



# Étude numérique et expérimentale des jets d'ergols cryogéniques autour d'un avion spatial et leurs conséquences sur le risque d'explosion

Jérémy Dougal

## ► To cite this version:

Jérémy Dougal. Étude numérique et expérimentale des jets d'ergols cryogéniques autour d'un avion spatial et leurs conséquences sur le risque d'explosion. Autre. Université d'Orléans, 2019. Français. NNT : 2019ORLE3035 . tel-03128879

**HAL Id: tel-03128879**

**<https://theses.hal.science/tel-03128879>**

Submitted on 2 Feb 2021

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

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

# UNIVERSITÉ D'ORLÉANS

## ÉCOLE DOCTORALE

### ÉNERGIE, MATÉRIAUX, SCIENCES DE LA TERRE ET DE L'UNIVERS

#### LABORATOIRE PRISME

## THÈSE présentée par :

**Jérémy DOUGAL**

Soutenue le : **11 décembre 2019**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'Université d'Orléans**

Discipline/S spécialité : **Énergétique**

JURY PRÉSIDÉ PAR : **Pr. Isabelle SOCHET**

**Étude numérique et expérimentale des jets d'ergols cryogéniques  
autour d'un avion spatial et leurs conséquences sur le risque  
d'explosion**

## THÈSE dirigée par :

**M. Philippe GILLARD**  
**M. Mame WILLIAM-LOUIS**

Professeur des Universités, Université d'Orléans  
Professeur des Universités, Université d'Orléans

## RAPPORTEURS :

**M. Marc BELLENOUE**  
**M. François MONNOYER DE GALLAND**

Professeur des Universités, ISAE-ENSMA  
Professeur des Universités, UPHF

## JURY :

**Mme. Isabelle SOCHET**  
**M. Jean-Philippe DUTHEIL**  
**M. Yoan BOUÉ**

Professeur des Universités, INSA CVL  
Senior Expert, ArianeGroup  
Ingénieur, ArianeGroup





*To some this may look like a sunset.*

*But it's a new dawn.*

**Chris Hadfield**



# Table des matières

|                                                                                                        |           |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>Table des matières</b>                                                                              | <b>5</b>  |
| <b>Nomenclature</b>                                                                                    | <b>12</b> |
| <b>Liste des tableaux</b>                                                                              | <b>14</b> |
| <b>Liste des figures</b>                                                                               | <b>16</b> |
| <b>Introduction</b>                                                                                    | <b>21</b> |
| <b>1 Étude bibliographique</b>                                                                         | <b>25</b> |
| 1.1 Introduction . . . . .                                                                             | 25        |
| 1.2 Fragmentation de jets liquides . . . . .                                                           | 25        |
| 1.2.1 Fragmentation primaire de jets liquides débouchant dans un milieu au repos . . . . .             | 27        |
| 1.2.2 Fragmentation primaire de jets liquides débouchant perpendiculairement à un écoulement . . . . . | 29        |
| 1.2.3 Fragmentation secondaire de jets liquides . . . . .                                              | 32        |
| 1.2.4 Modélisation de la fragmentation d'un jet . . . . .                                              | 36        |
| 1.2.5 Conclusion . . . . .                                                                             | 39        |
| 1.3 Turbulence . . . . .                                                                               | 39        |
| 1.3.1 Modèles RANS . . . . .                                                                           | 41        |
| 1.3.2 Modèles LES : Subgrid Scale Models . . . . .                                                     | 48        |
| 1.3.3 Modèles DES : Combinaison de modèles LES et RANS . . . . .                                       | 49        |
| 1.3.4 Conclusion . . . . .                                                                             | 50        |
| 1.4 Combustion . . . . .                                                                               | 51        |
| 1.4.1 Paramètres d'une combustion . . . . .                                                            | 51        |
| 1.4.2 Allumage de mélanges réactifs . . . . .                                                          | 58        |

|          |                                                                                    |            |
|----------|------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 1.5      | Bilan du chapitre . . . . .                                                        | 60         |
| <b>2</b> | <b>Modèle de gaz densifié</b>                                                      | <b>63</b>  |
| 2.1      | Introduction . . . . .                                                             | 63         |
| 2.2      | Modèle de gaz densifié . . . . .                                                   | 63         |
| 2.2.1    | L'équation d'état GERG-2008 . . . . .                                              | 63         |
| 2.2.2    | Gaz parfait densifié . . . . .                                                     | 64         |
| 2.3      | Validation du modèle de gaz densifié : vidange d'azote liquide en soufflerie . . . | 67         |
| 2.3.1    | Introduction . . . . .                                                             | 67         |
| 2.3.2    | Essais expérimentaux en soufflerie . . . . .                                       | 69         |
| 2.3.3    | Modélisation numérique . . . . .                                                   | 79         |
| 2.3.4    | Comparaison numérique/expérimental . . . . .                                       | 88         |
| 2.4      | Conclusion . . . . .                                                               | 98         |
| <b>3</b> | <b>Modélisation de l'écoulement et de la vidange de l'avion suborbital</b>         | <b>99</b>  |
| 3.1      | Introduction . . . . .                                                             | 99         |
| 3.2      | Modèle numérique . . . . .                                                         | 99         |
| 3.2.1    | Modélisation du turboréacteur . . . . .                                            | 99         |
| 3.2.2    | Maillages . . . . .                                                                | 100        |
| 3.2.3    | Conditions aux limites . . . . .                                                   | 101        |
| 3.2.4    | Paramètres de vol . . . . .                                                        | 102        |
| 3.2.5    | Influence de l'incidence et de l'assiette en 2D . . . . .                          | 106        |
| 3.3      | Validation du modèle aérodynamique . . . . .                                       | 107        |
| 3.4      | Simulation de la vidange . . . . .                                                 | 108        |
| 3.4.1    | Mise en froid . . . . .                                                            | 109        |
| 3.4.2    | Vidange d'urgence . . . . .                                                        | 113        |
| 3.5      | Etude paramétrique de l'incidence en 3D . . . . .                                  | 120        |
| 3.6      | Conclusion . . . . .                                                               | 122        |
| <b>4</b> | <b>Risque d'inflammation des nuages de gaz formés</b>                              | <b>123</b> |
| 4.1      | Introduction . . . . .                                                             | 123        |
| 4.2      | Dispositif expérimental : banc LIQUIM . . . . .                                    | 124        |
| 4.3      | Plan d'expérience . . . . .                                                        | 127        |
| 4.3.1    | Étude pour l'air à 20 % de dioxygène et 80% de diazote . . . . .                   | 127        |
| 4.3.2    | Étude pour l'air à 30 % de dioxygène et 70% de diazote . . . . .                   | 127        |

|                                              |                                                                              |            |
|----------------------------------------------|------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 4.4                                          | Limites d'inflammabilité et Énergies Minimales d'Inflammation . . . . .      | 129        |
| 4.4.1                                        | Air 20/80 . . . . .                                                          | 129        |
| 4.4.2                                        | Air 30/70 . . . . .                                                          | 130        |
| 4.5                                          | Pressions d'explosion et vitesses de flamme . . . . .                        | 131        |
| 4.5.1                                        | Courbes de pression . . . . .                                                | 131        |
| 4.5.2                                        | Calcul de la vitesse fondamentale de flamme . . . . .                        | 133        |
| 4.6                                          | Comparaison des valeurs expérimentales et numériques . . . . .               | 135        |
| 4.6.1                                        | Résultats de pressions . . . . .                                             | 135        |
| 4.6.2                                        | Résultats de vitesses . . . . .                                              | 137        |
| 4.7                                          | Conclusion . . . . .                                                         | 141        |
| <b>Conclusion et perspectives</b>            |                                                                              | <b>143</b> |
| <b>Bibliographie</b>                         |                                                                              | <b>147</b> |
| <b>A Oscillations du jet d'azote liquide</b> |                                                                              | <b>159</b> |
| A.1                                          | Introduction . . . . .                                                       | 159        |
| A.2                                          | Mesures effectuées . . . . .                                                 | 160        |
| A.3                                          | Conclusion . . . . .                                                         | 163        |
| <b>B Loi d'état GERG-2008</b>                |                                                                              | <b>164</b> |
| B.1                                          | Équations . . . . .                                                          | 164        |
| B.2                                          | Développement du travail effectué . . . . .                                  | 167        |
| B.2.1                                        | Résultats du modèle . . . . .                                                | 168        |
| B.3                                          | Courbes de $\rho$ . . . . .                                                  | 169        |
| B.4                                          | Courbes de H . . . . .                                                       | 176        |
| B.5                                          | Courbes de Cp . . . . .                                                      | 179        |
| <b>C Méthode de Langlie</b>                  |                                                                              | <b>182</b> |
| C.1                                          | Contexte . . . . .                                                           | 182        |
| C.2                                          | Principe . . . . .                                                           | 182        |
| C.2.1                                        | Étape 1 : calcul des sollicitations par dichotomie . . . . .                 | 182        |
| C.2.2                                        | Étape 2 : Application d'une loi statistique pour la correction des résultats | 183        |



# Nomenclature

## Nombres adimensionnés

| Symbole | Description                                 | Unité |
|---------|---------------------------------------------|-------|
| $Oh$    | Nombre d'Ohnesorge                          |       |
| $q$     | Rapport des débits de quantité de mouvement |       |
| $Re$    | Nombre de Reynolds                          |       |
| $We$    | Nombre de Weber                             |       |

## Symboles grecs

| Symbole          | Description                                                  | Unité                                                |
|------------------|--------------------------------------------------------------|------------------------------------------------------|
| $\Delta$         | Taille de filtre                                             | m                                                    |
| $\delta$         | Masse volumique de mélange réduite                           | —                                                    |
| $\dot{\omega}_k$ | Taux de production molaire de l'espèce k par unité de volume | $\text{mol} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-3}$ |
| $\epsilon$       | Taux de dissipation                                          | $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$                     |
| $\epsilon_H$     | Coefficient pour H                                           | $\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$                      |
| $\epsilon_u$     | Coefficient pour U                                           | $\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$                      |
| $\kappa$         | Taux d'étirement d'une flamme laminaire                      | $\text{s}^{-1}$                                      |
| $\lambda$        | Conductivité thermique du mélange                            | $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$   |
| $\mu$            | Viscosité                                                    | $\text{Pa} \cdot \text{s}$                           |
| $\nabla$         | Nabla                                                        |                                                      |
| $\nu$            | Viscosité cinématique                                        | $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$                     |



|                              |                                              |                                  |
|------------------------------|----------------------------------------------|----------------------------------|
| $\nu_x$                      | coefficient stœchiométrique pour l'espèce x  |                                  |
| $\omega$                     | Taux de dissipation spécifique               | $\text{s}^{-1}$                  |
| $\overline{\overline{\tau}}$ | Tenseur des efforts visqueux                 | Pa                               |
| $\rho$                       | Masse volumique                              | $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$  |
| $\rho_i$                     | Masse volumique partielle                    | $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$  |
| $\sigma$                     | Tension de surface                           | $\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$   |
| $\tau$                       | Inverse de la température de mélange réduite | —                                |
| $\tilde{\nu}$                | Variable de travail Spalart-Allmaras         | $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ |

## Symboles latins

| Symbole          | Description                            | Unité                                               |
|------------------|----------------------------------------|-----------------------------------------------------|
| $\dot{m}$        | Débit massique                         | $\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$                     |
| $\dot{Q}_{rad}$  | Pertes de chaleur dues au rayonnement  | $\text{J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$  |
| $\overline{M}$   | Masse molaire moyenne du mélange       | $\text{kg} \cdot \text{mol}^{-1}$                   |
| $\tilde{S}_{ij}$ | Tenseur des vitesses de déformation    | $\text{s}^{-1}$                                     |
| $A$              | Surface                                | $\text{m}^2$                                        |
| $B$              | Fonction du modèle VOF                 | —                                                   |
| $C_k$            | Concentration de l'espèce k            | $\text{mol} \cdot \text{m}^{-3}$                    |
| $c_p$            | Capacité thermique massique du mélange | $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ |
| $D$              | Coefficient de diffusion               | $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$                    |
| $d_j$            | Diamètre du jet                        | m                                                   |
| $E_A$            | Énergie d'activation                   | $\text{J} \cdot \text{mol}^{-1}$                    |
| $F$              | Carburant                              |                                                     |
| $G$              | Fonction du modèle Level Set           | —                                                   |
| $H$              | Enthalpie totale                       | $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$                     |
| $H^*$            | Valeur de la source d'enthalpie        | $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$                     |

|           |                                                  |                                                      |
|-----------|--------------------------------------------------|------------------------------------------------------|
| $h_k$     | Enthalpie spécifique de l'espèce k               | $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$                      |
| $J$       | Flux de diffusion                                | $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  |
| $k$       | Énergie cinétique de turbulence                  | J                                                    |
| $k_f$     | Coefficient direct d'Arrhénius                   | Variable                                             |
| $k_{eff}$ | Conductivité thermique effective                 | $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$   |
| $L_b$     | Longueur de Markstein                            | m                                                    |
| $M$       | Masse molaire                                    | $\text{kg} \cdot \text{mol}^{-1}$                    |
| $P$       | Pression                                         | Pa                                                   |
| $p_i$     | Pression partielle                               | Pa                                                   |
| $Prod$    | Produits                                         |                                                      |
| $Q$       | Chaleur dégagée                                  |                                                      |
| $R$       | Constante des gaz parfaits                       | $\text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ |
| $R_f$     | Rayon de flamme                                  | m                                                    |
| $S_b$     | Vitesse apparente de flamme                      | $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$                       |
| $S_b^0$   | Vitesse apparente de flamme laminaire non étirée | $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$                       |
| $S_L$     | Vitesse fondamentale de flamme                   | $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$                       |
| $S_H$     | Terme source enthalpique                         | $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$                      |
| $S_M$     | Terme source de quantité de mouvement            | N                                                    |
| $t$       | Temps                                            | s                                                    |
| $U$       | Vitesse moyenne de Reynolds                      | $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$                       |
| $u$       | Composante selon x de la vitesse                 | $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$                       |
| $u^*$     | Valeur de la source de vitesse                   | $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$                       |
| $u'$      | Vitesse fluctuante                               | $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$                       |
| $u_j$     | jème composante de la vitesse                    | $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$                       |
| $v$       | Composante selon y de la vitesse                 | $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$                       |
| $V_k$     | Vitesse de diffusion de l'espèce k               | $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$                       |

|       |                                  |                                  |
|-------|----------------------------------|----------------------------------|
| $V_r$ | Vitesse de réaction              | $\text{mol} \cdot \text{s}^{-1}$ |
| $w$   | Composante selon z de la vitesse | $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$   |
| $x$   | Coordonnées selon l'axe x        | m                                |
| $x_j$ | jème composante de l'espace      | m                                |
| $Y$   | Fraction massique                | —                                |
| $y$   | Coordonnées selon l'axe y        | m                                |
| $z$   | Coordonnées selon l'axe z        | m                                |

## Indices

| Symbole | Description   | Unité |
|---------|---------------|-------|
| $g$     | Phase gazeuse |       |
| $j$     | Phase liquide |       |
| $mél$   | Mélange       |       |
| $st$    | Stœchiométrie |       |
| $t$     | Turbulent     |       |

## Exposants

| Symbole        | Description | Unité |
|----------------|-------------|-------|
| $\overline{X}$ | Moyenne     |       |



# Liste des tableaux

|     |                                                                                          |     |
|-----|------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 1.1 | Paramètres adimensionnés . . . . .                                                       | 26  |
| 1.2 | Frontières des régimes de fragmentation primaire [1] . . . . .                           | 28  |
| 1.3 | Paramètres adimensionnés - étude Richards [2] . . . . .                                  | 31  |
| 1.4 | Comparaison des temps CPU pour différents modèles . . . . .                              | 46  |
| 1.5 | Types de combustion . . . . .                                                            | 51  |
| 2.1 | Coefficients de la loi de Sutherland . . . . .                                           | 66  |
| 2.2 | Coefficients des polynômes . . . . .                                                     | 66  |
| 2.3 | Paramètres adimensionnés . . . . .                                                       | 69  |
| 2.4 | Essais effectués pour un injecteur de diamètre 5 mm . . . . .                            | 71  |
| 2.5 | Essais effectués pour un injecteur de diamètre 7 mm . . . . .                            | 72  |
| 2.6 | Conditions de calcul 1/2 . . . . .                                                       | 80  |
| 2.7 | Conditions de calcul 2/2 . . . . .                                                       | 81  |
| 2.8 | Position des thermocouples . . . . .                                                     | 94  |
| 3.1 | Paramètres de vidange du méthane . . . . .                                               | 103 |
| 3.2 | Cas de vol . . . . .                                                                     | 103 |
| 3.3 | Conditions de calcul 1/2 . . . . .                                                       | 104 |
| 3.4 | Conditions de calcul 2/2 . . . . .                                                       | 105 |
| 4.1 | Matrice 20/80 . . . . .                                                                  | 128 |
| 4.2 | Matrice 30/70 . . . . .                                                                  | 128 |
| 4.3 | Valeurs minimales de $E_{50}$ à toutes richesses et toutes pressions initiales . . . . . | 131 |



# Liste des figures

|      |                                                                               |    |
|------|-------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1.1  | Fragmentation d'un jet dans un milieu au repos [3]                            | 26 |
| 1.2  | Régimes de fragmentation primaire d'après Faeth                               | 27 |
| 1.3  | Régimes de fragmentation primaire d'après Reitz                               | 27 |
| 1.4  | Régimes de fragmentation primaire d'après Vahedi Tafreshi [4]                 | 28 |
| 1.5  | Régimes de fragmentation primaire d'après Faeth [5]                           | 29 |
| 1.6  | Fragmentation d'un jet normal à un écoulement [6]                             | 30 |
| 1.7  | Effet de la cavitation sur un même jet                                        | 31 |
| 1.8  | Classification des jets turbulents en fonction de $Re_j$ et $We_{LA}.q^{1/3}$ | 32 |
| 1.9  | Rupture du jet d'après Richards [2]                                           | 33 |
| 1.10 | Régimes de fragmentation secondaire                                           | 34 |
| 1.11 | Régime de bag breakup [7]                                                     | 34 |
| 1.12 | Régime de shear breakup [7]                                                   | 35 |
| 1.13 | Régime de catastrophic breakup [8]                                            | 35 |
| 1.14 | Régime de collisions de gouttes [9]                                           | 36 |
| 1.15 | Échelles de calcul des 3 grands types de modélisation                         | 41 |
| 1.16 | Effets du changement de modèle                                                | 50 |
| 1.17 | Influence de la température et de la pression sur l'inflammabilité du méthane | 53 |
| 1.18 | Diagramme ternaire du méthane                                                 | 54 |
| 2.1  | Algorithme du schéma SIMPLE [10]                                              | 68 |
| 2.2  | Montage expérimental en soufflerie                                            | 70 |
| 2.3  | Vue du jet en cours d'essai                                                   | 73 |
| 2.4  | Extraction de la trajectoire d'une image                                      | 73 |
| 2.5  | Extraction de la hauteur de colonne liquide                                   | 74 |
| 2.6  | Hauteur de cône liquide en fonction du paramètre $q$                          | 74 |
| 2.7  | Hauteur de cône liquide en fonction du nombre de Reynolds de l'azote          | 75 |

|      |                                                                                                                    |     |
|------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 2.8  | Hauteur de cône liquide en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement d'air                                    | 75  |
| 2.9  | Longueur de dépôt de glace en fonction du paramètre $q$                                                            | 76  |
| 2.10 | Longueur de dépôt de glace en fonction du paramètre $q$ -zoom-                                                     | 77  |
| 2.11 | Dépôt de givre autour de l'injecteur                                                                               | 77  |
| 2.12 | Longueur de dépôt de glace en fonction de la vitesse de la soufflerie                                              | 78  |
| 2.13 | Schéma de la veine de soufflerie et du plan de symétrie                                                            | 79  |
| 2.14 | Profil de température à $x = 40$ cm de l'injecteur                                                                 | 82  |
| 2.15 | Profil de température à $x = 80$ cm de l'injecteur                                                                 | 83  |
| 2.16 | Profil de température dans le plan de symétrie de l'écoulement                                                     | 84  |
| 2.17 | Lignes de courant issues de l'injecteur pour plusieurs vitesses d'écoulement d'air                                 | 86  |
| 2.18 | Lignes de courant dans le plan $(yz)$ pour plusieurs vitesses d'écoulement d'air                                   | 87  |
| 2.19 | Zoom sur les lignes de courant dans le plan de symétrie de l'écoulement pour plusieurs vitesses d'écoulement d'air | 88  |
| 2.20 | Trajectoire extérieure du jet                                                                                      | 89  |
| 2.21 | Hauteur de trajectoire à $x = 20$ cm en fonction du nombre de Weber du liquide                                     | 90  |
| 2.22 | Hauteur de trajectoire à $x = 20$ cm en fonction du nombre de Reynolds du liquide                                  | 90  |
| 2.23 | Hauteur de trajectoire à $x = 20$ cm en fonction du nombre de Weber de la soufflerie                               | 91  |
| 2.24 | Hauteur de trajectoire à $x = 20$ cm en fonction du nombre de Reynolds de la soufflerie                            | 92  |
| 2.25 | Hauteur de trajectoire à $x = 20$ cm en fonction du nombre de Reynolds de la soufflerie à débit d'azote fixé       | 92  |
| 2.26 | Hauteur de trajectoire à $x = 20$ cm en fonction du paramètre $q$                                                  | 93  |
| 2.27 | Hauteur de cône liquide en fonction de la vitesse de la soufflerie                                                 | 94  |
| 2.28 | Position des thermocouples pour $q = 0,272$                                                                        | 95  |
| 2.29 | Trajectoire de la ligne de courant issue du centre de l'injecteur pour $q = 0,272$                                 | 95  |
| 2.30 | Comparaison du profil de température pour $q = 0,272$                                                              | 95  |
| 2.31 | Position des thermocouples pour $q = 8,48$                                                                         | 96  |
| 2.32 | Trajectoire de la ligne de courant issue du centre de l'injecteur pour $q = 8,48$                                  | 96  |
| 2.33 | Comparaison du profil de température pour $q = 8,48$                                                               | 97  |
| 2.34 | Amplitude de température sur le premier capteur en fonction du nombre de Reynolds de l'azote                       | 97  |
| 3.1  | Vue en coupe du maillage et des profils d'ailes                                                                    | 101 |
| 3.2  | Zoom sur le maillage du profil d'aile principal                                                                    | 101 |



|      |                                                                                                                                      |     |
|------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 3.3  | Interface couche limite/maillage cartésien . . . . .                                                                                 | 101 |
| 3.4  | Avion tronqué . . . . .                                                                                                              | 102 |
| 3.5  | Zone de calcul . . . . .                                                                                                             | 106 |
| 3.6  | Cas d'étude . . . . .                                                                                                                | 106 |
| 3.7  | Fraction molaire de méthane dans le cas de montée (incidence $0^\circ$ , assiette $3^\circ$ ) .                                      | 106 |
| 3.8  | Fraction molaire de méthane dans le cas de descente (incidence $0^\circ$ , assiette $-3^\circ$ )                                     | 106 |
| 3.9  | Fraction molaire de méthane dans le cas d'un avion cabré en vol horizontal<br>(incidence $-3^\circ$ , assiette $3^\circ$ ) . . . . . | 107 |
| 3.10 | Avion DLR-F6 coupé en deux . . . . .                                                                                                 | 107 |
| 3.11 | Profil de $C_p$ le long d'une coupe de l'aile . . . . .                                                                              | 108 |
| 3.12 | Trajectoire du jet en vidange nominale . . . . .                                                                                     | 109 |
| 3.13 | Iso-contour du méthane à 5 % en fraction molaire . . . . .                                                                           | 109 |
| 3.14 | Iso-contour du méthane à 15 % en fraction molaire . . . . .                                                                          | 109 |
| 3.15 | Ligne de courant du jet en vidange nominale à 2 km d'altitude . . . . .                                                              | 110 |
| 3.16 | Trajectoire du jet en vidange nominale . . . . .                                                                                     | 110 |
| 3.17 | Iso-contour du méthane à 5 % en fraction molaire . . . . .                                                                           | 111 |
| 3.18 | Iso-contour du méthane à 15 % en fraction molaire . . . . .                                                                          | 111 |
| 3.19 | Ligne de courant du jet en vidange nominale à 4 km d'altitude . . . . .                                                              | 111 |
| 3.20 | Trajectoire du jet en vidange nominale . . . . .                                                                                     | 112 |
| 3.21 | Iso-contour du méthane à 5 % en fraction molaire . . . . .                                                                           | 112 |
| 3.22 | Iso-contour du méthane à 15 % en fraction molaire . . . . .                                                                          | 112 |
| 3.23 | Ligne de courant du jet en vidange nominale à 6,3 km d'altitude . . . . .                                                            | 113 |
| 3.24 | Iso-contour du méthane à 5 % en fraction molaire à 2 km d'altitude . . . . .                                                         | 113 |
| 3.25 | Iso-contour du méthane à 15 % en fraction molaire à 2 km d'altitude . . . . .                                                        | 114 |
| 3.26 | Coupes à $x = 30$ cm, 400 cm et 600 cm de l'évent à 2 km d'altitude . . . . .                                                        | 114 |
| 3.28 | Iso-contour du méthane à 5 % en fraction molaire à 4 km d'altitude . . . . .                                                         | 115 |
| 3.27 | Ligne de courant du jet en vidange d'urgence à 2 km d'altitude . . . . .                                                             | 115 |
| 3.29 | Iso-contour du méthane à 15 % en fraction molaire à 4 km d'altitude . . . . .                                                        | 116 |
| 3.30 | Coupes à $x = 30$ cm, 400 cm et 600 cm de l'évent à 4 km d'altitude . . . . .                                                        | 117 |
| 3.31 | Ligne de courant du jet en vidange d'urgence à 4 km d'altitude . . . . .                                                             | 117 |
| 3.32 | Iso-contour du méthane à 5 % en fraction molaire . . . . .                                                                           | 118 |
| 3.33 | Iso-contour du méthane à 15 % en fraction molaire . . . . .                                                                          | 119 |
| 3.34 | Coupes à $x = 30$ cm, 400 cm et 600 cm de l'évent à 6,3 km d'altitude . . . . .                                                      | 119 |
| 3.35 | Ligne de courant du jet en vidange d'urgence à 6,3 km d'altitude . . . . .                                                           | 120 |

|      |                                                                                                                                                              |     |
|------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 3.36 | Iso-surfaces de températures et fraction molaire de méthane à 5% pour une incidence de $0^\circ$ . . . . .                                                   | 121 |
| 3.37 | Iso-surfaces de températures et fraction molaire de méthane à 5% pour une incidence de $4^\circ$ . . . . .                                                   | 121 |
| 3.38 | Iso-surfaces de températures et fraction molaire de méthane à 5% pour une incidence de $15^\circ$ . . . . .                                                  | 122 |
| 4.1  | Banc LIQUIM . . . . .                                                                                                                                        | 124 |
| 4.2  | Courbe de probabilité d'allumage pour $P_{init} = 325 \text{ mbar}$ et $\Phi = 0,5$ . . . . .                                                                | 126 |
| 4.3  | Test de Langlie pour $P_{init} = 325 \text{ mbar}$ et $\Phi = 0,5$ . . . . .                                                                                 | 126 |
| 4.4  | $E_{50}$ en fonction de la richesse pour air 20/80 . . . . .                                                                                                 | 129 |
| 4.5  | $E_{50}$ en fonction de la richesse pour air 30/70 . . . . .                                                                                                 | 131 |
| 4.6  | Coupe en vue de dessus du capteur 1 en bout de chambre . . . . .                                                                                             | 132 |
| 4.7  | Pression pour une richesse de 2, une pression initiale de 795 mbar et un air 30/70                                                                           | 132 |
| 4.8  | Pression pour une richesse de 1,4, une pression initiale de 325 mbar et un air 30/70                                                                         | 133 |
| 4.9  | Évolution de la flamme à une richesse de 1,5, une pression initiale de 452,7 mbar et un air 30/70 . . . . .                                                  | 133 |
| 4.11 | Vitesse apparente en fonction du taux d'étirement $\kappa$ pour une richesse de 1,15, une pression initiale de 452,7 mbar et un air 30/70 . . . . .          | 134 |
| 4.10 | Rayon de flamme en fonction du temps pour une richesse de 1,15, une pression initiale de 452,7 mbar et un air 30/70 . . . . .                                | 134 |
| 4.12 | Vitesse apparente en fonction du taux d'étirement $\kappa$ utile pour une richesse de 1,15, une pression initiale de 452,7 mbar et un air 30/70 . . . . .    | 135 |
| 4.13 | Pression maximale d'explosion GASEQ en fonction de la richesse pour air 30/70                                                                                | 136 |
| 4.14 | Pressions maximales d'explosion expérimentales [11, 12, 13] et numériques en fonction de la richesse pour de l'air 21/79 . . . . .                           | 136 |
| 4.15 | Pressions maximales d'explosion expérimentales et numériques en fonction de la richesse pour de l'air 30/70 . . . . .                                        | 137 |
| 4.16 | Vitesse fondamentale de flamme CHEMKIN en fonction de la richesse à 1 atm .                                                                                  | 138 |
| 4.17 | Comparaison de la vitesse fondamentale de flamme entre CHEMKIN et des données expérimentales [14, 15, 16] en fonction de la richesse pour de l'air 21/79 . . | 138 |
| 4.18 | Vitesse fondamentale de flamme CHEMKIN en fonction de la richesse pour air 30/70 . . . . .                                                                   | 139 |

|                                                                                                                                |     |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 4.19 Vitesses fondamentales de flamme expérimentales et numériques en fonction de<br>la richesse pour de l'air 30/70 . . . . . | 140 |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|

# Introduction

Depuis le début du 21<sup>ème</sup> siècle, l'industrie du secteur spatial a subi des mutations dues à plusieurs facteurs. Tout d'abord, de nouveaux concurrents ont fait leur apparition. Ces entreprises du New Space essayent de bousculer le marché avec des prix bas, rendus possibles par de fortes cadences de tirs et pour certaines la réutilisation partielle de leurs fusées. Ces cadences de tirs élevées seraient possibles grâce aux lancements de constellations de petits satellites, au besoin de lanceurs dédiés aux Cubesats et au tourisme spatial. L'Agence Spatiale Européenne et ses partenaires industriels s'adaptent à cette nouvelle concurrence en réorganisant la filière afin de diminuer les coûts tout en proposant de nouveaux lanceurs (Vega-C, Ariane 62, Ariane 64). Pour préparer le futur et continuer cette baisse des coûts, ArianeGroup développe de nouveaux véhicules utilisant une propulsion innovante en Europe : l'oxygène et le méthane liquéfiés. Ces véhicules pourraient être partiellement réutilisables ou non.

Dans le même temps, la demande pour des expériences en micro gravité est importante mais les moyens mis à disposition ne sont pas toujours adaptés. La technique la plus abordable reste la tour de chute mais la micro-gravité effective n'est que d'une dizaine de secondes. Les vols paraboliques autorisent quant à eux des phases de micro-gravité d'une vingtaine de secondes de façon répétée. Pour des durées de micro-gravité de plusieurs minutes, il faut utiliser des fusées expérimentales dont le coût devient important. La station spatiale internationale accepte des expériences s'étendant sur plusieurs semaines ou plusieurs mois mais la sélection est très sévère. Afin d'offrir des conditions de microgravité de plusieurs minutes avec une commodité supérieure à une fusée expérimentale, ArianeGroup et Airbus DS développent conjointement un avion suborbital à propulsion  $LOx/LCH_4$  cryogénique. La propulsion  $LOx/LCH_4$  n'ayant jamais été utilisée sur des lanceurs en Europe, des études de sécurité sont indispensables. Par ailleurs, l'avion suborbital est un appareil piloté, ce qui augmente d'autant plus les niveaux de sécurité à atteindre.

Pour certains avions de ligne, il peut être nécessaire de vidanger une partie des réservoirs de leur kérosène en vol. En effet, juste après le décollage, certains gros porteurs sont trop lourds

pour atterrir en cas d'urgence. ArianeGroup étudie la possibilité d'effectuer ce type de vidange sur les réservoirs cryogéniques de l'avion suborbital pour des conditions nominales ou d'urgence. Les ergols étant inflammables, il faut alors caractériser le risque que représentent les nuages formés près de l'appareil. Cette thèse aura donc pour but de modéliser la vidange du méthane et de l'oxygène liquéfiés et de définir le risque d'inflammation des nuages formés.

Dans un cycle standard, l'avion décolle d'un aéroport à l'aide de ses deux turboréacteurs fonctionnant au kérosène, s'insère dans le trafic aérien et s'élève à une altitude avoisinant les 10-15 km. À ce moment là, le moteur fusée est allumé pendant quelques dizaines de secondes puis est éteint. Le véhicule atteint alors la ligne de Von Karman (100 km d'altitude) du fait de son énergie cinétique et subit plusieurs minutes de micro-gravité. L'appareil effectue ensuite une ré-entrée atmosphérique et rallume ses turboréacteurs lorsque l'atmosphère est assez dense afin de se poser à l'aéroport. Lors de ce cycle, le moteur fusée doit subir une phase de mise en froid qui consiste à faire circuler du méthane dans certaines parties du moteur afin de les refroidir et ainsi de garantir un allumage nominal. Initialement, les organes du moteur étant à température ambiante, le méthane circulant dans la tuyauterie va se vaporiser. Le moteur n'étant pas allumé, le carburant n'est pas consommé et doit être évacué alors que l'appareil est déjà en vol. C'est ce que l'on appelle la vidange nominale. Nous obtenons alors un jet gazeux débouchant perpendiculairement à un écoulement. Lorsqu'un dysfonctionnement apparaît avant la mise en route du moteur fusée, le cycle standard est abandonné. Les réservoirs d'ergols doivent être entièrement vidangés en quelques minutes pour éviter tout risque d'explosion de l'appareil à l'atterrissage. Dans ce cas là, les ergols éjectés proviennent directement des réservoirs, ils conservent donc toujours leur forme liquide et possèdent un débit élevé. Il s'agit alors de la vidange d'urgence. Nous obtenons cette fois-ci un jet liquide cryogénique débouchant perpendiculairement à un écoulement.

Cette situation est extrêmement complexe à modéliser du fait de son caractère multiphysique. Tout d'abord, l'appareil se déplace à Mach 0,5 à moyenne altitude. Il faut donc modéliser un écoulement à haute vitesse autour d'un appareil possédant une géométrie complexe. Il est en outre nécessaire de modéliser la fragmentation d'un jet liquide, c'est à dire toutes les phases entre l'injection et la formation de gouttelettes. Le couplage entre ces deux aspects va modifier la fragmentation du jet. En effet, un jet ne va pas se briser de la même manière dans une atmosphère au repos ou dans un écoulement. La vitesse importante de l'écoulement le rend turbulent, ce qui va de nouveau modifier le type de fragmentation du jet. Pour finir, l'orifice de vidange n'est pas un injecteur et ne se situe pas sur une surface plane, ce qui diffère des configurations rencontrées habituellement. Une fois ces éléments pris en compte, il faut

maintenant s'intéresser à la nature cryogénique du liquide. Ce liquide est vidangé dans une atmosphère à faible pression et à une température supérieure à la température de vaporisation. Le liquide va donc s'évaporer très rapidement. Cette évaporation va venir déstabiliser le jet et donc modifier le modèle de fragmentation. Lorsque la vidange est correctement modélisée, il est possible d'étudier le risque d'explosion du mélange méthane/air formé. Une vidange d'oxygène est effectuée de l'autre côté de l'appareil avant ou après la vidange du méthane. Il est donc nécessaire de s'intéresser à l'influence de la proportion d'oxygène sur les propriétés d'allumage d'un mélange méthane/air. Par ailleurs, l'écoulement en lui-même étant turbulent, les modèles classiques de combustion ne sont pas toujours adaptés. L'appareil étant en vol, deux turboréacteurs sont en cours de fonctionnement et peuvent donc être des sources possibles d'allumage par auto-inflammation. Le type de source d'allumage doit aussi être étudié car l'énergie minimale à apporter à un mélange pour qu'il s'enflamme, appelée Énergie Minimale d'Inflammation (EMI), est dépendante du type d'allumeur. Pour finir, une fois la combustion démarrée, il est nécessaire de déterminer les niveaux de surpression obtenus ainsi que les vitesses de flamme du mélange afin d'estimer l'impact possible sur le fuselage. Tous ces points illustrent les verrous scientifiques présents pour ce type de projet. Le traitement de la fragmentation d'un jet cryogénique seul pourrait constituer en lui-même un sujet de thèse. Notre travail a donc été d'identifier tous ces verrous scientifiques et de traiter un maximum d'entre eux.

Ce mémoire est organisé en quatre chapitres. Le premier chapitre porte sur l'étude bibliographique du sujet. Les jets liquides dans un écoulement seront d'abord étudiés. La turbulence et sa modélisation sera ensuite évoquée. Nous nous intéresserons finalement à la combustion et son application à l'allumage laser. Le deuxième chapitre présentera dans un premier temps le principe du modèle de gaz densifié, qui permet de modéliser le jet liquide sans utiliser de loi diphasique et portera dans un deuxième temps sur sa validation expérimentale qui a été menée en soufflerie. Le troisième chapitre s'intéressera à l'application du modèle à l'avion suborbital. Une fois l'aspect vidange étudié, le dernier chapitre présentera l'étude du risque d'inflammation des mélanges méthane/air, notamment les limites d'inflammabilité et les EMI, ainsi que les pressions d'explosion et les vitesses de flammes de tels mélanges.

L'accompagnement et la bourse de cette thèse ont été co-financés par ArianeGroup et par le projet CAPRYSES (ANR-11-LABX-006-01) de l'ANR par le biais du Programme d'Investissement d'Avenir.



# Chapitre 1

## Étude bibliographique

### 1.1 Introduction

Déterminer le risque posé par la vidange d'ergols cryogéniques en vol implique d'étudier des phénomènes multi-physiques complexes. Tout d'abord, il faut s'intéresser à la vidange de jets cryogéniques. Les vidanges étant effectuées pour des altitudes comprises entre 2 et 6,3 km, le jet débouche perpendiculairement à un écoulement à haute vitesse, plus froid que l'air au sol et avec une pression statique inférieure à une atmosphère. Cette partie sera étudiée en section 1.2.2.

La turbulence due à la vitesse de l'écoulement autour de l'appareil et au jet en lui-même est un élément indispensable à modéliser. Cette turbulence va en effet avoir une influence sur les lignes de courants de l'écoulement d'air, la trajectoire, la fragmentation du jet et le mélange des nuages d'ergols gazeux formés. La turbulence sera étudiée en section 1.3.

Pour finir, il faut étudier les propriétés de combustion de ces nuages. En effet, plusieurs conditions doivent être remplies pour qu'une combustion ait lieu, ce qui sera présenté en section 1.4.

### 1.2 Fragmentation de jets liquides

Le processus de fragmentation d'un jet liquide comporte deux grandes étapes : la fragmentation primaire et la fragmentation secondaire. La fragmentation primaire se définit comme la formation de gouttes et de ligaments à partir du cœur liquide du jet appelé cône liquide. La fragmentation secondaire commence lorsque le cône liquide se brise et devient le siège de la fragmentation des gouttes et ligaments issus de la fragmentation primaire. Ces étapes sont



| Nombre          | Expression                               | Signification                                                                                         |
|-----------------|------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Reynolds $Re_i$ | $\frac{\rho_i u_i d_j}{\mu_i}$           | $\frac{\text{Forces d'inertie}}{\text{Forces visqueuses}}$                                            |
| Weber $We_i$    | $\frac{\rho_i u_i^2 d_j}{\sigma}$        | $\frac{\text{Forces d'inertie}}{\text{Forces de tension superficielle}}$                              |
| $q$             | $\frac{\rho_j u_j^2}{\rho_g u_g^2}$      | $\frac{\text{Flux de quantité de mouvement du liquide}}{\text{Flux de quantité de mouvement du gaz}}$ |
| Ohnesorge $Oh$  | $\frac{\mu_j}{\sqrt{\rho_j d_j \sigma}}$ | $\frac{We^{1/2}}{Re}$                                                                                 |

TABLE 1.1 – Paramètres adimensionnés

observables sur la figure 1.1.

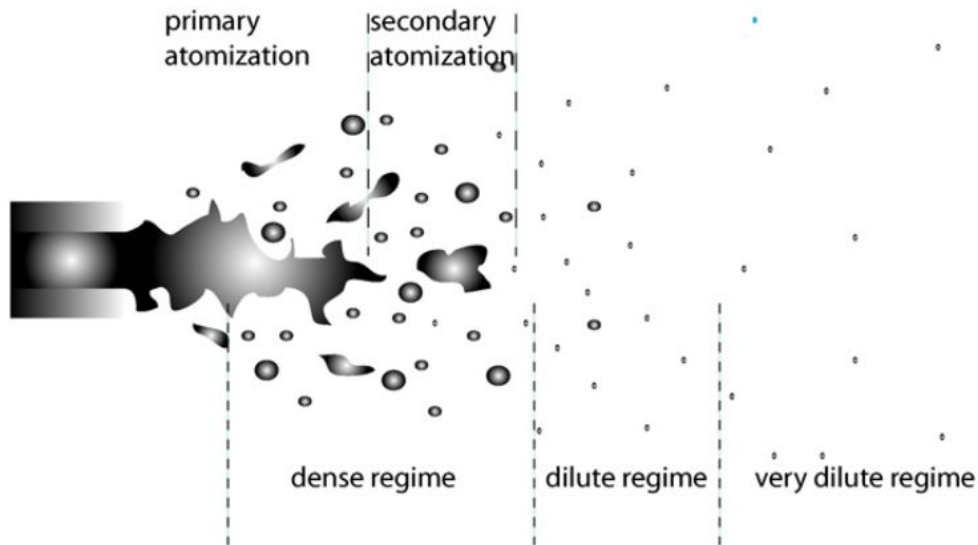


FIGURE 1.1 – Fragmentation d'un jet dans un milieu au repos [3]

Plusieurs nombres sans dimension permettent de caractériser les jets liquides débouchant dans une atmosphère. L'utilisation de ces nombres facilite la comparaison de jets obtenus dans des configurations différentes. Une liste non exhaustive est présentée dans le tableau 1.1, où l'indice  $i$  peut représenter la phase liquide  $j$  ou la phase gazeuse  $g$ .

### 1.2.1 Fragmentation primaire de jets liquides débouchant dans un milieu au repos

La classification des jets liquides grâce à ces nombres sans dimension a été entreprise par plusieurs auteurs. L'une des plus connues est la classification de Faeth [5] qui est reproduite dans la figure 1.2.

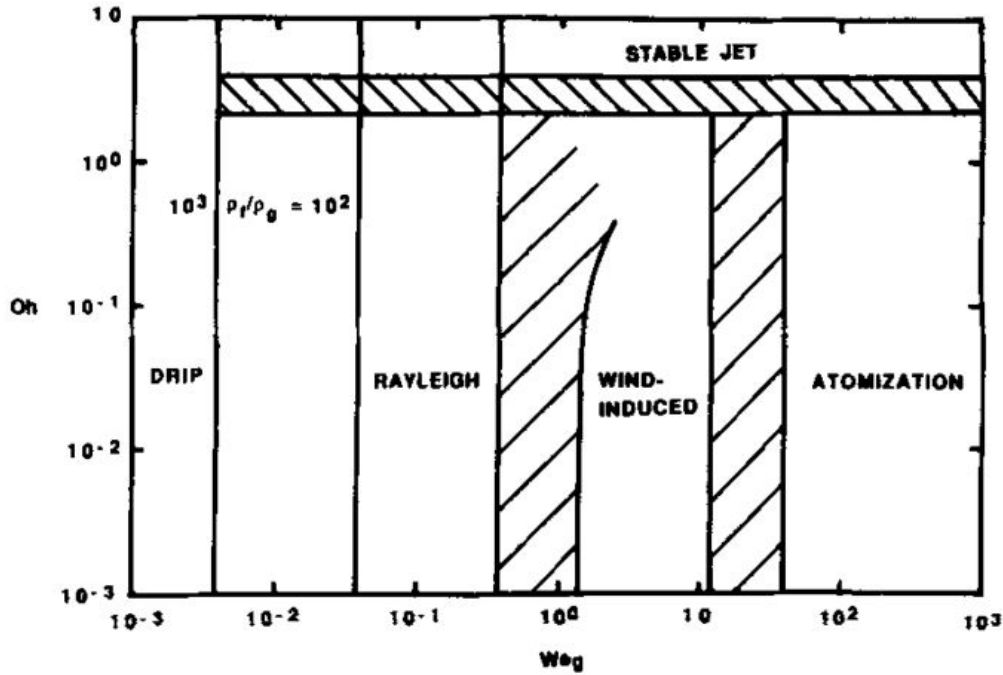


FIGURE 1.2 – Régimes de fragmentation primaire d'après Faeth

La classification de Reitz [17] est aussi souvent citée et est reproduite en figure 1.3.

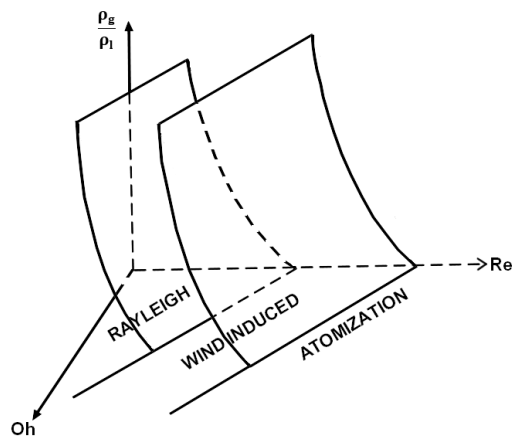


FIGURE 1.3 – Régimes de fragmentation primaire d'après Reitz

Suite à des études complémentaires, ces régimes ont évolué. Une mise à jour du travail de Faeth a été proposée par Vahedi Tafreshi [4], reproduite dans la figure 1.4.

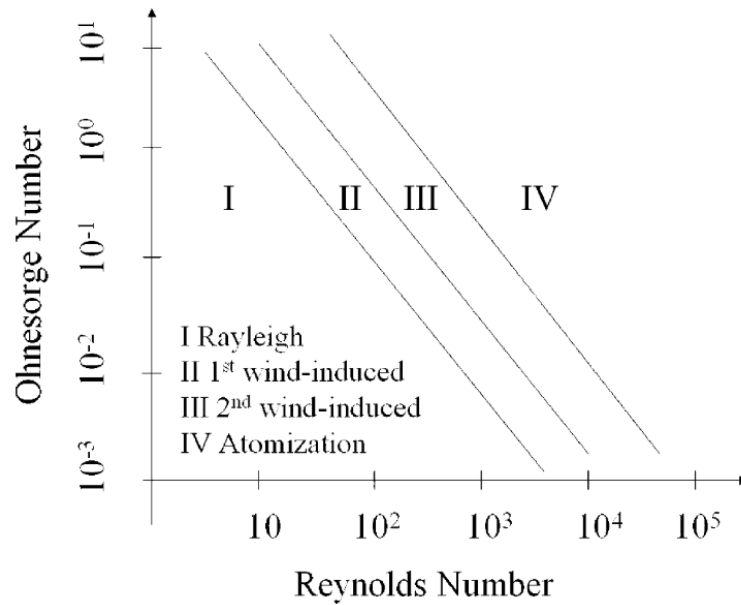


FIGURE 1.4 – Régimes de fragmentation primaire d'après Vahedi Tafreshi [4]

| Régime                        | Intervalle                 |
|-------------------------------|----------------------------|
| Rayleigh                      | $We_L > 8$ et $We_g < 0,4$ |
| Premier régime aérodynamique  | $0,4 < We_g < 13$          |
| Deuxième régime aérodynamique | $13 < We_g < 40$           |
| Atomisation                   | $We_g > 40$                |

TABLE 1.2 – Frontières des régimes de fragmentation primaire [1]

Les frontières marquant les différents régimes sont en fait des zones de transition, les données expérimentales variant d'une étude à l'autre. Toutefois, les ordres de grandeur de passage d'un régime à l'autre peuvent être définis comme dans le tableau 1.2.

Les différents régimes présentés se distinguent les uns des autres par leur comportement. Les cinq régimes les plus communément admis sont les suivants :

- Régime goutte à goutte

Ce régime ne forme pas de jet à proprement parlé. La vitesse est tellement peu élevée que seules des gouttes sortent de l'injecteur, avec un diamètre correspondant au diamètre de l'orifice de sortie.

- Régime de Rayleigh

Le jet possède une faible vitesse, subit peu d'effets aérodynamiques et montre de petits défauts de surface. Ces défauts de surface, qui vont être la cause de la formation des gouttes, sont dus aux forces de tension superficielles du liquide. Les gouttes formées ont un diamètre plus important que le diamètre de l'injecteur.

- Premier régime aérodynamique

La vitesse du jet étant plus élevée, ses frontières sont beaucoup plus perturbées. Les forces aérodynamiques produites par l'entraînement d'air causé par le mouvement vont alors fragmenter le jet en gouttelettes de la taille du diamètre de l'orifice.

- Deuxième régime aérodynamique

Ce régime ressemble fortement au précédent mais l'influence des forces aérodynamiques y est bien plus prononcée. La fragmentation du jet va être observée à des distances de seulement quelques diamètres d'injection et les gouttes seront plus petites que ce diamètre.

- Atomisation

Dans le régime d'atomisation, le jet va se fragmenter presque immédiatement après l'injection. Les gouttes sont de petites tailles. Il s'agit du mode de fragmentation privilégié pour les applications moteurs car la petite taille des gouttes permet une meilleure évaporation et une répartition spatiale optimisée.

La figure 1.5 schématise quelques-uns de ces mode de fragmentation.

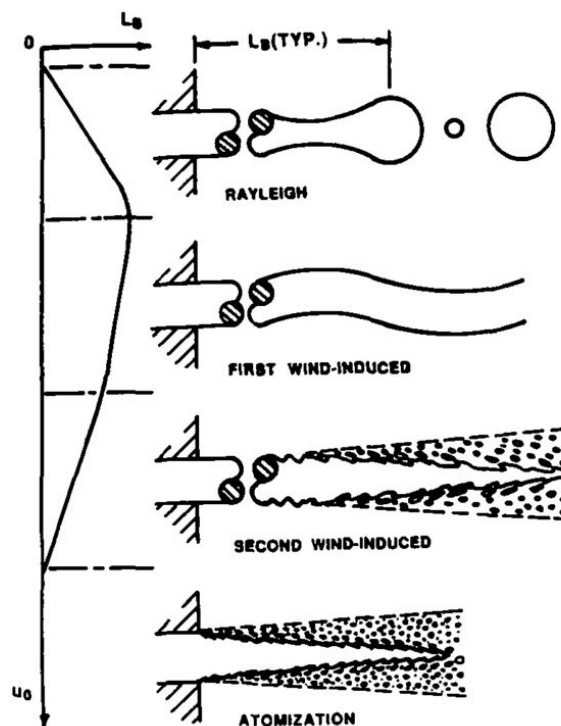


FIGURE 1.5 – Régimes de fragmentation primaire d'après Faeth [5]

### 1.2.2 Fragmentation primaire de jets liquides débouchant perpendiculairement à un écoulement

La position et l'orientation de l'évent de vidange des ergols liquéfiés entraîne l'apparition d'un jet liquide débouchant perpendiculairement à l'écoulement incident comme indiqué sur la

figure 1.6.

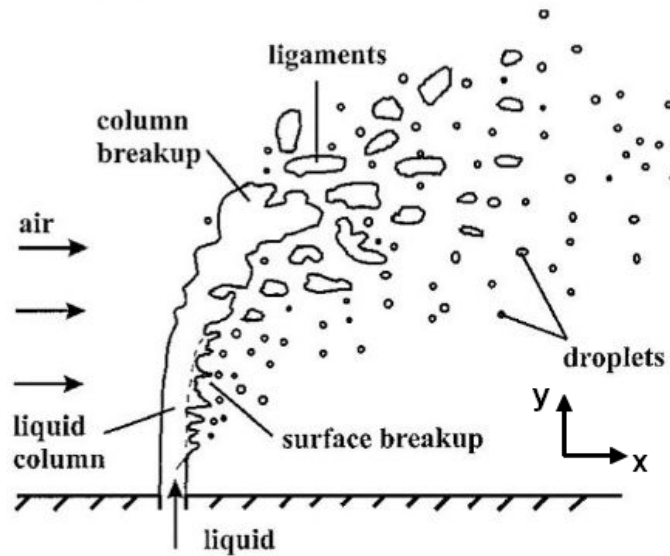


FIGURE 1.6 – Fragmentation d'un jet normal à un écoulement [6]

Ce phénomène a été très étudié pour des liquides usuels à cause de son utilité dans plusieurs domaines industriels et environnementaux. Malgré des études approfondies, les mécanismes physiques entrant en jeu ne sont pas tous compris, entraînant une modélisation de tels jets complexe. Une publication récente de Broumand [18] présente l'état de l'art concernant de tels jets. Les corrélations obtenues expérimentalement et numériquement montrent des similitudes de comportement mais aussi des écarts importants sur les différents coefficients. Ces différences s'expliquent par la difficulté de visualisation de certains phénomènes et par la sensibilité des résultats à des paramètres expérimentaux qui ne sont pas toujours maîtrisés comme la cavitation [19] (figure 1.7).

L'ajout d'une vitesse d'écoulement gazeux introduit un nouveau nombre adimensionné, le paramètre  $q$  (voir tableau 1.1). Dans un premier temps, une distinction entre les jets turbulents et laminaires doit être effectuée. L'étude des jets turbulents présente en effet plusieurs difficultés car la turbulence joue un rôle prépondérant dans leur comportement. La méconnaissance de certains phénomènes ne permet pas de fournir un grand nombre de modèles de fragmentation. Par ailleurs, la géométrie de l'injecteur ainsi que les propriétés du fluide utilisé ont un fort impact sur le comportement de ces jets. Toutes ces limitations se ressentent dans la classification grâce aux nombres adimensionnés, qui sont multiples [20, 21, 22]. Il apparaît toutefois que seuls les nombres de Weber  $We$  et le paramètre  $q$  aient une forte influence sur la fragmentation des jets transverses turbulents [18]. Le nombre d'Ohnesorge  $Oh$  perd l'influence qu'il pouvait avoir pour les milieux au repos (section 1.2.1). De plus, il semble qu'au delà d'une certaine limite

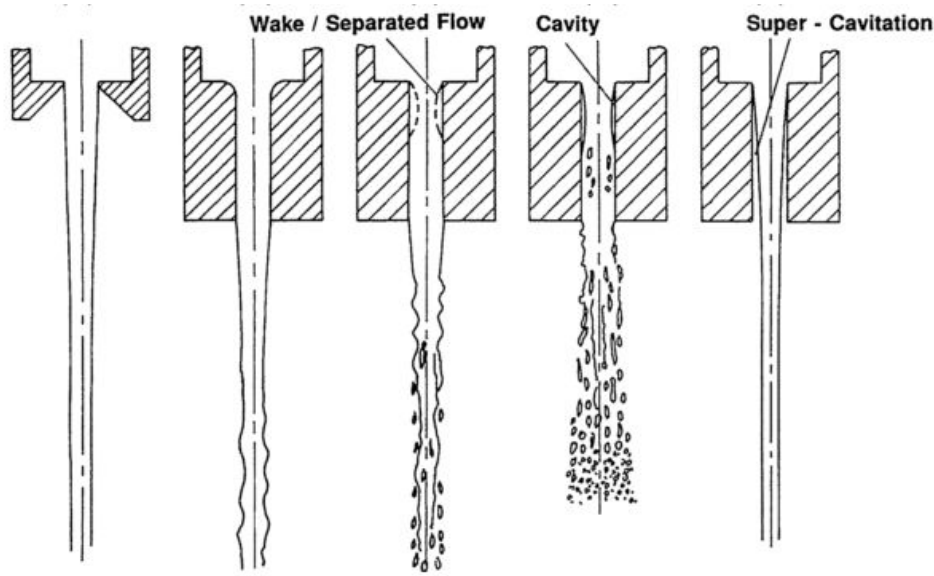


FIGURE 1.7 – Effet de la cavitation sur un même jet

| $We_{air/d_j}$ | $We_{N2/d_j}$ | $Re_{air/d_j}$  | $Re_{N2/d_j}$  | $q$        | $T_{air}/T_{N2}$ |
|----------------|---------------|-----------------|----------------|------------|------------------|
| 6 - 270        | -             | 22 000 - 65 000 | 8 100 - 29 000 | 10 - 1 000 | 3,8 - 7,5        |

TABLE 1.3 – Paramètres adimensionnés - étude Richards [2]

impliquant le nombre de Weber  $We$  du jet et le nombre  $q$ , les jets turbulents se comportent tous de la même manière, comme le montre la figure 1.8 [23].

La plupart des études sur les jets liquides débouchant perpendiculairement à un écoulement utilisent des fluides comme l'eau ou l'éthanol. La mise en oeuvre de jets avec ces fluides à température et pression ambiante est en effet assez simple. Pour des applications propulsives nécessitant l'emploi de fluides cryogéniques, les études sont faites dans des conditions trans- ou supercritiques c'est-à-dire pour des pressions de plusieurs dizaines de bar et des températures élevées [24, 25, 26]. De plus, la plupart des moteurs utilisant des injecteurs coaxiaux, les recherches se focalisent dans ce domaine [27, 28, 29, 30]. Le nombre de publications traitant de jets cryogéniques non coaxiaux est donc assez limité [2]. L'étude expérimentale de Richards [2] est très intéressante car elle a permis l'élaboration de corrélations pour de l'azote liquide et à la pression atmosphérique. Les valeurs des nombres adimensionnés présentées dans le tableau 1.3 sont toutefois éloignées de celle que nous étudions 2.3.

Le tableau 1.3 récapitule les conditions expérimentales de l'étude [2] pour une vidange transverse d'azote liquide dans un écoulement d'air avec un injecteur de diamètre 0,5 mm. Les trajectoires et points de rupture du jet ont été obtenues par deux méthodes différentes, à savoir la diffraction de Mie et la photographie rétro éclairée. Des corrélations expérimentales de la trajectoire extérieure du jet liquide en fonction des paramètres adimensionnés ont été proposées. L'équation 1.1 a été déterminée pour le nombre de Reynolds alors que l'équation 1.2

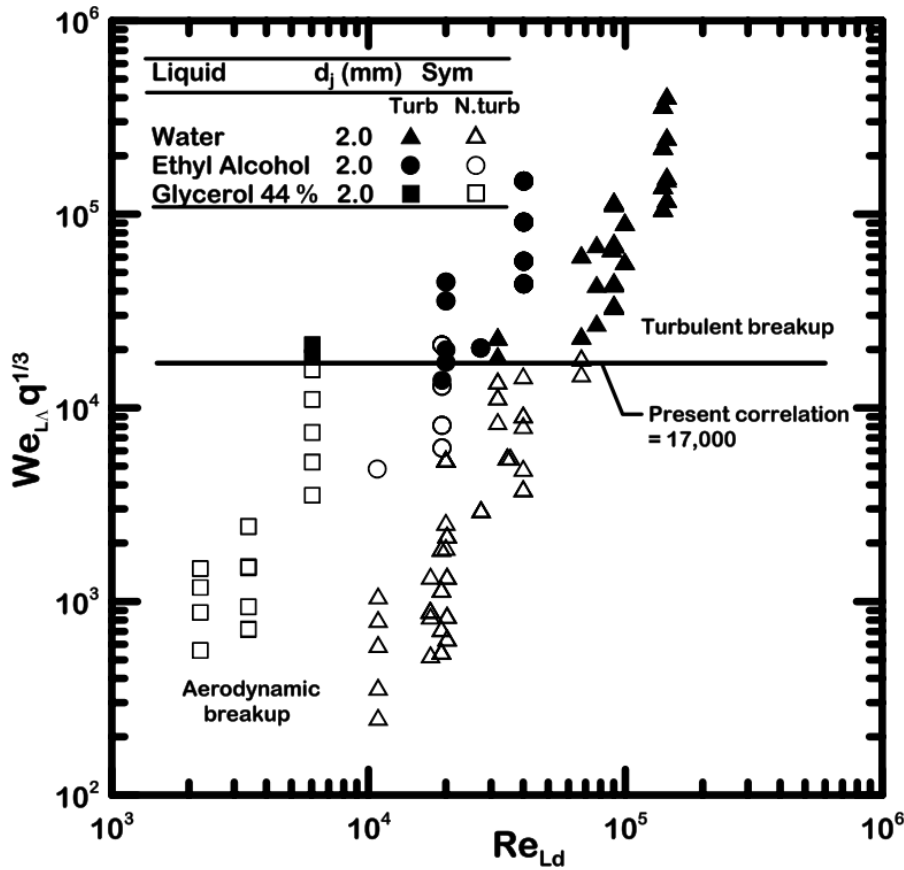


FIGURE 1.8 – Classification des jets turbulents en fonction de  $Re_j$  et  $We_{LA}.q^{1/3}$

a été calculée en fonction du nombre de Weber :

$$\frac{y_j}{d_j} = 5q^{0,32} \ln\left(1 + 1,1 \frac{x_j}{d_j}\right) Re^{-0,16} \theta^{0,5} \quad (1.1)$$

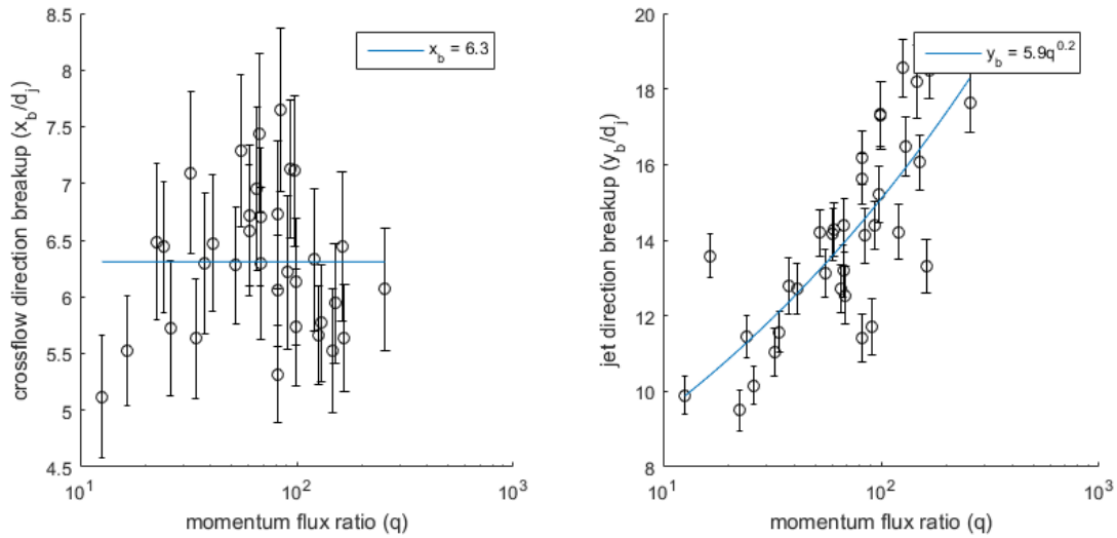
$$\frac{y_j}{d_j} = 0,88q^{0,32} \ln\left(1 + 1,1 \frac{x_j}{d_j}\right) We^{-0,081} \theta^{0,7} \quad (1.2)$$

avec  $\theta = T_{air}/T_{liq}$  et  $(x_j, y_j)$  les coordonnées du jet orientées comme sur la figure 1.6.

Le point de rupture du jet, de coordonnées  $(x_b, y_b)$ , est dépendant du paramètre  $q$  mais ne semble pas posséder de corrélation avec le nombre de Weber  $We$  comme nous pouvons le constater sur la figure 1.9.

### 1.2.3 Fragmentation secondaire de jets liquides

La fragmentation secondaire commence lorsque le cône liquide est rompu : on se trouve alors en présence de ligaments et/ou de gouttes d'une taille assez imposante. Ces gouttes et ligaments obtenus pendant la fragmentation primaire sont instables et vont donc se fractionner en gouttes de plus petits diamètres. Plusieurs facteurs sont responsables de la fragmentation



(a) Crossflow direction breakup versus momentum flux ratio (b) Jet direction breakup versus momentum flux ratio

FIGURE 1.9 – Rupture du jet d'après Richards [2]

des gouttes. Il n'y a pas de distinction entre la fragmentation secondaire de jets liquide dans une atmosphère au repos ou en mouvement. La présence d'un écoulement gazeux interviendra dans les valeurs des nombres adimensionnés.

Comme pour la fragmentation primaire, il existe plusieurs régimes de fragmentation secondaire dépendant surtout du nombre d'Ohnesorge et du nombre de Weber. Six régimes ont été dénombrés par Hsiang [31], en fonction du nombre de Weber et d'Ohnesorge :

Ces régimes sont repris et expliqués par Liu [32] et Stevenin [33] :

- Pas de déformation

Lorsque le nombre de Weber est faible (typiquement inférieur à 1), les forces de tension superficielles maintiennent l'intégrité de la goutte, qui ne va pas ou peu se déformer.

- Déformations non oscillantes

L'augmentation de la vitesse commence à aplatir la goutte mais la tension superficielle continue à maintenir la goutte en un seul morceau. Ce régime est rencontré pour des nombre de Weber compris entre 1 et 3.

- Déformations oscillantes

Cette fois-ci, la goutte va s'aplatir et redevenir sphérique à plusieurs reprises sous l'effet des forces aérodynamiques. L'influence de  $Oh$  se fait beaucoup plus sentir puisque ce régime n'apparaît que pour des nombres d'Ohnesorge inférieurs à 0,2 environ. Il s'agit du régime où le Weber est le plus haut sans détruire la gouttelette (entre 3 et 12 selon les sources).

- Bag breakup



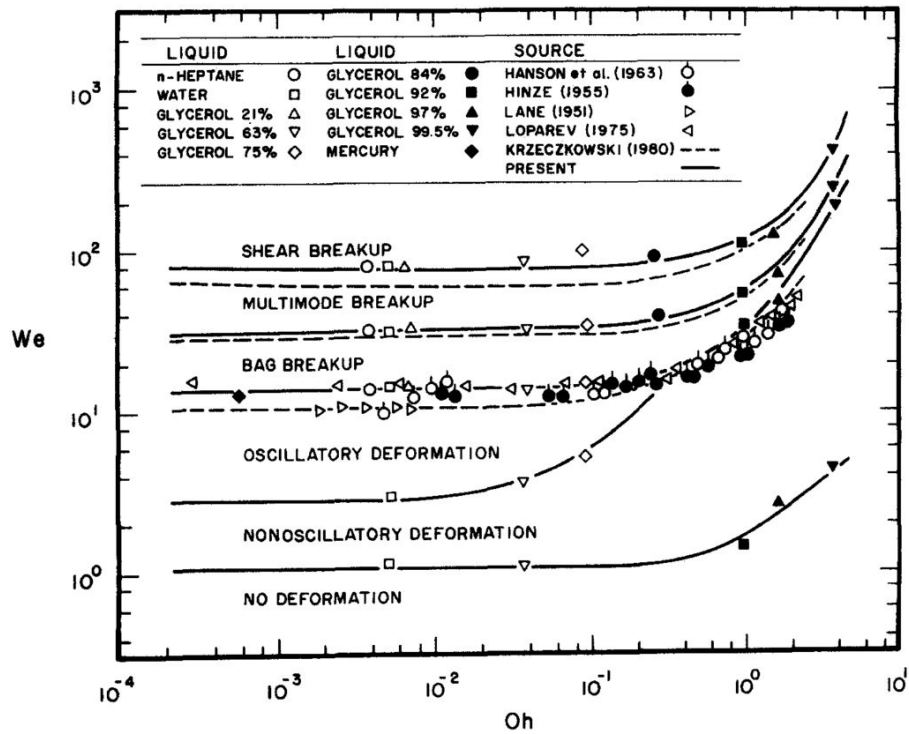


FIGURE 1.10 – Régimes de fragmentation secondaire

Comme pour la déformation oscillante, la goutte s'aplatit sous l'effet de l'écoulement gazeux. Toutefois, la tension superficielle du liquide n'est plus assez forte pour maintenir l'intégrité de la goutte. Au centre de la goutte aplatie, la pression dynamique est la plus forte. La gouttelette va alors créer une sorte de sac formé d'une fine membrane de liquide. Ce sac va par la suite se détruire et l'anneau de la base va se dissocier en petites gouttelettes. Ce processus est résumé dans la figure 1.11 et serait observable pour des Weber compris entre 12 et 30.



FIGURE 1.11 – Régime de bag breakup [7]

- Multimode breakup

Ce mode de fragmentation est en fait un mode de transition qui possède plusieurs appellations. Le terme de multimode provient de Hsiang et Faeth [31] mais d'autres auteurs s'y réfèrent comme le mode "bag-and-stamen" [34] ou le mode "dual-bag breakup" [35]. La définition la plus courante consiste à dire que les effets aérodynamiques et de cisaillement sont les responsables de ce mode.

- Shear breakup

La goutte aplatie va prendre une forme convexe (figure 1.12). Les bords de la goutte vont alors être étirés et les forces de cisaillement vont détacher des petites gouttelettes. La goutte initiale va alors perdre en masse jusqu'à atteindre une taille de goutte comparable à celles qui en sont issues.



FIGURE 1.12 – Régime de shear breakup [7]

- Catastrophic breakup

Le dernier mode de fragmentation est obtenu pour les plus hauts nombres de Weber (au dessus de 463 pour Liu et Reitz [32], au dessus de 10 000 selon Hsiang et Faeth [31]). Les forces aérodynamiques sont telles que la goutte est aplatie, des ondes se forment à la surface de la gouttelette qui se déchire en ligaments. D'autres ondes vont apparaître sur ces ligaments, qui vont alors se disloquer en gouttelettes (figure 1.13).

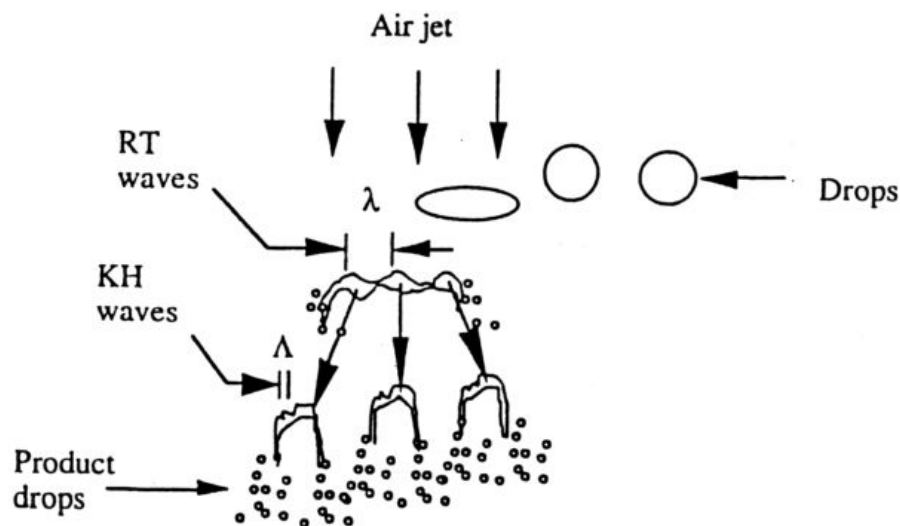


FIGURE 1.13 – Régime de catastrophic breakup [8]

Tous ces régimes sont en fait représentatifs des effets aérodynamiques sur les gouttes. D'autres phénomènes peuvent intervenir dans la fragmentation tels que les interactions entre gouttes. En effet, Qian et Law [36] ont étudié différents régimes de collision qui peuvent mener à la création de gouttes plus petites ou plus grosses. En fonction de l'espèce liquide utilisée,

les interactions ne seront pas les mêmes. Quatre grandes catégories d'interactions peuvent être définies (figure 1.14), chacune apparaissant en fonction des vitesses et liquides rencontrés.

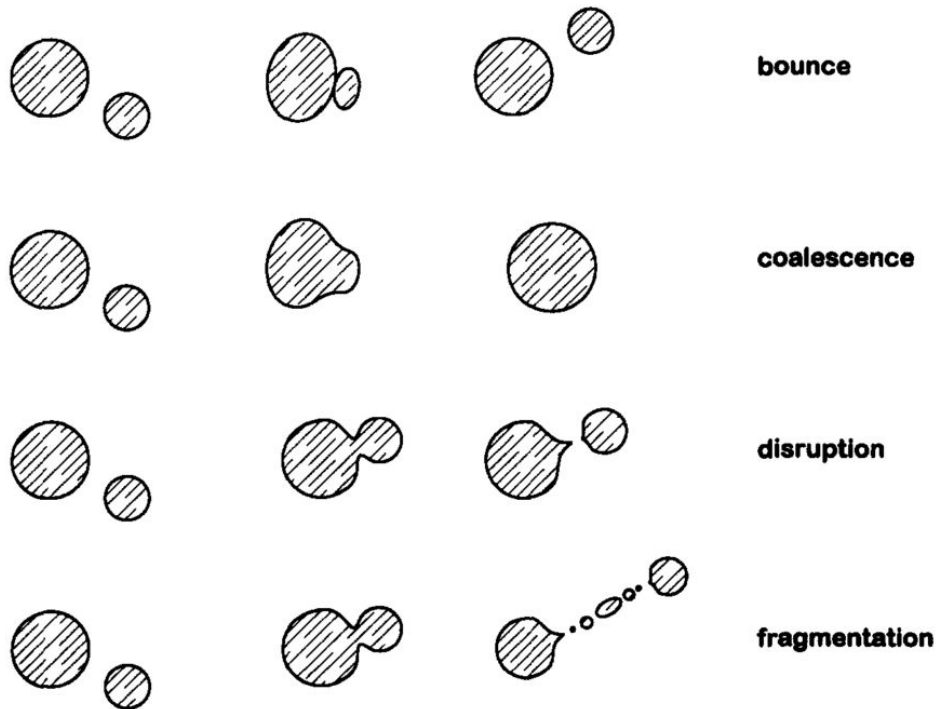


FIGURE 1.14 – Régime de collisions de gouttes [9]

#### 1.2.4 Modélisation de la fragmentation d'un jet

La modélisation de type CFD de jets est un enjeux majeur qui permettrait notamment de simuler finement l'injection dans les chambres de combustion, avec à la clé une meilleure consommation et une réduction des émissions de polluants.

La modélisation des fragmentations primaires et secondaires/spray ne s'appuie pas sur les mêmes modèles pour mieux tenir compte des spécificités de chaque phase. Toutefois, l'implémentation de modèles différents n'est pas toujours la solution la plus adaptée. La suite de cette sous-section s'intéressera donc à quelques modèles de fragmentation spécifiques à chaque zone, mais de la littérature existe aussi pour des modèles plus généralistes essayant de traiter à la fois la fragmentation primaire et secondaire [37, 38].

##### A - Fragmentation primaire

La zone de fragmentation primaire possédant une phase liquide continue -le cône liquide du jet- et des ligaments, une modélisation par approche eulérienne est la plus adaptée. Celle-ci nécessite de coupler un modèle de suivi d'interface à un modèle de fragmentation en lui-même.

**a - Modèles de suivi de l'interface**

- Volume Of Fluid (VOF)

L'interface liquide/gaz est calculée implicitement via une variable d'équation de transport eulérienne. On définit une fonction  $B$  dont la valeur moyenne représente la fraction volumique de liquide pour chaque maille élémentaire.

$$\frac{\partial B}{\partial t} + \nabla \cdot (u.B) = 0 \quad (1.3)$$

Cette technique a été initialement développée par Hirt et Nichols en 1981 [39]. Son principal défaut vient de la difficulté à localiser l'interface. Pour ce faire, on utilise généralement la méthode des moindres carrés mais cela demande un certain coût de calcul. Plusieurs publications utilisent ce modèle [40, 41, 42].

- Level Set (LS)

Dans ce modèle, l'interface est aussi calculée implicitement via une variable d'équation de transport eulérienne. On définit cette fois-ci une fonction  $G$  de niveau. Cette fonction prendra une valeur de 0 le long de l'interface.

$$\frac{\partial G}{\partial t} + u \cdot \nabla G = 0 \quad (1.4)$$

Son développement remonte aux années 90 [43, 44]. Son défaut réside dans le fait que la conservation de la masse de liquide n'est pas vérifiée. Plusieurs modifications ont été apportées au fil des années à ce modèle pour améliorer la conservation de la masse [45]. Toutefois, la perte de masse peut quand même être non négligeable pour des maillages non adaptés aux petites structures. Cette méthode de calcul s'utilise assez souvent [46, 47, 48].

- Coupled Level Set and VOF (CLSVOF)

Ce modèle combine les avantages des deux méthodes et élimine leurs inconvénients respectifs. Il s'agit d'une méthode qui remplace de plus en plus la VOF et la LS [49, 50, 51].

**b - Modèles de jet**

- Blob / WAVE

Une analyse de stabilité d'un jet cylindrique dans une atmosphère incompressible est effectuée. Une petite perturbation est imposée sur la frontière du jet. Cette étude permet alors de calculer l'amplitude maximale et la longueur d'onde de la perturbation afin de déterminer la taille des gouttes qui se détachent du cône liquide en fonction des paramètres de l'écoulement[52]. Ce modèle est assez standard [53, 54] et implémenté dans de nombreux logiciels.

- Linearized Instability Sheet Atomization (LISA)

La force de LISA est de s'affranchir de données expérimentales en reposant sur des principes simples de mécanique des fluides. Développé initialement par Schmidt [55], ce modèle se base lui aussi sur l'application d'une perturbation à un jet. Il est décomposé en deux étapes qui sont la formation d'un film et la fragmentation de ce film [54]. Ce modèle est souvent utilisé [56] et est encore amélioré [57].

- Boundary Layer Stripping (BLS)

Le jet est modélisé par un ensemble de gouttes identiques. Les gouttes ont la taille de l'orifice d'injection. Ce modèle est utilisable si deux conditions sont respectées :  $We_g > 50.Re_g^{1/2}.q^{-1/0.81}$  et  $We_g > 15$ .

Une fois un temps caractéristique de fragmentation atteint, tout le jet se divise en fragments qui vont à nouveau se diviser par la suite. Les bases théoriques de ce modèles sont assez anciennes puisqu'elles ont été décrites dès 1969 [58] et ont été implémentées dans les années 90 [59].

## B - Fragmentation secondaire/spray

La zone de spray est caractérisée par un nombre important de particules discontinues à tracer. Une approche dans un référentiel lagrangien est alors plus adaptée, même si certains modèles eulériens existent.

- Eulerian-Lagrangian Spray Atomization (ELSA)

Le modèle résout deux équations : une pour la masse de liquide et l'autre pour la masse volumique à l'interface liquide/gaz. Il a été le premier capable de décrire assez complètement la fragmentation secondaire et le spray formé, avec transition de l'eulérien vers le lagrangien entre ces deux domaines. Il a été élaboré durant les années 2000 [60, 61] et est constamment amélioré depuis [62, 63]. Il s'agit d'un modèle adapté aux situations à haut nombre de Weber et haut nombre de Reynolds [63]. Le principal désavantage de ce modèle provient du fait qu'il modélise le liquide et le gaz comme une seule phase constituée de deux espèces et ne fait pas la distinction entre des gouttes et des ligaments de même surface et de même volume.

- Sub-grid Probability Density Function (PDF)

La fragmentation est un processus très complexe à cause de la grande variété de taille de structures liquides interagissant entre elles. Un nouveau modèle a donc été créé pour mieux modéliser les structures plus petites que les mailles élémentaires. Lorsque l'on entre dans la région proprement dite du nuage, le modèle se comporte comme le modèle classique PDF. La résolution

de cette PDF est faite par la méthode de Monte-Carlo. Ce modèle permet de s'affranchir de la transition entre les régimes denses et dilués. La formulation peut être rapidement modifiée pour être appliquée à des écoulements compressible et avec évaporation [38].

- Taylor Analogy Breakup (TAB)

Le modèle TAB est l'un des modèles de fragmentation secondaire les plus connus. La méthode repose sur une analogie entre une goutte oscillante et distordue d'une part et un système masse/ressort d'autre part[64]. Sa popularité tient à sa simplicité et à sa large gamme d'application [53, 65, 66]. Il a été amélioré par Tanner [67] afin de mieux calculer le diamètre moyen de Sauter des gouttes.

- Droplet Deformation and Breakup (DDB)

Développé en 1993 [68], la déformation de la goutte s'obtient en comparant les variations d'énergies potentielles et cinétiques au travail des forces de pression et visqueuse sur la goutte[56]. Ce modèle fonctionne pour des nombres de Weber supérieurs à 19 [66].

### 1.2.5 Conclusion

Les nombres de Weber et de Reynolds de l'avion en vol, présentés dans le tableau 2.3, placent notre jet dans un régime d'atomisation. L'étude des jets liquides, qu'ils soient cryogéniques ou non, présente des difficultés expérimentales et numériques. L'environnement dans lequel ils peuvent être rencontrés (fortes pressions et températures, espaces exigus) ainsi que leur nature (cryogéniques, non cryogéniques mais s'évaporant, non évaporant) complique leur mise en place expérimentale. Numériquement, la présence de plusieurs phases ainsi que des interactions complexes avec l'environnement ambiant nécessite l'utilisation de moyens de calcul extensifs et coûteux. Pour des phases d'avant-projet, ce type de calcul s'avère inadapté de part les ressources nécessaires à engager.

## 1.3 Turbulence

Grâce à la puissance des outils informatiques, les modélisations numériques sont devenues une part essentielle des moyens d'investigation scientifique. Ces outils ont aussi un grand intérêt industriel puisqu'il permettent de réduire les coûts de développement dus aux essais. Toutefois, les essais sont toujours indispensables pour venir valider certains aspects des calculs. En mécanique des fluides, 3 grandes catégories de modèles numériques se distinguent, chacun ayant leurs avantages et leurs inconvénients.

- Modèles RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes)

Comme son nom l'indique, ce type de modélisation se base sur une moyenne de la vitesse sur un intervalle de temps  $t$  supérieur à la constante de temps des fluctuations de vitesse. Il s'agit des modèles les moins coûteux en temps de calcul. La modélisation RANS permet de simuler des couches limites et leur décollement mais ne peut pas fournir de résultats corrects pour les tourbillons après décollement par exemple, ces phénomènes très instationnaires étant moyennés [69].

- Modèles LES (Large Eddy Simulation)

Contrairement aux modèles RANS, les modèles LES n'utilisent pas de moyenne mais plutôt un filtrage vis-à-vis d'une échelle. Tous les éléments plus grands que la taille du filtre seront calculés exactement alors que ceux plus petits utiliseront un modèle de résolution propre. Ce type de modélisation permet de représenter les écoulements non permanents avec fort décollement caractérisés par des tourbillons tridimensionnels, ce que les modèles RANS ne peuvent pas faire correctement. Toutefois, les ressources de calcul à mettre en œuvre sont bien plus importantes pour obtenir des résultats en un temps satisfaisant.

- Modèle DNS (Direct Numerical Simulation)

Dans ce modèle, les équations de Navier Stokes sont résolues sans l'aide d'un modèle de turbulence. Cela signifie donc que toutes les échelles spatiales et temporelles de turbulence doivent être résolues. Le facteur limitant l'utilisation de la DNS est donc la puissance de calcul des ordinateurs actuels. Le rapport entre l'échelle de turbulence la plus importante et l'échelle la plus faible (échelle de Kolmogorov) est d'environ  $Re_T^{3/4}$ , ce qui implique un nombre de mailles minimum proportionnel à  $Re_T^{9/4}$  et un pas de temps proportionnel à  $Re_T^{-3/4}$ , ce qui représente des maillages spatiaux et temporels trop importants pour des applications industrielles complètes. Toutefois, la DNS a un très grand intérêt pour les cas académiques car elle permet d'avoir accès à des résultats quasi analytiques sur de petites échelles.

La figure 1.15 montre que ces 3 types de modélisation peuvent être différenciés par l'échelle de turbulence résolue [70].

Dans les faits,  $\Delta_{RANS}$ , qui représente l'échelle limite entre résolution et modélisation, est nulle puisque toutes les échelles de turbulence sont calculées à l'aide d'un modèle. Pour la DNS, toutes les échelles de turbulence des grandes échelles  $l$  à l'échelle de Kolmogorov  $\eta$  sont calculées sans modèle. La taille du filtre en LES dépend des tailles de mailles locales et du type de modèle choisi. On peut donc déduire que proche des parois, le maillage étant fin, l'échelle de turbulence résolue se rapprochera de l'échelle de Kolmogorov.

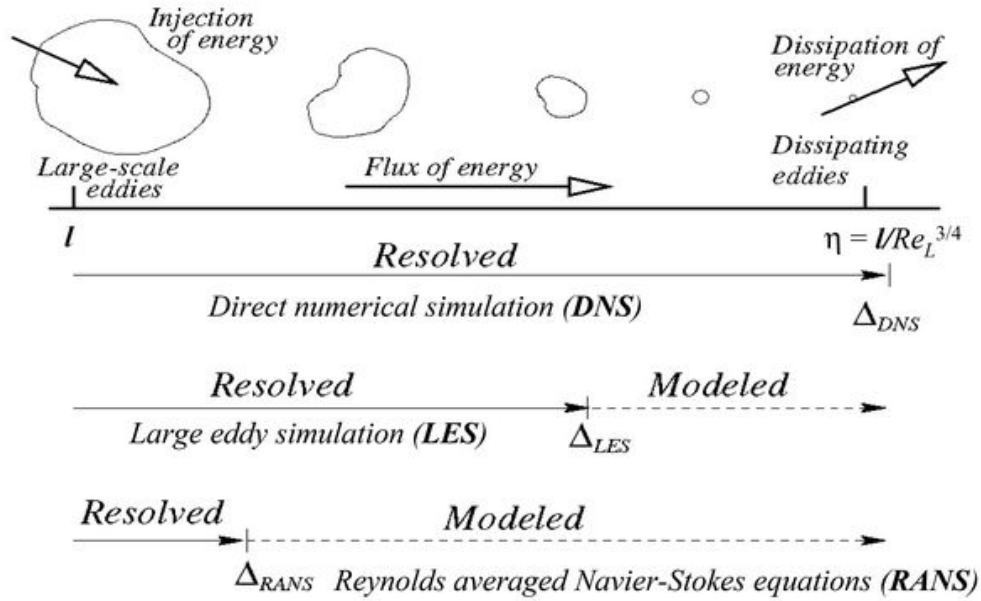


FIGURE 1.15 – Échelles de calcul des 3 grands types de modélisation

Les modèles RANS sont majoritairement utilisés à ce jour mais la LES se développe de plus en plus grâce à l'augmentation des capacités de calcul. La passerelle entre RANS et LES est possible grâce à des modèles appelés DES pour Detached Eddy Simulation qui utilisent les modèles RANS en proche parois et la LES dans le reste du domaine [71, 72].

L'équation de transport produit un plus grand nombre d'inconnues que d'équations lorsque l'écoulement est turbulent. Pour résoudre le problème, il faut alors introduire de nouvelles équations appelées équations de fermeture. La suite de cette section permettra de définir et comparer différents modèles de turbulences à notre disposition.

### 1.3.1 Modèles RANS

Ce type de modèle vise à déterminer les valeurs des éléments du tenseur de Reynolds  $\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j}$ . Pour cela, des modèles linéaires ou non linéaires peuvent être employés.

#### A - Modèles linéaires

Le principe reliant tous les modèles entre eux est rappelé dans les équation 1.5 à 1.7. L'hypothèse de Boussinesq introduit une relation entre une viscosité turbulente  $\mu_t$ , indépendante des propriétés du fluide et l'énergie cinétique turbulente  $k$ .

$$-\rho \langle u_i u_j \rangle = 2\mu_t S_{ij} - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij} \quad (1.5)$$



avec

$$k = \frac{1}{2} (\langle u_1 u_1 \rangle + \langle u_2 u_2 \rangle + \langle u_3 u_3 \rangle) \quad (1.6)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] - \frac{1}{3} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (1.7)$$

où  $k$  représente l'énergie cinétique turbulente,  $S_{ij}$  le tenseur des vitesses de déformation et  $\delta_{ij}$  le symbole de Kronecker.

### a - Modèle k- $\varepsilon$

$k$  représente l'énergie cinétique turbulente et  $\varepsilon$  son taux de dissipation. Il s'agit de l'un des modèles les plus utilisés pour représenter la turbulence, bien qu'il ne soit pas applicable dans le cas de forts gradients de pression inverses. Les équations de fermeture du modèle ont été plusieurs fois adaptées, nous retiendront ici celles de Launder et Spalding [73] :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j k) = \rho P - \rho \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \varepsilon) = C_{\varepsilon_1} \frac{\rho P \varepsilon}{k} - C_{\varepsilon_2} \frac{\rho \varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (1.9)$$

avec le terme de production  $P$  :

$$P = \nu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_m}{\partial x_m} \delta_{ij} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} k \frac{\partial u_m}{\partial x_m} \quad (1.10)$$

et :

$$\nu_t = \frac{C_\mu k^2}{\varepsilon} \quad (1.11)$$

Les constantes du modèle prennent les valeurs suivantes :

$$C_\mu = 0,09$$

$$C_{\varepsilon_1} = 1,44$$

$$C_{\varepsilon_2} = 1,92$$

$$\sigma_k = 1,0$$

$$\sigma_\varepsilon = 1,3$$

Ce modèle n'est pas adapté dans les régions proche paroi où les effets visqueux sont prépondérants par rapport à la turbulence. Il faut alors utiliser des lois de paroi près de celles-ci.

**b - Modèle k- $\omega$** 

Ce modèle utilise lui aussi deux équations de transport mais s'intéresse plutôt aux variables que sont l'énergie cinétique turbulente  $k$  et son taux de dissipation spécifique  $\omega$  où  $\omega$  détermine l'échelle de turbulence. Ce modèle a été développé par Wilcox [74]. Des modifications ont été apportées aux modèles k- $\omega$  et k- $\varepsilon$  à plusieurs reprises [75]. La version reformulée par Wilcox en 2008 [76] est ici présentée :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j k) = \rho P - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \sigma^* \frac{\rho k}{\omega} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (1.12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \omega) = C_{\omega 1} \frac{\rho P \omega}{k} - C_{\omega 2} \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \sigma \frac{\rho k}{\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (1.13)$$

où la production  $P$  est la même que dans 1.10 et où :

$$\nu_t = \frac{C_\mu k}{\omega} \quad (1.14)$$

avec :

$$\omega = \frac{\varepsilon}{k} \quad (1.15)$$

Les constantes du modèle prennent les valeurs suivantes :

$$C_{\omega 1} = 13/25$$

$$\beta^* = 0,09$$

$$\sigma = 0,5$$

$$\sigma^* = 3/5$$

Contrairement au modèle k- $\varepsilon$ , le modèle k- $\omega$  s'utilise en proche paroi, à condition que le maillage y soit assez fin. Toutefois, il est très sensible aux valeurs de  $\omega$  pour les écoulements libres.

**c - Modèle k- $\omega$  SST**

Le modèle Shear Stress Transport de Menter [77] combine les modèles k- $\varepsilon$  et k- $\omega$ . Il utilise le modèle k- $\omega$  pour les calculs de couche limite et passe au modèle k- $\varepsilon$  plus loin des parois. Le passage d'un modèle à l'autre s'effectue à l'aide d'une fonction valant 1 proche paroi et se rapprochant de zéro lorsque l'on sort de la couche limite. Ce modèle a tendance à surestimer la turbulence dans les zones de stagnation et de forte accélération. Toutefois, cette surestimation est moins importante que pour un modèle k- $\varepsilon$  classique et permet des calculs de couche limite

sans loi de paroi. Ce modèle est adapté aux simulations avec de forts gradients de pression inverses et/ou des décollements.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j k) = P - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \mu_t \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (1.16)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \omega) = \gamma \frac{\omega}{k} P - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \mu_t \sigma_\omega) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_2) \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (1.17)$$

$$\mu_t = \frac{\rho a_1 k}{\max(a_1 \omega, \Omega F_2)} \quad (1.18)$$

Toutes les constantes sont en fait composées d'une partie interne 1 et d'une partie externe 2, afin de tenir compte du modèle utilisé :

$$\Phi = F_1 \Phi_1 + (1 - F_1) \Phi_2 \quad (1.19)$$

Le terme de production  $P$  est en fait limité, il faut donc appliquer la relation  $\min(P, 20\beta^* \rho \omega k)$  à chaque occurrence du terme  $P$ . Les principales fonctions du modèle s'expriment sous la forme :

$$F_1 = \tanh(arg_1^4) \quad (1.20)$$

$$arg_1 = \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500\nu}{\omega d^2} \right), \frac{4\rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega}} \right] \quad (1.21)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left( 2\rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right) \quad (1.22)$$

$$F_2 = \tanh(arg_2^2) \quad arg_2 = \max \left( 2 \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500\nu}{\omega d^2} \right) \quad (1.23)$$

Les constantes du modèle prennent les valeurs suivantes :

$$\sigma_{k1} = 0,85$$

$$\sigma_{k2} = 1,0$$

$$\beta^* = 0,09$$

$$\sigma_{\omega 1} = 0,5$$

$$\sigma_{\omega 2} = 0,856$$

$$\kappa = 0,41$$

$$\beta_1 = 0,075$$

$$\beta_2 = 0,0828$$

$$a_1 = 0,31$$

### d - Modèle Spalart-Allmaras

Ce modèle à une équation de fermeture résout une équation de transport pour une variable de type viscosité. Il a été initialement développé pour les applications aéronautiques. Deux études de références permettent de comprendre son fonctionnement et les modifications qui lui ont été apportées [78],[79]. L'équation résolue est la suivante :

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} = C_{b1} \tilde{S} \tilde{\nu} + \frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}}} [\nabla \cdot [(\mu + \tilde{\nu}) \nabla \tilde{\nu}] + C_{b2} (\nabla \tilde{\nu})^2] - C_{w1} f_w \left( \frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 \quad (1.24)$$

avec :

$$\tilde{S} = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2} \quad (1.25)$$

$$f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} \quad (1.26)$$

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3} \quad (1.27)$$

$$\chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \quad (1.28)$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.29)$$

$$f_w = g \left[ \frac{1 + C_{\omega3}^6}{g^6 + C_{\omega3}^6} \right]^{1/6} \quad (1.30)$$

$$g = \gamma + C_{\omega2} (\gamma^6 - \gamma) \quad (1.31)$$

$$\gamma = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} \kappa^2 d^2} \quad (1.32)$$

$$\mu_t = \rho \tilde{\nu} f_{v1} \quad (1.33)$$

Les constantes du modèle prennent les valeurs suivantes :

$$\kappa = 0,41$$

$$\sigma_{\tilde{\nu}} = 2/3$$

$$C_{b1} = 0,1335$$

$$C_{b2} = 0,622$$

$$C_{\omega1} = \frac{C_{b1}}{\kappa^2} + \frac{1+C_{b2}}{\sigma_{\tilde{\nu}}}$$

$$C_{\omega2} = 0,3$$

$$C_{\omega3} = 2,0$$

### e - Comparaison de ces modèles

Une étude comparative des différents modèles a été menée par la NASA pour différentes

configurations [80]. Le modèle SST semble être celui donnant le meilleur compromis puisqu'il est efficace à la fois pour des problèmes de décollement mais aussi pour des écoulements de mélange. Il est en outre le meilleur pour la prédiction des jets. Le modèle Spalart-Allmaras arrive en deuxième position et est le meilleur pour la prédiction des couches de mélange et des sillages plans. Une étude comparative sur différents profils d'aile a aussi été menée [69]. On retrouve à nouveau un meilleur compromis pour le modèle SST de Menter. Ces meilleures performances s'accompagnent toutefois d'un temps de calcul plus long comme le montre le tableau 1.4 [69] pour un calcul de profil d'aile RAE2822 à  $Mach = 0,754$ ,  $\alpha = 2,57^\circ$ ,  $Re = 6,2 \cdot 10^6$  et pour un maillage de 272 x 80 cellules.

| Modèle de turbulence       | Temps CPU |
|----------------------------|-----------|
| Spalart-Allmaras           | 1,00      |
| Myong-Kasagi k- $\epsilon$ | 1,33      |
| k- $\epsilon$ MK + Shih    | 1,45      |
| Wilcox k- $\omega$         | 1,25      |
| TNT k- $\omega$            | 1,28      |
| Menter SST k- $\omega$     | 1,39      |

TABLE 1.4 – Comparaison des temps CPU pour différents modèles

## B - Modèles non linéaires

Des relations non linéaires entre champ de vitesse moyen et champ de turbulence moyen sont utilisées dans ces modèles.

$$-\rho \langle u_i u_j \rangle = 2\mu_t F_{nl}(S_{ij}, \Omega_{ij}, \dots) \quad (1.34)$$

avec

$F_{nl}$  une fonction non linéaire dépendante de variables turbulentes

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] - \frac{1}{3} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (1.35)$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] \quad (1.36)$$

Ils permettent des calculs beaucoup moins demandeurs en ressources que les modèles LES mais fournissent des résultats bien meilleurs que les modèles RANS linéaires [70] comme nous pouvons le voir sur la figure 1.16.

### a - Modèles EARSIM (Explicit Algebraic Reynolds Stress Model) ou EASM

Plusieurs formulations existent pour ce type de modèle [81, 82]. Des tests ont été menés pour

différents écoulements, notamment pour un écoulement transsonique autour d'un avion [81]. Des variantes de ce modèle ont été proposées, notamment pour les grands nombres de Mach [82].

$$\frac{(\partial \rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta^* k \omega \quad (1.37)$$

$$\frac{(\partial \rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j \omega) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \rho \omega^2 + \frac{\sigma_d}{\omega} \left( \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \left( \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) \quad (1.38)$$

avec

$$P_k = \min \left( -\tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, 10 \rho \beta^* k \omega \right) \quad (1.39)$$

$$\sigma_k = F_1 \sigma_{k1} + (1 - F_1) \sigma_{k2} \quad (1.40)$$

$$\sigma_\omega = F_1 \sigma_{\omega1} + (1 - F_1) \sigma_{\omega2} \quad (1.41)$$

$$\beta = F_1 \beta_1 + (1 - F_1) \beta_2 \quad (1.42)$$

$$\sigma_d = 2(1 - F_1) \sigma_{\omega2} \quad (1.43)$$

$$\beta^* = C_\mu \quad (1.44)$$

$$\alpha = \frac{\beta}{\beta^*} - \frac{\sigma_k k^2}{\sqrt{\beta^*}} \quad (1.45)$$

$$F_1 = \tanh \left( \arg_1^4 \right) \quad (1.46)$$

$$\arg_1^4 = \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{C_\mu \omega d}, \frac{500 \mu}{\omega d^2} \right) \frac{2k\omega}{d^2 \nabla k \nabla \omega} \right] \quad (1.47)$$

Les constantes du modèle prennent les valeurs suivantes :

$$\sigma_{k1} = 0,5$$

$$\sigma_{k2} = 1,0$$

$$\sigma_{\omega1} = 0,1335$$

$$\sigma_{\omega2} = 0,856$$

$$\beta_1 = 0,075$$

$$\beta_2 = 0,0828$$

$$C_\mu = 0,09$$

## **b - Modèle $\overline{\nu^2} - f$**

Ce modèle utilise les mêmes équations de transport que le  $k - \epsilon$  mais ajoute deux autres relations proche paroi. Dans sa version initiale, ce modèle s'avérait difficile à mettre en oeuvre

[83]. Il a depuis été rendu plus robuste par Laurence [84]. Il reste toutefois adaptés seulement aux bas nombres de Reynolds.

$$\frac{\partial \overline{v^2}}{\partial t} + U_j \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial x_j} = kf - \frac{\overline{v^2}}{k} \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{\overline{v^2}}} \right) \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial x_j} \right] \quad (1.48)$$

$$L^2 \nabla^2 f - f = \frac{C_{\overline{v^2}1} - 1}{T} \left( \frac{\overline{v^2}}{k} - \frac{2}{3} \right) - C_{\overline{v^2}2} \frac{P_k}{k} \quad (1.49)$$

avec

$$\nu_t = C_\mu \overline{v^2} T \quad (1.50)$$

$$L = C_L \max \left[ \frac{k^{3/2}}{\epsilon}, C_\eta \left( \frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \right] \quad (1.51)$$

$$T = \max \left[ \frac{k}{\epsilon}, C_T \left( \frac{\nu}{\epsilon} \right)^{1/2} \right] \quad (1.52)$$

Les constantes du modèle prennent les valeurs suivantes :

$$C_\mu = 0,22$$

$$\sigma_{\overline{v^2}} = 1,0$$

$$C_{\overline{v^2}1} = 1,4$$

$$C_{\overline{v^2}2} = 0,45$$

$$C_T = 6,0$$

$$C_L = 0,25$$

$$C_\eta = 85$$

### 1.3.2 Modèles LES : Subgrid Scale Models

#### A - Modèle de Smagorinsky

La viscosité turbulente est proportionnelle au carré du côté de maille et à la vitesse de déformation locale. L'hypothèse d'isotropie des petites échelles permet d'obtenir la constante du modèle [85]. La viscosité turbulente est obtenue grâce à :

$$\nu_t = (C_S \Delta)^2 |\tilde{S}_{ij}| \quad (1.53)$$

avec  $\Delta$  la taille de filtre et  $C_S = 0.05-0.2$ . Ce modèle est populaire mais donne de mauvais résultats en présence de parois et fournit une dissipation excessive.

## B - Modèle dynamique (DSGS) de Germano

Les problèmes rencontrés par le modèle de Smagorinsky ont mené à l'élaboration de modèles plus généraux, notamment le modèle de Germano [86] amélioré par Lilly [87] avec une constante de proportionnalité dépendante du temps et de l'espace :

$$\nu_t = \frac{1}{2} \frac{L_{ij} M_{ij}}{L_{kl} M_{kl}} (x, t) \Delta^2 |\tilde{S}_{ij}| \quad (1.54)$$

Ce modèle demande plus de ressources de calcul.

## C - Modèle localement dynamique (LDKM) de Menon

L'un des modèles les plus aboutis est celui de Menon [88], qui utilise l'énergie cinétique de sous échelle et des similarités d'échelle :

$$k_{sgs} = \frac{1}{2} \left( \overline{u_k^2} - \overline{u_k u_k} \right) \quad (1.55)$$

Cette énergie cinétique est obtenue grâce à l'équation de transport :

$$\frac{\partial k_{sgs}}{\partial t} + \overline{u_i} \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_i} = -\tau_{ij} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \varepsilon_{sgs} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \nu_t \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_i} \right) \quad (1.56)$$

avec

$$\varepsilon_{sgs} = C_\varepsilon \frac{k_{sgs}^{3/2}}{\Delta} \quad (1.57)$$

Pour plus de détails sur les autres types de modèles LES, on pourra se référer aux publications [89] et [90].

La figure 1.16 montre bien les limites du modèles RANS k- $\omega$  pour la modélisation des zones de recirculation vis-à-vis du modèle LES.

### 1.3.3 Modèles DES : Combinaison de modèles LES et RANS

Pour des modélisations d'appareils entiers, les modèles LES deviennent très coûteux. En effet, la résolution de la couche limite demande un effort de calcul très important. Les modèles DES ont donc été créés pour combiner les avantages des modèles RANS et des modèles LES. La couche limite est traitée par le modèle RANS alors que les zones de forts décollements sont traités en LES. Le passage d'un modèle à l'autre est déterminé par un critère arbitraire, souvent relié à la géométrie. Ce modèle a été utilisé avec succès pour des simulations sur des



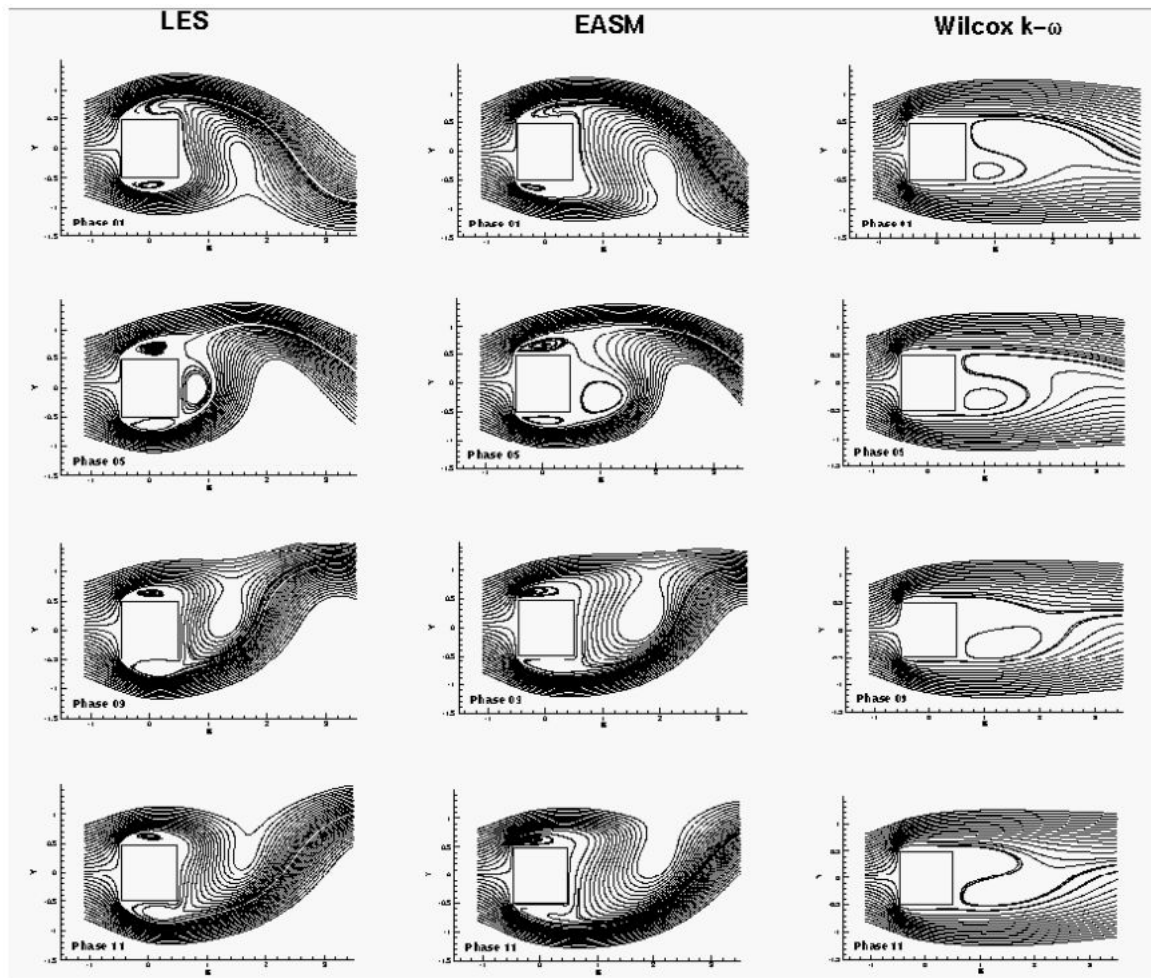


FIGURE 1.16 – Effets du changement de modèle

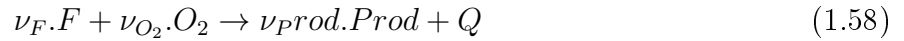
aéronefs ou des automobiles [91]. Lors de sa création, le modèle RANS utilisé était le modèle de Spalart-Allmaras. Toutefois, plusieurs modifications ont été apportées et le modèle RANS utilisé ne se limite plus à un seul [91]. On peut notamment citer l'utilisation du modèle SST [72]. Comme tous les modèles utilisant la LES, les modélisations sont instationnaires.

### 1.3.4 Conclusion

La turbulence doit être modélisée pour obtenir des trajectoires de vidange réalistes. Toutefois, un niveau de détail jusqu'aux plus petites échelles n'est pas nécessaire. Une modélisation LES est donc écartée à cause de son coût en ressources informatiques trop prohibitif. Le modèle devra néanmoins être capable de faire apparaître des zones de recirculation dues au sillage. Un modèle RANS adapté aux écoulements aérodynamiques devra donc être choisi.

## 1.4 Combustion

Une combustion est une réaction d'oxydoréduction exothermique auto-entretenu avec ou sans flamme. L'oxydant est très souvent le dioxygène.



avec  $F$  le carburant,  $P$  les produits et  $Q$  la chaleur dégagée par la réaction.

Pour la suite de l'étude, nous ne considérerons que des combustions comportant une flamme.

### 1.4.1 Paramètres d'une combustion

- Type de combustion

La combustion est rencontrée dans des domaines très variés, comme le montre de façon non exhaustive le tableau 1.5.

| Réducteur | Oxydant | Produits                        | Domaines concernés      |
|-----------|---------|---------------------------------|-------------------------|
| Gaz       | Gaz     | Gaz + suies                     | Bec Bunsen              |
| Liquide   | Gaz     | Gaz + suies                     | Injecteur de carburant  |
| Liquide   | Liquide | Gaz + suies                     | Propulsion liquide      |
| Solide    | Gaz     | Gaz et/ou solide<br>et/ou suies | Explosion de poussières |
| Solide    | Solide  | Gaz et/ou solide<br>et/ou suies | Propulsion solide       |

TABLE 1.5 – Types de combustion

Dans notre étude, nous pourrions rencontrer des situations de flammes liquide/gaz ou gaz/gaz. En effet, le méthane peut être vidangé sous forme liquide ou gazeuse.

- Richesse

La richesse se définit par :

$$\phi = \frac{(m_{combustible}/m_{comburant})}{(m_{combustible}/m_{comburant})_{st}} \quad (1.59)$$

Dans le cas de la combustion du méthane dans le dioxygène  $\eta * CH_4 + O_2$ , la richesse devient :

$$\phi = \frac{\eta}{1/2} \quad (1.60)$$

Lorsque le coefficient  $\eta$  est supérieur au rapport des coefficients stœchiométriques, tout l'oxygène sera consommé par la réaction ; le mélange est dit riche en combustible. À l'in-

verse, si  $\eta$  est inférieur à  $1/2$ , le méthane sera entièrement consommé ; le mélange est dit pauvre en combustible. Lorsque la richesse vaut 1, nous nous situons dans les conditions stœchiométriques c'est-à-dire dans le cas où l'ensemble des réactifs est consommé. Théoriquement, les cas les plus défavorables (fortes températures de flamme, énergie d'inflammation minimale...) se trouveront autour d'une richesse de 1,1.

- Limite inférieure et supérieure d'inflammabilité ou d'explosivité  
(LII ou LIE en français, LFL ou LEL en anglais pour la limite inférieure ; LSI ou LSE en français, UFL ou UEL en anglais pour la limite supérieure)

Il s'agit respectivement de la plus petite et de la plus grande concentration à laquelle la combustion du méthane est possible. En dessous de la LIE, il y a trop peu de méthane dans l'air pour que la combustion s'opère. Au dessus de la LSE, il y a un excès de méthane par rapport à l'oxygène. **Nous considérerons toujours des concentrations volumiques ou molaires par la suite, sauf mention contraire.**

Ces deux limites d'inflammabilité ne sont pas fixes. Elles dépendent notamment :

— *De la température et de la pression [92]*

La figure 1.17 indiquent les deux paramètres d'influence que sont la température et la pression. On remarque un minimum sur chaque courbe qui représente la pression minimale d'inflammation. En dessous de cette pression, le méthane ne s'enflammera pas, quelle que soit la quantité d'énergie apportée.

Une baisse de la température induit un resserrement des limites d'inflammabilité. La pression n'a presque aucun effet sur la LII entre 1,013 bar (760 mmHg) et 0,3 bar (225 mmHg). Des publications plus récentes permettent de quantifier l'effet des températures inférieures à  $0^\circ\text{C}$  sur les limites d'inflammabilité [93] ou même de la température et de la pression [94]. Pour une température de 262 K et une pression de 61 640 Pa, on obtient une LII de 5,66 % et une LSI de 12,94 %. Par la suite, les limites d'inflammabilité seront prises entre 5 et 15 % afin de se référer aux limites d'inflammabilité communément admises pour du méthane dans de l'air.

— *De la concentration des espèces*

Les limites d'inflammabilité du méthane dépendent du milieu dans lequel il se trouve. La figure 1.18 est un diagramme ternaire qui permet de connaître rapidement l'étendue de la zone d'inflammabilité d'un réducteur en présence d'un oxydant et d'une espèce neutre. À pression et température ambiantes (1,013 bar et  $25^\circ\text{C}$ ), le méthane peut s'enflammer entre 5 et 15 % de fraction volumique dans l'air et 5 et 61

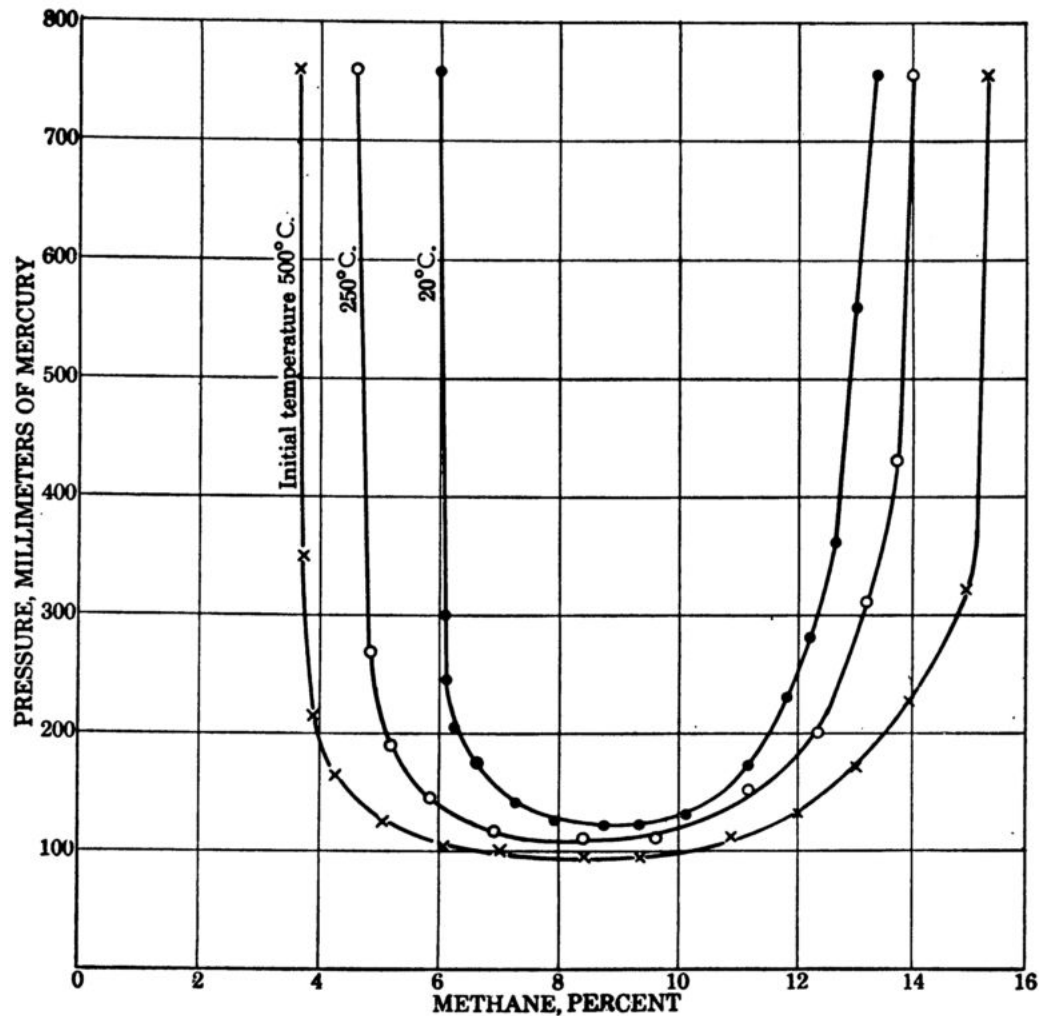


FIGURE 1.17 – Influence de la température et de la pression sur l'inflammabilité du méthane

% de fraction volumique dans l'oxygène pur. Nous aurons l'occasion, au chapitre 4, d'étudier l'inflammation du méthane dans des mélanges d'air synthétique avec respectivement 20 % et 30% d'oxygène dans l'air.

- Température d'auto-inflammation

Les gaz inflammables possèdent une propriété appelée température d'auto-inflammation. Lorsqu'ils sont situés dans leur limites d'inflammabilité, les gaz peuvent s'enflammer sans apport d'énergie extérieur si la température du mélange est assez élevée. Ces températures sont fortement dépendantes du milieu (zone ouverte, espace confiné de forme cylindrique ou sphérique...) comme le montre la publication de Kundu [95]. Nous utiliserons l'une des températures les plus faibles rencontrée pour le méthane dans l'air, à savoir 873 K. Si le méthane atteint cette température dans l'écoulement, il faudra considérer qu'il peut s'enflammer et donc réfléchir à des moyens de circonvenir à ce risque.

- Type de flamme

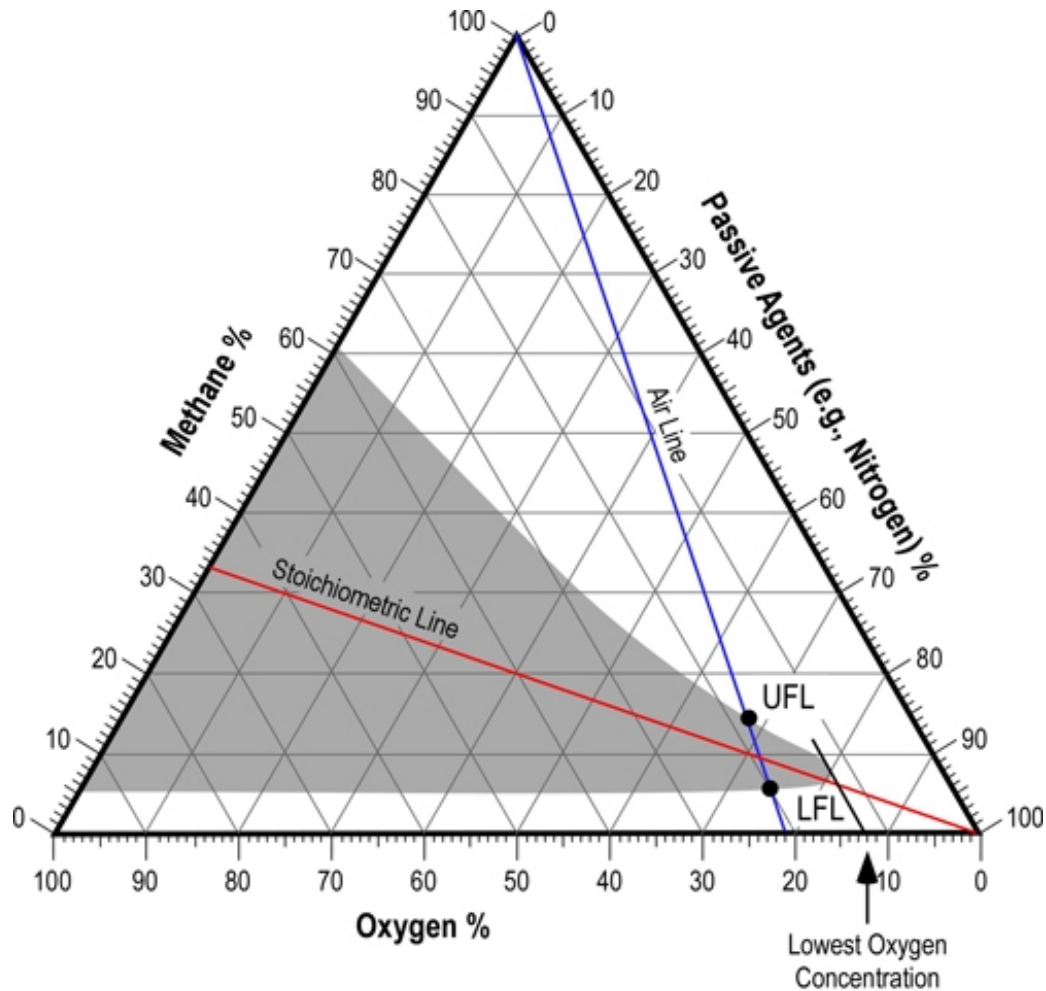


FIGURE 1.18 – Diagramme ternaire du méthane

— *La flamme de diffusion*

Le combustible et le comburant sont séparés. La flamme apparaît au contact du comburant et du combustible comme pour les briquets ou les bougies.

— *La flamme de prémélange*

Le combustible et le comburant sont mélangés avant la combustion comme pour un bec Bunsen avec la virole ouverte.

— *La flamme froide*

Les flammes froides sont observées lors de l'oxydation de composés principalement organiques. La consommation des réactifs est faible et l'augmentation de température et de pression limitée.

• *Type d'écoulement*

La nature même de l'écoulement peut avoir des effets sur la flamme rencontrée. Dans un écoulement turbulent, la flamme ne va pas se comporter de la même façon que dans un écoulement laminaire. La turbulence a plusieurs effets sur la combustion. Lorsqu'une

flamme se développe dans une atmosphère turbulente, la turbulence peut améliorer la combustion en augmentant la vitesse de mélange des espèces ou en augmentant la vitesse de flamme mais elle peut aussi inhiber le développement de la flamme. Dans le cas d'une flamme dans un environnement au repos ou laminaire, la combustion en elle-même peut créer de la turbulence, notamment lors de la présence d'obstacles.

- Vitesse fondamentale de flamme

- *Définition*

Pour une flamme laminaire, la vitesse normale du front de flamme par rapport aux gaz frais est appelée vitesse fondamentale de flamme  $S_L$ . Il s'agit en fait de la vitesse de consommation des gaz frais. Cette vitesse est à différencier de la vitesse apparente de flamme  $S_b$ . En effet, la propagation de la flamme va entraîner les gaz frais et donc créer une vitesse de flamme dans un repère absolu qui sera différente de la vitesse fondamentale.

- *Calcul numérique par CHEMKIN-PRO [96]*

La vitesse fondamentale peut être obtenue numériquement à l'aide de logiciels tels que CHEMKIN-PRO [96]. Ce logiciel de Reaction Design utilise les différences finies implicites pour la résolution des flammes 1D. Pour le calcul de la vitesse fondamentale, aucune perte thermique n'est prise en compte : la température peut être calculée directement par l'équation de conservation de l'énergie 1.62. La flamme est considérée comme étant 1D. Les équations régissant l'écoulement stationnaire peuvent alors s'écrire sous forme simplifiée.

L'équation de continuité devient :

$$\dot{m} = \rho u A \quad (1.61)$$

Le bilan d'énergie s'écrit :

$$\begin{aligned} \dot{m} \frac{dT}{dx} - \frac{1}{c_p} \frac{d}{dx} \left( \lambda A \frac{dT}{dx} \right) + \frac{A}{c_p} \sum_{k=1}^N \rho Y_k V_k c_{pk} \frac{dT}{dx} + \\ \frac{A}{c_p} \sum_{k=1}^N \dot{\omega}_k h_k M_k \frac{dT}{dx} + \frac{A}{c_p} \dot{Q}_{rad} = 0 \end{aligned} \quad (1.62)$$

Pour l'espèce  $k$  comprise entre 1 et  $N$ , l'équation des espèces devient :

$$\dot{m} \frac{dY_k}{dx} + \frac{d}{dx} (\rho A Y_k V_k) - A \dot{\omega}_k M_k = 0 \quad (1.63)$$

Et pour finir l'équation d'état prend la forme :

$$\rho = \frac{P\overline{M}}{RT} \quad (1.64)$$

Les réactions chimiques s'effectuent selon la loi d'action de masse (équation 1.65) dont le coefficient direct d'Arrhénius est modélisé sous la forme de l'équation 1.66.

$$V_r = k_f \prod_{k=1}^K C_k^{\nu'_k} \quad (1.65)$$

$$k_f = \Lambda T^\beta \exp\left(\frac{-E_A}{RT}\right) \quad (1.66)$$

avec  $V_r$  la vitesse de réaction,  $k_f$  le coefficient direct d'Arrhénius,  $C_k$  la concentration de l'espèce  $k$  et  $\nu'_k$  l'ordre de la réaction,  $\Lambda$  le facteur pré-exponentiel et  $E_A$  l'énergie d'activation.

La conductivité thermique et les coefficients de diffusion sont obtenus par l'utilisation des potentiels de Stockmayer sur une moyenne du mélange [97, 98].

Dans la réalité, l'équation 1.58 ne représente pas toutes les étapes élémentaires qui sont parcourues lors d'une combustion. En effet, des intermédiaires de réaction vont intervenir pendant la décomposition des espèces. Pour mieux représenter la réalité, des mécanismes comportant plusieurs centaines de réactions et des dizaines d'espèces différentes ont vu le jour. Pour le gaz naturel, composé majoritairement de méthane, le mécanisme GRIMECH 3.0 de l'université de Berkeley [99] contient 325 réactions et 53 espèces. Ce mécanisme a été optimisé pour des températures comprises entre 1000 et 2500 K, des pressions de 13 mbar à 10 bar et des richesses comprises entre 0,1 et 5. Il s'agit du mécanisme le plus communément utilisé de part sa grande plage d'application et le travail extensif qui a été réalisé pour le développer et l'améliorer. D'autres mécanismes détaillés comme ceux de Warnatz [100] ou de Konnov [101] existent aussi, bien que beaucoup moins utilisés.

#### — Calcul expérimental

La mesure de la vitesse fondamentale de flamme peut s'effectuer à l'aide de plusieurs dispositifs dont des brûleurs [15], des bombes sphériques [14] ou des enceintes cylindriques [102]. Lorsque la flamme se propage dans un prémélange initialement au repos, les gaz frais vont être mis en mouvement par le déplacement du front de flamme. Les techniques de mesure les plus répandues consistent à mesurer ce dépla-

cement en fonction du temps afin d'en extraire la vitesse ou de mesurer directement la vitesse à l'aide de visualisations PIV [103]. Toutefois, la vitesse est mesurée par rapport au référentiel du laboratoire qui est fixe. Il faut donc changer de référentiel pour transformer cette vitesse apparente de front de flamme en vitesse fondamentale. Par ailleurs, la propagation du front de flamme sous forme sphérique crée un étirement qui doit être pris en compte. Pour une flamme sphérique de surface  $A$ , le taux d'étirement  $\kappa$  peut être écrit sous la forme :

$$\kappa = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = \frac{2}{R_f} \frac{dR_f}{dt} = \frac{2}{R_f} S_b \quad (1.67)$$

La prise en compte de cet étirement dans les flammes rencontrées ne fait pas consensus. En effet, une relation linéaire entre  $S_b$ ,  $\kappa$  et  $S_b^0$  la vitesse apparente non étirée est privilégiée dans certains cas [104, 105] grâce à sa simplicité (équation 1.68).

$$S_b^0 = S_b - L_b \cdot \kappa \quad (1.68)$$

Toutefois, pour des cas plus particuliers ou pour améliorer la précision des résultats, des lois non linéaires sont disponibles [103, 106, 102, 104]. La plus connue d'entre elle se présente sous la forme :

$$\left( \frac{S_b}{S_b^0} \right)^2 \ln \left( \frac{S_b}{S_b^0} \right) = \frac{-2L_b \kappa}{S_b^0} \quad (1.69)$$

Après avoir choisi la loi reliant  $S_b$ ,  $\kappa$  et  $S_b^0$ , le tracé des courbes du type  $S_b$  en fonction de  $\kappa$  permet d'obtenir la valeur de  $S_b^0$ .

Une fois  $S_b^0$  connue, la vitesse fondamentale laminaire de flamme non étirée  $S_L^0$  est obtenue grâce à la relation 1.70.

$$S_L^0 = \frac{\rho_b}{\rho_u} S_b^0 \quad (1.70)$$

$\frac{\rho_b}{\rho_u}$  représente le taux d'expansion des gaz brûlés, calculé pour une flamme dans une enceinte adiabatique isobare à l'aide du logiciel GASEQ.

La vitesse fondamentale de flamme non étirée est préférée comme paramètre de référence car elle permet de comparer des flammes plus ou moins étirées entre elles.



### 1.4.2 Allumage de mélanges réactifs

#### A - Méthodes d'allumage

Plusieurs types d'allumage sont disponibles pour initier la combustion en milieux gazeux. Parmi les plus connus, on retrouve l'allumage par arc électrique (moteurs essence), l'auto-inflammation (moteurs diesel), l'allumage pyrotechnique ou l'allumage laser. La simplicité de l'allumeur par arc en fait la solution la plus utilisée, y compris dans la recherche scientifique. En effet, deux électrodes sont placées dans le mélange, une forte tension est appliquée à leurs bornes ce qui crée alors un arc électrique et vient allumer le mélange. Les électrodes sont toutefois intrusives et le dépôt d'énergie n'est pas précisément connu. Les allumeurs pyrotechniques sont composés de poudres explosives. Il s'agit de dispositifs comportant une densité volumique d'énergie très importante à un coût relativement faible et d'une grande fiabilité. Toutefois, il s'agit de produits consommables et leur variété d'effets (chaleur, lumière, onde de choc...) peut venir perturber le milieu ambiant. L'allumage par claquage laser permet de réduire certains de ces inconvénients. Tout d'abord, l'utilisation d'optiques adéquats permet de focaliser le faisceau en un point de très faible volume, permettant un dépôt d'énergie finement contrôlé en un point donné ou alors d'effectuer un allumage multi-points [107, 108]. Par ailleurs, il s'agit d'une méthode non intrusive qui améliore à la fois les performances de la combustion en supprimant les effets géométriques et de coincement de flamme mais aussi facilite la maintenance [108]. L'allumage est facilité pour les mélanges pauvres et étend la LII [109, 110, 111]. Les avantages de l'allumage laser en font une piste prometteuse pour de futurs allumeurs en écoulements [112] ou pour la propulsion spatiale [113, 114].

#### B - Mécanismes d'allumage laser

L'allumage laser peut être mis en pratique à partir de 4 mécanismes différents que sont l'amorçage thermique, l'allumage photochimique, le claquage résonant et le claquage non résonant [115].

##### a - Amorçage thermique

Un laser à faible énergie vient frapper une cible composée d'un matériau fortement absorbant pouvant être solide ou gazeux. Le rayonnement vient exciter de manière vibratoire et/ou rotationnelle le matériau, faisant augmenter sa température jusqu'à l'auto-inflammation du mélange gazeux environnant [116].

**b - Allumage photochimique**

Un photon à haute énergie vient ioniser une molécule qui va pouvoir réagir avec le gaz environnant [117]. Le laser doit être utilisé pour des longueurs d'onde dans la gamme des ultraviolets ou supérieures afin que les photons disposent d'assez d'énergie. Toutefois, cette fréquence d'onde doit être proche de la fréquence d'absorption du gaz pour que la dissociation ait lieu [107].

**c - Claquage résonant**

Le laser dissocie dans un premier temps les molécules à l'aide d'un processus d'ionisation multi-photonique non-résonant. Les espèces dissociées sont alors ionisées à l'aide d'un faisceau laser continu. Les électrons formés gagnent de l'énergie grâce au processus inverse du rayonnement continu de freinage (Bremsstrahlung inverse) et un claquage est produit par cascade électronique [118]. Le rayonnement continu de freinage inverse est un phénomène rencontré dans les plasmas. Lors de son passage à proximité d'un ion ou lors d'une collision, un électron va subir un rayonnement qui va augmenter son énergie. Après de multiples collisions, la cascade électronique peut se produire. Encore une fois, le choix de la longueur d'onde du laser a une influence importante sur la capacité d'allumage.

**d - Claquage non-résonant**

Un laser de puissance élevée est focalisé en un point de faible volume, créant un claquage électrique. Deux mécanismes différents peuvent être responsables de ce claquage, à savoir l'ionisation multiphoton (MPI) ou la cascade électronique [119].

Dans une MPI, une molécule va absorber suffisamment de photons simultanément pour s'ioniser. Les électrons libres formés vont gagner en énergie grâce à la variation de champ électromagnétique produite par le rayonnement laser mais aussi par effet Bremsstrahlung inverse. Ces électrons vont alors ioniser les molécules présentes dans le volume focal. Le nombre d'électrons va alors augmenter jusqu'à ce que le potentiel local excède le potentiel de claquage du gaz. Une décharge plasma apparaît alors. Ce mécanisme est en fait limité puisqu'il n'intervient que pour un intervalle de pression inférieur à 100 Torr et dépend du type de laser (longueur d'onde  $< 1 \mu m$ ) [120]. Pour des pressions plus élevées, les collisions moléculaires sont plus nombreuses et vont donc limiter le processus d'ionisation à un niveau ne permettant pas la création d'un plasma par ce processus seul.

Dans la cascade électronique, des électrons déjà présents dans le volume focal vont absorber des photons et vont transmettre de l'énergie à des molécules neutres via des collisions élastiques

et donc les ioniser. Ce processus de création d'électrons s'appelle la cascade électronique et conduit à la formation d'un claquage. Pour obtenir ce type de claquage, des électrons doivent être déjà présents et doivent acquérir une énergie supérieure à l'énergie d'ionisation du gaz [121].

## e - Conclusion

Le claquage non-résonant s'avère être le mécanisme dont la mise en œuvre est la plus aisée puisqu'il n'y a pas de relation entre la longueur d'onde du laser et les espèces gazeuses en présence, la technologie laser à utiliser est standard et sa mise en œuvre est non intrusive. Les études utilisant le claquage non résonant sont nombreuses [109, 110, 112, 122, 123]. Il s'agira du mécanisme sélectionné pour nos essais d'allumage présentés au chapitre 4.

## 1.5 Bilan du chapitre

L'étude des jets est un domaine d'intérêt faisant l'objet de nombreux travaux. Toutefois, une grande partie de ces études se focalise sur des applications propulsives, donc pour des conditions non représentatives du cas rencontré lors d'une vidange en vol atmosphérique. D'un point de vue numérique, des modèles eulériens sont plus adaptés pour la phase de fragmentation primaire et une transition à des modèles lagrangiens est ensuite conseillée pour la fragmentation primaire et le spray. Dans tous les cas, la modélisation de la fragmentation de jets est un processus coûteux en ressources de calcul.

Les modèles de turbulence sont aujourd'hui capables de reproduire finement les phénomènes à des échelles très réduites. La demande en ressources de calcul et en données expérimentales est cependant très importante lorsque la complexité des modèles augmente. Des modèles RANS sont les plus indiqués pour des modélisations rapides à grande échelle. Ainsi, par la suite, le modèle SST  $k - \omega$  sera utilisé.

La combinaison de jets liquides turbulents s'évaporant dans un écoulement turbulent rend les modélisations trop coûteuses pour des applications industrielles à grande échelle. Il faut donc réduire la complexité des modèles de turbulence mais surtout des modèle du jet afin de produire des calculs utiles dans les phases d'avant projet. Le chapitre 2 présentera une solution pour s'affranchir de ces calculs diphasiques tout en produisant des résultats intéressants.

Une fois la vidange des ergols effectuée, la combustion pourra avoir lieu si plusieurs critères fondamentaux sont présents : concentration en espèces, température et pression adéquates, turbulence du milieu. Lorsque ces critères sont remplis, la combustion peut démarrer si la tem-

pérature est assez haute (auto-inflammation) ou si une source extérieure fournit de l'énergie au milieu. L'utilisation d'un allumeur laser permet de mesurer finement les énergies déposées et diminue la limite inférieure d'inflammabilité, ce qui présente des avantages pour les études de risque d'allumage. Or, des propriétés telles que les limites d'inflammabilité, les pressions maximales d'explosion ou la vitesse fondamentale de flamme sont déterminées par des méthodes utilisant d'autres types d'allumage conventionnels. Il est donc important d'effectuer des essais d'allumage laser pour déterminer ces caractéristiques pour des claquages non résonants. L'utilisation d'un laser Nd :Yag s'avère propice à ce type d'essais, son coût étant relativement peu élevé, son dépôt d'énergie étant modulable et sa fréquence pouvant être doublée ou non. Le chapitre 4 portera donc sur l'allumage de mélange méthane/air par claquage non-résonant à faibles pressions et pour des proportions d'oxygène variables.



# Chapitre 2

## Modèle de gaz densifié

### 2.1 Introduction

Comme nous l'a montré le chapitre 1, la modélisation fine de jets demande l'utilisation de modèles diphasiques qui peuvent être difficiles à mettre en œuvre et la prise en compte de l'évaporation ajoute encore plus de complexité. Il a donc été décidé d'implémenter une nouvelle loi d'état permettant de simuler le comportement d'un jet liquide puis gazeux sans utiliser de module diphasique.

### 2.2 Modèle de gaz densifié

#### 2.2.1 L'équation d'état GERG-2008

Le modèle GERG-2008 [124] est l'équation d'état de référence ISO [125] pour calculer les propriétés du gaz naturel sous forme liquide, gazeuse et super-critique. Il s'agit d'un modèle très complet permettant de calculer toutes les propriétés thermodynamique du gaz naturel - jusqu'à 21 espèces (méthane, azote, dioxyde de carbone, éthane, propane, n-butane, isobutane, n-pentane, isopentane, n-hexane, n-heptane, n-octane, n-nonane, n-decane, hydrogène, oxygène, monoxyde de carbone, eau, sulfure d'hydrogène, hélium et argon)- pour des températures allant de 60 à 700 K et des pressions jusqu'à 70 MPa. Pour nos calculs, nous nous limitons aux 3 espèces que sont le méthane, le diazote et le dioxygène. Le calcul de la masse volumique est effectué à partir de la résolution de l'équation 2.3 grâce à la méthode de Newton-Raphson. L'enthalpie et la chaleur spécifique sont calculées à partir des équations 2.4 et 2.5. Ces calculs ont été implémentés dans CFD-ACE grâce à une user-subroutine que nous avons développée.

$$\tau = \frac{T_r(\bar{x})}{T} \quad (2.1)$$

$$\delta = \frac{\rho}{\rho_r(\bar{x})} \quad (2.2)$$

$$\frac{p(\delta, \tau, \bar{x})}{\rho RT} = 1 + \delta \alpha_\delta^r \quad (2.3)$$

$$\frac{h(\delta, \tau, \bar{x})}{RT} = 1 + \tau(\alpha_\tau^0 + \alpha_\tau^r) + \delta \alpha_\delta^r \quad (2.4)$$

$$\frac{c_p(\delta, \tau, \bar{x})}{R} = -\tau^2(\alpha_{\tau\tau}^o + \alpha_{\tau\tau}^r) + \frac{(1 + \delta \alpha_\delta^r - \delta \tau \alpha_{\delta\tau}^r)^2}{1 + 2\delta \alpha_\delta^r - \delta^2 \alpha_{\delta\delta}^r} \quad (2.5)$$

$T_r$  et  $\rho_r$  représentent respectivement une température de mélange et une masse volumique de mélange, dépendantes des fractions massiques  $\bar{x}$  des espèces en présence. L'inverse de la température de mélange réduite  $\tau$  et la masse volumique réduite  $\delta$  permettent alors d'utiliser des paramètres adimensionnés dans les équations.

L'équation 2.3 peut se décomposer en deux termes : un terme représentatif du gaz parfait et un terme qui représente l'écart au gaz parfait. Ce terme  $\delta \alpha_\delta^r$  est fonction des espèces du mélange, de leur fraction massique  $\bar{x}$ , de la masse volumique et de la température. Le principe de décomposition en deux termes gaz parfait / autre état est le même pour l'enthalpie (équation 2.4) et la chaleur spécifique (équation 2.5). Une présentation plus détaillée du modèle est disponible en annexe B.1.

Les calculs simplifiés à température constante convergent mais en un temps assez long. Le passage à des cas plus complexes non isothermes auraient d'autant plus complexifié les calculs et augmenté les temps de simulation. Il a donc été décidé d'utiliser la loi des gaz parfaits densifiés.

## 2.2.2 Gaz parfait densifié

### A - Modèle physique

L'ensemble du domaine de calcul utilise la même loi d'état, qui est la loi des gaz parfaits (équation 2.6). La pression du réservoir de méthane est de 5 bar. Au niveau de l'évent de vidange, nous allons augmenter artificiellement cette pression réservoir jusqu'à une valeur de 255 bar, afin de retrouver la masse volumique d'un liquide dans la loi des gaz parfaits. Cette opération est effectuée localement afin d'obtenir un débit massique de vidange digne d'un liquide sans modifier la pression de l'écoulement environnant.

$$P = \rho \frac{R}{M_{mél}} T \quad (2.6)$$

Toutefois, les propriétés telles que l'enthalpie, la chaleur spécifique ou la conductivité thermique sont celle d'un gaz et non d'un liquide.

## B - Équations de l'écoulement

La modélisation a été effectuée avec CFD-ACE, un logiciel de volumes finis multiphysique développé par ESI-GROUP [126]. Durant les calculs, des écoulements turbulents avec transferts de chaleur et diffusion sont modélisés. L'équation 2.7 est appliquée à toutes les espèces  $n$  du domaine. Les vecteurs sont représentés en gras. L'indice  $i$  représente les termes non-visqueux tandis que l'indice  $v$  représente les termes visqueux.

$$\begin{aligned}
 \mathbf{U} &= \begin{pmatrix} \rho_n \\ \rho_n u \\ \rho_n v \\ \rho_n w \\ \rho_n H + p_n \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}_i = \begin{pmatrix} \rho_n u - J_{nx} \\ \rho_n u^2 + p_n \\ \rho_n vu \\ \rho_n wu \\ \rho_n uH - k_{eff} \frac{\partial T}{\partial x} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} \end{pmatrix} \\
 \mathbf{G}_i &= \begin{pmatrix} \rho_n v - J_{ny} \\ \rho_n uv \\ \rho_n v^2 + p_n \\ \rho_n wv \\ \rho_n vH - k_{eff} \frac{\partial T}{\partial y} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{H}_i = \begin{pmatrix} \rho_n w - J_{nz} \\ \rho_n uw \\ \rho_n vw \\ \rho_n w^2 + p_n \\ \rho_n wH - k_{eff} \frac{\partial T}{\partial z} \end{pmatrix} \\
 \mathbf{H}_v &= \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{zx} \\ \tau_{zy} \\ \tau_{zz} \\ u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{u^* - u}{\epsilon_u} \\ 0 \\ 0 \\ \frac{H^* - H}{\epsilon_H} \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial (\mathbf{F}_i - \mathbf{F}_v)}{\partial x} + \frac{\partial (\mathbf{G}_i - \mathbf{G}_v)}{\partial y} + \frac{\partial (\mathbf{H}_i - \mathbf{H}_v)}{\partial z} = \mathbf{S} \quad (2.7)$$



Les termes sources représentent le flux de sortie du turboréacteur de l'avion spatial. Le terme  $\frac{u^*-u}{\epsilon_u}$  représente la source de quantité de mouvement selon la direction x (flux de turboréacteur unidimensionnel).  $u^*$  représente la valeur de vitesse à atteindre,  $u$  la vitesse réelle et  $\epsilon_u$  une quantité infinitésimale. Le terme  $\frac{H^*-H}{\epsilon_H}$  représente la source de quantité d'énergie (température de sortie du turboréacteur).  $H^*$  représente la valeur d'enthalpie à atteindre,  $H$  l'enthalpie réelle et  $\epsilon_H$  une quantité infinitésimale. La viscosité des espèces est modélisée par la loi de Sutherland (équation 2.8) dont les coefficients figurent dans le tableau 2.1.

$$\mu = \frac{A T^{3/2}}{B + T} \quad (2.8)$$

|         | A [ $kg.m^{-1}.s^{-1}.K^{-1/2}$ ] | B [K] |
|---------|-----------------------------------|-------|
| Méthane | $1,2515.10^{-6}$                  | 197,4 |
| Oxygène | $1,783.10^{-6}$                   | 156   |
| Azote   | $1,405.10^{-6}$                   | 111,5 |

TABLE 2.1 – Coefficients de la loi de Sutherland

La chaleur spécifique et la conductivité thermique sont obtenues à l'aide de polynômes de degré 5 selon la température, valeurs obtenues à partir de la base de données du NIST [127].

| Degré | $CH_4$          |                  | $O_2$            |                  | $N_2$            |                  |
|-------|-----------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
|       | cp              | $\lambda$        | cp               | $\lambda$        | cp               | $\lambda$        |
| 0     | $2,42.10^3$     | $-7,22.10^{-3}$  | $9,66.10^2$      | $-1,66.10^{-3}$  | $1,07.10^3$      | $-1,33.10^{-3}$  |
| 1     | $-3,16$         | $2,25.10^{-4}$   | $-5,60.10^{-1}$  | $1,23.10^{-4}$   | $-2,17.10^{-1}$  | $1,29.10^{-4}$   |
| 2     | $2,98.10^{-3}$  | $-7,44.10^{-7}$  | $1,61.10^{-3}$   | $-1,70.10^{-7}$  | $3,41.10^{-4}$   | $-1,94.10^{-7}$  |
| 3     | $3,54.10^{-5}$  | $2,17.10^{-9}$   | $-6,60.10^{-7}$  | $3,22.10^{-10}$  | $1,73.10^{-7}$   | $2,62.10^{-10}$  |
| 4     | $-6,85.10^{-8}$ | $-2,46.10^{-12}$ | $-8,34.10^{-10}$ | $-2,88.10^{-13}$ | $-1,96.10^{-10}$ | $-1,77.10^{-13}$ |
| 5     | $3,72.10^{-11}$ | $1,03.10^{-15}$  | $5,71.10^{-13}$  | $9,42.10^{-17}$  | $-5,58.10^{-15}$ | $4,65.10^{-17}$  |

TABLE 2.2 – Coefficients des polynômes

Pour finir, les diffusions thermiques et de concentration de l'espèce n sont calculées par l'équation 2.9. Les  $j_n$  sont en fait les composantes du tenseur  $J_n$  de l'équation 2.7.

$$j_n = -\rho_n D_n \nabla Y_n - \rho_n D_n^T \nabla (\ln T) \quad (2.9)$$

## C - Turbulence

Notre choix se porte sur le modèle SST  $k$ - $\omega$ . Il s’agit d’un modèle RANS adapté aux calculs d’écoulements autour d’aéronefs et déjà implémenté dans le logiciel CFD-ACE. Une loi de paroi standard sera utilisée pour se limiter à un  $y^+$  compris entre 30 et 150. Les paramètres  $k$  et  $\omega$  ne sont pas directement spécifiés. En effet, l’intensité de turbulence et la longueur caractéristique permettent de calculer les deux paramètres importants du modèle et sont des valeurs plus accessibles.

$$I = \frac{u'}{U} = \frac{\sqrt{\frac{2}{3}k}}{U} \quad (2.10)$$

$$l_c = C_\mu \frac{k^{1/2}}{\omega} \quad (2.11)$$

## D - Solveur

Un couplage entre la pression et la vitesse est nécessaire pour résoudre les équations de Navier-Stokes puisqu’il n’y a pas d’équation de transport pour la pression seule. CFD-ACE utilise l’algorithme SIMPLEC [128] (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations-Consistent) qui est une version améliorée de l’algorithme SIMPLE [129]. Cet algorithme itératif est présenté en figure 2.1. SIMPLEC repose sur les mêmes grandes étapes que SIMPLE à la différence près que la sous relaxation du terme de pression  $p'$  n’est pas nécessaire grâce à l’utilisation de coefficients différents dans la correction de la pression.

Nous utilisons un schéma explicite décentré d’ordre 1.

## 2.3 Validation du modèle de gaz densifié : vidange d’azote liquide en soufflerie

### 2.3.1 Introduction

Le modèle de gaz densifié a besoin d’être confronté à des valeurs expérimentales pour déterminer sa précision. Les études en conditions représentatives ne sont pas disponibles. En effet, la taille de l’évent de vidange confère au liquide une vitesse faible. Combiné à une vitesse de l’avion élevée, le paramètre  $q$  prend alors des valeurs inférieures à la plupart des études effectuées avec des liquides non cryogéniques (tableau 1.1). Or, ce paramètre est le facteur prédominant pour la détermination des trajectoires de jet et donc des zones de concentrations dangereuses. Un

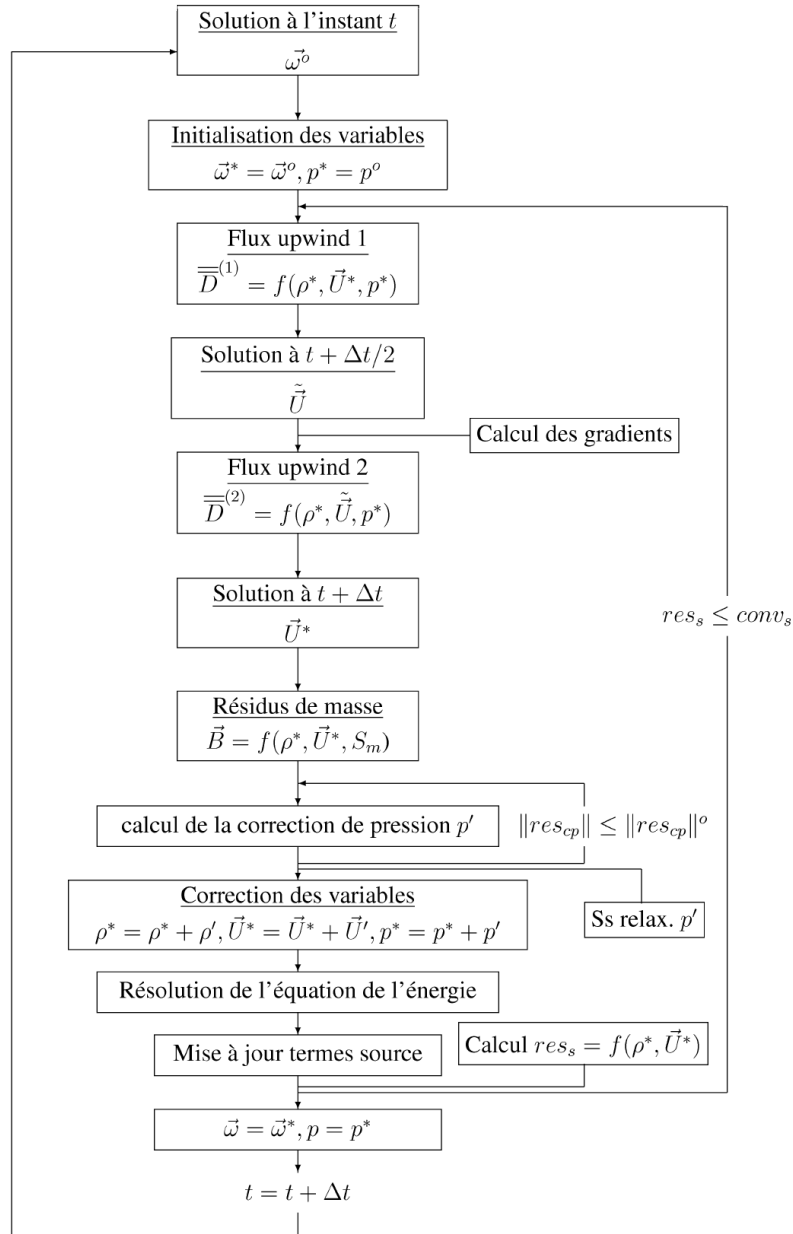


FIGURE 2.1 – Algorithme du schéma SIMPLE [10]

banc expérimental a donc été fabriqué pour se rapprocher de nos conditions d'étude et valider notre modèle. Ce banc a été utilisé dans l'une des souffleries de l'axe ESA du laboratoire, à Orléans.

### 2.3.2 Essais expérimentaux en soufflerie

L'utilisation de liquides cryogéniques rend le dispositif expérimental complexe à mettre en oeuvre, notamment pour le stockage et l'acheminement jusqu'à l'injection. Pour des raisons de sécurité, le méthane a été remplacé par de l'azote liquide. La figure B.3 montre les courbes d'équilibre liquide/vapeur du méthane et de l'azote jusqu'à 6 bar.

À pression fixée, la différence de température entre le méthane et l'atmosphère est moins importante qu'entre l'azote et l'atmosphère. L'évaporation de l'azote sera donc certainement plus rapide que celle du méthane. Les essais effectués ne permettent de ne reproduire que le paramètre  $q = \frac{\rho_{liq} u_{liq}^2}{\rho_{gaz} u_{gaz}^2}$  de vol sur l'ensemble de la plage souhaitée tandis que le nombre de Reynolds  $Re = \frac{\rho u d}{\mu}$  et le nombre de Weber  $We = \frac{\rho u^2 d}{\sigma}$  auront des valeurs différentes (tableau 2.3). En se référant à l'étude bibliographique, nous pouvons toutefois dire que nous nous situerons dans le même régime de fragmentation (atomisation).

|                                              | Soufflerie |           |           | SpacePlane |
|----------------------------------------------|------------|-----------|-----------|------------|
| Vitesse de l'écoulement d'air ( $m.s^{-1}$ ) | 20,8       | 32        | 43,1      | 162,3      |
| Reynolds de l'écoulement                     | 751 807    | 1 156 627 | 1 557 831 | 518 831    |
| Reynolds du liquide                          | 13 916     | 21 411    | 28 840    | 1 001 447  |
| Weber de l'écoulement                        | 275 534    | 652 151   | 1 183 048 | 120 404    |
| Weber du liquide                             | 106        | 252       | 457       | 30 986     |
| $q$                                          | 0,26       |           |           |            |

TABLE 2.3 – Paramètres adimensionnés

#### A - Dispositif expérimental

La figure 2.2 récapitule le dispositif expérimental mis en place. La veine de la soufflerie fait 1,5 m de long pour une section carrée de 50 cm de côté. La vitesse est contrôlable à  $0,1 m.s^{-1}$  près. 8 thermocouples de type J reliés à des enregistreurs de données sont placés dans le plan de symétrie de la veine. Ces thermocouples sont placés à 10, 30, 40, 50, 60, 70, 80 et 110 cm de l'injecteur d'azote. La fréquence d'enregistrement des données est de 1 Hz. Deux caméras sont utilisées, l'une pour filmer en plan large l'entièreté de la veine à 25 images par seconde et l'autre en champ réduit sur l'injecteur avec une acquisition de 60 images par seconde. L'élément

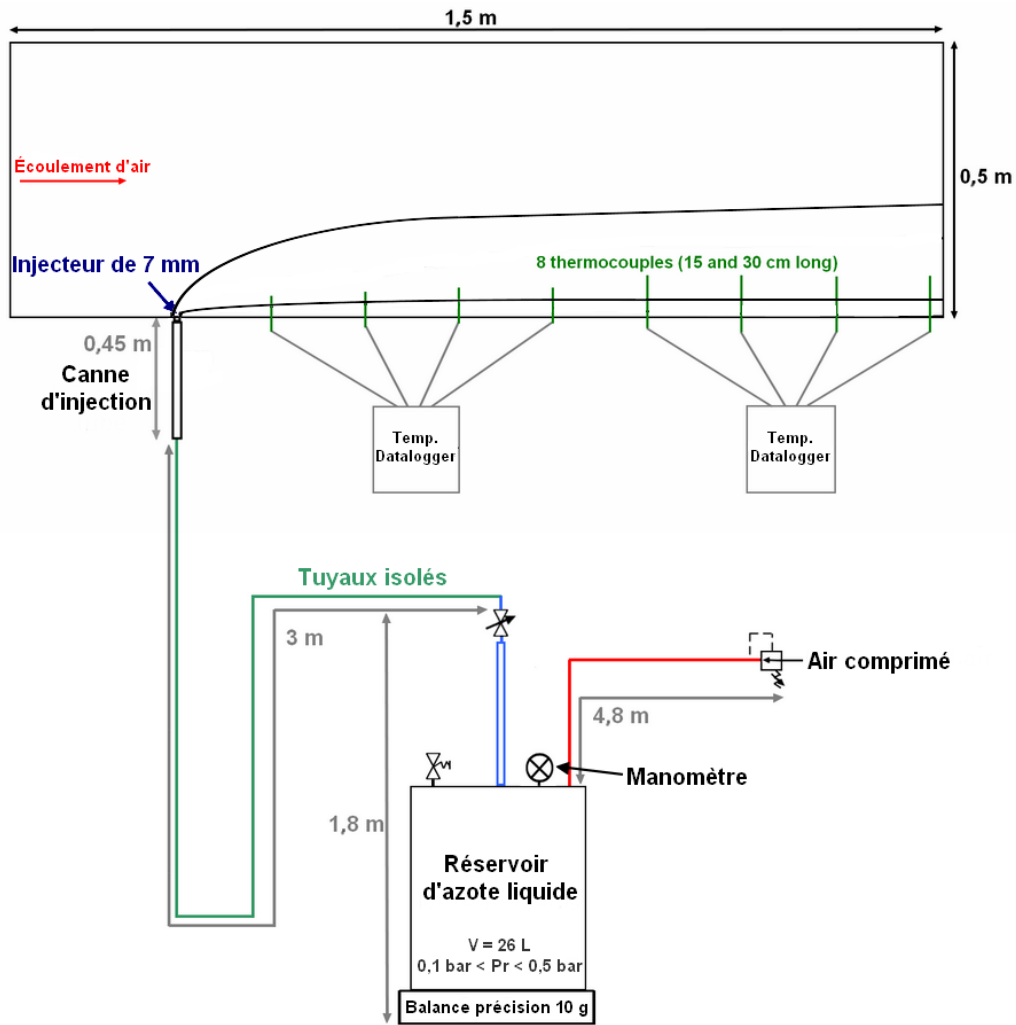


FIGURE 2.2 – Montage expérimental en soufflerie

principal du montage est une bonbonne destinée au stockage d'azote liquide. Cette bonbonne de 26 L peut être pressurisée jusqu'à une pression relative de 0,5 bar à l'aide d'un circuit d'air comprimé comprenant une chambre de tranquillisation. Cette bonbonne est posée sur une balance précise à 10 g près et reliée à un ordinateur. Les mesures de masse sont envoyées deux fois par seconde et traitées en temps réel pour obtenir le débit. L'azote est transporté jusqu'à une canne d'injection à l'aide de deux tuyaux isolés thermiquement. La canne d'injection est munie à son extrémité d'un injecteur en PMMA de diamètre 5 ou 7 mm affleurant la paroi basse de la soufflerie. L'injection s'effectue donc verticalement vers le haut.

## B - Matrices d'essais

Une série d'essais a été effectuée pour un injecteur de 5 mm de diamètre (tableau 2.4). Les nombres *en rouge* représentent les valeurs obtenues en début de bonbonne, c'est-à-dire à un

moment où la mise en froid du système n'est pas toujours complète. La mise en froid permet de refroidir tous les éléments du système et donc d'éviter la vaporisation du liquide avant son injection. La masse volumique de l'azote est considérée constante à  $816,7 \text{ kg.m}^{-3}$  (1,013 bar et 75 K).

| Pression interne relative ( <i>bar</i> ) | Vitesse air soufflerie ( $\text{m.s}^{-1}$ ) | Débit massique liquide ( $\text{g.s}^{-1}$ ) | $q$ obtenu |
|------------------------------------------|----------------------------------------------|----------------------------------------------|------------|
| 0,1                                      | 39                                           | 13,7                                         | 0,33       |
|                                          | 24                                           | 18,3                                         | 1,56       |
| 0,2                                      | 42                                           | 12,8                                         | 0,25       |
|                                          | 25                                           | 26,3                                         | 2,96       |
|                                          | 20                                           | 25,0                                         | 4,19       |
|                                          | 20                                           | 19,3                                         | 2,49       |
|                                          | 10                                           | 22,1                                         | 13,08      |
|                                          | 40                                           | 21,1                                         | 0,75       |
|                                          | 30                                           | 23,2                                         | 1,60       |
|                                          | 40                                           | 16,3                                         | 0,44       |
| 0,3                                      | 29                                           | 19,3                                         | 1,19       |
|                                          | 36                                           | 23,9                                         | 1,18       |
|                                          | 30                                           | 27,8                                         | 2,30       |
|                                          | 40                                           | 19,4                                         | 0,63       |
|                                          | 30                                           | 27,6                                         | 2,27       |
|                                          | 40                                           | 24,5                                         | 1,00       |
| 0,4                                      | 37                                           | 30,0                                         | 1,76       |
|                                          | 37                                           | 28,5                                         | 1,59       |
|                                          | 37                                           | 28,0                                         | 1,53       |
|                                          | 20                                           | 39,4                                         | 10,39      |
|                                          | 40                                           | 23,8                                         | 0,95       |
|                                          | 40                                           | 32,0                                         | 1,71       |

TABLE 2.4 – Essais effectués pour un injecteur de diamètre 5 mm

Le tableau 2.5 contient les essais effectués avec un injecteur de 7 mm. Ce sont ces essais qui s'avèrent les plus stables et qui permettent d'obtenir le coefficient  $q$  de 0,26.

| Pression interne relative ( <i>bar</i> ) | Vitesse air soufflerie ( $m.s^{-1}$ ) | Débit massique liquide ( $g.s^{-1}$ ) | $q$ obtenu |
|------------------------------------------|---------------------------------------|---------------------------------------|------------|
| 0,2                                      | 20,8                                  | 30,5                                  | 1,5        |
|                                          | 8                                     | 27,9                                  | 8,48       |
|                                          | 10                                    | 31,7                                  | 7,01       |
|                                          | 26                                    | 31,4                                  | 1,02       |
|                                          | 30                                    | 16,6                                  | 0,21       |
|                                          | 40                                    | 18,1                                  | 0,14       |
|                                          | 30                                    | 19,5                                  | 0,29       |
|                                          | 20                                    | 19,7                                  | 0,68       |
|                                          | 10                                    | 22,2                                  | 3,44       |
|                                          | 20,8                                  | 13,7                                  | 0,3        |
|                                          | 20,8                                  | 14,1                                  | 0,32       |
|                                          | 20,8                                  | 10,1                                  | 0,16       |
|                                          | 20,8                                  | 13,8                                  | 0,31       |
|                                          | 20,8                                  | 12,3                                  | 0,24       |
| 0,3                                      | 12                                    | 25,1                                  | 3,05       |
|                                          | 15                                    | 37,3                                  | 4,31       |
|                                          | 31                                    | 39,9                                  | 1,16       |
|                                          | 30                                    | 23,0                                  | 0,41       |
|                                          | 40                                    | 23,7                                  | 0,24       |
|                                          | 10                                    | 30,8                                  | 6,61       |
|                                          | 32                                    | 20,7                                  | 0,29       |
|                                          | 32                                    | 21,7                                  | 0,32       |
|                                          | 32                                    | 17,6                                  | 0,21       |
|                                          | 32                                    | 20,8                                  | 0,29       |
| 0,4                                      | 16                                    | 55,4                                  | 8,36       |
|                                          | 42                                    | 41,6                                  | 0,68       |
|                                          | 40                                    | 25,1                                  | 0,27       |
|                                          | 20                                    | 37,4                                  | 2,44       |
|                                          | 43,1                                  | 26,1                                  | 0,26       |
|                                          | 43,1                                  | 26,9                                  | 0,27       |

TABLE 2.5 – Essais effectués pour un injecteur de diamètre 7 mm

## C - Résultats

Les images servant à l'extraction de la trajectoire proviennent des vidéos de la veine de la soufflerie. Le jet est bien visible grâce à la formation de cristaux de glace issus de l'humidité de l'air. La figure 2.3 présente l'une de ces images. La lumière bleue est due à une LED insérée juste à côté de l'injecteur afin d'augmenter le contraste. Tous les points présentés sont des instantanés. Une moyenne des valeurs obtenues sur plusieurs images consécutives se rapprocherait plus des résultats de modélisations RANS mais demanderait un temps important de manipulation des vidéos.

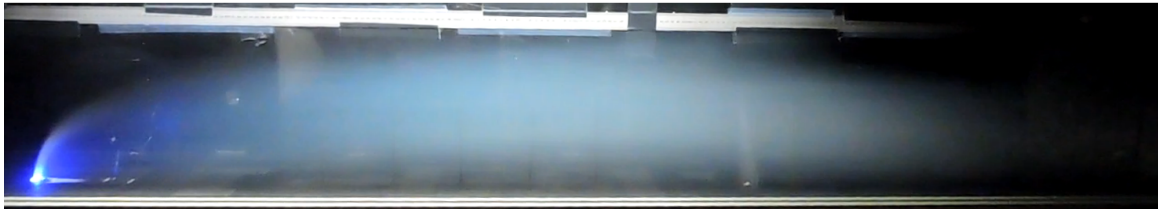


FIGURE 2.3 – Vue du jet en cours d'essai

L'image est éditée à l'aide du logiciel de traitement Regressi afin de créer une échelle et des points de mesure dont on pourra extraire les coordonnées. Ces points et cette échelle sont visibles sur la figure 2.4.

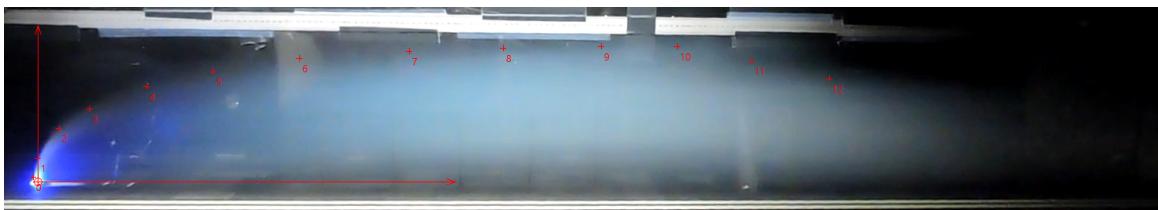


FIGURE 2.4 – Extraction de la trajectoire d'une image

L'extraction de la hauteur de cône liquide s'appuie sur des images en champ resserré sur l'injecteur. Comme pour la trajectoire extérieure, une échelle est insérée dans l'image et les coordonnées de différents points sont extraites (figure 2.5).

Les graphes 2.6 et 2.7 représentent les résultats de trois bonbonnes différentes pour lesquelles des valeurs de  $q$  proches de 0,26 ont été visées.

Compte tenu des incertitudes de mesure, la hauteur de cône liquide semble être indépendante du paramètre  $q$ . En effet, la vaporisation du liquide va surtout être due à la température et la pression ambiante. La vitesse des différents écoulements va intervenir pour améliorer le mélange mais dans une moindre mesure.



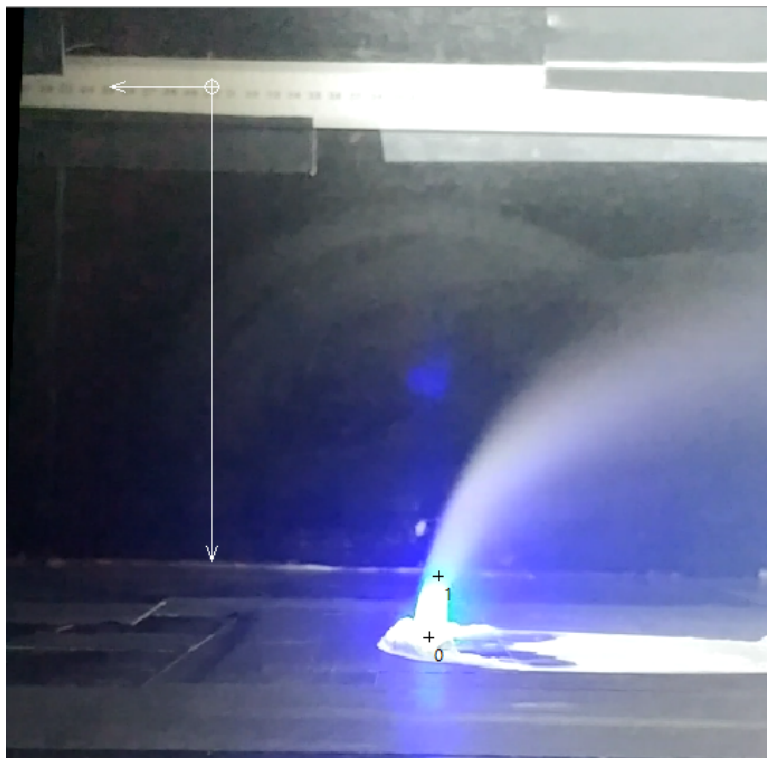
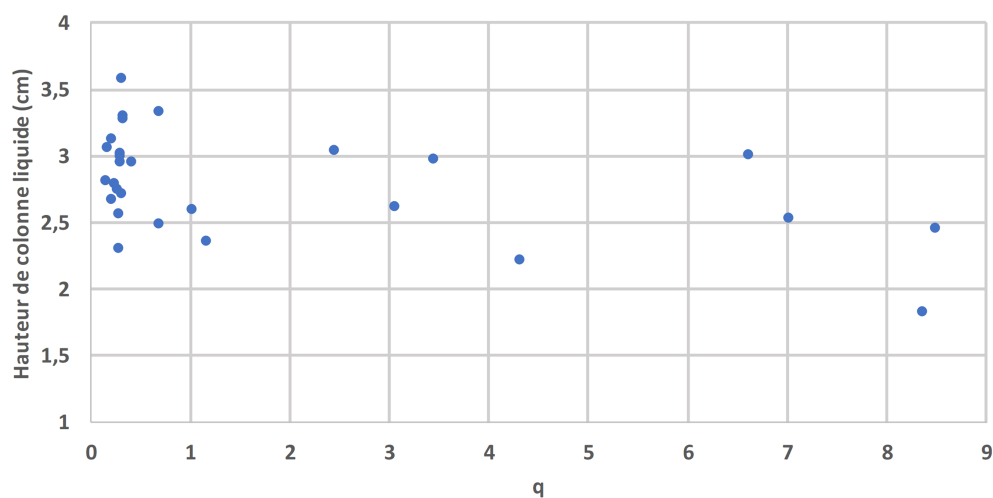


FIGURE 2.5 – Extraction de la hauteur de colonne liquide

FIGURE 2.6 – Hauteur de cône liquide en fonction du paramètre  $q$ 

La figure 2.7 présente l'influence du nombre de Reynolds sur la hauteur de cône liquide. Les résultats semblent indiquer que le nombre de Reynolds du jet intervient peu sur la hauteur de jet liquide. Pourtant, à masse volumique constante, une augmentation du nombre de Reynolds signifie une augmentation du débit. Or, nous pourrions nous attendre à ce que l'augmentation du débit ralentisse l'évaporation du liquide et donc augmente la longueur de colonne liquide. Toutefois, l'azote liquide étant cryogénique, le débit d'injection joue un rôle moins important

que l'évaporation due aux propriétés thermodynamiques de l'air ambiant.

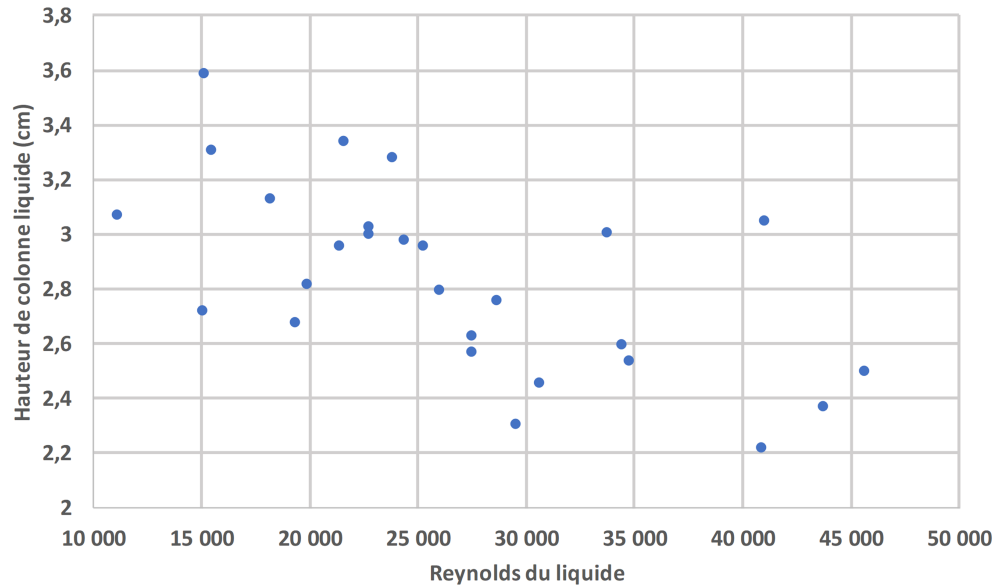


FIGURE 2.7 – Hauteur de cône liquide en fonction du nombre de Reynolds de l'azote

De même, la figure 2.8 ne permet pas de dégager d'influence forte de la vitesse de l'air sur la hauteur de cône liquide.

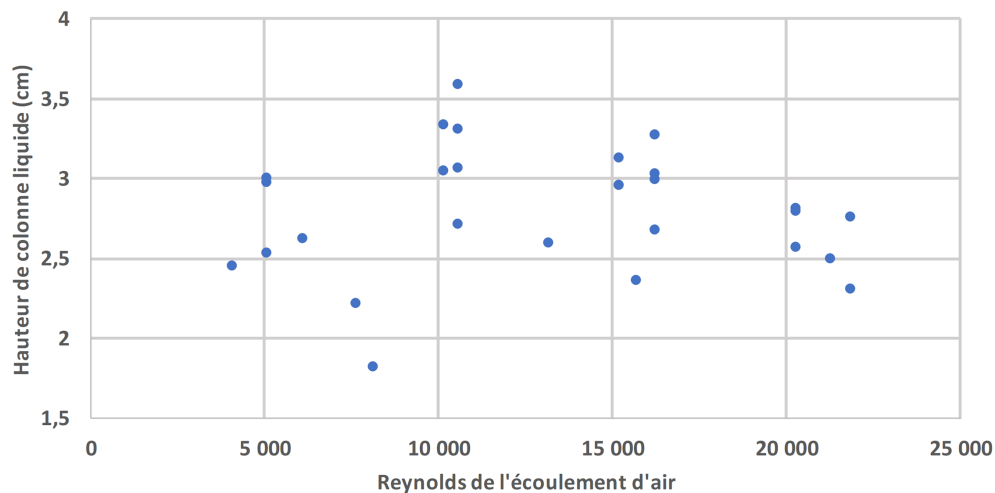


FIGURE 2.8 – Hauteur de cône liquide en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement d'air

La figure 2.9 présente la longueur de dépôt de givre au sol par rapport aux valeurs du paramètre  $q$ . Globalement, l'augmentation de  $q$  tend à réduire la longueur de givre ; le jet étant plus décollé de la paroi, celle-ci est moins refroidie et donc l'humidité de l'air ne va pas pouvoir autant se solidifier.

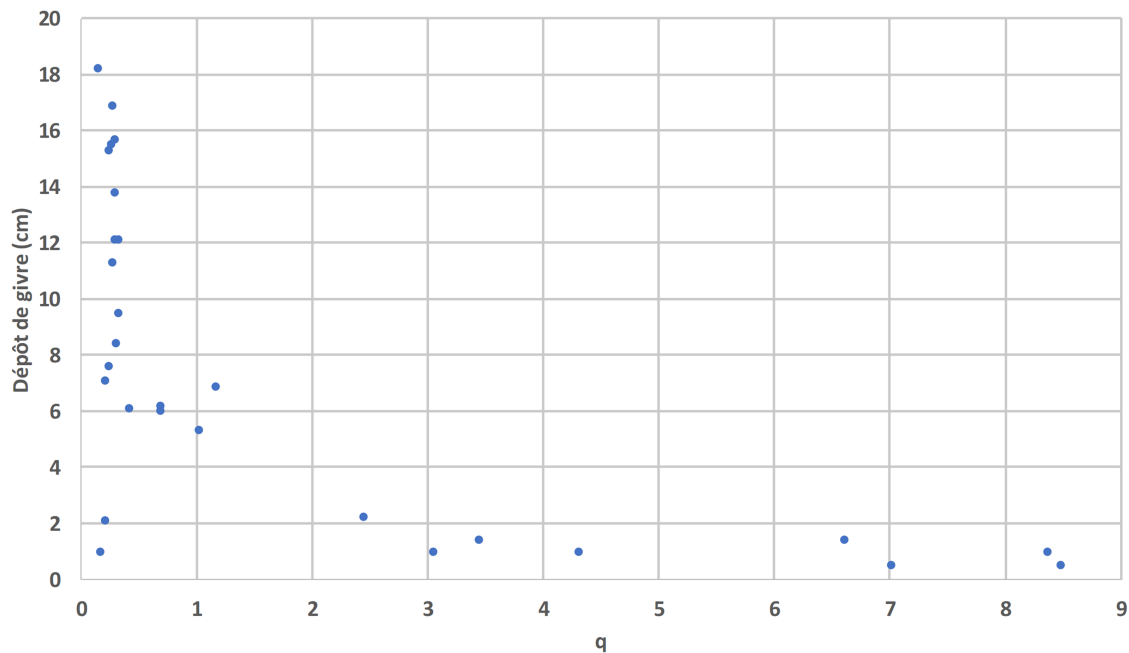


FIGURE 2.9 – Longueur de dépôt de glace en fonction du paramètre  $q$

Toutefois, un zoom sur le tracé est présenté en figure 2.10. Durant tous nos essais, nous avons pu observer une instabilité du jet, plus précisément une instabilité du débit de vidange. En effet, le débit instantané pouvait varier de plusieurs grammes par seconde voire dizaines de grammes par seconde à une fréquence importante. Cette variation de débit était source d'instabilité, ce qui se ressent sur la figure 2.10. Autour de  $q = 0,26$ , il ne semble pas y avoir de tendance notable, faisant ressortir l'effet des incertitudes de mesures sur les résultats ainsi que l'effet des oscillations du jet. Ces oscillations sont étudiées en annexe A.

Si nous nous intéressons maintenant au dépôt de givre en fonction de la vitesse de la soufflerie (figure 2.12), l'augmentation de la vitesse semble augmenter la longueur de glace au sol. Deux explications peuvent être avancées. La première est liée au paramètre  $q$ . Si l'on augmente la vitesse de la soufflerie sans augmenter le débit d'azote, le nombre  $q$  va diminuer et donc le jet va être plus proche du sol, ce qui va permettre un meilleur dépôt de glace. La deuxième provient de l'écoulement turbulent. À  $q$  constant, l'augmentation de la vitesse de soufflerie va augmenter le Reynolds de l'air et donc sa turbulence. Cette turbulence va créer plus de tourbillons dans le sillage du jet et va donc ramener plus d'air refroidi par le jet au niveau du sol.

Le dépôt de givre est aussi observé en amont de l'injecteur (figure 2.11). Il se forme en fait un bourrelet de glace avant l'injecteur. Toutefois, la hauteur de ce dépôt n'est que de quelques millimètres, ce qui ne perturbe pas fondamentalement l'écoulement.

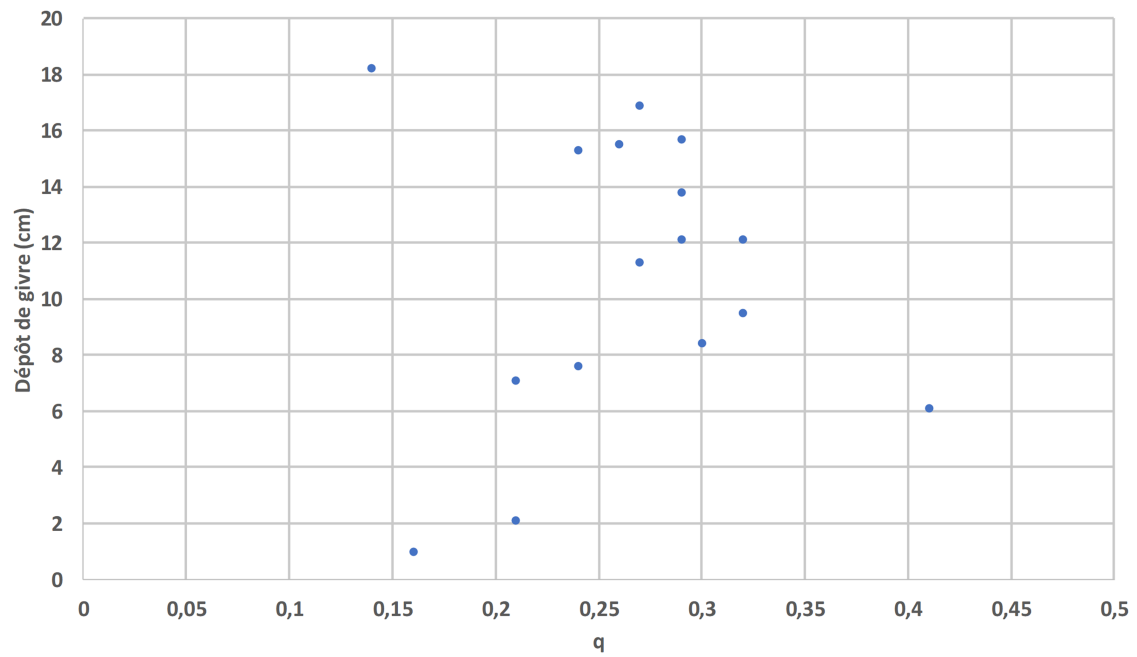
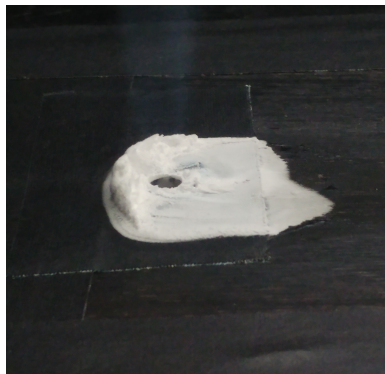
FIGURE 2.10 – Longueur de dépôt de glace en fonction du paramètre  $q$  -zoom-

FIGURE 2.11 – Dépôt de givre autour de l'injecteur

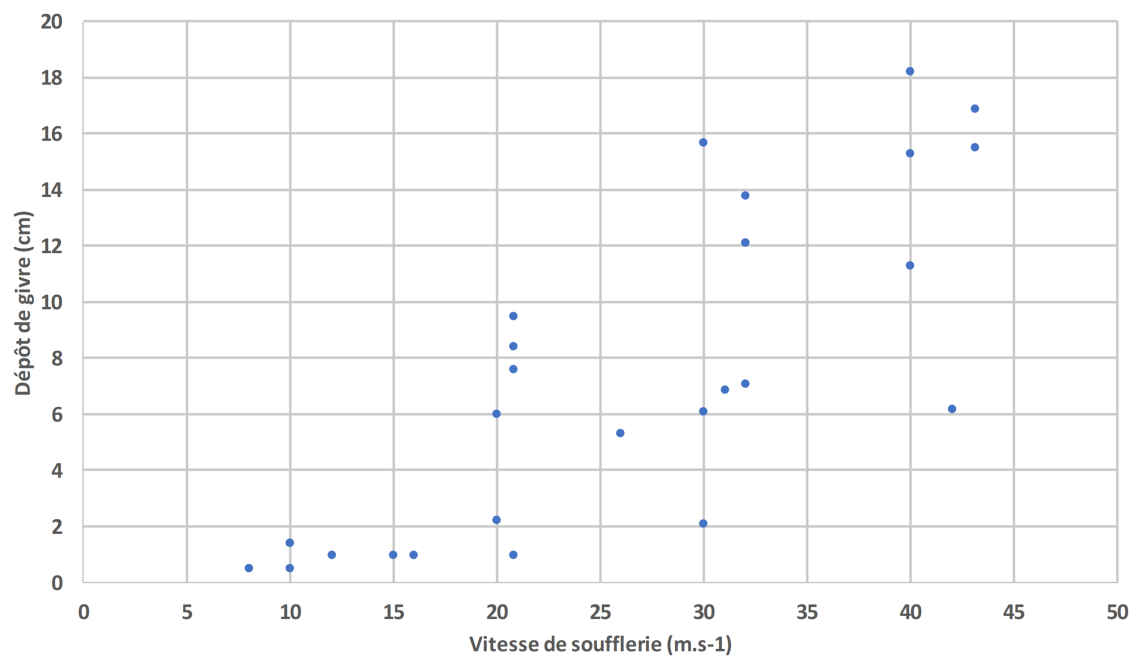


FIGURE 2.12 – Longueur de dépôt de glace en fonction de la vitesse de la soufflerie

### 2.3.3 Modélisation numérique

Pour diminuer le temps de calcul, nous utiliserons le plan de symétrie de la veine passant par l'injecteur afin de réduire le volume du domaine de calcul par deux. Le centre du repère est placé au centre de l'injecteur (figure 2.13).

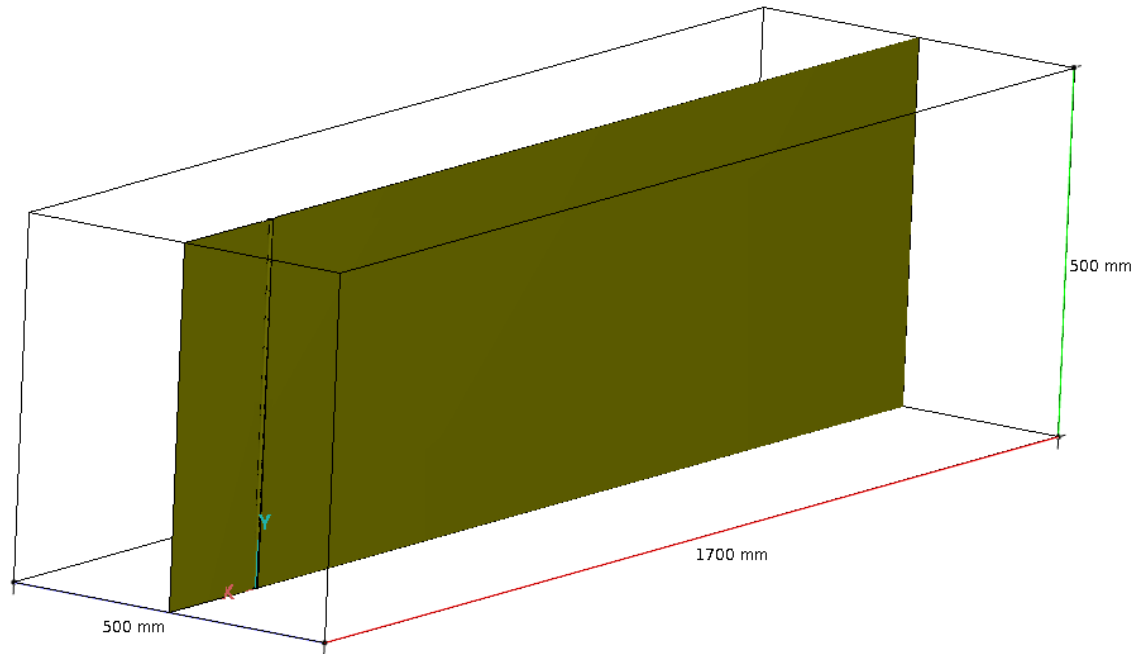


FIGURE 2.13 – Schéma de la veine de soufflerie et du plan de symétrie

#### A - Conditions de calcul

Les tableaux 2.6 et 2.7 synthétisent l'ensemble de nos conditions de calcul.

| Classe               | Nom                | Unité              | Valeur                   |
|----------------------|--------------------|--------------------|--------------------------|
| Géométrie soufflerie | Longueur           | $m$                | 1,5                      |
|                      | Largeur            | $cm$               | 50                       |
|                      | Hauteur            | $cm$               | 50                       |
|                      | Diamètre injecteur | $mm$               | 5 ou 7                   |
| Zone de calcul       | Longueur           | $m$                | 1,5                      |
|                      | Largeur            | $cm$               | 25                       |
|                      | Hauteur            | $cm$               | 50                       |
| Fluide 1             | Air                | -                  | Gaz parfait              |
|                      | Température        | $K$                | 300                      |
|                      | Pression           | $atm$              | 1                        |
|                      | Vitesse            | $m.s^{-1}$         | Voir tableau 2.5         |
| Fluide 2             | Azote              | -                  | Gaz parfait densifié     |
|                      | Température        | $K$                | 75                       |
|                      | Pression relative  | $bar$              | Voir tableau 2.5         |
| Modèles              | Turbulence         | -                  | SST $k - \omega$         |
|                      | Chaleur spécifique | $J.K^{-1}.kg^{-1}$ | Polynôme de T de degré 5 |
|                      | Conductivité       | $W.K^{-1}.m^{-1}$  | Polynôme de T de degré 5 |
|                      | Viscosité          | $kg.m^{-1}.s^{-1}$ | Loi de Sutherland        |
|                      | Diffusion          |                    | Diffusion multi-espèces  |

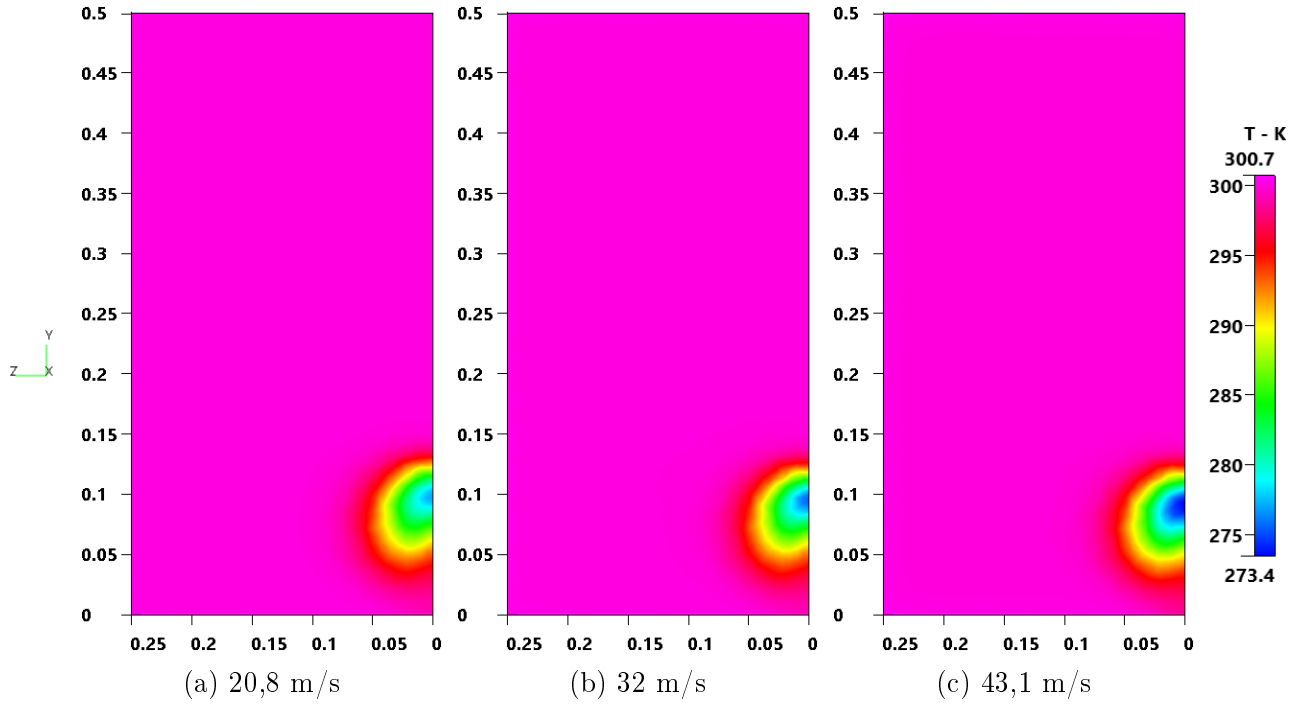
TABLE 2.6 – Conditions de calcul 1/2

| Classe                 | Nom                      | Unité       | Valeur               |
|------------------------|--------------------------|-------------|----------------------|
| Maillage               | Type                     | -           | Non structuré        |
|                        | Nombre de mailles        | -           | 3, 3.10 <sup>6</sup> |
| Conditions aux limites | Entrée d'air             |             |                      |
|                        | Masse volumique          | $kg.m^{-3}$ | 1,2                  |
|                        | Température              | $K$         | 300                  |
|                        | Vitesse                  | $m.s^{-1}$  | Voir tableau 2.5     |
|                        | Intensité turbulente     | -           | 0,01                 |
|                        | Longueur caractéristique | $m$         | 0,5                  |
|                        | Fluide                   | -           | Air                  |
|                        | Injection azote          |             |                      |
|                        | Masse volumique          | $kg.m^{-3}$ | 816,7                |
|                        | Température              | $K$         | 75                   |
|                        | Débit                    | $kg.s^{-1}$ | Variable             |
|                        | Intensité turbulente     | -           | 0,01                 |
|                        | Longueur caractéristique | $m$         | 0,007                |
|                        | Fluide                   | -           | Azote                |
|                        | Sortie d'air             |             |                      |
|                        | Pression constante       | $Pa$        | 0                    |
|                        | Fluide                   | -           | Air                  |
|                        | Parois                   |             |                      |
|                        | Sans glissement          | -           | Oui                  |
|                        | Adiabatique              | -           | Oui                  |
|                        | Inerte                   | -           | Oui                  |

TABLE 2.7 – Conditions de calcul 2/2

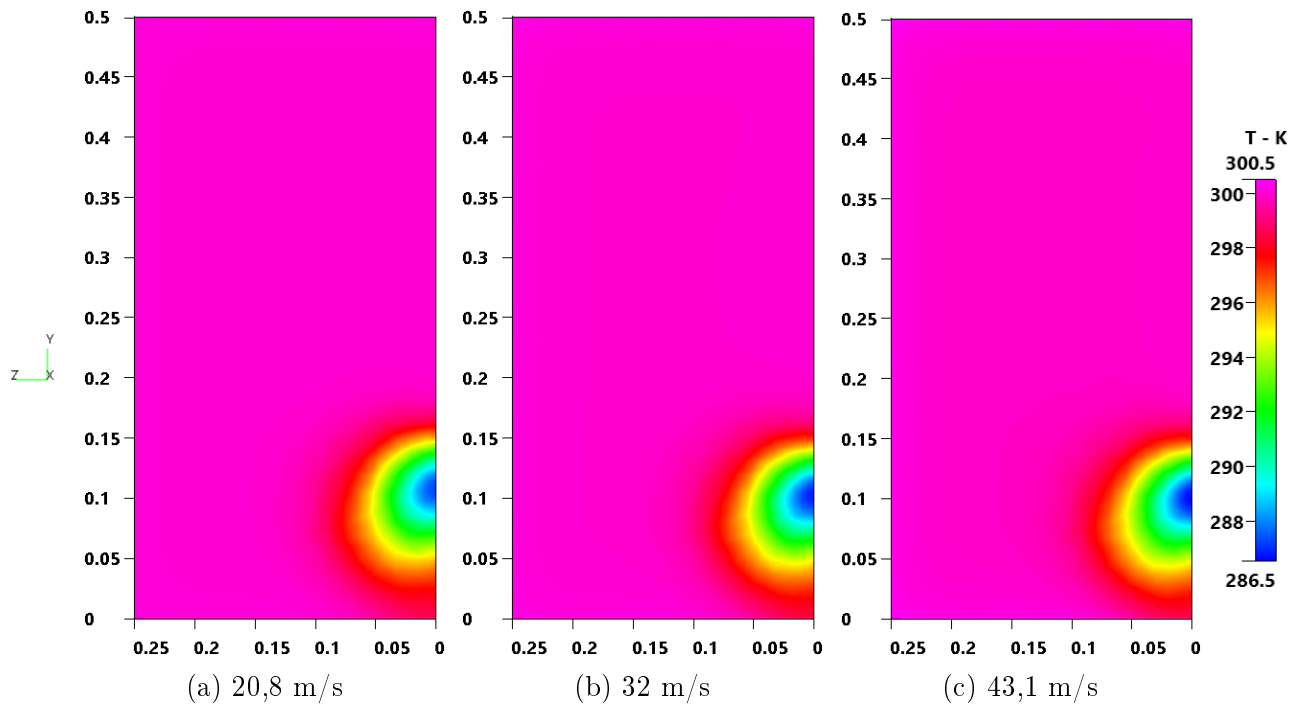


## B - Résultats

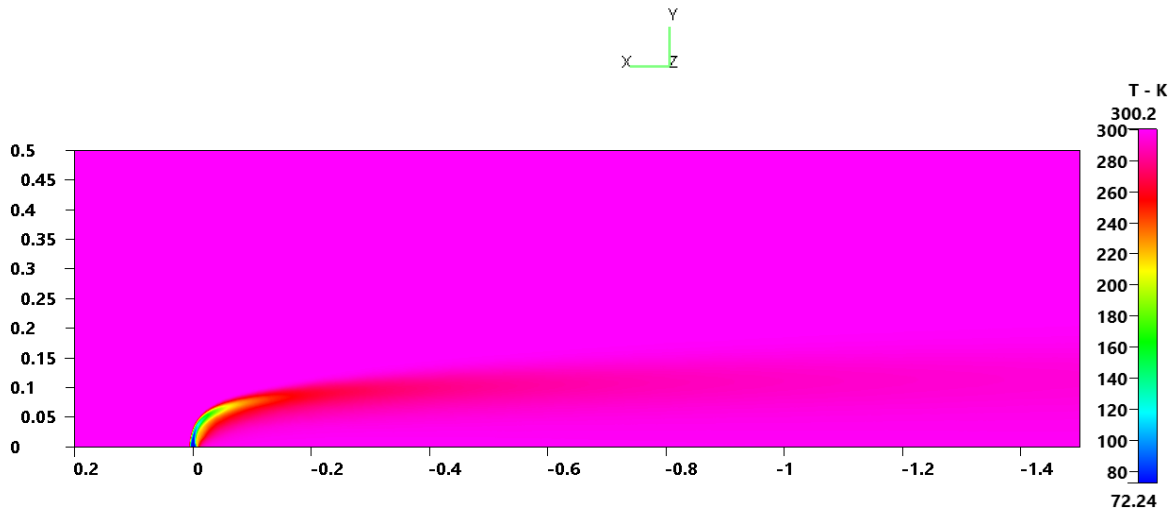
FIGURE 2.14 – Profil de température à  $x = 40$  cm de l'injecteur

Le plan de symétrie de la veine est situé en  $z = 0$ . Les trois figures 2.14a, 2.14b et 2.14c simulent toutes les 3 un paramètre  $q$  de 0,26 pour trois vitesses différentes à  $x = 40$  cm en aval de l'injecteur. Le jet est centré sur le plan de symétrie, ne dépasse pas 15 cm de hauteur et présente les mêmes profils de températures malgré le changement de vitesse. Ces figures soulignent la prédominance du paramètre  $q$  sur la trajectoire du jet. Le cœur du jet est le plus froid mais se trouve déjà au dessus de  $0^\circ \text{C}$ .

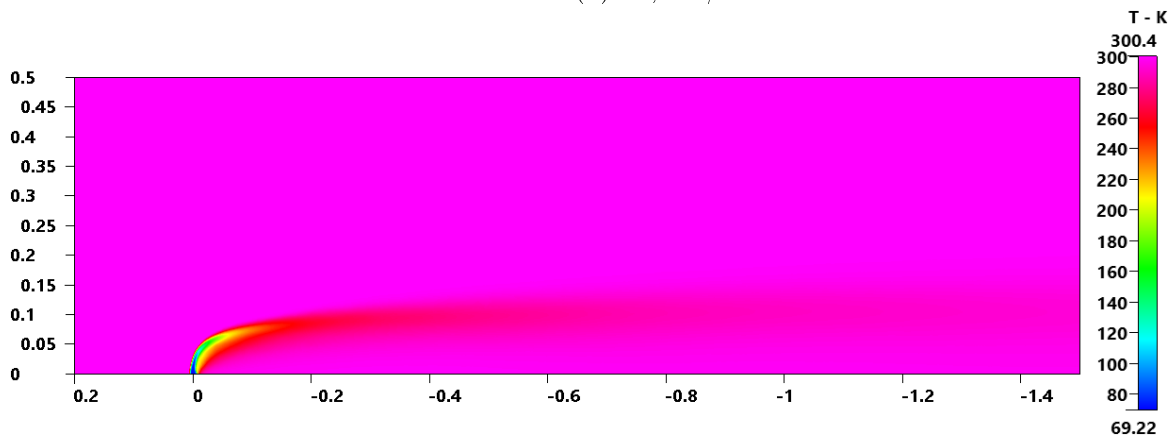
À 80 cm en aval de l'injecteur (figure 2.15), le jet est plus développé, avec une partie inférieure descendant jusqu'au sol et une partie supérieure dépassant les 15 cm de hauteur. L'ensemble du gaz s'est réchauffé, la température du nuage n'étant pas inférieure à  $13^\circ \text{C}$ .

FIGURE 2.15 – Profil de température à  $x = 80$  cm de l'injecteur

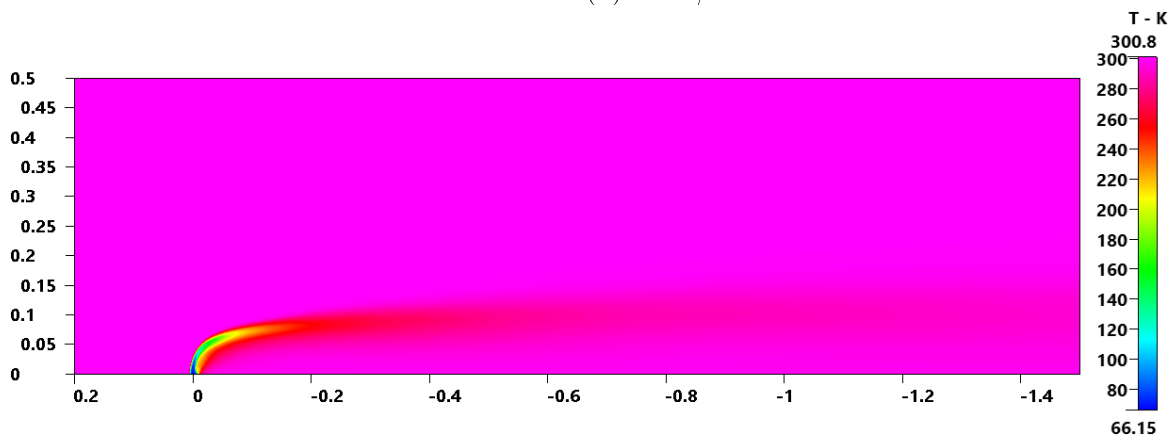
La figure 2.16 présente le champ de température du jet dans le plan de symétrie de la soufflerie. Quelques centimètres après l'injection, le jet est courbé par l'écoulement d'air incident et se réchauffe rapidement. L'azote s'évapore alors, formant un nuage mêlant azote gazeux et cristaux de givre jusqu'à ce que l'ensemble revienne à température ambiante.



(a) 20,8 m/s



(b) 32 m/s



(c) 43,1 m/s

FIGURE 2.16 – Profil de température dans le plan de symétrie de l'écoulement

Les lignes de courant de la figure 2.17 permettent d’observer le comportement du cœur du jet. Il y a peu de mélange avec l’air ambiant, les lignes de courant gardant un aspect peu perturbé. De plus, l’ensemble reste compact quelle que soit la vitesse de la soufflerie.

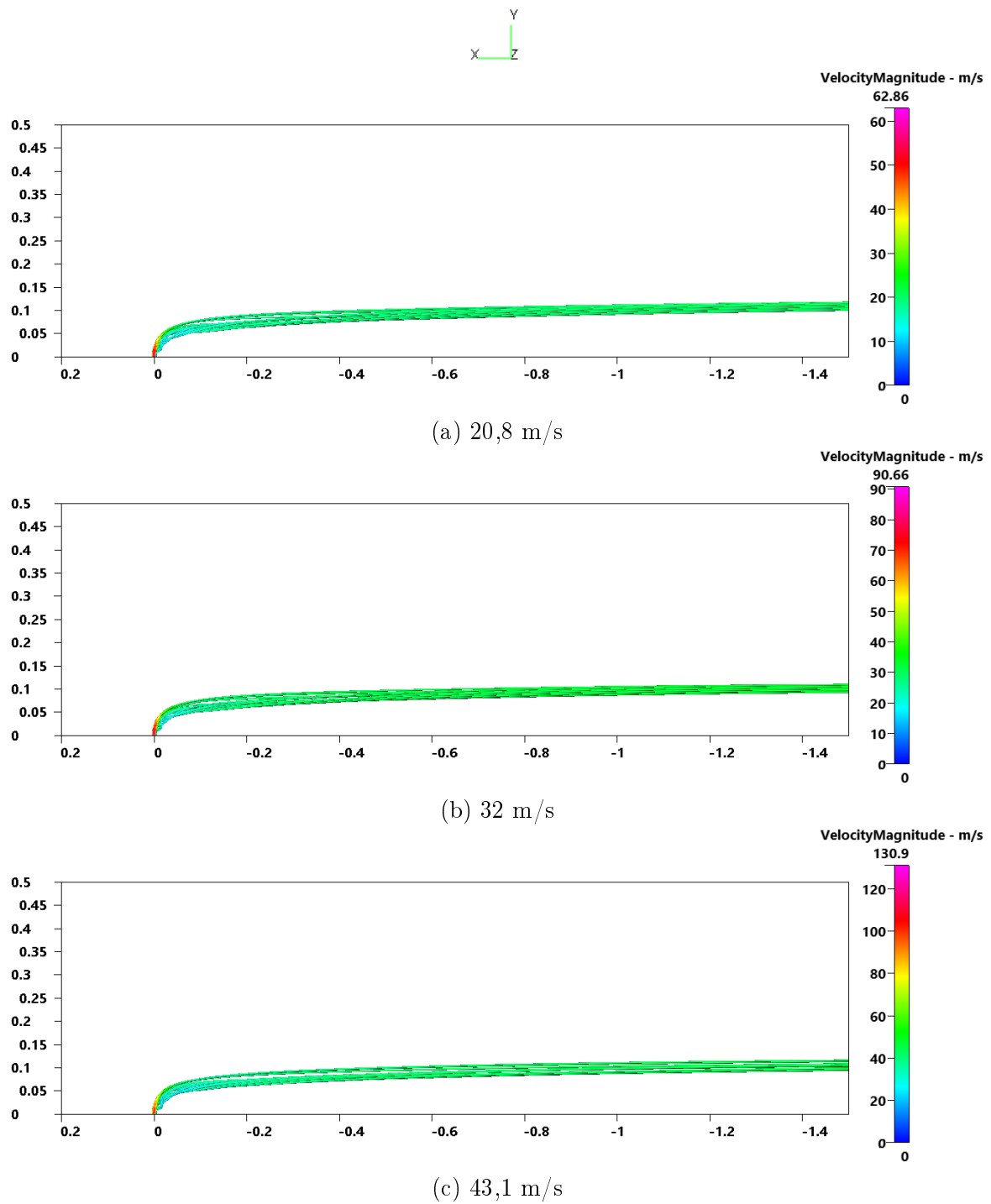


FIGURE 2.17 – Lignes de courant issues de l'injecteur pour plusieurs vitesses d'écoulement d'air

La figure 2.18 présente les lignes de courant dans le sens perpendiculaire à l'écoulement d'air. La hauteur du jet dans les trois cas étudiés ici est inférieure à 15 cm. Lorsque le jet s'éloigne de l'injecteur, les lignes de courant du cœur s'écarte du plan de symétrie de la soufflerie. Le nuage à proprement parler ne sera pas scindé en deux mais une zone proche de la symétrie sera moins dense en azote.

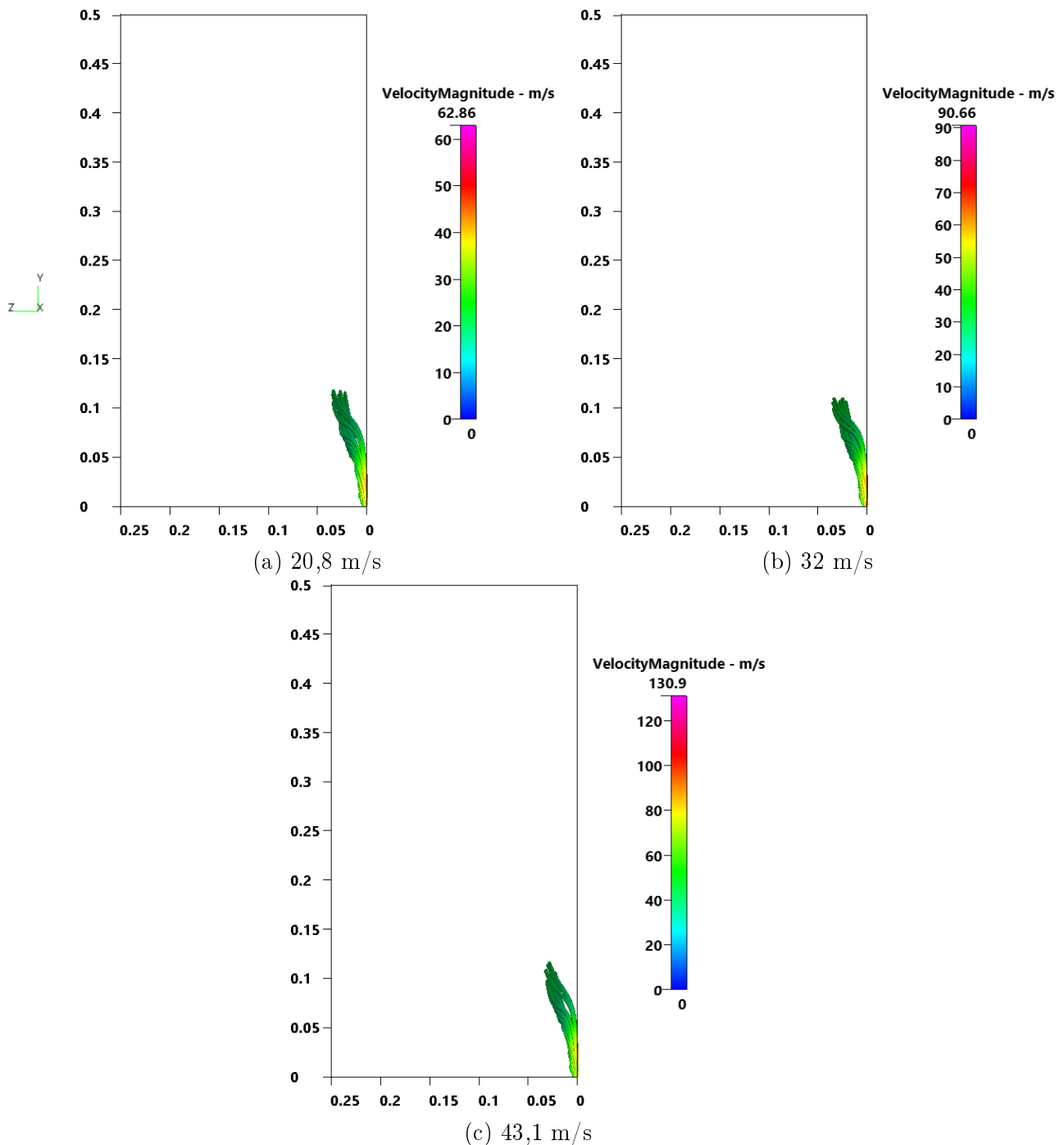


FIGURE 2.18 – Lignes de courant dans le plan (yz) pour plusieurs vitesses d'écoulement d'air

En agrandissant les lignes de courant proches de l'injecteur, une différence de comportement peut être observée (figure 2.19). En effet, l'augmentation de l'écoulement d'air et donc du

débit d'azote pour maintenir un paramètre  $q$  constant entraîne une zone de recirculation plus importante dans le sillage du jet à plus hautes vitesses. Cela peut s'expliquer par l'effet de "mur" du jet liquide sur l'écoulement incident, qui va devoir contourner le jet de façon plus prononcée et donc créer cet effet de recirculation.

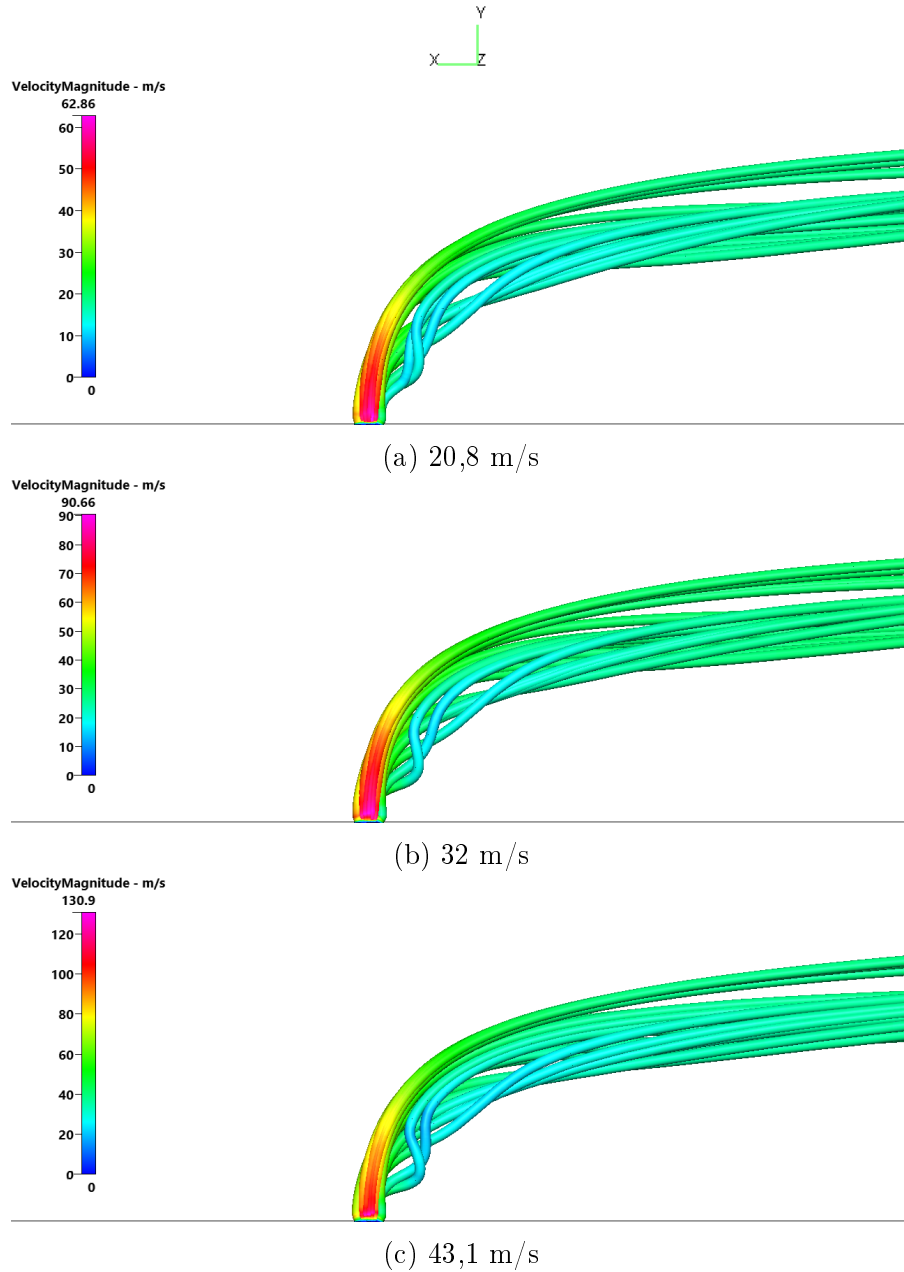


FIGURE 2.19 – Zoom sur les lignes de courant dans le plan de symétrie de l'écoulement pour plusieurs vitesses d'écoulement d'air

### 2.3.4 Comparaison numérique/expérimental

La validation du modèle va s'effectuer sur plusieurs paramètres d'intérêts, à savoir la trajectoire extérieure du jet, la hauteur de cône liquide et les profils de température.

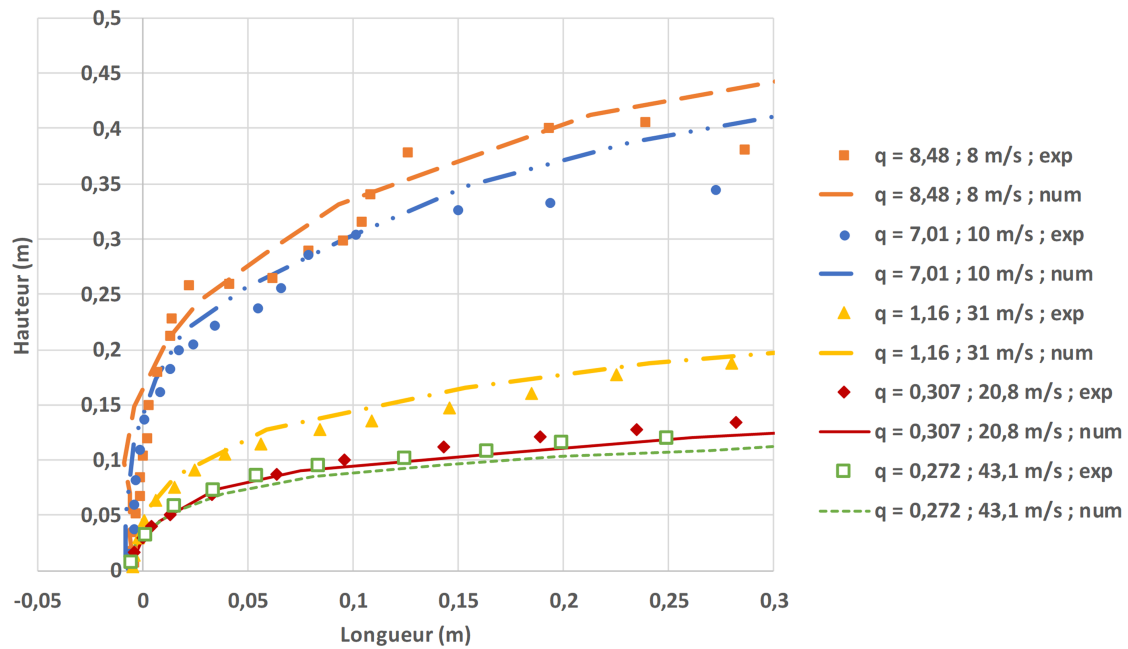


FIGURE 2.20 – Trajectoire extérieure du jet

La figure 2.20 compare les frontières extérieures de jet pour 5 valeurs expérimentales et 5 valeurs numériques. L'origine du tracé correspond au centre de l'injecteur et les résultats sont tracés dans le plan de symétrie de la soufflerie. Les valeurs de paramètre  $q$  étudiées varient de 0,272 à 8,48 afin de valider le modèle numérique sur une plage de valeurs importante. Le critère de définition de la trajectoire expérimentale est basé sur les cristaux de glace dans l'écoulement, représentatifs d'une température inférieure à  $0^{\circ}\text{C}$ . L'incertitude de ces mesures est de quelques centimètres, une zone de mélange existant en effet entre l'écoulement et le jet à  $0^{\circ}\text{C}$ . Tout d'abord, l'effet du nombre  $q$  est une nouvelle fois observable puisqu'une augmentation des valeurs de  $q$  correspond à une augmentation de la hauteur de la trajectoire extérieure de jets. Le nombre de Reynolds de l'écoulement n'a pas d'effet notable puisque les courbes possédant des points en losanges et en carrés creux sont presque superposées alors que le nombre de Reynolds est modifié de plus d'un facteur 2. Implicitement, afin de garder un paramètre  $q$  presque constant, le nombre de Reynolds de l'azote à lui aussi était multiplié par plus de 2 entre ces deux courbes, sans effet notable sur la trajectoire. Les résultats numériques, représentés par les différentes lignes, sont proches des résultats expérimentaux quelles que soient les valeurs de  $q$ . La pulsation du jet expérimental est observable sur les courbes de  $q = 8,48$  et  $q = 7,01$ , avec une frontière extérieure de jet qui oscille en fonction des fluctuations de débit. Cet effet est moins visible pour les autres valeurs de  $q$ .

Pour les figures 2.21 à 2.26, les valeurs de hauteur de trajectoire ont été extraites pour



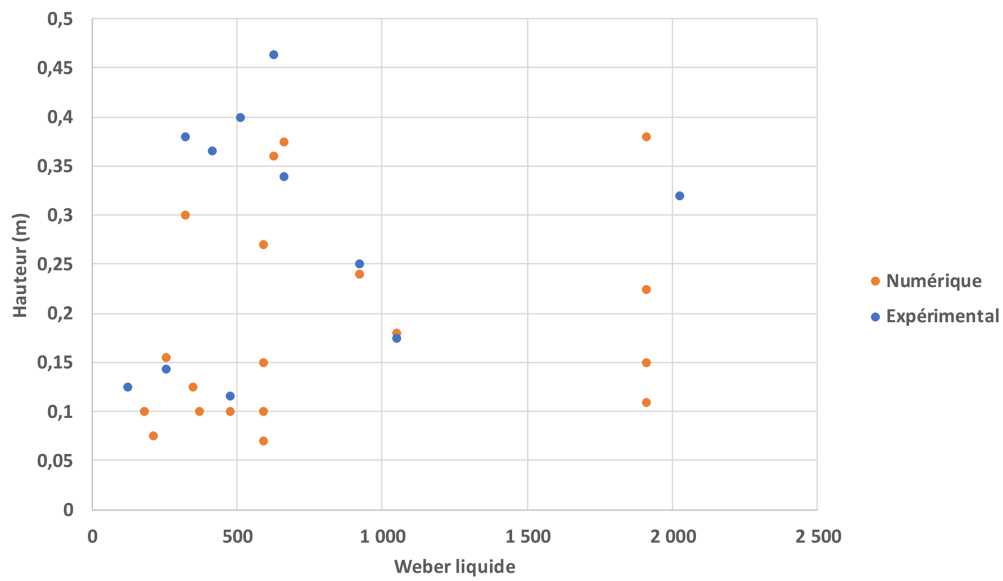


FIGURE 2.21 – Hauteur de trajectoire à  $x = 20$  cm en fonction du nombre de Weber du liquide

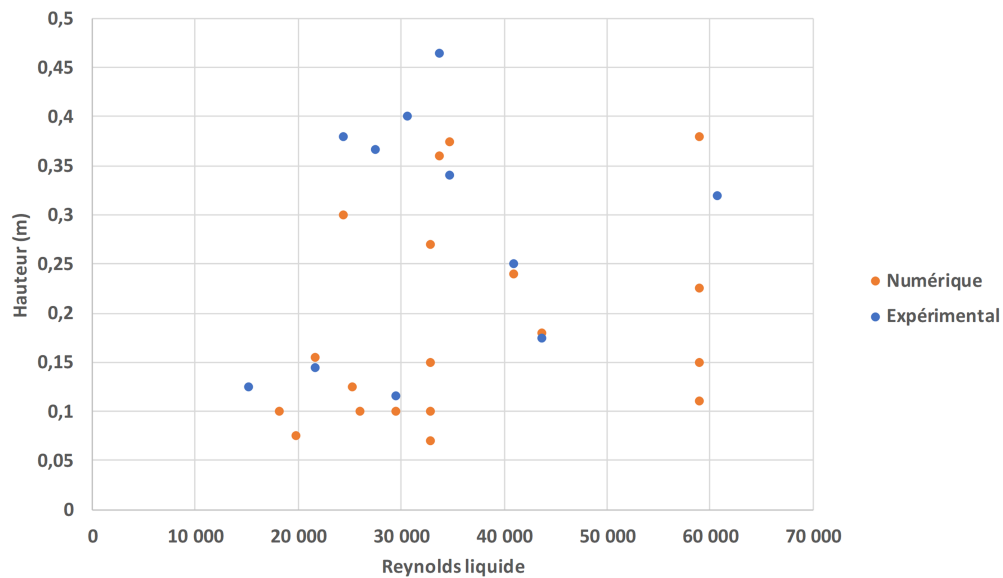


FIGURE 2.22 – Hauteur de trajectoire à  $x = 20$  cm en fonction du nombre de Reynolds du liquide

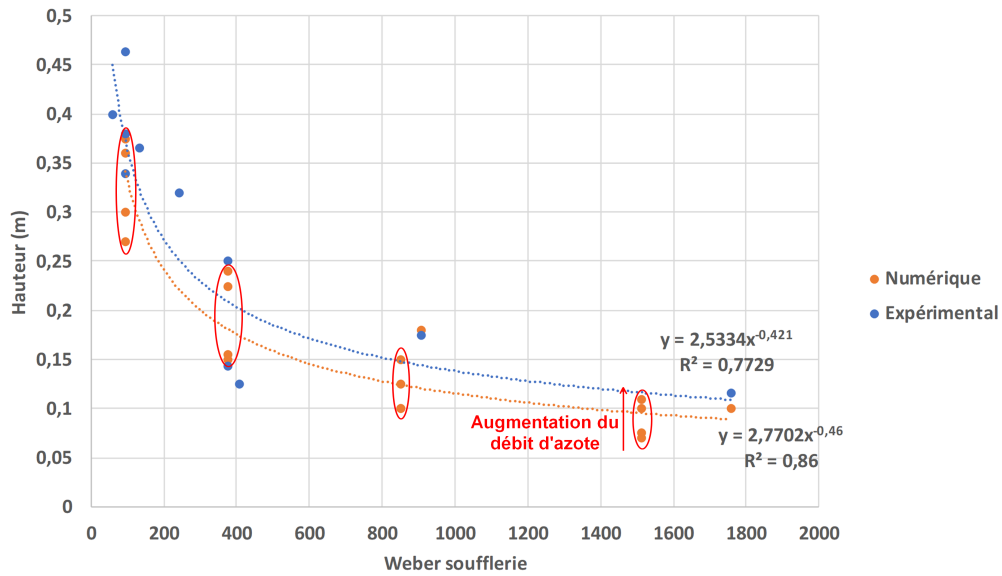


FIGURE 2.23 – Hauteur de trajectoire à  $x = 20$  cm en fonction du nombre de Weber de la soufflerie

une longueur  $x$  égale à 20 cm. Les figures 2.21 et 2.22 présentent la hauteur en fonction des nombres de Weber et de Reynolds du liquide respectivement. Sur ces deux figures, il n'y a pas de tendance forte détectable pour les valeurs numériques ou expérimentales.

Les figures 2.23 et 2.24 présentent cette fois-ci la hauteur en fonction des nombres de Weber et de Reynolds de la soufflerie respectivement. Sur ces deux figures, une relation de type puissance est observée sur les résultats numériques et expérimentaux. La vitesse de la soufflerie est donc un élément essentiel pour la trajectoire du jet.

Le débit d'azote injecté numériquement n'est toutefois pas sans effet sur la trajectoire. Ainsi, la figure 2.25 présente l'influence du débit d'azote lorsque le Reynolds de la soufflerie est modifié. Plus le débit diminue et moins le jet sera décollé de la paroi d'injection. Cet effet sera visible sur la figure 2.26 à l'aide du paramètre  $q$ .

Pour finir, la figure 2.26 représente la hauteur de trajectoire en fonction du paramètre  $q$ . Encore une fois, une loi de type puissance est observée pour les calculs numériques et les résultats expérimentaux. Il est possible de comparer sommairement la loi de tendance obtenue avec celles de Richard (équation 1.1 et 1.2). Dans notre cas, le rapport de température  $\theta$  est constant ainsi que la valeur de  $x_j$ . La loi empirique de Richards dépend bien du paramètre  $q$  et du nombre de Reynolds ou du nombre de Weber à une certaine puissance. En poussant plus loin la comparaison, les puissances observées pour le paramètre  $q$  sont assez similaires (0,32 et 0,373 ou 0,356) tandis que les puissances du nombre de Reynolds sont un peu plus éloignées mais respectent toujours les mêmes tendances (-0,16 et -0,842 ou -0,92) et les puissances du

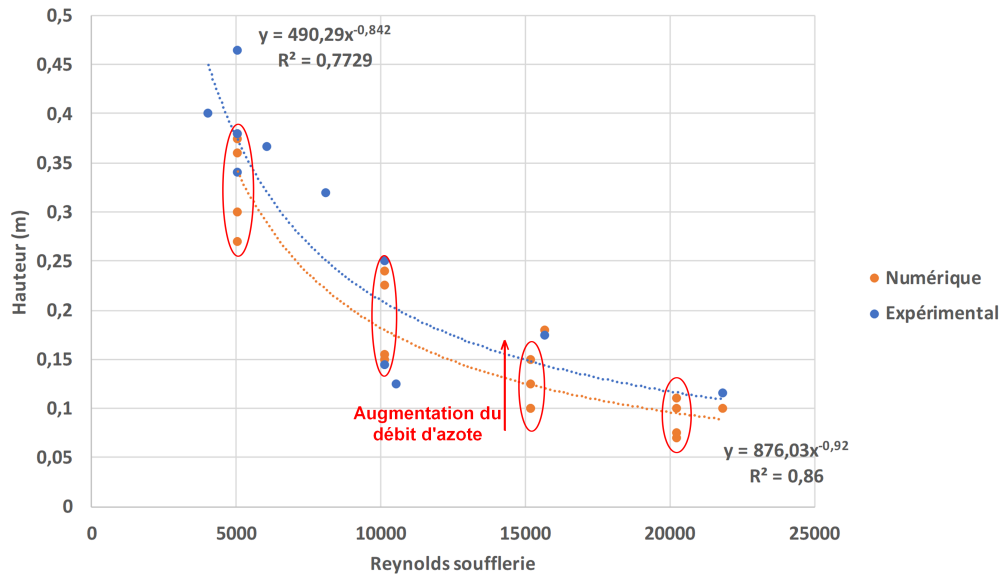


FIGURE 2.24 – Hauteur de trajectoire à  $x = 20$  cm en fonction du nombre de Reynolds de la soufflerie

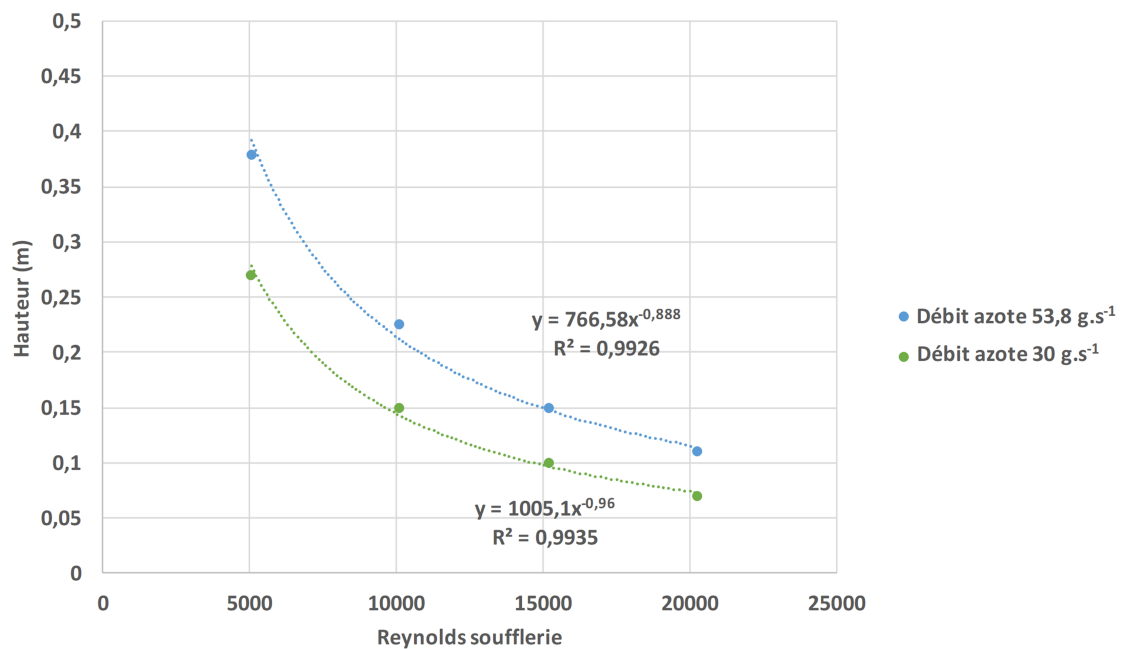
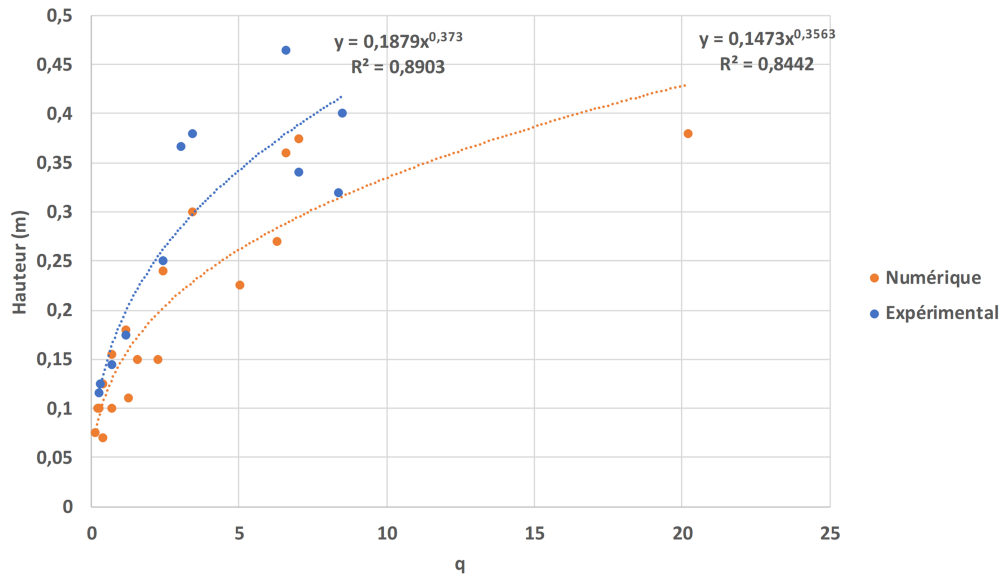


FIGURE 2.25 – Hauteur de trajectoire à  $x = 20$  cm en fonction du nombre de Reynolds de la soufflerie à débit d'azote fixé

FIGURE 2.26 – Hauteur de trajectoire à  $x = 20$  cm en fonction du paramètre  $q$ 

nombre de Weber sont elles très dissimilaires (-0,081 et -0,421 ou -0,46).

La deuxième valeur de référence pour les comparaisons concerne la hauteur de cône liquide. Le modèle numérique ne modélisant pas de liquide mais bien un gaz froid comprimé, il est important de comparer les résultats aux valeurs expérimentales. Le critère utilisé pour délimiter le cône liquide numérique est basé sur la température de l'azote. En effet, l'azote est liquide pour des températures allant jusqu'à 77 K à pression atmosphérique. Cette valeur de température définira donc notre pseudo cône liquide numérique. Expérimentalement, le liquide est observable par son opacité en sortie d'injecteur. L'incertitude de mesure est d'alors environ 1 cm en tenant compte de la profondeur de champ et de la nature visuelle de l'information. La figure 2.27 résume les hauteurs de cône liquide en fonction de la vitesse de la soufflerie. Les données issues des mêmes essais que pour la figure 2.20 sont utilisées. Les hauteurs numériques sont bien similaires aux valeurs expérimentales sauf pour  $q = 0,307$  où un facteur 2 est noté. Cette différence peut s'expliquer par la faiblesse relative du débit d'azote liquide. En effet, le débit d'azote pour  $q = 0,307$  est de  $13,8 \text{ g.s}^{-1}$ . Numériquement, l'azote liquide est modélisé par un gaz densifié. Ainsi, plus le débit numérique d'azote est faible, plus le gaz densifié va se réchauffer rapidement dans l'écoulement par effet de mélange. Expérimentalement, bien que le débit d'azote soit faible, le jet est bien liquide et donc le phénomène de réchauffement par mélange sera moins important. Pour la valeur  $q = 0,272$ , le débit d'azote est cette fois-ci de  $26,9 \text{ g.s}^{-1}$  c'est -à-dire presque le double de la valeur précédente. Les effets de mélanges numériques seront moins présents car la quantité de gaz est plus importante et donc une meilleure concordance entre le résultat numérique et expérimental sera observée. Malgré ce problème observé pour les petits débits,

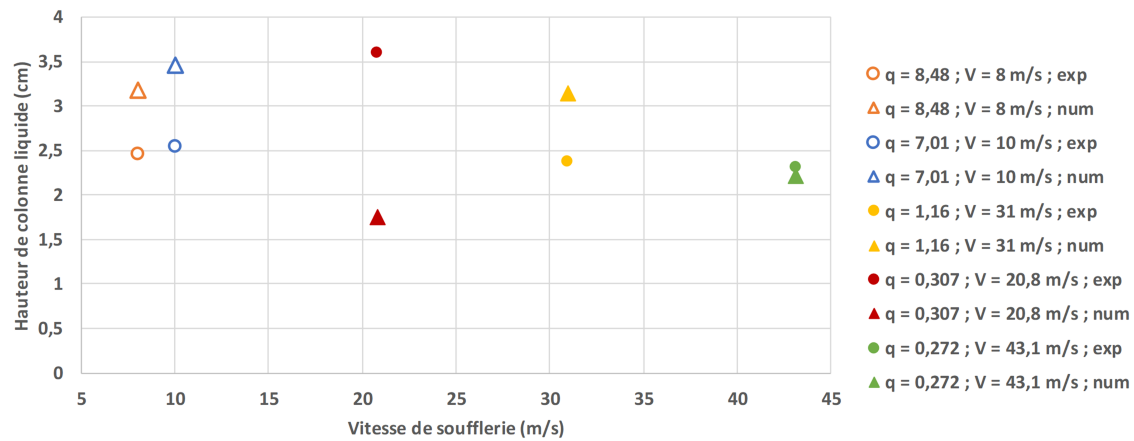


FIGURE 2.27 – Hauteur de cône liquide en fonction de la vitesse de la soufflerie

les faibles valeurs observées, cumulées aux incertitudes de mesures, permettent de définir les valeurs numériques comme satisfaisantes.

Les figures 2.30 et 2.33 comparent les données expérimentales des thermocouples placés dans la veine de la soufflerie pendant toute la durée de l'essai aux valeurs numériques de sondes de températures placées aux mêmes points à 1 cm près. L'incertitude cumulée monte à  $2,5^{\circ}\text{C}$  sur la valeur de température et une incertitude de 0,15 s pour le temps d'acquisition. Pour la figure 2.30, le jet était proche du sol de la soufflerie et donc les thermocouples étaient en contact direct avec l'azote gazeux. Le capteur le plus proche de l'injecteur, placé à 10 cm en aval, n'est pas en contact avec l'azote liquide (figure 2.28). Sa position lui permet toutefois d'être à l'intérieur du jet gazeux refroidi, ce qui explique les températures fortement négatives observées. Lorsque l'on s'éloigne de l'injecteur, le gaz va rapidement se réchauffer, jusqu'à atteindre la température ambiante en fin de veine (110 cm de l'injecteur). La ligne de courant issue du centre de l'injecteur passe bien par les valeurs expérimentales mesurées, ce qui montre que les thermocouples étaient positionnés au centre du jet.

| Thermocouple                 | 1   | 2   | 3   | 4   | 5    | 6    | 7    | 8   |
|------------------------------|-----|-----|-----|-----|------|------|------|-----|
| Distance horizontale (cm)    | 10  | 30  | 40  | 50  | 60   | 70   | 80   | 110 |
| Hauteur ( $q = 0,272$ ) (cm) | 3,1 | 4,6 | 4,7 | 4,8 | 13,6 | 14,1 | 13,3 | 17  |
| Hauteur ( $q = 8,48$ )(cm)   | 4   | 5,8 | 6,8 | 9,4 | 11,9 | 12,6 | 13,6 | 17  |

TABLE 2.8 – Position des thermocouples

La grande amplitude de mesure pour le premier capteur est due aux oscillations du jet. En effet, les oscillations modifient la trajectoire et donc la position du jet, créant des refroidissements et réchauffements sur le capteur.

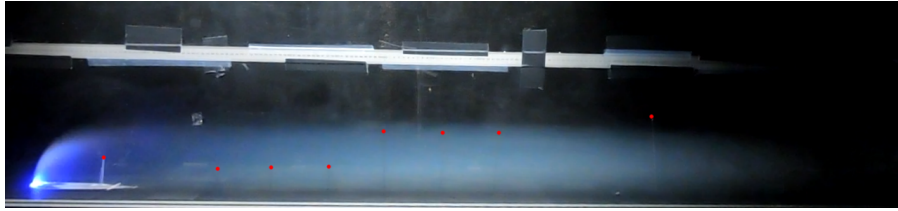


FIGURE 2.28 – Position des thermocouples pour  $q = 0,272$

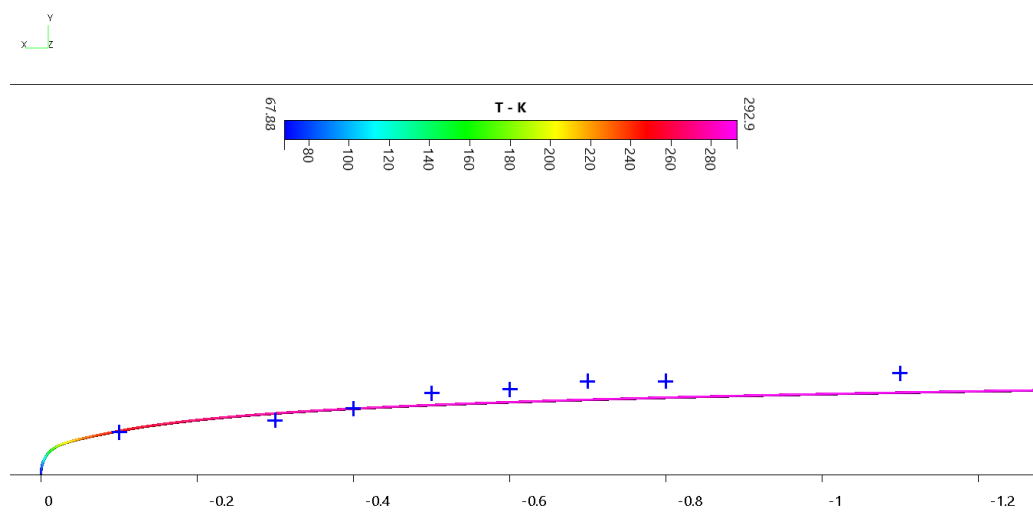


FIGURE 2.29 – Trajectoire de la ligne de courant issue du centre de l'injecteur pour  $q = 0,272$

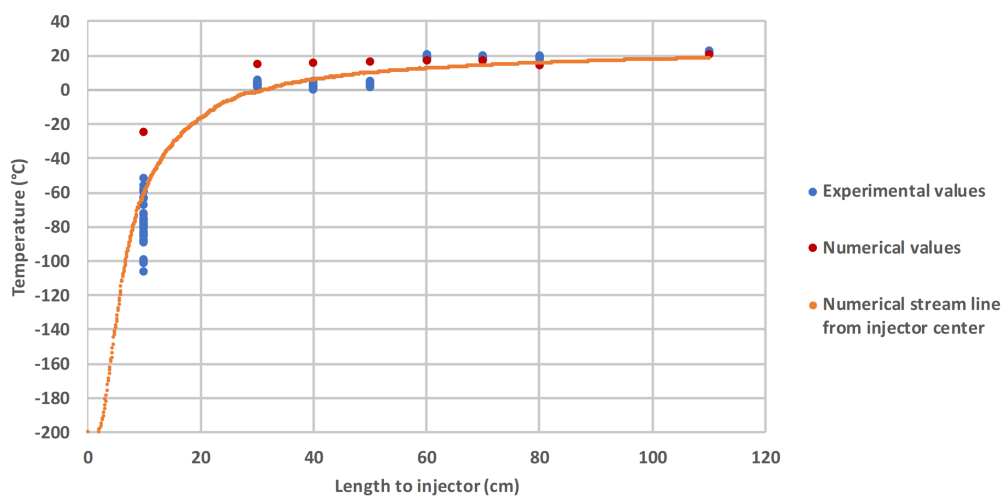
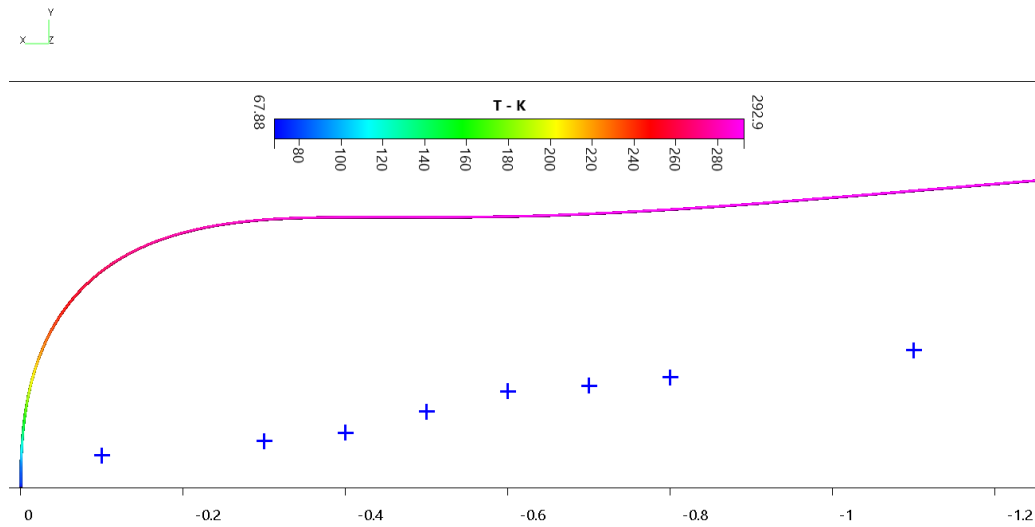


FIGURE 2.30 – Comparaison du profil de température pour  $q = 0,272$

FIGURE 2.31 – Position des thermocouples pour  $q = 8,48$ FIGURE 2.32 – Trajectoire de la ligne de courant issue du centre de l'injecteur pour  $q = 8,48$ 

Pour la figure 2.33, le jet étant beaucoup plus décollé du sol, les thermocouples étaient placés en dessous du jet durant ces essais (figure 2.31). Dans ce cas là, le modèle et l'expérimental produisent des résultats similaires. En utilisant les valeurs de la ligne de courant, il est notable que le jet se réchauffe beaucoup moins vite que pour la figure 2.30. En effet, à 20 cm de l'injecteur, la température est toujours de  $-55^{\circ}\text{C}$  alors qu'elle était déjà à  $-15^{\circ}\text{C}$  dans la figure précédente. Le jet revient toutefois à température ambiante en fin de veine.

Il semblerait que la pulsation du jet soit fortement due à l'augmentation du Reynolds de l'azote comme l'indique la figure 2.34. En effet, l'amplitude de température observée sur le premier capteur augmente avec le nombre de Reynolds du liquide. Cette amplitude de température représente la différence entre les valeurs de températures maximales et minimales du capteur lorsque la mise en froid du système est terminée.

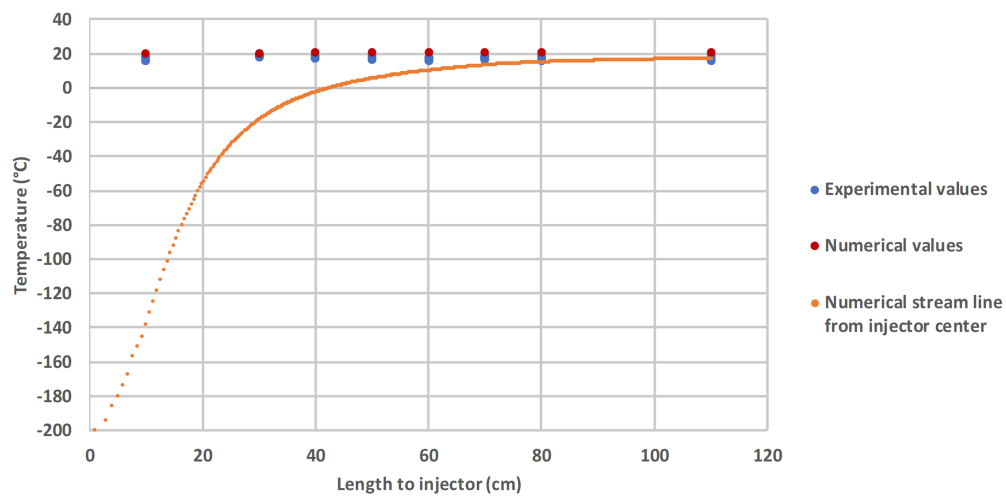
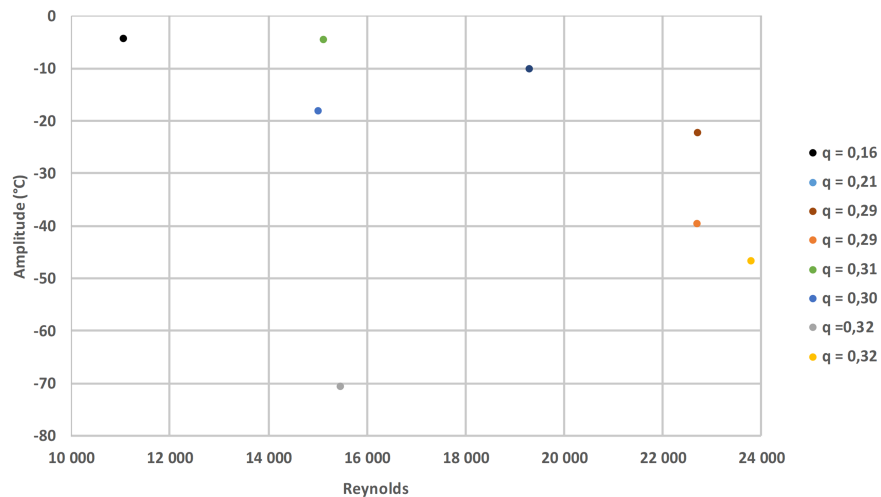
FIGURE 2.33 – Comparaison du profil de température pour  $q = 8, 48$ 

FIGURE 2.34 – Amplitude de température sur le premier capteur en fonction du nombre de Reynolds de l'azote



## 2.4 Conclusion

Le modèle de gaz densifié permet d'utiliser une loi des gaz parfaits modifiée afin d'obtenir une masse volumique et donc le débit massique d'un liquide lors de la vidange. L'effet de la pression ambiante va permettre au gaz densifié de retrouver le comportement d'un gaz parfait après l'injection de manière très rapide dans notre cas, ce qui devrait être compatible avec la vitesse d'évaporation de liquides cryogéniques.

Pour les trois points de référence que sont la trajectoire, la hauteur de cône liquide et les températures de jet, le modèle de gaz densifié permet de retrouver les résultats expérimentaux. La trajectoire du jet, point le plus important pour la détermination des zones de concentration et donc de danger dans notre étude, est particulièrement bien modélisée. La hauteur de cône liquide est elle aussi correctement modélisée, bien que moins efficacement. Pour la température, une différence de quelques degrés est observée entre le numérique et l'expérimental mais le comportement global est respecté, à savoir un liquide qui s'évapore très rapidement et un gaz qui tend vers la température ambiante en quelques dizaines de centimètres seulement.

# Chapitre 3

## Modélisation de l'écoulement et de la vidange de l'avion suborbital

### 3.1 Introduction

Le modèle numérique de gaz densifié ayant été validé, il est maintenant possible de l'appliquer à la vidange des ergols de l'avion suborbital. En effet, il est important de définir la position, la température et la concentration des nuages d'ergols formés par la vidange afin d'étudier le risque d'explosion. Les deux cas de figure pouvant être rencontrés sont la vidange nominale et la vidange d'urgence. Pour la vidange nominale, seuls de l'oxygène et du méthane gazeux seront évacués de l'appareil. Pour la vidange d'urgence, des ergols cryogéniques seront rencontrés. La vidange s'effectue par un orifice affleurant la peau de l'appareil, d'un diamètre différent s'il s'agit d'une vidange nominale ou d'urgence. Lors des vidanges, l'avion est en phase de propulsion aérobie, c'est-à-dire que le moteur fusée est éteint mais que les deux turboréacteurs de l'appareil sont allumés. Il est donc nécessaire de simuler les gaz d'échappement de ces turboréacteurs afin d'observer leur interaction avec les ergols.

### 3.2 Modèle numérique

#### 3.2.1 Modélisation du turboréacteur

La motorisation aérobie de l'appareil n'étant pas fixée, une nacelle vide d'épaisseur nulle représentative du type de moteur voulu a été fournie avec l'appareil. L'épaisseur de la nacelle a été créée et un volume de contrôle servant de source de chaleur et de quantité de mouvement a été inséré à l'intérieur du moteur . Nous pouvons ainsi simuler un écoulement de sortie du

turboréacteur avec une température et une vitesse désirée. Le choix de la motorisation n'étant pas encore fixé, nous utilisons des valeurs typiques fournies par l'industriel. Les températures attendues sont de l'ordre de 870 K et les vitesses de l'ordre de 1100 m/s.

### 3.2.2 Maillages

#### A - Maillage hybride structuré/non structuré

Dans un premier temps, un maillage hybride structuré/non structuré a été implémenté. La couche limite de l'avion est maillée grâce à un maillage structuré permettant de contrôler la taille de maille et l'agencement des couches successives. Le reste du domaine de calcul est maillé grâce à un maillage non structuré, permettant ainsi d'optimiser le nombre de mailles par rapport à des critères prédéfinis. L'interface entre les deux types de maillage pose toutefois des problèmes à cause de la forme du fuselage. En effet, le respect de critères de hauteur de couche limite dans les zones à forte courbure entraîne la formation de cellules à volume négatif ou de rapport longueur sur hauteur très importants. Par ailleurs, ce type de modèle nécessite un travail de fond sur le fichier CAO afin de gommer ses imperfections. La surface est maillée en premier et sert de base pour la création du maillage du reste du domaine. La moindre imperfection est alors amplifiée au fur et à mesure de l'éloignement de la surface. Le fuselage ne doit pas avoir de trous qui permettraient à l'écoulement de traverser la peau ou de points singuliers qui ne permettraient pas de mailler correctement la surface. La convergence de nos calculs est fortement dépendante du maillage, notamment autour de la zone d'injection du méthane.

Les maillages obtenus n'étaient pas satisfaisants. Le nombre de mailles devenait important lorsque nous résolvions correctement la couche limite et des maillages plus grossiers empêchaient la convergence des calculs. Il a donc été décidé de changer de type de maillage afin de s'affranchir de ces problèmes.

#### B - Maillage cartésien

Un maillage cartésien a été utilisé pour nos modélisations. Ce type de maillage possède de nombreux avantages par rapport aux maillages structurés, non structurés et hybrides. Tout d'abord, le modèle CAO utilisé n'a pas besoin d'être parfaitement étanche de part la construction du maillage. En effet, le maillage est construit en partant des frontières extérieures vers le fuselage alors que les autres types de maillage vont partir du fuselage pour aller vers l'extérieur. Ce type de construction permet de gommer certaines imperfections du modèle CAO puisque

le maillage va venir se poser sur ces imperfections et non pas les agrandir. De même, les petits éléments de surface comme les points singuliers ne posent pas de problèmes. De plus, à paramètres équivalents, un maillage cartésien génère moins de mailles que les autres et permet une meilleure convergence.

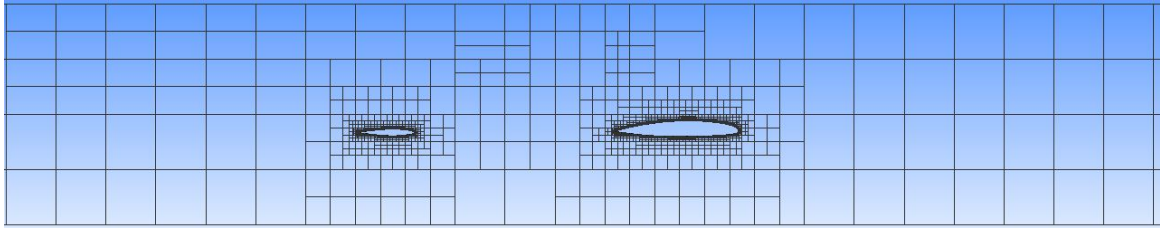


FIGURE 3.1 – Vue en coupe du maillage et des profils d’ailes

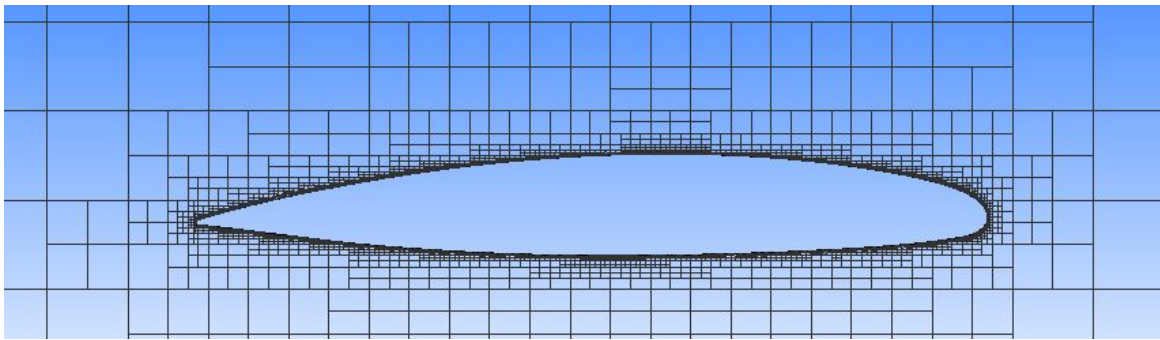


FIGURE 3.2 – Zoom sur le maillage du profil d’aile principal

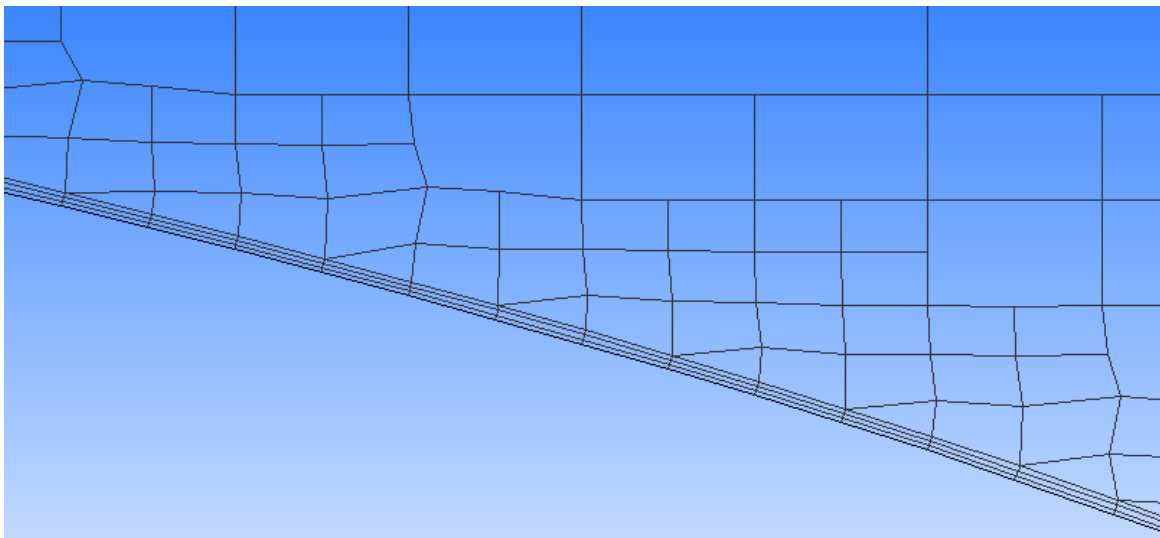


FIGURE 3.3 – Interface couche limite/maillage cartésien

### 3.2.3 Conditions aux limites

Pour des raisons de confidentialité, l’appareil n’est pas fourni dans son intégralité. Les ailes et la dérive verticale ont été tronquées à 50 %.

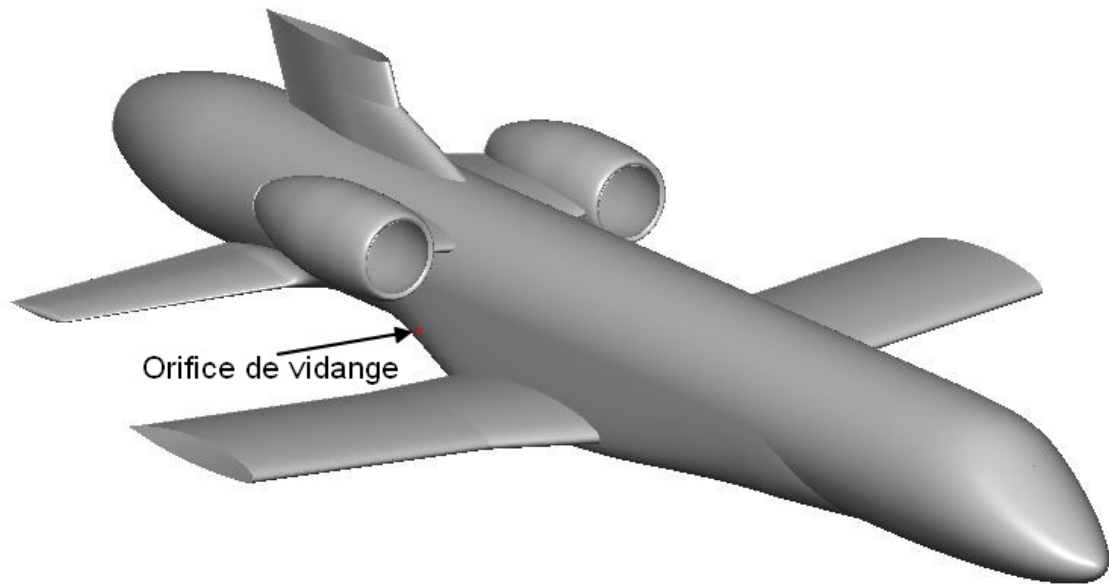


FIGURE 3.4 – Avion tronqué

Compte tenu de cette spécificité, plusieurs choix étaient alors possibles. Prolonger artificiellement l'empennage et les ailes afin de pouvoir repousser les limites de la zone de calcul, avec le désavantage d'augmenter le temps de calcul et de ne pas respecter la géométrie réelle de l'avion ; faire reposer les limites de la zone de calcul sur les ailes et l'empennage tronqués sans modifier les conditions aux limites ou implémenter des conditions aux limites non réfléchitives pour ne pas obtenir de réflexions parasites sur les parois extérieures et ne pas forcer l'écoulement. L'implémentation de conditions non réfléchitives n'étant pas possible sur CFD-ACE et pour des raisons de temps de calcul, nous ferons reposer les parois de notre zone de calcul sur les coupures de nos ailes et de l'empennage. L'appareil sera coupé en deux selon son plan de symétrie.

### 3.2.4 Paramètres de vol

Le moteur fusée doit effectuer une mise en froid de ses organes pour pouvoir démarrer et fonctionner correctement. Cette opération consiste à faire circuler les ergols dans la tuyauterie et certaines pièces comme les roulements de la turbopompe. Ces ergols doivent être évacués par la suite. Sur le premier étage d'une fusée, cette opération s'effectue au sol et peut donc être contrôlée. Dans le cadre de l'appareil suborbital, le moteur fusée n'est pas allumé au décollage donc cette opération doit être effectuée en vol.

Lors de la procédure d'urgence, plusieurs tonnes de méthane et d'oxygène doivent être vidangées. Afin de ne pas déstabiliser l'appareil en vol en modifiant trop abruptement la position de son centre de gravité, le méthane et l'oxygène sont vidangés à tour de rôle pendant 2,5 min.

|                                                | Mise en froid | Vidange d'urgence |
|------------------------------------------------|---------------|-------------------|
| Durée ( <i>min</i> )                           | 20            | 4*2,5             |
| Température ( <i>K</i> )                       | 200           | 120               |
| Débit massique ( <i>kg.s<sup>-1</sup></i> )    | 0,1           | 5                 |
| Diamètre de l'orifice de vidange ( <i>mm</i> ) | 40            | 65                |

TABLE 3.1 – Paramètres de vidange du méthane

Ce processus est répété 4 fois, jusqu'à ce que les deux réservoirs soient vides. Il n'y aura donc pas à la fois vidange de méthane et d'oxygène, réduisant les risques de mélange et permettant de modéliser les vidanges indépendamment.

|                                        | Cas 1  | Cas 2  | Cas 3  |
|----------------------------------------|--------|--------|--------|
| Altitude ( <i>km</i> )                 | 2      | 4      | 6,3    |
| Mach                                   | 0,4    | 0,5    | 0,5    |
| Vitesse ( <i>m.s<sup>-1</sup></i> )    | 133,0  | 162,3  | 157,6  |
| Incidence ( ° )                        | 4,1    | 3,8    | 4,0    |
| Température atmosphérique ( <i>K</i> ) | 275    | 262    | 247    |
| Pression atmosphérique ( <i>Pa</i> )   | 79 495 | 61 640 | 45 272 |

TABLE 3.2 – Cas de vol

Le cumul des tableaux 3.1 et 3.2 nous donne 6 calculs différents à effectuer. Le modèle est donc modulable pour ne pas avoir à refaire tout le travail de maillage à chaque simulation.

## A - Tableaux récapitulatifs

| Classe          | Nom                  | Unité              | Valeur                   |
|-----------------|----------------------|--------------------|--------------------------|
| Géométrie avion | Longueur             | $m$                | 23,2                     |
|                 | Largeur              | $m$                | 13,7                     |
|                 | Hauteur              | $m$                | 4,1                      |
|                 | Corde à l'emplanture | $m$                | 3,7                      |
|                 | Diamètre évent       | $mm$               | 40 ou 65                 |
| Zone de calcul  | Longueur             | $m$                | 37                       |
|                 | Largeur              | $m$                | 6,86                     |
|                 | Hauteur              | $m$                | 7                        |
| Fluide 1        | Air                  | -                  | Gaz parfait              |
|                 | Température          | $K$                | Voir tableau 3.2         |
|                 | Pression             | $Pa$               |                          |
|                 | Vitesse              | $m.s^{-1}$         |                          |
| Fluide 2        | Méthane              | -                  | Gaz parfait densifié     |
|                 | Température          | $K$                | Voir tableau 2.7         |
|                 | Masse volumique      | $kg.m^{-3}$        |                          |
|                 | Débit                | $kg.s^{-1}$        |                          |
| Modèles         | Turbulence           | -                  | SST $k - \omega$         |
|                 | Chaleur spécifique   | $J.K^{-1}.kg^{-1}$ | Polynôme de T de degré 5 |
|                 | Conductivité         | $W.K^{-1}.m^{-1}$  | Polynôme de T de degré 5 |
|                 | Viscosité            | $kg.m^{-1}.s^{-1}$ | Loi de Sutherland        |
|                 | Diffusion            | -                  | Diffusion multi-espèces  |

TABLE 3.3 – Conditions de calcul 1/2

| Classe                 | Nom                        | Unité       | Valeur           |
|------------------------|----------------------------|-------------|------------------|
| Maillage               | Type                       | -           | Cartésien        |
|                        | Nombre de mailles          | -           | $15.10^6$        |
|                        | Épaisseur de couche limite | $mm$        | 1,65             |
|                        | Hauteur de 1ère maille     | $mm$        | 0,5              |
| Conditions aux limites | Entrée d'air               |             |                  |
|                        | Masse volumique            | $kg.m^{-3}$ | Voir tableau 3.2 |
|                        | Température                | $K$         |                  |
|                        | Vitesse                    | $m.s^{-1}$  |                  |
|                        | Intensité turbulente       | -           | 0,1              |
|                        | Longueur caractéristique   | $m$         | 0,00216          |
|                        | Fluide                     | -           | Air              |
|                        | Injection méthane          |             |                  |
|                        | Masse volumique            | $kg.m^{-3}$ | 410,2            |
|                        | Température                | $K$         | 120              |
|                        | Débit                      | $kg.s^{-1}$ | 5                |
|                        | Intensité turbulente       | -           | 1 %              |
|                        | Longueur caractéristique   | $m$         | 0,065            |
|                        | Fluide                     | -           | Méthane          |
|                        | Sorties d'air              |             |                  |
|                        | Pression constante         | $Pa$        | 0                |
|                        | Fluide                     | -           | Air              |
|                        | Parois                     |             |                  |
|                        | Sans glissement            | -           | Oui              |
|                        | Adiabatique                | -           | Oui              |
|                        | Parois inertes             | -           | Oui              |

TABLE 3.4 – Conditions de calcul 2/2



### 3.2.5 Influence de l'incidence et de l'assiette en 2D

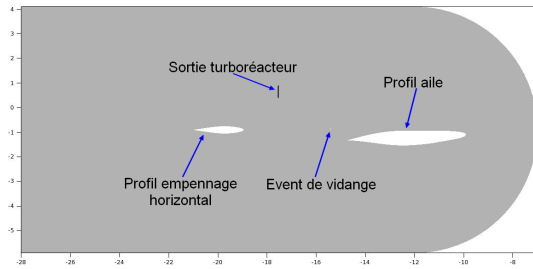


FIGURE 3.5 – Zone de calcul

|           |     | Assiette             |                |                     |
|-----------|-----|----------------------|----------------|---------------------|
|           |     | +3°                  | 0              | -3°                 |
| Incidence | -3° | Cabré horizontal<br> |                |                     |
|           | 0   | Montée<br>           | Horizontal<br> | Descente<br>        |
|           | +6° |                      |                | Descente cabrée<br> |
|           |     |                      |                |                     |

FIGURE 3.6 – Cas d'étude

Une modélisation 2D de l'avion a été entreprise. Cette démarche a permis de paramétrer les termes sources du turboréacteur ainsi que d'étudier les effets de l'incidence de vol et de l'assiette sur l'écoulement. La zone de calcul est un plan sur lequel on a projeté le profil d'aile principal, le profil de l'empennage arrière horizontal et une zone simulant la sortie du turboréacteur. Dans la réalité, l'évent et le turboréacteur ne sont pas coplanaires.

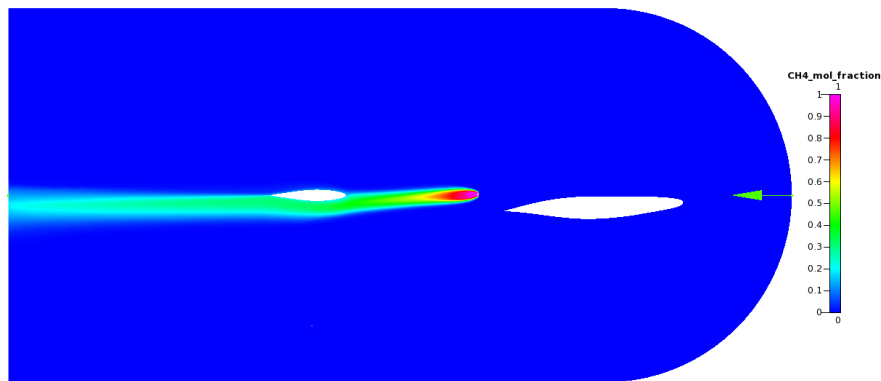


FIGURE 3.7 – Fraction molaire de méthane dans le cas de montée (incidence 0°, assiette 3°)

L'assiette, bien qu'ayant des effets aérodynamiques, n'est pas un paramètre modifiant significativement le comportement du jet de vidange. En effet, les figures 3.7 et 3.8 ne montrent pas de différence notable entre un cas de montée ou de descente (tableau 3.6). L'incidence de

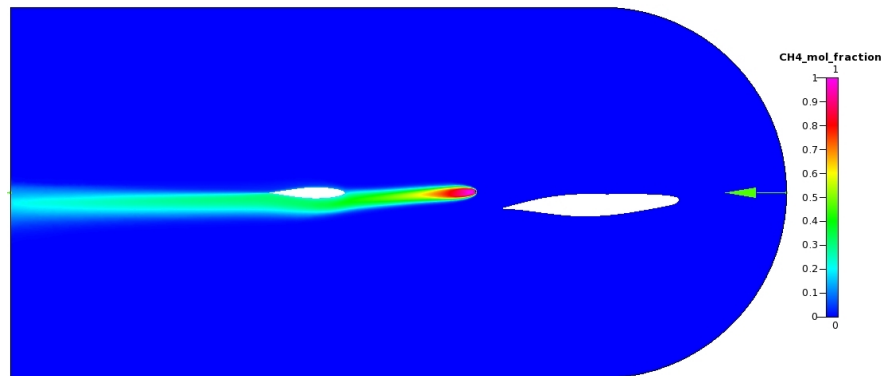


FIGURE 3.8 – Fraction molaire de méthane dans le cas de descente (incidence 0°, assiette -3°)

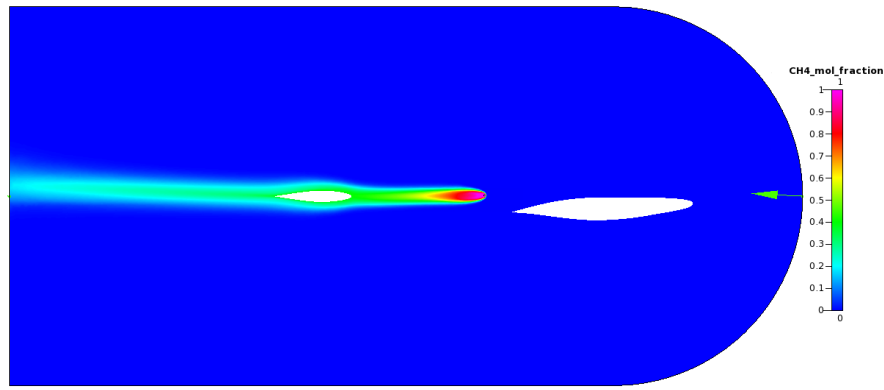


FIGURE 3.9 – Fraction molaire de méthane dans le cas d'un avion cabré en vol horizontal (incidence  $-3^\circ$ , assiette  $3^\circ$ )

vol a, quant à elle, une grande influence sur la trajectoire du jet. En effet, l'incidence est représentative du vent relatif et donc de la trajectoire des lignes de courant. En comparant les cas "Cabré horizontal" de la figure 3.9 et " Montée" de la figure 3.7 du tableau 3.6, on remarque immédiatement l'effet de ce vent relatif sur la trajectoire du jet. Pour une différence d'incidence de  $3^\circ$ , la trajectoire du jet de vidange est modifiée de façon importante, avec une translation verticale de plusieurs dizaines de centimètres.

### 3.3 Validation du modèle aérodynamique

L'écoulement aérodynamique autour de l'appareil doit être vérifié avant d'appliquer la loi de gaz densifié. Pour ce faire, nous utilisons le modèle DLR-F6 (figure 3.10) et comparons les calculs de CFD-ACE avec les résultats obtenus par d'autres groupes sur cette configuration ainsi que des valeurs expérimentales. Plus précisément, nous utilisons les valeurs de coefficient de portance global ainsi que les valeurs de coefficient de pression le long de coupes de l'aile de l'appareil.

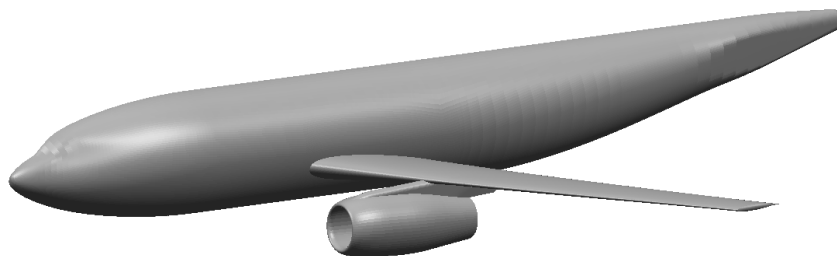
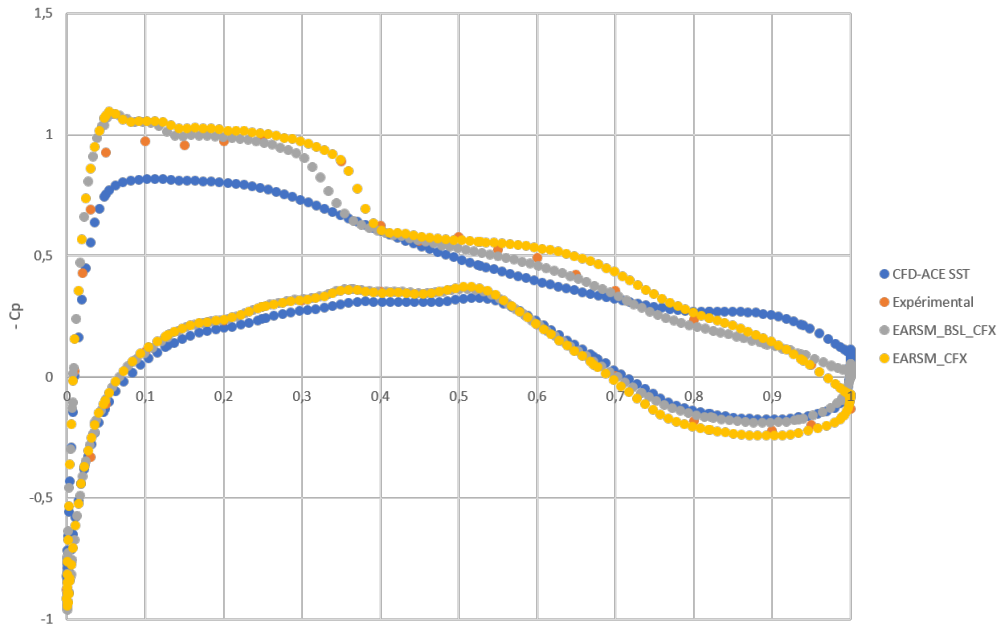


FIGURE 3.10 – Avion DLR-F6 coupé en deux

Le document de Schwamborn [130] récapitule les instructions de calcul ainsi que les résultats

FIGURE 3.11 – Profil de  $C_p$  le long d'une coupe de l'aile

présentés par différents groupes. La figure 3.11 intègre les résultats issus de l'étude de Wallin [131], les résultats expérimentaux et la modélisation sous CFD-ACE. Le même maillage a été utilisé pour tous les calculs numériques. Le coefficient de portance global a été déterminé à 0,46 tandis que le coefficient expérimental était de 0,5. Toutefois, une grande amplitude de valeurs a été trouvée par l'ensemble des participants [0.49,0.57], ce qui permet de valider le coefficient global de CFD-ACE. Le profil de  $C_p$  obtenu sur la figure 3.11 montre une différence entre les valeurs expérimentales et nos calculs au niveau de l'intrados du bord d'attaque de l'aile. Cette différence s'explique normalement par un problème de maillage, nous invitant à remettre en question la version du maillage utilisée.

### 3.4 Simulation de la vidange

Nos calculs ont été effectués avec la loi de gaz densifié, expliquée en section 2.2.2. La température d'auto-inflammation du méthane se situant autour de 873 K, il est fondamental que le gaz vidangé ne rencontre pas de températures se rapprochant de cette valeur. La seule source chaude présente dans l'environnement immédiat est le turboréacteur en fonctionnement. Il faut alors vérifier que le méthane n'entre pas dans le turboréacteur et qu'il ne soit pas en contact direct avec les gaz d'échappements qui atteignent localement 870 K.

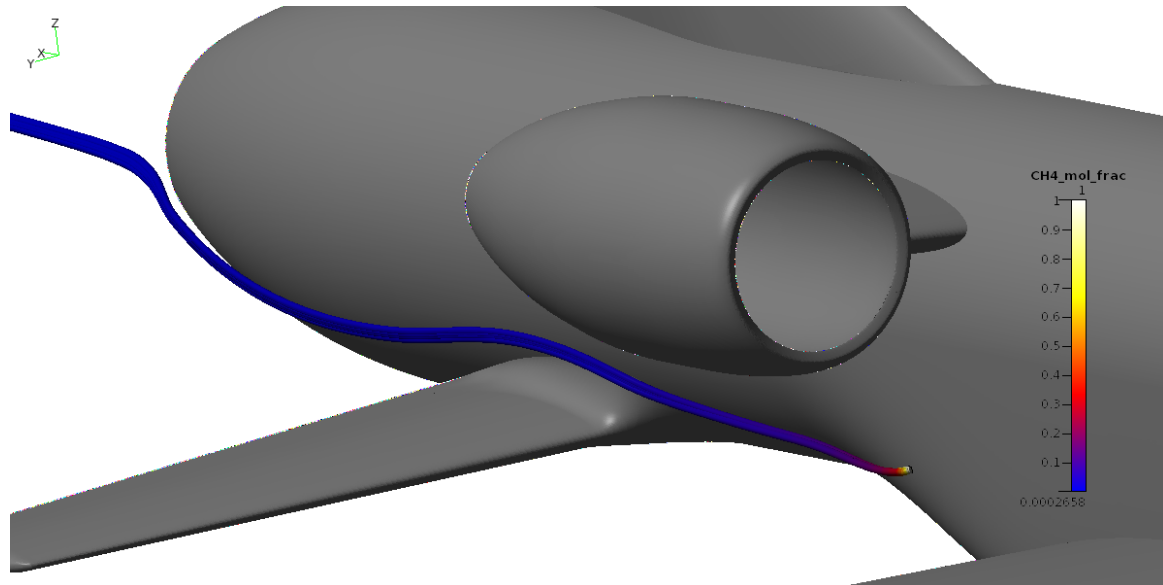
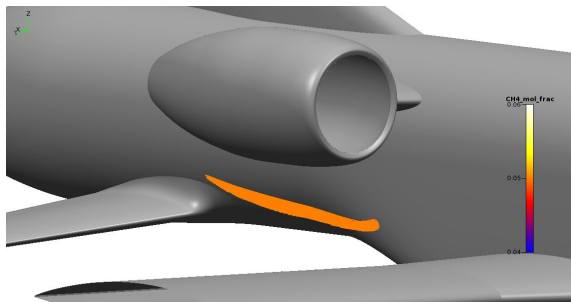
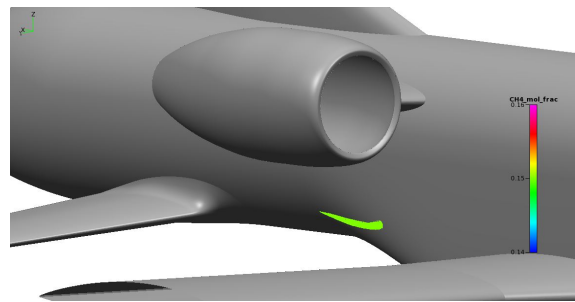


FIGURE 3.12 – Trajectoire du jet en vidange nominale

FIGURE 3.13 – Iso-contour du méthane à 5 %  
en fraction molaireFIGURE 3.14 – Iso-contour du méthane à 15  
% en fraction molaire

### 3.4.1 Mise en froid

Les paramètres d'une vidange nominale sont récapitulés dans le tableau 3.1. Les valeurs de température et de pression indiquent que le méthane vidangé sera gazeux.

#### A - Cas 1 : Vidange nominale à 2 km d'altitude

Le débit de gaz étant faible, la figure 3.12 montre que le méthane est plaqué près du fuselage par l'écoulement d'air autour de l'appareil.

Les zones où les concentrations en méthane le rendent inflammable (entre 5 et 15 %) sont relativement peu étendues et éloignées du turboréacteur en fonctionnement (figures 3.13 et 3.14).

La figure 3.15 présente la fraction molaire et la température d'une ligne de courant issue du centre de l'évent de vidange. Les températures observées sur la figure ne permettent pas

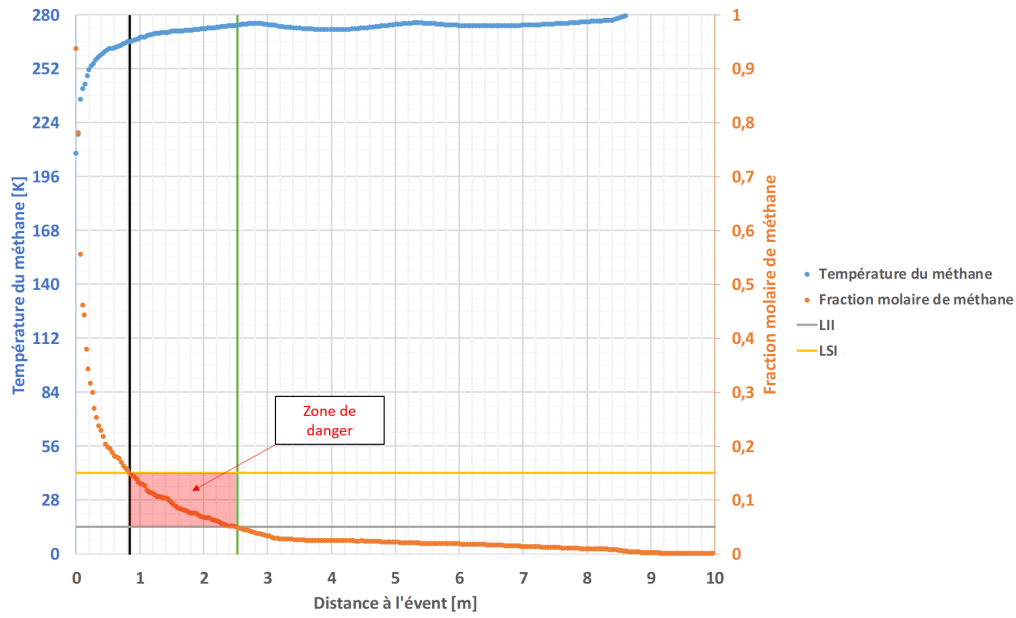


FIGURE 3.15 – Ligne de courant du jet en vidange nominale à 2 km d'altitude

l'auto-inflammation du méthane puisque la température est inférieure à 873 K sur toute la trajectoire.

### B - Cas 2 : Vidange nominale à 4 km d'altitude

La température et la pression de l'atmosphère sont plus faibles, le Mach plus élevé de 0,1 et l'incidence plus faible de  $0,3^\circ$ .

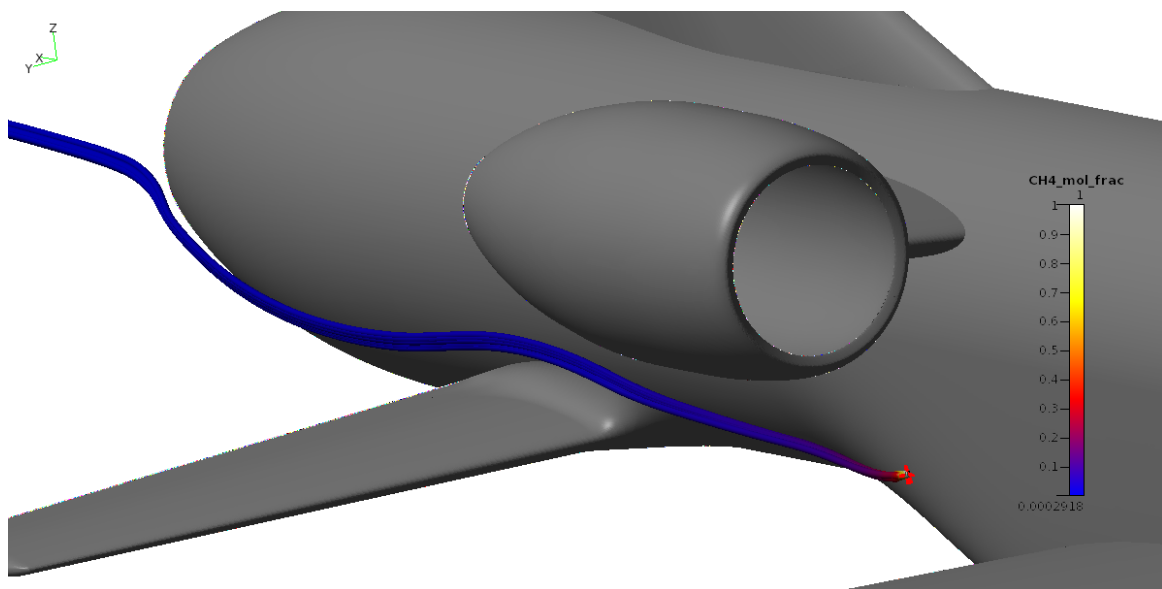


FIGURE 3.16 – Trajectoire du jet en vidange nominale

Il y a peu de différences notables entre les figures 3.13 et 3.17 au niveau des trajectoires ou des

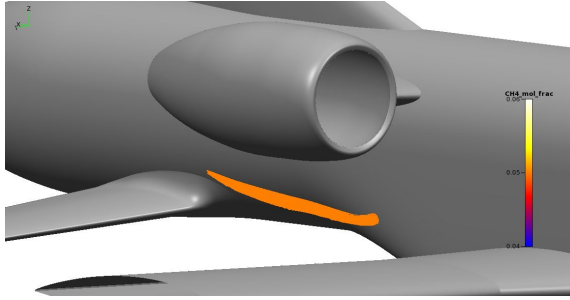


FIGURE 3.17 – Iso-contour du méthane à 5 % en fraction molaire

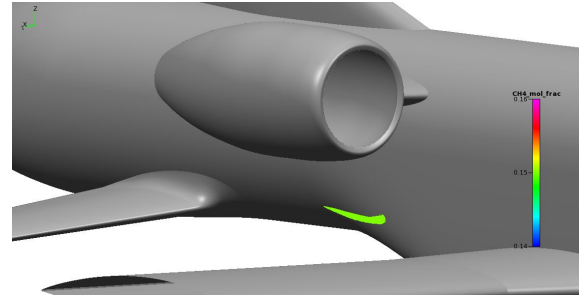


FIGURE 3.18 – Iso-contour du méthane à 15 % en fraction molaire

surfaces d'enveloppe de fraction molaire en méthane calculées par CFD-ACE ( $S_{5\%} = 0,7833 \text{ m}^2$  et  $S_{15\%} = 0,1789 \text{ m}^2$  à 2 km et  $S_{5\%} = 0,7884 \text{ m}^2$  et  $S_{15\%} = 0,1784 \text{ m}^2$  à 4 km).

Encore une fois, la température du méthane n'atteint jamais des niveaux dangereux comme le montre le tracé de la température et de la fraction molaire en méthane le long de la ligne de courant centrale (figure 3.19).

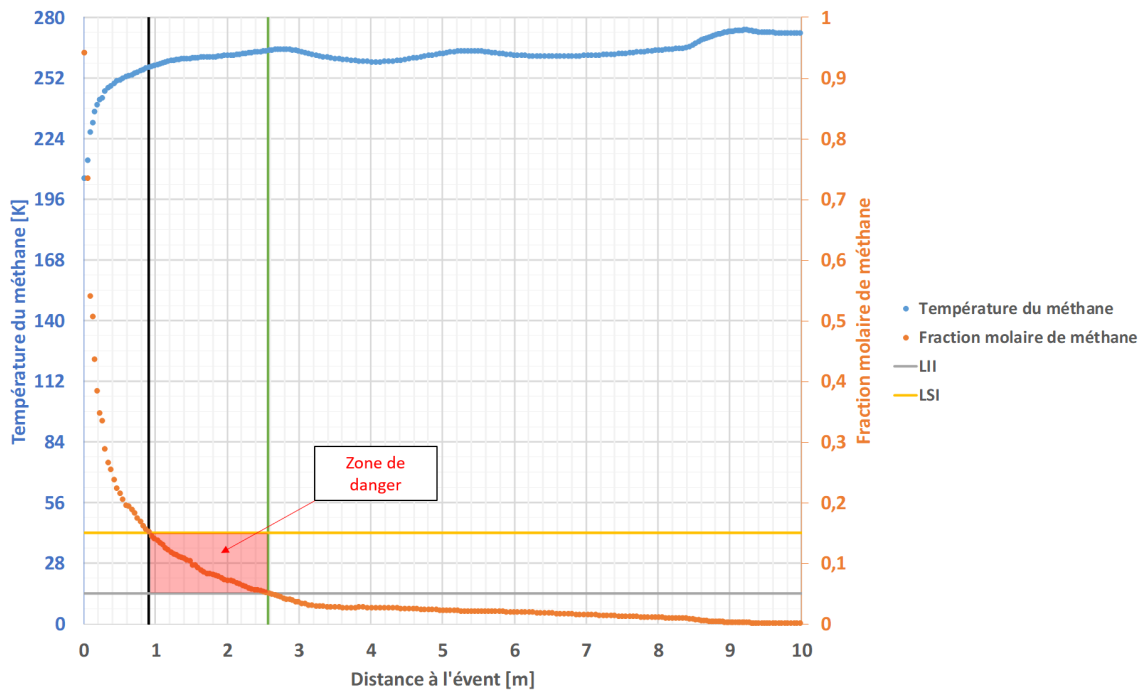


FIGURE 3.19 – Ligne de courant du jet en vidange nominale à 4 km d'altitude

### C - Cas 3 : Vidange nominale à 6,3 km d'altitude

Le nombre de Mach reste de 0,5 mais l'incidence augmente cette fois-ci à  $4^\circ$ . La température de l'atmosphère atteint  $-26^\circ$  et la pression 0,45 bar.

La figure 3.20 donne encore une fois une trajectoire de jet qui ne passe pas par la sortie du turboréacteur. Les zones de concentrations dangereuses restent localisées proche de l'orifice de

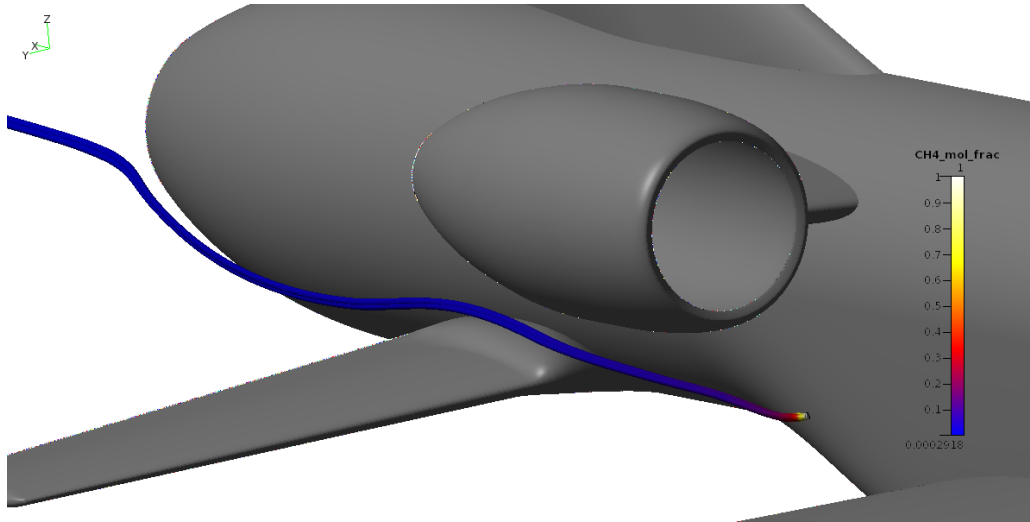
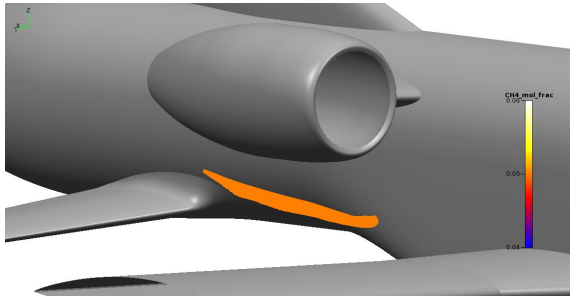
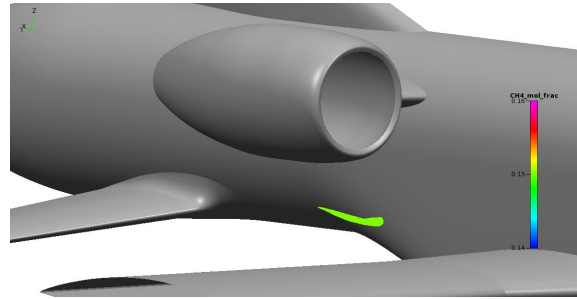


FIGURE 3.20 – Trajectoire du jet en vidange nominale

FIGURE 3.21 – Iso-contour du méthane à 5 %  
en fraction molaireFIGURE 3.22 – Iso-contour du méthane à 15  
% en fraction molaire

vidange.

Le nuage de méthane reste localisé proche de l'évent de vidange et plaqué le long du fuselage de l'appareil. Les surfaces d'enveloppe de fraction molaire de méthane augmentent pour passer à  $S_{5\%} = 0,965 \text{ m}^2$  et  $S_{15\%} = 0,226 \text{ m}^2$ .

La figure 3.23 montre que lorsque le méthane est compris entre 5 et 15 % en fraction molaire, sa température est comprise entre 244 et 250 K, ce qui ne permet pas son auto-inflammation.

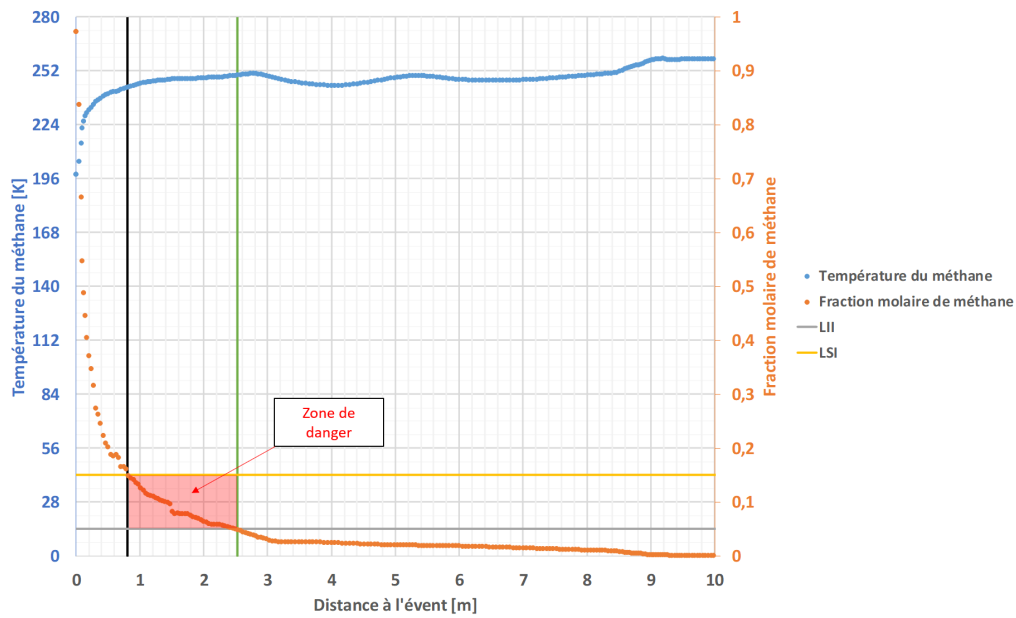


FIGURE 3.23 – Ligne de courant du jet en vidange nominale à 6,3 km d'altitude

### 3.4.2 Vidange d'urgence

#### A - Cas 1 : Vidange d'urgence à 2 km d'altitude

Les figures 3.24 et 3.25 présentent les iso-contours des nuages de méthane à 5 et 15 % respectivement. Il n'y a pas de concentration dangereuse de méthane à l'arrière de la coiffe protectrice du moteur fusée.

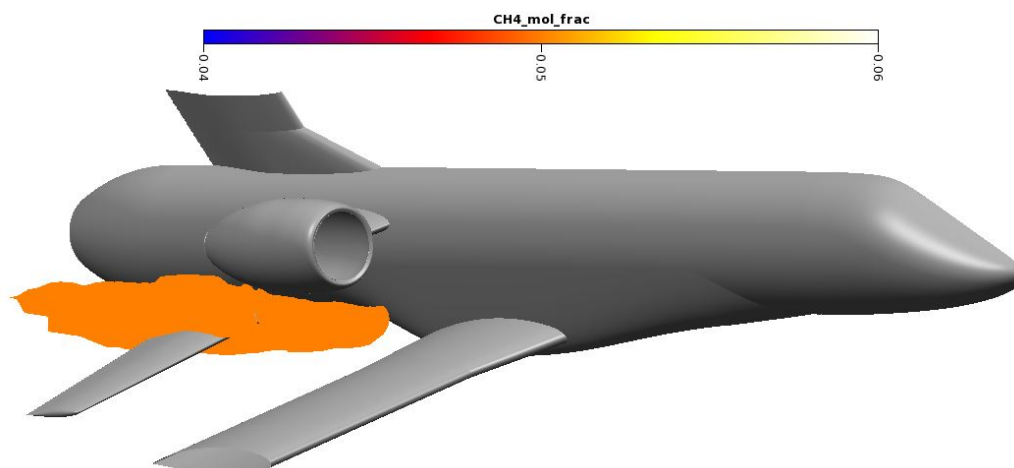


FIGURE 3.24 – Iso-contour du méthane à 5 % en fraction molaire à 2 km d'altitude

La figure 3.26 présente des coupes effectuées à 30 cm, 4 m et 6 m en aval de l'événement de vidange. La première coupe étant à faible distance de l'injection, la zone dangereuse prend la forme d'un anneau de faible épaisseur. La partie évidée de l'anneau correspond à une zone trop riche



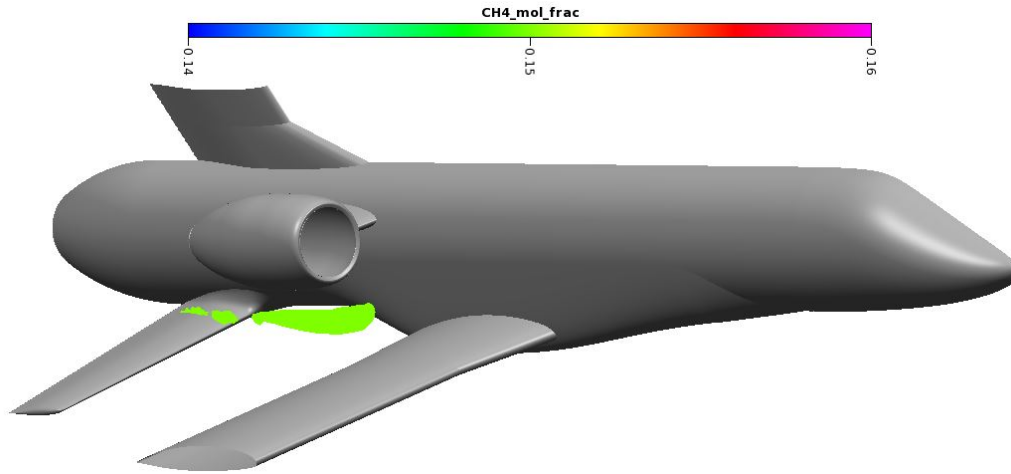


FIGURE 3.25 – Iso-contour du méthane à 15 % en fraction molaire à 2 km d'altitude

en méthane pour une inflammation standard. La deuxième coupe permet d'observer le nuage d'ergol sur l'empennage arrière ainsi que la température du flux provenant du turboréacteur. La coupe du nuage ne forme plus un anneau, le nuage passant au dessus et en dessous de l'aile. Il n'y a pas de mélange avec l'échappement chaud du turboréacteur. La dernière coupe a été effectuée après l'empennage arrière. Le nuage est moins concentré et moins étendu, il reste toutefois une grande zone inflammable. Encore une fois, il n'y a pas de mélange avec le gaz chaud du turboréacteur. Une température de 600 K est choisie comme limite basse car elle est située 300 K en dessous de la température d'auto inflammation du méthane. S'il n'y pas de mélange à cette faible température, le risque d'auto-inflammation peut être écarté.

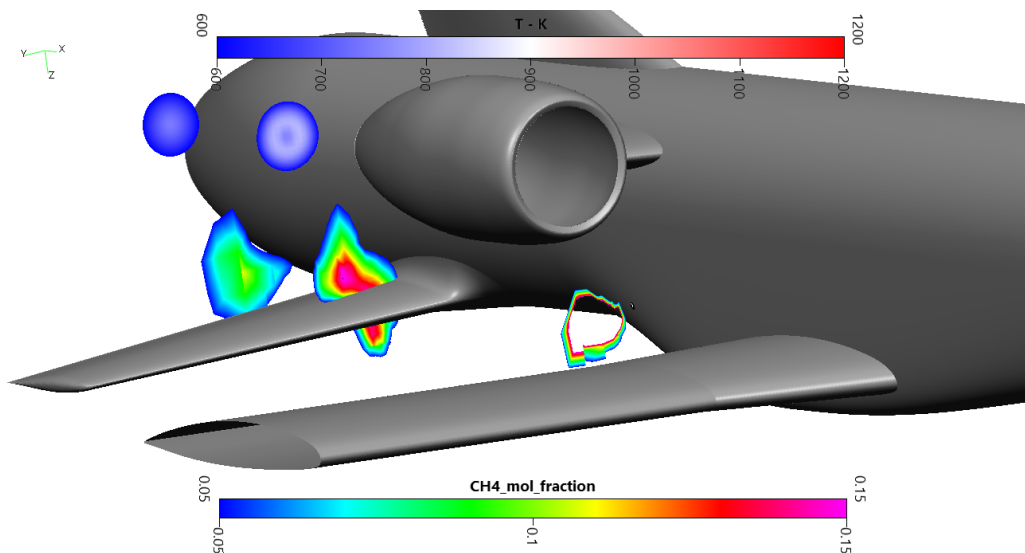


FIGURE 3.26 – Coupes à  $x = 30$  cm, 400 cm et 600 cm de l'évent à 2 km d'altitude

En utilisant les limites d'inflammabilité à 5 et 15 % pour délimiter la zone de concentrations

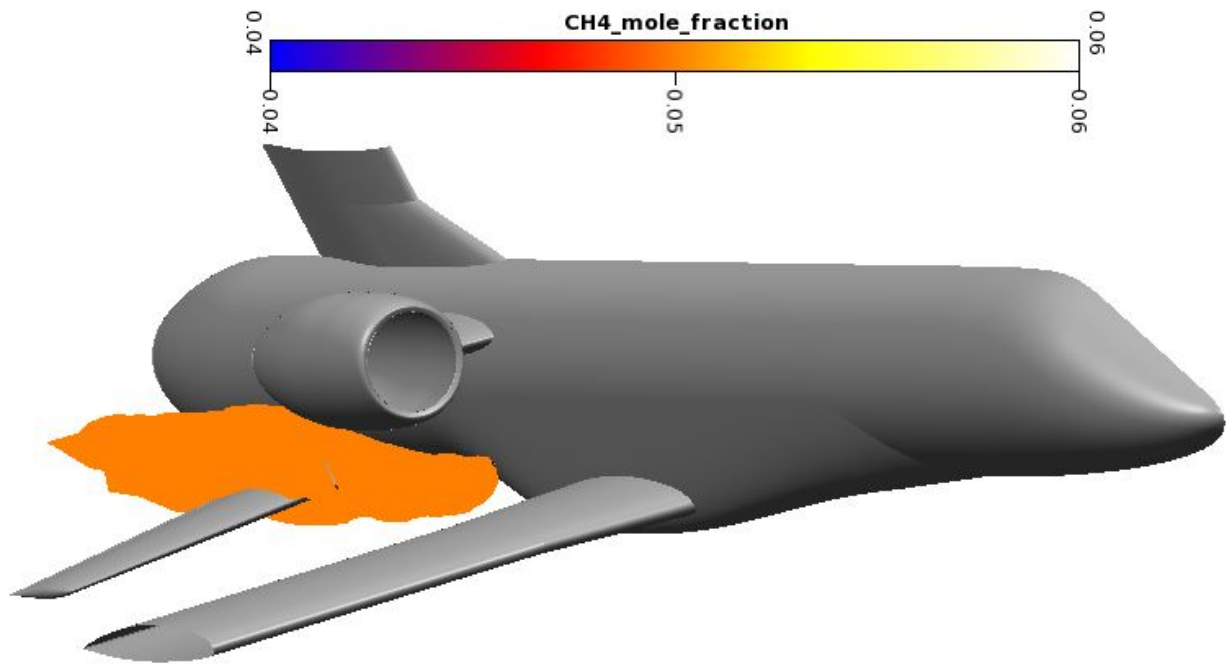


FIGURE 3.28 – Iso-contour du méthane à 5 % en fraction molaire à 4 km d'altitude

dangereuses, nous pouvons voir sur la figure 3.27 que la température interne au nuage est faible, dépassant à peine les 260 K c'est-à-dire plus de 600 ° en dessous de la température d'auto-inflammation. Toutefois, la zone dangereuse est assez étendue.

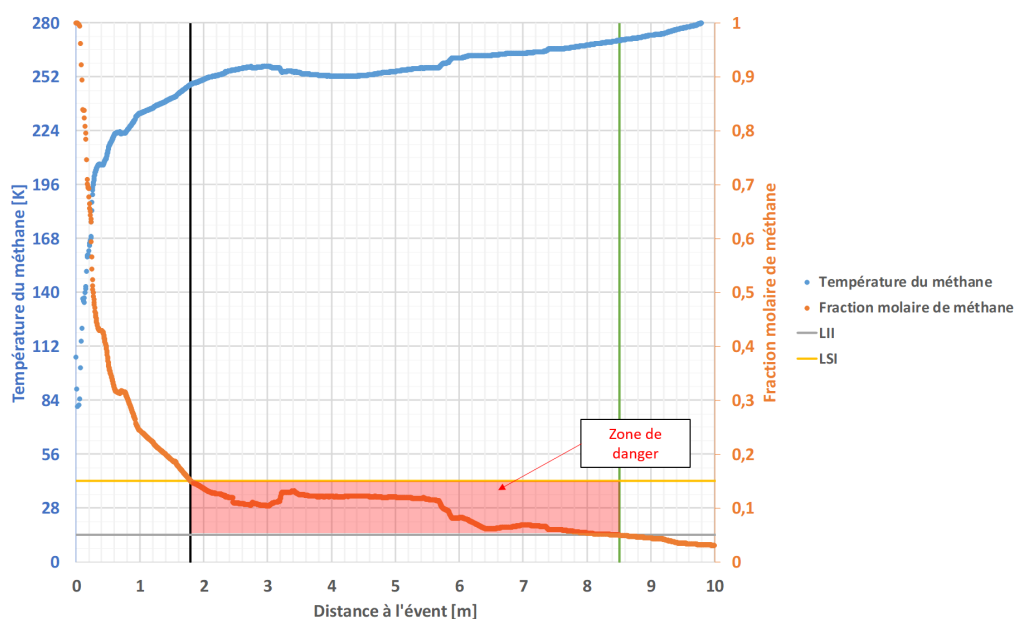


FIGURE 3.27 – Ligne de courant du jet en vidange d'urgence à 2 km d'altitude

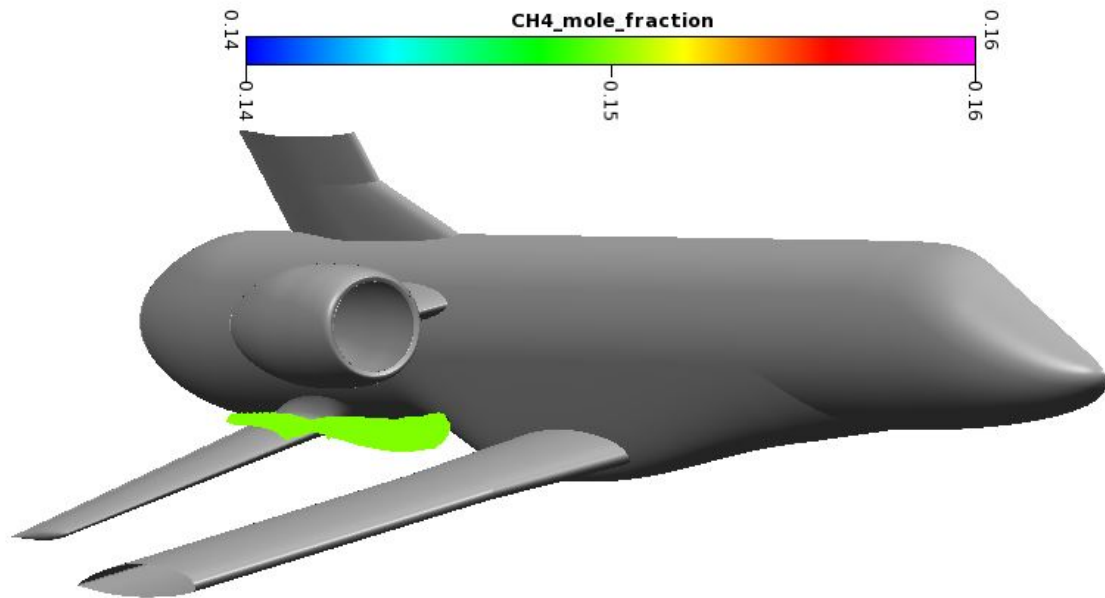


FIGURE 3.29 – Iso-contour du méthane à 15 % en fraction molaire à 4 km d'altitude

### B - Cas 2 : Vidange d'urgence à 4 km d'altitude

Dans la figure 3.30, la première zone dangereuse prend une nouvelle fois la forme d'un anneau de faible épaisseur. La forme du nuage est modifiée par rapport à celle à 2 km d'altitude. Sur l'empennage arrière, la surface du nuage coupé est assez importante avec un nuage conséquent au dessus et en dessous de l'aile. Le nuage possède toujours une zone trop riche pour une inflammation. Finalement, à 6 m en aval de l'évent, la surface dangereuse est réduite avec une fraction molaire de méthane qui baisse suite au mélange avec l'air. Le nuage se rapproche toutefois de la coiffe protectrice du moteur fusée. Dans tous les cas, il n'y a pas mélange avec le flux de sortie du turboréacteur.

La zone dangereuse de la figure 3.31 est bien plus longue que pour la vidange nominale. Le passage sur l'empennage arrière est clairement visible entre 3,2 m et 5,6 m en aval de l'injection. La zone dangereuse est longue d'environ 6,6 m.

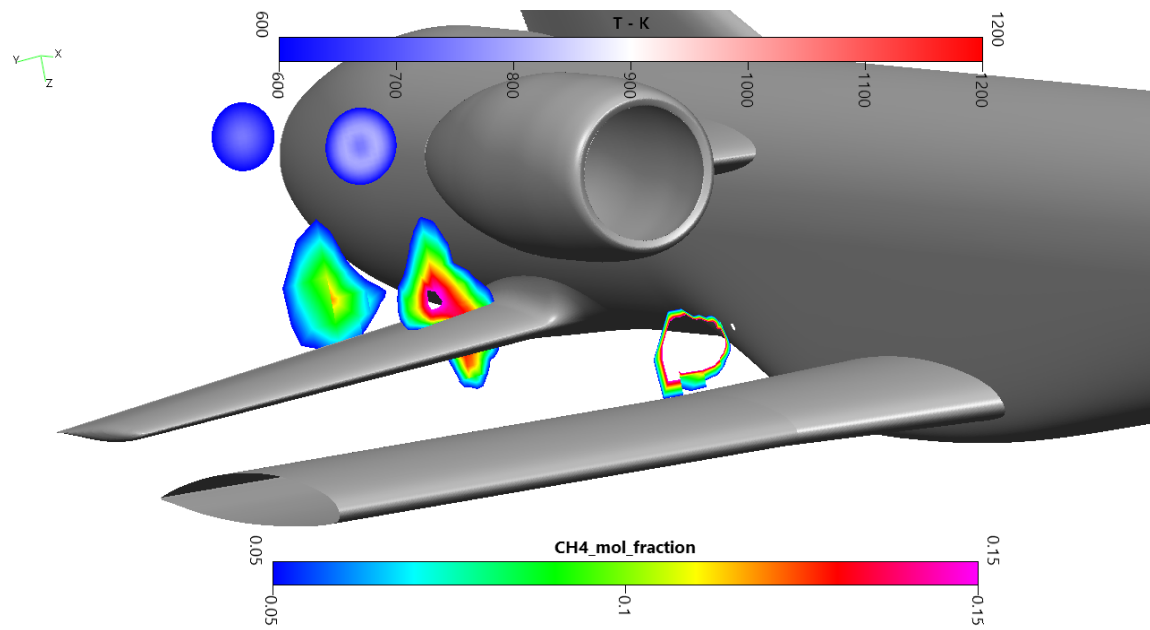
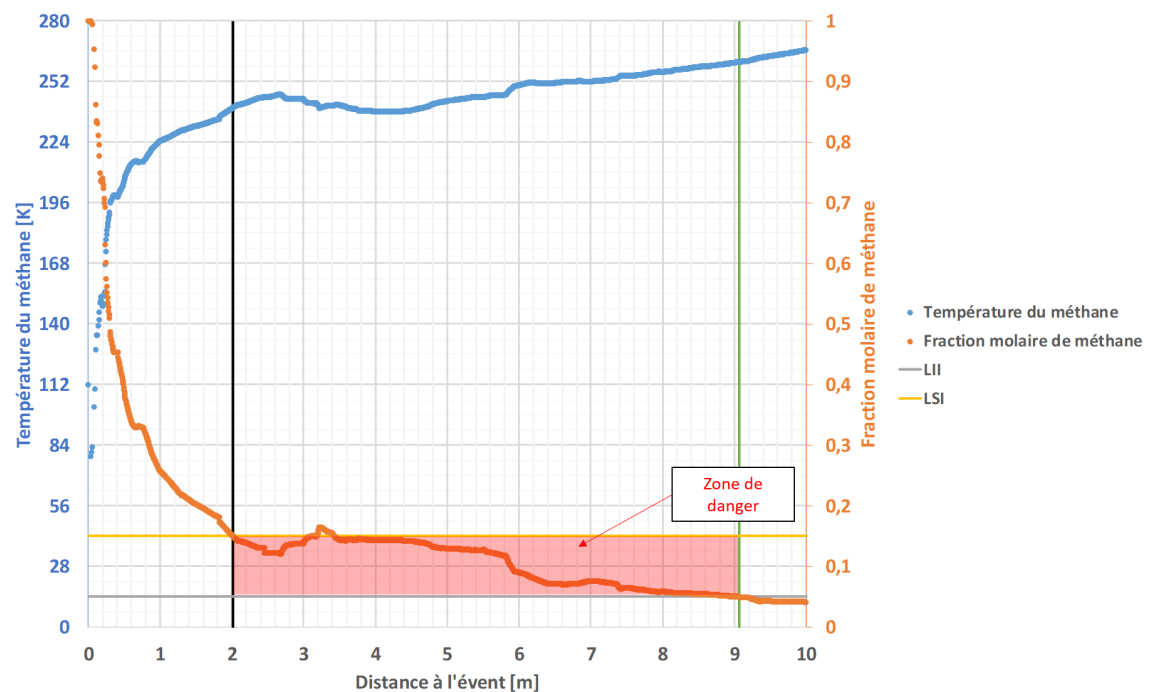
FIGURE 3.30 – Coupes à  $x = 30$  cm, 400 cm et 600 cm de l'évent à 4 km d'altitude

FIGURE 3.31 – Ligne de courant du jet en vidange d'urgence à 4 km d'altitude

### C - Cas 3 : Vidange d'urgence à 6.3 km d'altitude

Les nuages de méthane entourent entièrement l'aile secondaire de l'appareil mais restent éloignés du turboréacteur.

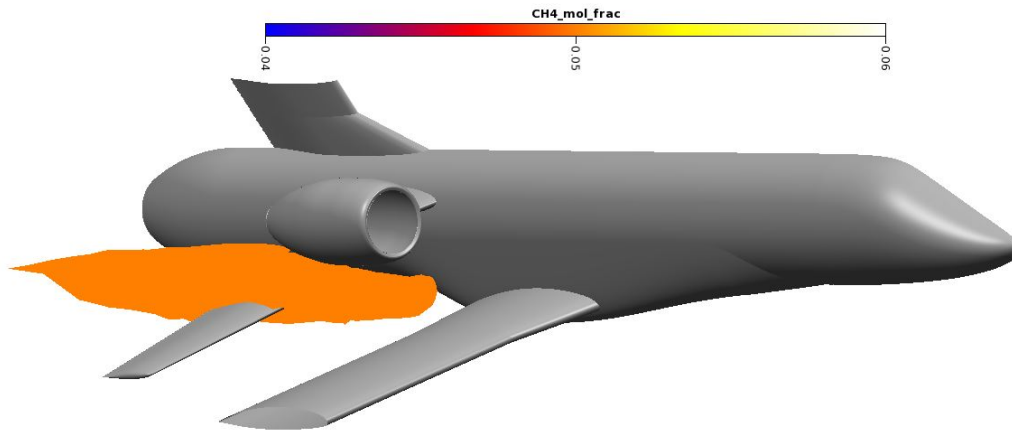


FIGURE 3.32 – Iso-contour du méthane à 5 % en fraction molaire

Les dimensions extérieures de l'anneau visibles sur la première coupe sont plus importantes que pour les altitudes précédentes. L'épaisseur de l'anneau est elle aussi plus conséquente. À 4 m de l'évent, le nuage s'est élargi aussi bien au dessus qu'en dessous de l'aile secondaire et possède toujours un cœur trop concentré en méthane pour l'inflammation. Pour finir, à 6 m de l'injection, le nuage est très étendu, possède toujours une forte concentration et longe une zone importante de la coiffe moteur. Il n'y a pas de mélange avec l'échappement du turboréacteur.

L'augmentation du volume du nuage est bien mise en avant sur la figure 3.35 puisque la longueur de la zone dangereuse augmente pour passer à plus de 7,4 m de long. De plus, lors du passage sur l'empennage arrière, la ligne de courant se mélange avec d'autres jusqu'à augmenter la fraction molaire de méthane au dessus de la limite supérieure d'inflammabilité.

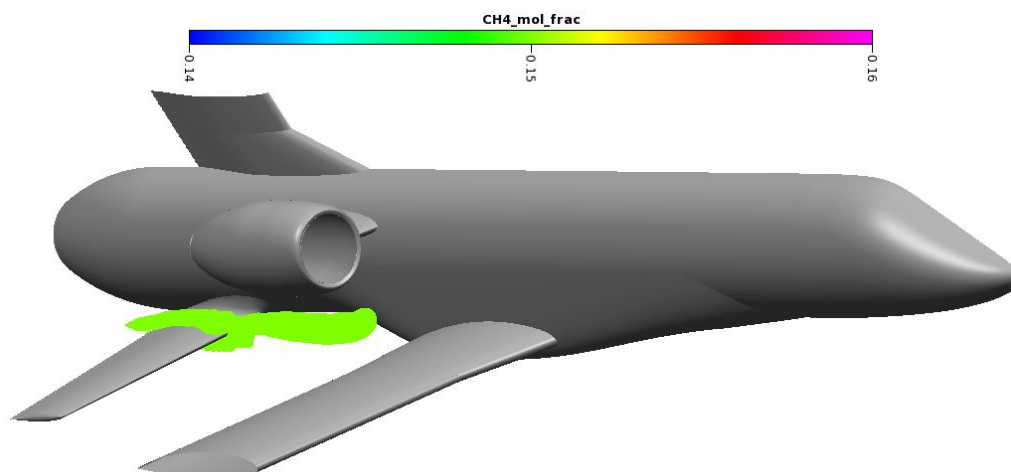
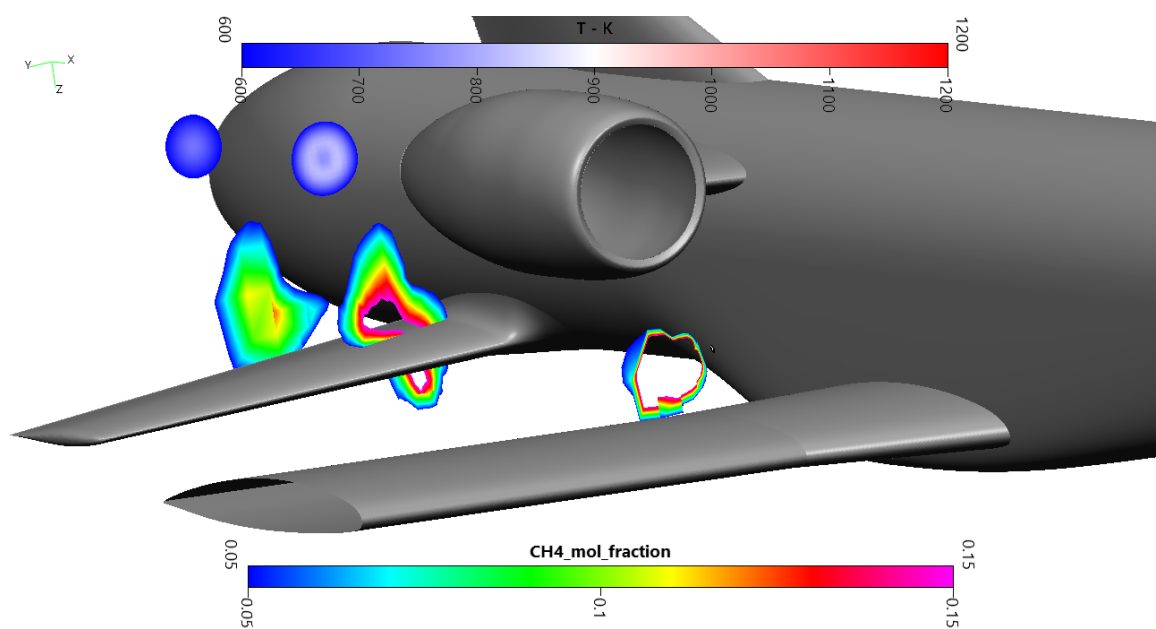


FIGURE 3.33 – Iso-contour du méthane à 15 % en fraction molaire

FIGURE 3.34 – Coupes à  $x = 30$  cm, 400 cm et 600 cm de l'évent à 6,3 km d'altitude

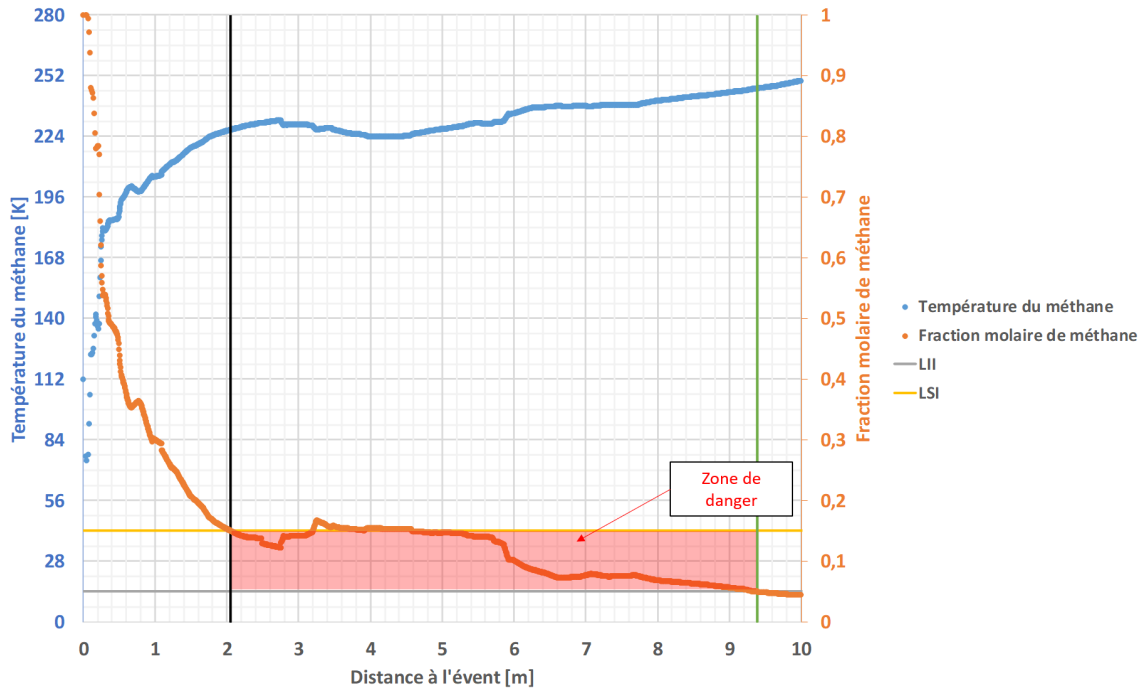


FIGURE 3.35 – Ligne de courant du jet en vidange d'urgence à 6,3 km d'altitude

### 3.5 Etude paramétrique de l'incidence en 3D

L'influence de l'incidence a ensuite été étudiée sur un cas de calcul 3D. Trois incidences de  $0^\circ$ ,  $4^\circ$  et  $15^\circ$  ont été modélisées pour les mêmes altitudes et vitesses de vol. L'incidence de  $15^\circ$  n'est pas un cas réaliste, la vidange n'étant pas effectuée dans ces conditions, mais permet de mesurer l'influence de quelques degrés d'incidence sur la trajectoire des nuages d'ergols.

A  $0^\circ$  d'incidence, l'écoulement d'air est parallèle à la ligne moyenne de l'avion. Le nuage de méthane est éloigné du flux du turboréacteur et entoure l'empennage arrière.

A  $4^\circ$  d'incidence, le nuage de méthane est toujours éloigné du flux du turboréacteur mais s'en rapproche sensiblement. La distance séparant les deux surfaces est d'environ 30 cm. L'empennage arrière est toujours entouré d'ergol gazeux.

A  $15^\circ$  d'incidence, un effet d'aspiration est observé sur le nuage de méthane. En effet, l'ergol se mélange entièrement avec l'échappement du turboréacteur et va même être en contact immédiat avec la sortie de la nacelle. Dans ce cas, le risque est tout à fait présent puisque le méthane est suffisamment concentré et la température suffisamment haute. Bien que cette incidence ne soit pas rencontrée lors d'une vidange en vol, il est impératif de noter l'influence de ces quelques degrés et de ne pas négliger ce paramètre lors de la phase de développement du projet.

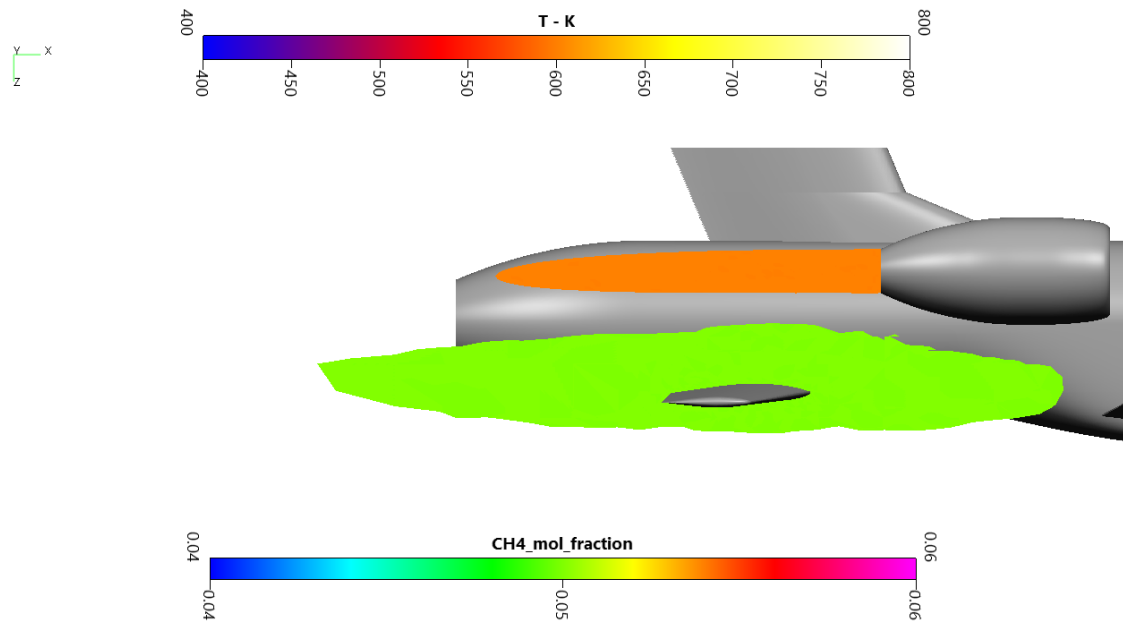


FIGURE 3.36 – Iso-surfaces de températures et fraction molaire de méthane à 5% pour une incidence de  $0^\circ$

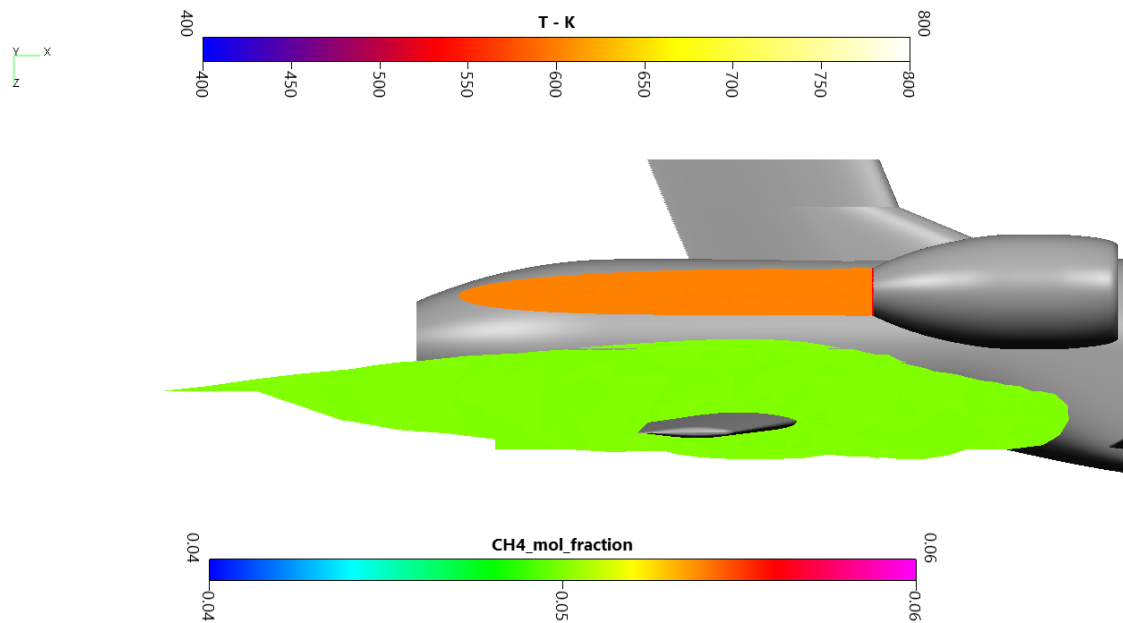


FIGURE 3.37 – Iso-surfaces de températures et fraction molaire de méthane à 5% pour une incidence de  $4^\circ$



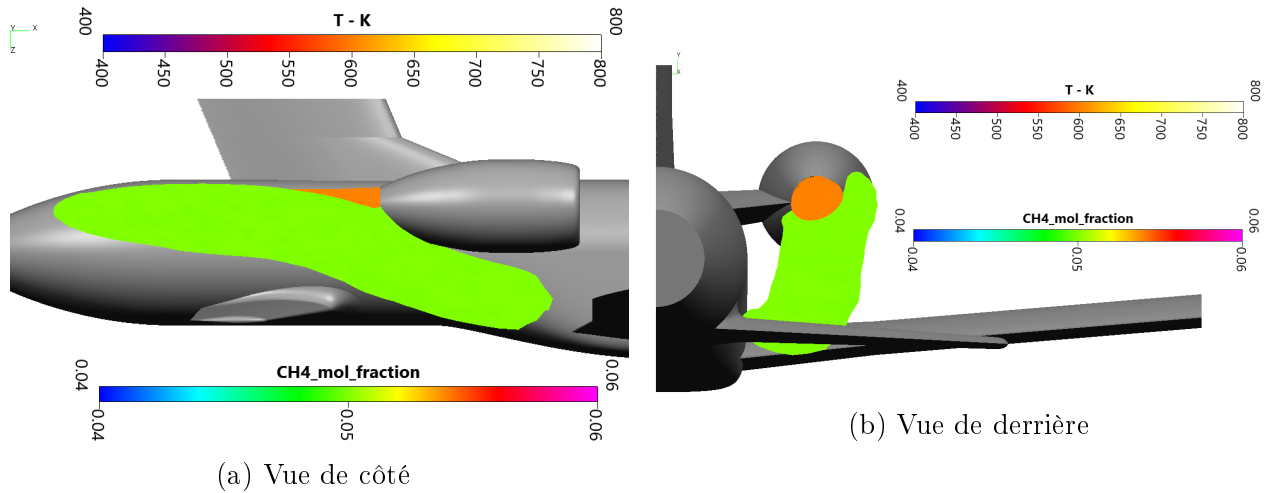


FIGURE 3.38 – Iso-surfaces de températures et fraction molaire de méthane à 5% pour une incidence de  $15^\circ$

### 3.6 Conclusion

La vidange nominale produisant un jet gazeux à faible débit, l'écoulement plaque le nuage de gaz le long du fuselage et le dilue rapidement. En conséquence, les zones de fraction molaire comprises entre 5 % et 15 % sont peu étendues. Par ailleurs, le nuage de gaz est éloigné du turboréacteur et possède une température grandement inférieure à la température d'auto-inflammation. L'utilisation d'un modèle de turbulence RANS invite néanmoins à la nuance concernant ces résultats. En effet, un modèle RANS ne va pas modéliser les grandes structures tourbillonnaires à cause de son utilisation des moyennes. Les nuages de méthane à 5 % étant situés à environ 50 cm du flux du turboréacteur, des structures tourbillonnaires les mélangeant ne sont pas à exclure.

La vidange d'urgence produit des nuages de plus grand volume, qui sont plus proches du turboréacteur mais sans entrer en contact avec lui ou des gaz d'échappement chauds. Le nuage revient toutefois se plaquer le long du fuselage et notamment le long de la coiffe protectrice du moteur fusée. La température des nuages reste plusieurs centaines de degrés inférieure à la température d'auto-inflammation.

Malgré les très faibles températures rencontrées, plusieurs mètres cubes de méthane en proportions dangereuses se situent à proximité du fuselage lors de la vidange d'urgence. La dangerosité de ces nuages est donc avérée en cas de sources d'allumage extérieures.

# Chapitre 4

## Risque d'inflammation des nuages de gaz formés

### 4.1 Introduction

La chapitre 3 a montré que la vidange d'urgence et dans une moindre mesure la vidange nominale produisait des volumes importants de mélange méthane/air dans des proportions inflammables. Ces volumes se basent sur des limites d'inflammabilités entre 5 et 15 % pour du méthane dans de l'air à pression et température standard. L'étude bibliographique de la section 1.4 a cependant montré que ces limites d'inflammabilité sont sensibles à la température, à la pression et au type d'allumage utilisé. L'allumage laser présenté en section 1.4.2 permet un allumage de mélanges plus pauvres qu'avec des électrodes et permet un contrôle fin de l'énergie déposée. Il s'agit donc d'une méthode d'allumage bien adaptée pour les études de risque. De plus, ArianeGroup étudie la possibilité d'allumer des organes de combustion à l'aide de lasers et était donc intéressée par des études d'allumage. Pour étoffer cette étude de risque, il est utile d'étudier les valeurs de vitesses fondamentales de flammes et de les comparer à la vitesse de l'appareil. Une flamme se déplaçant à faible vitesse ne pourra en effet pas se propager lorsque l'avion est en vol.

Les possibilités d'allumage se situant en altitude, il a donc fallu adapter les limites d'inflammabilité et les Énergies Minimales d'Inflammation à nos conditions. La bibliographie permet de trouver des valeurs proches mais qui ne se situent pas dans nos conditions de proportion d'oxygène, de température et de pression. Ainsi, Cui [94, 132] a déterminé les limites à hautes pressions et hautes et basses température tandis que Arnaldos [133] s'est intéressé aux limites à basses pressions mais températures standards et Zhao [134] aux limites à pressions et tem-

pératures standards. Une fois ces limites établies, il est tout aussi important de connaître les énergies à apporter au mélange pour qu'il s'enflamme afin de les rapprocher de sources extérieures connues.

Pour affiner nos limites d'inflammabilité et avoir accès aux Énergies Minimales d'Inflammation (EMI) dans des conditions plus proches des conditions de vol, il a été décidé d'effectuer deux études sur un banc du laboratoire nommé LIQUIM (Laser Ignition of QUIescent Mixtures).

## 4.2 Dispositif expérimental : banc LIQUIM

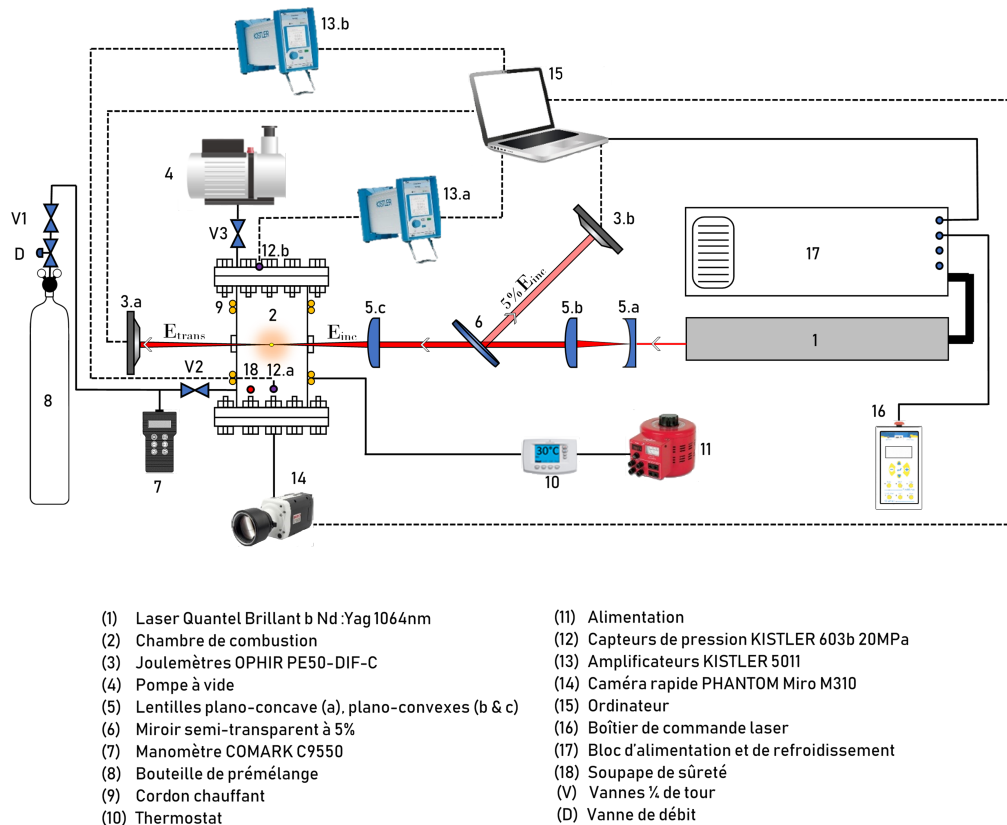


FIGURE 4.1 – Banc LIQUIM

Le banc LIQUIM utilise un laser Quantel Brilliant Q-switched Nd :Yag de longueur d'onde 1064 nm, de diamètre de faisceau 6 mm, d'un facteur de qualité de 1,75 et d'une largeur à mi-hauteur de 4,48 ns. L'énergie incidente du laser est réglable par atténuation du faisceau jusqu'à 300 mJ. La chambre de combustion est un cylindre de volume 1 L dont la température est maintenue à 30 °C. Les températures de vol, fortement négatives, ne peuvent en effet pas être reproduites sur le banc. Une pompe à palette est utilisée pour effectuer un vide primaire permettant de contrôler la pression initiale dans la chambre. Le mélange comburant/carburant

est effectué dans une bouteille de prémélange à l'aide d'un dispositif permettant de définir finement les proportions des espèces dans le mélange avec une erreur inférieure à 1%. Cette bouteille de prémélange est alors installée sur le banc et la quantité de gaz injecté dans la chambre est contrôlée grâce à un manomètre numérique. L'allumage du mélange s'effectue par claquage laser non résonant, claquage obtenu grâce au chemin optique de la figure 4.1. L'énergie incidente est mesurée grâce au Joulemètre 3.b qui reçoit 5% du faisceau via un miroir semi-transparent. L'énergie transmise est mesurée grâce au Joulemètre 3.a. Il est ainsi possible de déterminer l'énergie absorbée dans la chambre de combustion en tenant compte du facteur de transmission des hublots de la chambre (équation 4.1).

$$E_{\text{absorbée}} = E_{\text{incidente}} - E_{\text{transmise mesurée}} = \frac{E_{\text{incidente mesurée}}}{B/A} - E_{\text{transmise mesurée}} \quad (4.1)$$

avec  $\frac{B}{A}$  le rapport de l'énergie transmise mesurée sur l'énergie incidente mesurée avec une chambre de combustion sous vide, c'est-à-dire le pourcentage de perte dû aux hublots de la chambre. L'instrumentation du banc consiste en deux capteurs de pression Kistler 603B reliés à un ordinateur d'acquisition et d'une caméra rapide PHANTOM Miro M310 reliée à ce même ordinateur. La caméra a été utilisée avec une vitesse d'acquisition entre 900 et 3000 images par seconde, un temps d'exposition variant entre 332 et 1110  $\mu s$  et une résolution de 768x576 pixels.

Les EMI données dans ce mémoire sont en fait des probabilités d'allumage à 50 %. En effet, le chemin optique du banc permet d'obtenir des courbes de probabilité d'allumage à pente très élevée (figure 4.2), ce qui limite l'utilité d'utiliser des  $E_{10}$  ou des  $E_{90}$ .

L'obtention de cette énergie  $E_{50}$  s'effectue à l'aide d'une méthode statistique basée sur la dichotomie appelée méthode de Langlie. En seulement 20 à 25 tirs, l'énergie  $E_{50}$  peut être déterminée avec un faible écart-type [135]. Sur le banc LIQUIM, il est possible de différencier un allumage, une production d'étincelle sans allumage ou aucun phénomène. Ces trois états permettent d'obtenir la courbe présentée sur la figure 4.3. Le test de Langlie est abouti lorsque l'on observe une inversion d'énergie : un tir négatif va être obtenu à une énergie supérieure à celle d'un tir positif.

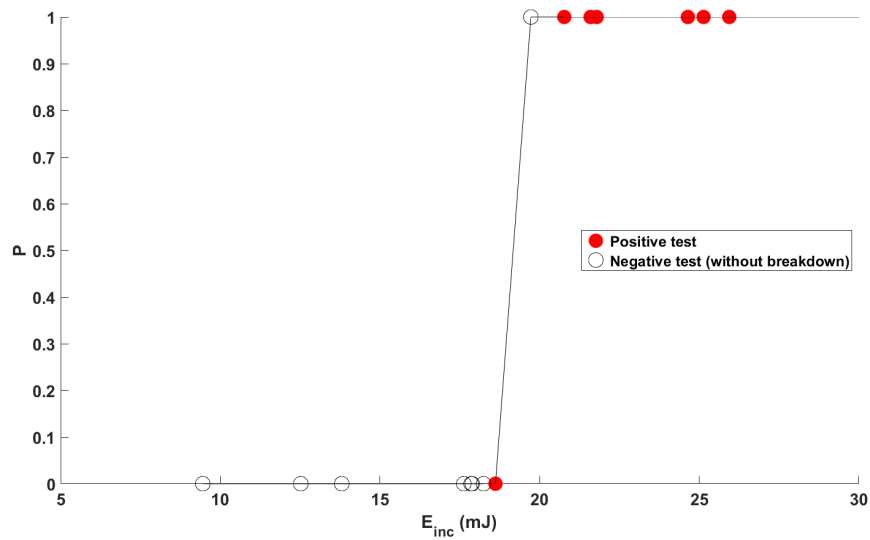


FIGURE 4.2 – Courbe de probabilité d'allumage pour  $P_{init} = 325 \text{ mbar}$  et  $\Phi = 0,5$

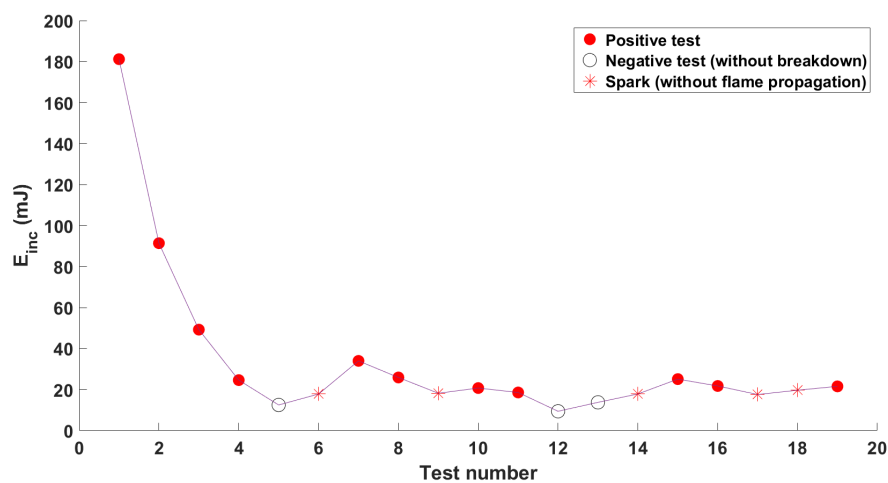


FIGURE 4.3 – Test de Langlie pour  $P_{init} = 325 \text{ mbar}$  et  $\Phi = 0,5$

## 4.3 Plan d'expérience

### 4.3.1 Étude pour l'air à 20 % de dioxygène et 80% de diazote

La première étude a été effectuée avec un air synthétique comportant alors 20% de dioxygène et 80% de diazote à 99.95% de pureté. Le dispositif expérimental permettait la mesure de la richesse du mélange, de la pression initiale et de l'énergie incidente et transmise par le laser.

Le tableau 4.1 présente l'ensemble des cas testés durant l'étude. En tout, 12 richesses et 5 pressions initiales ont été étudiées. L'ensemble de ces points représente plus de 1 000 tirs. Les cases bleutées sont les cas pour lesquels aucun allumage n'a pu être observé tandis que les cases rouges sont les cas où il y a eu allumage. La détection de l'allumage était visuelle.

### 4.3.2 Étude pour l'air à 30 % de dioxygène et 70% de diazote

La deuxième étude a été effectuée avec un air synthétique comportant 30% de dioxygène et 70% de diazote à 99.95% de pureté. Le dispositif expérimental a été enrichi avec l'installation de deux capteurs de pression Kistler et de la caméra rapide afin d'avoir accès aux profils de pressions et à des vidéos haute vitesse de la flamme. La détection de l'allumage est cette fois-ci à la fois visuelle et obtenue à l'aide des profils de pression.

Le tableau 4.2 présente l'ensemble des cas testés durant la deuxième étude. En tout, 14 richesses et 5 pressions initiales ont été étudiées.

|                                |       | Richesse                                        |      |      |      |      |      |      |      |      |       |       |       |
|--------------------------------|-------|-------------------------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|-------|-------|-------|
|                                |       | 0,2                                             | 0,3  | 0,4  | 0,5  | 0,6  | 0,75 | 0,9  | 1,0  | 1,07 | 1,15  | 1,24  | 1,4   |
|                                |       | Fraction molaire de méthane dans le mélange (%) |      |      |      |      |      |      |      |      |       |       |       |
|                                |       | 1,96                                            | 2,91 | 3,85 | 4,76 | 5,66 | 6,98 | 8,26 | 9,09 | 9,67 | 10,31 | 11,03 | 12,28 |
| Pression<br>initiale<br>(mbar) | 200,0 | X                                               | ✓    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓    | X    | X    | X     | X     | X     |
|                                | 325,0 | X                                               | ✓    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓    | X     | X     | X     |
|                                | 452,7 | X                                               | ✓    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓     | ✓     | X     |
|                                | 616,4 | X                                               | X    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓     | ✓     | X     |
|                                | 795,0 | X                                               | X    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓     | ✓     | X     |

TABLE 4.1 – Matrice 20/80

|                                |       | Richesse                                        |      |      |      |      |       |       |       |       |       |       |       |       |       |
|--------------------------------|-------|-------------------------------------------------|------|------|------|------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
|                                |       | 0,2                                             | 0,3  | 0,4  | 0,5  | 0,6  | 0,75  | 0,9   | 1,15  | 1,4   | 1,5   | 1,8   | 2,0   | 2,1   | 2,2   |
|                                |       | Fraction molaire de méthane dans le mélange (%) |      |      |      |      |       |       |       |       |       |       |       |       |       |
|                                |       | 2,91                                            | 4,31 | 5,66 | 6,98 | 8,26 | 10,11 | 11,89 | 14,71 | 17,36 | 18,37 | 21,26 | 23,08 | 23,95 | 24,81 |
| Pression<br>initiale<br>(mbar) | 200,0 | X                                               | X    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓     | ✓     | ✓     | ✓     | ✓     | ✓     | X     | X     | X     |
|                                | 325,0 | X                                               | X    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓     | ✓     | ✓     | ✓     | ✓     | ✓     | ✓     | X     | X     |
|                                | 452,7 | X                                               | X    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓     | ✓     | ✓     | ✓     | ✓     | ✓     | ✓     | ✓     | X     |
|                                | 616,4 | X                                               | X    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓     | ✓     | ✓     | ✓     | ✓     | ✓     | ✓     | ✓     | X     |
|                                | 795,0 | X                                               | X    | ✓    | ✓    | ✓    | ✓     | ✓     | ✓     | ✓     | ✓     | ✓     | ✓     | ✓     | X     |

TABLE 4.2 – Matrice 30/70

## 4.4 Limites d’inflammabilité et Énergies Minimales d’Inflammation

### 4.4.1 Air 20/80

L’ensemble des tests de Langlie est résumé sur la figure 4.4.

Tout d’abord, la diminution de la pression initiale entraîne une augmentation de l’énergie d’inflammation. En effet, la pression diminuant, le libre parcours moyen entre les molécules augmente et donc il faut apporter plus d’énergie pour que la cascade électronique s’effectue. Un changement de comportement est observé pour la plus faible pression. En effet, pour toutes les autres pressions, un pallier est observé pour des richesses comprises entre 0,5 et 0,9. Les limites d’inflammabilité sont visibles grâce à la forme en U des courbes. Une richesse de 0,3 correspond à une fraction molaire de méthane de 3 % et une richesse de 1,24 à une fraction molaire de méthane de 11 %.

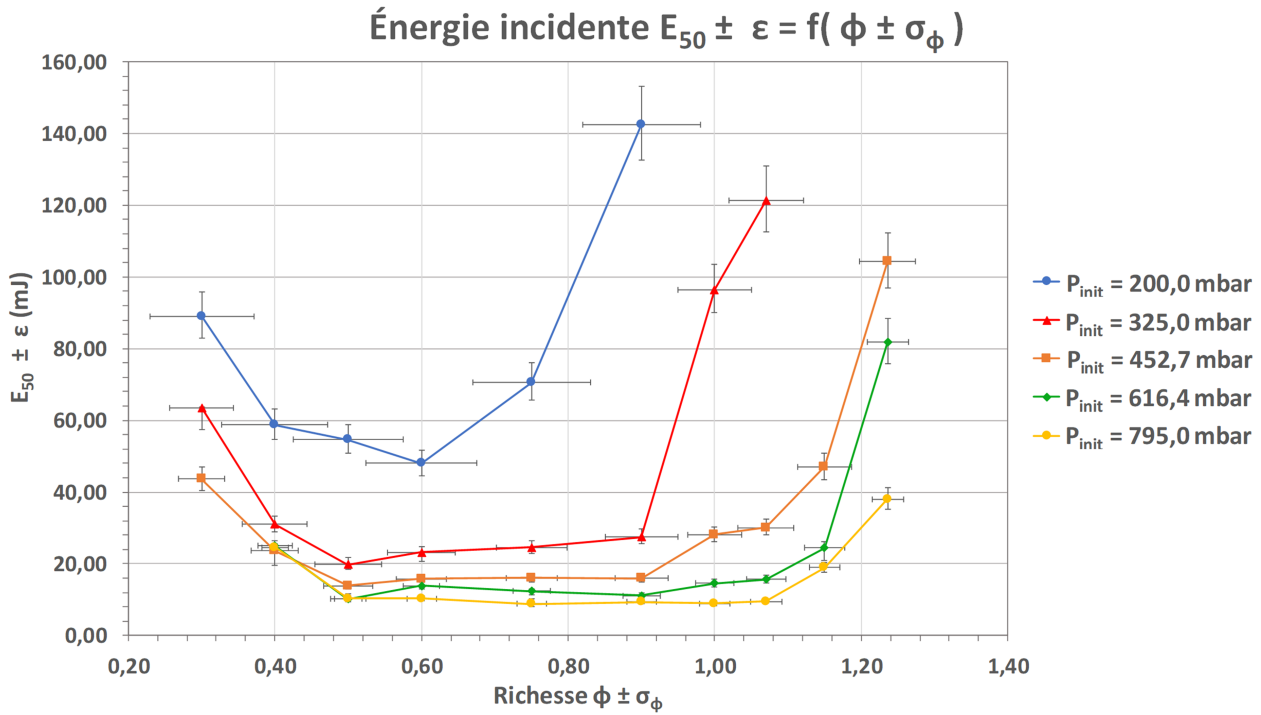


FIGURE 4.4 –  $E_{50}$  en fonction de la richesse pour air 20/80

Les limites plus basses que les 5 et 15 % communément admis sont dues à 4 facteurs. Le premier est la pression, inférieure à la pression atmosphérique, qui tend à diminuer la limite supérieure d’inflammabilité. Le deuxième est la proportion d’oxygène dans l’air (20 % au lieu de 21 %) qui vient à nouveau diminuer la limite supérieure d’inflammabilité. Le troisième



facteur est l'allumage laser qui, comme constaté durant l'étude bibliographique, diminue la limite inférieure d'inflammabilité. La dernière est purement expérimentale. La flamme étant détectée visuellement, les claquages très lumineux du laser peuvent conduire à des faux positifs ou des faux négatifs au niveau des limites d'inflammabilité. Pour les mélanges très pauvre en méthane, le claquage va créer un effet lumineux laissant penser à une propagation de flamme. La figure 4.4 fournit donc vraisemblablement des faux positifs pour la richesse de 0,3. Pour les mélanges très riches en carburant, la faible luminosité de la flamme sera éclipsée par la forte luminosité du claquage laser. Afin de s'affranchir de ce problème de luminosité, l'augmentation de la pression dans la chambre a été utilisée pour détecter l'allumage des mélanges dans la deuxième étude.

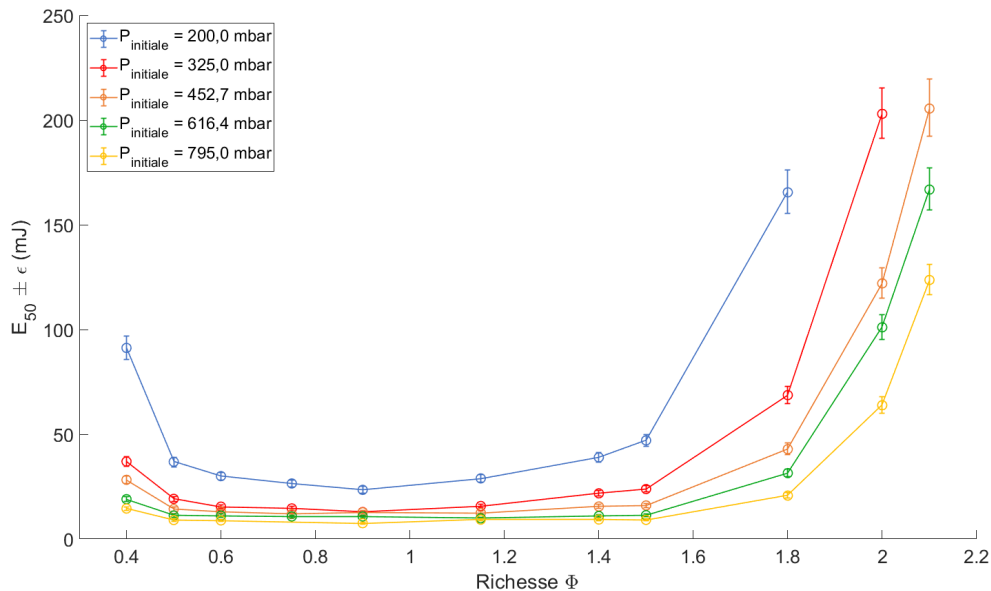
#### 4.4.2 Air 30/70

Le passage à une proportion d'oxygène plus importante a un effet notable sur les résultats obtenus (figure 4.5). Tout d'abord, la limite supérieure d'inflammabilité peut atteindre des richesses supérieures à 2,1 (fraction molaire en méthane de 24 %) alors qu'elle n'était que d'environ 1,24 pour l'étude précédente. La limite inférieure d'inflammabilité n'est cependant pas modifiée par rapport à la bibliographie pour de l'air standard (5,6 % de fraction molaire en méthane). Le fait de retrouver la LII de la bibliographie sur ce mélange enrichi en oxygène tend à confirmer l'obtention de faux positifs lors de l'étude précédente. L'utilisation de capteurs de pression pour la détection de la combustion est donc nécessaire. De plus, les énergies  $E_{50}$  sont fortement diminuées qu'elles que soient les pressions initiales utilisées. On remarque toutefois qu'un seuil minimal d'énergie est présent, seuil qui semble être indépendant de la pression puisque les points obtenus pour des pressions initiales de 616,4 mbar et 795 mbar sont presque confondus pour des richesses entre 0,5 et 1,5. Le comportement de la courbe à 200 mbar est quasi similaire à celui des autres pressions, à la seule différence qu'il n'y pas de seuil d'énergie de grande amplitude autour de la richesse unitaire. En effet, pour les autres pressions, les valeurs de  $E_{50}$  sur l'intervalle  $[0,6 ; 1,5]$  varient de seulement quelques millijoules.

Par ailleurs, la différence de  $E_{50}$  minimale entre les différentes pressions (tableau 4.3) est moins importante que pour la figure 4.4. On observe en effet une différence de seulement 5 mJ entre les pressions de 325 mbar et de 795 mbar pour l'air 30/70 alors qu'elle s'élève à plus de 9 mbar pour l'air 20/80. De plus, l'écart d'énergie  $E_{50}$  entre pressions s'accroît plus rapidement dans le cas du mélange 20/80.

Pour un intervalle de richesse entre 0,5 et 1,5, le paramètre  $E_{50}$  peut atteindre des valeurs

| Pression initiale (mbar) | $E_{50}$ minimal (mJ) | Richesse |
|--------------------------|-----------------------|----------|
| 200,0                    | 23,46                 | 0,9      |
| 325,0                    | 12,87                 | 0,9      |
| 452,7                    | 11,89                 | 0,75     |
| 616,4                    | 9,90                  | 1,15     |
| 795,0                    | 7,55                  | 0,9      |

TABLE 4.3 – Valeurs minimales de  $E_{50}$  à toutes richesses et toutes pressions initialesFIGURE 4.5 –  $E_{50}$  en fonction de la richesse pour air 30/70

inférieures à 15 mJ, c'est-à-dire des niveaux d'énergie rencontrés lors de la décharge d'électricité statique entre un être humain et un objet. L'allumage des mélanges avec de fortes proportions d'oxygène est donc relativement aisé, y compris à des pressions 3 fois inférieures à la pression atmosphérique.

## 4.5 Pressions d'explosion et vitesses de flamme

### 4.5.1 Courbes de pression

Le capteur 1 de la figure 4.7 est situé en bout de réacteur, positionné à l'intérieur d'une gorge (figure 4.6) dans la direction axiale alors que le capteur 2 correspond se trouve en position radiale (voir schéma 4.1), affleurant la paroi.

Sur la figure 4.7, la différence entre les deux courbes est marginale pour la pression maximale. La chute de pression est très différente sur le capteur 2 à cause des effets de dérive thermique subis par le capteur en contact direct avec la flamme.

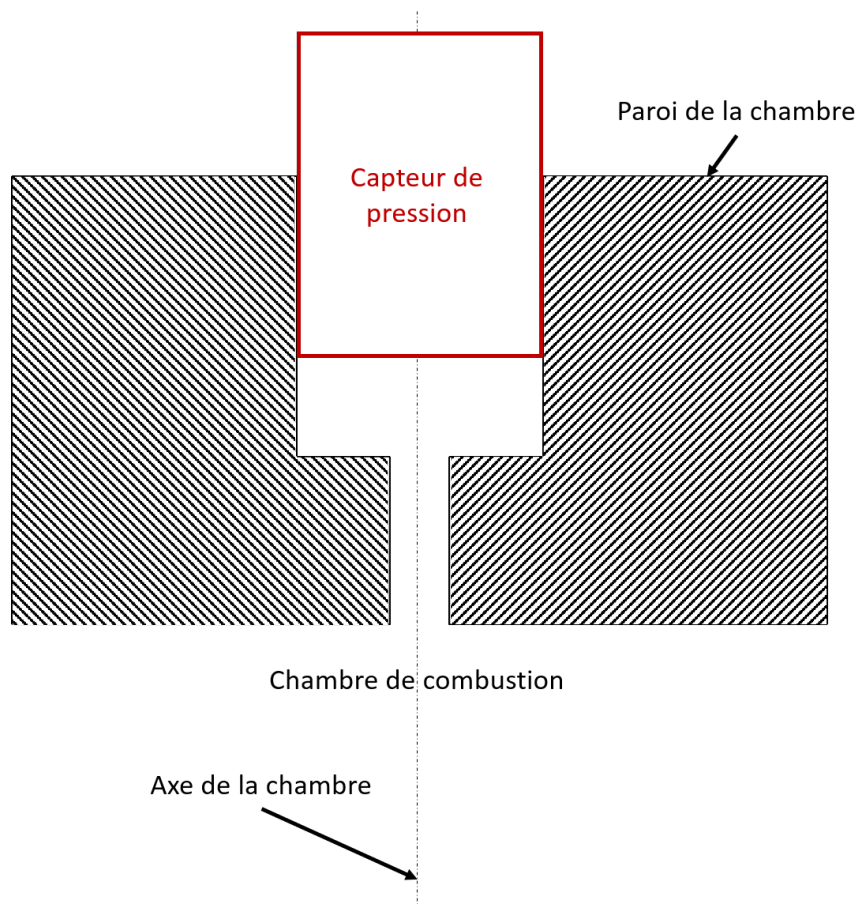


FIGURE 4.6 – Coupe en vue de dessus du capteur 1 en bout de chambre

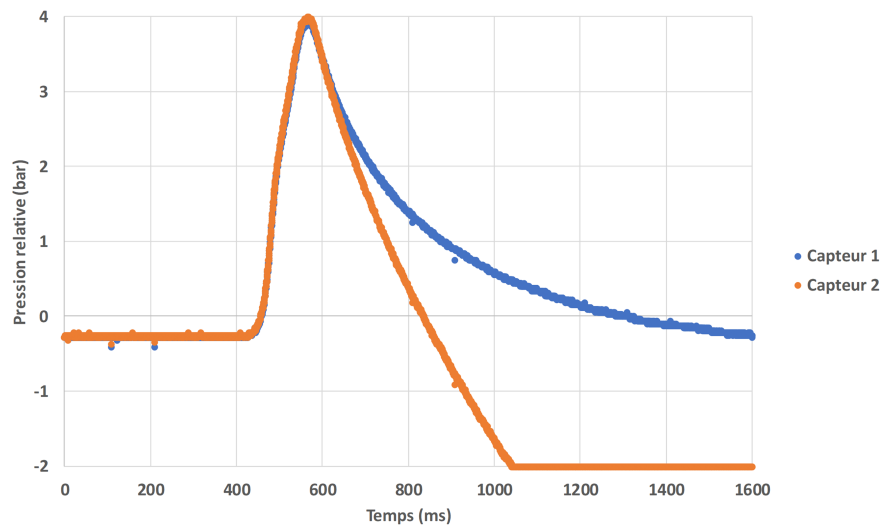


FIGURE 4.7 – Pression pour une richesse de 2, une pression initiale de 795 mbar et un air 30/70

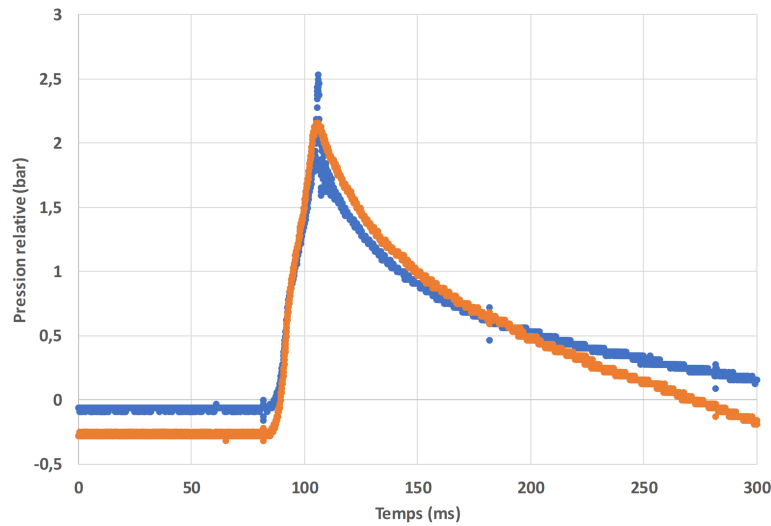
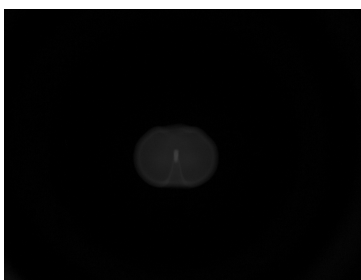


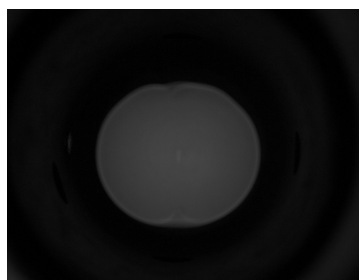
FIGURE 4.8 – Pression pour une richesse de 1,4, une pression initiale de 325 mbar et un air 30/70

Sur la figure 4.8, la différence entre les deux courbes est notable. En effet, lorsque l'on s'approche de  $P_{max}$ , le capteur 2 affiche des oscillations de pression. Cela est dû au placement du capteur au fond d'une gorge, qui crée des réflexions d'ondes de pression. Cet effet est le plus important autour de la stœchiométrie, c'est-à-dire pour les vitesses de flamme les plus élevées.

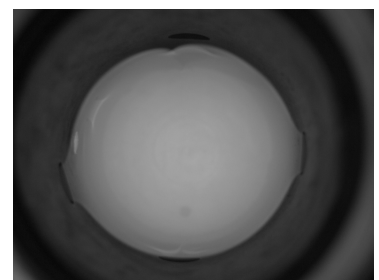
#### 4.5.2 Calcul de la vitesse fondamentale de flamme



(a)  $t = 13,33$  ms



(b)  $t = 36,67$  ms



(c)  $t = 63,33$  ms

FIGURE 4.9 – Évolution de la flamme à une richesse de 1,5, une pression initiale de 452,7 mbar et un air 30/70

Le temps initial  $t = 0$  ms de la figure 4.9 représente l'étincelle. On observe une propagation quasi sphérique de la flamme, avec un effet des parois visible sur la dernière image.

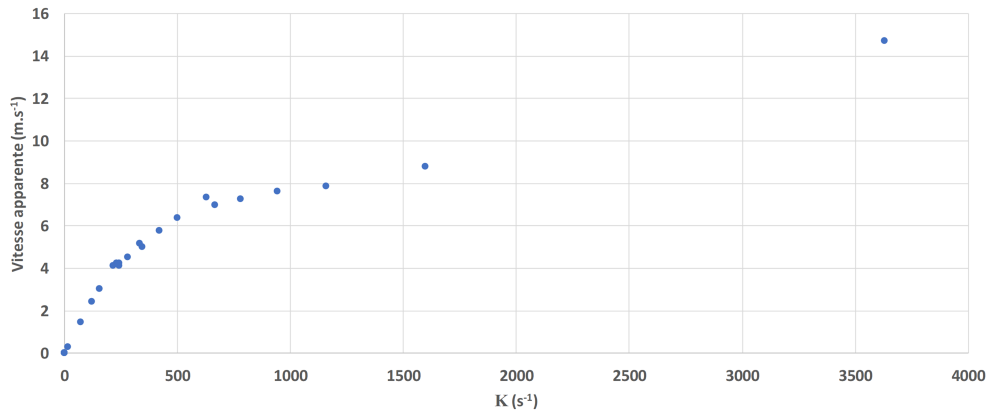


FIGURE 4.11 – Vitesse apparente en fonction du taux d'étirement  $\kappa$  pour une richesse de 1,15, une pression initiale de 452,7 mbar et un air 30/70

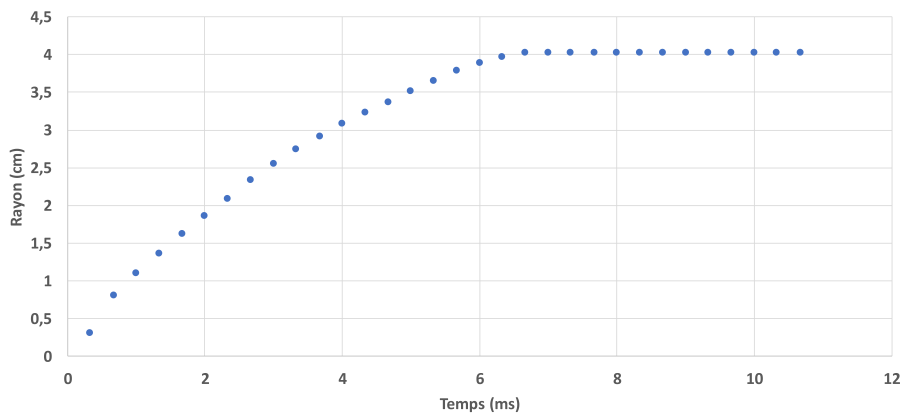


FIGURE 4.10 – Rayon de flamme en fonction du temps pour une richesse de 1,15, une pression initiale de 452,7 mbar et un air 30/70

Les prises de vue effectuées à l'aide de la caméra rapide peuvent nous permettre de calculer la vitesse fondamentale de flamme. Pour cela, les vidéos sont tout d'abord décomposées image par image. Un code Matlab va transformer les images en niveaux de gris et un filtre va être appliqué. C'est ce filtre qui définira la flamme (couleur blanche) ou non (couleur sombre). La frontière de flamme ainsi créée est extraite et est utilisée pour définir le rayon de flamme.

Comme présenté en section 1.4, la vitesse calculée directement par le tracé du rayon de flamme en fonction du temps est une vitesse apparente de flamme étirée. L'évolution du rayon en fonction du temps est présenté sur la figure 4.10. Il est alors possible de calculer la vitesse apparente de flamme étirée  $S_b$  et le taux d'étirement  $\kappa$  et de tracer la figure 4.11. La chambre étant cylindrique, l'ensemble des points ne sont pas exploitables. En effet, les effets de paroi vont venir ralentir la flamme à partir de 50 % du rayon de la chambre. Nous ne pouvons donc conserver les valeurs qu'en dessous de cette limite de 50 %. De plus, après l'allumage, la flamme subit une phase d'accélération avant de se stabiliser. Les toutes premières valeurs

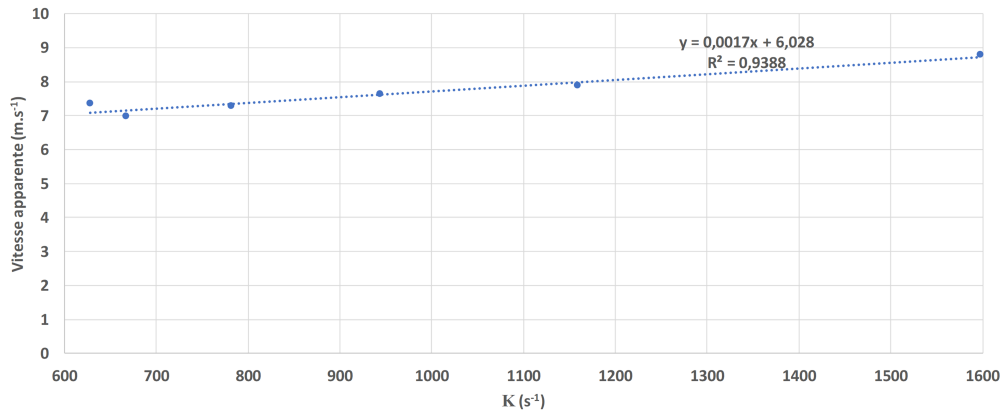


FIGURE 4.12 – Vitesse apparente en fonction du taux d'étirement  $\kappa$  utile pour une richesse de 1,15, une pression initiale de 452,7 mbar et un air 30/70

ne sont donc pas exploitables. Après avoir conservé seulement les valeurs représentatives, nous pouvons tracer la figure 4.12.

L'ordonnée à l'origine de cette figure nous fournit la vitesse apparente non étirée  $S_b^0$ . Il suffit alors de calculer la masse volumique des gaz frais et brûlés à l'aide de calculs thermodynamiques et d'utiliser la relation 1.70 pour obtenir la vitesse fondamentale de flamme  $S_L^0$ .

## 4.6 Comparaison des valeurs expérimentales et numériques

### 4.6.1 Résultats de pressions

GASEQ est un logiciel développé par C. Morley pour les calculs d'équilibre en combustion qui utilise la méthode de la NASA de minimisation de l'énergie libre d'Helmholz.

La figure 4.13 présente les valeurs de pression maximale d'explosion calculées pour une combustion dans un volume fermé adiabatique. Le maximum de pression se situe autour d'une richesse de 1,25. Ce décalage vers la droite de la pression maximale s'explique par la proportion en oxygène du mélange. Pour un air à 20/80, l'optimum de pression se situe plutôt autour de 1,1. L'augmentation de la pression initiale d'un facteur 4 produit une même augmentation de la pression maximale idéale d'un facteur 4. Le rapport entre la pression maximale et la pression initiale à richesse fixée oscille entre 5 et 10.

La figure 4.14 compare des valeurs expérimentales de pressions maximales d'explosion avec des valeurs numériques pour de l'air standard. Une différence importante de comportement et de valeurs est observée. La différence de comportement au niveau des limites d'inflammabilité peut s'expliquer par les effets de paroi. En effet, la vitesse de flamme est plus faible dans ces conditions (figure 4.17) et donc le temps pendant lequel le refroidissement des parois aura un

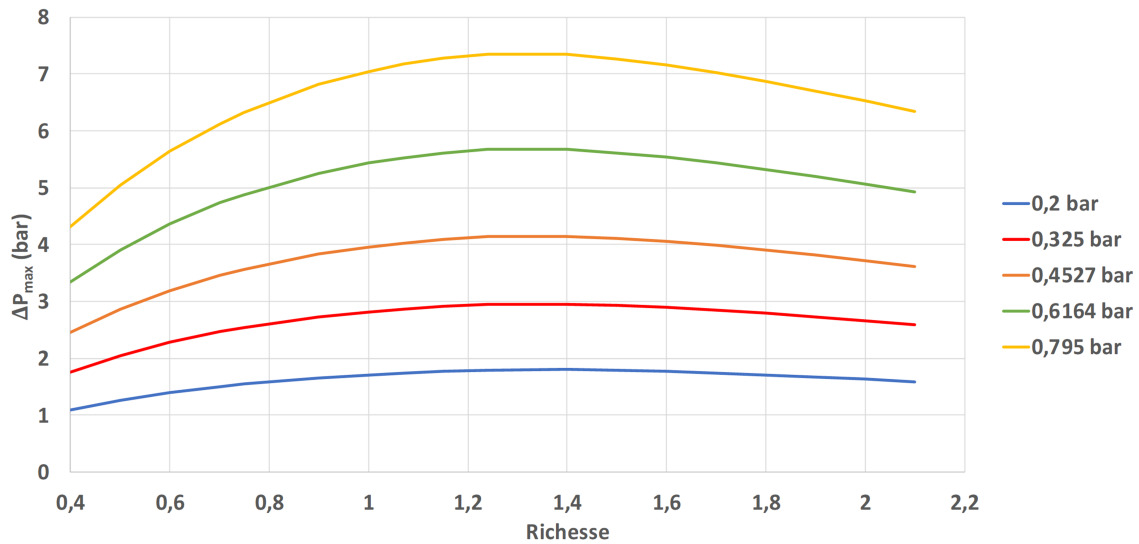


FIGURE 4.13 – Pression maximale d'explosion GASEQ en fonction de la richesse pour air 30/70

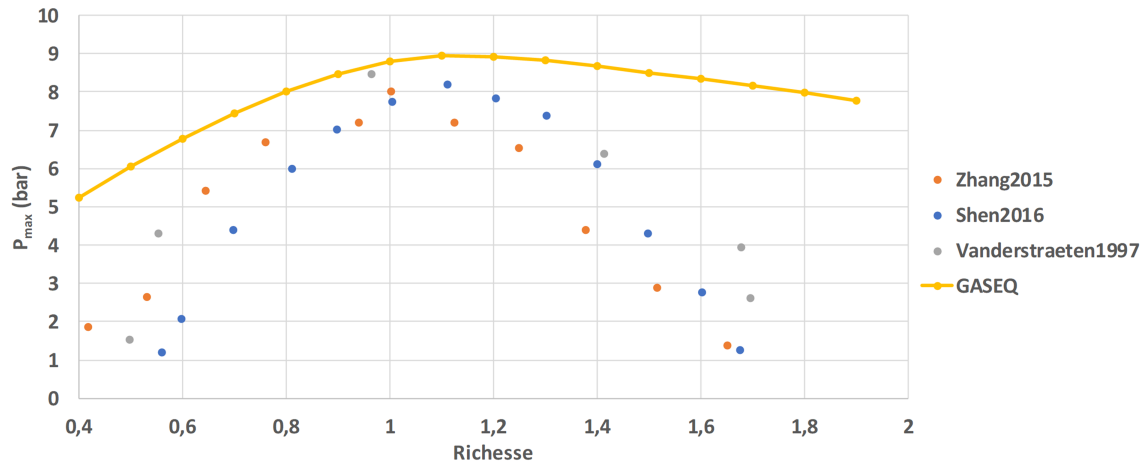


FIGURE 4.14 – Pressions maximales d'explosion expérimentales [11, 12, 13] et numériques en fonction de la richesse pour de l'air 21/79

effet sera plus long et donc l'augmentation de pression sera affaiblie. La forme et le volume de l'enceinte ont un effet important sur les paramètres de combustion, qu'il s'agisse de la vitesse de flamme ou de la pression d'explosion [136].

Pour de l'air à 30 % d' $O_2$  et 70 % de  $N_2$ , les pressions maximales d'explosion et les vitesses fondamentales seront plus élevées que pour de l'air standard. En effet, le diazote, espèce neutre dans la combustion, est présent en moins grande quantité. Moins d'énergie sera donc perdue pour venir chauffer cette espèce non utile à la réaction chimique.

Les valeurs obtenues numériquement et expérimentalement pour l'air enrichi en oxygène (30/70) sont comparées sur la figure 4.15. La différence de comportement est moins marquée aux niveau des limites d'inflammabilité que pour le mélange avec de l'air standard (figure

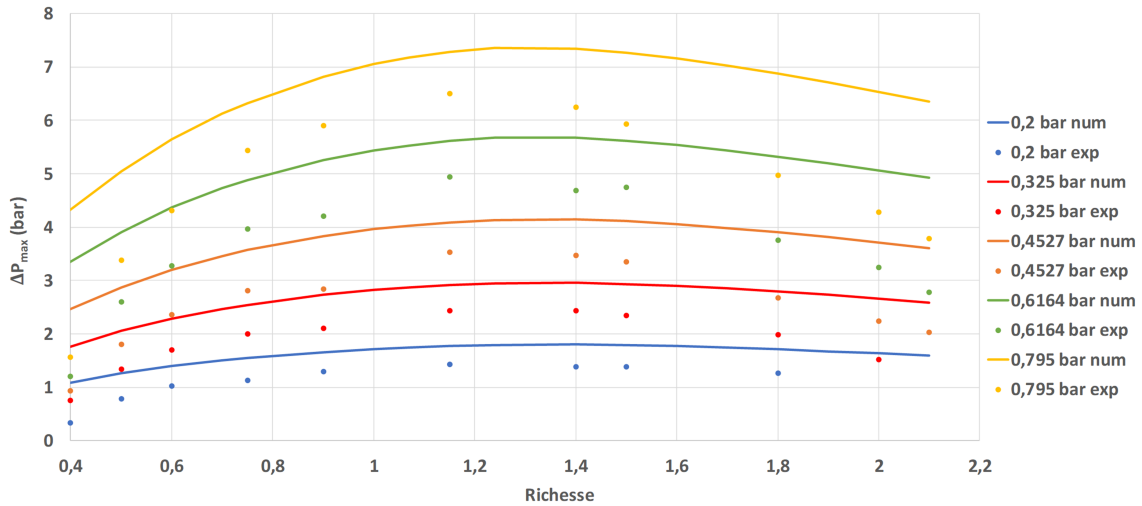


FIGURE 4.15 – Pressions maximales d'explosion expérimentales et numériques en fonction de la richesse pour de l'air 30/70

4.14). Toutefois, l'écart entre les valeurs numérique et expérimental s'accroît au niveau de l'optimum de combustion situé autour de 1,25. L'augmentation de la proportion d'oxygène dans le mélange va avoir peu d'effet sur les pressions d'explosion autour de la stœchiométrie alors que les pressions maximales seront plus élevées aux limites d'inflammabilité. On obtient donc une courbe en cloche plus aplatie que pour de l'air standard.

#### 4.6.2 Résultats de vitesses

Les valeurs numériques de la vitesse fondamentale à une pression de une atmosphère calculées avec CHEMKIN sont tracées sur la figure 4.16. La vitesse maximale est située à une richesse de 1,1, quelle que soit la proportion d'oxygène dans le mélange. Une modification de la proportion d'oxygène dans l'air de 1 % introduit une différence notable de valeurs de vitesses de flamme pour des mélanges riches en carburant. De plus, la limite haute d'inflammabilité passe de 12 % pour un air 20/80 à 15 % de fraction molaire de méthane pour un air 30/70.

Une comparaison entre les valeurs de vitesses fondamentales numériques et expérimentales de trois études effectuées à pression atmosphérique et température ambiante est tracée sur la figure 4.17. La différence la plus importante est observée pour les hautes richesses où la forme de la courbe obtenue par CHEMKIN diffère de l'expérience. Dans l'ensemble, CHEMKIN reproduit bien les vitesses expérimentales.

À richesse fixée, la vitesse fondamentale augmente lorsque la pression initiale diminue (figure 4.18). Ce comportement s'explique par la dépendance de la vitesse fondamentale de flamme à la pression. En effet, la vitesse fondamentale de flamme à une pression  $P$  peut s'exprimer sous



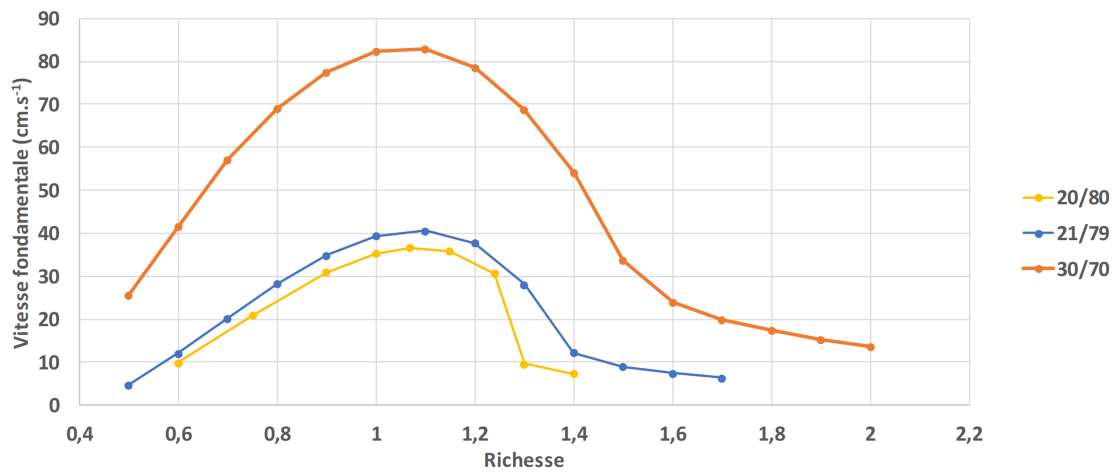


FIGURE 4.16 – Vitesse fondamentale de flamme CHEMKIN en fonction de la richesse à 1 atm

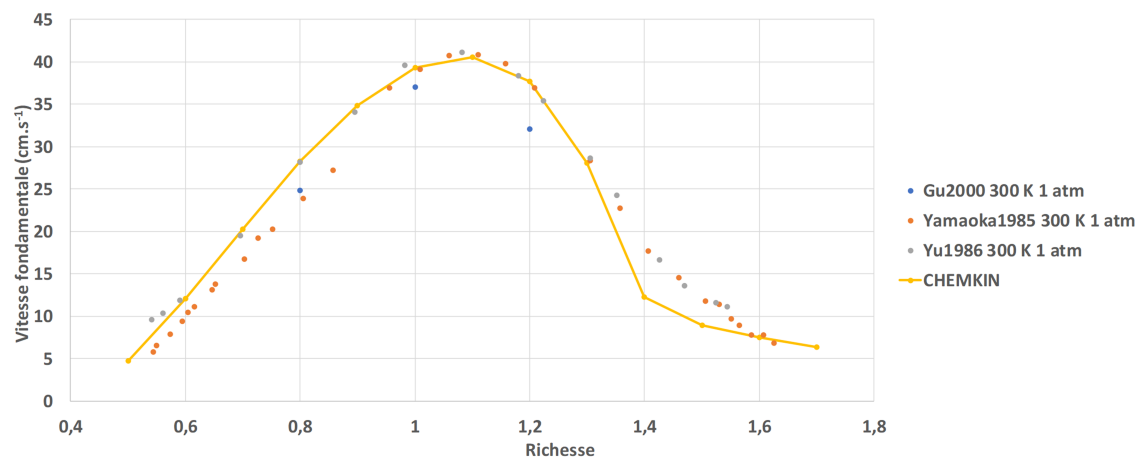


FIGURE 4.17 – Comparaison de la vitesse fondamentale de flamme entre CHEMKIN et des données expérimentales [14, 15, 16] en fonction de la richesse pour de l'air 21/79

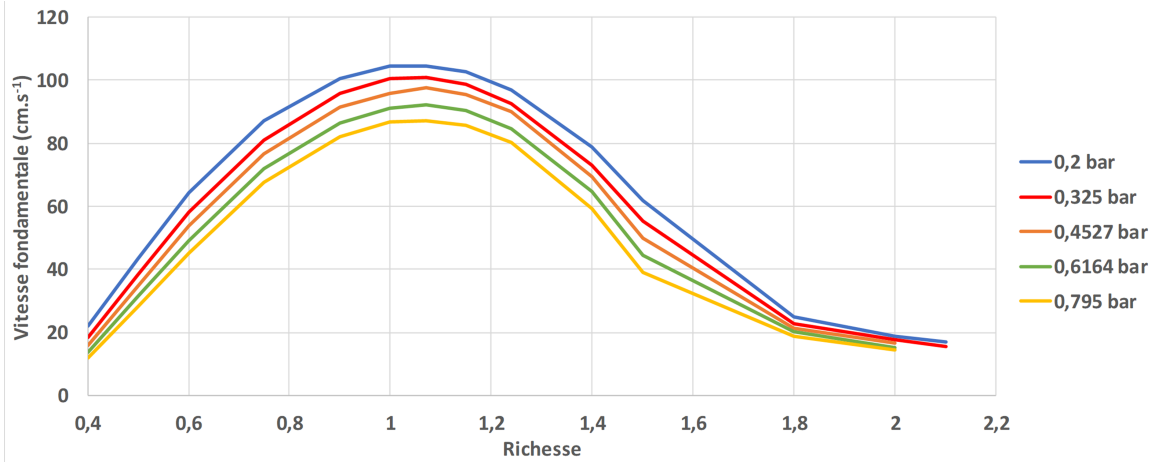


FIGURE 4.18 – Vitesse fondamentale de flamme CHEMKIN en fonction de la richesse pour air 30/70

la forme de l'équation 4.2.

$$S_L^0 = S_{L,ref}^0 \left( \frac{T}{T_{ref}} \right)^\alpha \left( \frac{P}{P_{ref}} \right)^\beta \left( \frac{\nu_{O_2}}{\nu_{O_2,ref}} \right)^\gamma \quad (4.2)$$

où l'indice ref représente les conditions de référence. La valeur des trois exposants  $\alpha, \beta$  et  $\gamma$  a été déterminée à de nombreuses reprises. Metgalchi et Keck [137] ont proposé un coefficient de la forme  $\beta = -0,16 + 0,22(\Phi - 1)$  donnant des valeurs négatives jusqu'à des richesses de 1,7 tandis que Hu [138] fournit une expression de la forme  $\beta = 0,226 \exp\left(\frac{-P}{0,841}\right) - 0,511$  où la valeur de  $\beta$  est toujours négative et vaut -0,31 à pression atmosphérique. Les résultats de Hassan [139] fournissent eux aussi un exposant négatif de -0,25 et ceux de Brequigny [104] un exposant de -0,41. Le coefficient  $\beta$  étant négatif, une augmentation de la pression initiale va donc se traduire par une diminution de la vitesse fondamentale de flamme.

Pour la plus basse pression initiale, l'effet conjugué de la pression et de la teneur en oxygène à 30 % produit des flammes d'une vitesse de  $104 \text{ cm.s}^{-1}$ , très supérieure à la vitesse à pression atmosphérique dans l'air (aux alentours de  $0,35 \text{ m.s}^{-1}$  [103]). Dans tous les cas, les vitesses de flamme sont supérieures à celles observées à pression atmosphérique dans l'air.

Une grande disparité de comportements est visible sur la figure 4.19. Tout d'abord, la comparaison expérimentale/numérique n'est pas satisfaisante, la vitesse étant surestimée par le calcul numérique pour toutes les richesses. En outre, le comportement des vitesses de flamme ne respecte pas la loi de l'équation 4.2 avec un exposant négatif sur le terme de pression. En effet, les vitesses expérimentales obtenues à faibles pressions initiales sont souvent inférieures aux vitesses obtenues à plus hautes pressions initiales, ce qui impliquerait donc un exposant positif.

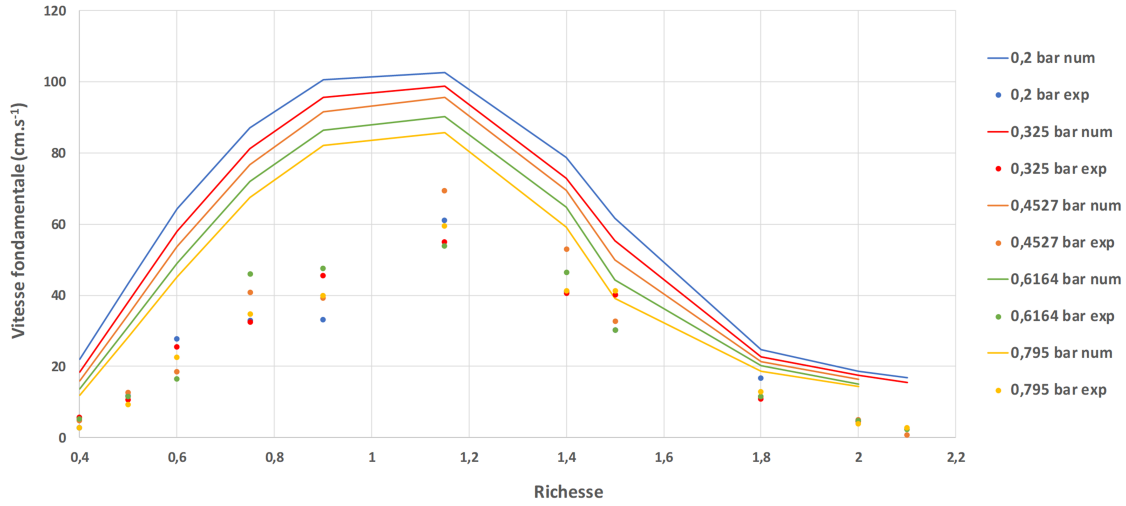


FIGURE 4.19 – Vitesses fondamentales de flamme expérimentales et numériques en fonction de la richesse pour de l'air 30/70

Ces différences importantes peuvent s'expliquer par trois grandes causes. Tout d'abord, l'utilisation d'une enceinte cylindrique pour la détermination des vitesses de flamme s'avère inadaptée à cause des effets de paroi. Bien que la zone d'exploitation des résultats ait été réduite, ces effets ne sont certainement pas négligeables. Par ailleurs, la réduction de la zone exploitable associée au paramétrage de la caméra peut produire un nombre de points faible (typiquement entre 4 et 15 points). En effet, la faible luminosité de certaines flammes a nécessité l'augmentation du temps d'exposition et donc une diminution du nombre d'images par seconde. Exploiter des dérivées sur un faible nombre de points introduit alors des erreurs et imprécisions qui se répercutent sur les résultats finaux, le taux d'étirement de la flamme  $\kappa$  dépendant lui aussi de la dérivée calculée (équation 1.67). Des méthodes optiques plus performantes telles que la strioscopie permettraient de s'affranchir du problème de luminosité de la flamme et donc d'obtenir un plus grand nombre de points exploitables. En effet, la strioscopie va permettre de visualiser des gradients d'indice au sein du milieu en niveaux de gris. Toutefois, la mise en place d'une telle mesure nécessite un nouveau banc optique et donc un temps important qui n'a pas pu être accordé à cette partie expérimentale. Finalement, le schéma cinétique GRI-MECH 3.0 utilisé a été élaboré et validé pour des mélanges méthane/air standard, pour des pressions égales ou supérieures à 1 bar. Notre étude utilisant des pressions inférieures à la pression atmosphérique et de l'air enrichi en oxygène, nous nous situons donc en dehors du domaine où la validité du mécanisme est avérée ( $>1$  bar).

Une comparaison avec les valeurs de la figure 4.17 montre toutefois une forte augmentation de la vitesse fondamentale expérimentale pour un mélange avec air 30/70 par rapport à un

mélange avec de l'air standard, augmentation qui s'élève à plus d'un facteur deux pour la vitesse numérique.

## 4.7 Conclusion

L'étude de l'allumage laser de mélanges méthane/air dans des conditions de pression de vol et pour différentes fractions d'oxygène a permis de faire ressortir plusieurs tendances.

Tout d'abord, la diminution de la pression initiale entraîne une augmentation de l'Énergie Minimale d'Inflammation (EMI) à richesse fixée. Néanmoins, il est toujours possible d'allumer les mélanges autour de la stoechiométrie même à des pressions de 0,2 bar. Sous cette valeur de pression, le mécanisme de claquage non résonant n'est plus garantie, tout comme l'allumage.

De plus, la proportion d'oxygène a un très fort impact sur plusieurs propriétés du mélange. Ainsi, la limite supérieure d'inflammabilité augmente fortement avec l'augmentation de la teneur en oxygène. En effet, la LSI passe de 15 % pour de l'air standard à pression atmosphérique à 24 % pour de l'air enrichi à 30 % d'oxygène à 0,8 bar. La limite inférieure d'inflammabilité n'est quant à elle pas modifiée par la proportion d'oxygène. Les EMI rencontrées sont aussi plus basses lorsque la fraction en oxygène de l'air augmente. Des paramètres de sévérité d'explosion tels que la pression maximale ou la vitesse de flamme ont aussi une forte tendance à augmenter, ce qui aurait de fortes conséquences sur l'onde de pression produite en cas d'explosion.

Dans tous les cas, le mélange méthane/air présente de faibles EMI sur une grande partie de son domaine d'explosibilité, les énergies nécessaires pouvant être aussi réduites que l'énergie délivrée par une décharge d'électricité statique. L'augmentation de la proportion d'oxygène dans le mélange est l'élément principal d'aggravation du risque puisque cela va à la fois augmenter le domaine d'inflammabilité et réduire les EMI mais aussi augmenter la pression maximale d'explosion et la vitesse de flamme.



# Conclusion et perspectives

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'une étude de sécurité commandée par ArianeGroup pour un nouvel appareil en développement. L'objectif de ce travail a été de modéliser la vidange de méthane et d'oxygène liquéfiés dans le sillage d'un appareil en vol et de déterminer le risque d'explosion qui en résulte.

La vidange d'urgence crée un jet liquide instable pour les pressions et températures de vol rencontrées. En effet, du méthane cryogénique à une température de 120 K ne peut rester sous forme liquide que si la pression est supérieure à 2 bar. Dans le cadre d'un vol atmosphérique, la pression extérieure est inférieure à 1 bar. Le liquide va donc entrer immédiatement en ébullition lorsqu'il sera vidangé, créant une forte instabilité du jet. De plus, ce jet débouche dans un écoulement perpendiculaire. Cet écoulement va modifier à la fois le processus de fragmentation du jet puisque les forces aérodynamiques seront plus importantes que pour un environnement au repos mais aussi la trajectoire même du jet puisque celui-ci sera dévié par l'écoulement. L'écoulement autour de l'appareil étant turbulent, les régimes de fragmentation vont être modifiés et le sillage du jet sera plus perturbé. Finalement, la forme même du fuselage de l'appareil introduit une autre source de complexité puisqu'il n'est pas plan. La modélisation numérique de ce type de jet est donc très complexe car il faut pouvoir coupler les effets d'évaporation du liquide avec la turbulence et les processus de fragmentation de jets standards. Pour des applications à grande échelle comme la nôtre, les ressources de calcul à mobiliser sont conséquentes, quel que soit le niveau de détail accordé aux résultats. De plus, l'étude étant en phase d'avant-projet, certaines caractéristiques techniques de l'appareil et de la vidange peuvent être amenées à évoluer. L'originalité de ce travail a donc consisté à développer un modèle de gaz densifié qui permet de s'affranchir de l'utilisation de modules diphasiques afin de gagner en temps et en ressources de calcul. Ce modèle serait ainsi adapté à ces phases d'avant projet où des paramètres d'importance peuvent être modifiés régulièrement et donc où une certaine agilité est nécessaire. Une fois injecté, le gaz densifié retrouvera toutes ses propriétés gazeuses très rapidement, ce qui n'est pas incompatible avec l'évaporation de méthane cryogénique. Cette

hypothèse très contraignante devait être vérifiée afin de pouvoir valider nos calculs numériques. En effet, les données expérimentales disponibles ne permettaient pas de valider notre modèle pour des conditions assez proches de nos conditions de vol.

Une expérience de jet cryogénique en soufflerie a donc été mise en place. Le méthane a été remplacé par de l'azote pour des raisons de sécurité. L'expérience consistait à produire un jet cryogénique perpendiculaire à un écoulement pour plusieurs vitesses d'air et plusieurs débits d'injection. Le débit d'injection était contrôlé par la pression interne à notre réservoir d'azote liquide. L'instrumentation de la veine d'essai consistait en deux caméras, l'une positionnée en champ large et l'autre en champ réduit au niveau de l'injecteur, ainsi que de huit thermocouples positionnés dans le sillage du jet. Nous avons donc pu étudier l'influence du paramètre  $q$ , qui traduit la puissance relative du jet, sur la trajectoire d'un jet et déterminer des hauteurs de cône liquide ainsi que des températures dans l'écoulement. Les trajectoires de jet sont bien modélisées à l'aide du modèle de gaz densifié, avec toutefois une instabilité de notre jet due à des oscillations de débit propre au montage expérimental. La hauteur de cône liquide est elle aussi relativement bien modélisée, avec une évaporation extrêmement rapide de l'azote qui permet de retrouver des propriétés gazeuses concordantes avec le modèle. Finalement, les profils de températures proches de l'injection sont moins bien calculées mais, très rapidement, le modèle retrouve des valeurs correctes après réchauffement du gaz. Ces données expérimentales ont permis de valider notre modèle de gaz densifié qui peut donc être utilisé pour la vidange d'urgence de l'avion spatial lors des phases d'avant projet.

L'influence sur les trajectoires de paramètres aérodynamiques tels que l'assiette ou l'incidence de vol a été modélisée en deux dimensions. L'incidence étant le paramètre impactant le plus la trajectoire du jet de vidange, des modélisations 3D ont été effectuées pour déterminer le risque de mélange entre les nuages de méthane et le flux du turboréacteur pour de fortes incidences de vol. Plus l'incidence augmente et plus le nuage de méthane se rapproche de l'échappement du turboréacteur. Malgré des valeurs de températures inférieures à la température d'auto-inflammation du méthane, le mélange du méthane avec les gaz d'échappement représente une augmentation du risque.

La qualité des résultats fournis par le modèle de turbulence a aussi été vérifiée à l'aide de travaux réalisés avec un avion standard DLR-F6. L'écoulement autour d'un avion de forme DLR-F6 a été modélisé avec CFD-ACE en utilisant le même modèle de turbulence que pour l'avion spatial. Les résultats obtenus ont été comparés avec des résultats d'autres groupes utilisant des modèles de turbulence plus avancés.

Toutes les vidanges nominales, caractérisées par un débit de méthane gazeux peu important,

fournissent des nuages de gaz de faible volume mais qui atteignent toutefois localement des concentrations dangereuses. Pour les vidanges d'urgence, caractérisées par un débit de méthane liquéfié élevé, le volume de gaz en proportions dangereuses est bien plus important, avec des fractions de nuages passant au dessus et en dessous de l'empennage arrière et s'étendant le long de la coiffe protectrice du moteur fusée. Les gaz inflammables ne sont pas en contact direct avec le turboréacteur ou les gaz extrêmement chauds en sortie de turboréacteur pour les cas de faibles incidences. Il faudrait donc une source extérieure d'énergie pour enflammer ces nuages. En cours de vol, les sources d'allumage deviennent limitées. Des causes artificielles comme des étincelles d'équipements électriques ou naturelles comme des éclairs sont les sources les plus probables. Pour les fortes incidences, le nuage de méthane pourrait entrer en contact avec la sortie du turboréacteur et s'enflammer. Ces cas de vidange à forte incidence ne sont normalement pas rencontrés en cours de vol mais il est important de noter l'influence de l'augmentation de l'incidence de seulement quelques degrés.

Pour mieux définir les sources d'allumage possibles ainsi que des limites d'inflammabilité plus représentatives, deux études d'allumage par source laser ont été entreprises. Les pressions utilisées correspondaient à celles obtenues en vol, la température a été fixée à 30 ° C et la proportion d'oxygène a varié entre 20 et 30 %. Les deux études ont montré une grande influence de la proportion d'oxygène sur les limites d'inflammabilité et sur les EMI mais aussi sur la sévérité des explosions. Pour des mélanges proches de la stœchiométrie, une source d'allumage délivrant des énergies aussi faibles qu'un claquage d'électricité statique est suffisante pour démarrer la combustion. Pour un mélange contenant de l'air enrichi en oxygène, cette zone d'allumage à faible énergie est constaté sur une grande plage de richesses comprise entre 0,6 et 1,5, augmentant considérablement le niveau de risque. La vitesse de flamme observée est toutefois très faible par rapport à la vitesse de l'avion en vol, le méthane n'étant pas facilement capable de créer des détonations en espace ouvert contrairement à l'hydrogène.

L'utilisation d'une soufflerie adaptée aux écoulements froids permettrait d'affiner les résultats expérimentaux. En effet, le différentiel de température entre le liquide cryogénique et l'écoulement est un facteur prédominant pour la hauteur de cône liquide ainsi que pour les trajectoires. La caractérisation des oscillations de débit ainsi que la détermination de leur cause exacte permettrait de diminuer les incertitudes sur nos résultats. Ces essais sont en cours de développement. Numériquement, la confrontation du modèle à d'autres types de configurations géométriques permettrait de déterminer ses limites d'application. Lors du passage à la phase de développement, des modèles multiphasiques plus élaborés seront nécessaires pour atteindre un niveau de précision plus adapté. Finalement, une modélisation CFD de l'effet d'une explosion



des nuages d'ergols sur l'avion pourrait être envisagée. En effet, la mise en place de la striescopie sur le banc d'essai permettrait de meilleurs résultats sur la vitesse apparente de flamme. En utilisant ces valeurs de vitesses depuis l'allumage jusqu'à la paroi en tant que données d'entrée, il serait possible de définir un modèle de type piston pour la déflagration. Les surpressions modélisées pourraient être validées à l'aide du capteur de la chambre de combustion. Une fois le modèle validé, l'onde de pression et le front de flamme pourraient être utilisées pour initialiser le calcul tridimensionnel autour de l'avion sans la combustion.

# Bibliographie

- [1] Madjid Birouk and Nebojsa Lekic. Liquid Jet Breakup in Quiescent Atmosphere : a Review. *Atomization and Sprays*, 19 :501–528, 2009.
- [2] William Richards. Trajectory and Breakup of Cryogenic Jets in Crossflow. In *52nd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, 2016.
- [3] Patrick Jenny, Dirk Roekaerts, and Nijso Beishuizen. Modeling of turbulent dilute spray combustion. *Progress in Energy and Combustion Science*, 38(6) :846–887, 2012.
- [4] H. Vahedi Tafreshi and B. Pourdeyhimi. The effects of nozzle geometry on waterjet breakup at high Reynolds numbers. *Experiments in Fluids*, 35(4) :364–371, 2003.
- [5] G.M. Faeth. Structure and atomization properties of dense turbulent sprays. *Symposium (International) on Combustion*, 23(1) :1345–1352, jan 1991.
- [6] Omar M Elshamy. *Experimental Investigations of Steady and Dynamic Behavior of Transverse Liquid Jets*. PhD thesis, University of Cincinnati, 2007.
- [7] C.H. Lee and Rolf D. Reitz. An experimental study of the effect of gas density on the distortion and breakup mechanism of drops in high speed gas stream. *International Journal of Multiphase Flow*, 26(2) :229–244, feb 2000.
- [8] Z. Liu, S. S. Hwang, and Rolf D. Reitz. Breakup Mechanisms And Drag Coefficients Of High-Speed Vaporizing Liquid Drops. *Atomization and Sprays*, 6(3) :353–376, 1996.
- [9] M Orme. Experiments on droplet collisions, bounce, coalescence and disruption. *Progress in Energy and Combustion Science*, 23(1) :65–79, 1997.
- [10] Frédéric Waymel. *Modélisation des effets thermiques et aérauliques dans les stations de métro*. PhD thesis, Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, 2002.
- [11] Bo Zhang and Hoi Dick Ng. Explosion behavior of methane–dimethyl ether/air mixtures. *Fuel*, 157 :56–63, oct 2015.
- [12] Xiaobo Shen, Bo Zhang, Xiaoliang Zhang, and Sizhe Wu. Explosion behaviors of mixtures of methane and air with saturated water vapor. *Fuel*, 177 :15–18, aug 2016.

- [13] B. Vanderstraeten, D. Tuerlinckx, J. Berghmans, S. Vliegen, E. Van't Oost, and B. Smit. Experimental study of the pressure and temperature dependence on the upper flammability limit of methane/air mixtures. *Journal of Hazardous Materials*, 56(3) :237–246, oct 1997.
- [14] X.J. Gu, M.Z. Haq, M. Lawes, and R. Woolley. Laminar burning velocity and Markstein lengths of methane–air mixtures. *Combustion and Flame*, 121(1-2) :41–58, apr 2000.
- [15] Ichiro Yamaoka and Hiroshi Tsuji. Determination of burning velocity using counterflow flames. *Symposium (International) on Combustion*, 20(1) :1883–1892, jan 1985.
- [16] G. Yu, C.K. Law, and C.K. Wu. Laminar flame speeds of hydrocarbon + air mixtures with hydrogen addition. *Combustion and Flame*, 63(3) :339–347, mar 1986.
- [17] R D Reitz. *Atomization and other breakup regimes of a liquid jet*. PhD thesis, 1978.
- [18] M. Broumand and M. Birouk. Liquid jet in a subsonic gaseous crossflow : Recent progress and remaining challenges. *Progress in Energy and Combustion Science*, 57 :1–29, 2016.
- [19] Christophe Dumouchel. On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams. *Experiments in Fluids*, 45 :371–422, 2008.
- [20] K. a. Sallam, C. Aalburg, and G. M. Faeth. Breakup of Round Nonturbulent Liquid Jets in Gaseous Crossflow. *AIAA Journal*, 42(12) :2529–2540, 2004.
- [21] Raymond P Fuller, Pei-Kuan Wu, Kevin A Kirkendall, and Abdollah S Nejad. Effects of Injection Angle on Atomization of Liquid Jets in Transverse Airflow. *AIAA Journal*, 38(1) :64–72, 2000.
- [22] Anu Osta and Khaled Sallam. *Effect of Nozzle Length/Diameter Ratio on the Breakup of Round Liquid Jets in Crossflow*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, Virigina, jan 2008.
- [23] Khaled a Sallam, Chee-Loon Ng, Ramprakash Sankarakrishnan, Christian Aalburg, and Kyungjin Lee. Breakup of Turbulent and Non-Turbulent Liquid jets in Gaseous Crossflows. *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit; Reno, NV; USA; 9-12 Jan. 2006*, (January) :1–13, 2006.
- [24] Nan Zong, Hua Meng, Shih Yang Hsieh, and Vigor Yang. A numerical study of cryogenic fluid injection and mixing under supercritical conditions. *Physics of Fluids*, 16 :4248–4261, 2004.

- [25] H. Meng, G. C. Hsiao, V. Yang, and J. S. Shuen. Transport and dynamics of liquid oxygen droplets in supercritical hydrogen streams. *Journal of Fluid Mechanics*, 527 :115–139, 2005.
- [26] Vigor Yang. Modeling of supercritical vaporization, mixing, and combustion processes in liquid-fueled propulsion systems. *Proceedings of the Combustion Institute*, 28(1) :925–942, jan 2000.
- [27] Hiroumi Tani, Susumu Teramoto, and Koji Okamoto. High-speed observations of cryogenic single and coaxial jets under subcritical and transcritical conditions. *Experiments in Fluids*, 56(4), 2015.
- [28] Muhammad Mushahid Rafique Qureshi and Chao Zhu. Gas entrainment in an evaporating spray jet. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49(19-20) :3417–3428, 2006.
- [29] Hai-Feng Liu, Wei-Feng Li, Xin Gong, Xian-Kui Cao, Jian-Liang Xu, Xue-Li Chen, Yi-Fei Wang, Guang-Suo Yu, Fu-Chen Wang, and Zun-Hong Yu. Effect of liquid jet diameter on performance of coaxial two-fluid airblast atomizers. *Chemical Engineering and Processing : Process Intensification*, 45(4) :240–245, apr 2006.
- [30] Xiu-Shan Tian, Hui Zhao, Hai-Feng Liu, Wei-Feng Li, and Jian-Liang Xu. Liquid entrainment behavior at the nozzle exit in coaxial gas–liquid jets. *Chemical Engineering Science*, 107 :93–101, apr 2014.
- [31] L.-P. Hsiang and G.M. Faeth. Near-limit drop deformation and secondary breakup. *International Journal of Multiphase Flow*, 18(5) :635–652, sep 1992.
- [32] Z. Liu and R.D. Reitz. An analysis of the distortion and breakup mechanisms of high speed liquid drops. *International Journal of Multiphase Flow*, 23(4) :631–650, aug 1997.
- [33] Christophe Stevenin. *Etude de l’atomisation d’un jet d’eau haute vitesse Application à l’irrigation par aspersion et à la pulvérisation*. PhD thesis, Ecole Centrale Marseille, 2012.
- [34] M. Pilch and C.A. Erdman. Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop. *International Journal of Multiphase Flow*, 13(6) :741–757, nov 1987.
- [35] Xian Kui Cao, Zhi Gang Sun, Wei Feng Li, Hai Feng Liu, and Zun Hong Yu. A new breakup regime of liquid drops identified in a continuous and uniform air jet flow. *Physics of Fluids*, 19(5), 2007.
- [36] J. Qian and C. K. Law. Regimes of coalescence and separation in droplet collision. *Journal of Fluid Mechanics*, 331 :59–80, 1997.

- [37] A Bellofiore, Di Martino P, G Lanzuolo, R Ragucci, Ingegneria Chimica, and Università Federico. Improved Modeling of Liquid Jets in Crossflow. In *ILASS 2008*, pages 8–10, 2008.
- [38] S. Navarro-Martinez. Large eddy simulation of spray atomization with a probability density function method. *International Journal of Multiphase Flow*, 63 :11–22, jul 2014.
- [39] C. W. Hirt and B. D. Nichols. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of Computational Physics*, 39(1) :201–225, 1981.
- [40] O Desjardins and V Moureau. Methods for multiphase flows with high density ratio. *Center for Turbulence Research Proceedings of the Summer Program*, pages 313–322, 2010.
- [41] Xiu-Shan Tian, Hui Zhao, Hai-Feng Liu, Wei-Feng Li, and Jian-Liang Xu. Three-dimensional large eddy simulation of round liquid jet primary breakup in coaxial gas flow using the VOF method. *Fuel Processing Technology*, 131 :396–402, mar 2015.
- [42] Daniel Fuster, Anne Bagué, Thomas Boeck, Luis Le Moyne, Anthony Leboissetier, Stéphane Popinet, Pascal Ray, Ruben Scardovelli, and Stéphane Zaleski. Simulation of primary atomization with an octree adaptive mesh refinement and VOF method. *International Journal of Multiphase Flow*, 35(6) :550–565, jun 2009.
- [43] Mark Sussman, Peter Smereka, and Stanley Osher. A Level Set Approach for Computing Solutions to Incompressible Two-Phase Flow. *Journal of Computational Physics*, 114(1) :146–159, sep 1994.
- [44] Mark Sussman, Emad Fatemi, Peter Smereka, and Stanley Osher. An improved level set method for incompressible two-phase flows. *Computers & Fluids*, 27(5-6) :663–680, 1998.
- [45] Marcus Herrmann. Detailed Numerical Simulations of the Primary Atomization of a Turbulent Liquid Jet in Crossflow. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 132(6) :061506, 2010.
- [46] M Herrmann. Refined Level Set Grid method for tracking interfaces. *Center for Turbulence Research Annual Research Briefs*, 2005.
- [47] M. Herrmann. The influence of density ratio on the primary atomization of a turbulent liquid jet in crossflow. *Proceedings of the Combustion Institute*, 33(2) :2079–2088, jan 2011.
- [48] Sina Ghods. *Detailed Numerical Simulation of Liquid Jet In Crossflow Atomization with High Density Ratios*. PhD thesis, Arizona State University, 2013.

- [49] Xiaoyi Li, Marco Arienti, Marios Soteriou, and Mark Sussman. *Towards an Efficient, High-Fidelity Methodology for Liquid Jet Atomization Computations*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, Virigina, jan 2010.
- [50] T. Ménard, S. Tanguy, and A. Berlemont. Coupling level set/VOF/ghost fluid methods : Validation and application to 3D simulation of the primary break-up of a liquid jet. *International Journal of Multiphase Flow*, 33(5) :510–524, may 2007.
- [51] F. Xiao, M. Dianat, and J.J. McGuirk. LES of turbulent liquid jet primary breakup in turbulent coaxial air flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 60 :103–118, apr 2014.
- [52] Rolf D. Reitz. Modeling Atomization Processes in High-Pressure Vaporizing Sprays. *Atomization and Sprays*, 3 :309–337, 1987.
- [53] Huu P. Trinh, C.P. Chen, and Balasubramanyam. Numerical Simulation of Liquid Jet Atomization Including Thrbulence Effects. *AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion*, pages 1–12, 2005.
- [54] Luis Bravo and Chol-Bum Kweon. A Review on Liquid Spray Models for Diesel Engine Computational Analysis. Technical report, ARMY RESEARCH LAB ABERDEEN PROVING GROUND MD, 2014.
- [55] David P Schmidt, Idriss Nouar, P K Senecal, C J Rutland, J K Martin, Rolf D Reitz, and Jeffrey A Hoffman. Pressure-Swirl Atomization in the Near Field. In *SAE Technical Paper*. SAE International, 1999.
- [56] Sung Wook Park, Hyung Jun Kim, Ki Hyung Lee, and Chang Sik Lee. Atomization characteristics and prediction accuracy of LISA-DDB model for gasoline direct injection spray. *KSME International Journal*, 18(7) :1177–1186, 2004.
- [57] Man Chiu Fung, Kiao Inthavong, William Yang, and Jiyuan Tu. CFD modeling of spray atomization for a nasal spray device. *Aerosol Science and Technology*, 46(11) :1219–1226, 2012.
- [58] J. A. Nicholls and A. A. Ranger. Aerodynamic shattering of liquid drops. *AIAA Journal*, 7(2) :285–290, 1969.
- [59] J. P. Delplanque and W. A. Sirignano. Numerical study of the transient vaporization of an oxygen droplet at sub- and super-critical conditions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 36(2) :303–314, 1993.

- [60] Ariane Vallet and Roland Borghi. Modelisation eulerienne de l'atomisation d'un jet liquide. *Comptes Rendus de l'Academie de Sciences - Serie Iib : Mecanique, Physique, Chimie, Astronomie*, 327(10) :1015–1020, sep 1999.
- [61] Ariane Vallet, A. A. Burluka, and R. Borghi. Development of a Eulerian Model for the “Atomization” of a Liquid Jet. *Atomization and Sprays*, 11(6) :24, 2001.
- [62] Wei Ning, Rolf D. Reitz, Andreas M. Lippert, and Ramachandra Diwakar. Development of a Next-generation Spray and Atomization Model Using an Eulerian- Lagrangian Methodology. *International Multidimensional Engine Modeling User's Group Meeting*, (April), 2007.
- [63] a Desportes, M Zellat, G Desoutter, D Abouri, Y Liang, F. Raven, CD-adapco, and Renault. Validation and Application of the Eulerian-Lagrangian spray atomization ( ELSA ) model for the Diesel injection simulation. *International Multidimensional Engine User's Meeting at the SAE Congress*, pages 1–10, 2010.
- [64] P.J. O'Rourke and A.A. Amsden. The Tab Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup. *SAE paper 872089*, 1987.
- [65] Jong-Hoon Park, Youngbin Yoon, and Sang-Soon Hwang. Improved Tab Model for Prediction of Spray Droplet Deformation and Breakup. *Atomization and Sprays*, 12(4) :387–401, 2002.
- [66] D. R. Guildenbecher, C. López-Rivera, and P. E. Sojka. Secondary atomization. *Experiments in Fluids*, 46(3) :371–402, 2009.
- [67] F X Tanner. Liquid Jet Atomization and Droplet Breakup Modeling of Non-Evaporating Diesel Fuel Sprays. In *SAE Technical Paper*. SAE International, 1997.
- [68] E A IBRAHIM, H Q YANG, and A J PRZEKWAS. Modeling of spray droplets deformation and breakup. *Journal of Propulsion and Power*, 9(4) :651–654, jul 1993.
- [69] Pietro Catalano and Marcello Amato. An evaluation of RANS turbulence modelling for aerodynamic applications. *Aerospace Science and Technology*, 7(7) :493–509, oct 2003.
- [70] Jurij Sodja. Turbulence models in CFD. *University of Ljubljana*, (March) :1–18, 2007.
- [71] Bruno Sainte-Rose. *Simulations numériques d ' écoulements réactifs massivement d'écolés par une approche hybride RANS / LES*. PhD thesis, Ecole Centrale Paris, 2010.
- [72] A. Travin, M.L.Shur, M. Strelets, P. R. Spalart, and M. L. Shur. Physical and numerical upgrades in the detached-eddy simulation of complex turbulent flows. *Advances in LES of Complex Flows : Proceedings of the Euromech Colloquium 412*, pages 239–254, 2002.

- [73] B.E. Launder and D.B. Spalding. The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3(2) :269–289, mar 1974.
- [74] DAVID C. WILCOX. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models, 1988.
- [75] David C. Wilcox. Turbulence Modeling for CFD (Third Edition), 2006.
- [76] D. C. Wilcox. Formulation of the k-w Turbulence Model Revisited. *AIAA Journal*, 46(11) :2823–2838, 2008.
- [77] F. R. Menter. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8) :1598–1605, 1994.
- [78] Teymour Javaherchi. Review of Spalart-Allmaras Turbulence Model and its Modifications Spalart-Allmaras Governing Equation. Technical report, University of Washington, 2010.
- [79] Steven R Allmaras and Forrester T Johnson. Modifications and Clarifications for the Implementation of the Spalart-Allmaras Turbulence Model. In *Seventh International Conference on Computational Fluid Dynamics*, number July, pages 9–13, 2012.
- [80] J. E. Bardina, P. G. Huang, and T. J. Coakley. Turbulence Modeling Validation, Testing, and Development. Technical report, NASA Ames Research Center, 1997.
- [81] F R Menter, a V Garbaruk, and Y Egorov. Explicit Algebraic Reynolds Stress Models for Anisotropic Wall-Bounded Flows. *3rd European Conference for AeroSpace Sciences*, 3 :14, 2012.
- [82] Carlos a. Gomez and Sharath S. Girimaji. Explicit algebraic Reynolds stress model (EARSM) for compressible shear flows. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 28(2) :171–196, 2014.
- [83] P A Durbin. Separated flow computations with the k-epsilon-v-squared model. *AIAA Journal*, 33(4) :659–664, 1995.
- [84] D. R. Laurence, J. C. Uribe, and S. V. Utyuzhnikov. A robust formulation of the v2-f model. *Flow, Turbulence and Combustion*, 73(3-4) :169–185, 2005.
- [85] J. Smagorinsky. General Circulation Experiments With the Primitive Equations. *Monthly Weather Review*, 91(3) :99–164, 1963.
- [86] Massimo Germano, Ugo Piomelli, Parviz Moin, and William H. Cabot. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 3(7) :1760–1765, jul 1991.



- [87] D K Lilly. A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 4(3) :633, 1992.
- [88] Suresh Menon and Alan R. Kerstein. The Linear-Eddy Model. In Tarek Echekki and Epaminondas Mastorakos, editors, *Turbulent Combustion Modeling*, volume 95 of *Fluid Mechanics and Its Applications*, chapter 10, pages 193–220. Springer Netherlands, Dordrecht, 2011.
- [89] Chi-Wei Tsang, Mario F. Trujillo, and Christopher J. Rutland. Large-eddy simulation of shear flows and high-speed vaporizing liquid fuel sprays. *Computers & Fluids*, 105 :262–279, dec 2014.
- [90] Nora Okong’o, Anthony Leboissetier, and Josette Bellan. Detailed characteristics of drop-laden mixing layers : Large eddy simulation predictions compared to direct numerical simulation. *Physics of Fluids*, 20(10) :1–16, 2008.
- [91] Philippe R. Spalart. Detached-Eddy Simulation. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 41(1) :181–202, 2009.
- [92] H.F. Coward and G.W Jones. Limits of Flammability of Gases and Vapors. Technical Report Bulletin 503, 1952.
- [93] Horng-Jang Liaw and Kuan-Yu Chen. A model for predicting temperature effect on flammability limits. *Fuel*, 178 :179–187, 2016.
- [94] Gan Cui, Zili Li, and Chao Yang. Experimental study of flammability limits of methane/air mixtures at low temperatures and elevated pressures. *Fuel*, 181 :1074–1080, 2016.
- [95] Sazal Kundu, Jafar Zanganeh, and Behdad Moghtaderi. A review on understanding explosions from methane-air mixture. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 40 :507–523, 2016.
- [96] ANSYS. CHEMKIN-PRO 15151, 2015.
- [97] Jürgen Warnatz and Norbert Peters. *Numerical Methods in Laminar Flame Propagation*. Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, 1982.
- [98] R.J. Kee, J. Warnatz, and J.A. Miller. Fortran computer-code package for the evaluation of gas-phase viscosities, conductivities, and diffusion coefficients. Technical report, Sandia National Labs., Livermore, CA (USA), 1986.

- [99] Gregory P. Smith, David M. Golden, Michael Frenklach, Nigel W. Moriarty, Boris Eite-  
neer, Mikhail Goldenberg, C. Thomas Bowman, Ronald K. Hanson, Soonho Song, William  
C. Jr. Gardiner, Vitali V. Lissianski, and Zhiwei Qin. GRI-Mech 3.0.
- [100] Jürgen Warnatz. The structure of laminar alkane-, alkene-, and acetylene flames. *Sym-  
posium (International) on Combustion*, 18(1) :369–384, jan 1981.
- [101] A.A KONNOV. Detailed reaction mechanism for small hydrocarbons combustion. Release  
0.5, (2000), available as Electronic Supplementary Material to : COPPENS, F.H.V., DE  
RUYCK, J. KONNOV, A.A., The Effects of Composition on the Burning Velocity and  
Nitric Oxide Formatio. *Combust. Flame*, (149) :409–417, 2007.
- [102] Haiyan Miao and Yan Liu. Measuring the laminar burning velocity and Markstein length  
of premixed methane/nitrogen/air mixtures with the consideration of nonlinear stretch  
effects. *Fuel*, 121 :208–215, 2014.
- [103] D. Bradley, M. Lawes, and M. E. Morsy. Flame speed and particle image velocimetry mea-  
surements of laminar burning velocities and Markstein numbers of some hydrocarbons.  
*Fuel*, 243(February) :423–432, 2019.
- [104] Pierre Brequigny, H Uesaka, Z Sliti, D Segawa, F Foucher, G Dayma, Pierre Brequigny,  
H Uesaka, Z Sliti, D Segawa, and F Foucher. Uncertainty in measuring laminar burning  
velocity from expanding methane-air flames at low pressures. In *11th Mediterranean  
Combustion Symposium*, 2019.
- [105] A. P. Kelley and C. K. Law. Nonlinear effects in the extraction of laminar flame speeds  
from expanding spherical flames. *Combustion and Flame*, 156(9) :1844–1851, 2009.
- [106] Zheng Chen. On the extraction of laminar flame speed and Markstein length from out-  
wardly propagating spherical flames. *Combustion and Flame*, 158(2) :291–300, 2011.
- [107] Mohamed H Morsy. Review and recent developments of laser ignition for internal combus-  
tion engines applications. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 16(7) :4849–4875,  
2012.
- [108] Steven A. O’Briant, Sreenath B. Gupta, and Subith S. Vasu. Review : laser ignition for  
aerospace propulsion. *Propulsion and Power Research*, 5(1) :1–21, 2016.
- [109] Martin Weinrotter, Herbert Kopecek, Martin Tesch, Ernst Wintner, Maximilian Lackner,  
and Franz Winter. Laser ignition of ultra-lean methane/hydrogen/air mixtures at high  
temperature and pressure. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 29(5) :569–577,  
2005.

- [110] Cangsu Xu, Donghua Fang, Qiyuan Luo, Jian Ma, and Yang Xie. A comparative study of laser ignition and spark ignition with gasoline–air mixtures. *Optics & Laser Technology*, 64 :343–351, dec 2014.
- [111] Tran X. Phuoc. Laser-induced spark ignition fundamental and applications. *Optics and Lasers in Engineering*, 44(5) :351–397, 2006.
- [112] Lydia Wermer, Joseph K. Lefkowitz, Timothy Ombrello, and Seong Kyun Im. Ignition enhancement by dual-pulse laser-induced spark ignition in a lean premixed methane-air flow. *Proceedings of the Combustion Institute*, 37(4) :5605–5612, 2019.
- [113] J Sender and C Manfretti. Ignition Transients of a Gaseous CH<sub>4</sub>/O<sub>2</sub> Coaxial Jet. *22nd Conference of Liquid Atomization and Spray Systems*, pages 8–10, 2008.
- [114] G. Gargiulo, P. P. Ciottoli, E. Martelli, R. Malpica Galassi, and M. Valorani. Numerical analysis of laser-pulse transient ignition of oxygen/methane mixtures in rocket-like combustion chamber. *Acta Astronautica*, 159(March) :136–155, 2019.
- [115] Paul D. Ronney. Laser versus conventional ignition of flames. *Optical Engineering*, 33(2) :510, 1994.
- [116] Moshe Lavid, Arthur T. Poulos, and Suresh K. Gulati. Infrared multiphoton ignition and combustion enhancement of natural gas. In Larry C. Liou, editor, *SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 1862, pages 33–44, may 1993.
- [117] Irad E. Forch and Andrzej W. Miziolek. Ultraviolet laser ignition of premixed gases by efficient and resonant multiphoton photochemical formation of microplasmas. *Combustion Science and Technology*, 52(1-3) :151–159, 1987.
- [118] Brad E Forch. Resonant Laser Ignition Of Reactive Gases. In Randy J. Locke, editor, *SPIE*, volume 2122, pages 118–128, mar 1994.
- [119] Tran X. Phuoc and Frederick P. White. Laser-Induced Spark Ignition of CH<sub>4</sub> / Air Mixtures. 2180(99) :203–216, 1999.
- [120] C G Morgan. Laser-Induced Electrical Breakdown of Gases. *Rep Prog Phys*, 621 :pp 717 – 752, 1975.
- [121] Claudio Demichelis. Laser Induced Gas Breakdown : A Bibliographical Review. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 5(4) :188–202, 1969.
- [122] Steve Rudz and Philippe Gillard. Effect of initial laser beam diameter on breakdown and ignition properties of n-decane/N<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> mixtures. *Combustion Science and Technology*, 00(00) :1–12, 2018.

- [123] Nabil Mokrani, Steve Rudz, and Philippe Gillard. Effect of Impurities Argon and Moisture Additives on Laser Ignition of n-Decane/Air Mixtures. *Combustion Science and Technology*, 188(11-12) :1741–1759, 2016.
- [124] O. Kunz and W. Wagner. The GERG-2008 wide-range equation of state for natural gases and other mixtures : An expansion of GERG-2004. *Journal of Chemical and Engineering Data*, 57(11) :3032–3091, 2012.
- [125] International Organization for Standardization. Natural gas – Calculation of thermodynamic properties – Part 2 : Single-phase properties (gas, liquid, and dense fluid) for extended ranges of application, 2015.
- [126] ESI-GROUP. CFD-ACE +, 2017.
- [127] P. J. Linstrom and W. G. Mallard. NIST Chemistry WebBook, 2019.
- [128] J P Van Doormaal and G D Raithby. Enhancements Of The Simple Method For Predicting Incompressible Fluid Flows. *Numerical Heat Transfer*, 7(2) :147–163, apr 1984.
- [129] S.V Patankar and D.B Spalding. A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(10) :1787–1806, oct 1972.
- [130] Dieter Schwamborn. DLR F6. In *FLOMANIA - an European initiative on flow physics modelling. Results of the European-Union funded project, 2002 - 2004*, pages 400–404. 2006.
- [131] Stefan Wallin. Description of test case : AC02 DLR F6. Technical report, Swedish Defence Research Agency (FOI), 2010.
- [132] Gan Cui, Chao Yang, Zi li Li, Zhen Zhou, and Jian le Li. Experimental study and theoretical calculation of flammability limits of methane/air mixture at elevated temperatures and pressures. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 41 :252–258, 2016.
- [133] J. Arnaldos, J. Casal, and E. Planas-Cuchi. Prediction of flammability limits at reduced pressures. *Chemical Engineering Science*, 56(12) :3829–3843, 2001.
- [134] Fuman Zhao, William J. Rogers, and M. Sam Mannan. Experimental measurement and numerical analysis of binary hydrocarbon mixture flammability limits. *Process Safety and Environmental Protection*, 87(2) :94–104, 2009.
- [135] Steve Rudz, Pietro Tadini, Fanny Berthet, and Philippe Gillard. Effect of low initial pressures on ignition properties of lean and rich n-decane/air mixtures for laser-induced breakdown. *Combustion Science and Technology*, 00(00) :1–20, 2018.

- [136] Mahdi Faghih, Xiaolong Gou, and Zheng Chen. The explosion characteristics of methane, hydrogen and their mixtures : A computational study. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 40 :131–138, mar 2016.
- [137] Mohamad Metghalchi and James C. Keck. Burning velocities of mixtures of air with methanol, isooctane, and indolene at high pressure and temperature. *Combustion and Flame*, 48 :191–210, jan 1982.
- [138] Erjiang Hu, Xiaotian Li, Xin Meng, Yizhen Chen, Yu Cheng, Yongliang Xie, and Zuo-hua Huang. Laminar flame speeds and ignition delay times of methane–air mixtures at elevated temperatures and pressures. *Fuel*, 158 :1–10, oct 2015.
- [139] M.I Hassan, K.T Aung, and G.M Faeth. Measured and predicted properties of laminar premixed methane/air flames at various pressures. *Combustion and Flame*, 115(4) :539–550, 1998.
- [140] P. Hestermans and David White. the Vapor Pressure, Heat of Vaporization and Heat Capacity of Methane From the Boiling Point To the Critical Temperature. *The Journal of Physical Chemistry*, 65(2) :362–365, 1961.
- [141] H.J. Langlie. A reliability test method for one shot items. *Ford Motor Company Aeronut*, page 12, 1962.
- [142] Stéphane Bernard, Kazimierz Lebecki, Philippe Gillard, Loïc Youinou, and Guillaume Baudry. Statistical method for the determination of the ignition energy of dust cloud-experimental validation. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 23(3) :404–411, may 2010.
- [143] Guillaume Baudry. *Etude de l ’ inflammabilité d ’ un nuage de particules d ’ aluminium partiellement oxydées*. PhD thesis, Université d’Orléans, 2008.

# Annexe A

## Oscillations du jet d'azote liquide

### A.1 Introduction

Lors des essais en soufflerie, un battement du jet a été observé. En étudiant de plus près ce phénomène, une alternance liquide/gaz a été observée au niveau de l'injecteur, entraînant une variation de débit massique. Cette variation de débit cause une instabilité de notre jet qui complique grandement l'exploitation des trajectoires. Afin de caractériser ces instabilités et d'essayer de déterminer les phénomènes physiques responsables, des essais additionnels de vidange d'azote liquide et d'eau dans une atmosphère au repos ont été effectués. L'utilisation d'un liquide non cryogénique comme l'eau vise à éliminer les effets dus à la nature cryogénique de l'azote.

## A.2 Mesures effectuées

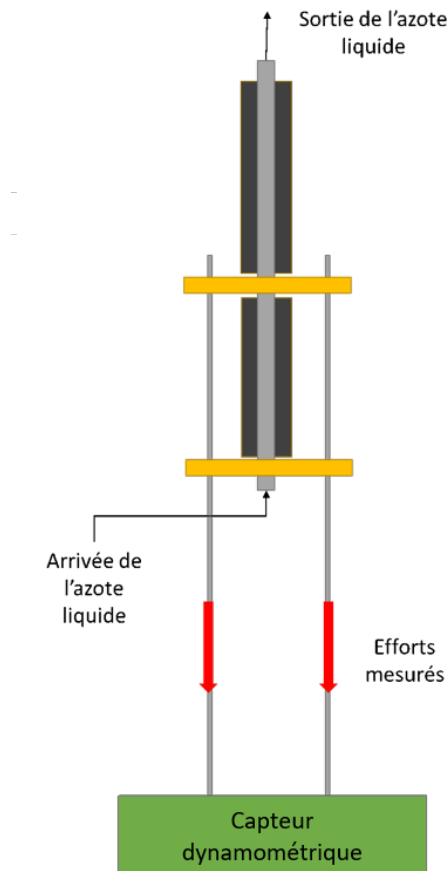


FIGURE A.1 – Canne d'injection sur son capteur dynamométrique

Le montage consiste à nouveau à l'utilisation du réservoir d'azote liquide pressurisé à l'air comprimé et posé sur la balance. La canne d'injection est placée à la verticale sur un capteur dynamométrique Kistler 9257B, qui permet d'acquérir les efforts dus à la poussée exercée par le liquide à une fréquence de 3,5 kHz. Une mesure complémentaire est effectuée en sortie de jet à l'aide d'un faisceau laser. En effet, l'énergie mesurée par une cellule réceptrice derrière le jet ne sera pas la même lorsque le laser traversera une phase liquide ou une phase gazeuse. Ces deux types de mesures permettent de mesurer la période des oscillations et de comparer deux méthodes différentes. Les instruments de mesure sont reliés à un oscilloscope numérique à une fréquence d'acquisition de 5 kHz.

La figure A.2 présente les valeurs mesurées par le capteur dynamométrique et le laser pour un essai d'azote. La plage de valeurs affichée démarre à 230 s à cause de la mise en route précoce du capteur et la nécessité d'effectuer une mise en froid du système. Ce signal laisse apparaître une oscillation basse fréquence, avec des motifs visibles à l'œil nu et une oscillation haute fréquence.

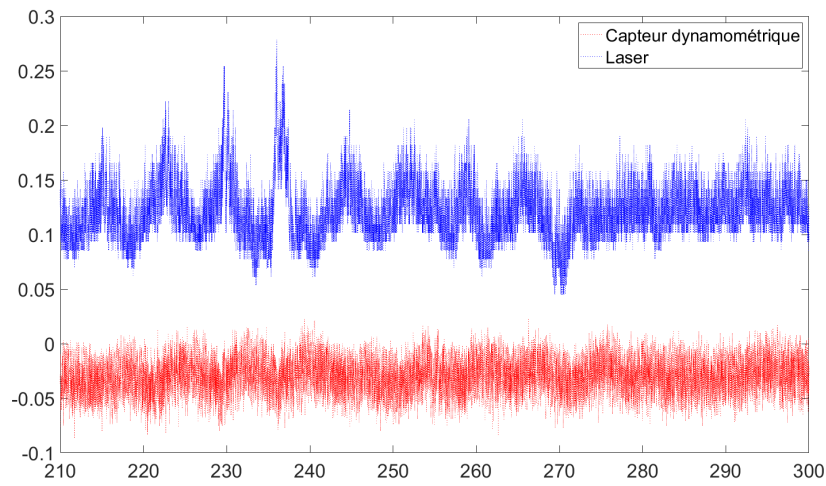


FIGURE A.2 – Signaux bruts du capteur dynamométrique et du laser

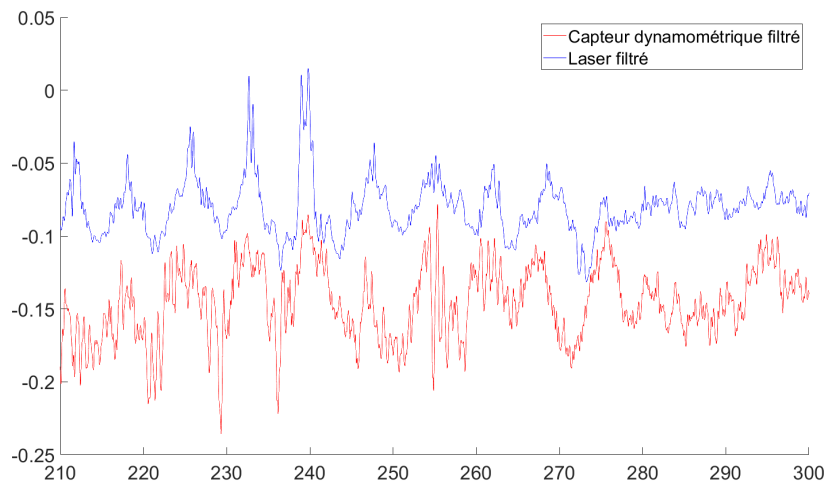


FIGURE A.3 – Signaux filtrés à basse fréquence

La figure A.3 est obtenue après application d'une transformation de Weierstrass utilisant un filtre gaussien à 1000 points pour la première courbe. Un signal d'une période d'environ 8,4 s est observé. Le signal du laser a été décalé temporellement de 3 secondes afin de pouvoir superposer les courbes.

Si l'on s'intéresse maintenant aux oscillations haute fréquence (figure A.4), la période des oscillations est de 30 ms environ.

Le montage a ensuite été utilisé avec de l'eau. La pression interne a dû être diminuée afin d'obtenir des débits de vidange similaires à ceux de l'azote liquide. Dans l'ensemble, le débit d'eau est de 60 g/s, celui d'azote étant de 40 g/s en moyenne. La figure A.5 présente le signal brut des essais avec l'eau. Après application de différents filtres, aucune période n'a pu être mesurée. Le signal est en fait très stable, les quelques anomalies provenant de gouttelettes d'eau



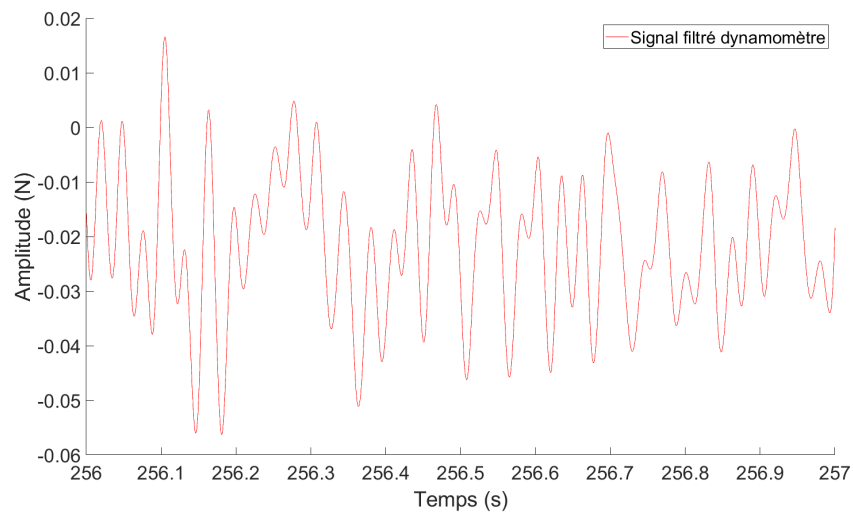


FIGURE A.4 – Signal du dynamomètre filtré à haute fréquence

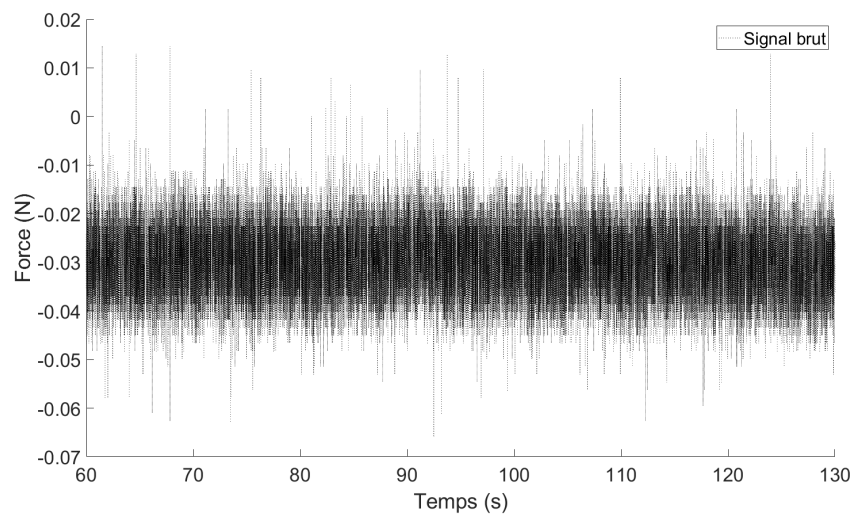


FIGURE A.5 – Signal brut du capteur dynamométrique pour l'eau

retombant sur le capteur et faussant les mesures en cours d'essai.

## A.3 Conclusion

Deux types d'oscillations de débit ont été mise en évidence pour l'azote liquide : une oscillation basse fréquence (autour de 0,12 Hz) et une oscillation à plus haute fréquence (autour de 33 Hz). Cette deuxième oscillation a été comparée aux données fragmentaires des mesures de masse en soufflerie. Malgré une fréquence d'acquisition faible de 0,5 Hz, la période d'oscillation du jet en soufflerie semble être similaire à celle observée en atmosphère au repos. Les essais avec l'eau ont montré que ces deux oscillations ne sont pas présentes. Il semblerait donc que ces variations de débit soient uniquement dues à la nature cryogénique du liquide et notamment à une évaporation d'une partie du liquide dans la tuyauterie. En effet, les jonctions de tuyaux isolés permettent un échange thermique important avec l'extérieur.

# Annexe B

## Loi d'état GERG-2008

### B.1 Équations

$$\tau = \frac{T_r(\bar{x})}{T} \quad (\text{B.1})$$

$$\delta = \frac{\rho}{\rho_r(\bar{x})} \quad (\text{B.2})$$

$$\frac{p(\delta, \tau, \bar{x})}{\rho RT} = 1 + \delta \alpha_\delta^r \quad (\text{B.3})$$

$$\frac{h(\delta, \tau, \bar{x})}{RT} = 1 + \tau(\alpha_\tau^0 + \alpha_\tau^r) + \delta \alpha_\delta^r \quad (\text{B.4})$$

$$\frac{c_p(\delta, \tau, \bar{x})}{R} = -\tau^2(\alpha_{\tau\tau}^o + \alpha_{\tau\tau}^r) + \frac{(1 + \delta \alpha_\delta^r - \delta \tau \alpha_{\delta\tau}^r)^2}{1 + 2\delta \alpha_\delta^r - \delta^2 \alpha_{\delta\delta}^r} \quad (\text{B.5})$$

$$\alpha_\delta^r = \sum_{i=1}^N x_i \left( \frac{\partial \alpha_{oi}^r}{\partial \delta} \right)_\tau + \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N x_i x_j F_{ij} \left( \frac{\partial \alpha_{ij}^r}{\partial \delta} \right)_\tau \quad (\text{B.6})$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial \alpha_{oi}^r}{\partial \delta} \right)_\tau &= \sum_{k=1}^{K_{Pol,i}} n_{oi,k} d_{oi,k} \delta^{d_{oi,k}-1} \tau^{t_{oi,k}} + \sum_{k=K_{Pol,i}+1}^{K_{Pol,i}+K_{Exp,i}} n_{oi,k} \delta^{d_{oi,k}-1} \\ &\quad (d_{oi,k} - c_{oi,k} \delta^{c_{oi,k}}) \cdot \tau^{t_{oi,k}} \cdot \exp(-\delta^{c_{oi,k}}) \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial \alpha_{ij}^r}{\partial \delta} \right)_{\tau} &= \sum_{k=1}^{K_{Pol,i}} n_{ij,k} d_{ij,k} \delta^{d_{ij,k}-1} \tau^{t_{ij,k}} + \sum_{k=K_{Pol,i}+1}^{K_{Pol,i}+K_{Exp,i}} n_{ij,k} \delta^{d_{ij,k}}. \\ &\tau^{t_{ij,k}}.exp(-\eta_{ij,k}(\delta - \epsilon_{ij,k})^2 - \beta_{ij,k}(\delta - \gamma_{ij,k})). \\ &\left[ \frac{d_{ij,k}}{\delta} - 2\eta_{ij,k}(\delta - \epsilon_{ij,k}) - \beta_{ij,k} \right] \end{aligned} \quad (B.8)$$

$$\alpha_{\tau}^o = \sum_{i=1}^N x_i \frac{T_{c,i}}{T_r} \left( \frac{\partial \alpha_{oi}^o}{\partial (T_{c,i}/T)} \right)_{\rho} \quad (B.9)$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial \alpha_{oi}^o}{\partial (T_{c,i}/T)} \right)_{\rho} &= \frac{R^*}{R} \left[ n_{oi,2}^o + n_{oi,3}^o \frac{T}{T_{c,i}} + \sum_{k=4,6} n_{oi,k}^o \frac{\theta_{oi,k}^o}{\tanh(\theta_{oi,k}^o T_{c,i}/T)} \right. \\ &\quad \left. - \sum_{k=5,7} n_{oi,k}^o \theta_{oi,k}^o \tanh\left(\theta_{oi,k}^o \frac{T_{c,i}}{T}\right) \right] \end{aligned} \quad (B.10)$$

$$\alpha_{\tau}^r = \sum_{i=1}^N x_i \left( \frac{\partial \alpha_{oi}^r}{\partial \tau} \right)_{\delta} + \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N x_i x_j F_{ij} \left( \frac{\partial \alpha_{ij}^r}{\partial \tau} \right)_{\delta} \quad (B.11)$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial \alpha_{oi}^r}{\partial \tau} \right)_{\delta} &= \sum_{k=1}^{K_{Pol,i}} n_{oi,k} t_{oi,k} \delta^{d_{oi,k}} \tau^{t_{oi,k}-1} + \sum_{k=K_{Pol,i}+1}^{K_{Pol,i}+K_{Exp,i}} n_{oi,k} t_{oi,k} \delta^{d_{oi,k}} \\ &\tau^{t_{oi,k}-1}.exp(-\delta^{c_{oi,k}}) \end{aligned} \quad (B.12)$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial \alpha_{ij}^r}{\partial \tau} \right)_{\delta} &= \sum_{k=1}^{K_{Pol,i}} n_{ij,k} t_{ij,k} \delta^{d_{ij,k}} \tau^{t_{ij,k}-1} + \sum_{k=K_{Pol,i}+1}^{K_{Pol,i}+K_{Exp,i}} n_{ij,k} t_{ij,k} \delta^{d_{ij,k}}. \\ &\tau^{t_{ij,k}-1}.exp(-\eta_{ij,k}(\delta - \epsilon_{ij,k})^2 - \beta_{ij,k}(\delta - \gamma_{ij,k})) \end{aligned} \quad (B.13)$$

$$\alpha_{\tau\tau}^o = \sum_{i=1}^N x_i \left( \frac{T_{c,i}}{T_r} \right)^2 \left( \frac{\partial^2 \alpha_{oi}^o}{\partial (T_{c,i}/T)^2} \right)_{\rho} \quad (B.14)$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial^2 \alpha_{oi}^o}{\partial (T_{c,i}/T)^2} \right)_{\rho} &= \frac{R^*}{R} \left[ -n_{oi,3}^o \left( \frac{T}{T_{c,i}} \right)^2 - \sum_{k=4,6} n_{oi,k}^o \frac{(\theta_{oi,k}^o)^2}{(\sinh(\theta_{oi,k}^o T_{c,i}/T))^2} \right. \\ &\quad \left. - \sum_{k=5,7} n_{oi,k}^o \frac{(\theta_{oi,k}^o)^2}{(\cosh(\theta_{oi,k}^o T_{c,i}/T))^2} \right] \end{aligned} \quad (B.15)$$

$$\alpha_{\tau\tau}^r = \sum_{i=1}^N x_i \left( \frac{\partial^2 \alpha_{oi}^r}{\partial \tau^2} \right)_{\delta} + \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N x_i x_j F_{ij} \left( \frac{\partial^2 \alpha_{ij}^r}{\partial \tau^2} \right)_{\delta} \quad (\text{B.16})$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial^2 \alpha_{oi}^r}{\partial \tau^2} \right)_{\delta} &= \sum_{k=1}^{K_{Pol,i}} n_{oi,k} t_{oi,k} (t_{oi,k} - 1) \delta^{d_{oi,k}} \tau^{t_{oi,k}-2} + \\ &\quad \sum_{k=K_{Pol,i}+1}^{K_{Pol,i}+K_{Exp,i}} n_{oi,k} t_{oi,k} (t_{oi,k} - 1) \delta^{d_{oi,k}} \tau^{t_{oi,k}-2} \cdot \exp(-\delta^{c_{oi,k}}) \end{aligned} \quad (\text{B.17})$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial^2 \alpha_{ij}^r}{\partial \tau^2} \right)_{\delta} &= \sum_{k=1}^{K_{Pol,i}} n_{ij,k} t_{ij,k} (t_{ij,k} - 1) \delta^{d_{ij,k}} \tau^{t_{ij,k}-2} + \\ &\quad \sum_{k=K_{Pol,i}+1}^{K_{Pol,i}+K_{Exp,i}} n_{ij,k} t_{ij,k} (t_{ij,k} - 1) \delta^{d_{ij,k}} \tau^{t_{ij,k}-2} \cdot \\ &\quad \exp(-\eta_{ij,k}(\delta - \epsilon_{ij,k})^2 - \beta_{ij,k}(\delta - \gamma_{ij,k})) \end{aligned} \quad (\text{B.18})$$

$$\alpha_{\delta\tau}^r = \sum_{i=1}^N x_i \left( \frac{\partial^2 \alpha_{oi}^r}{\partial \delta \partial \tau} \right) + \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N x_i x_j F_{ij} \left( \frac{\partial^2 \alpha_{ij}^r}{\partial \delta \partial \tau} \right) \quad (\text{B.19})$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial^2 \alpha_{oi}^r}{\partial \delta \partial \tau} \right) &= \sum_{k=1}^{K_{Pol,i}} n_{oi,k} d_{oi,k} t_{oi,k} \delta^{d_{oi,k}-1} \tau^{t_{oi,k}-1} + \\ &\quad \sum_{k=K_{Pol,i}+1}^{K_{Pol,i}+K_{Exp,i}} n_{oi,k} t_{oi,k} \delta^{d_{oi,k}-1} (d_{oi,k} - c_{oi,k} \delta^{c_{oi,k}}) \cdot \\ &\quad \tau^{t_{oi,k}-1} \cdot \exp(-\delta^{c_{oi,k}}) \end{aligned} \quad (\text{B.20})$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial^2 \alpha_{ij}^r}{\partial \delta \partial \tau} \right) &= \sum_{k=1}^{K_{Pol,i}} n_{ij,k} d_{ij,k} t_{ij,k} \delta^{d_{ij,k}-1} \tau^{t_{ij,k}-1} + \sum_{k=K_{Pol,i}+1}^{K_{Pol,i}+K_{Exp,i}} n_{ij,k} t_{ij,k} \\ &\quad \delta^{d_{ij,k}} \tau^{t_{ij,k}-1} \cdot \exp(-\eta_{ij,k}(\delta - \epsilon_{ij,k})^2 - \beta_{ij,k}(\delta - \gamma_{ij,k})) \cdot \\ &\quad \left[ \frac{d_{ij,k}}{\delta} - 2\eta_{ij,k}(\delta - \epsilon_{ij,k}) - \beta_{ij,k} \right] \end{aligned} \quad (\text{B.21})$$

$$\alpha_{\delta\delta}^r = \sum_{i=1}^N x_i \left( \frac{\partial^2 \alpha_{oi}^r}{\partial \delta^2} \right)_{\tau} + \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N x_i x_j F_{ij} \left( \frac{\partial^2 \alpha_{ij}^r}{\partial \delta^2} \right)_{\tau} \quad (\text{B.22})$$

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial^2 \alpha_{oi}^r}{\partial \delta^2}\right)_\tau &= \sum_{k=1}^{K_{Pol,i}} n_{oi,k} d_{oi,k} (d_{oi,k} - 1) \delta^{d_{oi,k}-2} \tau^{t_{oi,k}} + \\
&\quad \sum_{k=K_{Pol,i}+1}^{K_{Pol,i}+K_{Exp,i}} n_{oi,k} \delta^{d_{oi,k}-2} ((d_{oi,k} - c_{oi,k} \delta^{c_{oi,k}}) \cdot \\
&\quad (d_{oi,k} - 1 - c_{oi,k} \delta^{c_{oi,k}}) - c_{oi,k}^2 \delta^{c_{oi,k}}) \tau^{t_{oi,k}} \cdot \exp(-\delta^{c_{oi,k}})
\end{aligned} \tag{B.23}$$

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial^2 \alpha_{ij}^r}{\partial \delta^2}\right)_\tau &= \sum_{k=1}^{K_{Pol,i}} n_{ij,k} d_{ij,k} (d_{ij,k} - 1) \delta^{d_{ij,k}-2} \tau^{t_{ij,k}} + \\
&\quad \sum_{k=K_{Pol,i}+1}^{K_{Pol,i}+K_{Exp,i}} n_{ij,k} \delta^{d_{ij,k}-2} \tau^{t_{ij,k}} \cdot \exp(-\eta_{ij,k} (\delta - \epsilon_{ij,k})^2 \\
&\quad - \beta_{ij,k} (\delta - \gamma_{ij,k})) \cdot \left[ \left( \frac{d_{ij,k}}{\delta} - 2\eta_{ij,k} (\delta - \epsilon_{ij,k}) - \beta_{ij,k} \right)^2 \right. \\
&\quad \left. - \frac{d_{ij,k}}{\delta^2} - 2\eta_{ij,k} \right]
\end{aligned} \tag{B.24}$$

## B.2 Développement du travail effectué

La grande amplitude des plages d'application du modèle (60-700 K, jusqu'à 70 MPa) et sa précision (entre 0,2 et 0,5 % pour la masse volumique dans la phase gazeuse par rapport aux valeurs expérimentales) en font un modèle complexe à implémenter mais robuste lorsque le mélange ne change pas de phase. La détermination de la masse volumique peut être compliquée pour les cas multiphasiques, plusieurs solutions pouvant alors apparaître. Ce problème de solutions multiples est visible sur les figures B.1 et B.2. La fonction tracée est obtenue directement de l'équation 2.3, où  $\rho$  a parcouru la plage entre  $0,1 \text{ kg.m}^{-3}$  et  $450 \text{ kg.m}^{-3}$ . Ces valeurs limites correspondent à des ordres de grandeur de méthane gazeux et liquide. Les zéros de cette fonction représentent des masses volumiques compatibles avec l'équation 2.3. Le choix de la masse volumique initiale dans la méthode de Newton-Raphson est alors fondamental pour obtenir la masse volumique finale ayant un sens physique.

Les pressions et températures rencontrées en phase de vol permettent d'assurer que seul le méthane peut être obtenu sous forme liquide (tableaux 3.1 et 3.2). Il suffit alors d'utiliser la courbe de saturation du méthane pour tester si nous nous trouvons dans le domaine liquide ou gazeux et de choisir la masse volumique initiale en fonction de cela (figure B.3).

Si nous nous trouvons en phase gazeuse, la masse volumique initiale sera de  $1,8 \text{ kg.m}^{-3}$  afin

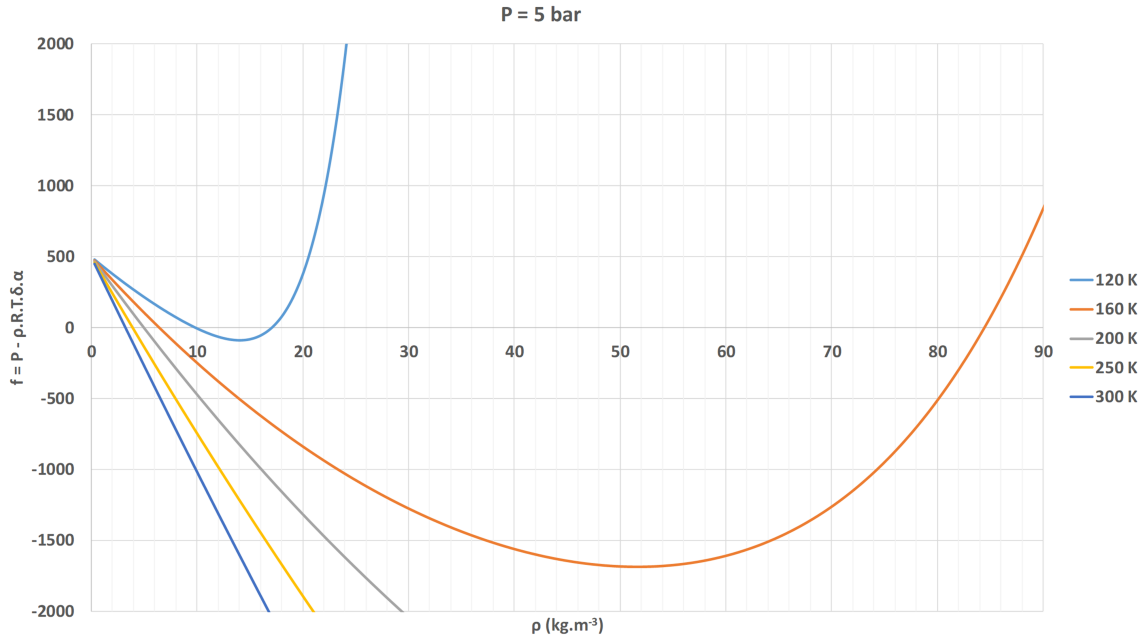


FIGURE B.1 – Solutions multiples à 5 bar phase gazeuse

de garantir que le premier zéro de la fonction sera représentatif de la phase gazeuse. Si nous nous trouvons en phase liquide, la masse volumique initiale sera de  $415 \text{ kg.m}^{-3}$  afin de garantir que le premier zéro de la fonction sera représentatif de la phase liquide.

### B.2.1 Résultats du modèle

Les comportements de la masse volumique, de l'enthalpie et de la chaleur spécifique peuvent être tracés en fonction de la température et de la pression (figures B.4, B.5 et B.6).

Le passage de l'état liquide à l'état gazeux est un événement qui introduit une discontinuité sur nos paramètres physiques qui est bien calculée par la loi d'état. En effet, l'enthalpie de vaporisation calculée à 130 K présente un écart de 1 % par rapport à l'enthalpie trouvée expérimentalement à cette même température [140]. En ce qui concerne la masse volumique, la nouvelle loi d'état est presque confondue avec les valeurs expérimentales jusqu'au changement de phase. L'erreur relative avec le gaz parfait est au maximum de 6% (figure B.8). Les valeurs obtenues après le changement de phase pour la loi GERG-2008 sont à nouveau similaires à celles obtenues expérimentalement pour du méthane liquide (figure B.7).

Des vues en coupe des figures B.4, B.5 et B.6 à température ou pression constantes sont disponibles en annexe B.3, B.4 et B.5.

L'implémentation du modèle s'effectue à l'aide d'une user subroutine interfacée avec CFD-ACE. Lors de cas tests simplifiés, les calculs divergeaient. La divergence était due au traitement de la discontinuité du passage des propriétés liquides à gazeuses. Une fonction de transition de

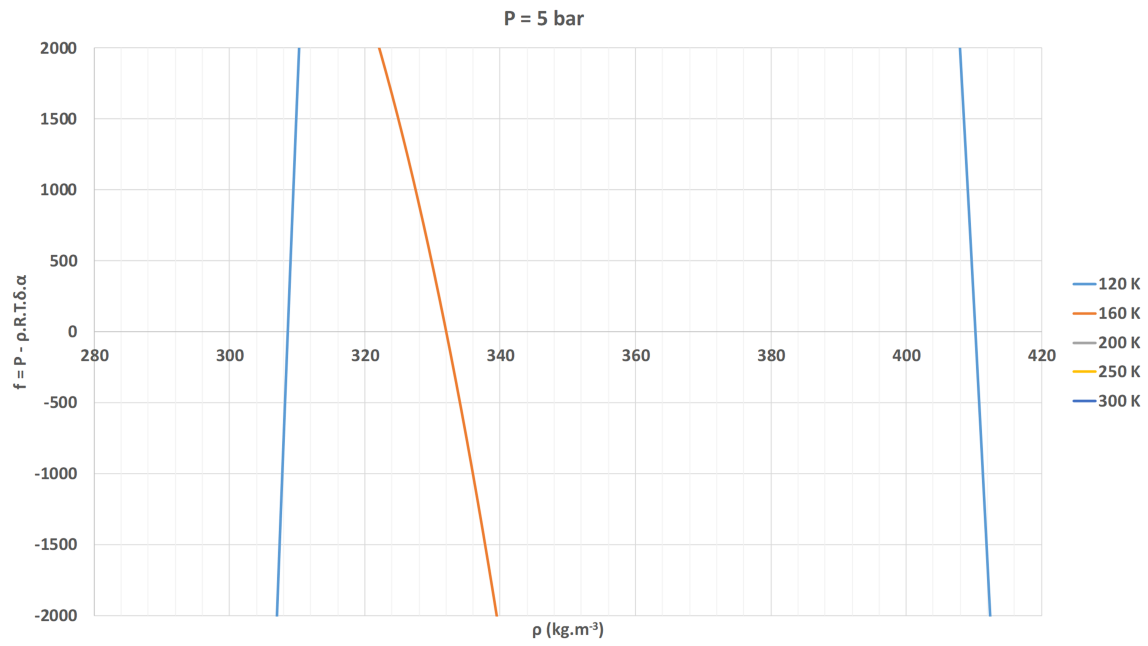


FIGURE B.2 – Solutions multiples à 5 bar phase liquide

type sigmoïde a été testée afin d'adoucir cette discontinuité (figure B.9).

### B.3 Courbes de $\rho$



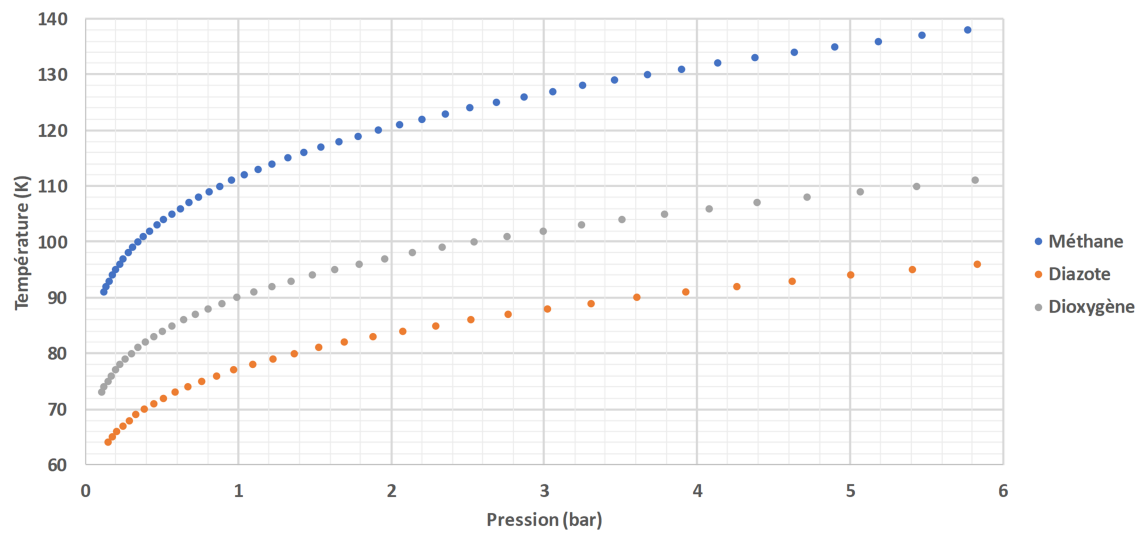


FIGURE B.3 – Courbes d'équilibre liquide/vapeur du méthane, du diazote et du dioxygène

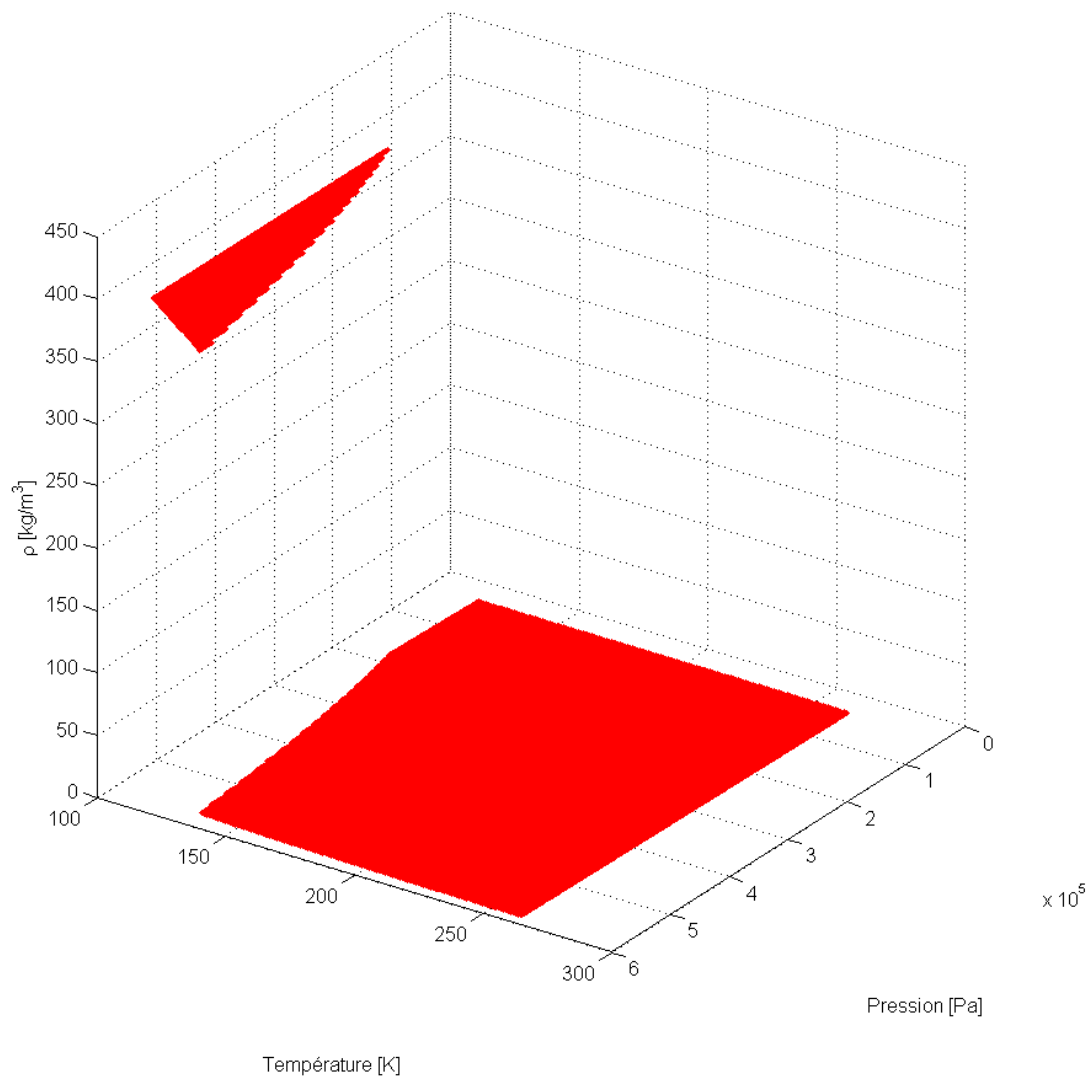


FIGURE B.4 – Valeurs de  $\rho$  en fonction de la température et de la pression

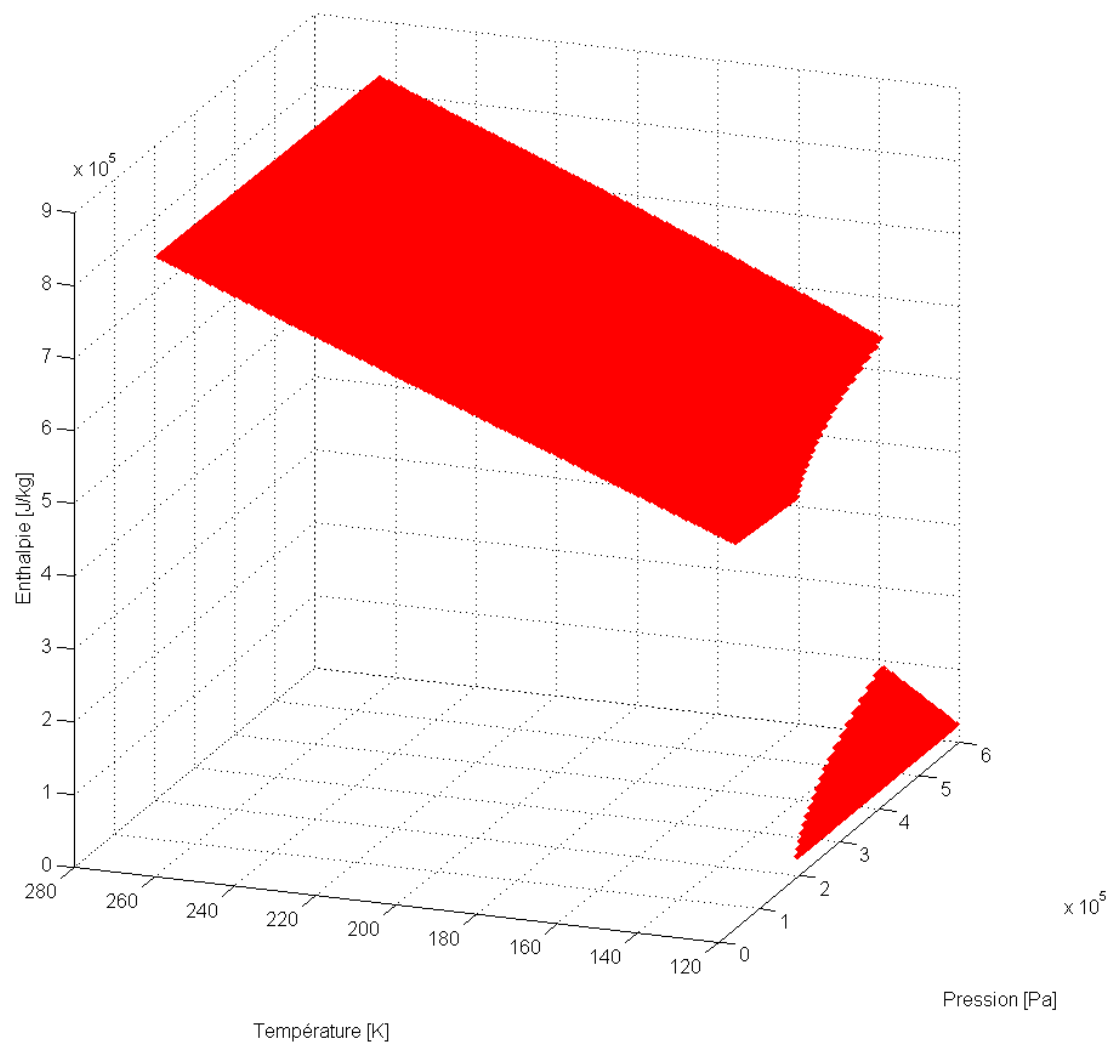


FIGURE B.5 – Valeurs de l'enthalpie en fonction de la température et de la pression

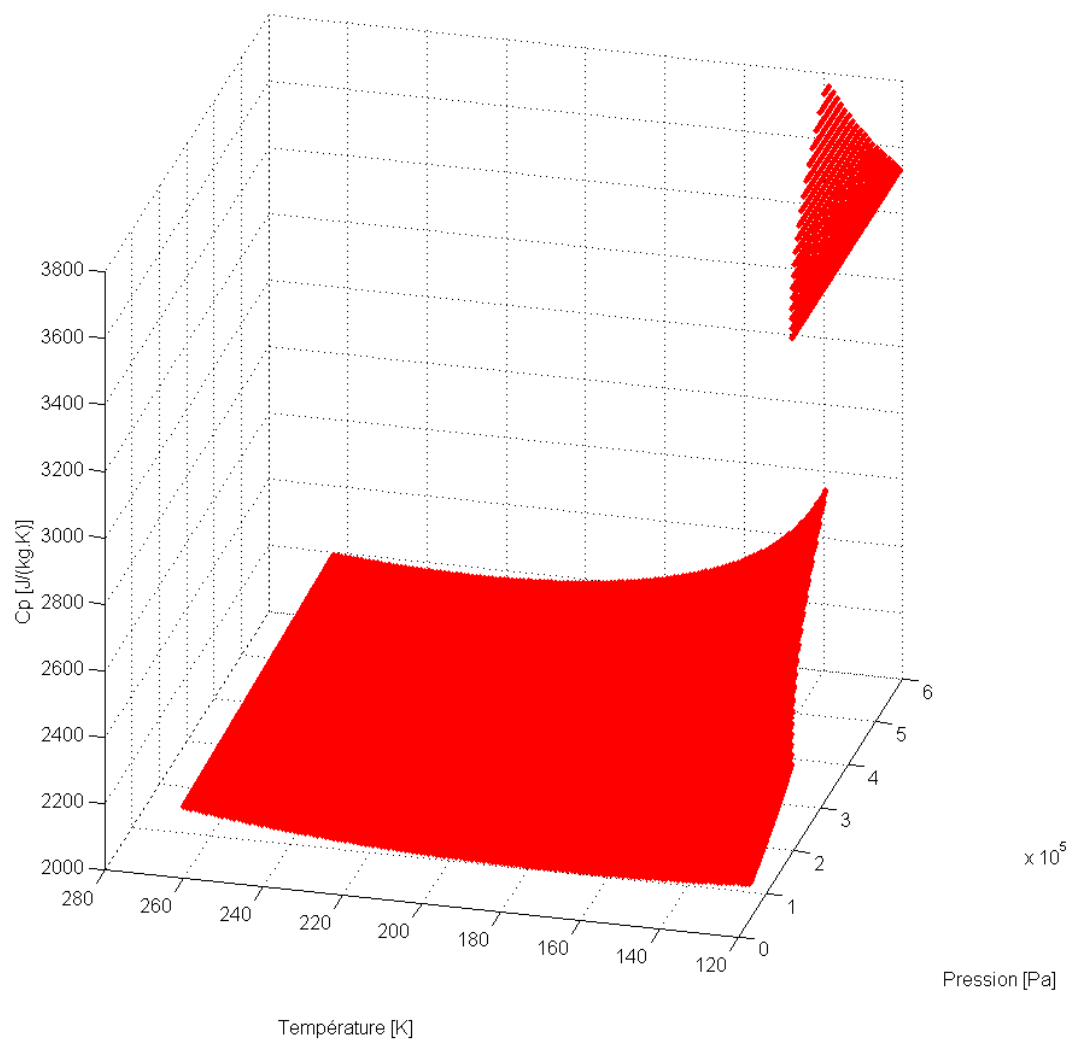


FIGURE B.6 – Valeurs de chaleur spécifique en fonction de la température et de la pression

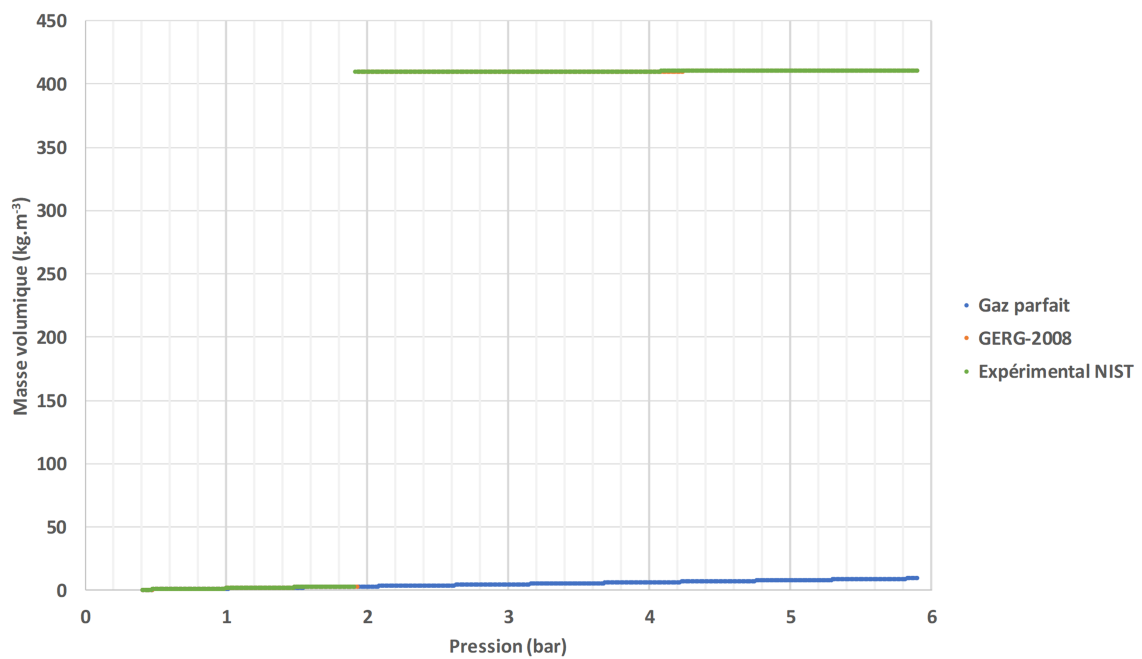
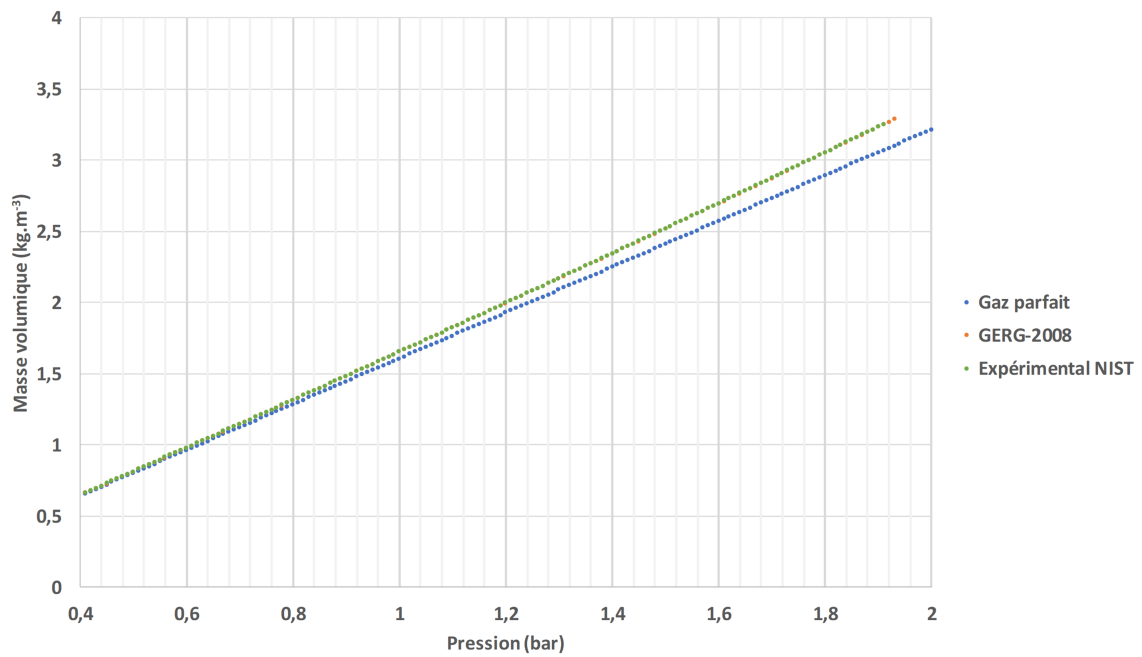
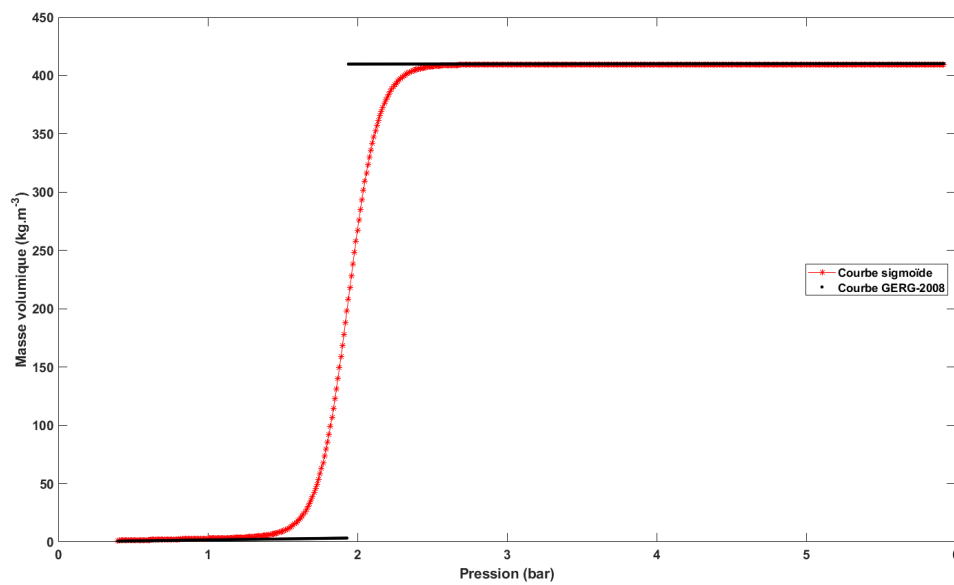
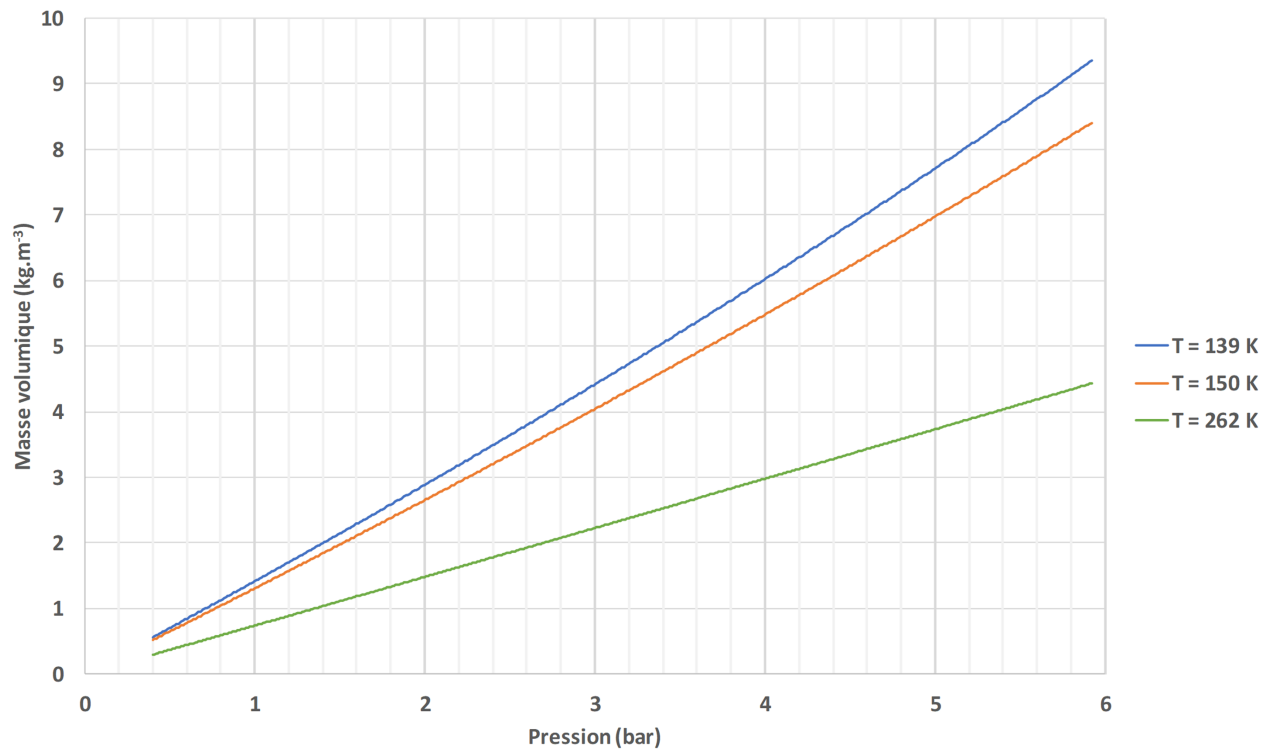
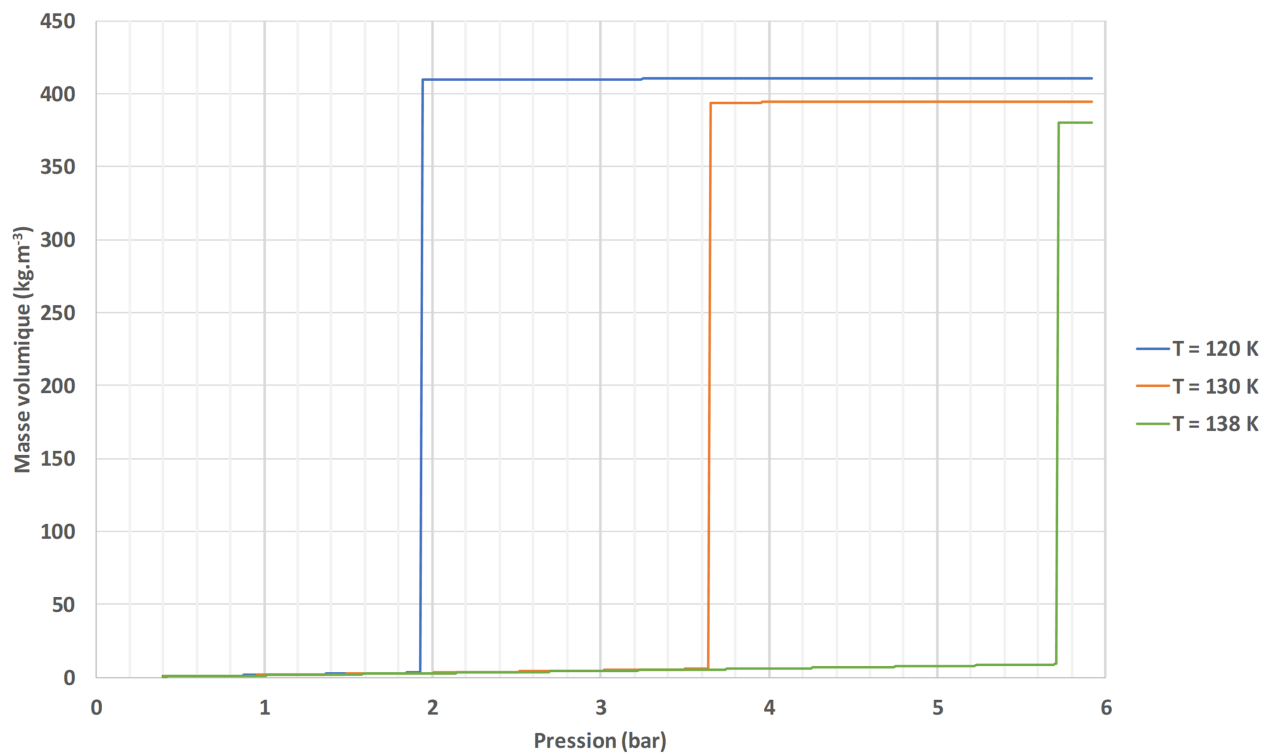
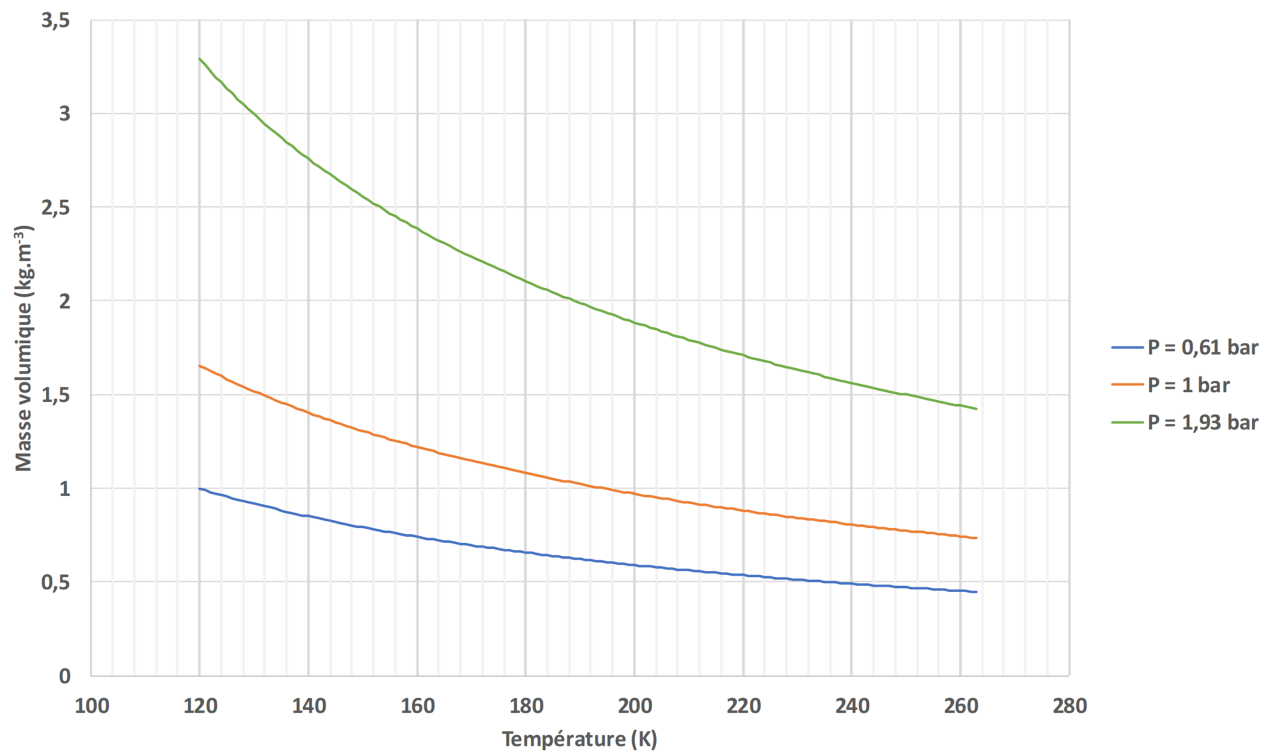
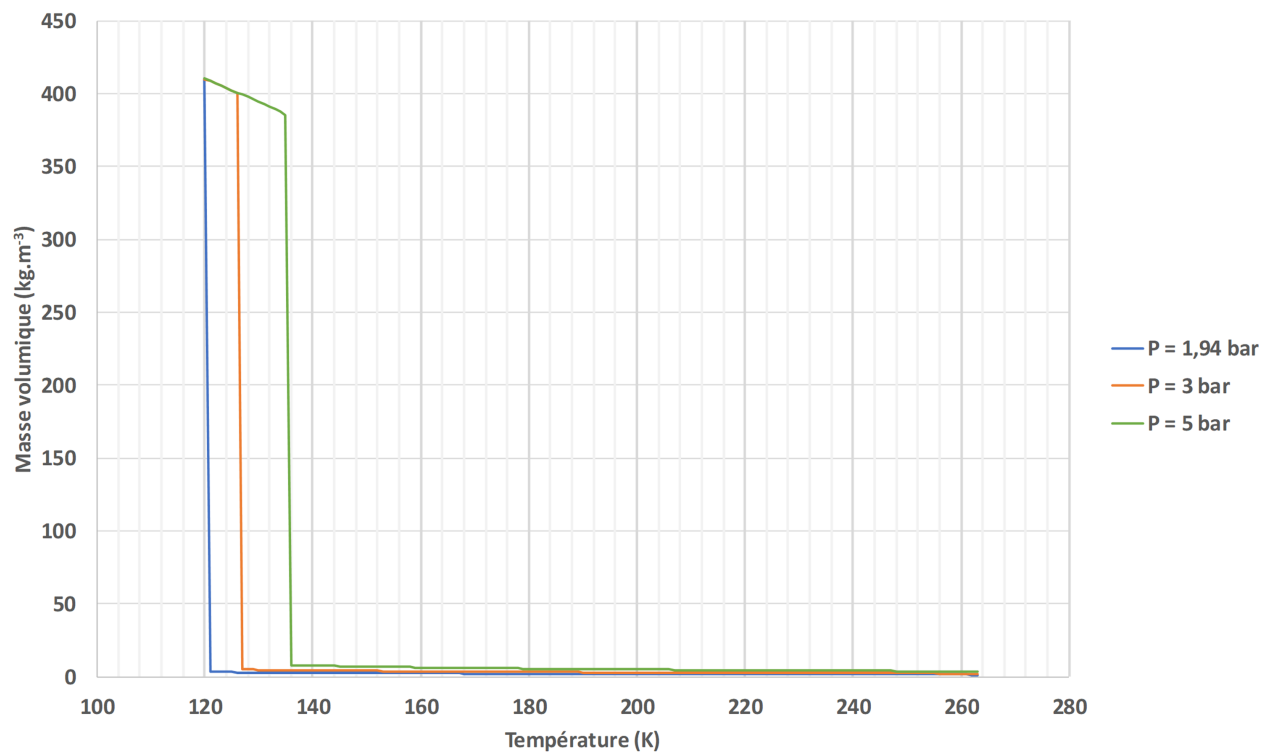


FIGURE B.7 – Comparaison modèles/expérience pour  $T = 120$  K

FIGURE B.8 – Comparaison modèles/expérience pour  $T = 120$  K (zoom partie gazeuse)FIGURE B.9 – Comparaison des valeurs GERG-2008 et fonction sigmoïde pour  $T = 120$  K

FIGURE B.10 – Évolution de  $\rho$  en fonction de la pression à température fixée (1/2)FIGURE B.11 – Évolution de  $\rho$  en fonction de la pression à température fixée (2/2)

FIGURE B.12 – Évolution de  $\rho$  en fonction de la température à pression fixée (1/2)FIGURE B.13 – Évolution de  $\rho$  en fonction de la température à pression fixée (1/2)

## B.4 Courbes de H

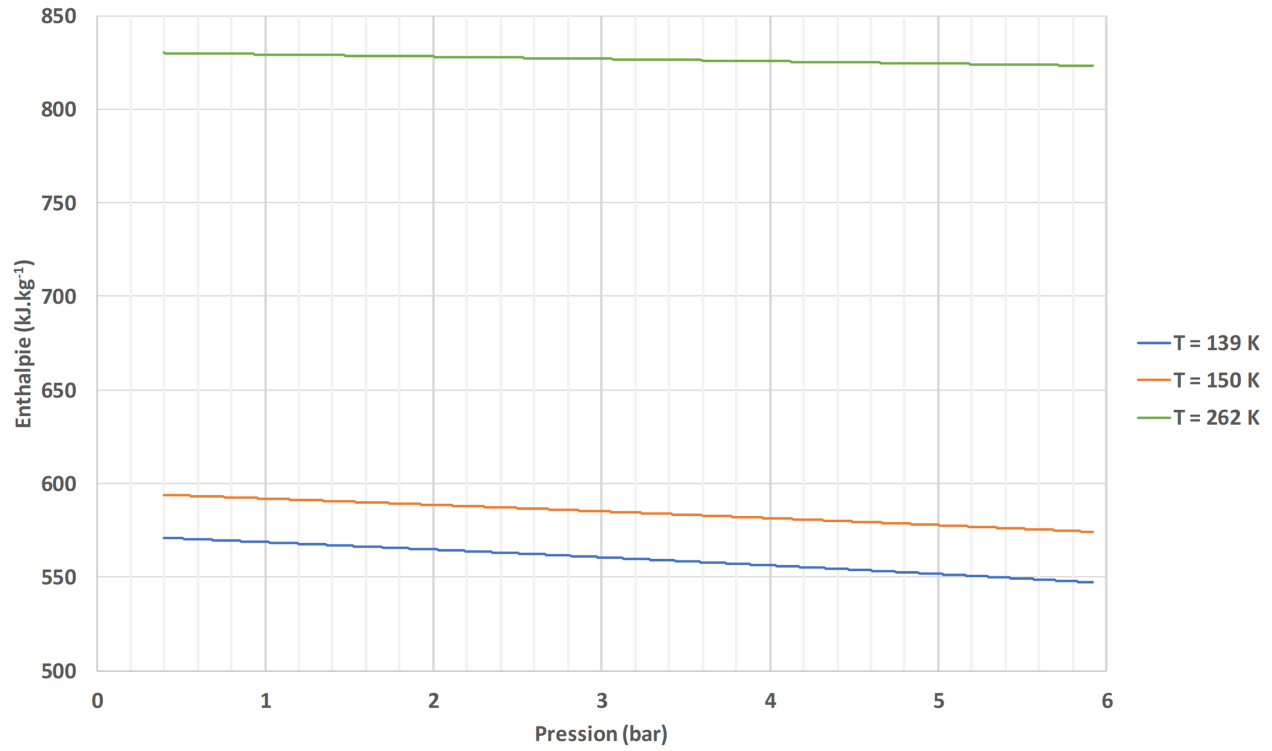


FIGURE B.14 – Évolution de l'enthalpie en fonction de la pression à température fixée (1/2)

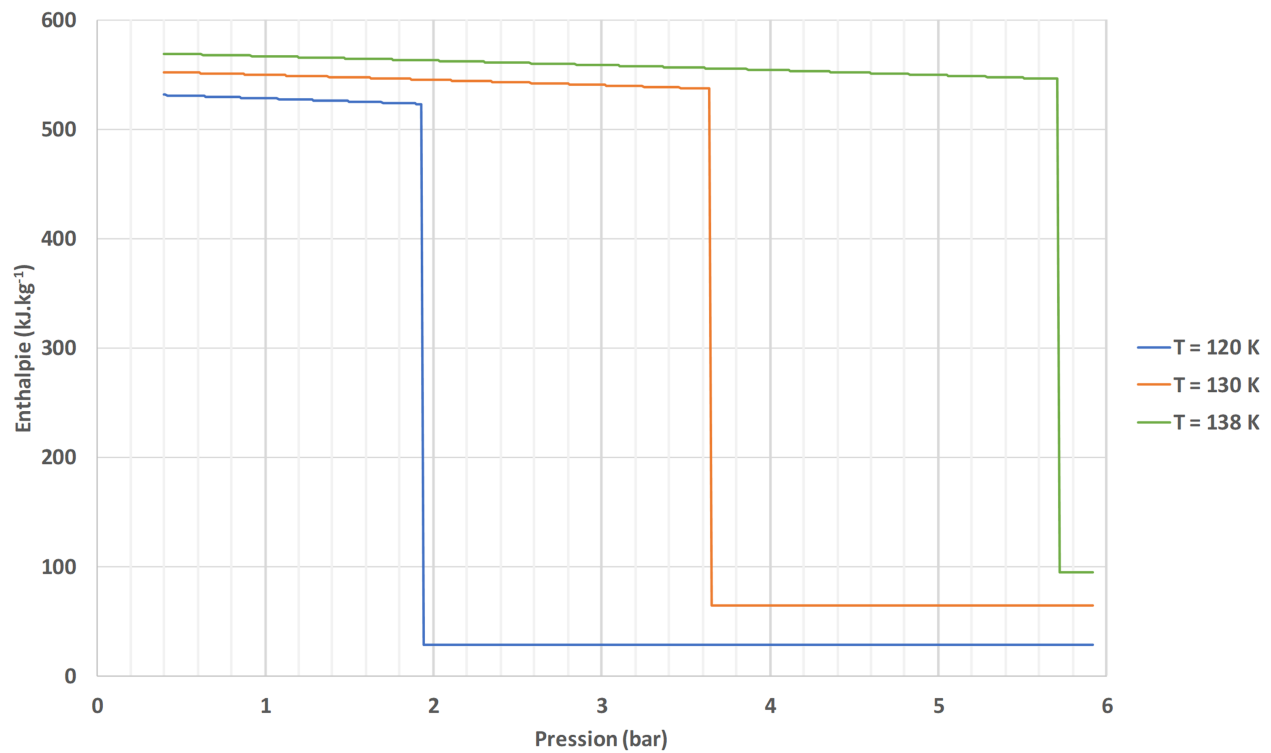


FIGURE B.15 – Évolution de l'enthalpie en fonction de la pression à température fixée (2/2)

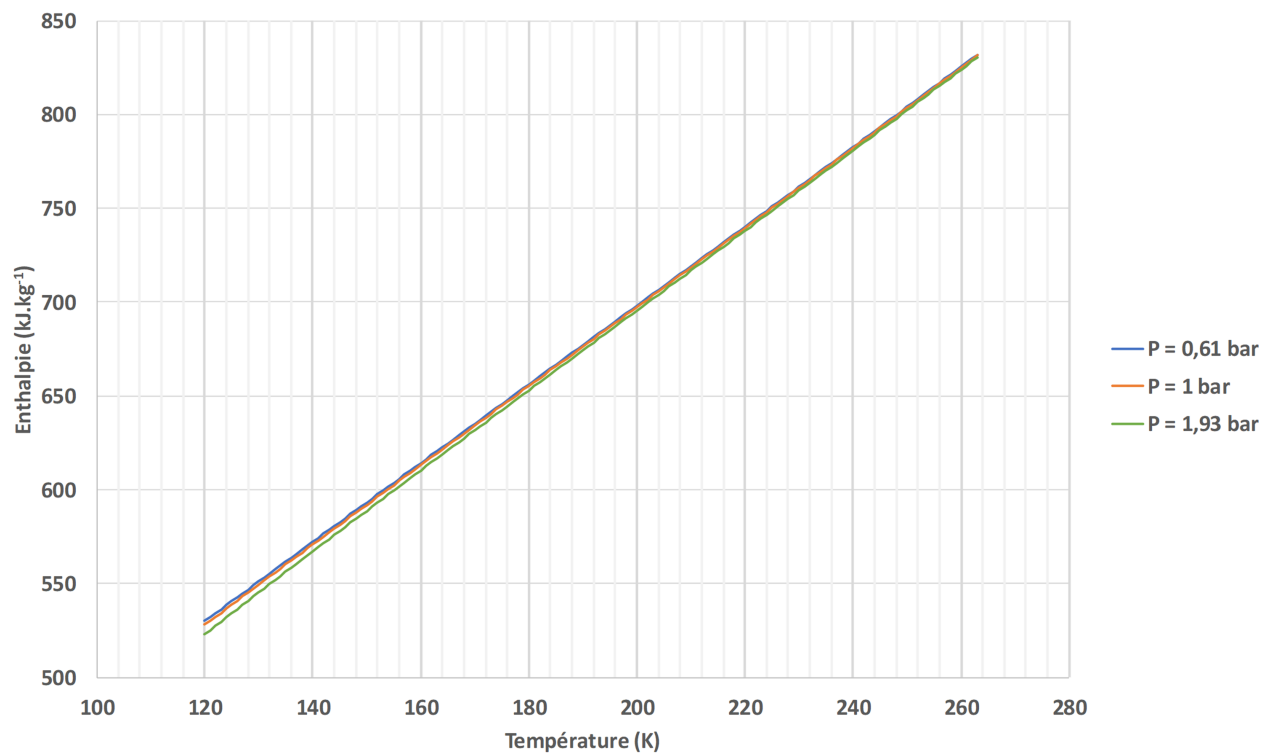


FIGURE B.16 – Évolution de l'enthalpie en fonction de la température à pression fixée (1/2)



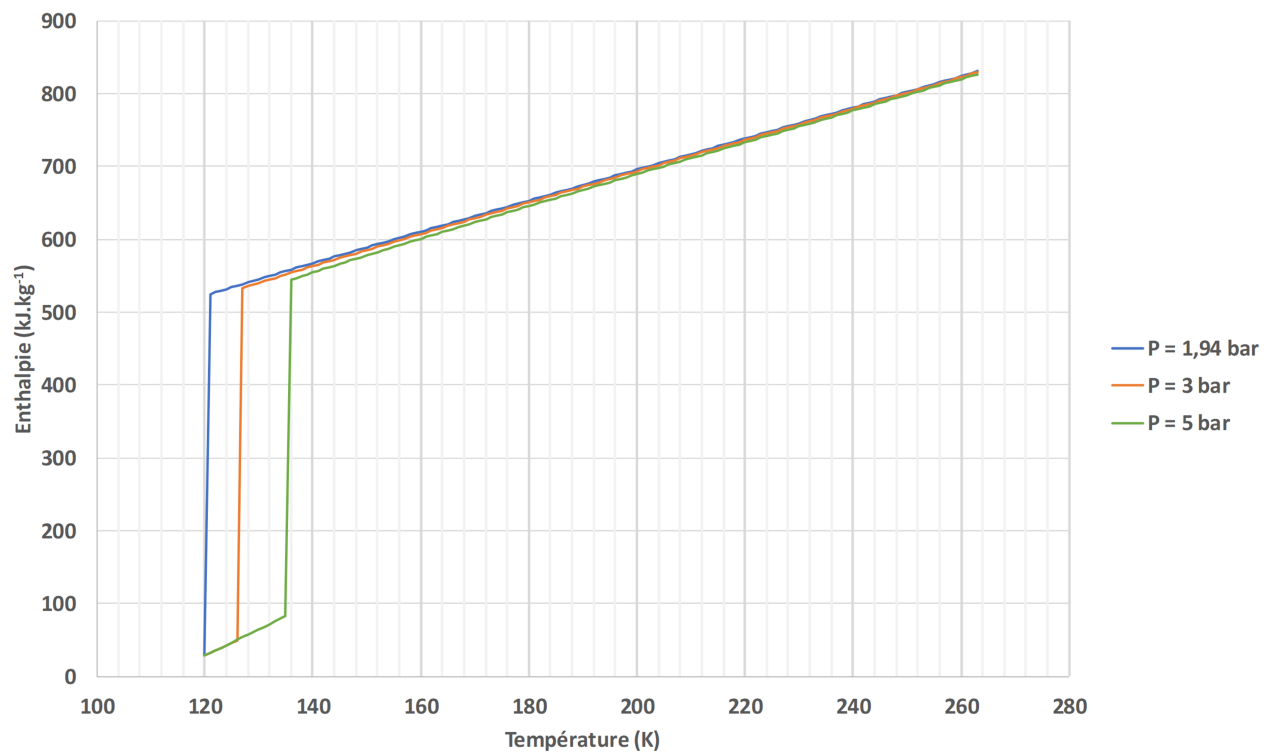


FIGURE B.17 – Évolution de l'enthalpie en fonction de la température à pression fixée (2/2)

## B.5 Courbes de $C_p$

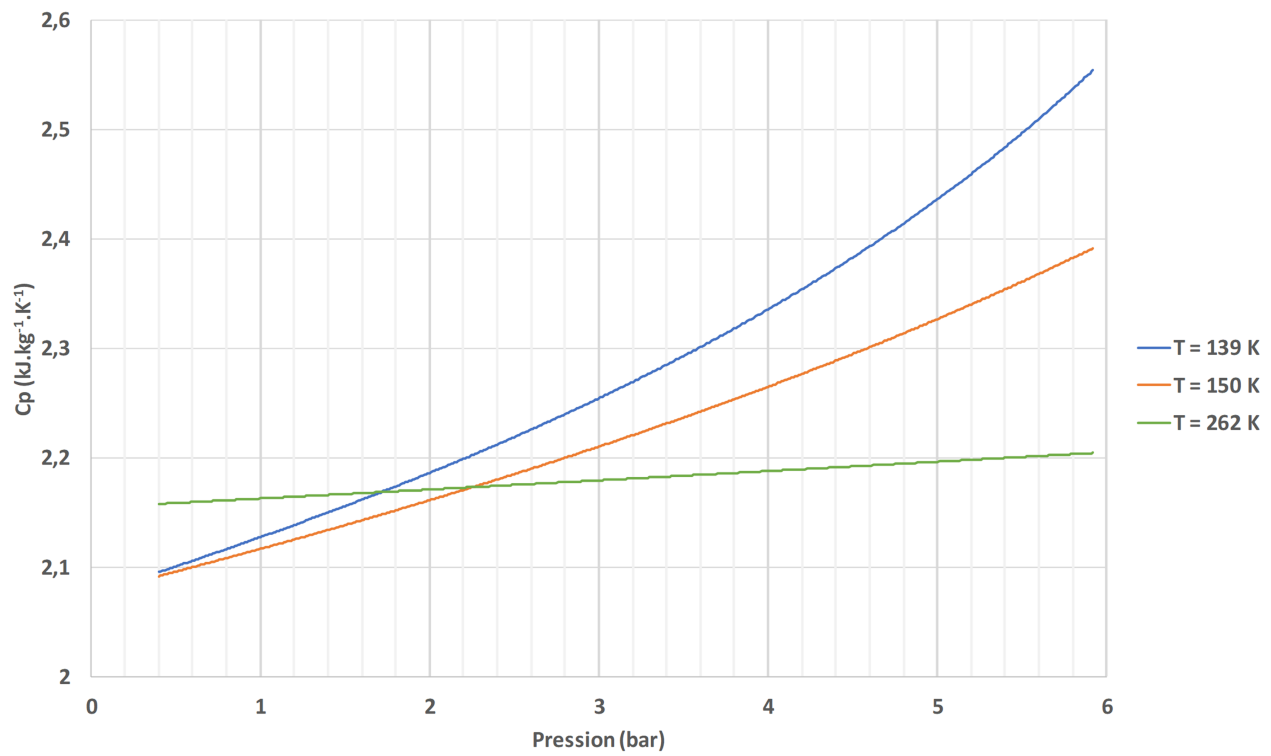
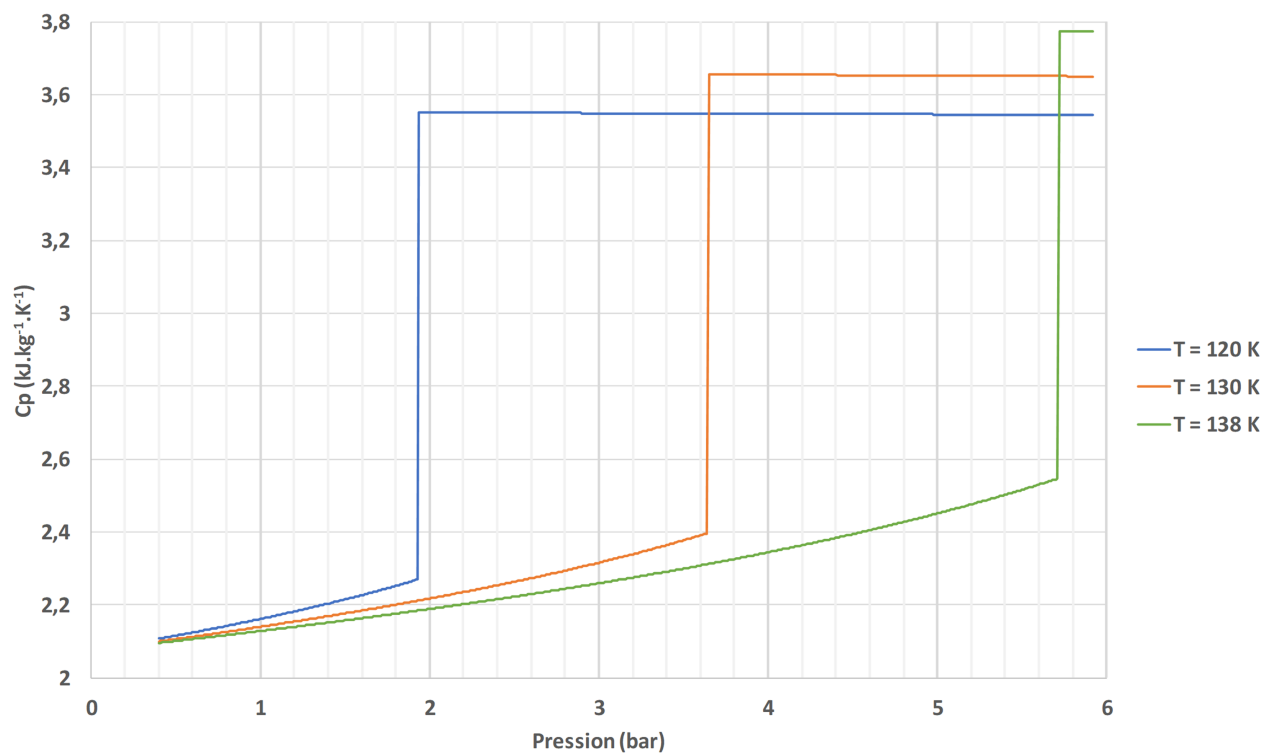
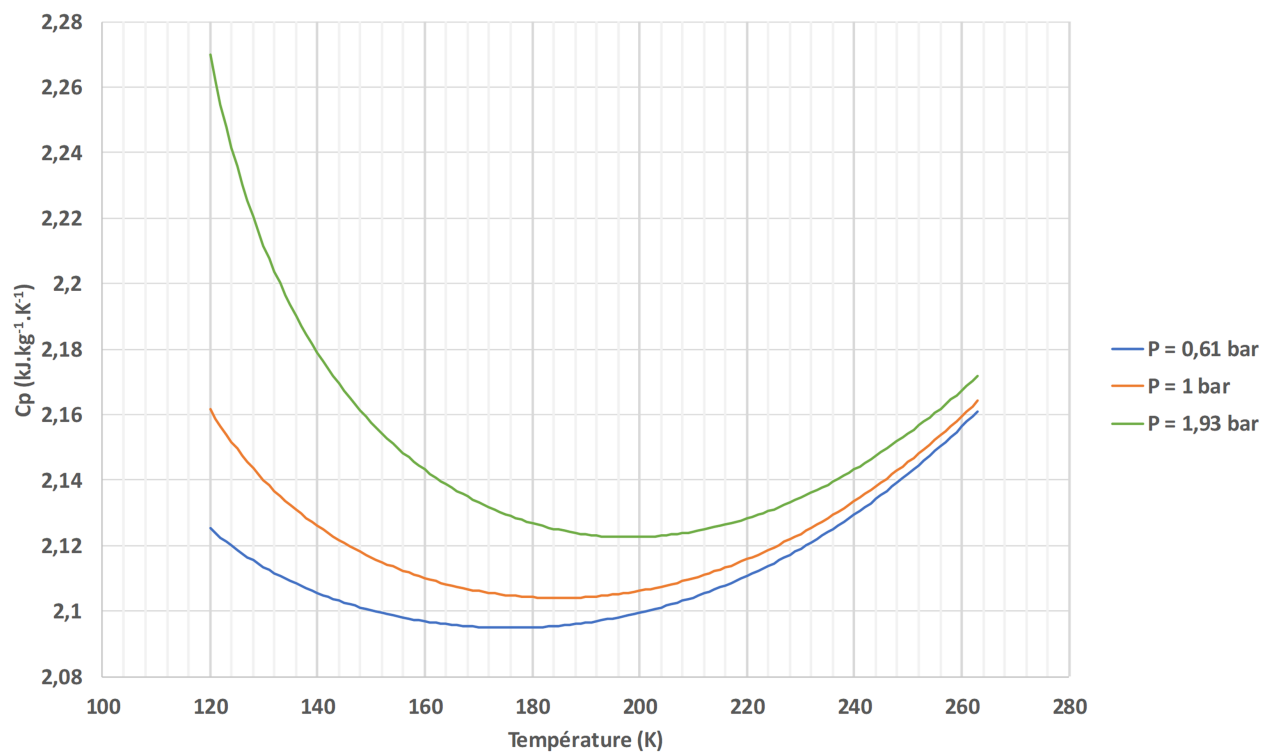
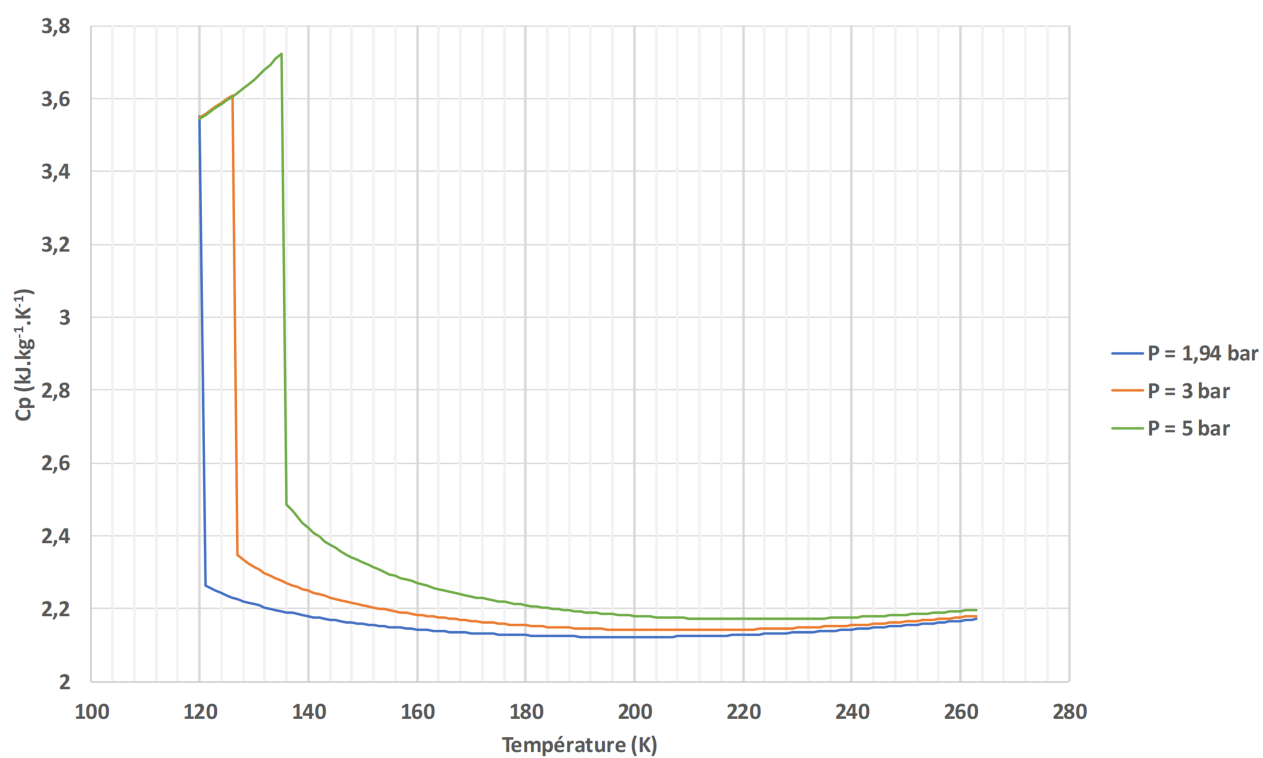


FIGURE B.18 – Évolution de  $C_p$  en fonction de la pression à température fixée (1/2)

FIGURE B.19 – Évolution de  $C_p$  en fonction de la pression à température fixée (2/2)FIGURE B.20 – Évolution de  $C_p$  en fonction de la température à pression fixée (1/2)

FIGURE B.21 – Évolution de  $C_p$  en fonction de la température à pression fixée (2/2)

# Annexe C

## Méthode de Langlie

### C.1 Contexte

La détermination des Énergies Minimales d’Inflammation (EMI) est un processus nécessaire pour de nombreuses applications industrielles. Toutefois, cette détermination est coûteuse en temps et en matières premières. Il faut en effet plusieurs dizaines d’essais pour fournir des valeurs d’EMI. Langlie a développé une méthode permettant de limiter le nombre de tirs nécessaire à l’établissement de propriétés sur des matériaux pyrotechniques [141]. Cette méthode a été adaptée à la détermination des EMI pour les explosions de poussière et validée [142]. Après application de la méthode et d’un traitement statistique, il est possible d’obtenir des valeurs d’EMI et d’écart-type en seulement 20 à 25 tirs.

### C.2 Principe

Le test de Langlie tel qu’utilisé sur le banc LIQUIM est divisé en deux étapes. La première utilise le principe de la dichotomie pour déterminer une énergie de probabilité d’allumage à 50 %  $E_{50}$  ainsi qu’un écart-type  $\sigma_0$ . La deuxième repose sur l’hypothèse d’une répartition statistique des résultats selon une loi log-normale permettant d’optimiser l’énergie  $E_{50}$  et l’écart type. La présentation de la méthode est inspirée de la thèse de Baudry [143] et a été adaptée au banc LIQUIM.

#### C.2.1 Étape 1 : calcul des sollicitations par dichotomie

1. Définition d’un intervalle de sollicitation

Cet intervalle de sollicitation est défini en fonction du mélange et de la puissance du laser.

Pour LIQUIM, cet intervalle est compris entre 0 et 300 mJ.

## 2. Calcul des seuils d'énergie

La première valeur d'énergie à tester utilise les bornes de l'intervalle de sollicitation [A,B]. Ici,  $A = 0$  et  $B = 300$  mJ. Nous définissons la première valeur d'énergie incidente  $X_1$  comme suit :

$$X_1 = \frac{A + B}{2} \quad (C.1)$$

L'énergie haute de l'intervalle devra toujours être choisie pour garantir un tir positif pour  $X_1$ . Pour toute énergie  $X_i$ , une valeur binaire  $Y_i$  est associée.  $Y_i$  vaut 1 lorsqu'il y a eu allumage, 0 sinon.

La deuxième valeur d'énergie se calcule comme suit :

$$X_2 = \frac{X_1 + AY_1 + B(1 - Y_1)}{2} \quad (C.2)$$

Pour généraliser, on introduit un "rang h" représentant le numéro du tir pour lequel il y a autant de tirs positifs que négatifs en comptant à partir du tir en cours. Le "rang h" donne donc le numéro du tir dont l'énergie incidente devient la nouvelle borne inférieure ou supérieure suivant que l'essai en cours a été positif ou négatif. Si le rang h existe alors

$$X_{i+1} = \frac{X_i + X_h}{2} \quad (C.3)$$

Sinon

$$X_{i+1} = \frac{X_i + AY_i + B(1 - Y_i)}{2} \quad (C.4)$$

La procédure de dichotomie s'effectue jusqu'à l'obtention d'un nombre de tirs N et est résumée sur la figure .

## C.2.2 Étape 2 : Application d'une loi statistique pour la correction des résultats

### 1. Détermination des estimateurs initiaux

La valeur d'énergie la plus faible permettant un allumage sera notée  $X_m$  et la valeur d'énergie la plus haute sans allumage sera appelée  $X_M$ . Il est alors possible de calculer

le  $E_{50}$  qui représente l'énergie pour laquelle la probabilité d'inflammation est de 50 % et l'écart-type brut  $\sigma_0$  :

$$\mu_0 = E_{50 \text{ brut}} = \frac{X_m + X_M}{2} \quad (\text{C.5})$$

$$\sigma_0 = N \frac{X_M - X_m}{8(n+2)} \quad (\text{C.6})$$

avec N le nombre total de tirs et n le nombre de tirs dans l'intervalle  $]X_m, X_M[$ .

## 2. Obtention des paramètres corrigés

Le but est de déterminer les valeurs finales  $(E_{50}, \sigma_f)$  qui permettent d'optimiser la fonction de vraisemblance, à savoir de maximiser la probabilité d'obtenir les sorties  $(Y_1, Y_2, \dots, Y_N)$  lorsque les seuils  $(X_1, X_2, \dots, X_N)$  sont appliqués en tenant compte de l'hypothèse d'une répartition des résultats selon une loi log-normale. Cette fonction de répartition log-normale est présentée dans l'équation C.7.

$$F_{\log}(E) = \frac{1}{2} \left( 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{\ln(E) - \mu}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right) \quad (\text{C.7})$$

avec

$$\mu = \ln(\mu_0) + \Delta\mu \quad (\text{C.8})$$

et

$$\sigma = N \frac{\ln(X_M) - \ln(X_m)}{8(n+2)} + \Delta\sigma \quad (\text{C.9})$$

On obtient alors :

$$E_{50 \text{ cor}} = \text{médiane} = \exp(\mu) \quad (\text{C.10})$$

On obtient alors :

$$\sigma_{\text{cor}} = \text{écart-type} = \sqrt{(\exp(\sigma^2) - 1) \exp(2\mu + \sigma^2)} \quad (\text{C.11})$$

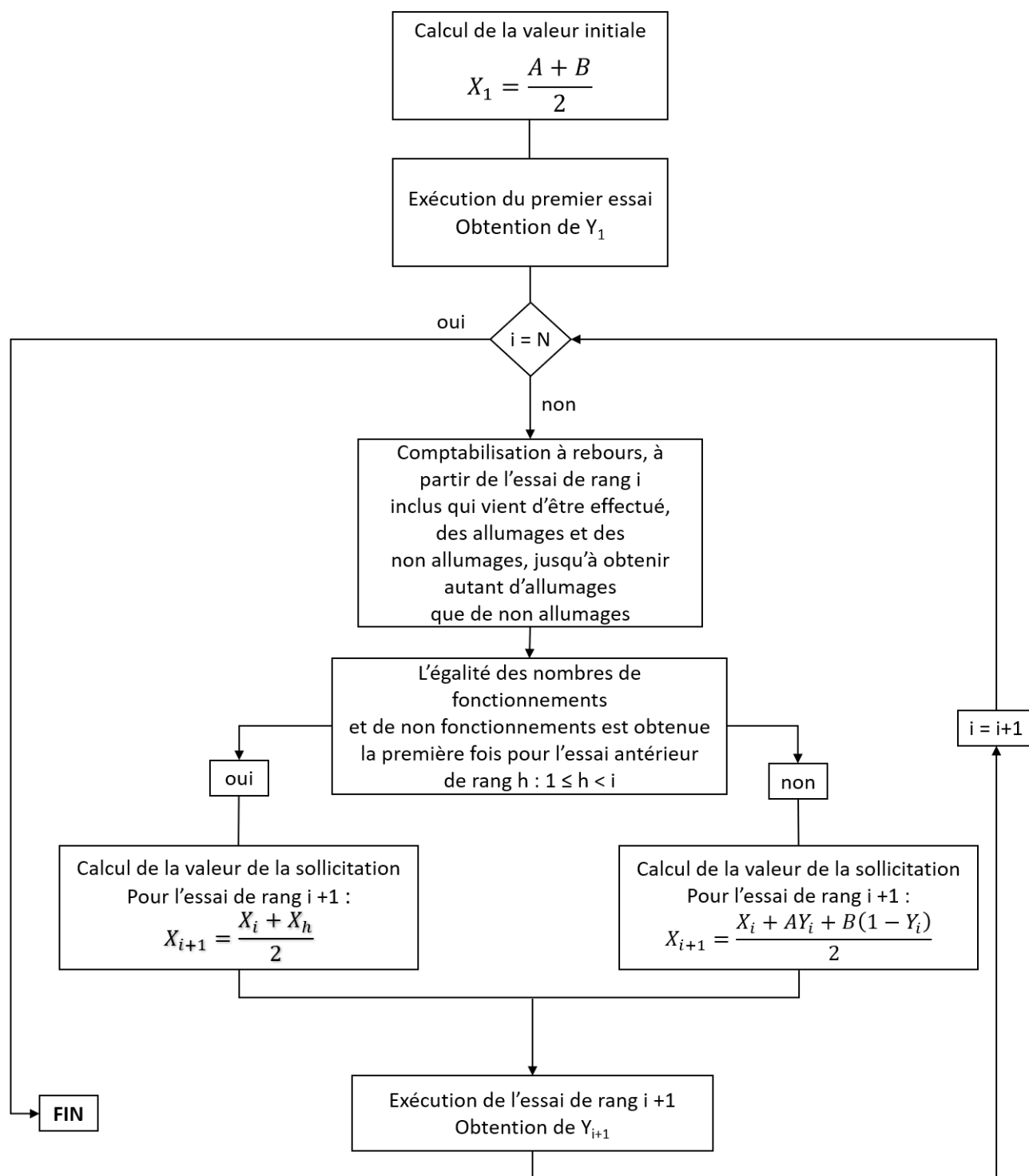


FIGURE C.1 – Algorithme d'obtention des énergies incidentes pour le test de Langlie





**Jérémy DOUGAL**

## **Étude numérique et expérimentale des jets d'ergols cryogéniques autour d'un avion spatial et leurs conséquences sur le risque d'explosion**

Arianespace développe un avion spatial utilisant un moteur-fusée à ergols cryogéniques dont le carburant est le méthane et le comburant l'oxygène. Cet avion est amené à vidanger du méthane en vol atmosphérique où les turbovélocités sont en marche. Il est nécessaire de modéliser le nuage d'ergol vidangé et le risque résultant d'explosion aux abords de l'appareil. Lors de la vidange, un jet liquide cryogénique débouchant perpendiculairement à un écoulement d'air se forme. Ce type de jet est complexe à modéliser et demande des ressources informatiques importantes. Il a donc été décidé de simplifier nos calculs en développant une loi de gaz densifié évitant d'utiliser un écoulement diphasique. Peu de données expérimentales représentatives étant disponibles, la validation de nos résultats numériques a été effectuée à l'aide d'un montage expérimental fabriqué et testé en soufflerie. Ces résultats expérimentaux ont ensuite été comparés aux calculs numériques et fournissent de bons résultats. La problématique de l'allumage des mélanges gazeux créés lors de la vidange a par la suite été étudiée sur le banc LIQUIM (Laser Ignition of QUIescent Mixtures) du laboratoire. Deux études ont été menées pour des pressions initiales représentatives des pressions de vol mais avec des mélanges méthane/air synthétique comprenant soit 20 % d'O<sub>2</sub> soit 30 % d'O<sub>2</sub>. Les limites d'inflammabilité ainsi que les énergies minimales d'inflammation ont été étudiées dans les deux cas. Des mesures de pression d'explosion et des visualisations par caméra rapide ont été mises en place pour l'air enrichi. Les résultats expérimentaux ont été comparés à des calculs numériques effectués avec GASEQ et CHEMKIN-PRO.

Mots clés : explosion, inflammation, vidange, avion spatial, cryogénie, méthane

## **Numerical and experimental study of liquid cryogenic jets around a space plane and their consequences on the explosion risk**

Arianespace is developing new vehicles using innovative propulsion systems. One of them is a Spaceplane equipped with a rocket engine running with cryogenic methane and oxygen. During the atmospheric flight, rocket propellants can be dumped whereas turbojets are functioning. The gaseous cloud and the resulting explosion risk must be assessed. The draining leads to the formation of a cryogenic liquid jet in an air crossflow. The modeling of these jets is complex and requires consequently heavy computing resources. This aspect and the lack of representative experimental data guided us toward an approach without multiphase flows. A densified gas law has thus been implemented. A wind tunnel experimental bench was developed and tested to validate the numerical model. For security reasons, liquid nitrogen was preferred over liquid methane. The experimental results were compared to the numerical ones with reasonable agreement which confirms hypothesis of our model. The ignition of the gaseous mixtures produced by the in-flight draining was then studied. The LIQUIM (Laser Ignition of QUIescent Mixtures) test bench was used for two different studies. Both were done with initial pressures representative of the flight conditions but the first one used air mixtures with 20 % of dioxygen and the second one with 30 % of dioxygen. The flammability limits and the minimal ignition energies were calculated in both cases. Explosion pressure and high-speed camera measurements were added for oxygen enriched mixtures. Experimental results were compared to simulations from GASEQ and CHEMKIN-PRO software.

Keywords : explosion, flammability, spaceplane, draining, methane, cryogenic



**Laboratoire PRISME - IUT de Bourges**

**63 Avenue de Lattre de Tassigny 18020**

**Bourges**

