canal à section variable.*

6.1.3 Approximation unidimensionnelle

Pour les modes de plus basses fréquences, seules les dimensions les plus grandes du système sont à considérer. On suppose désormais que les ondes acoustiques sont longitudinales $\tilde{p}(x,y,z) = \tilde{p}(x)$ et se propagent dans la direction principale du canal selon l'axe x. L'onde de pression acoustique, solution de l'Eq. (6.14), s'écrit dans ce cas comme la somme de deux ondes progressives. La première se propage dans le sens positif $\tilde{p}_+(x) = A^+ e^{ik_x x}$ et la seconde dans le sens négatif $\tilde{p}_-(x) = A^- e^{-ik_x x}$. La pression et la vitesse acoustiques prennent dans ce cas les formes générales :

$$\tilde{p}(x) = A^+ e^{ik_x x} + A^- e^{-ik_x x} \tag{6.16}$$

$$\tilde{u}(x) = \frac{1}{\rho_0 c_0}\left(A^+ e^{ik_x x} - A^- e^{-ik_x x}\right) \tag{6.17}$$

où $k_x = \omega/c_0$. A^+ et A^- sont des nombres complexes.

6.1.4 Effet d'un changement de section

Dans un système comprenant plusieurs cavités, il est nécessaire de traiter des effets des changements de section. On considère maintenant la propagations d'ondes mono-dimensionnelles dans un canal dont la section change brusquement de surface. Un bilan de masse et de quantité de mouvement est réalisé sur le volume de contrôle V compris entre $x - dx/2$ et $x + dx/2$ représenté en gris sur la Fig. 6.1 :

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \int_V \nabla.(\rho \mathbf{u}) dV = 0 \tag{6.18}$$

$$\int_V \rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} dV + \int_V \rho \mathbf{u}.\nabla \mathbf{u} dV = -\int_V \nabla p dV \tag{6.19}$$

En appliquant le théorème de Green-Ostrogradski on obtient :

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \int_S \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} \; dS = 0 \tag{6.20}$$

$$\int_V \rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} dV + \int_S \rho \mathbf{u} \; \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} \; dS = - \int_S p \mathbf{n} \; dS \tag{6.21}$$

On utilise le résultat suivant pour simplifier les expressions. Pour un écoulement à faible nombre de Mach ($M = u_0/c_0 \ll 1$) dans un canal de section constante, si la transformation est isentropique, on peut négliger les fluctuations de débit masse associées aux perturbations de densité (Dowling (1995); Bauerheim et al. (2015)) :

$$\begin{aligned}
(\dot{m})' &= (\rho u S)' \\
&= \rho_0 u' S + \rho' u_0 S \\
&= \rho_0 u' S + \left(\frac{p'}{c_0^2} - \frac{\gamma \rho_0}{c_v} s' \right) u_0 S \\
&= \rho_0 u' S + \underbrace{\frac{p' M_0 \cancel{S}}{\cancel{c_0}}}_{M \ll 1} - \underbrace{\frac{\gamma \rho_0 u_0 \cancel{S}}{\cancel{c_v}} s'}_{s' = 0}
\end{aligned} \tag{6.22}$$

En décomposant les intégrales prises sur les surfaces selon l'entrée de section S_j, la sortie de section S_{j+1} et la surface latérale Σ et en linéarisant les Eqs. (6.20) et (6.21), il vient :

$$\int_V \frac{\partial \rho'}{\partial t} dV + \left(\rho_0 u'\right)_{x+dx/2} S_{j+1} - \left(\rho_0 u'\right)_{x-dx/2} S_j + \cancel{\int_\Sigma \rho_0 \mathbf{u'} \cdot \mathbf{n} \; dS} = 0 \tag{6.23}$$

$$\begin{aligned}
&\int_V \rho_0 \frac{\partial \mathbf{u'}}{\partial t} dV + \cancel{\int_\Sigma \rho_0 \mathbf{u'} \; \mathbf{u'} \cdot \mathbf{n} \; dS} + \cancel{\left(\rho_0 u'^2\right)_{x+dx/2} S_{j+1} \; \mathbf{e_x}} - \cancel{\left(\rho_0 u'^2\right)_{x-dx/2} S_j \; \mathbf{e_x}} \\
&= - \cancel{\int_\Sigma p' \cdot \mathbf{n} \; dS} + \left(p'\right)_{x-dx/2} S_j \; \mathbf{e_x} - \left(p'\right)_{x+dx/2} S_{j+1} \; \mathbf{e_x}
\end{aligned} \tag{6.24}$$

On fait désormais tendre $dx \to 0$, on a dans ce cas :

$$\int_V (\cdot) dV \underset{dx \to 0}{\longrightarrow} 0 \quad \text{et} \quad - \int_\Sigma p' \cdot \mathbf{n} \; dS \underset{dx \to 0}{\longrightarrow} \left(p'\right)_x \left(S_{j+1} - S_j\right) \; \mathbf{e_x}$$

On en déduit les relations de saut associées au débit volumique acoustique et à la pression acoustique au niveau du changement de section :

$$u'_{j+1} S_{j+1} - u'_j S_j = 0 \tag{6.25}$$

$$p'_j - p'_{j+1} = 0 \tag{6.26}$$

Ces relations sont valables pour les ondes basses fréquences dans la limite d'éléments compacts [1] et pour des écoulements à faible nombre de Mach. Lorsqu'il

1. Un élément est considéré compact lorsque sa longueur l est petite par rapport à la longueur d'onde λ du mode acoustique ($l \ll \lambda$). Ici, la longueur dx du changement de section doit être petite par rapport à la longueur d'onde acoustique.

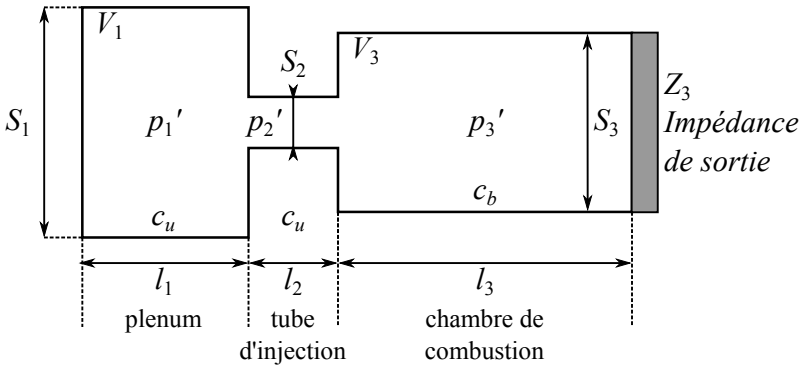


FIGURE 6.2 – *Vue schématique d'un système de combustion générique modélisé par trois cavités couplées avec une impédance de sortie Z_3 (Schuller et al. (2012)).*

y a un changement de température dans les cavités, les fluctuations ne peuvent plus être considérées isentropiques et il faut tenir compte dans l'Eq. (6.22) de la contribution de la fluctuation de la densité associée à la fluctuation d'entropie (Dowling (1995)). Ce problème a récemment été revisité par Bauerheim et al. (2015). C'est par exemple le cas si on tient compte de l'impact de la flamme.

6.2 Etude acoustique d'un système à trois cavités

6.2.1 Equation de dispersion

Le système à trois cavités couplées, qui est présenté à la Fig. 6.2, est, du point de vue acoustique, représentatif de nombreux systèmes de combustion industriels (Schuller et al. (2012)). On considère que la condition à la limite imposée à l'entrée de la cavité (1) est un nœud de vitesse $\tilde{u}_1(x=0)=0$ et on suppose que la sortie de la cavité (3) peut être représentée par une impédance $Z_3 = \tilde{p_3}(l_3)/\tilde{u}(l_3)$. Les cavités (1) et (2) sont remplies de gaz frais, de masse volumique ρ_u et de température T_u. La vitesse du son dans ces gaz est notée c_u. La cavité (3) contient les gaz brûlés de masse volumique ρ_b, de température T_b et de célérité du son c_b. L'origine de l'axe des abscisses du système est prise au fond du plenum. Les pressions et les vitesses acoustiques des cavités (1), (2) et (3) s'écrivent :

$$\tilde{p}_1(x) = A_1^+ \exp(ik_u x) + A_1^- \exp(-ik_u x) \tag{6.27}$$
$$\rho_u c_u \tilde{u}_1(x) = A_1^+ \exp(ik_u x) - A_1^- \exp(-ik_u x) \tag{6.28}$$
$$\tilde{p}_2(x) = A_2^+ \exp(ik_u(x-l_1)) + A_2^- \exp(-ik_u(x-l_1)) \tag{6.29}$$
$$\rho_u c_u \tilde{u}_2(x) = A_2^+ \exp(ik_u(x-l_1)) - A_2^- \exp(-ik_u(x-l_1)) \tag{6.30}$$
$$\tilde{p}_3(x) = A_3^+ \exp(ik_b(x-l_1-l_2)) + A_3^- \exp(-ik_b(x-l_1-l_2)) \tag{6.31}$$
$$\rho_b c_b \tilde{u}_3(x) = A_3^+ \exp(ik_b(x-l_1-l_2)) - A_3^- \exp(-ik_b(x-l_1-l_2)) \tag{6.32}$$

où les coefficients A_1^+, A_1^-, A_2^+, A_2^-, A_3^+ et A_3^- sont des nombres complexes. $k_u = \omega_u/c_u$ et $k_b = \omega_b/c_b$ représentent les nombres d'onde des ondes acoustiques dans les gaz frais et dans les gaz brûlés. Les conditions aux limites et les conditions de saut entre les différentes sections s'écrivent :

$$\tilde{u}_1(0) = 0 \tag{6.33}$$
$$\tilde{p}_1(l_1) = \tilde{p}_2(l_1) \tag{6.34}$$
$$S_1\tilde{u}_1(l_1) = S_2\tilde{u}_2(l_1) \tag{6.35}$$
$$\tilde{p}_2(l_1+l_2) = \tilde{p}_3(l_1+l_2) \tag{6.36}$$
$$S_2\tilde{u}_2(l_1+l_2) = S_3\tilde{u}_3(l_1+l_2) \tag{6.37}$$
$$\tilde{p}_3(l_1+l_2+l_3) = Z_3\tilde{u}_3(l_1+l_2+l_3) \tag{6.38}$$

En manipulant ces deux systèmes d'équations, on obtient le système matriciel suivant :

$$M[A_1^+\ A_1^-\ A_2^+\ A_2^-\ A_3^+\ A_3^-]^T = 0 \tag{6.39}$$

où M est la matrice :

$$\mathrm{M} = \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ e^{ik_ul_1} & e^{-ik_ul_1} & -1 & -1 & 0 & 0 \\ \frac{S_1}{S_2}e^{ik_ul_1} & -\frac{S_1}{S_2}e^{-ik_ul_1} & -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{ik_ul_2} & e^{-ik_ul_2} & -1 & -1 \\ 0 & 0 & \Xi e^{ik_ul_2} & -\Xi e^{-ik_ul_2} & -1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & (1-\zeta_3)e^{ik_bl_3} & (1+\zeta_3)e^{-ik_bl_3} \end{bmatrix} \tag{6.40}$$

Où $\Xi = (\rho_b c_b)/(\rho_u c_u)S_2/S_3 \simeq \sqrt{(T_u/T_b)}S_2/S_3$ dénote l'indice de couplage acoustique entre les deux cavités (Schuller et al. (2012)) et $\zeta_3 = Z_3/(\rho_b c_b)$ représente l'impédance spécifique à la sortie du système. Les modes propres des trois cavités sont les solutions non triviales de $\det M = 0$. Après simplification par rapport à la dernière ligne et à la dernière colonne, le déterminant s'écrit :

$$\begin{aligned} \det M =& \det M_{uu}\left[(\zeta_3-1)e^{ik_bl_3} - (\zeta_3+1)e^{-ik_bl_3}\right] \\ &+ \det M_{ub}\left[(\zeta_3-1)e^{ik_bl_3} + (\zeta_3+1)e^{-ik_bl_3}\right] \end{aligned} \tag{6.41}$$

où $\det M_{uu}$ est le déterminant lié aux cavités (1) et (2) remplies de gaz frais à la température T_u :

$$\det M_{uu} = -4\left[\cos(k_ul_1)\cos(k_ul_2) - \frac{S_1}{S_2}\sin(k_ul_1)\sin(k_ul_2)\right] \tag{6.42}$$

Le déterminant $\det M_{ub}$ représente le terme de couplage entre le tube d'injection et la chambre de combustion :

$$\det M_{ub} = -4i\Xi\left[\cos(k_ul_1)\sin(k_ul_2) + \frac{S_1}{S_2}\sin(k_ul_1)\cos(k_ul_2)\right] \tag{6.43}$$

Le déterminant de M_{ub} est négligeable dans l'Eq. (6.41) lorsque $\Xi \ll 1$ et $\det M$ devient :

$$\det M = \det M_{uu} \left[(\zeta_3 - 1) e^{ik_b l_3} - (\zeta_3 + 1) e^{-ik_b l_3} \right] \tag{6.44}$$

Cette condition est souvent respectée dans la plupart des brûleurs industriels lorsqu'une flamme est située entre les cavités (2) et (3) (Schuller et al. (2012); Bauerheim et al. (2015)).

6.2.2 Analyse de cas limites

Considérons dans un premier temps que la chambre de combustion débouche dans l'atmosphère au repos. L'impédance de sortie de la chambre de combustion vaut dans ces conditions : $\zeta_3 = 0$. L'équation Eq. (6.44) devient alors :

$$\det M = 8 \cos(k_b l_3) \left[\cos(k_u l_1) \cos(k_u l_2) - \frac{S_1}{S_2} \sin(k_u l_1) \sin(k_u l_2) \right] \tag{6.45}$$

Les modes des cavités couplées (1), (2) et (3) sont donc associés : (a) au plenum et au tube d'injection, ou (b) à la chambre de combustion :

$$\text{(a)} \qquad \cos(k_u l_1) \cos(k_u l_2) - \frac{S_1}{S_2} \sin(k_u l_1) \sin(k_u l_2) = 0 \tag{6.46}$$

$$\text{(b)} \qquad \cos(k_b l_3) = 0 \tag{6.47}$$

Les solutions de l'Eq. (6.47) sont les modes associés à la chambre de combustion dont les fréquences propres sont $f_c^n = (1 + 2n) c_b / (4 l_3)$ où $n = 0, 1, 2, \ldots$ est un entier. Les solutions de l'Eq. (6.46) sont les modes associés aux cavités (1) et (2) comportant les gaz frais.

Considérons désormais le cas où l'impédance de sortie de la chambre de combustion est élevée $\zeta_3 \to \infty$. Les modes du système à trois cavités sont toujours découplés et il vient :

$$\cos(k_u l_1) \cos(k_u l_2) - \frac{S_1}{S_2} \sin(k_u l_1) \sin(k_u l_2) = 0 \tag{6.48}$$

$$\sin(k_b l_3) = 0 \tag{6.49}$$

Les modes associés à la chambre de combustion sont de type demi-onde avec $f_c^n = (1 + 2n) c_b / (2 l_3)$ où $n = 0, 1, 2, \ldots$ est un entier. Les modes des cavités (1) et (2) ne sont pas modifiés. L'équation Eq. (6.48) est identique à l'équation Eq. (6.46). Cette analyse montre bien que le plenum et la chambre de combustion sont découplées lorsque $\Xi \ll 1$ quelle que soit la valeur de l'impédance de sortie ζ_3 (Schuller et al. (2012)).

6.2.3 Mode de Helmholtz

Le mode de plus basse fréquence des chaudières est en général un mode de Helmholtz (Putnam (1971)). Il s'agit d'un mode d'oscillation en volume (ou en bloc) sans déphasage notable entre les fluctuations acoustiques dans les différents éléments du système. Ce mode existe lorsqu'un grand volume est couplé à un canal étroit (Rienstra and Hirschberg (2011)). Dans les chaudières industrielles, le canal est formée par le tube d'injection et le grand volume est formé par le plenum ou par le foyer.

Condition ouverte ($\zeta_3 = 0$)

La condition où la chambre de combustion est ouverte à la pression atmosphérique $\zeta_3 = 0$ a été étudiée par Palies (2010) et Schuller et al. (2012). Lorsque $\Xi \ll 1$, la pulsation propre ω du mode s'écrit (Schuller et al. (2012)) :

$$\omega = \omega_1 \left[1 - \frac{1}{2}\frac{\rho_b}{\rho_u}\frac{S_2}{S_3}\frac{l_3}{l_2}\right] \tag{6.50}$$

où ω_1 est la fréquence propre du mode de Helmholtz associé au plenum et à l'injecteur. Elle est donnée par :

$$\omega_1 = c_u \left(\frac{S_2}{V_1 l_2}\right)^{1/2} \tag{6.51}$$

En négligeant la chute de pression au travers de l'injecteur ($p_u/p_b \simeq 1$), l'Eq. (6.50) devient :

$$\omega = \omega_1 \left[1 - \frac{1}{2}\frac{T_u}{T_b}\frac{S_2}{S_3}\frac{l_3}{l_2}\right] \tag{6.52}$$

L'oscillation en bloc de ce système est principalement contrôlée par le mode de Helmholtz à la fréquence $f_1 = \omega_1/(2\pi)$ du plenum et du système d'injection. Ce mode est légèrement modifié par la présence de la chambre de combustion lorsque $\zeta_3 = 0$. Le fort changement de section $S_2/S_3 \ll 1$ entre le système d'injection et la chambre de combustion et la forte expansion thermique $T_u/T_b \ll 1$ des gaz lors de la combustion entraîne une petite diminution de la fréquence $f = \omega/(2\pi)$ du mode mais elle reste très proche de ω_1 ($\omega \sim \omega_1$).

Condition fermée ($\zeta_3 \to \infty$)

L'impédance à la sortie de la chambre de combustion est désormais assimilée à une paroi rigide ($\zeta_3 \to \infty$). Cette situation se produit lorsque la chambre de combustion se termine par un col amorcé comme dans les turbines à gaz ou plus généralement lorsque l'impédance en sortie est grande (échangeur, changement de section important, ...). Dans ce cas, la relation de dispersion déduite de l'Eq. (6.41) s'écrit :

$$0 = 2\zeta_3 \left[\det M_{uu} \sin(k_b l_3) + \det M_{ub} \cos(k_b l_3)\right] \tag{6.53}$$

L'impédance spécifique ζ_3 apparaît maintenant comme un facteur multiplicateur commun et peu être écartée de la relation de dispersion. Les fréquences propres de ce système couplé, déterminées en annulant le second terme entre crochets de l'Eq. (6.53), sont plus difficiles à calculer par les codes de calcul acoustiques (Nicoud et al. (2007); Camporeale et al. (2011)) car le déterminant ($\det M$) prend des valeurs élevées et est plus difficile à annuler. En développant l'expression Eq. (6.53), on obtient :

$$\begin{aligned} 0 = &\cos(k_u l_1)\cos(k_u l_2)\sin(k_b l_3) - \frac{S_1}{S_2}\sin(k_u l_1)\sin(k_u l_2)\sin(k_b l_3) \\ &+ \Xi\cos(k_u l_1)\sin(k_u l_2)\cos(k_b l_3) + \Xi\frac{S_1}{S_2}\sin(k_u l_1)\cos(k_u l_2)\cos(k_b l_3) \end{aligned} \tag{6.54}$$

Considérons que la longueur d'onde λ est grande par rapport à toutes les dimensions du système. Un développement limité au troisième ordre de l'Eq. (6.54), nécessaire du fait des produits triples de cosinus et sinus, donne :

$$\begin{aligned} 0 = &k_b l_3 + \Xi k_u l_2 + \Xi\frac{S_1}{S_2}k_u l_1 - \frac{S_1}{S_2}k_u^2 l_1 l_2 k_b l_3 \\ &- k_b l_3\left[\frac{1}{6}(k_b l_3)^2 + \frac{1}{2}(k_u l_1)^2 + \frac{1}{2}(k_u l_2)^2\right] \\ &- \Xi k_u l_2\left[\frac{1}{6}(k_u l_2)^2 + \frac{1}{2}(k_b l_3)^2 + \frac{1}{2}(k_u l_1)^2\right] \\ &- \Xi\frac{S_1}{S_2}k_u l_1\left[\frac{1}{6}(k_u l_1)^2 + \frac{1}{2}(k_u l_2)^2 + \frac{1}{2}(k_b l_3)^2\right] \end{aligned} \tag{6.55}$$

On introduit dans cette relation l'indice de couplage acoustique Schuller et al. (2012) :

$$\Xi = \frac{\rho_b c_b}{\rho_u c_u}\frac{S_2}{S_3} \tag{6.56}$$

En notant le volume des différentes cavités $V_1 = l_1 S_1$, $V_2 = l_2 S_2$, $V_3 = l_3 S_3$, on obtient après réorganisation des différents termes :

$$\begin{aligned} 0 = &\left(1 - \left[\frac{1}{6}(k_b l_3)^2 + \frac{1}{2}(k_u l_1)^2 + \frac{1}{2}(k_u l_2)^2\right]\right) - \frac{V_1 l_2}{S_2}k_u^2 \\ &+ \frac{\rho_b c_b^2}{\rho_u c_u^2}\frac{V_2}{V_3}\left(1 - \left[\frac{1}{6}(k_u l_2)^2 + \frac{1}{2}(k_b l_3)^2 + \frac{1}{2}(k_u l_1)^2\right]\right) \\ &+ \frac{\rho_b c_b^2}{\rho_u c_u^2}\frac{V_1}{V_3}\left(1 - \left[\frac{1}{6}(k_u l_1)^2 + \frac{1}{2}(k_u l_2)^2 + \frac{1}{2}(k_b l_3)^2\right]\right) \end{aligned} \tag{6.57}$$

Dans la limite des grandes longueurs d'onde, on peut négliger les termes $(k_i l_j)^2 \ll 1$ où $i = u$, b et $j = 1, 2, 3$. Cette expression devient :

$$\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)^2 = 1 + \frac{\rho_b c_b^2}{\rho_u c_u^2}\left(\frac{V_2}{V_3} + \frac{V_1}{V_3}\right) \tag{6.58}$$

où ω est la pulsation propre du système et ω_1 est la pulsation propre du mode de Helmholtz entre le plenum et le système d'injection donnée par l'Eq. (6.51). Cette expression est très différente de celle obtenue pour une chambre de combustion ouverte à l'atmosphère. Les volumes des trois cavités interviennent directement dans l'expression de la pulsation propre du système. Il est intéressant d'examiner quelques cas limites.

Analyse de cas limites

Le volume du système d'injection est généralement petit par rapport au volume de la chambre de combustion $V_2 \ll V_3$. En l'absence de chute de pression entre l'injecteur et la chambre de combustion, l'Eq. (6.58) devient :

$$\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)^2 = 1 + \frac{\rho_b c_b^2}{\rho_u c_u^2}\frac{V_1}{V_3} \simeq 1 + \frac{V_1}{V_3} \tag{6.59}$$

Analysons l'influence du volume de la chambre de combustion par rapport au volume du plenum :

- Si $V_1 \ll V_3$, la fréquence des oscillations de volume est déterminée par le mode de Helmholtz qui s'établit entre le plenum et le système d'injection :

$$\omega \simeq \omega_1 = c_u \left(\frac{S_2}{V_1 l_2}\right)^{1/2} \tag{6.60}$$

  Cette configuration a été étudiée par Schuller et al. (2012) lorsque l'impédance de sortie variait, mais il n'a pas été mis en évidence que ce mode d'oscillation se développe uniquement si le volume du plenum reste faible par rapport au volume de la chambre de combustion.

- Si $V_1 \gg V_3$, la fréquence d'oscillation en volume du système est pilotée par le mode de Helmholtz qui s'établit entre la chambre de combustion et le système d'injection. On trouve en effet :

$$\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)^2 \simeq \frac{V_1}{V_3} \tag{6.61}$$

  La fréquence d'oscillation est alors :

$$\omega \simeq \omega_3 \left(\frac{\rho_b}{\rho_u}\right)^{1/2} \simeq \omega_3 \left(\frac{T_u}{T_b}\right)^{1/2}, \text{ où } \omega_3 = c_b \left(\frac{S_2}{V_3 l_2}\right)^{1/2} \tag{6.62}$$

  La pulsation ω_3 correspond au mode de Helmholtz associé à la chambre de combustion et au système d'injection.

L'oscillation en volume d'un système de trois cavités couplées avec une impédance de sortie élevée est commandée par le plus petit des volumes du plenum et de la chambre de combustion. Ce résultat n'est valable que si le volume occupé par le système d'injection est faible par rapport à ces quantités. C'est généralement le cas dans les applications industrielles. Si les volumes du plenum et de la chambre sont du même ordre de grandeur, on doit utiliser l'Eq. (6.59) afin d'estimer la première fréquence de résonance du système. L'équation Eq. (6.51) donnant la fréquence d'oscillation du mode de Helmholtz entre le plenum et le système d'injection est un cas limite de l'Eq. (6.59) lorsque la cavité aval prend un volume infiniment grand $V_3 \to \infty$ pour représenter l'atmosphère. Dans la suite du chapitre on teste la capacité du code acoustique *COMSOL Multiphysics* à retrouver ces résultats.

6.3 Simulation acoustique avec *COMSOL*

Le logiciel *COMSOL Multiphysics* est un outil de simulation multiphysique. Il permet de modéliser des géométries complexes et de générer les maillages. Ce logiciel permet également de visualiser les résultats des calculs. *COMSOL Multiphysics* permet de réaliser des calculs aux éléments finis dans le domaine temporel ou fréquentiel pour une large gamme de problèmes physiques tels que la mécanique des structures, l'électromagnétisme, la mécanique des fluides, mais aussi l'acoustique. Dans la suite de l'étude, nous nous intéressons exclusivement au module acoustique utilisé dans le domaine fréquentiel.

6.3.1 Equation d'onde

Le module acoustique de *COMSOL Multiphysics* permet de résoudre des équations d'onde de la forme (Comsol (2010b)) :

$$\frac{1}{\rho c^2}\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} + \nabla.\left(-\frac{1}{\rho}(\nabla p' - \mathbf{q}')\right) = \mathcal{Q}' \tag{6.63}$$

sur des maillages 3D non-structurés en tenant compte de différents types de conditions aux limites. La densité ρ et la célérité du son c sont des fonctions de l'espace. Le terme $\mathbf{q}'$ représente une source dipolaire et $\mathcal{Q}'$ une source monopolaire. Dans le domaine fréquentiel, l'équation s'écrit :

$$\nabla.\left(-\frac{1}{\rho}(\nabla\tilde{p} - \tilde{\mathbf{q}})\right) - \frac{\omega^2}{\rho c^2}\tilde{p} = \tilde{\mathcal{Q}} \tag{6.64}$$

où $p'(\mathbf{x},t) = \mathcal{R}\left(\tilde{p}(\mathbf{x})e^{i\omega t}\right)$, $\mathcal{Q}'(\mathbf{x},t) = \mathcal{R}\left(\tilde{\mathcal{Q}}(\mathbf{x})e^{i\omega t}\right)$ et $\mathbf{q}'(\mathbf{x},t) = \mathcal{R}\left(\tilde{\mathbf{q}}(\mathbf{x})e^{i\omega t}\right)$. Notons que la convention de signe $\exp(i\omega t)$ utilisée dans *COMSOL Multiphysics* est différente de celle utilisée dans l'ensemble du manuscrit.

6.3.2 Le solveur (Comsol (2010a))

La discrétisation par la méthode des éléments finis de l'équation Eq. (6.64) sur un maillage donné et pour des conditions aux limites données aboutit à un système matriciel (Silva et al. (2013)) :

$$\underbrace{\nabla.\left(\frac{1}{\rho}\nabla\tilde{p}\right)}_{\mathcal{A}\mathbf{p}} + \underbrace{\frac{\omega^2}{\rho c^2}\tilde{p}}_{\frac{\omega^2}{\rho c^2}\mathbf{p}} + \underbrace{\tilde{\mathcal{Q}}(\omega)}_{\mathcal{H}(\omega)} = 0 \tag{6.65}$$

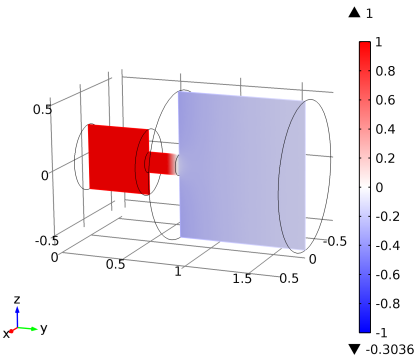
$$\mathcal{A}\mathbf{p} + \frac{\omega^2}{\rho c^2}\mathbf{p} + \mathcal{H}(\omega) = 0 \tag{6.66}$$

où $\mathbf{p}$ est le vecteur propre du système associé au champ de pression. Le scalaire complexe ω représente la valeur propre (la pulsation propre) du système. La matrice $\mathcal{A}$ dépend de la discrétisation spatiale du terme $\nabla.(1/\rho\nabla)$. Le vecteur $\mathcal{H}$ peut être complexe et dépendre de ω. Il représente le terme source du système. Une méthode de résolution itérative de cette équation non-linéaire basée sur une linéarisation du problème autour de la valeur propre recherchée est mise en œuvre. A chaque itération la solution ω du problème aux valeurs propres Eq. (6.66) est recherchée. Cette équation est résolue avec le « package » ARPACK développé par Lehoucq et al. (1997) basé sur un algorithme d'Arnoldi, de type « implicitly restarted Arnoldi method » (IRAM).

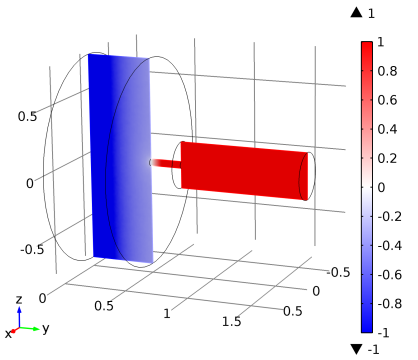
La discrétisation par éléments finis et l'utilisation d'un maillage non structuré permet de simuler des phénomènes acoustiques dans des géométries complexes avec des impédances complexes. Les résultats de nombreuses simulations acoustiques réalisées avec *COMSOL Multiphysics* ont été comparés à des solutions analytiques pour valider le code. A titre d'exemple pour les problèmes thermoacoustiques, Camporeale et al. (2011) ont réalisé des simulations à partir des travaux analytiques de Dowling (1995), en étudiant la réponse de foyers génériques simplifiés à une source monopolaire dont le niveau dépend de la pression ou de la vitesse acoustique. Les résultats obtenus sont conformes aux solutions analytiques de Dowling (1995). Dans la section suivante, des simulations sont menées pour examiner les résultats analytiques développés à la Sec. 6.2.3.

6.4 Simulation pour trois cavités couplées

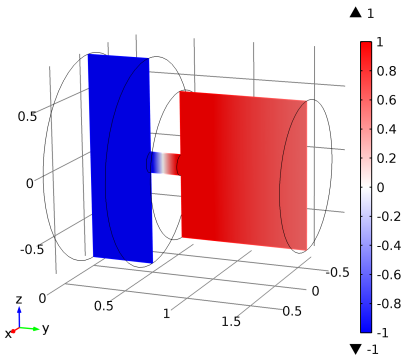
Des simulations 2D axi-symétriques sont conduites avec *COMSOL Multiphysics* afin de valider les modèles développés pour le système à trois cavités couplées lorsque $\zeta_3 \to \infty$. Trois simulations sont réalisées pour déterminer la fréquence du mode de Helmholtz et le champ de pression associé lorsque les volumes du plenum et de la chambre de combustion varient en l'absence de source acoustique. La géométrie du système considéré pour ces tests est représentée à la Fig. 6.2. Les cavités sont remplies d'air. Les longueurs $l_1 = 0.5\,\mathrm{m}$, $l_2 = 0.25\,\mathrm{m}$



(a) Cas d'une grande chambre de combustion par rapport au plenum, avec $V_3 = 1\,\mathrm{m}^3$ et $V_1 = 0.1V_3$.



(b) Cas d'un grand plenum par rapport à la chambre de combustion, avec $V_1 = 1\,\mathrm{m}^3$ et $V_3 = 0.1V_1$.



(c) Cas où le plenum et la chambre de combustion sont de même volume, avec $V_1 = 1\,\mathrm{m}^3$ et $V_3 = V_1$.

FIGURE 6.3 – *Champ de pression acoustique adimensionné associé au mode de résonance de plus basse fréquence pour différentes configurations géométrique lorsque* $V_2 = 0.005V_3$, $\zeta_3 = 5.3 \times 10^7$, $T_u = 293\,\mathrm{K}$ *et* $T_b = 1400\,\mathrm{K}$.

et $l_3 = 1\,\mathrm{m}$ sont fixées ainsi que les températures des gaz frais $T_u = 293\,\mathrm{K}$ et des gaz brûlées $T_b = 1400\,\mathrm{K}$. Un découplage fort $\Xi = 0.01$ est assuré entre les cavités en choisissant le volume $V_2 = 0.005V_3$. Le maillage comprend 2500 éléments triangulaires. L'impédance de sortie est fixée à $Z_2 = 1 \times 10^8\,\mathrm{Pa \cdot s \cdot m^{-1}}$. Trois cas, représentés à la Fig. 6.3, sont étudiés.

$V_1 \ll V_3$

On considère d'abord un cas où le volume du plenum est faible par rapport au volume de la chambre de combustion $V_1 = 0.1V_3$ avec $V_3 = 1\,\mathrm{m}^3$. Les cavités sont découplées car $\Xi = 0.01$. Le premier mode propre est recherché avec *COMSOL Multiphysics*. La figure Fig. 6.3(a) représente le champ de pression

adimensionné passant par l'axe de la cavité. Le champ de pression est bien uniforme dans le plenum et dans la chambre de combustion. Il s'agit donc bien d'une oscillation en volume (ou en bloc). La pression est maximale dans le plenum et négative dans la chambre de combustion avec un niveau faible. Il s'agit donc d'un mode de Helmholtz contrôlé par le plenum et l'injecteur avec une fréquence calculée par le solveur égale à $f = 45.3\,\mathrm{Hz}$. La fréquence calculée avec l'Eq. (6.51) vaut $f_1 = 48.8\,\mathrm{Hz}$. Un écart d'environ 7% apparaît entre la solution analytique et le résultat de la simulation. Cet écart s'explique par l'apparition d'une vitesse radiale au niveau du changement de section dans la simulation 2D axi-symétrique. Ces ondes évanescentes ne sont pas prises en compte dans l'approche unidimensionnelle par réseaux d'éléments couplés (Pierce (1981); Mirat (2011)).

$V_1 \gg V_3$

On considère désormais un cas où le volume du plenum est grand $V_1 = 1\,\mathrm{m}^3$ par rapport au volume de la chambre de combustion $V_3 = 0.1V_1$. Les cavités sont toujours découplées acoustiquement avec $\Xi = 0.01$. La figure Fig. 6.3(b) représente le champ de pression adimensionné passant par l'axe de la cavité correspondant au premier mode identifié par le code. Le champ de pression est également uniforme dans le plenum et dans la chambre de combustion. Il s'agit donc toujours d'une oscillation en volume. La pression est cette fois-ci maximale dans la chambre de combustion et négative dans le plenum avec un niveau faible. Cette oscillation de fréquence $f = 15.5\,\mathrm{Hz}$ correspond à un mode de Helmholtz contrôlé par la chambre de combustion et l'injecteur. Un écart de 1% apparaît également avec la fréquence $f = 15.4\,\mathrm{Hz}$ déduite de l'expression analytique Eq. (6.62) pour les mêmes raisons que précédemment.

$V_1 = V_3$

On considère désormais le cas où les volumes du plenum et de la chambre de combustion sont égaux $V_3 = V_1 = 1\,\mathrm{m}^3$ avec un fort découplage acoustique entre les deux cavités puisque $\Xi = 0.01$. La figure Fig. 6.3(c) représente le champ de pression adimensionné passant par l'axe de la cavité et correspondant au mode de plus basse fréquence identifié par *COMSOL Multiphysics*. Le champ de pression est toujours uniforme dans le plenum et dans la chambre de combustion. Il s'agit donc toujours d'un mode d'oscillation en volume. La pression est maximale dans la chambre de combustion et minimale dans le plenum avec le même niveau en valeur absolue. La pression est ainsi transférée d'une cavité vers la seconde à travers le tube d'injection où la pression est nulle au centre. La fréquence de ce mode calculée par le code est $f = 19.3\,\mathrm{Hz}$. Un écart de 13% apparaît désormais avec la fréquence $f_1 = 21.8\,\mathrm{Hz}$ calculée avec l'Eq. (6.62) toujours du fait des ondes évanescentes. L'écart est plus important car les deux changements de section entre le plenum et le tube d'injection, et

TABLEAU 6.1 – *Synthèse des fréquences déterminées analytiquement et par simulation pour les trois configurations géométriques étudiées lorsque* $\zeta_3 \to \infty$, $T_u = 293\,\mathrm{K}$ *et* $T_b = 1400\,\mathrm{K}$.

Configuration géométrique	Solution numérique (Hz)	$f_1 = \omega_1/2\pi$ Eq. (6.51) (Hz)	$f = f_3 \left(\frac{\rho_b}{\rho_u}\right)^{1/2}$ Eq. (6.62) (Hz)	Fréquence théorique Eq. (6.59)
$V_1 = 0.1V_3$	45.3	48.8	15.4	51.2
$V_3 = 0.1V_1$	15.5	4.9	15.4	16.2
$V_1 = V_3$	19.3	15.4	15.4	21.8

entre la chambre de combustion et le tube d'injection sont plus importants que dans les cas précédents.

Les fréquences déterminées par les simulations, rappelées dans le Tableau. 6.1, sont en accord avec les prévisions théoriques associées au mode de Helmholtz de la plus petite des cavités entre le plenum et la chambre de combustion. L'écart faible qui existe entre ces fréquences est lié à la vitesse radiale qui apparaît au niveau des changements de section dans les simulations numériques et qui n'est pas prise en compte dans l'approche par réseaux d'éléments couplés. Ces phénomènes multi-dimensionnels sont associés aux ondes évanescantes qui apparaissent au niveau des changements de section (Pierce (1981)). Dans tous les cas l'expression théorique Eq.(6.59) permet de capturer correctement la fréquence du mode d'oscillation en volume.

Conclusion

Les interactions acoustiques basses fréquences entre la chambre de combustion et le plenum d'un système couplé de trois cavités peuvent être traitées en examinant la valeur de l'indice de couplage acoustique Ξ. Les modes basses fréquences des différentes cavités peuvent être analysés séparément lorsque ce paramètre est petit. Des modes basses fréquences associés à des oscillations en bloc ou modes de Helmholtz peuvent se développer dans ces systèmes. Des expressions analytiques de la fréquence d'oscillation ont été déterminées lorsque l'impédance de sortie du système est nulle, $\zeta_3 = 0$, et lorsqu'elle est élevée $\zeta_3 \to \infty$.

Des simulations numériques et une analyse mathématique ont montré que le mode de Helmholtz d'un système de deux volumes reliés par un petit injecteur est piloté par le volume de la plus petite des cavités. Ce mode de résonance correspond à la première fréquence propre du système couplé. Pour un plenum ayant un grand volume par rapport au volume de la chambre de combustion, la fréquence des oscillations en volume est uniquement déterminée par les dimen-

sions de la chambre de combustion. Pour une chambre de combustion ayant un grand volume par rapport au volume du plenum, la situation est inversée. Le cas où ces éléments sont dotés de volumes du même ordre de grandeur a également été examiné. Dans cette configuration, lorsque les volumes du plenum et de la chambre sont identiques, les simulations numériques ont mis en évidence un niveau de pression identique dans les deux cavités, mais un signal de pression en opposition de phase.

Cette analyse met en évidence la sensibilité des modes d'oscillation en volume à basses fréquences aux conditions aux limites à l'entrée et à la sortie du système. Les expressions analytiques déterminées dans cette étude peuvent servir à interpréter les instabilités thermo-acoustiques basses fréquences dans les foyers comprenant un plenum et une chambre de combustion couplés par des injecteurs. Elles sont utilisées dans la suite du manuscrit pour interpréter certains phénomènes à basse fréquence dans le foyer EDF.

Chapitre 7

Analyse acoustique du foyer *DIFAV*

Les modes acoustiques à basses fréquences du brûleur *DIFAV* sont étudiés dans ce chapitre. Dans la Sec. 7.1, les fréquences des deux premiers modes du dispositif sont déterminées expérimentalement, sans combustion, pour deux longueurs de chambre de combustion. La structure de ces modes est analysée en déterminant le déphasage entre les signaux mesurés par deux microphones situés dans la chambre et le plenum. Le facteur d'amortissement du système α est caractérisé expérimentalement pour deux longueurs de la chambre de combustion. La réponse modale du brûleur *DIFAV* est modélisée à la Sec. 7.2 par un système à trois cavités couplées. Les paramètres qui pilotent l'évolution des fréquences propres lorsque la longueur de la chambre de combustion varie sont identifiés. Une comparaison entre les résultats de simulations numériques avec *COMSOL Multiphysics* et les mesures est conduite. Le modèle acoustique est étendu en prenant en compte la température d'injection de l'air et des gaz brûlés.

7.1 Caractérisation expérimentale

Une analyse modale du banc *DIFAV* sans combustion est réalisée expérimentalement. La configuration géométrique utilisée pour cette étude est représentée à la Fig. 7.1. La plaque rigide qui ferme le plenum à gauche est remplacée par un haut-parleur pour générer une excitation acoustique mono-fréquentielle de faible amplitude. Le forçage acoustique à niveau constant couvre une gamme de fréquence f allant de 0 Hz à 450 Hz. Les microphones placés à la base de la chambre de combustion (Micro 1) et dans le plenum (Micro 2) enregistrent les fluctuations de pression acoustique. Un écoulement d'air à $T_a = 293\,\mathrm{K}$ traverse le système avec un débit fixé à $\dot{m}_a = 100\,\mathrm{NL/min}$. Ces expériences sont menées pour une chambre de combustion de longueur $L = 0.83\,\mathrm{m}$ et $L = 1.13\,\mathrm{m}$. L'indice de couplage acoustique vaut dans ces conditions $\Xi \simeq 0.04$.

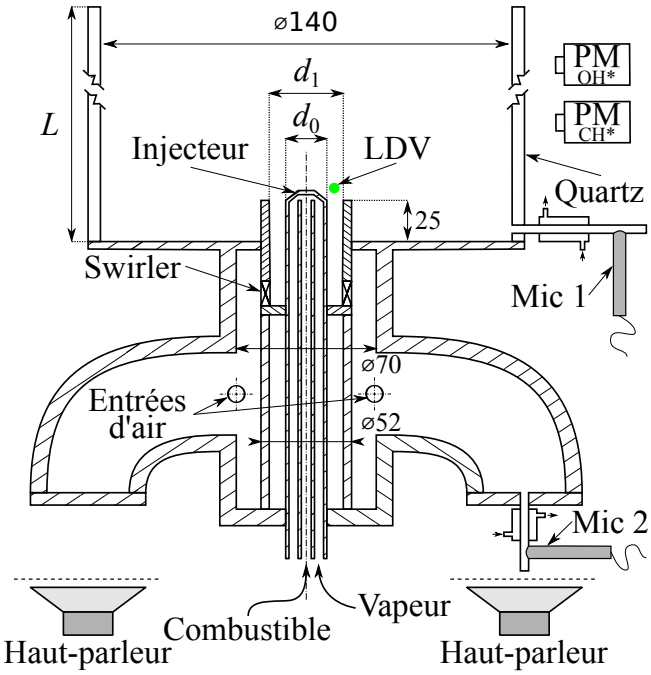


FIGURE 7.1 – *Schéma du brûleur DIFAV pour la combustion (proportions non respectées).*

7.1.1 Modes propres basses fréquences

La figure Fig. 7.2 représente la réponse acoustique du banc *DIFAV* pour $L = 0.83\,\text{m}$ mesurée par les deux microphones en fonction de la fréquence d'excitation f. La réponse dans la chambre de combustion (Mic 1) est caractérisée par deux pics principaux aux fréquences $f_1 = 104\,\text{Hz}$ et $f = 300\,\text{Hz}$. Le premier pic n'est pas symétrique et s'étend vers les plus hautes fréquences. Trois pics apparaissent dans la réponse du plenum enregistrée par Mic 2 aux fréquences $f = 104$, 144 et $328\,\text{Hz}$. La fluctuation de pression dans le plenum et dans la chambre est importante pour le premier mode f_1. Les deux pics suivants mesurés dans le plenum ne sont pas détectés dans la chambre de combustion. L'évolution temporelle des pressions mesurées par ces deux microphones est représentée à la Fig. 7.3 lorsque $f_1 = 104\,\text{Hz}$ et $f_2 = 144\,\text{Hz}$. La réponse des deux microphones est en phase lorsque $f_1 = 104\,\text{Hz}$. Le calcul de la fréquence du mode de Helmholtz pouvant se développer dans ce foyer avec l'Eq. (6.52) indique une fréquence $f = 91\,\text{Hz}$, qui est plus faible que celle mesurée. On montre dans la suite, que la structure de ce mode est de type quart d'onde. Le pic mesuré à la fréquence $f = 328\,\text{Hz}$ est proche d'un harmonique du mode quart d'onde ($f = 103\,\text{Hz}$) de la chambre de combustion.

La réponse des microphones est en opposition de phase lorsque $f = 144\,\text{Hz}$. La structure de ce mode est donc de type trois quarts d'onde. Le microphone, Mic

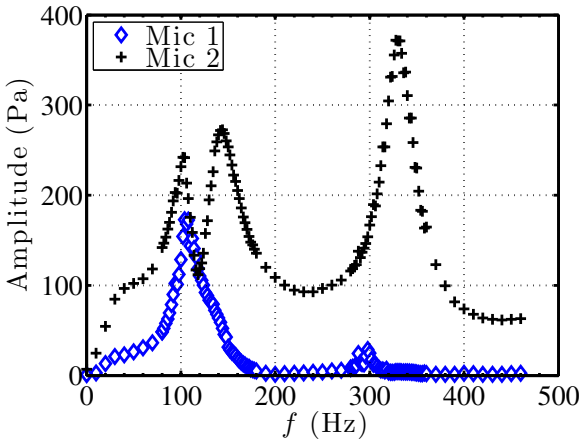
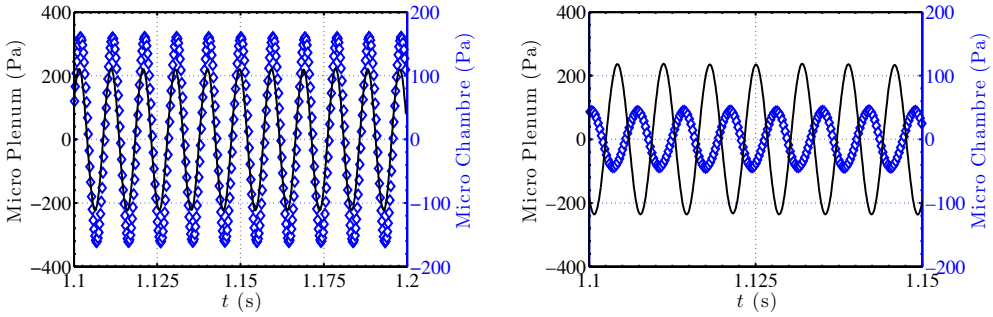


FIGURE 7.2 – *Amplitude de la pression acoustique mesurée par les deux microphones, Mic 1 et Mic 2, en fonction de la fréquence de forçage acoustique f pour une longueur de chambre de combustion $L = 0.83\,\mathrm{m}$.*

1, se situe à proximité d'un nœud de pression pour ce mode, ce qui explique la faible amplitude de la réponse mesurée dans la chambre. La structure particulière de ce mode est analysée plus en détail dans la suite de l'étude.

La figure Fig. 7.4 représente la réponse acoustique du banc *DIFAV* pour une longueur de chambre $L = 1.13\,\mathrm{m}$ mesurée par les deux microphones en fonction de la fréquence d'excitation f. La réponse dans la chambre de combustion est caractérisée par deux pics principaux aux fréquences $f_1 = 82\,\mathrm{Hz}$ et $f_2 = 136\,\mathrm{Hz}$. Trois pics émergent pour la réponse du plenum aux fréquences $f = 82$, 136 et 330 Hz. La fluctuation de la pression dans le plenum et dans la chambre de combustion est importante pour le premier mode à $f = 82\,\mathrm{Hz}$. Les second et troisième pics à $f = 136\,\mathrm{Hz}$ et $f = 330\,\mathrm{Hz}$ n'apparaissent pas dans la réponse de la chambre. Les fréquences des deux premiers modes sont plus faibles lorsque la longueur de la chambre L augmente. Cette diminution de la fréquence ne s'observe pas sur le troisième mode car la résolution fréquentielle (10 Hz) des mesures n'est pas suffisante pour le détecter.

La figure Fig. 7.5 représente l'évolution temporelle de la pression mesurée par les deux microphones pour $f_1 = 82\,\mathrm{Hz}$ (Fig. 7.5(a)) et pour $f_2 = 136\,\mathrm{Hz}$ (Fig. 7.5(b)). La réponse des deux microphones présente un léger déphasage lorsque $f_1 = 82\,\mathrm{Hz}$. Ce léger déphasage indique que la fréquence d'excitation $f_1 = 82\,\mathrm{Hz}$ ne correspond pas exactement à la fréquence propre du système. Les mesures sont réalisées tous les 2 Hz. La fréquence propre est donc comprise entre 80 Hz et 82 Hz. Le calcul avec l'Eq. (6.52) de la fréquence du mode de Helmholtz pouvant se développer dans ce foyer indique une fréquence $f = 79\,\mathrm{Hz}$. La fréquence du mode quart d'onde de la chambre de combustion est $f = 76\,\mathrm{Hz}$. On



(a) Mode quart d'onde à $f_1 = 104\,\text{Hz}$.

(b) Mode trois quart d'onde à $f_2 = 144\,\text{Hz}$.

FIGURE 7.3 – *Représentation de l'évolution temporelle de la pression acoustique mesurée dans le plenum (Mic 2 : −) et dans la chambre de combustion (Mic 1 : ◇) pour la fréquence* $f_1 = 104\,\text{Hz}$ *(Fig. 7.3(a)) et pour* $f_2 = 144\,\text{Hz}$ *(Fig. 7.3(b)), avec une chambre de combustion de longueur* $L = 0.83\,\text{m}$.

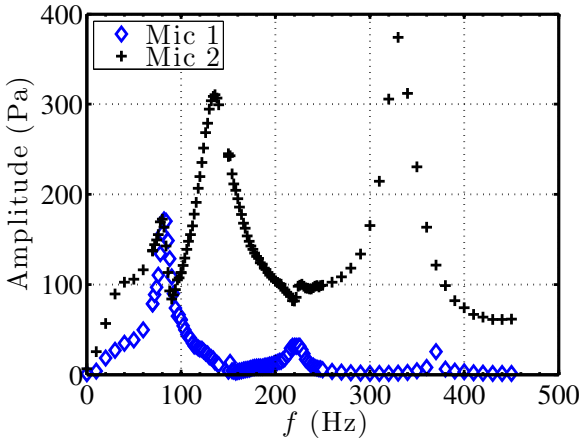
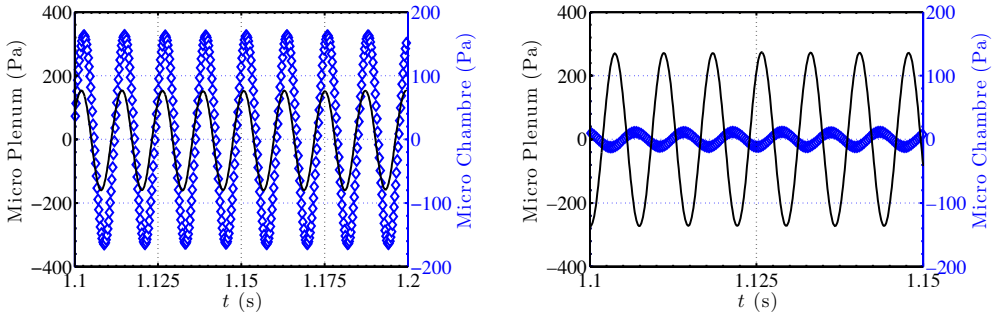


FIGURE 7.4 – *Amplitude de la pression acoustique mesurée par les deux microphones, Mic 1 et Mic 2, en fonction de la fréquence de forçage acoustique* f *pour une longueur de chambre de combustion* $L = 1.13\,\text{m}$.



(a) Mode quart d'onde à $f_1 = 82\,\text{Hz}$.

(b) Mode trois quart d'onde à $f_2 = 136\,\text{Hz}$.

FIGURE 7.5 – *Représentation de l'évolution temporelle de la pression acoustique mesurée dans le plenum (Mic 2 : −) et dans la chambre de combustion (Mic 1 : ◇) pour la fréquence $f_1 = 82\,\text{Hz}$ (Fig. 7.5(a)) et pour $f_2 = 136\,\text{Hz}$ (Fig. 7.5(b)), avec une chambre de combustion de longueur $L = 1.13\,\text{m}$.*

montre dans la suite que ces fréquences sont confondues pour cette longueur particulière de la chambre de combustion. La fréquence mesurée correspond au mode quart d'onde du foyer *DIFAV* identifié pour $L = 0.83\,\text{m}$ et dont la fréquence a chuté lorsque la taille de la chambre de combustion a augmenté ($L = 1.13\,\text{m}$). La réponse des microphones est en opposition de phase lorsque $f_2 = 136\,\text{Hz}$ et la fréquence a peu évolué par rapport aux mesures réalisées pour $L = 0.83\,\text{m}$. Ce mode est de type trois quarts d'onde. Le microphone, Mic 1, se situe à proximité du nœud de pression pour ce mode, ce qui explique la faible amplitude de la réponse mesurée dans la chambre pour les modes 2 et 3.

7.1.2 Amortissement

L'amortissement acoustique d'un ensemble de cavités est liée à la vitesse de l'écoulement dans ces cavités, à la température du gaz, à la nature des couches limites, à la formation de structure tourbillonnaires (Howe (1998)) et au rayonnement acoustique aux limites du système (Rienstra and Hirschberg (2011)). Dans notre étude, le débit d'air est fixé à $\dot{m}_a = 100\,\text{NL/min}$ avec $T_a = 293\,\text{K}$. On considère que le système se comporte comme un oscillateur harmonique amorti du second ordre :

$$\ddot{p} + 2\xi\omega_0\dot{p} + \omega_0^2 p = 0 \tag{7.1}$$

où ω_0 est la pulsation propre du système et le facteur d'amortissement ξ est défini par :

$$Q = \frac{1}{2\xi} \tag{7.2}$$

TABLEAU 7.1 – *Largeur à mi-hauteur Δf, facteur de qualité Q et taux d'amortissement α en fonction de la longueur de la chambre de combustion L, pour les deux premiers modes.*

	L	(m)	0.83	1.13
1er Mode	f_1	(Hz)	104	82
	Δf	(Hz)	18.2	11.8
	Q		5.9	7.0
	α_1	(s^{-1})	57.2	37.1
2nd Mode	f_2	(Hz)	144	136
	Δf	(Hz)	33.2	34.8
	Q		4.3	3.9
	α_2	(s^{-1})	104.3	109.3

où Q est le facteur de qualité donné par :

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f} \tag{7.3}$$

où Δf est la largeur à mi-hauteur du pic de résonance, à $f_0 = \omega_0/(2\pi)$, lorsque le carré de l'amplitude de la pression est tracé en fonction de la fréquence f. La solution de l'Eq. (7.1) est de la forme $p \simeq A(t)\exp(-\xi\omega_0 t)$ où $\alpha = \xi\omega_0$ correspond à :

$$\alpha = 2\pi\xi f_0 = \pi\Delta f \tag{7.4}$$

Le taux d'amortissement α est donc directement proportionnel à Δf.

Le taux d'amortissement α (Eq. (7.4)) est déterminé pour les deux configurations géométriques étudiées du foyer *DIFAV* et les deux premiers modes du système à partir des réponses acoustiques représentées aux Figs. 7.2 et 7.4. Les résultats des mesures sont synthétisés dans la Tab. 7.1. Le taux d'amortissement du premier mode α_1 est obtenu en interpolant les mesures du microphone Mic 1. Le taux α_2 est déterminé en interpolant les mesures du microphone Mic 2. On constate que le taux d'amortissement dépend du mode de résonance considéré (Tab. 7.1) et dans une moindre mesure de la géométrie du système. Pour simplifier le problème, on s'affranchit dans la suite de l'étude de cette dernière dépendance. Les taux d'amortissement sont fixés dans la suite de l'étude à $\alpha_1 = 47\,s^{-1}$ pour le premier mode et à $\alpha_2 = 107\,s^{-1}$ pour le second mode.

7.2 Modèle acoustique

L'évolution de la structure et de la fréquence des modes basses fréquences du brûleur *DIFAV* est étudiée lorsque la longueur de la chambre de combustion L varie. Cette étude permet d'identifier les paramètres qui pilotent la réponse

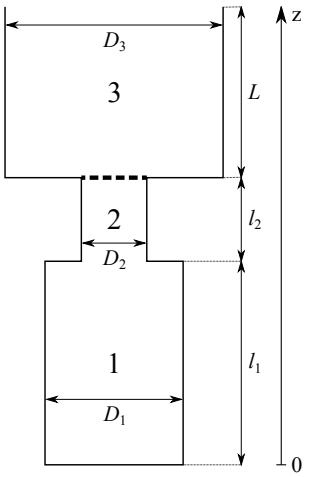


FIGURE 7.6 – *Représentation de la géométrie pour la modélisation acoustique du système DIFAV.*

acoustique du brûleur. Le modèle acoustique est ensuite utilisé pour déterminer les modes propres du système lorsque l'air est préchauffé et la chambre de combustion remplie de gaz brûlés. Cette identification des modes à chaud est nécessaire pour analyser la stabilité du système (Poinsot and Veynante (2005); Noiray et al. (2007); Durox et al. (2009)). Le modèle acoustique bas-ordre à trois cavités couplées décrit à la Sec. 6.2.1 est utilisé pour simuler la réponse du brûleur. Les solutions de l'équation $\det M = 0$ sont obtenues numériquement avec *Matlab* à partir de l'équation de dispersion Eq. (6.41).

7.2.1 Modèle géométrique

Le modèle géométrique idéalisé du banc *DIFAV* est représenté à la Fig. 7.6. Il est composé de trois cavités dont les dimensions sont issues de la géométrie réelle du foyer *DIFAV* (Fig. 7.1). La cavité (1) modélise le plenum de longueur $l_1 = 200 \times 10^{-3}$ m, de diamètre $D_1 = 110 \times 10^{-3}$ m et de volume $V_1 = 1.9 \times 10^{-3}$ m^3. Le tube d'injection de l'air représenté à la Fig. 3.18 est modélisé par la cavité (2) sur la Fig. 7.6 avec une longueur $l_2 = 55 \times 10^{-3}$ m et un diamètre équivalent $D_2 = 26 \times 10^{-3}$ m. La cavité (3) modélise la chambre de combustion de diamètre $D_3 = 140 \times 10^{-3}$ m et de longueur L. Les conditions aux limites appliquées au modèle sont un ventre de pression (paroi rigide) à l'entrée du plenum et un nœud de pression à la sortie de la chambre de combustion ($\zeta_3 = 0$). Le rayonnement acoustique à la sortie de la chambre de combustion est traité avec une correction d'extrémité en augmentant la longueur L de $0.4D_3$ (Rienstra and Hirschberg (2011)).

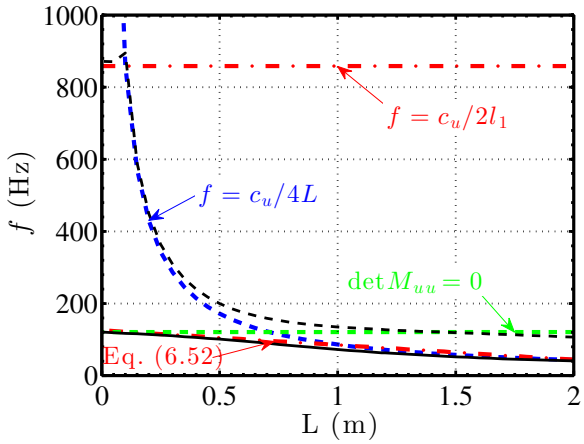


FIGURE 7.7 – *Evolution des deux premières fréquences propres du brûleur DIFAV à température ambiante, en fonction de la longueur de la chambre de combustion L. Les courbes en noir représentent les solutions de l'équation de dispersion Eq.* (6.41)*. Les courbes en couleur représentent les solutions analytiques de modèles simplifiés.*

7.2.2 Prévision des modes propres à froid

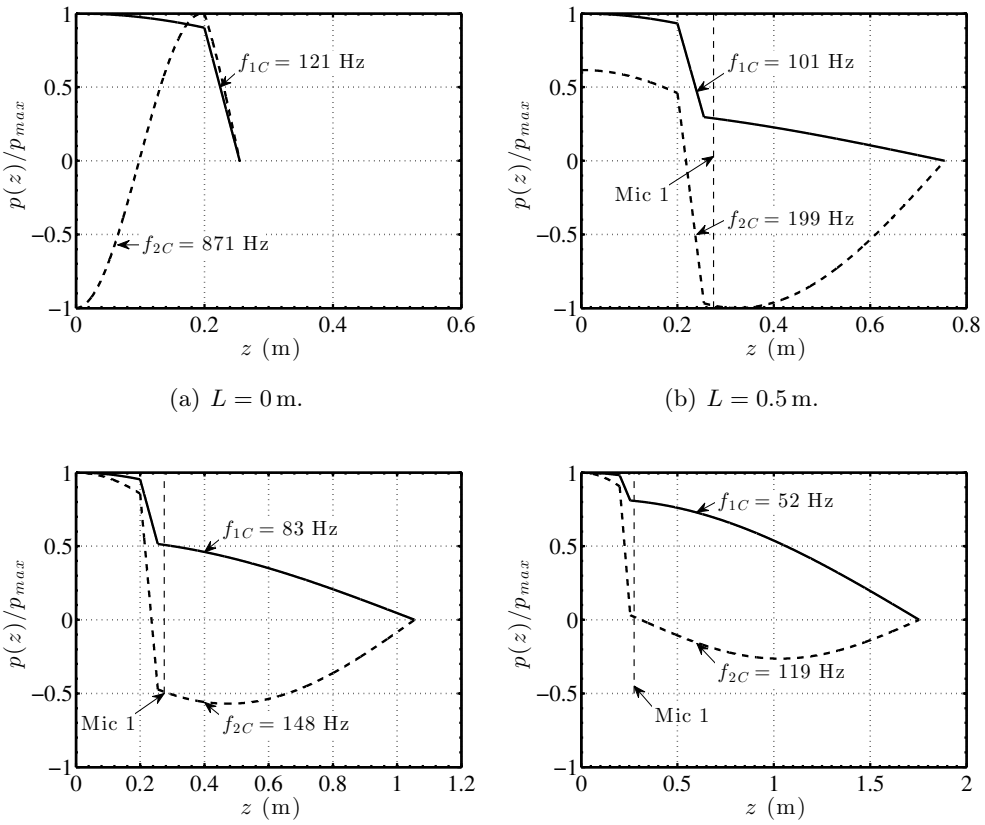
Les modes propres du système sont étudiés à froid sans combustion avec $T_1 = T_2 = T_3 = 293\,\mathrm{K}$ et $c = 343\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$. Le plenum et le tube d'injection sont découplés car l'indice de couplage $\Xi_1 = 0.06$ est faible (Schuller et al. (2012)). La chambre de combustion est également découplée du tube d'injection. L'indice de couplage acoustique vaut dans ces éléments $\Xi_3 = 0.04$.

Analyse des fréquences propres

La figure Fig. 7.7 représente l'évolution de la fréquence des deux premiers modes calculés lorsque la longueur de la chambre de combustion L varie. Le premier mode est représenté en trait plein noir et le second mode en pointillés noirs. La fréquence du premier mode f_{1C} décroît lentement lorsque la longueur L augmente. La fréquence du second mode est constante $f_{2C} \approx 870\,\mathrm{Hz}$ pour $L < 0.1\,\mathrm{m}$. Elle décroît ensuite fortement lorsque L augmente pour tendre vers une asymptote à $f_{2C} \approx 121\,\mathrm{Hz}$ lorsque $L \geq 1\,\mathrm{m}$. La structure du champ de pression de ces modes est représentée à la Fig. 7.8 lorsque $L = 0$, 0.5, 0.8 et $1.5\,\mathrm{m}$.

Nous analysons maintenant les paramètres géométriques qui pilotent les deux premières fréquences propres du système lorsque L varie :

- Lorsque $\boldsymbol{L \leq 0.1\ \mathrm{m}}$, le premier mode est le mode de Helmholtz du plenum et du tube d'injection. La structure du champ de pression est représentée à la Fig. 7.8(a) lorsque $L = 0\,\mathrm{m}$. Sa fréquence f_{1C} peut être



(a) $L = 0\,\text{m}$. (b) $L = 0.5\,\text{m}$.

(c) $L = 0.8\,\text{m}$. (d) $L = 1.5\,\text{m}$.

FIGURE 7.8 – *Représentation de la structure de la pression acoustique adimensionnée des deux premiers modes du foyer DIFAV, pour quatre longueurs de chambre de combustion L. La courbe en trait plein représente la structure du premier mode de fréquence f_{1C} et la courbe en pointillés la structure du second mode de fréquence f_{2C}.*

déterminée par l'Eq. (6.52). Le second mode est de type trois quarts d'onde comme le montre la Fig. 7.8(a). Le fort découplage acoustique du plenum et du tube d'injection ($\Xi_1 = 0.04$) implique que la fréquence f_{2C} est pilotée par la fréquence du mode demi-onde du plenum $f = c_u/2l_1 = 858\,\text{Hz}$. La fréquence f_{1C} est donc pilotée par la géométrie du plenum et du tube d'injection. La fréquence f_{2C} est uniquement pilotée par la longueur l_1 du plenum.

- Lorsque $\mathbf{0.1\ m < L \leq 0.5\ m}$, le premier mode est représenté à la Fig. 7.8(b) pour $L = 0.50\,\text{m}$. Sa fréquence f_{1C} peut être calculée avec un bon accord (Fig. 7.7) avec l'expression Eq. (6.52). Le second mode représenté à la Fig. 7.8(b) pour $L = 0.50\,\text{m}$ est de type trois quarts d'onde. Le fort découplage de la chambre de combustion ($\Xi_3 = 0.04$) implique que la fréquence f_{2C} est pilotée par la fréquence du mode quart d'onde de la chambre de combustion $f = c_u/4L$. La fréquence f_{1C} du premier mode dépend de toute la géométrie du banc *DIFAV* d'après l'Eq. (6.52), alors que la fréquence du second mode dépend uniquement de la longueur L de la chambre de combustion.

- Lorsque $\mathbf{0.5\ m < L \leq 1.0\ m}$, la structure des modes représentée à la Fig. 7.8(c) pour $L = 0.80\,\text{m}$ est identique aux cas précédent. La fréquence du premier mode f_{1C} peut être calculée avec un bon accord (Fig. 7.7) avec l'expression Eq. (6.52). La fréquence f_{2C} du second mode ne peut pas être déterminée par une relation simple. Ces fréquences dépendent de la géométrie complète du système.

- Lorsque $\mathbf{1.0\ m \leq L \leq 2.0\ m}$, la fréquence f_{1C} du premier mode est pilotée par la fréquence du mode quart d'onde de la chambre de combustion. Cette fréquence peut également être déterminée par l'Eq. (6.52). La fréquence du second mode f_{2C} peut être approximée par la solution de l'Eq. (6.46) qui dépend uniquement des cavités (1) et (2). La fréquence f_{1C} du premier mode dépend peu de la longueur L, tandis que la fréquence du second mode f_{2C} tend vers une asymptote indépendante de la géométrie de la chambre de combustion.

Cette analyse montre que la structure du premier mode de ce système est de type quart d'onde et que la structure du second mode est de type trois quarts d'onde. La fréquence f_{1C} peut être déterminée par l'Eq. (6.52) pour toutes les longueurs L de chambre étudiées.

Comparaison avec l'expérience

L'évolution de la fréquence propre des deux premiers modes lorsque $0.5\,\text{m} \leq L \leq 1.25\,\text{m}$ est représentée à la Fig. 7.9 en tenant compte de la correction d'extrémité à la sortie de la chambre de combustion. Les courbes représentent

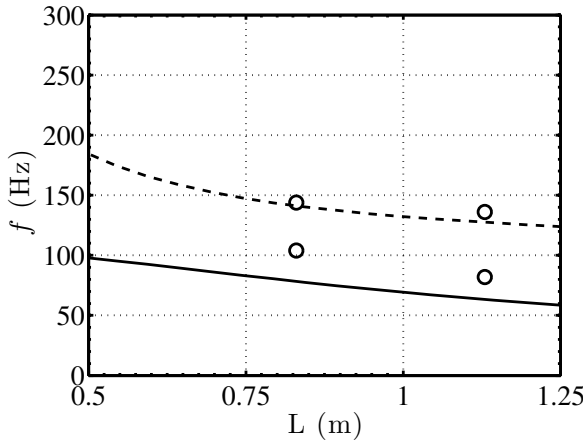
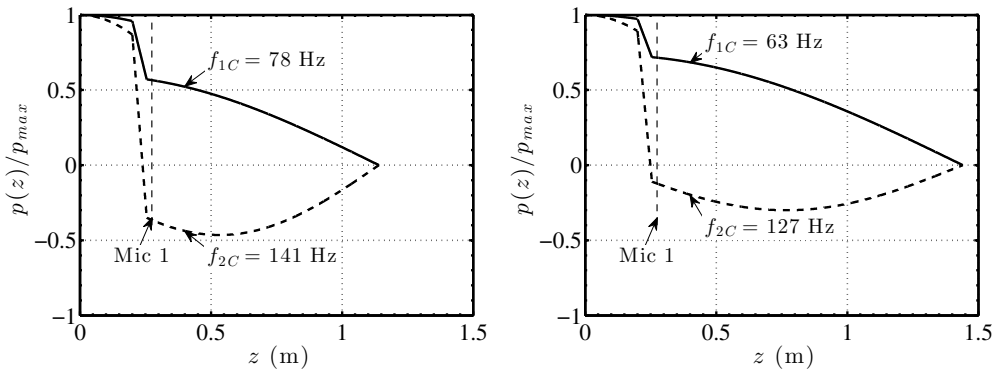


FIGURE 7.9 – *Evolution des deux premières fréquences propres du brûleur DIFAV rempli d'air, à température ambiante, en fonction de la longueur L de la chambre de combustion. Les courbes noires représentent les solutions de l'équation de dispersion Eq.* (6.41). *Les symboles représentent les fréquences propres mesurées pour* $L = 0.83\,\mathrm{m}$ *et* $L = 1.13\,\mathrm{m}$.

les solutions de l'Eq. (6.41) et les symboles les fréquences propres déterminées expérimentalement (Sec. 7.1.1). Les prévisions sont en bon accord avec les mesures. La structure des modes est représentée à la Fig. 7.10 pour une chambre de longueur $L = 0.83\,\mathrm{m}$ et $L = 1.13\,\mathrm{m}$. La structure du premier mode est de type quart d'onde et la structure du second mode est de type trois quarts d'onde pour ces deux longueurs de chambre de combustion. La position du microphone Mic 1 dans la chambre de combustion est représentée par des pointillés verticaux. Le microphone Mic 2 se situe dans le plenum à l'abscisse 0. Les fluctuations de pression enregistrées par ces microphones sont en phase avec une amplitude importante pour le premier mode d'après la Fig. 7.10. Elles sont en opposition de phase pour le second mode. Lorsque $L = 0.83\,\mathrm{m}$ (Fig. 7.10(a)), l'amplitude du signal de pression enregistrée par le microphone Mic 1 est importante pour le second mode. Lorsque $L = 1.13\,\mathrm{m}$ (Fig. 7.10(a)), cette amplitude est très faible lorsque le second mode est excité car le microphone Mic 1 se situe près d'un nœud de pression. Ces résultats sont en accord avec les réponses modales des Figs. 7.3 et 7.5 mesurées sur le banc *DIFAV*.

7.2.3 Prévisions des modes propres à chaud sans flamme

Des calculs acoustiques avec la chambre de combustion remplie de gaz chauds sont maintenant menés afin d'examiner les modes qui peuvent être excités lors d'instabilités de combustion. La température des gaz du modèle acoustique est prise égale à $T_u = T_1 = T_2 = 443\,\mathrm{K}$ dans le plenum et le tube d'injection et elle est fixée à $T_b = T_3 = 1600\,\mathrm{K}$ pour les gaz brûlés dans la chambre de combustion.



(a) $L = 0.83\,\mathrm{m}$. (b) $L = 1.13\,\mathrm{m}$.

FIGURE 7.10 – *Représentation de la structure de la pression acoustique adimensionnée des deux premiers modes du foyer DIFAV, rempli d'air à température ambiante pour (a)* $L = 0.83\,\mathrm{m}$ *et (b)* $L = 1.13\,\mathrm{m}$.

Les deux premières fréquences propres calculées lorsque L varie sont représentées par des lignes en rouge à la Fig. 7.11. Les courbes noires représentent les fréquences propres calculées à froid. L'augmentation de la température engendre une augmentation de la fréquence des deux premiers modes. Lorsque $L = 0.83\,\mathrm{m}$, la première fréquence propre $f_{1C} = 78\,\mathrm{Hz}$ à froid devient $f_{1H} = 135\,\mathrm{Hz}$ à chaud. Lorsque $L = 1.13\,\mathrm{m}$, la première fréquence propre $f_{1C} = 63\,\mathrm{Hz}$ à froid devient $f_{1H} = 125\,\mathrm{Hz}$ à chaud. Les structures des deux premiers modes à basse fréquence sont représentées à la Fig. 7.12 lorsque $L = 0.83\,\mathrm{m}$ et $L = 1.13\,\mathrm{m}$. Ces structures semblables à celles des modes à froid sont légèrement décalées.

Conclusion

Une étude expérimentale des modes propres acoustiques du foyer *DIFAV* a été menée à froid, sans combustion, pour deux longueurs L de la chambre de combustion. L'étude des signaux mesurés par deux microphones placés dans le plenum et dans la chambre de combustion a permis de déterminer les deux premières fréquences propres du système et la structure de ces modes. La structure du premier mode s'apparente à un mode de type quart d'onde et le second à un mode de type trois quarts d'onde. En considérant le système comme un oscillateur harmonique amorti, le taux d'amortissement α a été déterminé expérimentalement pour ces deux modes acoustiques lorsque $L = 0.83$ et $1.13\,\mathrm{m}$. Ce taux d'amortissement dépend du mode considéré et dans une moindre mesure de la géométrie du système. Des valeurs moyennes ne tenant pas compte de la géométrie du système sont choisies. Il vaut $\alpha_1 \approx 47\,\mathrm{s}^{-1}$ pour le premier mode et $\alpha_2 \approx 107\,\mathrm{s}^{-1}$ pour le second mode.

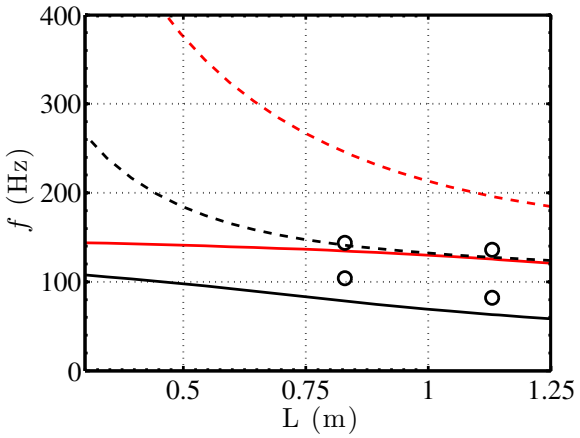
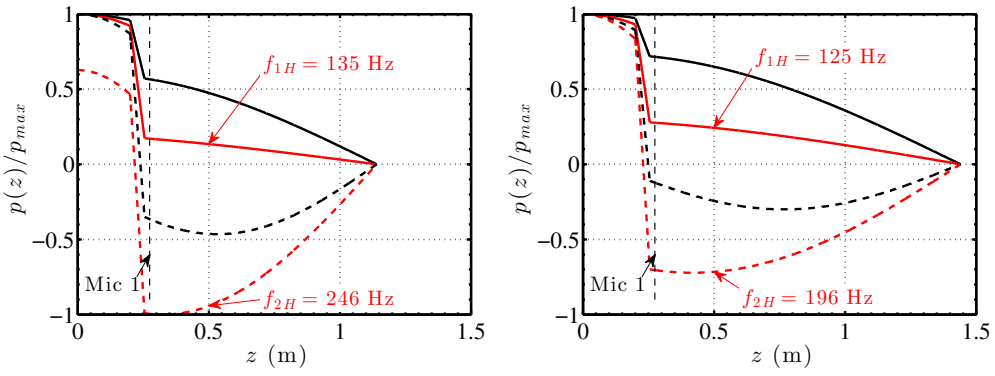


FIGURE 7.11 – *Evolution des deux premières fréquences propres du brûleur DIFAV en fonction de la longueur L de la chambre de combustion. Les courbes en noir sont les solutions de l'équation de dispersion Eq.* (6.41) *pour* $T_1 = T_2 = T_3 = 293\,\mathrm{K}$. *Les courbes en rouge sont les solutions de l'Eq.* (6.41) *lorsque* $T_1 = T_2 = 443\,\mathrm{K}$ *et* $T_3 = 1600\,\mathrm{K}$. *Les symboles représentent les fréquences propres mesurées pour* $L = 0.83\,\mathrm{m}$ *et* $L = 1.13\,\mathrm{m}$, *avec de l'air à température ambiante.*



(a) $L = 0.83\,\mathrm{m}$. (b) $L = 1.13\,\mathrm{m}$.

FIGURE 7.12 – *Représentation de la structure de la pression acoustique adimensionnée des deux premiers modes du foyer DIFAV lorsque (a)* $L = 0.83\,\mathrm{m}$ *et (b)* $L = 1.13\,\mathrm{m}$. *Les courbes noires sont obtenues pour* $T_1 = T_2 = T_3 = 293\,\mathrm{K}$ *et les courbes rouges pour* $T_1 = T_2 = 463\,\mathrm{K}$ *et* $T_3 = 1600\,\mathrm{K}$.

La réponse modale du brûleur *DIFAV* a été modélisée par un système de trois cavités couplées, dans lequel la chambre de combustion est fortement découplée du reste du système. Cette modélisation a permis d'étudier l'évolution de la fréquence et la structure des deux premiers modes lorsque la longueur L de la chambre de combustion varie. Les principales grandeurs qui pilotent les fréquences propres ont été identifiées. Les résultats de ces calculs sont en bon accord avec les mesures.

Le modèle a été étendu aux conditions de fonctionnement en température du foyer *DIFAV* lorsqu'il y a combustion. L'étude des fréquences propres met en évidence une augmentation de ces fréquences lorsque la température du foyer augmente. Pour les longueurs de chambre de combustion considérées dans les expériences, la structure du premier mode est de type quart d'onde et la structure du second mode est de type trois quarts d'onde. Ces éléments sont utilisés dans le chapitre 11 pour l'analyse de stabilité thermo-acoustique du foyer *DIFAV*.

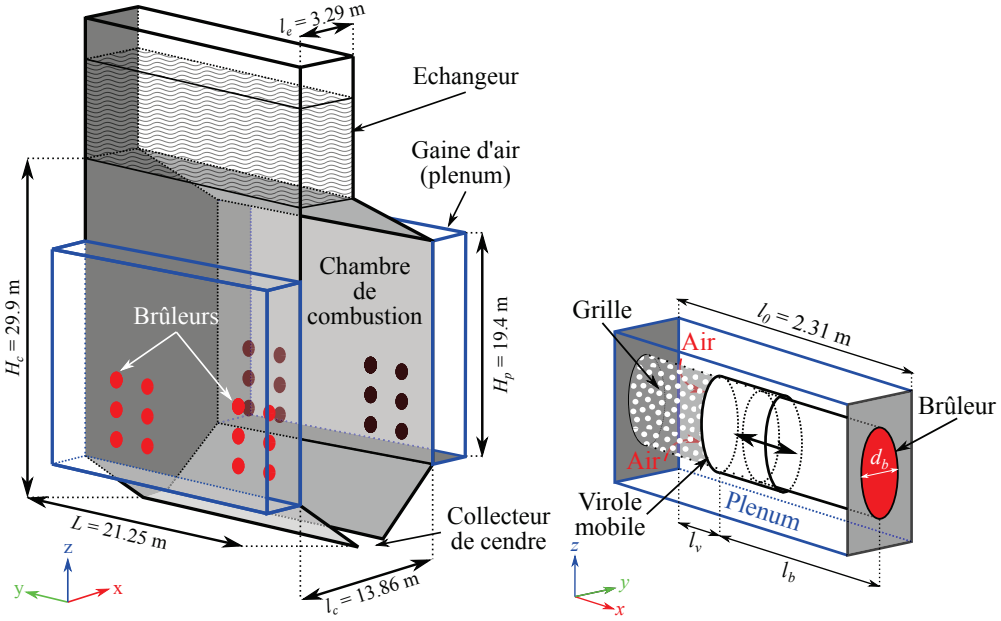
Chapitre 8

Acoustique du foyer EDF

Les centrales thermiques EDF sont sensibles aux instabilités de combustion basses fréquences. Des mesures menées par Lottiaux and Lafon (2011); Teil (2011) sur la tranche 3 de Cordemais ont permis de détecter des vibrations de grande amplitude associées à une fréquence de 3 Hz. L'objectif de ce chapitre est de réaliser une analyse acoustique des modes basses fréquences de la chaudière de Cordemais dans les conditions opératoires et de déterminer leurs sensibilités à la géométrie de l'installation et aux conditions limites acoustiques. Les modes acoustiques sont déterminés avec *COMSOL Multiphysics* sur une géométrie simplifiée 2D. L'analyse est limitée aux cinq premiers modes de l'installation dans la gamme des basses fréquences. Dans la Sec. 8.1, la géométrie de la chaudière et les différentes configurations étudiées sont décrites. Les fréquences et la structure des premiers modes apparaissant à basse fréquence sont déterminées pour la configuration de référence dans la Sec. 8.2. Une analyse de la structure de ces modes permet d'identifier la nature des modes et de déterminer leurs fréquences propres par des relations simplifiées. Une analyse de sensibilité de ces modes est ensuite conduite dans la Sec. 8.3 en fonction des conditions aux limites au niveau de la sortie de la chaudière. L'impact d'éléments comme les OFA (Overfire Air) ou la longueur d'ouverture des viroles l_v est également analysé.

8.1 Modèle numérique de la chaudière

Des vues isométriques de la chaudière EDF et d'un brûleur sont représentées à la Fig. 8.1. La chaudière de profondeur uniforme $L = 21.25\,\mathrm{m}$ se compose de deux plenums reliés à la chambre de combustion par 24 brûleurs GRC (Fig. 2.1) représentés par des disques rouges à la Fig. 8.1(a). Les deux plenums correspondent aux gaines d'air qui alimentent les brûleurs avec de l'air préchauffé à $T_u = 611\,\mathrm{K}$ (Tableau 2.1). La chambre de combustion a une température moyenne estimée à $T_b = 1500\,\mathrm{K}$. Les gaz brûlés sortent de la chaudière à travers un échangeur à tubes d'eau de largeur $l_e = 3.29\,\mathrm{m}$. Les cendres sont récupé-



(a) Schéma de la chaudière EDF.

(b) Schéma d'un brûleur GRC avec la virole mobile.

FIGURE 8.1 – *Représentation en vue isométrique de (a) la chaudière EDF et (b) d'un schéma brûleur GRC.*

rées au niveau du cendrier de 0.35 m de largeur situé en bas de la chaudière. Les brûleurs ont un diamètre $d_b = 1.22$ m et une longueur l_b indiqués à la Fig. 8.1(b). Cette longueur dépend de l'ouverture l_v d'une virole mobile. La virole se situe en amont de chaque brûleur et permet d'équilibrer le débit d'air entre les deux circuit d'air en occultant la grille d'arrivée d'air sur une longueur l_v comprise entre $0 < l_v < 0.4$ m. La longueur effective du brûleur est $l_b = l_0 - l_v$.

L'étude acoustique est conduite sur une chaudière générique représentée à la Fig. 8.2 reprenant les principales dimensions de la chaudière EDF (Fig. 8.1(a)) mais avec deux brûleurs génériques. Ces brûleurs possèdent des dimensions équivalentes aux 12 brûleurs installés sur chaque face de la centrale avec une section totale $S_b = L \times h_b = 14.04\,\text{m}^2$ où $h_b = 0.66$ m est la hauteur du brûleur générique selon l'axe verticale z. L'axe des brûleurs génériques est situé au niveau de l'axe des brûleurs du deuxième étage de la centrale réelle, à une hauteur de 9.2 m par rapport au bas de la chaudière. La géométrie de la chaudière générique étant indépendante de la profondeur selon l'axe y, l'analyse détaillée de la réponse acoustique du foyer est menée sur une coupe transverse selon le plan xz de la Fig. 8.2. Le schéma de la coupe du système selon le plan xz est représenté à la Fig. 8.3. La condition limite acoustique au niveau du récupérateur de cendre est considérée ouverte à l'atmosphère. Il s'agit donc, du point de vue acoustique, d'un nœud de pression (condition dite « ouverte »). La section de

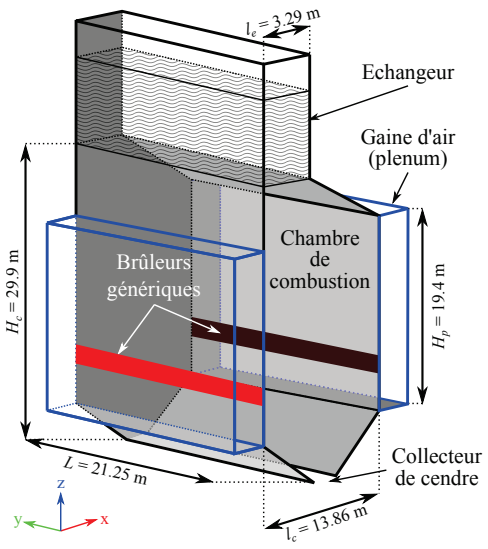


FIGURE 8.2 – *Schéma de la chaudière générique.*

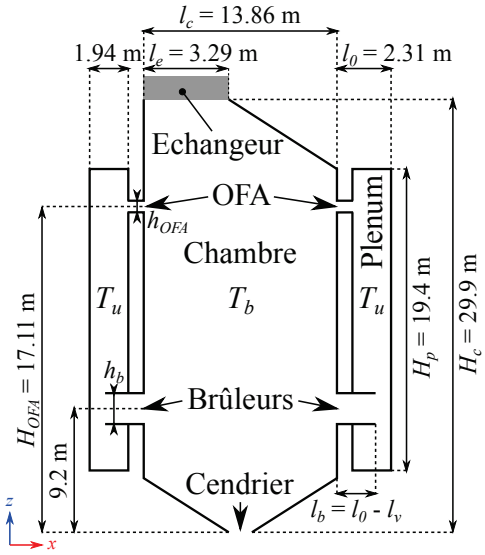


FIGURE 8.3 – *Géométrie et principales dimensions du domaine de calculs.*

passage du cendrier est cependant très petite par rapport à la taille du système. Elle a donc très peu d'influence sur les modes basses fréquences de l'installation. La chaudière débouche également à son sommet sur un échangeur de chaleur. La section de sortie a une largeur $l_e = 3.29\,\text{m}$ assez importante par rapport à la largeur $l_c = 13.86\,\text{m}$ de la chaudière. La réponse acoustique de cette section de sortie est donc plus difficile à déterminer. Des simulations ont été réalisées pour deux cas extrêmes permettant de mettre en évidence l'influence de cette condition sur les principaux modes basses fréquences de l'installation. Elles sont désignées dans la suite par « ouverte » (nœud de pression) lorsqu'une condition sur la pression est imposée dans cette section ou par « fermée » lorsqu'une condition sur la vitesse acoustique est imposée (nœud de vitesse).

Certaines centrales possèdent des OFA (Overfire Air) qui sont installés dans la partie supérieure de la chaudière entre les gaines d'air et la chambre de combustion (Teil (2011)). Ces OFA sont également représentés à la Fig. 8.3. Les OFA permettent d'apporter des gaz frais et de réaliser une combustion étagée de type RQL « rich-burn/quick-quench/lean-burn » (Lefebvre and Ballal (2010)) et ainsi de diminuer la production de NOx. Deux OFA génériques représentés à la Fig. 8.3 de hauteur $h_{OFA} = 0.19\,\text{m}$ et de longueur $l_{OFA} = 0.37\,\text{m}$ sont situés selon l'axe y sur toute la profondeur L de la chambre selon le même principe que les brûleurs génériques. Ces OFA génériques possèdent des dimensions équivalentes aux quatre OFA de section $A_{OFA} = 4\,\text{m}^2$ installés sur chaque face de la centrale. L'axe des OFA génériques est situé dans ces simulations à une hauteur $H_{OFA} = 17.11\,\text{m}$ par rapport au bas de la chaudière comme indiqué sur la Fig. 8.3. Des simulations ont été réalisées sans et avec les OFA. Toutes

TABLEAU 8.1 – *Paramètres des différentes configurations de calcul. Une condition « ouverte » indique qu'on a imposé une pression acoustique nulle. Une condition « fermée » indique qu'on a imposé une vitesse acoustique nulle.*

Configuration	A	B	C	D	E
Echangeur	fermée	fermée	ouvert	ouvert	fermée
Récupérateur	ouvert	ouvert	ouvert	ouvert	ouvert
l_v (m)	0.4	0.2	0.4	0.2	0.4
OFA	non	non	non	non	oui

les configurations étudiées par la suite sont résumées dans le Tableau 8.1.

Le maillage du domaine de calcul 2D est non structuré et comprend environ 23700 éléments triangulaires avec une taille maximale de maille de 0.299 m. Celui-ci a été raffiné proche des changements de section et notamment au niveau des brûleurs. Le maillage a très peu d'influence sur les résultats des différentes simulations conduites. Seuls les résultats obtenus sur le maillage le plus raffiné sont présentés dans ce document.

8.2 Analyse des modes à basse fréquence de la chaudière

L'analyse des modes basses fréquences qui se développent dans la chaudière est réalisée en considérant la configuration A qui sert de référence (Tableau 8.1). Les cinq premiers modes basses fréquences qui se développent dans la coupe de la chaudière (Fig. 8.3) sont analysés ci-desssous. Leurs fréquences et leurs structures sont indiquées dans le Tableau 8.2. Les modes basses fréquences qui peuvent se développer selon l'axe y de la chaudière générique (Fig. 8.3) sont ensuite déterminés analytiquement.

TABLEAU 8.2 – *Synthèse des fréquences et du type de mode observé dans les simulations de la configuration A.*

N° du mode	Type de mode	Fréquence en Hz
1	Helmholtz	3.82
2	Plenum/Plenum	5.28
3	Plenum/Chambre	6.08
4	Plenum	12.93
5	Chambre	17.04

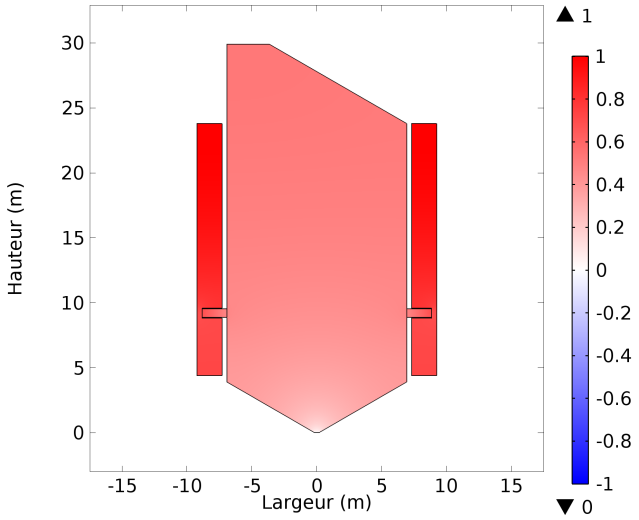


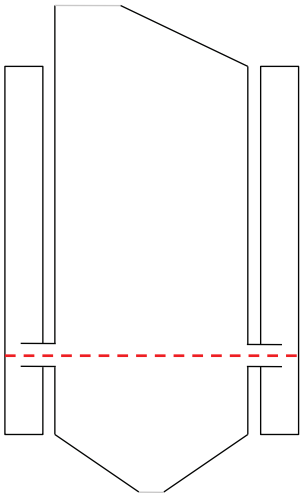
FIGURE 8.4 – *Représentation du champ de pression acoustique du mode 1 associé au mode de Helmholtz de fréquence* $f_1^{co} = 3.82\,\text{Hz}$ *(configuration A : condition limite de type fermé au niveau de l'échangeur).*

Mode 1

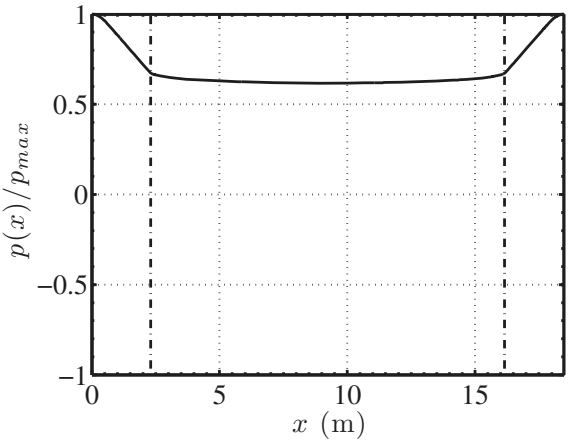
La figure Fig. 8.4 représente le champ de pression acoustique adimensionné par la pression maximale atteinte dans la chaudière pour le premier mode à une fréquence $f_1^{co} = 3.82\,\text{Hz}$. Ce mode met en évidence un mouvement d'ensemble de l'air dans les plenums et la chambre de combustion où la fluctuation de pression est faible. La figure Fig. 8.5(b) représente l'amplitude adimensionnée de la pression tracée selon l'abscisse représentée sur la Fig. 8.5(a). Cette évolution de la pression acoustique est caractéristique d'un mode de Helmholtz des plenums à travers les brûleurs. Le changement de section important au niveau du récupérateur de cendre engendre du point de vue acoustique une impédance élevée. Cette configuration géométrique est similaire à celle étudiée dans la Sec. 6.4 où le mode de Helmholtz d'un système à trois cavités est associé à la plus petite des cavités. Il s'agit ici des deux plenums. La fréquence $f_{he}^{th} = 3.04\,\text{Hz}$ de ce mode est déterminée analytiquement à l'aide de l'Eq. (6.59) où $V_1 = 1.549 \times 10^3\,\text{m}^3$ est le volume des deux plenums, $V_3 = 7.559 \times 10^3\,\text{m}^3$ est le volume de la chambre de combustion, $S_2 = 2S_b = 28.08\,\text{m}^2$ et $l_2 = l_b = 1.91\,\text{m}$. La fréquence f_{he}^{th} est proche de celle issue de la simulation f_1^{co}. Ce type de mode génère de très fortes variations de la pression à basse fréquence dans les plenums avec des amplitudes élevées. La fréquence de ce mode est donnée par l'Eq. (6.59) :

$$f_{he}^{th} = \frac{c_u}{2\pi}\left(\frac{2S_b}{V_1 l_b}\left(1 + \frac{V_1}{V_3}\right)\right)^{1/2} \tag{8.1}$$

Cette expression indique que ce mode peut être modifié en changeant le volume des plenums ou celui de la chambre de combustion.



(a) Représentation de l'abscisse x d'analyse de la pression pour le mode de Helmholtz.



(b) Représentation de l'amplitude adimensionnée de l'onde de pression du mode 1 de fréquence $f_1^{co} = 3.82$ Hz le long de l'abscise x. Les droites $(- \cdot -)$ représentent la position de la sortie des brûleurs.

FIGURE 8.5 – *Représentation de l'onde de pression du mode 1 de type Helmholtz associée à la fréquence f_1^{co} (configuration A : CL échangeur type fermée).*

Mode 2

Le champ de pression du second mode de fréquence $f_2^{co} = 5.28$ Hz est représenté à la Fig. 8.6. La pression acoustique est nulle dans la chambre alors qu'elle est maximale dans l'un des plenums et minimale dans l'autre. Il s'agit donc d'un mode couplé entre les plenums et la chambre. L'amplitude adimensionnée de la pression est tracée à la Fig. 8.7(b) selon l'abscisse curviligne représenté à la Fig. 8.7(a) de longueur $L_{pp} \approx 47$ m. Sa structure est associée à un mode de type demi-onde établi entre les deux plenums avec une fréquence donnée par :

$$f_2^{co} \approx f_{pp}^{th} = \frac{c_{pp}}{2L_{pp}} \tag{8.2}$$

où la vitesse du son c_{pp} le long du chemin indiqué à la Fig. 8.7(a) est donnée par :

$$c_{pp} = \left(1 - \frac{l_c}{L_{pp}}\right) c_u + \frac{l_c}{L_{pp}} c_b \tag{8.3}$$

où $c_u = 495\,\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ est la vitesse du son dans les gaz frais à la température T_u et $c_b = 776\,\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ est la vitesse du son dans les gaz brûlés. On obtient alors une vitesse du son $c_{pp} = 578\,\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ et une fréquence théorique $f_{pp}^{th} = 6.15$ Hz proche de la fréquence f_2^{co} obtenue par simulation. Le calcul de la fréquence théorique f_{pp}^{th} correspond à une approximation unidimensionnelle de la situation qui ne prend pas en compte les sauts de sections du système. Ceci explique l'écart observé avec la solution issue de *COMSOL Multiphysics*.

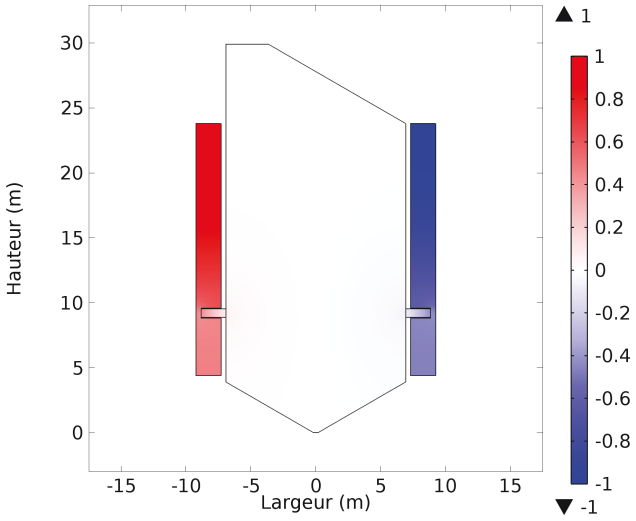
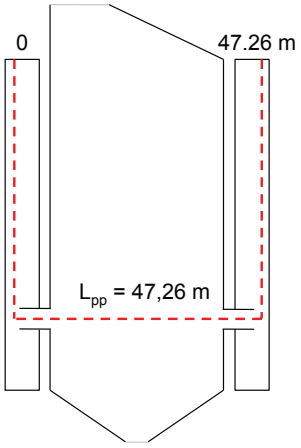
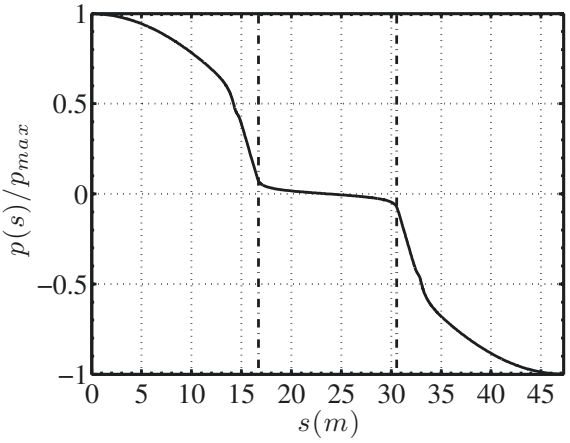


FIGURE 8.6 – *Représentation du champ de pression acoustique du mode 2 associé au mode plenum/plenum de fréquence $f_2^{co} = 5.28\,\text{Hz}$ (configuration A : CL échangeur type fermé).*



(a) Représentation de l'abscisse curviligne s d'analyse de la pression pour le mode plenum/plenum.



(b) Représentation de l'amplitude adimensionnée de l'onde de pression du mode 2 de fréquence $f_2^{co} = 5.28$ Hz le long de l'abscise curviligne s. Les droites $(- \cdot -)$ représentent la position de la sortie des brûleurs.

FIGURE 8.7 – *Représentation de l'onde de pression du mode 2 de type plenum/plenum associée à la fréquence f_2^{co} (configuration A : CL échangeur type fermé).*

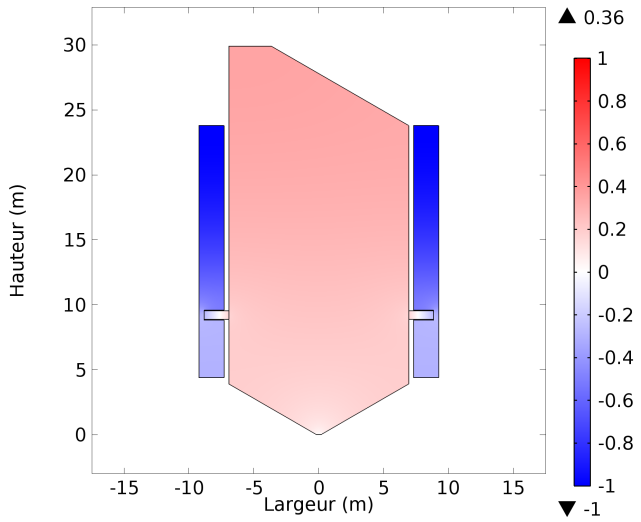


FIGURE 8.8 – *Représentation du champ de pression acoustique du mode 3 associé au mode plenum/chambre de fréquence* $f_3^{co} = 6.08\,\text{Hz}$ *(configuration A : CL échangeur type fermé).*

Mode 3

La figure Fig. 8.8 représente le champ de pression du mode 3 caractérisé par une fréquence $f_3^{co} = 6.08\,\text{Hz}$ dans la simulation. La pression acoustique est minimale dans les plenums et maximale au niveau de la sortie haute de la chaudière. L'amplitude adimensionnée de la pression est tracée sur la Fig. 8.9(b) suivant l'abscisse curviligne représentée sur la Fig. 8.9(a) de longueur $L_{pc} = 39.03\,\text{m}$. Il s'agit donc d'un mode de type demi-onde établi entre le plenum et la chambre de combustion dont la fréquence est donnée par :

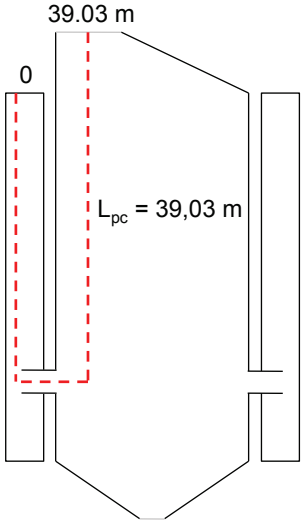
$$f_3^{co} \approx f_{pc}^{th} = \frac{c_{pc}}{2L_{pc}} \tag{8.4}$$

où $c_{pc} = 650\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ est la vitesse moyenne du son le long de l'abscisse curviligne représenté sur la Fig. 8.9(a). On obtient alors une fréquence théorique $f_{pc}^{th} = 8.33\,\text{Hz}$ proche de la fréquence f_3^{co} obtenue par simulation. L'écart de fréquence a la même origine que pour le mode 2.

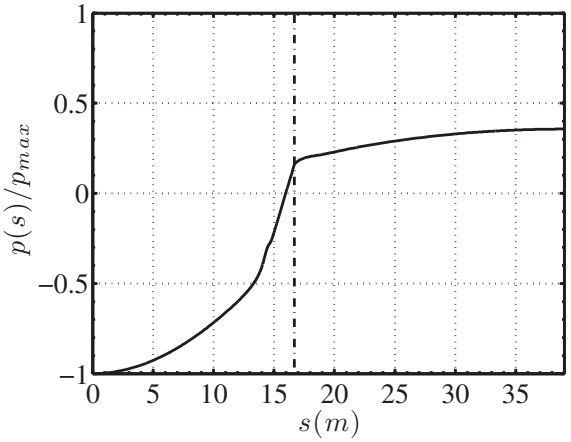
Les modes 1, 2 et 3 sont des modes basses fréquences qui dépendent fortement de la géométrie et des conditions limites au niveau des plenums, des brûleurs et de la chambre de combustion. Examinons désormais les deux modes suivants qui correspondent à des modes de cavités simples.

Mode 4

Le champ de pression du quatrième mode, qui a pour fréquence $f_4^{co} = 12.93\,\text{Hz}$, est représenté sur la Fig. 8.10. La pression acoustique dans la chambre est dans



(a) Représentation de l'abscisse curviligne s d'analyse de la pression pour le mode plenum/chambre.



(b) Représentation de l'amplitude adimensionnée de l'onde de pression du mode 3 à $f_3^{co} = 6.08$ Hz le long de l'abscisse curviligne s. La droite $(- \cdot -)$ représente la position de la sortie du brûleur.

FIGURE 8.9 – *Représentation de l'onde de pression du mode 3 de type plenum/chambre associée à la fréquence f_{pc} (configuration A : CL échangeur type fermé).*

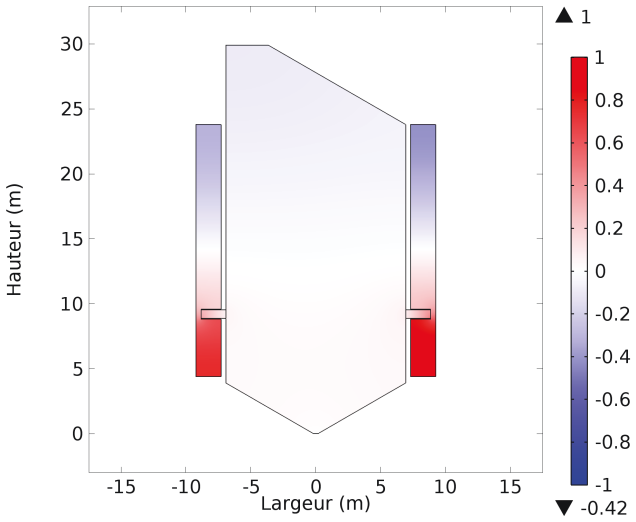


FIGURE 8.10 – *Représentation du champ de pression acoustique du mode 4 associé au mode longitudinal des plenums de fréquence $f_4^{co} = 12.93$ Hz (configuration A : CL échangeur type fermé).*

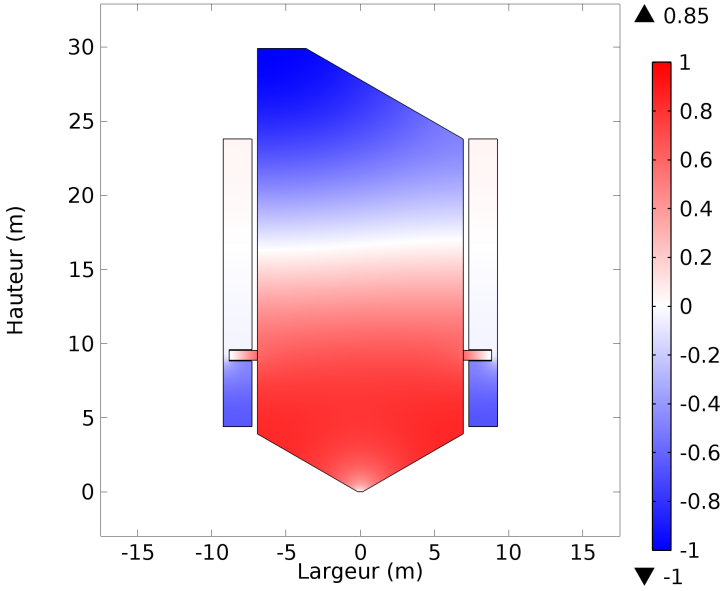


FIGURE 8.11 – *Représentation du champ de pression acoustique du mode 5 associé au mode longitudinal de la chambre de fréquence* $f_5^{co} = 17.04\,\mathrm{Hz}$ *(configuration A : CL échangeur type fermé).*

ce cas très faible alors qu'elle passe d'un maximum à un minimum suivant la hauteur des plenums. Il s'agit donc du premier mode de chaque plenum isolé. Sa structure correspond à un mode demi-onde s'établissant entre les deux extrémités des plenums dont la fréquence est donnée par :

$$f_4^{co} \approx f_p^{th} = \frac{c_u}{2H_p} \tag{8.5}$$

où $c_u = 495\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ est la vitesse du son dans les gaz frais du plenum à la température $T_u = 611\,\mathrm{K}$ et $H_p = 19.4\,\mathrm{m}$ la hauteur du plenum. On obtient alors une fréquence théorique $f_p^{th} = 12.8\,\mathrm{Hz}$ en accord avec la fréquence f_4^{co} obtenue par simulation.

Mode 5

La figure Fig. 8.11 représente le champ de pression du mode 5 caractérisé par une fréquence $f_5^{co} = 17.04\,\mathrm{Hz}$ dans la simulation. La pression acoustique est faible dans les plenums et passe d'un maximum à un minimum suivant la direction verticale de la chambre. Comme indiqué dans la Sec. 8.1, nous remarquons que la condition limite au niveau du récupérateur de cendres en bas de la chaudière a très peu d'influence et peut se modéliser comme une condition limite acoustique de type fermée quelques mètres plus haut. La structure de ce mode correspond à un mode demi-onde de la chambre dont la fréquence est donnée

par :

$$f_5^{co} \approx f_c^{th} = \frac{c_b}{2H_c} \tag{8.6}$$

où $c_b = 776\,\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ est la vitesse du son dans les gaz brûlés de la chambre de combustion à la température $T_b = 1500\,\mathrm{K}$ et $H_c = 24\,\mathrm{m}$ est la longueur effective de la chambre pour obtenir un canal de type « fermé/fermé ». On obtient alors une fréquence théorique $f_c^{th} = 16.17\,\mathrm{Hz}$ proche de la fréquence f_5^{co} issue de la simulation.

Modes transverses

Des modes basses fréquences peuvent également se développer selon l'axe y de la chaudière (Fig. 8.3). Ces modes sont de type demi-onde. La fréquence du premier de ces modes dans le plenum est donnée par :

$$f_{pt}^{th} = \frac{c_u}{2L} \tag{8.7}$$

où $c_u = 495\,\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ est la vitesse du son dans les gaz frais. On obtient alors une fréquence théorique $f_{pt}^{th} = 11.6\,\mathrm{Hz}$. Le premier mode demi-onde dans la chambre de combustion a une fréquence :

$$f_{ct}^{th} = \frac{c_b}{2L} \tag{8.8}$$

où $c_b = 776\,\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ est la vitesse du son dans les gaz brûlés. On obtient alors une fréquence $f_{ct}^{th} = 18.3\,\mathrm{Hz}$. Ces modes génèrent une fluctuation de pression acoustique qui n'est pas en phase sur toute la longueur L des injecteurs génériques. Les instabilités thermo-acoustiques qui pourraient se développer seront donc moins importantes que lorsque la fluctuation de la pression acoustique est en phase sur toute la longueur L des injecteurs.

Synthèse

Nous avons mis en évidence dans cette section la structure des cinq premiers modes basses fréquences qui se développent dans le plan xz de la chaudière générique. Pour chacun des modes un modèle simplifié pilotant sa fréquence et sa structure a été proposé. Une synthèse est présentée dans le tableau 8.3. Il est peu probable que le mode 4 de type plenum soit excité par un couplage thermo-acoustique puisque la flamme n'est pas située dans une zone avec des fluctuations importantes de la vitesse acoustique pour ce mode.

Dans le système plenums/chambre, des modes de type demi-onde se développent selon l'axe transverse y. Sa fréquence est comprise entre les fréquences des modes 3 et 4 lorsqu'il est associé au plenum. Sa fréquence est supérieur au

mode 5 lorsqu'il est associé à la chambre.

Nous privilégions dans la suite de l'étude les modes les plus dangereux lorsque l'injecteur générique répond en phase sur toute sa longueur L. C'est pour cette raison que la suite de l'étude acoustique de la chaudière est menée dans le plan xz de la chaudière (Fig. 8.3).

TABLEAU 8.3 – *Synthèse des fréquences et du type de mode observé dans les simulations et obtenus théoriquement pour la configuration A.*

N° du mode	Type de mode	Fréquence issue de la simulation f^{co} (Hz)	Fréquence théorique f^{th} (Hz)
1	Helmholtz	3.82	3.04
2	Plenum/Plenum	5.28	6.15
3	Plenum/Chambre	6.08	8.33
4	Plenum	12.93	12.80
5	Chambre	17.04	16.17

8.3 Influence des conditions aux limites et de la géométrie

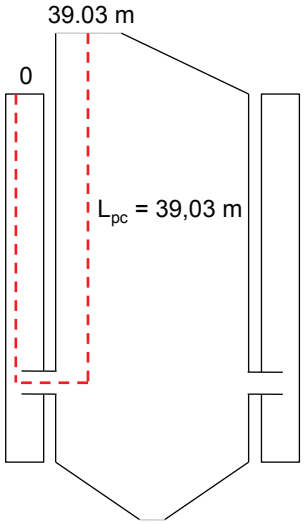
Etudions désormais l'influence des changements de la géométrie et des conditions limites sur la structure des modes et sur leurs fréquences.

8.3.1 Influence des OFA (Overfire Air)

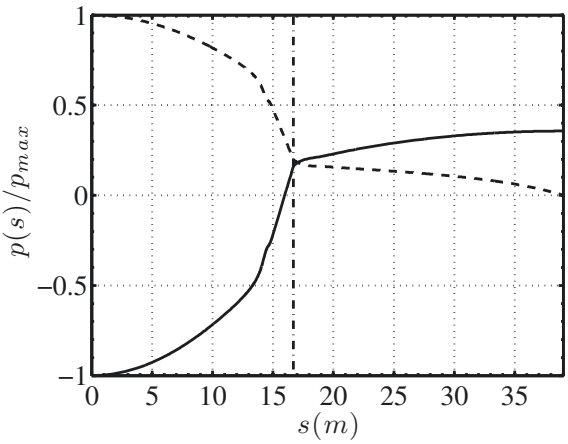
Il est intéressant d'analyser l'influence des OFA qui équipent certaines centrales thermiques sur la structure et la fréquence des modes acoustiques. La configuration géométrique est représentée à la Fig. 8.3. Les simulations mettent en évidence cinq modes basses fréquences dont les fréquences et les structures sont résumées dans le Tableau 8.4. Notons que les structures des modes sont identiques à celles obtenues précédemment dans la Sec. 8.2, avec la même hiérarchie.

TABLEAU 8.4 – *Synthèse des fréquences et du type de mode observés dans les simulations de la configuration E.*

N° du mode	Type de mode	Fréquence f^{co} (Hz)
1	Helmholtz	3.96
2	Plenum/Plenum	8.84
3	Plenum/Chambre	10.02
4	Plenum	13.21
5	Chambre	17.04



(a) Représentation de l'abscisse curviligne s d'analyse de la pression pour le mode plenum/chambre.



(b) Représentation de l'amplitude adimensionnée de l'onde de pression du mode plenum/chambre le long de l'abscisse curviligne s pour la configuration A (−) et pour la configuration C (− · −).

FIGURE 8.12 – *Représentation de l'onde de pression des modes de type plenum/chambre pour la configuration A (CL échangeur fermé) et pour la configuration C (CL échangeur ouvert).*

On constate que les fréquences liées au modes plenum et au mode chambre ne sont que très peu influencées par les OFA. La fréquence du mode de Helmholtz est légèrement plus élevée lorsque les OFA sont présents, puisque la section entre les plenums et la chambre de combustion augmente d'environ 14% avec les OFA. En appliquant la relation Eq. (6.59) avec $A = 18.04\,\mathrm{m}^2$, on obtient une fréquence $f_{he}^{th} \approx 3.23\,\mathrm{Hz}$ qui est plus élevée que la fréquence obtenue sans OFA dans la Sec. 8.2. Les fréquences des modes couplés 2 et 3 augmentent d'environ 40% si on tient compte de ces nouveaux éléments. Cette augmentation s'explique par un couplage plus important entre les cavités. Dans la suite de l'étude nous ne tiendrons pas compte des OFA, afin de simplifier les raisonnements sur la nature des modes observés.

8.3.2 Influence de la condition limite au niveau de l'échangeur

Analysons l'influence de la réponse acoustique de la sortie de la chaudière sur les modes acoustiques. Les simulations sont réalisées dans la configuration C (Tableau 8.1) où la condition à la limite au niveau de l'échangeur est de type « ouvert » ($p' = 0$). Les simulations avec une condition limite de type « fermé » ont été présentées à la Sec. 8.2. Le Tableau 8.5 résume l'ensemble des fréquences et des modes obtenus pour la configuration C. Les cinq premiers modes observés sont de même nature que pour la configuration A (Sec. 8.2) mais leur hiérarchie

TABLEAU 8.5 – *Synthèse des fréquences et du type de mode observés dans les simulations pour la configuration C.*

N° du mode	Type de mode	Fréquence f^{co} (Hz)
1	Plenum/Chambre	4.83
2	Plenum/Plenum	5.28
3	Helmholtz	8.17
4	Plenum	13.12
5	Chambre	19.69

est modifiée. Le premier mode observé ne correspond plus au mode de Helmholtz mais au mode plenum/chambre. La structure de ce mode est représentée à la Fig. 8.12(b) selon l'abscisse curviligne s définie à la Fig. 8.12(a). Il s'agit d'un mode quart d'onde établi entre le fond du plenum et le haut de la chambre de combustion avec une fréquence $f_{pc}^{th} = 4.16\,\text{Hz}$:

$$f_1^{co} \approx f_{pc}^{th} = \frac{c_{pc}}{4L_{pc}} \tag{8.9}$$

où $c_{pc} = 650\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ est la vitesse du son moyennée le long de l'abscisse curviligne représenté à la Fig. 8.9(a) de longueur $L_{pc} = 39.03\,\text{m}$. Le mode plenum/chambre dépend donc fortement de la condition limite imposée au niveau de l'échangeur puisqu'elle modifie la structure du mode. Le mode plenum/plenum observé dans la configuration C est le même que celui identifié pour la configuration A. La pression dans le foyer est très faible pour ce mode et n'est pas influencée par la modification de la condition limite.

Le mode 3, dont le champ de pression acoustique adimensionné est présenté à la Fig. 8.13, a une fréquence $f_3^{co} = 8.17\,\text{Hz}$. On remarque que la pression reste uniforme au cœur de la chambre de combustion. Ce mode met en évidence un mouvement d'ensemble du volume d'air dans la chambre par rapport aux brûleurs et au convergent supérieur. Ce mode correspond à une oscillation en volume (mode de Helmholtz) de la chambre à travers l'échangeur et les brûleurs. La fréquence de ce mode peut être calculée à partir de l'Eq. (6.51). Le convergent en amont de l'échangeur, représenté à la Fig. 8.14, est modélisé par une cavité de largeur $l_e = 3.29\,\text{m}$ et de hauteur équivalente h_e (Schuller et al. (2003); Rienstra and Hirschberg (2011)) :

$$h_e = \int_0^{z_{max}} \frac{l_e}{l(z)}\mathrm{d}z \tag{8.10}$$

où $l(z)$ est la largeur du convergent à l'abscisse z. On trouve $h_e = 2.73\,\text{m}$ pour une largeur de chambre $l_c = 13.86\,\text{m}$. Dans l'Eq. (6.51), le volume $V = 6448\,\text{m}^3$ correspond au volume de la chambre diminué du volume du convergent et la section $A = l_e \times L + 2S_b$ vaut $A = 98.1\,\text{m}^2$. La fréquence théorique $f_{he}^{th} = 9.22\,\text{Hz}$

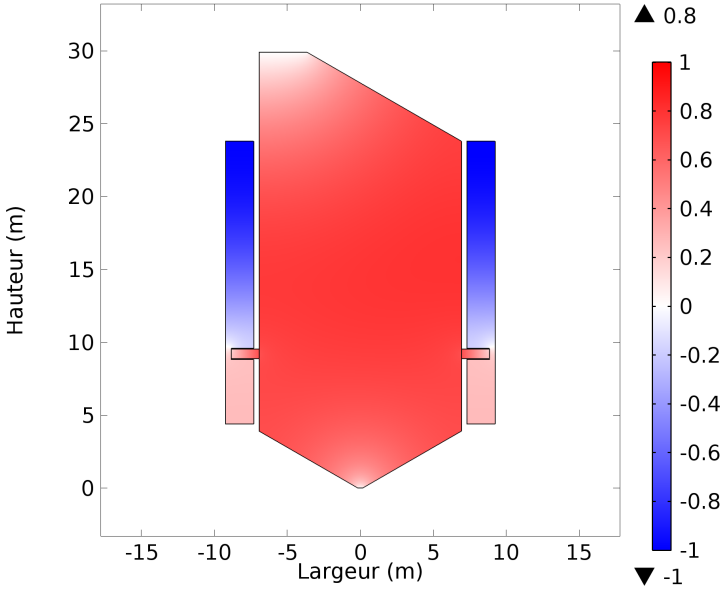


FIGURE 8.13 – *Représentation du champ de pression acoustique du mode 3 associé au mode de Helmholtz de fréquence f_{he}^{th} (configuration C : CL échangeur type ouvert).*

est en accord avec la fréquence $f_3^{co} = 8.17\,\text{Hz}$ issue de la simulation. Ce mode est donc piloté par la section des brûleurs et par la géométrie de la chambre.

Le mode 4 de fréquence $f_4^{co} = 13.12\,\text{Hz}$ est associé au mode longitudinal du plenum comme pour la configuration A. Ce mode n'est donc pas influencé par la modification de la condition limite au niveau de l'échangeur.

Le mode 5, dont le champ de pression acoustique adimensionné est représenté à la Fig. 8.15, a une fréquence $f_5^{co} = 19.69\,\text{Hz}$. Ce mode est associé au premier mode longitudinal de la chambre comme pour la configuration A. Ce mode est donc fortement influencé par la condition limite au niveau de l'échangeur.

La condition limite acoustique imposée à la sortie de la chaudière, au niveau de l'échangeur, a donc une forte influence sur la distribution et la structure des modes de la chaudière. Elle modifie la nature et la fréquence du mode plenum/chambre et du mode de Helmholtz identifiés dans la configuration A. En revanche, la structure du mode plenum/plenum est insensible à la condition limite supérieure de la chambre. L'impédance acoustique de l'échangeur a donc une forte influence sur le type de modes basses fréquences présents dans la chaudière.

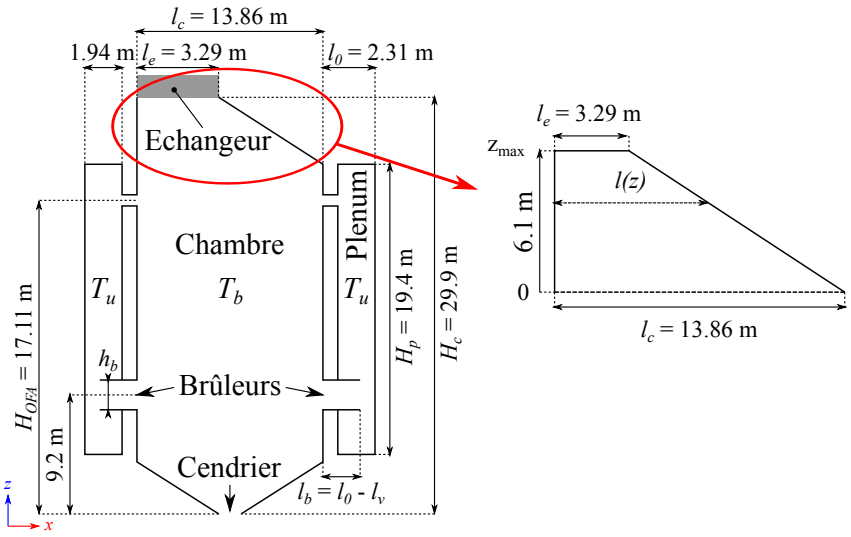


FIGURE 8.14 – *Géométrie et principales dimensions du convergent au niveau de l'échangeur.*

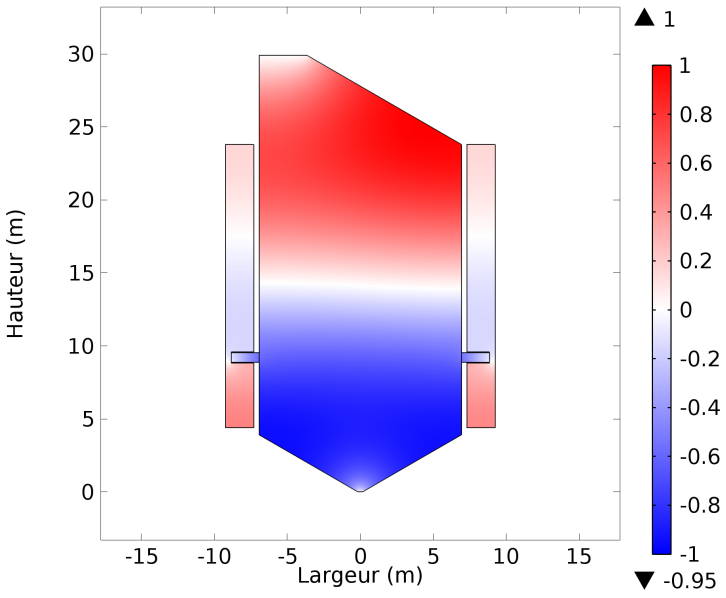


FIGURE 8.15 – *Représentation du champ de pression acoustique du mode 5 associé au mode chambre (configuration C : CL échangeur type ouvert).*

8.3.3 Influence de l'ouverture de la virole

L'influence de l'ouverture des viroles sur les modes propres est étudiée pour les deux conditions limites au niveau de l'échangeur. La longueur d'ouverture de la virole est prise égale à $l_v = 0.4\,\text{m}$ ou $0.2\,\text{m}$. Ces valeurs correspondent à l'ouverture maximale et minimale de la virole. L'ouverture de la virole ne modifie pas la distribution des modes comme le montre les Tableaux. 8.6 et 8.7. Les fréquences des modes diminuent lorsque l_v diminue. Les fréquences des modes plenum et chambre varient de moins de 10% pour les deux ouvertures de virole.

L'ouverture de la virole est donc un paramètre dont l'influence sur la distribution modale de la chaudière reste modérée, sauf si les viroles sont fermées. La virole permet cependant de modifier la taille de la flamme et reste donc un paramètre important dans les situations avec combustion. Pour la suite de cette étude nous considérerons que les viroles sont complètement ouvertes $l_v = 0.4\,\text{m}$.

TABLEAU 8.6 – *Synthèse des fréquences et du type de mode obtenus dans les configurations A et B.*

N° du mode	Type de mode	Fréquence en Hz	
		Config A : $l_v = 0.4\,\text{m}$	Config B : $l_v = 0.2\,\text{m}$
1	Helmholtz	3.82	3.76
2	Plenum/Plenum	5.28	4.97
3	Plenum/Chambre	6.08	5.80
4	Plenum	12.93	11.70
5	Chambre	17.04	16.92

TABLEAU 8.7 – *Synthèse des fréquences et du type de mode obtenus dans les configurations C et D.*

N° du mode	Type de mode	Fréquence en Hz	
		Config C : $l_v = 0.4\,\text{m}$	Config D : $l_v = 0.2\,\text{m}$
1	Plenum/Chambre	4.83	4.61
2	Plenum/Plenum	5.28	4.97
3	Helmholtz	8.17	8.03
4	Plenum	13.12	11.89
5	Chambre	19.69	19.59

Conclusion

A partir de simulations numériques avec *COMSOL Multiphysics* les modes acoustiques basses fréquences de la chaudière EDF ont été déterminés sur une

géométrie 2D simplifiée d'une chaudière générique, en tenant compte de la température des gaz frais et des gaz brûlées. La géométrie 2D utilisée est une coupe transverse de la géométrie 3D avec des ouvertures équivalentes pour les sections de passage des brûleurs ou des OFA. Les fréquences des modes demi-ondes qui se développent selon la profondeur de l'installation selon l'axe y ont été calculées. Ces modes n'ont pas été analysés en détail dans cette étude, car ils sont moins dangereux pour la chaudière que les modes qui se développent dans le plan xz de la chaudière.

La structure des modes basses fréquences qui se développent dans la coupe de la chaudière selon le plan xz a fait l'objet d'une analyse détaillée avec des conditions limites particulières. Lorsque la condition à la limite au niveau de l'échangeur correspond à un nœud de pression, les trois premiers modes observés dans les simulations sont de type Helmholtz, plenum/plenum et plenum/chambre avec des fréquences respectives de 3.82 Hz, 5.28 Hz et 6.08 Hz. Ces modes sont couplés entre les plenums et la chambre et peuvent donc être excités par la combustion.

Dans un second temps, l'influence de la géométrie et de la condition limite au niveau de l'échangeur a permis de mettre en évidence la sensibilité des trois premiers modes à l'impédance acoustique de l'échangeur. Nous avons également montré que la structure des modes acoustiques est relativement peu influencée par la longueur d'ouverture des viroles et par la présence des OFA. L'ouverture de la virole reste cependant un paramètre qu'il faut considérer car elle détermine la taille de la flamme. La longueur de la flamme est une donnée importante pour les analyses de stabilités thermo-acoustiques. Cette étude acoustique met en exergue que les modes à basse fréquence inférieurs à 10 Hz dépendent principalement de la taille du plenum, de la chambre de combustion et de la condition acoustique au niveau de l'échangeur thermique. La suite de l'étude traitée dans la troisième partie montre comment ces modes peuvent être excités par la combustion et générer des oscillations auto-entretenues de grande amplitude.

Troisième partie

Couplage thermo-acoustique

Chapitre 9

Dynamique de la combustion

La réponse de la flamme générée par le brûleur *DIFAV* lorsqu'elle est soumise à des perturbations acoustiques de l'écoulement d'air est examinée dans ce chapitre. Ces données serviront au chapitre suivant pour analyser la stabilité du foyer *DIFAV*. La réponse fréquentielle est déterminée sur une large gamme de fréquences pour différents niveaux de perturbation et pour deux points de fonctionnement. Un bref état de l'art de la réponse fréquentielle de flammes issues d'injecteurs liquides est d'abord présenté à la Sec. 9.1. Le nombre de swirl de l'écoulement d'air sans combustion est analysé dans la Sec. 9.2. La structure des flammes dans des conditions globalement pauvres avec un excès d'air et en l'absence de forçage est étudiée dans la Sec. 9.3 lorsque les conditions opératoires varient. On montre ensuite dans la Sec. 9.4 que la fluctuation du rayonnement de chimiluminescence du radical OH^* de la flamme peut être utilisé pour déterminer la fluctuation du taux de dégagement de chaleur des flammes diphasiques globalement pauvres, même lorsque des suies sont produites. Le rayonnement du radical CH^* ne peut en revanche pas être utilisé lorsque la combustion est incomplète. La réponse fréquentielle des flammes déterminée sous la forme de FDF pour deux topologies de flammes est analysée à la Sec.9.5. Le nombre de Strouhal St basé sur la longueur de la flamme est utilisé pour caractériser ces FDF. La dynamique de la flamme est étudiée aux fréquences caractéristiques de la FDF, grâce à des moyennes de phase d'images collectées par une caméra ICCD dans la Sec. 9.6. Le mouvement de la zone de réaction la plus intense des flammes au cours du cycle est mis en évidence. Pour ces mêmes fréquences, une fluctuation du nombre de swirl est observée au cours d'un cycle (Sec. 9.7).

9.1 Réponses de flammes issues d'injecteurs liquides

Les fluctuations du taux de dégagement de chaleur sont rarement directement générées par des fluctuations de la pression acoustique car les longueurs d'onde sont généralement supérieures à la dimension caractéristique de la flamme (Ducruix et al. (2003)). Les variations de pression peuvent provoquer des fluctua-

tions de la vitesse de l'écoulement, des fluctuations de richesse (Lieuwen and Zinn (1998); Sattelmayer (2002); Ducruix et al. (2003); Kim et al. (2011)), des fluctuations de l'atomisation (Giuliani et al. (2002); Gajan et al. (2007); Lacour et al. (2011); Apeloig et al. (2015)) et de l'évaporation du spray (Giuliani et al. (2002); Chishty (2005); Gurubaran and Sujith (2011)) lorsque la combustion est non-prémélangée alimentée par des injecteurs diphasiques. Ces fluctuations agissent sur le taux de dégagement de chaleur en modifiant la structure de la flamme. Cela peut prendre la forme de grandes structures cohérentes générées au niveau des lèvres de l'injecteur ou du swirler et transportées par l'écoulement moyen jusqu'au front de flamme (Poinsot et al. (1987); Birbaud et al. (2007); Spencer et al. (2008); Palies et al. (2010)). L'influence de la forme de la flamme sur sa réponse à des excitations acoustiques a été récemment mis en évidence par Durox et al. (2009) ainsi que le rôle du confinement (Birbaud et al. (2007)).

La non-linéarité de la réponse de la flamme à des excitations acoustiques a été modélisée par Dowling (1999) pour des perturbations de vitesse. Cette réponse non-linéaire a été observée et déterminée expérimentalement par Noiray et al. (2008) sous la forme d'une fonction de transfert de flamme généralisée ou « Flame Describing Function » (FDF) sur un ensemble de flammes laminaires attachées sur une grille. Depuis, des FDF ont été mesurées sur des flammes laminaires et des flammes turbulentes par (Balachandran et al. (2005); Noiray et al. (2008); Palies et al. (2010); Kim and Hochgreb (2011); Kim et al. (2011); Ćosić et al. (2014)). Des outils basés sur les FDF permettant de prédire la croissance et l'amplitude des instabilités de combustion ont été élaborés par Noiray et al. (2008) pour des flammes prémélangées. Ces outils ont été appliqués à des géométries simples par Noiray et al. (2008); Boudy et al. (2011) où plusieurs flammes laminaires attachées sur une grille ont été étudiées. Palies et al. (2011); Silva et al. (2013) ont étendu l'analyse de stabilité et la détermination du cycle limite à des foyers alimentés par des flammes prémélangées swirlées.

Dynamique des flammes diphasique non-prémélangées

Les analyses de la réponse acoustique de flammes diphasiques swirlées restent relativement rares. Dans de nombreuses études, cette analyse se limite à l'examen du cycle limite d'une oscillation auto-entretenue dans la chambre de combustion où la pression acoustique et l'émission de chimiluminescence de la flamme sont corrélées à la dynamique du spray pendant l'instabilité (Eckstein et al. (2006); De La Cruz Garcia et al. (2009); Yi and Santavicca (2012); Providakis et al. (2012)).

Des caractérisations de la réponse de flammes diphasiques swirlées soumises à des modulations du débit de combustible ont été réalisées dans quelques expériences à l'échelle de laboratoire (Giuliani et al. (2002); Yi and Santavicca (2009); Chishty (2005)). Yi and Santavicca (2009) ont montré que la réponse de

la flamme est sensible aux variations du débit massique d'air et de combustible injectés et à la température de préchauffage de l'air. Cette réponse n'est, en revanche, pas sensible à l'amplitude de la fluctuation du débit de combustible.

Pour les injecteurs de combustible liquide comportant une grande perte de charge, les oscillations thermo-acoustiques résultent d'un couplage résonnant avec la ligne d'alimentation en air (Polifke and Lawn (2007)). L'analyse de la réponse de flammes diphasiques swirlées à des modulations de l'écoulement d'air est généralement limitée à quelques fréquences de forçages spécifiques avec une amplitude fixe (Haile et al. (1996); Giuliani et al. (2002); Gajan et al. (2007); De La Cruz Garcia et al. (2009); Apeloig et al. (2015)). Il a été constaté que l'oscillation de l'écoulement d'air dans le sens longitudinal ou transverse a un impact fort sur la pulvérisation des liquides (Sujith et al. (1997); Giuliani et al. (2002); Chishty (2005); Sujith (2005); Baillot et al. (2009); Gurubaran and Sujith (2011); Apeloig et al. (2015)). Des études réalisées sans combustion ont montré le fort impact de la taille des gouttes sur la réponse du spray (Chishty (2005); Sujith (2005); Gurubaran and Sujith (2011)). Des groupements de gouttelettes ont été observées expérimentalement par Giuliani et al. (2002); Chishty (2005); Lacour et al. (2011); Gurubaran and Sujith (2011) lorsque le spray est modulé acoustiquement. Cette réponse du spray affecte également le taux d'évaporation (Duvvur et al. (1996)). La combinaison de ces deux effets peut ainsi générer des fluctuations de la richesse (Eckstein et al. (2006)).

La réponse fréquentielle de flammes diphasiques swirlées soumises à des modulations de l'écoulement d'air n'a cependant pas encore été caractérisée sur une large gamme de fréquences. L'effet de l'amplitude d'excitation de l'écoulement d'air est rarement pris en compte pour les flammes diphasiques non-prémélangées. Il est alors intéressant d'examiner les principales caractéristiques de la réponse fréquentielle des flammes non-prémélangées alimentées par des combustibles gazeux. Hield et al. (2009) ont trouvé que le retard entre la fluctuation de la pression et la fluctuation du taux de dégagement de chaleur dépend fortement de la fluctuation de la vitesse acoustique dans un foyer instable alimenté par une flamme non-prémélangée. Dans une analyse de la réponse d'une flamme swirlée pauvre stratifiée soumise à des modulations acoustiques, Kim and Hochgreb (2011) ont constaté que le déphasage entre le taux de dégagement de chaleur et les perturbations de vitesse dépend fortement de la stratification du combustible et de l'amplitude de la perturbation. Ce comportement est semblable à celui observé sur des flammes turbulentes soumises à des fluctuations de richesses (Kim et al. (2011)). Il est donc intéressant d'examiner la réponse de flammes diphasiques soumises à des modulations acoustiques pour différents niveaux d'excitation.

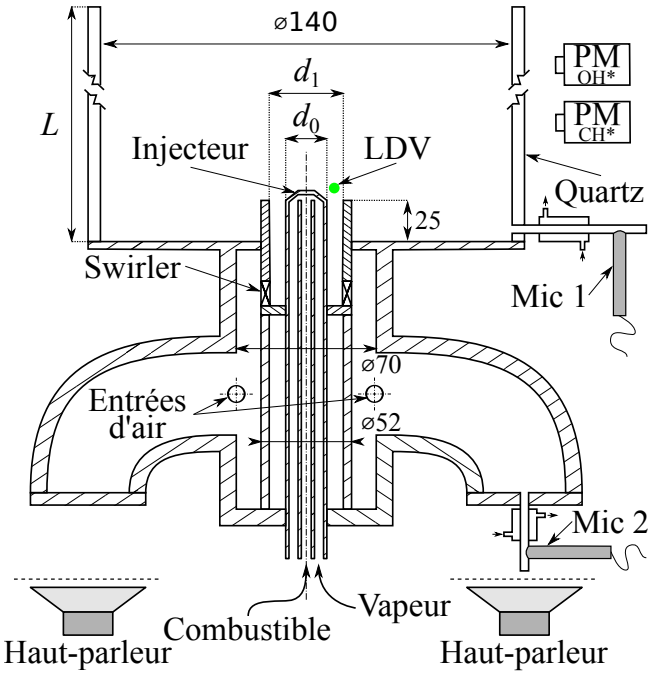


FIGURE 9.1 – *Schéma du brûleur DIFAV pour la combustion (proportions non respectées).*

9.2 Structure de l'écoulement d'air

Le foyer *DIFAV* utilisé dans cette étude est représenté à la Fig. 9.1. L'écoulement d'air du brûleur *DIFAV* est mis en rotation par un swirler radial représenté à la Fig. 3.10. Cet écoulement est caractérisé par le nombre de swirl défini à l'Eq. (2.1). Les profils de vitesse axiale u_z et de vitesse azimutale u_θ de l'air sont mesurés à la sortie de l'injecteur. Ces mesures sont réalisées sans spray, sans combustion et sans chambre de combustion avec le système LDV décrit à la Sec. 4.2. Le swirler est alimenté par de l'air à $T_a = 463\,\mathrm{K}$ ensemencé de gouttelettes d'huile avec un débit fixé $\dot{m}_a = 200\,\mathrm{NL/min}$. La vitesse débitante de l'air est $U_b = 9.6\,\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ à la sortie du brûleur. La figure Fig. 9.2 représente l'évolution de la vitesse moyenne axiale $\bar{u}_z$ en symboles noirs et la valeur absolue de la vitesse azimutale $|\bar{u}_\theta|$ en symboles rouges, en fonction de la position radiale r, à $z = 3.5\,\mathrm{mm}$ en aval de la sortie du brûleur. L'important corps central de l'injecteur et le moment angulaire généré par le swirler créent une zone de recirculation au centre du brûleur avec des vitesses axiales négatives. Cette région permet de stabiliser la flamme par recirculation des gaz brûlés. Ces profils montrent un fort gradient de la vitesse selon la position radiale. Notons également que la vitesse azimutale est plus importante que la vitesse axiale dans le jet.

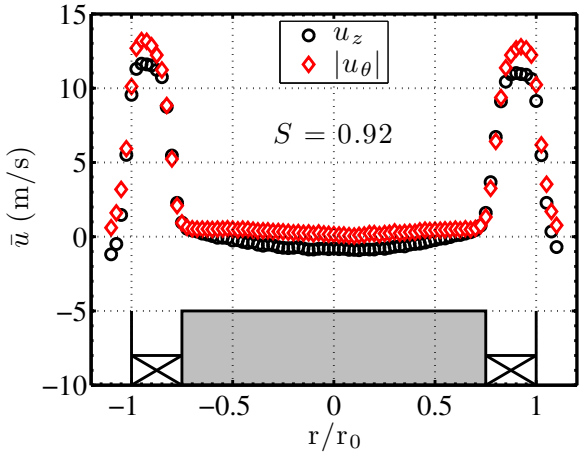


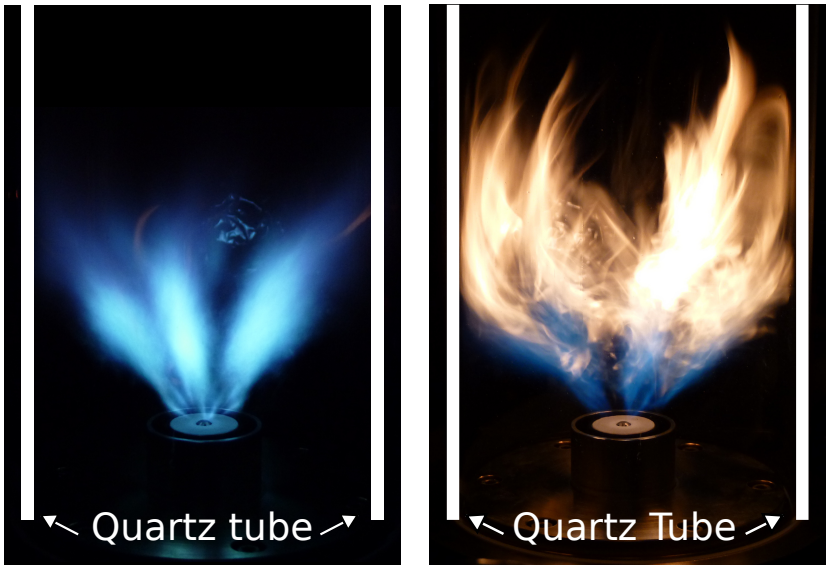
FIGURE 9.2 – *Evolution des vitesses axiale moyenne $\bar{u}_z$ et azimutale moyenne $\bar{u}_\theta$ (représentée par sa valeur absolue) en fonction de la position radiale r/r_0 par rapport à l'axe du brûleur à $z = 3.5\,\text{mm}$ en aval de la sortie du brûleur, avec $r_0 = 20\,\text{mm}$ représente le rayon extérieur de l'injecteur d'air.*

L'intégration de ces profils de vitesse selon l'Eq. (2.1) permet de déterminer le nombre de swirl. La valeur obtenue $S = 0.92$ est légèrement plus faible que celle obtenue géométriquement $S_a = 0.94$ avec l'Eq. (3.4).

9.3 Structure de flamme

La structure de la flamme diphasique générée par le brûleur *DIFAV* est examinée lorsque le foyer est stable pour différents débits de combustible $\dot{m}_f$ et d'air $\dot{m}_a$. La chambre de combustion utilisée dans cette étude a une longueur $L = 0.30\,\text{m}$. L'injecteur *DIFAV* est équipé d'une chambre de mélange avec des orifices d'injection de la vapeur de diamètre $d_s = 0.10\,\text{mm}$ et d'un injecteur multi-buses avec des orifices de diamètre $d_n = 0.20\,\text{mm}$ qui forment un angle de 40° par rapport à l'axe de l'injecteur. Les résultats sont présentés selon débit de dodécane $\dot{m}_f$ injecté et la richesse globale définie par $\phi = (\dot{m}_f/\dot{m}_a)/\alpha$, où $\alpha = 0.066$ pour la combustion stœchiométrique du dodécane.

La figure Fig. 9.3 montre deux photos de la flamme prises par un appareil photo équipé d'un objectif en verre. Ces flammes sont obtenues pour une richesse globale $\phi = 0.8$ et un $GLR = 0.07$ lorsque $\dot{m}_f$ varie. Lors des expériences de combustion, le GLR est déduit de la pression moyenne mesurée dans la ligne d'injection de vapeur. Cette pression est ensuite comparée aux mesures obtenues sans combustion. La Fig. 9.3(a) est obtenue pour un débit massique de combustible $\dot{m}_f = 10.0\,\text{g}\cdot\text{min}^{-1}$ (Flamme A). Elle montre une flamme globa-



(a) Flamme A avec $U_b = 7.1\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ (b) Flamme B avec $U_b = 9.5\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$

FIGURE 9.3 – *Images de la flamme obtenues pour différents débits de dodécane* $\dot{m}_f = 10\,\mathrm{g}\cdot\mathrm{min}^{-1}$ *(Flamme A) et* $\dot{m}_f = 13.3\,\mathrm{g}\cdot\mathrm{min}^{-1}$ *(Flamme B) lorsque le* $GLR = 0.07$*, la richesse* $\phi = 0.8$ *et le nombre de Swirl* $S = 0.94$ *sont fixés.*

lement bleue composée de cinq flammes stabilisées autour des sprays générés par l'injecteur. La flamme A est loin des parois du tube en quartz. La figure Fig. 9.3(b) représente la flamme B obtenue pour un débit massique de combustible plus élevé $\dot{m}_f = 13.3\,\mathrm{g}\cdot\mathrm{min}^{-1}$. Dans ce cas, le spray et la flamme interagissent fortement avec les parois en quartz de la chambre de combustion. La combustion incomplète accompagnée d'émissions de suie caractérisée par une intense émission jaune de la pointe de la flamme peut être causée par des zones riches en raison d'une évaporation lente des gouttes ou d'un mauvais mélange local du combustible avec l'air. Ces suies peuvent également être produites par une extinction locale de la flamme due à une baisse importante de la température de la flamme lorsqu'elle impacte la paroi en quartz.

La figure Fig. 9.4 montre une carte du régime de combustion en fonction du débit de dodécane $\dot{m}_f$ et de la vitesse débitante d'air U_b lorsque le $GLR \geq 0.06$. Les sprays générés ont donc tous un diamètre moyen de Sauter $SMD = 9\,\mu\mathrm{m}$ fixé (Chap.5). Les symboles représentent les points de fonctionnement explorés. Les deux zones qui délimitent les flammes de type A et les flammes de type B sont définies à partir de ces mesures. Cette figure indique que la transition entre le régime flamme A et le régime flamme B est uniquement pilotée par la vitesse débitante d'air U_b lorsque le SMD est fixé. L'analyse de la dynamique de la combustion est menée dans la suite de l'étude pour des sprays ayant un

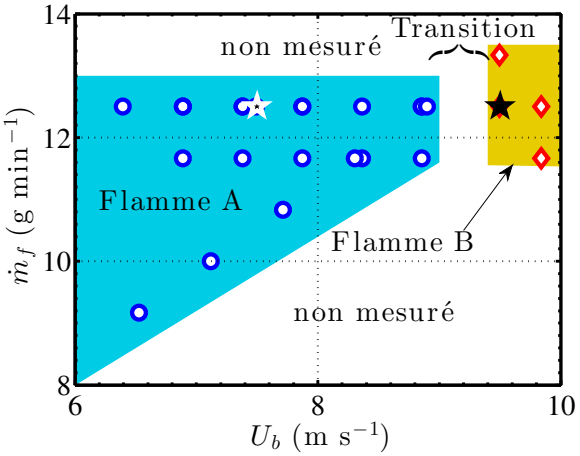
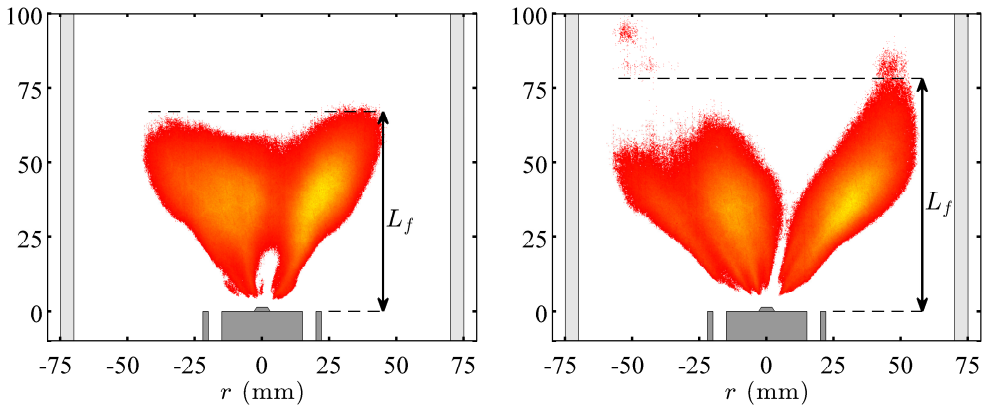


FIGURE 9.4 – *Evolution du régime de combustion en fonction du débit massique de dodécane $\dot{m}_f$ et de la vitesse débitante de l'air U_b pour $GLR \geq 0.06$. Les symboles représentent les points de fonctionnement en bleu pour la flamme A et en rouge pour la flamme B. Les symboles en étoiles (★) correspondent aux flammes dont la dynamique est analysée dans la suite de l'étude.*

$SMD = 9\,\mu m$ et pour un débit de dodécane $\dot{m}_f = 12.5\,g \cdot min^{-1}$ fixé. Deux vitesses débitantes d'air U_b sont considérées. Ces deux conditions opératoires sont représentées par des étoiles noire et blanche à la Fig. 9.4.

La flamme de type A est obtenue pour une vitesse $U_b = 7.5\,m \cdot s^{-1}$ correspondant à une richesse globale $\phi = 0.95$ et un $GLR = 0.09$. La flamme de type B est obtenue pour une vitesse $U_b = 9.5\,m \cdot s^{-1}$ correspondant à une richesse globale $\phi = 0.75$ et un $GLR = 0.10$. La figure Fig. 9.5 montre en fausses couleurs, avec un seuillage à 10% du maximum de l'intensité, la forme moyenne de ces flammes basée sur l'émission du radical OH*. Ces images sont obtenues en moyennant 1000 images collectées par la caméra ICCD avec un temps d'exposition de 300 µs pour chaque image. La caméra est équipée d'un objectif UV et d'un filtre centré sur 310 nm. Sur l'image prise par la caméra, deux sprays se superposent sur la droite de l'injecteur avec une flamme qui ressort du plan. Ceci conduit à une intensité du rayonnement collecté plus importante sur la partie droite de l'image que sur la partie gauche. On constate sur ces images que le pied des flammes n'est pas attaché à l'injecteur *DIFAV* pour les deux configurations étudiées. Ces flammes sont stabilisées aérodynamiquement ; on parle d'une manière générale de flammes liftées. Lorsque $U_b = 7.5\,m \cdot s^{-1}$ la flamme à la Fig. 9.5(a) a une longueur $L_f = 67\,mm$. Lorsque $U_b = 9.5\,m \cdot s^{-1}$ la flamme à la Fig. 9.5(b) a une longueur $L_f = 78\,mm$. Dans la suite de l'étude nous étudions l'évolution du signal de chimiluminescence OH* lorsque les conditions



(a) Flamme de type A lorsque $U_b = 7.5\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ ($\phi = 0.95$).

(b) Flamme de type B lorsque $U_b = 9.5\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ ($\phi = 0.75$)

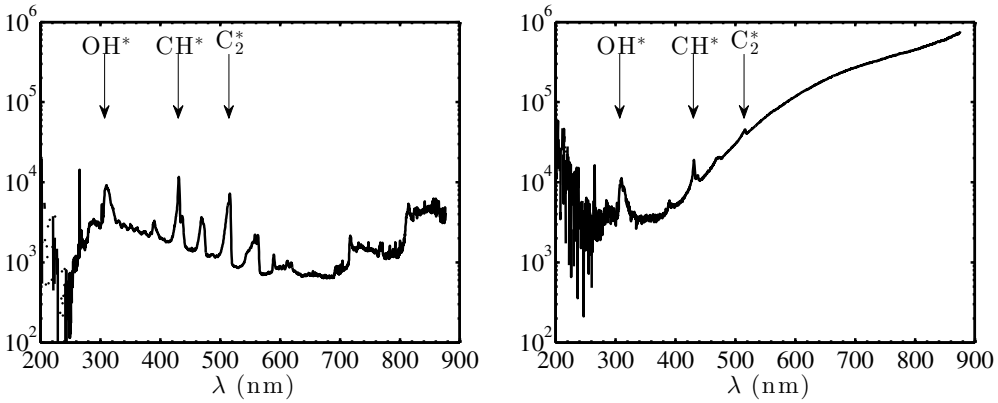
FIGURE 9.5 – *Images moyennes de l'intensité du radical OH* de deux flammes obtenues pour différentes vitesses débitantes de l'air* $U_b = 7.5\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ *(a) et* $U_b = 9.5\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ *(b) lorsque le débit de dodécane* $\dot{m}_f = 12.5\,\mathrm{g}\cdot\mathrm{min}^{-1}$*, le SMD* $= 9\,\mu\mathrm{m}$*, et le nombre de Swirl* $S = 0.94$ *sont fixés.*

d'écoulement sont modifiées.

9.4 Mesure de la fluctuation du taux de dégagement de chaleur

Pour les flammes pauvres parfaitement prémélangées ou partiellement prémélangées, il est généralement admis que l'intensité de chimiluminescence des radicaux OH*, CH* et C_2^* d'une flamme est proportionnelle au taux de dégagement de chaleur (Price et al. (1969); Higgins et al. (2001); Guethe et al. (2012)). Dans les systèmes non-prémélangées, le lien entre chimiluminescence et taux de dégagement de chaleur est plus complexe. Yi and Santavicca (2012) et Providakis et al. (2012) ont constaté lors de régimes instables, que la fluctuation normalisée de l'intensité de chimiluminescence des radicaux OH* ou CH* était un bon indicateur des fluctuations du taux de dégagement de chaleur. Ce constat se base sur le respect du critère de Lord Rayleigh (1878) entre les mesures de pression acoustique dans la chambre de combustion et la mesure de l'émission de chimiluminescence de la flamme. Dans cette section, le lien entre le taux de dégagement de chaleur $\dot{Q}$ et l'intensité de chimiluminescence I est analysé en modifiant les conditions d'injection sur le banc *DIFAV*.

Les spectres d'émission mesurés des deux types de flammes A et B sont représentés à la Fig. 9.6. Le spectre de la Fig. 9.6(a) est mesuré pour une flamme de richesse globale $\phi = 0.95$ avec un débit de combustible $\dot{m}_f = 12.5\,\mathrm{g}\cdot\mathrm{min}^{-1}$



(a) Flamme de type A, $U_b = 7.5\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ et $\phi = 0.95$.

(b) Flamme de type B, $U_b = 9.5\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ et $\phi = 0.75$.

FIGURE 9.6 – *Spectres moyens du rayonnement d'une flamme de type A (a) et de type B (b) pour* $\dot{m}_f = 12.5\,\mathrm{g}\cdot\mathrm{min}^{-1}$ *et* $GLR = 0.08$.

et un $GLR = 0.08$. Les trois pics qui émergent fortement de ce spectre correspondent au rayonnement des radicaux OH* à 307 nm, CH* à 430 nm et C_2^* à 515 nm. Lorsque la vitesse de l'air augmente jusqu'à $U_b = 9.5\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$, pour le même débit de dodécane ($\phi = 0.75$) et le même GLR, la flamme devient de type B avec un spectre de rayonnement représenté à la Fig. 9.6(b). Le rayonnement OH* émerge encore de ce spectre alors que les rayonnements de CH* et de C_2^* sont superposés au rayonnement continu des suies. Ce rayonnement est d'origine thermique, de type corps gris avec des niveaux élevés lorsque $\lambda > 400$ nm. Le rayonnement du radical OH* n'est pas modifié par le rayonnement des suies contrairement au rayonnement de CH* et de C_2^*. L'étude du signal de chimiluminescence est par la suite menée sur les radicaux OH* et CH* lorsque la richesse ϕ et le débit de combustible $\dot{m}_f$ varient. Cette émission lumineuse est captée par deux photo-multiplicateurs représentés à la Fig. 3.18. Le GLR est maintenu constant à $GLR = 0.08$ dans les expériences suivantes, de sorte que le spray de combustible produit ait toujours un $SMD = 9\,\mu\mathrm{m}$.

9.4.1 Analyse de l'émission de chimiluminescence à richesse globale fixée $\phi = 0.80$

Une analyse de l'évolution de l'intensité du signal de chimiluminescence OH* et CH* est menée à richesse globale fixée $\phi = 0.80$ lorsque le débit massique de combustible $\dot{m}_f$ varie. La figure Fig. 9.7 montre les résultats lorsque le débit de dodécane varie $8.3 \leq \dot{m}_f \leq 13.3\,\mathrm{g}\cdot\mathrm{min}^{-1}$. Les symboles représentent les mesures. Le signal OH* augmente linéairement avec le débit massique de dodécane $\dot{m}_f$ comme l'ont observé Price et al. (1969) pour des flammes de diffusion gazeuses globalement pauvres ($\phi < 1$). L'intensité du signal CH* augmente aussi

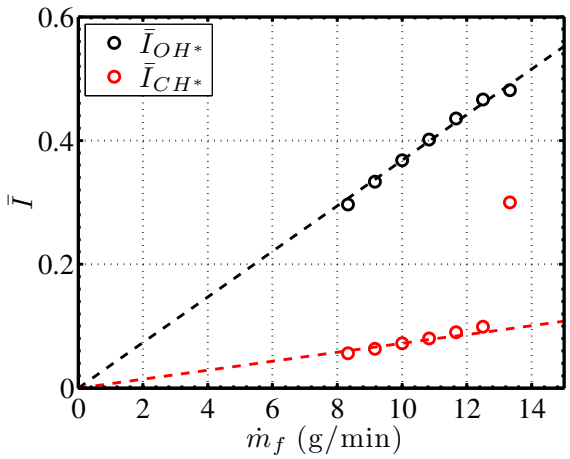


FIGURE 9.7 – *Evolution de l'intensité moyenne normalisée de chimiluminescence $\bar{I}$ de la flamme pour les radicaux OH* (○) et CH* (○) pour une richesse $\phi = 0.80$ fixée en fonction du débit massique de dodécane $\dot{m}_f$.*

linéairement avec le débit de combustible lorsque $\dot{m}_f \leq 12.5\,\mathrm{g \cdot min^{-1}}$, c'est-à-dire pour des flammes sans suie comme la flamme de type A (Fig. 9.3(a)). Ce comportement cesse lorsque $\dot{m}_f = 13.3\,\mathrm{g \cdot min^{-1}}$ et l'intensité CH* augmente brusquement en raison de la transition soudaine d'une flamme sans suie (Flamme A) à une flamme jaune avec formation de suies de type B (Fig. 9.3(b)). Les résultats en noir sur la Fig. 9.7 indiquent que l'intensité du radical OH* dans l'UV reste proportionnelle à la puissance thermique de la flamme lorsque la richesse est fixée pour une flamme globalement pauvre même lorsque la flamme produit des suies. Ce résultat se traduit par la relation :

$$\bar{I}_{OH} = C_1 \dot{m}_f \quad \text{avec} \quad \phi = Cst < 1 \tag{9.1}$$

où $C_1 = 0.037\,\mathrm{min \cdot g^{-1}}$ est une constante qui dépend de la richesse ϕ.

9.4.2 Analyse de l'émission de chimiluminescence à débit de combustible fixé $\dot{m}_f = 11.7\,\mathrm{g \cdot min^{-1}}$

Nous fixons maintenant le débit de dodécane $\dot{m}_f = 11.7\,\mathrm{g \cdot min^{-1}}$ correspondant à une puissance thermique de 9.2 kW et nous examinons l'évolution de l'intensité du signal de chimiluminescence de la flamme lorsque la richesse globale varie $0.68 \leq \phi \leq 1.14$. La richesse augmente en diminuant la vitesse débitante de l'air U_b. Les mesures sont représentées à la Fig. 9.8 en fonction de la richesse ϕ. Les symboles représentent les mesures. L'intensité de CH* décroît linéairement pour $0.75 \leq \phi \leq 1.14$. Ces conditions opératoires génèrent une flamme sans suie de type Flamme A (Fig. 9.3(a)). La transition d'une flamme

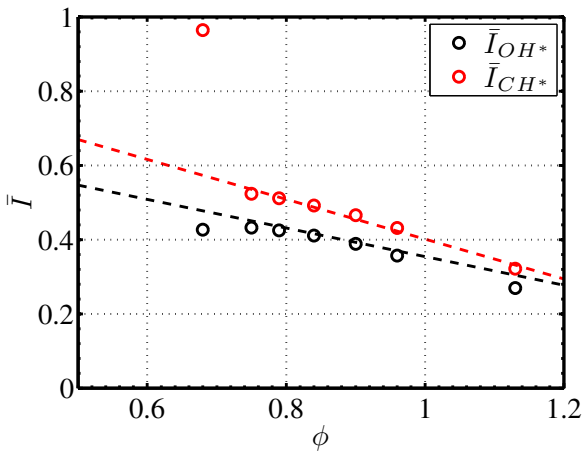


FIGURE 9.8 – *Evolution de l'intensité moyenne normalisée de chimiluminescence $\bar{I}$ de la flamme pour les radicaux OH* (○) et CH* (○) pour un débit de dodécane $\dot{m}_f = 11.7\,\mathrm{g}\cdot\mathrm{min}^{-1}$ fixé en fonction de la richesse ϕ.*

bleue (Flamme A) à une flamme jaune (Flamme B) a lieu lorsque la richesse est réduite à $\phi = 0.68$. Ce changement de morphologie de la flamme entraîne une forte augmentation de l'intensité dans la bande spectrale de CH* en raison du rayonnement de type corps gris des suies chaudes comme le montre le spectre de la Fig. 9.6(b). En revanche, l'intensité moyenne de chimiluminescence de OH* décroît linéairement sur toute la gamme de richesses étudiées pour un débit massique de combustible fixé selon la relation :

$$\bar{I}_{OH} = -D_1\phi + D_2 \quad \text{avec} \quad \dot{m}_f = Cst \tag{9.2}$$

où $D_1 = 0.385$ et $D_2 = 0.739$ sont des constantes positives. Il est donc plus sûr d'utiliser l'intensité de chimiluminescence du radical OH* pour déterminer les variations de richesse lorsque le débit de combustible est fixé.

9.4.3 Mesure de la fluctuation du taux de dégagement de chaleur par l'émission de chimiluminescence

Dans les systèmes non-prémélangées, les fluctuations acoustiques génèrent des fluctuations de débit et des fluctuations du taux de consommation locale dû à des perturbations de la fraction massique de combustible. Dans les flammes diphasiques, cette situation peut résulter de la stratification de gouttelettes qui répondent à l'excitation acoustique (Gajan et al. (2007); Giuliani et al. (2002); Lacour et al. (2011)). En se basant sur les travaux réalisés par Price et al. (1969) sur les flammes prémélangées on fait ici l'hypothèse que les perturbations relatives du taux de dégagement de chaleur $\dot{Q}'/\bar{\dot{Q}}$ résultent d'une combinaison

linéaire des perturbations produites par de petites fluctuations du débit massique de combustible $\dot{m}'_f$ et de la richesse ϕ' ce qui se traduit par la relation :

$$\frac{\dot{Q}'}{\bar{\dot{Q}}} = A_1 \frac{\dot{m}'_f}{\dot{m}_f} + A_2 \frac{\phi'}{\phi} + A_3 \tag{9.3}$$

où A_1, A_2 et A_3 sont des constantes. Nous avons montré que l'intensité du signal du radical OH* est proportionnelle à la variation du débit de combustible $8.3 \leq \dot{m}_f \leq 13.3\,\mathrm{g \cdot min^{-1}}$ et à la variation de la richesse globale $0.68 \leq \phi \leq 1.14$:

$$\frac{I'_{OH}}{\bar{I}_{OH}} = B_1 \frac{\dot{m}'_f}{\dot{m}_f} + B_2 \frac{\phi'}{\phi} + B_3 \tag{9.4}$$

où B_1, B_2 et B_3 sont des constantes. Il est donc raisonnable de supposer que la fluctuation de l'intensité du signal du radical OH* est proportionnelle à la fluctuation du taux de dégagement de chaleur pour les flammes étudiées dans la suite lorsque le débit de dodécane $\dot{m}_f = 12.5\,\mathrm{g \cdot min^{-1}}$ est fixé pour des richesses globales variant entre $\phi = 0.75$ et $\phi = 0.95$:

$$\frac{I'_{OH}}{\bar{I}_{OH}} \sim \frac{\dot{Q}'}{\bar{\dot{Q}}} \tag{9.5}$$

Cette analyse quasi-stationnaire justifie les expériences menées dans la suite de l'étude où les fluctuations du taux de dégagement de chaleur sont déduites des signaux OH* pour des basses fréquences allant de 10 à 400 Hz. Il serait cependant nécessaire d'effectuer d'autres expériences pour confirmer ce lien à des fréquences de forçage plus élevées.

9.5 Réponse fréquentielle de la flamme (FDF)

La réponse de la flamme soumise à des perturbations harmoniques de l'écoulement d'air permet de décrire la dynamique de la combustion (Candel et al. (2013)). Le caractère non linéaire de cette dynamique peut être décrit par la méthode de l'équivalent harmonique qui consiste à ne retenir que le signal de la réponse de la flamme à la même fréquence que l'excitation (Dowling (1997)). On parle de « Flame Describing Function » (FDF) (Noiray et al. (2008); Durox et al. (2009); Boudy et al. (2010); Palies et al. (2011)). La FDF est déterminée sur une large gamme de fréquences pour différents niveaux de perturbation de la vitesse d'entrée de l'air :

$$\mathcal{F}(f, u'/U_b) = \frac{\dot{Q}'/\bar{\dot{Q}}}{u'/U_b} \tag{9.6}$$

où $\bar{\dot{Q}}$ est le taux de dégagement de chaleur moyen, U_b la vitesse débitante, $\dot{Q}'$ et u' sont les valeurs de la fluctuation du taux de dégagement de chaleur

et de la fluctuation de la vitesse axiale de l'écoulement d'air déterminées à la fréquence d'excitation f. La fluctuation du taux de dégagement de chaleur est déterminée à partir de l'émission de chimiluminescence du radical OH^* par un photo-multiplicateur équipé d'un filtre interférentiel. La vitesse axiale de l'air ensemencé de gouttelettes d'huile est déterminée par LDV en dehors du cône formé par le spray à une distance $z = 1.4\,\text{mm}$ de la sortie du swirler et à $r = 18.6\,\text{mm}$ de l'axe de l'injecteur. La FDF peut donc s'écrire en fonction de l'intensité de chimiluminescence OH^* :

$$\mathcal{F}(f, u'/U_b) = \frac{\dot{Q}'/\bar{\dot{Q}}}{u'/U_b} \approx \frac{I'_{OH}/\bar{I}_{OH}}{u'/U_b} \tag{9.7}$$

La FDF est souvent écrite sous la forme d'un gain G et d'un retard de phase φ :

$$\mathcal{F}(f, u'/U_b) = G(f, u'/U_b)e^{i\varphi(f,u'/U_b)} \tag{9.8}$$

où G et φ dépendent de la fréquence et du niveau d'excitation. Le gain G caractérise le niveau de réponse de la flamme à l'excitation acoustique, alors que le retard de phase φ caractérise le temps de réponse entre la perturbation de la vitesse mesurée par LDV et la fluctuation de l'émission de OH^*. La phase φ décrit un temps de retard τ de la réponse du système $\varphi = 2\pi f\tau$.

La réponse de la flamme soumise à des perturbations acoustiques de l'écoulement est maintenant analysée avec une chambre de combustion de longueur $L = 0.30\,\text{m}$. Cette chambre de combustion permet de mesurer la FDF du brûleur sans instabilité thermo-acoustique. La configuration du brûleur est identique à celle utilisée dans la Sec. 9.3, mais les plaques rigides sont remplacées par des haut-parleurs afin de moduler l'écoulement d'air. La réponse de la flamme est mesurée pour un débit de dodécane fixé $\dot{m}_f = 12.5\,\text{g}\cdot\text{min}^{-1}$ et pour deux vitesses U_b correspondant à des flammes globalement pauvres.

9.5.1 Flamme A

Un régime de type Flamme A (Fig. 9.5(a)) est étudié dans cette section. Le brûleur opère avec un $GLR = 0.09$ et une vitesse débitante de l'air $U_b = 7.5\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, pour une richesse globale $\phi = 0.95$. L'évolution du gain G et de la phase φ de la FDF pour trois amplitudes d'excitation $u'/U_b = 0.09$, 0.27 et 0.55 est représentée à la Fig. 9.9. Des mesures supplémentaires ont été réalisées pour d'autres amplitudes mais ne sont pas représentées sur ce graphique par souci de clarté. Les fréquences étudiées varient de $f = 10\,\text{Hz}$ à $390\,\text{Hz}$ pour un niveau d'excitation en entrée $u'/U_b = 0.09$. Elles varient de $f = 20\,\text{Hz}$ à $230\,\text{Hz}$ lorsque $u'/U_b = 0.27$, et l'exploration se limite à une gamme de fréquences allant de $120\,\text{Hz}$ à $210\,\text{Hz}$ lorsque $u'/U_b = 0.55$. Cette limitation provient de la difficulté à moduler l'écoulement d'air chaud avec des amplitudes élevées en utilisant les

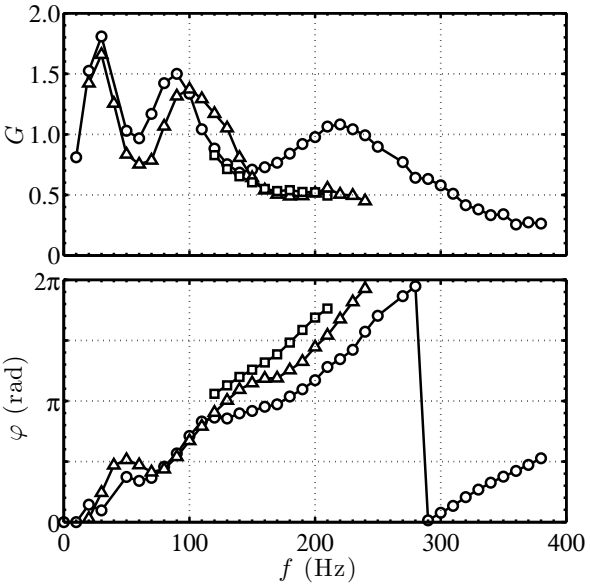


FIGURE 9.9 – *Gain G et phase φ de la FDF pour une flamme de type Flamme A en fonction de la fréquence f et de l'amplitude d'excitation lorsque $\dot{m}_a = 152\,\mathrm{N \cdot L \cdot min^{-1}}$, $\phi = 0.95$, $GLR = 0.09$. La vitesse débitante de l'air vaut $U_b = 7.5\,\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ dans le système d'injection.* $\circ$: $u'/U_b = 0.09$, $\triangle$: $u'/U_b = 0.27$ *et* $\square$: $u'/U_b = 0.55$.

haut-parleurs. L'évolution du gain G avec la fréquence f est typique de celle observée par Palies et al. (2011) pour les flammes prémélangées swirlées gazeuses avec une succession de bosses et de creux. Les mesures aux basses fréquences et amplitudes élevées sont difficiles à réaliser pour les mêmes raisons. Les mesures réalisées pour $u'/U_b = 0.09$ montrent que le gain G tend vers 0 à très basse fréquence ($f \approx 0\,\mathrm{Hz}$) puisque la fluctuation du débit de combustible est nulle (Polifke and Lawn (2007)). De 0 à 30 Hz le gain augmente pour atteindre un maximum à $G \approx 1.75$ pour $f = 30\,\mathrm{Hz}$. Le gain décroît ensuite jusqu'à un minimum local à $f \approx 50\,\mathrm{Hz}$. Pour cette condition, $G = 1$ pour $u'/U_b = 0.09$ et $G = 0.75$ pour $u'/U_b = 0.27$. Ensuite, le gain augmente de nouveau pour atteindre le second maximum à $f \approx 90\,\mathrm{Hz}$ avec $G = 1.5$ pour $u'/U_b = 0.09$. Ce maximum est légèrement décalé vers les hautes fréquences à $f \approx 100\,\mathrm{Hz}$ avec $G = 1.4$ lorsque $u'/U_b = 0.27$. Lorsque $u'/U_b = 0.09$, le gain décroît de 100 Hz à 150 Hz puis augmente de nouveau pour atteindre un maximum local autour de $f = 220\,\mathrm{Hz}$. La fréquence de coupure de la réponse de la flamme définie par $G = 0.5$ est atteinte pour $f_c \approx 310\,\mathrm{Hz}$. Sur la gamme de fréquence 100 - 230 Hz, le gain de la FDF décroît pour toutes les autres amplitudes étudiées pour atteindre $G = 0.5$ à $f \approx 200\,\mathrm{Hz}$. Dans la gamme de fréquence 100 - 150 Hz, le gain augmente avec l'amplitude de la perturbation. Ce gain diminue ensuite pour $f > 150\,\mathrm{Hz}$ comme l'ont observé Palies et al. (2010); Schimek et al. (2011) pour des flammes prémélangées swirlées dans des configurations de foyers différents.

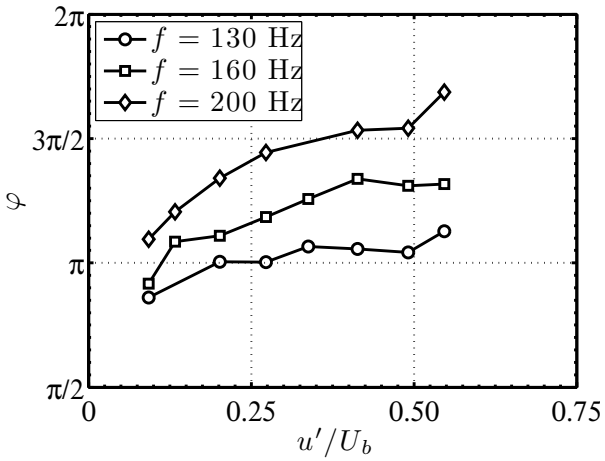


FIGURE 9.10 – *Evolution de la phase φ de la FDF lorsque le niveau d'excitation u'/U_b varie pour $f = 130$, 160 et 200 Hz pour $\dot{m}_a = 152\,\mathrm{N}\cdot\mathrm{l}\cdot\mathrm{min}^{-1}$, $\phi = 0.95$ et $GLR = 0.09$.*

La phase φ augmente linéairement avec la fréquence de 0 à $5\pi/2$ avec un temps de retard $\tau_A \approx 5.6$ ms. Un point d'inflection apparaît sur l'évolution de la phase à la fréquence $f \approx 50$ Hz qui correspond à la fréquence où un creux est observé sur l'évolution du gain. Il est important de noter que le déphasage φ augmente avec le niveau de modulation. Cette observation contraste avec la réponse des flammes parfaitement prémélangées swirlées où on observe généralement que le déphasage est très peu sensible au niveau de modulation (Palies et al. (2010); Lieuwen (2012); Ćosić et al. (2014)). Cette forte évolution de la phase φ avec l'amplitude a des conséquences importantes sur les bandes de stabilité de la chambre de combustion (Noiray et al. (2008)).

Ce point est examiné plus en détail à la Fig. 9.10 où l'évolution de la phase φ de la FDF est représentée pour trois fréquences $f = 130$ Hz, $f = 160$ Hz et $f = 200$ Hz lorsque l'amplitude u'/U_b augmente. Pour ces trois fréquences, la phase φ augmente avec l'amplitude d'excitation u'/U_b. Pour la fréquence $f = 200$ Hz, l'augmentation de la phase φ est supérieure à $\pi/2$ entre le plus petit niveau de modulation $u'/U_b = 0.09$ et le plus élevé $u'/U_b = 0.55$. Cette observation indique que le temps nécessaire aux perturbations pour atteindre le front de flamme dépend fortement du niveau de modulation pour les flammes diphasiques étudiées. Ce type d'évolution a déjà été observé pour des flammes laminaires coniques prémélangées par Noiray et al. (2008) et Boudy et al. (2011), mais la topologie de ces flammes est différente des flammes swirlées étudiées ici. Les flammes swirlées issues de combustibles gazeux soumises à des fluctuations de richesse (Kim et al. (2011)), ou les flammes partiellement prémélangées

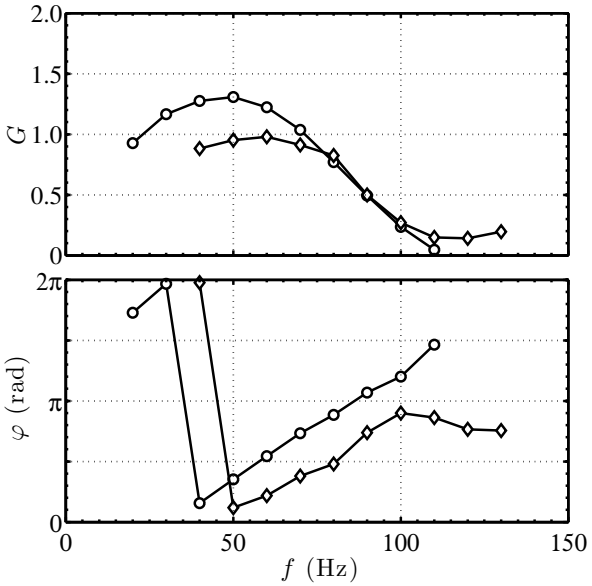


FIGURE 9.11 – *Gain G et phase φ de la FDF pour une flamme de type B en fonction de la fréquence f et de l'amplitude d'excitation lorsque $\dot{m}_a = 193\,\mathrm{N \cdot L \cdot min^{-1}}$, $\phi = 0.75$, $GLR = 0.10$. La vitesse débitante de l'air vaut $U_b = 9.5\,\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ dans le système d'injection. $\circ : u'/U_b = 0.09$ et $\diamond : u'/U_b = 0.20$.*

swirlées soumises à des fluctuations du débit d'air (Kim and Hochgreb (2011)), présentent aussi des FDF dont la phase a le même type d'évolution que celui observé dans cette étude. Ceci indique que la stratification du combustible et les fluctuations de richesse peuvent être à l'origine de ce comportement observé pour la réponse de flammes issues de sprays. Un regroupement périodique de paquets de gouttes (Giuliani et al. (2002); Chishty (2005); Gurubaran and Sujith (2011)) peut également conduire à cette distribution inhomogène en espace et en temps des vapeurs de combustible. Ces différents mécanismes sont potentiellement à l'origine de la réponse observée pour la FDF.

9.5.2 Flamme B

Un régime de type Flamme B (Fig. 9.5(b)) est désormais étudié. Le brûleur est utilisé avec un $GLR = 0.10$, une vitesse débitante de l'air $U_b = 9.5\,\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ et une richesse $\phi = 0.75$. La figure Fig. 9.11 montre l'évolution du gain G et de la phase φ de la FDF pour deux amplitudes $u'/U_b = 0.09$ et 0.20. La FDF est déterminée sur une gamme de fréquences comprises entre 20 Hz et 110 Hz pour $u'/U_b = 0.09$ ($\circ$) et entre 40 Hz et 130 Hz pour $u'/U_b = 0.20$ ($\diamond$). Le gain de la FDF se comporte comme un filtre passe-bas, avec une fréquence de coupure plus faible qu'avec la Flamme A (Fig. 9.9). Le gain tend vers $G \approx 0$ à basse fréquence (Polifke and Lawn (2007)). La fréquence de coupure de la réponse de la flamme est atteinte pour $f_c = 90\,\mathrm{Hz}$. La flamme ne répond plus pour

$f \geq 110\,\text{Hz}$ pour les deux amplitudes étudiées. A basse fréquence, $f < 20\,\text{Hz}$, la modulation de l'écoulement d'air est difficilement réalisable avec les actionneurs utilisés et le rapport signal sur bruit des mesures n'est pas suffisant. A partir de 20 Hz, le gain G augmente et passe par un maximum à $f = 50\,\text{Hz}$ lorsque $u'/U_b = 0.09$ et à $f \approx 60\,\text{Hz}$ lorsque $u'/U_b = 0.20$. Ensuite, le gain décroît jusqu'à atteindre la fréquence de coupure. Notons que le gain G décroît lorsque l'amplitude augmente.

La phase φ de la FDF augmente linéairement avec la fréquence de 20 Hz à 100 Hz. Au-delà de cette fréquence, la faible réponse de la flamme ne permet pas de calculer correctement le déphasage entre le signal OH^* et la fluctuation de vitesse. A basses fréquences, il est difficile d'interpréter l'évolution de la phase et la valeur limite vers laquelle tend la phase en $f = 0\,\text{Hz}$. La phase diminue fortement lorsque l'amplitude de forçage augmente. Cette réponse est très différente de celle de la flamme A représentée à la Fig. 9.9, mais le déphasage dépend toujours de l'amplitude. Le temps de retard τ qui correspond à la pente de la phase vaut désormais $\tau_B \approx 9\,\text{ms}$ pour les deux amplitudes considérées. La raison de ce comportement particulier de la phase de la FDF des flammes qui produisent des suies n'a pas été élucidée, mais ce comportement est reproductible pour tous les cas testés.

9.5.3 Adimensionnement des FDF

Un point important dans cette étude de la dynamique de la combustion est de déterminer un nombre sans dimension caractéristique qui permet de transposer ces résultats à des configurations de taille différente et notamment à la chaudière EDF. Un nombre de Strouhal St est souvent utilisé pour décrire la réponse linéaire des flammes prémélangées swirlées soumises à des fluctuations de l'écoulement d'air lorsque la richesse est fixée (Kim et al. (2010); Palies et al. (2010)). On peut calculer ce nombre en se basant par exemple sur la vitesse débitante de l'air U_b et le diamètre extérieur D de l'injecteur d'air. Un nombre de Strouhal basé sur la vitesse débitante et la longueur de la flamme L_f est également utilisé par Kim and Santavicca (2013) lorsque la richesse varie. Ces nombres apparaissent naturellement lors des analyses théoriques principalement menées pour des flammes laminaires prémélangées coniques (Fleifil (1996); Ducruix et al. (2000); Preetham et al. (2008)) ou des flammes en « V » (Dowling (1999); Schuller et al. (2003)). La figure Fig. 9.12 représente l'évolution du gain G et de la phase φ des FDF déterminés précédemment en fonction du nombre de Strouhal :

$$St = f L_{ft}/U_b \tag{9.9}$$

La longueur efficace L_{ft} est ici définie par :

$$L_{ft} = U_b \tau \tag{9.10}$$

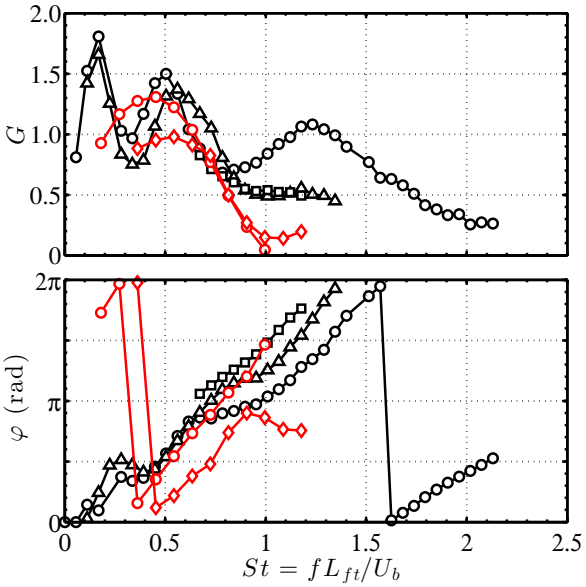


FIGURE 9.12 – *Evolution du gain G et de la phase φ des FDF de la flamme de type A (Fig. 9.9), en noir, et de la flamme de type B (Fig. 9.11), en rouge, en fonction du nombre de Strouhal S_t. $\circ$: $u'/U_b = 0.09$, $\diamond$: $u'/U_b = 0.20$, $\triangle$: $u'/U_b = 0.27$ et $\square$: $u'/U_b = 0.55$.*

où τ est le temps de retard moyen déterminé à partir des FDF (Figs. 9.9 et 9.11). On a montré à la Sec. 9.5.1 que $\tau_A = 5.6\,\text{ms}$ et à la Sec. 9.5.2 que $\tau_B = 9\,\text{ms}$. On peut donc en déduire une longueur $L_{ft} = U_b\ \tau_A = 42\,\text{mm}$ pour la flamme bleue et une longueur $L_{ft} = U_b\ \tau_B = 86\,\text{mm}$ pour la flamme jaune.

Il est intéressant d'examiner une deuxième méthode pour déterminer la longueur L_{ft}. Pour des flammes axi-symétriques stabilisées en « V » la longueur efficace L_{ft} pour les fluctuations du dégagement de chaleur correspond à 2/3 de la longueur de la flamme L_f : $L_{ft} \sim 2/3 L_f$ (Schuller et al. (2003)). La figure Fig. 9.5(a) indique que $L_f = 67\,\text{mm}$ pour la flamme de type A. On en déduit donc la longueur $L_{ft} = 42\,\text{mm}$. Cette valeur est très proche de celle déterminée à partir de la FDF de la flamme de type A. Pour la flamme de type B, $L_f = 78\,\text{mm}$ (Fig. 9.5(b)) ce qui donne $L_{ft} = 52\,\text{mm}$. Cette dernière valeur est 40% plus petite que celle déterminée à partir de la FDF de la flamme de type B. L'utilisation du nombre de Strouhal basé sur la vitesse débitante et une longueur caractéristique L_{ft} est donc pertinente pour la flamme bleue (type A). Elle est plus discutable pour les flammes qui produisent des suies (type B).

L'évolution du gain tracé à la Fig. 9.12 montre que le maximum du gain de la flamme B et le second maximum du gain de la flamme A sont obtenus pour la même valeur $St \approx 0.5$ du nombre de Strouhal. Le gain de la flamme B décroît ensuite et s'annule pour $St \geq 1$. Le gain de la flamme A semble saturer lorsque

les amplitudes sont élevées pour cette même valeur de nombre de Strouhal. Les phases des flammes A et B sont confondues lorsque $u'/U_b = 0.09$ pour des nombres de Strouhal variant de $St = 0.5$ à 0.75. Cette superposition est directement liée à la manière dont est définie la longueur L_{ft} (Eq.(9.10)). Cet adimensionnement de la FDF est utilisé par la suite pour analyser la stabilité de la chaudière EDF en se basant sur la vitesse débitante de l'air U_b et sur la longueur caractéristique L_{ft} de la flamme.

9.6 Dynamique de flamme

Le mouvement de la flamme soumise à des fluctuations de vitesse acoustique est analysé afin d'interpréter certains points caractéristiques de la FDF de la flamme A représentée à la Fig. 9.9. Cette étude est réalisée par imagerie directe de la flamme en collectant le signal de chimiluminescence du radical OH^* avec une caméra ICCD équipée d'un objectif UV et d'un filtre passe bande. L'analyse des images instantanées ne convient pas car les fluctuations turbulentes ont tendance à masquer les mouvements périodiques de la flamme. L'acquisition des images est donc réalisée en moyenne de phase par rapport à l'excitation acoustique, en accumulant 100 images pour chaque phase du cycle considéré. La période est découpée en 12 phases régulièrement espacées de 30°. L'étude est réalisée pour les fréquences d'excitation $f = 30$, 55 et 90 Hz qui correspondent au premier maximum, au creux et au second maximum du gain de la FDF représentée à la Fig. 9.9. L'amplitude d'excitation est fixée à $u'/U_b \simeq 0.14$ et la vitesse fluctuante u' est mesurée simultanément par le système LDV. La forme de la flamme au cours de la période est représentée à la Fig. 9.13 pour les trois fréquences étudiées. L'intensité lumineuse est normalisée sur chaque image et est représentée avec de fausses couleurs. Un seuil est appliqué à 15% du maximum de l'intensité et un iso-contour à 70% de l'intensité maximale est représenté en noir. L'évolution cyclique de la fluctuation de la vitesse axiale $u'/\bar{U}$ et de la fluctuation du taux de dégagement de chaleur $\dot{Q}'/\bar{\dot{Q}}$, calculée à partir des images de la flamme, sont représentées à la Fig. 9.14. Les symboles ($\circ$) en noir représentent la fluctuation de la vitesse mesurée et la courbe indique la fluctuation de la vitesse théorique lorsque $u'/U_b \simeq 0.14$. Les symboles ($\square$) en rouge représentent le taux de dégagement de chaleur global déduit des images et la courbe en rouge représente le taux de dégagement de chaleur théorique lorsque l'amplitude est déterminée à partir des images et que la phase est déterminée à partir de la phase de la FDF.

Pour une excitation à $f = 30$ Hz, la surface délimitée par l'iso-contour d'intensité, représenté à la Fig. 9.13, diminue entre 0° et 120° puis augmente de 180° et 300°. La surface maximale couverte par la flamme est obtenue lorsque la phase vaut 0° à 2π près. Cette phase correspond au maximum de la vitesse et au maximum du taux de dégagement de chaleur d'après la Fig. 9.14(a). Le

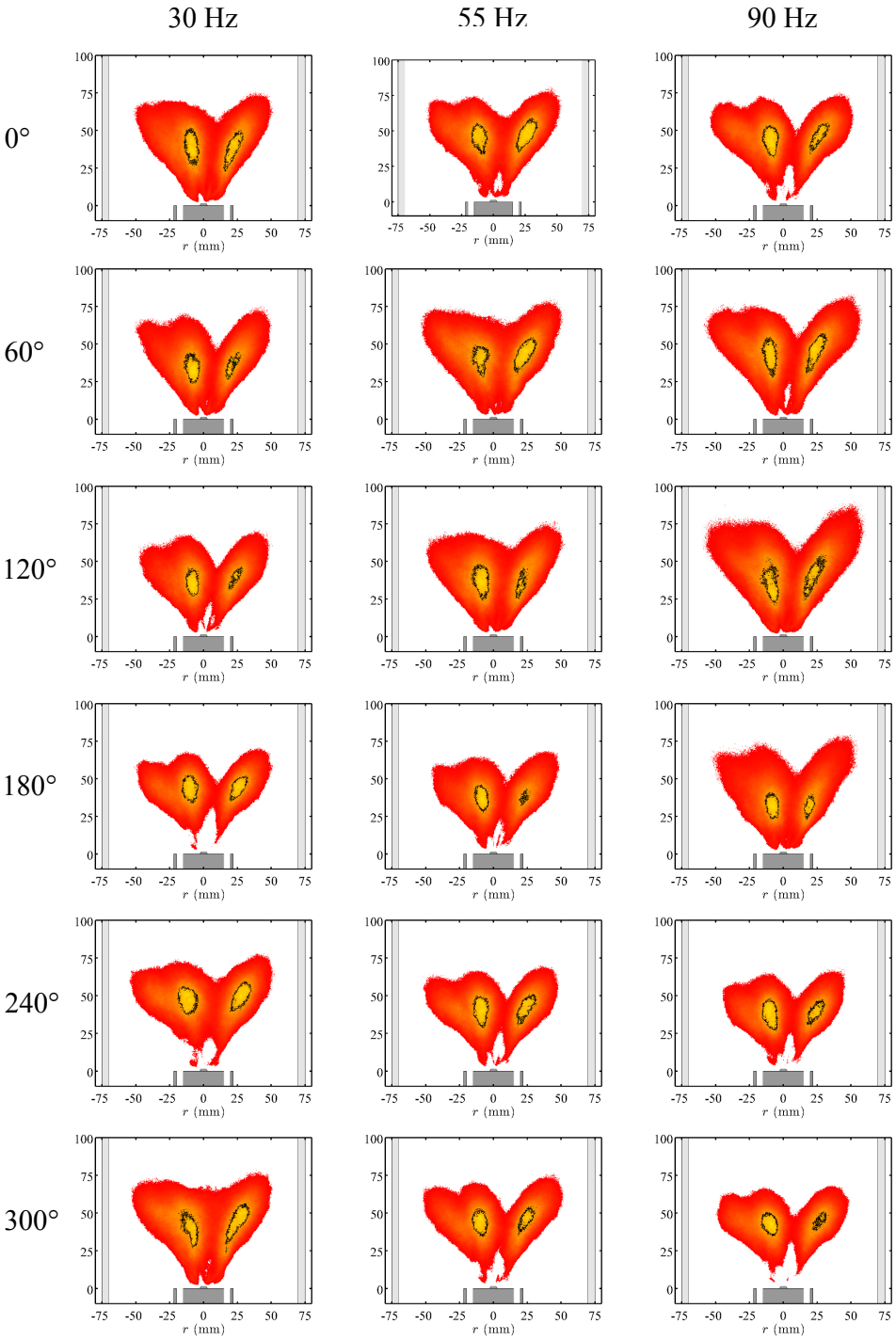
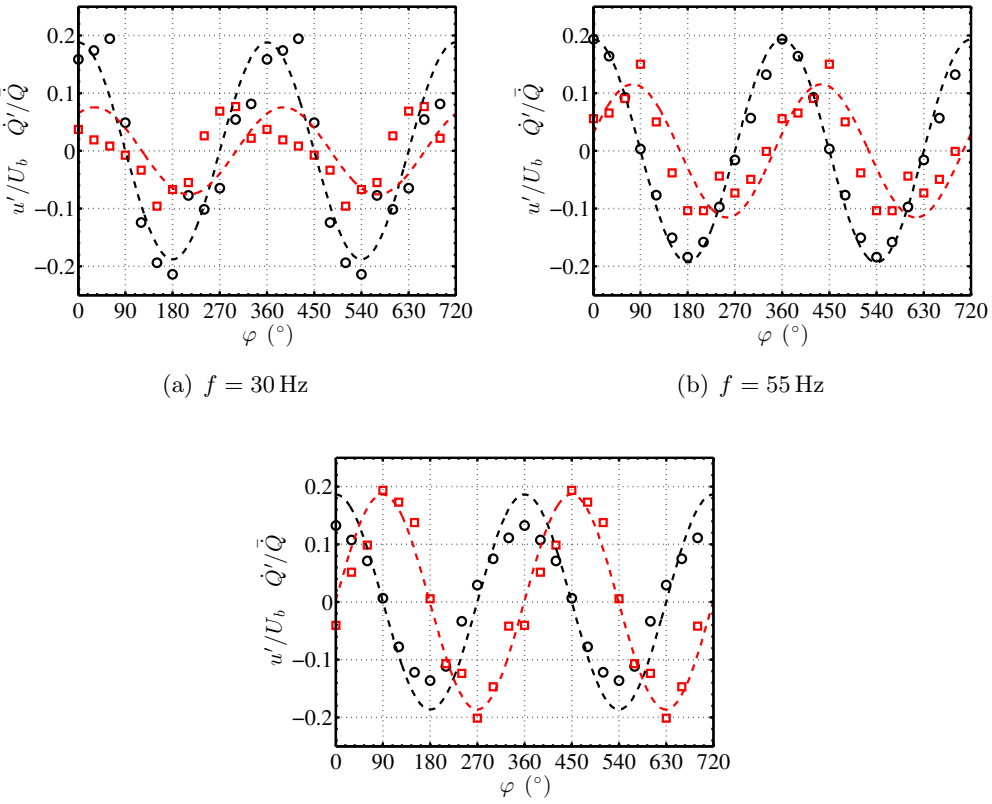


FIGURE 9.13 – *Images de la flamme de type A obtenues par moyenne de phase en collectant son rayonnement OH* avec une caméra ICCD. Images réalisées lorsque l'écoulement est modulé à* $f = 30$, 55 *et* $90\,\mathrm{Hz}$ *avec une amplitude* $u'/U_b \simeq 0.14$. *Flamme de type A avec* $\dot{m}_f = 12.5\,\mathrm{g\cdot min^{-1}}$, $U_b = 7.5\,\mathrm{m\cdot s^{-1}}$ *(*$\phi = 0.95$*) et GLR =* 0.09.



(a) $f = 30\,\text{Hz}$ (b) $f = 55\,\text{Hz}$

(c) $f = 90\,\text{Hz}$

FIGURE 9.14 – *Evolution de la fluctuation de la vitesse u'/U_b en noir (○) et de la fluctuation $\dot{Q}'/\bar{Q}$ en rouge (□) au cours du cycle. Le taux de dégagement de chaleur est obtenu en intégrant l'intensité lumineuse des images de la Fig. 9.13.*

déplacement vertical de l'iso-contour est également important pendant le cycle. Lorsque $f = 55\,\text{Hz}$, la surface délimitée par l'iso-contour d'intensité diminue entre 0° et 180° où elle atteint un minimum. Ce minimum de surface correspond au minimum de la vitesse axiale u d'après la Fig. 9.14(b). La surface augmente ensuite entre 180° et 300°. Cette variation de la surface au cours du cycle est moins importante que celle observée pour $f = 30\,\text{Hz}$. Le mouvement de l'iso-contour est également moins marqué à cette fréquence. La position et la surface couverte par l'iso-contour varient fortement lorsque $f = 90\,\text{Hz}$. Cette variation est semblable à celle observée pour une excitation à $f = 30\,\text{Hz}$. Le maximum de la surface de flamme et du taux de dégagement de chaleur est atteint lorsque la fluctuation de la vitesse est nulle d'après la Fig. 9.14(c). Ces résultats préliminaires mettent en évidence des mouvements importants de la flamme au cours du cycle d'excitation à toutes les fréquences explorées. Le comportement de la flamme est semblable lorsqu'il est observé aux fréquences

correspondant aux maximums de la FDF. Cependant, la visualisation de l'ensemble de la flamme ne permet pas une étude fine des mécanismes qui pilotent la réponse de ces flammes.

9.7 Fluctuation du nombre de swirl

Il est désormais intéressant d'étudier l'un des mécanismes qui pilote le gain G de la réponse de la flamme. Les extremums du gain G de la FDF de flammes swirlées prémélangées sont contrôlés par des mécanismes d'interférences constructives ou destructives entre les fluctuations axiales de type acoustique et les fluctuations azimutales de type convective (Huang and Yang (2009); Komarek and Polifke (2010); Palies et al. (2010)). Les vitesses de propagation de ces perturbations sont très différentes. Palies et al. (2010) ont montré que les fluctuations de la vitesse azimutale sont générées par une conversion des ondes acoustiques en ondes convectives azimutales lorsqu'elles traversent le swirler. Ce phénomène se traduit par une fluctuation S' du nombre de swirl :

$$\frac{S'}{\bar{S}} = \frac{u'_\theta}{\bar{u}_\theta} - \frac{u'}{\bar{u}} \tag{9.11}$$

où $\bar{S}$ est le nombre de swirl déterminé sans modulation de l'écoulement, u'_θ est la fluctuation de la vitesse azimuthale, $\bar{u}_\theta$ est la vitesse azimutale moyenne, u' est la fluctuation de la vitesse axiale et $\bar{u}$ est la vitesse axiale moyenne. Toutes ces vitesses sont définies en aval du swirler.

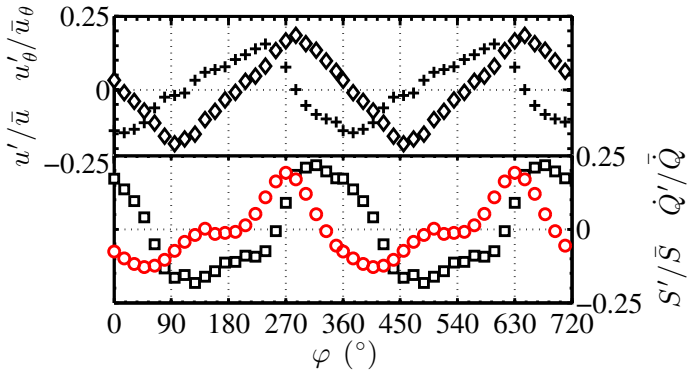
Il est intéressant d'examiner si ce mécanisme permet également d'expliquer le comportement observé par la FDF de flammes issues de sprays de combustible. L'analyse de la fluctuation du nombre de swirl est ici exclusivement menée sur la flamme de type A, lorsque la vitesse débitante de l'air $U_b = 7.5\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ et le niveau de fluctuation $u'/U_b = 0.10$ sont fixés. Les mesures sont réalisées à $z = 2.9\,\mathrm{mm}$ en aval du tube d'injection et à une distance $r \approx 18.5\,\mathrm{mm}$ du centre de l'injecteur, lorsque l'écoulement est modulé aux fréquences $f = 30$, 55 et 90 Hz. Ces fréquences correspondent à un maximum, un minimum et un second maximum de la FDF représentée à la Fig. 9.9. La vitesse axiale u est mesurée par la voie 1 du système LDV lors d'une première série de mesures. La vitesse azimutale u_θ est mesurée par la voie 2 du système LDV lors d'une seconde série d'acquisition. La forme cylindrique de la chambre de combustion engendre une forte réfraction des faisceaux lasers. Par conséquent, les volumes de mesure des faisceaux lasers associés aux voies 1 et 2 ne sont pas parfaitement superposés. Cette incertitude sur la position radiale de la mesure engendre une forte incertitude sur la mesure des vitesses puisque les gradients de vitesse sont importants à $r/r_0 \approx 0.93$ (Fig. 9.2). Les deux acquisitions sont synchronisées par post-traitement en utilisant le signal de chimiluminescence du radical OH^* collecté par le PM comme signal de référence. Une moyenne de phase est en-

suite réalisée pour augmenter le rapport signal sur bruit.

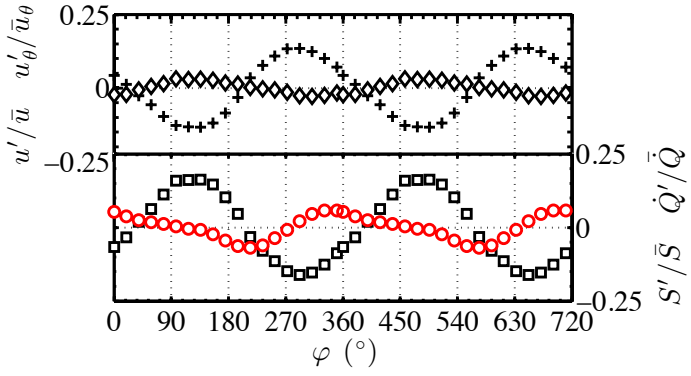
Les courbes supérieures de la Fig. 9.15 représentent l'évolution de la fluctuation de la vitesse axiale $u'/\bar{u}$ (+) et de la vitesse azimutale $u'_\theta/\bar{u}_\theta$ ($\diamond$) mesurées en un point, en fonction de la phase φ du cycle d'excitation. Les graphiques inférieurs représentent l'évolution de la fluctuation du nombre de swirl (Eg. (9.11)), en noir ($\square$), et la fluctuation du taux de dégagement de chaleur $\dot{Q}'/\bar{\dot{Q}}$, en rouge ($\circ$), en fonction de la phase du cycle. Lorsque $f = 30\,\text{Hz}$ (Fig. 9.15(a)) le niveau de fluctuation des vitesses azimutale et axiale est proche ($u'/\bar{u} \simeq u'_\theta/\bar{u}_\theta$). Les deux signaux de vitesse sont presque en quadrature de phase avec un déphasage $\Delta\varphi = 83°$. Le temps de retard $\tau_c = 8\,\text{ms}$ entre les deux signaux reflète le temps de convection de la perturbation azimutale depuis le swirler jusqu'à la sortie de l'injecteur. Le niveau de fluctuation du nombre de swirl $S'/\bar{S}$ et du taux de dégagement de chaleur $\dot{Q}'/\bar{\dot{Q}}$ sont semblables. La quadrature de phase entre les signaux de vitesse conduit à la formation d'une interférence constructive des perturbations et semble être associée à une forte fluctuation du taux de dégagement de chaleur.

Lorsque $f = 55\,\text{Hz}$ (Fig. 9.15(b)), le niveau de fluctuation de la vitesse azimutale reste faible par rapport au niveau de fluctuation de la vitesse axiale. La modification de la fréquence d'excitation ne peut pas entraîner une telle modification du niveau de fluctuation d'après Palies et al. (2010). Ce faible niveau de perturbation de la vitesse azimutale ($u'_\theta/\bar{u}_\theta$) par rapport à la vitesse axiale résulte probablement de l'incertitude sur la superposition des deux volumes de mesure entre les deux acquisitions. Le déphasage entre les deux signaux de vitesse azimutale et axiale est $\Delta\varphi = 157°$, ce qui correspond à un temps de retard $\tau_c = 10\,\text{ms}$ proche de celui mesuré pour $f = 30\,\text{Hz}$. Ces signaux proches de l'opposition de phase génèrent une importante fluctuation du nombre de swirl, même si le niveau mesuré pour $u'_\theta/\bar{u}_\theta$ est faible. La fluctuation du taux de dégagement de chaleur $\dot{Q}'/\bar{\dot{Q}}$ est faible. Elle est déphasée de 110° par rapport à $S'/\bar{S}$. L'opposition de phase entre les perturbations de vitesse peut engendrer une interférence destructive des perturbations et diminuer la réponse de la flamme (Palies et al. (2010)).

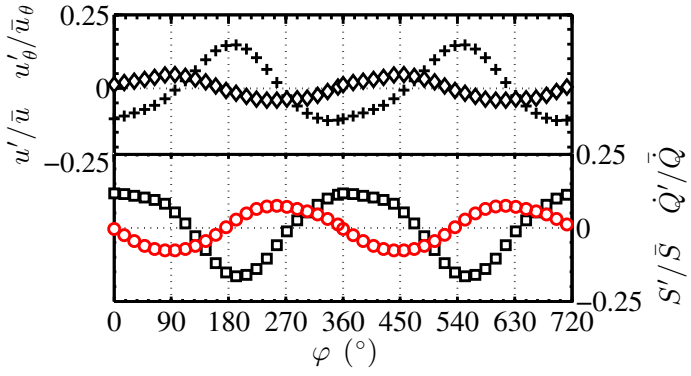
Le second maximum de la FDF (Fig. 9.9) à $f = 90\,\text{Hz}$ (Fig. 9.15(c)) est maintenant analysé. Le niveau de fluctuation de la vitesse azimutale $u'_\theta/\bar{u}_\theta$ est faible par rapport au niveau de fluctuation de la vitesse axiale $u'/\bar{u}$. Il s'agit probablement du même problème que celui détecté pour une modulation à $f = 55\,\text{Hz}$. Les signaux de vitesse azimutale et axiale sont quasiment en quadrature pour $f = 90\,\text{Hz}$ avec $\Delta\varphi = 100°$ et un temps de retard $\tau_c = 8\,\text{ms}$ identique à celui mesuré lorsque $f = 30\,\text{Hz}$. Les niveaux de fluctuation du nombre de swirl et du taux de dégagement de chaleur sont proches, $S'/\bar{S} \simeq \dot{Q}'/\bar{\dot{Q}}$, comme pour une modulation à $f = 30\,\text{Hz}$. De la même manière que lorsque $f = 30\,\text{Hz}$, la



(a) $f = 30\,\text{Hz}$



(b) $f = 55\,\text{Hz}$



(c) $f = 90\,\text{Hz}$

FIGURE 9.15 – *Evolution de la fluctuation de la vitesse axiale $u'/\bar{u}$, de la vitesse azimutale $u'_\theta/\bar{u}_\theta$, du nombre de swirl $S'/\bar{S}$ et du taux de dégagement de chaleur $\dot{Q}'/\bar{\dot{Q}}$, en fonction de la phase de la période d'excitation φ, lorsque $f = 30$ (a), 55 (b) et 90 Hz (d). Avec $+$: $u'_z/\bar{u}_z$, $\diamond$: $u'_\theta/\bar{u}_\theta$, $\square$: $S'/\bar{S}$ et $\circ$: $\dot{Q}'/\bar{\dot{Q}}$.*

quadrature de phase entre les perturbations de vitesses génère une interférence constructive qui semble augmenter la fluctuation du taux de dégagement de chaleur.

Il est important de noter que ce phénomène est piloté par le temps de convection τ de la perturbation azimutale entre la sortie du swirler et la sortie de l'injecteur (Palies et al. (2011)). La fluctuation maximale du taux de dégagement de chaleur est observée lorsque u' et u'_θ sont en quadrature de phase c'est-à-dire pour $f = 30\,\text{Hz}$ d'après les expériences. L'interférence destructive devrait donc être maximale lorsque les perturbations sont en opposition de phase, donc pour une fréquence d'excitation $f = 2 \times 30 = 60\,\text{Hz}$. Un second maximum de $\dot{Q}'/\bar{\dot{Q}}$ devrait être atteint lorsque les vitesses sont en quadrature de phase donc pour $f = 3 \times 30 = 90\,\text{Hz}$. Ces fréquences correspondent bien aux pics et aux creux du gain G de la FDF de la Fig. 9.9.

Ces résultats préliminaires mettent en évidence un possible mécanisme d'interférences entre les perturbations de vitesse axiale et azimutale qui pilotent la fluctuation du taux de dégagement de chaleur. La confirmation de ces résultats nécessite des investigations supplémentaires en levant l'incertitude sur la superposition des volumes de mesure. Mesurer les profils de vitesse lorsque l'écoulement d'air est modulé est une possibilité pour diminuer cette incertitude.

9.8 Conclusion

Une analyse de la réponse d'une flamme diphasique non-prémélangée soumise à des modulations acoustiques harmoniques a été effectuée sur le brûleur *DIFAV*. Cette étude a été menée pour des sprays ayant tous la même granulométrie, avec un $SMD = 9\,\mu\text{m}$, et pour un débit de dodécane $\dot{m}_f = 12.5\,\text{g} \cdot \text{min}^{-1}$ fixé, avec deux vitesses débitantes d'air U_b et un nombre de swirl de l'écoulement d'air mesuré à $S = 0.92$. Deux structures de flamme ont été observées. La première configuration est une flamme bleue, courte, sans suies. La seconde est une flamme qui impacte la chambre de combustion en quartz, ce qui produit des suies. Les évolutions de l'intensité du signal de chimiluminescence des radicaux OH^* et CH^* ont été déterminées en fonction du débit massique de combustible et de la richesse globale pour un $GLR = 0.08$. Il a été constaté que l'intensité du signal de OH^* varie proportionnellement à ces deux grandeurs, pour tous les régimes de flamme explorés dans des conditions globalement pauvres. Le signal CH^* présente au contraire une transition abrupte dans les régimes de flamme avec suies, du fait de la contribution supplémentaire du rayonnement thermique des suies. Ces expériences ont permis de montrer que mesurer des fluctuations basses fréquences du taux de dégagement de chaleur à partir de la fluctuation du signal OH^* est raisonnable pour des flammes globalement pauvres, même si

la flamme produit des suies. La « Flame Describing Function » (FDF) ou fonction de transfert de flamme généralisée a été mesurée pour les deux régimes de flamme en fonction de la fréquence et du niveau de la perturbation. Il a été constaté que la dynamique de ces flammes diphasiques swirlées est très sensible au niveau de perturbation de la vitesse. Le déphasage entre la fluctuation de la vitesse et la fluctuation du taux de dégagement de chaleur dépend fortement de l'amplitude des perturbations. Les FDF ont été adimensionnées par le nombre de Strouhal St basé sur la vitesse débitante de l'air et une longueur caractéristique de la flamme. Il a été montré que cette longueur correspond à peu près à 2/3 de la longueur de la flamme dans le cas de la flamme bleue. Une analyse d'images en moyenne de phase de la flamme bleue a été menée aux fréquences correspondant aux pics et aux creux du gain de la FDF. Elle a mis en évidence l'important mouvement de la zone de plus forte intensité du taux de dégagement de chaleur aux fréquences où le gain est maximum. Ce mouvement est réduit pour une fréquence d'excitation où le gain est faible. Des mesures de la fluctuation du nombre de swirl ont montré un lien entre les pics observés sur le gain de la FDF et un faible niveau de fluctuation du nombre de swirl. Le creux sur le gain de la FDF semble au contraire correspondre à une forte fluctuation du nombre de swirl. Le gain de la FDF semble donc être sensible aux interférences générées par la vitesse azimutale et par la vitesse axiale au niveau du swirler. Il n'a en revanche pas été possible de déterminer les mécanismes physiques qui contrôlent le retard de phase de la FDF avec les diagnostics utilisés. Une étude plus détaillée de la structure de l'écoulement pulsé est nécessaire pour déterminer ces mécanismes. Les résultats présentés dans ce chapitre sont utilisés dans la suite pour analyser la stabilité dynamique du foyer *DIFAV* et de la chaudière EDF.

Chapitre 10

Analyse de stabilité du foyer *DIFAV*

L'objectif de ce chapitre est d'analyser la stabilité thermo-acoustique du foyer *DIFAV* et de comparer les prévisions avec des mesures réalisées sur le brûleur aux cycles limites d'instabilités auto-entretenues. Ceci permet d'examiner si les outils basés sur la fonction de transfert généralisée (FDF) développés pour des systèmes parfaitement pré-mélangés peuvent être utilisés pour prévoir la stabilité de foyers fonctionnant avec des flammes diphasiques non-prémélangées. Un bref rappel du couplage thermo-acoustique est réalisé à la Sec. 10.1. L'impact de la combustion instationnaire sur les ondes acoustiques est décrite à la Sec. 10.2. L'équation de dispersion d'un système à trois cavités comprenant une flamme instationnaire modélisée par sa FDF est déterminée à la Sec. 10.3. L'algorithme utilisé pour résoudre cette équation est également présenté dans cette section. Les instabilités auto-entretenues observées sur le brûleur *DIFAV* lorsque la longueur de la chambre varie sont étudiées dans la Sec. 10.4 pour deux topologies de flamme. L'analyse non-linéaire de la stabilité du brûleur *DIFAV* est menée à la Sec. 10.5 en étudiant l'évolution du gain G et de la phase φ des FDF mesurées dans le chapitre précédent. Des calculs sont réalisées pour déterminer la stabilité du foyer *DIFAV* et calculer les fréquences et les niveaux d'oscillation des cycles limites lorsque la longueur de la chambre de combustion L varie. Ces calculs sont menés en intégrant la FDF de la Flamme A au modèle acoustique à chaud du brûleur *DIFAV* développé au Chap. 7.

10.1 Couplage thermo-acoustique

Les instabilités de combustion sont souvent indésirables puisqu'elles s'accompagnent généralement de vibrations de grandes amplitudes conduisant à une fatigue mécanique des foyers, à une augmentation des flux thermiques aux parois participant au vieillissement prématuré de la chambre. Les instabilités de combustion ont été observées pour la première fois dans les moteurs fusées au

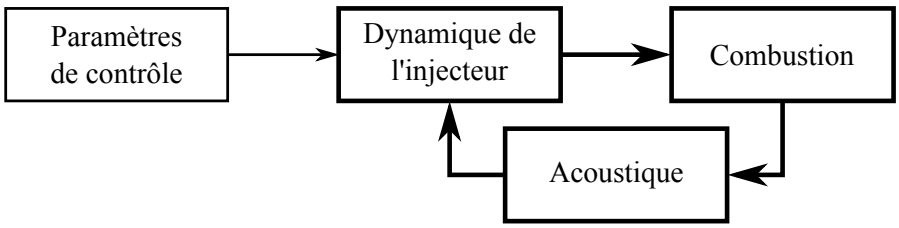


FIGURE 10.1 – *Schéma de principe d'instabilités de combustion couplées par une rétroaction acoustique.*

début des années 60 (Crocco (1951)) puis dans des fours industriels (Putnam (1971)), dans des ramjets (Hegde et al. (1987); Samaniego et al. (1993)) et dans des systèmes de post-combustions (Bloxsidge et al. (1988)). De nombreux articles de revues ont été publiés à ce sujet, voir par exemple Candel (2002); Lieuwen and Yang (2006); Natanzon (2008). Ces instabilités résultent d'un couplage entre l'acoustique du foyer et la combustion instationnaire. Ce couplage est représenté à la Fig.10.1. Une fluctuation de pression agit sur l'écoulement à travers la dynamique de l'injecteur. Cette perturbation de l'écoulement agit alors sur la combustion et génère une fluctuation du taux de dégagement de chaleur. La fluctuation du taux de dégagement de chaleur de la flamme se comporte alors comme une source acoustique qui génère des ondes de pression qui se propagent dans le système et vont modifier l'écoulement. Cette boucle de rétroaction est pilotée par l'acoustique du système et par ses fréquences propres (Schuller et al. (2003); Birbaud et al. (2007); Noiray et al. (2008); Durox et al. (2009); Palies et al. (2011); Durox et al. (2013)).

10.2 Acoustique en milieu réactif

Les équations régissant la propagation des ondes acoustiques en milieu réactif sont décrites. En supposant un mélange de N espèces gazeuses se comportant comme des gaz parfaits, les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour un écoulement réactif deviennent :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla.(\rho \mathbf{u}) = 0 \tag{10.1}$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho \mathbf{u}.\nabla \mathbf{u} = -\nabla p \tag{10.2}$$

$$\rho C_p \frac{dT}{dt} = \dot{q} + \frac{dp}{dt} - \left(\rho \sum_{k=1}^{N} c_{p,k} Y_k \mathbf{V}_k \right) .\nabla T \tag{10.3}$$

où $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}.\nabla$, $c_{p,k}$ est la chaleur massique à pression constante de l'espèce k, Y_k la fraction massique de l'espèce k, $\mathbf{V}_k$ est la vitesse de diffusion de l'espèce k dans le mélange et $\dot{q} = -\sum_{k=1}^{N} h_k \dot{\omega}_k$ est le taux de dégagement de chaleur

par unité de volume (Poinsot and Veynante (2005)). On a négligé dans ces expressions les forces de volume et les contraintes visqueuses. Après quelques manipulations mathématiques et en utilisant l'équation d'état des gaz parfaits $p = \rho r T$, où $r = R/M$ et $M = (\sum_k Y_k/M_k)^{-1}$ représente la masse molaire du mélange gazeux, on obtient (Candel et al. (2009)) :

$$\frac{1}{\gamma}\frac{d\ln p}{dt} + \nabla.\mathbf{u} = \frac{1}{\rho C_p T}\left[\dot{q} - \left(\sum_{k=1}^{N} c_{p,k} Y_k \mathbf{V}_k\right).\nabla T\right] + \frac{1}{r}\frac{dr}{dt} \tag{10.4}$$

En négligeant les termes sources autres que le taux de dégagement de chaleur $\dot{q}$ (Crighton et al. (1992); Truffaut et al. (1998)), il vient :

$$\frac{1}{\gamma}\frac{d\ln p}{dt} + \nabla.\mathbf{u} = \frac{1}{\rho c_p T}\dot{q} \tag{10.5}$$

Pour des fluctuations où seuls les termes du premier ordre sont conservés, on trouve pour des écoulements à faible nombre de Mach :

$$\frac{1}{\gamma p_0}\frac{\partial p'}{\partial t} + \nabla.\mathbf{u}' = \frac{\gamma - 1}{\gamma p_0}\dot{q}' \tag{10.6}$$

où $\dot{q}'$ est la perturbation du taux de dégagement de chaleur par unité de volume. Lorsque l'on considère que la pression moyenne reste constante dans l'écoulement ($\gamma p_0 = \rho_0 c_0^2$), l'équation précédente combinée avec l'équation de conservation de la quantité de mouvement linéarisée (Eq. (6.11)) donne l'équation d'onde en milieu réactif :

$$\nabla.\left(\frac{1}{\rho_0}\nabla p'\right) - \frac{1}{\rho_0 c_0^2}\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} = -\frac{\gamma - 1}{\rho_0 c_0^2}\frac{\partial \dot{q}'}{\partial t} \tag{10.7}$$

Le taux de dégagement de chaleur apparaît comme un terme source dans le membre de droite.

10.2.1 Equation de Helmholtz en milieu réactif

Nous considérons maintenant des ondes acoustiques harmoniques. La fluctuation du taux de dégagement de chaleur s'écrit alors :

$$\dot{q}' = \mathcal{R}(\tilde{\dot{q}} e^{-i\omega t}) \tag{10.8}$$

où $\tilde{\dot{q}}$ est la composante de Fourier associée à la fluctuation du taux de dégagement de chaleur de fréquence angulaire ω. L'opérateur $\mathcal{R}$ représente la partie réelle du nombre complexe. L'équation d'onde Eq. (10.7) prend alors la forme d'une équation de Helmholtz avec terme source (Nicoud et al. (2007)) :

$$\nabla.\left(\frac{1}{\rho_0}\nabla\tilde{p}\right) + \frac{k^2}{\rho_0}\tilde{p} = i\omega\frac{\gamma - 1}{\rho_0 c_0^2}\tilde{\dot{q}} \tag{10.9}$$

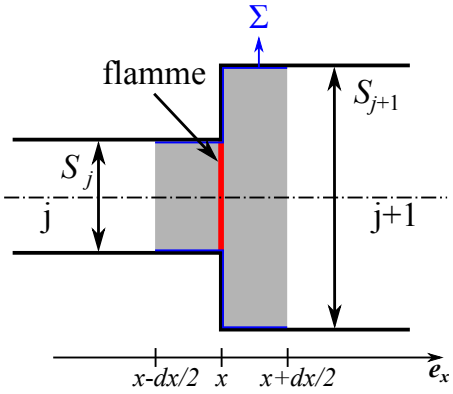


FIGURE 10.2 – *Condition de saut à travers un canal à section variable avec une flamme mince.*

où $k = \omega/c_0$ est le nombre d'onde qui peut être complexe. La vitesse acoustique est toujours donnée par l'Eq. (6.15) comme pour les écoulements non-réactifs étudiés au chapitre 6 :

$$\tilde{\mathbf{u}} = \frac{1}{i\omega\rho_0}\nabla\tilde{p} \tag{10.10}$$

10.2.2 Traitement compact des flammes

Les flammes sont souvent stabilisées dans les foyers proche des changements de section. On s'intéresse aux effets d'une flamme et d'un changement de section en considérant la propagation d'ondes mono-dimensionnelles à travers une flamme compacte ($L_f \ll \lambda$) dans un canal dont la section change brusquement de surface. Un bilan de quantité de mouvement et d'énergie sont réalisés sur le volume de contrôle V compris entre $x - dx/2$ et $x + dx/2$ représenté en gris à la Fig. 10.2 :

$$\int_V \rho\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}dV + \int_V \rho\mathbf{u}.\nabla\mathbf{u}dV = -\int_V \nabla p dV \tag{10.11}$$

$$\frac{1}{\gamma}\int_V \frac{d\ln p}{dt}dV + \int_V \nabla.\mathbf{u}dV = \int_V \frac{1}{\rho c_p T}\dot{q}dV \tag{10.12}$$

On admet ici que le rapport des chaleurs spécifiques γ reste constant. L'hypothèse est raisonnable pour des systèmes opérant avec un excès d'air. En appliquant le théorème de Green-Ostrogradski on obtient :

$$\int_V \rho\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}dV + \int_S \rho\mathbf{u}\ \mathbf{u}\cdot\mathbf{n}\ dS = -\int_S p\mathbf{n}\ dS \tag{10.13}$$

$$\int_V \frac{d\ln p}{dt}dV + \gamma\int_S \mathbf{u}\cdot\mathbf{n}\ dS = \gamma\int_V \frac{r}{c_p}\frac{\dot{q}}{p}dV \tag{10.14}$$

En décomposant les intégrales de surface sur l'entrée S_j, la sortie S_{j+1} et la surface latérale Σ et en linéarisant les Eqs. (10.13) et (10.14), il vient :

$$\int_V \rho_0 \frac{\partial \mathbf{u'}}{\partial t} dV + \cancel{\int_\Sigma \rho_0 \mathbf{u'}\,\mathbf{u'}\cdot\mathbf{n}\; dS} + \cancel{\left(\rho_0 u'^2\right)_{x+dx/2} S_{j+1}\; \mathbf{e_x}} - \cancel{\left(\rho_0 u'^2\right)_{x-dx/2} S_j\; \mathbf{e_x}}$$
$$= -\int_\Sigma p' \cdot \mathbf{n}\; dS + \left(p'\right)_{x-dx/2} S_j\; \mathbf{e_x} - \left(p'\right)_{x+dx/2} S_{j+1}\; \mathbf{e_x} \tag{10.15}$$

$$\int_V \frac{d\ln(p_0+p')}{dt} dV + \gamma\left(u'\right)_{x+dx/2} S_{j+1} - \gamma\left(u'\right)_{x-dx/2} S_j + \cancel{\gamma \int_\Sigma \rho_0 \mathbf{u'}\cdot\mathbf{n}\; dS}$$
$$= \frac{\gamma-1}{p_0} \underbrace{\int_V \dot{q}' dV}_{=\dot{Q}'} - \frac{(\gamma-1)\dot{q}_0}{p_0^2} \int_V p' dV \tag{10.16}$$

où $\dot{Q}'$ est la fluctuation du taux de dégagement de chaleur de toute la flamme considérée compacte. On fait désormais tendre $dx \to 0$. Dans ce cas :

$$\int_V (\cdot) dV \underset{dx\to 0}{\longrightarrow} 0 \quad \text{et} \quad -\int_\Sigma p' \cdot \mathbf{n}\; dS \underset{dx\to 0}{\longrightarrow} \left(p'\right)_x \left(S_{j+1} - S_j\right)\; \mathbf{e_x}$$

On en déduit les relations de saut associées à la pression acoustique et au débit volumique acoustique au niveau de la flamme et du changement de section :

$$p'_j - p'_{j+1} = 0 \tag{10.17}$$

$$u'_{j+1} S_{j+1} - u'_j S_j = \frac{\gamma-1}{\gamma p_j} \dot{Q}' = \frac{\gamma-1}{\rho_j c_j^2} \dot{Q}' \tag{10.18}$$

Ces relations sont valables pour les ondes basses fréquences dans la limite de flammes compactes et d'écoulements à faible nombre de Mach (Dowling (1995); Bauerheim et al. (2015)). La première relation traduit la continuité de la pression à travers la flamme et la seconde indique que le débit acoustique augmente à travers le front de flamme si celle-ci subit des fluctuations du taux de dégagement de chaleur. Un modèle liant la fluctuation du taux de dégagement de chaleur $\dot{Q}'$ aux conditions en amont de la zone de réaction est nécessaire à la fermeture de ce système d'équations.

10.2.3 Modèles de fermeture

Deux modèles qui lient la fluctuation du taux de dégagement de chaleur $\dot{Q}'$ à la fluctuation de la vitesse acoustique u' en amont de la flamme sont présentés dans cette étude.

Modèle $n-\tau$

Le modèle à retard $n-\tau$ proposé par Crocco (1951) permet de décrire de façon heuristique le lien entre la fluctuation du taux de dégagement de chaleur et la

vitesse acoustique en amont de la zone de combustion. Les fluctuations du taux de dégagement de chaleur sont reliées à la perturbation de la vitesse acoustique $u'(x_{j+1}^-)$ en amont de la zone de combustion par un facteur d'amplification n et un retard τ. Ce retard correspond au temps mis par les perturbations de vitesse pour produire une fluctuation du taux de dégagement de chaleur. On peut alors exprimer $\dot{Q}'_T$ en fonction de u' comme :

$$\frac{\gamma-1}{\rho_j c_j^2}\dot{Q}'_T = S_j n u'(x_{j+1}^-, t-\tau) \tag{10.19}$$

Pour des perturbations harmoniques, il vient dans l'espace complexe :

$$\frac{\gamma-1}{\rho_j c_j^2}\tilde{\dot{Q}} = S_1 n e^{i\omega\tau}\tilde{u}(x_{j+1}^-) \tag{10.20}$$

FDF

La fluctuation du taux de dégagement de chaleur $\dot{Q}'$ peut être exprimée à partir de la réponse fréquentielle de la flamme à des perturbations de l'écoulement : $\mathcal{F}(f, u'/U_b) = G(f, u'/U_b)e^{i\varphi(f,u'/U_b)}$. Les conditions de saut pour la pression et la vitesse acoustique exprimées en terme de gain G et de phase φ de la FDF donnent :

$$p'_{j+1} - p'_j = 0 \tag{10.21}$$

$$S_{j+1}u'_{j+1} - S_j u'_j = \frac{\gamma-1}{\bar{\rho}_j c_j^2} G e^{i\varphi}\bar{\dot{Q}}\frac{u'_j}{U_b} \tag{10.22}$$

Le taux de dégagement de chaleur total moyen $\bar{\dot{Q}}$ peut s'exprimer à partir des températures des gaz frais T_j et des gaz brûlées T_{j+1} : $\bar{\dot{Q}} = \dot{m} c_p (T_{j+1} - T_j)$ où $\dot{m} = \rho_j U_b S_j$ est le débit massique du mélange combustible/comburant et U_b est la vitesse débitante. La température T_{j+1} correspond à la température adiabatique de flamme. Si la pression reste constante, le produit $\bar{\rho}_0 c_0^2$ est également constant dans tout le domaine. Il est intéressant d'exprimer ce rapport dans le canal d'arrivé du mélange combustible $\bar{\rho}_j c_j^2 = \bar{\rho}_j \gamma r T_j$. Ces relations permettent d'obtenir une expression pour le rapport de la fluctuation du débit volumique acoustique entre l'aval et l'amont de la flamme $K(\omega, u'_j) = (S_{j+1}u'_{j+1})/(S_j u'_j)$:

$$K(f, u'_j) = \left[1 + G e^{i\varphi}\left(\frac{T_{j+1}}{T_j} - 1\right)\right] \tag{10.23}$$

Cette expression sera utilisée dans la suite de l'étude. Elle fait intervenir le gain G et la phase φ de la FDF qui dépendent de la fréquence et du niveau d'excitation u'_j.

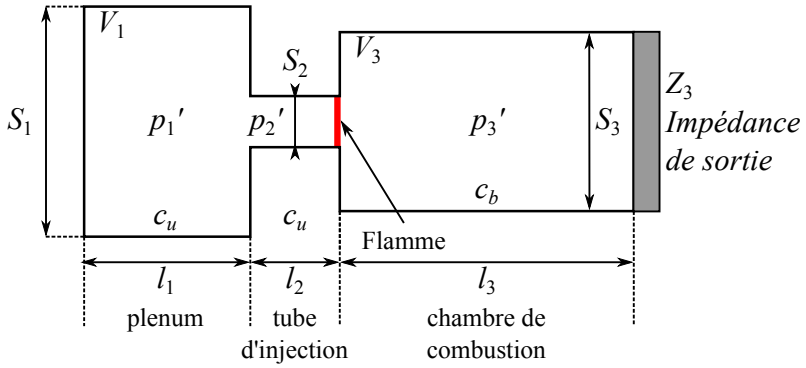


FIGURE 10.3 – *Vue schématique d'un système de combustion générique modélisé par trois cavités couplées avec une flamme et une impédance de sortie Z_3.*

10.3 Etude d'un système à trois cavités avec flamme

10.3.1 Equation de dispersion

Nous reprenons la configuration du système à trois cavités de la Sec. 6.2.1 et nous ajoutons une flamme compacte entre les cavités (2) et (3) comme le montre la Fig. 10.3. La réponse de la flamme est intégrée à la matrice M qui est légèrement modifiée par rapport à l'expression Eq. (6.40) de la Sec. 6.2.1 :

$$\mathrm{M} = \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ e^{ik_u l_1} & e^{-ik_u l_1} & -1 & -1 & 0 & 0 \\ \frac{S_1}{S_2} e^{ik_u l_1} & -\frac{S_1}{S_2} e^{-ik_u l_1} & -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{ik_u l_2} & e^{-ik_u l_2} & -1 & -1 \\ 0 & 0 & K\Xi e^{ik_u l_2} & -K\Xi e^{-ik_u l_2} & -1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & (1-\zeta_3)e^{ik_b l_3} & (1+\zeta_3)e^{-ik_b l_3} \end{bmatrix} \tag{10.24}$$

où $\Xi = (\rho_b c_b)/(\rho_u c_u) S_2/S_3 \simeq (T_u/T_b)^{1/2} S_2/S_3$ est l'indice de couplage acoustique, $\zeta_3 = Z_3/(\rho_b c_b)$ correspond à l'impédance spécifique à la sortie du système et K est le rapport de la fluctuation du débit volumique acoustique Eq. (10.23) à travers une flamme compacte. L'équation de dispersion $\det M = 0$ devient :

$$\begin{aligned} 0 = {} & \det M_{uu} \left[(\zeta_2 - 1) e^{ik_b l_3} - (\zeta_2 + 1) e^{-ik_b l_3} \right] \\ & + K \det M_{ub} \left[(\zeta_2 - 1) e^{ik_b l_3} + (\zeta_2 + 1) e^{-ik_b l_3} \right] \end{aligned} \tag{10.25}$$

où $\det M_{uu}$ est donné par l'Eq. (6.42) et $\det M_{ub}$ est donné par l'Eq. (6.43).

La résolution de l'Eq. (10.25) permet de déterminer les racines complexes $\omega = \omega_r + i\omega_i$ correspondant aux modes du système où $\omega_r(u_2') = 2\pi f$ repré-

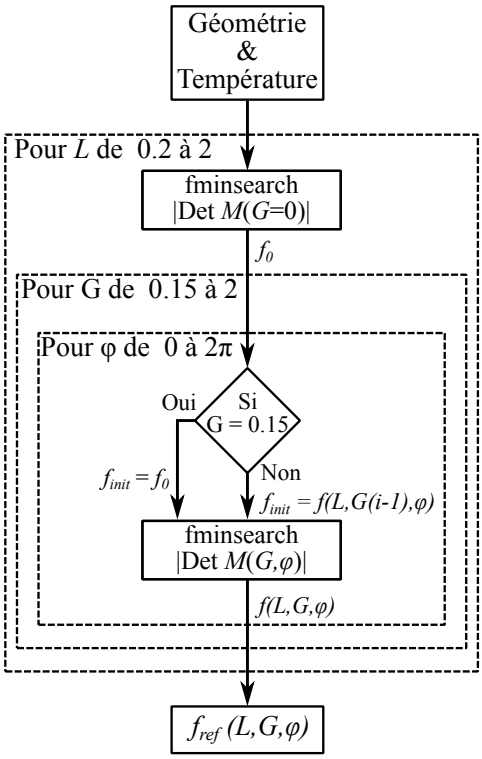
sente la pulsation angulaire et $\omega_i(u'_2)$ (en s^{-1}) le taux de croissance de la perturbation. Ces deux grandeurs dépendent de l'amplitude de la perturbation de vitesse lorsque la réponse de la flamme est non-linéaire (Noiray et al. (2008); Durox et al. (2009)).

En l'absence d'amortissement, la stabilité du système est définie par le signe de $\omega_r(u'_2)$. Si le taux de croissance est positif l'amplitude des oscillations augmente et le système est instable. Si le taux de croissance est négatif, le système est stable. Les systèmes réels présentent généralement un taux d'amortissement α (Sec. 7.1.2). Ce taux d'amortissement peut être soustrait au taux de croissance. La stabilité du système est alors pilotée par le signe de $\omega_i(u'_2) - \alpha$ (Palies et al. (2011); Boudy et al. (2011)). Lorsque $\omega_i(u'_2) > \alpha$ le système est instable et les oscillations s'amplifient pour atteindre le cycle limite lorsque $\omega_i(u'_2) = \alpha$. Ces éléments sont utilisés pour analyser la stabilité du système et déterminer le niveau des oscillations auto-entretenues au cycle limite.

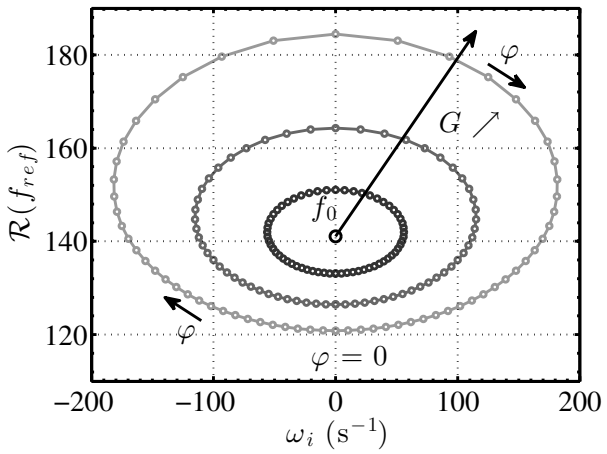
10.3.2 Algorithme de calcul

L'équation de dispersion Eq. (10.25) est résolue avec Matlab. Cette équation non-linéaire est difficile à résoudre numériquement et un soin particulier doit être apporté à l'initialisation du calcul. La fonction « fminsearch » de Matlab est utilisée pour rechercher des solutions minimisant la valeur absolue du déterminant de M ($\min(|\det M(\omega)|)$). Les performances de cet algorithme dépendent beaucoup des conditions initiales. L'initialisation du calcul au plus près de la solution est indispensable pour trouver le minimum global de l'équation et éviter un minimum local.

Une méthode est proposée ici pour améliorer la recherche de solution et assurer une convergence rapide de l'algorithme. Un premier calcul est réalisé pour calculer des fréquences complexes $f_{ref}(L, G, \varphi) = \omega_{ref}/(2\pi)$ dites de référence lorsque la longueur de la chambre L, le gain G et la phase φ varient de manière indépendantes. L'algorithme est représenté à la Fig. 10.4(a). Il se compose de trois boucles imbriquées. La première boucle fait varier la longueur de la chambre L. Lorsque L est fixée, la fréquence propre $f_0 = \omega_0/(2\pi)$ du système est calculée en l'absence de combustion ($G = 0$). Deux boucles permettent ensuite de faire varier le gain G et pour chaque gain de parcourir l'ensemble des phases possibles $\varphi \in [0, 2\pi]$. La fonction « fminsearch » est initialisée à $f_{init} = f_0$ lorsque $G = 0.15$ et dans les autres cas, par la fréquence calculée à l'itération précédente sur le gain G pour la même longueur L et la même phase φ : $f_{init} = f\,(L, G(i-1), \varphi)$. Les fréquences complexes $f_{ref}(L, G, \varphi)$ calculées pour ces cas de références sont utilisées pour initialiser le calcul de stabilité. Un exemple d'évolution de $f_{ref}(L, G, \varphi)$ calculée avec le modèle acoustique à chaud du banc *DIFAV* (Sec. 7.2) est représenté à la Fig. 10.4(b) lorsque la phase φ varie entre 0 et 2π pour $G = 0$, 0.5, 1.0 et 1.5 et une chambre de longueur



(a) Algorithme de calcul



(b) f_{ref} lorsque $L = 0.50\,\mathrm{m}$

FIGURE 10.4 – *Méthode de calcul des fréquences complexes de référence f_{ref} lorsque L, G et φ varient. La figure (a) donne le principe de l'algorithme développé et la figure (b) représente l'évolution de la fréquence de référence $\mathcal{R}(f_{ref})$ et du taux de croissance ω_i lorsque φ varie pour $G = 0$, 0.5, 1.0 et 1.5 et $L = 0.50\,\mathrm{m}$.*

$L = 0.50\,\mathrm{m}$. La fréquence complexe $f_{ref}(L = 0.50\,\mathrm{m}, G, \varphi)$ est décomposée sur cette figure en sa partie réelle $\mathcal{R}(f_{ref})$ le long de l'axe vertical et en sa partie imaginaire correspondant au taux de croissance ω_i sur l'axe horizontal. La fréquence propre du système est $f_0 = 141\,\mathrm{Hz}$ lorsque $G = 0$. L'évolution en ellipses centrées sur f_0 avec un diamètre qui augmente lorsque le gain G augmente a déjà été observée par Silva et al. (2013). Cette méthode est utilisée pour améliorer la convergence lorsque le gain G et la phase φ ne sont plus traités de manière indépendante.

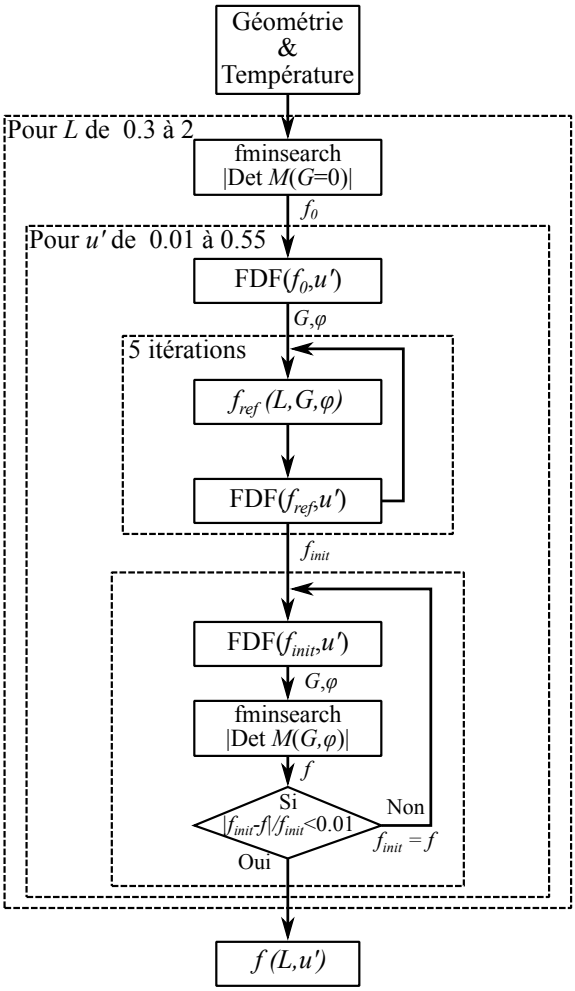
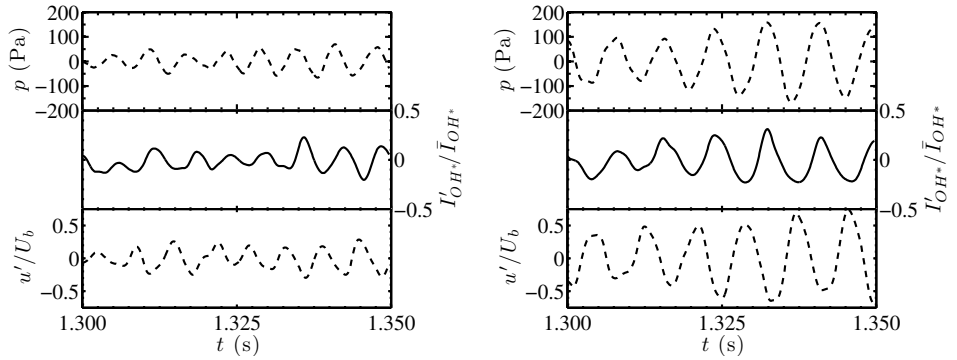


FIGURE 10.5 – *Représentation schématique de l'algorithme de calcul de la fréquence réelle $\mathcal{R}(f)$ et de son taux de croissance $\omega_i = \mathcal{I}(f) \times 2\pi$ d'un système à trois cavités avec une flamme modélisée par une FDF.*

Le calcul des fréquences et des taux de croissance d'un système à trois cavités avec une flamme dont la réponse est modélisée par une FDF est mené avec l'algorithme représenté à la Fig. 10.5. Deux boucles sont imbriquées pour per-



(a) $L = 0.83\,\mathrm{m}$ (b) $L = 1.13\,\mathrm{m}$

FIGURE 10.6 – *Pression acoustique (Mic 1), intensité relative de chimiluminescence OH^* et fluctuation de la vitesse u'/U_b mesurées au cycle limite d'une instabilité de combustion pour une flamme de type A pour deux longueurs de chambre L lorsque $\dot{m}_f = 12.5\,\mathrm{g}\cdot\mathrm{min}^{-1}$, $\phi = 0.95$, $GLR = 0.08$, $U_b = 7.5\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ sont fixés.*

mettre une analyse non-linéaire de la dynamique du système lorsque la longueur de la chambre L et l'amplitude u' varient. La fréquence propre f_0 est calculée pour chaque valeur de L en l'absence de combustion lorsque $G = 0$. Lorsque L et un niveau de perturbation u' sont fixés, G et φ sont déterminés à partir de la FDF à la fréquence f_0. Les paramètre L, G et φ permettent de déterminer la fréquence complexe de référence f_{ref} correspondante en utilisant l'algorithme de la Fig. 10.5. Un nouveau gain et une nouvelle phase sont identifiés pour la fréquence $\mathcal{R}(f_{ref})$ à partir de la FDF. Cette boucle est réalisée 5 fois. La fréquence complexe f_{init} ainsi obtenue permet d'initialiser la fonction « fminsearch ». Les fréquences complexes f calculées par l'algorithme « fminsearch » de Matlab sont comparées à la fréquence complexe f_{init}. Un critère de convergence permet de valider la solution. L'algorithme de la Fig. 10.5 permet de calculer l'ensemble des fréquences réelles $\mathcal{R}(f(L, u'))$ et des taux de croissance $\omega_i(L, u')$ des perturbations harmoniques lorsque L et u' varient.

Les algorithmes des Figs. 10.4(a) et 10.5 sont utilisés dans la suite de l'étude pour analyser la stabilité du foyer *DIFAV* lorsque la longueur de la chambre varie.

10.4 Instabilités de combustion du foyer *DIFAV*

Des instabilités thermo-acoustiques auto-entretenues peuvent se développer dans le foyer *DIFAV* pour les deux topologies de flamme en faisant varier la longueur L de la chambre de combustion. Le dispositif expérimental utilisé dans cette étude est représenté à la Fig. 3.18. Le plenum est fermé par les plaques rigides pour cette étude. Les signaux mesurés aux cycles limites

TABLEAU 10.1 – *Carte de stabilité en fonction de la longueur de chambre L et de la richesse ϕ. Les croix x représentent les cas stables. Les fréquences des oscillations aux cycles limites sont indiquées dans les cas instables.*

L (m)	0.68	0.77	0.83	1.03	1.13	1.22
$\phi = 0.95$, f (Hz)	x	174	168	131	120	118
$\phi = 0.75$, f (Hz)	x	x	x	x	x	x

de modes instables du foyer *DIFAV* sont examinés. La figure Fig. 10.6 montre l'évolution temporelle de la pression acoustique dans la chambre (Mic 1), la fluctuation de la vitesse à la sortie de l'injecteur d'air et la fluctuation de l'intensité de chimiluminescence du radical OH^* pendant 50 ms pour deux longueurs L de la chambre de combustion lorsque les conditions opératoires sont fixées à $\dot{m}_f = 12.5\,\mathrm{g \cdot min^{-1}}$, $\phi = 0.95$, $GLR = 0.08$, $U_b = 7.5\,\mathrm{m \cdot s^{-1}}$. La couleur de la flamme obtenue est semblable à la Flamme A (Fig. 9.3(a)), mais les signaux de pression, de vitesse et de chimiluminescence oscillent fortement pour ces deux configurations. Lorsque $L = 0.83\,\mathrm{m}$, les signaux de la Fig. 10.6(a) oscillent à une fréquence $f = 173\,\mathrm{Hz}$. L'amplitude de la fluctuation de pression à proximité du fond de chambre atteint 36 Pa. Le niveau de fluctuation de la vitesse reste modéré (14 % de la vitesse débitante) et l'intensité relative de OH^* atteint un niveau de fluctuation d'environ 9 %. Ces deux derniers signaux sont déphasés de $\Delta\varphi \sim \pi$. Les signaux de pression et de chimiluminescence sont déphasés de $\Delta\varphi \sim 2\pi/5$ et le critère de Rayleigh est respecté (Lord Rayleigh (1878)).

Lorsque $L = 1.13\,\mathrm{m}$, les signaux de la Fig. 10.6(b) oscillent à une fréquence $f = 120\,\mathrm{Hz}$ plus basse que dans le cas précédent. Les niveaux de fluctuation sont plus importants dans cette configuration. L'amplitude de la pression atteint 150 Pa dans la chambre de combustion. La fluctuation de la vitesse atteint environ 50 % de la vitesse débitante et l'intensité relative de OH^* atteint 20 % de fluctuation. La vitesse et le taux de dégagement de chaleur sont déphasés de $\Delta\varphi \sim \pi$, mais les signaux de pression et de chimiluminescence sont en phase et le critère de Rayleigh est également respecté.

La Tableau. 10.1 indique l'état du système pour les différentes configurations analysées en fonction de la longueur L de la chambre de combustion et de la richesse ϕ lorsque le débit de dodécane est fixé à $\dot{m}_f = 12.5\,\mathrm{g \cdot min^{-1}}$. Les croix x représentent des régimes stables sans oscillation. Pour les cas instables, la fréquence du cycle limite est indiquée. Lorsque la flamme est semblable à la Flamme B (Fig. 9.3(b)) pour une richesse globale $\phi = 0.75$, le système ne développe pas d'instabilité auto-entretenue pour toutes les longueurs L de chambre explorées. Lorsque la flamme est semblable à la Flamme A (Fig. 9.3(a)) avec $\phi = 0.95$, le système devient instable pour les longueurs de chambre $L \geq 0.77\,\mathrm{m}$ et la fréquence de l'instabilité diminue lorsque la longueur L augmente.

10.5 Analyse de stabilité du foyer *DIFAV*

Il est maintenant possible d'analyser la stabilité du foyer *DIFAV* lorsque la longueur de la chambre L de combustion varie et de comparer ces résultats aux mesures (Tableau. 10.1). Le modèle acoustique du brûleur *DIFAV* décrit dans le chapitre 7 et les FDF mesurées au chapitre 9 sont combinées pour analyser la stabilité du foyer.

La figure Fig. 10.7 représente l'évolution de la fréquence des deux premiers modes propres sans combustion du brûleur *DIFAV* calculée à la Sec. 7.2 lorsque la longueur de la chambre L varie. Les courbes noires sont obtenues lorsque $T_1 = T_2 = T_3 = 293\,\mathrm{K}$ et les résultats à chaud sans flamme active ($G = 0$) sont représentés en rouge lorsque $T_1 = T_2 = 463\,\mathrm{K}$ et $T_3 = 1600\,\mathrm{K}$. Les symboles en rouge (□) représentent les fréquences des instabilités observées dans le foyer et mesurées aux cycles limites (Tab. 10.1). Cette figure indique que les fréquences d'instabilités sont situées dans le voisinage de la fréquence f_{1H} du premier mode acoustique calculé à chaud sans flamme active. Lorsque $L \geq 1\,\mathrm{m}$, la fréquence de l'instabilité correspond à la fréquence f_{1H}. Lorsque $L < 1\,\mathrm{m}$, la fréquence du cycle limite des instabilités est légèrement supérieure à celle du mode acoustique. Le décalage de la fréquence de l'instabilité par rapport à celle du mode propre est couramment observé (Durox et al. (2002); Noiray et al. (2008); Boudy et al. (2010); Palies et al. (2011)) et résulte du gain et de la phase de la FDF comme le montre la Fig. 10.4(b). La fréquence propre du premier mode est comprise entre $128\,\mathrm{Hz} \leq f_{1H} \leq 145\,\mathrm{Hz}$ pour les longueurs de chambre étudiées. La structure de ce mode est semblable à celle d'un mode quart d'onde comme le montre la Fig. 7.12(b). Les régimes instables associés à ce type de mode sont délimités par la condition $\pi \leq \varphi(f, u'/U_b) \leq 2\pi$ sur la phase de la FDF d'après le critère de Rayleigh (Durox et al. (2013)). Cette condition est nécessaire mais pas suffisante pour déclencher une instabilité

10.5.1 Flamme B ($\phi = 0.75$, $U_b = 9.5\,\mathrm{m \cdot s^{-1}}$)

La stabilité du foyer *DIFAV* observée pour la flamme de type Flamme B (Tableau. 10.1) est étudiée à partir des caractéristiques de la FDF mesurée à la Sec. 9.5 (Fig. 9.11). Cette configuration est stable pour toutes les longueurs de chambre L testées dans cette étude. Le gain G de la FDF chute en effet très rapidement et s'annule pour des fréquences $f \geq 110\,\mathrm{Hz}$ ce qui ne permet pas de déclencher des instabilités autour de la fréquence f_{1H}. Pour déclencher des instabilités basses fréquences, il faudrait une chambre de combustion beaucoup plus longue.

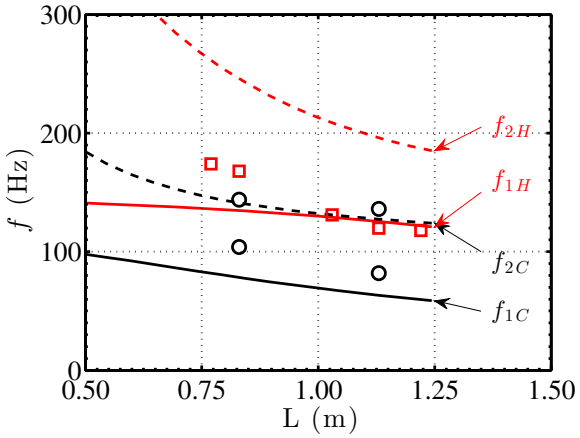


FIGURE 10.7 – *Evolution des deux premières fréquences propres sans combustion du brûleur DIFAV en fonction de la longueur L de la chambre de combustion (Fig. 7.11). Les courbes en noir sont calculées lorsque* $T_1 = T_2 = T_3 = 293\,\mathrm{K}$. *Les courbes en rouge sont calculées lorsque* $T_1 = T_2 = 463\,\mathrm{K}$ *et* $T_3 = 1600\,\mathrm{K}$. *Les symboles en noir (○) représentent les fréquences propres mesurées pour* $L = 0.83\,\mathrm{m}$ *et* $L = 1.13\,\mathrm{m}$ *à température ambiante. Les symboles en rouge (□) représentent les fréquences des instabilités mesurées aux cycles limites.*

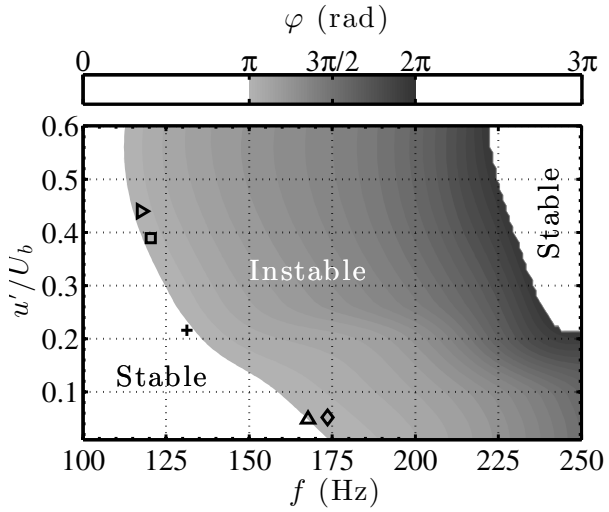


FIGURE 10.8 – *Bande d'instabilité pour le premier mode du brûleur DIFAV issue de l'analyse de la FDF de la flamme A représentée à la Fig. 9.9, en fonction de la fréquence f et de l'amplitude* u'/U_b. *Les symboles représentent le déphasage mesuré aux cycles limites lors d'instabilités auto-entretenues :* $\diamond : \varphi = 1.03\pi$ *(*$L = 0.77\,\mathrm{m}$*),* $\triangle : \varphi = 1.02\pi$ *(*$L = 0.83\,\mathrm{m}$*),* $+ : \varphi = \pi$ *(*$L = 1.03\,\mathrm{m}$*),* $\square : \varphi = 1.12\pi$ *(*$L = 1.13\,\mathrm{m}$*) et* $\triangleright : \varphi = 1.05\pi$ *(*$L = 1.22\,\mathrm{m}$*).*

10.5.2 Flamme A ($\phi = 0.95$, $U_b = 7.5\,\mathrm{m \cdot s^{-1}}$)

Analyse préliminaire

La stabilité du foyer *DIFAV* pour la flamme de type Flamme A est étudiée, dans un premier temps, en analysant le gain et la phase de la FDF représentée à la Fig. 9.9. Une instabilité peut se développer autour de la fréquence f_{1H} car le gain de la FDF est compris entre $0.5 \leq G \leq 1.5$ sur la gamme de fréquences calculées lorsque L varie. La figure Fig. 10.8 représente en niveau de gris le déphasage φ dans l'intervalle $\pi - 2\pi$ à partir des données interpolées de la FDF représentée à la Fig. 9.9, en fonction de la fréquence f et de l'amplitude de la perturbation de vitesse u'/U_b. La région grise délimite la bande instable pour le premier mode de type quart d'onde du système. Cette figure montre que cette bande d'instabilité dépend fortement de l'amplitude u'/U_b de l'oscillation. Le mode devient instable à une fréquence d'environ 170 Hz pour les amplitudes u'/U_b très petites. Les symboles représentent les fréquences et les amplitudes des instabilités auto-entretenues mesurées aux cycles limites. Notons que pour $L = 0.77\,\mathrm{m}$ et $L = 0.83\,\mathrm{m}$, le système est instable à une fréquence proche de $f = 170\,\mathrm{Hz}$ avec une faible amplitude $u'/U_b \simeq 0.05$ comme le montre les symboles en triangle ($\triangle$) et en diamant ($\diamond$) sur la Fig. 10.8. Pour des chambres de combustion plus longues correspondant à des fréquences de résonance plus faibles, une analyse de stabilité linéaire réalisée pour un petit niveau de perturbation u'/U_b ne permet pas de prévoir les instabilités observées. Les symboles $\triangleright$, $\square$ et $+$ tracés sur la Fig. 10.8 correspondent aux oscillations auto-entretenues observées dans la chambre de combustion avec de grandes amplitudes d'oscillation vérifiant $u'/U_b \geq 0.2$. Ces instabilités à basse fréquence n'existeraient pas si la phase de la FDF ne changeait pas avec l'amplitude. Pour expliquer ces instabilités à basse fréquence, il est nécessaire de tenir compte du fait que la phase de la FDF dépend de l'amplitude de l'oscillation. On peut noter que, pour les cinq configurations instables, la phase mesurée au cycle limite est toujours proche de π, ce qui indique que la saturation de ces oscillations auto-entretenues est contrôlée dans cette chambre de combustion diphasique par des changements de la phase φ de la FDF (Noiray et al. (2008); Boudy et al. (2011)), et non par une baisse du gain de la FDF ou une augmentation de l'amortissement comme suggéré dans plusieurs études (Lieuwen (2012)).

Calculs de stabilité

A partir du taux d'amortissement α défini à la Sec. 7.1.2, il est intéressant de déterminer l'évolution du taux effectif de croissance des perturbations $\omega_i - \alpha$ en fonction de la longueur L de la chambre de combustion et de l'amplitude u'/U_b des perturbations. Les calculs sont réalisés à partir du modèle acoustique à chaud du foyer *DIFAV* (Sec. 7.2) lorsque $T_u = T_1 = T_2 = 443\,\mathrm{K}$ et $T_b = T_3 = 1600\,\mathrm{K}$. La flamme modélisée par sa FDF est placée entre les canaux (2) et (3) (Fig. 10.3). Le gain $G(f, u')$ et la phase $\varphi(f, u')$ sont déterminés par

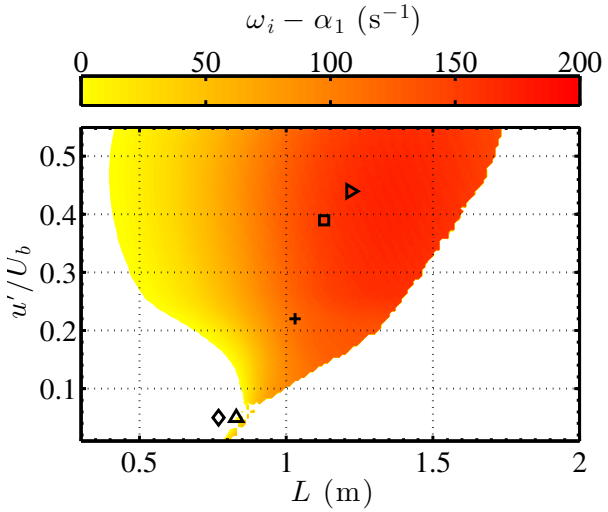


FIGURE 10.9 – *Carte de stabilité du brûleur DIFAV avec la flamme de type A en fonction de la longueur L de la chambre de combustion et de l'amplitude u'/U_b, où $U_b = 7.5\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$. Les symboles représentent les instabilités du brûleur DIFAV mesurées aux cycles limites.*

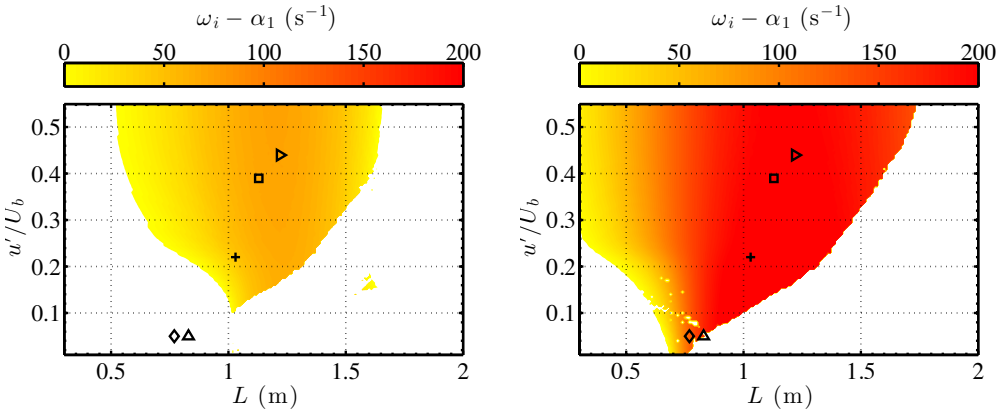
l'interpolation de la FDF de la flamme A (Fig. 9.9). Le taux d'amortissement est issu des mesures acoustiques réalisées à la Sec. 7.1.2 pour le premier mode du foyer *DIFAV* : $\alpha_1 \approx 47\,\mathrm{s}^{-1}$. Lorsque $\omega_i - \alpha_1$ est positif dans la zone coloriée à la Fig. 10.9, le foyer est instable. Lorsque $\omega_i - \alpha_1$ est négatif la zone est blanche et le foyer est stable. La limite entre ces deux zones, lorsque $\omega_i - \alpha_1 = 0$, correspond aux cycles limites des instabilités. Les symboles représentés sur cette figure correspondent aux instabilités observées lors des expériences menées aux cycles limites dans le foyer *DIFAV* (Tableau. 10.1). La figure Fig. 10.9 montre deux types de comportement selon L. Le premier type de comportement correspond à des valeurs de $\omega_i - \alpha_1$ toujours positives pour tous les u'/U_b étudiés. C'est le cas par exemple pour $L = 0.9\,\mathrm{m}$. Le système est dit linéairement instable dans ce cas. Un deuxième type de comportement est observé par exemple pour $L = 1.25\,\mathrm{m}$. Dans ce cas, le taux de croissance est inférieur à l'amortissement ($\omega_i - \alpha_1 < 0$) pour les faibles amplitudes $u'/U_b < 0.18$ mais devient positif $\omega_i - \alpha_1 \geq 0$ lorsque $u'/U_b \geq 0.18$. Ainsi, une perturbation de l'écoulement de faible amplitude ne peut pas déclencher d'instabilité tandis qu'une forte oscillation peut rendre le foyer instable. Ces instabilités sont déclenchées lorsqu'un seuil est atteint (Noiray et al. (2008); Boudy et al. (2011)). Le système est donc non-linéairement instable et linéairement stable. Notons que les instabilités observées sur le foyer *DIFAV* sont capturées par les calculs lorsque $L \geq 0.83\,\mathrm{m}$ mais les cycles limites ne sont pas correctement prédits. L'instabilité observée expérimentalement lorsque $L = 0.77\,\mathrm{m}$ n'est pas capturée par ces calculs. La fréquence calculée pour cette configuration est sans doute trop éloignée de la

TABLEAU 10.2 – *Fréquences des oscillations mesurées aux cycles limites sur le brûleur DIFAV et calculées par une analyse non-linéaire de stabilité.*

L (m)	0.77	0.83	1.03	1.13	1.22
Mesures					
f (Hz)	174	168	131	120	118
u'/U_b	0.05	0.05	0.22	0.39	0.44
Calculs					
FDF, f (Hz)	166	173	152	140	136
$G = 0.5$, f (Hz)	153	154	150	141	138
$G = 1.0$, f (Hz)	180	176	151	140	136

fréquence mesurée, ce qui a deux conséquences : soit la phase de la FDF associée à cette fréquence se situe dans la bande stable ; soit la phase se situe bien dans la bande instable mais le gain ou la phase de la FDF ne permettent pas d'obtenir un taux de croissance ω_i supérieur au taux d'amortissement. Il est donc intéressant de comparer les fréquences calculées aux fréquences mesurées. Le Tableau 10.2 indique les fréquences et les amplitudes u'/U_b des instabilités mesurées aux cycles limites pour les différentes longueurs de chambre L étudiées. Ces fréquences sont comparées à celles calculées en utilisant l'algorithme de la Fig. 10.5 pour les mêmes conditions, lorsque le gain G est issu de la FDF ou imposé à $G = 0.5$ ou à 1.0. Lorsque le gain et la phase sont issues de la FDF, les fréquences calculées lorsque $L \geq 0.83\,\text{m}$ sont supérieures aux mesures. Lorsque $L = 0.77\,\text{m}$ la fréquence calculée est inférieure à la fréquence mesurée. Ce décalage vers les basses fréquences rend le système stable puisque la phase de la FDF se situe alors dans la bande $0 - \pi$ (Fig. 10.8).

Il est maintenant intéressant d'étudier l'influence du gain G sur la stabilité du système puisque des incertitudes existent sur la valeur du gain des FDF mesurée (chapitre 9). La figure Fig. 10.10 représente deux cartes de stabilité calculées pour deux gains $G = 0.5$ et 1.0 indépendants de la fréquence et de l'amplitude de la perturbation. La phase φ est issue de la FDF (Fig. 9.9). Lorsque le gain est fixé à $G = 0.5$ (Fig. 10.10(a)) la zone d'instabilité est plus petite que celle de la Fig. 10.9 et les taux de croissance sont globalement plus faibles. Le foyer est non-linéairement instable pour un seuil de perturbation $u'/U_b \approx 0.1$ lorsque $L = 1\,\text{m}$. Cette valeur du gain permet de capturer les instabilités basses fréquences lorsque $L > 1\,\text{m}$, mais ne capture pas les instabilités plus hautes fréquences lorsque $L < 0.9\,\text{m}$. Le cycle limite n'est pas correctement prédit pour cette valeur du gain. Les fréquences calculées lorsque $L > 1.0\,\text{m}$ (Tableau 10.2) sont supérieures à celles mesurées aux cycle limites comme dans le cas précédent. Lorsque $L < 1.0\,\text{m}$, les fréquences calculées sont inférieures aux fréquences mesurées. La phase φ de la FDF se situe alors dans la zone stable $0 - \pi$ ce qui rend le système stable.



(a) $G = 0.5$ (b) $G = 1.0$

FIGURE 10.10 – *Cartes de stabilité du foyer DIFAV avec la flamme de type A en fonction de la longueur L de la chambre de combustion et de l'amplitude u'/U_b ($\phi = 0.95$, $U_b = 7.5\,\mathrm{m \cdot s^{-1}}$). Le gain de la FDF est fixé à (a) $G = 0.5$ et (b) $G = 1.0$. Les symboles représentent les instabilités du foyer DIFAV mesurées aux cycles limites.*

Lorsque $G = 1.0$ (Fig. 10.10(b)) la zone d'instabilité est plus importante que celles étudiées précédemment et les taux de croissances sont plus élevés. Le système est linéairement instable lorsque $0.70\,\mathrm{m} \leq L \leq 0.77\,\mathrm{m}$ et non-linéairement instable lorsque $0.30\,\mathrm{m} \leq L < 0.70\,\mathrm{m}$ et $0.77\,\mathrm{m} < L \leq 1.73\,\mathrm{m}$. Les instabilités mesurées sont toutes capturées par cette analyse mais les cycles limites ne sont pas correctement calculées. Les fréquences calculées (Tableau 10.2) sont très supérieures à celles mesurées pour toutes les longueurs de chambre étudiées. La phase de la FDF se situe alors dans la zone instable $\pi - 2\pi$ ce qui peut rendre le système instable comme prévu par les calculs.

Cette étude montre une forte sensibilité de la fréquence f et du taux de croissance ω_i au gain de la FDF. Ces paramètres sont également sensibles à la valeur de la phase φ de la FDF comme le montre la Fig. 10.4(b). Cet effet est accentué par l'évolution commune du gain et de la phase de la FDF avec la fréquence f et l'amplitude u'/U_b.

Conclusion

L'équation de dispersion d'un système acoustique composé de trois cavités avec une flamme active modélisée par une FDF a été déterminée. Deux algorithmes ont été développés pour résoudre cette equation de dispersion non-linéaire avec Matlab. Le premier fait varier indépendamment le gain et la phase de la FDF pour calculer des fréquences de références. Ces fréquences sont utilisées dans le

second algorithme pour initialiser au plus près de la solution le code de résolution de l'équation de dispersion.

Une analyse de stabilité du foyer *DIFAV* a été réalisée. Il peut être stable ou instable selon la longueur de la chambre de combustion et des régimes de fonctionnement. Le domaine de stabilité a été déterminé pour les deux topologies de flamme identifiées dans les chapitres précédents. Des instabilités auto-entretenues se développent uniquement avec la flamme A. Pour expliquer les oscillations thermo-acoustiques observées dans la chambre de combustion autour de son premier mode propre, le gain et la phase des FDF ont été analysés. Les résultats montrent que les prévisions sont en bon accord avec les données expérimentales. Pour des chambres de combustion relativement longues, l'évolution de la phase φ de la FDF avec l'amplitude permet d'expliquer les instabilités basses fréquences d'amplitudes élevées observées aux cycles limites. L'évolution du taux de croissance effectif $\omega_i - \alpha_1$ du foyer *DIFAV* opérant avec la Flamme A a été calculée en fonction de la longueur L de la chambre et de l'amplitude u'/U_b en intégrant la FDF au modèle acoustique du brûleur. La carte de stabilité ainsi obtenue capture correctement les instabilités non-linéaires du foyer lorsque $L \geq 0.83\,\mathrm{m}$ mais surévalue leurs fréquences. L'instabilité observée lorsque $L = 0.77\,\mathrm{m}$ n'est pas capturée par cette analyse car la fréquence calculée est trop faible et la phase de la FDF se situe alors dans la bande stable $0 - \pi$. Une forte sensibilité de la fréquence f et du taux de croissance ω_i au gain et à la phase de la FDF a été montrée.

Cette étude démontre que les outils d'analyse de la stabilité d'un foyer parfaitement prémélangé à l'aide d'une FDF donnent des résultats corrects sur le foyer *DIFAV*. Ces outils peuvent donc être appliqués aux chambres de combustion alimentées par des flammes diphasiques non-prémélangées. Des mesures supplémentaires de la FDF sont nécessaires pour affiner l'évolution du gain de la FDF en fonction de la fréquence et de l'amplitude et ainsi mieux capturer les cycles limites observés dans les expériences. Ces résultats indiquent que la méthode développée peut être appliqué au cas de la chaudière industrielle EDF.

Chapitre 11

Analyse de stabilité de la chaudière industrielle

L'objectif de ce chapitre est d'analyser la stabilité thermo-acoustique de la centrale thermique EDF pour différentes longueurs de flamme L_f^{GRC}. Cette étude se limite aux basses fréquences. L'analyse est menée sur le modèle générique de la chaudière développé au chapitre 8, en y intégrant les FDF adimensionnées déterminées sur le brûleur *DIFAV* au chapitre 10. La modélisation de la FDF du brûleur industriel est développée dans la Sec. 11.1. La modélisation des deux flammes génériques dans le modèle acoustique et l'intégration de ces flammes comme terme source dans *COMSOL Multiphysics* est menée à la Sec. 11.2. A la Sec. 11.3, le critère de Rayleigh est revisité pour des foyers présentant des flammes multiples. Des expressions analytiques sont proposées pour analyser la stabilité de ces systèmes. L'analyse de la stabilité de la chaudière est menée à la Sec. 11.4. Cette analyse est réalisée à l'aide de *COMSOL Multiphysics* pour une seule configuration géométrique. Ces résultats sont comparés aux bandes de stabilité déduites du critère de Rayleigh. L'influence de la longueur de la flamme, de la condition limite au niveau de l'échangeur et de la répartition des flammes est également analysée dans cette section à l'aide du critère de Rayleigh.

11.1 Modélisation de la réponse de la flamme du brûleur GRC

La réponse de la flamme générée par le brûleur GRC est déterminée à partir de la FDF mesurée sur le brûleur *DIFAV*. Ces FDF ont été adimensionnées par le nombre de Strouhal $St = fL_{ft}/U_b$ basé sur la longueur efficace L_{ft} de la flamme (voir Sec. 9.5.3). Les résultats correspondent aux courbes en noir tracées à la Fig. 11.1. L'étude des fréquences caractéristiques de la réponse de la flamme à la Sec. 9.7 montre que l'évolution du gain de la FDF des flammes dans le foyer *DIFAV* est pilotée, au moins en partie, par des mécanismes d'interfé-

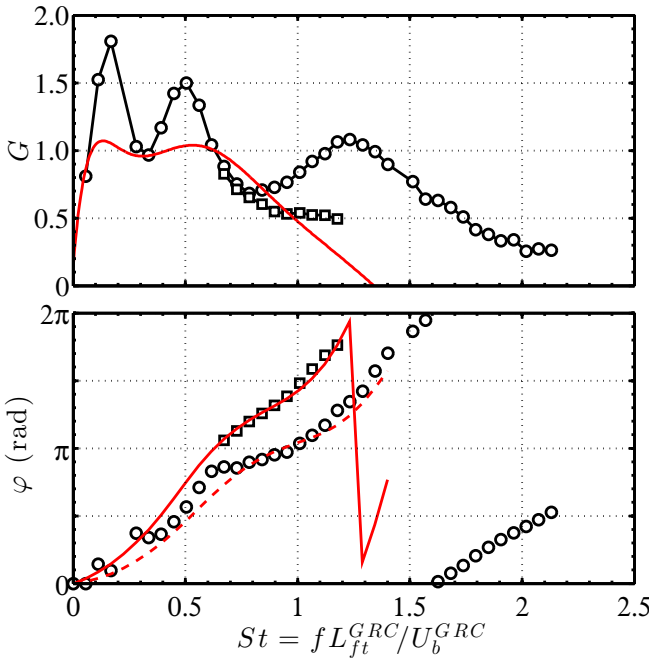


FIGURE 11.1 – *Gain G et phase φ de la FDF de la flamme générée par le brûleur DIFAV en noir en fonction du nombre de Strouhal S_t. $\circ$: $u'/U_b^{GRC} = 0.02$ et $\square$: $u'/U_b^{GRC} = 0.11$. Les courbes rouges représentent l'interpolation de la FDF du brûleur GRC utilisée pour les calculs sur la chaudière EDF avec (−−) : $u'/U_b^{GRC} = 0.02$ et (−) : $u'/U_b^{GRC} = 0.11$.*

rences entre les fluctuations de vitesses axiales et les fluctuations de vitesses azimutales générées par le swirler et convectées à la vitesse débitante. La géométrie du brûleur GRC, représentée à la Fig. 2.1, montre que le swirler d'air est positionné à la sortie du brûleur. Le retard entre les fluctuations de vitesses axiales et les fluctuations de vitesses azimutales lié au temps de convection des perturbations azimutales dans l'injecteur est donc nul et ces interférences n'existent *a priori* pas pour le brûleur industriel GRC. On fait donc l'hypothèse que l'évolution du gain de la réponse de la flamme du brûleur GRC ne présente pas de pics et de creux. Cette évolution est modélisée par la courbe en rouge à la Fig. 11.1. Le gain à fréquence nulle vaut zéro car la débit masse de combustible $\dot{m}_f$ est fixé dans ce foyer (Polifke and Lawn (2007)). L'évolution de la phase est sensible à l'amplitude d'excitation, mais peu aux mécanismes d'interférence. La phase de la FDF du brûleur GRC est donc issue de l'interpolation de la FDF mesurée sur le brûleur *DIFAV*. La phase de la réponse de la flamme du brûleur *DIFAV* est représentée en noir et la phase de la réponse de la flamme du brûleur GRC est représentée en rouge à la Fig. 11.1 lorsque $u'/U_b^{GRC} = 0.02$ ($\circ$, −−) et $u'/U_b^{GRC} = 0.11$ ($\square$, −).

La réponse de la flamme est pilotée par le nombre de Strouhal St qui fait intervenir la vitesse débitante de l'air $U_b^{GRC} = 39\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ dans le brûleur et la longueur efficace L_{ft}^{GRC} de la flamme. L'analyse de la structure de la flamme menée à la Sec. 2.7 montre que la flamme est stabilisée en « V ». La longueur efficace est donc définie comme pour la flamme *DIFAV* telle que $L_{ft}^{GRC} \sim 2/3 L_f^{GRC}$ (Schuller et al. (2003)) où $L_f^{GRC} \sim 6\,\mathrm{m}$ est la longueur de la flamme déterminée à la Sec. 2.7. Ce paramètre étant mal connu, l'analyse de stabilité est menée en faisant varier cette longueur $4\,\mathrm{m} \leq L_f^{GRC} \leq 8\,\mathrm{m}$ lorsque la vitesse débitante $U_b^{GRC} = 39\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ est fixée. La longueur de la flamme générée par le brûleur GRC peut être modifiée en changeant la répartition de l'air du circuit primaire et du circuit secondaire tout en conservant le débit d'air total (Chapitre 2). La modification du diamètre des gouttes aura également un impact sur la longueur de la flamme qui est en partie pilotée par la phase d'évaporation des gouttes. La figure Fig. 11.2 représente l'évolution du gain G et de la phase φ de la FDF du brûleur GRC lorsque $L_f^{GRC} = 4$, 5, 6, 7 et 8 m pour une amplitude $u'/U_b^{GRC} = 0.02$ et une vitesse débitante $U_b^{GRC} = 39\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ fixée. La fréquence de coupure chute lorsque la longueur de la flamme augmente. La phase de la FDF augmente lorsque la longueur L_f^{GRC} augmente, car le temps de propagation des perturbations le long du front de flamme augmente. Ces FDF sont utilisées dans la suite du chapitre pour analyser la stabilité du foyer EDF.

11.2 Intégration de la FDF dans *COMSOL Multiphysics*

L'analyse de stabilité du foyer est réalisée avec le module acoustique de *COMSOL Multiphysics* dans le domaine fréquentiel.

11.2.1 Expression du terme source

L'équation de Helmholtz Eq. (6.64) résolue par *COMSOL Multiphysics* est rappelée ici :

$$\nabla.\left(-\frac{1}{\rho}(\nabla\tilde{p} - \tilde{\mathbf{q}})\right) - \frac{\omega^2}{\rho c^2}\tilde{p} = \tilde{\mathcal{Q}} \tag{11.1}$$

où $p'(\mathbf{x},t) = \mathcal{R}\left(\tilde{p}(\mathbf{x})e^{i\omega t}\right)$, $\mathcal{Q}'(\mathbf{x},t) = \mathcal{R}\left(\tilde{\mathcal{Q}}(\mathbf{x})e^{i\omega t}\right)$ et $\mathbf{q}'(\mathbf{x},t) = \mathcal{R}\left(\tilde{\mathbf{q}}(\mathbf{x})e^{i\omega t}\right)$. Le terme source dipolaire est nul ($\mathbf{q}' = 0$) dans notre étude. L'équation de Helmhotlz avec une flamme active Eq. (10.9) s'écrit avec la convention de signe de *COMSOL Multiphysics* ($\exp(i\omega t)$) :

$$\nabla.\left(-\frac{1}{\rho_0}\nabla\tilde{p}\right) - \frac{\omega^2}{\rho_0 c_0^2}\tilde{p} = i\omega\frac{\gamma-1}{\rho_0 c_0^2}\tilde{q} \tag{11.2}$$

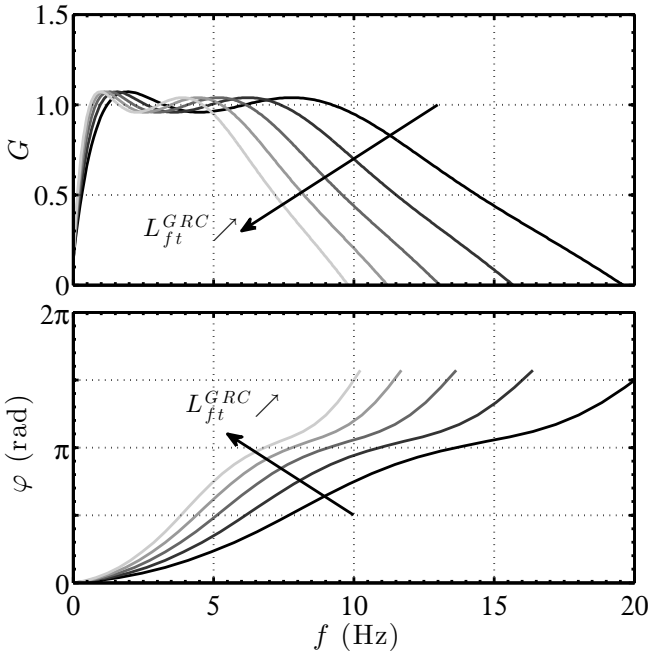


Figure 11.2 – *Evolution du gain et de la phase de la FTF modélisée pour le brûleur industriel pour une amplitude* $u'/U_b^{GRC} = 0.02$ *avec* $U_b^{GRC} = 39\,\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ *lorsque la longueur de la flamme* L_f^{GRC} *varie de* 4 *à* 8 m.

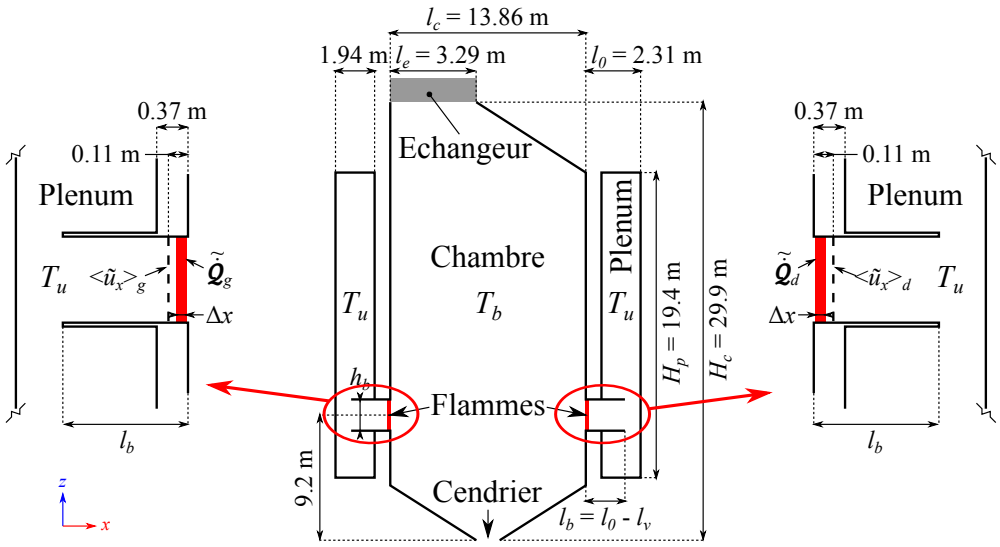


FIGURE 11.3 – *Représentation de la coupe de la chaudière générique dans le plan xy correspondant au domaine de calculs. Les flammes génériques sont représentées en rouge sur ce schéma.*

$\tilde{\dot{q}}$ est la composante de Fourier associée à la fluctuation du taux volumique de dégagement de chaleur. Le terme source $\tilde{\mathcal{Q}}$ de l'Eq. (11.1) s'écrit donc :

$$\tilde{\mathcal{Q}} = i\omega \frac{\gamma - 1}{\rho_0 c_0^2} \tilde{\dot{q}} \tag{11.3}$$

On peut considérer que la fluctuation du taux volumique de dégagement de chaleur est uniforme sur toute la flamme qui est considérée compacte. La fluctuation du taux de dégagement de chaleur total de la flamme peut donc s'écrire : $\tilde{\dot{Q}}' = \tilde{\dot{q}}\ V_{fl}$ où V_{fl} est le volume total de la flamme (Silva et al. (2013)). Lorsqu'on exprime le terme source en fonction du gain G, de la phase φ de la FDF (Eq. (9.6)) et du volume V_{fl} de la flamme, on obtient :

$$\tilde{\mathcal{Q}} = i\omega \frac{\gamma - 1}{\rho_0 c_0^2} \tilde{\dot{Q}}' = i\omega \frac{\gamma - 1}{\rho_0 c_0^2} G e^{-i\varphi} \frac{u'}{U_b} \frac{\bar{\dot{Q}}}{V_{fl}} \tag{11.4}$$

où $\bar{\dot{Q}}$ est le taux de dégagement de chaleur total moyen, U_b la vitesse débitante et u' la fluctuation de la vitesse axiale de l'écoulement d'air. Nous allons maintenant déterminer les sources acoustiques à imposer dans notre étude.

11.2.2 Application à la chaudière

L'étude est conduite sur une coupe de la chaudière générique (Fig. 8.2) selon le plan xz représenté à la Fig. 11.3. La température de l'air dans les plenums

$T_u = 611\,\mathrm{K}$ et dans la chambre de combustion $T_b = 1500\,\mathrm{K}$ sont identiques à celles imposées dans le chapitre 8 pour l'analyse acoustique. On suppose que la combustion se déroule sur une épaisseur Δx à la sortie des brûleurs représentées à la Fig. 11.3. Ces flammes développent une puissance équivalente aux 12 flammes positionnées sur chaque face de la chaudière. Le taux de dégagement de chaleur moyen de ces 12 flammes s'écrit donc $\bar{\dot{Q}} = 12\dot{m}_f \times PCI \approx 840\,\mathrm{MW}$ où $\dot{m}_f$ est le débit massique de combustible donné au tableau 2.1. Le volume occupé par la flamme compacte peut s'exprimer dans le modèle numérique à partir de la surface du brûleur générique S_b et de l'épaisseur de la flamme Δx. Le volume occupé par la flamme est donné dans le modèle par $V_{fl} = S_b \times \Delta x$. Pour les simulations réalisées dans ce manuscrit, on a choisi une épaisseur de flamme $\Delta x = 0.1\,\mathrm{m}$ qui correspond à un volume de flamme $V_{fl} = 1.4\,\mathrm{m}^3$. Les résultats obtenues dépendent directement de cette valeur qui pourra être ajustée sur la base de données expérimentales plus étendues.

Les termes sources apparaissant dans l'Eq. (11.4) associés aux flammes de gauche $\tilde{\mathcal{Q}}_g$ et de droite $\tilde{\mathcal{Q}}_d$ du foyer s'écrivent donc :

$$\tilde{\mathcal{Q}}_g = i\omega \frac{\gamma - 1}{\rho_0 c_0^2} \frac{12\dot{m}_f\ PCI}{S_b \Delta x} \frac{< \tilde{u}_x >_g}{U_b^{GRC}} G_g e^{-i\varphi_g}$$

$$\tilde{\mathcal{Q}}_d = -i\omega \frac{\gamma - 1}{\rho_0 c_0^2} \frac{12\dot{m}_f\ PCI}{S_b \Delta x} \frac{< \tilde{u}_x >_d}{U_b^{GRC}} G_d e^{-i\varphi_d}$$

où G_g, φ_g, G_d et φ_d φ_g sont le gain et la phase de la FDF de la flamme de gauche et de la flamme de droite. Les termes $< \tilde{u}_x >_g$, $< \tilde{u}_x >_d$ représentent les vitesse acoustiques moyennées sur la hauteur du brûleur h_b calculées à $\Delta_x + 0.01 = 0.11\,\mathrm{m}$ en amont de la sortie de l'injecteur de gauche et de droite. L'épaisseur de la flamme est fixée dans nos simulations à $\Delta x = 0.1\,\mathrm{m}$. La condition de compacité de la flamme ($\Delta x \ll \lambda$) par rapport à la longueur d'onde acoustique des basses fréquences considérées, $\lambda \simeq 25\,\mathrm{m}$ lorsque $f = 20\,\mathrm{Hz}$, est bien satisfaite. Un signe négatif est ajouté au terme $\tilde{\mathcal{Q}}_d$ pour tenir compte du sens de propagation des ondes acoustiques depuis le plenum vers la chambre de combustion.

11.3 Analyse du critère de Rayleigh

Le critère de Lord Rayleigh (1878) est souvent utilisé pour analyser la stabilité d'un système. Il donne une condition nécessaire pour qu'une instabilité se développe $\int_V p'\dot{q}' > 0$, où p' représente la pression acoustique, $\dot{q}'$ la fluctuation du taux de dégagement de chaleur par unité de volume et V le volume du système. Il a pour origine un terme source $\mathcal{S}$ volumique dans l'équation bilan de l'énergie

acoustique (Crighton et al. (1992)) :

$$\mathcal{S} = \frac{1}{T}\int_0^T \frac{\gamma - 1}{\rho_0 c_0^2} p' \dot{q}' dt \tag{11.5}$$

où T est la période de l'oscillation. En intégrant ce terme source sur le volume V, on trouve :

$$\Sigma = \int_V \mathcal{S} dV = \frac{1}{T}\int_V \int_0^T \frac{\gamma - 1}{\rho_0 c_0^2} p' \dot{q}' dV dt \tag{11.6}$$

Une condition nécessaire pour que les instabilités se développe est $\Sigma > 0$. Cette condition n'est pas suffisante car au démarrage de l'instabilité, il faut que le terme source soit supérieur au terme d'amortissement. Mais nous ne tiendrons pas compte de l'amortissement dans ce chapitre. Si $\Sigma \leq 0$ le système est nécessairement stable.

Il est maintenant intéressant d'exprimer $\mathcal{S}$ pour les deux flammes modélisées sur la chaudière représentée à la Fig. 11.3. Pour le terme source $\mathcal{S}_g$ de la flamme

de gauche on peut écrire successivement :

$$
\begin{aligned}
\mathcal{S}_g =& \frac{1}{T}\frac{\gamma-1}{\rho_0 c_0^2}\int_0^T \mathcal{R}\left(\tilde{p}_g e^{i\omega t}\right)\mathcal{R}\left(\tilde{q}_g' e^{i\omega t}\right)dt \\
=& \frac{1}{T}\frac{\gamma-1}{\rho_0 c_0^2}\int_0^T \mathcal{R}\left(|\tilde{p}_g| e^{i(\omega t+\arg(\tilde{p}_g))}\right) \\
& \times \mathcal{R}\left(\frac{G_g\bar{\dot{Q}}}{U_b^{GRC}V_{fl}}|<\tilde{u}_x>_g| e^{i(\omega t-\varphi+\arg(<\tilde{u}_x>_g))}\right)dt \\
=& \frac{1}{T}\underbrace{\frac{|\tilde{p}_g|\;|<\tilde{u}_x>_g|\;\bar{\dot{Q}}}{U_b^{GRC}V_{fl}}\frac{\gamma-1}{\rho_0 c_0^2}G_g}_{\mathcal{A}_g} \\
& \times \int_0^T \cos\left(\omega t+\arg(\tilde{p}_g)\right)\cos\left(\omega t-\varphi+\arg(<\tilde{u}_x>_g)\right)dt \\
\\
=& \frac{\mathcal{A}_g}{T}\int_0^T \left[\cos\left(\arg(\tilde{p}_g)+\varphi-\arg(<\tilde{u}_x>_g)\right)\right. \\
& \left.+\cos\left(2\omega t+\arg(\tilde{p}_g)-\varphi+\arg(<\tilde{u}_x>_g)\right)\right]dt \\
\\
=& \frac{\mathcal{A}_g}{2T}\left[\cos\left(\arg(\tilde{p}_g)+\varphi-\arg(<\tilde{u}_x>_g)\right)T\right. \\
& \left.+\cancel{\cos\left(4\pi+\arg(\tilde{p}_g)-\varphi+\arg(<\tilde{u}_x>_g)\right)}\right] \\
& \cancel{-\frac{\mathcal{A}_g}{2T}\cos\left(\arg(\tilde{p}_g)-\varphi+\arg(<\tilde{u}_x>_g)\right)} \\
\\
=& \frac{|\tilde{p}_g|\;|<\tilde{u}_x>_g|\;\bar{\dot{Q}}}{2U_b^{GRC}V_{fl}}\frac{\gamma-1}{\rho_0 c_0^2}G_g\cos\left(\arg(\tilde{p}_g)+\varphi-\arg(<\tilde{u}_x>_g)\right)
\end{aligned}
$$

où $|X|$ et $\arg(X)$ sont la norme et l'argument du nombre complexe X. Le terme $\tilde{p}_g$ est la pression acoustique calculée en amont du brûleur de gauche au même endroit que la vitesse acoustique $<\tilde{u}_x>_g$. L'intégration de $\mathcal{S}_g$ sur le volume de la flamme compacte V_{fl} donne Σ_g :

$$
\Sigma_g = \int_{V_{fl}} \mathcal{S}_g dV = \frac{|\tilde{p}_g|\;|<\tilde{u}_x>_g|\;\bar{\dot{Q}}}{2U_b^{GRC}}\frac{\gamma-1}{\rho_0 c_0^2}G_g\cos\left(\arg(\tilde{p}_g)+\varphi_g-\arg(<\tilde{u}_x>_g)\right) \tag{11.7}
$$

De la même manière le terme $\mathcal{S}_d$ s'exprime pour la flamme de droite :

$$\begin{aligned}\mathcal{S}_d =& \frac{1}{T}\frac{\gamma-1}{\rho_0 c_0^2}\int_0^T \mathcal{R}\left(\tilde{p}_d e^{i\omega t}\right)\mathcal{R}\left(\tilde{\dot{q}}'_d e^{i\omega t}\right)dt \\ =& \frac{1}{T}\frac{\gamma-1}{\rho_0 c_0^2}\int_0^T \mathcal{R}\left(|\tilde{p}_d| e^{i(\omega t+\arg(\tilde{p}_d))}\right) \\ & \times \mathcal{R}\left(-\frac{G_d\bar{\dot{Q}}}{U_b^{GRC}V_{fl}}|<\tilde{u}_x>_d| e^{i(\omega t-\varphi+\arg(<\tilde{u}_x>_d))}\right)dt \\ =& -\frac{|\tilde{p}|\;|<\tilde{u}_x>_d|\;2\bar{\dot{Q}}}{U_b^{GRC}V_{fl}}\frac{\gamma-1}{\rho_0 c_0^2}G_d\cos\left(\arg(\tilde{p}_d)+\varphi_d-\arg(<\tilde{u}_x>_d)\right)\end{aligned}$$

L'intégration de $\mathcal{S}_d$ sur le volume de la flamme compacte V_{fl} donne Σ_d :

$$\Sigma_d = \int_{V_{fl}}\mathcal{S}_d dV = -\frac{|\tilde{p}|\;|<\tilde{u}_x>_d|\;\bar{\dot{Q}}}{2U_b^{GRC}}\frac{\gamma-1}{\rho_0 c_0^2}G_d\cos\left(\arg(\tilde{p}_d)+\varphi_d-\arg(<\tilde{u}_x>_d)\right) \tag{11.8}$$

Le signe de la somme des Eqs. (11.7) et (11.8) permet ainsi de déterminer une condition nécessaire à la stabilité du foyer :

$$\Sigma_g+\Sigma_d<0 \quad \text{le foyer est stable} \tag{11.9}$$

$$\Sigma_g+\Sigma_d>0 \quad \text{le foyer peut etre instable} \tag{11.10}$$

Ces résultats sont comparés aux prévisions des simulations réalisées avec *COMSOL Multiphysics* sur la chaudière.

11.4 Analyse de la stabilité de la chaudière EDF

Nous avons montré au chapitre 8 que la condition limite acoustique au niveau du récupérateur de cendres a très peu d'effet sur les modes basses fréquences du foyer. Il a également été montré que la longueur l_v d'ouverture des viroles a peu d'influence sur les modes acoustiques. L'analyse de stabilité de la chaudière est donc menée en considérant une condition limite acoustique ouverte à l'atmosphère au niveau du récupérateur de cendres et une longueur d'ouverture des viroles $l_v = 0.4\,\text{m}$ fixée. Les OFA, représentés à la Fig. 8.3, ne sont pas pris en compte dans cette étude afin de simplifier les raisonnements sur la nature des modes. L'influence de la condition limite au niveau de l'échangeur est étudiée dans cette section.

11.4.1 Analyse des modes basses fréquences lorsque $L_f^{GRC} = 6\,\text{m}$

Il est intéressant d'étudier dans un premier temps la stabilité de la chaudière lorsque les termes sources $\tilde{\mathcal{Q}}_g$ et $\tilde{\mathcal{Q}}_d$ sont actifs et que les flammes sont identiques à gauche et à droite ($G_g = G_d$ et $\varphi_g = \varphi_d$). La longueur de la flamme

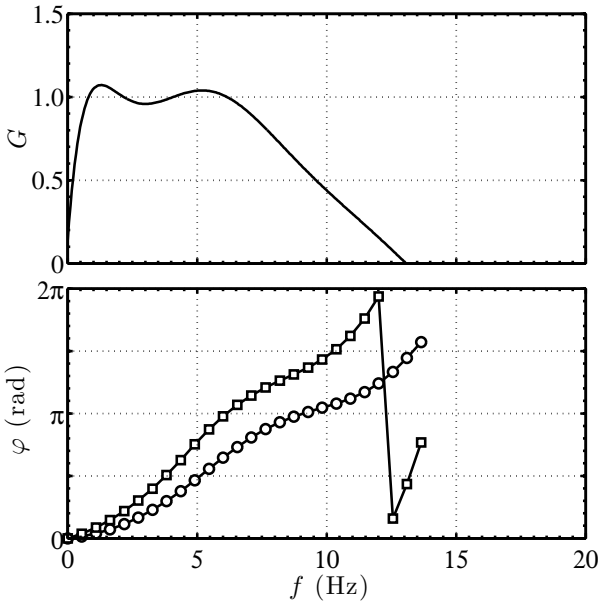


FIGURE 11.4 – *Evolution du gain G et de la phase φ de la FDF de la flamme générée par le brûleur GRC lorsque $L_f^{GRC} = 6\,\text{m}$. $\circ : u'/U_b^{GRC} = 0.01$ et $\square : u'/U_b^{GRC} = 0.11$.*

est fixée pour cette étude à $L_f^{GRC} = 6\,\text{m}$. Cette valeur correspond à la longueur de la flamme déterminée à la Sec. 2.7. La FDF de cette flamme est représentée à la Fig. 11.4 pour les amplitudes $u'/U_b^{GRC} = 0.01$ ($\circ$) et $u'/U_b^{GRC} = 0.11$ ($\square$) lorsque $U_b^{GRC} = 39\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. On constate sur cette figure que la flamme ne répond plus aux fréquences $f > 10\,\text{Hz}$ car le gain de la FDF devient faible $G < 0.5$. Les modes de la chaudière dont les fréquences sont supérieures à 10 Hz seront donc toujours stables. Les calculs sont menés pour la configuration A (Tableau 8.1) de la chaudière étudiée sans combustion à la Sec. 8.2, c'est-à-dire lorsque la condition à la limite au niveau de l'échangeur est de type fermée. Il n'est pas nécessaire d'étudier les modes 4 et 5 de la chaudière ainsi que les modes transverses dont les fréquences sont supérieures à 10 Hz. Ces modes qui ont été déterminés à la Sec. 8.2 sont toujours stables d'après la FDF de la Fig. 11.4 si la longueur de flamme est supérieure à 6 m.

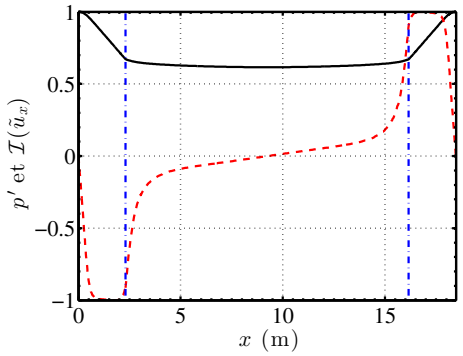
Les calculs sont menés avec *COMSOL Multiphysics* pour $u'/U_b^{GRC} = 0.01$ et $u'/U_b^{GRC} = 0.11$. Les résultats sont présentés dans le Tableau 11.1. Les fréquences complexes sont indiquées selon la convention de signe utilisée dans *COMSOL Multiphysics*. Lorsque la partie imaginaire est positive le mode est stable. Les modes 1 et 2 sont stables pour toutes les amplitudes comprises entre $u'/U_b^{GRC} = 0.01$ et 0.11. Le mode 3 est en revanche instable pour les faibles amplitudes et devient stable lorsque l'amplitude augmente. Cette instabilité à $f \approx 7\,\text{Hz}$ peut donc démarrer à très faible amplitude. La chaudière

TABLEAU 11.1 – *Synthèse des fréquences complexes des trois premiers modes de la chaudière dans sa configuration A calculées avec COMSOL Multiphysics lorsque la flamme de longueur $L_f^{GRC} = 6\,\text{m}$ est modélisée par la FDF de la Fig. 11.4.*

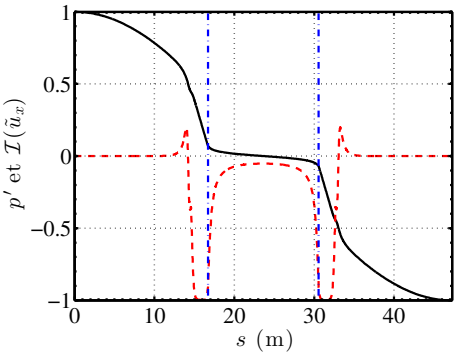
Mode	f^{co} (Hz)	$\frac{u'}{U_b^{GRC}} = 0.01$			$\frac{u'}{U_b^{GRC}} = 0.11$		
		G	φ (rad)	f (Hz)	G	φ (rad)	f (Hz)
1 :Helmholtz	3.02	0.97	0.9	$2.6 + 0.48\text{i}$	0.97	0.8	$2.6 + 0.42\text{i}$
2 :Plenum/ Plenum	5.28	1.0	1.1	$4.26 + 0.72\text{i}$	1	1.9	$4.45 + 1.58\text{i}$
3 :Plenum/ Chambre	6.08	0.88	2.6	$7.33 - 1.57\text{i}$	0.88	3.7	$7.36 + 1.63\text{i}$

n'est donc pas inconditionnellement stable lorsque les flammes ont une longueur $L_f^{GRC} = 6\,\text{m}$.

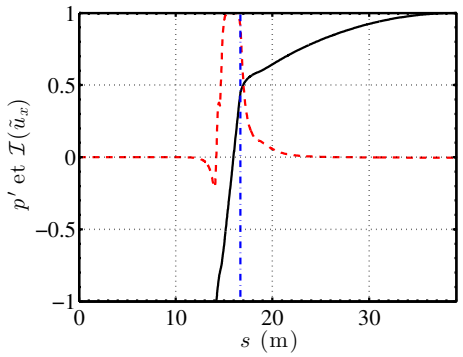
Il est maintenant intéressant de comparer ces résultats aux critères Σ que nous avons développés à la Sec. 11.3. Les flammes étant identiques à gauche et à droite $\mathcal{A}_g = \mathcal{A}_d$, il suffit d'étudier le signe de la différence des cosinus des Eqs. (11.7) et (11.8) pour déterminer la stabilité du système. Il est avant tout, nécessaire de définir l'argument de la pression ($\arg(p)$) et de la vitesse ($\arg(u)$) pour chaque mode à l'aide des calculs réalisée au chapitre 8. La Fig. 11.5 représente la pression acoustique p' et la partie imaginaire de la vitesse $\mathcal{I}(\tilde{u}_x)$ adimensionnée le long des abscisses curvilignes représentées aux Figs. 8.5(a), (b) et (c) pour les trois premiers modes basses fréquences de la chaudière dans la configuration A lorsque les termes sources sont désactivés ($\tilde{\mathcal{Q}}_g = \tilde{\mathcal{Q}}_d = 0$). La vitesse acoustique est un nombre imaginaire pur dans cette configuration d'après l'Eq. (6.15) car les impédances imposées aux limites du modèle sont réelles et qu'il n'y a pas de terme source. Les courbes en pointillés bleus représentent la position des flammes dans la chaudière générique (Fig. 11.3). Il s'agit de la position où sont déterminées les valeurs de la pression $\tilde{p}$ et de la vitesse $< \tilde{u}_x >$ utilisées dans les Eq. (11.7) et (11.8). Ces courbes permettent donc de déterminer le signe de la pression et de la vitesse acoustique. Ces résultats sont résumés dans le Tableau 11.2 pour les quatre premiers modes de la chaudière. Le quatrième mode est analysé à titre indicatif. Après quelques arrangements mathématiques, on constate que $\Sigma_g = \Sigma_d$ lorsque les flammes sont identiques. Le premier, le second et le quatrième mode de la chaudière peuvent être instables lorsque $\varphi \in [\pi; 2\pi]$ alors que le second mode peut être instable lorsque $\varphi \in [0; \pi]$. La figure Fig. 11.6 représente la FDF de la flamme lorsque $L_f^{GRC} = 6\,\text{m}$. Sur cette figure les fréquences des quatre premiers modes sont représentées par des courbes bleues. Cette figure montre que le gain G des flammes est important pour les trois premiers modes de la chambre. Le gain de la FDF est en revanche nul pour le quatrième mode comme nous l'avons



(a) Mode de Helmholtz à $f^{co} = 3.82\,\text{Hz}$.



(b) Mode plenum/plenum à $f^{co} = 5.28\,\text{Hz}$.



(c) Mode plenum/chambre à $f^{co} = 6.08\,\text{Hz}$.

FIGURE 11.5 – *Représentation de l'onde de pression p' adimensionnée (−) et de la partie imaginaire de la vitesse acoustique $\mathcal{I}(\tilde{u}_x)$ adimensionnée (−−) associée aux trois premiers modes de basses fréquences du foyer (configuration A : CL échangeur type fermée). Les courbes en pointillés bleus (− · −) représentent la position des flammes.*

TABLEAU 11.2 – *Synthèse des arguments de la pression et de la vitesse au niveau des flammes génériques et du terme Σ exprimés pour les quatre premiers modes de la chaudière dans sa configuration A. La dernière colonne indique la condition nécessaire à respecter sur la phase φ de la FDF pour que le foyer soit instable.*

Mode	f^{co} (Hz)	$\arg(\tilde{p})$	$\arg(\tilde{v})$	Σ	Instable si
1 :Helmholtz	3.82	$\arg(p_g) = 0$ $\arg(p_d) = 0$	$\arg(u_g) = -\pi/2$ $\arg(u_d) = \pi/2$	$\Sigma_g = -\frac{\mathcal{A}_g}{2}\sin\varphi_g$ $\Sigma_d = -\frac{\mathcal{A}_d}{2}\sin\varphi_d$	$\varphi \in [\pi; 2\pi]$
2 :Plenum/ Plenum	5.28	$\arg(p_g) = 0$ $\arg(p_d) = \pi$	$\arg(u_g) = -\pi/2$ $\arg(u_d) = -\pi/2$	$\Sigma_g = -\frac{\mathcal{A}_g}{2}\sin\varphi_g$ $\Sigma_d = -\frac{\mathcal{A}_d}{2}\sin\varphi_d$	$\varphi \in [\pi; 2\pi]$
3 :Plenum/ Chambre	6.08	$\arg(p_g) = 0$ $\arg(p_d) = 0$	$\arg(u_g) = \pi/2$ $\arg(u_d) = -\pi/2$	$\Sigma_g = \frac{\mathcal{A}_g}{2}\sin\varphi_g$ $\Sigma_d = \frac{\mathcal{A}_d}{2}\sin\varphi_d$	$\varphi \in [0; \pi]$
4 :Plenum	12.93	$\arg(p_g) = 0$ $\arg(p_d) = 0$	$\arg(u_g) = -\pi/2$ $\arg(u_d) = \pi/2$	$\Sigma_g = -\frac{\mathcal{A}_g}{2}\sin\varphi_g$ $\Sigma_d = -\frac{\mathcal{A}_d}{2}\sin\varphi_d$	$\varphi \in [\pi; 2\pi]$

vu précédemment. La phase φ de la FDF se situe dans la bande $[0; \pi]$ pour les modes 1, 2 et 3. Le mode de Helmholtz et le mode plenum/plenum sont donc stables. Le mode plenum/chambre est en revanche instable dans cette configuration lorsque $L_f^{GRC} = 6\,\text{m}$. Ces résultats sont en accord avec les simulations réalisées avec *COMSOL Multiphysics*.

Les calculs réalisés avec *COMSOL Multiphysics* sur la chaudière générique et présentés dans le Tableau 11.1, montrent que le système peut être instable à une fréquence $f \approx 7\,\text{Hz}$ lorsque la flamme a une longueur $L_f^{GRC} = 6\,\text{m}$. Cette fréquence est proche de celle mesurée $f \approx 3\,\text{Hz}$ par les accéléromètres situés sur les parois de la chaudière lors de crises vibratoires (Lottiaux and Lafon (2011); Teil (2011)). Ces calculs sont en revanche complexes à mettre en œuvre car les fréquences propres du système sont très proches les unes des autres et la hiérarchie des modes peut être modifiée lorsque nous imposons un terme source. L'analyse du critère de Rayleigh et de la structure des modes sans combustion montre qu'il est possible d'anticiper la stabilité du foyer en étudiant la FDF. L'analyse du critère de Rayleigh, alimentée par la FDF, sera donc privilégiée pour étudier les différentes configurations du foyer. Ce type d'approche est souvent utilisé pour analyser la stabilité de foyers laminaires (Schuller et al. (2003)).

11.4.2 Influence de la longueur de la flamme L_f^{GRC}

La longueur de la flamme L_f^{GRC} a un impact important sur la FDF de la flamme comme le montre la Fig. 11.2. Il est donc intéressant d'étudier la stabilité de la chaudière lorsque cette longueur vaut $L_f^{GRC} = 4$, 6 et 8 m. Cette étude est menée en analysant le critère de Rayleigh dans la même configuration géométrique du foyer EDF que précédemment, lorsque les flammes sont toutes identiques.

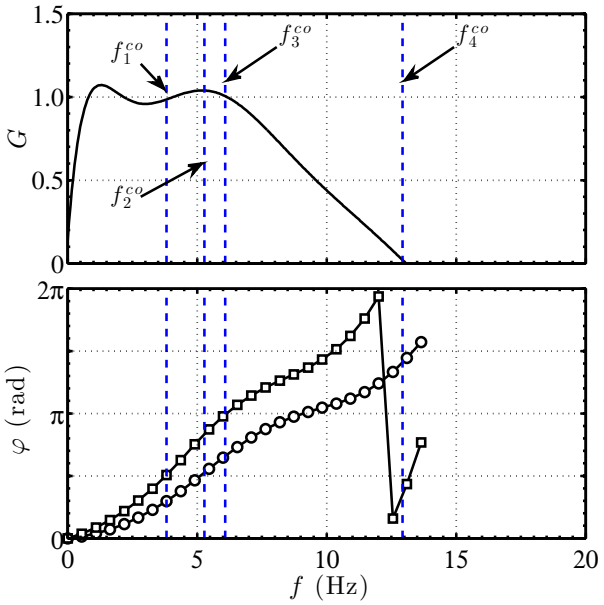
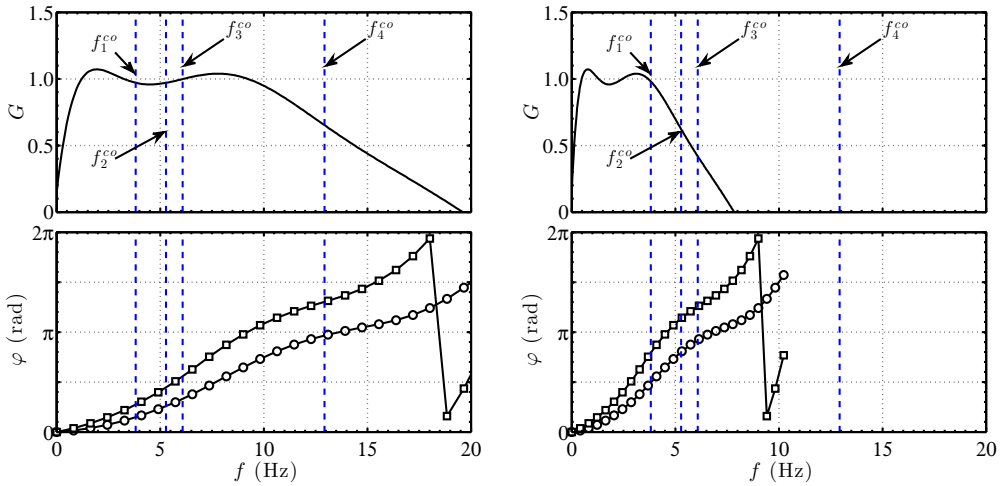


FIGURE 11.6 – *Evolution du gain G et de la phase φ de la FDF de la flamme générée par le brûleur GRC lorsque $L_f^{GRC} = 6\,\text{m}$. $\circ : u'/U_b^{GRC} = 0.01$ et $\square : u'/U_b^{GRC} = 0.11$. Les courbes bleues représentent la fréquence des 4 premiers modes de la chaudière lorsqu'il n'y a pas de combustion.*

Les bandes de stabilité des modes sont identiques à celles du Tableau 11.2.

La figure Fig. 11.7 représente les FDF de la flamme lorsque $L_f^{GRC} = 4\,\text{m}$ (Fig. 11.7(a)) et $L_f^{GRC} = 8\,\text{m}$ (Fig. 11.7(b)) sur lesquelles les fréquences des quatre premiers modes sont représentées par des pointillés bleus. Lorsque $L_f^{GRC} = 4\,\text{m}$ (Fig. 11.7(a)), la flamme est sensible à tous les modes car son gain est important ($G > 0.5$). La phase φ de la FDF se situe dans la bande $[0;\pi]$ pour les modes 1, 2 et 3 lorsque l'amplitude est comprise entre $0.01 \leq u'/U_b^{GRC} \leq 0.11$. La phase de la FDF se situe entre $[\pi;2\pi]$ pour le mode 4. Le mode de Helmholtz et le mode plenum/plenum sont donc stables. Le mode plenum/chambre et le mode plenum sont en revanche instables dans cette configuration lorsque $L_f^{GRC} = 4\,\text{m}$.

Lorsque $L_f^{GRC} = 8\,\text{m}$ (Fig. 11.7(b)), le gain de la FDF $G > 0.5$ pour les modes 1 et 2, tandis que $G < 0.5$ pour le mode 3. La flamme ne répond pas au mode plenum car le gain est nul. Ce mode est donc stable. La phase φ de la FDF se situe dans la bande $[0;\pi]$ pour le mode 1 lorsque l'amplitude est comprise entre $0.01 \leq u'/U_b^{GRC} \leq 0.11$. Ce mode est donc stable. Cette phase se situe dans la bande $[0;\pi]$ pour le mode 2 lorsque l'amplitude est faible $u'/U_b^{GRC} \leq 0.05$ mais dans la bande $\pi - 2\pi$ lorsque le gain est élevé $0.05 < u'/U_b^{GRC} \leq 0.11$. Ce



(a) $L_f^{GRC} = 4\,\text{m}$. (b) $L_f^{GRC} = 8\,\text{m}$.

FIGURE 11.7 – *Evolution du gain G et de la phase φ de la FDF de la flamme générée par le brûleur GRC lorsque $L_f^{GRC} = 4$ et 8 m. $\circ : u'/U_b^{GRC} = 0.01$ et $\square : u'/U_b^{GRC} = 0.11$. Les courbes bleues représentent la fréquence des 4 premiers modes de la chaudière lorsqu'il n'y a pas de combustion.*

mode est donc stable pour les faibles amplitudes, mais il est non-linéairement instable et une instabilité peut démarrer pour des perturbations de vitesse au-delà du seuil $u'/U_b^{GRC} > 0.05$. La phase de la FDF se situe dans la bande $[0;\pi]$ pour le mode 3 lorsque $u'/U_b^{GRC} \leq 0.03$ et dans la bande $[\pi;2\pi]$ lorsque $0.03 < u'/U_b^{GRC} \leq 0.11$. Le mode plenum/chambre est donc linéairement instable et peut être déclenché pour une faible amplitude de perturbation de la vitesse. Deux modes peuvent donc être instables lorsque $L_f^{GRC} = 8\,\text{m}$.

Cette étude de l'influence de la longueur de la flamme L_f^{GRC} sur la stabilité du foyer montre qu'il n'existe pas de longueur de flamme permettant de rendre tous les modes de la chaudière stables. La modification de la longueur de l'ensemble des flammes ne peut pas rendre le système inconditionnellement stable.

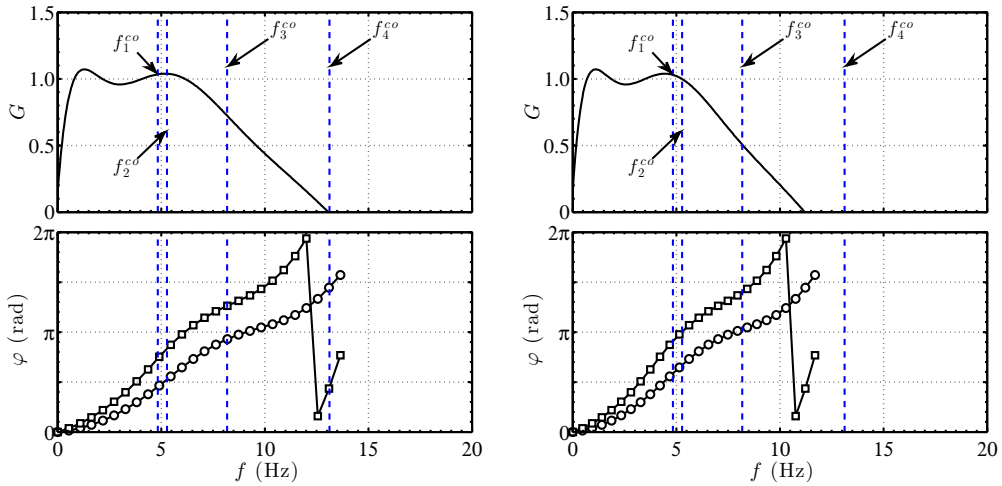
11.4.3 Influence de la condition limite au niveau de l'échangeur

L'influence de la condition limite au niveau de l'échangeur sur la fréquence et sur la hiérarchie des modes sans combustion de la chaudière a été mise en évidence à la Sec. 8.3. Il est donc intéressant d'étudier l'influence de ce paramètre sur la stabilité de la chaudière. Seule la condition limite au niveau de l'échangeur est modifiée. Il s'agit désormais d'un nœud de pression acoustique (condition de type « ouverte ») par rapport à la géométrie précédente. Il s'agit de la configuration C (Tableau 8.1) de la chaudière étudiée à la Sec. 8.3. Toutes les flammes sont considérées identiques avec une longueur $L_f^{GRC} = 6\,\text{m}$. Cette

TABLEAU 11.3 – *Synthèse des arguments de la pression et de la vitesse au niveau des flammes génériques et du terme Σ exprimés pour les quatre premiers modes de la chaudière dans sa configuration C. La dernière colonne indique la condition nécessaire à respecter sur la phase φ de la FDF pour que le foyer soit instable.*

Mode	f^{co} (Hz)	$\arg(\tilde{p})$	$\arg(\tilde{v})$	Σ	Instable si
1 :Plenum/ Chambre	4.83	$\arg(p_g) = 0$ $\arg(p_d) = 0$	$\arg(v_g) = -\pi/2$ $\arg(v_d) = \pi/2$	$\Sigma_g = -\frac{\mathcal{A}_g}{2}\sin\varphi_g$ $\Sigma_d = -\frac{\mathcal{A}_d}{2}\sin\varphi_d$	$\varphi \in [\pi; 2\pi]$
2 :Plenum/ Plenum	5.28	$\arg(p_g) = 0$ $\arg(p_d) = \pi$	$\arg(v_g) = -\pi/2$ $\arg(v_d) = -\pi/2$	$\Sigma_g = -\frac{\mathcal{A}_g}{2}\sin\varphi_g$ $\Sigma_d = -\frac{\mathcal{A}_d}{2}\sin\varphi_d$	$\varphi \in [\pi; 2\pi]$
3 :Helmholtz	8.17	$\arg(p_g) = 0$ $\arg(p_d) = 0$	$\arg(v_g) = \pi/2$ $\arg(v_d) = -\pi/2$	$\Sigma_g = \frac{\mathcal{A}_g}{2}\sin\varphi_g$ $\Sigma_d = \frac{\mathcal{A}_d}{2}\sin\varphi_d$	$\varphi \in [0; \pi]$
4 :Plenum	13.12	$\arg(p_g) = 0$ $\arg(p_d) = 0$	$\arg(v_g) = -\pi/2$ $\arg(v_d) = \pi/2$	$\Sigma_g = -\frac{\mathcal{A}_g}{2}\sin\varphi_g$ $\Sigma_d = -\frac{\mathcal{A}_d}{2}\sin\varphi_d$	$\varphi \in [\pi; 2\pi]$

étude est menée en analysant le critère de Rayleigh de la flamme de gauche Σ_g et de la flamme de droite Σ_d. La géométrie étant différente du cas précédent, il est nécessaire d'examiner à nouveau l'argument de la pression ($\arg(p)$) et de la vitesse ($\arg(u)$) pour chaque mode. La démarche est identique à celle mise en œuvre dans la Sec. 11.4.1 mais la pression et la vitesse acoustique le long des abscisses curvilignes ne sont pas représentées ici afin de faciliter la lecture du manuscrit. Les signes de la pression et de la vitesse acoustique au niveau de la flamme sont indiqués dans le Tableau 11.3 pour les quatre premiers modes de la chaudière. Le quatrième mode est présenté à titre indicatif car la réponse de la flamme est négligeable à la fréquence de ce mode lorsque $L_f^{GRC} = 6\,\text{m}$, comme nous l'avons observé précédemment. Pour des flammes identiques, on a toujours $\Sigma_g = \Sigma_d$ lorsque les flammes sont similaires. Le premier, le second et le quatrième mode de la chaudière peuvent être instables lorsque $\varphi \in [\pi; 2\pi]$ alors que le second mode peut être instable lorsque $\varphi \in [0; \pi]$. Les bandes de stabilité ont conservées la même hiérarchie que dans la classification du Tableau 11.2. Seule la hiérarchie des modes est différente. Ainsi, le mode plenum/chambre devient instable sur la bande $[\pi; 2\pi]$ alors que le mode de Helmholtz devient instable sur la bande $[0; \pi]$. Il est important de noter que les modes 1 et 2 ont des fréquences espacées de moins de 1 Hz tandis que les modes 2 et 3 sont espacés d'environ 3 Hz. La figure Fig. 11.8(a) représente la FDF de la flamme lorsque $L_f^{GRC} = 6\,\text{m}$. Sur cette figure les fréquences des quatre premiers modes sont représentées par des courbes bleues. Cette figure montre que le gain G de la FDF est important pour les trois premiers modes du système. La phase φ de la FDF se situe dans la bande $[0; \pi]$ pour les modes 1 et 2 pour toutes les amplitudes étudiées. Les modes plenum/chambre et plenum/plenum sont donc stables dans cette configuration. La phase de la FDF se situe dans la bande $[0; \pi]$ pour le mode 3 lorsque $u'/U_b^{GRC} \leq 0.03$ et dans la bande $[\pi; 2\pi]$ lorsque $0.03 < u'/U_b^{GRC} \leq 0.11$. Ce mode est donc linéairement instable.



(a) $L_f^{GRC} = 6\,\text{m}$. (b) $L_f^{GRC} = 7\,\text{m}$.

FIGURE 11.8 – *Evolution du gain G et de la phase φ de la FDF de la flamme générée par le brûleur GRC lorsque $L_f^{GRC} = 6$ et $7\,\text{m}$. $\circ : u'/U_b^{GRC} = 0.01$ et $\square : u'/U_b^{GRC} = 0.11$. Les courbes bleues représentent la fréquence des 4 premiers modes de la chaudière dans la configuration C lorsqu'il n'y a pas de combustion.*

Les bandes de stabilité des modes 1 et 2 sont identiques et les fréquences sont très proches de celles identifiées par ces modes lorsque l'échangeur a une impédance élevée. Les bandes de stabilité des modes 2 et 3 sont en revanche différentes et leurs fréquences sont espacées. Un choix judicieux de la longueur L_f^{GRC} de la flamme peut donc rendre le système inconditionnellement stable pour des amplitudes de perturbations $u'/U_b^{GRC} \leq 0.11$. La figure Fig. 11.8(b) représente la réponse de la flamme lorsque $L_f^{GRC} = 7\,\text{m}$. Cette figure montre que le gain G de la FDF des flammes reste important pour les trois premiers mode du système $G \geq 0.5$. La phase φ de la FDF de ces flammes se situe dans la bande $[0;\pi]$ pour les modes 1 et 2 et dans la bande $[\pi;2\pi]$ pour le mode 3 lorsque $0.01 \leq u'/U_b^{GRC} \leq 0.11$. L'ensemble des modes basses fréquences de la chaudière sont stables pour les amplitudes étudiées. Le système est donc inconditionnellement stable dans cette configuration lorsque $L_f^{GRC} = 7\,\text{m}$. Notons cependant que la phase de la FDF se situe à la limite des bandes de stabilité des modes 2 et 3.

Cette étude montre que la condition limite au niveau de l'échangeur joue un rôle important sur la stabilité de la chaudière puisqu'un choix judicieux de la longueur de la flamme permet de rendre le système inconditionnellement stable lorsque l'amplitude des perturbations est comprise entre $0.01 \leq u'/U_b^{GRC} \leq 0.11$, mais la marge de stabilité reste très faible.

11.4.4 Influence de la distribution spatiale des flammes

Nous avons montré dans la Sec. 11.3 que le système est stable lorsque $\Sigma_g + \Sigma_d \leq 0$. Dans les sections précédentes, nous avons cherché à rendre les deux termes Σ_g et Σ_d négatifs en considérant que les flammes à gauche et à droite étaient identiques et avaient la même FDF. Il est maintenant intéressant d'étudier la stabilité de la chaudière ($\Sigma_g + \Sigma_d \leq 0$) en considérant d'abord la situation où $\Sigma_g = 0$ et $\Sigma_d = 0$. Dans un second temps, on examine la configuration où les flammes situées à gauche répondent en opposition de phase aux flammes situées à droite de la chaudière. Mathématiquement cela revient à examiner $sign(\Sigma_g) = -sign(\Sigma_d)$ où $sign(x) = 1$ si $x \geq 0$ et $sign(x) = -1$ si $x < 0$. Cette analyse est réalisée sur la chaudière générique dans sa configuration A lorsque la condition limite au niveau de l'échangeur est un nœud de vitesse (condition dite « fermée »).

Analyse des cas où $\Sigma_g = 0$ et $\Sigma_d = 0$

La chaudière industrielle est constituée de 24 brûleurs réparties sur les deux faces comme le montre la Fig. 8.1(a). Les brûleurs sont espacés d'environ 3 m de leurs voisins. La longueur d'onde des modes propres de la chaudière dans le plan xz est d'environ $\lambda = 50$ m. On peut donc considérer que les brûleurs situés sur la même face répondent tous en phase aux excitations acoustiques. Le terme Σ_g étant la somme des contributions de tous les brûleurs de la face gauche, il suffit que la moitié des flammes soient en opposition de phase avec la seconde moitié des flammes de la face gauche pour annuler Σ_g. Des mesures et des simulations réalisées par Noiray et al. (2009) ont montré, sur un brûleur laminaire à grille comprenant une collection de flammes identiques, que si le nombre de flammes est pair et que les flammes sont en opposition de phase une à une, le système est inconditionnellement stable.

L'analyse de l'influence de la longueur de la flamme sur la stabilité de la chaudière menée à la Sec. 11.4.2 montre que les modes 1 et 2 sont linéairement stables lorsque les flammes ont une longueur $4\,\text{m} \leq L_f^{GRC} \leq 8\,\text{m}$. Seul le mode 3 est instable sur cette gamme de longueurs de flamme. Il suffit donc de trouver deux flammes dont les réponses sont en opposition de phase à la fréquence f_3^{co}. Considérons les flammes de longueurs $L_f^{GRC} = 4\,\text{m}$ et $L_f^{GRC} = 8\,\text{m}$ qui sont les deux cas les plus éloignés que nous avons étudiés. Les FDF de ces flammes sont représentées à la Fig. 11.9 lorsque $u'/U_b^{GRC} \leq 0.01$. Cette figure montre que les phases des FDF se situent dans la bande $0 - \pi$ pour les modes 1 et 2 et que les gains sont semblables et égaux à 1. Ces modes sont donc stables. La phase de la FDF de la flamme de longueur $L_f^{GRC} = 4\,\text{m}$ se situe dans la bande $0 - \pi$ et vaut $\varphi_4(f_3^{co}) \approx \pi/3$ pour le mode 3 avec un gain $G_4(f_3^{co}) \approx 1$. Lorsque $L_f^{GRC} = 8\,\text{m}$ la phase de la FDF de la flamme se situe également dans la bande $0 - \pi$ et vaut $\varphi_8(f_3^{co}) \approx 17\pi/18$ avec un gain $G_8(f_3^{co}) \approx 0.75$. Le déphasage entre ces deux

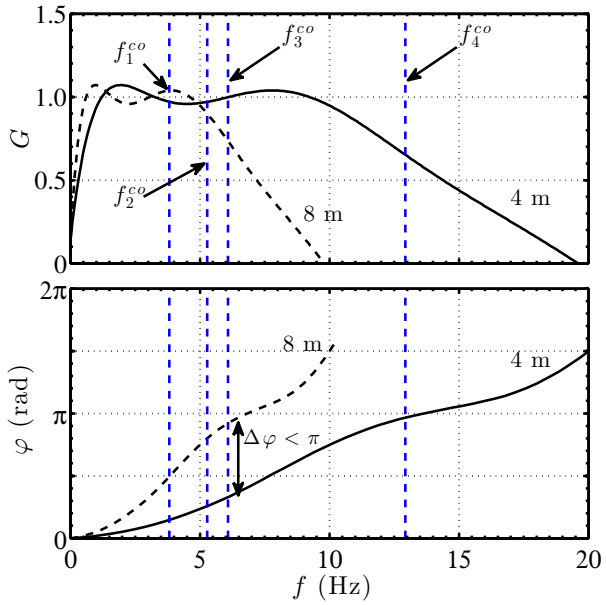


FIGURE 11.9 – *Evolution du gain G et de la phase φ de la FDF des flammes générée par le brûleur GRC lorsque $L_f^{GRC} = 4$ (–) et $L_f^{GRC} = 8$ (––) et $u'/U_b^{GRC} = 0.01$. Les courbes bleues représentent la fréquence des 4 premiers modes de la chaudière dans la configuration C lorsqu'il n'y a pas de combustion.*

flammes vaut $\Delta\varphi = \varphi_8(f_3^{co}) - \varphi_4(f_3^{co}) = 11\pi/18$ et est inférieur à π. Le critère de Rayleigh est alors positif et le système est instable. Ces résultats montrent qu'il n'est pas possible d'annuler le critère de Rayleigh de la partie gauche Σ_g ou de la partie droite Σ_d de la chaudière pour tous les modes instables lorsque les flammes ont une longueur comprise entre $L_f^{GRC} = 4\,\text{m}$ et $8\,\text{m}$.

Analyse du cas où $sign(\Sigma_g) = -sign(\Sigma_d)$

On cherche une situation où les flammes d'un côté de la chaudière répondent en opposition de phase avec celles situées en face. Les termes Σ_g et Σ_d ont été déterminés pour chaque mode dans le Tableau 11.2. On considère, afin de simplifier le raisonnement, que la puissance des flammes génériques est identique à gauche et à droite ($\bar{\dot{Q}}_g = \bar{\dot{Q}}_d$) et que le gain de la FDF de la flamme de gauche est identique à celui de la flamme de droite ($G_g = G_d$). On a dans ces conditions l'égalité $\mathcal{A}_g = \mathcal{A}_d$. L'étude de la stabilité se limite donc à l'étude du signe de $\sin(\varphi_g) + \sin(\varphi_d)$. On peut montrer que :

$$\sin(\varphi_g) + \sin(\varphi_d) \geq 0 \text{ si } \begin{cases} \varphi_g \in [0;2\pi] \text{ et } \varphi_d \in [0;2\pi] \\ |\varphi_g - \varphi_d| \leq \pi \\ \text{et} \\ \varphi_g + \varphi_d \leq 2\pi \end{cases}$$

et que

$$\sin(\varphi_g) + \sin(\varphi_d) \leq 0 \text{ si } \begin{cases} \varphi_g \in [0; 2\pi] \text{ et } \varphi_d \in [0; 2\pi] \\ |\varphi_g - \varphi_d| \leq \pi \\ \text{et} \\ \varphi_g + \varphi_d \geq 2\pi \end{cases}$$

Ces relations montrent que le déphasage $\Delta\varphi = |\varphi_g - \varphi_d|$ entre les FDF des flammes de gauche et de droite doit être compris entre 0 et π. Les modes 1, 2 et 4 (Tableau. 11.2) sont donc stables si $\varphi_g + \varphi_d \leq 2\pi$ et le mode 3 est stable si $\varphi_g + \varphi_d \geq 2\pi$.

Considérons que les flammes ont une longueur $L_f^{GRC} = 4\,\text{m}$ à gauche et une longueur $L_f^{GRC} = 8\,\text{m}$ à droite. Les FDF de ces flammes sont représentées à la Fig. 11.9 en trait continu pour la flamme de gauche et en pointillés pour la flamme de droite. Les phases des FDF se situent dans la bande $0 - \pi$ pour les trois premiers modes. Le déphasage entre les réponses des deux flammes respecte bien le critère $\Delta\varphi < \pi$ pour ces trois modes. La somme des phases est $\varphi_g + \varphi_d < 2\pi$ pour ces modes. Les modes 1 et 2 sont donc stables alors que le mode trois est instable dans cette configuration. Modifier la longueur des flammes de gauche et de droite de sorte qu'elles agissent en opposition de phase ne permet pas de rendre la chaudière stable sur l'ensemble des modes acoustiques.

Cette étude de l'influence d'une répartition spatiale inhomogène des flammes dans la chaudière ne permet pas de rendre la chaudière stable sur l'ensemble des modes bases fréquences identifiés lorsque la réponse des flammes est modélisée par la FDF de la Fig.11.1 et que leurs longueurs varient entre $L_f^{GRC} = 4$ et $8\,\text{m}$.

11.5 Conclusion

La réponse de la flamme générée par le brûleur industriel GRC a été modélisée à partir de la FDF mesurée sur le banc *DIFAV* et adimensionnée par le nombre de Strouhal basé sur la vitesse débitante de l'air et la longueur de la flamme. Cette réponse a été intégrée au modèle acoustique de la chaudière générique. Les 12 flammes positionnées de chaque côté de la chaudière réelle ont été modélisées par deux flammes génériques de même puissance, l'une située sur la face gauche et l'autre située sur la face droite de la chaudière générique. Des simulations avec *COMSOL Multiphysics* de la dynamique non linéaire du système ont été réalisées lorsque la condition limite au niveau de l'échangeur est un nœud de vitesse et la longueur de la flamme vaut $L_f^{GRC} = 6\,\text{m}$. Ces simulations ont été complétées par une analyse paramétrique théorique à partir d'un modèle linéaire simplifié. Les principaux résultats obtenus avec ces deux approches sont décrits ci-dessous.

Les calculs avec *COMSOL Multiphysics* montrent que les modes 1 et 2 de la chaudière de type Helmholtz et Plenum/Plenum sont linéairement stables, alors que le mode trois de type Plenum/Chambre est instable à une fréquence $f \approx 7\,\text{Hz}$. Cette fréquence est proche des fréquences de vibration mesurées sur la chaudière réelle lors des campagnes menées par Lottiaux and Lafon (2011); Teil (2011). Il est important de rappeler que ces calculs sont valables pour la FDF modélisée lorsque la longueur de flamme vaut $L_f^{GRC} = 6\,\text{m}$ et lorsque l'impédance au niveau de l'échangeur peut être considérée comme une condition acoustique fermée. Ces résultats dépendent aussi dans une moindre mesure du volume de la flamme considéré qui a été fixé ici à $V_{fl} = 1.4\,\text{m}^3$. En l'absence de données supplémentaires sur la réponse acoustique du foyer réel et sur la taille réelle des flammes, une analyse paramétrique a été menée à partir du modèle analytique simplifié.

Le modèle analytique exploite le critère de Rayleigh. Il permet de définir des bandes de stabilité linéaire du système. Les résultats obtenus avec ce modèle sont en bon accord avec les simulations *COMSOL Multiphysics* pour le point de fonctionnement précédent. L'impact de la longueur de la flamme, d'une modification de l'impédance au niveau de l'échangeur et de la distribution spatiale du dégagement de chaleur sur les différents brûleurs a été analysé. Il a d'abord été montré que les flammes répondent très peu lorsqu'elles sont excitées à des fréquences supérieures à 10 Hz quelle que soit la configuration.

Dans les situations où les flammes de gauche et de droite ont les mêmes tailles, l'influence de la longueur de ces flammes a été analysée sur une gamme allant de $L_f^{GRC} = 4$ à $8\,\text{m}$. Les modes 1 et 2 de la chaudière sont dans ces cas linéairement stables. En revanche, le mode 3 est toujours instable. Ces résultats ont été obtenus lorsque l'impédance de l'échangeur de chaleur correspond à un nœud de vitesse. Dans ces conditions, l'analyse montre qu'il n'est pas possible de stabiliser les modes 2 et 3 caractérisés par des fréquences proches.

Lorsque l'impédance de la sortie de la chambre de combustion est réduite, l'analyse montre que tous les modes de la chaudière sont linéairement stables pour des flammes dont la longueur vaut $L_f^{GRC} = 7\,\text{m}$, mais certains se déstabilisent pour des flammes plus courtes de $L_f^{GRC} = 6\,\text{m}$. La marge de stabilité est également très étroite pour des flammes de longueur $L_f^{GRC} = 7\,\text{m}$. Pour ces nouvelles conditions, les fréquences des modes 2 et 3 sont plus éloignées et il est possible de stabiliser le système sur une gamme de fonctionnement réduite.

Dans les situations où le dégagement de chaleur n'est pas identique sur les brûleurs de gauche et de droite, on peut distinguer plusieurs cas. La première possibilité pour stabiliser la chaudière est d'annuler la contribution du terme source du bilan d'énergie acoustique sur chacune des faces de la chaudière de

façon simultanée. La seconde possibilité est de compenser les contributions du terme source du bilan d'énergie acoustique sur chacune des faces du foyer en regard. On cherche alors à compenser le gain sur une des faces par les pertes sur l'autre face. Malheureusement les prévisions théoriques montrent qu'il n'est pas possible de réaliser ces conditions pour l'ensemble des modes de la chaudière lorsque la taille de flamme varie entre $L_f^{GRC} = 4$ et 8 m. Ces calculs ont été réalisés en supposant un nœud de vitesse au niveau de l'échangeur. On peut s'attendre au même type de résultats lorsque cette impédance est modifiée.

Conclusion et perspectives

La stabilité dynamique des foyers des centrales thermiques EDF fonctionnant au fioul lourd a été étudiée. Ces chaudières sont équipées de 24 brûleurs munis d'injecteurs assistés par de la vapeur d'eau pour favoriser l'atomisation du fioul lourd en spray. Chaque brûleur est alimenté par une série de sprays distribués régulièrement sur une tête d'injection. Les sprays interagissent avec des écoulements d'air mis en rotation par plusieurs vrilles. Les principaux objectifs des travaux menés dans cette thèse étaient d'améliorer la connaissance de la dynamique de ces flammes et d'étudier la stabilité des chaudières EDF. Un banc expérimental a été spécialement développé pour étudier la réponse de flammes diphasiques soumises à des perturbations acoustiques de l'écoulement d'air. Le foyer de combustion « Dynamique d'un Injecteur Fioul Assisté à la Vapeur » (*DIFAV*) permet de stabiliser des flammes non-prémélangées d'une dizaine de kilowatt confinées dans un tube transparent en quartz. Ce brûleur de laboratoire possède les principales caractéristiques des brûleurs utilisés dans les chaudières EDF, mais à une puissance réduite de 1:7000ème. Il est équipé d'un injecteur bi-fluide fonctionnant à la vapeur d'eau et au dodécane avec six géométries possibles pour la tête d'injection. Il permet de générer des sprays de taille contrôlée et de stabiliser des flammes turbulentes. L'ensemble du système est thermalisé et l'écoulement d'air est mis en rotation par une vrille.

Dans la première partie du document, une étude de la structure de l'écoulement diphasique à l'intérieur de l'injecteur et de la granulométrie des sprays générés a permis de vérifier que le système développé opère dans les mêmes régimes que l'injecteur réel. Des analyses acoustiques de la réponse modale du foyer *DIFAV* et du foyer réel ont ensuite été menées dans la deuxième partie du document. Dans la troisième partie, la réponse fréquentielle de la flamme à des excitations acoustiques a été déterminée sur le banc *DIFAV*. Ces expériences ont été utilisées pour analyser la stabilité du foyer *DIFAV*, puis celle du foyer industriel. Les principaux résultats de ces travaux sont résumés dans ce qui suit.

Partie I : Analyse des injecteurs bi-fluides

Les fonctionnements de l'injecteur industriel et de l'injecteur *DIFAV* ont été étudiés lorsque le rapport du débit massique du gaz d'atomisation et du combustible (GLR) varie. Des visualisations du spray généré par l'injecteur *DIFAV* ont été réalisées pour différentes conditions d'écoulement. Ces mesures ont mis en évidence un changement de régime de l'écoulement au sein de l'injecteur lorsque le GLR varie. Des mesures de la taille et de la vitesse des gouttes ont été réalisées sur le spray formé pour différentes configurations géométriques et pour différents régimes d'écoulement dans l'injecteur *DIFAV*. Ces études ont permis de :

- **Révéler la topologie de l'écoulement dans l'injecteur industriel et dans l'injecteur *DIFAV*** à l'aide de cartes d'écoulement. Ces caractérisations ont permis de guider la modélisation des évolutions de la pression et de la vitesse du mélange diphasique dans l'injecteur bi-fluide grâce à des modèles adaptés à chacun des régimes. Des mesures de pression dans l'injecteur *DIFAV* ont permis de valider ces modèles pour différents gaz d'atomisation lorsque le GLR varie.

- **Mettre en évidence une décroissance de la taille des gouttes lorsque le GLR augmente jusqu'à atteindre une asymptote à partir d'un seuil critique** GLR_s. Sur le foyer *DIFAV*, cette asymptote correspond à un spray caractérisé par un SMD de 9 µm. Une transition de régime apparaît également sur l'évolution de la vitesse des gouttes mesurée pour le même GLR_s seuil. Ce comportement a été observé pour l'ensemble des configurations étudiées. Tous les sprays étudiés sur le banc *DIFAV* atteignent la même asymptote avec un diamètre des gouttes égal à 9 µm, quelle que soit la configuration géométrique de l'injecteur et les conditions d'injection. En revanche, le GLR_s seuil à partir duquel ce plateau est atteint dépend de la géométrie de l'injecteur et des conditions d'injection. Il ne dépend pas de la nature du gaz d'atomisation utilisé, mais dépend sensiblement de sa température. Le GLR_s seuil est atteint pour des valeurs plus faibles de température, dès lors que le fluide d'atomisation est chauffé.

- **Identifier le lien entre l'évolution de la taille des gouttes générées par l'injecteur *DIFAV* et la topologie de l'écoulement diphasique dans l'injecteur**. Le seuil GLR_s correspond au passage d'un régime à bulles ou à poches à un régime annulaire dispersé de l'écoulement diphasique dans l'injecteur. Dans chaque régime, ces études ont permis d'identifier le modèle le mieux adapté pour décrire l'écoulement dans l'injecteur.

- **Modéliser le comportement de ce type d'injecteur bi-fluide.**

Une corrélation basée sur un calcul de la vitesse du mélange homogène diphasique à la sortie de l'injecteur a été utilisée pour transposer les résultats mesurés sur l'injecteur *DIFAV* d'une puissance de 10 kW à l'injecteur EDF d'une puissance de 70 MW. Les prévisions de ce modèle ont été validées avec des mesures réalisées sur un injecteur industriel d'une puissance intermédiaire de 2 MW.

Ces résultats permettent de mieux comprendre le fonctionnement de ces injecteurs bi-fluides et notamment de déterminer la quantité de vapeur et les conditions d'écoulement nécessaires pour une bonne atomisation du combustible liquide. Ces travaux ont mis en évidence l'impact faible de la géométrie de l'injecteur sur la qualité du spray généré. Ils ont également confirmé le rôle déterminant du GLR et l'impact de la température des fluides. Ces études n'ont en revanche pas permis d'identifier les mécanismes qui contrôlaient la taille des gouttes au delà du GLR_s seuil. Le modèle heuristique développé permet toutefois d'estimer la taille des gouttes générées par des injecteurs bi-fluides de puissances différentes variant sur une large plage de fonctionnement entre 10 kW et 70 MW.

Partie II : Analyse acoustique

Une étude expérimentale et analytique de la réponse acoustique du foyer *DIFAV* a été menée. L'analyse modale de la chaudière EDF a été réalisée à l'aide de simulations numériques conduites avec *COMSOL Multiphysics*. Ce travail a permis de :

- **Modéliser les modes d'oscillation à basse fréquence de cavités couplées.** Ce type de configuration permet de mieux comprendre la structure des modes à basse fréquence qui peuvent se développer dans un foyer interagissant avec le plenum d'alimentation en air, le brûleur et la chambre où se déroule la combustion. Ces systèmes sont caractérisés par des oscillations en phase dans tout le volume. On a montré que la fréquence de ce type de mode est pilotée par le plus petit des deux volumes lorsque les impédances d'entrée et de sortie du système sont élevées. Lorsque l'impédance de la sortie du foyer est faible, ce mode d'oscillation est très proche du mode de Helmholtz du plenum, dont la fréquence doit toutefois être légèrement corrigée.

- **Mesurer la fréquence et la structure des deux premiers modes propres du foyer *DIFAV*.** Ces mesures ont été comparées à un modèle acoustique de trois cavités couplées en l'absence de combustion. Les prévisions de ce modèle ont été examinées dans le cas où l'air contenu dans le plenum est préchauffé et où la chambre de combustion contient des gaz brûlés. Les mesures ont également permis de déterminer les coefficients d'amortissement pour ces deux modes. La valeur de ces co-

efficients diffère selon le mode considéré et dépend dans une moindre mesure de la géométrie du foyer.

- **Identifier par la simulation les cinq premiers modes à basse fréquence de la chaudière EDF pour différentes conditions aux limites du système**. La structure de chacun des modes et les paramètres dont ils dépendent ont été mis en évidence. Lorsque l'impédance de l'échangeur de chaleur correspond à un nœud de vitesse, trois modes dont les fréquences sont 3.8 Hz, 5.3 Hz et 6.1 Hz ont été identifiés comme dangereux. Ces modes qui s'établissent entre les deux plenums et la chambre de combustion les rendent potentiellement sensibles à un couplage thermo-acoustique.

Les résultats obtenus dans cette partie montrent qu'il existe une multitude de modes à basse fréquence qui peuvent s'installer dans la chaudière EDF. Certains de ces modes ne sont pas dangereux d'un point de vue thermo-acoustique car leur structure montre qu'ils sont très peu sensibles aux fluctuations du taux de dégagement de chaleur. En considérant uniquement les modes dont la fréquence est inférieure à 10 Hz, trois modes peuvent être potentiellement dangereux du fait de leur structure particulière. Les analyses de sensibilité ont montré qu'il était très difficile de changer la fréquence de ces modes sans changement majeur de la géométrie de la chaudière, des plenums d'arrivée de l'air ou des conditions aux limites au niveau de la sortie du foyer. Une augmentation de la section de passage des gaz chauds dans l'échangeur permettrait de réduire l'impédance de sortie du foyer tout en réduisant les pertes de charge. C'est un élément qui semble également favoriser la stabilité du foyer comme le montre les résultats des simulations réalisées dans la troisième partie du manuscrit.

Partie III : Couplage thermo-acoustique

Deux types de flammes ont été analysées dans le foyer *DIFAV* lorsque la combustion est réalisée avec un excès d'air. La première ne produit pas de suie. Dans la seconde, la flamme plus longue interagit avec les parois et produit des suies. Une analyse a été menée pour étudier les émissions de chimiluminescence des radicaux CH^* et OH^* lorsque les conditions d'écoulement sont modifiées. Les fonctions de transfert généralisées (FDF) de ces flammes ont ensuite été déterminées par un forçage acoustique. Ces expériences ont permis de :

- **Identifier un traceur des fluctuations du taux de dégagement de chaleur pour des flammes non-prémélangées issues de sprays**. On a montré que seul le signal OH^* permet de représenter au moins qualitativement l'évolution du taux de dégagement de chaleur lorsque les débits d'air ou de combustible varient. Les mesures ont montré que ces résultats restent valables même lorsque les flammes forment des suies. Cette approximation permet d'étendre la validité des outils dévelop-

pés pour l'analyse de stabilité de foyers prémélangés au cas de foyers non-prémélangés.

- **Déterminer la réponse de flammes diphasiques soumises à des perturbations harmoniques de l'écoulement d'air sur l'ensemble de la gamme de fréquences (10-390 Hz) et pour différents niveaux d'excitation**. Ces mesures ont ensuite été adimensionnées à l'aide d'un nombre de Strouhal basé sur la vitesse débitante d'air et sur la longueur efficace des flammes. Ces résultats ont été utilisés pour modéliser la réponse des flammes dans le brûleur industriel.

- **Révéler la structure des fonctions de transfert généralisées de flammes non-prémélangées issues de sprays**. Le gain G de la FDF semble être en partie piloté par des mécanismes proches de ceux identifiés pour les flammes prémélangées swirlées. Il a également été montré que le retard de phase φ de la FDF dépend fortement de l'amplitude de la modulation acoustique. C'est une des principales différences par rapport à la réponse de flammes prémélangées swirlées.

Une analyse de stabilité du foyer *DIFAV* a ensuite été menée à l'aide du modèle acoustique développé dans la partie II et des FDF mesurées dans la partie III du manuscrit. Les prévisions obtenues ont été comparées à des mesures réalisées aux cycles limites d'instabilités auto-entretenues dans le foyer *DIFAV*. La stabilité de la chaudière EDF a ensuite été examinée à l'aide de simulations réalisées avec *COMSOL Multiphysics* en intégrant, au modèle acoustique de la chaudière, une FDF du brûleur industriel extrapolée à partir des résultats obtenus sur le foyer *DIFAV*. Ces études ont permis de :

- **Valider la méthodologie d'analyse de la stabilité d'un foyer alimenté par un injecteur liquide**. Celle-ci repose sur des mesures de la réponse fréquentielle des flammes forcées en examinant les signaux de vitesse à la sortie du brûleur et le rayonnement de chimiluminescence OH^* de l'ensemble de la flamme. L'accord raisonnable entre les prévisions et les mesures réalisées aux cycles limites d'instabilités auto-entretenues lorsque la taille de la chambre de combustion du foyer *DIFAV* est modifiée prouve la validité de l'approche.

- **Développer une approche simplifiée pour analyser la stabilité du foyer EDF**. On a développé un modèle reposant sur le critère de Rayleigh associé à des flammes situées sur les deux faces de la chaudière. Les prévisions obtenues par le biais de la simulation sont proches des résultats présentés avec ce modèle simplifié. Ce modèle a notamment été utilisé pour déterminer l'influence de la taille de la flamme, de la répartition du taux de dégagement de chaleur et des conditions aux limites sur la stabilité de la chaudière.

- **Révéler les modes de la chaudière EDF les plus sensibles aux instabilités thermo-acoustiques**. On a en particulier montré qu'il n'existe pas de marge de stabilité pour l'ensemble des modes acoustiques couplés au plenum quelles que soient la taille des flammes et la répartition du taux de dégagement de chaleur sur les différents brûleurs. Réduire l'impédance à la sortie de la chaudière permet d'améliorer la stabilité de la chaudière, mais uniquement sur un domaine de fonctionnement très réduit. Ces simulations ne tiennent toutefois pas compte de l'amortissement acoustique.

Ces travaux montrent qu'il est possible d'utiliser en première approximation les outils d'analyse de stabilité développés pour des systèmes parfaitement prémélangés pour examiner la stabilité de systèmes non-prémélangés alimentés par des injecteurs diphasiques. Le signal OH^* reste un bon indicateur des fluctuations du taux de dégagement de chaleur et l'analyse de stabilité basée sur la FDF donne des résultats assez satisfaisants pour les deux flammes suitée et non-suitée testées. Les analyses menées sur la chaudière EDF en extrapolant les FDF mesurées sur le foyer *DIFAV* montrent qu'il est difficile de jouer sur la longueur des flammes pour améliorer la stabilité du foyer. Si la puissance de chaque brûleur est identique, il semble également peu probable qu'agir de façon différente sur la taille des flammes sur les parties gauche et droite du foyer permette d'améliorer la stabilité du foyer. Quelques configurations ont toutefois été identifiées dans lesquelles le système est inconditionnellement stable pour les trois premiers modes identifiés dans la chaudière. Il faut toutefois noter que dans ces configurations la marge de stabilité est très faible et que de nombreuses hypothèses ont été faites sur les conditions aux limites du foyer et sur la réponse de la flamme pour trouver ce résultat.

Ces travaux ont également permis de mettre en évidence la forte activité acoustique du plenum d'alimentation en air de la chaudière pour les modes de plus basses fréquences et potentiellement les plus dangereux. Une des possibilités pour atténuer ces modes est d'agir sur la réponse acoustique du plenum en modifiant sa géométrie ou en augmentant son amortissement.

Il faut toutefois rappeler que l'ensemble des résultats obtenus dans ces travaux ne tiennent pas compte de l'amortissement acoustique global de la chaudière. Le taux effectif d'amortissement du système dépend à la fois du taux d'amplification des instabilités par les flammes et de l'ensemble des pertes acoustiques. Le taux d'amplification des instabilités dépend de la distribution du taux de dégagement de chaleur et de sa fluctuation le long de la flamme. L'absence de données précises sur les flammes réelles nous a conduit à un certain nombre d'approximations sur le volume occupé par ces flammes et leur taille. Des données supplémentaires sur la distillation fractionnée du fioul lourd et sa combustion permettraient d'affiner ces modèles. Les pertes acoustiques sont

d'origine multiple. Elles dépendent notamment des conditions aux limites du foyer qu'il faudrait caractériser plus précisément. Il est également possible de les augmenter en ajoutant des systèmes d'amortissement.

Publications associées à ces travaux

Ces travaux de thèse ont donné lieu aux publications suivantes :

Mirat C., Schuller T., et Durox D., 2012. Analyse du spray issu d'un injecteur générique de fioul assisté par de la vapeur. *CFTL 2012, Rouen, France.*

Mirat C., Schuller T., et Durox D., 2012. Impact of fuel injector, mixing chamber and nozzle modifications on the spray from a generic internal steam-assisted atomizer. *17th IFRF International Member Conference, Maffliers, France.*

Mirat C., Durox D., et Schuller T., 2013. Spray characteristics from a dodecane internal steam-assisted atomizer with gas-to-liquid ratios varying from 0 to 0.10. *ILASS-Europe, Chania, Crete.*

Mirat C., Durox D., et Schuller T., 2014. Analysis of the spray and transfer function of swirling spray flames from a multi-jet steam assisted liquid fuel injector. *ASME Turbo Expo 2014, Düsseldorf, Allemagne*, GT2014–25111.

Mirat C., Durox D., et Schuller T., 2014. Analyse de la dynamique d'une flamme swirlée issue d'un injecteur de combustible liquide assisté par de la vapeur. *CFTL 2014, Marseille, France.*

Mirat C., Durox D., et Schuller T., 2015. Stability analysis of a swirl spray combustor based on flame describing function. *Proceedings of the Combustion Institute, 35*(3), 3291–3298.

Perspectives

Ce travail permet d'envisager plusieurs perspectives sur tous les aspects des problèmes qui ont été traités.

Spray

La dynamique de l'injecteur bi-fluide développé a été analysée pour différentes configurations géométriques d'injection de la vapeur et du mélange diphasique, pour différents gaz d'atomisation à différentes températures, mais avec un seul combustible. Du dodécane a été utilisé dans cette étude. Il serait intéressant d'étudier l'influence de la nature du combustible sur la taille des gouttes générées par cet injecteur. Un combustible dont les propriétés physico-chimiques sont plus proches de celles du fioul lourd est la première des pistes à explorer.

Une transition du régime d'écoulement diphasique au sein de l'injecteur a été identifiée grâce à des mesures réalisées sur le spray par rétro-éclairage. Une coupe tomographique à l'aide d'une nappe d'un laser continu assez puissant associée à une caméra rapide permettrait de mieux analyser l'écoulement du spray à la sortie de l'injecteur et de déterminer plus précisément les différents régimes d'écoulement. Une analyse du spray avec l'écoulement d'air pulsé permettrait également d'explorer la dynamique des gouttes au sein de l'écoulement et d'examiner les principaux mécanismes qui pilotent leur réponse acoustique. Il serait éventuellement intéressant de visualiser l'écoulement à l'intérieur de l'injecteur à l'aide d'un injecteur transparent.

Nous n'avons pas réussi à déterminer les mécanismes qui contrôlent la taille des gouttes du spray de combustible lorsque le débit masse de vapeur injecté rapporté au débit de combustible injecté (GLR) dépasse le seuil critique. Dans ces conditions, la taille des gouttes générées est indépendante du GLR et de tous les paramètres que nous avons fait varier. Une étude détaillée sur un injecteur de plus grande dimension permettrait de plus facilement explorer la dynamique du spray et les mécanismes qui contrôlent la taille des gouttes au delà du GLR seuil.

Acoustique

Les simulations de la réponse acoustique de la chaudière EDF ont mis en évidence la forte influence des conditions limites au niveau de la sortie de la chaudière avant l'échangeur de chaleur sur la structure des modes observés. Il serait intéressant de réaliser des mesures acoustiques, sans combustion, sur site afin de déterminer l'impédance acoustique de cet échangeur. Compte tenu des grandes dimensions de la chaudière de la centrale thermique, des explosifs de faible puissance pourraient être utilisés comme source acoustique afin de mesurer l'impédance de l'échangeur et la réponse modale de la chaudière. Ces travaux

permettraient d'affiner les analyses modales réalisées et de déterminer les modes les plus dangereux pour le déclenchement d'instabilités thermo-acoustiques.

Les simulations acoustiques ont été réalisées avec un champ de température uniforme dans la chaudière. Une étude de la sensibilité des modes acoustiques au champ de température dans la chaudière serait intéressante, en particulier avec des résultats issus de simulations de l'écoulement dans l'ensemble de la chaudière.

L'étude de stabilité de la chaudière industrielle a été menée en considérant une flamme compacte et une distribution uniforme du taux de dégagement de chaleur de la flamme. La combustion du fioul lourd et sa distillation fractionnée engendre une distribution spatiale du taux de dégagement de chaleur plus étendue que pour des combustibles purs. Une étude de la sensibilité de cette répartition spatiale sur la stabilité de la chaudière serait intéressante. A nouveau, il serait utile de pouvoir s'appuyer sur des simulations numériques de ces écoulements réactifs.

Dynamique de la combustion

La réponse fréquentielle de la flamme (FDF) a été déterminée dans cette étude pour différents niveaux d'excitation, mais sur des gammes de fréquences limitées quand le niveau d'excitation augmente. Il serait donc intéressant d'améliorer le système d'excitation afin d'étudier la réponse de la flamme à des niveaux plus élevés et sur une gamme de fréquences plus étendue pour compléter la description de sa réponse. Ces développements permettraient aussi d'étudier plus particulièrement le comportement de ces flammes à très basses fréquences, afin de déterminer plus précisément la valeur du gain et de la phase de la FDF lorsque la fréquence tend vers zéro. Ces données sont importantes pour comprendre les principaux mécanismes qui contrôlent la réponse acoustique de ces flammes.

Nous avons identifié dans ces travaux de fortes incertitudes sur la mesure de la vitesse acoustique à la sortie de l'injecteur d'air par vélocimétrie laser Doppler (LDV). Ces grandeurs affectent principalement le gain de la FDF. Il est donc nécessaire de réaliser de nouvelles mesures de la FDF à l'aide d'outils plus robustes, comme par exemple un fil chaud haute température positionné en amont du swirler. Une fluctuation du nombre de swirl a également été identifiée par LDV en un point particulier de l'écoulement pour trois fréquences caractéristiques de la FDF. La forte incertitude sur la position de ce volume de mesure nécessite de réaliser, pour chaque degré du cycle, des profils de vitesse axiale et azimutale.

Ces travaux ont été réalisés pour des sprays ayant un diamètre moyen de Sauter

des gouttes fixé. L'étude de l'influence du diamètre moyen des gouttes sur la FDF permettrait d'identifier l'impact de ce paramètre sur la réponse fréquentielle et d'identifier quels sont les principaux mécanismes qui contrôlent le retard de phase entre l'excitation et la réponse de la flamme. Ces expériences doivent être complétées par des diagnostics plus fins pour analyser la dynamique du spray et de la flamme de façon synchronisée par rapport à l'excitation acoustique. Cette analyse permettrait de guider le développement de modèles plus réalistes de la réponse de la flamme du brûleur industriel dont les gouttes sont plus grosses ($SMD \approx 90\,\mu m$). Elle pourrait également permettre d'élaborer une stratégie de contrôle des instabilités dans le foyer industriel en agissant sur le SMD des gouttes à l'aide de la quantité de vapeur injectée (GLR).

Cette étude a été menée avec du dodécane. Ce combustible ne permet pas de reproduire la distillation fractionnée qui apparaît lors de la combustion du fioul lourd. Il serait intéressant d'étudier l'impact de cette distillation fractionnée sur la réponse de la flamme à l'aide d'un combustible de substitution ou d'un mélange de différents combustibles.

Nous avons également montré que la phase de la FDF est sensible à l'amplitude de l'excitation acoustique. Des visualisations du spray soumis à des modulations acoustiques de différents niveaux sans et avec combustion permettraient de mieux comprendre les mécanismes qui contrôlent ce retard. Il serait également intéressant de visualiser le spray mais aussi la flamme lorsqu'elle est soumise à des modulations acoustiques afin de mieux comprendre les liens entre la dynamique du spray, la combustion et l'acoustique.

Des cartes de stabilité du foyer $DIFAV$ ont été calculées lorsque la longueur de la chambre de combustion varie. Les cycles limites ne sont pas tous correctement capturés par ces simulations et nous avons constaté une forte sensibilité des résultats au gain de la FDF. Il serait donc utile de réaliser de nouvelles simulations de stabilité avec des mesures plus robustes de la FDF comme celles que nous avons proposées grâce à un fil chaud.

La réponse de la flamme du brûleur industriel a été déterminée à partir d'une FDF mesurée sur le foyer $DIFAV$ qui a été adimensionnée en tenant compte de la vitesse débitante de l'air et de la longueur de la flamme. Il serait utile de confirmer ce type d'adimensionnement par des mesures de FDF dans d'autres configurations d'écoulement et pour d'autres brûleurs.

Il existe également une forte incertitude sur la longueur de la flamme qui n'a pas pu être mesurée dans l'installation réelle. Une visualisation de la flamme sur site avec des caméras sensibles dans l'UV et équipées d'un filtre OH^* permettrait de déterminer cette longueur plus précisément. Ces données sont très utiles pour réaliser des analyses plus réalistes de la stabilité du foyer réel.

Des mesures sur site de la pression acoustique dans la chaudière et dans les plenums d'air, ainsi que des mesures de la fluctuation de l'intensité de chimiluminescence OH^* de la flamme lors d'une instabilité de combustion permettraient également de mieux caractériser le phénomène et de vérifier la validité de l'approche développée dans ces travaux.

Annexe A

Régimes d'écoulement en conduite horizontales

Ecoulements horizontaux co-courants

Le nombre de régimes pour les écoulements horizontaux co-courants dans un tube est plus important que pour les écoulements verticaux. Dans cette configuration, la pesanteur tend à séparer les deux phases pour créer une stratification. La Fig. A.1 représente les principaux régimes d'écoulement co-courants en conduites horizontales :

- (a) L'écoulement à bulles (« Bubbly flow ») où les bulles se rassemblent dans la partie supérieure de la conduite ;
- (b) L'écoulement à poches de gaz (« Plug flow ») est obtenu lorsque le débit de gaz augmente. Les bulles dispersées coalescent pour former des poches de gaz dans la partie supérieure de la conduite ;
- (c) L'écoulement stratifié (« Stratified flow ») est obtenu pour des faibles débits de gaz et de liquide. Le liquide s'écoule dans la partie basse de la conduite et le gaz dans la partie haute.
- (d) L'écoulement stratifié à vagues (« Stratified-wavy flow ») se développe lorsque le débit de gaz augmente. La vitesse de glissement entre les deux phases déstabilise l'interface de l'écoulement stratifié et des instabilités se forment à la surface du liquide sans qu'elle n'atteignent la paroi supérieure du tube.
- (e) L'écoulement à bouchons (« Slug flow ») est obtenu en augmentant le débit de gaz dans un écoulement à poches. Il peut aussi se former à partir de l'écoulement stratifié à vagues lorsque la crête des vagues mouille la paroi supérieure ;

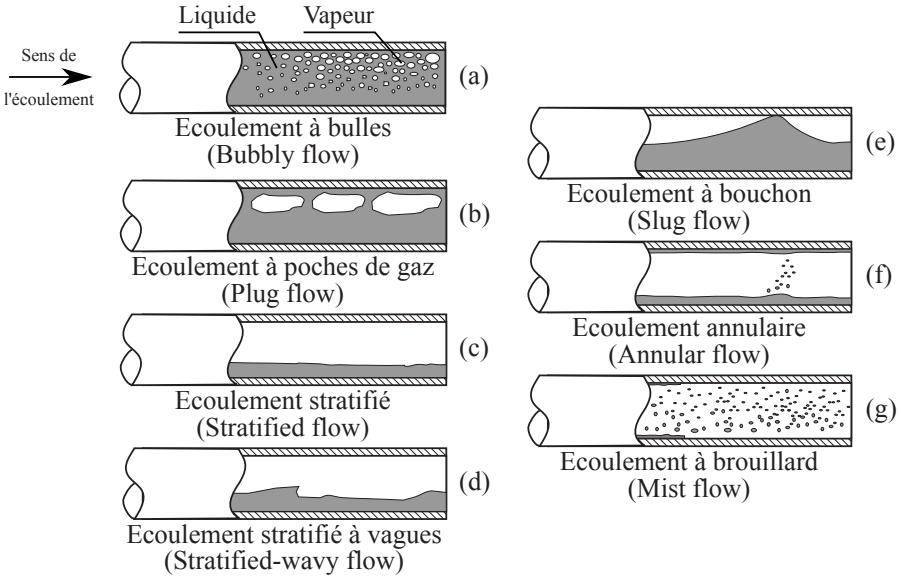


Figure A.1 – *Topologie des écoulements diphasiques co-courants dans une conduite horizontale (figure adaptée de Moreno Quiben (2005)).*

- (f) L'écoulement annulaire (« Annular flow ») peut également se former comme pour les écoulements verticaux mais le film liquide est plus épais dans la partie inférieure que dans la partie supérieure du conduit.

- (g) L'écoulement à brouillard (« Mist flow ») se compose de gouttes de liquide dispersées dans la phase gazeuse comme dans la configuration verticale.

La définition de ces régimes étant relativement imprécise, certains auteurs regroupent les écoulements à bouchons de liquide et à poches de gaz sous la dénomination commune d'écoulements intermittents (« Intermittent flows »). De même, il est très courant que les écoulements annulaires et les écoulements à brouillard soient regroupés.

Annexe B

Injecteurs de combustibles liquides

Le rôle d'un injecteur est de réaliser la fragmentation du jet en gouttelettes afin d'augmenter la surface de contact avec la phase gazeuse (Fig. B.1(a)), puis de disperser le brouillard de gouttes dans l'espace afin d'améliorer le mélange de la phase liquide et du gaz (Fig. B.1(b)).

Ces opérations sont réalisées par un organe mécanique plus ou moins complexe. Il existe un grand nombre d'injecteurs que l'ont peut séparer en deux grandes catégories (Lefebvre (1989)) : les injecteurs mécaniques appelés « pressure nozzles » et les injecteurs bi-fluides appelés « twin-fluid atomizers ».

Une brève description de ces différents injecteurs est réalisée dans le texte qui suit.

Les injecteurs mécaniques

Cette catégorie d'injecteur est la plus répandue et comprend les injecteurs de type « plain-orifice » et « simplex » (Lefebvre (1989)). Le principe de fonctionnement de ces injecteurs est de transférer le fluide sous pression en fluide à grande énergie cinétique afin d'obtenir une vitesse relative élevée entre le li-

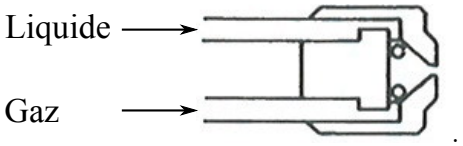


(a) Schéma de la formation des gouttes d'après Lefebvre (1989).

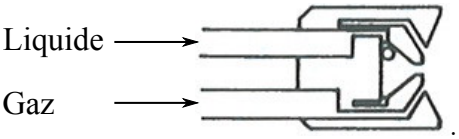


(b) Photo représentant la dispersion des gouttes d'après Leroux (2002).

Figure B.1 – *Représentation du mécanisme d'atomisation.*



(a) Injecteur assisté à mélange interne d'après Lefebvre (1989).



(b) Injecteur assisté à mélange externe d'après Lefebvre (1989).

Figure B.2 – *Schéma d'injecteurs assistés « assisted atomizers ».*

quide et le gaz qui l'entoure. Le liquide à atomiser passe à travers un orifice de sortie de petite taille et forme un jet liquide à haute vitesse qui s'atomise sous l'effet de la turbulence du jet et des forces de cisaillement. Le diamètre D des gouttes formées par ces injecteurs est proportionnel à d_0/u où d_0 est le diamètre de l'orifice d'injection et u la vitesse du liquide (Lefebvre (1989)). La vitesse d'injection u doit donc être très élevée et le diamètre d_0 des orifices doit être très petit pour obtenir des gouttes de petites dimensions. Ces injecteurs ne peuvent donc pas être utilisés pour atomiser des combustibles comme le fioul lourd très visqueux et qui peut comporter des impuretés solides pouvant mener à l'obstruction des orifices.

Les injecteurs bi-fluides

Les injecteurs bi-fluides ont été développés pour permettre une bonne atomisation des liquides visqueux avec des pressions plus faibles que dans les injecteurs mécaniques (Lefebvre (1989); Sovani et al. (2001); Lefebvre and Ballal (2010)). Leur principe consiste à injecter le combustible liquide avec un gaz. Le gaz d'atomisation est, dans la majorité des cas, de l'air ou de la vapeur d'eau qui permet de sectionner des ligaments fluides en gouttelettes. Il existe trois types d'injecteurs bi-fluides :

- Les injecteurs assistés « assisted atomizers ». Dans ces injecteurs, le gaz est injecté à haute vitesse avec un débit relativement faible. Il peut être mélangé au liquide dans une chambre de mélange interne située dans la tête de l'injecteur, avant que le mélange traverse les orifices d'injection (« internal-mixing ») (Fig. B.2(a)). Ce mélange peut également se faire à la sortie des orifices d'injection. On parle alors de mélange externe « external-mixing » (Fig. B.2(b)). Cette configuration nécessite un débit de gaz plus important que dans le cas précédent pour obtenir des gouttes de taille semblable. Ces deux types d'injecteurs permettent d'atomiser des combustibles avec des viscosités élevées, en particulier les fiouls lourds, avec de très bonnes performances. Ils sont principalement utilisés dans les fours verriers et les centrales thermiques.

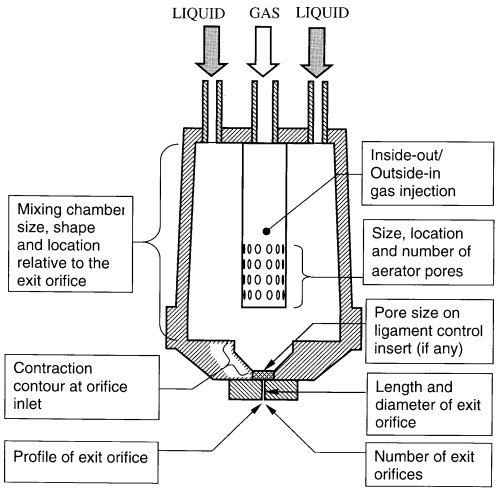


FIGURE B.3 – *Schéma d'un injecteur effervescent Sovani et al. (2001).*

- Les injecteurs soufflés « airblast atomizers ». Ces injecteurs sont semblables aux injecteurs assistés à mélange externe. Le débit de gaz est en revanche beaucoup plus important pour ces injecteurs mais sa vitesse d'injection est plus faible. Ces injecteurs sont souvent utilisés dans les turboréacteurs pour atomiser le kérosène (Lefebvre (1980); Rizk and Lefebvre (1984); Hardalupas and Whitelaw (1994); Giuliani et al. (2002)). Il ne sont pas étudiés dans ces travaux. Ce mode d'atomisation est éloigné de la technologie utilisée dans les foyers d'EDF pour brûler des combustibles très visqueux.

- Les injecteurs effervescents « efferverscent atomizers »(Fig. B.3). Dans ce type d'injecteur, le gaz d'atomisation est injecté à faible vitesse sous forme de bulles dans le liquide afin de former un mélange diphasique sous pression en amont des orifices d'injection. Seule la vitesse d'injection du gaz d'atomisation dans la chambre de mélange diffère entre ces injecteurs et les injecteurs assistés à mélange interne. L'atomisation est réalisée par une expansion soudaine du gaz dans le mélange diphasique. Ce mécanisme est représenté à la Fig.B.4. A la sortie de l'injecteur, le mélange diphasique subit une forte détente de la pression d'injection à la pression atmosphérique, ce qui produit une dilatation très rapide du gaz qui désintègre le film liquide en ligaments et en grosses gouttes. Ce phénomène est appelé l'atomisation primaire. Les ligaments sont ensuite atomisés en gouttelettes sous l'effet du gradient de vitesse entre la phase liquide et l'air ambiant. On parle alors d'atomisation secondaire. L'écoulement peut devenir sonique dans l'orifice de sortie d'après Sovani et al. (2001), ce qui entraîne un saut important de pression après l'ori-

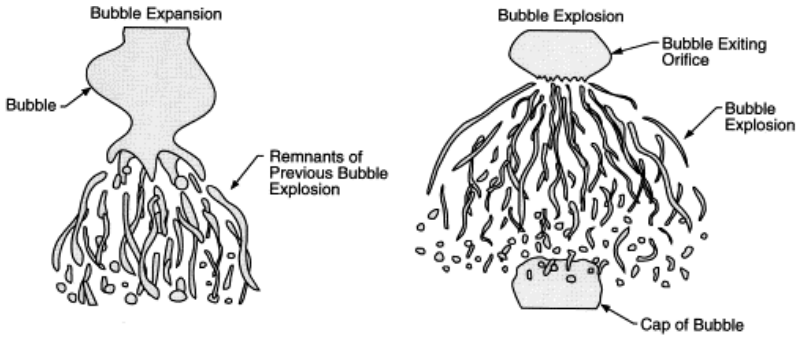


Figure B.4 – *Schéma de l'atomisation à la sortie d'un injecteur effervescent lorsque l'écoulement diphasique est à bulles (Sovani et al. (2001)).*

fice de sortie, ce qui améliore d'autant le phénomène d'atomisation. Les injecteurs effervescents sont encore au stade de développement, mais les applications envisagées sont nombreuses pour la combustion aéronautique ou la production d'énergie thermique. Avec ce mode d'injection, le diamètre des gouttes dépend peu du diamètre des orifices de sortie, ce qui permet une bonne atomisation des fluides même avec des viscosités élevées.

Les injecteurs utilisés dans les centrales thermiques EDF sont de type assistés à la vapeur à mélange interne. Leur mode de fonctionnement est cependant très proche des injecteurs effervescents pour certaines valeurs de débits massiques de vapeur et de combustible. Dans cette étude, nous ne faisons pas de distinction entre les injecteurs assistés à mélange interne et les injecteurs effervescents.

Références

Albrecht, H. E., M. Borys, N. Damaschke, and C. Tropea (2003). *Laser Doppler and phase Doppler measurement techniques*. Engineering online library. Springer Berlin. *(p. 80, 81, 82, 83)*

Apeloig, J. M., F.-X. D'Herbigny, F. Simon, P. Gajan, M. Orain, and S. Roux (2015, October). Liquid-Fuel Behavior in an Aeronautical Injector Submitted to Thermoacoustic Instabilities. *Journal of Propulsion and Power 31*(1), 309–319. *(p. 180, 181)*

Ardron, K. H. (1978, August). A two-fluid model for critical vapour-liquid flow. *International Journal of Multiphase Flow 4*(3), 323–337. *(p. 27)*

Association Technique Energie Environnement, Union Française des Industries Pétrolières, and Union des Industries Utilisatrices d'Energie (1995). Guide pratique de l'utilisation du fuel lourd. Technical report, ATEE, UFIP, UNIDEN. *(p. 117)*

Baillot, F., J.-B. Blaisot, G. Boisdron, and C. Dumouchel (2009, December). Behaviour of an air-assisted jet submitted to a transverse high-frequency acoustic field. *Journal of Fluid Mechanics 640*, 305. *(p. 181)*

Baker, O. (1954). Simultaneous flow of oil and gas. *Oil Gas Journal 53*, 185–195. *(p. 20, 21, 47, 48, 51, 61, 62, 108, 109, 118)*

Balachandran, R., B. Ayoola, C. Kaminski, A. Dowling, and E. Mastorakos (2005, October). Experimental investigation of the nonlinear response of turbulent premixed flames to imposed inlet velocity oscillations. *Combustion and Flame 143*(1-2), 37–55. *(p. 180)*

Barreras, F., A. Lozano, and J. Barroso (2006). Experimental characterization of industrial twin-fluid atomizers. *Atomization and Sprays 16*, 127–145. *(p. 2, 7, 94)*

Barreras, F., A. Lozano, G. Ferreira, and E. Lincheta (2006). Study of the internal flow conditions on the behavior of twin-fluid nozzles with internal mixing chamber. In *ICLASS*, Kyoto, Japan. *(p. 96)*

Barroso, J., F. Barreras, and J. Ballester (2004). Behavior of high-capacity steam boiler using heavy fuel oil. Part 1. High-temperature corrosion. *Fuel Processing Technology 86*, 89–105. *(p. 7)*

Bauerheim, M., M. Cazalens, and T. Poinsot (2015). A theoretical study of mean azimuthal flow and asymmetry effects on thermo-acoustic modes

in annular combustors. *Proceedings of the Combustion Institute 35*(3), 3219–3227. *(p. 134)*

Bauerheim, M., F. Nicoud, and T. Poinsot (2015, January). Theoretical analysis of the mass balance equation through a flame at zero and non-zero Mach numbers. *Combustion and Flame 162*(1), 60–67. *(p. 131, 132, 209)*

Birbaud, A. L., D. Durox, S. Ducruix, and S. Candel (2007, January). Dynamics of confined premixed flames submitted to upstream acoustic modulations. *Proceedings of the Combustion Institute 31*(1), 1257–1265. *(p. 180, 206)*

Bloxsidge, G. J., A. P. Dowling, and P. J. Langhorne (1988). Reheat buzz : an acoustically coupled combustion instability. Part 2. Theory. *Journal of Fluid Mechanics 193*, 445–473. *(p. 206)*

Boudy, F., D. Durox, T. Schuller, and S. Candel (2011). Nonlinear mode triggering in a multiple flame combustor. *Proceedings of the Combustion Institute 33*(1), 1121–1128. *(p. 180, 193, 212, 219, 220)*

Boudy, F., D. Durox, T. Schuller, G. Jomaas, and S. Candel (2010). Describing Function Analysis of Limit Cycles in a Multiple Flame Combustor. In *ASME Turbo Expo 2010 : Power for Land, Sea, and Air*, Volume 2, pp. 301–311. American Society of Mechanical Engineers. *(p. 190, 217)*

Bouré, J. A., A. A. Fritte, M. M. Giot, and M. L. Réocreux (1976, July). Highlights of two-phase critical flow : On the links between maximum flow rates, sonic velocities, propagation and transfer phenomena in single and two-phase flows. *International Journal of Multiphase Flow 3*(1), 1–22. *(p. 27, 33)*

Boutier, A. (2012). *Vélocimétrie laser pour la mécanique des fluides*. Traité Mécanique et Ingénierie des Matériaux. Hermes Science Publications, Lavoisier. *(p. 82, 83)*

Breen, B. (1977, January). Combustion in large boilers : Design and operating effects on efficiency and emissions. *Symposium (International) on Combustion 16*(1), 19–35. *(p. 2)*

Brennen, C. E. (2009). *Fundamentals of Multiphase Flow*. Cambridge University Press. *(p. 24, 28, 31)*

Camporeale, S. M., B. Fortunato, and G. Campa (2011). A Finite Element Method for Three-Dimensional Analysis of Thermo-acoustic Combustion Instability. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power 133*(1), 11506. *(p. 136, 139)*

Candel, S. (2001). *Mécanique des fluides : Cours*. Dunod. *(p. 128)*

Candel, S. (2002). Combustion dynamics and control : Progress and challenges. *Proceedings of the Combustion Institute 29*(1), 1–28. *(p. 3, 206)*

Candel, S., D. Durox, S. Ducruix, A.-L. Birbaud, N. Noiray, and T. Schuller (2009, January). Flame dynamics and combustion noise : progress and challenges. *International Journal of Aeroacoustics 8*(1), 1–56. *(p. 207)*

Candel, S., D. Durox, T. Schuller, N. Darabiha, L. Hakim, and T. Schmitt (2013, July). Advances in combustion and propulsion applications. *European Journal of Mechanics - B/Fluids 40*(0), 87–106. *(p. 190)*

Catlin, C. and J. Swithenbank (2001). Physical processes influencing effervescent atomizer performance in the slug and annular flow regimes. *Atomization and Sprays 11*(5), 575–595. *(p. 96)*

Chen, L., Y. S. Tian, and T. G. Karayiannis (2006, October). The effect of tube diameter on vertical two-phase flow regimes in small tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer 49*(21–22), 4220–4230. *(p. 22)*

Chen, X. T., X. D. Cai, and J. P. Brill (1997, December). A general model for transition to dispersed bubble flow. *Chemical Engineering Science 52*(23), 4373–4380. *(p. 22)*

Chigier, N. A. and J. M. Beeér (1964, December). Velocity and static-pressure distributions in swirling air jets issuing from annular and divergent nozzles. *Journal of Basic Engineering 86*(4), 788–796. *(p. 49)*

Chin, J. S. and A. H. Lefebvre (1995). A design procedure for effervescent atomizers. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power 117*(2), 266–271. *(p. 24, 96, 114)*

Chishty, W. A. (2005). *Effects of thermoacoustic oscillations on spray combustion dynamics with implications for lean direct injection systems*. Ph. D. thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University. *(p. 180, 181, 194)*

Comsol (2010a). *Comsol Multiphysics reference guide*. *(p. xi, 139)*

Comsol (2010b). *Comsol Multiphysics user's guide*. *(p. 138)*

Cooper, E. F. and A. F. A. Asfour (1991, July). Densities and kinematic viscosities of some C6-C16 n-alkane binary liquid systems at 293.15 K. *Journal of Chemical and Engineering Data 36*(3), 285–288. *(p. 59)*

Correa, S. M. (1993, January). A Review of NOx Formation Under Gas-Turbine Combustion Conditions. *Combustion Science and Technology 87*(1-6), 329–362. *(p. 2)*

Correa, S. M. (1998, January). Power generation and aeropropulsion gas turbines : From combustion science to combustion technology. *Symposium (International) on Combustion 27*(2), 1793–1807. *(p. 2)*

Ćosić, B., J. P. Moeck, and C. O. Paschereit (2014, May). Nonlinear instability analysis for partially premixed swirl flames. *Combustion Science and Technology 186*(6), 713–736. *(p. 180, 193)*

Crighton, D. G., A. P. Dowling, J. E. F. Williams, M. A. Heckl, and F. A. Leppington (1992). *Modern methods in analytical acoustics : Lecture notes*. Springer London. *(p. 128, 129, 207, 231)*

Crocco, L. (1951). Aspects of combustion stability in liquid propellant rocket motors, Part I. *Journal of the American Rocket Society 21*(2), 163–178. *(p. 206, 209)*

Culick, F. (1988). Combustion instabilities in liquid-fuelled propulsion systems. *AGARD CP-450AGAR*, pp. 1–73. *(p. 3)*

Culick, F. (2006). Unsteady motions in combustion chambers for propulsion systems. Technical Report December, NATO Research and Technology Organisation. *(p. 3)*

Dayal, P., M. S. Shaik, and M. Singh (2004, July). Evaluation of different parameters that affect droplet-size distribution from nasal sprays using the Malvern Spraytec. *Journal of Pharmaceutical Sciences 93*(7), 1725–1742. *(p. 117)*

De La Cruz Garcia, M., E. Mastorakos, and A. Dowling (2009, February). Investigations on the self-excited oscillations in a kerosene spray flame. *Combustion and Flame 156*(2), 374–384. *(p. 180, 181)*

Delhaye, J. M. (2008). *Thermohydraulique des réacteurs*. Génie Atomique. EDP Sciences. *(p. 18, 20, 24)*

Dodge, L. G., D. J. Rhodes, and R. D. Reitz (1987, June). Drop-size measurement techniques for sprays : comparison of Malvern laser-diffraction and Aerometrics phase/Doppler. *Applied optics 26*(11), 2144–54. *(p. 117)*

Dowling, A. P. (1995, March). The calculation of thermoacoustic oscillations. *Journal of Sound and Vibration 180*(4), 557–581. *(p. 131, 132, 139, 209)*

Dowling, A. P. (1997, September). Nonlinear self-excited oscillations of a ducted flame. *Journal of Fluid Mechanics 346*, 271–290. *(p. 190)*

Dowling, A. P. (1999, September). A kinematic model of a ducted flame. *Journal of Fluid Mechanics 394*, 51–72. *(p. 180, 195)*

Ducruix, S., D. Durox, and S. Candel (2000). Theoretical and experimental determinations of the transfer function of a laminar premixed flame. *Proceedings of the Combustion Institute 28*(1), 765–773. *(p. 195)*

Ducruix, S., T. Schuller, D. Durox, and S. Candel (2003, September). Combustion dynamics and instabilities : Elementary coupling and driving mechanisms. *Journal of Propulsion and Power 19*(5), 722–734. *(p. 179, 180)*

Durox, D., S. Ducruix, and F. Lacas (1999). Flow seeding with an air nebulizer. *Experiments in Fluids 27*(5), 408–413. *(p. 84)*

Durox, D., J. P. Moeck, J.-F. Bourgouin, P. Morenton, M. Viallon, T. Schuller, and S. Candel (2013, September). Flame dynamics of a variable swirl number system and instability control. *Combustion and Flame 160*(9), 1729–1742. *(p. 49, 206, 217)*

Durox, D., T. Schuller, and S. Gandel (2002, January). Self-induced instability of a premixed jet flame impinging on a plate. *Proceedings of the Combustion Institute 29*(1), 69–75. *(p. 217)*

Durox, D., T. Schuller, N. Noiray, A. L. Birbaud, and S. Candel (2009, January). Rayleigh criterion and acoustic energy balance in unconfined self-sustained oscillating flames. *Combustion and Flame 156*(1), 106–119. *(p. 3, 45, 51, 151, 180, 206)*

Durox, D., T. Schuller, N. Noiray, and S. Candel (2009). Experimental analysis of nonlinear flame transfer functions for different flame geometries. *Proceedings of the Combustion Institute 32*(1), 1391–1398. *(p. 190, 212)*

Duvvur, A., C. H. Chiang, and W. A. Sirignano (1996, March). Oscillatory fuel droplet vaporization : Driving mechanism for combustion instability. *Journal of Propulsion and Power 12*(2), 358–365. *(p. 181)*

Eckstein, J., E. Freitag, C. Hirsch, and T. Sattelmayer (2006, March). Experimental study on the role of entropy waves in fow-frequency oscillations in a RQL combustor. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power 128*(2), 264–270. *(p. 180, 181)*

Eisinger, F. L. and R. E. Sullivan (2002). Avoiding thermoacoustic vibration in burner/furnace systems. *Journal of Pressure Vessel Technology 124*(4), 418–424. *(p. 3)*

Ejim, C. E., M. A. Rahman, A. Amirfazli, and B. A. Fleck (2010, August). Effects of liquid viscosity and surface tension on atomization in two-phase, gas/liquid fluid coker nozzles. *Fuel 89*(8), 1872–1882. *(p. 94, 96, 100)*

Elias, E. and G. S. Lellouche (1994, August). Two-phase critical flow. *International Journal of Multiphase Flow 20*, 91–168. *(p. 33)*

Elsari, M. and A. Cummings (2003, June). Combustion oscillations in gas fired appliances : Eigen-frequencies and stability regimes. *Applied Acoustics 64*(6), 565–580. *(p. 3)*

Fauske, H. K. (1962, October). Contribution to the theory of two-phase, one-component critical flow. Technical report, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois, USA. *(p. 27)*

Ferreira, G., J. A. Garcìa, F. Barreras, A. Lozano, and E. Lincheta (2009). Design optimization of twin-fluid atomizers with an internal mixing chamber for heavy fuel oils. *Fuel Processing Technology 90*, 270–278. *(p. 94, 96, 114)*

Fischer, R. (1995, September). Calculation of the discharge characteristic of an orifice for gas-liquid annular-mist flow. *International Journal of Multiphase Flow 21*(5), 817–835. *(p. 27)*

Fleifil, M. (1996, September). Response of a laminar premixed flame to flow oscillations : A kinematic model and thermoacoustic instability results. *Combustion and Flame 106*(4), 487–510. *(p. 195)*

Gajan, P., A. Strzelecki, B. Platet, R. Lecourt, and F. Giuliani (2007). Investigation of spray behavior downstream of an aeroengine injector with acoustic excitation. *Journal of propulsion and power 23*(2), 390–397. *(p. 180, 181, 189)*

Gaydon, A. G. (1974). *The spectroscopy of flames*. London : Chapman and Hall. *(p. 85)*

Ghaemi, S., P. Rahimi, and D. S. Nobes (2008). Measurement of droplet centricity and velocity in the spray field of an effervescent atomizer. In

14th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal. *(p. 96)*

Ghassemi, H., S. W. Baek, and Q. S. Khan (2006, August). Experimental study on evaporation of kerosene droplets at elevated pressures and temperatures. *Combustion Science and Technology 178*(9), 1669–1684. *(p. 59)*

Giuliani, F., P. Gajan, O. Diers, and M. Ledoux (2002). Influence of pulsed entries on a spray generated by an air-blast injection device : An experimental analysis on combustion instability processes in aeroengines. *Proceedings of the Combustion Institute 29*(1), 91–98. *(p. 180, 181, 189, 194, 263)*

Guethe, F., D. Guyot, G. Singla, N. Noiray, and B. Schuermans (2012). Chemiluminescence as diagnostic tool in the development of gas turbines. *Applied Physics B 107*(3), 619–636. *(p. 186)*

Gurubaran, R. and R. Sujith (2011, March). Dynamics of spray - swirl - acoustics interactions. *International Journal of Spray and Combustion Dynamics 3*(1), 1–22. *(p. 180, 181, 194)*

Haile, E., O. Delabroy, F. Lacas, D. Veynante, and S. Candel (1996). Structure of an acoustically forced turbulent spray flame. *Symposium (International) on Combustion 26*(1), 1663–1670. *(p. 181)*

Hardalupas, Y. and J. H. Whitelaw (1994, July). Characteristics of sprays produced by coaxial airblast atomizers. *Journal of Propulsion and Power 10*(4), 453–460. *(p. 263)*

Hegde, U., D. Reuter, B. Zinn, and B. Daniel (1987, March). Fluid mechanically coupled combustion instabilities in ramjet combustors. In *25th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, Aerospace Sciences Meetings. American Institute of Aeronautics and Astronautics. *(p. 206)*

Henry, R. E. and H. K. Fauske (1971). The two-phase critical flow of one-component mixtures in nozzles, orifices, and short tubes. *Journal of Heat Transfer 93*(2), 179–187. *(p. 27, 28, 30, 33)*

Hewitt, G. F. and D. Roberts (1969). *Studies of two-phase flow patterns by simultaneous X-ray and flash photography. (p. 19, 20, 46, 47, 48, 51, 60)*

Hibiki, T. and M. Ishii (2003, December). One-dimensional drift-flux model and constitutive equations for relative motion between phases in various two-phase flow regimes. *International Journal of Heat and Mass Transfer 46*(25), 4935–4948. *(p. 27, 33)*

Hield, P. A., M. J. Brear, and S. H. Jin (2009, September). Thermoacoustic limit cycles in a premixed laboratory combustor with open and choked exits. *Combustion and Flame 156*(9), 1683–1697. *(p. 181)*

Higgins, B., M. Q. McQuay, F. Lacas, J. C. Rolon, N. Darabiha, and S. Candel (2001, January). Systematic measurements of OH chemiluminescence for fuel-lean, high-pressure, premixed, laminar flames. *Fuel 80*(1), 67–74. *(p. 85, 186)*

Howe, S. (1998). *Acoustics of Fluid-Structure Interactions*. Cambridge University Press. *(p. 149)*

Huang, Y. and V. Yang (2009). Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion. *Progress in Energy and Combustion Science 35*, 293–364. *(p. 3, 7, 200)*

Hung, W. S. Y. (1976, July). A diffusion limited model that accurately predicts the NOx emissions from gas turbine combustors including the use of nitrogen containing fuels. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power 98*(3), 320–326. *(p. 2)*

Idelchik, I. E. (1986). *Handbook of Hydraulic Resistance* (4th ed.). New York : Begell House Inc. *(p. 65)*

IEA (2014). Key World Energy Statistics 2014. Technical report, International Energy Agency, Paris. *(p. 1)*

Ishii, M. (1977). One-dimensional drift-flux model and constitutive equations for relative motion between phases in various two-phase flow regimes. *ANL-77-47*. *(p. 24, 27, 34)*

Jedelsky, J. and M. Jicha (2006). Effervescent atomizer - Temporal and spatial variation of spray. In *10th ICLASS*, Kyoto, Japan. *(p. 24)*

Jedelsky, J. and M. Jicha (2012). Energy conversion in effervescent atomization. In *12th ICLASS*, Heidelberg, Germany, pp. 1–9. *(p. 97)*

Jedelsky, J., M. Jicha, J. Slama, and J. Otahal (2009). Development of an effervescent atomizer for industrial burners. *Energy and Fuels 23*(12), 6121–6130. *(p. 24)*

John Zink Company (2002). *New fuel oil atomizer for improved combustion performance and reduced emissions*, Lisbon, Portugal. John Zink Company. *(p. 7)*

Junqua, C. (1984). Les nouveaux combustibles « haute viscosité » extra-lourds et leur utilisation en chaudière et fours de raffinerie. *La Technique Moderne 76*(11-12), 23–27. *(p. 6, 7, 8)*

Kim, K. T. and S. Hochgreb (2011, December). The nonlinear heat release response of stratified lean-premixed flames to acoustic velocity oscillations. *Combustion and Flame 158*(12), 2482–2499. *(p. 180, 181, 194)*

Kim, K. T., J. G. Lee, H. J. Lee, B. D. Quay, and D. A. Santavicca (2010, January). Characterization of forced flame response of swirl-stabilized turbulent lean-premixed flames in a gas turbine combustor. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power 132*(4), 41502. *(p. 195)*

Kim, K. T., J. G. Lee, B. D. Quay, and D. Santavicca (2011, October). Experimental investigation of the nonlinear response of swirl-stabilized flames to equivalence ratio oscillations. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power 133*(2), 21502. *(p. 180, 181, 193)*

Kim, K. T. and D. A. Santavicca (2013, July). Generalization of turbulent swirl flame transfer functions in gas turbine combustors. *Combustion Science and Technology 185*(7), 999–1015. *(p. 195)*

Komarek, T. and W. Polifke (2010, March). Impact of swirl fluctuations on the flame response of a perfectly premixed swirl burner. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power 132*(6), 61503. *(p. 200)*

Konstantinov, D., R. Marsh, P. Bowen, and A. Crayford (2010). Effervescent atomization for industrial energy - Technology review. *Atomization and Sprays 20*(6), 525–552. *(p. 44, 94, 96, 112)*

Kushari, A. (2010). Effect of injector geometry on the performance of an internally mixed liquid atomizer. *Fuel Processing Technology 91*(11), 1650–1654. *(p. 96, 100, 114)*

Lacour, C., D. Durox, S. Ducruix, and M. Massot (2011). Interaction of a polydisperse spray with vortices. *Experiments in Fluids 51*(2), 295–311. *(p. 180, 181, 189)*

Lawn, C. (1982, January). Criteria for acoustic pressure oscillations to be driven by a diffusion flame. *Symposium (International) on Combustion 19*(1), 237–244. *(p. 3)*

Lee, S. Y. and J. Y. Kim (2001). Dependence of spraying performance on the internal flow pattern in effervescent atomizers. *Atomization and Sprays 11*(6), 735–756. *(p. 24, 96, 97, 103, 108)*

Lefebvre, A. H. (1980, January). Airblast atomization. *Progress in Energy and Combustion Science 6*(3), 233–261. *(p. 263)*

Lefebvre, A. H. (1989). *Atomization and sprays*. New York : Hemisphere Publishing Corp. *(p. 6, 7, 42, 96, 261, 262)*

Lefebvre, A. H. (1996). Some recent developments in twin-fluid atomization. *Particle and Particle Systems Characterization 13*(3), 205–216. *(p. 44, 94, 95, 96, 100, 101, 102, 103, 120)*

Lefebvre, A. H. and D. R. Ballal (2010). *Gas Turbine Combustion : Alternative Fuels and Emissions*. Taylor & Francis Group. *(p. 2, 3, 4, 6, 95, 102, 106, 111, 113, 115, 116, 119, 120, 121, 122, 123, 161, 262)*

Lefebvre, A. H., X. F. Wang, and C. A. Martin (1988). Spray characteristics of aerated-liquid pressure atomizers. *Journal of Propulsion Power 4*, 293–298. *(p. 96, 112)*

Lehoucq, I. B., D. C. Sorensen, and C. Yang (1997). *ARPACK Users' Guide : Solution of large scale eigenvalue problems with implicitly restarted Arnoldi methods*. *(p. 139)*

Lemonnier, H. and S. Selmer-Olsen (1992, January). Experimental investigation and physical modelling of two-phase two-component flow in a converging-diverging nozzle. *International Journal of Multiphase Flow 18*(1), 1–20. *(p. 27, 33)*

Leroux, B. (2002). *Etude expérimentale des flammes oxygène - combustible liquide*. Ph. D. thesis, Ecole Centrale de Paris. *(p. 261)*

Leung, J. C. and M. Epstein (1990). A Generalized correlation for two-phase nonflashing homogeneous choked flow. *Journal of Heat Transfer 112*(2), 528–530. *(p. 27, 30, 33)*

Li, Z., Y. Wu, C. Cai, H. Zhang, Y. Gong, K. Takeno, K. Hashiguchi, and J. Lu (2012, July). Mixing and atomization characteristics in an internal-mixing twin-fluid atomizer. *Fuel 97*, 306–314. *(p. 24, 96, 97, 100, 103, 108)*

Li, Z., Y. Wu, H. Yang, C. Cai, H. Zhang, K. Hashiguchi, K. Takeno, and J. Lu (2013, January). Effect of liquid viscosity on atomization in an internal-mixing twin-fluid atomizer. *Fuel 103*, 486–494. *(p. 94, 96, 100)*

Lieuwen, T. (2005, January). Nonlinear kinematic response of premixed flames to harmonic velocity disturbances. *Proceedings of the Combustion Institute 30*(2), 1725–1732. *(p. 3)*

Lieuwen, T. (2012). *Unsteady Combustor Physics*. Cambridge University Press. *(p. 193, 219)*

Lieuwen, T. and B. T. Zinn (1998, January). The role of equivalence ratio oscillations in driving combustion instabilities in low NOx gas turbines. *Symposium (International) on Combustion 27*(2), 1809–1816. *(p. 180)*

Lieuwen, T. C. and V. Yang (2006, January). *Combustion instabilities in gas turbine engines : Operational experience, fundamental mechanisms, and modeling*. American Institute of Aeronautics and Astronautics. *(p. 206)*

Lincheta, E., J. Barroso, J. Suárez, F. Barreras, and A. Lozano (2002). Performance of internal mixing air-assisted nozzles for heavy fuel oil burners. In *18th ILASS-Europe*, Zaragoza, Spain. *(p. 7)*

Linstrom, P. and W. Mallard (2014). *NIST Chemistry WebBook, NIST Standard Reference Database Number 69*. Gaithersburg : National Institute of Standards and Technology. *(p. 58)*

Lockhart, R. W. and R. C. Martinelli (1949). Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes. *Chemical Engineering Progress 45*(1), 39–48. *(p. 21, 22, 27, 28, 34, 35)*

Lorcher, M., F. Schmidt, and D. Mewes (2005). Effervescent atomization of liquids. *Atomization and Sprays 15*(2), 145–168. *(p. 96)*

Lord Rayleigh, J. W. S. (1878). The Explanation Of Certain Acoustical Phenomena. *Nature 18*, 319–321. *(p. 186, 216, 230)*

Lottiaux, J.-L. and P. Lafon (2011). Corportement vibratoire des échangeurs de la chaudière de Cordemais 3. Technical Report 1, EDF R&D Analyses Mécaniques et Acoustique Expertise Vibratoire des Structures, Clamart, France. *(p. 3, 159, 237, 245)*

Lund, M. T., C. Q. Jian, P. E. Sojka, J. P. Gore, and M. V. Panchagnula (1998). The influence of atomizing gas molecular weight on low mass flowrate effervescent atomizer performance. *Journal of Fluids Engineering 120*(4), 750–754. *(p. 36, 94, 107)*

Lund, M. T., P. E. Sojka, A. H. Lefebvre, and P. G. Gosselin (1993). Effervescent atomization at low mass flow rates. Part I : The influence of surface tension. *Atomization and Sprays 3*(1), 77–89. *(p. 94)*

Maïssa, P. (2007). Palier 700 MW fioul - Vibrations chaudières - réunions des 26 septembre et 3 ocotbre 2007. Technical report, EDF. *(p. 3)*

Mandhane, J. M., G. A. Gregory, and K. Aziz (1974, October). A flow pattern map for gas - liquid flow in horizontal pipes. *International Journal of Multiphase Flow 1*(4), 537–553. *(p. 21, 47, 51, 61, 62, 104, 108, 109, 113, 118, 119, 121, 122)*

Martindale, W. R. and R. V. Smith (1982, June). Separated two-phase flow in a nozzle. *International Journal of Multiphase Flow 8*(3), 217–226. *(p. 27, 33)*

Mauss, F., E. Perthuis, and B. Salé (1965, January). A contribution to the study of low-frequency oscillations in fuel-oil boilers. *Symposium (International) on Combustion 10*(1), 1241–1249. *(p. 3)*

McQuillan, K. W. and P. B. Whalley (1985, March). Flow patterns in vertical two-phase flow. *International Journal of Multiphase Flow 11*(2), 161–175. *(p. 19)*

Mirat, C. (2011). Rapport d'avancement - 1er année de thèse. Technical report, Laboratoire EM2C, Ecole Centrale Paris. *(p. 141)*

Moody, F. J. (1965, February). Maximum flow rate of a single component, two-phase mixture. *Journal of Heat Transfer 87*(1), 134–141. *(p. 27)*

Moreno Quiben, J. (2005). *Experimental and anaytical study of two-phase pressure drops during evaporation in horizontal tubes*. Ph. D. thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne. *(p. 18, 22, 26, 34, 260)*

Mullinger, P. J. and N. A. Chigier (1974). The design and performance of internal mixing multijet twin fluid atomizers. *Journal Institute of Fuel 47*, 251–262. *(p. 6, 7, 94, 95, 96, 101)*

Natanzon, M. S. (2008, January). *Combustion instability*. Progress in Astronautics and Aeronautics. American Institute of Aeronautics and Astronautics. *(p. 206)*

Nguyen, D. A. and M. J. Rhodes (1998, October). Producing fine drops of water by twin-fluid atomisation. *Powder Technology 99*(3), 285–292. *(p. 96, 112)*

Nicoud, F., L. Benoit, C. Sensiau, and T. Poinsot (2007, February). Acoustic modes in combustors with complex impedances and multidimensional active flames. *AIAA Journal 45*(2), 426–441. *(p. 136, 207)*

Noiray, N., D. Durox, T. Schuller, and S. Candel (2007, January). Passive control of combustion instabilities involving premixed flames anchored on perforated plates. *Proceedings of the Combustion Institute 31*(1), 1283–1290. *(p. 151)*

Noiray, N., D. Durox, T. Schuller, and S. Candel (2008, November). A unified framework for nonlinear combustion instability analysis based on the flame describing function. *Journal of Fluid Mechanics 615*, 139. *(p. 180, 190, 193, 206, 212, 217, 219, 220)*

Noiray, N., D. Durox, T. Schuller, and S. Candel (2009). Dynamic phase converter for passive control of combustion instabilities. *Proceedings of the Combustion Institute 32*(2), 3163–3170. *(p. 242)*

Palies, P. (2010). *Dynamique et instabilités de combustion des flammes swirlées*. Ph. D. thesis, Ecole Centrale Paris. *(p. 135)*

Palies, P., D. Durox, T. Schuller, and S. Candel (2010, September). The combined dynamics of swirler and turbulent premixed swirling flames. *Combustion and Flame 157*(9), 1698–1717. *(p. 180, 192, 193, 195, 200, 201)*

Palies, P., D. Durox, T. Schuller, and S. Candel (2011). Nonlinear combustion instability analysis based on the flame describing function applied to turbulent premixed swirling flames. *Combustion and Flame 158*(10), 1980–1991. *(p. 180, 190, 192, 206, 212, 217)*

Palies, P., T. Schuller, D. Durox, L. Y. M. Gicquel, and S. Candel (2011). Acoustically perturbed turbulent premixed swirling flames. *Physics of Fluids 23*(3), 037101. *(p. 203)*

Panchagnula, M. V. and P. E. Sojka (1999, May). Spatial droplet velocity and size profiles in effervescent atomizer-produced sprays. *Fuel 78*(6), 729–741. *(p. 96, 100, 101)*

Pariel, J. and L. De Saint Martin (1969, January). Contribution to the study of nonsteady-state combustion in industrial hearths. *Symposium (International) on Combustion 12*(1), 193–201. *(p. 3)*

Paubel, X., e. a. (2009). COMB 65/2009. Technical report, Air Liquide, Les Loges en Josas. *(p. 93, 117)*

Pierce, A. D. (1981). *Acoustics : an introduction to its physical principles and applications*. McGraw-Hill New York. *(p. 141, 142)*

Poinsot, T. and D. Veynante (2005). *Theoretical and numerical combustion*. By the authors. *(p. 151, 207)*

Poinsot, T. J., A. C. Trouve, D. P. Veynante, S. M. Candel, and E. J. Esposito (1987). Vortex-driven acoustically coupled combustion instabilities. *Journal of Fluid Mechanics 177*, 265–292. *(p. 180)*

Polifke, W. and C. Lawn (2007, November). On the low-frequency limit of flame transfer functions. *Combustion and Flame 151*(3), 437–451. *(p. 181, 192, 194, 226)*

Preetham, R., H. Santosh, and T. Lieuwen (2008). Dynamics of laminar premixed flames forced by harmonic velocity disturbances. *Journal of Propulsion and Power 24*(6), 1390–1402. *(p. 195)*

Price, R. B., I. R. Hurle, and T. M. Sugden (1969). Optical studies of the generation of noise in turbulent flames. *Symposium (International) on Combustion 12*(1), 1093–1102. *(p. 85, 186, 187, 189)*

Providakis, T., L. Zimmer, P. Scouflaire, and S. Ducruix (2012, September). Characterization of the acoustic interactions in a two-stage multi-

injection combustor fed with liquid fuel. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power 134*(11), 111503. *(p. 180, 186)*

Putnam, A. A. (1971). *Combustion-driven oscillations in industry*. Elsevier New York. *(p. 3, 127, 135, 206)*

Qian, L. and J. Lin (2011). Modeling on effervescent atomization : A review. *Science China Physics, Mechanics and Astronomy 54*(12), 2109–2129. *(p. 94, 96, 100)*

Qian, L., J. Lin, and H. Xiong (2010). A fitting formula for predicting droplet mean diameter for various liquid in effervescent atomization spray. *Journal of Thermal Spray Technology 19*(3), 586–601. *(p. 94, 96, 100)*

Queimada, A. J., I. M. Marrucho, and J. A. P. Coutinho (2001, July). Surface tension of pure heavy n-alkanes : a corresponding states approach. *Fluid Phase Equilibria 183–184*(0), 229–238. *(p. 58, 59)*

Rahman, M. A., M. Balzan, T. Heidrick, and B. A. Fleck (2012, January). Effects of the gas phase molecular weight and bubble size on effervescent atomization. *International Journal of Multiphase Flow 38*(1), 35–52. *(p. 24, 94, 96)*

Ramamurthi, K., U. K. Sarkar, and B. N. Raghunandan (2009). Performance characteristics of effervescent atomizer in different flow regimes. *Atomization and Sprays 19*(1), 41–56. *(p. 97, 103, 105, 108)*

Richter, H. J. (1983, October). Separated two-phase flow model : application to critical two-phase flow. *International Journal of Multiphase Flow 9*(5), 511–530. *(p. 27, 33)*

Rienstra, S. W. and A. Hirschberg (2011). *An Introduction to Acoustics*. Number April. Eindhoven University of Technology. *(p. 135, 149, 151, 172)*

Rizk, N. K. and A. H. Lefebvre (1984). Spray characteristics of plain-jet airblast atomizers. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power 106*(3), 634–638. *(p. 263)*

Samaniego, J., B. Yip, T. Poinsot, and S. Candel (1993, September). Low-frequency combustion instability mechanisms in a side-dump combustor. *Combustion and Flame 94*(4), 363–380. *(p. 206)*

Sattelmayer, T. (2002, December). Influence of the combustor aerodynamics on combustion instabilities from equivalence ratio fluctuations. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power 125*(1), 11–19. *(p. 180)*

Schildmacher, K.-U., R. Koch, and H.-J. Bauer (2006). Experimental characterization of premixed flame instabilities of a model gas turbine burner. *Flow, Turbulence and Combustion 76*(2), 177–197. *(p. 3)*

Schimek, S., J. P. Moeck, and C. O. Paschereit (2011, April). An experimental investigation of the nonlinear response of an atmospheric swirl-stabilized premixed flame. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power 133*(10), 101502. *(p. 192)*

Schmidt, J. and L. Friedel (1997, April). Two-phase pressure drop across sudden contractions in duct areas. *International Journal of Multiphase Flow 23*(2), 283–299. *(p. 27, 34)*

Schröder, J., A. Kleinhans, Y. Serfert, S. Drusch, H. P. Schuchmann, and V. Gaukel (2012, July). Viscosity ratio : A key factor for control of oil drop size distribution in effervescent atomization of oil-in-water emulsions. *Journal of Food Engineering 111*(2), 265–271. *(p. 24, 94, 96, 97, 103, 105, 108)*

Schuller, T. (2003). *Mécanismes de Couplage dans les Interactions Acoustique-Combustion*. Ph. D. thesis, Ecole Centrale Paris. *(p. 85)*

Schuller, T., D. Durox, and S. Candel (2003, December). Self-induced combustion oscillations of laminar premixed flames stabilized on annular burners. *Combustion and Flame 135*(4), 525–537. *(p. 172, 195, 196, 206, 227, 237)*

Schuller, T., D. Durox, P. Palies, and S. Candel (2012, May). Acoustic decoupling of longitudinal modes in generic combustion systems. *Combustion and Flame 159*(5), 1921–1931. *(p. 132, 133, 134, 135, 136, 137, 152)*

Silva, C. F., F. Nicoud, T. Schuller, D. Durox, and S. Candel (2013, September). Combining a Helmholtz solver with the flame describing function to assess combustion instability in a premixed swirled combustor. *Combustion and Flame 160*(9), 1743–1754. *(p. 139, 180, 214, 229)*

Sovani, S. D., P. E. Sojka, and A. H. Lefebvre (2001). Effervescent atomization. *Progress in Energy and Combustion Science 27*(4), 483–521. *(p. 6, 7, 24, 44, 94, 96, 103, 105, 112, 262, 263, 264)*

Spencer, A., J. J. McGuirk, and K. Midgley (2008, January). Vortex breakdown in swirling fuel injector flows. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power 130*(2), 21503. *(p. 180)*

Sujith, R. I. (2005). An experimental investigation of interaction of sprays with acoustic fields. *Experiments in Fluids 38*(5), 576–587. *(p. 181)*

Sujith, R. I., G. A. Waldherr, J. I. Jagoda, and B. T. Zinn (1997, July). An experimental investigation of the behavior of droplets in axial acoustic fields. *Journal of Vibration and Acoustics 119*(3), 285–292. *(p. 181)*

Sutherland, J., P. Sojka, and M. Plesniak (1997, September). Entrainment by ligament-controlled effervescent atomizer-produced sprays. *International Journal of Multiphase Flow 23*(5), 865–884. *(p. 103)*

Syred, N. (2006). A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems. *Progress in Energy and Combustion Science 32*(2), 93–161. *(p. 3)*

Tafreshi, Z. M., D. Kirpalani, A. Bennett, and T. W. McCracken (2002, June). Improving the efficiency of fluid cokers by altering two-phase feed characteristics. *Powder Technology 125*(2–3), 234–241. *(p. 24)*

Taitel, Y., D. Bornea, and A. E. Dukler (1980). Modelling flow pattern tran-

sitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes. *AIChE Journal 26*(3), 345–354. *(p. 19)*

Taitel, Y. and A. Dukler (1976). A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. *AIChE Journal 22*(1), 47–55. *(p. 21, 22, 23)*

Teil, B. (2011). Mesures vibratoires sur la chaudière tranche 3 du CPT EDF de Cordemais projet BAS-NOX. Technical report, 01dB-Metravib. *(p. 3, 159, 161, 237, 245)*

Thring, M. (1958, January). A non-acoustic theory of oscillations in pressure-jet oil-fired combustion chambers. *Symposium (International) on Combustion 7*(1), 659–663. *(p. 3)*

Thring, M. (1969, January). Combustion oscillations in industrial combustion chambers. *Symposium (International) on Combustion 12*(1), 163–168. *(p. 3)*

Tran, N., S. Ducruix, and T. Schuller (2009). Damping combustion instabilities with perforates at the premixer inlet of a swirled burner. *Proceedings of the Combustion Institute 32*(2), 2917–2924. *(p. 87)*

Travis, J. R., D. Piccioni Koch, and W. Breitung (2012, November). A homogeneous non-equilibrium two-phase critical flow model. *International Journal of Hydrogen Energy 37*(22), 17373–17379. *(p. 27)*

Truffaut, J.-M., G. Searby, and L. Boyer (1998, December). Sound emission by non-isomolar combustion at low Mach numbers. *Combustion Theory and Modelling 2*(4), 423–428. *(p. 207)*

Villasenor, R. and F. Garcia (1999, June). An experimental study of the effects of asphaltenes on heavy fuel oil droplet combustion. *Fuel 78*(8), 933–944. *(p. 59)*

Wallis, G. B. (1969). *One-dimensional Two-phase Flow*. McGraw-Hill. *(p. 25, 27, 28, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36)*

Wallis, G. B. (1980, February). Critical two-phase flow. *International Journal of Multiphase Flow 6*(1–2), 97–112. *(p. 27)*

Whitlow, J. D. and A. H. Lefebvre (1993). Effervescent atomizer operation and spray characteristics. *Atomization and Sprays 3*(2), 137–155. *(p. 94, 101)*

Wigg, L. D. (1964). Drop size prediction for twin-fluid atomizers. *Journal of the Institute of Fuel 27*, 500–505. *(p. 94, 95, 101, 102, 103, 105, 106, 112)*

Wilkes, C. and B. W. Gerhold (1982). NOx reduction in a combined gas-steam power plant. US Patent 4313300. *(p. 2)*

Williams, A. (1976, January). Fundamentals of oil combustion. *Progress in Energy and Combustion Science 2*(3), 167–179. *(p. 59)*

Witzel, L., P. Moszkowicz, and G. Claus (1995, December). Mechanism of particulate reduction in heavy fuel oil combustion. *Fuel 74*(12), 1881–1886. *(p. 59)*

Yi, T. and D. A. Santavicca (2009, November). Forced flame response of turbulent liquid-fueled lean-direct-injection combustion to fuel modulations. *Journal of Propulsion and Power 25*(6), 1259–1271. *(p. 180)*

Yi, T. and D. A. Santavicca (2012). Combustion instability and flame structure of turbulent swirl-stabilized liquid-fueled combustion. *Journal of Propulsion and Power 28*(5), 1000–1014. *(p. 180, 186)*