

### Étude expérimentale d'une flamme de prémélange stabilisée dans un écoulement turbulent à point d'arrêt Xavier Coron

### ▶ To cite this version:

Xavier Coron. Étude expérimentale d'une flamme de prémélange stabilisée dans un écoulement turbulent à point d'arrêt. Energie électrique. Université de Poitiers, 2006. Français. NNT: . tel-00426605

### HAL Id: tel-00426605 https://theses.hal.science/tel-00426605

Submitted on 26 Oct 2009

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers. L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

### THÈSE

pour l'obtention du grade de **Docteur de l'Université de Poitiers** – École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique

et Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées – (Diplôme National - Arrêté du 25 avril 2002)

École Doctorale Science pour l'Ingénieur & Aéronautique Secteur de Recherche : Énergétique, Thermique, Combustion

Présentée par

Xavier CORON

\*\*\*

# ÉTUDE EXPÉRIMENTALE D'UNE FLAMME DE PRÉMÉLANGE STABILISÉE DANS UN ÉCOULEMENT TURBULENT À POINT D'ARRÊT

San San San San San

Directeurs de thèse : Jean-Louis CHAMPION & Michel CHAMPION

微微微微微

Soutenue le 27 mars 2006 devant la Commission d'Examen

#### ~Jury~

| M. M. RIETHMULLER, Professeur à l'I.V.K., Rhode-Saint-Genèse (Belgique)     | Rapporteur  |
|---|-------------|
| M. M. TRINITÉ, Directeur de Recherche au C.N.R.S., Saint-Etienne du Rouvray | Rapporteur  |
| M. JL. CHAMPION, Ingénieur de Recherche au C.N.R.S., Poitiers               | Examinateur |
| M. M. CHAMPION, Directeur de Recherche au C.N.R.S., Futuroscope             | Examinateur |
| M. F. ROGER, Professeur à l'Université de Poitiers                          | Examinateur |
| M. P. PLION, Ingénieur à E.D.F., Chatou                                     | Examinateur |
|   |             |

M. K.N.C. BRAY, Professeur à l'Université de Cambridge (Angleterre)

Invité

« Pour tirer le meilleur parti des connaissances acquises, pour en extraire toute la richesse, il importe de ne pas s'y habituer trop vite, de se laisser le temps de la surprise et de l'étonnement. »

> L'Espace prend la forme de mon regard, Hubert REEVES

# REMERCIEMENTS

(d'un impétrant)

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au Laboratoire de Combustion et de Détonique, sur le site du Centre d'Études Aérodynamique et Thermique. Son accomplissement ne résulte pas heureusement des uniques efforts de son auteur, mais doit beaucoup aux contributions efficaces de guelgues personnes et la bienveillance de guelgues autres.

Pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire lorsqu'il en avait la charge et surtout m'avoir fait confiance pour mener à bien cette étude, je remercie Monsieur Michel Champion, directeur de recherche au C.N.R.S. Je n'oublie pas d'associer à cette initiative Monsieur Pierre Plion, ingénieur à E.D.7. qui a toujours manfifesté son intérêt, en dépît des difficultés rencontrées. Je remercie aussi Henri-Noël Presles, directeur de recherche au C.N.R.S., pour m'avoir permis d'achever mon travail dans de bonnes conditions au même laboratoire, dont il a pris la direction.

Mes remerciements s'adressent également aux membres du jury qui ont consacré une part de leur temps pour assister à ma soutenance et juger mon travail : Monsieur Francis Roger, professeur à l'Université de Poitiers, qui m'a fait l'honneur de présider le jury, Messieurs Michel Riethmüller, professeur à l'Institut Von Karman, et Michel Trinité, directeur de recherche au C.N.R.S., qui ont accepté d'en être les rapporteurs.

N'ayant pas attendu une guelcongue officialisation pour me faire profiter de son expérience en me divulguant ses conseils avisés, Jean-Louis Champion, ingénieur de recherche au C.N.R.S., a pris à mi-parcours la responsabilité du co-encadrement de mon travail. Je lui témoigne ma gratitude pour son soutien indéfectible.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à ceux qui ont concrètement rendu possible la réalisation de cette étude expérimentale en apportant tout leur savoirfaire. Je pense particulièrement à Messieurs Jean-Joseph Denis, Daniel Falaise, Jacques Verger et à Madame Véronique Bertin.

Enfin ces remerciements seraient trop sentencieux si j'oubliais de citer mes collègues thesards, camarades de passage ou compagnons de fortune, Bernardo, Guillaume, Itham, Johnatan, Laurent, Marie, Nicolas, Romain, Sébastien, Thierry et Virginie.

# Table des matières

| Li | ste d | les tab  | leaux  | vii             |
|----|-------|----------|--|-----------------|
| Li | ste d | les figu | Ires   | ix              |
| N  | omer  | nclatur  | e  | xiii            |
| Ir | ntroo | ductio   | on   | 1               |
| Ι  | Ra    | appels   | s théoriques et synthèse bibliographique                     | 7               |
| 1  | Flar  | nme d    | e prémélange stabilisée dans un écoulement turbulent à point | C               |
|    | d'ar  | rệt      |  | 9               |
|    | 1.1   | Ecoule   | ement inerte à point d'arrêt                                 | 10              |
|    |       | 1.1.1    | Cas d'un écoulement laminaire                                | 10              |
|    |       | 1.1.2    | Cas d'un écoulement turbulent                                | 10              |
|    | 1.2   | Stabili  | isation d'une flamme de prémélange en écoulement turbulent   | 12              |
|    |       | 1.2.1    | Configurations possibles                                     | 12              |
|    |       | 1.2.2    | Flammes stabilisées contre une paroi                         | 13              |
|    |       |          | 1.2.2.1 Flamme plane   | 13              |
|    |       |          | 1.2.2.2 Flamme attachée                                      | 14              |
|    |       | ,        | 1.2.2.3 Flamme détachée                                      | 15              |
|    | 1.3   | Écoule   | ement réactif à point d'arrêt                                | 17              |
|    |       | 1.3.1    | Cas d'un écoulement laminaire                                | 17              |
|    |       | 1.3.2    | Cas d'un écoulement turbulent                                | 17              |
| 2  | Bar   | nels s   | ur la combustion prémélangée en écoulement turbulent         | 21              |
| -  | 2.1   | Phéno    | ménologie  | 21              |
|    |       | 2.1.1    | Régimes de combustion  | 21              |
|    |       | 2.1.2    | Flammelette  | $24^{$          |
|    |       | 2.1.3    | Étirement  | $\frac{-1}{25}$ |
|    |       | 2.1.4    | Épaisseur et vitesse de flamme turbulente                    | 26              |
|    |       | 2.1.5    | Gradient de pression   | $\overline{27}$ |
|    |       | 2.1.6    | Phénomènes d'extinction                                      | $\frac{-1}{28}$ |
|    |       | -        | 2.1.6.1 Par étirement  | 28              |

|    |     | 2.1.6.2 Par pertes thermiques  | 30 |
|----|-----|--|----|
|    | 2.2 | Modélisation du transport turbulent de la variable d'avancement          | 31 |
|    |     | 2.2.1 Modèle Bray Moss Libby   | 32 |
|    |     | 2.2.2 Analyse physique   | 33 |
|    |     | 2.2.3 Équation de transport du second ordre                              | 34 |
|    |     | 2.2.4 Modélisation   | 35 |
| 2  | Éar | ustions somblables du champ de vitesse turbulent au veisinges d'un       |    |
| J  | poi | nt d'arrêt   | 39 |
|    | 3.1 | Solutions semblables pour le champ de pression-vitesse à grand nombre de |    |
|    |     | Reynolds   | 39 |
|    | 3.2 | Solution semblable pour le champ scalaire                                | 40 |
|    | 3.3 | Analyse asymptotique   | 41 |
| тт |     |  | 15 |
| 11 | . D | Disposiții experimental et metrologie                                    | 45 |
| 4  | Brû | ìleur à point d'arrêt  | 47 |
|    | 4.1 | Revue des brûleurs prémélangés à point d'arrêt                           | 47 |
|    | 4.2 | Corps du brûleur   | 48 |
|    |     | 4.2.1 Mélangeur  | 48 |
|    |     | 4.2.2 Injecteur de prémélange  | 49 |
|    | 4.3 | Plan d'arrêt   | 53 |
|    |     | 4.3.1 Paroi adiabatique  | 53 |
|    |     | 4.3.2 Paroi refroidie  | 53 |
|    | 4.4 | Métrologie associée  | 54 |
|    |     | 4.4.1 Vélocimétrie par Images de Particules                              | 54 |
|    |     | 4.4.2 Anémométrie Doppler Laser  | 55 |
| 5  | Vél | ocimétrie conditionnelle   | 57 |
|    | 5.1 | Méthodes de mesure couplées  | 58 |
|    |     | 5.1.1 V.I.P. & F.I.LOH   | 58 |
|    |     | 5.1.2 A.D.L. & L.R.S   | 58 |
|    |     | 5.1.3 V.I.P. & L.R.S   | 59 |
|    |     | 5.1.4 A.D.L. & L.S.T   | 59 |
|    |     | 5.1.5 A.D.L  | 59 |
|    |     | 5.1.6 V.I.P  | 59 |
|    | 5.2 | Spécifités de l'application de la V.I.P. aux écoulements réactifs        | 60 |
|    |     | 5.2.1 Suivi des particules   | 60 |
|    |     | 5.2.1.1 Nature des particules  | 60 |
|    |     | 5.2.1.2 Théorie  | 60 |
|    |     | 5.2.1.3 Effet de thermophorèse   | 62 |
|    |     | 5.2.2 Gradient de masse volumique  | 62 |
|    |     | 5.2.3 Vélocimétrie conditionnelle  | 63 |

| 6 | Tra | itemer | nt des tomographies                                | 65 |
|---|-----|--------|--|----|
|   | 6.1 | Analy  | se du problème                                     | 65 |
|   |     | 6.1.1  | Contexte   | 65 |
|   |     | 6.1.2  | Techniques précédemment utilisées                  | 67 |
|   |     | 6.1.3  | Spécificité des tomographies acquises sur Vestales | 68 |
|   |     | 6.1.4  | Filtrage et Segmentation                           | 69 |
|   | 6.2 | Appro  | che "frontière" : détection des contours           | 71 |
|   |     | 6.2.1  | Modèle de contour                                  | 71 |
|   |     | 6.2.2  | Opérateurs par masques                             | 73 |
|   |     | 6.2.3  | Opérateur laplacien                                | 73 |
|   |     | 6.2.4  | Filtrage optimal                                   | 74 |
|   |     |        | 6.2.4.1 Modèle de détecteur de contour             | 74 |
|   |     |        | 6.2.4.2 Résolution                                 | 74 |
|   |     |        | 6.2.4.3 Limites du modèle                          | 75 |
|   |     | 6.2.5  | Post-traitements                                   | 76 |
|   |     |        | 6.2.5.1 Seuillage par hystérésis                   | 76 |
|   |     |        | 6.2.5.2 Fermeture de contours                      | 76 |
|   | 6.3 | Appro  | oche "région"                                      | 77 |
|   |     | 6.3.1  | Principe   | 77 |
|   |     | 6.3.2  | Seuillage global d'histogramme                     | 80 |
|   |     | 6.3.3  | Transformation de régions                          | 80 |
|   |     |        | 6.3.3.1 Croissance de régions                      | 81 |
|   |     |        | 6.3.3.2 Division et fusion                         | 81 |
|   |     |        | 6.3.3.3 Méthodes à structure pyramidale            | 82 |
|   |     |        | 6.3.3.4 Méthodes à graphe d'adjacence              | 82 |
|   |     |        | 6.3.3.5 Compléments                                | 83 |
|   | 6.4 | Prétra | nitement   | 84 |
|   |     | 6.4.1  | Filtres stationnaires                              | 84 |
|   |     |        | 6.4.1.1 Linéaires                                  | 84 |
|   |     |        | 6.4.1.2 Non-linéaires                              | 85 |
|   |     |        | 6.4.1.3 Filtres adaptatifs                         | 86 |
|   |     |        | 6.4.1.4 Filtres morphologiques                     | 86 |
|   |     | 6.4.2  | Équations aux dérivées partielles                  | 87 |
|   |     |        | 6.4.2.1 Diffusion par équation de la chaleur       | 87 |
|   |     |        | 6.4.2.2 Diffusion non linéaire anisotrope          | 88 |
|   |     | 6.4.3  | Filtrage par transformation linéaire               | 89 |
|   |     |        | 6.4.3.1 Analyse fréquentielle                      | 89 |
|   |     |        | 6.4.3.2 Analyse spatio-fréquentielle               | 89 |
|   |     | 6.4.4  | Bilan  | 89 |
|   | 6.5 | Modè   | les déformables                                    | 90 |
|   |     | 6.5.1  | Modèle du contour actif                            | 91 |
|   |     |        | 6.5.1.1 Énergies                                   | 91 |
|   |     |        | 6.5.1.2 Formulation                                | 93 |
|   |     | 6.5.2  | Résolution et méthode numérique                    | 93 |
|   |     | 6.5.3  | Traitement de l'énergie externe                    | 95 |

|     |          | 6.5.3.1 Approches multi-échelle   | 96       |
|-----|----------|---|----------|
|     |          | 6.5.3.2 Couplage à une approche région  | 97       |
|     |          | 6.5.3.3 Force d'inflation   | 97       |
|     |          | 6.5.3.4 Force à distance  | 97       |
|     |          | 6.5.3.5 Flux de vecteur gradient  | 97       |
|     | 6.6      | Ordonnancement des outils de traitement   | 98       |
| 111 | -<br>- 4 | Analyse des résultats expérimentaux   | 107      |
| 7   | Éco      | ulement inerte  | 111      |
|     | 7.1      | Vitesse moyenne   | 111      |
|     |          | 7.1.1 Plans horizontaux   | 111      |
|     |          | 7.1.2 Plans verticaux   | 114      |
|     | 7.2      | Fluctuations de vitesse   | 119      |
|     |          | 7.2.1 Plans horizontaux   | 119      |
|     |          | 7.2.2 Plans verticaux   | 12       |
|     |          | 7.2.2.1 Champs de fluctuation $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$         | 12       |
|     |          | 7.2.2.2 Profils de fluctuation $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$ | $12^{4}$ |
|     | 7.3      | Moments d'ordre supérieur   | 13       |
|     | 7.4      | Histogrammes  | 131      |
|     | 7.5      | Spectres  | 131      |
| 8   | Éco      | ulement réactif   | 139      |
|     | 8.1      | Variable d'avancement de la combustion  | 139      |
|     | 8.2      | Ecoulement moyen  | 145      |
|     | 8.3      | Fluctuations de vitesses  | 149      |
|     | 8.4      | Aplatissement et dissymétrie  | 156      |
|     | 8.5      | Histogrammes  | 159      |
|     | 8.6      | Spectres  | 163      |
|     | 8.7      | Mesures conditionnelles par V.I.P.  | 166      |
|     |          | 8.7.1 Vitesse moyenne   | 166      |
|     |          | 8.7.2 Fluctuations de vitesse   | 167      |
|     |          | 8.7.3 Diffusion de la variable d'avancement   | 168      |
|     |          | 8.7.4 Taux moyen de production chimique   | 169      |
|     | 00       | Analyse de la structure des contours  | 179      |

### Conclusion

### 177

| IV | 7 A                      | Annexes 1   | 83                       |
|----|--------------------------|---|--------------------------|
| Α  | <b>Équ</b><br>A.1<br>A.2 | ations bilan<br>Équations bilan locales et instantanées | <b>185</b><br>185<br>186 |

|              | A.3   | Modélisation de la turbulence   | 187  |
|--------------|---|---|--|
|              |   | A.3.1 Modèle de longueur de mélange   | 187  |
|              |   | A.3.2 Modèle $k - l$  | 187  |
|              |   | A.3.3 Modèle $k - \varepsilon$  | 188  |
|              |   | A.3.4 Modèle R.S.M.   | 188  |
|              |   | A.3.5 Modèle A.S.M.   | 189  |
|              | A.4   | Modélisation de la production chimique  | 189  |
|              |   | A.4.1 Eddy break-up   | 189  |
|              |   | A.4.2 B.M.L.  | 189  |
|              |   | A.4.3 Flamme cohérente  | 190  |
|              |   | A.4.4 Modèle à F.D.P. multi-dimensionnelle  | 190  |
|              |   |   |  |
| Β            | Pré   | cision des mesures  | 191  |
| В            | Pré<br>B.1  | cision des mesures<br>Convergences statistiques   | <b>191</b><br>191  |
| В            | <b>Pré</b><br>B.1<br>B.2                                    | cision des mesures         Convergences statistiques         Incertitudes en A.D.L.   | <b>191</b><br>191<br>192   |
| в            | <b>Pré</b><br>B.1<br>B.2<br>B.3                             | cision des mesures<br>Convergences statistiques   | <b>191</b><br>191<br>192<br>193  |
| B<br>C       | <b>Pré</b><br>B.1<br>B.2<br>B.3<br><b>Ana</b>               | cision des mesures<br>Convergences statistiques   | <ol> <li>191</li> <li>192</li> <li>193</li> <li>195</li> </ol>                           |
| B            | <b>Pré</b><br>B.1<br>B.2<br>B.3<br><b>Ana</b><br>C.1        | cision des mesures<br>Convergences statistiques   | <ol> <li>191</li> <li>192</li> <li>193</li> <li>195</li> </ol>                           |
| B            | <b>Pré</b><br>B.1<br>B.2<br>B.3<br><b>Ana</b><br>C.1<br>C.2 | cision des mesures         Convergences statistiques         Incertitudes en A.D.L.         Incertitudes en V.I.P.         Incertitudes en V.I.P.         alyse spectrale des signaux de vitesse         Méthodes de reconstruction du signal         Lissage par les polynômes de Savitzky-Golay | <ol> <li>191</li> <li>192</li> <li>193</li> <li>195</li> <li>195</li> </ol>              |
| B<br>C<br>Re | Pré<br>B.1<br>B.2<br>B.3<br>Ana<br>C.1<br>C.2               | cision des mesures<br>Convergences statistiques   | <ol> <li>191</li> <li>192</li> <li>193</li> <li>195</li> <li>195</li> <li>197</li> </ol> |

Table des matières \_\_\_\_\_

# Liste des tableaux

| 1.1<br>1.2          | Flammes à point d'arrêt   | 18                                       |
|---------------------|---|--|
|                     | térature  | 19                                       |
| $4.1 \\ 4.2$        | Dimensions géométriques [mm] des brûleurs à point d'arrêt   | $\begin{array}{c} 48\\ 50 \end{array}$   |
| 4.3                 | Caractéristiques du système d'A.D.L. à 2 composantes  | 55<br>50                                 |
| $5.1 \\ 5.2$        | Particules utilisées en combustion  | 58<br>60                                 |
| $6.1 \\ 6.2 \\ 6.3$ | Opérateurs de détection de contours par méthode dérivativeComparatif des outils de traitementConditions expérimentales étudiées | 73<br>100<br>110                         |
| $7.1 \\ 7.2$        | Conditions d'acquisition en écoulement inerte   | $\begin{array}{c} 111\\ 122 \end{array}$ |
| 8.1                 | Conditions d'acquisition en écoulement réactif  | 139                                      |

Liste des tableaux \_\_\_\_\_

# Liste des figures

| 1.1  | Impact d'un jet axisymétrique contre une plaque plane                                       | 9  |
|------|---|----|
| 1.2  | Stabilisation d'une zone réactive dans un écoulement turbulent                              | 13 |
| 1.3  | Domaine de stabilisation des flammes planes d'après Zhang & Bray [116] .                    | 14 |
| 1.4  | Formes de flammes "impactantes"   | 16 |
| 2.1  | Diagramme des régimes de combustion   | 23 |
| 2.2  | Flammes turbulentes de prémélange   | 24 |
| 2.3  | Interactions en jeu dans un écoulement réactif à proximité d'une paroi                      | 29 |
| 2.4  | Configurations d'interaction d'une flamme avec une paroi                                    | 30 |
| 2.5  | Mécanisme d'extinction en régime turbulent  | 31 |
| 2.6  | Intermittence entre réactifs et produits à l'intérieur d'une zone réactive : signal bimodal | 32 |
| 2.7  | Régime de diffusion   | 34 |
| 2.8  | Schéma représentatif du produit $\langle n_{\mathcal{E}}, n_{\nu} \rangle$                  | 36 |
|      |   | 00 |
| 3.1  | Vitesse moyenne (Favre) selon le $\tau$ imposé pour le calcul de la région III $~$ .        | 42 |
| 4.1  | Représentation schématique du banc Vestales   | 47 |
| 4.2  | Injecteur de prémélange   | 49 |
| 4.3  | Vues de conception du brûleur   | 51 |
| 4.4  | Variation de l'homogonéité du mélange   | 52 |
| 4.5  | Paroi refroidie   | 53 |
| 4.6  | Flammes de prémélange au banc Vestales  | 54 |
| 4.7  | Vue du banc Vestales  | 56 |
| 5.1  | Réponse des particules  | 61 |
| 6.1a | Image de particules A   | 66 |
| 6.1b | Image de particules B   | 67 |
| 6.1c | Image de particules C   | 68 |
| 6.1d | Image de particules D   | 69 |
| 6.2  | Tomographies de Jeanne et $al.$ [55] $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$           | 70 |
| 6.3  | Moyenne locale à $32 \times 32$ appliquée aux tomographies $6.1 \dots \dots \dots$          | 71 |
| 6.4  | Seuillage à 0,5 des images de FIG. 6.3  | 72 |
| 6.5  | Modèles de contours   | 72 |
| 6.6  | Filtre de Canny à $\sigma = 16$ appliqué aux images de FIG. 6.3                             | 75 |
| 6.7  | Rendu d'un seuillage par hystérésis à partir des images 6.6                                 | 77 |

| 6.8        | Histogramme bimodal illustrant l'existence de deux classes de luminance                    |      |
|------------|--|------|
|            | dans l'image   | 79   |
| 6.9        | Seuillage automatique appliqué aux images 6.3  | 80   |
| 6.10       | Méthode à structure pyramidale appliquée aux images 6.12                                   | 83   |
| 6.11       | Seuillage automatique appliqué aux images 6.11   | 84   |
| 6.12       | Filtre moyenneur sur une fenêtre de $16 \times 16$   | 85   |
| 6.13       | Filtre gaussien  | 86   |
| 6.14       | Filtre médian  | 87   |
| 6.15       | Diffusion anisotrope   | 88   |
| 6.16       | Filtre fréquentiel appliqué à la tomographie A   | 89   |
| 6.17       | Vue tridimensionnelle de la tomographie C prétraitée                                       | 90   |
| 6.18       | Attache aux données : énergie externe déduite de l'image 6.6b                              | 92   |
| 6.19       | Déformation d'une flammelette selon le contour actif                                       | 96   |
| 6.20       | Flux de vecteur gradient issu de l'image 6.6b  | 98   |
| 6.21       | Méthode proposée de traitement des tomographies  | 103  |
| 6.22       | Plans des mesures par A.D.L. et V.I.P.   | 109  |
| 6.23       | Convergence des statistiques de vitesse mesurée par V.I.P.                                 | 110  |
| <b>H</b> 1 |  | 1110 |
| 7.1        | Plan horizontal près de l'injecteur à $z = 35$ mm par A.D.L. à la condition V              | 1112 |
| 7.2a       | Composante longitudinale dans le plan horizontal près de la paroi à $z =$                  | 110  |
| 1          | 8 mm par A.D.L. à la condition V1  | 113  |
| 7.2b       | Composante transversale dans le plan horizontal près de la paroi à $z =$                   |      |
|            | 8 mm par A.D.L. à la condition V1  | 114  |
| 7.3        | Champ de vitesse moyenne dans le plan vertical par A.D.L. à la condition                   |      |
|            | V1   | 115  |
| 7.4        | Champ de vitesse moyenne par V.I.P. à la condition V1                                      | 116  |
| 7.5        | Champ de vitesse moyenne dans le plan vertical par A.D.L. à la condition                   |      |
|            | V2   | 117  |
| 7.6        | Composante axiale sur l'axe vertical en $x = 0$ et $y = 0$ à la condition V1 .             | 117  |
| 7.7        | Composante axiale sur l'axe vertical en $x = 0$ et $y = 0$ à la condition V2 .             | 118  |
| 7.8        | Composante axiale sur l'axe radial en $y = 0$ à la condition V1                            | 118  |
| 7.9        | Plan horizontal près de l'injecteur $z = 35$ par A.D.L. à la condition V1                  | 119  |
| 7.10a      | a<br>Fluctuations longitudinales dans le plan horizontal près de la paroi<br>z=            |      |
|            | 8 mm par A.D.L. à la condition V1  | 120  |
| 7.10       | b<br>Fluctuations transversales dans le plan horizontal près de la paroi<br>$z=8~{\rm mm}$ |      |
|            | par A.D.L. à la condition V1   | 120  |
| 7.11a      | aFluctuations axiales par V.I.P. à la condition V1   | 121  |
| 7.11       | bFluctuations radiales par V.I.P. à la condition V1  | 122  |
| 7.12       | Corrélation croisée du tenseur de Reynolds par V.I.P. à la condition V1                    | 123  |
| 7.13       | Énergie cinétique turbulente par V.I.P. à la condition V1                                  | 124  |
| 7.14       | Plans verticaux par A.D.L. à la condition V1   | 125  |
| 7.15       | Corrélation croisée du tenseur de Reynolds par A.D.L. à la condition V1 .                  | 126  |
| 7.16       | Plan vertical par A.D.L. à la condition V2   | 127  |
| 7.17       | Énergie cinétique turbulente dans le plan vertical par A.D.L.                              | 128  |
| 7.18       | Fluctuations de vitesse sur l'axe vertical en $x = 0$ . $u = 0$ à la condition V1          | 128  |
| 7.19       | Fluctuations axiales en $y = 0$ à la condition V1  | 129  |
| 0          |  |      |

| 7.20         | Fluctuations de vitesse sur l'axe vertical en $x = 0$ , $y = 0$ par A.D.L. à la                                       | 100 |
|--------------|---|-----|
| 7.01         | condition V2  | 129 |
| 7.21         | Intensite de turbulence sur l'axe vertical en $x = 0, y = 0$  | 130 |
| (.22         | Histogrammes de vitesse sur l'axe vertical par A.D.L. a la condition V1   | 133 |
| (.23         | Histogrammes de vitesse sur l'axe vertical par V.I.P. a la condition VI   | 134 |
| (.24<br>7.05 | Spectre de vitesse sur l'axe vertical par A.D.L. a la condition VI  | 135 |
| (.20<br>7.96 | Spectre de vitesse sur l'axe vertical par V.I.P. à la condition VI $\dots$  | 130 |
| 1.20         | Evolution temporene de la vitesse sur l'axè vertical à $z = 42$ à la condition<br>V1                                  | 127 |
| 7 97         | Spectre résultant par filtrage spatial intrinsèque à la $VIP$   | 137 |
| 1.21         | Spectre resultant par intrage spatial intrinseque a la V.I.I  | 100 |
| 8.1a         | Variable d'avancement à la condition V1i : moyenne de Reynolds  | 141 |
| 8.1b         | Variable d'avancement à la condition V1i : écart-type de Reynolds   | 141 |
| 8.2          | Variable d'avancement (Reynolds) sur l'axe vertical à la condition V1i  | 142 |
| 8.3          | Variable d'avancement (Favre) sur l'axe vertical à la condition V1i   | 142 |
| 8.4          | Convergence des statistiques de la variable d'avancement  | 144 |
| 8.5          | Champ global de vitesse moyenne (Reynolds) par V.I.P. à la condition V1i  | 145 |
| 8.6          | Champ global de vitesse moyenne par A.D.L. à la condition V1i   | 146 |
| 8.7          | Vitesse moyenne (Reynolds) sur l'axe vertical en $x = 0$ et $y = 0$ à la  |     |
|              | condition V1i   | 147 |
| 8.8          | Vitesse moyenne sur l'axe vertical par A.D.L. à la condition V1i  | 147 |
| 8.9          | Vitesse moyenne sur l'axe vertical par A.D.L.   | 148 |
| 8.10         | aFluctuations axiales par V.I.P. à la condition V1i   | 149 |
| 8.10         | bFluctuations radiales par V.I.P. à la condition V1i  | 150 |
| 8.11         | Energie cinétique turbulente par V.I.P. sur le champ global à la condition  |     |
| 0.10         |   | 151 |
| 8.12         | Plans verticaux par A.D.L. à la condition VII   | 152 |
| 8.13         | Energie cinétique turbulente par A.D.L. dans le plan vertical à la condition  | 150 |
| 0 1 4        | $V_{11} \dots $ | 152 |
| 8.14         | aCorrelations croisees par A.D.L. a la condition VII  | 153 |
| 8.14         | Descriptions croisees par V.I.P. a la condition VII   | 153 |
| 8.15         | Fluctuations de vitesse sur l'axe vertical en $x = 0, y = 0$ a la condition v li                                      | 154 |
| 8.10         | Fluctuations de vitesse par A.D.L. sur l'axe vertical en $x = 0, y = 0$ a la condition V2:                            | 154 |
| <b>8</b> 17  | Condition $\sqrt{21}$   | 154 |
| 0.17         | Intensite de turbulence sur l'axe vertical en $x = 0, y = 0$  | 100 |
| 0.10         | Apratissement et Dissymetrie de la composante axiale sur l'axe vertical en $x = 0$ , $y = 0$ à la condition V1i       | 156 |
| 8 10         | Aplatissement et Dissymétrie de la composante aviale sur l'ave vertical en  | 100 |
| 0.15         | x = 0, y = 0 à la condition V2ii  | 157 |
| 8 20         | Aplatissement de la composante aviale sur l'ave vertical en $r = 0$ , $y = 0$   | 157 |
| 8.21         | Dissymétrie de la composante axiale sur l'axe vertical en $x = 0$ , $y = 0$   | 158 |
| 8.22         | Histogrammes de la composante axiale de vitesse sur l'axe vertical par  | 100 |
|              | V.I.P. à la condition V1i   | 160 |
| 8.23         | Histogrammes de la composante axiale de vitesse sur l'axe vertical par  |     |
| -            | A.D.L. à la condition V1i   | 161 |

| 8.24 | Histogrammes de la composante axiale de vitesse sur l'axe vertical par        |          |
|------|---|----------|
|      | A.D.L. à la condition V2ii  | <b>2</b> |
| 8.25 | Spectres de vitesse sur l'axe vertical à la condition V1i                     | <b>4</b> |
| 8.26 | Spectres lissés de vitesse sur l'axe vertical à la condition V1i 16           | 5        |
| 8.27 | Vitesses conditionnées en $x = 0$ et $y = 0$ à la condition V1i               | 6        |
| 8.28 | Fluctuations axiales conditionnées en $x = 0$ et $y = 0$ à la condition V1i;  |          |
|      | en grisée, la zone de flamme  | 8        |
| 8.29 | Fluctuations radiales conditionnées en $x = 0$ et $y = 0$ à la condition V1i; |          |
|      | en grisée la zone de flamme   | 9        |
| 8.30 | Transport turbulent (Favre) de la variable d'avancement en $x = 0$ et $y = 0$ |          |
|      | sur l'axe vertical à la condition V1i   | 0        |
| 8.31 | Taux de production chimique en fonction de la variable d'avancement sur       |          |
|      | l'axe vertical  | '1       |
| 8.32 | Nombre de Damköhler turbulent en fonction de la variable d'avancement         |          |
|      | sur l'axe vertical  | '1       |
| 8.33 | Histogramme des courbures de flammelette à la condition V1i                   | 2        |
| 8.34 | Contour de flammelette à la condition V1i                                     | 2        |
| 8.35 | Profil de courbure de la flammelette à la condition V1i                       | 3        |
| 8.36 | Histogramme des courbures de flammelette à la condition V1i                   | '4       |
|      |   | _        |
| B.1  | Incertitudes relatives sur la moyenne et l'écart-type                         | 2        |
| B.2  | Réponse de la V.I.P. à une longueur d'onde de la turbulence pour trois        |          |
|      | tailles de fenêtres d'interrogation   | 4        |

### Nomenclature

#### Acronymes

- A.D.L. Anémométrie Doppler Laser
- B.M.L. Bray Moss Libby
- D.N.S. Direct Numerical Simulation
- D.S.E. Densité Spectrale d'Énergie
- E.D.P. Équations aux Dérivées Partielles
- F.D.P. Fonction Densité de Probabilité
- F.I.L. Fluorescence Induite par Laser
- L.E.S. Large Eddy Simulation
- L.R.S. Laser Rayleigh Scattering
- L.S.T. Laser Sheet Tomography
- P.I.V. Particle Image Velocimetry
- R.A.N.S. Reynolds Averaged Navier-Stokes
- S.G.S. Simulation des Grandes Structures
- S.I.M.D. Single Instruction Multiple Data
- S.N.D. Simulation Numérique Directe
- T.F.R. Transformée de Fourier Rapide
- T.N.L. Tomographie par Nappe Laser
- V.I.P. Vélocimétrie par Images de Particules
- VESTALES Versatiles Experiments on Stagnating Turbulent Axisymmetric LEan Stretched flames

### Lettres grecques

- $\Delta$  Nombre de Bray
- $\delta$  Intensité de turbulence
- $\epsilon$  Erreur de mesure [?]

- $\iota$  Courbure  $[mm^{-1}]$
- $\lambda$  Longueur d'onde [m]
- $\mu$  Viscosité dynamique [kg.m<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup>]
- $\nu$  Viscosité cinématique  $[m^2.s^{-1}]$
- $\Omega$  Taux adimensionné de production chimique
- $\omega$  Taux de réaction chimique  $[kg.m^{-3}.s^{-1}]$
- $\Phi$  Corrélation standard
- $\phi$  Richesse
- $\Pi$  Partition d'une image
- $\Psi$  Corrélation normalisée
- $\rho$  Masse volumique  $[kg.m^{-3}]$
- $\Sigma$  Densité de surface de flamme  $[m^{-1}]$
- au Taux d'expansion thermique
- $\varepsilon$  Dissipation  $[m^2.s^{-3}]$
- $\zeta$  Axe vertical adimensionné

### Indices

- 0 paroi
- 1 injecteur
- f flammelette
- b brûlés
- ex extinction
- f frais
- g gaz
- l laminaire
- P produits
- p particule
- R réactifs
- T turbulent

### Opérateurs

- $\bar{v}$  Moyenne de Reynolds de v
- $\Delta v$  Laplacien de v

- $\hat{v}$  Transformée de Fourier de v
- $\langle v \rangle$  Moyenne d'ensemble
- $\nabla v$  Divergence de v
- $\tilde{v}$  Moyenne de Favre de v
- $\overrightarrow{\nabla} v$  Gradient de v
- $v^*v'$  Produit dans l'espace de Fourier entre v et v'

### Variables

- $l_{\eta}$  Échelle de Kolmogorov [m]
- $l_{\lambda}$  Échelle de Taylor [m]
- $L_{lu}$  Échelle intégrale longitudinale de la composante u [m]
- $L_{tu}$  Échelle intégrale transversale de la composante u [m]
- $T_u$  Échelle intégrale temporelle de la composante u [s]
- $Y_{\alpha}$  Fraction massique de l'espèce  $\alpha$

A Surface  $[m^2]$ 

- B Ratio de blocage de la grille de turbulence
- c Variable d'avancement de la combustion
- D Diamètre de l'injecteur [m]
- d Diamètre des perforations [mm]
- Da Nombre de Damköhler
- e Épaisseur de flamme [mm]
- $f_{\#}$  Rapport d'ouverture de l'objectif optique
- g Accélération de la pesanteur  $[m/s^2]$
- H Distance du plan d'injection au plan d'arrêt [m]
- ${\rm I}({\rm x},{\rm y})\,$ Fonction scalaire dans un espace 2D représentant l'image
- K Étirement  $[s^{-1}]$
- k Énergie cinétique turbulente  $[m^2.s^{-2}]$
- Ka Nombre de Karlovitz
- Kn Nombre de Knudsen
- M Grossissement linéaire optique
- $\vec{n}$  Vecteur normal
- P Pression adimensionnée

- Pe Nombre de Peclet
- Pr Nombre de Prandtl
- Q Débit [kg/s]
- R Constante des gaz parfait  $[J.mole^{-1}.K^{-1}]$
- r Coordonnée radiale [m]
- $\mathcal{R}$  Région d'une image
- Re Nombre de Reynolds
- $S_l$  Vitesse de flamme laminaire [m/s]
- Sc Nombre de Schmidt
- T Température [K]
- $\vec{t}$  Vecteur tangent
- U Composante radiale adimensionnée de la vitesse en moyenne de Favre
- u Composante radiale de la vitesse [m/s]
- v Composante azimuthale de la vitesse [m/s]
- $V_d$  Vitesse débitante [m/s]
- W Composante axiale adimensionnée de la vitesse en moyenne de Favre
- w Composante axiale de la vitesse [m/s]
- z Coordonnée axiale [m]

## Introduction

#### Contexte industriel

Les combustibles fossiles participaient en 2002, à presque 80 % de la consommation d'énergie primaire commerciale mondiale, soit un peu plus de 10 Gtep<sup>1</sup>, répartie précisément entre le pétrole (3,7), le gaz (2,2) et le charbon (2,4). Par leur flexibilité d'emploi et leur densité d'énergie élevée, ces sources d'énergie sont assurées d'une prépondérance à long terme pour la production d'électricité, et d'une suprématie dans les transports. En dépit des polémiques au sujet de l'estimation des réserves de ces combustibles et de leurs coûts d'extraction, la tendance d'une augmentation régulière, voire irréversible de leurs prix semble amorcée. En parallèle, la préservation de l'environnement devient un argument non négligeable face aux seuls intérêts économiques, pour l'orientation d'une politique énergétique. Les législations visant à réduire les émissions polluantes se font de plus en plus restrictives. La production d'électricité et les transports sont les deux premiers secteurs responsables des émissions de dioxyde de carbone (respectivement 41 % et 21 %). Ces activités sont devenues au cours du siècle dernier le moteur de la croissance économique et des composantes essentielles du mode de vie occidental. Les prévisions de consommation des combustibles fossiles pour les prochaines décennies s'accordent toutes à une croissance, en raison de l'explosion de la demande sur le marché des pays émergents. Par conséquent, la compétivité économique de ces pôles est un enjeu stratégique. A long terme, la voie de la capture et la séquestration du dioxyde de carbone, souvent envisagées pour les centrales électriques, n'est pas applicable au véhicule de transport sans la synthétisation d'un carburant dépourvu de carbone, tel l'hydrogène.

À court terme, en dehors des mesures fiscales, l'amélioration des moteurs à combustion est le bras de levier le plus réactif pour endiguer l'inflation de la consommation des combustibles fossiles. Tout concourt manifestement à intensifier les efforts de recherche et développement, entamés ces vingt dernières années et ayant accompli des progrès considérables. L'élévation du niveau technologique exige une compréhension de plus en plus fine des phénomènes physiques impliqués : la combustion est d'autant plus complexe à appréhender qu'elle met en jeu plusieurs disciplines de la physique, comme la thermodynamique, l'aérodynamique, les transferts thermiques, et aussi la cinétique chimique. La turbulence, souvent recherchée pour accroître la puissance spécifique dégagée intensifie les interactions entre les phénomènes décrits par ces disciplines. Les constructeurs ont besoin de disposer d'outils numériques de dimensionnement de plus en plus précis et, du coup, bénéficieraient de la réduction de la mise en œuvre, toujours trop onéreuse des moyens expérimentaux ; les essais sur banc, réduits au strict minimum ne serviraient plus qu'à assurer

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Giga tonne équivalent pétrole

la validation opérationnelle de nouveaux modèles. Cette démarche tend à se dispenser au possible des méthodes de conception empiriques. À terme, la simulation numérique serait un outil permettant à l'ingénieur de tester facilement à faible coût de nouveaux concepts d'applications, afin de sélectionner celui lui paraissant le plus à même de répondre aux exigences du cahier des charges. Pour le moment, les outils numériques à la disposition de l'ingénieur ne lui donnent accès qu'aux grandeurs moyennes, dans le cas d'un écoulement complexe à l'intérieur d'une chambre de combustion. Or la prédiction des concentrations moyennes d'espèces polluantes n'est envisageable de façon fiable qu'à condition d'obtenir une prévision quantitativement satisfaisante des champs de température et de vitesse, moyenne et fluctuante, et de prendre en compte des cinétiques chimiques détaillées. De plus, certains lieux privilégiés de production des polluants, que sont justement les zones de combustion non-isenthalpique à proximité des parois d'un foyer de combustion, sont mal simulés par les codes de calcul actuels.

#### Problématique scientifique

C'est le caractère non-linéaire des équations de Navier-Stokes qui est à l'origine de la turbulence, du caractère non prédictible de celles-ci et et de l'existence d'une large gamme d'échelles de grandeurs qui interagissent entre elles. Actuellement, la modélisation la plus répandue de la turbulence repose sur une approche statistique en un point des grandeurs physiques. Le passage à la moyenne<sup>2</sup> des équations de Navier-Stokes nécessite de modéliser les termes des tensions de Reynolds afin de fermer le système d'équations. Les modèles à fermeture au premier ordre, dont celui incluant deux équations de transport  $k - \varepsilon$  est le plus utilisé dans l'industrie, conduisent à des représentations qualitativement réalistes d'écoulements complexes. Les modèles à fermeture au second ordre possèdent justement des potentialités supérieures et une universalité suffisante pour reproduire les principaux phénomènes turbulents tout en ayant un niveau de complexité modéré qui permet de les traiter efficacement avec les moyens informatiques présents. Les hypothèses introduites afin de modéliser les termes font intervenir des constantes à déterminer par application du modèle à des expériences clefs, relativement simples et accessibles expérimentalement; les expressions et les constantes associées à calibrer sont beaucoup plus nombreuses au deuxième ordre qu'au premier ordre, ce qui explique pourquoi les fermetures au deuxième ordre sont encore au stade de développement.

À la turbulence, qui constitue en elle-même un des sujets les plus difficiles de la mécanique non-linéaire, s'ajoute la complexité des cinétiques chimiques et en plus l'interaction des deux disciplines. Par une approche statistique similaire, les modèles de combustion turbulente tentent de prendre en compte les phénomènes réactifs supplémentaires et leurs développements spécifiques au milieu turbulent : dans le cas du régime de flammelette, le modèle Eddy Break-Up fut le premier à s'imposer; des modélisations un peu plus perfectionnées ont ensuite vu le jour, mais en suivant toujours les mêmes hypothèses de chimie infiniment rapide et de réaction à une étape irréversible. Ces simplifications amenant à réduire le taux de production chimique à une variable unique ne sont plus acceptables, si l'on veut établir des modèles capables de reproduire des situations plus complexes. Les modèles à Fonction Densité de Probabilité (F.D.P.) multidimensionnelle pourraient

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Reynolds Averaged Navier-Stokes (R.A.N.S.)

permettre de prendre en compte davantage de variables indépendantes. Les variations de masse volumique générées par le dégagement de chaleur peuvent provoquer des phénomènes de diffusion à contre-gradient : les lois de diffusion par gradient, qui sont l'hypothèse fondamentale du concept de viscosité turbulente sont alors invalides. La combustion à proximité des parois est une des situations les plus complexes à modéliser. Le couplage des phénomènes se trouve décuplé et induit de nombreuses interactions non-linéaires entre la turbulence, la flamme et la paroi.

La Simulation Numérique Directe<sup>3</sup> (S.N.D.), dont l'ambition est de résoudre les équations pour toutes les échelles du spectre de l'énergie cinétique turbulente pour fournir le champ turbulent complet résolu spatialement et temporelllement. Du fait de leur nombre de Reynolds élevé, les écoulements complexes industriels sont hors d'atteinte des capacités des moyens de calcul : l'intérêt de la S.N.D. reste circonscrit à des configurations géométriques et des cinétiques chimiques simples, pour lesquelles la S.N.D. se révèle un outil d'étude paramétrique très puissant, donnant accès à une excellente appréhension des mécanismes physiques à l'œuvre. Cette pratique de la S.N.D. est reconnue comme de l'expérimentation numérique.

Une autre voie, la Simulation des Grandes Structures<sup>4</sup>(S.G.S.), apparut comme un concept d'emblée prometteur, voilà 30 ans. Néanmoins si cette voie réunit les avantages de la résolution des structures les plus énergétiques pour un coût de calcul moindre, elle hérite aussi des inconvénients inhérents à la modélisation. Son avenir reste conditionné aux développements des modèles de sous-maille directement déduits des modèles R.A.N.S. L'application à des écoulements d'échelles industrielles émerge progressivement grâce à la lumière apportée par de nombreux développements.

Le développement et la validation d'une théorie concernant un phénomène dépend essentiellement de la connaissance expérimentale que l'on en a. Les outils de diagnostic qualitatifs ou quantitatifs des flammes sont en constante progression. Alors que les expérimentateurs pionniers se contentaient de mesures de pression et de visualisations, des méthodes de mesures détaillées des champs de vitesse, de la température, des concentrations au sein des flammes sont couramment mises en oeuvre aujourd'hui. Ces méthodes se sont développées grâce au progrès régulier des lasers et à la croissance des capacités des moyens modernes d'acquisition et de traitement des données.

#### Objectifs de l'étude

Deux situations plus complexes présentent aujourd'hui un grand intérêt dans la perspective des applications industrielles :

- la combustion des mélanges de stoechiométrie variable, induite soit par dilution du mélange réactif avec l'air environnant, soit par des conditions aux limites non homogènes;
- la combustion dans les écoulements non-isenthalpiques du fait des pertes thermiques pariétales : à l'extrême limite, cette situation aboutit à l'extinction, par trempe de la flamme au voisinage de la paroi du foyer de combustion.

Ces deux situations, voire même la combinaison des deux, ne peuvent plus être décrites par des modèles où la combustion est représentée par une variable thermodynamique unique

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Direct Numerical Simulation (D.N.S.)

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>Large Eddy Simulation (L.E.S.)

mais requièrent le développement de modèles statistiques prenant en compte des F.D.P. bidimensionnelles, voire tridimensionnelles. Ces modèles à F.D.P. n'ont pas fait l'objet de nombreux développements dans le cadre du régime de flammelette. Une configuration académique d'étude en combustion, la flamme de prémélange stabilisée dans un écoulement turbulent à point d'arrêt peut être relativement bien soumise à de telles situations. Une configuration pratique est réalisée en injectant un écoulement axisymétrique turbulent contre une paroi plane sous incidence normale : une flamme plane en moyenne peut alors se stabiliser près de la paroi. Divers paramètres contrôlent les conditions aérothermochimiques de cette flamme : l'étirement moyen, la vitesse débitante, la turbulence incidente, la nature de l'écoulement périphérique, le gaz combustible, la richesse du prémélange, les pertes thermiques à la paroi. L'étude de l'écoulement inerte turbulent n'est pas non plus dénuée d'intérêt : il comporte des régions d'échelles caractéristiques très différentes et génère une forte anisotropie de la turbulence.

Sur le plan expérimental, cette configuration a été explorée depuis les années 1980, principalement au moyen de l'Anémométrie Doppler Laser (A.D.L.). La Vélocimétrie par Images de Particules (V.I.P.), dont la maturité est plus récente a été relativement peu utilisée pour des études paramétriques de l'aérodynamique. La préférence a souvent été accordée à la mise en œuvre de diagnostics couplés, tels la Fluorescence Induite par Laser (F.I.L.) et la V.I.P. synchronisées, permettant d'accéder à la fois à la variable d'avancement et au vecteur vitesse.

L'objectif initial de l'étude ici rapportée était très ambitieux : il s'agissait de caractériser le phénomène d'extinction par pertes thermiques, en observant dans les mêmes conditions aérodynamiques, le comportement de la flamme stabilisée contre une paroi, en condition quasi-adiabatique, puis sous l'effet des pertes thermiques; une analyse fine de ces mécanismes nécessitait d'accéder simultanément au champ de vitesse et de variable d'avancement de la combustion, voire de température. In fine, ces connaissances expérimentales devaient fournir des éléments de comparaison à des modèles à F.D.P. en développement. Cependant la mise au point du système expérimental complet pour mener à bien ce travail a été beaucoup plus longue que prévue. Le banc expérimental Vestales, comme son nom l'indique a été spécialement conçu pour mener des « Versatiles Experiments on Stagnating Turbulent Axisymmetric LEan Stretched flames ». Une fois bâti, son appréhension, conjointement à la mise en œuvre de ses moyens de mesure environnants ont exigé quelques mises au point : le maintien d'une flamme stabilisée dans cette configuration – qui reste par essence un système dynamique – durant une période pour l'acquisition de données n'est pas si évident eu égard aux apparences. Surtout, le fait de ne pas disposer de F.I.L. pour la localisation du front de flamme instantané a contraint à recourir à l'exploitation des images de particules enregistrées pour la V.I.P. Cette technique qui consiste à traiter les images de particules à la manière de tomographies acquises par Laser Sheet Tomography (L.S.T.) avait certes déjà été employée, mais rarement été appliquée à cette configuration. Sa mise au point a accaparé une part essentielle du temps dévolu à cette étude.

Sans doute, ce mémoire laissera certains sur leur faim : d'aucuns y trouveront, j'espère leur compte et qui sait, matière à relancer des études expérimentales.

#### Organisation du mémoire

Ce mémoire a été articulé en trois parties bien distinctes, correspondant aux trois volets de la problématique présentée. Le lecteur, au préalable averti du contexte de l'étude, de ses moyens et de ses ambitions peut porter son attention directement à l'analyse, dans la troisième partie des modestes résultats obtenus. Toutefois, la deuxième partie rapporte la contribution principale de ce travail. Quant au lecteur novice des notions de modélisation de la combustion turbulente, la première partie l'intéressera au premier chef.

<u>I</u> La première partie, consacrée à synthétiser les connaissances principales pour aborder cette étude;

- ① Ce chapitre rappelle dans un premier temps des notions de phénoménologie de la combustion prémélangée en écoulement turbulent ; dans un second temps, sont introduits les fondements du modèle B.M.L. dédié au régime de flammelette et la problématique de la fermeture du terme de transport turbulent de la variable d'avancement.
- ② Ce chapitre dresse un panorama des sujets d'intérêts concernant l'écoulement à point d'arrêt inerte et réactif.
- ③ Ce chapitre retrace dans ses grandes lignes la théorie fondée à partir des développements asymptotiques pour décrire la flamme de prémélange stabilisée dans un écoulement turbulent à point d'arrêt.
- <u>II</u> La deuxième partie, dédiée aux aspects expérimentaux, incontournables pour ce genre d'étude, d'autant plus que des efforts notables ont été voués à la mise au point d'outils de traitement des données acquises;
  - ④ Ce chapitre présente le banc d'essai Vestales, développé intégralement pour cette étude, ainsi que les systèmes de vélocimétrie mis en place.
  - ⑤ Ce chapitre traite du choix de la méthode de vélocimétrie conditionnelle, indispensable dans le but d'accéder aux moyennes de Favre de l'écoulement réactif.
  - ⑥ Ce chapitre détaille tous les développements réalisés en traitement des tomographies afin de déterminer la variable d'avancement et d'extraire du même coup le contour de flammelette.
- <u>III</u> La troisième partie, entièrement orientée vers l'analyse des résultats expérimentaux obtenus; la majorité est concentrée sur un unique et même jeu de conditions expérimentales, sans, puis en présence de la flamme, pour lequel les mesures ont été effectuées par A.D.L. et V.I.P. conditionnelles; deux autres points de fonctionnement ont été explorés, mais seulement par A.D.L.; des comparaisons sont établies avec des résultats expérimentaux issus de la littérature et les expressions algébriques dérivées de l'analyse asymptotique;
  - Ce chapitre présente les mesures de vitesse dans l'écoulement à point d'arrêt inerte sous diverses formes : moyennes, fluctuations et histogramme, intensité et spectre de turbulence.
  - ③ Ce chapitre regroupe tous les résultats en combustion : les commentaires proposés tentent de mettre en lumière les possibles influences réciproques entre la flamme et l'écoulement turbulent à point d'arrêt. Les mesures de la variable d'avancement de la combustion sont tout d'abord présentées, puis celles des vitesses nonconditionnées et conditionnées. Enfin, la structure des contours de flammelette est analysée.

Introduction \_\_\_\_\_

Première partie

Rappels théoriques et synthèse bibliographique

## Chapitre 1

# Flamme de prémélange stabilisée dans un écoulement turbulent à point d'arrêt

Ce chapitre dresse un panorama des écoulements turbulents à point d'arrêt autant en comportement inerte qu'en comportement réactif. Cet écoulement est formé par l'impact sous incidence normale d'un jet axisymétrique divergent contre une paroi plane. Les écoulements laminaires ne sont que brièvement évoqués en guise de rappel des notions fondamentales. Une description des diverses formes de "flammes impactantes"<sup>1</sup> est donnée et permet d'appréhender leurs mécanismes de stabilisation. Une synthèse bibliographique des écoulements turbulents souligne les sujets d'intérêt des travaux antérieurs avec et sans combustion : l'optique de cette revue n'est pas de se focaliser sur leurs enseignements en détail, mais simplement de prendre connaissance des sujets déjà traités. Nous les mettrons en parallèle lors de l'analyse des résultats.



FIG. 1.1 – Impact d'un jet axisymétrique contre une plaque plane

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Malgré son incorrection, ce terme, issu des anglicismes "impinging flame" est ici librement employé pour sa concision.

### 1.1 Écoulement inerte à point d'arrêt

Un écoulement à point d'arrêt est réglé par un rapport géométrique entre la distance injecteur-paroi et le diamètre de l'injecteur, noté H/D, et un rapport cinématique entre la vitesse débitante d'injection et la distance injecteur-paroi, dénommé étirement aérodynamique moyen. Un jet libre en impact sur une surface plane est classiquement décomposé en trois zones distinctes de par la nature de l'écoulement :

la zone de jet libre <sup>2</sup> où le fluide débouchant de l'injecteur ne ressent pas la présence de la paroi : les propriétés de l'écoulement sont celles d'un jet libre ; au voisinage de l'axe, dans la zone dite de cœur potentiel<sup>3</sup>, l'écoulement n'est pas affecté par la couche de cisaillement se développant à la périphérie du jet ;

la zone de stagnation, déviation ou déflection <sup>4</sup> où l'écoulement subit la présence de la paroi : de forts gradients de pression adverses le ralentissent et le font diverger ; ainsi, dans cette zone, l'écoulement ne se propage suivant aucune direction privilégiée ;

la zone de jet pariétal <sup>5</sup> où le fluide s'éloigne radialement du point d'arrêt.

### 1.1.1 Cas d'un écoulement laminaire

L'écoulement laminaire à point d'arrêt<sup>6</sup> est l'un des rares écoulements pour lequel une solution exacte des équations de Navier-Stokes peut être obtenue analytiquement. Le problème, décrit en détail par Schlichting [89] suppose que la distribution de vitesse au voisinage du point d'arrêt dérive d'un potentiel, soit :

$$u = -ax \qquad w = -az \tag{1.1}$$

où a est une constante, égale à l'étirement aérodynamique moyen. L'introduction d'une fonction de courant monodimensionnelle permet de déterminer les champs de pression et de vitesse. Malheureument, l'hypothèse de a constant rend la solution valable seulement pour des écoulements à nombre de Reynolds très élevé.

#### 1.1.2 Cas d'un écoulement turbulent

Une longue série d'études sur les écoulements turbulents en impact normal contre un obstacle a été motivée à l'origine par l'influence de la turbulence incidente qui tend à augmenter les transferts thermiques dans la région de stagnation. Le champ d'investigation recouvre différentes configurations, selon le type de l'obstacle (barreau, cylindre, plaque) et la nature de l'écoulement (jet bidimensionnel, axisymétrique ou écoulement d'une veine de soufflerie). Kestin & Maeder [58] puis Gardon & Akfirat [48] sont parmi les premiers à mettre en évidence expérimentalement cette intensification des transferts thermiques, respectivement dans le cas d'un cylindre au milieu d'une veine et d'un jet en impact contre

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>free-jet region

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>potential core

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>impingement region

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>wall-jet region

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup>plus connu comme écoulement d'Hiemenz [52]

#### *Chapitre 1.* Flamme de prémélange stabilisée dans un écoulement turbulent à point d'arrêt

une plaque plane. De très nombreux expérimentateurs s'attachent seulement à quantifier les transferts thermiques. D'autres, dont Schauer & Eustis [87] se concentrent uniquement sur l'aérodynamique de l'écoulement en mesurant les vitesses movennes sur l'axe de l'écoulement. Donaldson & Snedeker [39, 40] ont étudié expérimentalement, aussi bien le jet libre axisymétrique que la zone d'impact du jet turbulent et le jet pariétal dans une configuration à 10<H/D<30. Les nombreuses mesures de pression et vitesse, moyennes et fluctuantes sont dévolues à une meilleure prédiction par corrélation des transferts thermiques à la paroi. Gutmark et al. [50] effectuent de nombreuses mesures de vitesse par fil chaud sur l'axe d'un jet bidimensionnel en impact contre une plaque plane placée loin en aval à H/D=100. Concernant les moyennes quadratiques des fluctuations de vitesses, toutes les composantes décroissent doucement, similairement à un jet libre jusqu'à une distance de 0,15 H où la présence de la plaque se fait ressentir et la décroissance s'accélère. Wei & Miau [108] s'intéressent à l'influence de l'étirement sur les structures tourbillonaires dans la région de stagnation d'un écoulement autour d'un barreau : leurs échelles spatiales sont bien corrélées aux échelles intégrales de la turbulence incidente. Enfin, Ueda et al. [105] examinent en détail, au moyen de l'A.D.L., l'évolution de la turbulence en terme de moyenne et moments de la vitesse, le long de l'axe d'un jet axisymétrique en impact contre une plaque plane placée à H/D=1. Cette configuration, équivalente à celle qui nous intéresse n'a malheureusement pas suscité d'intérêt auprès des aérodynamiciens. Depuis le début des années 80, l'étude expérimentale d'un jet turbulent axisymétrique en impact contre une plaque plane est motivée principalement par la possibilité d'y stabiliser une flamme plane. Pour cette raison, la totalité des travaux menés sur ce genre d'écoulement inerte n'est que le volet préliminaire à l'étude de l'écoulement réactif. Malheureusement, l'écoulement inerte à point d'arrêt ne présente guère d'intérêt du point de vue aérodynamique pur à l'aune des publications à ce sujet.

Les approches théorique et numérique ont suivi un itinéraire gouverné par les mêmes intérêts; d'une problématique de transferts thermiques, l'optique de l'étude a dévié vers la combustion. Dans le cas des écoulements à faible nombre de Reynolds, les transferts thermiques étaient sous-estimés par les modèles théoriques en référence aux mesures expérimentales. Traci & Wilcox [104] semblent avoir été les premiers à traiter ce type d'écoulement comme un problème à trois régions :

- une zone d'écoulement libre de toutes contraintes liées à la paroi : la convection de la turbulence est équilibrée par la dissipation et les échelles de turbulence diminuent;
- une zone d'écoulement de fluide parfait soumis à un étirement constant;
- une zone d'écoulement visqueux à proximité de la paroi.

De plus dans cette étude, la turbulence est modélisée par un système  $k - \omega$  à deux équations de transport pour l'énergie cinétique turbulente et la pseudo-dissipation (modèle de Saffman), tandis que les études précédentes se contentaient d'une fermeture de type algébrique. La méthode globale de résolution se chargeait du raccordement des solutions de chaque région à leurs frontières. Le comportement de la turbulence est mal modélisé à proximité de la paroi : notamment le taux de dissipation doit être fixe et l'énergie en puissance 2 de la distance.

Strahle et al. [98] prirent en compte les fluctuations de masse volumique, en appliquant un modèle  $k - \varepsilon$  – à deux équations – dérivé de la version de Lam-Bremhorst [63] en y introduisant les moyennes de Favre. Leurs résultats ne furent satisfaisants qu'à faible nombre de Reynolds, après avoir ajusté les coefficients de l'équation de dissipation, conformément à leurs conditions aux limites précisées par Strahle [97].

Pour les mêmes raisons, Hijikata et *al.* [53] ont développé une troisième équation en plus de celle de k et  $\varepsilon$  pour prendre en compte l'anisotropie des contraintes de Reynolds entre  $v'^2$  et  $u'^2$ .

De même, Champion & Libby [23] mettent en œuvre un modèle  $k - \varepsilon$  similaire, mais leur analyse diffère sensiblement. L'existence d'échelles caractéristiques (longueur et vitesse) significativement différentes dans les trois régions identifiées suggère une utilisation pertinente des méthodes asymptotiques. Ainsi, une analyse asymptotique est réalisée, et identifie les trois régions par une nouvelle description :

- région III : écoulement central, caractérisé par une décroissance de la turbulence suivie à nouveau d'une croissance accompagnée d'un passage à l'anisotropie;
- région II : couche de cisaillement, où intervient toute la gamme des processus turbulents : diffusion, convection, production, dissipation;

– région I : sous-couche visqueuse ou moléculaire, où les effets de paroi sont dominants. Par ailleurs, ils rendent variables les coefficients  $c_{\varepsilon}$  de l'équation du taux de dissipation du modèle  $k - \varepsilon$  (cf. EQN. A.14) afin d'être égaux en région II et de retrouver les valeurs standard en région III.

Leurs analyses révèlent que la sous-couche visqueuse (région I) est significativement plus épaisse que son homologue en couche limite turbulente le long d'une paroi; l'équilibre diffusion~dissipation régit les échanges turbulents dans les deux cas, mais le changement de vitesse moyenne plus important explique la différence d'épaisseur.

Ensuite, Champion & Libby [22, 23] appliquent les méthodes asymptotiques à la modélisation des contraintes de Reynolds dans les cas de deux jets turbulents opposés [24] puis un jet turbulent en impact contre une paroi [25].

### 1.2 Stabilisation d'une flamme de prémélange en écoulement turbulent

Une flamme symbolise visuellement par la luminosité de son rayonnement, la manifestation locale de phénomènes chimiques et physiques — au sens large, mécanique inclue — intimement couplés. Pour réussir à s'auto-entretenir une fois amorcée dans un milieu initialement au repos, la flamme de prémélange s'y propage à une certaine vitesse S tant qu'elle trouve sur son parcours des gaz potentiellement réactifs. Cette propagation rend délicate l'observation minutieuse de la flamme et il est préférable pour cela de la stabiliser en un point de l'espace où le fluide s'écoule exactement à la vitesse S à laquelle la flamme se propage dans le milieu au repos.

### **1.2.1** Configurations possibles

De façon pratique, il est plus facile d'obtenir une flamme stabilisée obliquement dans un écoulement turbulent, comme c'est le cas pour les flammes coniques sur un bec Bunsen (voir FIG. 1.2) et les flammes en 'V' derrière un obstacle (voir FIG. 1.2). La flamme stabilisée normalement n'est possible qu'au sein d'un écoulement incident à point d'arrêt qui

# *Chapitre 1.* Flamme de prémélange stabilisée dans un écoulement turbulent à point d'arrêt

peut être généré contre une paroi ou entre deux jets opposés. Cette dernière configuration se décline soit (i) en deux jets de réactifs opposés (R-R) faisant vivre deux flammes de part et d'autre du plan de symétrie, soit (ii) en un jet de réactifs opposé à un jet de produits (R-P) formant une flamme unique.



FIG. 1.2 – Stabilisation d'une zone réactive dans un écoulement turbulent

### 1.2.2 Flammes stabilisées contre une paroi

La configuration géométrique étant fixée par le rapport H/D, un écoulement turbulent à point d'arrêt, constitué d'un prémélange réactif rend possible la stabilisation de flammes de formes variées selon les conditions expérimentales. Le mécanisme de stabilisation dispose en fait de deux sites : les lèvres de l'injecteur et la surface plane de la paroi d'impact. En outre le lieu d'allumage et la température de paroi peuvent aussi conditionner la forme de la flamme. Pourtant la topologie de l'écoulement aérodynamique est simple, étant contrôlée principalement par l'étirement ; le niveau de turbulence n'a qu'une influence secondaire tant qu'elle ne disparaît pas complétement en laissant place à un régime laminaire. L'autre paramètre essentiel est la richesse du prémélange qui fixe la vitesse fondamentale de flamme laminaire.

La figure 1.4 montre les huits types de flamme les plus couramment observées; elles sont classifiées en trois catégories :

- les flammes attachées : coniques, à corps central ou enveloppe ;
- les flammes planes : en forme d'anneau, de disque ou de couronne ;
- les flammes détachées : conique ou complexe.

Les limites de stabilité des flammes planes définissent un domaine relativement étroit par rapport à ces trois catégories.

#### 1.2.2.1 Flamme plane

Bien entendu, ces flammes ne sont pas rigoureusement planes, en raison de l'étirement auquel elles sont soumises. Ces types de flamme "plane étirée" sont observés pour des configurations géométriques à faible rapport H/D.

**Flamme disque** C'est la flamme plane la plus stable : une large gamme de conditions lui sont propices aussi bien en écoulement laminaire qu'en écoulement turbulent. Ainsi,
elle peut être obtenue aux plus faibles richesses ou aux plus forts étirements. Pour H/D<1, la flamme a une section centrale plane et une couronne périphérique plus courbée et plus épaisse pour H/D>1. <sup>7</sup>

**Flamme anneau** C'est la forme vers laquelle une flamme plane tend lorsqu'on accroît l'étirement tout en augmentant suffisamment la richesse pour éviter l'extinction globale. Néanmoins, la combustion ne parvient plus à se produire dans la zone du point d'arrêt : une paroi refroidie favorise évidemment cette situation. La conversion entre flamme plane et anneau est réversible.

**Flamme couronne** En comparaison à une flamme en anneau, la flamme en couronne a généralement un diamètre interne plus grand. Cependant leur différenciation ne se justifie pas par cette apparence...



FIG. 1.3 – Domaine de stabilisation des flammes planes d'après Zhang & Bray [116]

Zhang et Bray [116] ont exploré le domaine de stabilisation des flammes disque et couronne sur une large gamme de couples [étirement, richesse] (cf. FIG. 6.22).

#### 1.2.2.2 Flamme attachée

La stabilisation a lieu aux lèvres de l'injecteur.

**Flamme conique** Son allure est très similaire à une flamme accrochée à un bec Bunsen. Seuls les gaz brûlés lèchent la paroi, ce qui implique d'ajuster un faible étirement et un fort rapport H/D.

**Flamme enveloppe** C'est une flamme conique dont le sommet de la zone réactive se stabilise à la paroi autour de la zone du point d'arrêt.

 $<sup>^7\</sup>mathrm{Le}$  terme "free-standing" désigne les flammes planes stabilisées en léger retrait d'une paroi, tandis que "wall bounded" désigne celles proches d'une paroi.

**Flamme cylindre** Lorsqu'on accroît la richesse, une flamme conique se transforme en une flamme enveloppe puis finalement en une flamme cylindre. La zone réactive s'étend des lèvres jusqu'à la paroi, mais ne parvient plus à se maintenir autour du point d'arrêt. La combustion y est plutôt du type partiellement prémélangée, voire diffusion, ce qui explique que cette flamme n'aie pas de limite claire d'extinction riche. Le point de transition entre la flamme enveloppe et la flamme cylindre est déplacé vers des richesses plus élévées à mesure que le rapport H/D augmente.

#### 1.2.2.3 Flamme détachée

**Flamme conique** Cette flamme est par nature instable en recherchant par oscillations successives une position d'équilibre entre l'injecteur et la paroi ; un prémélange riche lui est nécessaire. Ainsi, elle peut être obtenue à partir d'une flamme disque en élevant la richesse, mais difficilement à partir d'une flamme conique attachée.

**Flamme complexe** Complexe par sa structure, qui s'apparente un peu aux autres types, cette flamme se forme pour des richesses élevées et surtout des rapports H/D très grands.



(b) Obturation à 1/4000 s

FIG. 1.4 – Formes de flammes "impactantes", d'après Foat et al. [45]

# 1.3 Écoulement réactif à point d'arrêt

### 1.3.1 Cas d'un écoulement laminaire

Une analyse théorique des flammes laminaires de prémélange à point d'arrêt dans la configuration R-P a été effectuée par Libby & Williams [68, 69, 70] aussi bien dans le cas isenthalpique que non-isenthalpique. Law et *al.* [64] ont répertorié les conditions d'extinction en terme de vitesse d'injection et de richesse. Ishizuka & Law [54] ont fait de même pour dans les configurations R-P et R-R pour des mélanges méthane-air et propane-air.

## 1.3.2 Cas d'un écoulement turbulent

La flamme stabilisée dans un écoulement turbulent à point d'arrêt possède un certain nombre d'arguments avantageux qui font son intérêt. La vitesse moyenne axiale, les caractéristiques de turbulence et l'étirement moyen sont indépendants de la position radiale dans une zone centrale. Cela la rend préférable aux flammes en V ou de bec bunsen, qui sont soumises à des contraintes inégales sur tout leur front.

L'écoulement turbulent réactif à point d'arrêt ne fait pas l'objet d'étude depuis très longtemps. Les tableaux 1.1 et 1.2 énumèrent les conditions et les objectifs des études réalisées. Les premiers travaux ont été entrepris par Cho et *al.* [31] en 1986 avec une configuration de paroi (mesure de vitesse de flamme turbulente + augmentation rms z). Cho et *al.* [30] poursuient en mesurant les vitesses conditionnées réactifs/produits. Cheng & Shepherd [28] ont observé une flamme stabilisée, baptisée 's9', très en retrait de la paroi.

Mounaïm-Rousselle [79] et Kostiuk [59] ont étudié une configuration R-R.

Stevens [96] mesure simultanément les champs de variable d'avancement de la combustion<sup>8</sup> et de vitesse pour toute une gamme de conditions mais couvrant globalement des faibles étirements (K < 86).

Escudié et al. [44] ont essentiellement examiné l'influence de l'étirement ( $K = \{90; 200; 350\}$ ) sur les caractéristiques de la flamme (épaisseur et vitesse de flamme turbulente) et de l'écoulement (vitesse instantanée et fluctuation). De plus, pour leur plus faible étirement, les influences de la température de paroi et de la richesse ont été étudiées.

Sur le plan théorique, les initiatives principales sont à l'actif de Bray et *al.* [10, 11, 12, 13, 14, 15]. Nous développons ces éléments dans le chapitre qui suit.

 $<sup>^{8}\</sup>mathrm{Cette}$  variable qui décrit l'état thermochimique du mélange local est définie au §2.1.2.

| Références                           | Intérêts  | Mesures  | Outils        |
|--------------------------------------|---|--|---------------|
| Cho, Law, Cheng<br>[30, 31]          | influence de la flamme<br>sur la turbulence   | vitesses conditionnées<br>(moyenne et<br>fluctuation)  | A.D.L.        |
| Liu, Lenze [72]                      | influene de la<br>turbulence sur la<br>vitesse de flamme<br>turbulente                | vitesse (moyenne et<br>fluctuation)  | A.D.L.        |
| Cheng, Shepherd<br>[28, 49, 90, 91]  | comparaison des<br>caractéristiques de la<br>flamme de trois<br>géométries de brûleur | vitesses conditionnées   | T.N.L.        |
| Yahagi, Ueda,<br>Mizomoto [114, 115] | extinction par<br>étirement   | vitesse et contour de<br>flamme  | A.D.L.        |
| Escudié, Haddar, Brun<br>[43, 44]    | effets de l'étirement   | vitesse  | A.D.L.        |
| Li, Libby, Williams<br>[66]          | influence de la<br>turbulence sur la<br>flamme  | vitesses conditionnées<br>et variable<br>d'avancement  | A.D.L.        |
| Stevens [95, 96]                     | influence de la<br>turbulence et de la<br>richesse à de faibles<br>étirements         | vitesse (moyenne et<br>fluctuation)<br>vitesses conditionnées<br>et variable<br>d'avancement | T.N.L.+V.I.P. |
| Zhang, Bray, Rhogg<br>[117]          | caractérisation de<br>l'extinction par<br>étirement et pertes<br>thermiques           | variable d'avancement  | T.N.L.        |
| Kalt [56]                            | transport turbulent<br>scalaire   | vitesses conditionnées<br>et variable<br>d'avancement  | F.I.L.+V.I.P. |

TAB. 1.1 – Flammes à point d'arrêt

| Références                        | * | Vd[m/s]           | $K[s^{-1}]$ | v'/Vd [%] | $l_I[mm]$   | $v'/S_l$ | Combustible   | $\phi$        |
|-----------------------------------|---|-------------------|-------------|-----------|-------------|----------|---------------|---------------|
| Law, Ishizuka, Mizomoto [64]      | Р | 0,85 à 3,40       | 22 à 89     | faible    |             |          | $C_3H_8$      |               |
| Cho, Law [30, 31]                 | Р | 1,5-7,0           | 100-145     | 5;8       | 2;3         | 1,2-1,5  | $CH_4$        | 0,9 à 1,0     |
| Liu, Lenze [72]                   | Р | 5,0-7,0           | 70-280      |           | 5-18        |          | $CH_4 + H_2$  |               |
| Cheng, Shepherd [91, 28, 90, 49]  | Р | 5,0-7,0           | 50-70       | 7,0       | ?           | 0,9-1,9  | $CH_4/C_2H_4$ | 0,75-1,0      |
| Mounaïm-Rousselle [78, 79]        | J | 3 à 8             | 240-400     | 9 à 13    | 6;8         |          | $CH_4$        | $0,7 \ge 0,8$ |
| Kostiuk [59, 60, 61]              | J | 6,7  et  11,1     | 410-1100    |           | 2,1         |          | $C_3H_8$      | 0,9           |
| Yahagi, Ueda, Mizomoto [114, 115] | Р | $1,\!68;\!3,\!02$ | 15-60       | 2-21      | 2,5-3,5     |          | $C_3H_8$      | 0,78-1,17     |
| Escudié, Haddar $[43, 44]$        | Р | 4,0-12,0          | 90-350      | 7         | 4           | 1,0-3,3  | $CH_4$        | 0,9           |
| Li, Libby, Williams [66]          | Р | 3,6               | 120         |           | 4  et  6    | 0,7      | $CH_4$        | 0,89          |
| Stevens, Bray [96, 95]            | Р | 3,0               | 21-86       | 7-11      | [2,3;3,8]   | 0,5-0,7  | $CH_4$        | $0,6 \ge 1,3$ |
| Zhang, Bray, Rogg [117]           | Р | 3,6               | 360         |           |             |          | $CH_4/C_3H_8$ | 0,55-0,85     |
| Kalt, Bilger [56]                 | Р | 7,5;12,0          | 14;20       |           | [0,97;1,76] |          | $CH_4/C_3H_8$ | 0,73-1,0      |

\* J : jet ; P : paroi

TAB. 1.2 – Paramètres des écoulements réactifs à point d'arrêt rapport és dans la littérature

Première partie \_\_\_\_\_

# Chapitre 2

# Rappels sur la combustion prémélangée en écoulement turbulent

Ce chapitre rappelle des notions élémentaires de phénoménologie afin de bien replacer le régime de flammelette parmi les différents régimes classiquement définis en combustion turbulente. L'accent est mis en particulier sur les phénomènes physiques pouvant potentiellement modifier la structure et le comportement de la flamme évoluant à proximité d'une paroi, et dans le cas extrême provoquer son extinction. Le modèle B.M.L.<sup>1</sup> est ensuite abordé en soulignant ses principales implications afin de bien appréhender la problématique de la diffusion à contre-gradient de la variable d'avancement de la combustion. Tout d'abord, nous allons émettre les hypothèses, classiquement admises pour les modèles de combustion turbulente et qui sont valables tout au long de ce chapitre :

- cinétique chimique à une étape irréversible :  $R \rightarrow P$ ;
- gaz parfait;
- approximation par petit nombre de Mach, *i.e.* pression constante :  $\rho RT/\mathcal{M} = cte$ ;
- capacité calorifique constante, nombre de Lewis unitaire;
- turbulence homogène isotrope.

# 2.1 Phénoménologie

#### 2.1.1 Régimes de combustion

La classification des régimes de combustion a été édifiée en se fondant sur la comparaison des grandeurs caractéristiques de la turbulence d'une part, et de la flamme d'autre part. Pour une première approche, une description de la combustion prémélangée en écoulement turbulent peut être résumée à l'interaction entre un front de flamme, caractérisé par son épaisseur  $\delta_l$  et sa vitesse de propagation  $S_l$ , et un ensemble de tourbillons représentant les structures turbulentes, caractérisées par une taille comprise entre l'échelle

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Bray Moss Libby

de Kolmogorov  $l_{\eta}$  et une échelle intégrale de turbulence L et une vitesse circonférentielle incluse entre la vitesse de Kolmogorov  $v'_{\eta}$  et la moyenne quadratique des fluctuations instantanées de vitesses v'. De ces trois couples d'échelles de longueurs et de vitesses, trois échelles temporelles peuvent être déduites, une pour la flamme et deux pour la turbulence :

- un temps caractéristique des réactions chimique :  $t_c = e_l/S_l$
- un temps caractéristique de l'évolution des gros tourbillons :  $t_T = L_T/v'$
- un temps caractéristique de l'évolution des petits tourbillons :  $t_{\eta} = l_{\eta}/v'_{\eta}^{-2}$ .

La comparaison des ordres de grandeur de l'échelle temporelle de la flamme avec les deux échelles de la turbulence définit deux nombres adimensionnels :

 le nombre de Damköhler Da, comme le rapport entre le temps caractéristique des gros tourbillons et le temps caractéristique des réactions chimiques :

$$Da = \frac{t_T}{t_c} = \frac{S_l l_T}{v' e_l}$$

- le nombre de Karlovitz Ka, comme le rapport entre un temps caractéristique des réactions chimiques et le temps caractéristique des petits tourbillons :

$$Ka = \frac{t_c}{t_\eta} = \frac{v'_\eta e_l}{S_l l_\eta}$$

En supposant le nombre de Schmidt unitaire ( $\nu = D$ ), on a  $Re_T = Da^2 K a^2$ . Enfin Peters introduit un nombre de Karlovitz supplémentaire :

$$Ka_{\delta} = \frac{e_r^2}{e_l^2} Ka = \frac{l_{\delta}^2}{\eta^2}$$

Ka sépare les flammes plissées des flammes épaissies, tandis que  $Ka_{\delta} = 1$  sépare la zone réactive fine de la zone réactive épaissie, ce qui amène à établir une distinction entre la longueur de flamme  $l_F$  et la longueur de zone réactive  $l_{\delta}$ :

$$l_{\delta} = \delta l_F$$

avec  $\delta$  de l'ordre de 0,1 et :

$$l_F = \frac{a}{S_l}$$

Le temps chimique est réévalué :

$$t_c = \frac{l_F}{S_l} = \frac{a}{S_l^2}$$

Borghi & Champion [9] distingue trois types de flammes turbulentes de prémélange. Comme l'indique la zone hachurée sur la figure 2.1, les flammes qui font l'objet de cette étude se situent dans le régime des flammes plissées. Néanmoins, pour bien saisir la pertinence des hypothèses admises pour ce régime, ce diagramme mérite quelques commentaires, en se demandant comment la turbulence modifie t-elle la structure de la flamme?

$$^{2}l_{\eta} = \left(\frac{\nu^{3}}{\varepsilon}\right)^{1/4}$$
 et  $v'_{\eta} = (\nu\varepsilon)^{1/4}$ 



FIG. 2.1 – Diagramme des régimes de combustion

**Flammes plissées** Une flamme de type plissée se compose d'une ou plusieurs flammelettes laminaires qui sont plissées par la turbulence. Les échelles de longueur de la turbulence sont toutes plus grandes que l'épaisseur de flamme laminaire  $e_l$ . Une photographie instantanée d'une flamme de type plissée révélerait une très longue flammelette d'épaisseur  $e_l$ , fortement ondulée suivant une large gamme de rayons de courbure et dont les plissements occupent une large bande d'épaisseur  $e_T$ . La figure 2.2 schématise cette représentation. Cependant, si la flammelette a tendance à trop se recourber sur elle-même sous l'effet des mouvements turbulents, des interactions entre des sections proches d'une même flammelette risquent de se produire. En raison de la vitesse de propagation du front de flamme, une concavité a du mal à se former du côté des gaz brûlés, tandis qu'elle est favorisée du côté des gaz frais. Selon que  $k^{1/2}$  est plus petit ou plus grand que  $S_l$ , l'interaction aboutit à deux situations différentes : si  $k^{1/2}/S_l < 1$  le rayon de courbure de la concavité diminue très rapidement en un point, jusqu'à l'applatissement du pli ; en revanche, si  $k^{1/2}/S_l > 1$  les concavités naissantes du fait des gros tourbillons se transforment immédiatement en poches de gaz frais.

Flammes plissées-épaissies L'augmentation de k à L constant entraîne une diminution de  $l_{\eta}$ . L'augmentation de k entraîne deux phénomènes antagonistes : l'accroissement de l'étirement et la pénétration des plus petits tourbillons à l'intérieur de la zone de préchauffage de la flamme. Lorsque  $l_{\eta}$  la plus petite échelle devient inférieure à  $e_f$ , l'épaisseur de la flamme, les interactions entre sections de flammelette se produisent de plus en plus fréquemment. **Flammes épaissies** Ce régime est autrement dénommé réacteur bien mélangé<sup>3</sup>. Le temps chimique est grand devant les temps caractéristiques de fluctuation de la turbulence. Les phénomènes sont donc contrôlés par la cinétique chimique. À la place d'une réaction globale, un schéma de cinétique chimique détaillé est nécessaire aux rendus des étapes de réactions intermédiaires.

La fréquence des interactions de flammelette croît au fur et à mesure que k augmente. Les frontières des différents domaines sont bien sûr indicatifs

Le critère de Klimov-Williams défini par la droite Ka = 1 pour délimiter le régime de flammelette repose sur une seule échelle de longueur caractéristique des tourbillons. Or, il n'est pas évident que les structures de cette taille soient les seules responsables des phénomènes d'extinction. En fait, les tourbillons de l'échelle de Kolmogorov ont un temps de vie très court et sont génétalement dissipés sous l'effet de la viscosité avant d'avoir affectés le front de flamme.

L'interaction entre un front de flamme et un tourbillon est par nature instationnaire. Les plus petits tourbillons sont les plus efficaces pour étirer la flamme.



FIG. 2.2 – Flammes turbulentes de prémélange, d'après Borghi & Champion [9]

La zone hachurée dans le diagramme (cf. FIG. 2.1) localise à titre indicatif les flammes que nous avons observées.

#### 2.1.2 Flammelette

L'appelation régime de flammelette est classiquement associée à un ensemble d'hypothèses apropriées au développement de certains modèles de combustion. En plus des hypothèses couramment admises, le temps  $\tau_c$  caractéristique des réactions chimiques est supposé très petit, si bien que l'écoulement réactif peut être représenté idéalement comme deux régions, celles des réactifs et celles des produits, séparées par un front de flamme continu, relativement mince, où ont lieu les réactions chimiques. En prenant une espèce

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>perfectly stirred reactor

chimique quelconque  $\alpha$  présente dans les gaz frais à une concentration massique  $Y^0_{\alpha}$ , la variable d'avancement de la combusion, notée c est définie par :

$$c = \frac{Y^0_\alpha - Y_\alpha}{Y^0_\alpha - Y^{eq}_\alpha}$$

L'équation bilan de c se déduit alors de celle de Y, ce qui donne :

$$\frac{\partial \bar{\rho}\tilde{c}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho}u_i\tilde{c}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \bar{\rho}D \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x_i} - \bar{\rho}\widetilde{u_i'c''} \right) + \overline{\omega_c}$$
(2.1)

La définition couramment acceptée du régime de flammelette considère le front de flamme comme infiniment mince et ayant la même structure interne qu'une flamme laminaire. Cette dernière étant trop restrictive, deux autres définitions ont été établies.

**Définition 1 (Flammelette)** D'après Poinsot et al. [82], un écoulement turbulent réactif prémélangé se place en régime de flammelette, si à tout instant un segment [AB], joignant un point A dans les réactifs à un point B dans les produits, traverse au moins un front de flamme actif, i.e. aucun trou ne dégrade la surface du front de flamme.

Cette première définition tolère l'existence de poches de réactifs dans les produits tant que ces poches sont encerclées par un front de flamme actif. Toutefois, le front de flamme peut subir des extinctions locales à sa surface, formant des trous; à ce moment, les réactifs se diffusent dans les produits sans réagir. Si l'apparition de ces trous se propage plus lentement que la création de surface de front de flamme active, la description par le régime de flammelette reste convenable à condition tout de même de prendre en compte ces extinctions locales dans l'estimation du taux de réaction.

**Définition 2 (Flammelette)** D'après Meneveau & Poinsot [75], un écoulement turbulent réactif prémélangé se place en régime de flammelette, si aucun trou n'entrave la croissance globale de la surface du front de flamme actif.

Cette seconde définition recouvre un spectre plus large de conditions : les flammes épaissies par les plus petites échelles de la turbulence ou les flammes avec extinctions locales sont rattachées au régime de flammelette ; en outre, la structure de flamme laminaire n'est pas requise. Dans le diagramme physique 2.1, ces conditions correspondent aussi bien au régime des flammes plissées qu'au régime des flammes plissées-épaissies. Le cas échéant — hypothèse de flammelette jugée valable — le terme de production chimique peut être modélisé selon une approche de densité de surface de flamme par le modèle de flamme cohérente ou bien selon une approche de fréquence de passage de flammelette par le modèle B.M.L. De toute manière, un paramètre important est l'étirement ou l'influence de la turbulence sur la flammelette.

## 2.1.3 Étirement

L'étirement<sup>4</sup> d'une flamme, noté K, est défini comme un taux normalisé de variation temporelle d'un élément de surface du front de flamme A et s'exprime par :

$$K = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt}$$

 $^{4}$ stretch rate

C'est un indicateur local et instantané de la croissance de la surface du front de flamme. Quand K > 0, il y a étirement de la surface de flamme, tandis qu'il y a contraction de la surface de flamme quand K < 0. Néanmoins, il convient de prendre garde à cette interprétation intuitive.

Ces variations sont la résultante des effets de déformation aérodynamique, inhérents à un écoulement non-uniforme et des effets de courbure du front de flamme (*cf.* Williams [109]); la structure de la flamme. L'étirement qui est en partie un facteur aérodynamique joue un rôle primordial dans le phénomène d'extinction local par les phénomènes de destruction de flammelette<sup>5</sup>. L'étirement d'origine aérodynamique<sup>6</sup> n'est pas converti intégralement en étirement de la flamme. Meneveau & Poinsot [75] proposent un facteur d'efficacité.

L'étirement d'une flamme est provoqué par :

- la divergence de l'écoulement moyen;
- les fluctuations de vitesses turbulentes;
- la courbure de la flamme (cf. Yahagi et al. [114]).

Pour un front de flamme mince, Candel et Poinsot [20] trouvent l'expression suivante :

$$K = \underbrace{-\vec{n}\vec{n}: \nabla v + \nabla v}_{\text{déformation de l'écoulement}} + \underbrace{S_l(\nabla \vec{n})}_{\text{courbure du front}}$$

où  $\vec{n}$  est un vecteur unitaire normal à la surface du front et  $\vec{v}$  la vitesse de l'écoulement. Le premier terme exprime le gradient de vitesse dans le plan tangent au front : par exemple, la flamme laminaire à point d'arrêt subit un étirement égal à la constante *a* de l'équation (1.1). Le second terme est proportionnel aux rayons de courbure du front : par exemple, une flamme laminaire sphérique en expansion subit un étirement égal à  $2S_l/R(t)$  où R(t)est son rayon de courbure instantané, tandis qu'une flamme plissée par la turbulence subit un étirement variable qui dépend des caractéristiques des tourbillons qu'elle rencontre. Or, ceux-ci sont convectés et déformés par l'écoulement moyen et dissipés par les forces de viscosité, donc leurs caractéristiques peuvent être très différentes. Au cours de ses déplacements, la flamme peut alors être soumise à des étirements très forts. L'estimation d'une valeur moyenne de l'étirement pour une flamme turbulente n'est donc pas évident.

L'étirement local de la flamme, dû à la divergence de l'écoulement, décroît avec l'augmentation du taux de turbulence. En revanche, l'étirement dû à la courbure de la flamme croît avec l'intensité de turbulence. D'où l'effet de l'étirement total est équivalent à celui d'une flamme laminaire.

L'étirement associé au dégagement de chaleur peut, d'après Li et *al.* [66], générer de la turbulence.

#### 2.1.4 Épaisseur et vitesse de flamme turbulente

Bien que les déflagrations turbulentes soient souvent caractérisées par une épaisseur et une vitesse de propagation intrinsèques, comme suggéré par Damköhler, aucune démonstration de leurs existences n'a été établie dans le cas du régime des flammes plissées. La description phénoménologique proposée par Damköhler implique que le plissement de

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>quenching

 $<sup>^{6}</sup>$ strain rate

la surface est responsable du comportement de la flamme turbulente. Couramment, l'expérience montre que ces deux caractéristiques ont des valeurs finies et reproductibles et dépendent de la turbulence initiale. L'épaisseur moyenne  $e_T^7$  de la flamme turbulente rapportée à l'échelle intégrale de la turbulence est une fonction de  $k^{1/2}/S_l$ . Intuitivement, la vitesse de flamme turbulente est assimilable à un taux volumique de consommation des réactifs par unité de surface, telle que :

$$\omega = \rho_R S_l A_l = \rho_R S_T A_T$$

où  $A_T$  est la surface apparente de la flamme turbulente. On en déduit :

$$\frac{S_T}{S_l} = \frac{A_l}{A_T}$$

Ainsi, plus le front de flamme est plissé, plus  $A_l > A_T$ , plus  $S_T > S_l$ . En tirant parti de données expérimentales et d'une analyse théorique, une relation est classiquement obtenue sous la forme suivante :

$$\frac{S_T}{S_l} = 1 + c \left(\frac{v'}{S_l}\right)^n \tag{2.2}$$

où c et n sont deux constantes de l'ordre de l'unité.

D'après Cho et al. [31] et Liu & Lenze [72], la vitesse de flamme turbulente peut être estimée par le minimum de vitesse moyenne non conditionnée. Cette définition n'est valable que pour les flammes impactantes sur paroi et non pour des flammes opposées. D'après Liu & Lenze [72], pour des flammes pauvres à faible turbulence,  $S_T$  varie linéairement avec v' et  $\sqrt{S_l}$  par la relation suivante :

$$S_T = S_l + 5, 3\sqrt{S_l}v'$$

#### 2.1.5 Gradient de pression

Le gradient de pression moyenne peut modifier significativement la structure de la flamme turbulente. Dans la configuration géométrique de la flamme stabilisée dans un écoulement à point d'arrêt, le gradient de pression moyenne à travers la flamme turbulente se décompose en trois contributions :

- le saut de pression à la traversée de la flamme laminaire :  $\nabla P_l \approx \rho_r (S_l^0)^2 \tau / \delta_l^0$ ;
- l'accélération de la pesanteur qui induit des gradients de pression différents entre les gaz frais et les gaz brulés :  $\bar{\rho}g$ ;
- le gradient de pression externe dû à la divergence de l'écoulement à point d'arrêt :  $\nabla P_{ext} \approx \frac{1}{2}\bar{\rho}\Delta\bar{V}^2/\Delta x$ ;

soit :

$$\nabla \bar{P} = \underbrace{\nabla P_{ext}}_{<0} + \underbrace{\bar{\rho}g}_{>0} + \underbrace{\frac{\delta_l^0}{\delta_T} \nabla P_l}_{>0}$$

Les contributions positives du gradient sont qualifiées de favorables, *i.e.* la pression diminue depuis les gaz frais vers les gaz brûlés, tandis que la contribution négative du gradient

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup>Le terme "flame brush" est souvent utilisé pour désigner l'épaisseur moyenne d'un front de flamme plissé.

est qualifiée d'adverse. Le gradient résultant  $\nabla \bar{P}$  peut être soit positif, soit négatif selon l'écoulement où la flamme est stabilisée. Un gradient de pression favorable tend à réduire l'épaisseur et la vitesse de flamme turbulente, tandis qu'un gradient de pression adverse a les effets opposés.

## 2.1.6 Phénomènes d'extinction

A richesse constante, l'extinction d'une flamme de prémélange ne peut être provoquée que par un étirement de son front trop fort ou bien par des pertes thermiques trop intenses ; ces deux modes peuvent être obtenus indépendamment dans la configuration d'écoulement à point d'arrêt, respectivement contre une paroi adiabatique et une paroi refroidie. Les conditions au-delà desquelles la stabilité de la flamme est rendue précaire sont ainsi déterminables. Bien que les études d'une flamme laminaire en interaction avec une paroi fournissent des informations conidérables, le rôle de la turbulence reste mal connu. L'extinction est un processus soudain : l'intermitence du passage gaz brûlés, flamme, gaz frais met en jeu de très nombreux phénomènes. D'après Zhang et *al.* [117], l'extinction locale ne conduit pas nécessairement à l'extinction globale de la flamme ; une zone peut s'enflammer à nouveau tant que suffisamment de gaz chauds lui parviennent. Les principaux mécanismes d'interaction entre le tryptique turbulence-flamme-paroi sont schématisés à la figure 2.3.

La flamme turbulente est considérablement modifiée à mesure qu'elle ressent les effets d'une paroi : à une certaine distance, l'extinction survient inévitablement. Tant que l'étirement généré par l'écoulement et les transferts thermiques à concéder à la paroi ne sont pas trop importants, la flamme parvient à se stabiliser à une position stationnaire en moyenne.

Au voisinage de la paroi, des effets de relaminarisation apparaissent : les échelles caractéristiques de la turbulence sont réduites, comme par exemple la taille des structures turbulentes limitée par la distance à la paroi. Du coup, le plissement et la courbure du front de flamme sont atténués. À mesure qu'on s'approche de la paroi, puisque la longueur intégrale et le temps intégral tendent vers zéro, le nombre de Damköhler diminue fortement et par conséquent la combustion ne peut plus être supposée à chimie infiniment rapide.

L'action de la flamme sur la turbulence se produit sous trois formes distinctes :

- l'action due aux variations de masse volumique par l'intermédiaire des termes de gradient de pression;
- l'action des gradients de vitesse générés par la modification du champ de vitesse due à l'expansion thermique;
- l'augmentation de viscosité liée à l'augmentation de température qui peut entraîner un surplus de dissipation moléculaire.

#### 2.1.6.1 Par étirement

La flamme laminaire adiabatique résiste bien mieux à des taux d'étirement élevés que celle turbulente soumise à des pertes thermiques Law et al. [64].

Yahagi et al. [114] explorent les limites d'extinction d'une flamme pauvre à différentes



FIG. 2.3 – Interactions en jeu dans un écoulement réactif à proximité d'une paroi

intensités de turbulence initiale (de 2 à 21 %). Ils estiment l'étirement total :

$$K = \frac{d\bar{V}}{dz} + \frac{S_l}{\bar{r}}$$

où  $\frac{d\bar{V}}{dz}$  désigne le gradient axial de vitesse axiale moyenne et  $\bar{r}$  est le rayon de courbure moyen du front. L'augmentation de l'intensité de turbulence ne semble pas modifier significativement l'étirement total : en fait lorsque la turbulence croît, la courbure moyenne tend à augmenter, tandis que le gradient de vitesse moyenne tend à diminuer; globalement, les variations des deux facteurs de l'étirement se compensent.

Escudié [44] fixe une valeur critique de l'étirement global à 200  $s^{-1}$ . Pour de faibles étirements, la température de paroi n'a aucune influence : la flamme est hors de la couche limite thermique. Néanmoins, le préchauffage paraît paradoxalement favoriser l'extinction.

Poinsot et *al.* [83] ont évalué des limites d'extinction à partir de résultats de S.N.D. bidimensionnelle sur l'interaction de deux tourbillons isolés et d'un front de flamme laminaire. Les effets de la variation du nombre de Lewis, de compressibilité, et de pertes de chaleur ont été inclus dans les diverses simulations réalisées. L'action des deux tourbillons sur le front de flamme est quantifiée à partir de leur taille et de leur vitesse initiale. En balayant le spectre des échelles turbulentes, les résultats de S.N.D. montrent que les effets d'étirement des deux tourbillons entraînent différents comportements du front de flamme, caractérisés par :

- des plissements,
- une apparition de poches sans extinction,

- une extinction locale,
- aucune modification de sa structure.

Le résultat important à retenir de cette étude de Poinsot et *al.* [83] est que les échelles dissipatives ont une durée de vie trop courte pour agir sur le front de flamme et que les échelles intermédiaires ont une action bien plus significative sur la flamme, à savoir qu'elles peuvent induire des extinctions locales aussi bien que de la production de surface de flamme par étirement modéré.

#### 2.1.6.2 Par pertes thermiques

Trois configurations d'interaction entre la flamme et la paroi, comme les présente la figure 2.4 :

- Le coincement frontal<sup>8</sup> se produit lorsque la flamme s'approche de face d'une paroi.
- Le coincement latéral<sup>9</sup> se produit lorsqu'une flamme se propage le long d'une paroi.
- Le coincement en cavité<sup>10</sup> se produit lorsque la flamme pénètre dans un orifice dont la section de passage est trop étroite.



FIG. 2.4 – Configurations d'interaction d'une flamme avec une paroi

Les conditions d'extinction d'une flamme à proximité d'une paroi par pertes thermiques sont classiquement caractérisées par deux paramètres, à savoir, la densité de flux de chaleur pariétal  $\phi_{ex}$  et la distance de coincement  $\Delta_{ex}$ . Le lieu et l'instant de l'extinction sont associés au maximum de densité de flux et au minimum de la distance de la flamme à la paroi. La distance de coincement est souvent adimensionnée par une épaisseur caractéristique de la flamme laminaire, ce qui définit un nombre de Peclet, noté Pe. La densité de flux de chaleur pariétal est généralement adimensionnée par la chaleur de réaction d'une flamme laminaire.

Très peu de travaux expérimentaux se penchent sur une flamme turbulente à proximité d'une paroi du fait des difficultés d'effectuer des mesures et de récolter des statistiques fiables à cet endroit. Law et *al.* [64] observent une flamme laminaire avec une paroi refroidie et notent que la température de paroi a peu d'influence sur la limite d'extinction. Par conséquent, ils en déduisent que la flamme ne se trouve pas relativement proche de la paroi, du moins par rapport à la couche limite. Les pertes de chaleur ont lieu dans la zone d'écoulement de type couche limite, loin du point d'arrêt. Or, Cho et *al.* [30] estiment la couche limite thermique plus petite que la distance de la flamme à la paroi.

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup>head on quenching

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup>side wall quenching

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup>tube quenching

Les études menées au moyen de la S.N.D.<sup>11</sup> par Poinsot et *al.* [18, 83] tentent d'expliquer les mécanismes fondamentaux gouvernant l'interaction entre une flamme et une paroi en configuration d'approche frontale. Pour le cas laminaire, bien que l'extinction survienne à  $\phi_{ex}=0.36$  et Pe<sub>ex</sub>=3,4, la vitesse de la flamme commence à diminuer à partir d'une distance supérieure correspondant à un nombre de Peclet de l'ordre de 8, *i.e.* à une distance huit fois supérieure à son épaisseur. Par conséquent, Poinsot et *al.* jugent pertinent de distinguer deux régions :

- une région d'extinction, où aucune réaction n'a lieu;
- une région d'influence, où la flamme ressent les effets des pertes thermiques à la paroi et risque de s'éteindre.

Pour le cas turbulent, les calculs de Poinsot et *al.* [83] montrent que la flamme n'est pas affectée par la paroi pour des nombres de Peclet supérieurs à 10. La figure 2.5 schématise le mécanisme d'extinction proposé par Poinsot et *al.* [83]. Le front de flamme, en approche frontale de la paroi s'altère par extinction locale à une distance correspondante à  $Pe\approx3,4$ .



FIG. 2.5 – Mécanisme d'extinction en régime turbulent, d'après Poinsot et *al.* [83] : I, approche frontale; II, extinction du segment de flammelette située à  $Pe\approx3,4$ ; III, recul et propagation latérale; IV, stabilisation pour Pe=7

# 2.2 Modélisation du transport turbulent de la variable d'avancement

Le terme de flux turbulent de la variable d'avancement  $\widetilde{v''c''}$  n'a pas fait l'objet d'autant d'attention pour sa fermeture que le taux de production moyen et reste un sujet de discussion ouvert. Une loi de diffusion suivant le gradient est classiquement admise, telle

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup>Simulation Numérique Directe

que :

$$\overline{\rho v'' c''} = -\frac{\mu_T}{S c_T} \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x_i}$$
(2.3)

Cette approximation s'inspire du concept de viscosité turbulente.

#### 2.2.1 Modèle Bray Moss Libby

Ce modèle s'appuie sur les hypothèses introduites au §2.



FIG. 2.6 – Intermittence entre réactifs et produits à l'intérieur d'une zone réactive : signal bimodal

Malgré son aspect restrictif, l'hypothèse de front de flamme infiniment mince – en plus de celles du §2 couramment admises – autorise l'accès à un modèle, couplant une approche statistique et une interprétation physique des flammes prémélangées turbulentes, proposé initialement par Bray, Moss et Libby [16]. Une fonction de densité de probabilité de la variable d'avancement en un point est définie comme la somme de trois termes :

$$\mathcal{P}(c,x) = \underbrace{\alpha\delta(c)}_{\text{réactif}} + \underbrace{\beta\delta(1-c)}_{\text{produit}} + \underbrace{\gamma(x)f(c,x)}_{\text{en cours de réaction}}$$
(2.4)

où  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  donnent les probabilités de trouver au point x soit des gaz frais, soit des gaz brûlés, soit des gaz en cours de réaction. Or pour les grands nombres de Damköhler et puisque le front de flamme est supposé infiniment mince, la probabilité d'avoir des gaz en cours de réaction est très faible :  $\gamma << 1$  et  $\alpha + \beta = 1$ . Ainsi, la variable d'avancement de la combustion peut être acceptée bivaluée, c = 0 ou c = 1 correspondant respectivement aux états de réactifs et de produits.

La valeur moyenne d'une variable quelconque est donnée par :

$$\bar{f} = \int_0^1 f(c)\mathcal{P}(c)dc = \alpha \bar{f^R} + \beta \bar{f^P} + \mathcal{O}(\gamma)$$

où  $f^R$  et  $f^P$  sont les moyennes conditionnées de f respectivement pour les réactifs et les produits. Par suite, il vient :  $\beta = \overline{c}$  et  $\alpha = 1 - \overline{c}$ , donc :

$$\bar{f} = (1 - \bar{c})\bar{f}^R + \bar{c}\bar{f}^P + \mathcal{O}(\gamma)$$
(2.5)

$$\tilde{f} = (1 - \tilde{c})\bar{f}^R + \tilde{c}\bar{f}^P + \mathcal{O}(\gamma)$$
(2.6)

Pour la variance et le moment d'ordre 3 de la variable d'avancement, on a des expressions simples :

$$\overline{c'^2} = \overline{c}(1-\overline{c}) + \mathcal{O}(\gamma) \tag{2.7}$$

$$\overline{c'^3} = \bar{c}(1-\bar{c})(1-2\bar{c}) + \mathcal{O}(\gamma)$$
(2.8)

En assimilant la variable d'avancement à la température réduite, l'équation d'état s'exprime :

$$\rho = \frac{\rho_r}{1 + \tau c}$$

où  $\tau$  est le taux d'expansion thermique, défini par :

$$\tau = \frac{\rho_r}{\rho_p} - 1$$

ce qui fournit des relations simples entre  $\bar{c}$  et  $\tilde{c}$  :

$$\bar{c} = \frac{(1+\tau)\tilde{c}}{1+\tau\tilde{c}} + \mathcal{O}(\gamma)$$
(2.9)

$$\tilde{c} = \frac{\bar{c}}{1 + \tau(1 - \bar{c})} + \mathcal{O}(\gamma)$$
(2.10)

Les contraintes de Reynolds sont aussi exprimables :

$$\widetilde{v_i''v_j''} = (1-\tilde{c})\overline{v_i'v_j'}^R + \tilde{c}\overline{v_i'v_j'}^P + \tilde{c}(1-\tilde{c})(\overline{v_i}^P - \overline{v_i}^R)(\overline{v_j}^P - \overline{v_j}^R) + \mathcal{O}(\gamma)$$
(2.11)

En plus des termes pondérés des contraintes de Reynolds, issues des réactifs et des produits, un terme d'intermittence apparaît qui ne correspond pas à un mouvement turbulent réel.

De même, les termes de corrélations s'expriment :

$$\overline{v_i''c''^2} = \tilde{c}(1 - 3\tilde{c} + 2\tilde{c}^2)(\overline{v_i}^P - \overline{v_i}^R) + \mathcal{O}(\gamma)$$
(2.12)

$$\widetilde{v_i''v_j''c''} = \tilde{c}(1-\tilde{c}) \left[ (1-2\tilde{c})(\overline{v_i}^P - \overline{v_i}^R)(\overline{v_j}^P - \overline{v_j}^R) + \overline{v_i'v_j'}^P - \overline{v_i'v_j'}^R \right] + \mathcal{O}(\gamma)$$
(2.13)

Le flux turbulent s'exprime en fonction des vitesses moyennes conditionnées dans les réactifs et les produits :

$$\overline{\rho v''c''} = \bar{\rho}\tilde{c}(1-\tilde{c})(\bar{v}^P - \bar{v}^R)$$
(2.14)

#### 2.2.2 Analyse physique

Le phénomène de diffusion contre-gradient peut être simplement expliqué. Si l'on considère une flamme se propageant suivant l'axe x dans le sens négatif, tel que  $\frac{\partial c}{\partial x} < 0$ , l'accélération générée par l'expansion thermique au travers du front de flamme tend en moyenne à rendre  $\bar{v}^P$  plus petit que  $\bar{v}^R$  – et plus grand en valeur absolue – (cf. FIG. 2.7), révélant alors d'après la formule (2.14) une diffusion à contre-gradient de  $\tilde{c}$ , soit  $\rho v''c'' < 0$ ; a contrario, la formule (2.3) indique une diffusion en gradient, soit  $\rho v''c'' > 0$ . Comme le montre la figure 2.7, dans le cas 'b', à l'avant du front une fluctuation négative de vitesse entraîne la flammelette vers les gaz frais, rendant  $\bar{v}^P$  plus petit que  $\bar{v}^R$ , tandis qu'à l'arrière du front une fluctuation positive de vitesse entraîne la flammelette vers les gaz brûlés, rendant  $\bar{v}^R$  plus grand que  $\bar{v}^P$ ; c'est à chaque fois une diffusion de type gradient qui se produit. Le premier mécanisme est lié à l'expansion thermique et au mouvement induit par la flamme, tandis que le second est gouverné par le phénomène de diffusion, bien connu des mouvements turbulents.

Toutefois la diffusion turbulente de c ne peut être entièrement à contre-gradient car dans ce cas et pour la flamme plane, la dynamique (convection et diffusion) dirige le front vers les gaz brûlés et la flamme ne peut s'entretenir. Les calculs de Bray & Libby [67] montrent que sur les bords de la flamme plane, la diffusion est de type gradient alors qu'elle est à contre-gradient dans la flamme elle-même. De plus, ils montrent que ce phénomène s'accompagne de production de turbulence.

Veynante et al. [107] ont mené une étude paramétrique, au moyen de la S.N.D. pour mettre en évidence l'influence de  $v'/S_l$  et de  $\tau$  sur le flux turbulent de  $\tilde{c}$ , puis tester un modèle permettant de reconnaître les deux régimes. Veynante & Poinsot [106] ont ensuite complété ce modèle pour tenir compte des gradients de pression externe siégeant en particulier dans les flammes stabilisées dans un écoulement à point d'arrêt.



FIG. 2.7 – Régime de diffusion

L'existence de diffusion gradient ou contre-gradient dépend du taux d'expansion thermique et du rapport  $\frac{v'}{S_L}$ . La diffusion contre-gradient est favorisée par de petites valeurs de  $\frac{v'}{S_L}$  et grandes de  $\tau$ , tandis que la diffusion gradient est favorisée par de grandes valeurs de  $\frac{v'}{S_L}$  et de petites valeurs de  $\tau$ .

## 2.2.3 Équation de transport du second ordre

Au cas où surviendrait un régime de diffusion contre-gradient, la fermeture algébrique classique (2.3) serait mise en défaut. Néanmoins, estimer v''c'' via l'expression (2.14) du modèle B.M.L. exige de pouvoir évaluer les vitesses conditionnées  $\bar{v}^R$  et  $\bar{v}^P$  qui sont inconnues a priori. Pour cette raison, Bray et *al.* [67] préfèrent développer une équation bilan pour le flux  $\rho v''c''$  et utilise des relations telles que (2.11) pour fermer les termes de corrélations d'ordre supérieur. La modélisation du terme de flux turbulent de la variable d'avancement  $\bar{\rho}v''_ic''$  peut être éludée en lui établissant une équation de transport turbulent :

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{\rho} \widetilde{v_i'c''}}{\partial t}}_{(\mathrm{I})} + \underbrace{\frac{\partial \bar{\rho} \widetilde{v}_j \widetilde{v_i'c''}}{x_j}}_{(\mathrm{II})} = -\underbrace{\frac{\bar{\rho} \partial \widetilde{v_i'} \widetilde{v_j'c''}}{\partial x_j}}_{(\mathrm{III})} - \underbrace{\bar{\rho} \widetilde{v_i'} \widetilde{v_j'}}_{(\mathrm{IV})} \underbrace{\frac{\partial \widetilde{c}}{\partial x_j}}_{(\mathrm{IV})} - \underbrace{\bar{\rho} \widetilde{v_j'c''}}_{(\mathrm{V})} \underbrace{\frac{\partial \widetilde{v}_i}{\partial x_j}}_{(\mathrm{V})} - \underbrace{\overline{c''} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i}}_{(\mathrm{VI})} \\ - \underbrace{\overline{c''} \frac{\partial p'}{\partial x_i}}_{(\mathrm{VII})} - \underbrace{\overline{v_i''} \frac{\partial J_k}{\partial x_k}}_{(\mathrm{VIII})} + \underbrace{\overline{c''} \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_k}}_{(\mathrm{IX})} + \underbrace{\bar{\rho} \widetilde{v_i''\omega}}_{(\mathrm{X})} \end{aligned} \tag{2.15}$$

où (I) est le terme d'instationnarité; (II) représente le transport par le mouvement moyen; (III) le transport par le mouvement turbulent; (IV) et (V) sont des termes source dues à la variable d'avancement et aux gradients moyens de vitesse; (VI) représente les effets de gradient moyen de pression et (VII) est le terme de pression fluctuante; (VIII) et (IX) sont les termes de dissipation et (X) est la corrélation du taux de production.

Pour les termes de gradient de pression, notés (VI) et (VII), Domingo & Bray [38] proposent des expressions, fondées sur une répartition conditionnée des contributions entre les réactifs, la flammelette et les produits. Une discussion appronfondie des fermetures de ces termes est hors du cadre de notre propos : c'est un sujet de recherche en vue de l'élaboration des modèles du second ordre (*cf.* Annexe A). Le lecteur intéressé pourra se référer notamment à Bailly [5].

#### 2.2.4 Modélisation

La S.N.D. a montré que les flux turbulents de la variable d'avancement et de la densité de surface de flamme sont souvent corrélés et que leur type de diffusion coincide. Suite à une suggestion de Bidaux & Bray, la vitesse moyenne du front de flamme est exprimée comme une moyenne pondérée des vitesses conditionnelles des réactifs et des produits :

$$\langle v \rangle_f = (1 - Q)\bar{v}_r + Q\bar{v}_p \tag{2.16}$$

où Q est une constante ( $0 \le Q \le 1$ ). Cette relation suppute une variation linéaire de la vitesse moyenne à travers la flamme turbulente. Une vitesse de diffusion turbulente du front de flamme est déduite, telle que :

$$\langle v'' \rangle_f = \langle v \rangle_f - \tilde{v} \tag{2.17}$$

En introduisant les relations 2.6 et 2.14, on obtient :

$$\langle v'' \rangle_f = (Q - \tilde{c})(\bar{v}_p - \bar{v}_r) \tag{2.18}$$

$$\langle v'' \rangle_f = \frac{(Q - \tilde{c})}{\tilde{c}(1 - \tilde{c})} \widetilde{v''_i c''}$$
(2.19)

Bideaux & Bray avaient employé cette relation pour relier le transport turbulent de la densité de surface de flamme  $\Sigma$  à celui de la variable d'avancement  $\tilde{c}$ ; Veynante et *al.* [107] déduise une expression pour  $\widetilde{v''c''}$ , en modélisant le terme  $\langle v'' \rangle_f$ . En considérant les

cas limites de (i) faible turbulence, auquel la dynamique de l'écoulement est gouvernée par l'expansion thermique à travers le front de flamme et (ii) forte turbulence, auquel les fluctuations turbulentes de vitesse surpassent l'accélération induite par l'expansion thermique, Veynante et *al.* [107] propose la formule suivante :

$$\langle v'' \rangle_f = -(Q - \tilde{c})(\tau S_l^0 - 2\alpha v') \tag{2.20}$$

aboutissant à :

$$\widetilde{v''c''} = -\widetilde{c}(1-\widetilde{c})(\tau S_L - 2\alpha v') \tag{2.21}$$

Suivant notre convention de signe, le régime de diffusion contre-gradient correspond à v''c'' < 0, *i.e.* d'après l'expression (2.21)  $\tau S_l - 2\alpha v' > 0$ .

De cette expression, un critère a été déduit, départageant les régimes de diffusion et de diffusion contre-gradient :

$$\Delta = \frac{\tau S_L}{2\alpha u'} \tag{2.22}$$

où  $\alpha$  est une fonction dite d'efficience, obtenue par S.N.D. de l'ordre de l'unité qui rend compte de la faible capacité des petits tourbillons à déformer le front de flamme.

Bray et al. [14] démontrent une expression algébrique, valable à condition que la turbulence soit faible, *i.e.*  $\delta \ll 0$ :

$$\widetilde{v''c''} = -\frac{1}{2}\Delta \langle n_f \cdot n_z \rangle k^{1/2} \tilde{c} (1-\tilde{c}) \left[ \frac{1-2\tilde{c}}{1+\kappa_{wc}-\phi-\tilde{c}} \right]$$
(2.23)

où  $\kappa_{wc}$  et  $\phi_n$  sont des coefficients empiriques, tels que  $1 + \kappa_{wc} - \phi_n = 0, 42$ ; en approximant cela à 1/2, Bray et *al.* [14] reécrivent l'équation (2.23) comme :

$$\widetilde{v''c''} = -\langle n_f \cdot n_z \rangle \Delta k^{1/2} \tilde{c} (1 - \tilde{c})$$
(2.24)

où  $\langle n_f \cdot n_z \rangle$  est un paramètre géométrique représentant l'orientation moyenne de la normale de la flammelette par rapport à l'axe de l'écoulement.



FIG. 2.8 – Schéma représentatif du produit  $\langle n_f \cdot n_z \rangle$ 

Pour les flammes subissant un gradient de pression externe, Veynante & Poinsot [106] proposent une expression corrigée de  $\Delta$ :

$$\Delta_P = \frac{\tau S_l^0}{2\alpha v'} \left( 1 - \frac{\tau \nabla P^* Re_f}{12b} \left( \frac{l_I}{e_l} \right)^2 \right)$$
(2.25)

En tirant parti de l'expérience de Franck et al. [46], Kalt et al. [56] proposent d'autres expressions :

$$\Delta^* = 0,83\tau \left(\frac{u'}{S_L}\right)^{-\frac{3}{4}} \left(\frac{l_I}{\delta_{th}}\right)^{-\frac{1}{4}}$$
$$\Delta^*(\Gamma,p) = 0,83\tau \left(\frac{u'}{S_L}\right)^{-\frac{3}{4}} \left(\frac{l_I}{\delta_{th}}\right)^{-\frac{1}{4}} \left[1 - \beta \frac{l_I^2}{12KS_L\nu_u} \left(-\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \frac{1}{\rho_u} \frac{\Gamma}{\tau+1}\right)\right]$$

 $\Delta^*(\Gamma, p)$  permet de prendre en compte l'influence du gradient de pression externe et de prédire ainsi le sens de diffusion selon que  $\Delta^*(\Gamma, p)$  soit plus petit ou plus grand que 1.

Première partie \_\_\_\_\_

# Chapitre 3

# Équations semblables du champ de vitesse turbulent au voisinage d'un point d'arrêt

# 3.1 Solutions semblables pour le champ de pressionvitesse à grand nombre de Reynolds

Les solutions semblables des équations pour les champs de pression et de vitesse moyens  $\overline{p}, \widetilde{u}, \widetilde{v}, \widetilde{w}$  (cf. Annexe A) s'obtiennent en leur cherchant une solution sous la forme suivante, pour  $\zeta = z/d \in [0; 1]$  et  $r \to 0$ :

$$\widetilde{u}(r,\zeta) = \frac{r}{d} w_1 U(\zeta)$$

$$\widetilde{w}(r,\zeta) = w_1 W(\zeta)$$

$$\overline{p}(r,\zeta) = \rho_r w_1^2 [P(\zeta) - \frac{1}{2} (\frac{r}{d})^2 Q]$$
(3.1)

où  $w_1$  est la vitesse axiale en  $\zeta = 1$  et  $\rho_r$  la masse volumique du mélange frais. Q est une constante dont la valeur dépend des conditions limites appliquées au champ de vitesse, c'est à dire en  $\zeta = 0$  et  $\zeta = 1$ .

De façon analogue, le tenseur de Reynolds  $\overline{\rho u'_i u'_j}$  dont les composantes apparaissent dans les équations du champ de vitesse moyenne est écrit sous la forme suivante :

$$\overline{\rho u''^2}(r,\zeta) = \overline{\rho}k_1 G_{uu}(\zeta)$$

$$\overline{\rho w''^2}(r,\zeta) = \overline{\rho}k_1 G_{ww}(\zeta)$$

$$\overline{\rho u''w''}(r,\zeta) = \overline{\rho}\frac{r}{d}k_1 G_{uw}(\zeta)$$
(3.2)

où  $k_1$  est l'énergie cinétique turbulente en  $\zeta = 1$ . Pour des raisons d'isotropie de l'écoulement lorsque  $r \to 0$  la composante azimutale v = u et  $\rho v''^2(r, \zeta) = \rho u''^2(r, \zeta)$ . L'énergie cinétique turbulente  $\widetilde{k}$  s'écrit donc :

$$\widetilde{k} = \frac{1}{2} \overline{\frac{\rho w'^2}{\overline{\rho}}} + \frac{\overline{\rho u''^2}}{\overline{\rho}} = k_1 K(\zeta)$$
(3.3)

soit

$$K(\zeta) = \frac{G_{ww}(\zeta)}{2} + G_{uu}(\zeta) \tag{3.4}$$

L'utilisation des expressions (3.1) et (3.2) dans les équations générales pour la conservation de la masse et de la quantité de mouvement, écrites dans l'Annexe A, conduit, lorsque  $r \rightarrow 0$ , et pour les écoulements à grands nombres de Reynolds, aux équations suivantes pour U, W, P, valides le long de l'axe Oz:

$$2RU + (RW)' = 0$$
  

$$RU^{2} + RWU' + \delta(RG_{uw})' = Q$$
  

$$RWW' + \delta[2RG_{uw} + (RG_{ww})'] = -P'$$
(3.5)

Dans les équations (3.5) ()' dénote la dérivation par rapport à la variable  $\zeta$ ,  $\delta = k_1/w_1^2$  est l'intensité de la turbulence sur le plan de sortie de l'injecteur, et  $R = \overline{\rho}/\rho_r$  est la masse volumique du mélange adimensionnée, soit :

$$R = \frac{1}{(1+\tau\tilde{c})}\tag{3.6}$$

lorsque l'évolution de la combustion est représentée par une variable d'avancement unique c.

Les conditions aux limites à associer aux équations (3.5) sont les suivantes :

$$W(\zeta = 0) = 0 \qquad P(\zeta = 0) = P_0 \tag{3.7}$$
  

$$W(\zeta = 1) = -1 \qquad U(\zeta = 1) = 0$$

où  $P_0$ , la pression au point d'arrêt, est arbitraire. Ces quatre conditions imposées au système du troisième ordre (3.5) pour U, W, P, impliquent que la grandeur Q est une valeur propre du problème, donc déterminée par la solution.

## **3.2** Solution semblable pour le champ scalaire

Utilisant la forme  $\tilde{c}(\zeta, r \to 0) = \tilde{c}(\zeta)$ , la solution semblable de l'équation de bilan pour la variable d'avancement s'écrit :

$$RW\widetilde{c}' + \delta[2RG_{uc} + (RG_{wc})'] = \overline{\Omega}$$
(3.8)

Avec les conditions aux limites :

$$\widetilde{c}(\zeta = 0) = 1 \qquad \widetilde{c}(\zeta = 1) = 0 \tag{3.9}$$

Les quantités  $G_{uc} = d\overline{\rho u''c''}/\overline{\rho}rk_1^{1/2}$  et  $G_{wc} = \overline{\rho w''c''}/\overline{\rho}k_1^{1/2}$  sont les deux composantes du flux turbulent de masse et  $\overline{\Omega}$  est le taux de production moyen associé à la cinétique chimique, tel que  $\overline{\Omega} = \frac{\omega D}{\rho_1 w_1}$ .

# 3.3 Analyse asymptotique

La résolution des équations (3.5) et (3.8) requiert la connaissance des tensions de Reynolds et flux turbulents de masse. On peut s'affranchir de cette contrainte lorsque l'intensité de turbulence est suffisemment faible, ce qui est en général le cas dans les écoulements turbulents à point d'arrêt dans lesquels la turbulence est induite par une plaque perforée (cf. Bray et al. [10, 11, 13, 14, 15]. Dans ce cas on peut passer à la limite asymptotique  $\delta \to 0$ , ce qui conduit au système suivant pour le champ de vitesse et le champ scalaire :

$$2RU + (RW)' = 0$$
  

$$RU^{2} + RWU' = Q$$
  

$$RWW' = -P'$$
  

$$RW\widetilde{c}' = \overline{\Omega}$$
  
(3.10)

Dans le cas de l'écoulement d'un fluide à masse volumique constante, R = 1 et il est facile de montrer que le champ de pression-vitesse, vérifiant les conditions aux limites décrites au paragraphe précédent, est simplement donné par :

$$U = 1 - \zeta$$

$$Q = 1$$

$$W = \zeta (1 - 2\zeta)$$

$$P = P_0 - \frac{1}{2}W^2$$
(3.11)

Dans le cas d'un écoulement réactif, les équations (3.10) montrent que la connaissance du taux de production chimique moyen détermine complètement le champ de pressionvitesse. Les équations (3.10) doivent alors être intégrées numériquement. Une première approche du calcul du champ de vitesse peut être faite lorsque la fonction  $R(\zeta)$  est connue à partir de la mesure de la variable d'avancement moyenne  $\tilde{c}$ . Dans ce dernier cadre, nous avons résolu le système (3.10) en utilisant le profil de variable d'avancement moyenne donné par l'expérience ( $K = 120 \ s^{-1}$  et  $\phi = 0,89$ ). Le profil expérimental étant une moyenne de Reynolds  $\bar{c}$ , on doit tout d'abord en déduire la moyenne de Favre correspondante :

$$\widetilde{c} = \frac{\overline{c}}{1 + \tau(1 - \overline{c})} \tag{3.12}$$

L'expression précédente est obtenue en faisant l'hypothèse que la distribution statistique de la variable d'avancement est quasi-bimodale, suivant le modèle B.M.L. de la combustion turbulente.

La méthode numérique utilise une technique de différences finies permettant d'imposer les conditions limites aux deux bornes du domaine d'intégration [ $\zeta = 0, \zeta = 1$ ]. La figure 3.1 montre les résultats obtenus pour la vitesse axiale moyenne, pour des valeurs du taux d'expansion thermique  $\tau$  allant de 1 à 6.



FIG. 3.1 – Vitesse moyenne (Favre) selon le  $\tau$  imposé pour le calcul de la région III

# Synthèse de la première partie

Cette première partie a rapporté les précédentes études réalisées sur les écoulements turbulents à point d'arrêt et précisé les enjeux de l'amélioration des modéles de flammelette.

Bien que l'écoulement turbulent à point d'arrêt ait été l'objet de nombreuses études expérimentales, la revue bibliographique révèle qu'en pratique la configuration  $H/D\approx1$  n'a presque pas été étudiée. Le seul travail est à l'actif de Ueda et *al.* [115]. En condition réactive, où apparaît une flamme plane étirée, la littérature est plus abondante, mais peu de mesures simultanées de la vitesse et de la variable d'avancement de la combusion ont été effectuées : le seul travail comparable à nos ambitions est celui de Stevens [96]. La nécessité de mesure simultanée apparaît flagrante.

La poursuite du développement des modèles de combustion en régime de flammelette requiert des points de comparaison expérimentaux en plus des éléments apportés par la S.N.D. En particulier, la problématique du transport turbulent de la variable d'avancement exige de connaître le type de diffusion en fonction de nombreux paramètres représentant différentes situations. De plus, la comparaison de ces mesures avec les expressions résultant de l'analyse asymptotique permet de s'assurer de la validité des hypothèses, notamment celle de faible turbulence. Dans un premier temps, il est intéressant de se concentrer sur ce point. C'est pourquoi cette étude expérimentale a été entreprise. Première partie \_\_\_\_\_

# Deuxième partie

# Dispositif expérimental et métrologie

# Chapitre 4

# Brûleur à point d'arrêt

Ce chapitre décrit le banc d'essais Vestales que nous avons conçu et utilisé pour mener cette étude. La métrologie qui y a été mise en oeuvre est ensuite introduite. Une vue générale est montrée à la figure 4.7 avec quelques indications.

# 4.1 Revue des brûleurs prémélangés à point d'arrêt



FIG. 4.1 – Représentation schématique du banc Vestales

Pour mener les études expérimentales antérieures, présentées au §1.3.2, chacun a développé un brûleur à point d'arrêt en fonction des moyens disponibles et de ses objectifs scientifiques. Les dimensions et caractéristiques principales de ces montages expérimentaux sont regroupées dans les tableaux 4.1. La conception de Vestales s'est inspirée de ces modèles. La contrainte principale, qui se posait dans notre cas, fut de pouvoir reproduire des conditions expérimentales similaires à celles de Li et *al.* [66]. Pour cette raison, le diamètre de l'injecteur et celui des trous de la grille de turbulence ont été fixés très proches de ceux de Li et *al.* [66]. Le propane a été choisi délibérement comme combustible;

| Références                              | D    | Н    | d   | h  | Rideau         | Paroi   |
|---|------|------|---|----|----------------|---|
| Law, Ishizuka,<br>Mizomoto [64]         | 38,1 | 38,1 | _   | _  | _              | bronze, refroidie<br>par eau ou acier,<br>chauffée par une<br>torche              |
| Cho, Law [30, 31]                       | 50   | 100  | 3,2   | 75 | air, b=100     | convexe (460),<br>$\varnothing_p = 180$   |
| Liu, Lenze [72]                         | 80   | 170  | $egin{array}{c} 1;3;6;9;12;\ 15;18 \end{array}$ |    | air, b=160     | convexe, $\emptyset_p = 240$ ,<br>eau   |
| Cheng, Shepherd<br>[28, 90, 91, 49]     | 50   | 100  | ?   | 50 | air, b=100     | céramique,<br>convexe (460),<br>$\varnothing_p=200$                               |
| Yahagi, Ueda,<br>Mizomoto<br>[114, 115] | 40   | 60   | 4; 8; 12; 16                                    |    | air            | acier, convexe,<br>refroidie par eau  |
| Escudié, Haddar,<br>Brun [43, 44]       | 66   | 66   | 6   | ?  | -              | acier, plane,<br>$\varnothing_p=400$ , chauffée<br>$(250^{\circ} å 800^{\circ}C)$ |
| Li, Libby,<br>Williams [66]             | 45   | 30   | 4; 6  | 30 | $N_2$          | acier, plane  |
| Stevens, Bray<br>[95, 96]               | 38   | 35   | 1,4;3;4   | 42 | $N_2$ , b=72,5 | acier, plate,<br>$\emptyset_p = 180$  |
| Zhang, Bray,<br>Rogg [117]              | 35   | 10   | 3;4   | 20 | _              | cuivre, plate,<br>$\emptyset_p=200$ , eau et<br>libre                             |
| Kalt, Chen,<br>Bilger [56]              | 28   | 550  | 1 à 2   | 10 | air            | céramique,<br>convexe (120),<br>$\varnothing_p=200$                               |

cependant, la combustion alternative du méthane ou d'un autre hydrocarbure gazeux ne poserait aucune difficulté.

b : diamètre du rideau d'air périphérique ; d : diamètre des perforations de la grille ; h : retrait de la grille par rapport aux lèvres de l'injecteur

TAB. 4.1 – Dimensions géométriques [mm] des brûleurs à point d'arrêt

# 4.2 Corps du brûleur

### 4.2.1 Mélangeur

Le corps du brûleur a été conçu pour produire un mélange carburant-air et générer un écoulement uniforme axisymétrique turbulent. Une vue en coupe du corps est présentée à la figure 4.3a. Les tuyaux d'alimentation en gaz (air et carburant) sont branchés aux pieds du corps, à sa partie inférieure; le prémélange composé d'air, de carburant et de particules jaillit par la bouche du corps, à sa partie supérieure. Le mélange d'air et de carburant

a lieu à la base du corps de l'injecteur, dans une chambre, séparée de l'aval par une cloison constituée d'un matériau poreux. Dans la section supérieure du corps du brûleur, trois orifices permettent d'injecter radialement le flux de particules d'ensemencement. L'intérieur de cette section centrale du corps est aménagé afin de mélanger le flux de prémélange initial et le flux dense de particules d'ensemencement. L'intérêt est double : le flux résultant doit être homogène en terme de richesse et densité d'ensemencement. Il s'agit à la fois, de briser et diffuser les trois jets du flux d'ensemencement arrivant à vitesse élevée, et d'accélérer le flux de prémélange arrivant à faible vitesse. Le dispositif mis en place – invisible à la figure 4.3a – dégrade légèrement l'homogénéité de la richesse du prémélange initial, comme l'indique la figure 4.4 et semble réaliser une distribution spatiale suffisante, si on se fit aux tomographies 6.1. Le corps du brûleur suit ensuite une section droite où ont été placés des orifices d'accès pour des sondes d'analyse ou des capteurs de température ou de pression, puis une section convergente qui le relie à la tête d'injection.

### 4.2.2 Injecteur de prémélange

Une plaque perforée interchangeable, placée en aval du convergent et juste en amont de la bouche du brûleur, permet de contrôler la turbulence initiale de l'écoulement. Dans le cas présent, les orifices de cette plaque ont un diamètre de 3,7 mm, réalisant un blocage de 50 %.

Un flux extérieur concentrique d'air empêche la contamination du flux central de prémélange par les gaz environnants. De même vitesse que le flux central, cet écoulement annulaire évite aussi la formation d'une couche de cisaillement périphérique. En pratique, ce rideau d'air n'est pas indispensable, notamment aux conditions de fonctionnement auxquelles nous nous sommes restreints.



FIG. 4.2 – Injecteur de prémélange
Chaque flux est régulé indépendamment de l'autre au moyen de manomètres et débitmètres à flotteur. Le réglage des débits est assuré par rotamètre pour les flux d'air et débitmètre massique (par mesure de transfert thermique) pour le flux de propane afin d'affiner la précision. La richesse est contrôlée par prélèvement au moyen d'une baie d'analyse Cosma.

Les principales caractéristiques du banc Vestales sont les suivantes :

- Diamètre central = 45 mm;
- Diamètre périphérique = 55 mm;
- Distance brûleur-paroi réglable jusqu'à 90 mm (H/D=2);
- Perforations de la grille = 3,7 mm;
- Vitesse débitante : de 3 à 9 m/s.

Le tableau 4.2 indique les paramètres de trois points de fonctionnement.

| V [m/s] | $\phi$  | $Q_{air} [g/s]$ | $\mathbf{Q}_{C_3H_8} \left[ \mathbf{g/s} \right]$ | P[kW] |
|---------|---------|-----------------|---|-------|
| 3,0     | 1,0     | $5,\!49$        | $0,\!35$  | 16,3  |
| 6,0     | $1,\!0$ | 10,98           | $0,\!70$  | 32,5  |
| 9,0     | 1,0     | $16,\!47$       | 1,05  | 48,8  |

TAB. 4.2 – Points de fonctionnement du banc Vestales

**Homogénéité du mélange** Afin de s'assurer de l'homogénéité du mélange, des prélevements à différentes positions radiales ont été analysés pour déterminer la richesse. La sonde est placée en aval de l'injection d'ensemencement en particules et en amont du convergent précédant la grille de turbulence. Plusieurs profils sont tracés sur la figure 4.4 pour deux richesses visées (0,90 et 0,98), avec ou sans ensemencement ; la portée représentative de ces courbes se limite bien sûr à un diamètre ; des zones hétérogènes peuvent être ignorées. À la différence du mélange sans ensemencement qui semble presque parfait, le mélange avec l'ensemencement comporte des inhomogénéités de  $\pm 6\%$  d'amplitude : en dépît d'autres essais, nous n'avons pas réussi à améliorer l'homogénéité de ce mélange par modification du sytème d'ensemencement. Tout de même, ces analyses sont effectuées par prélévement légèrement en amont du convergent du corps du brûleur : on peut espérer que l'homogénéité à l'éjection soit meilleure.



FIG. 4.3 – Vues de conception du brûleur



FIG. 4.4 – Variation de l'homogonéité du mélange

# 4.3 Plan d'arrêt

Placé au droit de l'injecteur, le plan d'arrêt est soit une paroi qualifiée d'"adiabatique", soit une paroi refroidie. D'un diamètre de 300 mm sa position est réglable en hauteur.

# 4.3.1 Paroi adiabatique

La paroi d'impact est constituée d'un matériau réfractaire, réalisant ainsi des conditions d'échanges thermiques sensiblement adiabatiques. Différents matériaux ont été employés : aucun n'a satisfait toutes les exigences, à savoir : une bonne résistance à l'érosion, une faible sensibilité aux chocs thermiques et un coût modéré. Bien que les échanges thermiques convectifs puissent être négligés, la paroi n'atteint pas la température de flamme adiabatique ; l'émissivité élevée de ces matériaux génère un fort rayonnement thermique. Des mesures pyrométriques ont indiqué une température de l'ordre de 1 200°C dans la zone du point d'arrêt et à richesse unité. Une plaque métallique apposée contre la paroi réfractaire aurait une emissivité plus faible et formerait ainsi une paroi "adiabatique" meilleure : cette plaque devrait être suffisamment épaisse pour résister au fluage thermique et faite d'un acier tenant à haute température (1 500°C).

# 4.3.2 Paroi refroidie

Afin d'étudier la flamme dans des conditions de pertes thermiques, une paroi d'impact refroidie a été conçue. La diminution de température de paroi visée est de quelques centaines de °C. À la différence de nombreux travaux précédents, l'air a été choisi comme fluide caloporteur au lieu de l'eau. Étant données les températures de paroi à maintenir le circuit d'eau devait être mis sous pression et donc relié à un radiateur. Un jet d'air frais impactant au dos de la paroi a été préféré pour sa simplicité de mise en œuvre et de régulation.



FIG. 4.5 – Paroi refroidie



(a) 1/10 s

(b) 1/1000 s

FIG. 4.6 – Flammes de prémélange au banc Vestales

#### Métrologie associée 4.4

#### Vélocimétrie par Images de Particules 4.4.1

Un système de la société LaVision a été utilisé pour effectuer l'acquisition des mesures par V.I.P.

**Acquisition** La double source laser est constituée de deux oscillateurs Nd :YAG pulsés, doublés en fréquence et de 120 mJ d'énergie. Une optique sphéro-cylindrique avec une focale de sortie de 500 mm génère une nappe laser parallèle de 5 cm de hauteur et de 0,5 mm d'épaisseur au niveau du brûleur. Ce dispositif évite les pertes d'énergie lumineuse et les reflets, augmentant ainsi la qualité des images de particules. Une caméra à capteur C.C.D.  $1280 \times 1024$ , couplée à un filtre interférentiel et un obturateur permet d'obtenir des prises de vues convenables. Ce montage est justifié du fait du fort rayonnement thermique de la paroi qui est une intense source de bruit vis-à-vis du signal de diffusion de Mie des traceurs.

Dans l'optique de prendre des vues du champ global – de l'injecteur à la paroi – et des vues rapprochées – cadrées sur la zone de stabilisation de la flamme turbulente – tout en se tenant à distance de la flamme, des objectifs de focale 135 et 200 mm ont été employés.

Le mise au point du réglage optique n'est pas évidente : afin de récolter le plus de lumière possible, nous avons opté pour une ouverture de f5,6 à f8,0; au-delà, la profondeur de champ devient rédhibitoire pour la netteté.

**Particules** L'écoulement de prémélange est ensemencé de manière homogène par des particules de dioxyde de titane  $TiO_2$  et de dioxyde de zirconium  $ZrO_2$ , choisis pour leurs excellentes tenues à haute température. Une analyse par microscopie électronique d'un premier lot de particules de zirconium a montré que leur diamètre moyen était de l'ordre de 20  $\mu$ m pour un facteur de forme moyen de 1,5. Il est clair que l'inertie de telles particules limite l'analyse à des phénomènes de très basses fréquences (inférieurs à 100 Hz) et peut même aussi engendrer un biais dans les mesures de vitesse dans les régions de forts gradients. Toutefois, ces restrictions ne remettent pas en cause la méthode d'extraction

de contour que nous présentons ici. C'est pourquoi des particules de taille plus petite – garanties inférieures à 5  $\mu$ m par le producteur – ont été utilisées pour la V.I.P. afin pallier ces inconvénients. Pour l'A.D.L., l'écoulement a été ensemencé en particules de titane, de taille sub-micronique, du même lot que celles employées par Besson[8].

**Traitement** Le traitement par inter-corrélation des images de particules enregistrées est réalisé par les programmes développés en interne.

## 4.4.2 Anémométrie Doppler Laser

Acquisition Un système de la société Dantec a été utilisé pour effectuer les mesures par A.D.L. La source laser est un oscillateur à argon de 4 W de puissance continue. Le signal Doppler-Fizeau est récolté par rétro-diffusion de façon à ne pas mettre en place un volumineux dispositif d'alignement des têtes. La profondeur de champ de l'optique de réception,  $l_{PM}$  est beaucoup plus petite que la longueur du volume de mesure,  $l_v$ . La position du point de mesure dans la direction du grand axe de l'ellipsoïde est connue avec une incertitude de  $\pm l_v$ , soit  $\pm 12$  mm. Pour un réglage fixé de l'optique, la reproductibilité de la mesure est bien meilleure que sa précision.

Les photomultiplicateurs transmettent les signaux analogiques de courant, amplifiés, aux analyseurs de spectres. Un système de déplacement sur trois axes, mû par des moteurs pas-à-pas permet d'accéder à un large domaine de l'écoulement et parcourir des maillages prédifinis. Un micro-ordinateur pilote l'ensemble du processus d'acquisition en ordonnant les déplacements et en récupérant les données pour les enregistrer.

| Faiscoaux | Couleur des faisceaux              | bleu      | vert      |
|-----------|------------------------------------|-----------|-----------|
| Laser     | Longueur d'onde [nm]               | 488       | 514       |
|           | Diamètre des faisceaux [mm]        | 1,35      |           |
| Optique   | Distance focale [mm]               | 1000      |           |
|           | Profondeur de champ [mm]           | 0,262     | 0,276     |
| Volume    | Grand axe de l'ellipsoïde [mm]     | $24,\!23$ | $25,\!52$ |
|           | Petit axe de l'ellipsoïde [mm]     | 0,46      | 0,48      |
|           | Interfrange $[\mu m]$              | 12,84     | $13,\!53$ |
|           | Angle de croisement $\theta_l$ [°] | 2,18      |           |

TAB. 4.3 – Caractéristiques du système d'A.D.L. à 2 composantes

**Traitement** Le post-traitement des données est réalisé par des programmes développés en interne, à l'origine par Duplantier [42]. Les échantillons de vitesse peuvent être analysés sous forme de moyennes, corrélations, densité de probabilité ou spectre d'énergie. La résolution de la valeur de la vitesse est liée à l'incertitude sur la détermination de la fréquence Doppler par les analyseurs de spectre. Les calculs de cette résolution sont détaillés à l'annexe B. Dans la gamme de vitesse entre 0 et 10 m/s que nous cherchons à mesurer, l'incertitude est de l'ordre de 1 mm/s.



FIG. 4.7 – Vue du banc Vestales

# Chapitre 5

# Vélocimétrie conditionnelle

Connaissant le rôle majeur que joue la turbulence dans les flammes à point d'arrêt, la mesure de ses statistiques nous intéresse au premier chef. En vue de comparer nos données expérimentales avec des résultats de calculs, nous voulons être en mesure d'effectuer des moyennes, dites de Favre *i.e.* pondérées par la masse volumique. Pour cela le seul moyen d'y parvenir est de combiner les sytèmes de mesure de vitesse et de variable d'avancement. Depuis que les mesures de champs instantanés de vecteur ou de scalaire se sont démocratisées, les diagnostics simultanés sont en plein essor : le couplage de la Fluorescence Induite par Laser avec la Vélocimétrie par Images de Particules est le plus régulièrement pratiqué en combustion. D'autres méthodes permettent aussi d'accéder aux vitesses conditionnées. Ne pouvant mettre en œuvre un système F.I.L.-V.I.P., nous nous sommes orientés vers une de ces alternatives.

**Vecteur vitesse** En écoulement réactif les techniques dites "non-intrusives" – en dépit de l'ensemencement – sont essentiellement employées pour mesurer la vitesse instantanée sans perturber la flamme. Souvent mises en concurrence, l'Anémométrie Doppler Laser et la Vélocimétrie par Images de Particules sont en fait deux techniques complémentaires. L'A.D.L. permet d'accèder à une résolution temporelle tandis que la V.I.P. offre la résolution spatiale. Par ailleurs, les phénomènes inhérents au caractère réactif de l'écoulement sont beaucoup plus pertubateurs et handicapants en V.I.P. qu'en A.D.L..

**Variable d'avancement** La variable d'avancement d'une flamme de prémélange en régime de flammelette est admise comme bivaluée. Sa détermination peut être déduite de la position du front de flamme ou bien reliée à la mesure d'un champ de masse volumique. Les trois techniques suivantes procèdent d'une de ces deux façons pour fournir la visualisation d'un champ instantané de la variable d'avancement :

 la diffusion de Mie dans un plan laser (Tomographie par Nappe Laser ou L.S.T.<sup>1</sup>)
d'un traceur s'évaporant ou se raréfiant à la traversée du front de flamme : c'est la plus ancienne et la plus simple à mettre en œuvre : un appareil photographique suffit pour enregistrer quelques tomographies;

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Laser Sheet Tomography

| Système         | Références                              |  |  |
|-----------------|---|--|--|
| A.D.L. & L.S.T. | Cho et <i>al.</i> [30, 114]             |  |  |
| V.I.P. & F.I.L. | Frank [47, 46], Kalt et <i>al.</i> [56] |  |  |
| V.I.P. & L.R.S. | [77, 76], Pfadler et <i>al.</i> [81]    |  |  |
| A.D.L.          | Li et <i>al.</i> [66]                   |  |  |
|                 | Armstrong [4], Stevens [96, 95],        |  |  |
| V.I.P.          | Jeanne et $al.$ [55],                   |  |  |
|                 | Zimmer et <i>al.</i> [101, 102]         |  |  |

TAB. 5.1 – Mesures simultanées vitesse et variable d'avancement

- la Fluorescence Induite par Laser (F.I.L.) d'un radical, tel que l'hydroxyle OH présent dans les gaz brûlés légèrement en aval du front ou le méthyle CH présent dans la zone réactive du front est de plus en plus pratiquée : un peu plus complexe, elle offre une résolution fine et se dispense d'ensemencement externe;
- la diffusion de Rayleigh dans un plan laser (L.R.S.<sup>2</sup>) : c'est la plus riche d'informations, mais aussi la plus délicate à régler en présence d'intenses sources de diffusion de Mie; le signal de diffusion Rayleigh à détecter, très faible, est proportionnel à la masse volumique des gaz.

Toutes les combinaisons de ces techniques de mesure de la vitesse et de la variable d'avancement pourraient être envisagées. En pratique, les choses ne sont pas aussi simples : la synchronisation des techniques multiplie les contraintes. Nous avons prospecté les méthodes appliquées au flamme de prémélange turbulente.

# 5.1 Méthodes de mesure couplées

## 5.1.1 V.I.P. & F.I.L.-OH

L'utilisation de ce duo s'est largement démocratisée ces dernières années. La synchronisation des deux chaînes d'acquisition est le seul obstacle à surmonter, lorsque le matériel est disponible. La F.I.L. se révèle alors très séduisante : sa non-intrusivité et sa résolution spatiale sont en effet des atouts indéniables.

Zimmer et *al.* [101, 102] combinent la V.I.P. et la F.I.L. dans une flamme turbulente stabilisée sur un brûleur à swirl. Ils remarquent que la structure de flamme définie par le changement de densité d'ensemencement sur les images V.I.P. est similaire à celle révélée par le radical OH sur les images F.I.L.

### 5.1.2 A.D.L. & L.R.S.

Duarte et *al.* [41] réalisent des mesures simultanées vitesse-température dans une flamme de prémélange turbulente stabilisée derrière un obstacle. L'A.D.L. la L.R.S. four-

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Laser Rayleigh Scattering

nissent des signaux résolus dans le temps de l'évolution respective de la vitesse et de la température en un point.

#### 5.1.3 V.I.P. & L.R.S.

Most et *al.* [77, 76] et Pfalder et *al.* [81] acquièrent des champs de mesures couplées de température et de vitesse dans des brûleurs de types flamme stabilisée en V et flamme stabilisée derrière un obstacle. La détection du signal de diffusion de Rayleigh est rendue possible par l'utilisation d'un filtre à vapeur d'iode et en calculant la distribution spectrale de la section efficace moyenne du mélange de gaz en combustion.

### 5.1.4 A.D.L. & L.S.T.

Yahagi et *al.* [114] ensemencent leur écoulement avec des gouttes d'huile de silcone de 1  $\mu$ m : naturellement celles-ci se vaporisent à proximité du front de flamme. L'A.D.L. leur permet d'accéder uniquement à la vitesse conditionnée dans les gaz frais, tandis que la prise de tomographie leur permet d'identifier le front de flamme. Pour cela, Cho et *al.* [30] ont réalisé un "double ensemencement" d'alumine et d'huile de silicone. D'une part, les vitesses non-conditionnées sont obtenues par A.D.L. sur des particules d'alumine, et d'autre part les vitesses conditionnées dans les gaz frais sont obtenues par ensemencement en huile de silicone. Ensuite par déconvolution des densités de probabilité des vitesses nonconditionnées, les vitesses conditionnées dans les gaz brûlés sont déduites (*cf.* Cheng et *al.* [27]).

### 5.1.5 A.D.L.

Auparavant, des expérimentateurs avaient aussi trouvé le moyen d'obtenir des mesures conditionnelles en utilisant l'A.D.L. seule. Li et *al.* [66] recherchent et trouvent des histogrammes de vitesses bimodaux dans la flamme : les maxima des deux modes sont, de plus, nettement séparés, si bien que le recouvrement des distributions gaussiennes des réactifs et des produits est faible. La densité d'ensemencement est supposée être proportionnelle à la densité des gaz d'après Heitor et *al.* [51]. Suivant cette hypothèse, une autre solution pour conditionner directement la mesure d'une vitesse consisterait à prendre en compte le taux de validation sur une durée courte, comme indicateur de la densité locale des gaz : selon la valeur par rapport à un seuil, l'état réactifs ou produits peut être déterminé.

#### 5.1.6 V.I.P.

Les images de particules utilisées en V.I.P. sont en réalité de simples tomographies par plan laser au sens où les particules sont visualisées par diffusion de Mie. A l'inverse, les tomographies pourrait très bien être corrélées entre elles pour en déduire le champ de vitesse dans les gaz frais. Bien que les particules choisies pour la V.I.P. résistent au dégagement de chaleur de la flamme, elles subissent tout de même les effets dynamiques. Ce phénomène n'a pas tardé à être exploité suite à l'apparition de la V.I.P. Armstrong et *al.* [4] furent les premiers. Un moyen astucieux consiste à exploiter la différence de densité de particules entre la zone de réactifs et de produits, induite par l'expansion thermique à travers la flamme. Puisque les particules apparaissent avec la même taille et la même intensité dans les deux régions, la valeur moyenne locale des pixels – en niveau de gris – est plus élevée dans les gaz frais que dans les gaz brûlés.

# 5.2 Spécifités de l'application de la V.I.P. aux écoulements réactifs

L'application de la V.I.P. aux écoulements réactifs est rendue plus délicate que dans les écoulements inertes par la présence de forts dégagements de chaleur localisés. Des phénomènes physiques particuliers se produisent dans ces conditions et leurs effets induits sont des sources potentielles d'erreurs de mesure du champ de vitesse. La mise en œuvre de la V.I.P. doit être adaptée en conséquence par l'expérimentateur. Stella et *al.* [94] rappellent les aspects théoriques et pratiques essentiels à prendre en compte lors de l'application de la V.I.P. à des écoulements réactifs en mettant l'accent sur la combustion de type prémélangée.

### 5.2.1 Suivi des particules

| Aérosol d'oxyde | Diamètre $(\mu m)$ | Densité | $T_{vap}(^{\circ}C)$ | Commentaire          |
|-----------------|--------------------|---------|----------------------|----------------------|
| $SiO_2$         | 1 à 3              | 2,2     | 1700                 | volatile             |
| $TiO_2$         | < 3                | 3,9     | 3900                 | s'aglomère           |
| $Al_2O_3$       | 1 à 3              | 3,9     | 2100                 | grosse et s'aglomère |
| $ZrO_2$         | 0,5 à 7            | 5,7     | 5700                 | chère et lourde      |
| MgO             |                    | 3,6     | 2800                 | grosse               |
| ZnO             |                    | $5,\!6$ | 2000                 | grosse               |

#### 5.2.1.1 Nature des particules

TAB. 5.2 – Particules utilisées en combustion

#### 5.2.1.2 Théorie

Les particules utilisées doivent se situer dans le domaine submicronique pour être capables de suivre les gradients de vitesse dans l'écoulement. Elles doivent être d'autant plus petites que les vitesses sont plus grandes. Cependant, si la particule est trop petite, elle ne diffusera pas assez de lumière pour fournir le rapport signal/bruit nécessaire à la minimisation de l'incertitude de mesure dans l'électronique de traitement du signal. Ainsi, il sera opportun de choisir des particules de fort indice de réfraction par rapport au milieu ambiant et dont la masse volumique soit la plus proche possible de celle du fluide étudié.

Sachant que la vélocimétrie mesure la vitesse des particules en suspension dans l'écoulement et non la vitesse de l'écoulement du fluide lui-même, la précision des mesures dépend directement de la capacité de ces particules à suivre fidèlement l'écoulement du fluide.

L'analyse du mouvement relatif d'une particule dans un écoulement fluide fait apparaître de nombreuses forces s'exerçant sur la particule :

- force de traînée visqueuse gouvernée par la loi de Stokes;
- force nécessaire pour modifier la vitesse de l'écoulement autour de la particule et ainsi entraîner le fluide;
- force crée par le gradient de pression provoqué par la différence de vitesse;
- force de Basset : elle prend en compte l'histoire des accélérations de la particule mais de telle sorte que les plus anciennes aient une influence s'évanouissant.

Dans le cas des écoulements de gaz où  $\rho_p/\rho_g >> 1$ , la traînée aérodynamique – force de traînée visqueuse gouvernée par la loi de Stokes – est dominante ce qui simplifie l'expression de l'équation du mouvement de la particule :

$$\rho_p \frac{\pi d_p^3}{6} \frac{\partial v_p}{\partial t} = \frac{3\pi \mu_g d_p (v_g - v_P)}{C(Kn)}$$

où C est un coefficient en fonction du nombre de Knudsen Kn. En prenant C unitaire, on obtient :

$$\frac{\partial v_p}{\partial t} = \frac{1}{\tau} (v_g - v_p)$$

où  $\tau$  est la constante de temps de la particule :

$$\tau = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu_g} = \frac{\rho_p}{\rho_g} \frac{d_p^2}{18\nu_g}$$

 $\kappa = \tau^{-1}$  est appelé coefficient de Stokes.



FIG. 5.1 – Réponse des particules

Pour garantir que les particules suivent des fluctuations à  $\kappa = 10^4$  Hz, un diamètre inférieur à 2  $\mu m$  est recommandable.

#### 5.2.1.3 Effet de thermophorèse

En présence d'un gradient de température, une force, dite de thermophorèse, de sens opposé à ce gradient s'exerce sur la particule en suspension dans le fluide. Un exemple courant est le dépôt de particules de carbone sur les parois d'un foyer de combustion. Dans un milieu continu, Brock [17] (*cf.* Talbot et *al.* [103]) exprime la force de thermophorèse sur une particule sphérique, comme suit :

$$F_T = -6\pi d_p \mu \nu \frac{C_s(\frac{\lambda_F}{\lambda_P} + C_t K n)}{(1 + 3C_m K n)(1 + 2\frac{\lambda_F}{\lambda_P} + 2_t C K n)} \frac{\nabla T}{T}$$

où  $C_m$ ,  $C_s$  et  $C_t$  sont respectivement les coefficients de transfert de quantité de mouvement, du saut de température et de transfert de chaleur, tels que spécifiés par la théorie cinétique des gaz.

Compte tenu de l'épaisseur de la zone de préchauffage des flammelettes, l'action de la force de thermophorèse est localisée dans l'épaisseur de flamme turbulente.

Sung et *al.* [99, 100] proposent une correction des mesures par A.D.L. pour compenser l'erreur induite par le gradient thermique dans la zone de préchauffage de la flamme. Le mouvement de la particule par rapport au fluide est supposé quasi-stationnaire, c'està-dire que la particule répond quasi-instantanément à l'application de la résultante des forces qui lui sont exercées; si les deux seules forces :

$$F_S + F_T = 0 \Leftrightarrow V_P - V_F = \frac{C}{3\pi\mu d_P}F_T$$

Une vitesse de thermophorèse est classiquement définie, notamment par Brock et Talbot, comme la vitesse de déplacement des particules par rapport au fluide sous l'unique action de la force de thermophorèse :

$$V_T = -\frac{C}{3\pi\mu d_P}F_T$$

C'est justement cette vitesse telle que  $V_F = V_P + V_T$ , où  $V_P$  est la mesure de vitesse par A.D.L.

#### 5.2.2 Gradient de masse volumique

Par nature lié au gradient de température, un gradient de masse volumique se place dans la zone de préchauffage de la flamme. L'expansion thermique à la traversée du front de flamme diminue brutalement la masse volumique du fluide; les particules suivant fidèlement l'écoulement, la densité d'ensemencement en particules diminue identiquement. Primo, si ce gradient de densité de particules apparaît comme un indicateur pratique de la position du front de flamme (cf. § 6), sa présence dans les fenêtres d'interrogation de V.I.P. peut être néfaste. En effet, une image d'un écoulement ensemencé de manière inhomogène présente des fortes variations spatiales de luminosité moyenne. Dans ce cas, l'inter-corrélation standard met en valeur des déplacements abérrants, associant les particules les plus lumineuses : le champ de corrélation rendu a alors un faible rapport signal/bruit. Le calcul de l'inter-corrélation normalisée (cf. Eqn. (B.2)) permet de pallier ce biais. Secundo, un gradient de vitesse découle aussi du gradient de masse volumique : la région des gaz brûlés à faible masse volumique a des vecteurs vitesses supérieurs à ceux de la région des gaz frais de masse volumique plus forte. Les fenêtres d'interrogation que le front de flamme traverse et qui recouvrent donc les deux régions, ne fournissent qu'une estimation de la moyenne des vitesses des réactifs et des produits. Afin d'obtenir les vitesses conditionnées, la technique du masque est utilisée (*cf.* Frank et *al.* [47], Jeanne et *al.* [55], Stevens [96]).

## 5.2.3 Vélocimétrie conditionnelle

La détermination du champ de vitesse à proximité du front de flamme pose quelques difficultés. En effet, si une fenêtre d'interrogation chevauche le front, elle contient à la fois des particules de réactifs et de produits. Alors le calcul d'intercorrélation sera biaisé par la densité supérieure en particules de la zone de réactifs. Pour éviter cela, une méthode possible consiste à déterminer séparément les champs de vitesse dans les gaz frais et les gaz brûlés. Il faut préalablement tracer avec précision le contour du front de flamme. Deuxième partie \_\_\_\_\_

# Chapitre 6

# Traitement des tomographies

La V.I.P. seule ayant été choisie comme méthode de mesure des vitesses conditionnelles, il s'agit alors de traiter les images de particules comme des tomographies dans le but d'en extraire pour chacune le contour du front de flamme délimitant les zones de gaz frais et de gaz brûlés. Le principe de la méthode est naturellement réalisé par le système de vision humaine. L'écart de densité d'ensemencement en particules entre les réactifs et les produits saute aux yeux en observant une image de particules, dont quatre exemples sont présentés sur les figures 6.1: le front de flamme se trouve à l'interface des deux zones. Afin d'effectuer cette tâche systématiquement et précisément, une analyse de ces tomographies est justifiée avant de se lancer dans la programmation d'une procédure. L'objectif est d'identifier les informations pertinentes contenues dans ces images, les exploiter au mieux et, éventuellement, parer à un défaut d'information. Jusqu'à présent, deux procédés ont été utilisés. Ces méthodes ne se sont pas montrées capables d'opérer systématiquement ce que nous expliquerons. Pour cette raison, nous avons recherché parmi les techniques de traitement d'images, celles adaptées à l'extraction d'un contour, étant donné les caractéristiques intrinsèques de ces tomographies. Les différentes pistes que nous avons jugées prometteuses, puis explorées sont présentées et critiquées. Excepté les références explicites, l'aspect didactique de ce chapitre indispensable à l'introduction des diverses techniques de traitement d'images doit beaucoup à la clarté des ouvrages de références de Maître [74] et Cocquerez & Philipp [32].

Le développement de ces méthodes a été le sujet de présentations au cours de deux congrès [34, 35].

# 6.1 Analyse du problème

#### 6.1.1 Contexte

L'objectif est d'identifier sur des images de particules le contour du front de flamme instantané dans un écoulement réactif turbulent, pour lequel le régime de combustion est supposé être celui des flammes plissées ou de flammelette. La flammelette désigne un front de flamme laminaire d'épaisseur infiniment mince séparant les zones de réactifs



FIG. 6.1a – Image de particules A

et de produits. Une flamme turbulente de type plissée se compose d'une superposition de plusieurs flammelettes plissées par la turbulence. Instantanément dans ces conditions de turbulence une seule longue flammelette existe; la probabilité que les mouvements turbulents de l'écoulement la scindent en plusieurs morceaux amenant à la création de poches de gaz est supposée faible. À la traversée de la flammelette, la masse volumique des gaz diminue et une accélération de l'écoulement a lieu, en raison de l'expansion thermique produite par le dégagement de chaleur. En fidèles traceurs de l'écoulement, les particules d'ensemencement subissent ces phénomènes.

Ces hypothèses semblent être validées par l'observation successive des images de particules prises à deux instants d'intervalle  $\Delta t$  au moyen du système V.I.P. : bien que le délai soit suffisamment long pour un déplacement significatif des particules, une unique flammelette apparaît comme figée; l'intervalle de temps  $\Delta t$  est de l'ordre de 10 à 100  $\mu$ s, soit légérement supérieur au temps de réaction des processus chimiques à l'intérieur du front de flamme et largement inférieur au temps d'évolution de la turbulence. De plus, on distingue nettement deux régions, l'une à forte densité de particules et l'autre à faible densité d'ensemencement, où les particules donnent l'impression d'être moins nombreuses. Néanmoins, bien qu'il existe toujours une flammelette principale, il peut apparaître des poches de réactifs dans la zone des produits et réciproquement.

En termes de traitement d'images, on cherche à segmenter l'image de particules en deux régions de texture différentes, connexes, séparées par un unique contour continu. Le signal de diffusion de Mie étant proportionnel à la densité d'ensemencement, la caractéristique qui différencie essentiellement ces deux régions est leur niveau de luminance moyenne. En comparaison des tomographies obtenues par F.I.L. ou évaporation d'un traceur, ces images ont un contraste faible et surtout un rapport signal sur bruit médiocre.



FIG. 6.1b – Image de particules B

## 6.1.2 Techniques précédemment utilisées

Une seule technique a été utilisée, semble t-il jusqu'à présent pour identifier le contour de front de flamme : la binarisation par seuillage. Les variantes tiennent uniquement dans la détermination de ce seuil : soit à un niveau moyen ou médian, soit par analyse de l'histogramme.

Armstrong [4] fut le premier à traiter des images de particules dans le but d'extraire le contour du front de flamme. Sa configuration expérimentale était un brûleur de type bec Bunsen équipé d'une grille de turbulence. Le prémélange propane-air était ensemencé en zircone  $ZrO_2$ . Le traitement des images ne fait l'objet d'aucune remarque contraignante de la part de l'auteur : sa méthode est similaire à celle de Chew et al. [29], à savoir une binarisation par seuillage. Chew l'appliquait sur des tomographies obtenues par évaporation de gouttelettes d'huile. Le choix du seuil n'est pas présenté comme problématique.

Stevens [96] procéda aussi par binarisation sur une flamme de prémélange stabilisée dans un écoulement turbulent à point d'arrêt, similaire à notre étude. Le seuillage n'est pas appliqué directement à l'image de particules originale mais à une image pré-traitée par un filtre moyenneur. La taille de la fenêtre du masque est le paramètre critique : elle doit être suffisamment grande pour obtenir un nombre de pixels aberrants tolérable et facilement éliminables par un filtre médian. Stevens juge une fenêtre de  $32 \times 32$  pixels<sup>2</sup> comme un bon compromis. En raison de la nature turbulente de l'écoulement, la répartition ne peut être parfaitement homogène.

Jeanne et al. [55] étudient une flamme laminaire ou faiblement turbulente, accrochée à un bec Bunsen. Leurs conditions expérimentales sont peu contraignantes : faibles débits et turbulence négligeable. Outre des particules de zircone  $ZrO_2$ , le flux d'air est ensemencé de particules de fumée d'encens, qui finissent de se consumer lors de la traversée du front de flamme : leurs injections évitent l'agglomération des particules de zircone  $ZrO_2$ et surtout élève la luminance de l'arrière-fond de la tomographie dans la zone des gaz frais. Les images résultantes (cf. FIG. 6.2) présentent à la fois un contraste élevé et un ensemencement dense et très homogène ; cela se traduit sur l'histogramme des niveaux de



FIG. 6.1c – Image de particules C

gris par l'apparition de deux modes distinctes : l'un de faible niveau correspondant aux gaz brûlés et l'autre, de niveau supérieur, aux gaz frais. Le choix du seuil peut ainsi être rendu systématique, tout en augmentant la précision du traitement de chaque image.

### 6.1.3 Spécificité des tomographies acquises sur Vestales

En dépît des nombreuses précautions prises lors de l'acquisition des images de particules, leur qualité n'est pas vraiment satisfaisante. Les quatre images de particules des figures 6.1 ne sont pas suffisantes pour constituer un échantillon représentatif de la diversité des tomographies enregistrées : la luminance moyenne, le contraste et la netteté varient énormément. La mise au point du système optique – composé de la nappe laser, de l'objectif, de l'obturateur et de la camera est imparfaite : le rendu est inégal d'une tomographie à une autre. Pourtant, le perfectionnement de ces réglages ne pourrait à lui seul atténuer ou seulement compenser ces variations. L'ensemencement est aussi responsable : sa répartition apparaît inhomogène d'un endroit ou d'une tomographie à l'autre. En comparaison, les tomographies de Jeanne et al. [55] (voir FIG. 6.2) se montrent d'une qualité nettement meilleure, mais difficilement reproductible dans notre cas : le dispositif d'ensemencement de Jeanne et al. n'est pas transposable simplement à l'échelle d'un banc expérimental tel Vestales de notre point de vue. L'augmentation de la quantité de particules injectées nécessite une augmentation proportionnelle du flux d'air les transportant. Or ce flux d'ensemencement doit être mélangé au flux réactif afin d'obtenir un écoulement homogène à la sortie de l'injecteur. Dans l'état actuel, le flux d'ensemencement est de l'ordre du dixième du flux réactif : une proportion supérieure exigerait de modifier le banc Vestales. En outre, la génération d'un flux d'ensemencement supplémentaire de fumée d'encens nous a semblé trop lourd à entretenir.

Parmi les trois expérimentations précédentes, les conditions expérimentales de Stevens [96] sont les plus proches des nôtres, et ce d'autant plus que la configuration de stabilisation de la flamme est identique. Le tableau 1.2 (page 19) indique quelques paramètres des



FIG. 6.1d – Image de particules D

conditions de Stevens [96] : la vitesse débitante et l'intensité de turbulence sont légèrement inférieures aux nôtres. La turbulence est par essence caractérisée par de nombreuses fluctuations, en particulier de pression qui explique les fluctuations de densité d'ensemencement observées. En regard, les conditions expérimentales de Jeanne et *al.* [55] sont très faiblement turbulentes.

Nos images ne possédant pas les caractéristiques appropriées requises par la méthode de Jeanne et *al.* [55], seule celle de Stevens [96] fut en mesure de traiter nos tomographies. La première action a été de l'appliquer. La précision est limitée par la taille de la fenêtre locale dans laquelle est calculée l'intensité moyenne locale. Le contour obtenu est lissé : sa plus petite échelle est largement supérieure aux échelles physiques générées par la turbulence et même celles de la distance inter-particules. En outre, la méthode de Stevens faillit dans le cas de défaut d'ensemencement local ou de poches de réactifs (voir FIG. 6.4). En effet, si la binarisation crée plus de deux régions connexes, un post-traitement est indispensable : cette étape supplémentaire détériore le contour.

De même, la méthode employée par Armstrong [4] nécessite un ensemencement très dense et probablement un filtre moyenneur, de façon identique à celle de Stevens. Nous manquons d'informations détaillées à ce propos.

#### 6.1.4 Filtrage et Segmentation

Nous avons choisi de porter notre effort sur l'amélioration du traitement d'images pour lequel de nombreuses voies n'avaient pas été explorées, en se fixant deux objectifs :

- supprimer le bruit par un filtrage mieux adapté qui déforme moins le signal et conserve de plus fines échelles de courbure du contour;
- assurer une robustesse de la détection vis-à-vis de la turbulence, c'est-à-dire son immunité aux contours parasites, ayant pour origine les effets bi- voire tri-dimensionnels d'observation de la flammelette suivant une coupe ou la présence de poches défectueuses en ensemencement.



(a) oxyde de zirconium (b) oxyde de zirconium plus fumée d'encens

FIG. 6.2 – Tomographies de Jeanne et al. [55]

La stratégie ad-hoc fut de dissocier le traitement en deux phases successives : le filtrage puis la segmentation. Néanmoins, la robustesse de la seconde phase spécifie la sélectivité requise pour la première. Inversement, la précision de la première limite forcément celle de la seconde. En pratique, la procédure se montre idéale dès que les deux phases se conjuguent bien. Il existe pléthore de filtres de prétraitement. Nous avons alors accordé la priorité à prospecter d'autres techniques de segmentation afin de mieux cerner les composantes du bruit à supprimer.

Les techniques de segmentation sont classiquement distinguées suivant l'objet qu'elles manipulent :

- segmentation par pixel : outils simples considérant le niveau de gris du pixel comme valeur absolue;
- segmentation par région : attributs statistiques définis pour un groupe de pixels ;
- segmentation par contour : détecteurs de contour, élude le choix du seuil ;
- segmentation par modèle : l'information exploitée n'est plus la seule valeur du niveau de gris, d'autres critères sont pris en compte sur la forme des objets; élastiques, de réseau, électriques, de diffusion.

Les méthodes mises en oeuvre jusqu'à présent font appel aux techniques de segmentation par pixel. La perception des images par le système visuel humain est à l'origine des notions de différence et similarité sur lesquelles s'appuie la segmentation. De cette conception découlent les approches « frontière » et « région ». Dans une optique d'identification des zones de gaz brûlés et de gaz frais, une segmentation par région est appropriée, tandis que dans une optique d'identification directe de la flammelette, une segmentation par contour est plus appropriée. Par ailleurs, la segmentation par modèle concluera cette exploration.

Les opérateurs introduits sont illustrés par leur application aux tomographies présentées FIG. 6.1. Ces vues ne font apparaître qu'une moitié du champ d'acquisition de l'image



FIG. 6.3 – Moyenne locale à  $32 \times 32$  appliquée aux tomographies 6.1

de particules : ce découpage clarifie la présentation au détriment du respect de la réalité. Les traitements par lot sur un grand nombre de tomographies obligent à élargir le cadre pour couvrir tout le champ des positions éventuelles des flammelettes.

# 6.2 Approche "frontière" : détection des contours

La flammelette définissant un contour dans l'image de particules, la solution la plus intuitive pour l'identifier est de faire appel aux détecteurs de contour. Le front de flamme définit un contour séparant des régions dont les intensités moyennes des pixels sont très différentes.

#### 6.2.1 Modèle de contour

Dans une image, un contour apparaît comme une ligne où sont localisées de fortes variations de l'intensité locale. Un contour peut être qualifié de "marche d'escalier" ou "rampe" qui s'apparente au type "saut d'amplitude". Un contour peut également correspondre à un maximum ou minimum local d'intensité; il s'agit alors de contour de type "toit". Ces deux modèles, par nature idéaux (voir FIG. 6.5) sont peu représentatifs de la diversité des contours réels. Cette description ne couvrent pas notamment les frontières séparant des régions de textures différentes.

L'image numérique est supposée découler de l'échantillonnage d'une fonction continue scalaire I(x,y). Ainsi, les fondements théoriques peuvent être développés dans le domaine continu. Les approches dérivatives sont les plus immédiates pour détecter et localiser les



(c) Tomographie C

(d) Tomographie D

FIG. 6.4 – Seuillage à 0,5 des images de FIG. 6.3



FIG. 6.5 - Modèles de contours

variations du signal I. Le vecteur gradient est défini au point (x,y) par :

$$\overrightarrow{\nabla I} = \begin{bmatrix} \frac{\partial I}{\partial x} \\ \\ \\ \frac{\partial I}{\partial y} \end{bmatrix}$$

On associe à I une image du module du gradient de I :

$$|\overrightarrow{\nabla}I| = \left[\left(\frac{\partial I}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial I}{\partial y}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}$$

ainsi qu'une image des directions du gradient à partir de :

$$\vec{n} = \frac{\overrightarrow{\nabla I}}{|\overrightarrow{\nabla}I|}$$

Un contour est alors défini comme le lieu d'un maximum – ou minimum – local du gradient

dans la direction  $\vec{n}$  du gradient. Un point de contour vérifie donc :

$$\frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{\partial \overrightarrow{\nabla} I}{\partial n} \right) = 0$$

La recherche des extrema locaux de la dérivée première – par rapport à la direction du gradient – ou des passages par zéro de la dérivée seconde fournit les points des contours. Cette opération nécessite le calcul des dérivées directionnelles.

#### 6.2.2 Opérateurs par masques

L'application de masques de convolution permet d'estimer les dérivées locales de l'image par un moyen simple à implémenter et rapide en temps de calcul. Ces masques de dérivation sont en fait les noyaux de convolution de filtre à réponse impulsionnelle finie. Le produit de convolution de l'image par la matrice  $h_i$  du masque donne une dérivée directionnelle locale :

$$\frac{\partial I}{\partial x_i} = h_i * I$$

Le masque pour calculer la seconde dérivée s'obtient par rotation de  $\pi/2$  du premier.

$$\begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & -1 \\ 2 & 0 & -2 \\ 1 & 0 & -1 \end{bmatrix}$$
  
Gradient Roberts Prewitt Sobel

TAB. 6.1 – Opérateurs de détection de contours par méthode dérivative

Les filtres  $2 \times 2$  sont les opérateurs élémentaires. Les filtres  $3 \times 3$  se composent souvent de deux filtres séparables convolués, comprenant un lissage puis la dérivation dans la direction orthogonale. Le filtre de lissage peut être linéaire ou non et de taille 2N+1. Ces caractéristiques conditionnent la sensibilité et la précision de l'opérateur global.

#### 6.2.3 Opérateur laplacien

Cet opérateur s'appuie sur le fait qu'en l'absence de forte courbure du contour, le passage par zéro du laplacien correspond bien aux extrema du gradient dans sa direction. Le laplacien s'exprime dans le repère  $\vec{t}, \vec{n}$  défini par les vecteurs normal et tangent au contour :

$$\Delta I = \frac{\partial^2 I}{\partial n^2} + \frac{\partial^2 I}{\partial t^2}$$

Si le terme  $\frac{\partial^2 I}{\partial t^2}$  est négligeable, *i.e.* si le contour a une courbure très faible, on obtient :

$$\Delta I = 0 \quad \approx \quad \frac{\partial^2 I}{\partial n^2} = 0$$

Mais l'estimation de la dérivée seconde étant très sensible au bruit, il convient de filtrer très fortement l'image avant d'en calculer le laplacien.

#### 6.2.4 Filtrage optimal

#### 6.2.4.1 Modèle de détecteur de contour

Canny [21] a mené en 1983 une étude théorique de la détection de contour, limitée au cas monodimensionnel. Canny a défini une discontinuité comme une marche d'escalier noyée dans un bruit blanc gaussien. Si nous notons l'amplitude de la marche A et la variance du bruit blanc gaussien V, le signal peut êre décomposé de la façon suivante :

$$I(x) = A.u(x) + V(x)$$

avec u(x) = 1 si x > 0.

Il a ensuite supposé qu'il existait une fonction f antisymétrique dont la convolution avec le signal fournissait une réponse maximale uniquement en présence de la discontinuité. Trois critères ont été définis pour évaluer cette fonction :

- 1. une bonne détection des contours,
- 2. une bonne localisation des contours,
- 3. une faible multiplicité des maxima dus au bruit.

**Bonne détection** Plus le filtre lisse le bruit, meilleure est la détection. Ce critère s'exprime à l'aide du rapport signal sur bruit, défini comme le rapport du maximum de la réponse due au signal seul sur la racine carrée de la puissance du bruit. Le filtre recherché est un dérivateur, afin d'obtenir une réponse nulle pour un signal d'entrée constant.

**Bonne localisation** Moins le filtre lisse l'image, meilleure est la localisation. Ce critère s'exprime par l'inverse de la variance de la distance entre le maximum de la réponse et la position réelle de la transition.

**Réponse unique** Il existe des cas où il est délicat de discerner si on est en présence d'un seul contour bruité ou de deux contours distincts. Ce critère fixe une limite maximale à la distance entre deux maxima de la réponse.

#### 6.2.4.2 Résolution

Pour l'optimisation, Canny [21] propose de maximiser le produit  $\Sigma\Lambda$  en maintenant constant le troisième critère qui est la minimisation de la densité de passages par zéro de la réponse due au bruit. L'optimisation du système, par maximisation du produit  $\Sigma\Lambda$ sous la contrainte de non-multiplicité des réponses, conduit à la résolution d'une équation différentielle :

$$2h(x) - 2\lambda_1 h''(x) + 2\lambda_2 h'''(x) + \lambda_3 = 0$$

**Filtre de Canny** En cherchant la solution sous la forme d'un filtre à réponse impulsionnelle finie, Canny aboutit à la fonction  $\varphi$ :

$$\varphi = a_1 e^{\frac{x}{\sigma}} \sin \omega x + a_2 e^{\frac{x}{\sigma}} \cos \omega x + a_3 e^{\frac{x}{\sigma}} \sin \omega x + a_4 e^{\frac{x}{\sigma}} \cos \omega x$$

où les coefficients  $a_i$  et  $\omega$  dépendent du paramètre d'échelle  $\sigma$ . L'opérateur est complexe à mettre en œuvre : Canny au vu de sa forme, propose une approximation par la fonction h dérivée première d'une gaussienne qui présente un indice de performance  $\Sigma \Lambda = 0, 92$ , ce qui dégrade les performances de 20 % par rapport à l'opérateur initial :

$$h(x) \approx -\frac{x}{\sigma^2} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}$$

Le passage à un espace à deux dimensions (une image) se fait simplement par séparation des convolutions  $h(x, y) = h(x) \cdot h(y)$ . Le calcul du gradient sur une image se ramène donc à deux balayages.



FIG. 6.6 – Filtre de Canny à  $\sigma = 16$  appliqué aux images de FIG. 6.3

**Filtre de Deriche** En cherchant la solution de l'équation différentielle, sous la forme d'un filtre à réponse impulsionnelle infinie, Deriche [37] aboutit à la fonction

$$\varphi(x) = -cxe^{-\alpha|x|}$$

Le paramètre  $\alpha$  de Deriche est reliable au paramètre  $\sigma$  de Canny, tel que  $\alpha = \sqrt{\pi}/\sigma$ . Quand  $\omega$  tend vers 0, l'opérateur de Deriche s'approche de son meilleur indice de performance  $\Sigma \Lambda = 2,0$  contre  $\Sigma \Lambda = 1,12$  pour la solution de Canny [21].

#### 6.2.4.3 Limites du modèle

Ces deux filtres sont réglés par un paramètre d'échelle primordial, noté  $\sigma$  ou  $\alpha$  : il indique en deçà de quelle distance deux contours parallèles sont confondus en un seul.

La forme du modèle de Canny est relativement simple. Dans la plupart des images réelles, les discontinuités (le signal est souvent plus complexe) se présentent souvent comme des combinaisons de signaux en forme de "marche d'escalier", de "toit", de "rampes" ou de "pics". De plus, le résultat est très dépendant du paramètre d'échelles; le réglage de sa valeur est l'objet d'un compromis entre bonne détection et précision. Pour ces multiples raisons, les transitions bruitées sont faiblement révélées. Appliqués à nos cas test, le filtre retourne des résultats pas forcément satisfaisants (*cf.* FIG. 6.6).

Ce modèle de détection de contour est insuffisant et nécessite des étapes supplémentaires. La succession de ces étapes est souvent imparfaite et repose sur des décisions arbitraires, heuristiques.

La mise en œuvre discrète en espace bidimensionnel rend ces filtres anisotropes : des travaux [62] ont été consacrés à la réduction de cet effet ; Demigny [36] les a étendus à des profils en rampe et non plus en marche d'escalier.

### 6.2.5 Post-traitements

#### 6.2.5.1 Seuillage par hystérésis

Les fluctuations d'intensité générées par du bruit apparaissent à l'opérateur de détection de contour comme des variations locales aussi valables que celles du signal. Bien que globalement l'amplitude des variations du signal soit plus forte que celle due au bruit, les valeurs médianes sont ambigues quant à la nature de leur origine. L'application d'un seuil unique à l'image des maxima locaux pour obtenir les contours ferait courir le risque d'obtenir des lacunes et de conserver des éléments fallacieux dans la chaîne du contour.

Les maxima locaux dont la valeur est supérieure au seuil haut sont conservés, ainsi que ceux dont la valeur est supérieure au seuil bas et qui sont connexes à au moins un point dont la valeur est supérieure au seuil haut. Le seuil bas est déterminé de telle sorte que tous les contours sont détectés, *i.e.* tous les points de contour sont au-dessus de ce seuil, mais il existe également d'autres points détectés qui ne sont pas des points de contour, tandis que le seuil haut est déterminé de telle sorte qu'aucun point qui n'est pas un point de contour ne peut être détecté, *i.e.* on n'aura donc que des points de contour mais pas tous les points de contour.

L'idée est d'extraire les contours sûrs en fixant un seuil suffisamment élevé pour ne pas détecter le bruit. Appliqué aux images 6.6, le seuillage réalise une sélection satisfaisante au sens qu'il retient la majorité des éléments attendus et rejette la plupart des éléments correspondant à du bruit. De là à obtenir un contour d'un seul tenant, il faut absolument une étape supplémentaire pour agglomérer ces éléments en morceaux de contour. En procédant ainsi, la chaîne de morceaux de contours formée possède souvent encore des lacunes à cause d'un rapport signal/bruit local trop faible pour le détecteur ou des occultations, en raison d'un seuillage trop sélectif. Pour cela, de nombreuses méthodes ont été proposées pour réaliser la fermeture de ces morceaux de contour.

#### 6.2.5.2 Fermeture de contours

Excepté le passage par zéro des laplaciens, la plupart des détecteurs de contours fournissent des contours ouverts, c'est-à-dire qu'ils ne regroupent pas les composantes dans des objets distincts de type topologique "contour". Suit une étape de reconnaissance de forme : l'identification d'un contour continu coupant l'image de part en part se révèle périlleuse.



FIG. 6.7 – Rendu d'un seuillage par hystérésis à partir des images 6.6

Les méthodes de fermeture de contour apportent des solutions, notamment la recherche de chemin optimal dans un graphe par programmation dynamique ou les méthodes d'inspiration biologique (réseau de neurones). L'écueil de ces fermetures est qu'elles requièrent l'injection d'hypothèses complémentaires pour combler le manque d'informations dans le but de traiter les cas particuliers.

# 6.3 Approche "région"

L'approche par régions est duale de la détection des contours. La segmentation est une partition de l'image en ensembles de pixels connexes ou non appelés régions. Une segmentation obtenue par une détection de contour conduit à un autre type de partition de l'image : une partition en deux classes, les pixels contour et les autres. La partition en régions s'obtient alors à partir des contours fermés : pour résoudre les problèmes de voisinage liés à la connexité, on emploie en général la 4-connexité pour les régions et la 8-connexité pour les contours.

### 6.3.1 Principe

Une région est un ensemble de forme quelconque de pixels connexes d'une image. A partir de ces données, de nombreux attributs peuvent être déduits pour caractériser cette région. Ces attributs sont utilisés dans une approche de l'analyse d'images qui exploite une certaine homogénéité de groupements de pixels. Cette approche est duale de la recherche des contours qui s'intéresse aux hétérogénéités dans l'image. Cette notion d'homogénéité est souvent associée à la notion de texture. La nature des attributs associés dépend de la modélisation qu'on cherche à appliquer à l'image :

- attributs stochastiques : moyenne, variance, moments d'ordre n...;
- attributs géométriques : aire, périmètre, centre de gravité...;
- attributs d'analyse spectrale : densité spectrale d'énergie;
- attributs fractaux;
- attributs de contraste;
- attributs inter-régions : nombre de régions adjacentes, incluses, caractéristiques de la frontière.

Le choix des attributs pour caractériser une région dépend de la nature de l'image, du problème à résoudre et du type de méthode employée pour résoudre le problème.

Les régions de l'image de particules qui nous intéressent sont celles des réactifs et des produits de combustion, ce qui revient à une binarisation. L'attribut qui les différencie est leur luminance moyenne. L'objectif est de regrouper les pixels en N régions de luminance moyenne différente : le critère d'optimisation étant la variance la plus faible autour de la luminance moyenne de la région.

#### Encadré 1

**Définition 3 (Classification)** La classification consiste à identifier des individus en fonction de leurs attributs. Les individus peuvent être des pixels eux-mêmes, une région, ou une sous-image. Chaque individu est affecté à une classe unique, indépendamment de ces voisins. Les méthodes ne prenant en compte qu'un seul attribut sont qualifiées de monodimensionnelles et plus couramment de méthodes de seuillage ou multiseuillage : elles affectent les pixels à des classes relatives à des seuils extraits automatiquement. Les méthodes exploitant plusieurs attributs sont qualifiées de multidimensionnelles et plus couramment de méthodes de classification.

**Définition 4 (Prédicat)** Un prédicat  $\mathcal{P}$  est une proposition logique dont la valeur dépend de son argument; il exprime une contrainte que doivent satisfaire les régions. Le prédicat de base de la segmentation est : «la région  $\mathcal{R}$  est homogène». Les arguments les plus utilisés en segmentation sont entre autres : – le contraste sur la région :  $\mathcal{P}(\mathcal{R})$  vrai  $\Leftrightarrow \max_{\mathcal{R}} I(x, y) - \min_{\mathcal{R}} I(x, y) < \sigma$ – la variance de la région :  $\mathcal{P}(\mathcal{R})$  vrai  $\Leftrightarrow \sum_{\mathcal{R}} [(I(x, y) - \overline{I}]^2 < \sigma$ 

il existe un très grand nombre de partitions d'une image et il existe aussi généralement un très grand nombre de partitions qui vérifient le prédicat. À défaut de stratégie pour trouver la meilleure partition vérifiant un prédicat donné, différentes stratégies de base sont disponibles.

**Définition 5 (Partition)** Une partition  $\Pi$  est l'ensemble des régions de l'image, vérifiant :

$$\Pi \Leftrightarrow \begin{cases} \forall i, j\mathcal{R}_i \cap \mathcal{R}_{|} = \emptyset \\ \cup_i \mathcal{R}_i = image \\ \forall i\mathcal{R}_i \neq \emptyset \end{cases}$$

Lorsque toutes les régions d'une partition vérifient le prédicat, on dit que la partition le vérifie aussi. Dans de nombreux cas, on ne recherche que des partitions maximales, telles que deux régions adjacentes ne vérifient pas le prédicat :  $\forall (i \text{ et } j \text{ adjacents}) \Rightarrow \mathcal{P}(\mathcal{R}_i \cup \mathcal{R}_j) = faux$ 



FIG. 6.8 – Histogramme bimodal illustrant l'existence de deux classes de luminance dans l'image

### 6.3.2 Seuillage global d'histogramme

Le seuillage global d'histogramme des niveaux de gris est une méthode de classification monodimensionnelle où l'individu est le pixel et l'attribut le niveau de gris. L'idée générale consiste à isoler les modes de l'histogramme par une procédure automatique déterminant des seuils qui délimitent les différentes classes. La figure 6.8 schématise l'allure typique d'un histogramme d'une image traitable par cette méthode. Cette détection des seuils peut être effectuée en recherchant des minima locaux ou en approximant les modes par des gaussiennes. Ce principe se révèle efficace à condition que les modes se distinguent sous la forme de monts ou pics séparés par des larges ou profondes vallées. Souvent les profils des histogrammes sont trop bruités et de nombreuses irrégularités mettent en défaut la détection des minima locaux. Il faut alors se tourner vers des méthodes qui modélisent l'histogramme par une somme pondérée de distributions gaussiennes. Ces méthodes segmentent chaque image de façon adaptée : appliquées aux images 6.3, elles retournent des rendus bien meilleurs que ceux de la classification à seuil fixe, comme le montre la comparaison des images 6.4 avec 6.9.

Le défaut majeur de ces méthodes est qu'elles ne tirent pas profit de l'information spatiale de l'image. Cette négligeance des relations de voisinages entre pixels aboutit à des régions souvent non connexes ou autrement dit à trop de petites régions.



(c) Tomographie C

(d) Tomographie D

FIG. 6.9 – Seuillage automatique appliqué aux images 6.3

## 6.3.3 Transformation de régions

Les méthodes par transformation d'image s'appuient sur la notion de prédicat  $\mathcal{P}$  et sur celle de partition de l'image en région  $\mathcal{R}$  (*cf.* Encadré 1). Le choix du prédicat est directement lié aux hypothèses émises sur la nature de l'homogénéité de l'image : un critère de prédicat associant la moyenne et la variance des niveaux de gris de la région serait bien adapté à nos images. Le type de partition obtenu dépend de la strucure de donnéees retenues pour étendre le concept de voisinage pixel à celui d'adjacence entre groupements de pixels : cette représentation élève le niveau sémantique de l'image. Les stratégies employées par les algorithmes sont ascendantes<sup>1</sup> ou descendantes<sup>2</sup> suivant qu'elles exploitent des mécanismes de réunion ou de partage de régions.

Pour être efficace, leur mise en oeuvre doit s'appuyer sur des structures de données ou des représentations de l'image. Chaque représentation doit être manipulable par l'ordinateur; on y associe donc des structures de données de type tableau, arbre et pyramide de graphes pour lesquelles il existe des algorithmes classiques de traitement. Ces méthodes structurales de traitement de régions comportent un fort aspect algorithmique du fait de la taille des données, de leur structuration, des stratégies employées.

#### 6.3.3.1 Croissance de régions

Les méthodes de croissance de régions s'amorcent à partir de germes, qui sont des régions vérifiant un prédicat plus sévère que l'objectif. Peu à peu des pixels adjacents sont rattachés aux germes, tandis que la sévérité du prédicat est progressivement abaissée vers celle du prédicat objectif. Le processus d'itération cesse dès que toutes les régions satisfont le prédicat objectif et que les pixels restants forment une région bâtarde ne vérifiant pas le prédicat objectif. Les méthodes de croissance de régions n'aboutissent donc pas systématiquement à une partition de l'image.

#### 6.3.3.2 Division et fusion

La méthode dite de "Division et fusion<sup>3</sup>" procède en deux étapes successives : le partage de l'image entière en régions, *i.e.* la division, puis la réunion de ces régions, *i.e.* la fusion.

**Division** L'objectif est de subdiviser l'image en un ensemble de régions vérifiant toutes le prédicat. L'image entière est généralement la région axiome ou de départ : si elle ne vérifie pas le prédicat  $\mathcal{P}$ , on lui applique une division générant de nouvelles régions  $\mathcal{R}_i$ régulières. Suivant le découpage, le partitionnement peut être horizontal, vertical ou en quartiers. On réitère jusqu'à ce que toutes les régions vérifient le prédicat  $\mathcal{P}$  ou que les plus petites régions soient de la taille du pixel.

**Fusion** Cette étape prend le contre-pied de la précédente. Il s'agit de rassembler les régions entre elles par "affinité". La méthode rigoureuse consiste à fusionner uniquement les régions dont la réunion vérifie le prédicat. Des tests statistiques sont fréquemment employés dans ce but. Néanmoins, ce procédé peut s'avérer trop rigide.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>bottom-up

 $<sup>^{2}</sup>$ top-down

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Splite and merge

#### Encadré 2

**Définition 6 (Graphe d'adjacence)** Un graphe d'adjacence est une représentation de l'espace composé d'un ensemble de sommets et d'un ensemble d'arêtes. Chaque sommet est associé à une région ; chaque arête est le lien qui unit deux régions adjacentes. Un graphe d'adjacence est un graphe non-orienté dont les noeuds représentent les régions formant une partition de l'image et les arcs les relations d'adjacence entre régions. Deux noeuds sont reliés par un arc si les deux régions sont adjacentes, c'est-à-dire s'il existe au moins deux pixels voisins, appartenant chacun à l'une des deux régions. Le graphe d'adjacence dépend donc de la connexité choisie ; il est planaire pour un voisinage en 4-connexité, il ne l'est plus en 8-connexité, ceci conduit à des adjacences parfois gênantes. On définit un argument commun pour trier les arcs.

**Définition 7 (Pyramide)** Une pyramide est une suite finie de graphes, permettant de prendre en compte toutes les résolutions de l'image initiale. Chacun de ces graphes constitue un niveau de la pyramide et se compose de nœuds : le nombre de nœuds du graphe diminue en passant d'un niveau à celui supérieur. Lorsque les noeuds ne peuvent établir un lien qu'avec un unique noeud du niveau supérieur, la pyramide est dite sans recouvrement, sinon c'est une pyramide avec recouvrement. La structure pyramidale est adaptée à une analyse multi-résolution de l'image : le niveau le plus bas de la pyramide représente l'image à pleine résolution, les niveaux supérieurs sont des représentations à une résolution de plus en plus réduite de l'image de base.

#### 6.3.3.3 Méthodes à structure pyramidale

Le recours à une structure pyramidale étend très largement les capacités de segmentation par transformation de régions en apportant à la fois : une souplesse pour la forme des régions, une analyse multi-échelle de l'image.

Les méthodes à structure pyramidale résolvent itérativement le double problème de la segmentation en région, en alternant les phases d'estimation des caractéristiques des régions et de transformation de ces régions.

Burt [19] propose un schéma dit à pyramide gaussienne où l'initialisation de la pyramide est effectuée par filtrages gaussien successifs d'un niveau à son supérieur. Cette méthode procède par itération d'une boucle de deux étapes : calcul de la valeur de chaque noeud, mis-à-jour des arcs père-fils entre noeuds de niveaux successifs.

- 1. Calcul des valeurs des noeuds : La valeur des noeuds d'un niveau est la moyenne des valeurs de ses noeuds fils situés au niveau inférieur.
- 2. Les arcs sont mis-à-jour : Chaque noeud choisit le père situé au niveau supérieur dont la valeur est la plus proche de la sienne qui satisfait au mieux le prédicat.

#### 6.3.3.4 Méthodes à graphe d'adjacence

Cette technique par graphes d'adjacence est destinée à une image sursegmentée, pour laquelle l'intérêt est de réduire le nombre de régions de manière optimale en acceptant progressivement des réunions de régions de moins en moins semblables. Pour cela, les relations d'adjacence définies entre deux régions sont triées selon un critère d'homogénéité portant sur la réunion de ces deux régions. La liste ordonnée est remise à jour après chaque modification du graphe d'adjacence. L'avantage de procéder ainsi réside dans l'obtention d'une partition optimale en un nombre de régions voulus.



(a) Tomographie A

(b) Tomographie B



(c) Tomographie C

(d) Tomographie D

FIG. 6.10 – Méthode à structure pyramidale appliquée aux images 6.12

En raison du très faible rapport signal sur bruit des images de particules en écoulement turbulent réactif, une étape de prétraitement s'est imposée d'elle-même à chaque fois. Consistant à calculer une moyenne spatiale locale, cette étape jouait la fonction de filtrage pour éliminer/supprimer le bruit. Ce faisant, le signal est déformé : concrètement l'image devient floue. Si la zone de transition se révèle mieux, elle s'élargit aussi. L'objectif est donc de rechercher un outil idoine à l'élimination du bruit contenu dans mes images.

### 6.3.3.5 Compléments

La méthode à structure pyramidale génére des régions relativement homogènes; en revanche, le nombre de régions en laquelles l'image est segmentée reste inconnu a priori, seul un nombre minimum est garanti. Afin de réduire systématiquement à une segmentation en deux régions correspondant aux zones de produits et réactifs, les méthodes à graphe d'adjacence et de seuillage automatique sont employées. L'application de ce traitement est montré aux figures 6.10 et 6.11.

De nombreuses autres stratégies de segmentation selon une approche "région" existent et pourraient se réveler capable de traiter ces tomographies, parmi lesquelles :

- les corrélations d'histogrammes locaux,
- les pyramides de graphes d'adjacence,
- le partitionnement de Voronoï,





(c) Tomographie C

(d) Tomographie D

FIG. 6.11 – Seuillage automatique appliqué aux images 6.11

– la théorie des champs markoviens.

Nous nous sommes contentés des résultats satisfaisants fournis par les méthodes à structure pyramidale et à graphe d'adjacence.

# 6.4 Prétraitement

Le but de la phase de prétraitement est de préparer l'image de manière à faciliter ensuite sa segmentation. Les traitements classiquement appliqués visent à mettre en relief l'information recherchée en relevant le contraste ou en supprimant le bruit. Dans la plupart des cas, le bruit d'image est considéré comme étant blanc, aléatoire, centré et additif n(x, y):

$$I(x,y) = f(x,y) + n(x,y)$$

Dans une certaine mesure, le bruit associé à nos tomographies possède une composante multiplicative.

### 6.4.1 Filtres stationnaires

Les filtres les plus simples à mettre en œuvre sont les opérateurs linéaires.

#### 6.4.1.1 Linéaires

Ces opérateurs sont caractérisés par leur réponse impulsionnelle h(x, y) qui est la fonction de transfert du filtre :

$$I_S(x,y) = I_E(x,y) * h(x,y)$$

**Moyenneur** La réponse impulsionnelle de ce filtre est constante  $\frac{1}{t^2}$  où t est la largeur du filtre. L'application de ce filtre au tomographie 6.1 est illustrée à la figure 6.12.

**Gaussien** La réponse impulsionnelle de ce filtre est paramétrée par  $\sigma \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}}$ . L'augmentation de  $\sigma$  renforce l'atténuation du bruit. L'application de ce filtre au tomographie 6.1 est illustrée à la figure 6.13.

L'approche par filtrage linéaire est en fait adaptée à des signaux stationnaires donc contenant de faibles transitions. En pratique, ces filtres sont sans surprise de qualité moyenne : les contours sont considérablement dégradés. Leur utilisation résulte d'un compromis. Les techniques de filtrage linéaire sont simples mais elles introduisent un phénomène de flou qui altère parfois de façon dramatique les informations utiles.



FIG. 6.12 – Filtre moyenn<br/>neur sur une fenêtre de  $16\times16$ 

#### 6.4.1.2 Non-linéaires

**Filtres d'ordre** Ces filtres sont définis par une fonction des statistiques d'ordre de l'ensemble des luminances des pixels contenus à l'intérieur d'une fenêtre centrée sur le pixel à filtrer. Les statistiques d'ordre sont les valeurs des différentes luminances de la fenêtre, ordonnées ou rangées en une liste croissante; par conséquent, pour le rendu de ces filtres, le rang occupé dans l'ensemble ordonné prime sur la position spatiale dans la fenêtre d'analyse.

**L-filtre** La réponse de ces filtres est une combinaison linéaire des statistiques d'ordre. Le filtre médian est un cas particulier pour lequel la valeur médiane est choisie comme sortie. De même, les filtres de rang retournent la valeur d'un rang prédéterminé. En


FIG. 6.13 – Filtre gaussien

revanche, si les L coefficients sont identiques, aucune distinction ne qualifie l'ordre : on obtient alors un filtre linéaire de moyenne locale.

**M-filtre** La réponse de ces filtres est obtenue par l'intermédiaire d'une fonction de coût au lieu des luminances. Par l'intermédiaire d'un paramètre de la fonction de coût, ces filtres réalisent un compromis entre l'effet de réduction du bruit et l'effet d'élargissement des zones de transition.

Les filtres d'ordre donnent des résultats satisfaisants surtout pour la suppression du bruit impulsionnel; de plus, ils respectent relativement bien les transitions entre régions. N'ayant aucun paramètre de réglage, le filtre médian est de loin le plus largement employé; mais le temps d'exécution devient prohibitif pour de grandes fenêtres. La figure 6.14 montre qu'il faut fixer relativement grand pour obtenir un résultat convenable.

#### 6.4.1.3 Filtres adaptatifs

L'approche par méthodes adaptatives tente de prendre en compte la non-stationnarité des images. Le principe du filtrage adaptatif est d'ajuster la fenêtre ou les coefficients au type du signal local. L'étape de filtrage est précédée d'une étape de décision qui cherche à identifier le type du signal en fonction de critères a priori fournis par l'utilisateur.

#### 6.4.1.4 Filtres morphologiques

La morphologie mathématique est connue pour ses relations ensemblistes, telles que  $S \subset X$ , où X est l'ensemble à analyser et S un élément structurant, dont on choisit la forme et la taille adaptées aux fins de l'analyse. Étant donné un élément structurant et une relation, l'image initiale est transformée en translatant l'élément structurant en tout point



FIG. 6.14 – Filtre médian

et en examinant si la relation entre l'image et l'élément structurant translaté est vérifiée. Ces relations sont en effet à la base des opérateurs morphologiques élémentaires que sont l'érosion et la dilatation binaires. L'élément structurant définit un voisinage autour de chaque pixel de l'image et ce sont donc des propriétés locales des objets qui sont ainsi mises en évidence.

## 6.4.2 Équations aux dérivées partielles

L'apparition d'équations aux dérivées partielles en traitement d'images peut dérouter un peu au premier abord, le lien physique n'étant pas clair. Et pourtant les E.D.P. vont se révéler être un outil fin et puissant. Ces équations sont également essentielles dans le cadre des problèmes variationnels, où l'on cherche un objet qui minimise une certaine énergie.

#### 6.4.2.1 Diffusion par équation de la chaleur

L'équation de la chaleur est une E.D.P. classique en mécanique :

$$\begin{cases} \frac{\partial h}{\partial t} = \Delta h\\ h(x,0) = h_0(x) \end{cases}$$
(6.1)

La solution de cette équation est une fonction h qui décrit la propagation au cours du temps t de la chaleur dans un milieu isotrope; cette diffusion de la chaleur provoque une diminution des gradients de température. Par analogie, l'application de cette équation à une image initiale fournit une suite d'images graduellement simplifiées, lissées, moyennées où les gradients d'intensité sont atténués à l'échelle t. Ainsi, vu sous l'angle de l'analyse multi-échelle, les E.D.P. apparaissent d'un grand intérêt et sont notamment à ce titre utilisées en débruitage. Cependant, un résultat pratiquement identique peut être obtenu en convoluant l'image initiale avec un noyau gaussien de taille t. En revanche, l'équation de la chaleur serait un outil en lui faisant adopter un modèle de diffusion inhomogène voire anisotrope.

#### 6.4.2.2 Diffusion non linéaire anisotrope

L'idée de Malik & Perona [80] est de lisser l'image dans les zones homogènes et de ne pas la faire évoluer le long des contours, voire de rehausser ces derniers. Soit g une fonction définissant le coefficient de diffusion en chaque point de l'image :

$$D = g(I) = \frac{\upsilon}{|\overrightarrow{\nabla}I| + \upsilon}$$

où v est un paramètre d'ajustement tel que g approche 1 pour  $\nabla I \ll v$  et g tende vers 0 quand  $\nabla I \gg v$ . Le coefficient de diffusion est inhomogène dans l'image au sens où il dépend de la norme du gradient local d'intensité. La diffusion inhomogène n'opère pas de lissage, laisse telles quelles les zones longeant les contours. Pourtant un lissage dans la direction orthogonale à celle du gradient d'intensité à l'origine du contour serait avantageux; il régulariserait cette zone de transition tout en respectant voire accentuant le contour. La diffusion anisotrope nécessite un tenseur de diffusion :

$$D = \begin{bmatrix} g_n & 0\\ 0 & g_t \end{bmatrix} \quad g_n = \frac{\upsilon - |\overrightarrow{\nabla}I|}{|\overrightarrow{\nabla}I| + \upsilon} \quad g_t = \frac{\upsilon}{|\overrightarrow{\nabla}I| + \upsilon}$$

dans le repère local lié au gradient d'intensité. L'équation de la chaleur se réécrit alors :

$$\frac{\partial I}{\partial t} = \nabla \left( D \overrightarrow{\nabla} I \right)$$

Ce modèle de diffusion prétend résoudre deux problèmes à la fois :

- un problème d'analyse : le bruit correspondant aux faibles gradients est éliminé ;
- un problème de restauration : les contours "vrais" correspondant aux forts gradients sont réhaussés.

La diffusion est un outil d'affinage, mais peu efficace pour filtrer une large bande d'échelles. Appliquée 6.15.



(a) Image 6.13a

(b) Image **6.13c** 

FIG. 6.15 – Diffusion anisotrope

# 6.4.3 Filtrage par transformation linéaire

Les transformées linéaires permettent d'analyser un signal ou d'étudier les propriétés d'un opérateur dans un espace ad-hoc. La transformée de Fourier discrète est bien adaptée à l'analyse des comportements harmoniques des images.

#### 6.4.3.1 Analyse fréquentielle

L'idée de départ amenant à procéder par analyse fréquentielle tient dans la texture des images de particules, produite par l'alternance absence-présence de particules. Ce caractère discret de l'ensemencement est assimilé au bruit qui dissimule le changement d'intensité locale moyenne, localisé aux endroits de la flammelette. Son contour est une transition du signal à faible nombre d'onde, tandis que le bruit est composé d'une gamme à nombre d'onde plus élevé et ce d'autant plus que l'ensemencement est dense. Il s'agit de choisir la nombre d'onde juste. La figure 6.16 illustre la qualité du filtrage : le bruit au-delà du nombre d'onde de coupure est éliminé, le reste du signal n'est pas atténué, ainsi la transition du front de flamme reste bien marquée.

#### 6.4.3.2 Analyse spatio-fréquentielle

La précédente approche est dépourvue de localisation spatiale : l'analyse est effectuée sur une fenêtre unique couvrant l'image entière. Or ce qui distingue le bruit moyennebasse fréquence du signal est l'échelle spatiale. Une approche espace-fréquence doit être adoptée. La transformée en ondelettes permet justement de décomposer les données en composantes fréquentielles suivant une résolution adaptée à une échelle spatiale définie. Il s'agit là d'une autre forme d'analyse multi-échelles. On parle alors d'analyse multirésolution au moyen de paquets d'ondelettes dans des base orthonormées. L'analyse par ondelettes fournirait une solution combinée de filtrage et segmentation.



FIG. 6.16 – Filtre fréquentiel appliqué à la tomographie A

#### 6.4.4 Bilan

La figure 6.17 donne un aperçu en relief de l'effet des filtres fréquentiel et anisotrope de prétraitement. La transition correspondant à la flammelette ressort nettement par rapport au bruit fortement atténué : son amplitude est largement supérieure à toutes les autres. Sur la figure 6.17a, la forêt initiale de pics propres à chaques particules a été éclaircie par



FIG. 6.17 – Vue tridimensionnelle de la tomographie C prétraitée

le passage du filtre fréquentiel, tandis que sur la figure 6.17b, les deux régions de part et d'autre de la transition ont été homogénéisées par le passage du filtre anisotrope.

# 6.5 Modèles déformables

Les modèles déformables sont des courbes (en bi-dimensionnel) ou des surfaces (en tri-dimensionnel) soumises à des forces les contraignant à se déformer pour finalement venir épouser les frontières de l'objet que l'on cherche à isoler, une surface ou un volume.

La segmentation par modèles déformables intègre des paramètres géométriques, physiques, dynamiques ou même statistiques dans leurs formulations. Ces paramètres fournissent un ensemble de lois et de contraintes qui permet au processus d'extraction d'utiliser au mieux les données disponibles, voire même de combler l'information manquante.

La courbe optimale n'est pas déterminée en une seule passe : l'opérateur place dans l'image, au voisinage de la forme à détecter, un contour initial ; celui-ci est ensuite corrigé de manière itérative sous l'action de plusieurs forces, d'où la notion de modèle déformable. Les modèles déformables évoluent selon un processus itératif d'optimisation par déformation, à partir d'une initialisation proche de la solution.

La coexistence des notions d'attache aux données et de régularisation sous une forme commune (l'énergie) rend les modèles déformables aptes à la fermeture de contours virtuels ou à la segmentation d'images bruitées, l'énergie interne palliant le manque d'informations ou l'information erronée de l'énergie externe.

Les modèles déformables existent aussi bien dans le domaine continu que dans le domaine discret. Leurs formes les distinguent surtout en deux types :

- les modèles paramétriques ou à topologie fixe : la courbe est représentée sous une forme paramétrée, ce qui facilite sa manipulation;
- les modèles géométriques ou à topologie variable : la topologie de la courbe peut être adaptée à la déformation, autorisant ainsi des divisions et des fusions de courbe; la courbe déformable est définie implicitement par une fonction de niveau d'une fonction scalaire de plus grande dimension; ces modèles s'appuient sur la théorie de

l'évolution des courbes et sur la méthode des "ensembles de niveaux<sup>4</sup>".

Les contours actifs (modèles déformables élastiques ou paramétriques ou snakes) constituent le premier exemple notable de modèles déformables, tels qu'ils ont été historiquement introduits par Kass et *al.* [57]. Parmi l'abondante littérature traitant des contours actifs, le lecteur trouvera davantage d'informations en se reportant aux références [113, 3, 33].

# 6.5.1 Modèle du contour actif

Un contour actif est assimilé à une courbe paramétrée  ${\mathcal C}$  représentée comme suit :

$$\mathcal{C} = v(s,t) | s \in [a;b], t \in \Re +$$

où s et t représentent respectivement l'abscisse curviligne le long de C et le temps; ainsi, v(s,t) est le vecteur position d'un point du contour à l'instant t; a et b permettent de spécifier les extrémités fixes ou libres de C à travers v(a,t) et v(b,t). En effet, un contour actif peut être :

- fermé : v(a,t)=v(b,t) à tout instant t;

- -à extrémités libres : v(a,t) et v(b,t) évoluent en fonction de t ;
- -à extrémités fixes : v(a) et v(b) ainsi que leurs dérivées ne dépendent pas du temps.

Le contour va être animé, mis en mouvement, amené à se déformer sous l'action de plusieurs forces d'origines diverses. L'énergie totale dissipée pour la déformation du contour se décompose classiquement en trois sources :

$$E(\mathcal{C}) = \int E_{interne} + E_{image} + E_{externe}$$

Sous l'influence de ces énergies, la courbe va évoluer pour rechercher une position d'équilibre locale où l'énergie totale atteindra un minimum : cette solution traduira un compromis optimal entre les contraintes.

#### 6.5.1.1 Énergies

**Énergie interne** Assimilée à l'énergie mécanique de tension et de flexion, elle intègre toutes les contraintes de régularisation, de manière à assurer au contour une certaine continuité.

Ce terme stabilisateur se fonde sur l'opérateur de Tikhonov d'ordre p :

$$\sum_{i=0}^{p} \alpha_i(s) \left| \frac{\partial^i}{\partial s^i} \right|^2 \tag{6.2}$$

Le modèle de Kass [57] se limite à l'ordre 2. L'énergie interne s'exprime alors :

$$E_{interne} = \int_{a}^{b} \alpha(s,t) \left| \frac{\partial v(s,t)}{\partial s} \right|^{2} ds + \int_{a}^{b} \beta(s,t) \left| \frac{\partial^{2} v(s,t)}{\partial s^{2}} \right|^{2} ds$$
(6.3)

Par analogie physique avec un système mécanique, les deux termes contrôlent son comportement :

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>levels sets

- le premier terme pénalise la longueur du contour : l'élasticité d'un fil (membrane en 2D)
- le second exprime les variations de la courbure : la rigidité d'une barre (plaque mince en 2D)

Les coefficients  $\alpha$  et  $\beta$  sont souvent pris constants, ce qui simplifie énormément la mise en œuvre du modèle.

Énergie image Issue directement des données de l'image, elle vise à attirer le contour vers les zones d'intérêt de l'image que l'utilisateur cherche à mettre en valeur. Il existe différentes manières de définir une énergie associée à une image et une formulation générale est donnée par :

$$E_{image} = -\int \Psi(||\nabla I(v)||)ds$$
(6.4)

où  $\Psi$  est une fonction croissante continue. S'il s'agit, comme souvent, des zones de transition de niveaux de gris, l'opérateur approprié pour les révéler est un détecteur de contour. Le terme d'énergie image peut être obtenu par :

$$E_{image} = -\left|\left|\overrightarrow{\nabla}[O*I]\right|\right| \tag{6.5}$$

où O est le détecteur de contour. L'image 6.18 montre l'énergie externe déduite de l'image 6.6b.



FIG. 6.18 – Attache aux données : énergie externe déduite de l'image 6.6b

Énergie externe Introduite par l'utilisateur, elle lui permet d'interagir directement sur le contour en lui imposant des contraintes particulières.

#### 6.5.1.2 Formulation

Formulation énergétique ou stationnaire Le problème est traduit en termes de minimisation d'énergie : on cherche C tel que  $E(C) = min_{C \subset \Phi} E(C)$  avec la fonctionnelle  $E(\phi) = S(\phi) + P(\phi)$ 

La recherche du minimum fait appel au théorème d'optimisation suivant :

**Théorème 1 (Optimisation)** Soit F une fonction à valeurs réelles de classe  $C^2$  par rapport à ses variables s, x, x', x",...  $x^n$  où  $x^{(i)}$  représente la dérivée d'ordre i de la fonction x(s) par rapport à la variable s. Soient a et b deux réels tels que  $x^{(i)}(a)$  et  $x^{(i)}(b)$ soient connus et fixés, pour  $i \in [0; n - 1]$ . Alors trouver la fonction x(s) minimisant la quantité  $\int_a^b Fds$  conduit à résoudre l'équation différentielle d'Euler-Lagrange :

$$\sum_{i=0}^{n} (-1)^{i} \frac{\partial^{i}}{\partial s^{i}} \left[ \frac{\partial F}{\partial x^{(i)}} \right] = 0$$

**Formulation dynamique ou variationnelle** La formulation énergétique modélise le problème de manière statique : une variable artificielle t est introduite.

Une telle formulation permet l'utilisation plus générale de forces externes ne dérivant pas forcément d'un potentiel. Les fonctions d'énergie potentielle peuvent être converties en champ de force aisément par la formule  $\vec{F} = \vec{\nabla} E_p$ .

L'équation du contour suit alors la deuxième loi de Newton :

$$\mu \frac{\partial^2 \phi(s,t)}{\partial t^2} = F_{damp}(\phi) + F_{int}(\phi) + F_{ext}(\phi)$$

Ces deux formulations mènent à des résultats similaires.

## 6.5.2 Résolution et méthode numérique

Soit x, une composante quelconque du vecteur v, en appliquant le théorème précédent, la minimisation de l'énergie E(C) se traduit par la résolution de l'équation différentielle d'ordre 4 suivante :

$$-\alpha \frac{d^2 x}{ds^2} + \beta \frac{\partial^4 x}{\partial s^4} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left[ \Psi(\nabla I(v)) \right]$$
(6.6)

associée aux conditions initiales sur les dérivés de x en a et en b.

Le second membre de l'équation ne peut pas s'exprimer sous forme analytique, c'est pourquoi la résolution du problème passe par une discrétisation de l'équation différentielle. La méthode originale met en œuvre les différences finies. Cependant, une intégration numérique utilisant la méthode des éléments finis est également possible. Considérons une courbe discréte  $v_i | i \in [1, p]$  de p points équidistants d'une distance h, souvent appelés snaxels.

Les approximations des dérivés sont données par les expressions :

$$\frac{x_{i+1} + x_{i-1} - 2x_i}{h^2}, \forall i \in [2; p-1]$$
(6.7)

$$\frac{x_{i+2} - 4x_{i+1} + 6x_i - 4x_{i-1} + x_{i-2}}{h^4}, \forall i \in [3; p-2]$$
(6.8)

pour lesquelles  $x_i$  est une composante quelconque du vecteur  $v_i$ . Supposons un pas d'échantillonnage h égal à 1. Cette hypothèse reste valide si les points  $v_i$  ne subissent pas des déplacements trop importants. Dans le cas contraire, un nouvel échantillonnage de la courbe devient nécessaire. En notant  $g_i = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial v} [\Psi(||\nabla I(v)||)]$  la composante de l'énergie externe au point  $v_i$  et en introduisant les approximations 6.7 et 6.8 dans l'équation 6.6, on obtient :

$$-\beta x_{i-2} + (\alpha + 4\beta)x_{i-1} + (-2\alpha - 6\beta)x_i + (\alpha + 4\beta)x_{i+1} - \beta x_{i+2} + g_i = 0, \ \forall i \in [3; p-2] \ (6.9)$$

Selon que les extrémités du contour sont laissées libres ou non, les contraintes sur les dérivées aux limites de x sont à adapter. En conséquence, la matrice A n'est pas la même dans les deux cas. Toutes ces équations sont linéaires et indépendantes pour chaque composante du vecteur position  $v_i$ .

Pour les extrémités libres, auxquelles sont imposées néanmoins des contraintes sur les dérivées aux limites telles que  $x_1'' = x_p'' = 0$ , la détermination de la solution discrète équivant à l'inversion du système linéaire :

$$Ax + g = 0$$

où x et g représentent respectivement les vecteurs  $[x_1...x_p]^{\intercal}$  et  $[g_1...g_p]^{\intercal}$ , et A est la matrice régularisante ou matrice de lissage du système :

|     | $\int -\beta$     | $2\beta$            | $-\beta$            | 0                   |                   | 0                   | 0                   | 0                   | 0 ]               |       |
|-----|-------------------|---------------------|---------------------|---------------------|-------------------|---------------------|---------------------|---------------------|-------------------|-------|
|     | $\alpha + 2\beta$ | $-2\alpha - 5\beta$ | $\alpha + 4\beta$   | $-\beta$            | 0                 |                     | 0                   | 0                   | 0                 |       |
|     | $-\beta$          | $\alpha + 4\beta$   | $-2\alpha - 6\beta$ | $\alpha + 4\beta$   | $-\beta$          | 0                   |                     | 0                   | 0                 |       |
|     | 0                 | $-\beta$            | $\alpha + 4\beta$   | $-2\alpha - 6\beta$ | $\alpha + 4\beta$ | $-\beta$            | 0                   |                     | 0                 |       |
| A = |                   | ·                   | ·                   | ·                   | ·                 | ·                   | ·                   | ·                   | :                 |       |
|     | 0                 |                     | 0                   | $-\beta$            | $\alpha + 4\beta$ | $-2\alpha - 6\beta$ | $\alpha + 4\beta$   | $-\beta$            | 0                 |       |
|     | 0                 | 0                   |                     | 0                   | $-\beta$          | $\alpha + 4\beta$   | $-2\alpha - 6\beta$ | $\alpha + 4\beta$   | $-\beta$          |       |
|     | 0                 | 0                   | 0                   |                     | 0                 | $-\beta$            | $\alpha + 4\beta$   | $-2\alpha - 5\beta$ | $\alpha + 2\beta$ |       |
|     | 0                 | 0                   | 0                   | 0                   |                   | 0                   | $-\beta$            | $2\beta$            | $-\beta$          |       |
|     |                   |                     |                     |                     |                   |                     |                     |                     | (                 | 6.10) |

de dimensions  $p \times p$ .

Pour les extrémités fixes, les dimensions des vecteurs x et f doivent être réduites de sorte que  $x = [x_2...x_{p-1}]^{\mathsf{T}}$  et  $g = [g_2...g_{p-1}]^{\mathsf{T}}$ , et x dépend de  $x_1$  et de  $x_p$ , il vient :

$$Ax + g + [(\alpha + 2\beta)x_1, -\beta x_1, 0...0, -\beta x_p, (\alpha + 2\beta)x_p]^{\mathsf{T}} = 0$$

où A est de la forme :

|     | $-2\alpha - 5\beta$ | $\alpha + 4\beta$   | $-\beta$            | 0                 |                   | 0                   | 0                   | 0                   | 0 ]                 |        |
|-----|---------------------|---------------------|---------------------|-------------------|-------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|--------|
|     | $\alpha + 4\beta$   | $-2\alpha - 6\beta$ | $\alpha + 4\beta$   | $-\beta$          | 0                 |                     | 0                   | 0                   | 0                   |        |
|     | $-\beta$            | $\alpha + 4\beta$   | $-2\alpha - 6\beta$ | $\alpha + 4\beta$ | $-\beta$          | 0                   |                     | 0                   | 0                   |        |
|     | 0                   | $-\beta$            | $\alpha + 4\beta$   | $-2\alpha-6\beta$ | $\alpha + 4\beta$ | $-\beta$            | 0                   |                     | 0                   |        |
| A = | :                   | ·                   | ·                   | ·                 | ·                 | ·                   | ·                   | ·                   | :                   | (6.11) |
|     | 0                   |                     | 0                   | $-\beta$          | $\alpha + 4\beta$ | $-2\alpha - 6\beta$ | $\alpha + 4\beta$   | $-\beta$            | 0                   |        |
|     | 0                   | 0                   | • • •               | 0                 | $-\beta$          | $\alpha + 4\beta$   | $-2\alpha - 6\beta$ | $\alpha + 4\beta$   | $-\beta$            |        |
|     | 0                   | 0                   | 0                   |                   | 0                 | $-\beta$            | $\alpha + 4\beta$   | $-2\alpha - 6\beta$ | $\alpha + 4\beta$   |        |
|     | 0                   | 0                   | 0                   | 0                 |                   | 0                   | $-\beta$            | $\alpha + 4\beta$   | $-2\alpha - 5\beta$ |        |

de dimensions  $(p-2) \times (p-2)$ .

L'inversion de la matrice A étant généralement impossible, le système sera résolu de façon itérative à partir d'une solution approchée  $x^0$ . En employant un schéma implicite, on doit résoudre l'équation :

$$Ax^{n+1} + g = \gamma(x^{n+1} - x^n)$$

dans lequel  $x^n$  désigne la composante à l'itération n et  $\gamma$  le gain de l'algorithme. Ce schéma prend l'erreur a posteriori et nécessite l'inversion d'une matrice pour obtenir :

$$x^{n+1} = (\gamma Id - A)^{-1}(x^n + g)$$

où Id est la matrice identité.

Un autre schéma, explicite, peut prendre en compte l'erreur a priori :

$$Ax^n + g = \gamma(x^{n+1} - x^n)$$

et ne conduit pas à l'inversion de la matrice A, si bien que :

$$x^{n+1} = \frac{1}{\gamma} [(A + \gamma Id)x^n + g]$$

Ces schémas sont assimilables à une formulation variationnelle du problème de l'équation.

$$\frac{\partial x}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 x}{\partial s^2} - \beta \frac{\partial^4 x}{\partial s^4} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left[ \Psi(\nabla I(v)) \right]$$

Si le schéma implicite est employé, l'inversion de la matrice  $(\gamma Id - A)$  peut être réalisée par une décomposition LU. Une fois cette matrice inversée, elle peut être utilisée tant que le nombre de voxels p décrivant le contour est suffisant. Après chaque itération, les déplacements des voxels sont déterminés et selon un critère de seuil, on décide de poursuivre le processus ou de figer le contour en cet état.

Du fait que l'énergie à minimiser n'est pas convexe, on ne peut être certain d'accéder à un minimum global et c'est pour cette raison qu'il importe de se situer près de l'objet à segmenter afin de s'assurer que le minimum local que l'on percevra correspondra au contour recherché. C'est une des limitations majeures des modèles déformables.

Adaptation à la flammelette Afin de séparer l'image de particules en région de réactifs et de produits, la flammelette est décrite par un contour actif aux extrémités semilibres : chacune des extrémités doit rester attachée à un bord latéral de l'image, tout en pouvant glisser le long de ce bord. Concrètement, seule l'ordonnée des points d'extrémité est libre. Par conséquent, le système à résoudre à chaque itération est :

$$\begin{cases} Ax + g_x(x,y) + [(\alpha + 2\beta)x_1, -\beta x_1, 0...0, -\beta x_p, (\alpha + 2\beta)x_p]^{\mathsf{T}} = 0\\ Ay + g_y(x,y) = 0 \end{cases}$$
(6.12)

Les figures 6.19 illustrent une application des contours actifs sur l'image 6.1b : la figure 6.19 a montre l'image prétraitée, à partir de laquelle l'énergie image est déterminée et permet d'observer les endroits où le contour s'est accroché; la figure 6.19b permet d'apprécier la déformation du contour final par rapport au contour initial, qui était d'emblée bien positionné.

#### 6.5.3 Traitement de l'énergie externe

L'attache aux données résulte donc de la détermination de l'information pertinente de bas niveau que l'on peut extraire de l'image. La forme donnée à l'énergie externe gouverne la déformation du contour.



(a) contour final superposé sur l'image prétraitée



(b) en rouge, contour initial et en blanc, contour final, superposés sur l'image de particules

FIG. 6.19 – Déformation d'une flammelette selon le contour actif

Plus le contour initial est éloigné de la zone d'attraction, moins l'attirance est importante. Pour contrecarrer cet écueil, plusieurs fonctions ont été proposées pour augmenter le rayon d'attraction de l'énergie image.

#### 6.5.3.1 Approches multi-échelle

Une démarche multi-échelle peut être adoptée en faisant décroître la largeur du filtre de Canny, en utilisant des filtres gaussien d'abord à large  $\sigma$ , puis en le réduisant progressivement afin d'extraire les détails. L'art de cette approche réside dans la décision de changement d'échelles au moment juste. Aucune loi n'existe pour gouverner cette action de manière adaptée à toutes les situations.

#### 6.5.3.2 Couplage à une approche région

L'intention est d'intégrer dans une énergie externe globale une information, liée à une résolution inférieure dans l'image en complément de l'information locale de la carte des contours, fournie par le détecteur. Or le procédé de segmentation complémentaire n'est autre que l'identification de régions et possède une capacité d'analyse multi-résolution. Selon le partitionnement effectué, les régions d'échelles différentes seront mises en valeur. La conversion de cette carte des régions par gradient révèle ensuite clairement les transitions entre ces régions; les transitions correspondant au bruit ou aux régions de plus petites dimensions n'y apparaissent pas. Les forces externes s'expriment :

$$\vec{F}_{image} = \alpha \vec{C} + \beta \vec{R}$$

où les coefficients  $\alpha$  et  $\beta$  pondèrent le poids de chaque force, celle déduite de l'approche contour, notée  $\vec{C}$  et celle déduite de l'approche région, notée  $\vec{R}$ . Xie et Mirmehdi [110] ont mis en œuvre cette approche et l'illustrent par des applications sur des images bruitées comparables aux images de particules.

#### 6.5.3.3 Force d'inflation

Afin d'augmenter le rayon d'attraction on peut ajouter une force de pression. Par sa répartition uniforme sur les frontières, cette force a pour effet de gonfler ou dégonfler le modèle déformable, d'où son appellation de ballon. Son expression est définie ainsi :

$$F_p(\phi) = \omega_p n(\phi)$$

Le vecteur n représente le vecteur unitaire normal au contour actif,  $\omega$  contrôle l'influence de la force. Ce type de force permet d'entraîner le contour vers les bordures d'intérêt en traversant les régions pièges. Le couplage avec les données images doit être fait avec précaution en pondérant convenablement  $\omega$  pour que le modèle déformable s'arrête aux contours recherchés.

#### 6.5.3.4 Force à distance

Cohen [33] dresse une carte d(x, y) indiquant en chaque point la distance du plus proche contour. Pour cela, il emploie sur des cartes de contours des méthodes de calcul de la distance euclidienne ou de la distance de chanfrein. Une énergie potentielle est déduite de cette interprétation de l'image selon l'expression suivante :

$$\frac{\partial v}{\partial t}E_p = \omega e^{-d(x,y)^2}$$

#### 6.5.3.5 Flux de vecteur gradient

Xu & Prince [111, 112] diffusent le champ de vecteur gradient de contours à travers tout le domaine. Le flux de vecteur gradient généralisé est défini comme le vecteur v solution de l'E.D.P. suivante :

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \underbrace{g \,\Delta \, v}_{\text{lissage}} - \underbrace{h(v - \nabla \Psi)}_{\text{attache aux données}} \tag{6.13}$$

où g, h sont des fonctions monotones de  $|\nabla \Psi|$ . Le terme de régularisation tend à lisser le champ de vecteur, tandis que le terme d'attaches aux données pousse le champ v à être proche du champ de vecteur gradient. Les fonctions de pondération permettent d'ajuster le champ v: aux endroits de forts gradients, g>h la fidélité au champ original sera préservée, tandis qu'aux endroits de faibles gradients g<h, l'effet de lissage sera prédominant. La résolution de l'E.D.P. 6.13 pour l'image 6.6b converge vers le champ de vecteur montré sur la figure 6.20.



FIG. 6.20 – Flux de vecteur gradient issu de l'image 6.6b

# 6.6 Ordonnancement des outils de traitement

Les outils présentés dans ce chapitre, qui ne forment qu'une palette restreinte de la gamme disponible en traitement d'images, peuvent paraître pour un certain nombre d'entre eux complexes à mettre en œuvre, au point de s'interroger naturellement quant à leur justification en regard de la problématique traitée. Les progrès considérables réalisés, en parallèle ces dix dernières années sur tous les éléments matériels (laser, caméra, micro-ordinateur) d'un système d'acquisition de V.I.P. offrent aujourd'hui la possibilité de traiter plusieurs centaines de plans de mesure aisément. Plutôt que de se contenter de quelques dizaines de plans, comme l'avaient fait entre autres Armstrong [4] en 1992 et Stevens [96] en 1998 à défaut de disposer des outils actuels, notre parti a été de profiter des capacités "modernes" pour s'assurer une bonne convergence des statistiques de la turbulence : l'acquisition d'un millier de plans nous a semblé un but raisonnable. Encore fallait-il être en mesure d'extraire une flammelette de chacune des tomographies. L'écueil a émergé à ce moment, en appliquant la procédure utilisée par Stevens, le taux d'échec de traitement allait de 10 à 30 %. Faire abstraction de ces images intraitables en apparence eut été une solution en se reposant sur la confortable quantité d'images restante, mais c'était ne pas tenir compte de situations physiques réelles et non aberrantes, correspondant à des contours de flammelette souvent particuliers. Nous avons recherché une procédure capable de traiter convenablement ces situations.

Tout d'abord, les conditions d'acquisition de nos tomographies sont soumises à deux contraintes inhérentes aux débits relativement élevés alimentant Vestales : (i) vu qu'un simple ensemencement à la fois dense et homogène est difficile à obtenir, un double ensemencement ne nous a pas semblé envisageable; (ii) les fluctuations de pression de l'alimentation créent des inhomogénéités d'ensemencement rédhibitoires. Sans l'ajout de fumée d'encens aux particules d'oxyde, qui relèvent davantage le niveau de gris moven dans la région des gaz frais, aucun contour ne peut être extrait de ces tomographies par une méthode directe, telle celle employée par Jeanne et al. [55]. De plus, les inhomogénéités d'ensemencement font apparaître des transitions parasites. À cause de ces contraintes, le traitement des tomographies doit alors être décomposé en deux phases : la première vise à lisser le caractère discret de l'ensemencement, afin de faciliter la seconde phase, ayant bien sûr pour but d'identifier les deux régions à partir de cette tomographie prétraitée ou autrement dit d'extraire le contour de flammelette. Suivant cette procédure, la première phase conditionne évidemment très fortement la seconde : plus l'effet de lissage est fort, plus l'extraction est évidente, mais moins bonne est alors la résolution du contour; en revanche, moins l'effet de lissage est fort, moins l'extraction est évidente, mais meilleure est alors la résolution du contour. Ainsi, il est intéressant de disposer d'un filtre à « lissage sélectif » afin d'homogénéiser les régions et de respecter les transitions du contour et d'un extracteur robuste, capable de détecter aussi bien un contour approximatif dans une tomographie très bruitée, qu'un contour fin dans une image peu bruitée. La méthode employée par Stevens [96] procède de cette manière en utilisant des outils rudimentaires : le filtre movenneur et le seuillage par une constante. À condition de fixer une taille suffisamment grande, cette méthode est viable. Or, une taille de 32 pixels est insuffisante, comme l'illustrent nos exemples (cf. FIG. 6.4): un post-traitement est nécessaire. Partant de ce constat, nous avons recherché des outils mieux adaptés à une interprétation correcte du contenu de ces tomographies.

| Phase            | Outil                               | Avantages  | Inconvénients   | T [s] *    |
|------------------|-------------------------------------|--|---|------------|
|                  | Filtre<br>moyenneur                 |  | transition très élargie   | <1         |
| ent par filtrage | Filtre gaussien                     | simple à   | adapté contre le<br>bruit gaussien des<br>signaux stationnaires   | [1;10]     |
|                  | Filtre médian                       | implémenter  | efficace seulement<br>contre le bruit<br>impulsionnel : temps<br>d'exécution croissant<br>avec la dimension du<br>fenêtrage | [10;1000]  |
| Prétraiter       | Filtre<br>fréquentiel               | temps d'exécution<br>indépendant de<br>l'échelle de filtrage;<br>filtrage passe-bande            | effets de repliement<br>du spectre  | 10         |
|                  | Filtre anisotrope                   | renforce les<br>transitions<br>supérieures au seuil<br>et rend floues celles<br>inférieures      | risque d'instabilité  | [10;100]   |
|                  | Opérateur de<br>Canny ou<br>Deriche | optimal comme<br>détecteur de contour<br>et générateur<br>d'énergie pour un<br>modèle déformable | ne rend pas un objet<br>contour; chaînage<br>périlleux  | [1;10]     |
| Segmentation     | Transformation<br>de région         | retourne le nombre<br>de partition désirée   | implémentation un<br>peu complexe   | 10         |
|                  | Seuillage<br>d'histogramme          | simple à implémenter   | aucun contrôle du<br>nombre de partitions<br>générées   | <1         |
|                  | Contours actifs                     | contour continu,<br>paramétrable;<br>sensibilité fine  | action localisée<br>autour de<br>l'initialisation;<br>réglages délicats;<br>complexe à<br>implémenter                       | [100;1000] |

\* Les temps d'exécution sont donnés à titre indicatif pour une image  $1280 \times 512$  pixels<sup>2</sup> au moyen d'un processeur AMD Athlon XP 2200 et sont à prendre comme des ordres de grandeur : les variations à l'intérieur des fenêtres indiquées sont liées au choix des paramètres de la procédure.

TAB. 6.2 – Comparatif des outils de traitement

De nombreux filtres de prétraitement ont été testés dans le but de supprimer le bruit inhérent à l'aspect discret de l'ensemencement par particules. Cette recherche a été menée de front avec celle de la phase de segmentation : idéalement, il est important d'adapter les traitements de bas niveau aux traitements plus élaborés, spécifiés pour atteindre un objectif défini. La suppression du bruit est un sujet à polémique qui n'est pas évident à juger faute de critère. En théorie, le filtre devrait être choisi en fonction de la nature du bruit à supprimer. Dans le cas de nos tomographies, comme souvent, ce bruit est complexe et pourrait être modélisé par la combinaison d'une composante additive et d'une autre multiplicative. Ces deux composantes sont caractérisées par une échelle de l'ordre de la distance inter-particules. De manière générale, les filtres non-linéaires sont préférables aux filtres linéaires : les transitions principales sont moins étalées. En premier lieu, le filtre fréquentiel par transformée de Fourier semble le plus efficace. En second lieu, le filtre anisotrope, à condition de fixer convenablement le paramètre v, peut adoucir les transitions parasites tout en réhausser légèrement les transitions principales.

Pour détecter le contour du front de flamme, la première voie explorée fut l'approche frontières : bien que fondé sur un modèle attrayant, le filtrage optimal (Canny, Deriche) ne convient pas seul pour extraire d'emblée un contour continu à ces images très bruitées (échec de 1/3 des tomographies). Pour autant, son pouvoir de détection des transitions n'est pas remis en cause : ce qui manque est un support physique, structurant les contours élémentaires en un contour d'un seul tenant. La démarche suivante fut alors de mettre cette potentialité au service des contours actifs. Ainsi, le filtrage optimal est une excellente source d'information pour la formation de l'énergie image. A partir d'un contour approximatif, les modèles déformables permettent d'ajuster itérativement un contour plus fin. Toutefois, ce procédé est d'autant plus coûteux que l'effort de déformation à fournir est important. De plus, l'énergie image peut attirer et "enliser" le contour actif vers des transitions correspondant, non pas au front de flamme, mais à du bruit. Bien que toutes les tomographies puissent ainsi être traitées, une meilleur initialisation est nécessaire pour rendre la méthode à la fois plus correcte et rapide. La troisième stratégie entreprise a été l'approche par région qui constitue en segmentation le volet dual de l'approche par frontière. Tandis que cette dernière s'intéresse aux hétérogénéités, l'approche région exploite une certaine homogénéité d'un groupe de pixels. Les méthodes issues de l'approche région aboutissent directement à une partition de l'image. La qualité de la segmentation produite par les méthodes de l'approche région amène à s'interroger quant à l'utilité de la phase d'affinage par la techniques des contours actifs.

La nature de l'équation (6.3) impose que le contour C soit décrit par une courbe paramétrée v(s,t) de classe C<sup>2</sup> par rapport à la variable curviligne s. Le contour rendu par la méthode des contours actifs sous la forme d'un échantillon de points, est systématiquement continu jusqu'à l'ordre 2. La modélisation de la déformation pourrait être affinée en augmentant l'ordre choisi pour le stabilisateur de Tikhonov (cf. Eqn. (6.2)). Afin de contrôler la courbure du contour, il faudrait monter au moins à l'ordre supérieur; ce faisant, le système à résoudre passe au moins à l'ordre 6 et devient donc beaucoup plus coûteux en temps de résolution, mais la représentation d'une courbure fidèle du contour est à ce prix. Cependant, les calculs de courbure peuvent tout de même être effectués avec les échantillons résultant du modèle actuel en se méfiant des possibles valeurs aberrantes; de toute façon leur précision est supérieure aux méthodes qui extraient un contour discretisé par pixel et interpolent ensuite une courbe.

Finalement, la valeur ajoutée au contour n'est pas négligeable et présente un intéret certain pour l'étude des propriétés des contours de front de flamme, en dépit de la complexité à obtenir les réglages optimaux. L'analyse des contours de flammelettes peut être riche d'enseignement au sujet des propriétés globales de la flamme turbulente. Le bénéfice pourrait devenir plus fructueux dans des cas de turbulence plus forte : de telles condtions conduiraient inévitablement à une probabilité élevée de l'existence de poches. Une description correcte du front de flamme. Les modèles de "levels set" supportent les changements de topologie. des poches pourrait être identifiées aussi bien par des contours fermés.

Le développement de ces modèles déformables est relativement récent, une dizaine d'années. Cependant, ils ont été largement diffusés dans d'autres disciplines, soulevant notamment un fort intérêt de la part de la communauté médicale pour le traitement des tomographies d'organes, tandis qu'elles sont moins répandues pour la visualisation en mécanique des fluides : pourtant, les applications potentielles ne manquent pas telles les tomographies d'écoulement à masse volumique variable ou diphasique observées par ombroscopie. Facteurs limitants il y a quelques années, les ordinateurs monoprocesseur actuels ont toutes les capacités, de calcul et de stockage, pour procéder à ces traitements. Dans ce contexte, les travaux d'Abu-Gharbieh [1] sont remarquables et constituent un exemple concret d'exploitation de ces techniques au service d'études expérimentales en combustion : les contours actifs ont été utilisés pour le suivi temporel du contour d'une flamme de prémélange faiblement turbulente, visualisée par F.I.L.

Le traitement de telles images doit faire appel à des méthodes globales et locales. La résolution des problèmes d'analyse d'images requiert de faire coopérer plusieurs opérateurs : il s'agit d'élaborer une procédure composée d'une succesion de traitements, choisis en fonction de la nature des images et enfin de régler les paramètres. Enfin, il convient de garder à l'esprit que la segmentation n'est pas une fin en soi : sa qualité se juge à l'aune des résultats et des interprétations dont on tire bénéfice en aval.

L'analyse présenté est purement qualitative. Il eut été mieux d'éprouver valider les diverses techniques de traitement sur des images de particules de référence pour lesquelles les limites des régions étaient connues au préalable. Ainsi l'erreur de localisation du front de flamme aurait pu être quantifiée. Si l'intention est judicieuse, sa réalisation ne nous a pas apparu évidente. L'opération est valable à condition d'être capable de reproduire des images de particules synthétiques similaires aux réelles quant à leurs propriétés relatives au bruit. Générer de simples images similaires à celles de Jeanne et *al.* [55] (voir FIG. 6.2) n'a en soit que peu d'intérêt dans notre cas. La difficulté d'extraction du contour est faible et ne permettrait pas d'éprouver la sensibilité du traitement. La pierre angulaire est la modélisation d'un générateur de bruit simulant les effets de turbulence et de gradient thermique sur la distribution des particules.

#### Méthode mise en œuvre

La méthode proposée et finalement utilisée pour traiter les tomographies résulte de l'expérience acquise par l'expérimentation des techniques décrites précédemment. Nous ne prétendons pas avoir fait un inventaire exhaustif des outils existants adaptés à notre problème. Par conséquent, l'enchainement d'opérations présenté sur la figure 6.21 est sans



FIG. 6.21 – Méthode proposée de traitement des tomographies

doute ni l'unique, ni la meilleure solution au traitement de nos tomographies, mais réalise un compromis acceptable offrant :

- un temps de calcul de quelques minutes : 2 mn en moyenne;
- un taux de traitement de 100 % des tomographies;
- un contour défini avec une précision sub-pixel.

**Prétraitement** Le filtrage fréquentiel supprime les échelles de fluctuations inférieures ou de l'ordre de la distance inter-particules dans les gaz frais. La transition entre la zone des réactifs et des produits qui s'étale sur une échelle supérieure est ainsi respectée. La luminance moyenne de la zone des gaz frais est inchangée, mais la variance fortement réduite, rendant la région beaucoup plus homogène, l'aspect discret de l'ensemencement est atténué. Toutefois dans le cas d'un défaut local d'ensemencement – dans les gaz frais bien sûr – la dépression de la luminance moyenne risque d'être creusée davantage par le passage du filtre fréquentiel : l'amplitude de cette transition parasite est généralement inférieure à la transition du front, mais reste très pertubante si elle se situe à proximité. Le filtre anisotrope peut parer à ce genre de situation : de manière générale, il respecte, voire renforce les transitions supérieures à un certain gradient et lisse les autres.

**Segmentation en deux régions** À l'issue de la phase de prétraitement, la transition correspondant au contour apparaît clairement sur les tomographies comme écartant deux régions globalement homogènes, de luminances moyennes signifivativement différentes. Sur leurs histogrammes, cela se traduit par la formation de deux massifs érodés, gaussiens séparés par une large vallée. Une segmentation par histogramme semblerait appropriée à condition de trouver le seuil adapté. Du fait des variations, des conditions d'éclairement, un choix arbitraire de 0,5 conduit inévitablement à des décalages de la position du front ; un seuillage automatique est plus judicieux, mais n'empêche nullement la création d'îlots (*cf.* FIG. 6.9). La segmentation par méthode structurale dégrossit la classification des pixels en profitant de l'aspect spatial de l'information de l'image : elle autorise les grandes régions homogènes à absorber les plus petites de luminance relativement proche. Le partionnement directe en deux zones correspondant aux réactifs et aux produits n'est pas toujours réalisable. Pour cette raison, le seuillage automatique de l'histogramme achève la phase de segmentation. De cette identifiation des zones des réactifs et des produits, un contour définissant la flammelette est déduit.

Affinage par les contours actifs La technique des contours actifs offre la possibilité d'affiner par petites déformations successives le contour extrait à la phase précédente. En dépît d'un surcoût en temps considérable, le bénéfice de cette procédure est double : les modèles déformables définissent le contour comme une courbe  $C^2$ . À partir d'un contour discret, cette technique fournit un contour non seulement ajusté mais aussi mieux défini. L'énergie qui gouverne le processus de déformation est déduite de l'image obtenue suite à la phase de prétraitement. Finalement, le contour peut être filtré dans l'espace de Fourier, sans risque d'artefact, pour supprimer les composantes fréquentielles de courbure insensées physiquement.

# Synthèse de la deuxième partie

Dans cette deuxième partie ont été décrits le dispositif expérimental mis en œuvre et les techniques de mesures employées. Ces outils ont été développés dans le but d'effectuer des mesures simultanées du champ de vitesse et de la variable d'avancement de la combustion. Les dimensions du banc d'essai Vestales sont fortement inspirées du brûleur à point d'arrêt de Li et *al.* [66]. Le banc Vestales a été conçu pour étudier une flamme à point d'arrêt :

- génération de turbulence par plaque perforée
- paroi "adiabatique" et refroidie
- flux annulaire
- ensemencement en particules

En dépit des précautions et des soins apportés à la mise au point du système optique d'acquisition des images de V.I.P., leur qualité peut être jugé médiocre. Néanmoins cette appréciation doit être pondérée par les contraintes inhérentes à la configuration expérimentale : forte puissance thermique, rayonnement de la paroi, turbulence de l'écoulement.

N'ayant pas à disposition un système de diagnostic par F.I.L. pour accéder à la variable d'avancement, nous avons opéré autrement en traitant les images de particules comme des tomographies. Le double ensemencement, précédemment utilisé par Jeanne et al. [55], nous a semblé très contraignant à utiliser compte tenu des débits relativement élevés à injecter dans notre cas. Nous avons préféré opter pour la méthode de Stevens [96] et chercher à l'améliorer. En effet, la méthode de Stevens [96], composée de techniques de traitement d'images élémentaires, est peu robuste vis-à-vis du bruit lié aux inhomogénéités d'ensemencement. Cette faiblesse est rédhibitoire au traitement systématique d'un grand nombre d'images. Les développements engagés en traitement d'images apparaissent importants et volumineux : nous avons exploré plusieurs approches afin de conjuguer leurs avantages respectifs. Deuxième partie \_\_\_\_\_

# Troisième partie

Analyse des résultats expérimentaux

# Points de fonctionnement

Dans cette troisième partie sont présentés et analysés quelques résultats expérimentaux obtenus sur un nombre relativement limité de conditions. L'objectif est ici de valider les moyens que nous avons développés au cours de la thèse, qu'il s'agisse du banc d'essai Vestales en lui même, de la métrologie mise en place mais aussi et surtout des outils spécifiques de traitement d'images que nous avons développés afin d'accéder au champ de vitesse conditionné par la variable d'avancement.

Dans chaque cas, l'étude aérodynamique a été menée en inerte et en réactif. Les mesures de vitesse faites en Vélocimétrie par Images de Particules (V.I.P.) ont été complétées par des mesures en Anémométrie Laser Doppler (A.D.L.). Ces dernières permettent la détermination du champ de vitesse dans des domaines inaccessibles au dispositif V.I.P. (plan parallèle au brûleur, *cf.* FIG. 6.22) et autorisent l'étude des propriétés fréquentielles de la turbulence. Le système d'axes  $\{x,y,z\}$  adopté est identique à celui utilisé par Bray ,Champion et Libby [10, 11, 13, 14, 15], où notamment le plan d'impact est repéré par l'indice 0 et celui d'injection par l'indice 1.



FIG. 6.22 – Plans des mesures par A.D.L. et V.I.P.

Dans un premier temps, nous présentons les résultats obtenus en inerte puis ceux

mesurés en réactif. Auparavant, nous présentons les points de fonctionnement retenus pour cette étude.

| P.F. |      | Vd[m/s] | K $[s^{-1}]$ | $\phi$   | $\operatorname{Re}_D$ | $\operatorname{Re}_d$ | $\operatorname{Re}_T$ | Da  | Ka       | Moyens           |
|------|------|---------|--------------|----------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----|----------|------------------|
| V1   | V1i  | 5,4     | 120          | 0,89     | 16.200                | 2.660                 | 156                   | 66  | 0,45     | A.D.L.<br>V.I.P. |
|      | V1ii |         |              | 0,99     |                       |                       |                       | 91  | 0,33     | A.D.L.           |
| V2   | V2i  | 4,5     | 100          | 0,89     | 13.500                | 2.220                 | 127                   | 79  | $0,\!33$ | A.D.L.           |
|      | V2ii |         |              | $0,\!99$ |                       |                       |                       | 109 | 0,24     | A.D.L.           |

TAB. 6.3 – Conditions expérimentales étudiées

Quatre points de fonctionnement, spécifiés dans le tableau 6.3 ont été explorés. La configuration géométrique (H/D=1) et la grille de turbulence (diamètre des perforations de 3,7 mm et blocage de 50 %) sont identiques pour tous les cas. Parmi les paramètres de contrôle, seules la vitesse débitante à l'injection Vd – avec l'étirement K qui lui est directement lié – et la richesse  $\phi$  changent.

**Convergence** Les figures 6.23 apportent quelques éléments sur la convergence des composantes du vecteur vitesse en fonction du nombre d'images traitées, soit en terme d'écart à la valeur moyenne finale (FIG. 6.23a), soit en terme de résidus (FIG. 6.23b). Par résidus, on désigne l'écart entre deux itérations successives. Les 2 400 champs suffisent juste à atteindre une incertitude statistique de l'ordre de  $10^{-2}$ . La convergence de la corrélation croisée  $\langle u'w' \rangle$  qui ne figure pas est sans doute plus lente que les autres.



FIG. 6.23 – Convergence des statistiques de vitesse mesurée par V.I.P.

# Chapitre 7

# Écoulement inerte

Le tableau 7.1 livre une synthèse des mesures que nous avons réalisées en inerte tant en A.D.L. qu'en V.I.P. Les mesures ont été effectuées sur l'axe du brûleur, dans le plan de symétrie de celui-ci (V.I.P. et A.D.L.) et, par A.D.L., dans des plans horizontaux (*i.e.* normaux à l'axe du brûleur) afin d'appréhender la symétrie du jet en sortie de buse et près du plan d'arrêt. On se reportera à la figure 6.22 pour une représentation schématique des régions étudiées.

| Point de fonctionnement    | Outil  | Paramètres                              | Dimensions [mm] | Maillage         |
|----------------------------|--------|---|-----------------|------------------|
| Plan vertical V1           | V.I.P. | $2400 \text{ db}, 16 \times 16 + 50 \%$ | $55 \times 45$  | $160 \times 128$ |
| Plan vertical V1           | A.D.L. | 2048 bf                                 | $40 \times 38$  | $21 \times 38$   |
| Profil axial $x=0, y=0$ V1 | A.D.L. | 10190 bf                                | 38              | 76               |
| Plan horizontal V1         | A.D.L. | 2048 bf                                 | $30 \times 30$  | $21 \times 21$   |
| Plan horizontal V1         | A.D.L. | 2048 bf                                 | 80×80           | 41×41            |
| Plan vertical V2           | A.D.L. | 2048 bf                                 | $40 \times 38$  | $21 \times 38$   |
| Profil axial $x=0, y=0$ V2 | A.D.L. | 10190 bf                                | 38              | 76               |

bf :bouffées; db : doublet d'image

TAB. 7.1 – Conditions d'acquisition en écoulement inerte

Comme il a été constaté au §1.1, peu de références dans la littérature, relatives à des études expérimentales concernant un jet axisymétrique en impact contre une plaque plane dans la configuration H/D = 1 sont disponibles. se prêtent à une comparaison valable

# 7.1 Vitesse moyenne

#### 7.1.1 Plans horizontaux

Deux champs de vitesse dans des plans parallèles à la paroi ont été réalisés par A.D.L. Les composantes longitudinale, notée w suivant l'axe z, et transversale, notée u suivant l'axe x, de la vitesse sont mesurées. L'un des plans est situé à 10 mm de la sortie de l'injecteur, l'autre à 8 mm du plan d'arrêt. L'angle de convergence des faisceaux laser ne permet pas des mesures plus proches de la paroi ou de l'injecteur. Ces champs de vitesse sont avant tout un moyen de qualifier "l'allure" de l'écoulement tout en s'assurant du positionnement du volume de mesure dans l'espace, en particulier dans la direction y.

**Près de l'injecteur** Le domaine de mesure (-15 < x < 15 et -15 < y < 15) ne couvre pas tout le jet, qui s'étend sur un plus large domaine (-22.5 < x < 22.5 et -22.5 < y < 22.5), mais seulement les deux tiers de la partie centrale. La composante longitudinale (cf. FIG. 7.1a) est globalement axisymétrique et ne présente pas d'inhomogénéité (sur- ou sous-vitesse locale). Le centre de symétrie est légèrement décalé de -3 mm en y. L'origine de ce défaut purement mécanique est lié aux difficultés rencontrées pour faire coïncider le volume de mesure avec l'axe du brûleur. À cette distance de l'injecteur, cette portion centrale apparaît comme un jet bien formé. Les fluctuations comprises entre 0,5 et 1,0 m/s croissent à mesure que l'on s'éloigne de l'axe. La représentation de la composante transversale (cf. FIG. 7.1b) semble à première vue un peu étrange. On pourrait s'attendre à observer une répartition antisymétrique des vitesses. En fait, comme le montre la figure 7.9b, la moyenne quadratique des fluctuations sur la composante transversale est, dans cette région, du même ordre sinon supérieure aux valeurs de la vitesse. En sortie de l'injecteur, la valeur moyenne de la composante transversale est quasi nulle et les fluctuations comprises entre 0.5 et 1.0 m/s. L'apparente dissymétrie n'est donc qu'un artefact probablement lié à une lente dérive des conditions expérimentales, durant l'acquisition.



FIG. 7.1 – Plan horizontal près de l'injecteur à z = 35 mm par A.D.L. à la condition V1



FIG. 7.2a – Composante longitudinale dans le plan horizontal près de la paroi à z = 8 mm par A.D.L. à la condition V1

**Près de la paroi** Le domaine de mesure (-40 < x < 40 et -40 < y < 40) couvre une surface largement supérieure à celle de l'injecteur (-22,5 < x < 22,5 et -22,5 < y < 22,5). Malgré cela, nous avons conservé la même résolution spatiale. Le jet est à cette ordonnée (z=8 mm) pratiquement deux fois plus large que dans le plan précédent (z=35 mm) et l'effet de déviation induit par la paroi est bien visible sur les deux composantes. La composante longitudinale (cf. FIG. 7.2a) présente une distribution à peu près axisymétrique. Malgré quelques défauts d'homogénéité qui peuvent être associés à un défaut d'alignement du plan d'arrêt, le cœur du jet est encore bien visible. Dans cette région centrale, la composante longitudinale est de 2 à 3 m/s tandis qu'elle s'annule aux frontières du domaine exploré. Comme attendu, la composante transversale (cf. FIG. 7.2b) présente un aspect antisymétrique par rapport à l'axe x=0. Une faible dissymétrie par rapport à l'axe y=0 est observée. Elle peut être causée par un défaut d'alignement entre la paroi et l'injecteur, ou aussi par une faible et lente dérive des conditions expérimentales en cours d'expérience. Comme nous le verrons ultérieurement, la faible dissymétrie n'affecte en rien les fluctuations.



FIG. 7.2b – Composante transversale dans le plan horizontal près de la paroi à z = 8 mm par A.D.L. à la condition V1

### 7.1.2 Plans verticaux

**Champs** Ces champs n'ont essentiellement qu'un intérêt qualitatif. Les figures 7.3 et 7.4 montrent les champs de vitesse obtenus pour la condition V1 (Vd=5,4 m/s, K = 120  $s^{-1}$ ) respectivement par V.I.P. et A.D.L. dans le plan y=0; celui obtenu pour la condition V2 est montré sur la figure 7.5. Pour en faciliter la lecture, les vecteurs sont normés : la direction est exacte et la couleur est indicative de leur norme. Ces figures montrent très clairement la symétrie du jet dans le plan xOz. Un léger décalage de l'axe est observé en A.D.L. Il n'est dû qu'à un défaut de positionnement de la tête laser. Le ralentissement et la déflection imposés par la paroi sont bien mis en évidence. La déflection est observable en périphérie du jet et ce dès l'ordonnée z = 30 mm (soit 15 mm en aval de l'injecteur). Le ralentissement du cœur du jet (10 < x < -10) est sensible à partir de z = 25 mm.

**Profils** De ces champs de vitesse, nous avons extrait des profils axiaux dont l'analyse quantitative est plus aisée. Ainsi, les figures 7.6 et 7.7 montrent l'évolution de la composante longitudinale (normalisée par la vitesse locale d'injection) sur l'axe du brûleur, pour les conditions V1 et V2, respectivement. Dans le premier cas (condition V1, cf. FIG. 7.6) on observe un bon accord entre les profils de vitesse obtenus par V.I.P. et par A.D.L. Ceux-ci sont au dessus du profil théorique (Eqn. (3.11)). Escudié et al. [44] par A.D.L. observent ce même phénomène, alors que Stevens [96] par V.I.P. a pour sa part un excellent accord entre les profils théoriques et expérimentaux. Dans le second cas (condition V2, cf. FIG. 7.7) l'accord entre le profil expérimental (A.D.L.) et celui théorique est moindre. Ce cas correspond à un étirement plus faible, plus proche des conditions de Stevens [96].



FIG. 7.3 – Champ de vitesse moyenne dans le plan vertical par A.D.L. à la condition V1

La figure 7.8 donne quelques profils radiaux de la composante axiale de la vitesse mesurée à différentes ordonnées. Quelle que soit la méthode mise en oeuvre, ces profils dimensionnés ne présentent pas de différences notables. Ils sont symétriques, ne présentent pas de sur- ou sous-vitesses locales, confirmant la qualité de l'écoulement produit par Vestales et déjà appréhendée au moyen des champs de vitesses. On observe un aplatissement du profil de composante axiale à mesure que l'on se rapproche de la paroi (z diminuant). L'effet de la paroi est peu sensible sur les profils obtenus à z=40 mm ( $\zeta$ = 0,89) et z=30 mm ( $\zeta$ = 0,67). En revanche, il est très net sur les profils mesurés en z=20 mm ( $\zeta$ = 0,44) et z=10 mm ( $\zeta$ = 0,22). On retrouve ici les résultats déduits des champs de vitesse discutés au paragraphe précédent. On notera cependant que les vitesses mesurées par A.D.L. sont sensiblement plus élevées que celles données par la V.I.P. Ce résultat peut être intrinsèque à la méthode elle-même : la V.I.P. "favorise" les grosses particules moins mobiles et réalise un filtrage passe-bas en moyennant la vitesse sur la fenêtre d'interrogation.



FIG. 7.4 – Champ de vitesse moyenne par V.I.P. à la condition V1



FIG. 7.5 – Champ de vitesse moyenne dans le plan vertical par A.D.L. à la condition V2



FIG. 7.6 – Composante axiale sur l'axe vertical en x = 0 et y = 0 à la condition V1



FIG. 7.7 – Composante axiale sur l'axe vertical en x = 0 et y = 0 à la condition V2



FIG. 7.8 – Composante axiale sur l'axe radial en y = 0 à la condition V1

# 7.2 Fluctuations de vitesse

## 7.2.1 Plans horizontaux

La figure 7.9 montre les fluctuations enregistrées sur les composantes longitudinales (w sur l'axe z) et transversales (u sur l'axe x) dans le plan horizontal près de l'injecteur (z=35 mm). Ces figures montrent que : (i) le jet est bien axisymétrique et homogène, (ii) les fluctuations sont du même ordre de grandeur sur les deux composantes (observé également par Cho et *al.* [30]). Tout comme précédemment, le décalage de l'axe en y par rapport au centre du repère est purement mécanique.

Près de la paroi (z=8 mm), les fluctuations de la composante longitudinale (cf. FIG. 7.10a) et celles de la composante transversale (cf. FIG. 7.10b) sont également axisymétriques. Les fluctuations sur la composante longitudinale sont un peu plus élevées en périphérie du jet qu'au centre. La décroissance théorique de la turbulence est ici contrée par l'impact. Une comparaison quantitative des mesures faites entre les deux plans est délicate dans la mesure où celles-ci ont été réalisées dans des conditions expérimentales quelque peu différentes. Toutefois, les fluctuations de vitesse sur la composante transversale gardent des valeurs sensiblement identiques sur les deux plans (z=35 mm et z=8 mm) (cf. FIG. 7.9 et FIG. 7.10). Là encore la décroissance naturelle de la turbulence quand le jet s'épanouit est compensée par le gradient de pression adverse résultant de l'impact (cf. Cho et al. [30]).



FIG. 7.9 – Plan horizontal près de l'injecteur z = 35 par A.D.L. à la condition V1



FIG. 7.10a – Fluctuations longitudinales dans le plan horizontal près de la paroi $z=8~{\rm mm}$  par A.D.L. à la condition V1



FIG. 7.10b – Fluctuations transversales dans le plan horizontal près de la paroi $z=8~{\rm mm}$  par A.D.L. à la condition V1



#### 7.2.2 Plans verticaux

FIG. 7.11a – Fluctuations axiales par V.I.P. à la condition V1

#### 7.2.2.1 Champs de fluctuation

Les champs de fluctuations présentés sur les figures 7.11a, 7.11b et 7.14 ont été obtenus dans le plan y=0, respectivement par V.I.P. et par A.D.L. pour la condition V1  $(Vd=5,4 \text{ m/s et } K=120 \text{ s}^{-1})$ . Les figures 7.11a et 7.11b confirment l'axisymétrie et l'homogénéité du jet. Au cœur du jet, sur 10 mm environ, les fluctuations de vitesse sur la composante longitudinale varient faiblement avec l'ordonnée et sont de l'ordre de 0,7 m/s. A z donné, les fluctuations de vitesse sur la composante longitudinale augmentent quand on s'éloigne de l'axe. Elles atteignent des valeurs proches de 1 m/s en périphérie du jet. Les valeurs plus élevées observées à la sortie du brûleur ne sont pas le simple fait du cisaillement, mais résultent exclusivement du biais introduit par le peu de particules dans ces régions. Les fluctuations de vitesse sur la composante radiale (cf. FIG. 7.11b) sont un peu plus faibles que celles observées sur la composante axiale. Elles diffèrent aussi par la présence d'une zone de fluctuations faibles qui s'étend de z = 20 mm à la paroi (z = 0). Les mesures faites en A.D.L. (cf. FIG. 7.14) dans les mêmes conditions expérimentales sont plus "nuancées" que celles obtenues en V.I.P. (cf. FIG. 7.11a et 7.11b). La symétrie et l'homogénéité sont semblables mais les gradients sont un peu plus marqués en A.D.L. qu'en V.I.P. On notera, sur l'axe l'augmentation des fluctuations sur la composante longitudinale. La comparaison des résultats met clairement en évidence le "lissage" opéré par la V.I.P. sur le champ des vitesses fluctuantes. Dans le cas V2, les champs de fluctuations (cf. FIG. 7.16) montrent une allure similaire à ceux obtenus à la condition V1 pour une


FIG. 7.11b – Fluctuations radiales par V.I.P. à la condition V1

turbulence légérement plus faible, du fait de l'étirement moindre. La décroissance de la turbulence en aval de l'injection est classiquement admise et mise en évidence par la plupart des auteurs (Escudié et al. [44], Stevens [96], Ueda et al. [105]). Cho et al. [31] pour leur part trouvent que la moyenne quadratique  $w'^2$  est stable de l'injecteur à la paroi. Ils expliquent ce phénomène par une augmentation de la turbulence liée au gradient de pression adverse qui compense la décroissance naturelle de la turbulence.

| Références                   | $Re_D = \frac{D \times Vd}{\nu}$ | $Re_d = \frac{d \times Vd}{\nu \times B}$ | $Re_T = \frac{l_T \times v'}{\nu}$ | $\delta = \frac{k_1}{w_1^2}$ |  |  |  |
|------------------------------|----------------------------------|---|------------------------------------|------------------------------|--|--|--|
| Cheng et $al.$ [28]          | 16 700 - 23 300                  |   |                                    | $9,6.10^{-3}$                |  |  |  |
| Cho et $al.$ [30]            | 16700                            | 2670                                      | 90                                 | $12.10^{-3}$                 |  |  |  |
| Escudié et $al.$ [44]        | 17600                            | 2133                                      | 80                                 | $8, 4.10^{-3}$               |  |  |  |
| Li et <i>al.</i> [66]        | 10800                            | 1920 - 2880                               | 56 - 84                            | $5,0.10^{-3}$                |  |  |  |
| Stevens [96]                 | 5 700 - 7 600                    | 690 - 1520                                | 55 - 80                            | $7,4 - 18.10^{-3}$           |  |  |  |
| Vestales                     | 13 500 - 16 200                  | 1800 - 2660                               | 156                                | $12 - 19.10^{-3}$            |  |  |  |
| $\nu = 1.5.10^{-5} m.s^{-2}$ |                                  |   |                                    |                              |  |  |  |

TAB. 7.2 – Comparaison des caractéristiques de la turbulence

La comparaison des champs d'énergie cinétique turbulente mesurée dans le plan y = 0 dans le cas de la condition V1 (*cf.* FIG. 7.13 pour la V.I.P. et FIG. 7.17a pour l'A.D.L.) et dans le cas de la condition V2 (*cf.* FIG. 7.17b) suggère le même ensemble de remarques que celles précédemment déduites de l'analyse des champs de fluctuations de vitesse. De



FIG. 7.12 – Corrélation croisée du tenseur de Reynolds par V.I.P. à la condition V1

manière globale, soulignons la symétrie des champs, leur homogénéité et le niveau de turbulence relativement faible en sortie du brûleur : l'intensité de turbulence<sup>1</sup> est donc de l'ordre du %. Cette valeur est conforme à celle souhaitée afin d'autoriser l'hypothèse de « faible turbulence » que nécessite l'analyse asymptotique de Bray et *al.* À titre de comparaison, le tableau 7.2 exprime la turbulence des études antérieures et de la nôtre, selon divers paramètres.

À l'inverse des résultats V.I.P., le champ A.D.L. montre une croissance très faible de la turbulence du plan d'injection au plan d'impact. Le lissage associé à la V.I.P. rend le champ d'intensité turbulente moins contrasté que celui obtenu par A.D.L. De plus, les niveaux d'intensité turbulente, au moins sur l'axe sont plus faibles en V.I.P. qu'en A.D.L., conséquence vraisemblable de la combinaison de plusieurs facteurs expérimentaux (taille et densité de particules) et liés au traitement (fenêtrage de la V.I.P., durée totale des expériences).

La corrélation croisée  $\langle u'w' \rangle$  est présentée sous forme de champ dans le plan vertical y=0 sur les figures 7.12 et 7.15. Sur l'axe, on note que  $\langle u'w' \rangle$  est voisin de zéro. Ce résultat est conforme à ce qui est attendu dans un écoulement axisymétrique. Sur tout le champ exploré, la quantité  $\langle u'w' \rangle$  reste faible mais son signe change selon la région de l'espace considérée : le tableau ci-dessous résume ces variations.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>L'intensité de turbulence a été définie au §3.1 comme le ratio  $k_1/w_1^2$ .



FIG. 7.13 – Énergie cinétique turbulente par V.I.P. à la condition V1

$$u'w'$$
 x=0

 -
 ···
 +

  $\zeta$ =0,25
  $\vdots$ 
 $\vdots$ 
 $\vdots$ 

 +
 ···
 -

Le signe de  $\langle u'w' \rangle$  de la région  $0.25 < \zeta < 1.0$  est logiquement donné par l'orientation des vecteurs vitesse moyenne. La figure 7.12 montre le champ mesuré par V.I.P. dans les mêmes conditions que celles de la figure 7.15. La symétrie est bien respectée et les niveaux sont sensiblement les mêmes dans les deux cas.

#### 7.2.2.2 Profils de fluctuation

À des fins plus quantitatives, nous avons réalisé des profils de vitesse sur l'axe par A.D.L., avec une résolution spatiale de 0,5 mm et un nombre d'échantillons de 10 240 qui autorise des statistiques fiables, en particulier en ce qui concerne les moments d'ordre supérieur à 2 des distributions de vitesse fluctuante. La figure 7.18 livre une comparaison des profils de vitesse mesurés sur l'axe par A.D.L. et V.I.P. des fluctuations normalisées de vitesse associées aux composantes axiale et radiale. Ces profils prolongent l'analyse qualitative des champs. Les niveaux de turbulence correspondent à nos attentes en référence aux travaux précédents et notamment ceux de Li et *al.* [66]. L'intensité de la turbulence sur la composante axiale est de 8 à 9 % selon que la mesure est faite par V.I.P. ou A.D.L., respectivement. La turbulence semble isotrope à la sortie de l'injecteur. La mesure A.D.L. est supérieure à celle V.I.P. :  $k_{A.D.L.}=0,020$  et  $k_{V.I.P.}=0,015$ . Cette différence trouve son



FIG. 7.14 – Plans verticaux par A.D.L. à la condition V1

origine dans la moyenne spatiale réalisée par V.I.P. La décroissance sur l'axe de la turbulence associée à la composante longitudinale, de l'injecteur ( $\zeta$ =1) vers la paroi ( $\zeta$ =0), s'effectue sensiblement de la même manière, quelle que soit la méthode de mesure. La quantité  $u'^2/k$  passe de 0,6 ( $\zeta$ =1) à 0,5 pour  $\zeta$ =0,15 au delà,  $u'^2/k$  augmente à mesure que l'on se rapproche de la paroi. L'évolution axiale de la turbulence associée à la composante axiale  $w'^2/k$  diffère. Cette grandeur croît très lentement de  $\zeta$ =1 jusqu'à  $\zeta$ =0,15 puis amorce une décroissance. L'augmentation de  $w'^2/k$  que l'on observe en très proche paroi n'est peut-être qu'un artefact de mesure lié aux difficultés de mesures dans cette région. On n'observe donc pas de « décroissance de la turbulence » à la sortie du brûleur dans le jet, comme Escudié et *al.* [44] et Stevens [96].

Soulignons que pour mettre en évidence une décroissance axiale de la turbulence, Stevens [96] ne considère pas le profil axial, mais moyenne les profils sur une large bande qui ne couvre pas moins du quart du diamètre du jet. Sur la figure 7.19, nous avons représenté dans notre cas les profils transversaux de la grandeur  $(w'^2/k)$  relevés à différentes ordonnées. On remarquera que ces profils s'aplatissent à mesure que l'on se rapproche de la paroi. Moyennée sur une large bande centrale et ainsi engraissée des régions périphériques aux intensités de turbulence plus élevées qu'au centre, la turbulence apparaît décroissante de l'injecteur vers la paroi. Nous avons réalisé ce même type de calcul. Il ne nous a pas permis de mettre en évidence une décroissance de la turbulence. La décroissance de la turbulence sur l'axe n'est observable que si la distance séparant l'injecteur de la paroi est suffisante. La similitude en terme d'étirement n'est pas un critère suffisant. Nos ob-



FIG. 7.15 – Corrélation croisée du tenseur de Reynolds par A.D.L. à la condition V1

servations sont donc plus proches de celles de Cho et *al.* [30] et traduisent un transfert de l'énergie cinétique turbulente de la composante radiale vers la composante axiale. En effet, l'énergie cinétique turbulente reste pratiquement constante sur l'axe depuis le brûleur jusqu'à proximité immédiate de la paroi comme le montre la figure 7.21. Le lissage introduit par la V.I.P. est ici très net et quantifiable. L'intensité de turbulence mesurée par A.D.L. est de 0,5 % supérieure à celle mesurée par V.I.P., ce qui représente en relatif un écart de 33 % environ.

Les figures 7.18 et 7.20 permettent une comparaison des deux conditions expérimentales étudiées. Les fluctuations de vitesse relatives à la composante axiale sont plus élevées dans le cas de la condition V2. Elles sont en revanche du même ordre de grandeur  $(w'^2/k_1=0.6)$  pour ce qui est de la composante transversale qui, avant d'augmenter au voisinage de la paroi, reste constante jusqu'à  $\zeta=0.2$ , (cf. FIG. 7.18 et 7.20). (voir l'influence de l'étirement ou de la vitesse débitante). L'évolution axiale des intensités de turbulence mesurées pour les conditions V1 et V2 sont représentées sur la figure 7.21.

Quelle que soit la condition considérée, le tenseur  $\langle u'w' \rangle /k$  reste sur l'axe de l'ordre de zéro, quant au rapport  $\langle u'^2 \rangle / \langle w'^2 \rangle$  il est proche de l'unité sur la première moitié du jet (0 $\langle \zeta \langle 0,5 \rangle$ ). L'étude de la structure des tensions de Reynolds (analyse par quadrant) n'a pas été menée à bien mais présenterait un intérêt certain.



FIG. 7.16 – Plan vertical par A.D.L. à la condition V2  $\,$ 



(a) Énergie cinétique turbulente à la condition V1

(b) Énergie cinétique turbulente à la condition V2

FIG. 7.17 – Énergie cinétique turbulente dans le plan vertical par A.D.L.



FIG. 7.18 – Fluctuations de vitesse sur l'axe vertical en x = 0, y = 0 à la condition V1



FIG. 7.19 – Fluctuations axiales en y = 0 à la condition V1



FIG. 7.20 – Fluctuations de vitesse sur l'axe vertical en  $x=0,\ y=0$  par A.D.L. à la condition V2



FIG. 7.21 – Intensité de turbulence sur l'axe vertical en x = 0, y = 0

### 7.3 Moments d'ordre supérieur

Une comparaison avec ceux obtenus en écoulement réactif est proposée au chapitre suivant.

### 7.4 Histogrammes

Les planches 7.22 et 7.23 présentent quatre histogrammes pour chacune des composantes de la vitesse, obtenus respectivemet par A.D.L. et V.I.P. dans la condition V1. Nous leur avons superposé la gaussienne présentant les mêmes valeur moyenne et écart type. On notera que ces fonctions densités de probabilités présentent une forme très proche de celle de la gaussienne "équivalente", comme le traduisent les valeurs d'aplatissement et de dissymétrie qui figurent dans le cartouche de chaque vignette. Les valeurs de l'aplatissement sont supérieurs à 3, traduisant des histogrammes un peu piqués et possédant des ailes. Ces allures des histogrammes de vitesse en sortie du brûleur sont dignes de qualifier la turbulence d'homogène et d'isotrope. Les histogrammes près de la paroi ne mettent pas en évidence une éventuelle zone de recirculation au niveau du point d'arrêt et un échappement tourbillonnaire, ce que les spectres confirment.

### 7.5 Spectres

**Spectres par A.D.L.** Un traitement par transformée de Fourier rapide des signaux A.D.L. nous a permis de déterminer la Densité Spectrale d'Energie (D.S.E.). Celle-ci a été lissée en utilisant les filtres de Savitzky-Golay sur 25 points. Cette technique de filtrage est décrite dans l'annexe C.2. Nous limiterons notre analyse à l'axe du brûleur. La figure 7.24 donne quelques exemples représentatifs de l'évolution axiale des D.S.E. pour chacune des composantes. Près de l'injecteur (z=42 mm), on vérifie que la turbulence est à l'équilibre au sens de Kolmogorov (décroissance du spectre en -5/3). Une fréquence de coupure autour de 1,5 kHz est mise en évidence au niveau de l'injecteur, sur les deux composantes. L'échelle spatiale associée est de l'ordre de quelques mm, ce qui correspond approximativement au diamètre des perforations de la grille (d=3.7 mm). Essentiellement sur la composante transversale, les D.S.E. présentent, près de la paroi des pentes proches de -3. Près de la paroi, les D.S.E. ne mettent pas en évidence de fréquence marquée, caractéristique d'un échappement tourbillonnaire. La fréquence de coupure diminue à mesure que l'on s'approche de la paroi où elle atteint une valeur de l'ordre de 200 Hz, traduisant de profonds changements dans la structure de la turbulence engendrés par l'impact.

**Spectres par V.I.P.** L'acquisition par le système de V.I.P. des doublets d'images a été effectué à une fréquence approximative de 2 Hz. À partir des 2400 champs de vecteurs, il est possible de créer un signal temporel de vitesse en un point fixe, en ordonnant chronologiquement les valeurs de chaque champ. Certes la résolution temporelle de ce signal est faible, inférieur au Hz, mais sa durée est longue de l'ordre de plusieurs minutes et autorise donc l'extraction des très basses fréquences. De manière identique que pour

les signaux d'A.D.L., la D.S.E des signaux de V.I.P. a été déterminée. La figure 7.25 donne quelques exemples représentatifs de l'évolution axiale des D.S.E. pour chacune des composantes. La fréquence de coupure est située comme prévue à 1 Hz. En-deçà, aucune fréquence particulière ne possède une densité d'énergie supérieure à toutes les autres. Ainsi, cela indique que la vitesse de l'écoulement ne subit pas ou peu de fluctuations à très basses fréquences produites par le système d'alimentation en air.

**Signaux temporels de vitesse** En complément des spectres de vitesse, la figure 7.26 montre l'évolution temporelle en un point fixe de la composante axiale de la vitesse selon l'A.D.L. et la V.I.P.. Ces deux signaux sont complémentaires, comme l'ont démontré leurs spectres :

- la fenêtre du signal par A.D.L. est étroite, d'une durée de 0,210 s;
- la fenêtre du signal par V.I.P. est large, d'une durée de 300 s.



FIG. 7.22 – Histogrammes de vitesse sur l'axe vertical par A.D.L. à la condition V1



FIG. 7.23 – Histogrammes de vitesse sur l'axe vertical par V.I.P. à la condition V1



FIG. 7.24 – Spectre de vitesse sur l'axe vertical par A.D.L. à la condition V1



FIG. 7.25 – Spectre de vitesse sur l'axe vertical par V.I.P. à la condition V1



FIG. 7.26 – Évolution temporelle de la vitesse sur l'axe vertical à z=42 à la condition V1

**Spectre en nombre d'onde équivalent en V.I.P.** Il est théoriquement possible d'établir un lien entre les D.S.E. obtenues par traitement fréquentiel de l'évolution temporelle du signal A.D.L. et celles obtenues par traitement fréquentiel dans le domaine spatial des champs de vitesses V.I.P. Cette comparaison est possible en application du principe de Taylor. Il suffit alors de filtrer les D.S.E. issues du signal A.D.L. par la transformée de Fourier du filtre spatial utilisé en V.I.P. D'après Scarano [86], une reproduction fidèle des fluctuations spatiales de vitesse n'est correcte qu'à condition que la taille de la fenêtre d'interrogation n'excède pas 20 % de l'échelle intégrale de longueur. Ce filtre n'est autre que la fenêtre d'interrogation élémentaire sur laquelle est calculé le champ de vitesse V.I.P. Sa transformée de Fourier est donc un sinus cardinal. Cette approche est détaillée au §B.3. Sur la figure 7.27, nous présentons une densité spectrale d'énergie ainsi filtrée. L'abscisse n'est plus en fréquence, mais en nombre d'onde pour une comparaison plus aisée avec les spectres issus des champs V.I.P.



FIG. 7.27 – Spectre résultant par filtrage spatial intrinsèque à la V.I.P.

## Chapitre 8

# Écoulement réactif

Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats expérimentaux obtenus en combustion. On s'attachera à montrer l'intérêt des outils mis en place dans l'optique de déterminer des moyennes de Favre de la vitesse. Le tableau 8.1 précise les conditions d'acquisition des données qui sont discutées dans ce chapitre. On se reportera au tableau 6.3 pour le détail des conditions expérimentales aéro-thermodynamiques. Certaines conditions ont fait l'objet de plusieurs réalisations à richesses différentes : elles sont alors repérées par l'indice i ou ii.

| Point de fonctionnement | Outil  | Paramètres   | Dimensions [mm] | Maillage       |
|-------------------------|--------|--|-----------------|----------------|
| Plan vertical V1i       | V.I.P. | $\begin{array}{r} 1200 \text{ db},  32 \times 32  + \\ 50  \% \end{array}$ | $56 \times 45$  | 80×64          |
| Plan vertical V1i       | V.I.P. | $3600 \text{ db}, 32 \times 32 + 50 \%$                                    | $19 \times 15$  | 80×64          |
| Plan vertical V1i       | A.D.L. | 2048 bf  | $40 \times 38$  | $21 \times 38$ |
| Profil vertical V1i     | A.D.L. | 10190 bf   | 38              | 76             |
| Profil vertical V1ii    | A.D.L. | 10190 bf   | 38              | 76             |
| Profil vertical V2i     | A.D.L. | 10190 bf   | 38              | 76             |
| Profil vertical V2ii    | A.D.L. | 10 190 bf  | 38              | 76             |

bf :bouffées; db : doublet d'image

TAB. 8.1 – Conditions d'acquisition en écoulement réactif

### 8.1 Variable d'avancement de la combustion

La figure 8.1a montre un champ de la variable d'avancement (moyenne de Favre) obtenu dans la condition V1 au moyen de 3600 images. La flamme est localisée entre 4 et 2 mm de la paroi, zone inaccessible à notre dispositif A.D.L. Cette épaisseur moyenne est du même ordre de grandeur que la dimension caractéristique de la grille de turbulence. Li

et *al.* [66] ont montré expérimentalement que l'épaisseur moyenne de la flamme turbulente est proportionnelle à l'échelle intégrale de la turbulence, elle même directement liée à la taille de la grille génératrice. La flamme semble un peu plus épaisse d'un côté que de l'autre, signe d'une légère dissymétrie de l'écoulement. Toutefois, sur 5 mm de part et d'autre de l'axe, on n'observe pas d'évolution de la valeur moyenne de la variable d'avancement.

Le défaut de symétrie apparaît plus prononcé sur le champ de fluctuations de c présenté sur la figure 8.1b. Sur l'axe, le profil de c et des fluctuations de cette grandeur (en moyenne de Reynolds) est présenté sur la figure 8.2. Les fluctuations, maximales au point d'inflexion du profil de c, présentent une croissance lente coté gaz frais et une décroissance rapide coté gaz brûlés. Sur l'axe, le profil de  $\tilde{c}$  obtenu pour la condition V1 est présenté pour différentes estimations du taux d'expansion thermique et comparé au profil expérimental de Li et *al.* [66], formulé par Bray et *al.* [13] par l'expression suivante :

$$\tilde{c} = \frac{1}{2} \left( 1 - \operatorname{erf} \left( 2, 5 \frac{\zeta - \zeta_{1/2}}{\zeta_0 - \zeta_{1/2}} \right) \right)$$

avec  $\tilde{c}(\zeta_{1/2}) = \frac{1}{2}$  et  $\zeta_{1/2} = \frac{1}{2}(\zeta_0 + \zeta_1)$ . Le profil expérimental que nous obtenons est plus proche de la paroi et sa pente moindre : la flamme est donc plus épaisse et plus proche de la paroi dans notre cas. Cette différence est difficile à expliquer. Elle peut trouver en partie son origine dans les pertes thermiques à la paroi. Dans notre cas, constituée de matériaux réfractaires présentant une faible coefficient de conduction thermique, elle satisfait relativement bien les critères d'adiabaticité. En ce qui concerne la paroi utilisée par Li et al. [66], elle est en acier inoxydable, bon conducteur thermique. Mais nous n'avons pas de détails sur l'épaisseur de la paroi (sans doute relativement élevée pour résister sans déformations aux contraintes thermiques) et la présence éventuelle de matériaux réfractaires. Dans le cas de Li et al. [66], les éléments disponibles plaident donc pour une paroi non adiabatique et présentant un flux thermique négatif non négligeable, ce qui expliquerait la position de la flamme relativement éloignée de la paroi  $(0,05 < \zeta < 0,1)$ . Quant à l'épaisseur de la flamme, elle dépend de l'échelle intégrale d'après Li et al. [66], et la richesse d'après Escudié et al. [44] Les conditions expérimentales de Li et al. [66] sont en terme d'échelle intégrale de la turbulence (4 et 6 mm de dimension caractéristique de grille) et de richesse ( $\phi = 0.89$ ) sensiblement identiques aux nôtres. En revanche l'intensité de turbulence que nous réalisons est plus élevée que celle de Li et al. [66].

Plus précisément, le rapport  $w'/S_l$  entre les fluctuations axiales de vitesse et la vitesse laminaire de flamme est beaucoup plus faible dans le cas de Li et *al.* [66]  $(w'/S_l = 0,7)$ que dans le nôtre  $(w'/S_l = 1,9)$ . Cette différence peut à elle seule justifier dans notre cas une flamme beaucoup plus épaisse que celle observée par Li et *al.* [66]. Néanmoins, ce raisonnement est à tempérer : le fait que la flamme ne parvienne pas à s'éloigner de la paroi tend aussi à prouver que sa vitesse de propagation turbulente ne lui permet pas de se stabiliser plus en amont dans l'écoulement. Si cette hypothèse au contraire de la première est confirmée, Li et *al.* [66] aurait une paroi plus "adiabatique" que la nôtre.



FIG. 8.1a – Variable d'avancement à la condition V1i : moyenne de Reynolds



FIG. 8.1b – Variable d'avancement à la condition V1i : écart-type de Reynolds



FIG. 8.2 – Variable d'avancement (Reynolds) sur l'axe vertical à la condition V1i



FIG. 8.3 – Variable d'avancement (Favre) sur l'axe vertical à la condition V1i

**Convergence** Les figures 8.4 apportent quelques éléments sur la convergence de la variable d'avancement en fonction du nombre d'images traitées, soit en terme d'écart à la valeur movenne finale (FIG. 8.4a), soit en terme de résidus (FIG. 8.4b). Par résidus, on désigne l'écart entre deux itérations successives. Ces résultats ont été obtenus en considérant la région de l'espace pour laquelle 0, 1 < c < 0, 9. Il s'agit donc de valeurs globales qui ne peuvent rendre compte de la spécificité de certaines régions de l'espace où la convergence s'effectue plus ou moins rapidement. Les courbes réalisent un lissage des résultats bruts du calcul présentés sous formes de points, pour les valeurs moyennes  $\overline{c}$  et  $\overline{c'^2}$ . Leurs résultats sont identiques, comme attendu pour une grandeur simplement bivaluée. Il ne faut pas moins de 1000 images pour que l'écart à la movenne soit inférieur à 3 % et pas moins de 2500 pour qu'il avoisine 1 %. Le résidu minimal, directement lié aux fluctuations statistiques, est de l'ordre de  $10^{-3}$ ; il est obtenu pour 1 500 images. Le nombre d'image (3600) sur lequel nous avons effectué nos traitements peut paraître pléthorique au regard de celui retenu par Stevens [96] (50 images). Il n'est en fait que deux fois supérieur au nombre d'échantillons assurant une convergence moyenne satisfaisante sur tout un domaine spatial donné. De plus, la convergence des résultats est beaucoup plus difficile à satisfaire dès qu'on s'intéresse aux grandeurs conditionnées.



FIG. 8.4 – Convergence des statistiques de la variable d'avancement

### 8.2 Écoulement moyen

La figure 8.5 présente un champ de vitesses moyennes obtenu par V.I.P. à la condition V1 dans le plan médian du brûleur. Ce champ couvre tout le domaine compris entre l'injecteur (z=45 mm) et la paroi (z=0 mm); la résolution spatiale est de ce fait quelque peu limitée. Afin de faciliter la lecture de cette image, la direction des vecteurs est conforme à la réalité tandis leur norme est associée à la couleur. Ce résultat est obtenu par un traitement direct des 1200 doublets de V.I.P. instantanés, sans séparation préalable des régions amont et aval du front de flamme. C'est donc une valeur moyenne au sens de Reynolds qui est présentée. La comparaison avec le champ obtenu dans les mêmes conditions aérodynamiques, mais en inerte (cf. FIG. 7.3), montre clairement l'accélération causée par la zone de flamme à proximité de la paroi (0 < z < 10 mm). Le champ de vitesse obtenu dans les mêmes conditions au moyen de l'A.D.L. est visible sur la figure 8.6. Il ne présente pas de différence significative avec celui obtenu en A.D.L. On notera que les vitesses mesurées à la sortie de l'injecteur sont légèrement plus élevées en A.D.L. qu'en V.I.P. Plus près de la paroi, c'est plutôt l'inverse qui est observé. Ce phénomène peut être induit par les particules utilisées en V.I.P. dont la taille et donc l'inertie sont relativement plus élevées que celles utilisées en A.D.L.



FIG. 8.5 – Champ global de vitesse moyenne (Reynolds) par V.I.P. à la condition V1i Le profil de la composante axiale de la vitesse moyenne (au sens de Reynolds) est



FIG. 8.6 – Champ global de vitesse moyenne par A.D.L. à la condition V1i

proposé sur la figure 8.7. On observe un bon accord entre les mesures A.D.L. et V.I.P. Toutefois, on notera un croisement des profils pour  $\zeta=0,4$  (environ) : la mesure de  $\langle w \rangle$  est plus élevée en A.D.L. qu'en V.I.P. à la sortie de l'injecteur  $(0,4<\zeta<1)$ . C'est l'inverse qui est observé plus près de la paroi  $(0<\zeta<0,4)$ . Cet effet est peut-être dû à un ensemencement plus dense en V.I.P. qu'en A.D.L. L'accélération dans la flamme est bien visible autour de  $\zeta=0,1$  sur les profils A.D.L. et moins nette sur ceux obtenus en V.I.P. Les profils axiaux de la composante longitudinale moyenne de la vitesse mesurés 2 mm de part et d'autre de l'axe sont identiques comme le montre la figure 8.8.

L'ensemble des profils axiaux de composante longitudinale obtenu par A.D.L. est présenté sur la figure 8.9. Malgré la dispersion des résultats commune à tout processus expérimental, on remarquera l'influence respective de l'étirement et de la richesse. La flamme s'éloigne de la paroi, quand, à richesse donnée l'étirement diminue, ou bien quand à étirement donné, la richesse augmente. Nous verrons ultérieurement que la détermination du champ de vitesse conditionné par la variable d'avancement met plus clairement en évidence l'accélération au travers de la flamme.



FIG. 8.7 – Vitesse moyenne (Reynolds) sur l'axe vertical en x = 0 et y = 0 à la condition V1i



FIG. 8.8 – Vitesse moyenne sur l'axe vertical par A.D.L. à la condition V1i



FIG. 8.9 – Vitesse moyenne sur l'axe vertical par A.D.L.

### 8.3 Fluctuations de vitesses

Les champs de fluctuations des composantes de la vitesse obtenus en V.I.P. sont présentés sur les figures 8.10a (composante axiale), 8.10b (composante transversale). Ces résultats sont à comparer avec ceux obtenus en A.D.L. et présentés sur la figure 8.12. En V.I.P., on notera le niveau relativement faible des fluctuations de vitesse sur la partie centrale du jet (-0,5 < x/D < 0,5). De plus, le niveau moyen apparaît sensiblement plus faible sur la composante radiale que sur celle axiale. On peut cependant considérer, comme dans le cas de l'écoulement inerte, que la flamme se développe dans le corps potentiel du jet et donc dans une région de faible turbulence. Si l'augmentation de <  $w'^2$  > depuis l'injecteur jusqu'à la paroi est continue, l'évolution de la fluctuation <  $u'^2$  > laisse apparaître un maximum local très près de la paroi. Les champs obtenus en A.D.L. (FIG. 8.12) et en V.I.P. (cf. FIG. 8.10a et FIG. 8.10b) sont très comparables.



FIG. 8.10a – Fluctuations axiales par V.I.P. à la condition V1i

Nous limiterons notre analyse à l'axe de symétrie du système. Dans le cas de la condition V1, les profils des fluctuations de vitesses relevés en A.D.L. et en V.I.P. sur chacune des deux composantes  $[\langle w'^2 \rangle et \langle u'^2 \rangle]$  sont présentés sur la figure 8.15. Les fluctuations mesurées sur la composante radiale sont du même ordre de grandeur, quelle que soit le moyen de mesure employé. En revanche, celles sur la composante axiale sont nettement plus faibles en V.I.P. qu'en A.D.L. Cet écart peut trouver son origine dans le lissage introduit par la V.I.P. ou dans l'inertie des particules utilisées comme traceur. En outre, à la sortie de l'injecteur on remarquera que les fluctuations sont sensiblement du même ordre de grandeur sur les deux composantes, traduisant une certaine isotropie de la turbulence. Les résultats obtenus sont comparables à ceux de Escudié et al. [44] : l'évolution axiale est respectée : les fluctuations sur la composante radiale décroissent faiblement depuis l'injecteur jusqu'à la zone de flamme et augmentent fortement à proximité de la paroi.



FIG. 8.10b – Fluctuations radiales par V.I.P. à la condition V1i

Les fluctuations sur la composante axiale suivent une évolution monotone : elles croissent de l'injecteur vers la paroi. Escudié et *al.* [44] ont mis en évidence un étirement critique  $(K = 200 \ s^{-1}$  dans leur cas) pour lequel le rapport des fluctuations w'/u' dans la région de proche paroi vaut 1. En deçà, ce rapport est inférieur à l'unité et au delà il est supérieur à l'unité. En ce qui nous concerne  $(K = 100 \ s^{-1}$  pour la condition V1) nous observons un rapport w'/u' < 1, conforme aux résultats de Escudié et *al.* [44] obtenus dans des conditions relativement proches des nôtres.

Les fluctuations conditionnées par la variable d'avancement sont présentées ultérieurement.

Les champs de fluctuations présentés sur la figure 8.12 ont été mesurés par A.D.L. pour la condition V1. Ils sont donc comparables à ceux obtenus en inerte et donnés sur la figure 7.14 du chapitre précédent. Bien que le niveau moyen des fluctuations à la sortie de l'injecteur soit plus faible en réactif qu'en inerte, une comparaison purement qualitative est possible. La confrontation des champs inerte-réactif montre clairement l'augmentation des fluctuations de la composante axiale au niveau de la zone de combustion (7 < z < 12 mm). Sur la composante transversale, on notera l'augmentation des fluctuations en aval de la zone de combustion, à proximité de la paroi. Ce résultat qualitatif est comparable aux mesures de Li et al. Un champ d'énergie cinétique turbulente est présenté sur la figure 8.13 : il résulte des champs de fluctuations précédents. La figure 8.13 est à comparer à celle obtenue en inerte pour la même condition V1 et présentée figure 7.17a. Comme nous l'avons déjà souligné, le niveau moyen de turbulence est paradoxalement plus faible en réactif qu'en inerte. La figure 8.13 montre une augmentation très faible de la turbulence causée par la flamme. Ceci s'explique par le fait que les fluctuations sur chacune des composantes n'atteignent pas leurs valeurs maximales à la même distance de la paroi. Ce résultat rejoint les conclusions de Cho et al. [30] qui, dans des conditions expérimentales



FIG. 8.11 – Énergie cinétique turbulente par V.I.P. sur le champ global à la condition V1i

certes différentes des nôtres, montrent que la flamme plane étirée ne crée pas de turbulence additionnelle contrairement à une flamme oblique. L'évolution axiale de l'énergie cinétique turbulente, présentée sur la figure 8.17 apporte une confirmation quantitative à l'analyse qualitative offerte par les champs bidimensionnels.

En écoulement réactif, les champs de  $\langle u'w' \rangle$  obtenus par A.D.L. (cf. FIG. 8.14a) sont très semblables à ceux en inerte (cf. FIG. 7.15). On note toutefois l'influence de la flamme en très proche paroi, qui se traduit par l'existence de six régions, selon le signe de  $\langle u'w' \rangle$ , comme le résume le tableau ci-dessous.

| $\overline{u'w'}$ |   | x=0   |   |
|-------------------|---|-------|---|
|                   | + | • • • | _ |
| $\zeta = 0,2$     | ÷ |       | ÷ |
|                   | — | •••   | + |
| $\zeta = 0,4$     | ÷ |       | ÷ |
|                   | + | •••   | _ |



FIG. 8.12 – Plans verticaux par A.D.L. à la condition V1i



FIG. 8.13 – Énergie cinétique turbulente par A.D.L. dans le plan vertical à la condition V1i



FIG. 8.14a – Corrélations croisées par A.D.L. à la condition V1i



FIG. 8.14b – Corrélations croisées par V.I.P. à la condition V1i



FIG. 8.15 – Fluctuations de vitesse sur l'axe vertical en x = 0, y = 0 à la condition V1i



FIG. 8.16 – Fluctuations de vitesse par A.D.L. sur l'axe vertical en  $x=0,\ y=0$  à la condition V2i



FIG. 8.17 – Intensité de turbulence sur l'axe vertical en x = 0, y = 0

### 8.4 Aplatissement et dissymétrie

Nous avons calculé les moments d'ordre supérieur dans le cas de la composante axiale de la vitesse. Leur évolution axiale est présentée sur les figures 8.18 (condition V1) et 8.19 (condition V2), tant en inerte qu'en réactif. Même si la dispersion des résultats rend l'analyse un peu délicate, il apparaît clairement que l'aplatissement augmente faiblement de l'injecteur vers la paroi et reste sensiblement constant pour  $\zeta > 0,3$ . Le coefficient de dissymétrie augmente depuis l'injecteur vers la paroi. Il passe par un maximum pour  $0,2 < \zeta < 0,3$  puis décroît en se rapprochant de la paroi. L'évolution de aplatissement et dissymétrie est donc sensiblement la même en inerte et en réactif. La comparaison des champs de aplatissement et dissymétrie en inerte et en réactif (condition V1) obtenus par A.D.L. (cf. FIG. 8.20 et FIG. 8.21) confirme l'influence faible de la flamme sur ces deux coefficients.



FIG. 8.18 – Aplatissement et Dissymétrie de la composante axiale sur l'axe vertical en x = 0, y = 0 à la condition V1i



FIG. 8.19 – Aplatissement et Dissymétrie de la composante axiale sur l'axe vertical en x = 0, y = 0 à la condition V2ii



(a) Aplatissement en inerte à la condition V1

(b) Aplatissement en réactif à la condition V1i

FIG. 8.20 – Aplatissement de la composante axiale sur l'axe vertical en x = 0, y = 0


(a) Dissymétrie en inerte à la condition V1

(b) Dissymétrie en réactif à la condition V1i



### 8.5 Histogrammes

La planche 8.22 présente une suite d'histogrammes de la composante longitudinale de la vitesse déterminée par V.I.P. le long de l'axe pour z compris entre 4 et 11 mm de la paroi. Loin de la paroi (z = 11 mm) la distribution, centrée sur -3,5 m/s est très proche d'une gaussienne (D = 0,37 et A = 5,12). Nous sommes ici dans les gaz frais. À mesure que l'on se rapproche de la paroi, la valeur moyenne augmente, mais la forme générale reste très proche d'une gaussienne. L'ordonnée z = 5 mm correspond à la zone de flamme. À cette position, la distribution de vitesse est beaucoup moins piquée que précédemment. On ne peut toutefois pas parler de distribution bimodale. Les distributions de vitesse (évolution axiale de la composante longitudinale) obtenues par A.D.L. dans la condition V1 (FIG. 8.23) sont semblables à celles déterminées en V.I.P. (FIG. 8.22). Cette technique ne permet pas de mesurer les vitesses dans la région de flamme (z = 5 mm de la paroi). La présence de la flamme n'est marquée que par une perte de la symétrie et un élargissement de la distribution. La condition V1 correspond à une richesse de 0,89. L'expansion thermique associée ne permet pas, compte tenu du niveau initial des fluctuations d'observer deux pics distincts sur les histogrammes de vitesse.

La condition V2, avec une richesse de 0,99 paraît a priori plus indiquée. Malheureusement, l'examen des distributions de la composante axiale (FIG. 8.24) sur l'axe près de la paroi ne permet pas de distinguer les pics de vitesse correspondant pour l'un aux gaz frais et pour l'autre aux produits de combustion.



FIG. 8.22 – Histogrammes de la composante axiale de vitesse sur l'axe vertical par V.I.P. à la condition V1i



FIG. 8.23 – Histogrammes de la composante axiale de vitesse sur l'axe vertical par A.D.L. à la condition V1i



FIG. 8.24 – Histogrammes de la composante axiale de vitesse sur l'axe vertical par A.D.L. à la condition V2ii

### 8.6 Spectres

La planche 8.25 présente quelques densités spectrales d'énergie calculées sur les deux composantes de la vitesse de z = 7 à z = 42 mm de la paroi. Tout comme en inerte, ces spectres ont été lissés par un filtre de Savitsky-Golay (*cf.* Annexe C.2) centré de rang 25. Dans les gaz frais, les spectres montrent sur chacune des composantes une décroissance en -5/3. La fréquence de coupure de 1 à 2 kHz est identique à celle trouvée en inerte. Ces valeurs sont en accord avec la dimension caractéristique de la grille de turbulence amont et la vitesse moyenne des gaz en sortie d'injecteur. À mesure que l'on se rapproche de la flamme, la fréquence de coupure diminue et la pente du spectre se rapproche de -3. Les spectres obtenus en inerte et en réactif présentent très peu de différence, comme le suggère la planche 8.26.



FIG. 8.25 – Spectres de vitesse sur l'axe vertical à la condition V1i



FIG. 8.26 – Spectres lissés de vitesse sur l'axe vertical à la condition V1i

### 8.7 Mesures conditionnelles par V.I.P.

La méthode que nous avons mise au point vise à la détermination de grandeurs conditionnées par la variable d'avancement. Aussi, ce paragraphe prend-il un relief tout particulier.

### 8.7.1 Vitesse moyenne

Nous commencerons notre analyse par la détermination des profils de vitesse conditionnés sur l'axe (FIG. 8.27). La tâche est rendue difficile par la position de la flamme très proche de la paroi; l'obtention de données pour les produits de combustion est très délicate.

Nous avons superposé au profil de vitesse axiale non conditionnée, ceux relatifs aux produits et aux réactifs. Les trois profils diffèrent dans la zone de flamme  $(0,02 < \zeta < 0,15)$ . Le profil de  $w_R$  coïncide avec le profil de la composante axiale non conditionnée en amont de la flamme (c < 0, 1), tandis que celui de  $w_P$  tend à rejoindre le profil moyen de la composante axiale non conditionnée en aval de la flamme (c > 0, 9). Le profil de  $w_P$ présente un maximum pour  $\zeta = 0,06$  (2,7 mm de la paroi environ). Cette position correspond sensiblement à celle où les fluctuations axiales (non conditionnées, cf. FIG. 8.28) sont maximales. La différence entre  $w_P$  et w non conditionné est très faible. En effet, d'une part le saut de vitesse axial au travers de la flamme est faible et d'autre part en fin de flamme ( $\zeta \approx 0,06$ ) la quantité de produits est très supérieure à celle de réactifs, de sorte que  $w_P$  est très faiblement plus élevée que la composante axiale non conditionnée. L'écart entre les vitesses conditionnées des produits et des réactifs  $w_P - w_R$  est une grandeur importante car elle est directement liée à l'expression du flux axial de la variable d'avancement < w'c' > et à l'intensité des fluctuations de vitesse  $< w'^2 >$ .



FIG. 8.27 – Vitesses conditionnées en x = 0 et y = 0 à la condition V1i

La comparaison avec des résultats issus de la littérature se limite essentiellement aux données de Kalt et *al.* [56] et à celles de Stevens [96]. Ces dernières ont été établies (en V.I.P.) dans des conditions expérimentales relativement éloignées des nôtres et, qui plus est, sur 50 images seulement. Stevens [96] souligne d'ailleurs les incertitudes associées à un ensemble statistiquement aussi réduit. Les profils de  $w_P$  et  $w_R$  obtenus par Stevens [96] présentent chacun un extremum dans la zone de flamme de sorte que l'écart  $\bar{w}_P - \bar{w}_R$  est sensiblement constant. Cho et *al.* [30] déterminent par A.D.L. des vitesses conditionnées dans la zone de flamme. Ils observent une augmentation de  $w_R$  dans la zone de flamme. Dans notre cas, comme le montre la figure 8.27, la différence est croissante (en valeur absolue) au travers de la flamme. En effet, au travers de la flamme,  $w_R$  diminue de manière continue, passant de -1 à -0,5 m/s, tandis que  $w_P$  est sensiblement constante de l'ordre de -1,2 m/s. Kalt et *al.* [56] ont montré expérimentalement (V.I.P. et F.I.L. combinées) dans le cas des faibles gradients de pression ( $\frac{dp}{dz} = -63$  Pa/m), que la diffusion à contre gradient est d'autant plus faible que le rapport  $w'/S_l$  est élevé ( $w'/S_l$  variant de 0,2 à 1,9). Pour un gradient de pression élevé ( $\frac{dp}{dz} = -146$  Pa/m) Kalt et *al.* [56] observent essentiellement une diffusion gradient. Dans notre cas, on observe une diffusion à contre gradient pour un gradient de pression de  $\frac{dp}{dz} = -390$  Pa/m et un rapport  $w'/S_l = 1,9$ .

D'un point de vue qualitatif, nos résultats sont comparables à ceux issus de la littérature. Une comparaison quantitative est très délicate, sinon impossible, car les résultats rapportés ont été obtenus dans des conditions expérimentales très différentes.

#### 8.7.2 Fluctuations de vitesse

Les évolutions axiales des fluctuations (conditionnées ou non) des composantes axiale et radiale, adimensionnées par l'énergie cinétique turbulente, sont proposées respectivement sur les figures 8.28 et 8.29.

Sur la composante axiale, les fluctuations moyennes non conditionnées augmentent au travers de la flamme, puis diminuent à nouveau près de la paroi, le maximum étant observé dans la zone de produits. Rappelons que Stevens [96] et Li et *al.* [66] observent que les fluctuations axiales non conditionnées sont maximales au milieu de la zone de combustion et sont moindres dans les produits que dans les réactifs. Dans notre cas, la proximité de la paroi peut tendre à réduire les fluctuations axiales, ou introduit des erreurs dans l'estimation des différentes grandeurs aérodynamiques.

Les fluctuations relatives aux réactifs,  $w_R$ , décroissent faiblement dans la zone de flamme. Les fluctuations relatives aux produits  $w_P$  sont plus élevées du coté froid de la flamme et sont très supérieurs à  $w_R$  en tout point de la flamme. Ce résultat est observé par Cheng & Shepherd [28] ainsi que par Stevens [96] sur une seule condition expérimentale parmi les six étudiées. Dans les cinq autres cas, les fluctuations  $w_R$  et  $w_P$  sont du même ordre de grandeur au travers de la flamme. Cho et *al.* [30] et Li et *al.* [66] ont des résultats comparables à ceux de Stevens [96]. Dans ce cas, l'intensité des fluctuations axiales non conditionnées est directement liée à la différence des vitesses conditionnées  $\bar{w}_P - \bar{w}_R$ . Le terme d'intermittence est donc prépondérant dans l'expression de  $\langle w''^2 \rangle$ .

Sur la composante radiale, les fluctuations moyennes non conditionnées augmentent au travers de la flamme. Elles sont du même ordre de grandeur que celles observées en inerte et ne semblent que peu affectées par la flamme. Dans la zone de combustion, les fluctuations axiales sont supérieures à celles radiales. Stevens [96] obtient des résultats



FIG. 8.28 – Fluctuations axiales conditionnées en x = 0 et y = 0 à la condition V1i; en grisée, la zone de flamme

semblables et attribue l'importance des fluctuations axiales au battement ("flapping") de la flamme. Des résultats semblables sont aussi observés par Cho et al. [30] et Escudié et al. [44]. Les fluctuations relatives aux réactifs,  $u_R$ , restent sensiblement constantes au travers de la flamme. On observe une faible augmentation de  $u_R$  en fin de zone de combustion, peut être causée par les incertitudes de mesure, dans cette région où les produits sont majoritaires. Les fluctuations relatives aux produits,  $u_P$ , supérieures à  $u_R$  du coté des gaz frais, augmentent au travers de la flamme. Stevens [96] observe les mêmes variations de  $u_P$  et  $u_R$  au travers de la flamme, mais dans son cas,  $u_P$  et  $u_R$  sont du même ordre de grandeur du coté froid de la flamme.

#### 8.7.3 Diffusion de la variable d'avancement

Puisque dans la zone de flamme  $w_P$  est toujours supérieur en valeur absolue à  $w_R$ , et que le produit  $\bar{c}(1-\bar{c})$  est positif, le flux axial de c est donc négatif au travers de la flamme. C'est effectivement ce que l'on observe sur la figure 8.30 qui donne l'évolution axiale du flux  $\widetilde{w''c''}$  calculé pour trois valeurs estimées du taux d'expansion thermique.

Le signe du flux  $\widetilde{w'c''}$  est donc en accord avec le modèle B.M.L. (diffusion à contre gradient). Les courbes théoriques sont présentées sur le même graphique pour chacune des trois valeurs du taux d'expansion. Ces courbes sont obtenues en négligeant les termes turbulents dans l'expression de w''c'', de sorte que :  $\widetilde{w'c''} = \tilde{c}(1-\tilde{c})\Delta(\bar{w}_P - \bar{w}_R)$ , où  $\Delta$  est le nombre de Bray  $\Delta = \tau S_l/\sqrt{k_1}$ , calculé avec nos données expérimentales. On notera que quel que soit le taux d'expansion thermique considéré, le nombre de Bray est supérieur à l'unité, condition d'existence du phénomène de diffusion à contre gradient, établi par S.N.D. et confirmé expérimentalement par Kalt et *al.* [56]. Le profil expérimental et le



FIG. 8.29 – Fluctuations radiales conditionnées en x = 0 et y = 0 à la condition V1i; en grisée la zone de flamme

modèle théorique qui correspondent au taux d'expansion de 4 présentent un assez bon accord.

### 8.7.4 Taux moyen de production chimique

La solution semblable de l'équation bilan de la variable d'avancement est exprimée par l'équation (3.8). Le passage de cette équation à la limite asymptotique  $\delta \to 0$  conduit à l'expression :

$$\bar{\Omega} = RW\tilde{c}' \tag{8.1}$$

En aplliquant le modèle B.M.L. à la configuration d'une flamme à point d'arrêt, Bray et *al.* [10] font apparaître un nombre de Damköhler turbulent, noté  $Da_T$  (cf. Annexe A), tel que :

$$\bar{\Omega} = Da_T \bar{c} (1 - \bar{c})$$

Ultérieurement, Bray et *al.* [13] ont analysé l'adéquation de cette expression aux données expérimentales de Cheng & Shepherd [28], Li et *al.* [66] et Escudie et *al.* [44]. Ils ont mis en évidence que deux cas devaient être distingués pour le comportement de  $Da_T$  dans la flamme :

- dans le cas des flammes adjacentes à la paroi, *i.e.* pour de forts étirements au point que les réactifs puissent atteindre la paroi,  $Da_T$  est constant à travers la flamme;
- dans le cas des flammes stabilisées loin de la paroi, *i.e.* pour de si faibles étirements que les réactifs n'atteignent jamais la paroi,  $Da_T$  varie notablement à travers la flamme.

De même, nous disposons parmi les données expérimentales récoltées, des grandeurs pour tracer les évolutions de  $\overline{\Omega}$  et  $Da_T$  en fonction de la variable d'avancement. La figure 8.31



FIG. 8.30 – Transport turbulent (Favre) de la variable d'avancement en x = 0 et y = 0 sur l'axe vertical à la condition V1i

montre les profils de  $\Omega$  sur l'axe vertical, selon l'expression (8.1) qui néglige la diffusion turbulente et d'après la solution semblable (cf. Eqn. (3.8)). La prise en compte des termes de transports turbulents ne change pas significativement le taux moyen de production : l'hypothèse de turbulence faible est par conséquent acceptable. Son allure est globalement parabolique. Le profil de  $Da_T$  est présenté sur la figure 8.32, sur laquelle les courbes déduites des données expérimentales de Cheng & Shepherd [28] et de Li et *al.* [66] sont aussi tracées. L'évolution de la courbe de Li et *al.* [66] est similaire à la nôtre, ce qui est cohérent compte tenu de l'étirement identique dans les deux cas; la courbe de Cheng & Sherherd [28], sensiblement plus redressée est typique d'une flamme plus faiblement étirée. Une interpolation de la courbe de  $Da_T(\tilde{c})$  fournit la fonction polynomiale suivante :

$$Da_T(\tilde{c}) = 27,34 \ \tilde{c}^2 + 3,083 \ \tilde{c}$$

De cette fonction, le taux moyen de production chimique est déduit : son évolution est tracée sur la figure 8.31. Ce taux de production ne reproduit pas fidélement le taux initial issu directement des données expérimentales : le passage par zéro de l'interpolation est sensible sur le bord des réactifs de la flamme. Le maximum du taux de production se trouve légèrement décalé à  $\tilde{c} = 0, 6$ .



FIG. 8.31 – Taux de production chimique en fonction de la variable d'avancement sur l'axe vertical



FIG. 8.32 – Nombre de Damköhler turbulent en fonction de la variable d'avancement sur l'axe vertical

### 8.8 Analyse de la structure des contours



FIG. 8.33 – Histogramme des courbures de flammelette à la condition V1i

L'ensemble des contours définissant les fronts de flamme instantanés peut faire l'objet d'analyses topologiques. Nous avons limité notre étude à la détermination de la courbure locale, qui s'exprime par :

$$u = \frac{\dot{x}\ddot{y} - \dot{y}\ddot{x}}{(\dot{x}^2 + \dot{y}^2)^{3/2}}$$

Si x(s) et y(s) désignent les coordonnées curvilignes du contour. Calculons sur l'ensemble du domaine d'investigation les courbures locales des 3 600 contours et traçons leur distribution. Nous obtenons l'histogramme présenté sur la figure 8.33. Les coupures à  $\pm 3mm^{-1}$ ont été introduites pour tenir compte de la taille des fenêtres de calcul V.I.P. ( $32 \times 32$ ) également liée à l'ensemencement. La distribution des courbures est symétrique, centrée sur zéro et un peu piquée (aplatissement de 3,76). Toutefois, ce résultat est peu pertinent, car il ne permet pas de mettre en évidence les courbures les plus prononcées de la flamme. Il montre qu'en moyenne la flamme est plane, c'est tout!



FIG. 8.34 – Contour de flammelette à la condition V1i



FIG. 8.35 – Profil de courbure de la flammelette à la condition V1i

Considérons à titre d'exemple le contour de la figure 8.34. La représentation de sa courbure locale en fonction de l'abscisse curviligne est proposée sur la figure 8.35. Même si quelques valeurs aberrantes montrent la nécessité d'un lissage, les extrema locaux et leurs positions sont pour la plupart bien définis et facilement associables au contour. Ainsi, on observe environ une cinquantaine de valeurs extrémales de la courbure, majoritairement comprises, en valeurs absolues, entre 1 et 5 mm<sup>-1</sup>. Les courbures nulles (*i.e.* rayon de courbure infini) correspondant à une flammelette plane sont très peu représentées. Nous avons identifié les courbures caractéristiques des 3600 contours en repérant les extrema locaux. La distribution ainsi obtenue, proposée sur la figure 8.36, est symétrique, centrée sur zéro, et présente deux valeurs maximales qui correspondent aux valeurs les plus probables de courbure ( $\pm 1,5$  mm<sup>-1</sup>). La valeur moyenne est quant à elle de  $\pm 3,5$  mm<sup>-1</sup> et l'écart-type de 2,4 mm<sup>-1</sup>.

Bien qu'envisageable, une analyse fractale semblable à celle réalisée par Lecordier [65], n'a pas été réalisée.

Le terme géométrique  $\langle n_f \cdot n_z \rangle$  intervenant dans l'équation (2.23) a été déterminé pour la collection de flammelettes de la condition V1i : il est trouvé égal à 0,76 ce qui est significativement différent de la valeur 0,5 résultante de calcul par S.N.D. de Bray & Domingo [14]. Comme l'illustre la figure 2.8, ce terme représente l'angle  $\bar{\theta}$  moyen en un point quelconque du front de flamme entre le vecteur colinéaire à l'axe vertical et le vecteur normal au front de flamme, soit  $\langle n_f \cdot n_z \rangle = \cos(\bar{\theta})$  : par conséquent  $\langle n_f \cdot n_z \rangle = 0,76$ implique  $\bar{\theta} \approx 40^{\circ}$ .



FIG. 8.36 – Histogramme des courbures de flamme lette à la condition V1i

# Synthèse de la troisième partie

Les résultats constituent en premier lieu une validation des moyens développés pour accéder simultanément au champ de vitesse et variable d'avancement par V.I.P.. Les mesures effectuées par A.D.L. apporte un supplément

Ces quelques points de mesures ne présentent que peu d'intérêt en eux-même. La volonté était d'en acquérir suffisamment pour établir différentes comparaisons :

- avec les résultats issus de l'analyse asymptotique;
- avec la littérature, peu abondante;
- une étude paramétrique;

Insister sur quelques points seulement :

- écoulement "propre" : pas de fréquence notable dans les D.S.E.
- complémentarité A.D.L./V.I.P.
- conditions de turbulence différentes par rapport à la littérature (Li, Stevens), moins propice à la diffusion contre-gradient
- méthode de mesures simultanées satisfaisantes avec un grand nombre d'images

# Conclusion

Ce mémoire a pour sujet l'étude expérimentale des flammes de prémélange planes étirées faiblement turbulentes stabilisées dans un écoulement à point d'arrêt. On se propose de déterminer le flux de transport turbulent de la variable d'avancement de la combustion et les contraintes de Reynolds dans un contexte de modèle de flammelette de type B.M.L., sur des flammes supposées faire apparaître une diffusion à contre gradient. Ces objectifs qui requièrent la détermination des valeurs instantanées de la vitesse et de la variable d'avancement, ont nécessité :

- 1. Le développement d'un banc d'essai spécifique : Vestales,
- 2. La mise en œuvre de la métrologie (V.I.P. et A.D.L.),
- 3. Le développement de traitement de données originaux.

#### Banc d'essai Vestales

En s'inspirant des configurations expérimentales antérieures, compte tenu de nos ambitions et des limitations technologiques que nous nous sommes imposées, nous avons au cours de notre travail développé le banc d'essai Vestales. Vestales présente un certain nombre de caractéristiques intéressantes qui en font un outil particulièrement bien adapté aux objectifs poursuivis en terme de :

- <u>Turbulence</u> Une grille interchangeable placée en amont de la buse d'éjection génère les condions de turbulence souhaitée en terme de taux de blocage et d'échelle intégrale. En sortie du brûleur, l'anisotropie de la turbulence est faible, et son intensité est de l'ordre de  $10^{-2}$  pour des vitesses débitantes de l'ordre de 5 m/s.
- <u>Richesse</u> Le mélange entre le combustible et l'air est homogène, y compris en présence de l'ensemencement particulaire. Les inhomogénéités mesurées radialement à différents régimes n'excèdent pas 6 % de la richesse moyenne théorique en valeur relative.
- <u>Flux thermique à la paroi</u> Réalisée en céramique réfractaire ou en acier inoxydable refroidi par air, la paroi autorise des conditions soit quasi adiabatiques, soit à flux de chaleur modifiables pour l'étude des conditions d'extinction par pertes thermiques. La distance séparant la paroi du brûleur est ajustable, permettant d'explorer une large gamme d'étirement moyen.
- <u>Fiabilité</u> La reproductibilité et la stabilité des conditions : bien qu'entièrement manuel, le pilotage de Vestales est précis. Il assure à la fois de bonnes conditions de reproductibilité et de stabilité des expériences. Malgré une faible dérive des paramètres au cours du temps, on peut considérer que les conditions expérimentales sont suffisamment stables pour permettre, soit l'acquisition d'un grand nombre d'images

(3600) autorisant un traitement statistique fiable des données, soit la détermination de champ de vitesse A.D.L. Par ailleurs, grâce à un écoulement annulaire, il est possible de réduire le cisaillement en périphérie du jet central, annihilant les risques de contamination par un retour latéral des gaz brûlés et d'altération de la richesse par un mélange avec l'air ambiant.

- <u>Métrologie</u> Vestales présente une géométrie générale proche des bancs d'essai des études antérieures, dont elle s'inspire librement. Son encombrement réduit en facilite l'accès et permet la mise en œuvre d'une métrologie optique variée (A.D.L., V.I.P., F.I.L...). Les dimensions du brûleur (D = 45 mm) autorisent relativement facilement l'obtention de résultats qui présentent une excellente résolution spatiale (60 pixel/mm dans la zone de flamme).
- <u>Domaine de fonctionnement</u> Comme le suggère l'acronyme, Vestales est « Versatile », fort heureusement au sens anglais du terme, nous dirons donc polyvalente. Les résultats présentés dans ce mémoire n'explorent qu'une infime partie du domaine de fonctionnement de Vestales.

### Métrologie et analyse des données

La métrologie mise en œuvre repose sur deux techniques désormais classiques :

- l'Anémométrie Doppler Laser (A.D.L.) pour la détermination des composantes axiales et radiales de la vitesse non conditionnée; cette méthode autorise aussi une analyse fréquentielle de la turbulence impossible en V.I.P.;
- la Vélocimétrie par Images de Particules (V.I.P.) pour les grandeurs conditionnées;
   l'originalité de la méthode réside dans le recours aux seules images de particules pour déterminer à la fois le champ de vitesse et de la variable d'avancement.

L'heure est à la combinaison des métrologies. Nous avons – délibérément – fait le choix d'un moyen d'acquisition unique, la V.I.P., pour déterminer simultanément le champ de vitesse et la variable d'avancement. Nous exploitons ici la différence de densité de particules qui existe entre la zone des réactifs et celle des produits de combustion. Cet écart de densité, facilement identifiable à l'œil, est induit par l'expansion thermique au travers de la flamme. L'hypothèse de flammelettes et de fonctions densité de probabilité bivaluées s'avérant pleinement justifiée pour la variable d'avancement. À la facilité de mise en œuvre s'est vite opposée la difficulté liée au traitement des données qui a nécessité le développement d'outils spécifiques et originaux pour parvenir à nos fins. Devenu opérationnel, cet outil pourrait se révéler beaucoup plus souple d'emploi, dans le but de mener de nombreuses études paramétriques, en variant en particulier l'étirement, la turbulence initiale et la richesse.

### Traitement des données

Le problème réside dans l'extraction précise et fiable du front de flamme à partir d'images fortement bruitées et faiblement contrastées. Les méthodes classiques basées sur l'opérateur gradient sont bien évidemment mises en défaut sur ce type d'image fortement bruitée. Celles, plus sophistiquées qui recourent à une segmentation de l'image par analyse de l'histogramme des niveaux de gris ne donnent pleinement satisfaction car la détermination du seuil est rendue problématique par l'absence de contraste. Pour identifier le front de flamme, nous avons développé en parallèle deux stratégies complémentaires reposant soit sur une approche « frontière » soit sur une approche « région ». Attrayante, la technique des « contours déformables » a aussi été mise en œuvre. De plus, un certain nombre d'outils de filtrage (fréquentiel, anisotrope) se sont avérés nécessaires dans les étapes de pré- et post-traitement de l'image.

Dans l'approche frontière, on cherche à détecter un contour. Pour ce faire, nous avons eu recours au filtre dit optimal (Canny ou Deriche) dont l'expression repose sur l'optimisation de trois critères en terme de détection (robustesse au bruit) de localisation (précision) et d'unicité de la réponse. Simple de mise en œuvre, cette solution a priori séduisante, s'avère toutefois délicate : le contour détecté n'est dans la plupart des cas, ni fermé, ni unique. Un post-traitement (chaînage) est nécessaire mais périlleux.

Dans l'approche région, on cherche non plus à détecter une frontière, mais à partitionner l'image en deux régions connexes aux textures différentes, dont l'interface continue et unique constitue le contour. La stratégie adoptée est celle dite de transformation de régions, soit ascendante, soit descendante selon qu'elle utilise la réunion ou le partage de régions de l'image.

Nous avons aussi eu recours aux modèles déformables. Dans un espace bidimensionnel, Il s'agit de courbes (ouvertes ou fermées) soumises à des forces les contraignant à se déformer pour venir épouser les frontières de l'objet que l'on cherche à isoler. Les déformations se produisent sous l'effet conjugué de plusieurs sollicitations : le choix de l'énergie liée à l'image est crucial.

La procédure mise en œuvre est une combinaison des différentes méthodes. Elle allie un lissage sélectif à un extracteur robuste. Un prétraitement (filtrage fréquentiel et anisotrope) supprime les échelles de fluctuations de l'ordre de la distance inter-particulaire et contribue à homogénéiser les deux zones d'intérêt de l'image, tout en préservant les gradients supérieurs à un certain seuil. La segmentation de l'image est alors réalisée par une méthode à structure pyramidale, suivie d'une binarisation par un seuillage automatique sur l'histogramme. Le contour discret ainsi obtenu initialise un traitement par contour actif. Le résultat, un contour échantilloné, continu de classe  $C^2$  et raffiné, est filtré pour donner le contour final.

Cette méthode présente l'intérêt d'obtenir de manière systématique un contour de flamme continu, raffiné, filtré et précis rendant non seulement possible un traitement conditionné des champs de vitesse mais autorisant aussi une étude topologique du front de flamme. Le concept de cette méthode consiste simplement à mettre en synergie les atouts tirés de chaque outil de traitement. Suivant cette déclinaison, les potentialités d'évolution sont très nombreuses et le champ d'application ne se limite pas au traitement des tomographies acquises dans nos conditions : le traitement de tomographies acquises par F.I.L. en régime de flamme plissée avec poches pourrait être envisager.

### Éléments de résultats

Les résultats constituent une validation des moyens développés, qu'il s'agisse du banc d'essai Vestales par lui-même ou, des méthodes de traitement des données. Grâce à la V.I.P., c'est tout un domaine plan et non uniquement l'axe de symétrie qui est exploré, autorisant une comparaison non seulement avec des modèles asymptotiques mais aussi avec des calculs bidimensionnels ou tridimensionnels, en inerte ou en réactif. La résolution spatiale (60 pixel/mm) est suffisante. La complémentarité V.I.P. et A.D.L. est manifeste. Une configuration géométrique a été retenue : la paroi "adiabatique" est placée à une distance égale au diamètre du brûleur (H/D = 1) et une grille de turbulence (orifices de 3,7 mm de diamètre réalisant un blocage de 50 %). Quatre points de fonctionnement ont été explorés : ils correspondent à deux étirements (100 et 120 s<sup>-1</sup>) et deux valeurs de la richesse (0,89 et 0,99).

#### Écoulement inerte

Les données acquises en dans le cas inerte permettent de caractériser l'écoulement en sortie du brûleur, en particulier sa turbulence. Les champs de vitesse A.D.L. mesurés dans des plans normaux au jet ou dans l'axe de symétrie du brûleur confirment le caractère homogène et axisymétrique du jet. En sortie d'injecteur, les fluctuations mesurées sur les composantes axiales  $\langle w'^2 \rangle$  et radiales  $\langle u'^2 \rangle$  sont faibles, et du même ordre de grandeur, validant à la fois les hypothèses de turbulence faible et d'isotropie. On n'observe pas de décroissance naturelle de la turbulence le long de l'axe de l'injecteur vers la paroi vraisemblablement compensée par le gradient de pression adverse induit par la paroi d'impact. L'analyse spectrale des signaux de vitesse A.D.L. révèle une décroissance de la densité spectrale d'énergie associée au mouvement turbulent en -3 et en -5/3. On n'observe pas de fréquence marquée dans le sillage de la grille. À la sortie de l'injecteur l'échelle intégrale est de l'ordre de grandeur de la taille des perforations de la grille de turbulence. A mesure que l'on s'approche de la paroi l'échelle intégrale diminue. Les histogrammes de vitesses sont assimilables à des gaussiennes. Les corrélations croisées  $\langle w'u' \rangle$  sont nulles sur l'axe et faibles dans tout le champ exploré (inférieures à  $0.2 \text{ m}^2/\text{s}^2$ , en valeur absolue). Toutefois leur signe diffère selon la région considérée en fonction de la prépondérance des gradients locaux de vitesse moyenne. L'analyse par quadrant des fonctions densité de probabilité jointes de vitesse n'a pas permis de mieux caractériser l'anisotropie du tenseur de Reynolds.

#### Écoulement réactif

Les données acquises dans le cas réactif concernent principalement une condition expérimentale (K = 120 s<sup>-1</sup> et  $\phi = 0, 89$ ).

Position de la flamme La flamme est positionnée très près de la paroi  $(2 < z < 4, soit 0, 05 < \zeta < 0, 1)$  sur tout le diamètre du brûleur. Elle est plus épaisse et plus proche de la paroi que celle étudiée dans la littérature. Cette position peut résulter du flux thermique à la paroi qui est très faible dans notre cas et du rapport  $v'/S_l$  entre les fluctuations de vitesse et la vitesse fondamentale de flamme laminaire. Une distance paroi-flamme si faible pose bien évidemment des problèmes métrologiques importants. Le profil de c n'est pas identifiable à l'expression déduite de celui de Li et *al.* [66].

Valeurs moyennes non conditionnées Sur l'axe, le saut de vitesse au travers de la flamme est bien mis en évidence : l'influence respective de l'étirement et de la richesse

est bien mise en évidence. Sur l'axe, la flamme affecte essentiellement les fluctuations axiales de la composante de vitesse. Sur la composante axiale, les fluctuations moyennes non conditionnées augmentent au travers de la flamme, puis diminuent à nouveau près de la paroi, le maximum étant observé dans la zone de produits. Rappelons que Stevens [96] et Li et *al.* [66] observent que les fluctuations axiales non conditionnées sont maximales au milieu de la zone de combustion et sont moindres dans les produits que dans les réactifs. Dans notre cas, la proximité de la paroi peut tendre à réduire les fluctuations axiales, ou introduit des erreurs dans l'estimation des différentes grandeurs aérodynamiques. Sur la composante radiale, les fluctuations moyennes non conditionnées augmentent au travers de la flamme. Elles sont du même ordre de grandeur que celles observées en inerte et ne semblent que peu affectées par la flamme. Dans la zone de combustion, les fluctuations axiales sont supérieures à celles radiales, du fait du mouvement de battement ("flapping") dont la flamme est animée.

Les corrélations croisées  $\langle w'u' \rangle$  sont nulles sur l'axe. Elle demeurent de même intensité qu'en inerte dans tout le champ exploré et affectent un changement de signe selon la région considérée. Dans la zone de flamme, le changement de signe est vraisemblablement dû à l'intermittence de vitesse entre gaz frais et produits de combustion. L'analyse par quadrants de la fonction densité de probabilité jointe de vitesse ne nous a malheureusement pas permis de vérifier cette hypothèse. Les histogrammes des fluctuations de vitesse ne révèlent pas de caractère bimodal : la présence de la flamme est seulement trahie par un élargissement de la distribution. L'expansion thermique relativement faible dans notre cas ne facilite pas la mise en évidence du saut de vitesse.

Les densités spectrales d'énergies observées en réactif diffèrent très peu de celles obtenues en inerte, il est vrai que compte tenu de son encombrement, la sonde A.D.L. ne permet pas d'explorer la zone de flamme.

Nous avons calculé les contours des fronts de flamme instantanés sous forme de courbes continues de classes  $C^2$ , par construction. Cette propriété facilite la détermination de la courbure locale qui se présente sous la forme d'une courbe continue montrant des extrema locaux, une cinquantaine par contour majoritairement compris, en valeurs absolues, entre 1 et 5 mm<sup>-1</sup>. Nous avons alors déterminé et tracé l'histogramme de ces extrema locaux. La distribution ainsi obtenue est symétrique, centrée sur zéro, et présente deux valeurs maximales qui correspondent aux valeurs les plus probables de courbure ( $\pm 1,5$  mm<sup>-1</sup>). La valeur moyenne est quant à elle de  $\pm 3,5$  mm<sup>-1</sup>.

Valeurs moyennes conditionnées par la variable d'avancement La méthode que nous avons mise au point vise à la détermination de grandeurs conditionnées par la variable d'avancement. Aussi, ces résultats prennent-ils un relief tout particulier. Cependant, la tâche est rendue difficile par la position de la flamme très proche de la paroi et l'obtention de données pour les produits de combustion est très délicate.

Le profil de  $w_R$  coïncide avec le profil de w non conditionné en amont de la flamme (c < 0,1), tandis que celui de  $w_P$  tend à rejoindre le profil moyen de w non conditionné en aval de la flamme (c > 0,9). Le profil de  $w'_P$  présente un maximum pour  $\zeta = 0,06$  (z = 2,7 mm). Cette position correspond sensiblement à celle où les fluctuations axiales non conditionnées sont maximales. La différence entre  $w_P$  et w non conditionné est très faible. En effet, d'une part le saut de vitesse axiale au travers de la flamme est faible et

d'autre part en fin de flamme ( $\zeta \approx 0.06$ ) la quantité de produits est très supérieure à celle de réactifs, de sorte que  $w_P$  est très faiblement plus élevée que w non conditionnée.

L'écart entre les vitesses conditionnées des produits et des réactifs  $(w_P - w_R)$  est, dans notre cas, croissant (en valeur absolue) au travers de la flamme. En effet, au travers de la flamme,  $w_R$  diminue de manière continue, passant de -1 à -0,5 m/s, tandis que  $w_P$  est sensiblement constante de l'ordre de -1,2 m/s.

Les fluctuations axiales conditionnées relatives aux réactifs,  $w_R$ , décroissent faiblement dans la zone de flamme. Les fluctuations axiales conditionnées relatives aux produits  $w_P$ sont plus élevées du coté froid de la flamme et sont très supérieures à  $w_R$  en tout point de la flamme.

Les fluctuations radiales conditionnées relatives aux réactifs,  $u_R$ , restent sensiblement constantes au travers de la flamme. On observe une faible augmentation de  $u_R$  en fin de zone de combustion, peut être causée par les incertitudes de mesure. Dans cette région où les produits sont majoritaires, les fluctuations radiales conditionnées relatives aux produits,  $u_P$ , supérieures à  $u_R$ , augmentent au travers de la flamme.

D'un point de vue qualitatif, nos résultats sont comparables à ceux issus de la littérature. Comme visées, nos conditions expérimentales s'apparentent à celles de Li et *al.* [66], mais ne sont pas rigoureusement identiques. Une comparaison quantitative est très délicate, sinon impossible, car les résultats rapportés ont été obtenus dans des conditions expérimentales qui diffèrent trop significativement des nôtres.

Le flux axial de transport turbulent de la variable d'avancement est trouvé négatif au travers de la flamme, condition effective de diffusion à contre gradient. Le réglage du taux d'expansion thermique à  $\tau = 4$ , correspondant à un nombre de Bray,  $\Delta = 2$ , établit un bon accord entre l'expérience et la théorie issue de l'analyse asymptotique.

#### Perspectives

En inerte, l'analyse bibliographique a mis en évidence bien des lacunes. Les caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement à point d'arrêt dans une configuration où le plan d'impact est proche du plan d'injection  $(H/D\sim1)$  sont à préciser : en particulier, la structure de la turbulence en terme d'échelles intégrales, de corrélation spatiale et de dissipation. La connaissance de ces données est particulièrement importante pour la compréhension des phénomènes de combustion mis en jeu dans l'interaction flamme turbulence.

En réactif, une analyse systématique des paramètres d'influence est nécessaire, les données issues de la littérature demeurant fragmentaires et les conditions précises des études n'étant pas toujours suffisamment détaillées.

Le traitement d'image mis au point autorise l'analyse topologique des contours, d'un point de vue statistique, en fonction des paramètres caractéristiques de l'écoulement, ou bien localement en association avec le champ aérodynamique instantané (fonction densité de probabilité jointe courbure-vitesse).

D'autres diagnostics laser pourraient être mis en œuvre. La V.I.P. rapide permettrait d'obtenir des mesures de vitesse d'une résolution temporelle plus fine que les nôtres et d'accéder à la dynamique du front de flamme. Aussi de telles études menées avec la plaque refroidie de Vestales réaliseraient un aboutissement du développement de ce banc d'essai.

# Quatrième partie

# Annexes

# Annexe A

# Équations bilan

L'écoulement étudié étant axisymétrique, les équations sont naturellement projetées dans un système de coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$  où les composantes du vecteur vitesse sont notées (u, v, w).

## A.1 Équations bilan locales et instantanées

### Équation de continuité

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \rho u}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v}{\partial \theta} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0$$
(A.1)

### Équations de Navier-Stokes

$$\frac{\partial\rho u}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial r\rho uu}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial\rho uv}{\partial\theta} + \frac{\partial\rho wu}{\partial z} - \rho\frac{v^2}{r} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial r\tau_{rr}}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial\tau_{r\theta}}{\partial\theta} + \frac{\partial\tau_{rz}}{\partial z} - \frac{\tau_{\theta\theta}}{r}A.2)$$

$$\frac{\partial\rho v}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial r\rho uv}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial\rho vv}{\partial\theta} + \frac{\partial\rho wv}{\partial z} + \rho\frac{uv}{r} = -\frac{1}{r}\frac{\partial p}{\partial\theta} + \frac{1}{r}\frac{\partial r\tau_{r\theta}}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial\tau_{\theta\theta}}{\partial\theta} + \frac{\partial\tau_{\thetaz}}{\partial z} + (\frac{\tau_{r\theta}}{r}3)$$

$$\frac{\partial\rho w}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial r\rho uw}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial\rho vw}{\partial\theta} + \frac{\partial\rho ww}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r}\frac{\partial r\tau_{rz}}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial\tau_{\theta\theta}}{\partial\theta} + \frac{\partial\tau_{zz}}{\partial z} \quad (A.4)$$

avec les membres du tenseur des contraintes visqueuses  $\overline{\tau}$  s'expriment comme suit, en prenant  $\nabla V = \frac{1}{r} \frac{\partial ru}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial z}$ :

$$\tau_{rr} = 2\mu \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2}{3}\mu\nabla V \qquad \qquad \tau_{r\theta} = \mu \left(\frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{v}{r}\right)$$
  
$$\tau_{\theta\theta} = 2\mu \left(\frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{u}{r}\right) + \frac{2}{3}\mu\nabla V \qquad \qquad \tau_{\theta z} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{1}{r}\frac{\partial w}{\partial \theta}\right)$$
  
$$\tau_{zz} = 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{2}{3}\mu\nabla V \qquad \qquad \tau_{rz} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r}\right)$$

### Équation d'état

Nous adoptons l'équation d'état valable pour les écoulements réactifs à faible nombre de Mach et qui dérive de l'équation des gaz parfaits dans laquelle la pression est supposée constante :

$$\rho T \sum_{\alpha} \frac{Y_{\alpha}}{\mathcal{M}_{\alpha}} = cte$$

### Équation des fractions massiques des espèces chimiques

Pour l'espèce  $\alpha$  :

$$\frac{\partial \rho Y_{\alpha}}{\partial t} + \nabla (\rho \vec{V} Y_{\alpha}) = \nabla \left(\frac{\mu}{Pr} \overrightarrow{\nabla} Y_{\alpha}\right) + \omega_{\alpha} \tag{A.5}$$

### Équation de l'enthalpie

L'enthalpie du mélange est définie est, à une constante près, telle que :

$$h = c_p(T - T^*) + \sum_{\alpha} h_{\alpha}^* Y_{\alpha}$$

où  $T^*$  est une température de référence et  $h^*$  l'enthalpie de formation de l'espèce  $\alpha$  à la température  $T^*$ .

$$\frac{\partial\rho h}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{V}h) = \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla\left(\frac{\mu}{Pr}\vec{\nabla}h + \sum_{\alpha}\left(\rho\mu_{\alpha} - \frac{\mu}{Pr}\right)h_{\alpha}\vec{\nabla}Y_{\alpha}\right)$$
(A.6)

Sous les hypothèses §2, l'équation précédente se simplifie :

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \nabla (\rho \vec{V} h) = \nabla \left(\frac{\mu}{Pr} \vec{\nabla} h\right) \tag{A.7}$$

Cette équation est similaire à celle A.5 des espèces chimiques sans le terme de production.

### A.2 Équations bilan moyennées

Toutes les équations bilan instantanées précédentes sont reformulées en moyenne de Favre en tenant compte de la symétrie axiale en moyenne, ce qui implique :

$$\frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \theta} = 0 \ \forall \psi \ \text{et} \ \tilde{v} = 0$$

### Équation de continuité

$$\frac{\partial\bar{\rho}}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial r\bar{\rho}\tilde{u}}{\partial r} + \frac{\partial\bar{\rho}\tilde{w}}{\partial z} = 0$$
(A.8)

### Équations de la quantité de mouvement en moyenne de Favre

$$\bar{\rho}\frac{\partial\tilde{u}}{\partial t} + \bar{\rho}\tilde{u}\frac{\partial\tilde{u}}{\partial r} + \bar{\rho}\tilde{w}\frac{\partial\tilde{u}}{\partial z} = -\frac{\partial\bar{p}}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r}(\bar{\tau}_{rr} - \overline{\rho u''^2}) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\bar{\tau}_{rz} - \overline{\rho u''^2}w''^2\right)$$
(A.9)

$$\bar{\rho}\frac{\partial\tilde{w}}{\partial t} + \bar{\rho}\tilde{u}\frac{\partial\tilde{w}}{\partial r} + \bar{\rho}\tilde{w}\frac{\partial\tilde{w}}{\partial z} = -\frac{\partial\bar{p}}{\partial z} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(\tau_{rz}^{-} - \overline{\rho u''w''}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left(\tau_{zz}^{-} - \overline{\rho w''^{2}}\right) \quad (A.10)$$

### Équation des fractions massiques des espèces chimiques

$$\bar{\rho}\frac{\partial\tilde{Y}_{\alpha}}{\partial t} + \bar{\rho}\tilde{u}\frac{\partial\tilde{Y}_{\alpha}}{\partial r} + \bar{\rho}\tilde{w}\frac{\partial\tilde{Y}_{\alpha}}{\partial z} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(\frac{\mu}{\sigma}\frac{\partial\bar{Y}_{\alpha}}{\partial r} + \frac{\mu_{t}}{\sigma_{c}}\frac{\partial\tilde{Y}_{\alpha}}{\partial r}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\mu}{\sigma}\frac{\partial\bar{Y}_{\alpha}}{\partial z} + \frac{\mu_{t}}{\sigma_{c}}\frac{\partial\tilde{Y}_{\alpha}}{\partial z}\right) + \overline{\omega}_{\alpha} \quad (A.11)$$

### A.3 Modélisation de la turbulence

Le passage à la moyenne aux équations bilan instantanées fait apparaître dans les équations A.9 et A.10 des termes dits de tensions de Reynolds, qui restent à déterminer pour parvenir à la fermeture du système d'équations. Une première approche consiste à les modéliser en utilisant une hypothèse de Boussinesq. Le lecteur souhaitant accéder à des éléments plus fondamentaux sur la problématique de la modélisation de la turbulence peut se référer à l'ouvrage de Schiestel [88].

#### A.3.1 Modèle de longueur de mélange

Les modèles de type longueur de mélange sont des modèles dits à zéro équation, c'est-àdire qu'ils n'introduisent pas d'équation de bilan supplémentaire pour calculer la viscosité turbulente.

#### A.3.2 Modèle k - l

Équation de l'énergie cinétique turbulente

$$\bar{\rho}\frac{\partial\tilde{k}}{\partial t} + \bar{\rho}\tilde{u}\frac{\partial\tilde{k}}{\partial r} + \bar{\rho}\tilde{w}\frac{\partial\tilde{k}}{\partial z} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(\overline{\mu}\frac{\partial k}{\partial r} + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\frac{\partial\tilde{k}}{\partial r}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left(\overline{\mu}\frac{\partial k}{\partial z} + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\frac{\partial\tilde{k}}{\partial z}\right) + P_k - \bar{\rho}\tilde{\varepsilon}$$
(A.12)

où  $P_k$  est la production de l'énergie cinétique de turbulence, donnée par la relation :

$$P_{k} = -\left[\overline{\rho u^{\prime\prime}}^{2}\frac{\partial \tilde{u}}{\partial r} + \overline{\rho w^{\prime\prime}}^{2}\frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} + \overline{\rho u^{\prime\prime}}w^{\prime\prime}\left(\frac{\partial \tilde{w}}{\partial r} + \frac{\partial \tilde{u}}{\partial z}\right) + \overline{\rho w^{\prime\prime}}^{2}\frac{\tilde{u}}{r} + \overline{\rho u^{\prime\prime}}\frac{\partial \bar{p}}{\partial r} + \overline{\rho w^{\prime\prime}}\frac{\partial \bar{p}}{\partial z}\right] \quad (A.13)$$

### A.3.3 Modèle $k - \varepsilon$

Équation de dissipation de l'énergie cinétique turbulente

$$\bar{\rho}\frac{\partial\tilde{\varepsilon}}{\partial t} + \bar{\rho}\tilde{u}\frac{\partial\tilde{\varepsilon}}{\partial r} + \bar{\rho}\tilde{w}\frac{\partial\tilde{\varepsilon}}{\partial z} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(\overline{\mu}\frac{\partial\varepsilon}{\partial r} + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial\tilde{\varepsilon}}{\partial r}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left(\overline{\mu}\frac{\partial\varepsilon}{\partial z} + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial\tilde{\varepsilon}}{\partial z}\right) + \frac{\tilde{\varepsilon}}{k}\left[c_{\varepsilon 1}P_k - c_{\varepsilon 2}\bar{\rho}\tilde{\varepsilon}\right]$$
(A.14)

Ce modèle détermine la viscosité turbulente par :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$$

Dans le cas des jets plans et des couches de mélange, les valeurs couramment admises pour les constantes empiriques sont :

 $c_{\mu} = 0,09$   $c_{\varepsilon_1} = 1,44$   $c_{\varepsilon_2} = 1,92$   $\sigma_k = 1,0$   $\sigma_{\varepsilon} = 1,3$ 

Dans le cas des jets axisymétrique,  $c_{\varepsilon_{\infty}} = 2,27$  est substitué à  $c_{\varepsilon_1}$  et  $c_{\varepsilon_2}$ .

De nombreuses variantes de ce modèle ont été dévelopées, dont notamment le modèle RNG, le modèle non-linéaire.

### A.3.4 Modèle $R.S.M.^1$

\_

\_

Une approche alternative consiste à évaluer les tensions de Reynolds en établissant de nouvelles équations bilan pour elles : ce sont des équations de transport du second ordre où apparaissent des termes de corrélations d'ordre supérieur, qui doivent être modélisés. La philosophie sous-jacente à l'introduction d'équations de transport de plus en plus nombreuses reste la recherche d'un modèle plus universel par une description plus réaliste des phénomènes d'interaction turbulente. Ces équations de transport du second ordre s'écrivent sous la forme générique suivante :

$$\frac{\partial \bar{\rho}u_{i}^{\prime\prime}u_{j}^{\prime\prime}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho}u_{i}^{\prime\prime}u_{j}^{\prime\prime}\tilde{u}_{k}}{\partial x_{k}} = \underbrace{-\bar{\rho}u_{i}^{\prime\prime}u_{k}^{\prime\prime}\frac{\partial \tilde{u}_{j}}{\partial x_{k}} - \bar{\rho}u_{j}^{\prime\prime}u_{k}^{\prime\prime}\frac{\partial \tilde{u}_{i}}{\partial x_{k}}}_{P_{ij}} \underbrace{-\bar{u}_{i}^{\prime\prime}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_{j}} - \bar{u}_{j}^{\prime\prime}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_{i}}}_{G_{ij}} \\
\underbrace{-p^{\prime}\left(\frac{\partial \bar{u}_{i}^{\prime\prime}}{\partial x_{j}} + \frac{\partial \bar{u}_{j}^{\prime\prime}}{\partial x_{i}}\right)}_{\Phi_{ij}} \\
-\frac{\partial}{\partial x_{k}}\left(\bar{\rho}u_{i}^{\prime\prime}u_{j}^{\prime\prime}u_{k}^{\prime\prime} + \frac{\partial \bar{p}^{\prime\prime}u_{j}^{\prime\prime}}{\partial x_{i}}\delta_{ik} + \frac{\partial \bar{p}^{\prime\prime}u_{i}^{\prime\prime}}{\partial x_{j}}\delta_{jk} - \overline{u_{i}^{\prime\prime}\tau_{jk}} + \overline{u_{j}^{\prime\prime}\tau_{ik}}\right)}_{D_{ij}} \\
\underbrace{-2\mu\left(\frac{\partial u_{i}^{\prime\prime}}{\partial x_{k}}\frac{\partial u_{j}^{\prime\prime}}{\partial x_{k}}\right)}_{-\varepsilon_{ij}}$$
(A.15)

<sup>1</sup>Reynolds Stress Model

 $P_{ij}$  représente la production par les gradients de vitesse moyenne;  $G_{ij}$  représente la production liée aux variations de masse volumique;  $\Phi_{ij}$  représente la corrélation pressiondéformation;  $D_{ij}$  représente la diffusion, composée de trois contributions : celles dues au mouvement turbulent, aux fluctuations du champ de pression et à l'agitation moléculaire;  $\varepsilon_{ij}$  représente la dissispation moléculaire.

Mis à part le terme de production  $P_{ij}$  qui est explicite, les autres termes doivent être déterminés, soit par modélisation, soit au moyen d'une équation bilan dédiée. Ces fermetures au second ordre correspondent à un niveau de description qui offre un bon compromis entre potentialités sur le plan de la représentation des phénomènes turbulents de la pratique et possibilité d'un traitement numérique efficace.

### A.3.5 Modèle A.S.M. $^2$

Ce modèle est intermédiaire entre les modèles à deux équations et les modèles R.S.M.

### A.4 Modélisation de la production chimique

L'équation A.11 fait appraître un terme dit de production chimique qui nécéssite d'être modélisé. Les modèles suivants sont valables pour les grands nombres de Reynolds et Damköhler : Re >> 1 et Da >> 1. Modèle algébrique : article de revue

### A.4.1 Eddy break-up

Proposé par Spalding [92], le modèle Eddy Break-up se fonde suppose que c'est le mouvement turbulent qui gouverne le taux de réaction. Par conséquent, le taux moyen de réaction dépend de la rapidité du le taux moyen de réaction est formulé :

$$\bar{\omega} = C_{ebu} \bar{\rho} \frac{\varepsilon}{k} \bar{c} (1 - \bar{c})$$

où  $C_{ebu}$  est une constante qui rend compte des propriétes physico-chimiques du mélange réactif.

#### A.4.2 B.M.L.

Le modèle B.M.L. est introduit au § 2.2.1 dans le cadre de la problématique de la diffusion de la variable d'avancement. Cette présentation suicinte n'aborde pas la modélisation du taux moyen de production chimique, qui s'écrit sous la forme suivante :

$$\bar{\omega} = \omega_f \nu_f \tag{A.16}$$

où  $\omega_f$  est le taux de production par passage d'une flammelette et  $\nu_f$  la fréquence de passage d'une flammelette, estimée par une analyse statistique du signal télégraphiste (cf. FIG. 2.6), menant à l'expression :

$$\nu_f = g \frac{\bar{c}(1-\bar{c})}{\hat{T}}$$

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Algebraic Stress Model

où  $\hat{T}$  est la période moyenne du signal télégraphiste, lié au mouvement turbulent. En supposant que le taux de production par flammelette ne varie dans la flamme, Bray et *al.* [10] propose l'expression suivante pour le taux moyen :

$$\bar{\omega} = \rho_R K D a_T \bar{c} (1 - \bar{c}) \tag{A.17}$$

où  $Da_T$  est un nombre de Damköhler turbulent défini par :

$$Da_T = \frac{\omega_f}{\rho_R K \hat{T}}$$

#### A.4.3 Flamme cohérente

Ce concept fut d'abord introduit dans le cadre de l'étude numérique des flammes de diffusion avant d'être étendu notamment par Candel & Poinsot [20] aux flammes de prémélange. Le taux de production chimique moyen est exprimé comme le produit du taux de consommation par unité de surface de flamme et de la densité de surface de flamme  $\Sigma$ , tel que :

$$\bar{\omega} = \omega_{\Sigma} \Sigma$$
 avec  $\omega_{\Sigma} = \rho S_l I_0$ 

où  $I_0$  est un facteur d'étirement moyen. Une équation de transport est établi pour  $\Sigma$ :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \bar{v}_i \frac{\partial \Sigma}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\nu_t}{\sigma} \frac{\partial \Sigma}{\partial x_i} \right) + S - D \tag{A.18}$$

où S est le terme de production de  $\Sigma$  et D le terme de destruction de  $\Sigma$ .

### A.4.4 Modèle à F.D.P. multi-dimensionnelle

Champion-Libby Champion & Libby [26]

Libby-Williams Le modèle proposé par Libby & Williams [71] permet de traiter le cas de la combustion à richesse variable, dont le cas extrême est la flamme de diffusion. La flamme n'est plus supposée être représentable par deux états extrêmes : frais ou brûlés. Des états intermédiaires sont admis comme possibles : on considère que les structures turbulentes peuvent pénétrer dans la flamme, et ainsi mélanger des états partiellement brûlés avec d'autres états plus ou moins brûlés.

# Annexe B

# Précision des mesures

### B.1 Convergences statistiques

Deux sources d'erreur participent à l'erreur totale :

- les erreurs systématiques liées aux incertitudes sur les instruments de mesures, à la procédure expérimentale;
- les erreurs statistiques liées au nombre d'échantillons mesurés.

Le nombre d'échantillons d'une variable aléatoire, notée g est crucial dès lors que l'on veut minimiser l'erreur aléatoire inhérente à l'évaluation de grandeurs statistiques. Benedict & Gould [7] définissent le degré de confiance comme la probabilité de déterminer la moyenne  $\bar{g}$  d'un échantillon de N valeurs avec une incertitude  $\Delta g = \pm h \overline{g'^2}$ .

#### Moment d'ordre 1 : moyenne d'ensemble

$$\frac{\langle g \rangle - \bar{g}}{\bar{g}} = h \frac{\sigma}{\sqrt{N\bar{g}}}$$

#### Moment d'ordre 2 : écart-type

$$\frac{<\sigma>-\sigma}{\sigma} = h\frac{1}{\sqrt{2N}}$$

h dépend de l'intervalle de confiance (en %) que l'on se de donne, c'est-à-dire la probabilité pour qu'une réalisation conduise à une erreur statistique inférieure à celle indiquée, d'après Benedict & Gould [7] :

-90%: h=1,65

- -95% : h=1,96
- 99% : h=2,58

On peut en déduire le nombre d'éléments indépendants d'un échantillon pour obtenir une précision voulue.

La figure B.1 indique qu'avec 2 400 échantillons une incertitude de 0,5 % est garantie pour la moyenne et seulement 2,5 % pour la variance.



FIG. B.1 – Incertitudes relatives sur la moyenne et l'écart-type pour  $\bar{v}=5,0$  et  $\sqrt{v'^2}=0,5$ 

### B.2 Incertitudes en A.D.L.

Formules des dimensions du volume de mesure en A.D.L. :

$$d_v = \frac{4f\lambda}{\pi D_{e^{-2}}} \qquad l_v = \frac{4f\lambda}{\pi D_{e^{-2}}\sin(\theta/2)} \qquad d_f = \frac{\lambda}{2\sin(\theta/2)} \qquad l_{PM} \approx 8\left(\frac{f_r}{D_r}\right)^2 \lambda \qquad (B.1)$$

La vélocimétrie Doppler Laser ne permet pas d'obtenir le spectre complet de la vitesse, c'est-à-dire de connaître toutes les variations de la vitesse sur toutes les longueurs d'onde. Trois facteurs participent à limiter sur une bande de fréquence le signal de vitesse acquis par cette technique de mesure :

- l'ensemencement qui discrétise aléatoirement le signal à la source;
- l'inertie des particules qui ne peuvent pas suivre des variations de vitesse trop brutales;
- l'analyse spectrale du signal issu des photomultiplicateurs.

La précision de la valeur de la vitesse est liée à l'incertitude sur la détermination de la fréquence Doppler par les analyseurs de spectre qui est donné par la relation :

$$\delta u = d_f \delta f_D$$

L'analyseur mesure uniquement les fréquences comprises entre -f/2 et f/2. Afin d'éviter les effets de repliement de spectre, L'analyseur prend une marge de sécurité puisqu'il échantillonne le signal avec une fréquence  $f_e$  trois fois plus grande que la fréquence maximale, soit :

$$f_e = 1, 5f_f$$

Enfin, N étant le nombre d'échantillons utilisés pour discrétiser le signal issu des photomultiplicateurs, la durée d'acquisition du signal est donc  $N/f_e$ .

L'analyseur calcule la transformée de Fourier discrète du signal échantillonnée à N valeurs. Afin de déterminer la position de la fréquence maximale, l'analyseur reconstruit

le signal issu de cette transformée de Fourier en augmentant la résoution de 8 bits par zero-filling. La résolution de la fréquence Doppler est donc :

$$\delta f_D = \frac{f_e}{256N}$$

soit

$$\delta f_D = d_f \frac{1, 5f_f}{256N}$$

La fréquence d'acquisition la plus élevée que nous pouvons obtenir correspond au cas où toutes les mesures se succèdent sans temps mort. Cette fréquence maximale est donc l'inverse du temps de mesure :

$$f_{max} = \frac{1, 5f_f}{N}$$

Biais statistique de mesure A.D.L. Pour corriger le biais de vitesse, on prend en compte le temps de transite (ou résidence) des particules dans le volume de mesure (Buchhave et Lumley); on obtient pour  $\overline{U}$  et  $\overline{u'^2}$ .

$$\bar{U} = \frac{\sum_{i=1}^{N} t_i U_i}{\sum t_i}$$
$$\overline{u'^2} = \frac{\sum_{i=1}^{N} t_i (U_i - \bar{U}_i)}{\sum t_i}$$

### B.3 Incertitudes en V.I.P.

Le nombre minimal recommandé de particules par fenêtre d'intérrogation est de 5 en inter-corrélation. Des fenêtres d'interrogation de  $32 \times 32$  pixels offrent un bon compromis entre résolution spatiale et gamme de vitesses mesurables. Il est conseillé de superposer les fenêtres de 50 %. Méthodes de validation des piques par comparaison de leurs hauteurs. Des forts gradients de vitesses dans l'écoulement induisent un biais de mesure.

Les mesures de V.I.P. en combustion exige avant tout d'extraire le contour de la flamme pour intercorréler ensuite par masque.

#### Corrélation normalisée

$$\Psi(m,n) = \frac{\sum_{i} \sum_{j} \left[ \left[ I(i,j) - \bar{I} \right] \times \left[ I'(i+m,j+n) - \bar{I}' \right] \right]}{\sqrt{\sum_{i} \sum_{j} \left[ I(i,j) - \bar{I} \right]^2 \times \sum_{i} \sum_{j} \left[ I'(i,j) - \bar{I}' \right]^2}}$$
(B.2)

La fonction de corrélation normalisée rend donc un résultat exprimant simplement le degré de probabilité du déplacement sur une échelle s'étalant de -1 à +1.
**Taille de l'image d'une particule** La taille de l'image d'une particule est une grandeur importante que l'on doit connaître de façon absolue et de façon relative par rapport à la taille d'un pixel. Cette taille est évidemment directement proportionnelle à la taille réelle de la particule d'ensemencement, mais dépend aussi du phénomène de diffraction généré par l'optique de réception.

Adrian et Yao estiment la taille de l'image de la particule par la formule suivante :

$$d'_p = \sqrt{Md_p^2} + d^2_{diffraction}$$

En négligeant les aberrations du système optique et en modélisant la diffraction par le disque d'Airy, la taille de la tâche de diffraction de la particule :

$$d_{diffraction} = 2,44f_{\#}(M+1)\lambda$$

La profondeur de champ peut aussi être estimée :

$$\delta_z = 2f_{\#}d_{diffraction} \frac{(M+1)}{M^2}$$

**Filtrage spatial** Par ailleurs, la V.I.P. induit un effet de lissage des oscillations spatiales de vitesse dans le champ observé. L'information vectorielle rendue en un point ne rend compte que de la valeur moyenne de la vitesse à l'intérieur de la fenêtre d'interrogation. La figure B.2 montre le facteur de transmission de la V.I.P. en fonction de l'échelle spatiale des fluctuations turbulentes de l'écoulement. Toutes les fluctuations de longueur d'onde jusqu'à 4 fois supérieure à la taille de la fenêtre d'interrogation sont atténuées. À cause de cet effet, la V.I.P. a plutôt tendance à sous-estimer systématiquement la moyenne quadratique de la vitesse.



FIG. B.2 – Réponse de la V.I.P. à une longueur d'onde de la turbulence pour trois tailles de fenêtres d'interrogation

## Annexe C

# Analyse spectrale des signaux de vitesse

#### C.1 Méthodes de reconstruction du signal

Afin de déterminer la D.S.E. d'un signal échantillonné irrégulièrement obtenu par vélocimétrie, nous reconstruisons ce signal par un polynôme d'ordre zéro, selon la méthode dite de "Sample et hold" : nous calculons la transformée de Fourier rapide (T.F.R.) de ce signal reconstruit que nous divisons par le pas en fréquence.

La méthode "Sample et hold" s'applique favorablement pour des cas où l'intensité de turbulence est faible et où le taux de données est fort, d'après Adrian & Yao [2]. Ces auteurs précisent que le produit entre le taux de données moyen doit être grand :

 $f_e \lambda_T >> 1$ 

Lorsque cette condition n'est pas vérifiée, cette reconstruction opère sur le signal comme un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure est de l'ordre de  $f_e/2\pi$ , selon Ramond & Millan [84].

## C.2 Lissage par les polynômes de Savitzky-Golay

De manière générale, les mesures expérimentales indépendantes sont entachées d'une incertitude aléatoire qui contribue aux fluctuations des résultats. Il est ainsi souvent nécessaire d'éliminer ce bruit de fond pour pouvoir donner une interprétation des résultats. Le lissage par moyenne mobile est une méthode très usitée. Un filtre se déplace sur les données acquises et calcule la moyenne sur quelques données qui précèdent et qui suivent celle du centre du filtre. Cette technique entraîne des distorsions d'un signal non linéaire qui peuvent être importantes. L'algorithme a tendance à réduire la hauteur des pics, car le calcul de l'ordonnée d'un sommet fait intervenir des valeurs voisines plus petites (pour un maximum) ou plus grandes pour un minimum. Cette méthode convient donc pour un signal qui donne une réponse linéaire ou dont les pics sont larges. Les variations rapides du signal (plus courtes que la largeur de la fenêtre) sont gommées par moyennage avec les valeurs voisines. Le lissage par moyenne mobile respecte la valeur moyenne, (i.e. le premier moment statistique) mais il réduit la hauteur et augmente la largeur des variations rapides, ne respectant pas les moments statistiques d'ordre supérieur.

#### Algorithme de Savitzky-Golay

Le filtre appliqué est constitué d'un polynôme des moindres carrés et appliqué à quelques valeurs qui suivent et qui précèdent celle du centre du filtre. Chaque valeur du filtre est donc pondérée. Ainsi, pour un filtre à 7 points, les coefficients qui pondèrent chaque valeurs sont les suivants : -2, +3, +6, +7 (valeur centrale), +6, +3, -2. La somme obtenue est divisée par 21 (=-2x2+6\*2+7) pour obtenir la moyenne. La méthode Savitzky-Golay présente l'avantage de minimiser les distorsions des pics.

Les coefficients de ce filtre sont constants -i.e. indépendants du point considéré - pour une fenêtre de largeur donnée, centrée ou non. Il en résulte une rapidité de calcul (filtre linéaire) et une meilleure conservation de la forme du signal pour les variations de l'ordre de la fenêtre de lissage : les moments statistiques d'ordre supérieur sont mieux respectés (fonction de l'ordre du polynôme).

Cette méthode de lissage est décrite en détail aux références [85, 93, 73, 6]. Coefficients des polynômes de Savitzky-Golay (1)

- $\frac{25 \text{ points}}{222}, 147, 62, -33, 62, 147, 222, 287, 342, 387, 422, 447, 462, 447, 422, 387, 342, 287, 222, 147, 62, -33, -138, -253], \text{ Diviseur} : 5175;$
- $\frac{15 \text{ points}}{143}$ ; [-78, -13, 42, 87, 122, 147, 162, 167, 162, 147, 122, 87, 42, -13, -78], Diviseur :
- 7 points : [-2, 3, 6, 7, 6, 3, -2], Diviseur : 21;
- 5 points : [-3, +12, +17, +12, -3], Diviseur : 35.

## **Références** bibliographiques

- Rafeef ABU-GHARBIEH : Laser Sheet Imaging and Image Analysis for Combustion <u>Research</u>. Thèse de doctorat, Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden, 2001.
- [2] R.J. ADRIAN et C.S. YAO : Power spectra of fluid velocities measured by laser doppler velocimeter. Experiments in Fluids, 5:17–28, 1987.
- [3] Franck ANGELLA : <u>Modèles déformables et systèmes particulaires Application à</u> <u>l'extraction de structures arborescentes en analyse d'images</u>. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux, Janvier 2001.
- [4] N.W.H. ARMSTRONG et K.N.C. BRAY : Premixed turbulent combustion flowfield measurements using PIV and LST and their application to flamelet modelling of engine combustion. <u>SAE Transactions</u>, 101(3):2000–2011, 1992.
- [5] Pascal BAILLY : Contribution à l'étude de l'interaction turbulence-combustion dans les flammes turbulentes de prémélange à l'aide de modèles du second ordre. Thèse de doctorat, ENSMA et Université de Poitiers, 1996.
- [6] Phillip BARAK : Smoothing and differentiation by an adaptive-degree polynomial filter. <u>Analytical Chemistry</u>, 1995.
- [7] L.H. BENEDICT et R.D. GOULD : Towards better uncertainty estimates for turbulence statistics. Experiments in Fluids, 22:129–136, 1996.
- [8] Magali BESSON : <u>Etude expérimentale d'une zone de combustion en écoulement</u> <u>turbulent stabilisée en aval d'un élargissement brusque symétrique</u>. Thèse de doctorat, ENSMA et Université de Poitiers, 2001.
- [9] Roland BORGHI et Michel CHAMPION : <u>Modélisation et théorie des flammes</u>. Technip, 2000.
- [10] K.N.C. BRAY, M. CHAMPION et P.A. LIBBY : Premixed flames in stagnating turbulence : Part I. the general formulation for counterflowing streams and gradient models for turbulent transport. <u>Combustion and Flame</u>, 84(3-4):391–410, April 1991.
- [11] K.N.C. BRAY, M. CHAMPION et P.A. LIBBY : Premixed flames in stagnating turbulence part III - the  $\tilde{k} - \tilde{\varepsilon}$  theory for reactants impinging on a wall. <u>Combustion</u> <u>and Flame</u>, 91(2):165–186, November 1992.
- [12] K.N.C. BRAY, M. CHAMPION et P.A. LIBBY : Extinction of premixed flames in turbulent counterflowing streams with unequal enthalpies. <u>Combustion and Flame</u>, 107(1-2):53-64, 1996.

- [13] K.N.C. BRAY, M. CHAMPION et P.A. LIBBY : Premixed flames in stagnating turbulence Part II. the mean velocities and pressure and the damköhler number. Combustion and Flame, 112(4):635–653, 1998.
- [14] K.N.C. BRAY, M. CHAMPION et P.A. LIBBY : Premixed flames in stagnating turbulence Part IV : A new theory for the reynolds stresses and reynolds fluxes applied to impinging flows. Combustion and Flame, 120(1-2):1–18, 2000.
- [15] K.N.C. BRAY, M. CHAMPION et P.A. LIBBY : Pre-mixed flames in stagnating turbulence Part V evaluation of models for the chemical source term. <u>Combustion</u> and Flame, 127(1-2):2023–2040, 2001.
- [16] K.N.C. BRAY et J.B. MOSS : A unified statistical model of the premixed turbulent flame. Acta Astronautica, 4:291–319, 1977.
- [17] J.R. BROCK : On the theory of thermal forces acting on aerosol particles. <u>Journal</u> of Colloid Science, 1962.
- [18] Gilles BRUNEAUX : <u>Étude asymptotique, simulation numérique directe et</u> modélisation de l'interaction flamme turbulente prémélangée-paroi. Thèse de doctorat, École Centrale de Paris, 1996.
- [19] P.J. BURT, T.-H. HONG et A. ROSENFELD : Segmentation and estimation of image region properties through cooperative hierarchical computation. <u>IEEE Transactions</u> on Systems, Man and Cybernetics, 11(12):802–810, December 1981.
- [20] S. CANDEL et T. POINSOT : Flame stretch and the balance equation for the flame surface area. Combustion Science and Technology, 1990.
- [21] J.F. CANNY : A computational approach to edge detection. <u>Analysis and Machine</u> Intelligence, 8(6):679–698, November 1986.
- [22] M. CHAMPION et P.A. LIBBY : Stagnation streamline turbulence revisited. <u>AIAA</u> Journal, 28(8):1525–1526, August 1990.
- [23] M. CHAMPION et P.A. LIBBY : Asymptotic analysis of stagnating turbulent flows. AIAA Journal, 29(1):16–24, Janvier 1991.
- [24] M. CHAMPION et P.A. LIBBY : Reynolds stress description of opposed and impinging turbulents jets, part i : Closely spaced opposed jets. <u>Physics of Fluids</u>, A5:203–216, January 1993.
- [25] M. CHAMPION et P.A. LIBBY : Reynolds stress description of opposed and impinging turbulents jets, part ii : Axisymmetric jets impinging on nearby walls. <u>Physics of Fluids</u>, A5:1805–1819, May 1994.
- [26] M. CHAMPION et P.A. LIBBY : The influence of a thermally active wall on premixed turbulent combustion. <u>Combustion Science and Technology</u>, 175:2015–2060, 2003.
- [27] R.K. CHENG et I.G. SHEPHERD : <u>Combustion Science and Technology</u>, 52:353–, 1987.
- [28] R.K. CHENG et I.G. SHEPHERD : The influence of burner geometry on premixed turbulent flame propagation. Combustion and Flame, 85:7–26, 1991.
- [29] T.C. CHEW, R.E. BRITTER et K.N.C. BRAY : Laser tomography of turbulent premixed bunsen flames. Combustion and Flame, 75:165–174, 1989.

- [30] P. CHO, C.K. LAW, R.K. CHENG et I.G. SHEPHERD : Velocity and scalar fields of turbulent premixed flames in stagnation flow. <u>In Twenty-second Symposium on</u> <u>Combustion</u>, pages 739–745. The Combustion Institute, 1988.
- [31] P. CHO, C.K. LAW, J.R. HERTZBERG et R.K. CHENG : Structure and propagation of turbulent premixed flames stabilized in a stagnation flow. <u>In Twenty-first</u> Symposium on Combustion, pages 1493–1499. The Combustion Institute, 1986.
- [32] Jean-Pierre COCQUEREZ et Sylvie PHILIPP : <u>Analyse d'images : filtrage et</u> segmentation. Masson, 1995.
- [33] L.D. COHEN : On active contour models and balloons. <u>Computer Vision Graphics</u> and Image Processing, 53(2):211–218, March 1991.
- [34] X. CORON, J.-L. CHAMPION et M. CHAMPION : Mesures simultanées du champ de vitesse et de la variable d'avancement au seul moyen de la vélocimétrie par images de particules. <u>In Neuvième Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser</u>. A.F.V.L., 2004.
- [35] X. CORON, J.-L. CHAMPION et M. CHAMPION : Simultaneous measurements of velocity field and flame front contour in stagnating turbulent premixed flame by means of PIV. <u>In Twelfth International Symposium on Applications of Laser Techniques</u> to Fluid Mechanics, 2004.
- [36] D. DEMIGNY et T. KAMLÉ : A discrete expression of canny's criteria for step edge detector. performance evaluation. <u>IEEE Trans on Pattern Analysis and Machine</u> <u>Intelligence</u>, 19(11):1199–1211, Novembre 1997.
- [37] R. DERICHE : Using canny's criteria derive recursively implemented optimal edge detector. International Journal of Computer Vision, 1(2):167–187, 1987.
- [38] P. DOMINGO et K. N. C. BRAY : Laminar flamelet expressions for pressure fluctuations terms in second moment models of premixed turbulent combustion. <u>Combustion and Flame</u>, 121(4):555–574, 2000.
- [39] C.P. DONALDSON, R.S. SNEDEKER et D. MARGOLIS : A study of free jet impingement. part i : Mean properties of free and impingement jets. Journal of Fluid Mechanics, 45(2):281–319, 1971.
- [40] C.P. DONALDSON, R.S. SNEDEKER et D. MARGOLIS : A study of free jet impingement. part ii : Free jet turbulent structure and impingement heat transfer. <u>Journal</u> <u>of Fluid Mechanics</u>, 45(3):477–512, 1971.
- [41] D. DUARTE, P. FERRAO et M.V. HEITOR : Flame structure characterization based on rayleigh thermometry and two-point laser-doppler measurements. <u>Developments</u> in Laser Techniques and Fluid Mechanics, 1995.
- [42] Stéphane DUPLANTIER : Étude expérimentale d'un sillage confiné se développant en aval d'un corps d'arrêt : influence de la combustion sur la structure de celui-ci. Thèse de doctorat, ENSMA et Université de Poitiers, 1995.
- [43] D. ESCUDIÉ et E. HADDAR : Experimental study of a premixed turbulent stagnating flame. <u>Combustion and Flame</u>, 95(1-2):433–435, 1993.
- [44] D. ESCUDIÉ, E. HADDAR et M. BRUN : Influence of strain rate on a premixed turbulent flame stabilized in a stagnating flow. <u>Experiments in Fluids</u>, 27:533–541, 1999.

- [45] T. FOAT, K. P. YAP et Y. ZHANG : The vizualization and mapping of turbulent premixed impinging flames. Combustion and Flame, 125(1-2):839–851, 2001.
- [46] J.H. FRANK, P.A.M. KALT et R.W. BILGER : Measurements of conditionnal velocities in turbulent premixed flames by simultaneous OH PLIF and PIV. <u>Combustion</u> <u>and Flame</u>, 116(1-2):220–232, 1999.
- [47] J.H. FRANK, K.M. LYONS et M.B. LONG : Simultaneous scalar/velocity field measurements in turbulent gas-phase flows. <u>Combustion and Flame</u>, 107(1-2):1–12, 1996.
- [48] R. GARDON et J.C. AKFIRAT : International Journal of Heat and Mass Transfer.
- [49] P.J. GOIX et I.G. SHEPHERD : Lewis number effects on turbulent premixed flame structure. Combustion Science and Technology, 91:191–206, 1993.
- [50] E. GUTMARK, M. WOLFSHTEIN et I. WYGNANSKI : The plane turbulent impinging jet. Journal of Fluid Mechanics, 88(4):737–756, 1978.
- [51] M.V. HEITOR, A.M.K.P. TAYLOR et J.H. WHITELAW : Simultaneous velocity and temperature measurements in a premixed flame. <u>Experiments in Fluids</u>, 3(6):323– 339, Novembre 1985.
- [52] K. HIEMENZ : Die Grenzschcht an einem in den gleichförmigen Flüssigkeitsstrom eingetauchten geraden Kreiszylinder. Thèse de doctorat, Université de Göttingen, 1911.
- [53] K. HIJIKATA, H. YOSHIDA et Y. MORI : Theoritical and experimental study of turbulence effects on heat transfer around the stagnation point of a cylinder. <u>In</u> <u>International Heat Transfer Conference</u>.
- [54] S. ISHIZUKA et C.K. LAW : An experimental study on extinction and stability confined of stretched premixed flames. <u>In Nineteenth Symposium on Combustion</u>, pages 327–335. The Combustion Institute, 1982.
- [55] B. JEANNE, E. SAMSON, B. RENOU et A. BOUKHALFA : Bunsen flame analysis using simultaneous tomographic images and PIV in the fresh and burnt gases. In <u>Tenth</u> <u>International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics</u>, 2000.
- [56] P.A.M. KALT, Y.-C. CHEN et R.W. BILGER : Experimental investigation of turbulent scalar flux in premixed stagnation-type flames. <u>Combustion and Flame</u>, 129(1-2):401–415, Juin 2002.
- [57] M. KASS, A. WITKIN et D. TERZOPOULOS : Snakes : Active contour models. International Journal of Computer Vision, 1:321–331, 1987.
- [58] J. KESTIN et P.F. MAEDER : Rapport technique, N.A.C.A., 1957.
- [59] Larry William KOSTIUK : <u>Premixed turbulent combustion in counterflowing</u> streams. Thèse de doctorat, Université de Cambridge, Février 1991.
- [60] L.W. KOSTIUK, K.N.C. BRAY et R.K. CHENG : Experimental study of premixed turbulent combustion in opposed streams, part i : Nonreacting flow field. <u>Combustion and Flame</u>, 92:377–395, 1993.
- [61] L.W. KOSTIUK, I.G. SHEPHERD et K.N.C. BRAY : Experimental study of premixed turbulent combustion in opposed streams; part iii : Spatial structure of flames. Combustion and Flame, 118:129–139, 1999.

- [62] S. KUNDURI, H. MAÎTRE, M. ROUX, D. DEMIGNY et M. KARABERNOU : An improved method for isotropic edge orientation estimation. <u>In Europto'99, SPIE</u>, Septembre 1999.
- [63] C.K.G. LAM et K. BREMHORST : A modified form of the  $k \varepsilon$  model for predicting wall turbulence. Journal for Fluids Engineering, 103:456–460, 1981.
- [64] C.K. LAW, S. ISHIZUKA et M. MIZOMOTO : Lean limit extinction of propane/air mixtures in the stagnation-point flow. <u>In Eighteenth Symposium on Combustion</u>, pages 1791–1798. The Combustion Institute, 1981.
- [65] Bertrand LECORDIER : <u>Étude de l'interaction de la propagation d'une flamme</u> prémélangée avec le champ aérodynamique par association de la tomographie <u>LASER et de la vélocimétrie par images de particules</u>. Thèse de doctorat, Université de Rouen, Septembre 1997.
- [66] S.C. LI, P.A. LIBBY et F.A. WILLIAMS : Experimental investigation of a premixed in an impinging turbulent stream. <u>In Twenty-fifth Symposium on Combustion</u>, pages 1207–1214. The Combustion Institute, 1994.
- [67] P.A. LIBBY et K.N.C. BRAY : Counter-gradient diffusion effect in premixed turbulent flames. <u>AIAA Journal</u>, 19(2):205–213, Février 1981.
- [68] P.A. LIBBY et F.A. WILLIAMS : Structure of laminar flamelets in premixed turbulent flames. Combustion and Flame, 44:287–303, 1982.
- [69] P.A. LIBBY et F.A. WILLIAMS : Strained premixed laminar flames under nonadiabatic conditions. Combustion Science and Technology, 31:1–42, 1983.
- [70] P.A. LIBBY et F.A. WILLIAMS : Strained premixed laminar flames with nonunity lewis numbers. Combustion Science and Technology, 34:257–293, 1983.
- [71] P.A. LIBBY et F.A. WILLIAMS : Presumed PDF analysis of partially premixed turbulent combustion. Combustion Science and Technology, 161:351–390, 2000.
- [72] Y. LIU et B. LENZE : The influence of turbulence on the burning velocity of premixed  $ch_4 - h_2$  flames with different laminar burning velocities. In <u>Twenty-second</u> <u>Symposium on Combustion</u>, pages 747–754. The Combustion Institute, 1988.
- [73] Hannibal H. MADDEN : Comments on the savitzky-golay convolution method for least-squares fit smoothing and differentiation of digital data. <u>Analytical Chemistry</u>, 1978.
- [74] Henri MAÎTRE : Le traitement des images. Hermès Science, 2003.
- [75] C. MENEVEAU et T. POINSOT : Stretching and quenching of flamelets in premixed turbulent combustion. <u>Combustion and Flame</u>, 86(4):311–332, Septembre 1991.
- [76] D. MOST et A. LEIPERTZ : Simultaneous two-dimansional flow velocity and gas temperature measurements by use of a combined particle image. <u>Applied Optics</u>, 40(30):5379–5387, October 2001.
- [77] D. MOST, M. RAISCH, F. DINKELACKER et A. LEIPERTZ : Simultaneous measurements of the planar velocity and temperature structure for the characterization of flames. 2001.
- [78] C. MOUNAÏM-ROUSSELLE et I. GÖKALP : Strain effects on the structure of counterflowing turbulent premixed flames. <u>In Twenty-fifth Symposium on Combustion</u>, pages 1199–1205. The Combustion Institute, 1994.

- [79] Christine MOUNAÏM-ROUSSELLE : <u>Combustion turbulente prémélangée dans un</u> <u>écoulement à jets opposés</u>. Thèse de doctorat, Université d'Orléans, Septembre 1993.
- [80] P. PERONA et J. MALIK : Scale-space and edge detection using anisotropic diffusion. In IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence.
- [81] S. PFADLER, M. LÖFFLER, F. DINKELACKER et A. LEIPERTZ : Measurement of the conditioned turbulence and temperature field of a ring stabilised bunsen type premixed burner using planar laser rayleigh scattering and stereo particle image velocimetry. <u>In Twelfth International Symposium on Applications of Laser Techniques</u> to Fluid Mechanics, 2004.
- [82] T. POINSOT, D. VEYNANTE et S. CANDEL : Quenching processes and premixed turbulent combustion diagrams. Journal of Fluid Mechanics, 228:561–605, 1991.
- [83] T.J. POINSOT, D.C. HAWORTH et G. BRUNEAUX : Direct simulation and modeling of flame-wall interaction for premixed turbulent combustion. <u>Combustion and</u> <u>Flame</u>, 95(1-2):118–132, 1993.
- [84] A. RAMOND et P. MILLAN : Measurements and treatment of L.D.A. signals, comparison with hot-wire signals. Experiments in Fluids, 28:58–63, 2000.
- [85] Abraham SAVITZKY et Marcel J.E. GOLAY : Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures. Analytical Chemistry, 1964.
- [86] F. SCARANO : Iterative image deformation methods in PIV. <u>Measurement Science</u> and Technology, 13(R):R1–R19, 2002.
- [87] J.J. SCHAUER et R.H. EUSTIS : The flow development and heat transfer characteristics of plane turbulent impinging jets. Rapport technique, Stanford University, 1963.
- [88] Roland SCHIESTEL : <u>Les écoulements turbulents</u>. Hermès, 1998.
- [89] Hermann SCHLICHTING : Boundary layer theory. McGraw-Hill, 1979.
- [90] I.G. SHEPHERD et WM.T. ASHURST : Flame front in premixed turbulent flames. In Twenty-fourth Symposium (International) on Combustion.
- [91] I.G. SHEPHERD, R.K. CHENG et P.J. GOIX : The spatial scalar structure of premixed turbulent stagnation point flames. <u>In Twenty-third Symposium</u> (International) on Combustion, pages 781–787. The Combustion Institute, 1990.
- [92] D.B. SPALDING : Mixing and chemical reaction in steady confined turbulent flames. In 13th Symposium International on Combustion.
- [93] Jean STEINIER, Yves TERMONIA et Jules DELTOUR : Comments on smoothing and differentiation of data by simplified least square procedure. <u>Analytical Chemistry</u>, 1972.
- [94] A. STELLA, G. GUJ, J. KOMPENHAUS, M. RAFFEL et H. RICHARD : Application of particle image velocimetry to combusting flows : design considerations and uncertainty assessment. <u>Experiments in Fluids</u>, 30(2):167–180, February 2001.
- [95] E.J. STEVENS, K.N.C. BRAY et B. LECORDIER : Velocity and scalar statistics for premixed turbulent stagnation flames using PIV. <u>In Twenty-seventh Symposium</u> (International) on Combustion, pages 949–955. The Combustion Institute, 1998.

- [96] Eric J. STEVENS : <u>Velocity and scalar Measurements in premixed turbulent reacting</u> flows. Thèse de doctorat, Université de Cambridge, Juin 1998.
- [97] W.C. STRAHLE : Stagnation point flows with freestream turbulence the matching condition. AIAA Journal, 23(11):1822–1814, November 1985.
- [98] W.C. STRAHLE, R.K. SIGMAN et W.L. MEYER : Stagnating turbulent flows. <u>AIAA</u> Journal, 25(8):1071–1077, August 1987.
- [99] C.J. SUNG, M. KISTLER, M. NISHIOKA et C.K. LAW : Further studies on effects of thermophoresis on seeding particles in LDV measurements of strained flames. Combustion and Flame, 105(3):189–201, 1996.
- [100] C.J. SUNG et C.K. LAW : The thermophoretic effects on seeding particles in LDV measurements of flames. <u>Combustion Science and Technology</u>, 99(1-6):119–132, 1994.
- [101] S. TACHIBANA, L. ZIMMER et K. SUZUKI : Flame front detection and dynamics using PIV in turbulent premixed flame. <u>In Twelfth International Symposium on</u> Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, 2004.
- [102] S. TACHIBANA, L. ZIMMER et K. SUZUKI : Flame front detection and dynamics using PIV in turbulent premixed flame. <u>In Neuvième Congrès Francophone de</u> Vélocimétrie Laser. A.F.V.L., 2004.
- [103] L. TALBOT, R.K. CHENG, R.W. SCHEFER et D.R. WILLIS : Thermophoresis of particles in a heated boundary layer. <u>Journal of Fluid Mechanics</u>, 101(4):737–758, 1980.
- [104] R.M. TRACI et D.C. WILCOX : Freestream turbulence effects on stagnation point heat transfer. <u>AIAA Journal</u>, 13(7):890–896, 1975.
- [105] T. UEDA, H. IMAIZUMI, M. MIZOMOTO et I.G. SHEPHERD : Velocity statistics along the stagnation line of an axi-symmetric stagnating turbulent flow. <u>Experiments in</u> <u>Fluids</u>, 22(6):473–481, Avril 1997.
- [106] D. VEYNANTE et T. POINSOT : Effects of pressure gradients on turbulent premixed flames. Journal of Fluid Mechanics, 353:83–114, December 1997.
- [107] D. VEYNANTE, A. TROUVÉ, K.N.C. BRAY et T. MARTEL : Gradient and countergradient scalar transport in turbulent premixed flames. <u>Journal of Fluid Mechanics</u>, 332:263–293, February 1997.
- [108] C.Y. WEI et J.J. MIAU : Stretching of freestream turbulence in the stagnation region. <u>AIAA Journal</u>, 30(9):2196–2203, 1992.
- [109] Forman A. WILLIAMS : <u>Combustion theory</u>. Benjamin/Cummings, 1985.
- [110] X. XIE et M. MIRMEHDI : Rags : Region-aided geometric snake. <u>IEEE Transactions</u> on Image Processing, 13(5):640–652, May 2004.
- [111] C. XU et J.L. PRINCE : Generalized gradient vector flow external forces for active contours. Signal Processing, 71(2):131–139, December 1998.
- [112] C. XU et J.L. PRINCE : Snakes, shapes, and gradient vector flow. <u>IEEE Transactions</u> on Image Processing, 7(3):359–369, March 1998.
- [113] Chenyang XU, Dzung L. PHAM et Jerry L. PRINCE : <u>Medical Image Segmentation</u> Using Deformable Models. SPIE Press, 2000.

- [114] Y. YAHAGI, T. UEDA et M. MIZOMOTO : Extinction lean propane sol air turbulent premixed flames stagnation point flow. <u>JSME International Journal</u>, 35(2):304–309, 1992.
- [115] Y. YAHAGI, T. UEDA et M. MIZOMOTO : Extinction mechanism of lean methane/air turbulent premixed flame in a stagnation point flow. <u>In Twenty-fourth Symposium</u> (International) on Combustion, pages 537–542. The Combustion Institute, 1992.
- [116] Y. ZHANG et K.N.C. BRAY : Characterization of impinging jet flames. <u>Combustion</u> and Flame, 116(4):671–674, 1999.
- [117] Y. ZHANG, K.N.C. BRAY et B. ROGG : Temporally and spatially resolved investigation of flame propagation and extinction in the vinicity of walls. <u>Combustion</u> <u>Science and Technology</u>, 113-114:255–271, 1996.

# Index

#### 

| brûleur à | point d'arrêt. | <br> | 47 |
|-----------|----------------|------|----|

#### $\mathbf{C}$

| Canny           | . 71 |
|-----------------|------|
| contours actifs | . 90 |
| courbure        | 174  |

#### D

| Deriche                    |   |
|----------------------------|---|
| diffusion                  |   |
| $contre-gradient \dots 31$ |   |
| gradient $\dots 31$        |   |
| dissymétrie158             | ) |

#### $\mathbf{E}$

| ensemencement  | 60     |
|----------------|--------|
| équation bilan |        |
| étirement      | 25, 28 |
| extinction     |        |

### $\mathbf{F}$

| filtrage                 |    |
|--------------------------|----|
| anisotrope               | 37 |
| fréquentiel              | 39 |
| linéaire                 | 34 |
| non-linéaire             | 34 |
| flammelette              | 24 |
| flux de vecteur gradient | 90 |

#### Н

| 11  |
|---|
| histogramme80                             |
| histogramme de vitesse133,161             |
|   |
| I   |
| intensité de turbulence                   |
| interaction flamme-paroi                  |
|   |
| $\mathbf{L}$                              |
| loi de Stokes                             |
|   |
| $\mathbf{M}$                              |
| modèle B.M.L                              |
| modele de turbulence                      |
|   |
| Р   |
| paroi 53                                  |
| polynômes de Savitzky Colay 107           |
| polynomes de Savitzky-Golay 197           |
| R   |
| régime de combustion 21                   |
|   |
| $\mathbf{S}$                              |
| spectre de turbulence                     |
|   |
| $\mathbf{T}$                              |
| thermophorèse                             |
| I   |
| $\mathbf{V}$                              |
| vélocimétrie                              |
| A.D.L                                     |
| VIP 54                                    |
| variable d'avancement de la combustion 24 |
| 141                                       |
| 141                                       |
| Vestales                                  |
| vitesse conditionnée 32,168               |

Index \_\_\_\_\_

## Étude Expérimentale d'une Flamme de Prémélange Stabilisée dans un Écoulement Turbulent à Point d'Arrêt

La flamme à point d'arrêt est une configuration académique d'écoulement réactif offrant la possibilité de comparer les résultats de l'analyse théorique avec les données expérimentales. La disposition géométrique retenue pour ce travail est celle d'un écoulement axisymétrique turbulent heurtant sous indice normale une paroi solide : dans ces conditions, une flamme de prémélange peut être stabilisée entre le plan d'injection et la paroi solide. Les conditions de faible turbulence et l'hypothèse d'un régime de flammelette permettent de mener une analyse asymptotique de cet écoulement réactif et en particulier d'exprimer les termes de transport turbulent de masse sous la forme d'une expression algébrique. Sur le plan de l'application, la combustion dans des écoulements étirés et eventuellement non-isenthalpiques du fait des pertes thermiques pariétales est une problématique récurrente rencontrée dans la conception des foyers industriels : l'étude des propriétés dynamiques et structurales d'une flamme stabilisée au voisinage d'une paroi adiabatique ou non permet d'étudier les influences respectives de l'étirement et de la température de paroi. Sur le plan fondamental, l'ambition est le développement de modèles de combustion à fonction densité de probabilité multi-dimensionnelles, prenant en compte une variable d'avancement de la combustion, l'enthalpie, voire la fraction de mélange. Dans un premier temps, l'objectif est limité à la mesure simultanée des champs de vitesse et de variable d'avancement de la combustion en conditon de paroi adiabatique.

Le banc VESTALES, conçu pour atteindre cet objectif, est composé d'un injecteur de prémélange réactif (propane-air), équipé d'une grille de turbulence et d'une paroi solide disposée en vis-à-vis. Les mesures de vitesse sont effectuées par Anémométrie Doppler Laser (A.D.L.) et Vélocimétrie par Images de Particules (V.I.P.). Afin de déterminer simultanément la variable d'avancement à partir des images V.I.P., un traitement d'image original a été développé pour l'extraction du contour des fronts de flammes locales (flammelettes). Le couplage des contours actifs aux approches frontières et régions s'avère une méthode robuste et précise permettant une analyse topologique du contour. L'étude est limitée à deux valeurs de l'étirement (100 et 120 s<sup>-1</sup>) et de richesse (0,89 et 0,99). L'écoulement a été caractérisé par A.D.L. et V.I.P. dans différents plans. Une analyse statistique et fréquentielle de la turbulence est proposée. Les grandeurs caractéristiques de la turbulence sont exprimées en terme de moyenne de Reynolds et de Favre, en particulier le flux turbulent de la variable d'avancement, ce qui autorise la comparaison avec des résultats issus de la théorie asymptotique d'une part et de la simulation numérique bidimensionnelle d'autre part.

Mots clés : Vélocimétrie, Traitements d'images, Corrélation, Développements asymptotiques, Modéle de flammelette, Transport turbulent, Interaction flamme-paroi

#### Experimental Study of a Stagnating Turbulent Premixed Flame

Flames in stagnating turbulence are well identified academic situations of turbulent reacting flows that allow a close coordination of experimental, theoritical and computational aspects of combustion research. In the present work, the local and mean characteristics of a stagnating turbulent premixed flame, obtained by impinging a flow against a solid flat surface, are investigated. The experimental situation is characterized by a weak turbulence as well as a flamelet regime, two features that allow the development of an asymptotic analysis of this reactive flow. The presence of the solid wall results in the existence of a mean rate of strain that influences the structure of the flame and may eventually lead to extinction. Morover, heat transfer through the solid wall may also interact with this rate of strain to facilitate this extinction mechanism. This latter situation corresponding to a non-isenthalpic reactive flow is an ongoing research subject. The present work is intented to measure simultaneously velocity and scalar fields, the scalar characterizing the progress of chemical reaction throughout the flow.

To this purpose, the VESTALES experimental rig was developped : it consists of a nozzle burner providing a stream of reactive mixture (propane-air), fitted out with a perforated grid, facing a flat solid plate. The premixed turbulent flame is then stabilized in the diverging flow between the exit plane and the solid plate. Laser Doppler Anemometry (L.D.A.) and Particle Image Velocimetry (P.I.V.) system are used for velocity measurements. In order to determine simultaneously velocity and progress variable, P.I.V. recordings are analysed as tomographic recordings. A great deal of attention has been paid to implement processing tools : we have shown that the proposed method based on region and edge segmentation combined with deformable models is well suited to extract a continuous front flame contour and to topological analysis purpose. The study concentrates on two mean strain rates (100 and  $120 \text{ s}^{-1}$ ) and two values of the equivalence ratio of the unburned mixture (0.89 and 0.99). Spectral and spatial analysis of flowfield turbulence statistics is proposed. Reynolds and Favre mean quantities of velocity and progress variable are obtained, including scalar turbulent flux, which allows comparison with results obtained through the theoritical asymptotic analysis as well as numerical simulation.

**Keywords** : Velocimetry, Image processing, Correlation, Asymptotic analysis, Flamelet model, Turbulent transport, Flame-Wall interaction

Laboratoire de Combustion et de Détonique, U.P.R. N°9028 du C.N.R.S., ENSMA, 1 avenue Clément Ader, B.P. 40109, 86961 Futuroscope-Chasseneuil Cedex.