



HAL
open science

Caractérisation des jets à hautes pressions : étude expérimentale d'injections continues sub-, trans- et super-critiques

Nathalie Vallée

► **To cite this version:**

Nathalie Vallée. Caractérisation des jets à hautes pressions : étude expérimentale d'injections continues sub-, trans- et super-critiques. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Normandie Université, 2018. Français. NNT : 2018NORMIR08 . tel-01989353

HAL Id: tel-01989353

<https://theses.hal.science/tel-01989353>

Submitted on 22 Jan 2019

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.



Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité Mécanique des Fluides et énergétique

Préparée au sein de l'INSA Rouen Normandie

Caractérisation des jets à hautes pressions :
étude expérimentale d'injections continues
sub-, trans- et super-critiques.

Présentée et soutenue par

Nathalie VALLÉE

Thèse soutenue publiquement le 21 juin 2018

devant le jury composé de

M. Cyril CRUA	Professeur, SHRL, Brighton	Rapporteur
M. Nasser DARABIHA	Professeur, EM2C, Paris	Rapporteur
M. Frédéric GRISCH	Professeur, CORIA, Rouen	Examinateur
Mme Grazia LAMANNA	Directrice de recherche, ITLR, Stuttgart	Examinatrice
M. Jean-Bernard BLAISOT	Maître de conférences HDR, CORIA, Rouen	Directeur de thèse
M. Guillaume RIBERT	Maître de conférences HDR, CORIA, Rouen	Co-directeur de thèse

Thèse dirigée par Jean-Bernard BLAISOT et Guillaume RIBERT,
laboratoire CORIA-UMR 6614

**Caractérisation des jets à hautes pressions :
étude expérimentale d'injections continues sub-, trans- et super-critiques.**

Résumé L'étude de l'injection d'un fluide dans des conditions de hautes pressions reste encore aujourd'hui un challenge. Lorsque la pression critique des fluides est dépassée, l'état supercritique est atteint, faisant disparaître la distinction entre liquide et gaz. Pour ces conditions extrêmes, les données expérimentales sont peu nombreuses et nécessitent d'être consolidées.

Dans cette étude, un nouveau banc d'essai a été réalisé au laboratoire CORIA dans le but d'étudier des injections non-réactives d'éthane et de propane dans une atmosphère sub- et supercritique d'azote ou d'hélium. Les données ont été collectées à partir de quatre diagnostics optiques : l'ombroscopie, la DBI, la radiographie et la CBOS. Des informations qualitatives sur la topologie des jets et de leur couche de mélange sont apportées. Des mesures quantitatives de longueur de cœur dense, d'angle d'ouverture et de densité sont complétées par une étude phénoménologique à l'aide de la théorie des mélanges binaires.

Mots clés : haute pression - fluide supercritique - atomisation - jet - cœur dense - mélange - angle d'ouverture - longueur de rupture - rayons X - CBOS - Ombroscopie - DBI.

**Characterization of high pressure jets :
experimental study of sub-, trans- and super-critical continuous injections.**

Abstract Studying a fluid flow under high-pressure conditions through reliable experiments is still nowadays a challenge. When the chamber pressure exceeds the critical pressure of working fluids the supercritical state of matter is reached and the distinction between gas and liquid becomes blurred. For such special conditions, experimental data are scarce and need to be consolidated.

In the present study, a new test bench has been designed at CORIA Lab to study the non-reactive injection of ethane and propane into nitrogen or helium under sub- and supercritical conditions. Experimental data are collected from four image-based techniques : shadowgraphy, diffused backlight illumination (DBI), radiography and color background oriented schlieren (CBOS). Qualitative information on topology of the jets and their mixing layer are provided. Quantitative measurements of dense core length, jet spreading angle and density field are supported by a phenomenological study based on binary mixing theory.

Key words : high pressure - supercritical fluid - atomization - jet - dense core - mixing - spreading angle - breakup length - X-rays - CBOS - Shadowgraphy - DBI.

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au sein du pôle Atomisation et Spray du CORIA, unité mixte de recherche 6614. Je tiens tout d'abord à remercier mes directeurs de thèse : M. Guillaume RIBERT, qui a su m'entraîner à la suite de mes études d'ingénieur sur ce projet ambitieux, je lui suis très reconnaissante d'avoir su croire en moi, plus que moi-même, pour ce projet expérimental qui le faisait sortir de sa zone de confort numérique ; ainsi que M. Jean-Bernard BLAISOT pour avoir apporté son expertise expérimentale et son aide au quotidien.

Je remercie l'ensemble des membres du jury d'avoir accepté d'évaluer ma thèse et tout particulièrement M. Frédéric GRISCH, sans qui je ne me serais très certainement pas engagée sur la voie du doctorat et qui a su m'encourager dans les périodes de doute. Ce projet scientifique n'aurait jamais pu avoir lieu sans collaboration avec d'autres laboratoires, c'est pourquoi je remercie M. Eric ROBERT, M. Jean-Michel POUVESLE et le GREMI ainsi que M. Friedrich LEOPOLD de l'ISL.

Je tiens ensuite à remercier les deux directeurs successifs du CORIA : tout d'abord M. Mourad BOUKHALFA, aujourd'hui directeur de l'INSA ROUEN NORMANDIE, d'avoir cru en ce projet de recherche et de m'avoir donné son soutien pour mes activités scientifiques et associatives et Mme Armelle CESSOU qui continue à apporter son dynamisme à ce laboratoire.

Le CORIA est un laboratoire dynamique où il fait bon vivre, notamment grâce à l'ensemble des personnels techniques et administratifs sans qui ni la recherche, ni les JDD, ni les CCC et RdC, ni bien sûr les barbecues ne pourraient avoir lieu. Je remercie donc très chaleureusement Valérie, Dominique, Isabelle, Christine, Florence, Amandine, Christophe, Bruno, Thierry, "Touti", Jacky, Ludo, Hugues, Alexis B., Cedric, Stephane, Guillaume, Carole, Gilles, Alexis V., Franck, ... et tous les autres.

Je remercie également Denis pour son aide dans la mise en place de mon banc d'essai ainsi que l'ensemble du pôle atomisation et spray et particulièrement Christophe D. pour son expertise sur les sprays, Thomas L. et Manu pour le partage des galères HP, Antonio, Fahkry, Thanh et Christophe T. pour être venu vérifier que j'étais encore en vie lors des ruptures de hublot et autre fluage de joints.

Passer plus de quatre ans dans le même laboratoire, c'est en faire le temps d'une thèse une seconde maison. C'est faire des rencontres inoubliables, partager beaucoup de moments, de conversations, d'exceptions à la règle ... C'est participer à la vie associative, faire vivre l'A2Doc, monter un Libdub, partager des afterworks, courir dans la forêt sous des trombes d'eau, organiser des sorties roller ...

Parce que je ne retiendrai que les bons moments : Lila, Alex, Pradip, Benoît, Florian, Pierre B., Thomas, Marco, Javier, Antoine, Frédéric B., Félix, Anirudh, Andrès, Ghislain, Vincent, Umut, Loïc, Andréa, Yacine, Petra, Florestan, Francesco, et bien sûr Léa, Emeline, Adrien, Patricia, Ben, Yann, Lancelot, Hakim, Fadila, Pierre M., Sylvain ... merci à vous d'avoir rendu ces années plus légères.

Et bien sûr parce qu'il est important d'avoir des soutiens et des amis en dehors du labo : Benjamin, Yannick, Baptiste, Julien, Aurore, Marie, Lancelot, Quentin, Pierre M., Agathe, merci pour ces voyages, ces soirées, ces fous rires, ces escape games et surtout merci d'avoir été là.

Commencer une nouvelle vie avant de clore le chapitre précédent n'est pas chose aisée, je suis heureuse d'avoir pu compter sur le soutien de mes nouveaux collègues à l'ONERA et notamment celui d'Axel.

Tout ceci n'aurait pas été possible sans leur aide, alors mes derniers remerciements vont à mes parents et à mon frère.

À celui qui a su raviver la lumière dans mes yeux
et me faire croire en l'avenir,
R.M.

Table des matières

Introduction	1
1 L'Etat supercritique d'un fluide pur	1
1.1 Point critique	1
1.2 Quand un fluide est-il considéré comme supercritique ?	3
2 Où rencontrer des fluides supercritiques ?	5
2.1 Cadre général	5
2.2 Supercritique et propulsion	6
3 Objectifs et plan du manuscrit	8
I Injection basse et haute pression	11
1 Désintégration d'un jet liquide	12
1.1 Nombres caractéristiques	13
1.2 Régimes d'atomisation	14
1.3 Caractéristiques des jets	16
1.3.1 Angle d'ouverture	16
1.3.2 Longueur de rupture	17
1.4 Atomisation primaire	18
1.4.1 Mécanismes de désintégration	18
1.4.2 Paramètres d'injection	19
2 Injection dans des conditions de hautes pressions	20
2.1 Types d'injection HP	21
2.2 Bancs d'essais HP	21
2.2.1 Injection continue monocomposant	23
2.2.2 Injection continue multicomposant	25
2.2.3 Injections discontinues supercritiques et transcritiques	28
2.3 Synthèse des techniques de mesures utilisées pour l'injection HP	31
2.4 Simulations numériques de bancs expérimentaux	35
3 Conclusion	37
II Dispositif expérimental	39
1 Banc d'essai REFINE	40
1.1 Circuit d'injection	42
1.1.1 Fluides injectés	42
1.1.2 Pompe d'injection	43
1.1.3 Injecteur	44
1.2 Circuits des fluides ambiants	47
1.2.1 Circuit d'azote	47
1.2.2 Circuit d'hélium	48
1.3 Système de chauffage et contrôle de la température	48

1.3.1	Thermocouples	49
1.3.2	Réchauffeur	49
1.3.3	Chauffage solide	51
1.3.4	Mode opératoire	51
1.3.5	Influence de la montée en température sur l'injection	52
1.4	Pilotage de l'expérience	53
2	Points de fonctionnement réalisés	55
3	Conclusion	56
III Diagnostics optiques		59
1	Matériel	60
1.1	Caméras	60
1.2	Sources lumineuses	61
1.3	Synchronisation	61
2	Ombroscopie	62
2.1	Principe	62
2.2	Différenciation DBI/Ombroscopie	62
2.3	Montages optiques	65
2.3.1	DBI	65
2.3.2	Ombroscopie	65
2.3.3	Imagerie rapide	65
2.4	Post Traitement	65
2.4.1	Normalisation	65
2.4.2	Seuillage	66
2.4.3	Mesure de longueur de rupture	67
2.4.4	Mesure de longueur de cœur dense	68
2.4.5	Mesure d'angle d'ouverture	69
3	Radiographie	70
3.1	Principe	70
3.1.1	Production	70
3.1.2	Transmission	71
3.1.3	Réception	71
3.2	Adaptation du moyen d'essai	73
3.2.1	Fenêtres	73
3.2.2	Raccordement de la Source X	75
3.3	Montage optique	76
3.4	Étalonnage	77
3.5	Traitement d'image rayons X	79
4	CBOS	81
4.1	Principe	81
4.2	Montage	83
4.3	Mire couleurs	83
4.4	Traitement d'image CBOS	83
4.5	Résultats préliminaires	85
IV Résultats expérimentaux		87
1	Topologie du jet en régime transitoire	88
1.1	Injection dans une atmosphère froide	89
1.2	Injection dans une atmosphère chaude	94
2	Topologie du jet en régime stationnaire	96

2.1	Influence de la vitesse	96
2.1.1	Modification du fluide injecté	98
2.1.2	Modification du fluide ambiant	98
2.1.3	Comportement de la couche de mélange	100
2.1.4	Conclusion sur l'influence de la vitesse	103
2.2	Influence de la pression	103
2.3	Influence de la température	105
2.3.1	C ₃ H ₈ -N ₂	105
2.3.2	C ₂ H ₆ -N ₂	105
2.3.3	C ₂ H ₆ -He	108
2.3.4	Conclusion sur l'influence de la température	109
3	Angles du jet	111
4	Longueurs de rupture / Longueurs de cœur dense	116
4.1	C ₂ H ₆ -N ₂	116
4.2	C ₂ H ₆ -He	118
4.3	C ₃ H ₈ -N ₂	120
4.4	Conclusion	121
5	Profil de densité d'épaisseur	122
5.1	C ₂ H ₆ -He pour $T_{ch} < T_c$	126
5.2	C ₂ H ₆ -He pour $T_{ch} > T_c$	129
5.3	C ₂ H ₆ -N ₂	132
5.4	Conclusion sur les résultats obtenus grâce aux rayons X	135
6	Régimes d'atomisation / de mélange observés	138
V	Thermodynamique des mélanges binaires	147
1	Fluides purs	148
1.1	Équations d'état	148
1.2	Cas des fluides étudiés	149
1.2.1	Densité	150
1.2.2	Ratios de densité	153
1.2.3	Viscosité	155
1.2.4	Capacité thermique isobare	157
1.3	Lignes de Widom	158
2	Mélanges binaires	160
2.1	Équations d'état appliquées aux mélanges	160
2.2	Diagrammes de phase d'un mélange binaire	161
2.2.1	Courbes de stabilité	161
2.2.2	Lieu des points critiques	165
2.3	Variations de température au sein du jet	167
2.3.1	Expériences à température ambiante	167
2.3.2	Expériences à $T_{ch} > T_{amb}$	168
3	Tension de surface d'un mélange binaire	171
3.1	Calcul de la tension de surface en fonction de la pression	171
3.2	Tension de surface des mélanges étudiés	172
4	Conclusion	175
	Conclusions et perspectives	177

A	Données d'expériences	181
1	Injection d'éthane dans de l'azote	182
2	Injection d'éthane dans de l'hélium	188
3	Injection de propane dans de l'azote	192
4	Injection de propane dans de l'hélium	198
B	Rapport 4^{ème} TRR : étude expérimentale et numérique	201
C	Coefficients de l'éthane et du propane pour l'équation mBWR	215
	Liste des figures	226
	Liste des tableaux	228
	Bibliographie	243

Nomenclature

Symboles Romains

c	Vitesse du son
C_p	Capacité thermique isobare
D	Diamètre
E	Énergie
ℓ	Libre parcours moyen
ep	Épaisseur traversé par les rayons X
E_{pI}	Épaisseur de l'interface
f_{max}	Fréquence maximum
\mathcal{G}	Énergie de Gibbs
I	Intensité
Im	Image
Kn	Nombre de Knudsen
L_{BU}	Longueur de rupture
L_{DC}	Longueur de cœur dense
N	Niveaux de gris
Oh	Nombre d'Ohnesorge
P	Pression
\mathcal{P}	Parachor
Q	Débit
Re	Nombre de Reynolds
\mathcal{R}	Résolution d'une image
\mathcal{S}	Entropie
T	Température

th	Coefficient de seuil
t_{ouv}	Temps d'ouverture de l'obturateur
t_{ref}	Temps de référence
T_X	Transmission des rayons X
V	Vitesse
v	Volume molaire
We	Nombre de Weber
w_i	Fraction massique du composant i

Symboles Grecs

\mathcal{G}	Énergie de Gibbs
κ	Effet liaison hydrogène
λ	Conductivité thermique
μ	Viscosité dynamique
μ_D	Moment dipolaire en Deby
μ_X	Coefficient d'atténuation des rayons X
ω	Facteur acentrique
ρ	Masse volumique
σ	Tension de surface
σ_X	Coefficient d'atténuation massique des rayons X
σ_v	Somme des volumes de diffusion atomique
θ_s	Angle d'ouverture de la couche de mélange

Indices

c	Variable critique
ch	Relatif au fluide ambiant
g	Phase gazeuse
inj	Relatif à l'injecteur ou au fluide injecté
jet	Relatif au jet
l	Phase liquide
r	Variable réduite
rec	Relatif au réchauffeur

Acronymes

AFRL	Air Force Research Laboratory
APLD	Advanced Propulsion and Laser Diagnostics laboratory
CBOS	Color Background Oriented Schlieren
CCD	Charge Coupled Device
CCL	Cryogenic Combustion Laboratory
CMOS	Complementary Metal Oxide Semi-conductor
CORIA	COmplexe de Recherche Interprofessionnel en Aérothermochimie
CPL	Combustion and Propulsion Laboratory
DBI	Diffusive Background illumination
DLR	Deutsches zentrum für Luft- und Raumfahrt
DMEUM	Department of Mechanical Engineering, University of Melbourne
FAU	Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
LL	Gas-Like
GREMI	Groupe de Recherches pour l'Énergétique des Milieux Ionisés
HP	Hautes Pressions
ISL	Institut franco-allemand de recherches de Saint-Louis
JAXA	Japan Aerospace eXploration Agency
LES	Large Eddy Simulation
LIE	Limite inférieure d'explosivité
LL	Liquid-Like
LSE	Limite supérieure d'explosivité
NIST	National Institute of Standard and Technology
ONERA	Office National d'Étude et de Recherche Aérospatiales
PDF	Probability Density Function
RANS	Planar laser induced fluorescence
RANS	Reynolds Average Navier-Stokes equations
REFINE	Real gaz Effect on Fluid Injection : a Numerical and Experimental study
LL	Solid-Like

Introduction

1 L'Etat supercritique d'un fluide pur

L'état supercritique fut découvert par Charles Cagniard de la Tour (1777-1859) au cours d'expériences décrites dans les Annales de Chimie et de Physique de 1822 [43]. Une expérience (Fig. 1) est particulièrement utilisée pour démontrer l'existence de la phase supercritique. Elle consiste à élever la température d'une enceinte fermée contenant un liquide en équilibre avec sa vapeur. En chauffant, le liquide commence à s'évaporer et une augmentation de pression est constatée. De plus, l'interface entre le liquide et le gaz, au début bien définie, se trouble peu à peu pour finir par disparaître. Progressivement la densité du gaz augmente et celle du liquide diminue. Les propriétés du liquide et du gaz se rejoignent en un point appelé point critique. Ce dernier est observé lorsque l'intégralité du volume se trouble, c'est l'opalescence critique. Cette expérience permet d'observer le passage de deux phases, liquide et gaz, à une seule phase dite supercritique.



FIGURE 1 – Expérience du passage de deux phases, liquide-gaz (à gauche) à une phase supercritique (à droite) par augmentation de la température, réalisée avec de l'hexafluorure de soufre ($T_c = 319$ K, $P_c = 3.76$ MPa) [116].

1.1 Point critique

C'est à Thomas Andrews (1813-1885) que l'on doit en 1869, la description du point critique : "c'est le point maximum de la courbe de coexistence liquide-gaz ; autrement dit, pour des températures et pressions supérieures à celles du point critique, la transition entre le domaine liquide et gaz devient continue" [3]. L'emplacement de ce point critique dans le diagramme des phases est présenté sur la figure 2.

Le point critique d'une molécule est caractérisé par une pression, P_c , une température, T_c , et une masse volumique, ρ_c . Les points critiques de quelques fluides, ceux rencontrés dans cette étude, sont donnés en exemple dans le tableau 1. Des grandeurs adimensionnées sont généralement utilisées pour exprimer la position des conditions de fonctionnement par rapport au point critique : la pression réduite $P_r = \frac{P}{P_c}$ et la température réduite $T_r = \frac{T}{T_c}$.

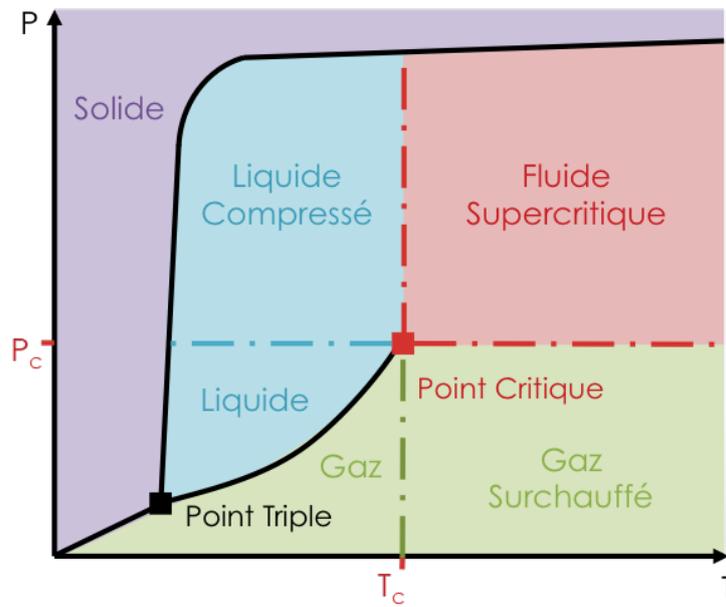


FIGURE 2 – Diagramme des phases présenté en fonction de la pression et de la température : le gaz en vert, le liquide en bleu et le solide en violet sont délimités par les lignes d'équilibre qui se croisent au point triple. La ligne d'équilibre liquide-gaz se termine par le point critique. La zone considérée comme supercritique, en rouge, (voir définition 1 du § 1.2) est délimitée par la pression critique, P_c , et la température critique, T_c . Dans la phase liquide lorsque $P > P_c$ le liquide est dit compressé. Dans la phase gazeuse lorsque $T > T_c$, le gaz est dit surchauffé.

TABLEAU 1 – Valeurs de points critiques, issues d'expériences, tirées de l'encyclopédie Airliquide [153], sauf pour $C_{12}H_{26}$, C_2H_6O et $C_6F_{12}O$ tirées de [14] et issues de modèles numériques.

	He	H ₂	C ₁₂ H ₂₆	C ₆ F ₁₂ O	C ₆ H ₁₄	N ₂
P_c (MPa)	0.228	1.297	1.817	1.869	3.034	3.3958
T_c (K)	5.2	33.1	658.1	441.8	507.8	126.2
ρ_c (kg.m ⁻³)	69.6	31.3	226.6	606.8	233.2	313.3
	CH ₄	Ar	O ₂	C ₂ H ₆ O	CO ₂	H ₂ O
P_c (MPa)	4.599	4.863	5.043	6.268	7.377	22.064
T_c (K)	190.6	150.7	154.6	514.8	304.1	647.1
ρ_c (kg.m ⁻³)	162.7	535.6	436.1	273.2	467.6	322.0

A l'approche du point critique, certaines caractéristiques thermodynamiques des fluides purs adoptent un comportement spécifique. La tension de surface diminue progressivement pour s'annuler au point critique. L'enthalpie de vaporisation, énergie nécessaire au changement de phase liquide-gaz, disparaît également au point critique. Une forte variation au niveau de la capacité calorifique, C_p , est observée. Une variation brutale de la masse volumique est également observée comme l'indique les courbes bleues sur la figure 3. D'autres propriétés thermodynamiques comme la viscosité, la diffusivité thermique, le facteur de compressibilité ou encore la vitesse du son ont un comportement singulier au niveau de ce point.

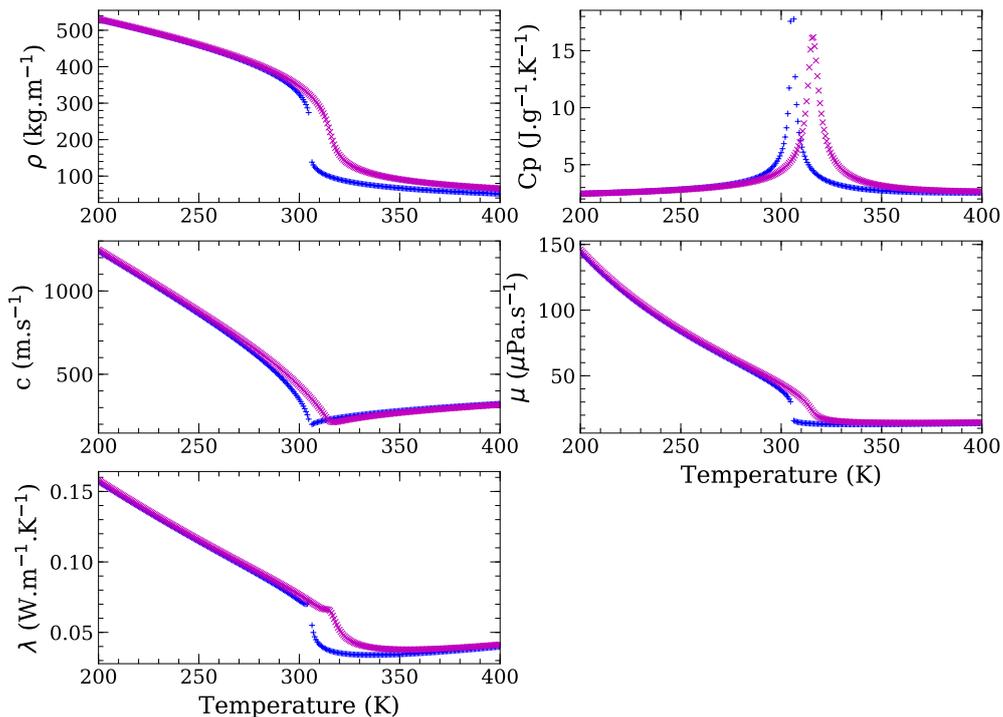


FIGURE 3 – Courbes de la masse volumique ρ , de la capacité thermique isobare C_p , de la vitesse du son c , de la viscosité μ et de la conductivité thermique λ de l'éthane en fonction de sa température pour $P_r = 1$ en bleu et $P_r = 1.23$ en magenta. Les données utilisées sont issues des tables du NIST [118].

1.2 Quand un fluide est-il considéré comme supercritique ?

La terminologie n'est pas clairement fixée et il existe plusieurs écoles pour définir la zone relative aux fluides supercritiques [195]. La première définition, classiquement utilisée en chimie, est celle présentée sur la figure 2 : un fluide est dit supercritique quand sa pression et sa température sont respectivement supérieures à la pression critique et la température critique de celui-ci, i.e. $P_r \geq 1$ et $T_r \geq 1$. Cette définition sera utilisée tout au long de ce manuscrit. A contrario, lorsqu'un fluide ne sera pas dans les conditions supercritiques, il sera dit subcritique. Dans la zone subcritique il est possible d'affiner la terminologie en parlant de liquide comprimé pour $P_r \geq 1$ et $T_r < 1$, et de gaz surchauffé pour $P_r < 1$ et $T_r \geq 1$.

Une deuxième définition, représentée sur le diagramme de gauche de la figure 4 considère également la zone de liquide compressé comme étant dans la zone dite supercritique. Il faut donc être au-dessus de la pression critique pour considérer un fluide comme supercritique soit $P_r \geq 1, \forall T_r$. Cette utilisation est surtout employée pour l'injection, car très souvent le liquide à injecter est un liquide compressé froid qui est délivré dans un environnement où les températures dépassent la température critique du fluide injecté. Les processus d'injection sont étudiés plus en détail dans le chapitre I. Une extension à cette définition, présentée sur le diagramme de droite de la figure 4, incluant la partie du gaz surchauffé, considère toute la zone où seule une phase unique peut exister. Sachant que P_c et T_c sont les pression et température maximales d'existence de deux phases liquide et gaz, l'état supercritique est considéré quand $P_r \geq 1, \forall T_r$, ou $T_r \geq 1, \forall P_r$. Cette définition est notamment utilisée par Bellan [16].

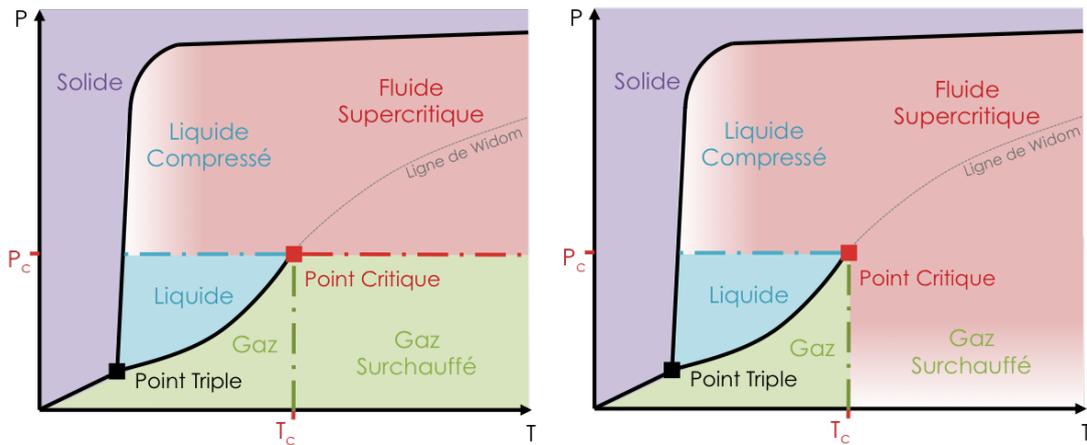


FIGURE 4 – Diagrammes des phases P - T avec dans le prolongement de la ligne d'évaporation, la ligne de pseudo-évaporation ou ligne de Widom. Sur la figure de gauche, la zone supercritique pour $P_r \geq 1, \forall T_r$. Sur la figure droite, la zone supercritique correspond à l'ensemble de pressions et températures où seule une phase peut exister, i.e. pour $P > P_c$ ou $T > T_c$.

Enfin, il existe une caractérisation plus fine de l'état supercritique qui le définit tout comme étant, soit semblable à un liquide, soit semblable à un gaz. Les deux sont séparés par la ligne de pseudo-évaporation [9, 11, 123] située dans le prolongement de la ligne d'évaporation. Cette ligne caractéristique exhibe donc des singularités. Ceci peut être observé sur les courbes magenta des propriétés thermodynamiques, Fig. 3, qui présentent un changement de pente. Ces singularités correspondent à la ligne de pseudo-évaporation, également appelée ligne de Widom (Fig. 4).

Les diagrammes des figures 2 et 4 sont valables pour des fluides purs. Lorsque plusieurs espèces sont présentes dans un système, leurs comportements diffèrent de celui d'un fluide pur [15]. Les différents fluides vont interagir entre eux et former un mélange. Si deux espèces sont à l'étude, c'est un mélange binaire ; si plus d'espèces sont impliquées, c'est un mélange multi-composants. Traditionnellement lorsqu'un fluide est injecté dans un autre, les pressions et températures réduites, définissant le caractère sub- ou supercritique, sont déterminées par rapport au point critique du fluide injecté. Le chapitre V donne plus de précisions sur la ligne de Widom et la thermodynamique des mélanges binaires.

2 Où rencontrer des fluides supercritiques ?

A l'état naturel, il est possible de rencontrer des fluides dans leur état supercritique. C'est le cas au fond des océans [77], mais aussi à plus de 120 km sous la surface de la Terre [73]. L'atmosphère de Vénus est composée majoritairement de dioxyde de carbone et d'azote, et elle réunit les conditions thermodynamiques pour que ces fluides soient à l'état supercritique, $P_{\text{Venus}} = 9.3 \text{ MPa}$ et $T_{\text{Venus}} = 735 \text{ K}$ (Tab. 1). Les études océaniques, géologiques et astronomiques sont donc concernées par les fluides supercritiques.

Les propriétés spécifiques d'un fluide supercritique à une pression et une température données sont des atouts pour certaines applications industrielles. La présence de l'état supercritique peut également être inhérente à l'augmentation de la pression dans certains systèmes énergétiques, et notamment propulsifs. Cette augmentation de pression a pour objectif l'amélioration des performances et des rendements.

2.1 Cadre général

L'utilisation des fluides supercritiques est présente dans de nombreux domaines [29, 174]. Ils peuvent notamment remplacer des solvants chimiques. La molécule la plus utilisée est le CO_2 car son point critique est facilement accessible ($P_c = 7.38 \text{ MPa}$, $T_c = 304.1 \text{ K}$) et il est peu coûteux. La modification de la pression et de la température permet la modification du pouvoir solvant et le CO_2 supercritique peut ainsi se substituer à une variété importante de produits toxiques et polluants. Utilisable en circuit fermé, c'est une excellente alternative écologique et économique une fois les installations de mise en pression et de chauffage, très coûteuses, amorties. Ce procédé est déjà mis en œuvre dans l'agroalimentaire, la pharmaceutique et la cosmétique.

Dans l'industrie des matériaux, il est possible de réaliser des traitements de surface grâce aux fluides supercritiques. Ils rentrent également dans la fabrication de matériaux comme l'oxyde de titane ou pour mettre en forme des mousses polymères. La faible viscosité et l'inexistence de la tension de surface permettent aux fluides supercritiques de pénétrer au cœur de la matière pour imbiber des matières sans utiliser de l'eau en abondance, comme pour l'imprégnation d'une couleur sur un tissu ou pour supprimer "le goût de bouchon" des bouchons en liège. L'eau supercritique ($P_c = 22.06 \text{ MPa}$, $T_c = 647.1 \text{ K}$) est quant à elle utilisée pour le traitement des déchets mais nécessite des installations à très hautes pressions et températures.

L'éventail d'applications présentées ici ne se veut pas exhaustif, d'autres applications comme par exemple en nanotechnologie peuvent être rencontrées [29]. La forte expansion, ces dernières décennies, des applications en régime supercritique [75] a accru les recherches sur ces fluides et leurs propriétés. Malgré le coût important des installations nécessaires pour obtenir un fluide à la bonne pression et la bonne température, ces récentes recherches laissent présager un bel avenir pour l'utilisation des fluides supercritiques, notamment dans un contexte fort de protection environnementale.

2.2 Supercritique et propulsion

En propulsion, il existe deux raisons à la montée en pression des systèmes. Pour les lanceurs spatiaux, le volume utile est optimisé au maximum pour réduire les coûts. La montée en pression des ergols pour les conserver sous leur forme liquide, moins gourmande en volume, est donc essentielle. Pour des systèmes comme les moteurs Diesel et les turbines à gaz, la montée en pression permet théoriquement d'augmenter les rendements. Ces fortes valeurs de pression associées aux fortes valeurs de température dues à la combustion mènent à des conditions thermodynamiques supercritiques. Par exemple, dans le moteur Vulcain[®] 2 de la fusée Ariane V, représenté sur la figure 5, les pressions atteignent 11 MPa. A ces pressions, l'hydrogène et le dioxygène sont dans leur état supercritique (cf. Tab. 1).

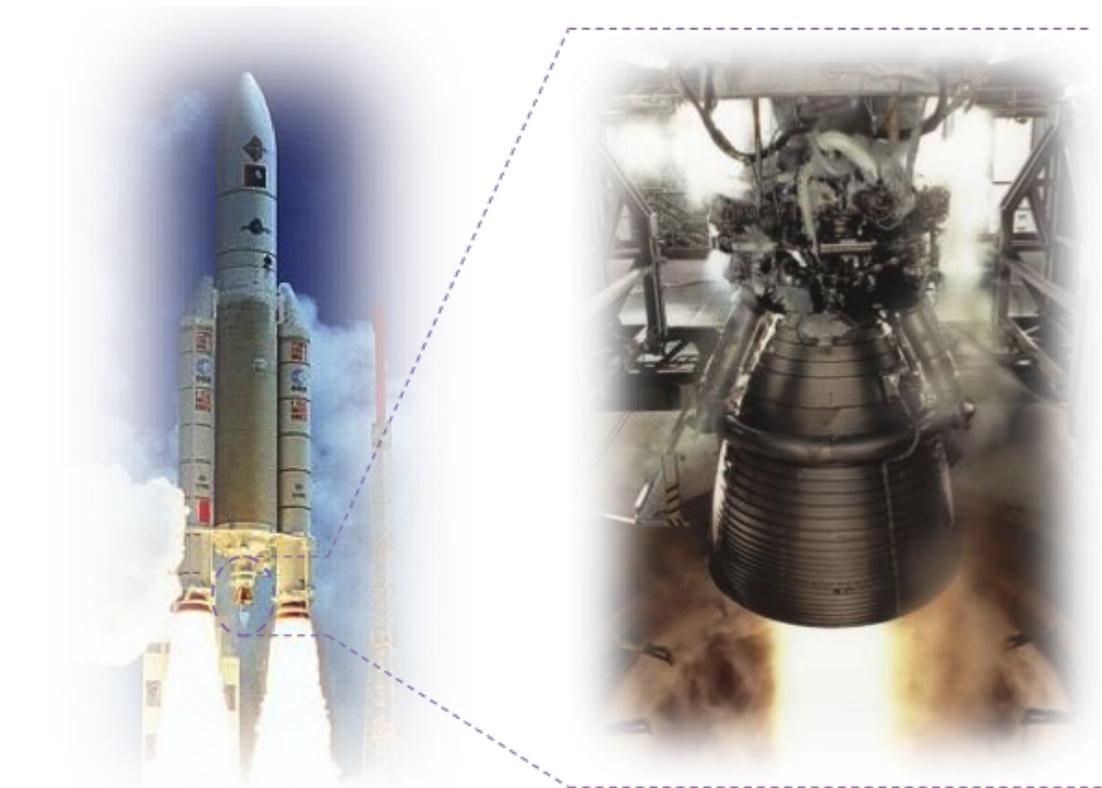


FIGURE 5 – Fusée Ariane V et son moteur Vulcain[®] 2.

Ces conditions n'ont pas encore été étudiées dans les moteurs aéronautiques, pourtant, comme le montre la figure 6, les conditions de fonctionnement d'une turbine à gaz peuvent dépasser le point critique du n-dodécane, composant principal du kérosène. Il a aussi été démontré par Manin [101] qu'une injection de type supercritique est bien présente dans certains moteurs Diesel.

Les phénomènes mis en jeu dans ces systèmes complexes sont encore peu connus et très peu d'études sur le sujet existent. Dans des domaines où la concurrence est de plus en plus forte, pour permettre un fonctionnement des moteurs plus performant, fiable et moins nocif pour l'environnement, il est nécessaire de comprendre les mécanismes d'injection mis en jeu à de telles pressions et températures.

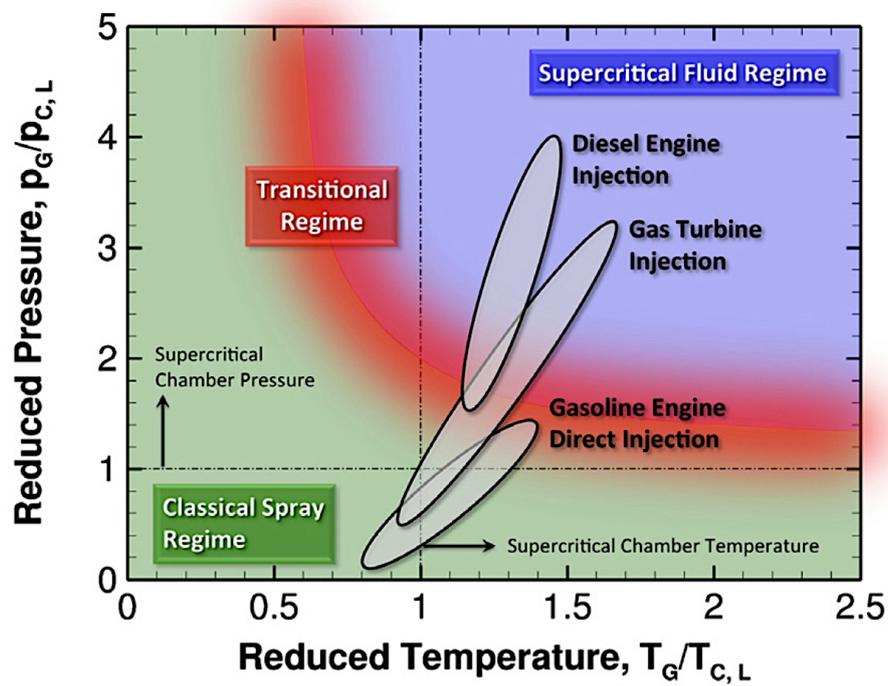


FIGURE 6 – Enveloppes des points opératoires typiques associés aux moteurs Diesel, aux turbines à gaz et aux moteurs essence à injection directe utilisant respectivement du n-dodecane, du n-decane et de l'iso-octane comme carburant. Le diagramme est construit pour des températures d'injection entre 300 K et 363 K. p_G et T_G correspondent à la pression et la température des gaz dans la chambre de combustion, et ils sont normalisées en fonction des points critiques des trois fluides. Le graphique est tiré des travaux d'Oefelein et al. [117].

3 Objectifs et plan du manuscrit

Inclue au sein du projet ANR REFINE¹, la thèse présentée dans ce manuscrit a pour but d’approfondir les connaissances sur l’injection dans des conditions de hautes pressions en sub- et super-critique à l’aide d’un nouveau banc expérimental. Ce manuscrit est organisé de la manière suivante :

Chapitre **I** : **Injection basse et haute pression**. Ce chapitre est consacré à l’état de l’art sur l’injection basse pression et récapitule les informations fournies par les bancs d’essais sur l’injection à hautes pressions.

Chapitre **II** : **Dispositif expérimental**. Ce chapitre se veut être une description la plus complète possible du nouveau banc d’essai mis en place.

Chapitre **III** : **Diagnostics optiques**. Ce chapitre présente les chaînes de mesures optiques mises en place ainsi que les traitements d’images associés.

Chapitre **IV** : **Résultats expérimentaux**. Ce chapitre est consacré aux interprétations des images obtenues et à la présentation de valeurs quantitatives concernant des caractéristiques géométriques des jets mais également des informations sur la densité.

Chapitre **V** : **Thermodynamique des mélanges binaires**. Ce chapitre présente une étude thermodynamique permettant d’amener une analyse plus fine des résultats expérimentaux.

La **conclusion** synthétisera les résultats acquis pendant cette thèse et proposera des améliorations possibles à l’étude ainsi que les **perspectives** pour la fin du projet et les futures études.

L’annexe **A** : **Données d’expériences**. Cette annexe récapitule les données expérimentales issues des différents cas tests et campagnes de mesures effectuées. Celles-ci sont classées en fonction des couples de fluide étudiés et de leurs pression et température réduites.

L’annexe **B** : **Rapport 4^{ème} TRR : étude expérimentale et numérique**. Ce rapport reprend en anglais, les travaux effectués lors de l’école d’été de Munich en août 2017. Il met en relation certains résultats expérimentaux avec les premières simulations numériques LES effectuées par Umut Guven sous SiTcom-B².

L’annexe **C** : **Coefficients de l’éthane et du propane pour l’équation mBWR**. Cette annexe donne les coefficients du propane et de l’éthane pour l’équation d’état BWR modifiée.

¹<http://www.agence-nationale-recherche.fr/Projet-ANR-13-BS09-0007>

²<https://www.coria-cfd.fr/index.php/SiTCom-B>

Chapitre I

Injection basse et haute pression

L'injection est une étape essentielle de la production d'énergie dans les systèmes propulsifs. A basse pression, la communauté scientifique a accès à un nombre d'études considérable. Dans ce début de chapitre sont repris les concepts essentiels de l'injection et plus particulièrement ceux concernant les jets rounds non-assistés. Lorsqu'un jet est soumis à un environnement à hautes pressions, beaucoup moins d'informations sont présentes dans la littérature.

1	Désintégration d'un jet liquide	12
1.1	Nombres caractéristiques	13
1.2	Régimes d'atomisation	14
1.3	Caractéristiques des jets	16
1.3.1	Angle d'ouverture	16
1.3.2	Longueur de rupture	17
1.4	Atomisation primaire	18
1.4.1	Mécanismes de désintégration	18
1.4.2	Paramètres d'injection	19
2	Injection dans des conditions de hautes pressions	20
2.1	Types d'injection HP	21
2.2	Bancs d'essais HP	21
2.2.1	Injection continue monocomposant	23
2.2.2	Injection continue multicomposant	25
2.2.3	Injections discontinues supercritiques et transcritiques	28
2.3	Synthèse des techniques de mesures utilisées pour l'injection HP	31
2.4	Simulations numériques de bancs expérimentaux	35
3	Conclusion	37

1 Désintégration d'un jet liquide

Dans des conditions éloignées du point critique, la désintégration d'un jet liquide est communément appelée l'**atomisation**. La colonne de liquide qui sort de l'injecteur se rompt dans un premier temps en formant des ligaments, c'est l'atomisation primaire. Ces ligaments ou paquets liquides se réorganisent et se rompent à nouveau pour former des gouttes. La partie gauche de la figure I.1 illustre ces phénomènes. La taille et la répartition spatiale de ces gouttes dépendent de paramètres multiples évoqués ci-après (§ 1.3).

De nombreux secteurs, comme l'agriculture, la cosmétique, la pharmaceutique ou encore les transports, sont concernés par les phénomènes d'injection. La prédiction du comportement d'un fluide en sortie d'injecteur est importante. Cette étude est focalisée sur l'injection dans le cadre des systèmes propulsifs. L'atomisation d'un carburant liquide en un brouillard de gouttes, facilite l'évaporation de celui-ci, son mélange puis sa combustion (Fig. I.1). L'atomisation est donc le premier maillon de la chaîne de production d'énergie permettant la propulsion. La façon dont se décompose le jet va influencer les performances d'un moteur ainsi que la formation de polluants, c'est pourquoi l'étude des jets et des sprays dans des conditions non réactives est indispensable. D'un point de vue étymologique, la terminologie anglaise « **spray** » indique que l'on s'intéresse essentiellement au brouillard de gouttelettes formées. L'étude des **jets** analyse la désintégration de la colonne de fluide [15].

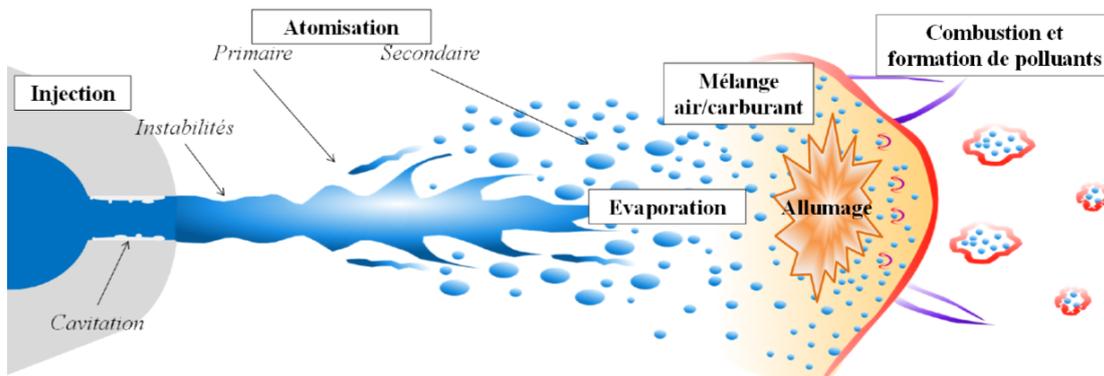


FIGURE I.1 – Schématisation du processus de combustion d'un carburant liquide [98].

Depuis plus d'un siècle les scientifiques se sont intéressés aux différents phénomènes régissant l'atomisation. La première étude rapportée est celle de Rayleigh en 1878 [143] qui, comme son successeur Weber en 1931 [188], va chercher à mettre en équation les instabilités observées dans les jets.

De nombreuses études concernant l'atomisation ont été réalisées au fil des années et, avec le développement des techniques de mesures non intrusives ainsi qu'avec l'amélioration des performances des caméras et des ordinateurs, elles se sont multipliées. Les phénomènes aux petites échelles spatiales et temporelles sont désormais accessibles. Le livre de Lefebvre [83] passe en revue tous les phénomènes liés à l'injection. Dumouchel et Guildenbecher présentent respectivement un état de l'art des études réalisées sur l'atomisation primaire [47] et l'atomisation secondaire [61].

1.1 Nombres caractéristiques

Pour étudier un jet liquide il est nécessaire de présenter les principales forces auxquelles il est soumis. En tout premier lieu, il y a la force d'inertie, caractérisant la quantité de mouvement du jet. Ensuite, le jet est introduit dans un environnement gazeux et le différentiel de vitesse entre le gaz et le liquide va induire des forces aérodynamiques. La force de tension de surface (ou force capillaire) a pour effet de minimiser l'énergie de surface et donc de limiter la quantité d'interface. La forme circulaire est celle qui minimise le plus l'interface. La force de tension de surface va donc conduire à la formation de gouttes. Elle va s'opposer aux perturbations induites par les forces aérodynamiques et elle permet aux corps liquides de résister à la rupture. Enfin, la notion de viscosité, qu'elle soit celle de la phase liquide ou celle de la phase gazeuse, est également importante car elle symbolise les effets de dissipation de l'énergie cinétique [82]. Plusieurs nombres caractéristiques sans dimension sont utilisés pour mettre en rapport ses différentes forces.

Pour caractériser les rapports entre les forces d'inertie et les forces visqueuses, le nombre de Reynolds du jet est employé. Il indique la capacité du jet à produire de la turbulence. Plus celui-ci est grand plus la turbulence est développée :

$$Re = \frac{\text{Force d'inertie}}{\text{Forces visqueuses}}$$

$$Re = \frac{\rho_l V L}{\mu_l} \quad (\text{I.1})$$

Pour un jet, dans l'équation (I.1), V correspond à la vitesse débitante en sortie d'injecteur, la longueur caractéristique L est son diamètre, la densité ρ et la viscosité μ sont celles du liquide.

Pour caractériser les rapports entre les forces d'inertie du jet liquide ou bien les forces aérodynamiques liées au gaz dans lequel il est injecté, avec les forces de tension de surface, le nombre de Weber est utilisé :

$$We = \frac{\text{Force d'inertie ou aérodynamique}}{\text{Force de tension de surface}}$$

Dans le cas où l'injection se produit dans un milieu gazeux au repos, le nombre Weber liquide s'écrit :

$$We_l = \frac{\rho_l V^2 L}{\sigma} \quad (\text{I.2})$$

Le Weber liquide met en relation le temps caractéristique de l'écoulement avec celui de la tension de surface. L correspond soit au diamètre du jet soit au diamètre des gouttes en fonction de l'étude. Lorsque la force exercée par le gaz sur le liquide est évaluée, la masse volumique du gaz remplace celle du liquide. C'est le Weber gazeux :

$$We_g = \frac{\rho_g V^2 L}{\sigma} \quad (\text{I.3})$$

Enfin, le nombre d'Ohnesorge permet de déterminer l'influence de la viscosité du liquide sur le processus d'atomisation, mettant en rapport un temps caractéristique visqueux et un temps caractéristique capillaire :

$$Oh = \frac{\text{Forces visqueuses liquides}}{\text{Force d'inertie}^{1/2} \times \text{Force de tension de surface}^{1/2}}$$

$$Oh = \frac{\sqrt{We_l}}{Re} \quad (\text{I.4})$$

1.2 Régimes d'atomisation

Les nombres caractéristiques qui viennent d'être introduits permettent de classifier les jets en différents régimes. La figure I.2 illustre par des exemples issus des travaux de Leroux [89], le découpage en quatre régimes principaux en fonction de l'évolution de la longueur de rupture dépendant de la vitesse de jet. La longueur de rupture, L_{BU} , est définie comme la distance entre l'orifice de l'injecteur et la première discontinuité dans le jet liquide.

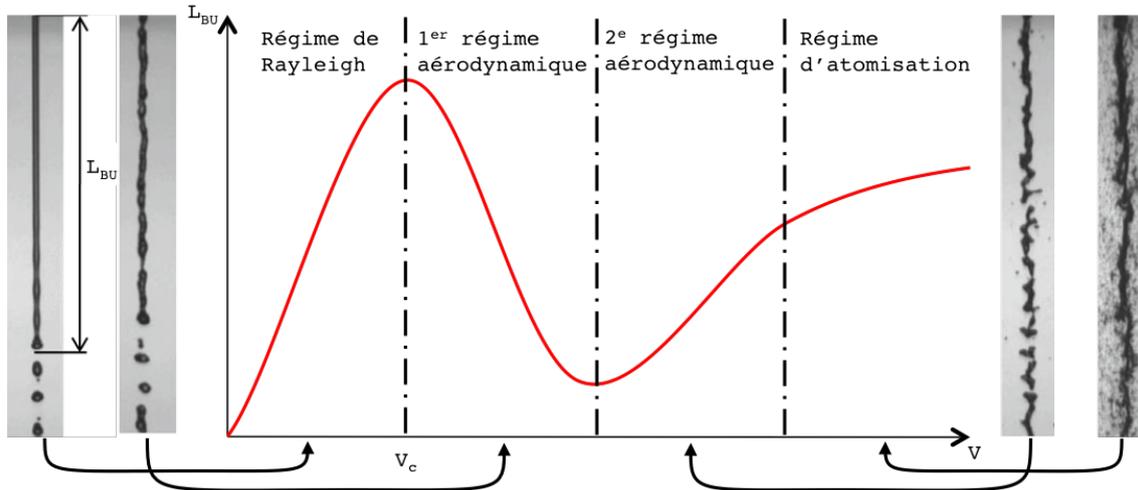


FIGURE I.2 – Courbe de stabilité de la longueur de rupture (L_{BU}) en fonction de la vitesse, avec les régimes d'atomisation illustrés par les travaux de Leroux [89].

Pour des vitesses de jet très faibles, il existe un **régime de guttation** qui consiste en un écoulement au goutte à goutte avec une longueur de rupture quasi nulle. Il n'est pas indiqué sur la figure I.2 et ne représente pas d'intérêt pour les études qui suivront. Le premier régime indiqué sur le graphique, appelé **régime de Rayleigh**, met en jeu les forces de tension de surface. Ces forces vont amplifier, tout au long du jet, les ondes de surface, elles-mêmes créées par la turbulence, jusqu'à atteindre une amplitude critique qui va provoquer la rupture de la colonne de liquide et former un train de gouttes de diamètre supérieur à celui du jet. Le temps caractéristique de la croissance des perturbations est constant, ce qui signifie que la longueur de rupture est proportionnelle à la vitesse débitante. La courbe atteint un maximum pour une vitesse critique V_c qui marque le début de l'influence des forces aérodynamiques sur le jet correspondant à la zone de **première action aérodynamique** (first wind induced). Pour ce régime, les forces de tension de surface tendent toujours à réduire la surface d'interface, en lissant les perturbations créées par les forces aérodynamiques à des échelles inférieures au diamètre du jet. Le jet se rompt alors en gouttes de taille similaire à son diamètre et L_{BU} diminue fortement avec la vitesse débitante. Lorsque la vitesse est encore augmentée, les forces aérodynamiques deviennent prédominantes par rapport aux forces capillaires, c'est la **deuxième action aérodynamique** (second wind induced). Quand celle-ci apparaît, la longueur de rupture augmente à nouveau. Des gouttes se forment à la suite de l'arrachement de liquide à l'interface lié à l'accentuation du gradient de vitesse entre le liquide et le gaz environnant. Enfin, le dernier régime correspond à l'**atomisation** du jet. Le jet commence à se désintégrer dès sa sortie de l'orifice. Un brouillard assez dense de fines gouttelettes se forme.

Le tableau I.1 reprend les différentes classifications établies à partir des nombres adimensionnés présentés dans la section précédente (§ 1.1). Il est également possible de positionner les régimes d'atomisation en fonction des nombres de Reynolds et d'Ohnesorgue ainsi que du rapport des masses volumiques (Fig. I.3).

TABLEAU I.1 – Classification des régimes de rupture en fonction des nombres de Weber, de Reynolds et d'Ohnesorgue repertoriés par Dumouchel [47] et tirés des travaux de Dan et al. [42], Miesse [111], Ranz [142], Reitz [144] ainsi que Sterling et Sleicher [170]. Avec Ta le paramètre de Taylor, L et D respectivement la longueur et le diamètre de la buse.

Régime d'atomisation	Classification	Auteurs
Gutation	$We_l < 8$	Ranz 1956 [142]
Rayleigh	$We_l > 8$ et $We_g < 0.4$ ou $We_g < 1.2 + 3.41Oh^{0.9}$	Ranz 1956 [142] Sterling et Sleicher 1975 [170]
1 ^{er} effet aéro	$We_g > 1.2 + 3.41Oh^{0.9}$ $We_g < 13$	Sterling et Sleicher 1975 [170] Ranz 1956 [142]
2 ^e effet aéro	$We_g > 13$ $We_g < 40.3$	Ranz 1956 [142] Miesse 1955 [111]
Atomisation	$We_g > 40.3$ $\frac{\rho_g}{\rho_l} = \frac{0.53[3.0+\sqrt{A}]-1.15}{744} f(Ta)^{-2}$ (avec $f(Ta) = \frac{\sqrt{3}}{6} [1 - e^{-10T}]$) $Ta = \frac{\rho_g}{\rho_l} \left(\frac{Re_L}{We_L} \right)^2$ et $A = \frac{L}{D}$	Miesse 1955 [111] Reitz 1978 [144] Dan et al. 1997 [42]

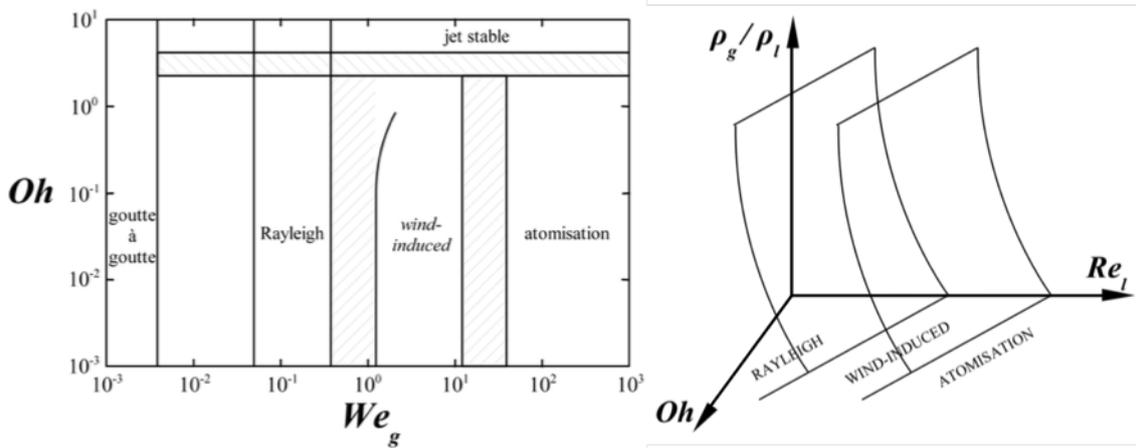


FIGURE I.3 – A gauche, les régimes d'atomisation en fonction de We_g et Oh selon Faeth [52]. A droite, les limites qualitatives proposées par Reitz [144] en fonction de Re_l , Oh et $\frac{\rho_g}{\rho_l}$ [82].

1.3 Caractéristiques des jets

Divers critères servent à caractériser un jet. Il est possible de s'intéresser à la répartition de taille de gouttes pour des jets fortement atomisés. Les phénomènes de combustion sont fortement influencés par la taille des gouttes et leur répartition dans l'espace. Il est également possible de caractériser la taille et la fréquence des perturbations sur l'interface du jet. En régime d'atomisation, le spray, formé dès l'orifice, adopte une forme conique, ce qui permet de définir un angle d'ouverture, θ_s . Lorsque le brouillard de gouttes est trop dense, il est difficile d'établir une longueur de rupture. Il est alors fait mention d'une longueur de pénétration ou de cœur dense, L_{DC} [35, 167]. Ces critères spatiaux de la pénétration du jet sont associés aux schémas de jets Diesel de Naber et Siebers [115] repris dans la figure I.4.

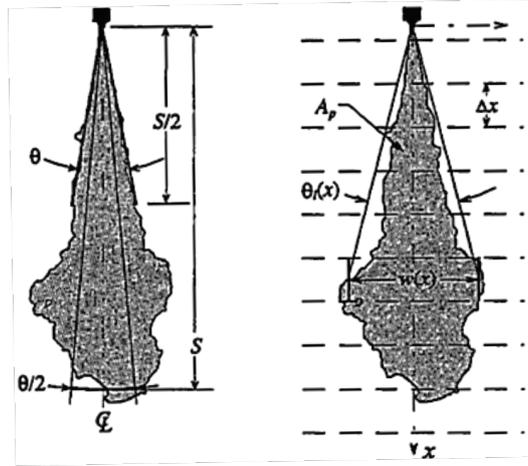


FIGURE I.4 – Caractéristiques géométriques d'un jet Diesel [115]. C_L est l'axe du jet, θ et S sont respectivement l'angle et la longueur de pénétration. A_p correspond à la surface projetée et $\theta_l(x)$ et $w(x)$ sont respectivement l'angle local et la largeur du jet à la position x .

1.3.1 Angle d'ouverture

Un nombre important de corrélations ont été effectuées pour déterminer l'angle d'ouverture. Elles sont récapitulées dans le graphique de Chehroudi [35] représenté figure I.5. Ces corrélations concernent tant les jets liquides que les jets gazeux. En particulier, la corrélation de Naber et Siebers [115], Eq. (I.5), qui peut être trouvée sur un graphique plus complet [33], est notée :

$$\theta_s = 2 \times \tan^{-1} \left(0.31 \times \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.19} \right), \quad (\text{I.5})$$

et le modèle proposé par Chehroudi [31] :

$$\theta_s = 0.27 \times \left[F \left(c_{AF} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right) \right) + \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \right] \quad (\text{I.6})$$

$$\text{avec } F \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right) = \begin{cases} 5.325 \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right) + 0.0288 & \text{pour } \frac{\rho_g}{\rho_l} < 0.0885 \\ 0.5 & \text{pour } \frac{\rho_g}{\rho_l} \geq 0.0885 \end{cases},$$

où c_{AF} est une constante dépendant du fluide ambiant.

Il n'existe pour l'instant pas de modèle général pour définir l'angle d'ouverture applicable à toutes les injections, les corrélations trouvées étant très dépendantes des expériences et surtout des fluides utilisés. Néanmoins, le point commun entre elles est la dépendance de l'angle d'ouverture avec le ratio de densité entre le gaz ambiant et l'injectant, $\frac{\rho_g}{\rho_l}$ (voir Eq. (I.5) et (I.6)). Enfin, il est constaté que l'angle d'ouverture augmente lorsque ce ratio augmente.

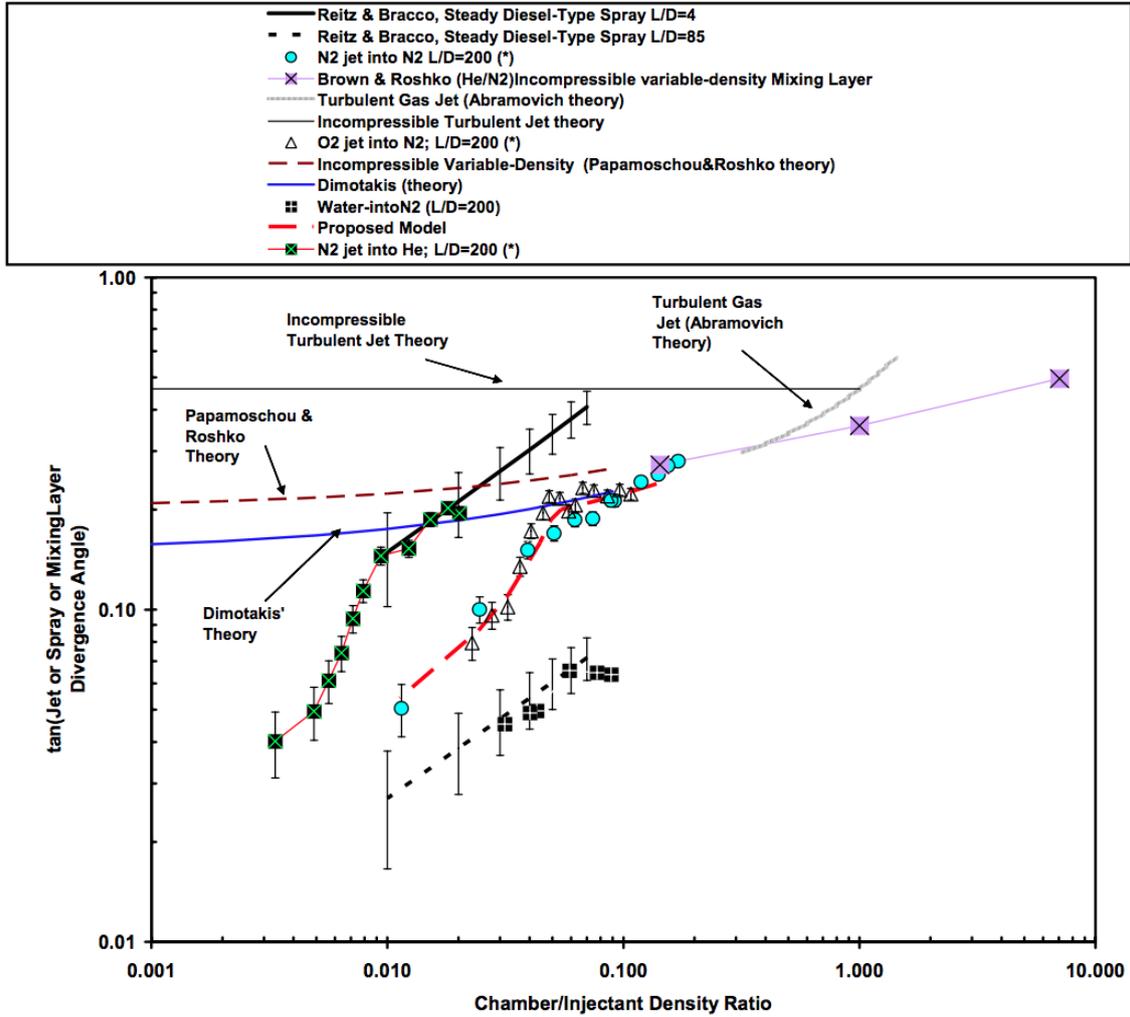


FIGURE I.5 – Graphique réalisé par Chehroudi [35] récapitulant les corrélations déterminées pour la tangente de l'angle d'ouverture en fonction du ratio de densité chambre/injectant.

1.3.2 Longueur de rupture

Grant et Middleman [57] ont amélioré la théorie de Weber pour prédire la longueur de rupture, L_{BU} , et ainsi la courbe de stabilité (Fig. I.2). Une première équation prédit la première partie de la courbe (Eq. (I.7)), celle d'un jet dit laminaire dans l'article, et la seconde équation (Eq. (I.8)), la fin de la courbe, section décrite comme turbulente.

$$\frac{L_{BU}}{D} = 19.5 \left(\sqrt{We} + 3 \frac{We}{Re} \right)^{0.85} \quad (I.7)$$

$$\frac{L_{BU}}{D} = 8.51 \left(\sqrt{We} \right)^{0.64} \quad (\text{I.8})$$

Ces équations ne prennent pas en compte l'environnement dans lequel est injecté le liquide. Certes, la tension de surface en est modifiée mais le rapport des densités a un impact sur la longueur de rupture. Comme l'expriment Lin et Reitz [94] : "la longueur de rupture dépend fortement du ratio de densité et plus faiblement des propriétés de fluides et de la vitesse". D'autres modèles existent pour prédire la longueur de rupture. Levich a établi une corrélation à partir de ses expériences [90] :

$$\frac{L_{BU}}{D} = C \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad (\text{I.9})$$

Pour Levich [90] la constante $C = 5.5$ minimise les écarts avec les résultats expérimentaux. Mais C peut être comprise entre 3.3 et 11 pour d'autre cas [30].

L'équation (I.9) est assez simplifiée et ne prend ni en compte l'influence de la turbulence, ni celle de la cavitation et pas non plus celle des effets de la géométrie de la buse. Elle a donc été complétée par Hiroyasu et semble être en adéquation avec les mesures de corps dense effectuées par conductivité électrique [65] :

$$\frac{L_{BU}}{D} = 7 \times \left(1 + 0.4 \frac{r}{D} \right) \left(\frac{p_v}{\rho_l V^2} \right)^{0.05} \left(\frac{L}{D} \right)^{0.13} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad (\text{I.10})$$

Dans l'équation (I.10), p_v est la pression de vapeur saturante, r le rayon de courbure du bord d'attaque de la buse, L la longueur de buse et V la vitesse débitante.

Tout comme pour l'angle d'ouverture, les corrélations établies pour déterminer la longueur de rupture sont dépendantes de l'expérience. Il en existe d'ailleurs d'autres pour les jets assités [108].

1.4 Atomisation primaire

De façon générale, il existe quatre mécanismes contribuant au processus d'atomisation primaire [12]. Ils sont schématisés sur la figure I.6.

1.4.1 Mécanismes de désintégration

Le premier mécanisme de désintégration, schéma (a) de la figure I.6, est induit par la turbulence de l'écoulement interne, celle-ci étant générée dans la buse d'injection. Si la composante radiale de la turbulence interne du jet est assez forte pour contrer les forces de tension de surface, des structures turbulentes vont venir perturber la surface du jet. C'est un des mécanismes les plus importants.

De fortes différences de vitesse entre le jet et le fluide ambiant vont induire des forces de cisaillement à l'interface, schéma (b) de la figure I.6. A cause de la turbulence, la surface du jet est parcourue par un spectre de très petites ondes de surface. Certaines de ces ondes sont amplifiées par les forces de cisaillement. Elles deviennent alors instables et se séparent du jet pour former des gouttes. Les forces aérodynamiques peuvent expliquer les mécanismes en surface mais pas ceux de la structure interne du jet.

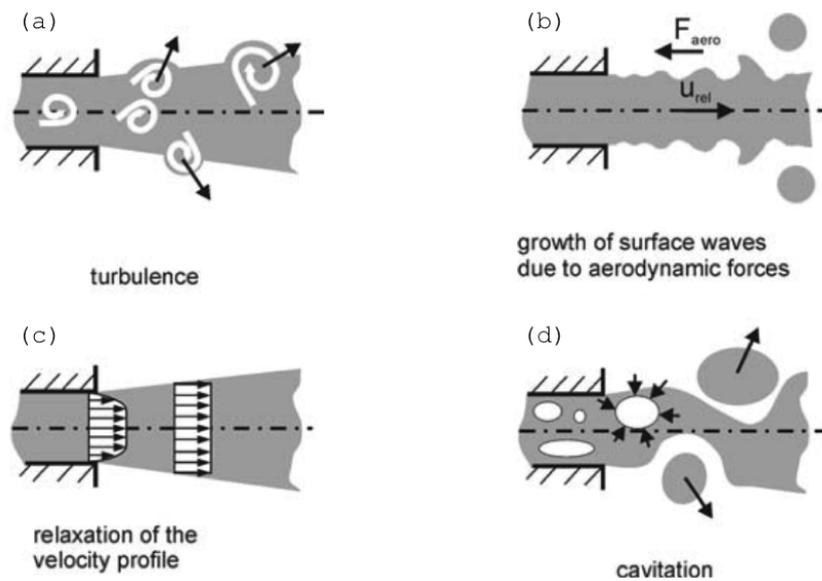


FIGURE I.6 – Schéma des mécanismes d'atomisation primaire tiré du livre de Baumgarten [12].

La désintégration peut également être due à la relaxation du profil de vitesse, schéma (c) de la figure I.6. Dans le cas d'un jet turbulent complètement développé (avec un ratio L/D grand, sans cavitation), le profil de vitesse peut changer au moment où il entre dans la chambre de combustion. Parce qu'il n'y a plus de contrainte liée aux parois, les forces de viscosité internes causent une accélération de l'extérieur du jet et le profil de vitesse devient constant. De cette accélération peut résulter des instabilités et causer la désintégration de la surface du jet.

La dernière cause de désintégration est la cavitation, schéma (d) de la figure I.6. Celle-ci est fortement présente pour des petits ratios L/D et pour de fortes pressions d'injection mais pas seulement. La cavitation se développe à l'intérieur de la buse du fait de la forte accélération et du fort cisaillement qui viennent induire des sauts de pression. La cavitation a un impact considérable sur l'injection, c'est pourquoi elle est de plus en plus étudiée [12] mais ne sera pas plus développée dans ce manuscrit.

1.4.2 Paramètres d'injection

Certains paramètres importants, ayant un effet sur la désintégration des jets, ont déjà été évoqués dans la description des mécanismes. L'injecteur joue ainsi un rôle prépondérant dans la forme du jet. Seuls les jets cylindriques non assistés, c'est à dire sans la présence d'une injection annulaire de gaz autour du jet, sont étudiés dans cette thèse. Pour des études sur d'autres géométries de jets telles que les nappes, les jets assistés, les jets asymétriques, ... le lecteur pourra se reporter au livre d'Omer et Ashgriz [120].

La géométrie de la buse peut avoir des effets importants sur l'injection [70]. Le ratio L/D , déjà évoqué, correspondant au rapport entre la longueur de buse et le diamètre de buse est déterminant dans la création de turbulence et du phénomène de cavitation, ainsi que sur le profil de vitesse.

La pression à la laquelle le fluide est injecté influe [55, 194] notamment sur la longueur de rupture. La figure I.7 représente un jet Diesel réalisé par Fath et al. [55] injecté à différentes pressions dans un milieu d'air à 1.5 MPa. Ils observent la diminution du corps dense avec l'augmentation de la pression d'injection.

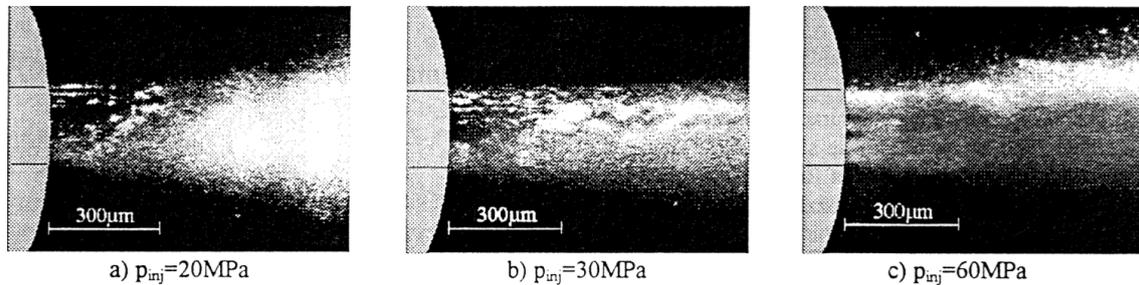


FIGURE I.7 – Jet Diesel de 0.2 mm de diamètre, étudié par diffusion de Mie, injecté à trois pressions différentes dans un environnement [55].

Enfin, des études se sont également intéressées à l'augmentation de la pression du fluide ambiant [55, 88] et de son influence sur le jet liquide. La figure I.8 représente un jet Diesel réalisé par Fath et al. [55] injecté à la même pression dans un milieu d'air à trois pressions différentes. Ils observèrent la diminution du corps dense avec l'augmentation de la pression de chambre. L'influence de la pression sur l'injection, est plus largement décrite dans la section suivante qui s'intéresse aux injections trans- et supercritiques.

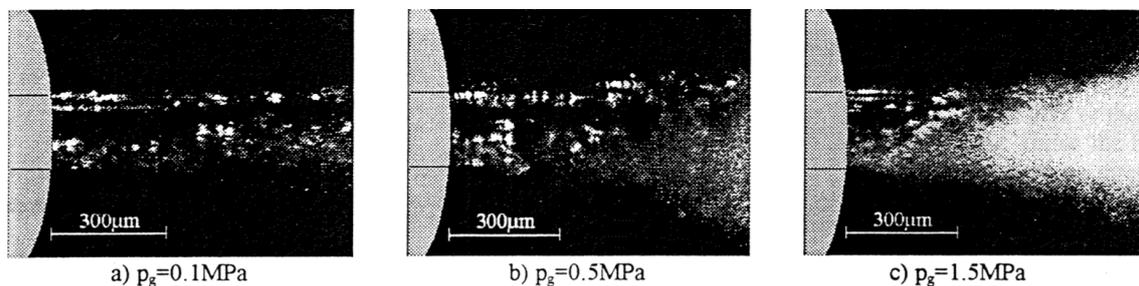


FIGURE I.8 – Jet Diesel de 0.2 mm de diamètre, étudié par diffusion de Mie, injecté à 80 MPa pour trois pressions de chambre différentes [55].

2 Injection dans des conditions de hautes pressions

Il existe dans le monde de plus en plus d'équipes de recherche qui se penchent sur les phénomènes encore mal connus de l'injection dans des conditions de hautes pressions (HP). Le faible nombre d'études expérimentales à haute pression s'explique par la complexité de mise en place des bancs d'essais à hautes pressions et à leur coût important. L'état de l'art présenté ici se concentre principalement sur les injections non réactives à hautes pressions de liquides compressés ou de fluides supercritiques dans des conditions supercritiques, respectivement type L-2 et S-5 (Fig. I.9). Certaines études réactives sont néanmoins évoquées car elles sont la finalité, en propulsion, des études non-réactives. Pour les études particulièrement centrées sur les gouttes, le lecteur peut se reporter aux travaux de Bellan [15] ou encore à ceux de Lamanna et al. [79].

2.1 Types d'injection HP

Pour des valeurs importantes de pression, $P_{inj} \gg P_{atmosphérique}$, différents types d'injection peuvent être réalisés. La pression d'injection est obligatoirement supérieure à la pression de chambre, mais dans le cas où la différence de pression est minimale, l'hypothèse d'une injection isobare est faite. Toutes les possibilités sont résumées dans la figure I.9 qui distingue à gauche $T_{inj} < T_c$, lorsque le fluide à injecter est initialement un liquide comprimé ou un liquide, et à droite $T_{inj} > T_c$, lorsqu'il est supercritique. La définition de l'état supercritique utilisé ici est celle représentée sur la figure 2.

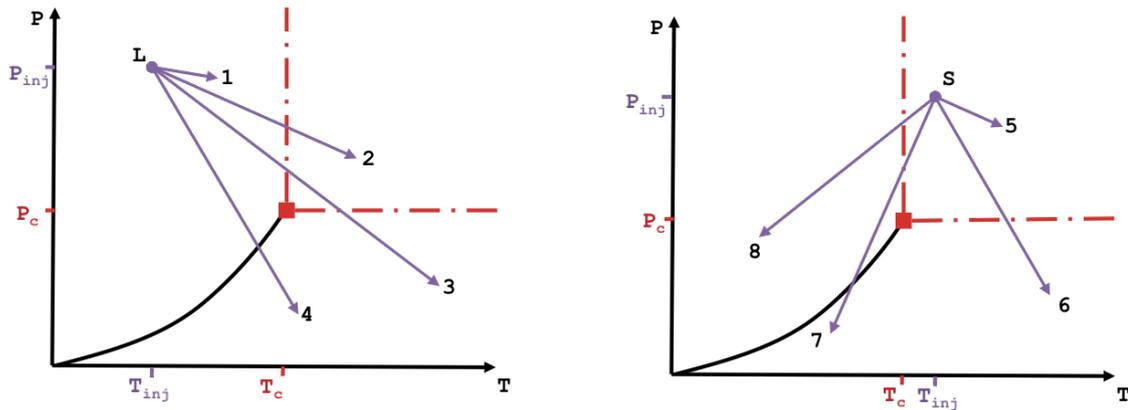


FIGURE I.9 – Régimes possibles d'injection à haute pression.

L'injection est considérée comme **subcritique**, dans ce manuscrit, si elle reste dans le domaine liquide ou liquide comprimé (type L-1) ou si le jet se vaporise sans passer dans la zone supercritique (type L-4). Une injection est **supercritique** lorsque le fluide est initialement supercritique et que les conditions de la chambre lui permette de rester supercritique (type S-5). Les autres types d'injection sont classifiés comme injection **transcritique**. Avec initialement un fluide comprimé, l'injection est transcritique lorsque la pression et la température de la chambre sont supérieures au point critique (type L-2) ou que la pression est inférieure à la pression critique mais qu'en se réchauffant le fluide passe par la zone supercritique avant de devenir un gaz surchauffé (type L-3). Enfin, lorsque le fluide est supercritique initialement, un refroidissement sous la température critique va le liquéfier (type S-8), la diminution de la pression sous la pression critique va le gazéifier (type S-6) et il peut éventuellement passer par un l'état liquide en se refroidissant également (type S-7). Ces types d'injection sont en théorie toutes possibles, néanmoins les plus courantes dans la littérature, en dehors des injections subcritiques, restent les injections de types L-2, L-3, S-5 et S-7 [160].

2.2 Bancs d'essais HP

Les bancs HP les plus importants de la littérature à l'heure actuelle [134], permettant d'étudier les phénomènes d'injection et de combustion dans des conditions supercritiques, sont répertoriés dans le tableau I.2. Pour compléter ce tableau exhaustif, il faudrait y ajouter des expériences isolées telles que l'étude d'injection d'éthylène supercritique dans un milieu subcritique, analysée par diffusion Raman, portée par l'institut technologique de l'US air force en 2007 [2] et qui fait suite aux travaux de Wu de 1996 [192]. Ou encore la

première étude par rayons X menée dans des conditions supercritiques qui a été effectuée par Birk en 1995 [18]. Elle consiste à injecter du Methyl Iodine (CH_3I) dans une atmosphère d'azote chauffée ou de produits de combustion issus du mélange H_2 , Air et Argon jusqu'à 12 MPa. De plus, toutes les études "Spray A" sur le projet ECN [132], sont susceptibles d'apporter des résultats sur l'injection supercritique car les conditions d'études dépassent le point critique du n-dodecane.

TABLEAU I.2 – Aperçu des bancs expérimentaux hautes pressions dans le monde. Abréviations : C continue, D discontinue, R réactif et N non réactif.

Bancs	Injection	Type	Fluides	Tr_{inj}	Tr_{ch}	Pr_{ch}
AU-DMEUM [135, 134]	D	N	$\text{C}_3\text{H}_8/\text{N}_2$	0.9-1.06	0.9-1.35	0.75-1.3
DE-DLR [105, 123, 169, 178]	C	N R	N_2/N_2 ou He O_2/H_2	0.77-1.11 0.8	≈ 2.35 1.89	0.44-2.94 0.8-1.2
DE-FAU [187, 190]	D	N	GtL Diesel/ N_2 (P_c , T_c du $\text{C}_{12}\text{H}_{26}$)	0.40-0.55	1.08-1.45	1.65-4.95
DE-ITLR [5, 6, 78, 171, 181]	D	N	$\text{C}_6\text{H}_{14}/\text{Ar}$ $\text{C}_6\text{H}_{14}/\text{N}_2$	0.96-1.18 0.95-1.24	1.89 0.58	0.49-1.15 0.07-1.67
FR-ONERA [26, 62, 165, 166]	C	R	O_2/H_2 O_2/CH_4	0.52	3.23-8.4	0.20-1.39
IN-APLD [113, 114]	C	N	$\text{C}_6\text{F}_{12}\text{O}/\text{N}_2$ ou He	0.71-1.04	0.97-1.07	0.85-1.2
JP-JAXA [175, 176]	C	N	N_2/N_2	0.80	2.21	0.44-1.18
US-AFRL [33, 91, 148, 150, 189]	C	N R	N_2/N_2 ou He LO_x/GH_2	0.78-1.01 1.04	1.06-2.38 (>1)	0.44-1.47 0.68
US-CCL [96, 97, 103, 155]	C	R N	LO_x/GH_2 $\text{LO}_x/\text{G0}_2$	≈ 0.78	>4.5 ≈ 1.72	0.15-1.26
US-CPL [45, 151, 152, 161]	C	N	$\text{C}_6\text{F}_{12}\text{O}/\text{N}_2$	0.68-1.14	0.86-1.28	0.2-2.2
US-Sandia [132, 101, 102, 131]	D	N R	$\text{C}_{12}\text{H}_{26}$ ou $\text{C}_2\text{H}_6\text{O}/\text{N}_2$ $\text{C}_{12}\text{H}_{26}/\text{gaz brulés}$	0.55	0.67-1.82 1.37	0.27-4.34 3.3

D'après le tableau I.2, les bancs HP sont principalement présents aux États-Unis et en Allemagne. Il est possible de classer ces bancs en deux types d'études : les injections continues et celles discontinues. Les injections continues correspondent à un fonctionnement de type moteur-fusée avec des diamètres d'injection de l'ordre de 1 à 2 mm. Les injections discontinues, quant à elles, sont des injections très courtes, de type moteur Diesel, avec des injecteurs de l'ordre de 10 à 100 μm de diamètre. Elles possèdent un très fort gradient de pression à l'injection et les vitesses d'injection sont beaucoup plus élevées. Dans les dernières études de l'ITLR effectuées à Stuttgart, l'injection est discontinue mais les pressions d'injection sont réduites, diminuant ainsi le gradient de pression.

Le banc Mascotte de l'ONERA [62] ne présente que des études réactives. Ces résultats ne seront donc pas commentés. Les bancs du DLR et de l'AFRL sont les plus anciens et également les mieux documentés des deux dernières décennies [123]. La chambre HP de Melbourne [134] (AU-DMEUM) en Australie a été construite dans les cinq dernières années et peu de résultats sont publiés pour l'instant. La finalisation d'une autre chambre permettant l'étude des jets dans des conditions de hautes pressions jusqu'à 600 K est prévue à Stuttgart très prochainement. Elle s'ajoute au tube à choc HP déjà existant [171] ainsi qu'à une chambre à température ambiante, mentionnée dans un papier numérique [181].

2.2.1 Injection continue monocomposant

Les premières études ont permis d'appréhender l'impact des conditions supercritiques d'un milieu non réactif sur le développement d'un jet round coaxial, ou non (DLR et AFRL [35, 123], JAXA [176]).

La figure I.10, reprise des travaux de Mayer et al. [105], représente un jet d'azote liquide cryotechnique injecté dans une chambre à température ambiante pour des pressions de 1 MPa à 6 MPa. Un changement important dans la topologie du jet est observé. Avec l'augmentation de la pression, l'atomisation devient plus importante. Mais à partir de $Pr > 1$ la disparition des gouttes est observée.

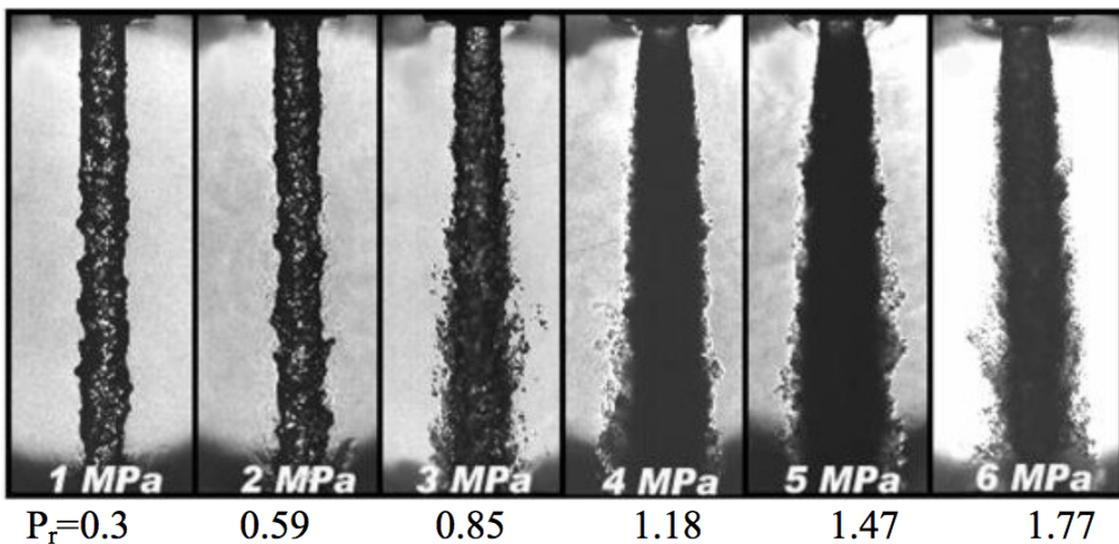


FIGURE I.10 – Expériences de LN₂ dans GN₂ du DLR, pour 6 pressions différentes de 1 MPa à 6 MPa avec T_{inj} compris entre 100 et 105 K, et $T_{ch} = 300$ K [122].

Ces phénomènes ont également été observés à l'AFRL. Les structures apparaissant à l'interface sur la figure I.11, sont qualifiées comme étant "fingerlike". L'interface est moins nette et beaucoup plus diffuse. La transition classique bien marquée entre les phases liquide et gaz devient un phénomène de mélange diffus, typique des jets gazeux turbulents. Ce comportement est attribué à la disparition de la tension de surface et de la chaleur latente de vaporisation.

Ce phénomène a été quantifié par Cherhoudi et al. [35] en mesurant les angles d'ouverture initiaux des jets et en les comparant à différents modèles, dérivant d'injections liquides ou gazeuses (Fig. I.6). Les injections subcritiques suivent la théorie linéaire de stabilité [31, 33] et les jets supercritiques se rapprochent des modèles établis pour les jets turbulents à densité variable, ce qui confirme les observations visuelles.

Le comportement diffusif a également été étudié avec le calcul de densité dans la zone de mélange grâce à la diffusion Raman [32, 107]. La transition du cœur dense vers la zone de mélange étant progressive, il n'y a donc pas une interface précisément définie.

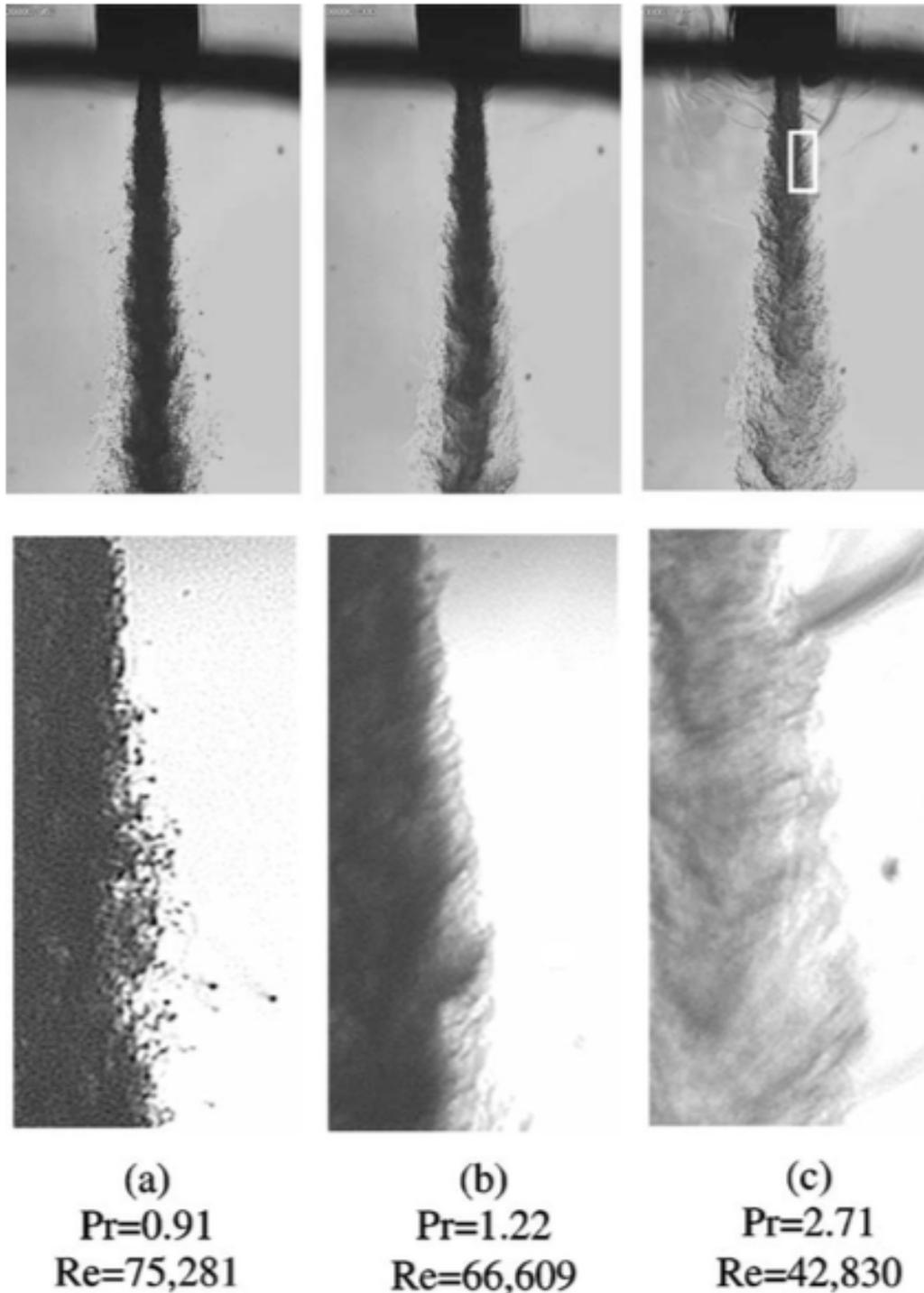


FIGURE I.11 – Zoom sur l'interface d'un jet de LN_2 à une température d'injection allant de 99 K à 120 K dans une atmosphère de GN_2 à 300 K [31]. Pour (a) $P_{ch} = 3.13$ MPa et $V_{inj} = 14.9$ m.s $^{-1}$, (b) $P_{ch} = 4.14$ MPa et $V_{inj} = 14.1$ m.s $^{-1}$ et (c) $P_{ch} = 9.19$ MPa et $V_{inj} = 11.7$ m.s $^{-1}$ [34].

2.2.2 Injection continue multicomposant

Les interactions entre les composants, i.e. les effets de mélange, ont été étudiées en injectant un fluide dans une atmosphère composée d'un fluide différent. Mayer et al. [105] ont étudié un jet d'azote dans de l'hélium et dans des mélanges d'oxygène et d'azote à différentes concentrations. Les conditions thermodynamiques de la chambre permettaient aux deux fluides d'être dans leurs états supercritiques. Il faut attendre d'avoir dépassé deux fois la pression critique pour observer le passage d'une interface fine vers un mécanisme de diffusion. Cette constatation est attribuée aux effets complexes des mélanges multicomposants. Les injections coaxiales de LN₂ assistées par un jet de GHe présentent une dynamique de jet supercritique à partir de $P_r > 0.7$. L'explication donnée est la réduction de la tension de surface qui apparaît plus tôt pour un mélange que pour un fluide pur. Sur la figure I.12, la tension de surface de l'oxygène pur mesurée sur la ligne de saturation est comparée avec celle du mélange binaire O₂-H₂ à différentes pressions. Avec l'augmentation de la pression, la tension de surface diminue et vient à disparaître à une température moins élevée que la température critique.

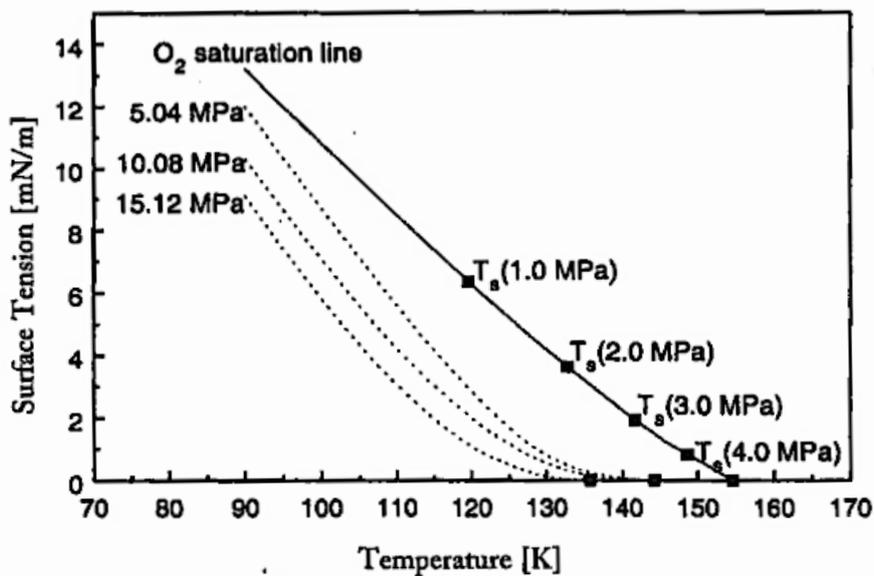


FIGURE I.12 – Tension de surface du mélange O₂/H₂ à différentes pressions en fonction de la température calculée avec la corrélation de Macleod-Sudgen (cf. chapitre V). En comparaison la tension de surface de O₂ mesurée expérimentalement sur la ligne d'évaporation est tracée. Graphique tiré de [106].

Segal et Roy [151, 152, 161], au sein du CPL, utilisent la PLIF pour étudier des injections de perfluoroketone (C₆F₁₂O) dans de l'azote dans une atmosphère sub- et supercritique. Ils observent une interface devenant plus diffuse même avant le point critique et ils l'associent également à la diminution de la tension de surface. Néanmoins, des gouttes se forment encore malgré une pression et une température supercritique pour le perfluoroketone. Les mêmes jets ont été étudiés par Muthukumaran et Vaidyanathan [113, 114] avec une différence sur le type d'injecteur qui n'est pas rond mais elliptique. De nombreuses études sur des jets elliptiques [1, 72] ont montré que leur comportement de changement d'axe, comme illustré sur la figure I.13, permet de remonter à la tension de surface.

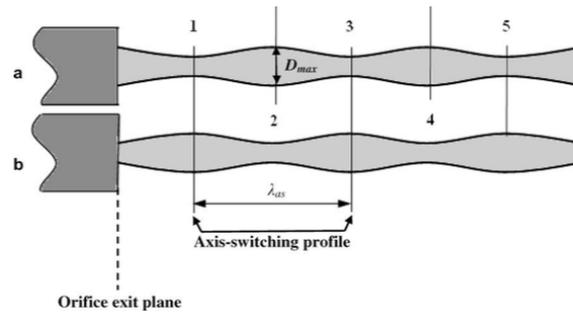


FIGURE I.13 – Mécanismes de changement d’axe (axis-switching) d’un jet elliptique, avec en (a), la vue perpendiculaire au grand axe, et en (b), celle perpendiculaire au petit axe de l’ellipse [1].

Muthukumaran et Vaidyanathan ont effectué des mesures de distance de changement d’axe, qui révèlent la présence de tension de surface proche et au-delà du point critique. L’allongement de cette distance avec l’augmentation de pression, observable sur la figure I.14, est synonyme de diminution de la tension de surface. Pour permettre une comparaison entre les mécanismes pour des fluides purs et pour des mélanges, des injections de fluorokétone dans sa propre vapeur (Fig. I.15) ont été réalisées et elles indiquent un comportement supercritique dès le passage de la pression critique. Au contraire, pour un jet de fluorokétone dans de l’azote, la transition vers un jet diffus ne débute pas instantanément à l’entrée du fluide dans un milieu où il est théoriquement supercritique (Fig. I.14). Cette constatation a été rapprochée du manque d’enthalpie du fluide ambiant, ne permettant pas de venir réchauffer la surface du liquide froid jusqu’à son point critique.

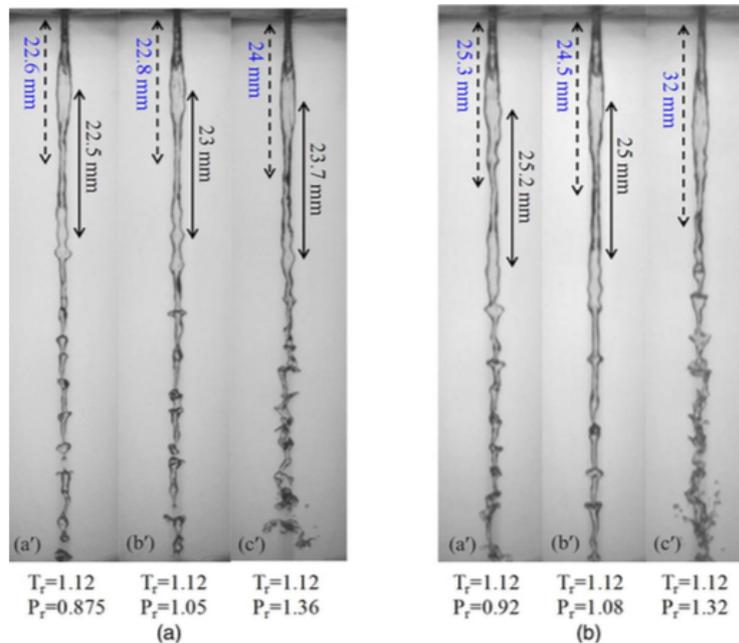


FIGURE I.14 – Injection de $C_6F_{12}O$ à $T_{inj} = 300$ K dans un environnement d’azote à $T_{ch} = 490$ K pour trois pressions (a’) 1.63 MPa, (b’) 1.95 MPa et (c’) 2.45 MPa à deux vitesses d’injection différentes $V_{inj} = 0.22$ m.s⁻¹ pour (a) à gauche et $V_{inj} = 0.5$ m.s⁻¹ à droite (b) [113].

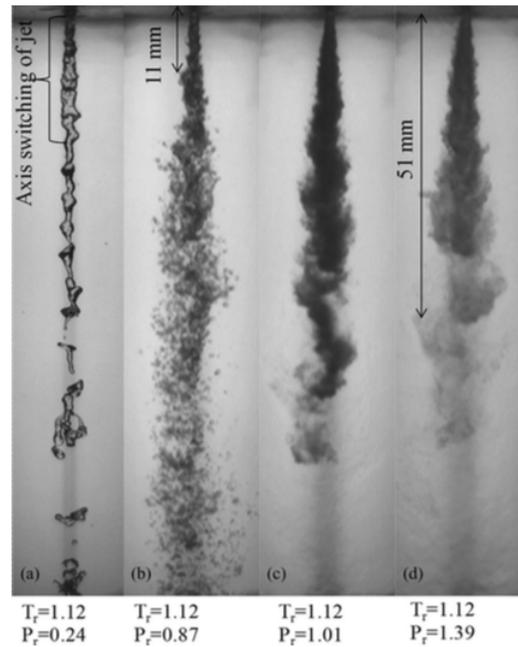


FIGURE I.15 – Injection de $C_6F_{12}O$ à $T_{inj} = 300$ K avec $V_{inj} = 0.22$ m.s $^{-1}$ dans un environnement de $C_6F_{12}O$ à $T_{ch} = 490$ K pour quatre pressions (a) 0.45 MPa, (b) 1.61 MPa, (c) 1,87 MPa et (d) 2.59 MPa [113].

La nouvelle topologie observée pour les jets transcritiques (type L-2 sur la figure I.9) a été rajoutée aux différentes classifications d'injection sous-critique par Mayer [106]. Celle-ci est décrite avec un cœur dense et des lâchers de paquets denses entourés d'une couche de mélange. Elle est représentée par le schéma n°5 de la figure I.16. Sur le graphique de Oh en fonction de Re , cette classification apparaît pour de très fortes valeurs de Oh . En effet lorsque la tension de surface tend vers 0, Oh tend vers l'infini.

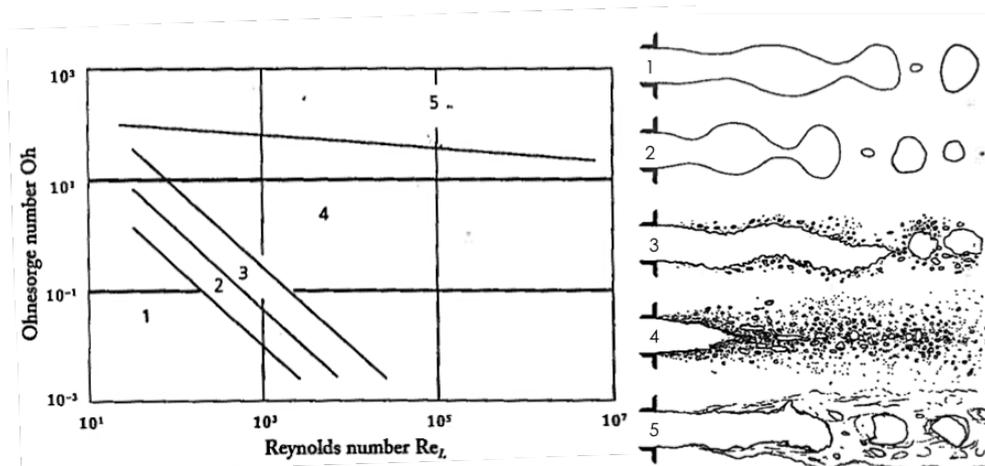


FIGURE I.16 – A gauche, les régimes d'atomisation classique 1 à 4 avec l'ajout du régime transcritique 5 dans un diagramme $Re-Oh$. A droite, la schématisation des régimes 1 à 5 [106].

2.2.3 Injections discontinues supercritiques et transcritiques

Au regard des conditions extrêmes de pression et de température dans les moteurs Diesel, de plus en plus d'études sont réalisées sur le sujet. Dans le cadre du projet ECN [132], Manin et al. et plus récemment Falgout et al. à Chalmers University en Suède se sont penchés sur le comportement d'injections de n-dodecane dans de l'azote, dans la région proche de l'injecteur. Manin et al. [101] ont confirmé les observations effectuées sur les jets continus, en observant un jet supercritique transitionnel, ou jet transcritique, où le cœur dense est un liquide condensé et la surface supercritique. Avec l'amélioration de la résolution spatiale du système optique [36], les phénomènes présents dans ce jet dense deviennent plus facile à mettre en évidence. En plus du n-dodecane, d'autres hydrocarbures ont été testés pour généraliser les conclusions. Grâce aux observations de gouttes effectuées en fin d'injections, ils ont établis des régimes en fonction des pressions et températures réduites. La figure I.17 représente schématiquement le comportement d'une goutte. En régime subcritique et jusqu'à $T_r\sqrt{P_r} = 3.3$, une goutte de forme circulaire va progressivement s'évaporer et diminuer son diamètre en conservant sa rondeur. Ensuite, pour $3.3 < T_r\sqrt{P_r} < 3.7$, c'est un régime de transition : la goutte de forme plus aplatie va osciller mais garder son interface en s'évaporant. Enfin pour $T_r\sqrt{P_r} \geq 3.7$, l'interface de la goutte va devenir diffuse et celle-ci va progressivement s'évanouir dans le fluide ambiant.

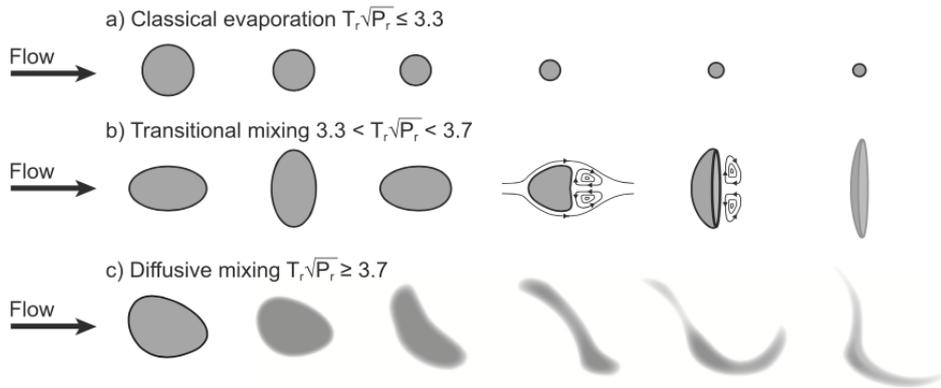


FIGURE I.17 – Régime de gouttes en fonction de la pression et de la température réduite [36].

Cette théorie va dans le sens de la non-immédiateté de la transition, émis par Muthukumar [114]. Ce constat est également observé lors des injections de propane réalisées par Pourgadesh [134], même si l'imagerie utilisée (Fig. I.18) ne permet pas de visualiser l'interface des gouttes avec précision. De plus, pour un fluide injecté supercritique, aucune goutte n'apparaît sur la figure I.18, et seules des structures de la couche de mélange sont observées. Les mêmes observations ont été faites sur des injections supercritiques réalisées à l'ITRL [6].

A ces observations, Falgout et al. [53] ajoutent que le caractère subcritique est présent plus longtemps pour les carbones lourds comme le $n\text{-C}_{12}\text{H}_{26}$ et le $n\text{-C}_{16}\text{H}_{34}$ que pour des carbones plus légers, comme le $n\text{-C}_7\text{H}_{16}$. Pour une même température d'injection, sachant que la température critique augmente avec le nombre de carbone (Fig. II.5), l'énergie nécessaire au passage à l'état supercritique est donc plus importante pour des carbones lourds.

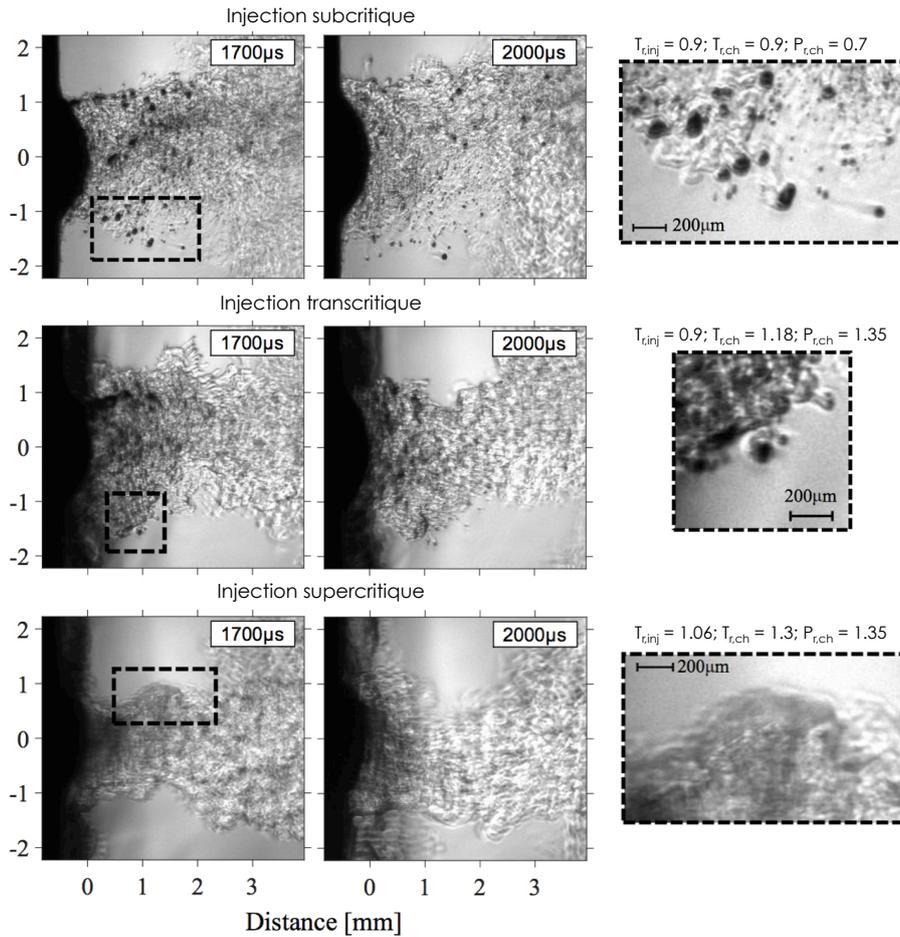


FIGURE I.18 – Zoom sur la fin d’une injection discontinue de propane dans des conditions sub-, trans- et supercritiques [134].

Le comportement de l’injection de fluide multicomposant n’est cependant pas encore clairement établi. D’une part, Falgout et al. [54] observent, avec l’imagerie balistique, que même aux conditions les plus extrêmes, la forme des jets Diesel reste identique en apparence aux formes de jets Diesel classiques. Et d’autre part, Wensing et al. [190] observent, avec l’ombroscopie, des jets de Diesel GtL synthétique qui évoluent d’un jet classique sub-critique vers un jet diffus supercritique dans un environnement révélateur de conditions réelles d’un moteur, e.g. à 8 MPa et 773 K.

Un scénario de transition entre les jets classiques liquides et les jets diffus est proposé par Dahms et Oefelein [41]. Ce scénario repose sur le nombre de Knudsen, Kn . Ce dernier est défini au niveau de l’interface d’un jet tel que :

$$Kn = \frac{\text{libre parcours moyen}}{\text{épaisseur de l'interface}} = \frac{\ell}{Ep_I} \quad (\text{I.11})$$

Lorsque $Kn < 0.1$ le milieu est dans un régime continu. À l’inverse, lorsque $Kn \geq 0.1$, il existe dans le milieu des discontinuités au niveau moléculaire.

La figure I.19 représente les épaisseurs d'interface calculées grâce à la théorie du gradient linéaire [25] pour des injections de n-dodécane dans de l'azote aux conditions thermodynamiques subcritiques (a) et supercritiques (b). Dans les conditions subcritiques ($T_{ch} = 428$ K et $P_{ch} = 3$ MPa), l'interface a une faible épaisseur d'environ 0.6 nm et le libre parcours moyen des molécules est de 0.9 nm. Ce qui donne $Kn = 1.5 > 0.1$. L'interface présente en effet une discontinuité avec un saut des propriétés thermodynamiques en passant du liquide au gaz. En considérant une pression de 6 MPa et une température de 545 K, $\ell = 0.14$ nm et $E_{pI} \approx 2.6$ nm ce qui donne $Kn \approx 0.05 < 0.1$, signifiant la présence d'un régime continu, i.e. des conditions supercritiques.

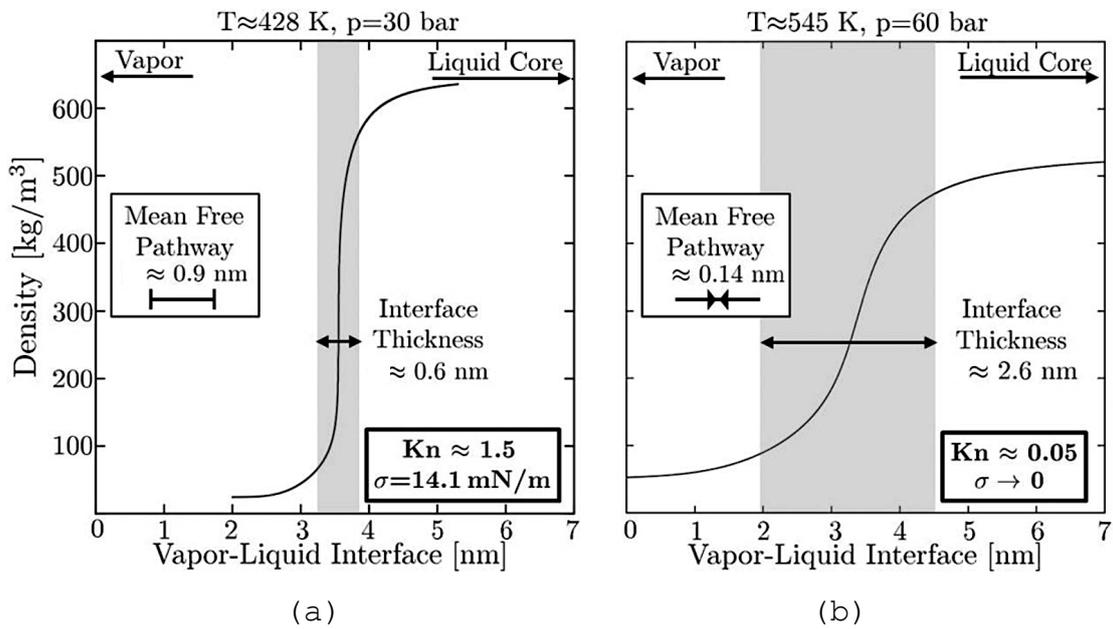


FIGURE I.19 – Profils de densité avec l'épaisseur de l'interface pour un mélange n-dodécane/azote dans des conditions $T_{ch} = 428$ K et $P_{ch} = 3$ MPa pour (a) et $T_{ch} = 545$ K et $P_{ch} = 6$ MPa pour (b) [41].

Dahms et Ofelein [41] sont venus tracer les valeurs de Knudsen en fonction de la pression et de la température pour le mélange n-dodécane/azote, Fig. I.20. Ils ont défini la zone pour laquelle $Kn > 0.1$ comme le lieu des régimes classiques d'atomisation, i.e. avec des interfaces de jets minces. La zone où $Kn < 0.1$ est le lieu des régimes de mélanges dominés par la diffusion. Ces jets ont des interfaces diffuses. Cette zone apparaît au dessus du point critique du fluide injecté mais également à des températures inférieures à la température critique pour des pressions supérieures à $4 P_c$. Ce scénario apporte donc une explication supplémentaire à la présence de liquide au delà du point critique du fluide injecté et également le comportement diffus des jets à hautes pressions mais pour $T < T_c$.

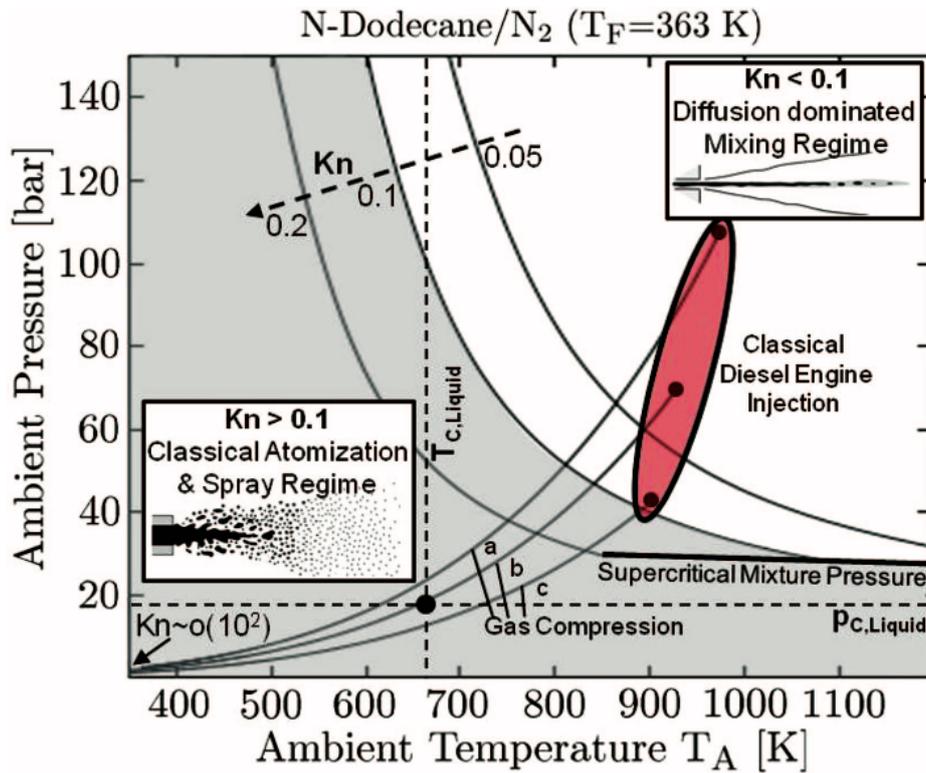


FIGURE I.20 – Diagramme des régimes en fonction du nombre de Knudsen, Kn , pour du n-dodécane injecté à 363 K dans de l'azote à pression et température variables [41].

2.3 Synthèse des techniques de mesures utilisées pour l'injection HP

Obtenir des informations sur l'injection dans des conditions de très hautes pressions est un réel défi. Le développement des techniques de mesures non-intrusives de ces dernières décennies a permis une meilleure connaissance générale des écoulements réactifs et non-réactifs. Néanmoins les forts gradients d'indices de réfraction optique, dus aux importants gradients de densité présents à haute pression [107], sont un obstacle pour recueillir des informations quantitatives. Ce paragraphe ne se veut pas explicatif des différentes techniques de mesures utilisées mais il met en avant les résultats obtenus grâce à elles [95].

Des techniques de mesures en transmission, telle que l'ombroscopie, le schlieren ou l'illumination par fond diffus (DBI) [35, 101, 108] sont principalement utilisées. Elles permettent d'avoir une idée de la forme de l'injection, de discerner l'interface et d'observer la couche de mélange résultante. De ces techniques de mesures, il est possible d'obtenir des informations géométriques tels que la longueur ou l'angle de pénétration, la taille des perturbations ou celles des gouttes. Elles permettent également de détecter la présence de gouttes, même si dans le cas d'interfaces diffuses cela devient plus compliqué de discerner la partie liquide de la partie supercritique. Ces diagnostics sont limités par les performances de la caméra en terme de résolution spatiale et temporelle. Il n'est pas possible de remonter à une information quantitative concernant la densité du jet ni sa température.

La diffusion de Mie, utilisée à l'ITLR par Lamanna et al. [6, 78], permet la détection de la présence de liquide. Ce qui est un bon complément à l'imagerie en transmission. Sur la figure I.21, une injection de n-dodecane à 20 MPa a été réalisée dans une atmosphère d'argon à 958 K selon différentes températures d'injection et différentes pressions de chambre. Sur la figure I.21, (a) correspond à une injection de type L-3 et (b) à une injection de type L-2. La diffusion de Mie permet de détecter le cœur liquide, en blanc sur les images, de ces deux jets. Par contre, le cœur dense des injections (c) et (d), qui sont de type S-2 et S-1, n'est pas composé de liquide.

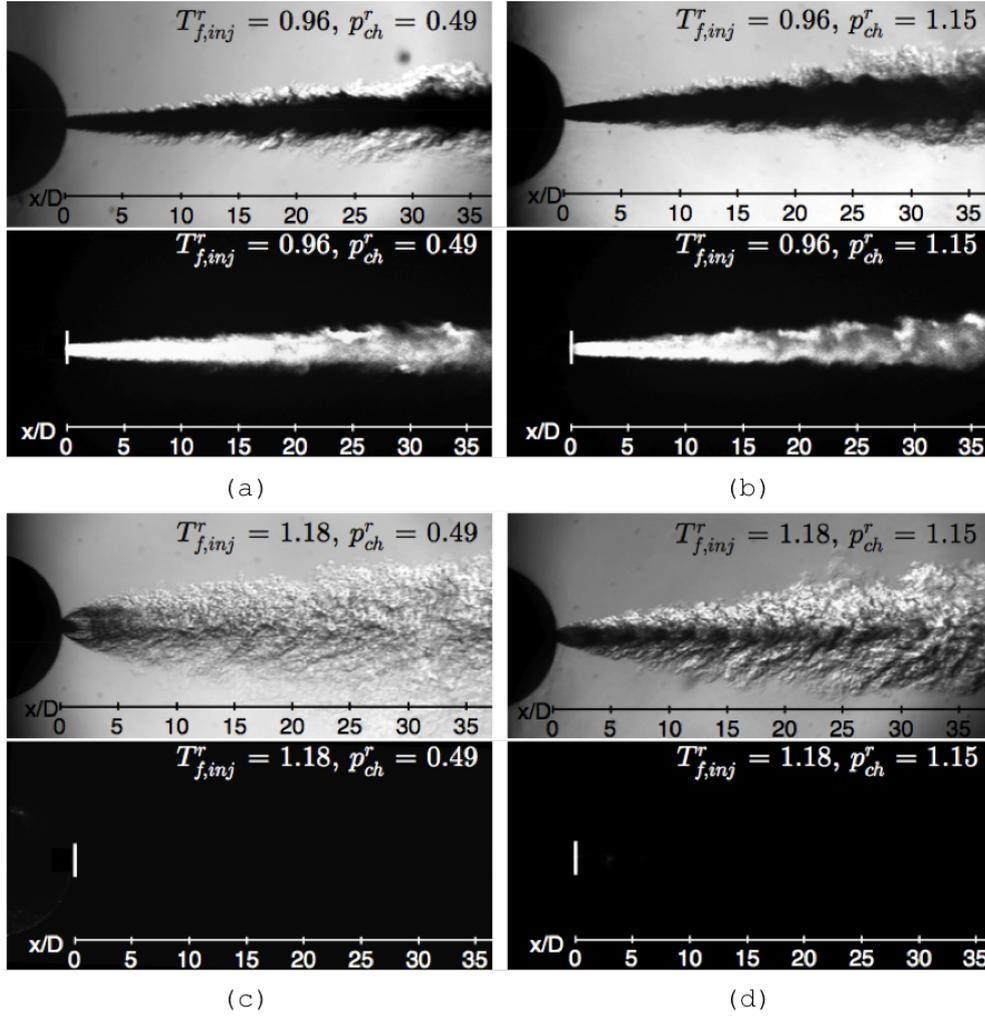


FIGURE I.21 – Quatre injections de n-dodecane à 20 MPa dans de l'argon à 958 K réalisées dans le tube à choc de l'ITLR et observées simultanément en ombroscopie (image du haut) et avec la diffusion de Mie (image du bas) [6]. Pour (a) et (b) $T_{inj} = 485$ K et pour (c) et (d) $T_{inj} = 600$ K. $T_{f,inj}^r$ correspond à la température réduite du fluide injecté, égale à $T_{inj}/T_{c,inj}$. Pour (a) et (c) $P_{ch} = 1.5$ MPa et pour (b) et (d) $P_{ch} = 3.5$ MPa. p_{ch}^r correspond à la pression réduite de la chambre, égale à $P_{ch}/P_{c,inj}$. Avec $T_{c,inj} = 507.82$ K et $P_{c,inj} = 3.034$ MPa.

L'utilisation de la PLIF (Planar laser induced fluorescence, en français fluorescence induite par nappe laser) par Segal et al. [45, 151, 152, 161] leur a permis d'identifier la couche de mélange et la structure du cœur dense. La technique PLIF, avec les corrélations nécessaires [151], a rendu possible l'obtention de champs de densité de jets de $C_6F_{12}O$ dans du N_2 , Fig. I.22. La mesure d'une forte densité au centre du jet (a), qui est une injection liquide classique, confirme que le cœur dense est liquide. En comparaison la densité du cœur, en rouge, de l'injection (b), qui est transcritique de type L-2, est bien inférieure à celle de (a). Le cœur du jet est supercritique. Enfin pour l'injection (c), la densité est similaire à (b) mais le cœur dense est moins étendu.

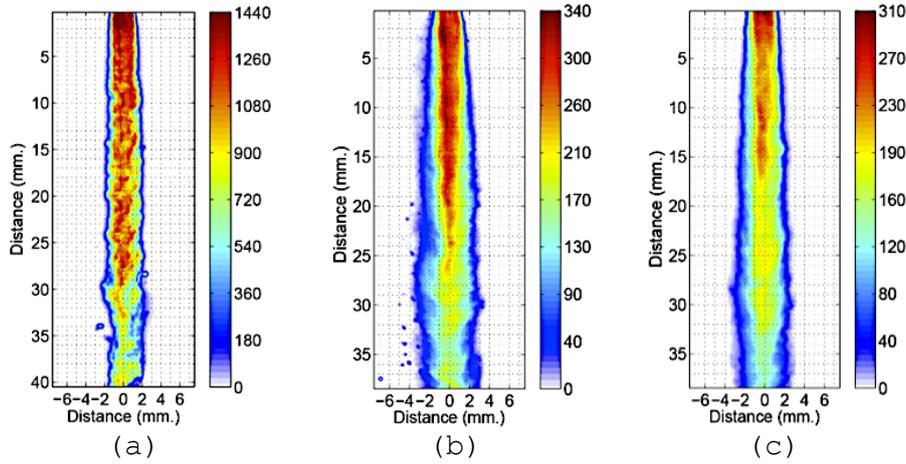


FIGURE I.22 – Trois injections de $C_6F_{12}O$ dans du N_2 étudiées par la PLIF [45]. (a) $T_{r,inj} = 0.66$, $T_{r,ch} = 0.77$ $P_{r,ch} = 0.79$. (b) $T_{r,inj} = 0.72$, $T_{r,ch} = 1.21$ $P_{r,ch} = 1.86$. (c) $T_{r,inj} = 1.09$, $T_{r,ch} = 1.18$ $P_{r,ch} = 1.47$. Pressions et températures réduites au regard des valeurs critiques du $C_6F_{12}O$: $T_c = 441$ K $P_c = 1.87$ MPa.

La diffusion Raman a également été beaucoup utilisée [32, 107, 121]. Elle a servi pour établir des champs de densité. Mais comme l'indique Oswald [123], il existe une dégradation des mesures dans certaines parties du flux en diffusion Raman. Des déviations du signal ont également été observées par Cessou et al. [27] sur une injection cryotechnique d'oxygène liquide (LO_x) dans un environnement de H_2 à 6 MPa, réalisée sur le banc MAS-COTTE de l'ONERA [62]. La figure I.23 illustre le phénomène, le jet est illuminé par un laser sur la zone de 0 à 50 et le signal en diffusion Raman est bien récupéré dans cette zone là.

La partie où le signal récupéré est le plus important, en rouge et jaune sur l'image, correspond au cœur dense du jet. Un signal faible ou inexistant est représenté par la couleur bleu. Néanmoins il est possible d'observer une tache verte dans la zone 50-65 qui n'est pas illuminée par le laser. Il ne devrait donc théoriquement pas y avoir de signal. Cette déviation a été attribuée aux forts gradients d'indice de réfraction dus aux hautes pressions.

A l'heure actuelle aucune équation n'a été établie pour évaluer et quantifier les déviations des rayons lumineux, il est donc difficile d'obtenir des informations quantitatives avec de faibles pourcentages d'erreur pour les hautes pressions. Tous les diagnostics sensibles aux gradients d'indice de réfraction, comme la diffusion Raman, la diffusion de Mie, la PLIF, ... ou encore l'ombroscopie en sont impactés. Il est important de trouver une alternative aux diagnostics lasers.

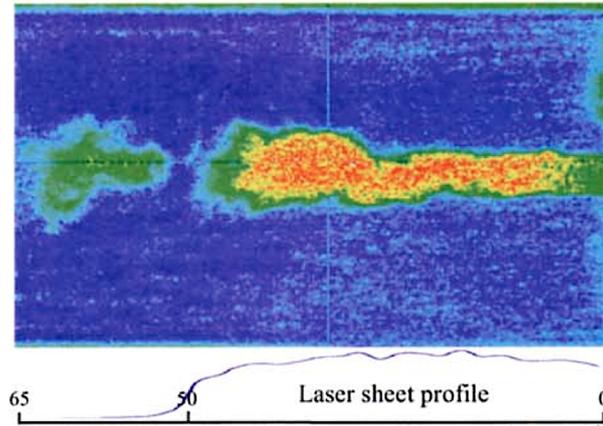


FIGURE I.23 – Image d’un champ instantané de diffusion Raman d’un jet LO_x avec le profil de la nappe laser correspondant [27].

Les diagnostics par rayons X semblent une alternative prometteuse. Les premiers essais datent de 1995 [18]. Dans une chambre mise en pression et en température par une combustion préalable d’un mélange stoechiométrique d’air, d’hydrogène et d’argon, est injecté du CH_3I . Les images de radiographie, à gauche sur la figure I.24, présentent une résolution de 20 px.mm^{-1} et une dynamique de 100 niveaux de gris. Chaque radiographie est associée à une photographie, à droite, prise simultanément. Le temps d’expérience est à peine de l’ordre de la seconde, ce qui permet la tenue en pression des hublots en Lexan[®], dont les conditions maximales d’utilisation sont 1.82 MPa et 405 K. Les récents progrès des sources portatives permettent d’envisager des études plus résolues avec une meilleure dynamique d’image. Grâce à ses progrès il a été possible de capturer des injections Diesel de $150 \mu\text{m}$ [149].

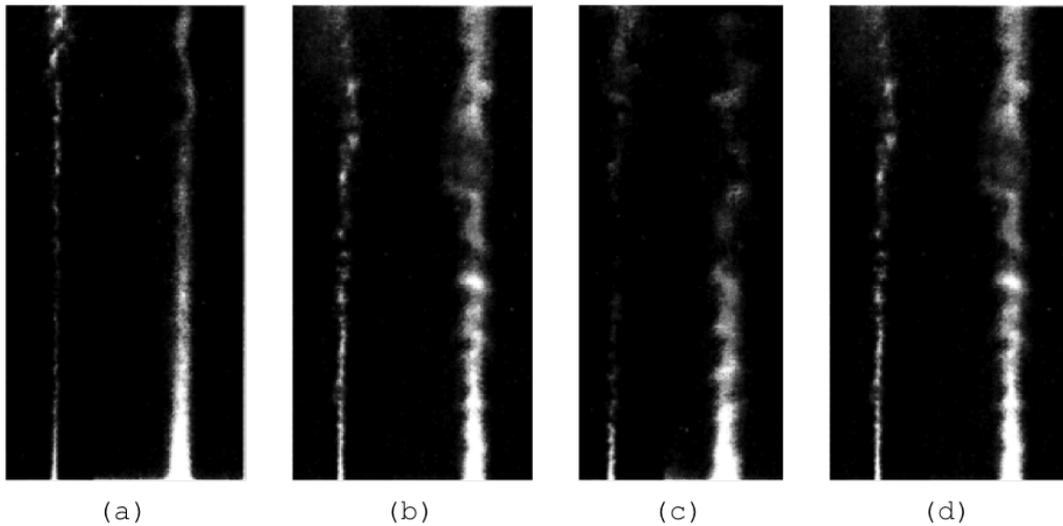


FIGURE I.24 – Radiographie (à gauche) et photographie (à droite) d’injection, du bas vers le haut, de CH_3I dans une atmosphère remplie de gaz brûlé [18]. (a) $V_{inj} = 74 \text{ m.s}^{-1}$, $T_{ch} = 293 \text{ K}$, $P_{ch} = 1.38 \text{ MPa}$. (b) $V_{inj} = 86 \text{ m.s}^{-1}$, $T_{ch} = 1581 \text{ K}$, $P_{ch} = 6.48 \text{ MPa}$. (c) $V_{inj} = 86 \text{ m.s}^{-1}$, $T_{ch} = 2225 \text{ K}$, $P_{ch} = 8.97 \text{ MPa}$. (d) $V_{inj} = 88 \text{ m.s}^{-1}$, $T_{ch} = 2.028 \text{ K}$, $P_{ch} = 10.28 \text{ MPa}$.

A la suite des résultats obtenus sur des injections discontinues, des essais d'injections continues d'azote à haute pression et à température ambiante ont pu être réalisés avec succès sur le banc du DLR avec des hublots en Kapton[®] ou en Myllar[®] [109, 110]. Sur la figure I.25, il est possible d'observer que plus la pression de chambre augmente, moins le jet est visible. La même constatation est faite lorsque la température du jet est accrue. L'élévation de pression, rend plus dense le milieu ambiant et l'élévation de température du jet diminue la densité du liquide injecté. Par ces deux actions, le ratio de densité entre le jet et le fluide ambiant diminue, minimisant le contraste résultant sur les radiographies.

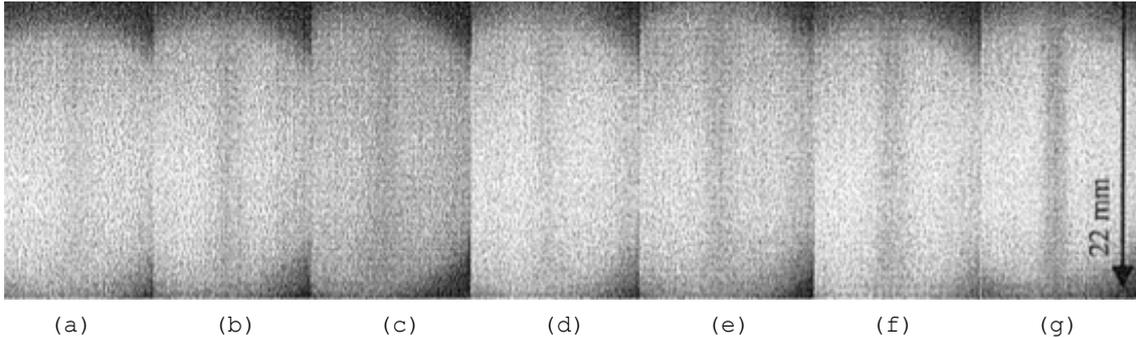


FIGURE I.25 – Radiographies d'injections de N_2 liquide dans du N_2 à 293 K [109]. $P_{ch} = 6$ MPa pour (a), (b) et (c), $P_{ch} = 4$ MPa pour (d), (e) et (f), $P_{ch} = 1$ MPa pour (g). $T_{inj} = 130$ K pour (a) et (d), $T_{inj} = 120$ K pour (b) et (e), $T_{inj} = 120$ K pour (c), (f) et (g).

Des essais ont également été effectués au synchrotron d'Argonne [71, 93] mais la technologie utilisée pour les hublots ne permet pas actuellement de supporter les très fortes températures présentes dans les conditions de fonctionnement réelles d'un moteur.

Pour utiliser la radiographie sur des jets supercritiques, il est donc nécessaire d'avoir un ratio de densité assez important entre le jet et son environnement pour conserver la dynamique de l'image et ainsi obtenir des champs de densité de jets bien résolus. D'un autre côté, il faut encore trouver des matériaux qui soient capables de tenir en pression et en température tout en possédant une faible masse volumique pour ne pas atténuer les rayons X.

2.4 Simulations numériques de bancs expérimentaux

Parallèlement aux investigations expérimentales, des simulations numériques ont été réalisées dans le but d'analyser et d'étudier les phénomènes propres au régime supercritique. Ces études sont relativement récentes et leur nombre reste limité car les données expérimentales permettant de guider les modèles sont elles aussi limitées. Les cas-tests non réactifs d'injection d'azote liquide dans une atmosphère d'azote à haute pression [21, 31], ont souvent été reproduits par différentes équipes [130, 146, 158, 179, 197] par simulation aux grandes échelles (LES). Dans la majorité des cas, les modèles de sous-maille sont ceux développés pour des conditions de basses pressions [158, 197]. Les résultats des calculs, que ce soit d'un point de vue qualitatif ou quantitatif, sont néanmoins en bon accord avec les résultats expérimentaux. La figure I.26 compare ainsi les visualisations expérimentales de jets supercritiques de Mayer et al. [107] et celles obtenues par Schmitt et al. [158].

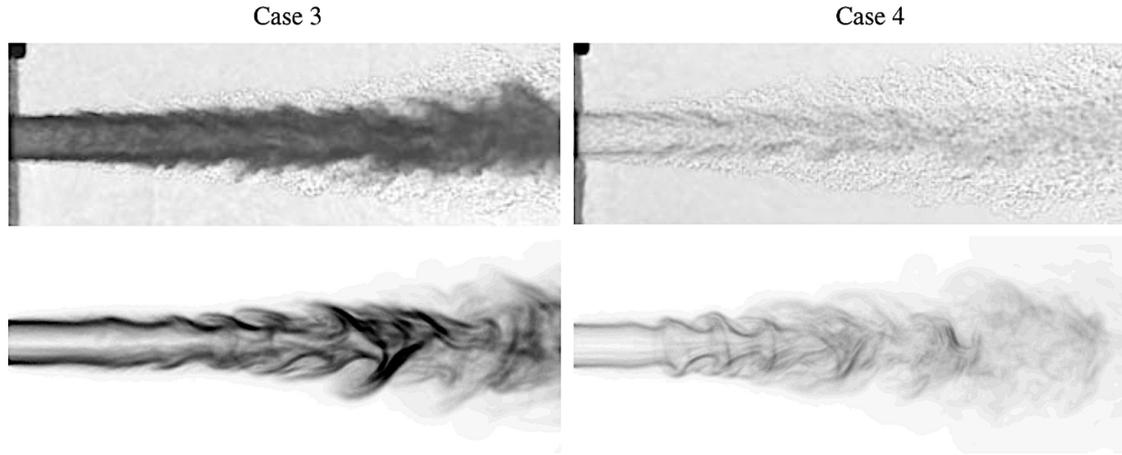


FIGURE I.26 – Ombroscopies des cas-tests 3 et 4 de Mayer et al. [107] comparées aux ombroscopies reconstruites numériquement à partir des simulations LES de Schmitt et al. [159] sur une distance de 12 diamètres.

Des simulations RANS (“Reynolds Average Navier-Stokes”) ont également été effectuées [37, 38, 74, 127] et fournissent des résultats acceptables. Park [127] a réalisé des simulations RANS et LES de jets supercritiques et a comparé les résultats obtenus. Il ressort de cette étude que les calculs LES permettent une meilleure prédiction de l’ouverture des jets supercritiques.

Des travaux de thèse précédemment réalisés au CORIA par Xavier Petit [129] ont révélés que les informations fournies sur la densité du jet n’étaient pas assez précises surtout dans la zone proche de l’injecteur. Sur la figure I.27, représentant les cas-tests 3 et 4 du jet de Mayer et al. [107], les valeurs expérimentales de la densité du jet, en proche injection, sont assez dispersées. Par exemple dans la figure I.27, le point théorique d’injection est sensé être bien représenté par l’équation de type Peng-Robinson (PR), mais une meilleure description des points expérimentaux est donnée par l’équation d’état de type Soave-Redlich-Kwong (SRK).

Schmitt et al. [157] ont révélé avoir des difficultés pour comparer des champs obtenus en imagerie par transmission de l’AFRL [33] avec leurs simulations. D’autres études comparatives entre expériences et simulations peuvent être évoquées comme celles de Dahms et Oefelein [40, 117] reproduisant les expériences de Sandia, celle de Qiu et al. [139] reprenant celle du CPL ou encore celle de Hickey et al. [63, 64] s’intéressant aux cas réactifs et non-réactifs du CCL. Pour une liste plus exhaustive des simulations numériques à hautes pressions, le lecteur peut se référer aux travaux suivants [8, 16, 129, 145] qui répertorient également les nombreuses études réactives [180, 193] ...

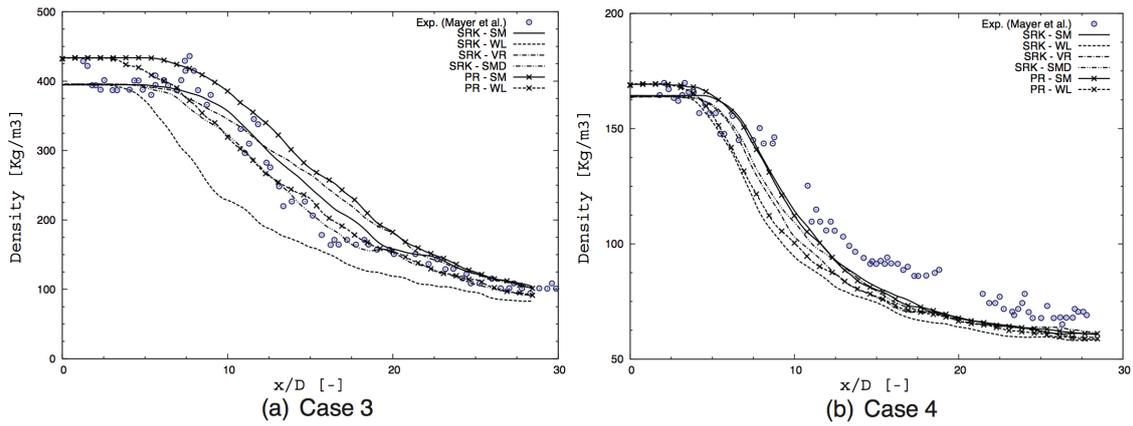


FIGURE I.27 – Comparaisons des données expérimentales des cas 3 et 4 de Mayer et al. [107] avec des données numériques issues de simulations LES de Petit et al. [130]. Les courbes représentent la masse volumique sur l'axe du jet. x est la position sur l'axe et D le diamètre du jet. SRK vaut pour l'équation d'état Soave Redlich Kwong et PR pour celle de Peng Robinson. Les modèles de turbulence sont SM pour Smagorinsky, SMD pour Smagorinsky dynamique, WL pour WALE et VR pour celui de Vreman [129].

3 Conclusion

Toutes ces expériences démontrent un changement radical de comportement entre une injection basse pression classique et une injection trans- ou supercritique. La présence de plusieurs composants, celle de chocs, de combustion ou d'interactions acoustiques complexifient d'autant plus l'étude de l'injection qui est déjà en soit multiphysique et multi-échelle. Les distorsions optiques dues à des variations de densité, très présentes dans les chambres hautes pressions ont limité les analyses et les apports d'informations quantitatives. Il est donc nécessaire de continuer les études expérimentales sur le sujet en apportant des informations complémentaires et quantitatives à celles déjà existantes. L'utilisation de différents diagnostics sur la même injection est essentielle pour parvenir à comprendre tous les phénomènes mis en jeu.

Chapitre II

Dispositif expérimental

L'état de l'art établi au chapitre précédent, conclu sur un manque d'informations quantitatives venant des rares bancs d'essais HP existants dans le monde. C'est pour y pallier et compléter les données expérimentales sur l'injection dans des conditions de hautes pressions, et plus particulièrement dans des conditions supercritiques, que le banc d'essai REFINE a été mis en place au laboratoire CORIA. Son élaboration a débuté en février 2014 pour être opérationnel au printemps 2016. Ce banc s'articule autour d'une enceinte HP d'un volume de 3 L permettant d'atteindre des pressions de 10 MPa et supportant des températures de 573 K. Les diagnostics utilisés sur ce banc (imagerie en transmission et radiographie par rayons X) sont présentés au chapitre III. La radiographie par rayons X est évoquée au cours de ce chapitre car le banc a notamment été construit en fonction des contraintes induites par ce diagnostic.

1	Banc d'essai REFINE	40
1.1	Circuit d'injection	42
1.1.1	Fluides injectés	42
1.1.2	Pompe d'injection	43
1.1.3	Injecteur	44
1.2	Circuits des fluides ambiants	47
1.2.1	Circuit d'azote	47
1.2.2	Circuit d'hélium	48
1.3	Système de chauffage et contrôle de la température	48
1.3.1	Thermocouples	49
1.3.2	Réchauffeur	49
1.3.3	Chauffage solide	51
1.3.4	Mode opératoire	51
1.3.5	Influence de la montée en température sur l'injection	52
1.4	Pilotage de l'expérience	53
2	Points de fonctionnement réalisés	55
3	Conclusion	56

1 Banc d'essai REFINE

L'enceinte HP (Fig. II.1), sur laquelle s'est articulé le banc d'essai, permet théoriquement d'atteindre des pressions de 10 MPa et des températures de 573 K selon les études menées en 1995 et 1996 [80, 81]. Cette enceinte initialement classifiée comme un moyen d'essai d'une capacité de 5 L a en fait un volume utile interne de 3 L uniquement, par suite des différents aménagements réalisés dans sa version "REFINE".

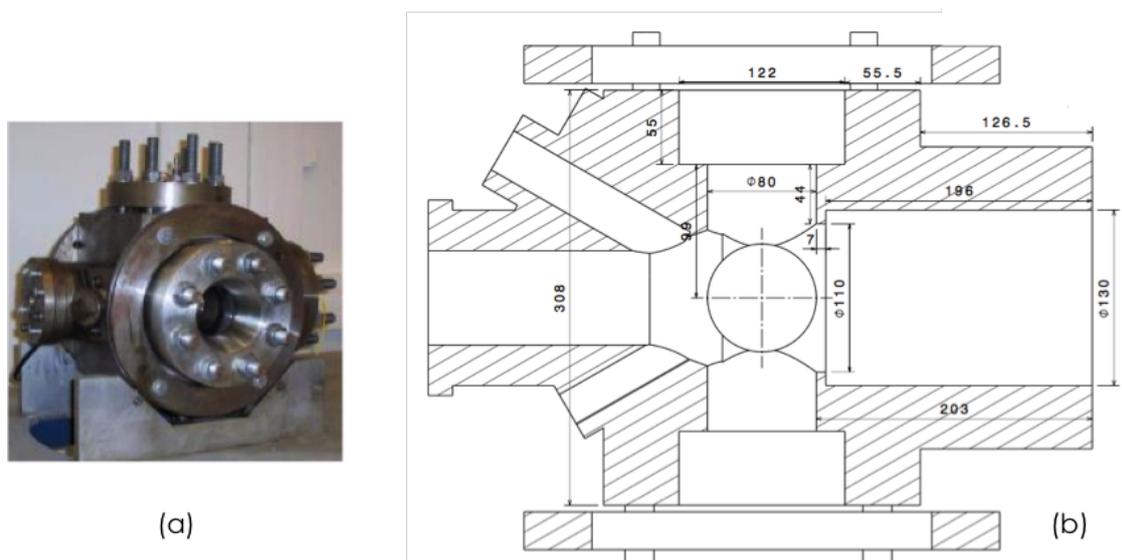


FIGURE II.1 – Banc REFINE. A gauche : photo de l'enceinte HP avant modification. A droite : vue en coupe de l'enceinte HP.

L'enceinte dans sa version "REFINE" est présentée sur la figure II.2. Elle dispose de quatre accès optiques latéraux permettant deux diagnostics optiques simultanés suivant des directions perpendiculaires. Des hublots en silice de 70 mm d'épaisseur, maintenus par des brides avec un serrage de 110 N.m^{-1} sur chacun des 8 écrous, sont utilisés pour ces accès optiques. L'étanchéité est réalisée avec des joints plats en supranite[®] PG XS qui supportent 8.5 MPa et 633 K. Leur structure à déformation contrôlée protège les hublots lors du serrage et permet leur réutilisation. L'enceinte dispose d'une ouverture de 130 mm de diamètre qui a été positionnée verticalement pour accueillir le système d'injection dans la partie supérieure de l'enceinte. Le fluide de pressurisation est injecté dans l'enceinte par un piquage placé dans cette partie. La soupape de sécurité, tarée à 10 MPa, est aussi connectée à ce piquage. Les trois orifices qui se retrouvent en partie basse (cf. Fig. II.2) de l'enceinte sont dédiés à l'évacuation des fluides et aux mesures de pression P_{ch} et de température T_{ch} dans l'enceinte.

Le banc REFINE est basé sur l'utilisation de couples de fluides correspondant à un fluide injecté dans un second fluide pressurant l'enceinte. Le second fluide est sous sa forme vapeur ou supercritique, et sera désormais dénommé fluide ambiant. Le fluide injecté quant à lui peut être sous forme liquide, vapeur ou supercritique suivant les conditions d'injection. Les différentes lignes fluides sont représentées sur le schéma de principe du banc d'essai, figure II.3. La ligne supérieure est la ligne du circuit d'injection, les deux suivantes représentent les circuits pour le fluide ambiant qui est soit de l'azote (ligne intermédiaire) ou de l'hélium (ligne inférieure). Ces deux circuits se rejoignent avant d'arriver dans l'enceinte.

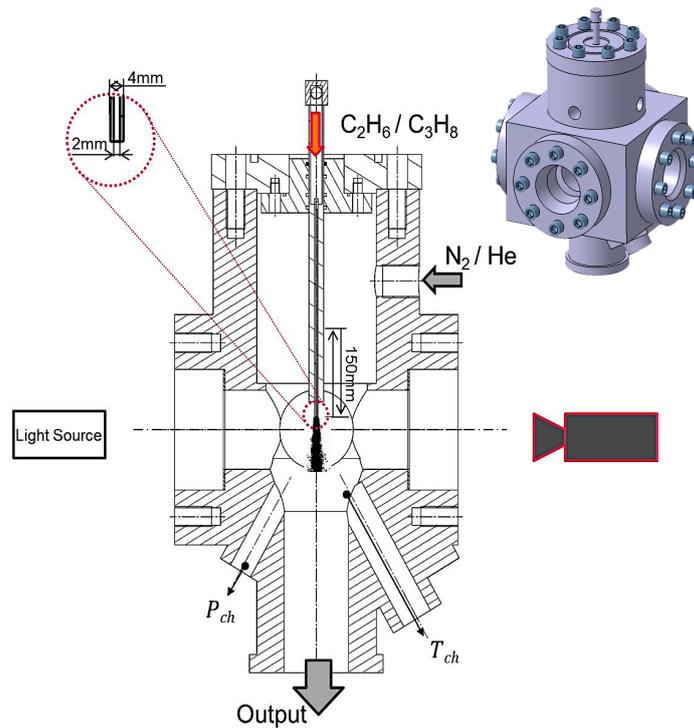


FIGURE II.2 – Plan de l'enceinte HP adaptée pour le projet REFINE. Les hublots et les brides ne sont pas représentés. Les arrivées fluides ainsi que les emplacements des sondes de température, T_{ch} , et de pression, P_{ch} , sont indiqués. En haut à droite : visualisation 3D du modèle CATIATM, avec les brides des hublots.

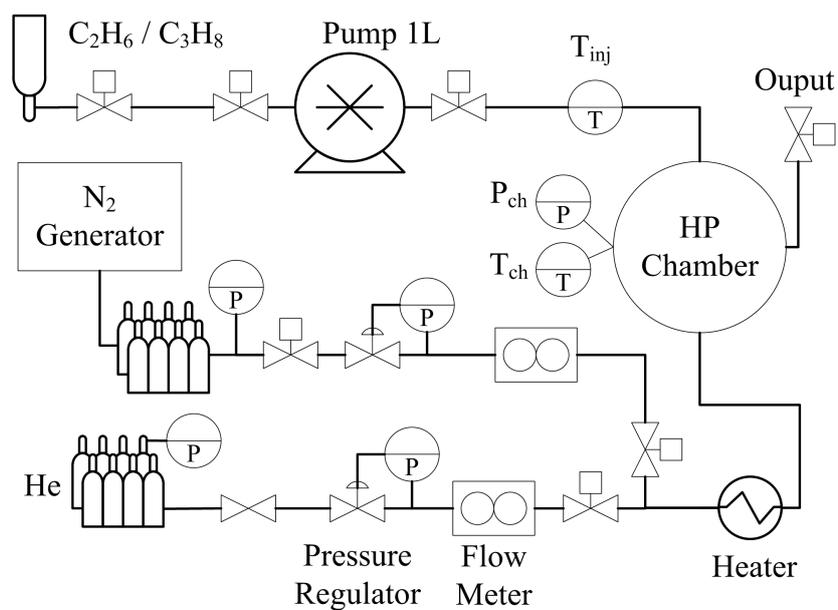


FIGURE II.3 – Schéma de principe de circuits fluides comprenant les différents instruments, vannes et sondes qui constituent le banc d'essai.

1.1 Circuit d'injection

Le circuit d'injection, présenté sur la figure II.4, comprend une bouteille du fluide injecté (A), une pompe (B) et un injecteur avec son système de déplacement (F). Le choix des fluides injectés est abordé ci-après.

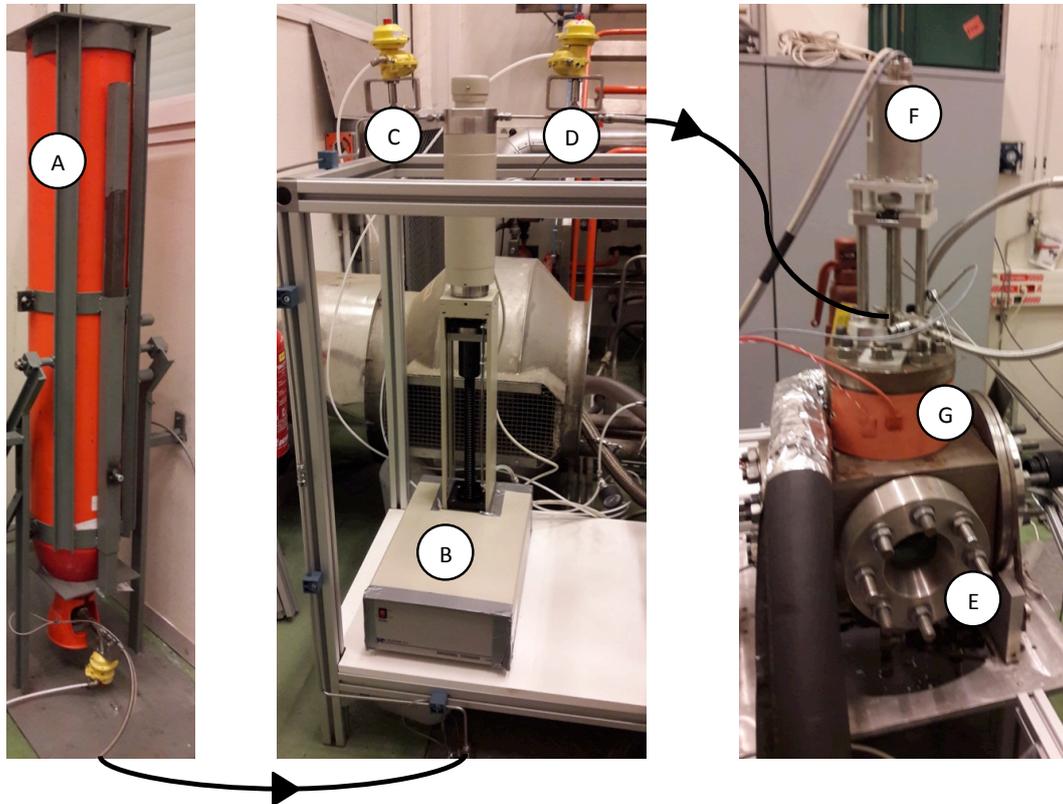


FIGURE II.4 – Photos des différents éléments du circuit d'injection. A gauche, la bouteille de fluide injecté (A), positionnée sur un système de retournement ; au centre la pompe (B) avec les deux vannes d'arrivée (C) et de sortie (D) ; à droite l'enceinte (E) surmontée du dispositif de déplacement de l'injecteur (F) et équipée d'une résistance chauffante en silicone.

1.1.1 Fluides injectés

Le choix des fluides injectés est notamment gouverné par l'utilisation de la radiographie ainsi que par les performances de l'enceinte. Il est nécessaire de choisir un fluide injecté avec une densité importante dans le but d'obtenir un contraste suffisant entre le jet et le fluide ambiant pour la radiographie. Le choix s'est donc porté sur un alcane. Les points critiques des alcanes sont présentés dans le graphique de la figure II.5. La gamme de températures atteignables dans l'enceinte REFINE est indiquée par une zone en violet sur ce graphique. Parmi ces alcanes, certains ont été écartés car leurs températures critiques étaient trop basses ou trop élevées. Le méthane qui possède un point critique assez bas n'a pas été retenu car il nécessiterait la mise en œuvre d'une installation cryotechnique. Les points critiques du C_2H_6 jusqu'au C_8H_{18} sont compris dans les points de fonctionnement de l'enceinte mais pour limiter les problèmes dus aux températures trop élevées, les fluides avec des points critiques supérieurs à 443 K ont aussi été écartés.

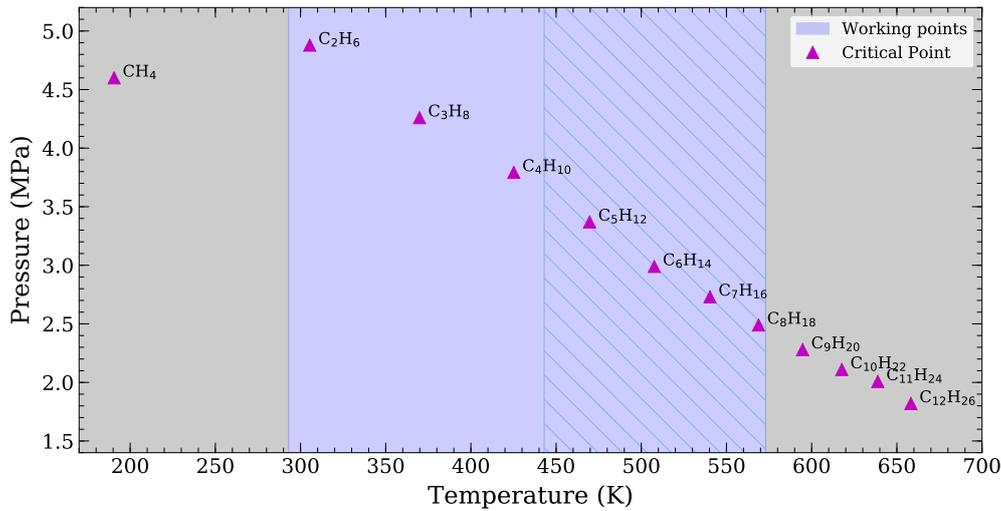


FIGURE II.5 – Points critiques des fluides envisagés. P_c issus de [125] et T_c issus de [124]. En violet la zone d'opérabilité de l'enceinte HP, avec une partie hachurée pour les températures difficilement atteignables.

Les fluides sont fournis dans des bouteilles sous forme de liquides comprimés conservés à leur pression d'équilibre liquide-gaz à température ambiante. Pour optimiser l'exploitation des bouteilles et utiliser la quantité maximum de fluide, un système de retournement de bouteille, (A) Fig. II.4, a été mis en place. Ce système nécessite d'utiliser des bouteilles qui sont toutes aux mêmes formats. Le butane a donc été écarté car il est conditionné dans des bouteilles de format différent de celui des autres alcanes.

Les choix restant sont l'éthane (C_2H_6 , $P_c = 4.87$ MPa, $T_c = 305.5$ K) et le propane (C_3H_8 , $P_c = 4.25$ MPa, $T_c = 369.8$ K). Les propriétés de l'éthane et du propane données par le fournisseur sont répertoriées dans le tableau II.1. Pour des raisons de coût, mais également de dangerosité, toute la validation du banc d'essai a été réalisée avec du propane.

TABEAU II.1 – Références fournisseur de l'éthane et du propane avec leur conditionnement (Cond.) et leur domaine d'explosivité (LIE-LSE).

Fluide	Fournisseur	Désignation	Pureté globale (%)	Pression (MPa)	Cond.	Capacité (kg)	LIE-LSE (dans l'air)
C ₂ H ₆	Air Liquide	N35	99,95	3.3	L50	14	3 à 16 %
C ₃ H ₈	Air Liquide	N25	99,5	0.65	L50	21	2.2 à 9.5 %

1.1.2 Pompe d'injection

Une pompe volumétrique à piston est utilisée pour alimenter l'injecteur en fluide, quel que soit l'état thermodynamique de ce fluide. La pompe est un modèle Teledyne 1000D d'une capacité de 1 L capable de supporter des pressions jusqu'à 14 MPa avec un débit maximum de $408 \text{ mL} \cdot \text{min}^{-1}$. Ce débit maximal décroît légèrement en fonction de la pression comme indiqué sur la courbe de la figure II.6.

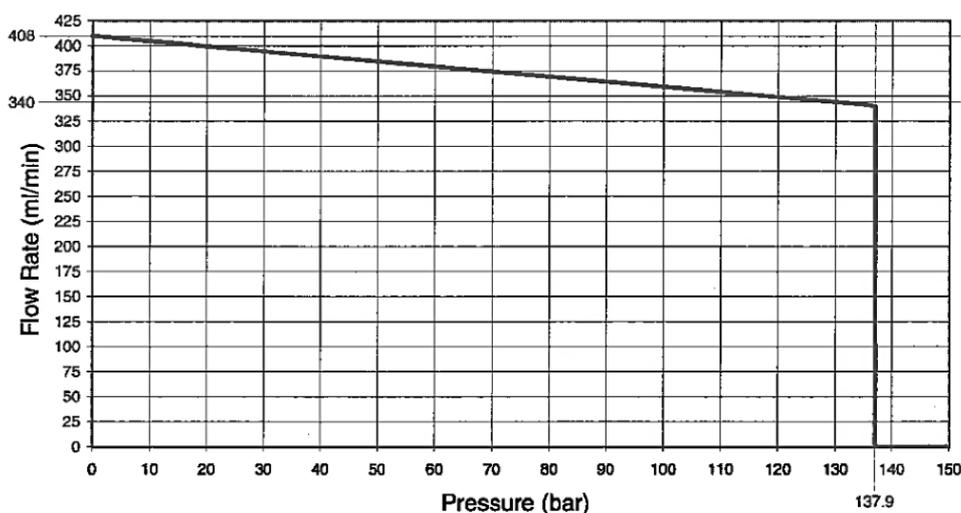


FIGURE II.6 – Évolution du débit maximum de la pompe en fonction de la pression. Courbe issue de la documentation de la pompe.

Trois modes de fonctionnement sont utilisés lors d'un cycle d'expériences. Le mode RE-FILL permet de remplir le volume de la pompe en contrôlant le débit. Comme dans la bouteille, un équilibre liquide-gaz s'établit dans la pompe. Il a été observé que pour le propane, 1/3 du volume est gazeux et pour l'éthane, c'est environ 1/4. Cette fraction de gaz varie légèrement en fonction de la température extérieure. Cette proportion n'est pas modifiée par le débit de remplissage, cette action est donc toujours effectuée avec le débit maximum pour limiter le temps de remplissage à moins de 2 min 30 s. Ensuite, le mode CONST PRES est utilisé pour pressuriser le fluide dans la pompe. Le gaz restant va donc se comprimer rapidement et devenir liquide jusqu'à atteindre la pression de consigne. L'obtention d'un nouvel équilibre pour une pression donnée est un processus pouvant prendre quelques minutes. Il est possible qu'il reste un peu de gaz si le processus n'est pas complètement terminé. Enfin, le mode CONST FLOW permet, avec une vitesse de remontée du cylindre constante, une injection à débit constant et ainsi, le contrôle de la vitesse d'injection.

1.1.3 Injecteur

L'injecteur (Fig. II.7) a été réalisé par l'atelier du CORIA pour permettre d'étudier un jet rond simple non-assisté. L'injecteur est composé de trois pièces soudées : la tête, qui permet le raccord du flexible d'arrivée du fluide injecté ; le corps de diamètre extérieur 16 mm qui est constitué d'un réservoir d'un diamètre interne de 12 mm et le capillaire, ou la buse, dépassant de 10 mm du corps. Un orifice de Borda, consistant en une buse ré-entrante dans le réservoir, a été choisi pour optimiser l'écoulement.

Le diamètre de l'orifice a été déterminé pour permettre une absorption suffisamment importante des rayons X par le jet car celle-ci est directement liée à l'épaisseur de fluide traversée. La vitesse d'injection est limitée par le débit maximal de la pompe. La vitesse maximale possible avec la pompe en fonction du diamètre de la buse est présentée sur la figure II.8. Le diamètre choisi de 2 mm permet d'atteindre des vitesses de jet maximales de l'ordre de 2 m.s^{-1} .

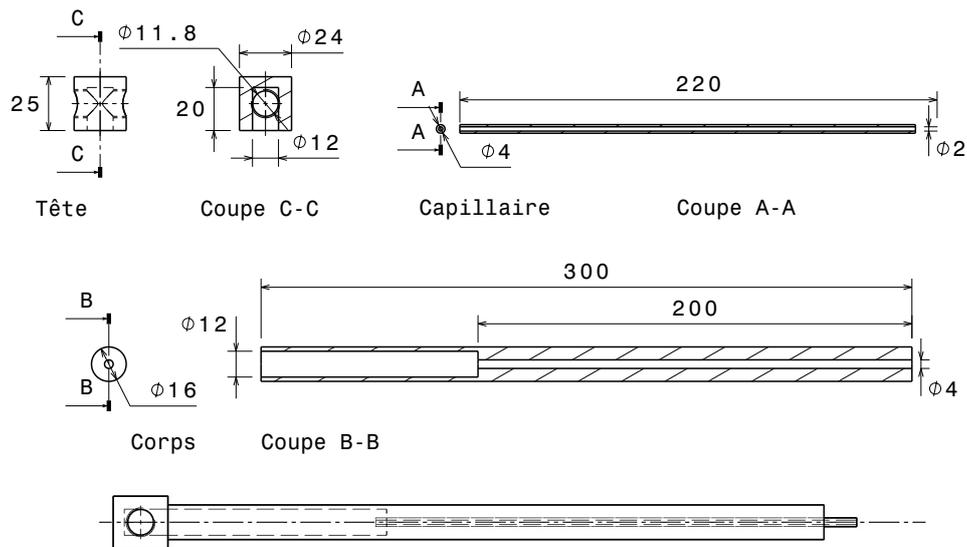


FIGURE II.7 – Plans de l’injecteur entier, en bas, ainsi que de ces composants : une tête, un corps et un capillaire. Le capillaire est inséré dans le corps et sort de 10 mm dans le réservoir du corps et à l’extérieur. Il est soudé au corps sur la partie extérieure. La tête est également soudée au corps du côté opposé.

Pour permettre de visualiser le jet en sortie de la buse, la longueur du corps de l’injecteur a été déterminée telle que le nez de l’injecteur soit dans le champ de visualisation des hublots (Fig. II.2). La longueur de buse est de 220 mm, conduisant à un rapport L/D de 110. Ce rapport est bien supérieur à 40, la valeur de seuil pour obtenir un profil de vitesse turbulent pleinement développé en sortie lorsque l’écoulement interne est turbulent (Reynolds de l’écoulement supérieur au Reynolds critique de transition $Re_c = 2300$ [156]). Ici les nombres de Reynolds varient entre 410 et 35500.

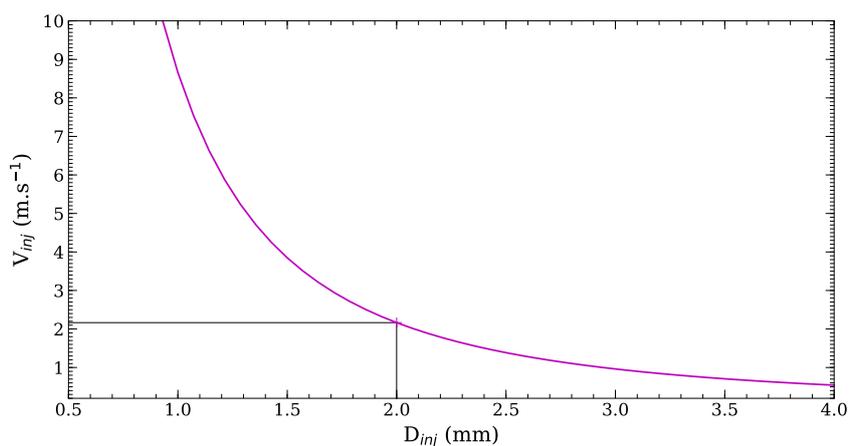


FIGURE II.8 – Évolution de la vitesse débitante maximale pour un débit de $408 \text{ mL} \cdot \text{min}^{-1}$ en fonction du diamètre de la buse.

La dimension maximale du champ de visualisation suivant la verticale est de 50 mm. Afin d'observer le jet en aval de ces 50 mm, un système de déplacement de l'injecteur a été mis en place pour permettre de remonter l'injecteur de 150 mm (cf Fig. II.9 et ⑤ Fig. II.4)

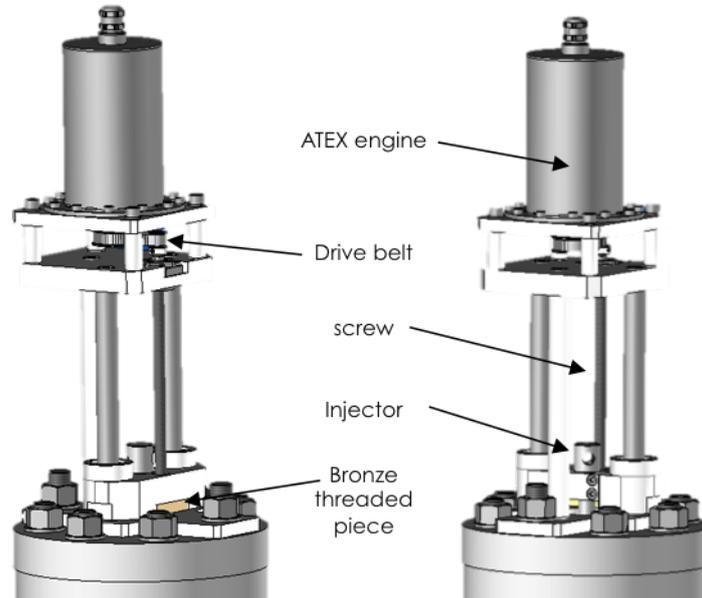


FIGURE II.9 – Visualisations 3D du déplacement de l'injecteur, avec en jaune la pièce modifiée. CAO réalisée sous TopSolid par le fournisseur, MECACONCEPT.

La bride supérieure d'origine de l'enceinte a été modifiée pour la mise en place de l'injecteur. Une contre-bride, Fig. II.10, fixée sur la face interne de la bride permet d'une part une liaison glissière verticale avec l'injecteur et d'autre part l'étanchéité dynamique de cette liaison à l'aide de trois joints toriques. Pour permettre à l'injecteur de glisser facilement dans sa bride, le corps de l'injecteur a été réalisé en inox chromé, permettant un état de surface optimal et une bonne cylindricité. Le système a été conçu pour résister à une pression de 6 MPa correspondant à une force de 1.2 kN en statique et en translation dans les deux sens. En théorie il peut fonctionner lorsque l'enceinte est en pression. En pratique cette utilisation a abîmé le filetage de la pièce en bronze (Fig. II.9). Malgré le changement de la pièce abîmée par une pièce réalisée dans un matériau moins tendre, la course s'est retrouvée limitée à 30 mm pour les dernières expériences.

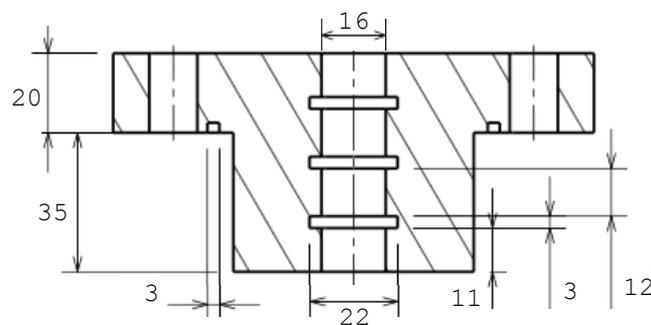


FIGURE II.10 – Plan de la contre-bride permettant à l'injecteur de coulisser, et garantissant l'étanchéité avec 3 joints toriques placés dans les gorges prévues à cet effet.

1.2 Circuits des fluides ambiants

L'étude étant menée sur des conditions non-réactives, le choix pour les fluides ambiants s'est porté sur l'utilisation de gaz inertes. L'hélium et l'azote ont été sélectionnés pour la faible densité du premier et l'accessibilité du second. Un débit constant du fluide ambiant est amené dans l'enceinte pour évacuer les vapeurs et résidus liquides injectés et ne pas gêner les diagnostics optiques. Une illustration des effets que peut produire l'accumulation de vapeur de fluide injecté dans l'enceinte, est donnée sur une image d'ombroscopie figure II.11. Les débits de balayage sont de l'ordre de 10 g.s^{-1} pour l'azote et de 2 g.s^{-1} pour l'hélium, ce qui correspond à une durée de renouvellement du volume de l'enceinte de l'ordre de 20 s. Le couple débit/pression est géré en fonctionnement déverseur. C'est le % d'ouverture de la vanne de sortie qui impose le débit en fonction de la valeur de consigne du détendeur en amont.

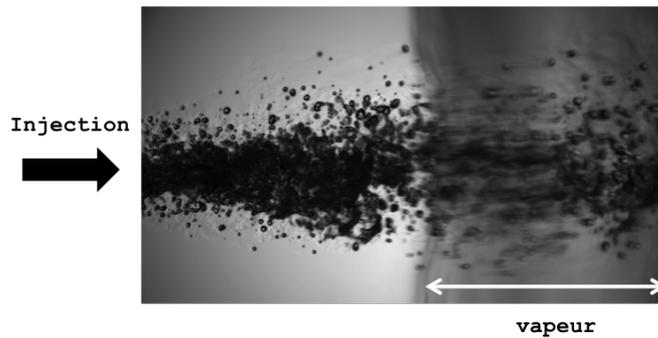


FIGURE II.11 – Apparition d'un phénomène d'accumulation de vapeur sur une image en transmission lorsque que le flux de fluide ambiant n'est pas assez important pour évacuer les vapeurs.

1.2.1 Circuit d'azote

Au sein du laboratoire, un générateur d'azote et une unité de compression (Fig. II.12) donnent un accès rapide et peu coûteux à de l'azote sous pression jusqu'à 30 MPa [88]. En sortie du compresseur, l'azote à 30 MPa est conservé dans un cadre de bouteilles qui permet la redistribution vers l'enceinte HP. Trois lignes (en orange sur Fig. II.13) permettent d'apporter différents débits d'azote. La plus adaptée à notre expérience, permet des débits de 60 g.s^{-1} . La seconde permet de forts débits, jusqu'à 600 g.s^{-1} . La dernière, nommée air primaire, sert à éviter les surpressions dans le circuit en cas de fuite de la vanne en sortie des bouteilles et du détendeur. Les débits minimaux nécessaires pour éviter les phénomènes d'accumulation de vapeur présentés sur la figure II.11 sont de 2 g.s^{-1} à 12 g.s^{-1} en fonction de la pression et du débit d'injection (cf. Tab. II.2). La vanne d'échappement est réglée entre 8% et 15% d'ouverture pendant les expériences.

TABLEAU II.2 – Moyenne du débit d'azote en fonction de la pression.

P (MPa)	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	4.5	5.0	5.5	6.0	6.5	7.0
Q_{N_2} (g.s^{-1})	2.1	2.5	3.4	4.2	4.8	5.8	6.6	7.8	8.5	9.2	10.12

Pour les faibles débits considérés dans cette étude il est difficile de réguler précisément la pression. En effet, le détendeur en début du circuit et la longueur des lignes ainsi que les fuites résiduelles provoquent une inertie importante et ne permettent qu'une précision de 0.1 MPa. Ce système nous a permis de réaliser des expériences jusqu'à 6 MPa. Des tests jusqu'à 7.5 MPa ont été réalisés mais les fuites se sont accentuées entre les lignes 60 et 600 g.s⁻¹ à cause de la rouille qui empêchait la fermeture complète des vannes manuelles reliant les deux lignes.



FIGURE II.12 – Salle compresseur.

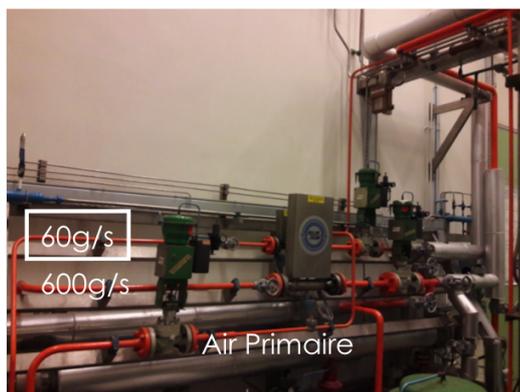


FIGURE II.13 – Les trois lignes d'arrivée d'azote.

1.2.2 Circuit d'hélium

La faible masse volumique de l'hélium est un atout pour augmenter le ratio de densité entre le fluide injecté et le fluide ambiant et ainsi gagner en contraste sur les radiographies. Cet avantage a néanmoins une contrepartie car, comme ses molécules sont très petites, l'hélium s'échappe facilement et a besoin de matériels spécifiques. Les vannes, le détendeur et le débitmètre du circuit hélium sont adaptés pour ce gaz. Pour éviter les fuites il faut limiter les soudures et les raccords. Une canalisation extrudée d'un seul tenant, de faible diamètre, a donc été installée sur 25 m entre le cadre de bouteilles d'hélium à l'extérieur et la salle du banc REFINE. Avec cette installation le débit maximum d'hélium est de 2 g.s⁻¹. Celui-ci permet de balayer l'enceinte convenablement mais limite la pression à 5.5 MPa (5.8 MPa pour une température extérieure faible de l'ordre de 10°C). La mise en pression à l'hélium est beaucoup plus rapide et permet une précision de 0.01 MPa. Néanmoins, un cadre d'hélium à 20 MPa ne permet qu'une demi-journée d'expériences.

1.3 Système de chauffage et contrôle de la température

Les expériences prévues nécessitent la montée en température de l'enceinte à des températures supérieures au point critique du propane, i.e. 369.8 K. Le fluide injecté arrive à température ambiante dans un environnement chauffé. Deux méthodes de chauffage ont été mises en œuvre. La première est un réchauffeur constitué de colliers chauffants ("Heater" sur la figure II.3). Le second mode de chauffage est directement appliqué sur le bloc d'acier que constitue l'enceinte.

1.3.1 Thermocouples

Plusieurs thermocouples sont utilisés pour le contrôle des températures de l'expérience. Certains thermocouples ont été calibrés ensemble dans un bain thermostaté (Tab. II.3). TK₁ et TK₂ sont deux thermocouples chemisés de type K de diamètre 2 mm et d'une longueur de 250 mm. Les deux sondes PT100, respectivement de 4 et 6 mm de diamètre, sont utilisées de façon fixe pour contrôler la température des fluides, ambiant et injecté, avant l'entrée dans l'enceinte. Les résultats présentés dans le tableau II.3 montre que les deux sondes K donnent la même information à 0.2°C près avec un décalage par rapport à la température de référence, augmentant progressivement de 0.2°C pour 30°C jusqu'à 5.4°C pour 90°C. La mesure de la sonde PT100_{rec} s'écarte systématiquement de 1°C de celle de la sonde PT100_{inj}. Le décalage de la mesure de la PT100_{inj} avec la température de référence va jusqu'à 3.4°C pour 90°C. L'écart relatif entre les PT100 et les TK est en moyenne de 0.55°C.

TABLEAU II.3 – Vérification de l'étalonnage des sondes de température en bain thermostaté pour différentes températures de consigne.

Ref	30°C	40°C	50°C	60°C	70°C	80°C	90°C
TK ₁	30.2	40.7	51.5	62.2	72.6	83.7	95.4
TK ₂	30.2	40.7	51.5	62.1	72.8	83.7	95.4
PT100 _{inj}	30.0	40.5	51.2	61.8	72.8	83.4	93.5
PT100 _{rec}	31.0	41.4	52.2	62.7	73.5	84	94.1

Deux autres sondes de température sont également utilisées. Une sonde PT100 doigt de gant (dg) de diamètre 10 mm qui est spécialement adaptée aux hautes pressions et historiquement associée à l'enceinte. La grande inertie de cette sonde, du fait de son diamètre important, ne donne pas une information exploitable pour la mesure de la température du gaz ambiant dans l'enceinte. Sa température est proche de celle des parois de l'enceinte, qui reste bien inférieure à celles données par les thermocouples chemisés de 2 mm (Fig. II.15). Elle a donc été changée au profit de la sonde TK₁ pour permettre des mesures plus précises de température de fluides ambiants pendant les expériences. Enfin pour une mesure ponctuelle de température au sein du jet, un thermocouple K (TK_s) avec une soudure nue de 50 μm et une isolation céramique, a été utilisé.

Une plaque contenant deux piquages a été usinée pour permettre les mesures de températures T_{CV1} et T_{CV2} , dans le jet et en périphérie. Ces mesures comparées à celle de T_{ch} permettent un contrôle de l'homogénéité de température dans l'enceinte en période de chauffage. Cette plaque est maintenue par une bride à la place d'un des hublots. La position de chacun des thermocouples est récapitulée dans le tableau II.4. Pour visualiser la position réelle sur le banc d'essais, le lecteur pourra se référer aux figures II.3 et II.17.

1.3.2 Réchauffeur

L'estimation du flux d'énergie Φ à apporter au système est réalisée par l'équation (II.1) et donne un ordre de grandeur de 4000 W en prenant en compte la perte thermique théorique maximale, dues à la détente de l'hélium de 20 MPa à 6 MPa, faisant varier sa température de 288 K à 166 K.

TABLEAU II.4 – Thermocouples associés aux différentes températures de contrôle de l’expérience dans les conditions de mise en route ou d’expérience.

	T_{ch}	T_{cv1}	T_{cv2}	T_{inj}	T_{rec}
Mise en route	PT100 _{dG}	TK ₁	TK ₂	PT100 _{inj}	PT100 _{rec}
Experiences	TK ₁	TK _s	TK ₂		
Placement	permanent	occasionnel	occasionnel	permanent	permanent

$$\Phi = \rho S V C_p (T_{ini} - T_{ch}) \quad (\text{II.1})$$

Dans l’équation (II.1), Φ est le flux d’énergie, ρ et C_p la masse volumique et la capacité calorifique à pression constante du fluide, S la section de la tuyauterie, V la vitesse débitante du fluide, T_{ini} la température minimum d’arrivée du fluide ambiant et T_{ch} la température voulue dans la chambre.

Le réchauffeur est constitué d’une ligne de colliers chauffants d’une puissance de 4800 W pour élever la température du fluide ambiant avant son entrée dans l’enceinte. La ligne est divisée en trois tronçons, fonctionnant en mode tout ou rien, deux sont mis en route par l’utilisateur et le dernier est régulé avec la sonde PT100_{rec} en fonction de la consigne donnée. La figure II.15 représente les températures mesurées par les thermocouples, en configuration de mise en route sans injection, en fonction du temps. En trois heures les thermocouples situés à l’emplacement du jet et dans son environnement proche (points jaunes et bleus) n’atteignent que des valeurs de l’ordre de 85°C, ce qui n’est pas suffisant pour dépasser la température critique du propane. Une fois le flux de fluide ambiant coupé, la température à l’intérieur de l’enceinte rejoint très rapidement celle, tracée en violet, des parois de l’enceinte à 45°C pour ensuite décroître très lentement.

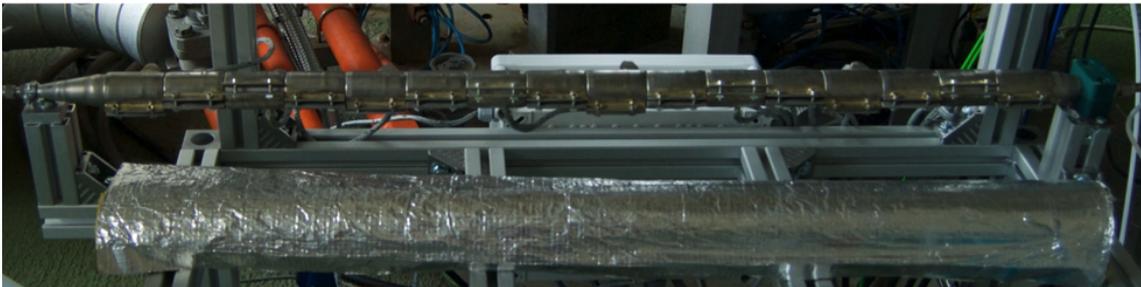


FIGURE II.14 – Ligne de colliers chauffants constituant le réchauffeur défait de son isolation, posée au premier plan.

Les courbes de la figure II.15 révèlent deux informations importantes. D’une part, une partie de l’énergie fournie au fluide ambiant sert à réchauffer les parois de la chambre, ce qui vient ralentir le processus de montée en température du fluide ambiant. D’autre part, une fois les réchauffeurs coupés, la température du fluide ambiant reste sensiblement à la même température que les parois. En conclusion, il est nécessaire de chauffer les parois de la chambre pour limiter les déperditions de chaleur du fluide ambiant vers les parois de l’enceinte et ainsi diminuer le temps de chauffage. De plus des parois chauffées permettront de garantir une meilleure homogénéité de température dans la chambre.

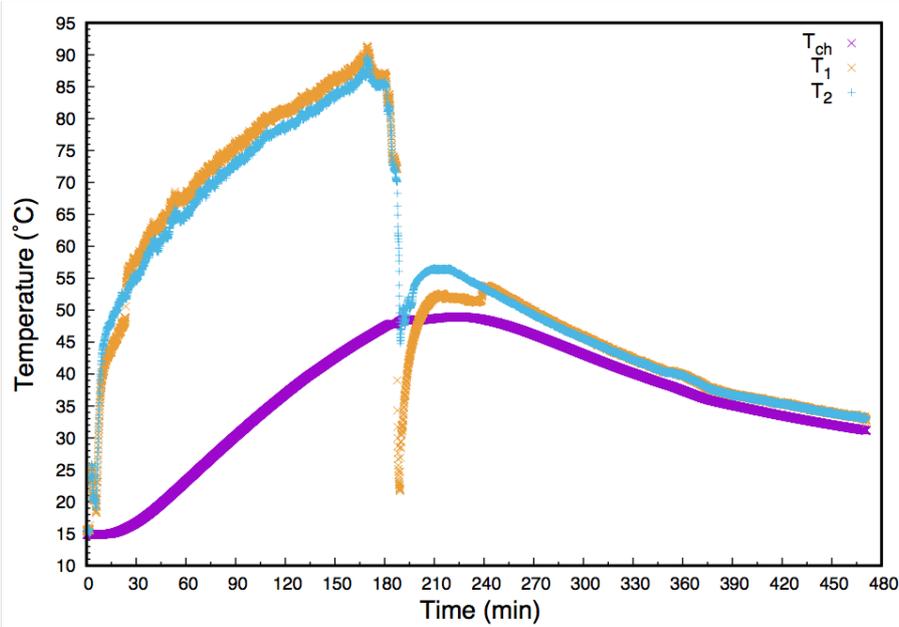


FIGURE II.15 – Chauffage de l'enceinte uniquement par le réchauffeur dans la configuration "mise en route" du tableau II.4. Les deux courbes superposées jaune et bleue correspondent à T_{CV1} et T_{CV2} . La troisième courbe violet à T_{ch}

1.3.3 Chauffage solide

En complément du réchauffeur, il est nécessaire de chauffer le bloc d'acier pour réduire les déperditions de chaleur du fluide interne vers le bloc d'acier et ainsi permettre une meilleure homogénéité de température dans l'enceinte HP. Les surfaces planes extérieures de l'enceinte ont donc été utilisées pour y placer des résistances chauffantes. Deux plaques de Mica sont disposées sous l'enceinte et maintenues en contact avec la paroi de l'enceinte grâce à des renforts en acier. La surface présentant des défauts (aspérité, rouille,...), une pâte thermique en silicone a été utilisée entre les plaques et les parois externes de l'enceinte pour homogénéiser la transmission de chaleur. Ce dispositif a pour but de limiter l'usure et la déformation des plaques de Mica. Ces deux résistances de $7 \times 30 \text{ cm}^2$ ont une puissance totale de 1680 W. Une résistance souple en silicone de 440 W apporte un chauffage supplémentaire sur la surface cylindrique de la partie supérieure de l'enceinte (© Fig. II.4). L'utilisation de ces éléments chauffants permet de réduire à 2 heures la durée de chauffe pour atteindre 150°C .

1.3.4 Mode opératoire

Dans un premier temps le chauffage solide est mis en route sur une enceinte à pression ambiante. Pour $T_{ch} < 80^\circ\text{C}$, une fois la valeur de consigne légèrement dépassée, le chauffage des plaques en Mica est arrêté durant le temps de l'expérience. La résistance souple est suffisante pour le maintien en température de l'enceinte. Pour $T_{ch} > 80^\circ\text{C}$, le chauffage solide est gardé. A la mise en route du flux de fluide ambiant, le réchauffeur est mis en route, pour amener un fluide chaud dans l'enceinte. Les écarts de températures observés entre la zone d'injection et le bas de l'enceinte sont de 10°C maximum pour les plus hautes températures. Pour les essais réalisés à 60°C la température s'homogénéise plus facilement en attendant quelques minutes après l'extinction du chauffage solide.

1.3.5 Influence de la montée en température sur l'injection

Pour les expériences à $T_{ch} > T_{amb}$, la mesure de T_{inj} , située en amont de l'injecteur, nous indique une montée en température de 5°C par rapport aux expériences à $T = T_{amb}$. En effet l'injecteur, les raccords et les flexibles sont en inox et conduisent bien la chaleur. Le fluide ambiant a également une action car il peut remonter le circuit injecteur jusqu'à la vanne de sortie de pompe (Ⓧ Fig II.4). Lors de la première injection le fluide arrivant de la pompe à température ambiante va venir refroidir les tuyaux tout en se réchauffant. Ainsi il faut attendre quelques secondes pour que la température soit stabilisée et que cette zone de transition n'impacte plus le jet injecté. La mesure de température dans le jet permet de déterminer la durée de ce phénomène transitoire qui est en moyenne de 10 s.

Pour estimer la valeur de température du jet, une fois cette période de transition passée, les valeurs de températures recueillies ont été moyennées dans le temps. Celles-ci sont présentées en fonction du couple de fluide et des vitesses d'injection, pour une même pression, dans le tableau II.5. La soudure du thermocouple TK_s est positionnée à 3 mm du nez de l'injecteur. Les mesures sont très proches du point critique mais globalement inférieures à T_{ch} . La température du jet se rapproche de T_{ch} pour de faibles vitesses. Ces mesures sont en accord avec la conclusion émise par Muthukumaran et Vaidyanathan [113] en faveur du caractère non immédiat de la transition dans la chambre et d'un temps de réchauffage du jet plus grand quand la vitesse augmente.

TABLEAU II.5 – Moyennes des températures mesurées après 10 s d'injection à 3 mm de la buse T_{jet} . Pour du C_2H_6 dans du N_2 : deux couples de pression et température différents avec 4 vitesses d'injection. Pour du C_2H_6 dans du He : 4 vitesses d'injection pour les mêmes conditions dans la chambre.

Fluide injecté	Fluide ambiant	T_{ch} (K)	T_{inj} (K)	T_{jet} (K) à 3 mm	P_{ch} (MPa)	V_{inj} (m.s ⁻¹)	P_r (P_{ch}/P_c)	T_r (T_{ch}/T_c)	T_r (T_{jet}/T_c)
C_2H_6	N_2	331.22	301.52	311.63	5.11	2.02	1.05	1.08	1.02
		333.98	299.85	311.29	5.11	1.06	1.05	1.09	1.02
		335.47	299.20	310.89	5.09	0.53	1.05	1.10	1.02
		336.74	299.06	315.71	5.09	0.27	1.05	1.10	1.03
C_2H_6	N_2	325.04	297.67	296.53	6.05	2.02	1.24	1.06	0.97
		325.24	297.57	299.90	6.10	1.06	1.25	1.07	0.98
		325.63	297.29	302.10	6.11	0.53	1.25	1.07	0.99
		327.08	297.27	305.28	6.10	0.27	1.25	1.07	1.00
C_2H_6	He	343.02	299.64	304.88	5.04	2.02	1.04	1.12	1.00
		341.81	299.02	305.43	5.03	1.06	1.03	1.12	1.01
		342.26	298.54	307.15	5.03	0.53	1.03	1.12	1.01
		332.78	297.89	307.74	5.02	0.27	1.03	1.09	1.01

1.4 Pilotage de l'expérience

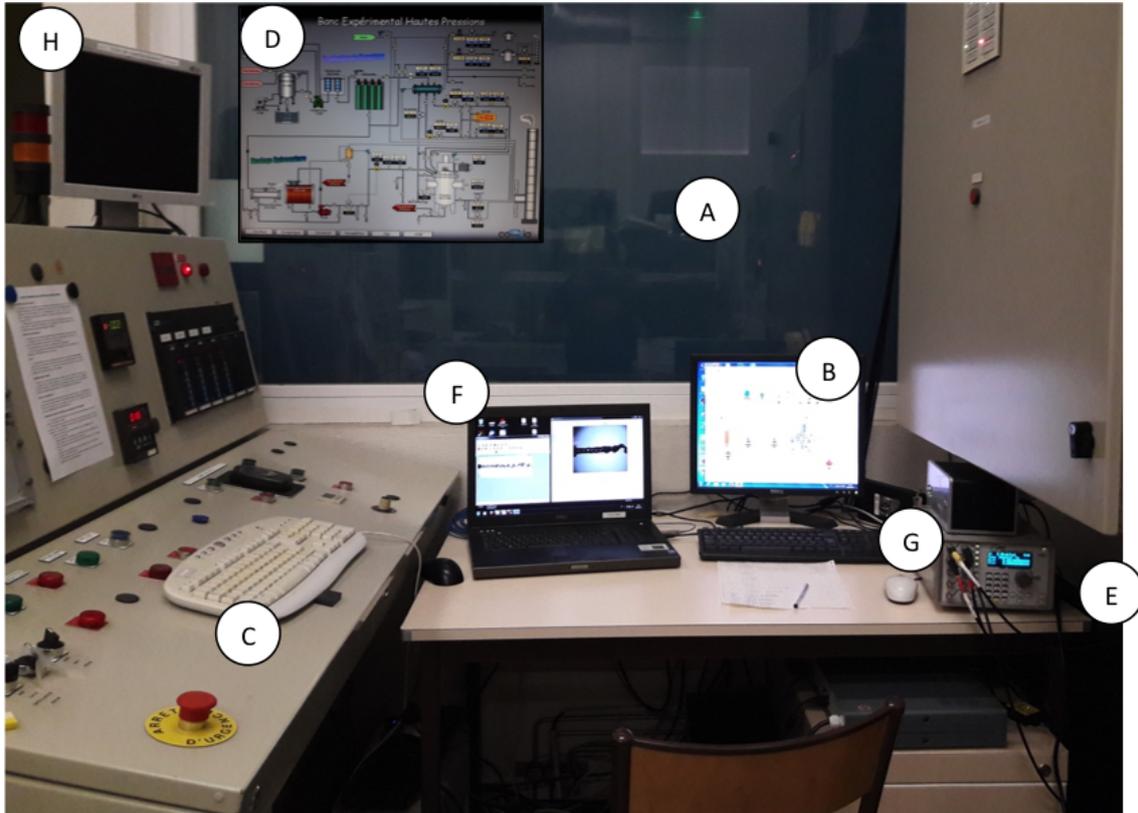


FIGURE II.16 – Poste de commande du banc d'essai REFINE. (A) : vitre anti-déflagration donnant sur le banc ; (B) : écran de contrôle avec l'interface labview (Fig. II.17) et le contrôle du déplacement de l'injecteur ; (C) : ancien pupitre remplacé par l'interface VisualIO (D) ; (E) : commande manuelle de pression de N_2 ; (F) : écran de contrôle des caméras ; (G) : générateur de retard ; (H) : écran de contrôle de la source rayons X.

L'expérience est pilotée à distance derrière une vitre anti-déflagration, dans la pièce située à côté de celle du banc, (A) figure II.16. Une interface labview (B) Fig. II.16, zoom Fig II.17) permet de contrôler tout le système d'injection : l'ouverture et la fermeture des vannes, le mode d'utilisation de la pompe ainsi que les débits ou la pression de consigne. Cette interface permet de contrôler le pourcentage d'ouverture de la vanne de sortie et d'actionner les 3 tronçons du réchauffeur. Deux modes peuvent être choisis "N2 ambient" ou "He ambient" en actionnant l'une ou l'autre des vannes d'entrée. Pour le mode "He ambient" la pression de consigne est contrôlée directement via l'interface, pour le mode "N2 ambient" la pression de consigne se règle manuellement (E) Fig. II.16 en dehors de l'image). L'interface labview permet de vérifier les paramètres d'expérience en direct mais aussi de les enregistrer toutes les 3 s dans un fichier. Les post-traitements de ces fichiers ont servis à l'élaboration des bases de données d'expériences fournies en annexe A.

L'ancien pupitre (C), remplacé par l'interface VisualIO (D), permet de gérer le système d'arrivée d'azote. C'est de cette interface que sont récupérées les valeurs de débit pour l'azote. Le déplacement de l'injecteur est également géré sur l'ordinateur (B) via l'interface fournie par MECACONCEPT.

Le contrôle des caméras et des sources lumineuses, qui font l'objet du chapitre III, est dissocié du contrôle de l'injection. Un ou deux ordinateurs permettent de gérer les caméras (Ⓢ). Un générateur de retard, (Ⓢ), est utilisé pour la synchronisation entre les sources et les caméras. La source de rayons X est contrôlée via un écran (Ⓢ sur Fig. II.16) et sa lampe de prévention indique l'état de la source : la lampe rouge seule indique que la source est allumée mais que l'obturateur est fermé, les lampes orange et rouge sont allumées lorsque l'obturateur est ouvert.

Certaines actions s'effectuent manuellement dans la pièce du banc "REFINE" (uniquement lorsque la pression de chambre est inférieure à 2 MPa) : la mise en route de la ventilation de la pièce, celle du chauffage solide et l'actionnement des rares vannes manuelles (bouteille, vanne d'arrivée hélium et vanne d'échappement ligne air primaire).

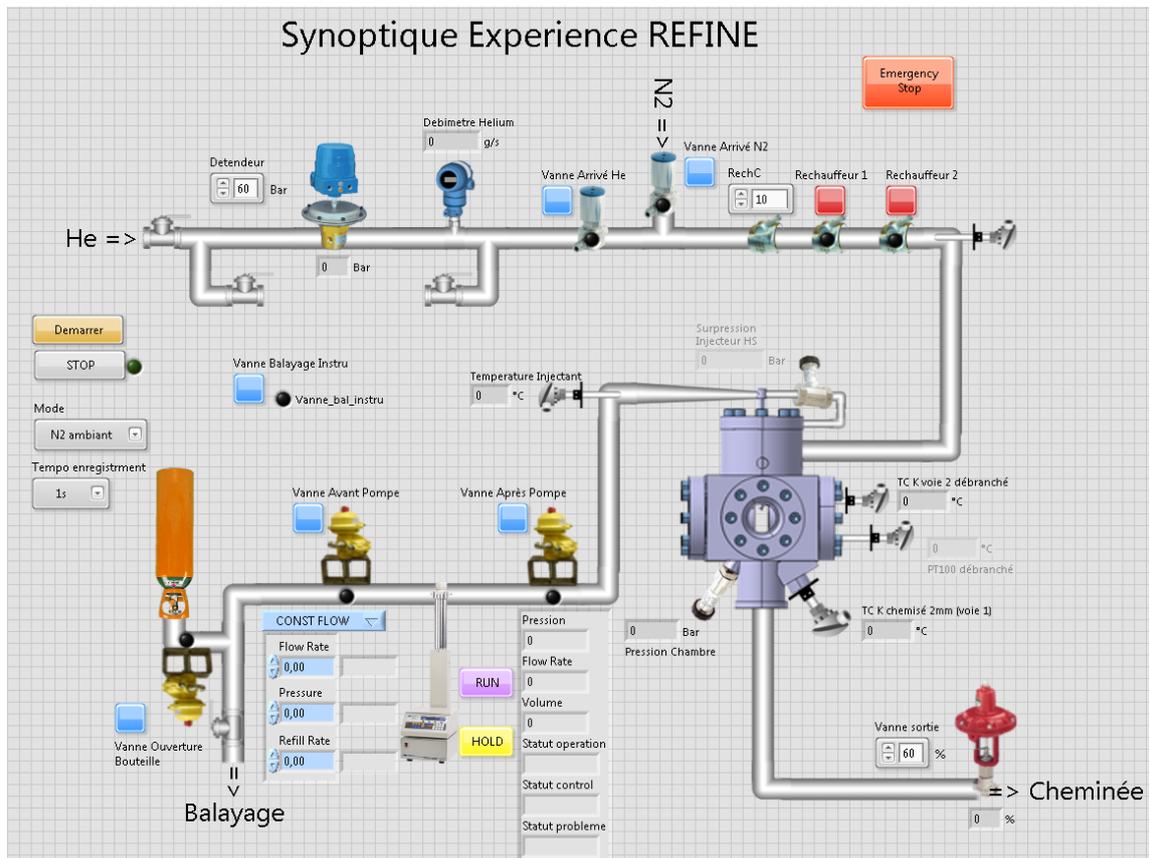


FIGURE II.17 – Interface "REFINE" réalisée sous Labview permettant le contrôle des injections et des conditions de chambre.

2 Points de fonctionnement réalisés

L'ensemble des points de fonctionnement réalisés est repris dans l'annexe A. Ils sont résumés dans les graphiques suivants en fonction des pressions et des températures réduites. Chacun des couples est identifié par une couleur et un symbole différents, la normalisation est faite en fonction du point critique du fluide injecté. Le graphique de la figure II.18 représente les conditions de la chambre et celui de la figure II.19 celle de l'injection.

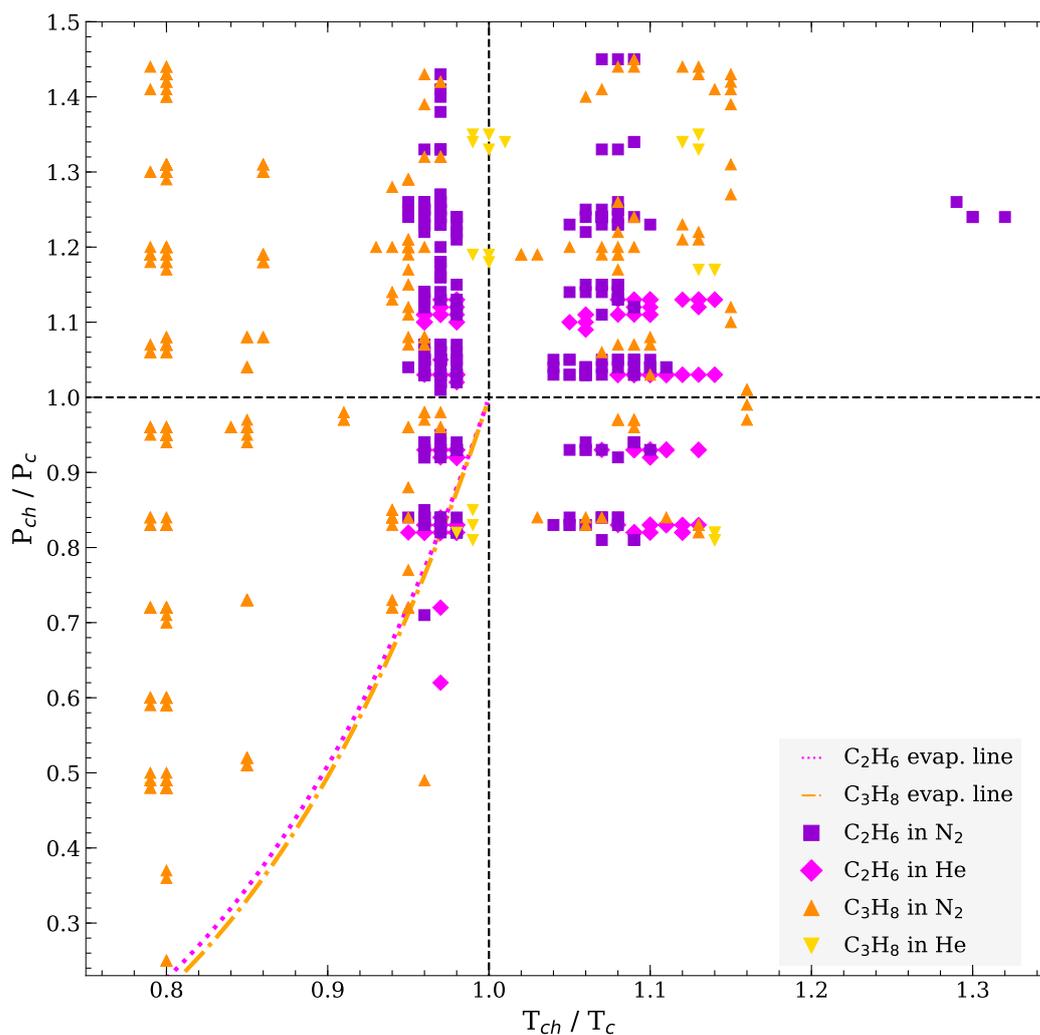


FIGURE II.18 – Conditions de l'enceinte des différents points de fonctionnement réalisés en fonction des pressions et températures réduites. Les triangles représentent les injections de propane, vers le haut pour un milieu d'azote et vers le bas pour un milieu d'hélium. Les quadrilatères représentent les injections d'éthane, un carré pour un milieu d'azote et un losange pour un milieu d'hélium. Les lignes d'évaporation de l'éthane et du propane sont également indiquées.

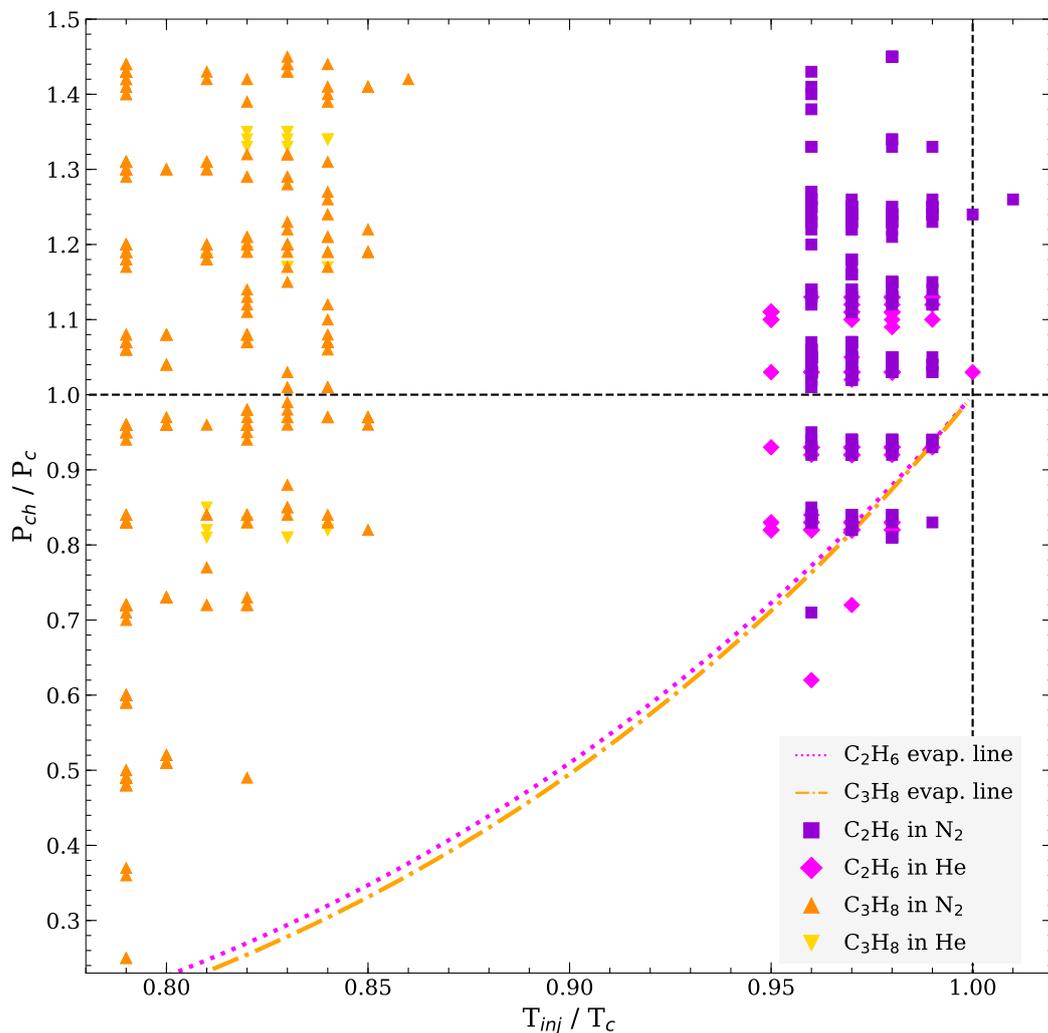


FIGURE II.19 – Conditions d'injection des différents points de fonctionnement réalisés en fonction des pression et température réduites. Les triangles représentent les injections de propane, vers le haut pour un milieu d'azote et vers le bas pour un milieu d'hélium. Les quadrilatères représentent les injections d'éthane, un carré pour un milieu d'azote et un losange pour un milieu d'hélium. Les lignes d'évaporation de l'éthane et du propane sont également indiquées.

3 Conclusion

Le banc d'essai REFINE permet d'injecter de l'éthane ou du propane à température ambiante jusqu'à $V_{inj} = 2 \text{ m.s}^{-1}$. L'enceinte est pressurisée par de l'hélium jusqu'à 5.8 MPa ou de l'azote jusqu'à 7 MPa. Les températures maximales atteintes dans la chambre avec un temps de chauffage raisonnable, 3 h maximum, est de 440 K. La température d'injection est influencée par la température de la chambre. Le jet peut être étudié de manière intrusive avec des sondes de température, ou de façon non-intrusive grâce aux deux axes optiques perpendiculaires. Les jets ont pu être étudiés sur 30 à 40 D_{inj} .

Le banc d'essai REFINE, nommé FR-CORIA, s'insère dans la catégorie des bancs hautes pressions répertoriés dans le tableau I.2. Le nouveau tableau II.6 complété est présenté ci-dessous.

Un des objectifs de cette thèse était la mise en place d'un banc d'essai haute pression pour l'étude d'écoulements supercritiques. Ce banc devait être aussi simple et aussi contrôlé possible. Ceci a été rendu réalisable par l'ensemble des moyens présentés dans ce chapitre. Néanmoins, des améliorations peuvent être apportées pour, notamment, contrôler la température de sortie de buse du fluide injecté. La fermeture de la buse, ou au minimum la mise en place d'une vanne au plus proche de l'injecteur, éviterait au fluide ambiant de remonter le circuit d'injection et de réchauffer celui-ci. La mise en place d'un nouveau détendeur sur la ligne d'azote au plus près de l'enceinte HP permettrait d'améliorer la précision de la pression de consigne. La maintenance des installations d'origine du circuit d'azote est essentielle pour explorer des pressions plus importantes. La mise à l'extérieur du contrôle de la ventilation augmenterait la sécurité.

TABLEAU II.6 – Aperçu des bancs expérimentaux hautes pressions dans le monde complété avec le banc REFINE.

Bancs	Injection	Type	Fluides	Tr_{inj}	Tr_{ch}	Pr_{ch}
AU-DMEUM [135, 134]	Discontinue	Non-réactif	C_3H_8/N_2	0.9-1.06	0.9-1.35	0.75-1.3
DE-DLR [105, 123, 169, 178]	Continue	Non-réactif Réactif	N_2/N_2 ou He O_2/H_2	0.77-1.11 0.8	≈ 2.35 1.89	0.44-2.94 0.8-1.2
DE-FAU [187, 190]	Discontinue	Non-réactif	GtL Diesel/ N_2 (P_c, T_c du $C_{12}H_{26}$)	0.40-0.55	1.08-1.45	1.65-4.95
DE-ITLR [5, 6, 78, 171, 181]	Discontinue	Non-réactif	C_6H_{14}/Ar C_6H_{14}/N_2	0.96-1.18 0.95-1.24	1.89 0.58	0.49-1.15 0.07-1.67
FR-CORIA [184]	Continue	Non-réactif	C_3H_8/N_2 ou He C_2H_6/N_2 ou He	0.79-0.85 0.94-1.01	0.79-1.17 0.95-1.32	0.24-1.45 0.7-1.46
FR-ONERA [26, 62, 165, 166]	Continue	Réactif	O_2/H_2 O_2/CH_4	0.52	3.23-8.4	0.20-1.39
IN-APLD [113, 114]	Continue	Non-réactif	$C_6F_{12}O/N_2$ ou He	0.71-1.04	0.97-1.07	0.85-1.2
JP-JAXA [175, 176]	Continue	Non-réactif	N_2/N_2	0.80	2.21	0.44-1.18
US-AFRL [33, 91, 148, 150, 189]	Continue	Non-réactif Réactif	N_2/N_2 ou He LO_x/GH_2	0.78-1.01 1.04	1.06-2.38 (>1)	0.44-1.47 0.68
US-CCL [96, 97, 103, 155]	Continue	Réactif Non-réactif	LO_x/GH_2 LO_x/GO_2	≈ 0.78	>4.5 ≈ 1.72	0.15-1.26
US-CPL [45, 151, 152, 161]	Continue	Non-réactif	$C_6F_{12}O/N_2$	0.68-1.14	0.86-1.28	0.2-2.2
US-Sandia [132, 101, 102, 131]	Discontinue	Non-réactif Réactif	$C_{12}H_{26}$ ou C_2H_6O/N_2 $C_{12}H_{26}$ /gaz brûlés	0.55	0.67-1.82 1.37	0.27-4.34 3.3

Chapitre III

Diagnostics optiques

Quatre diagnostics ont été mis en place sur le banc d'essai REFINE. L'ombroscopie et la DBI sont deux diagnostics très utilisés dans la littérature car ils permettent d'accéder à la topologie du jet. Plus rarement employés, la radiographie par rayons X a néanmoins prouvée son efficacité pour révéler de manière quantitative des champs de densité à haute pression. Contrairement aux autres techniques, les rayons X ne sont pas influencés par les gradients d'indice optique. Enfin la technique CBOS, ayant fait ses preuves pour capter les chocs et les sauts de pression, est ici testée sur des jets denses.

1	Matériel	60
1.1	Caméras	60
1.2	Sources lumineuses	61
1.3	Synchronisation	61
2	Ombroscopie	62
2.1	Principe	62
2.2	Différenciation DBI/Ombroscopie	62
2.3	Montages optiques	65
2.4	Post Traitement	65
3	Radiographie	70
3.1	Principe	70
3.2	Adaptation du moyen d'essai	73
3.3	Montage optique	76
3.4	Calibration	77
3.5	Traitement d'image X-ray	80
4	CBOS	81
4.1	Principe	81
4.2	Montage	83
4.3	Mire couleurs	83
4.4	Traitement d'image CBOS	83
4.5	Résultats préliminaires	85

1 Matériel

1.1 Caméras

Quatre des caméras utilisées, référencées dans le tableau III.1, proviennent du CORIA et les deux autres sont des prêts du laboratoire GREMI et de l'ISL, Tab. III.2. Dans les tableaux III.1 et III.2, L_i correspond à la taille du champ dans l'axe du jet. L_i maximal est de 50 mm. Les plus grands champs réalisés ($L_i > 25$ mm) ont permis de capter les longueurs de rupture. Les petits champs ($L_i < 25$ mm) ont servi à obtenir le détail de l'interface. La résolution, \mathcal{R} , des images est calculée à partir du nombre de pixels mesuré sur les 4 mm du diamètre extérieur de la buse. Les images étudiées sont en niveaux de gris sauf pour la technique CBOS. Chacun des diagnostics est référencé par une lettre : D pour la DBI, O pour l'ombroscopie, X pour la radiographie par rayons X et C pour le CBOS.

TABLEAU III.1 – Caractéristiques des caméras utilisées du laboratoire CORIA .

	$Cg1$	$Cg2$	PCO	$V12$
Camera	BlueCougar-x124	BlueCougar-x125a	PCO Edge 5.5	Phantom V12.1
Capteur	CCD	CCD	CMOS	CMOS
Taille (px×px)	1200×1600	2448×2050	2160×2560	1280×80
Pixel ($\mu\text{m} \times \mu\text{m}$)	4.4×4.4	3.45×3.45	6.5×6.5	20×20
$\mathcal{R}_{(L_i > 25 \text{ mm})}$ (px/mm)	27 - 48	40 - 60	40 - 60	33
$\mathcal{R}_{(L_i < 25 \text{ mm})}$ (px/mm)	-	95 - 130	105 - 130	130
f_{max} (frame/s)	28	10	100	6000
Format de sortie	TIF 8 bits	TIF 8 bits	TIF 16 bits	TIF 8 bits
Techniques	D	D et O	D, O et X	D et O

TABLEAU III.2 – Caractéristiques des caméras prêtées pour la radiographie par rayons X et la technique CBOS.

	Gre	Can
Camera	PCO Sencicam qe	Canon EOS-1Ds MarkII
Capteur	CCD couleurs	CMOS couleurs RVB
Taille (px×px)	1376×1040	4992×3328
Pixel ($\mu\text{m} \times \mu\text{m}$)	6.5×6.5	7.2×7.2
$\mathcal{R}_{(L_i > 25 \text{ mm})}$ (px/mm)	50	90
$\mathcal{R}_{(L_i < 25 \text{ mm})}$ (px/mm)	-	-
f_{max} (frame/s)	-	-
Sensibilité (ISO)	-	100 - 1600
t_{ouv} (s)	-	125E^{-6} - 30
Format de sortie	TIF 8 bits	CR2 couleurs 8 bits
Techniques	X	C

1.2 Sources lumineuses

Le stroboscope MVS-2600 EG&G, d'une puissance de 43 W, génère des flashes de $6 \mu\text{s}$ à une fréquence maximale de 60 Hz sur un intervalle spectral de 300 à 1100 nm. Il est associé à une plaque diffusive ou à une fibre optique et un diffuseur. L'intensité de la source présente une légère variabilité d'un tir à l'autre, inférieur à 5%.

Le laser CAVILUXTM Smart 200 W de Cavitar est muni d'une diode laser. La nature incohérente de la source permet de s'affranchir des effets de speckle (taches sur l'images dues aux variations spatiales et temporelles aléatoires d'intensité dues aux interférences locales [128]) inhérents habituellement aux sources lasers, ce qui permet d'obtenir un fond lumineux très uniforme. La longueur d'onde est de 640 nm. L'intensité du flash est réglable ainsi que sa durée qui peut être choisie entre 10 ns et 10 μs . La fréquence maximale est de 30000 Hz pour les flashes les plus courts et de 30 Hz pour les plus longs. La source est couplée à une fibre optique et une optique de collimation. Ce laser a une meilleure répétabilité d'intensité lumineuse que le stroboscope.

La lampe à arc au Xénon 300 W, modèle LSB530 de LOT-QuantumDesign, a pour avantage une grande intensité, avec un flux lumineux de 7000 lumens. Elle rayonne dans le visible et l'UV. C'est une source continue.

La source micro-foyer continue X a été réalisée sur mesure par la société INEL pour le GREMI. Elle appartient à la gamme des sources compactes transportables de faible puissance, 30 W. Elle est composée d'un générateur haute tension, de référence XRG60D, qui alimente un tube à rayon X (Petrick GmbH P030.24.12FT100Cu) possédant une anode en cuivre. La fenêtre de sortie d'épaisseur 100 μm et de hauteur 25 mm est en béryllium. La tension de la source est réglable de 15 à 25 kV et son intensité de 0.1 à 0.6 mA.

1.3 Synchronisation

La synchronisation entre les caméras et les sources lumineuses est gérée par un générateur de retard BNC 575, sauf pour les sources continues : la lampe à arc et la source rayons X. Avec l'utilisation d'une source pulsée, le temps d'exposition est lié à la durée du flash lumineux w_2 . Un schéma général des signaux envoyés aux instruments est représenté sur la figure III.1. Le délai imposé par le générateur pour l'ouverture de l'obturateur de la caméra, d_1 , est nul par rapport à t_0 et le flash a lieu au milieu de la période d'ouverture de l'obturateur w_1 . Le temps t_0 correspond au déclenchement du générateur par l'utilisateur. Généralement l'instant t_0 se situe après la mise en route de l'injection. Pour la caméra PCO, d_2 doit être au minimum de 0.5 ms. La fréquence des signaux est générée pour toutes les voies. Si deux diagnostics sont utilisés en même temps les flashes sont simultanés. Aucune interférence n'a été repérée.

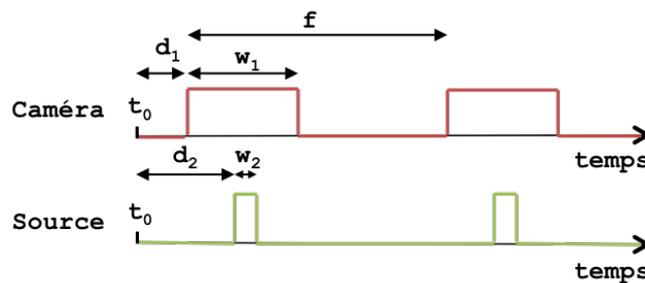


FIGURE III.1 – Signaux de synchronisation entre la source et la caméra.

2 Ombroscopie

L'ombroscopie est un diagnostic simple à mettre en place qui ne nécessite pas d'autre arrangement qu'un alignement d'une source lumineuse, de l'objet à observer (ici le jet) et d'une caméra.

2.1 Principe

L'ombroscopie met en évidence les variations d'indice de réfraction du milieu liées aux variations de densité induites par des variations de température et/ou de pression pour le milieu. Cette variation est caractérisée par des modulations d'intensité lumineuse sur l'image résultante. Des zones claires et des zones sombres apparaissent en fonction de l'angle de déflexion dû aux variations de densité de l'écoulement.

Deux types d'interface sont considérés : les interfaces minces et les interfaces diffuses. Les interfaces minces sont clairement définies car elles sont localisées. Le changement de milieu entre l'objet et son environnement présente un saut de densité. Les jets et gouttes liquides sont des objets à interface mince. Les interfaces diffuses sont caractérisées par des inhomogénéités optiques du milieu transparent qui peuvent être causées par des gradients de densité ou de composition. Ces interfaces sont le lieu de processus diffusifs comme une couche de mélange gazeuse ou supercritique, ou encore une différence de densité due à des gradients de température.

2.2 Différenciation DBI/Ombroscopie

Dans ce manuscrit deux techniques sont distinguées en fonction de la source lumineuse utilisée. Si les rayons incidents sont parallèles, c'est-à-dire si la source lumineuse est collimatée, la technique sera appelée ombroscopie. Elle est référencée dans la littérature comme "ombroscopie directe par rayons parallèles" [162]. Au contraire, si les rayons ne sont pas parallèles, c'est-à-dire que la source est diffuse, le terme DBI pour "Diffusive Background Illumination" (en français imagerie par fond diffus) sera employé. Cette dernière est aussi nommée "ombroscopie directe par rayons divergents" dans la littérature [162].

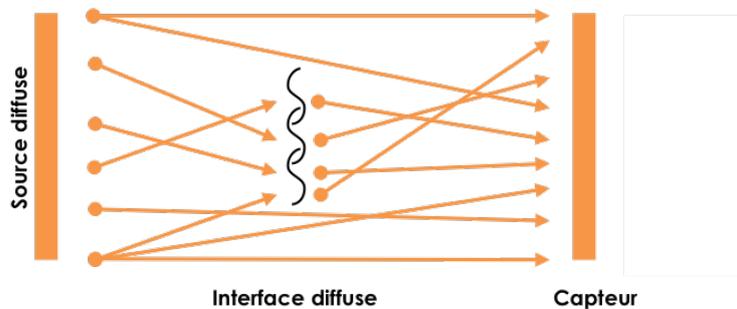


FIGURE III.2 – Schéma de la déviation des rayons lumineux provenant d'une source diffuse par une interface diffuse.

Les deux techniques permettent d'observer des objets à interfaces minces mais elles se différencient par leur sensibilité à percevoir des interfaces diffuses. Une source lumineuse parfaitement diffuse ne pourra révéler que des variations locales importantes de la densité. En effet les rayons incidents arrivant avec des angles différents, si l'angle de déflexion n'est pas assez important, les rayons en sortie de l'objet ne vont pas observer de direction privilégiée, figure III.2. Si le gradient de densité est assez important, l'angle de déflexion sera assez grand et les rayons vont être déviés de sorte qu'il va rester une zone sombre révélant la présence de l'interface diffuse.

Si les rayons arrivent parfaitement parallèles sur une interface diffuse, ils vont tous être déviés dans la même direction, laissant apparaître une zone sombre et une zone très lumineuse juxtaposées, figure III.3. Avec des rayons parallèles, il est plus difficile de différencier un objet net d'un objet diffus, comme par exemple un jet entouré d'une couche de mélange.

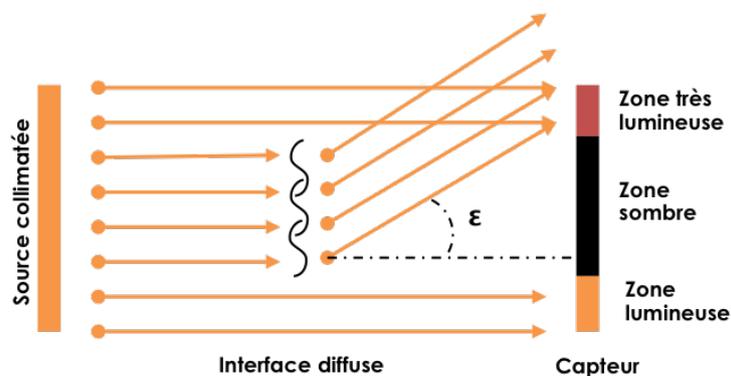


FIGURE III.3 – Schéma de la déviation ϵ des rayons lumineux d'une source collimatée par une interface diffuse.

Pour illustrer ce paragraphe, la figure III.4 présente quatre jets photographiés dans les mêmes conditions lors de deux expériences. Pour les images (a) et (c), la source est parfaitement diffuse. L'interface du jet liquide est observée. Sur l'image (d), la source lumineuse est collimatée. La couche de mélange est visible mais la distinction entre celle-ci et le jet n'est pas évidente. Enfin, l'image (b) présente une source diffuse légèrement collimatée, obtenue avec un diffuseur après une source collimatée. Cet élément diffusant n'est pas assez efficace et les objets à interfaces diffuses sont captés. Ce montage optique permet de discerner la couche de mélange du jet liquide. Lorsque la chambre est chauffée, les gradients de température sont observables en périphérie du jet sur les images d'ombroscopie uniquement, image (d) de la figure III.4. Leur présence, dans l'axe de l'objet observé, peut impacter l'image résultante en ombroscopie comme en DBI.

Sur des images de DBI, il est possible de remarquer qu'à l'intérieur du jet il y a un spot de lumière. En effet, pour un cylindre transparent, les rayons arrivant avec un angle nul par rapport à la normale de la surface ne vont pas être déviés. Ceux arrivant avec un angle faible sont légèrement déviés et à partir d'un certain angle ils sont réfractés. Les bords du jet sont alors mis en évidence par une zone sombre. La figure III.5 illustre le fait que plus la surface est corruguée (perturbée, plissée) plus l'intensité du spot diminue.

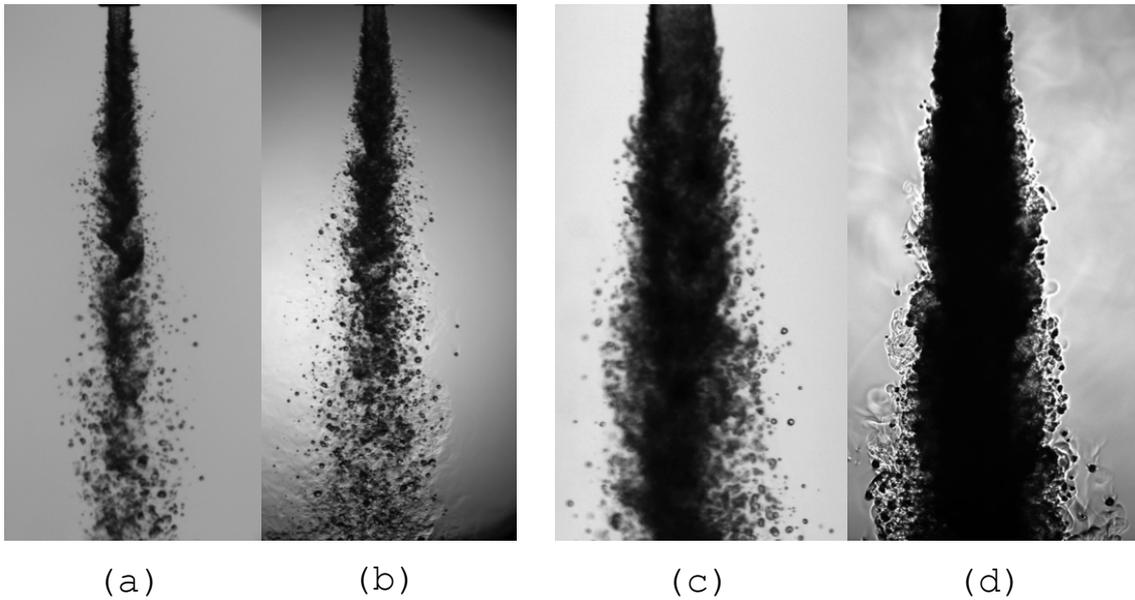


FIGURE III.4 – Différenciation entre des images de DBI et d'ombroscopie sur des images issues de deux expériences réalisées dans les mêmes conditions. (a) et (b) simultanées : (a) DBI avec des rayons parfaitement divergents et (b) DBI avec des rayons légèrement parallèles. (c) et (d) simultanées : (c) DBI avec des rayons parfaitement divergents et (d) ombroscopie avec une source lumineuse collimatée.

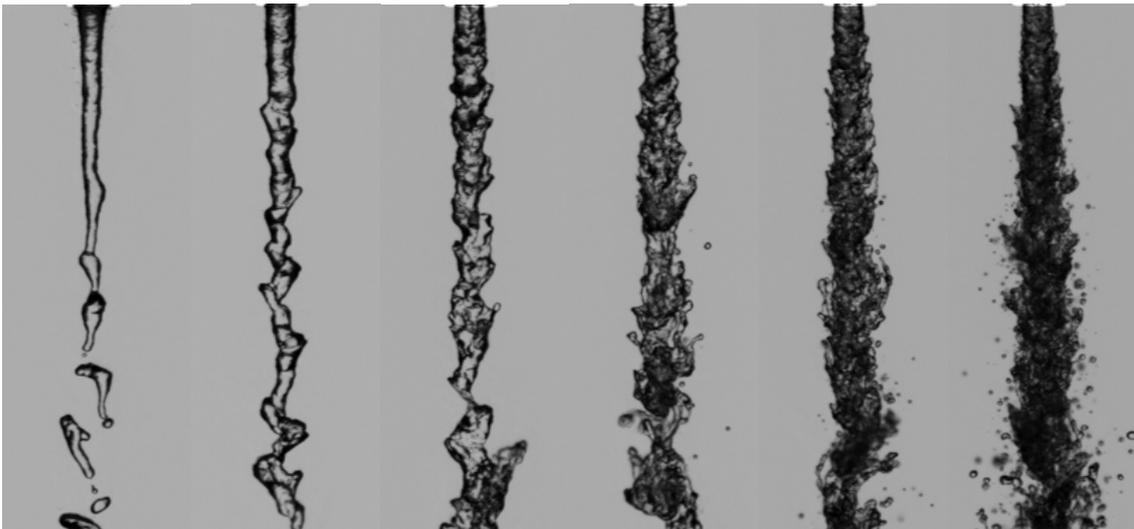


FIGURE III.5 – Diminution du spot lumineux, pour des images en DBI, avec l'augmentation des perturbations sur l'interface.

2.3 Montages optiques

Le jet est situé au milieu de la chambre, ce qui impose au minimum une distance focale de 170 mm. La caméra Cg1 a été utilisée pour les premières expériences pour des champs larges puis plus rapprochés avec un objectif de 75 mm. Elle a ensuite été remplacée par les caméras Cg2 et PCO avec des objectifs AF micro Nikkor 105 mm. Les deux caméras permettent des diagnostics simultanés perpendiculaires, DBI / Ombro ou DBI / DBI. Les objectifs étaient toujours ouverts à leur maximum (2.8) pour obtenir une petite profondeur de champ.

2.3.1 DBI

Le stroboscope a été utilisé, avec de préférence, une plaque diffusivie qui produit des rayons bien divergents.

2.3.2 Ombroscopie

Pour l'ombroscopie, le laser cavitair a été collimaté et réglé avec une durée d'impulsion de 0.02 μs à 56% de sa puissance.

2.3.3 Imagerie rapide

Le stroboscope n'ayant pas une cadence assez importante, le laser cavitair a été utilisé avec la caméra V12 en ombroscopie et en DBI avec un diffuseur. Comme indiqué précédemment, le montage optique avec un diffuseur capte également les interfaces diffuses mais sur un niveau de gris plus faible que les interfaces minces (image (b) de la figure III.4). Cela a pour avantage de pouvoir observer à la fois la couche de mélange et le jet liquide.

La durée des flashes était de 0.02 μs à 80% de sa puissance. Des champs de 2 mm, captant la dynamique de la couche de mélange, ont été réalisés avec une lunette à visée lointaine. Des champs plus grands ont été obtenus avec un objectif de 200 mm pour capturer toute la dynamique du jet.

2.4 Post Traitement

Les images ainsi recueillies nécessitent une analyse pour accéder à des informations quantitatives. Le traitement d'image joue un rôle essentiel à l'extraction d'informations représentatives des phénomènes mis en jeu. Il s'appuie sur des outils de bases comme la normalisation et le seuillage, présentés ci-après. Ceux-ci seront également utilisés pour l'analyse des images issues de la radiographie. En dehors de la normalisation, tous les traitements d'image ont été réalisés avec le logiciel imageJ. Les images d'une même injection sont traitées sous forme de série de 120 images (sauf pour l'imagerie rapide où il est possible d'avoir jusqu'à 2000 images par série).

2.4.1 Normalisation

Les sources lumineuses utilisées peuvent conduire à la formation de fond lumineux non homogène. Il se peut également que certains pixels n'aient pas la même réponse à un flux lumineux donné. La normalisation a pour but de corriger ces inhomogénéités [194]. Ceci est possible si la réponse du capteur est linéaire à l'intensité lumineuse qu'il perçoit et à condition de posséder pour chaque série d'expériences, deux images particulières :

- La porteuse, Im_p , est l'image du fond clair en absence d'objet dans le champ. Elle est le résultat d'une moyenne sur 120 images prises avant les injections, à pression ambiante et à la même température que les expériences.
- L'obscurité, Im_o , est obtenue en enregistrant le signal perçu par la caméra sans la source de lumière. Elle est aussi réalisée à partir d'une moyenne de 120 images. Les faibles niveaux de gris de cette image correspondent à la réponse des cellules photosensibles à l'obscurité ou bien aux bruits lumineux d'autres sources polluantes de lumière.

Le calcul de l'image normalisée, Im_n , d'une image brute, Im_r , est donné par l'équation suivante :

$$Im_n(i, j) = \frac{Im_r(x, y) - Im_o(x, y)}{Im_p(x, y) - Im_o(x, y)} \times \alpha \times N_{fond} \quad (III.1)$$

Dans l'équation (III.1) x et y sont les coordonnées d'un pixel.

La présence de fluctuations temporelles de l'intensité de la source, notamment avec le stroboscope, nécessite une correction. Le niveau instantané de la source est calculé à partir de la moyenne des valeurs d'une même zone i , loin de l'objet, comme indiqué sur la figure III.6. Le coefficient α sert à corriger les fluctuations d'intensité lumineuse tir à tir de la source. Le niveau N_{fond} permet de ramener les niveaux normalisés (entre 0 et 1) à des niveaux de gris (entre 0 et N_{fond}).

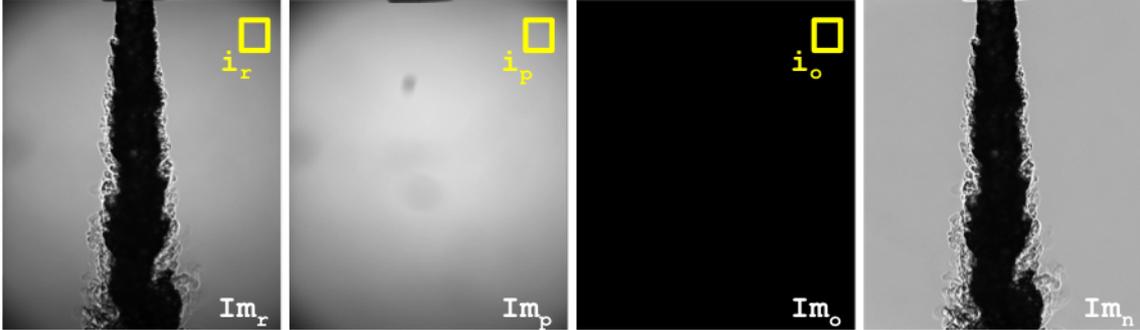


FIGURE III.6 – Processus de normalisation d'une image brute Im_r par une porteuse Im_p et une image de bruit Im_o avec en jaune la zone permettant de calculer N_{fond} .

2.4.2 Seuillage

L'opération de seuillage est utilisée pour la binarisation d'une image. Si l'image est constituée de pixels sombres pour le jet et de pixels clairs pour le fond lumineux, le seuillage donnera une image à deux niveaux représentant l'état "dense" en noir et l'état "peu dense" en blanc. La principale difficulté du seuillage est la détermination du niveau de seuil qui définit la frontière entre les états physiques. Le niveau de seuil N_{seuil} peut être fixé de manière arbitraire mais il est, le plus souvent, déterminé à l'aide de l'histogramme des niveaux de gris. Deux paramètres de l'histogramme sont utilisés pour déterminer N_{seuil} : le niveau de gris le plus clair N_{max} et le niveau de gris le plus sombre N_{min} représentant le niveau des éléments les plus denses.

$$N_{seuil} = N_{min} + (N_{max} - N_{min}) \times th \quad (III.2)$$

Le coefficient de seuil th est déterminé en fonction de l'information souhaitée. Par exemple pour déterminer une interface, il faut trouver le seuil adéquat pour lequel les contours des objets liquides sont fermés. En augmentant le seuil tous les contours sont fermés mais des structures diffuses commencent à apparaître autour du jet liquide. Un compromis doit être trouvé entre la fermeture des contours et l'apparition des structures diffuses. Cela nécessite une image en DBI avec une source parfaitement diffuse. En ombroscopie, la détermination du seuil est effectuée dans le but de capter l'intégralité de la couche de mélange. Le choix de th est dans ce cas plus arbitraire. Pour un même diagnostic, le coefficient peut varier en fonction de la source lumineuse et de la sensibilité de la caméra.

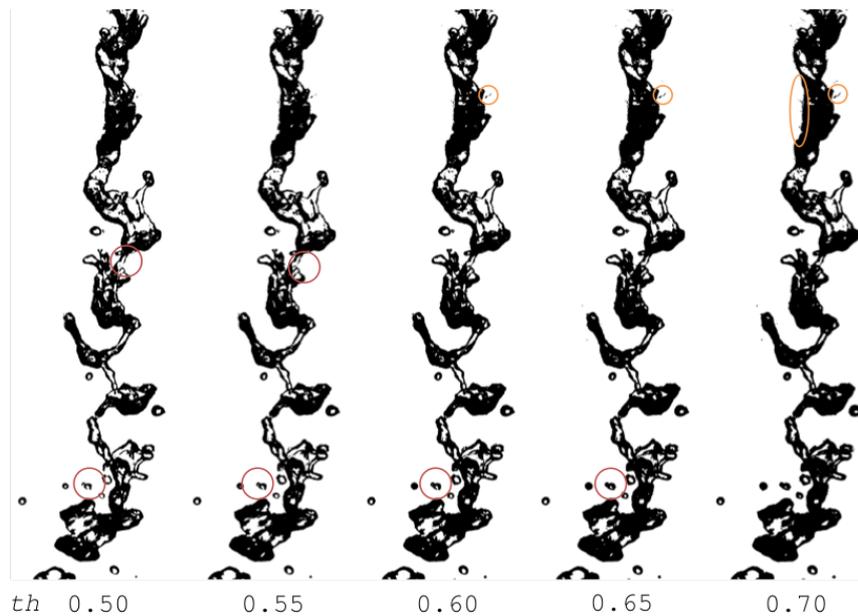


FIGURE III.7 – Exemple de binarisation, sur la même image, avec des coefficients de seuil, th , allant de 0.50 à 0.70 pour des images en DBI. Sont entourés en rouge des objets liquides dont le contour n'est pas fermé, en orange des structures diffuses.

2.4.3 Mesure de longueur de rupture

La mesure de longueur de rupture est effectuée sur des jets liquides dont la rupture est facilement observable en DBI. Pour les jets atomisés et les jets diffus, l'analyse sera légèrement différente. Celle-ci est expliquée dans la section suivante.

L'image brute est d'abord normalisée puis binarisée. Des tests ont été effectués avec des coefficients de seuil compris entre 0.3 et 0.9 avec un pas de 0.05. Le coefficient de seuil trouvé pour fermer tous les contours des objets liquides, sans inclure les structures diffuses, est $th = 0.65$. Sur l'image recueillie, le spot lumineux à l'intérieur du jet est toujours présent. Si les contours de l'objet sont fermés alors il est possible de supprimer le spot en le remplissant. Seul l'élément attaché au haut de l'image est conservé. La longueur de cet objet est calculée et ajoutée, lorsque l'injecteur n'est pas dans le champ de visualisation, à la distance entre le haut du champ et l'injecteur, Δ_{inj} . Ce processus est illustré par la figure III.8. Des statistiques sur 600 images (5 séries de 120 images) sont présentées Chapitre IV § 4.

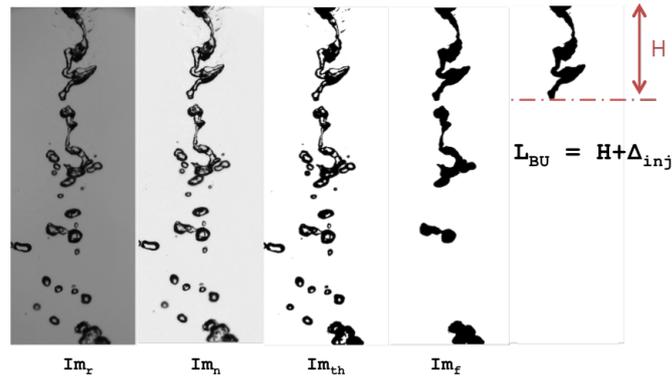


FIGURE III.8 – Étapes pour la mesure de la longueur de rupture L_{BU} : Im_r , image brute ; Im_n , normalisation ; Im_{th} , binarisation et Im_f , remplissage des objets à contour fermé. Δ_{inj} distance entre le haut de l'image et la sortie de la buse d'injection.

2.4.4 Mesure de longueur de cœur dense

Lorsque que le jet est atomisé ou qu'il est diffus, il n'est plus possible de définir une longueur de rupture. La longueur du cœur dense est alors estimée à partir des images de DBI. La procédure commence également par la normalisation de l'image brute et son seuillage avec un coefficient de 0.65. Ensuite les objets liquides sont remplis et les objets de surface inférieure à 4 mm^2 sont supprimés. La moyenne d'une série de 120 images est effectuée. L'image résultante est assimilable à une probabilité de présence de liquide. Cette image est donc binarisée avec un seuil à 50%. L'objet raccordé à l'injecteur est alors mesuré pour déterminer la longueur du cœur dense. La procédure est résumée par les images de la figure III.9. Dans certains cas les deux techniques de mesure de longueur ont été effectuées sur les mêmes images brutes. Quelques différences sont à noter mais globalement les résultats avec les deux méthodes sont similaire. Les erreurs peuvent venir d'objets liquides en périphérie du jet qui vont être assimilés au coeur dense. Des mesures plus précises peuvent être effectuées avec d'autres diagnostics optiques [28] qui n'ont pas été mis en place sur le banc REFINE.

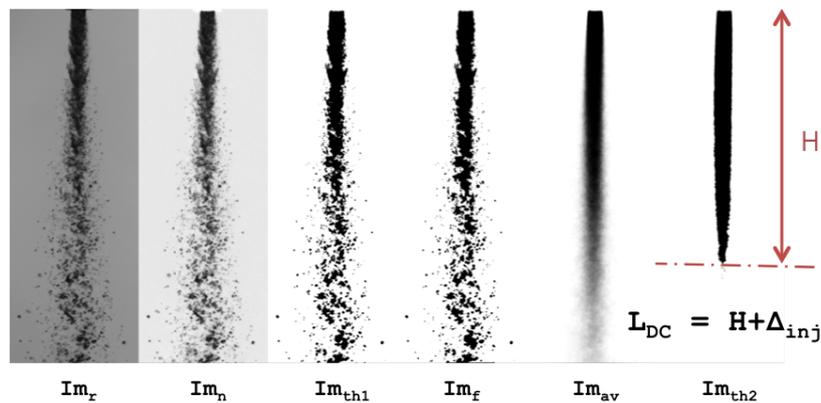


FIGURE III.9 – Étapes pour la mesure de la longueur de cœur dense L_{DC} . Im_r , image brute ; Im_n , normalisation ; Im_{th1} , binarisation ; Im_f remplissage des objets à contour fermé ; Im_{av} moyenne sur 120 images et Im_{th2} binarisation de la moyenne. Δ_{inj} distance entre le haut de l'image et la sortie de la buse d'injection.

2.4.5 Mesure d'angle d'ouverture

Sur une image d'ombroscopie, Fig. III.10, il est possible de mesurer un angle à l'extérieur de la couche de mélange, c'est l'angle d'ouverture θ_s . Le deuxième angle correspond à la séparation entre le cœur dense et la couche de mélange, c'est l'angle du cœur dense θ_{DC} .

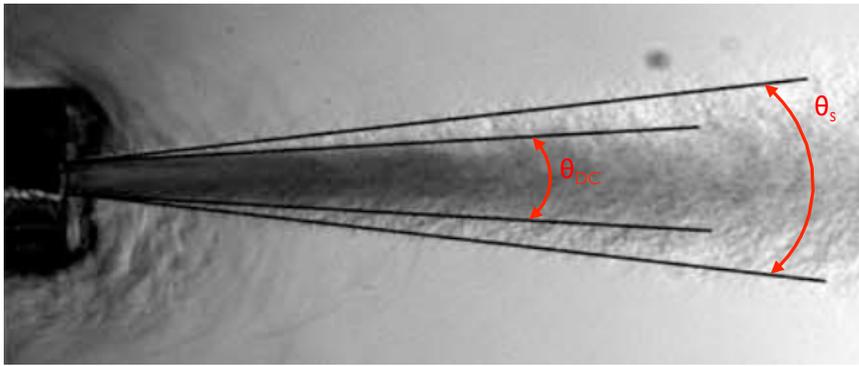


FIGURE III.10 – Définition des angles d'ouverture θ_s et de corps dense θ_{DC} sur une image d'ombroscopie [31].

L'image d'ombroscopie est normalisée puis seuillée avec un coefficient de 0.40. L'écart-type d'une série est calculé. Cet écart-type donne la zone de plus forte entropie [194] correspondant à la couche de mélange. Cette image est à nouveau seuillée avec cette fois-ci un coefficient de 0.30 pour déterminer les contours intérieur et extérieur de la couche de mélange et ainsi mesurer θ_s et θ_{DC} . La procédure est illustrée sur la figure III.11. Seules les mesures de θ_s ont été exploitées et présentées au § 3 du chapitre IV.

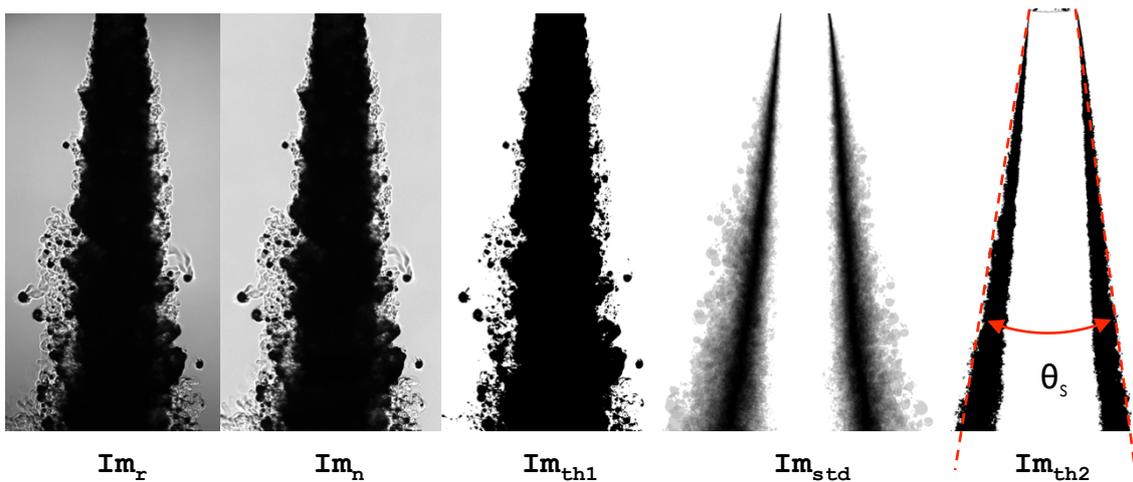


FIGURE III.11 – Étape de la mesure d'angle d'ouverture θ_s : Im_r , image brute ; Im_n , normalisation ; Im_{th1} , binarisation ; Im_{std} écart-type d'une série de 120 images et Im_{th2} binarisation de l'écart-type.

3 Radiographie

La radiographie est une imagerie en transmission par rayons X. Les diagnostics par rayons X ont été mis en place avec le support du GREMI. Le développement des sources X portables micro-foyers pour étudier des jets Diesel [136, 149] a également permis l'étude d'injections cryotechniques en milieu supercritique au DLR [110].

Les rayons X sont absorbés par les milieux denses. La transmission des rayons X dépend des atomes composants les milieux traversés et de la densité de ces milieux. Ces rayons ne sont donc pas soumis aux gradients d'indice et permettent de relier l'intensité lumineuse reçue à la densité des milieux traversés.

3.1 Principe

3.1.1 Production

La production de rayons X est ici réalisée par un générateur de rayons X composé d'un générateur haute tension qui alimente un tube à rayons X. Les électrons sont extraits par chauffage de la cathode, composée d'un filament métallique, et sont accélérés par un champ électrique dans un tube sous vide. Ils sont focalisés pour venir percuter une cible métallique, l'anode ou anti-cathode. Le ralentissement des électrons par les atomes de la cible produit un rayonnement continu de freinage, appelé bremsstrahlung [13]. Des exemples de spectres en fonction de la tension et de l'intensité sont donnés pour le tungsten dans la figure III.12. L'intensité électrique parcourant le filament détermine la quantité d'électrons émis et donc la quantité de rayons X. La haute tension entre l'anode et la cathode définit la forme du spectre du bremsstrahlung et notamment l'énergie maximale, E_{max} , des rayons X émis. Par exemple pour une tension de 25 kV, $E_{max} = 25$ keV. Pour le cuivre, le pic du spectre, valeur d'énergie pour laquelle le nombre de rayons X est maximal, est estimé pour une valeur d'énergie à $E_{max}/3$ [24]. À ce rayonnement continu s'ajoute un rayonnement de raies correspondant à la fluorescence de l'anode. C'est la nature chimique de l'anode qui détermine le spectre spécifique de ce second rayonnement : pour le cuivre, la raie de plus forte intensité, $K_{\alpha,1}$, est à 8.05 keV et la seconde, $K_{\beta,1}$, est à 8.91 keV¹.

¹xdb.lbl.gov

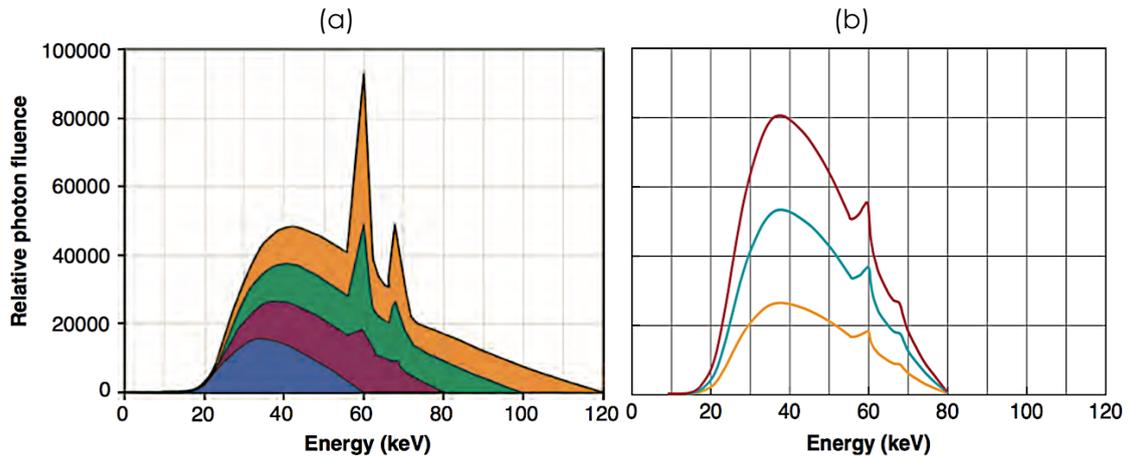


FIGURE III.12 – Exemples de spectres d’émission de rayons X à même intensité mais tension variable (a) de 60 (bleu) à 120 kV (jaune) et à même tension et intensité variable (b) de la plus faible en jaune à la plus forte en rouge. La fluence décrit l’intensité avec laquelle le milieu a été traversé par le flux de photon, sur un temps donné [24].

3.1.2 Transmission

En entrant dans un milieu les rayons X vont être absorbés par le milieu en suivant la loi de Beer-Lambert (Eq. (III.5)). Le signal reçu après le passage d’un milieu dépend des propriétés d’absorption du milieu lié à la distance traversée ep , à la masse volumique ρ du milieu et au coefficient d’atténuation μ_X . Ce coefficient dépend des atomes présents dans le milieu et de l’énergie des rayons X. Le coefficient d’atténuation massique σ_X est défini comme suit :

$$\sigma_X = \frac{\mu_X}{\rho} \quad (\text{III.3})$$

La densité d’épaisseur Ep_ρ (mass thickness ou pathlength en anglais) correspond à :

$$Ep_\rho = ep \times \rho. \quad (\text{III.4})$$

La loi de Beer-Lambert peut donc s’écrire de deux manières différentes :

$$I = I_0 e^{-\mu_X \times ep} = I_0 e^{-\sigma_X \times Ep_\rho} \quad (\text{III.5})$$

I_0 est l’intensité incidente et I l’intensité reçue. La transmission T_X est définie comme :

$$T_X = \frac{I}{I_0} \quad (\text{III.6})$$

3.1.3 Réception

Les rayons X provoquent la fluorescence lumineuse de certains matériaux. C’est sur ce principe que fonctionnent les compteurs à scintillation (amplificateur de brillance) et les scintillateurs. Il existe une relation quasi-linéaire entre le nombre de photons émis par fluorescence et l’intensité reçue I : plus le signal transmis des rayons X est important plus le nombre de photons émis l’est aussi [84].

Deux techniques ont été proposées pour analyser les rayons X, un amplificateur de brillance et un scintillateur avec une caméra fonctionnant dans le spectre visible. L'amplificateur de brillance a une très grande sensibilité mais son encombrement et les contraintes liées à la chambre pressurisée ne permettent pas de le placer suffisamment près du jet pour obtenir un signal satisfaisant. C'est donc la solution d'un scintillateur qui a été retenue car il peut être placé dans l'enceinte, donc proche du jet. Le scintillateur Hamamatsu ACS J8734 d'une taille $50 \times 50 \text{ mm}^2$ possède une couche luminescente d'iodure de césium dopée en thallium, CsI(Tl). Les rayons X impactant la plaque de carbone provoquent une excitation qui est transmise à la couche de CsI(Tl). Cette dernière renvoie une intensité lumineuse en fonction de son taux d'excitation et du nombre de rayons X impactant la plaque de carbone. Sa transmittance est représentée en rouge sur le graphique de la figure III.13. Si l'énergie d'intensité maximum de la source, correspondant à la raie $K_{\alpha,1} = 8.05 \text{ keV}$ est considérée, la transmittance du scintillateur est de 70 % .

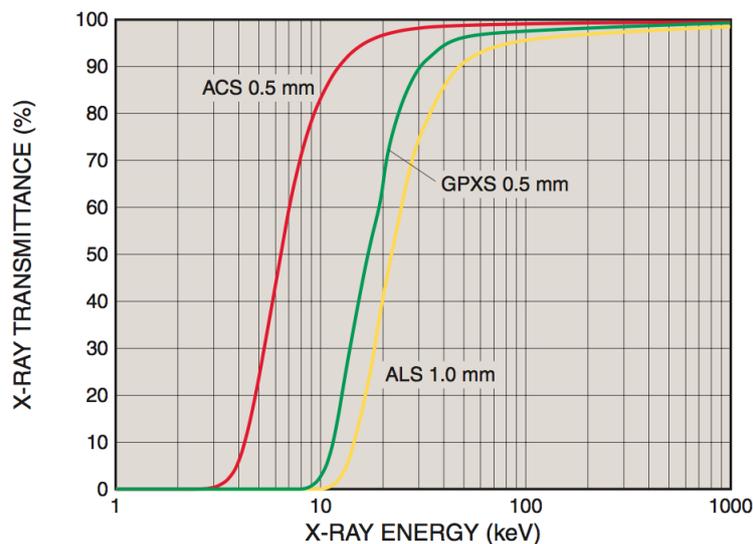


FIGURE III.13 – Transmittance des scintillateurs ACS, en rouge, en fonction de l'énergie des rayons X. Document fournisseur.

Ce scintillateur rentre dans la catégorie des scintillateurs inorganiques et émet entre 300 à 700 nm avec un pic d'intensité à 550 nm [46]. C'est l'un des plus lumineux existant sur le marché et son temps de réponse est d'environ 1000 ns [84]. Il supporte des températures jusqu'à 893 K.

Le scintillateur est positionné à environ 15 mm du jet à l'intérieur de l'enceinte à l'aide d'un support circulaire s'insérant avant le hublot, Fig III.14. Le positionnement étant manuel, la distance exacte par rapport au jet est mesurée grâce aux images en DBI suivant la direction perpendiculaire. Il est protégé des projections de fluide côté carbone par un film en kapton[®].

Une protection du côté de la couche en CsI(Tl) s'est malheureusement rompu lors des dernières mesures, très certainement à cause de fluctuations locales importantes de température lors de la dépressurisation de la chambre. Les conditions de rupture n'ont pas été clairement définies car celle-ci n'a été observée qu'au démontage du support, Fig. III.15. La conséquence de cette rupture se limite, à notre connaissance, à un décalage spatial de l'image observée par la caméra.

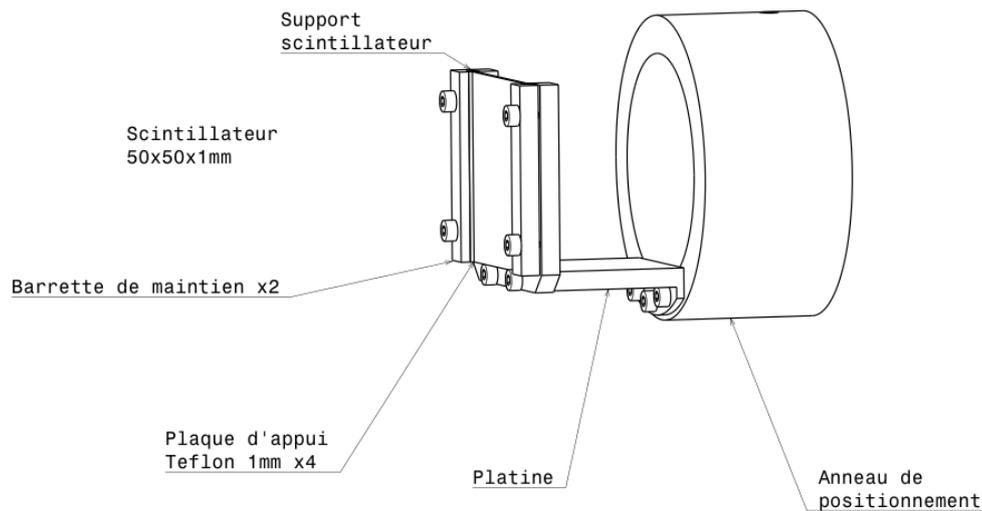


FIGURE III.14 – Plan du support réalisé pour placer le scintillateur dans la chambre.

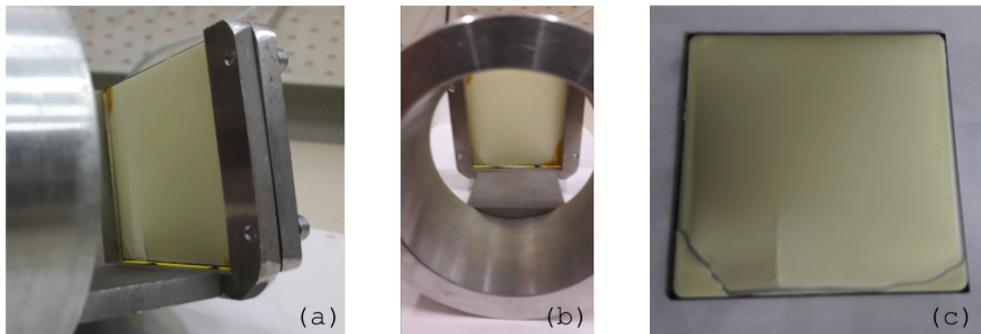


FIGURE III.15 – Photos du scintillateur sur son support à gauche et du film de protection de la plaque de CsI(Tl) déchiré à droite.

3.2 Adaptation du moyen d'essai

La mise en place du diagnostic par rayons X a nécessité quelques adaptations du banc REFINE. Les hublots en silice de 70 mm, utilisés pour les autres diagnostics, atténuent complètement les rayons X. La traversée des rayons X dans l'air ambiant et dans le milieu sous pression a été minimisée pour optimiser la qualité du signal reçu. Pour cela, la fenêtre laissant passer les rayons X du côté de la source est rapprochée au maximum du jet et un scintillateur est positionné de l'autre côté, à l'intérieur de l'enceinte, pour transformer les rayons X en lumière visible exploitable avec une caméra classique.

3.2.1 Fenêtres

L'épaisseur et la densité de la fenêtre jouent un rôle important dans l'atténuation du signal. Il est donc nécessaire d'utiliser un matériau peu dense et/ou très mince pouvant tenir la pression. Les deux matériaux à disposition sont : le kapton[®], d'une densité de 1.43 kg.m^{-1} et le mylar d'une densité de 1.4 kg.m^{-1} . Ces matériaux ont déjà été utilisés sur des applications similaires [110] et offre une résistance à la pression suffisante sur une petite section avec une épaisseur inférieure au millimètre.

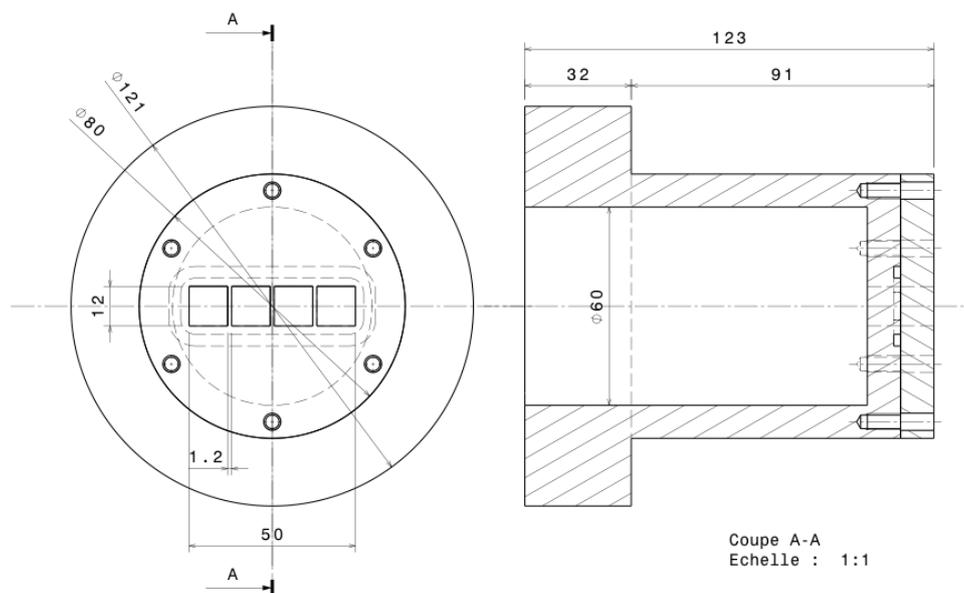


FIGURE III.16 – Plan de l’assemblage du manchon avec la bride maintenant la fenêtre en position.

Pour réduire la distance fenêtre X - jet, un manchon (plan : Fig. III.16, photo : Fig. III.17) pénétrant à l’intérieur de l’enceinte sur 80 mm est maintenu par une bride à la place du hublot. Ce manchon se termine par quatre ouvertures de 1 cm^2 séparées entre elles par un barreau de 2 mm. La fenêtre, positionnée au bout de ce manchon, est fixée par une contre-bride. La distance entre le jet et la fenêtre est ainsi d’environ 19 mm.

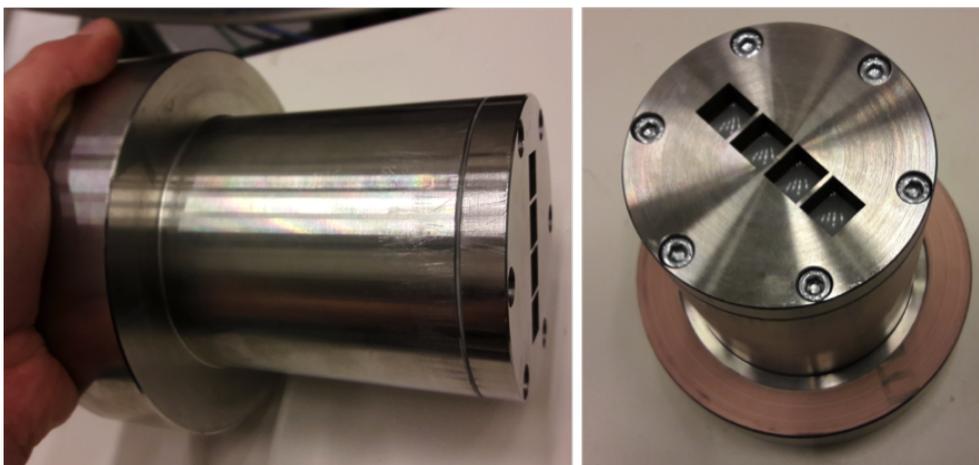


FIGURE III.17 – Photos du manchon avec la fenêtre en mylar.

Un premier test à température ambiante, effectué avec du kapton[®] de $300 \mu\text{m}$, a conduit à la rupture de la fenêtre à 4 MPa. Un test avec du mylar de $500 \mu\text{m}$ d’épaisseur, qui diminue la transmission, a permis d’atteindre une pression de 6 MPa. À la première montée en pression, le mylar se déforme plastiquement, comme le montre les images (a) et (b) de la figure III.18. La déformation maximale mesurée est de 3 mm. Pour des essais à 383 K et 413 K, la fenêtre a rompu à 4 MPa (image (c) Fig. III.18), ce qui est inférieur au le point critique du propane. Par contre à 333 K, le mylar supporte une pression de 6 MPa, ce qui permet de dépasser le point critique de l’éthane.

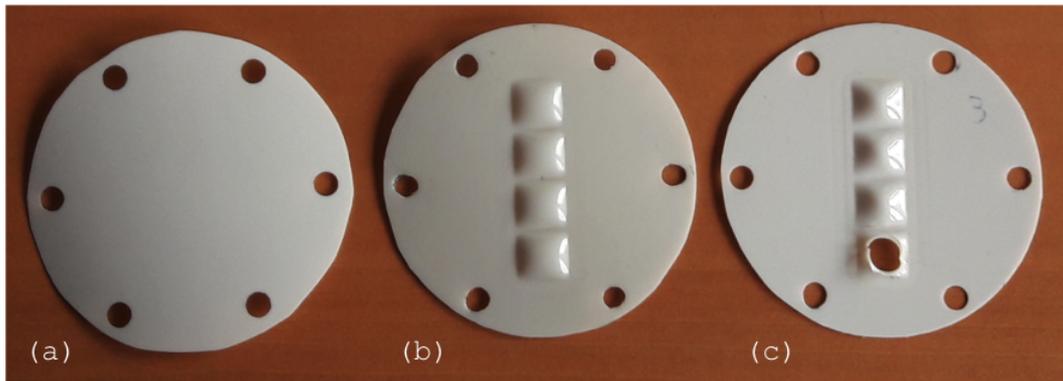


FIGURE III.18 – Photo de trois fenêtres en mylar de $500\ \mu\text{m}$: (a) jamais servie, (b) utilisée jusqu'à 6 MPa et 343 K pendant la campagne de juin-juillet 2017, (c) rupture à 4 MPa et 413 K.

3.2.2 Raccordement de la Source X

Pour permettre l'ouverture de l'obturateur de la source rayons X, présentée § 1.2, celle-ci doit être raccordée hermétiquement à l'enceinte, ③ sur la figure III.20. Une bride fine est donc fixée avec la bride qui maintient le manchon de la fenêtre. Des ouvertures, en rouge sur le plan présenté figure III.19, ont été réalisées pour éviter de détériorer la source en cas de rupture de la fenêtre et évacuer le flux de gaz venant de la chambre. Les rayons X ne pouvant pas être réfractés, ces ouvertures qui ne sont pas dans l'axe de transmission des rayons X ne présentent pas de danger pour l'utilisateur.

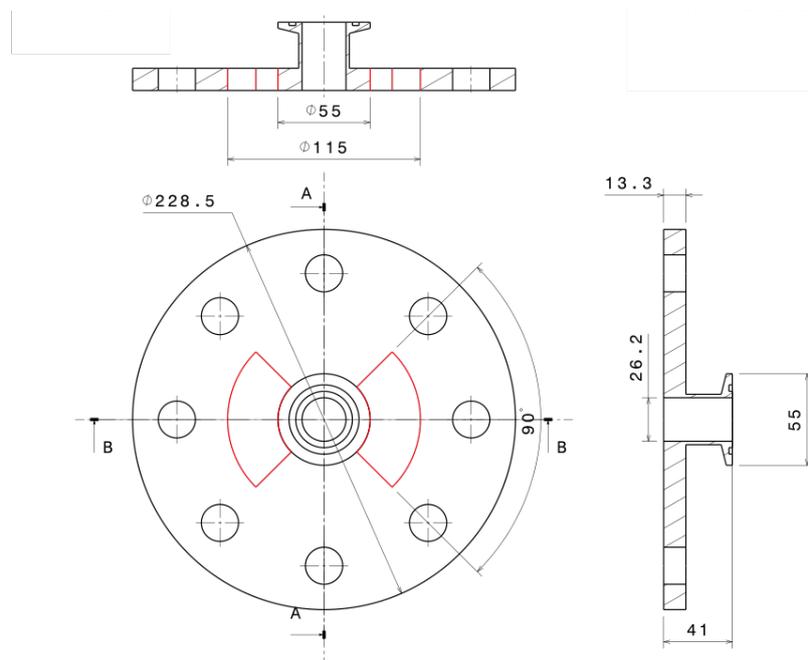


FIGURE III.19 – Plan de la bride de raccordement réalisée par le GREMI avec en rouge les ouvertures ajoutées pour protéger la source en cas de rupture de la fenêtre et de dépressurisation de la chambre.

3.3 Montage optique

Une photo du montage optique de la radiographie par rayons X est présentée sur la figure III.20. La source, ①, est raccordée à l'enceinte par la bride de raccordement ②. Une caméra, ③, capte la lumière émise par le scintillateur placé à l'intérieur de l'enceinte.

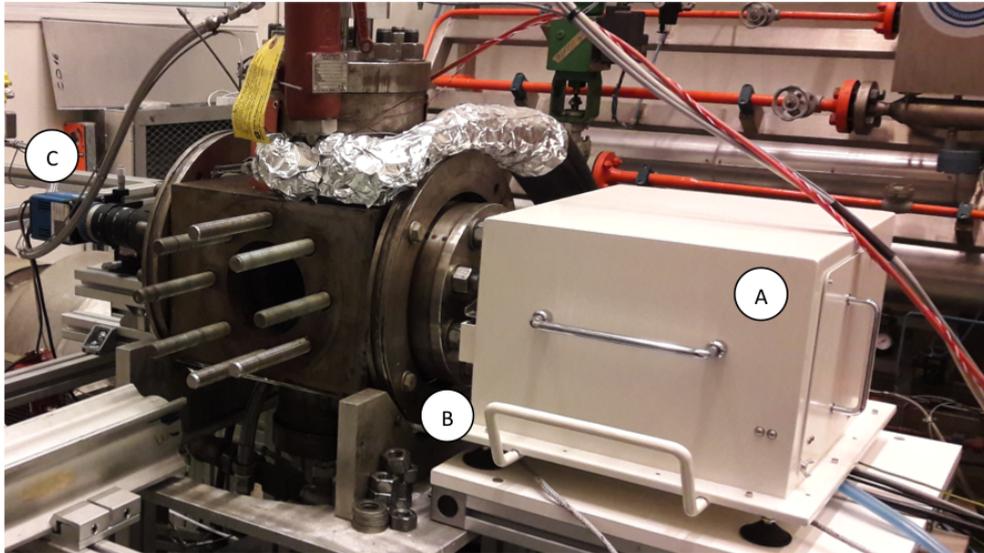


FIGURE III.20 – Photo du montage optique pour la radiographie par rayons X. ① : source X, ② raccordement de la source et de l'enceinte HP, ③ : caméra mis au point sur le scintillateur, situé dans l'enceinte.

L'intégralité des éléments présentés dans la section précédente sont repris dans le schéma global du montage de la figure III.21. Le point source des rayons X est situé à une distance d'environ 350 mm du jet à observer. L'angle maximal du faisceau est donc de 5° , ce qui permet donc de considérer en première approximation le faisceau comme parallèle. Le scintillateur est à environ 15 mm du jet.

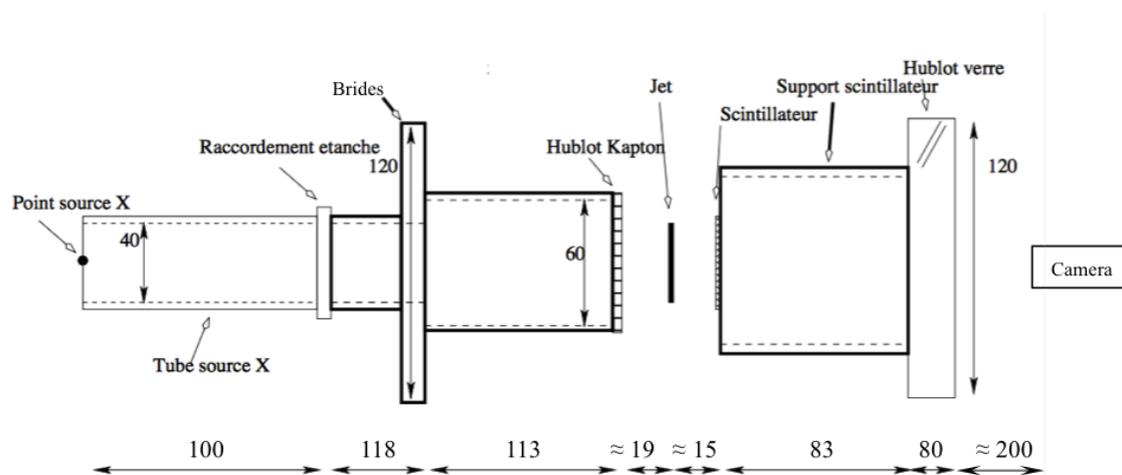


FIGURE III.21 – Schéma du montage de radiographie par rayons X.

Pour cette application, la caméra *Gre* a été utilisée pour les premiers tests puis remplacée par la caméra *PCO* en raison de sa plus grande sensibilité. La distance de travail entre l'objectif et le scintillateur est d'environ 360 mm. L'obturateur de la caméra est ouvert à son maximum pendant 2 s, qui est la durée maximale d'ouverture de la caméra *PCO*. Ce temps d'exposition permet de moyenniser le signal et d'augmenter la quantité de lumière reçu. Pour éviter les interactions avec la lumière ambiante, un écran est placé entre la caméra et le hublot. L'enregistrement des images est réalisé sur une moyenne de 32 acquisitions.

Pour définir le réglage optimal de la source à rayons X, plusieurs couples de tension et d'intensité ont été testés. Ils sont répertoriés dans le tableau III.3. Une haute tension est synonyme d'une meilleure transmission. L'augmentation de tension conduit à un plus grand nombre de rayons X de grande énergie. Les tests ont été réalisés sur une chambre pressurisée à l'azote et la valeur de tension maximale, 25 kV a donc été choisie. Ce qui signifie que le spectre d'énergie est compris entre 0 et 25 keV. L'énergie où l'intensité est la plus importante est estimée à 8.33 KeV (25 keV/3). Plus l'intensité est grande plus la quantité de rayons X émis est importante. Pour un signal plus important il faut donc augmenter l'intensité tout en prenant en compte que cette augmentation réduit la durée de vie du tube. La différence entre une intensité de courant à l'anode de 0.6 mA ou de 0.5 mA n'avait pas beaucoup d'influence, c'est donc celle de 0.5 mA qui a été choisi. Les résultats présentés par la suite ont été réalisés avec le réglage E02, i.e. 25 kV et 0.5 mA.

TABLEAU III.3 – Réglages de la tension et de l'intensité utilisées de la source à rayons X.

	E01	E02	E03	E04	E05	E06	E07	E08	E09	E10	E11	E12	E13	E14	E15
kV	25	25	24	23	22	21	20	20	20	19	18	18	17	16	16
mA	0.6	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.53	0.5	0.4	0.5	0.5	0.49	0.5	0.45	0.44

3.4 Étalonnage

La source n'étant pas caractérisée, le spectre d'émission de celle-ci n'est pas connu. L'objectif de l'étalonnage est donc de déterminer l'énergie moyenne des rayons X de la source en keV pour la configuration E02 : 25kV et 0.5mA. Cette énergie permettra de déterminer les coefficients d'atténuation de masse σ_X des espèces étudiées. Les coefficients σ_X sont donnés dans des tables [39] en fonction de l'énergie.

La variation de la densité de l'azote dans la chambre a été utilisée pour un premier étalonnage en faisant varier la pression dans la chambre de 0.01 MPa, à 6 MPa. L'image de référence est celle à température ambiante. La distance traversée par les rayons X dans l'azote est estimée à 34 mm à partir de la visualisation perpendiculaire. La déformation de la fenêtre pouvant aller jusqu'à 3 mm n'est pas prise en compte.

Chaque image a été normalisée par rapport à l'image de référence (Im_p § 2.4.1) donnant ainsi une transmission relative de 34 mm d'azote sous pression par rapport à 34 mm d'azote à pression atmosphérique. Cette mesure de transmission est représentée en rouge sur la figure III.22. Les valeurs théoriques de transmission relative de cette épaisseur d'azote, issues des tables [39], sont présentées en fonction de l'énergie. Les mesures réalisées correspondent à des énergies de rayons X compris entre 17 keV et 23 keV.

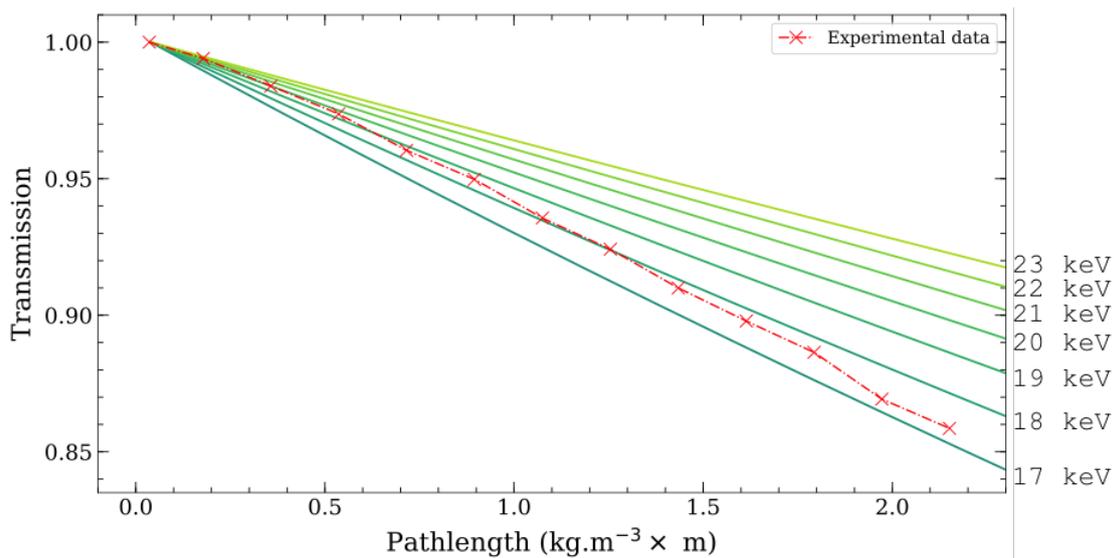


FIGURE III.22 – Étalonnage de l'énergie de la source à partir d'image d'azote en pression normalisée par rapport à une image à pression ambiante. Densités issues du NIST.

Un deuxième étalonnage a été réalisé à pression atmosphérique avec une mire constituée de fenêtres en kapton[®] de différentes épaisseurs, Fig. III.23. Trois séries de mesures ont été réalisées pour confirmer les résultats. L'intégralité de la mire ne pouvant être observée sur une même image, chaque série est composée de plusieurs images prises à différentes hauteurs de mire, permettant d'observer plusieurs fois la même épaisseur de kapton[®]. La transmission résultante de la traversée de l'épaisseur de kapton[®] est obtenue en normalisant les images de mire par une image de référence sans la mire. D'une image à l'autre pour une même épaisseur de kapton[®], la transmission varie. La variation maximale observée est de 1.6%.

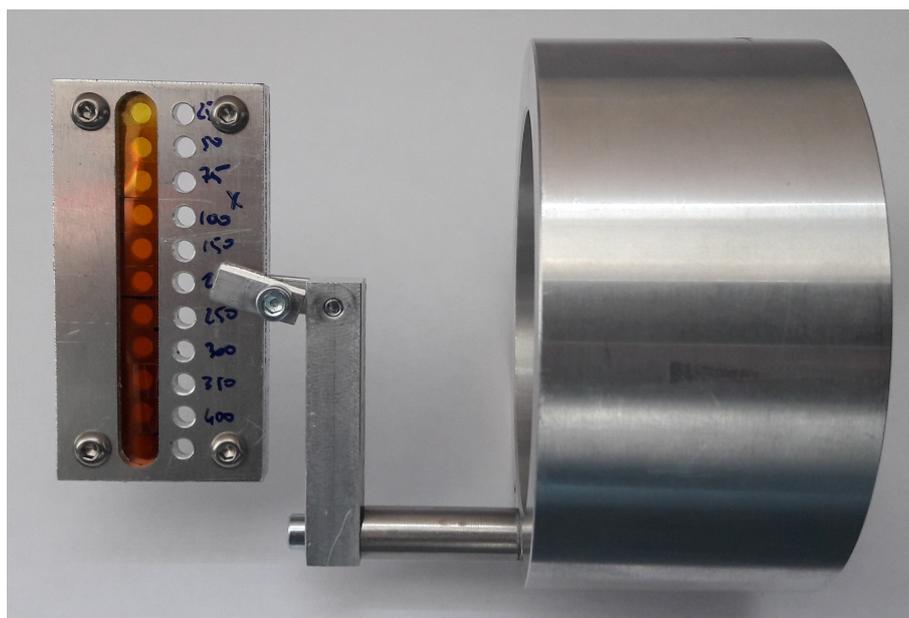


FIGURE III.23 – Mire Rayon X avec son support. Épaisseurs de kapton[®] de 25 à 525 μm .

Comme pour l'étalonnage précédent à l'azote, la transmission théorique de l'épaisseur de kapton[®] pour différentes énergies de rayons X est indiquée sur la figure III.24. Les mesures réalisées correspondent à des énergies entre 12 et 25 keV. Il est possible d'observer que pour les épaisseurs de kapton[®] les plus fines, la transmission est plus importante que celle sans la mire. Cette anomalie est pour l'instant attribuée à l'interaction entre le support de la mire, avec ces cylindres de 2 mm de diamètre en aluminium, et les rayons X mais la question reste ouverte.

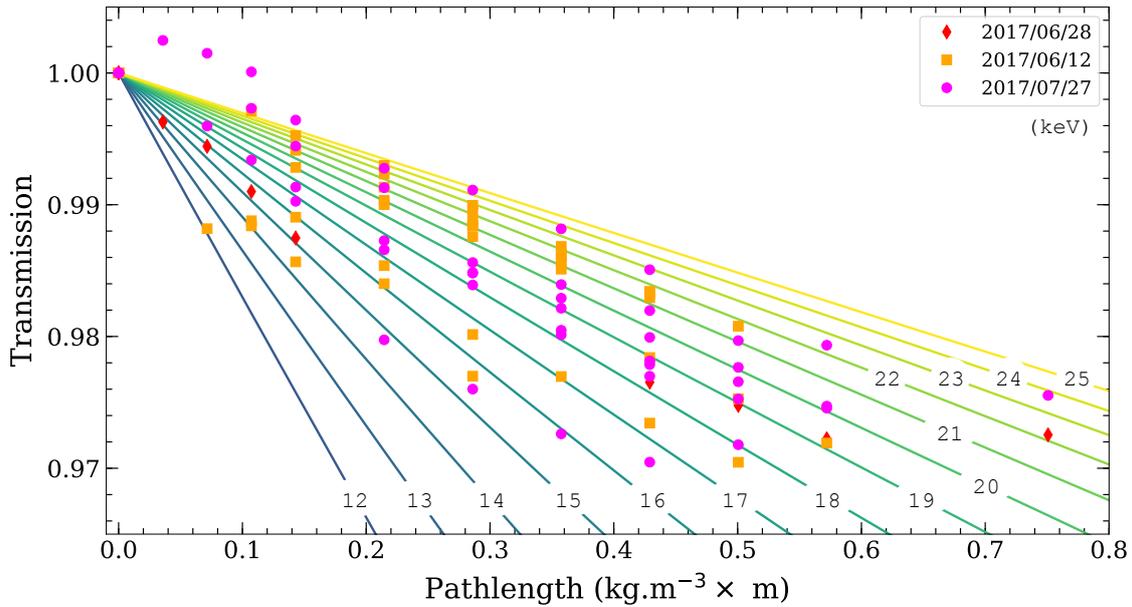


FIGURE III.24 – Étalonnage de l'énergie de la source X à partir d'images d'une mire constituée de kapton[®] d'épaisseurs différentes.

Ces deux étalonnages sont cohérents entre-eux mais ne le sont pas par rapport à ce que nous savons de la source. En effet la raie de fluorescence du cuivre ayant le plus d'intensité est à environ 8 keV, c'est également l'ordre de grandeur établi pour le pic du spectre continu d'énergie. Dans le chapitre IV, les épaisseurs de densité moyennes sont établies avec un coefficient d'atténuation σ_X pour 20 keV mais également pour 8 keV. Une discussion autour des erreurs est présentée dans ce chapitre § 3.5.

3.5 Traitement d'image rayons X

Comme pour l'ombroscopie, les images de jet recueillies à partir de l'observation du scintillateur par la caméra sont des images en niveaux de gris. Elles sont donc normalisées selon la même procédure § 2.4.1. Néanmoins comme la transmission dépend du milieu traversé, il est essentiel de posséder une porteuse pour chaque condition thermodynamique de l'enceinte. La normalisation permet de tenir compte de la différence de transmission entre un système sans injection et un système avec le jet. La transmission due à l'épaisseur initialement occupée par le fluide ambiant, remplacé par le jet, est négligée. En effet, $E_{p\rho}(C_2H_6)$ est 6 fois supérieur à $E_{p\rho}(N_2)$ ($E_{p\rho}(C_2H_6) = 0.73$ et $E_{p\rho}(N_2) = 0.12$).

La normalisation donne des valeurs de niveaux de gris entre 0 et N_{fond} . Ces valeurs sont rapportées entre 0 et 1 en divisant par N_{fond} . A partir de l'équation (III.1), il est possible de définir la transmission du jet comme étant :

$$T_X(i, j) = \frac{Im_r(i, j) - Im_o(i, j)}{Im_p(i, j) - Im_o(i, j)} \times \alpha \quad (\text{III.7})$$

Un filtre médian de 5 pixels est appliqué pour supprimer les éventuels défauts présents sur le scintillateur et le capteur de la caméra. Le profil central de transmission du jet ainsi que des profils radiaux sont établis. Pour déterminer l'épaisseur de densité traversée, l'équation de Beer-Lambert, Eq. (III.5), est utilisée :

$$Ep_\rho = \frac{\ln \frac{1}{T}}{\sigma_X} \quad (\text{III.8})$$

Le coefficient d'atténuation σ_X est calculé à partir de tables. Il dépend du numéro atomique des éléments et de l'énergie produite par la source. Les références de σ_X pour les atomes sont données par le NIST pour des énergies entre 1 keV et 20 MeV [119] et par le CXRO pour des énergies entre 30 eV et 30 keV [39]. En dessous de 4 keV l'écart entre les deux tables est inférieur à 1%. Cet écart augmente ensuite rapidement jusqu'à atteindre 35 % à 30 keV. A 20 keV l'écart est de 15%. Pour rester cohérent avec les résultats présentés lors de l'étalonnage, les données du CXRO ont été utilisées.

Pour les molécules, σ_X dépend de la fraction massique de chaque atome w_i :

$$\sigma_X = \sum_i w_i \sigma_{X,i} \quad (\text{III.9})$$

A 20 keV, σ_X de l'éthane est de $0.0045561 \text{ m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$ et à 20 keV, $\sigma_X = 0.04667948 \text{ m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$.

Une technique, expliquée dans la thèse de Huré [66], permet de limiter les erreurs d'une intégration sur la totalité de la distance traversée et remonter à la densité. En faisant l'hypothèse d'un jet cylindrique, la décomposition du jet en couche concentrique permet d'une part d'éviter une erreur due à l'hypothèse des rayons parallèles et d'autre part de prendre en compte l'absorption des plus petites énergies par les premières couches. L'actuel post-traitement des résultats présentés dans § 5 du chapitre IV ne prend pas encore en compte cette technique.

4 CBOS

Particulièrement utilisée pour déterminer la répartition de la densité dans les écoulements compressibles, la technique CBOS (Colored Background Oriented Schlieren, en français Strioscopie couleur orientée vers l'arrière-plan) a été réalisée en partenariat avec l'ISL [86].

4.1 Principe

La technique CBOS permet de mesurer la déviation de la lumière, due à la présence de gradients de densité, en utilisant la distorsion de l'image d'un arrière-plan sur lequel sont répartis des points de couleur. Afin d'étudier la distorsion de l'image de l'arrière-plan, une première image de référence sans écoulement est enregistrée, puis une seconde image, dite de mesure, de l'arrière-plan à travers l'écoulement. Localement, des variations de l'indice de réfraction du milieu compressible, en mouvement par rapport à celui au repos, conduisent à des déplacements optiques sur l'image de l'arrière-plan, lesquels seront déterminés grâce à un traitement d'images par corrélations.

Issue de la technique antérieure BOS (Background Oriented Schlieren), la technique CBOS (Colored Background Oriented Schlieren) permet de mesurer la déviation de la lumière due à la présence de gradients de densité dans un écoulement compressible, en utilisant la distorsion de l'image d'un arrière-plan en couleurs. Un schéma du montage optique de base est donné en figure III.25.

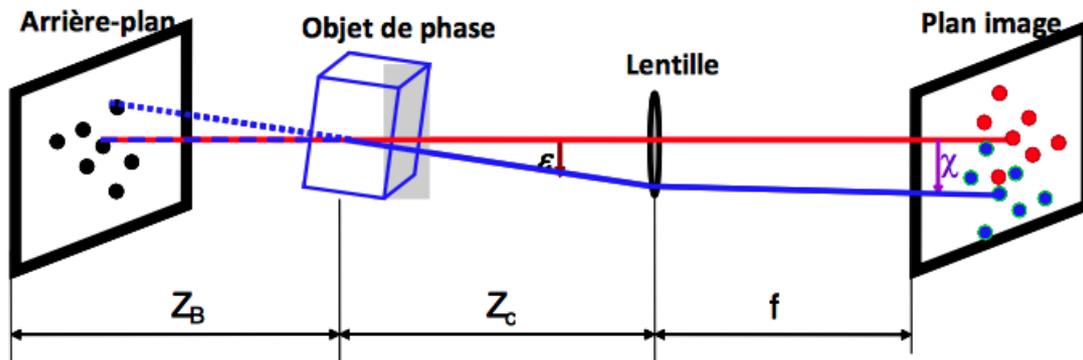


FIGURE III.25 – Montage optique pour la technique CBOS. f est la distance focale, Z_B la distance entre la maquette et l'arrière-plan, Z_C la distance entre la maquette et l'objectif de l'appareil photo, ϵ l'angle de déviation du rayon lumineux et χ le déplacement d'un point de l'arrière-plan [86].

Dans les écoulements compressibles, grâce à la relation empirique de Gladstone-Dale, l'indice de réfraction n est directement lié à la densité ρ :

$$\frac{n - 1}{\rho} = \frac{n_0 - 1}{\rho_0} = \text{const} = G(\lambda) \quad (\text{III.10})$$

Dans l'équation (III.10), l'indice 0 indique l'air au repos. $G(\lambda)$ est le nombre de Gladstone-Dale, qui dépend des caractéristiques du gaz et de la longueur d'onde de la lumière λ .

La distorsion χ peut s'exprimer par l'intégration du gradient local de la densité le long du trajet optique :

$$\chi = \frac{f \times Z_B}{Z_C + Z_B - f} \int_{\Delta_Z} \frac{1}{n_0} \frac{\delta n}{\delta r(x, y)} dz \quad (\text{III.11})$$

La technique CBOS est basée sur le même principe que la technique BOS [147], mais utilise une répartition de points en couleurs sur l'image d'arrière-plan. Classiquement, la technique BOS utilise un mouchetis, composé d'un ensemble de points monochromes générés de manière aléatoire par ordinateur et placé à l'arrière du volume de test. Ce mouchetis doit avoir une fréquence spatiale élevée et présenter un fort contraste. Des études préliminaires ont montré qu'une répartition optimale consistait en un nombre de points recouvrant entre 30% et 50% de la surface de l'image d'arrière-plan.

Pour la technique CBOS, ce sont les couleurs primaires (le rouge, le vert, le bleu, selon le modèle RVB), facilement identifiables par des appareils photos numériques du commerce, qui sont généralement utilisées sur les images d'arrière-plan. La même proportion que précédemment, mais pour chacune des couleurs primaires, est appliquée dans la répartition, au hasard, des points sur l'image d'arrière-plan. Ceci conduit à un ensemble de points de couleurs pures ou composées (Fig. III.27) et il a été observé qu'avec un taux de 35% pour chacune des couleurs primaires, la répartition finale présentait un maximum de couleurs pures. Dans cette configuration, les couleurs composées et les zones non colorées occupent chacune environ 30% de la surface de l'arrière-plan. Une image typique est montrée en figure III.27.

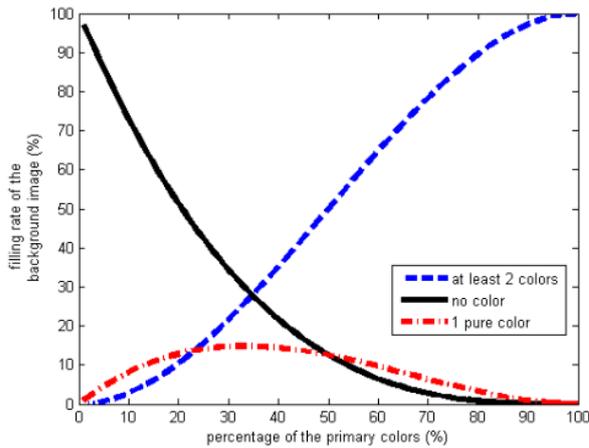


FIGURE III.26 – Dosage des couleurs en fonction du pourcentage de couleurs primaires [86].

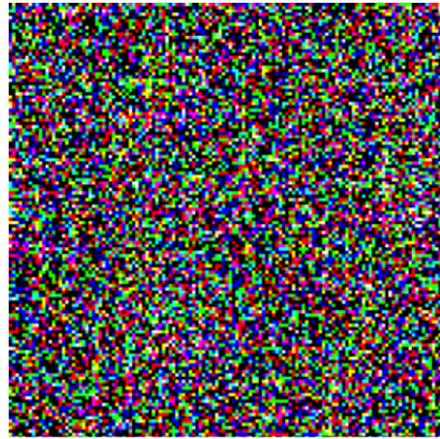


FIGURE III.27 – Exemple typique d'arrière-plan en couleurs utilisé en CBOS.

4.2 Montage

La camera *Can* avec une sensibilité de 2000 ISO est utilisée avec la source continue au Xénon. Le temps d'exposition est de $1/2500$ s (0.4 ms). Le diaphragme de l'objectif de 200 mm est ouvert à $f/32$ pour permettre une grande profondeur de champs. Dans l'idéal la mire et le jet sont nets, au minimum le plan focal doit être situé sur la mire. Pour les premiers tests réalisés ici l'appareil photo est déclenché manuellement. Un schéma du montage est présenté figure III.28. Sur ce schéma la mire est positionné dans sa configuration finale.

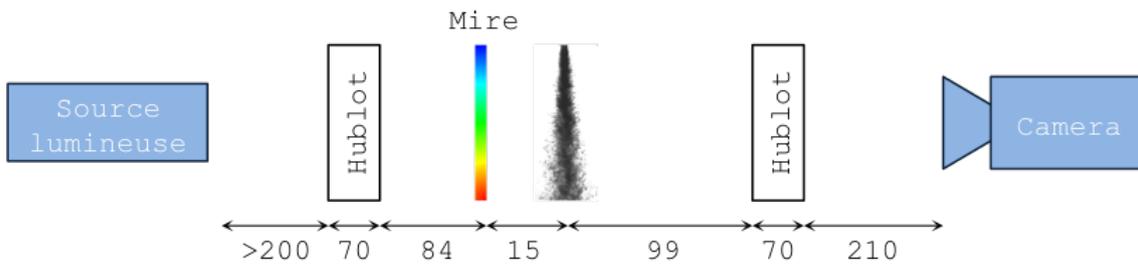


FIGURE III.28 – Distances du montage CBOS mis en place sur le banc REFINE.

4.3 Mire couleurs

Un exemple de mire de couleurs est donné dans la figure III.27. La mire est imprimée sur une feuille transparente. Deux positions ont été étudiées. Une première sur la face interne du hublot côté source et une deuxième en l'insérant entre deux fines plaques de plexiglas dans le support du scintillateur, Fig. III.14, plaçant la mire à 15 mm du jet. Plus la mire est éloignée plus la sensibilité de la mesure est importante. La configuration éloignée du jet est trop sensible pour les cas étudiés. Différentes résolutions de mire ont été utilisées, exprimées en nombre de pixels colorés : 400×260 ; 795×525 ; 1490×1050 ; 5960×4020 . Plus la mire contient de pixels plus elle est sensible aux petits gradients. Une mire de 400×260 permet de capter les plus grandes structures de l'écoulement alors qu'une mire de 5960×4020 sera à même de détecter les petites structures turbulentes de la couche de mélange. Le meilleur compromis a été obtenu avec la mire de 1490×1050 .

4.4 Traitement d'image CBOS

Le post-traitement des images CBOS a été réalisé par l'ISL [86]. "Le code de post-traitement intègre le fait que l'appareil photo digital possède des capteurs pour les couleurs primaires (rouge, vert, bleu), les données sont donc directement stockées dans un fichier, sans aucun traitement ou compression, dans un format brut adéquat, conversion CR2 vers TIF. Par une décomposition en trois couleurs primaires, huit différents mouchetis élémentaires de points peuvent être extraits de l'image enregistrée, trois mouchetis pour les couleurs primaires (rouge, vert, bleu), un mouchetis pour toutes les couleurs secondaires (comprenant au moins deux couleurs primaires), trois mouchetis de points contenant respectivement du rouge, du vert et du bleu ainsi qu'un mouchetis pour les zones non colorées, c'est-à-dire les points noirs, Fig. III.29".

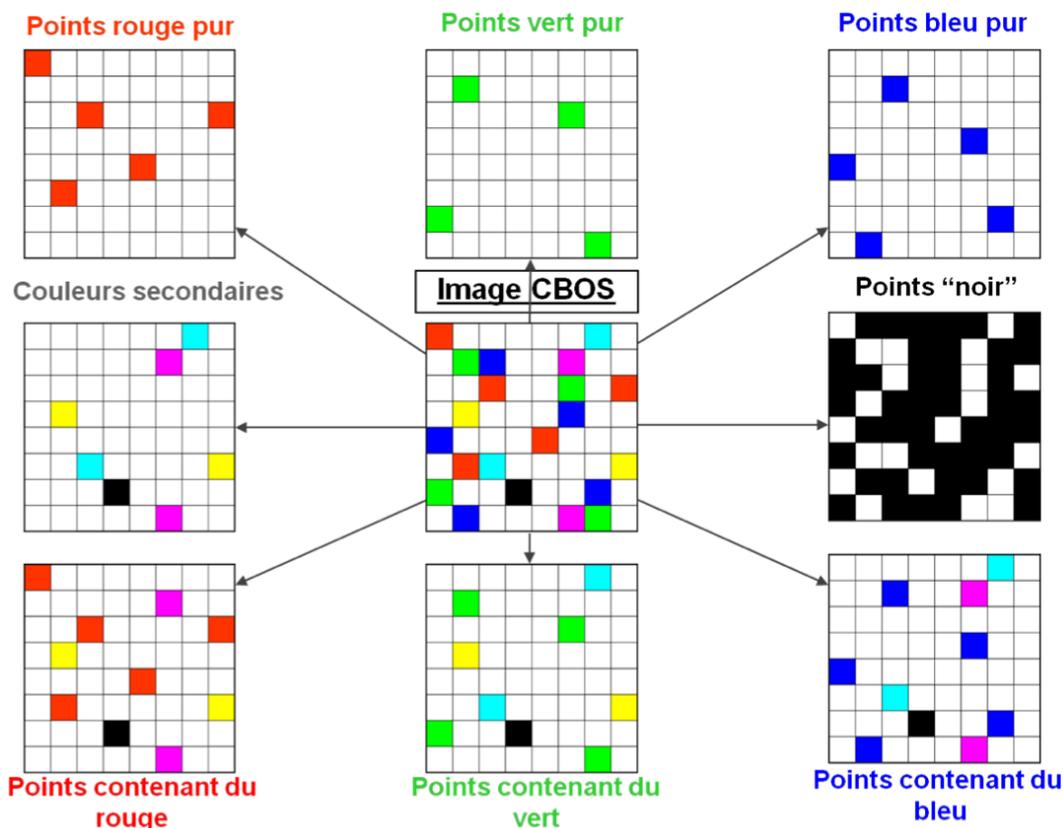


FIGURE III.29 – Extraction de 8 échantillons de points élémentaires à partir de l'image d'arrière-plan en couleurs [86].

"Le calcul de chaque déplacement des points de l'arrière-plan s'effectue par un procédé d'intercorrélation (déjà mis en oeuvre pour les mesures PIV, Particle Image Velocimetry ou Vélocimétrie par Images de Particules) entre les deux images [191], de référence et de mesure. Il est appliqué à chacun des huit mouchetis élémentaires, sur des fenêtres d'interrogation (généralement de 2^n pixels de coté) découpant la paire d'images à traiter et selon le principe des fenêtres glissantes : Une même fenêtre d'interrogation ne subit pas la totalité des huit corrélations, mais chacune des huit corrélations s'applique à une fenêtre qui lui est propre, celle-ci étant décalée horizontalement de la précédente d'une valeur égale à $1/8^{\text{ème}}$ de la longueur de son coté [85].

La même action est réalisée verticalement et un décalage supplémentaire de trois mouchetis entre deux lignes successives permet de ne pas moyenner la même couleur sur une même colonne. Puis pour chaque point, est calculé un déplacement moyen en considérant trois niveaux : le niveau 0 pour le point lui-même ; le niveau 1 pour les huit points qui l'entourent ; le niveau 2 pour les seize points voisins de ceux du niveau 1. Afin d'augmenter la précision et la fiabilité des mesures prises en compte, les valeurs aberrantes sont éliminées grâce à une méthode de filtrage."

4.5 Résultats préliminaires

La campagne de mesures CBOS réalisée en octobre 2017 a consisté en une campagne de tests pour valider l'utilisation de la mesure sur des jets d'éthane dans de l'azote à température ambiante et à 333 K (voir chapitre IV § 2). Un traitement informatique (logiciel CBOS) est appliqué à chaque paire d'images (converties au format TIF) constituée d'une image de mesure et d'une image de référence, cette dernière correspondant aux conditions dites de repos. La taille des fenêtres de corrélation retenue est de 32 x 32 pixels.

Cette méthode, très sensible aux gradients, montre un écoulement en périphérie du jet très perturbé et détecte des remontées de fluide injecté sur le dernier tiers des 50 mm de champ observé. La présence de vibrations entre la référence et l'écoulement perturbe les mesures.

La technique s'est révélée très utile pour les jets denses, malgré une impossibilité de quantifier la zone liquide. Elle permet d'étudier la zone de mélange, sa dynamique et la taille des structures turbulentes. Les meilleurs résultats sont tirés des jets supercritiques. Le chapitre IV donne les conditions d'expérience où ce type d'injection est observable sur le banc REFINE. Les représentations de la figure III.30 illustrent la répartition des gradients de densité pour un jet d'éthane à 0.27 m.s^{-1} dans une atmosphère d'azote à 5 MPa et 333 K.

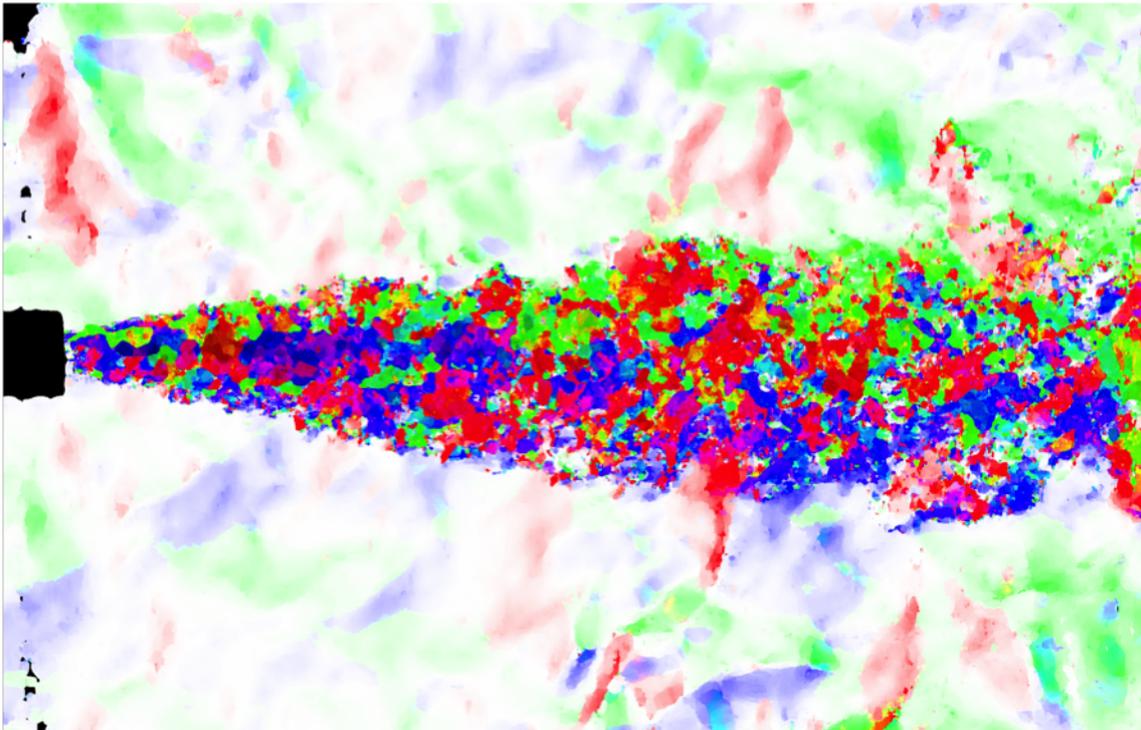


FIGURE III.30 – Répartition des gradients de densité pour un jet d'éthane à 0.27 m.s^{-1} dans une atmosphère d'azote à 5 MPa et 333 K. Image tirée du rapport effectué par Leopold et Jagusinski [86].

De plus amples investigations sont prévues avec la technique CBOS, notamment en imagerie rapide avec une automatisation de la prise de vue pour obtenir plus d'images sur un même jet.

Chapitre IV

Résultats expérimentaux

Les diagnostics optiques réalisés sur le banc d'essai REFINE ont servi à étudier la topologie des jets d'éthane et de propane, dans un environnement d'azote ou d'hélium, en fonction de la vitesse débitante, de la pression et de la température de chambre. La DBI et l'ombroscopie ont permis de mesurer des longueurs de pénétration et des angles d'ouverture. Des profils de densité ont été établis à partir des radiographies. L'injection d'une phase dense dans une phase moins dense a déjà été étudiée maintes fois dans la littérature [47, 123, 134]. Une distinction est souvent faite entre les premiers instants de l'injection et le régime établi qui s'en suit. Cette démarche est ici aussi adaptée pour décrire la topologie des jets.

1	Topologie du jet en régime transitoire	88
1.1	Injection dans une atmosphère froide	89
1.2	Injection dans une atmosphère chaude	94
2	Topologie du jet en régime stationnaire	96
2.1	Influence de la vitesse	96
2.2	Influence de la pression	103
2.3	Influence de la température	105
3	Angles du jet	111
4	Longueur de rupture / Longueur de cœur dense	116
4.1	C ₂ H ₆ -N ₂	116
4.2	C ₂ H ₆ -He	118
4.3	C ₃ H ₈ -N ₂	120
4.4	Conclusion	121
5	Profil de densité d'épaisseur	122
5.1	C ₂ H ₆ -He pour $T_{ch} < T_c$	126
5.2	C ₂ H ₆ -He pour $T_{ch} > T_c$	129
5.3	C ₂ H ₆ -N ₂	132
5.4	Conclusion sur les résultats obtenus grâce aux rayons X	135
6	Régimes d'atomisation / de mélange observés	138

1 Topologie du jet en régime transitoire

La durée du régime transitoire dépend de plusieurs paramètres : la vitesse débitante, la température et la procédure d'injection. La distance entre la vanne de sortie de la pompe et le nez de l'injecteur est d'environ 2 m. Pour une vitesse de 0.27 m.s^{-1} , cette distance est parcourue en 7.4 s par le fluide injecté, et en 1 s pour $V_{inj} = 2.02 \text{ m.s}^{-1}$. Une fois que l'enceinte est à la pression désirée, une première injection est effectuée à $V_{inj} = 2.02 \text{ m.s}^{-1}$ pour chasser le fluide ambiant du circuit d'injection. Le système est ensuite au repos pendant quelques secondes à quelques minutes avant une injection étudiée, ce temps est appelé par la suite temps d'arrêt. Le fluide injecté contenu dans l'injecteur vertical se vide dans la chambre. Le haut de l'injecteur est le point haut du circuit d'injection, ce qui signifie que s'il n'y a pas de variation de pression, le fluide injectant reste dans le circuit pendant ce temps d'arrêt. À l'interface entre le fluide ambiant et le fluide injectant, au niveau de la tête de l'injecteur, une couche de mélange se crée. Cette couche de mélange, plus dense que le fluide ambiant, diffuse vers les zones moins denses, c'est-à-dire vers la sortie de l'injecteur. Ceci explique pourquoi pendant les temps d'arrêt, un panache gazeux ou supercritique plus dense s'échappe de la buse. Lors du démarrage de l'injection suivante cette couche de mélange de plus en plus dense va d'abord être chassée, ce qui explique le léger gradient de niveau de gris sur les images suivantes de débuts d'injection. Arrive ensuite le fluide injecté pur dans l'enceinte, et en fonction de la température de la chambre, deux mécanismes sont observés. Le premier qui se produit à température ambiante, est similaire à celui rencontré en injection Diesel. Il est développé dans § 1.1. Alors que pour une injection "froide" dans un environnement "chaud", § 1.2, un mécanisme de diffusion se met en place.

La technique DBI en imagerie rapide (voir Ch. III § 2.3.3) est utilisée pour capter ces phénomènes transitoires. Étant donné que l'enregistrement des prises de vues est dissocié du contrôle de l'injection, le délai entre les images et le début de l'injection, t_0 , n'est pas connu. Chaque série de prises de vues comporte de 1000 à 2000 images. Entre deux images, l'espacement temporel, Δt , est de 0.5 ms. Pour chaque série, une image est désignée comme référence avec un temps $t_{ref} = 0 > t_0$. L'image de référence correspond à la première image où le début de l'injection est observé en sortie d'injecteur. Ce début d'injection se traduit soit par un dôme liquide, soit par des structures turbulentes plus denses. Si le début de l'injection a eu lieu avant la série, alors c'est la première image de la série qui joue le rôle d'image de référence. Après ce temps t_{ref} , la durée maximale observée est d'une seconde.

1.1 Injection dans une atmosphère froide

A température ambiante, le fluide froid pénètre dans une atmosphère au repos ayant la même température. Ces injections sont de type L-1 (Fig. I.9). L'inertie du jet s'oppose aux forces aérodynamiques du fluide ambiant en prenant une forme caractéristique de "champignon", observable sur les figures IV.1, IV.2, IV.3 et IV.4. Cette instabilité de Rayleigh-Taylor [163, 177] est bien connue : les premières particules fluides pénétrant dans l'enceinte sont ralenties et leur vitesse sera plus faible que celle des particules fluides arrivant ensuite. Elles vont donc être "poussées" vers l'extérieur du jet pour laisser la place aux particules ayant une plus grande vitesse.

La figure IV.1 illustre le phénomène avec une injection d'éthane à 2.02 m.s^{-1} dans une atmosphère d'azote à 5 MPa et 293 K. Dès les premiers instants le jet prend cette forme aérodynamique qui va grossir lors de sa progression dans l'atmosphère au repos. Pendant le temps d'arrêt tout le fluide injectant n'était pas sorti de la buse, c'est pourquoi une goutte s'échappe avant le début de l'injection.

La même instabilité se produit pour de plus faibles vitesses, i.e. 1.06 m.s^{-1} (Fig. IV.2), 0.53 m.s^{-1} (Fig. IV.3) et 0.27 m.s^{-1} (Fig. IV.4).

Au fur et à mesure de l'injection, le fluide injectant est de moins en moins ralenti par le fluide ambiant et finit par atteindre sa valeur de consigne, celle imposée par le débit de la pompe. L'augmentation progressive de la vitesse du jet est révélée par l'évolution du régime d'atomisation. Par exemple pour une vitesse de consigne de 2.02 m.s^{-1} , Fig. IV.1, le jet est dans le premier régime d'action aérodynamique jusqu'à 250 ms. Les premières gouttes satellites apparaissent d'abord loin du nez de l'injecteur puis le phénomène d'atomisation s'intensifie ensuite et se rapproche de l'injecteur.

À une vitesse de 1.06 m.s^{-1} , une première rupture apparaît relativement tôt sur l'image à 125 ms. La longueur de rupture fluctue beaucoup dans les premiers temps de l'injection comme le montre la figure IV.4. Les mesures de longueur de rupture sur un jet établi seront abordées au § 4.

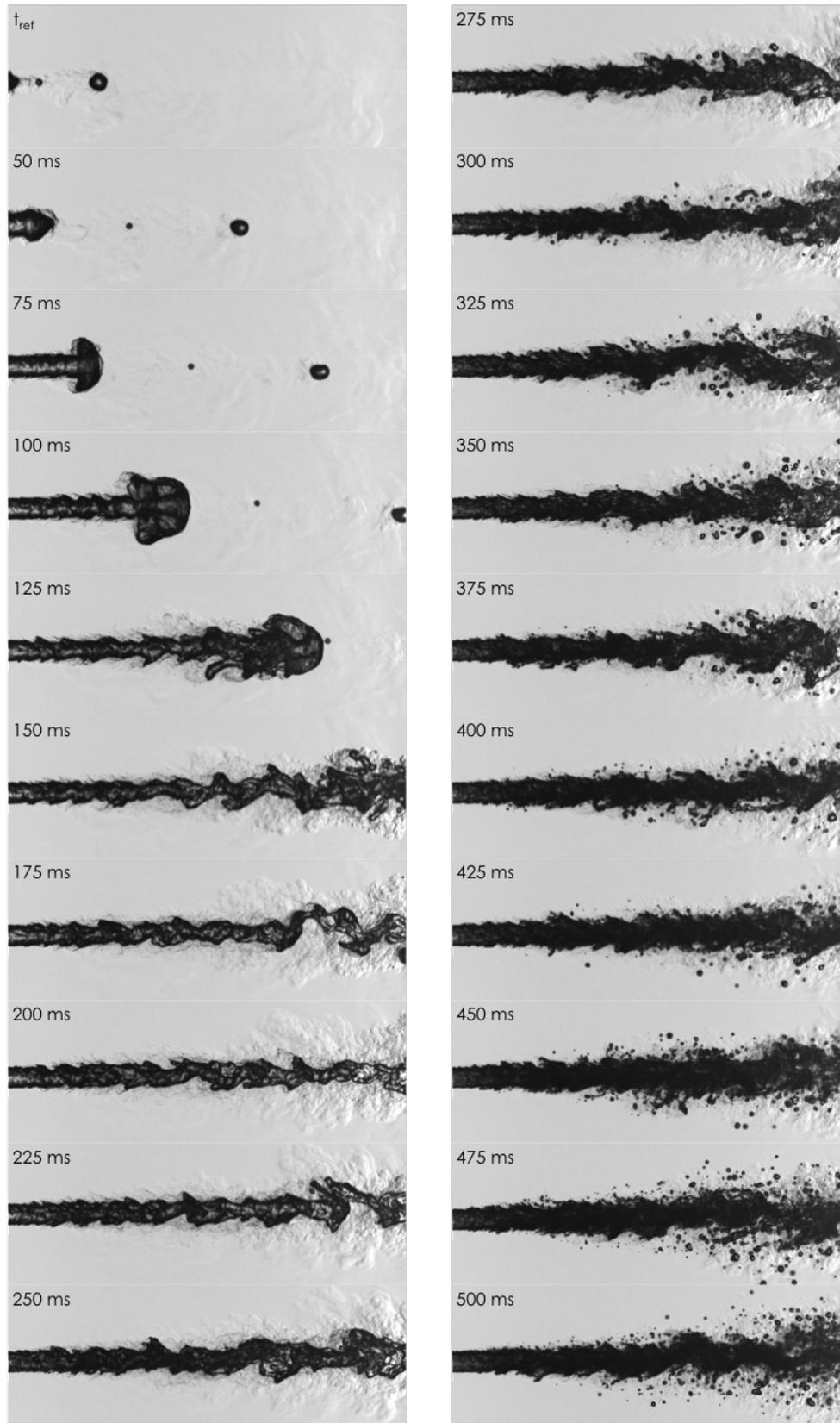


FIGURE IV.1 – Imagerie rapide en DBI d’une injection de C_2H_6 dans du N_2 à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{ch} = 293$ K avec $V_{inj} = 2.00$ m.s $^{-1}$ sur 500 ms. Champ de 39 mm observé avec la caméra Phantom V12 et éclairé par la source Cavitar avec un diffuseur.

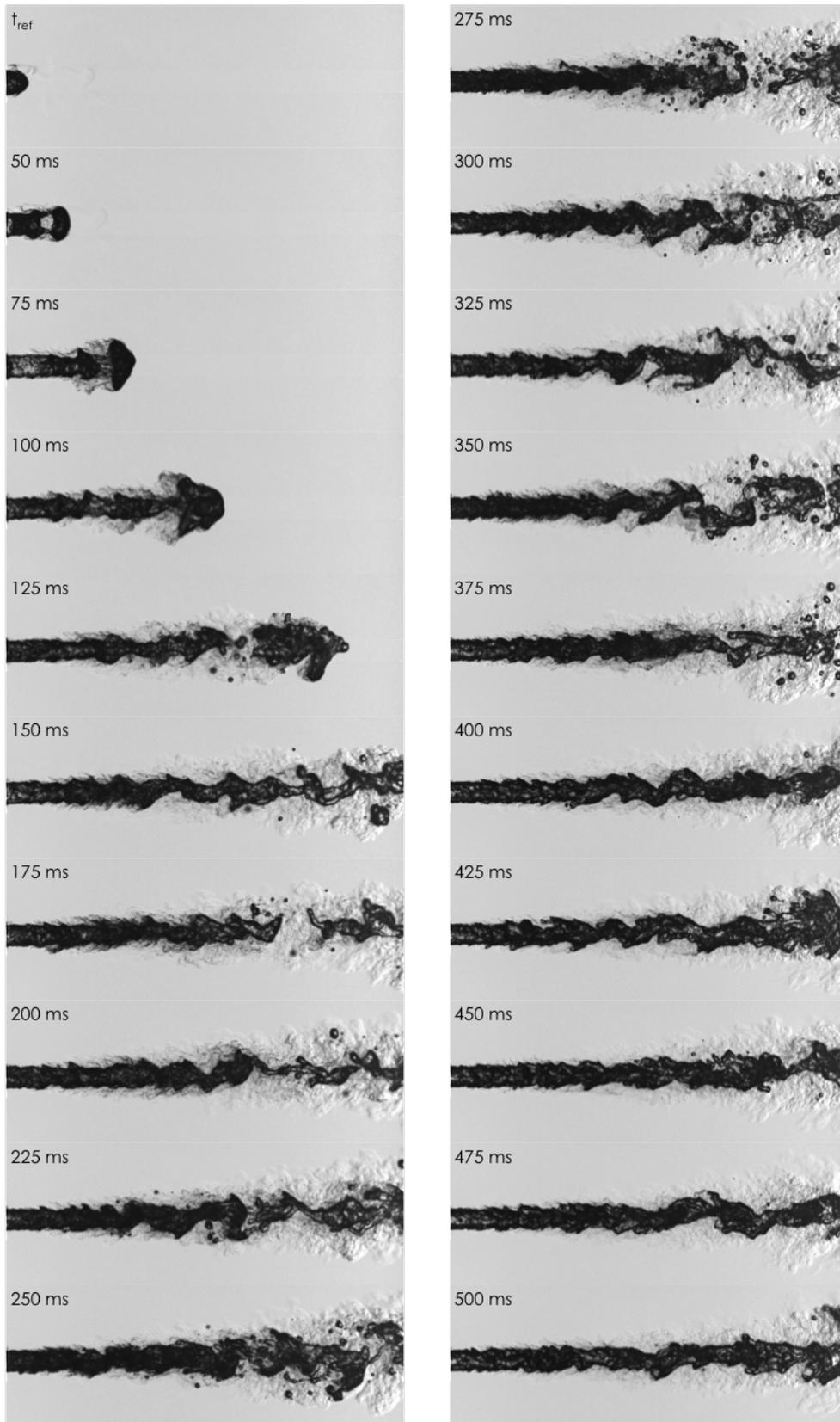


FIGURE IV.2 – Imagerie rapide en DBI d’une injection de C_2H_6 dans du N_2 à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{ch} = 293$ K avec $V_{inj} = 1.06$ m.s $^{-1}$ sur 500 ms. Champ de 39 mm observé avec la caméra Phantom V12 et éclairé par la source Cavitar avec un diffuseur.

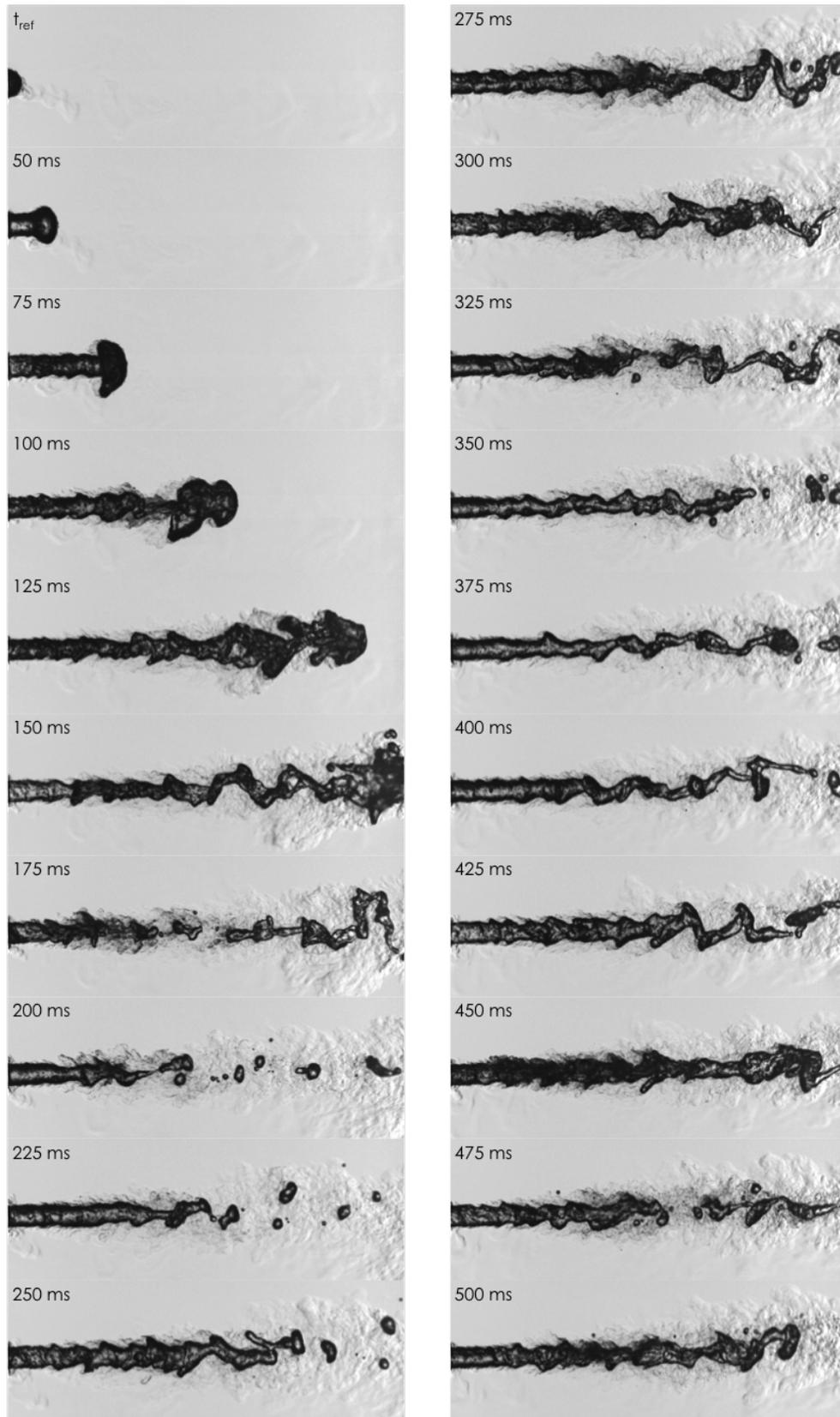


FIGURE IV.3 – Imagerie rapide en DBI d’une injection de C_2H_6 dans du N_2 à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{ch} = 293$ K avec $V_{inj} = 0.53$ m.s $^{-1}$ sur 500 ms. Champ de 39 mm observé avec la caméra Phantom V12 et éclairé par la source Cavitar avec un diffuseur.

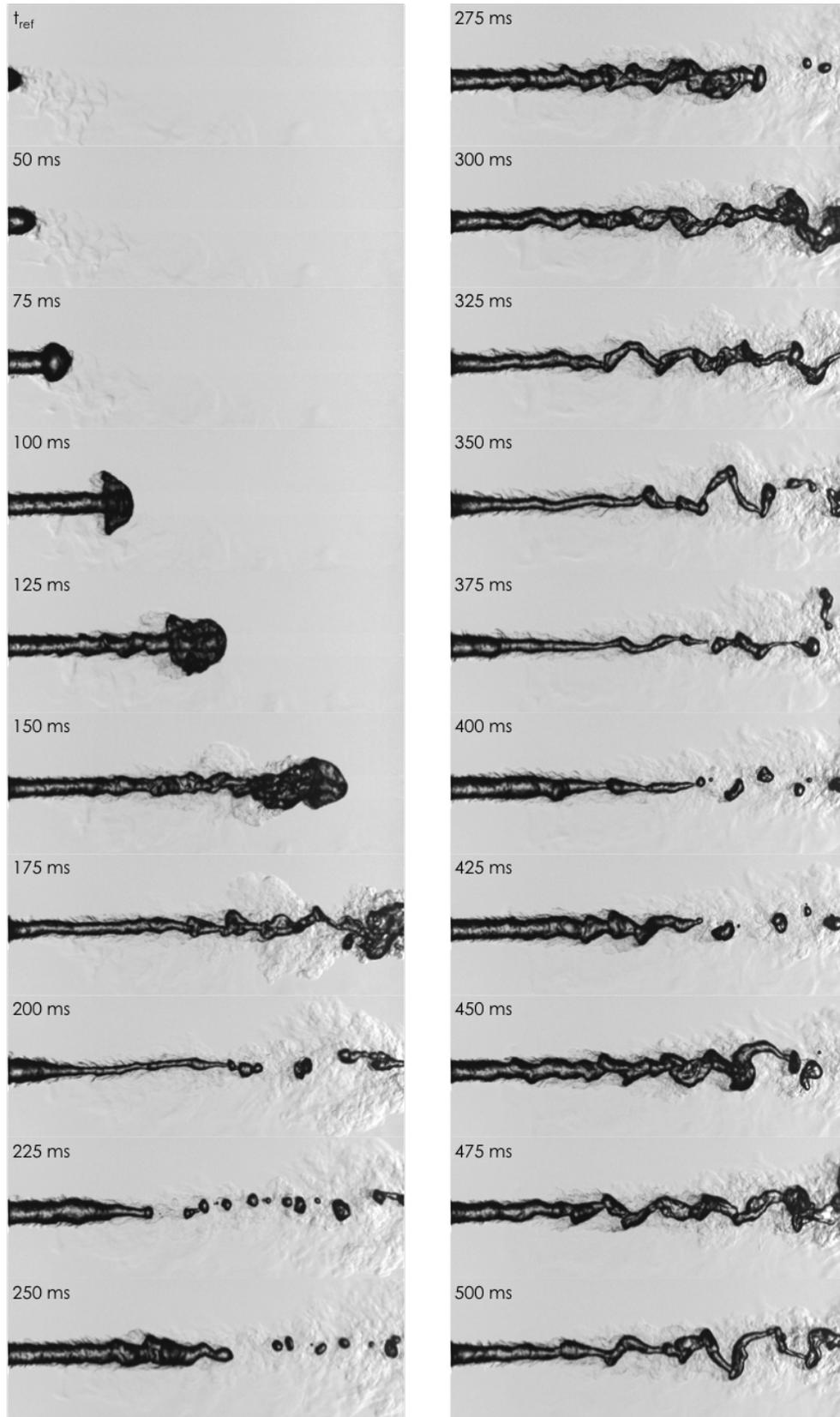


FIGURE IV.4 – Imagerie rapide en DBI d’une injection de C_2H_6 dans du N_2 à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{ch} = 293$ K avec $V_{inj} = 0.27$ m.s $^{-1}$ sur 500 ms. Champ de 39 mm observé avec la caméra Phantom V12 et éclairé par la source Cavitar avec un diffuseur.

1.2 Injection dans une atmosphère chaude

Contrairement au cas précédent où $T_{ch} = T_{inj}$, ici, l'injection d'un fluide froid dans une atmosphère chauffée au repos est considérée. Pendant le temps d'arrêt entre deux injections, en plus du phénomène de mélange entre le fluide ambiant et celui injecté, viennent s'ajouter des phénomènes thermiques. Ces derniers provoquent d'une part le réchauffement du fluide injectant pur au repos dans la canalisation et d'autre part l'amplification du phénomène de mélange. En augmentant la température, le fluide injectant au repos peut ainsi changer de phase, gazeuse ou supercritique, en fonction de la pression et vient se mélanger avec le fluide ambiant. Le début de l'injection va être composé de ce mélange ambiant-injectant. Au fur et à mesure de l'injection, ce mélange devient plus dense en fluide injecté jusqu'à n'être plus que du fluide injecté pur sous sa forme supercritique puis liquide pour les vitesses les plus élevées. Le graphique figure IV.5 présente les valeurs de températures et de pressions durant le temps d'une injection. Après le début de l'injection, la température chute progressivement jusqu'à atteindre une température stable proche de la mesure de T_{inj} en amont de l'injecteur. L'ordre de grandeur d'établissement du jet est de 10 s (voir Ch II § 1.3.5).

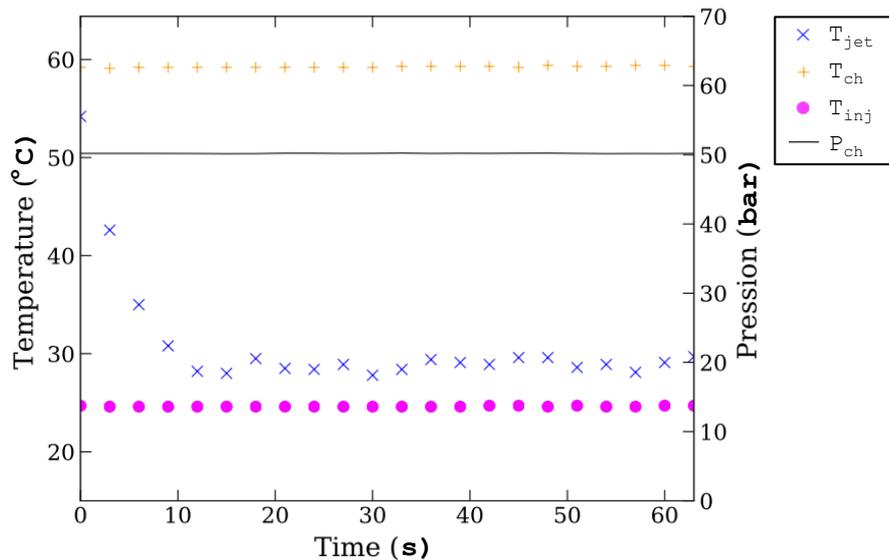


FIGURE IV.5 – Évolution dans le temps des mesures de températures et de pressions sur une injection de C_2H_6 à 1.06 m.s^{-1} dans He .

Les images présentées sur la figure IV.6, correspondant à trois injections différentes, sont prises au début, au milieu et à la fin du régime transitoire d'une injection de C_2H_6 à 2.02 m.s^{-1} dans du N_2 chauffé à 333 K et pour une pression de 6 MPa. Dans un premier temps l'injection ressemble à une injection gazeuse avec un cœur dense. Connaissant les conditions thermodynamiques, il est possible de dire que ce début d'injection est une injection supercritique d'un mélange $C_2H_6-N_2$. Le cœur dense devient de plus en plus sombre car dans un premier temps la proportion de C_2H_6 augmente au cours de l'injection et dans un second temps sa température diminue. L'interface, entre le fluide injecté et le fluide ambiant, au début très diffuse, va voir son épaisseur se réduire jusqu'à l'apparition de la phase liquide de C_2H_6 , révélée par une interface nette et la présence de gouttes. L'injection ainsi établie est une injection transcritique de type L-2 (Fig. 1.9) : le liquide compressé est injecté dans une atmosphère où il est théoriquement supercritique.

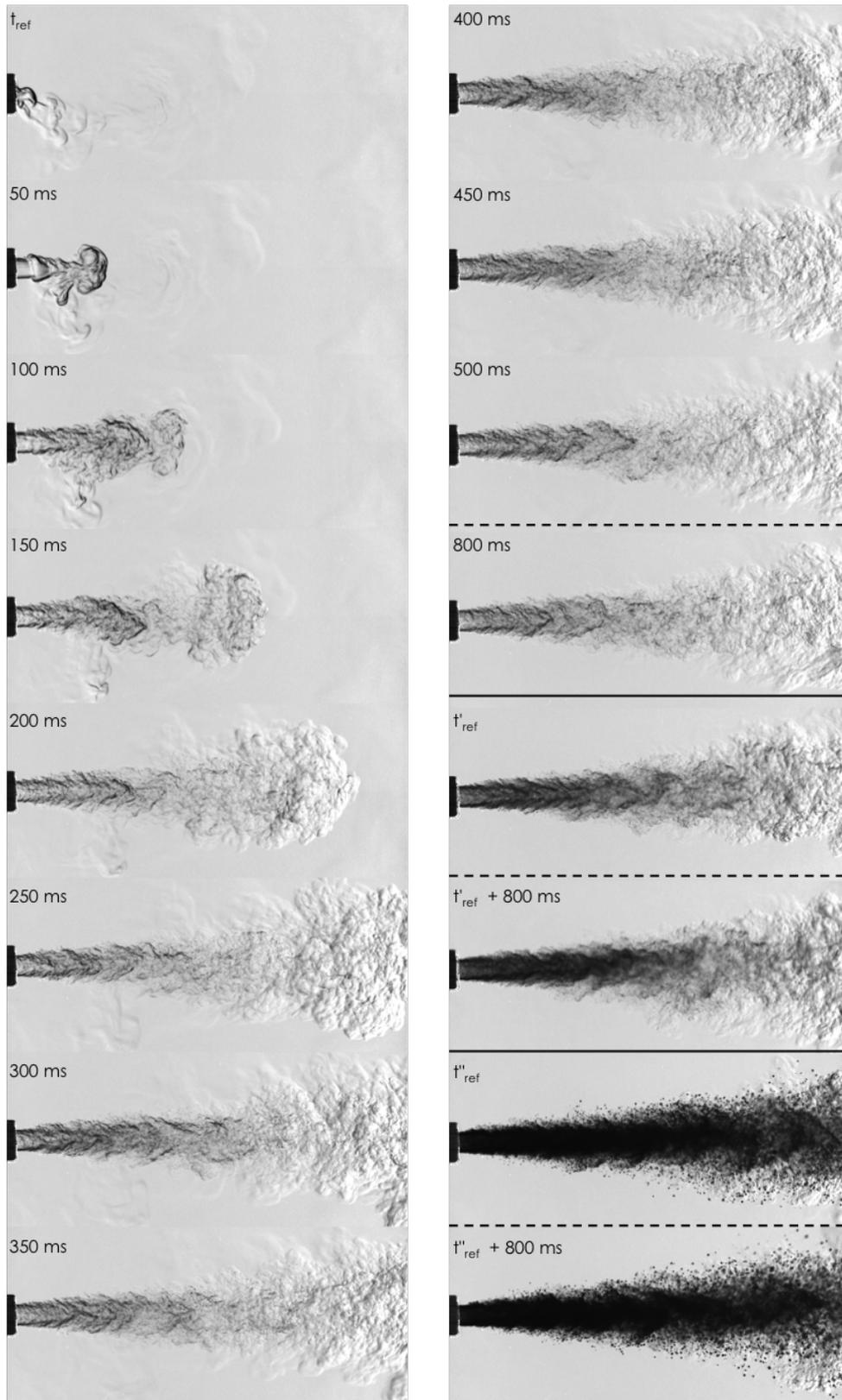


FIGURE IV.6 – Imagerie rapide en DBI d'injections de C_2H_6 dans du N_2 à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{ch} = 333$ K avec $V_{inj} = 2.02$ m.s $^{-1}$. Images provenant de trois séries différent où $t_{ref} < t'_{ref} < t''_{ref}$. Champ de 39 mm observé avec la caméra Phantom V12 et éclairé par la source Cavitar avec un diffuseur.

Pour les jets les plus lents à 0.27 m.s^{-1} , le cœur dense va progressivement s'assombrir et conserver la topologie d'une injection avec un cœur dense et des interfaces diffuses après la stabilisation de la température, c'est-à-dire pour un régime établi. Les images de deux séries prises au début et à la fin du régime transitoire d'une injection de C_2H_6 à 0.27 m.s^{-1} dans du N_2 à 6 MPa et chauffé à 333 K, sont présentées sur la figure IV.7. Il est considéré qu'en régime établi, c'est de l'éthane pur supercritique qui sort de l'injecteur. L'injection ainsi établie est une injection supercritique de type S-5 (Fig. I.9) dans un milieu supercritique.

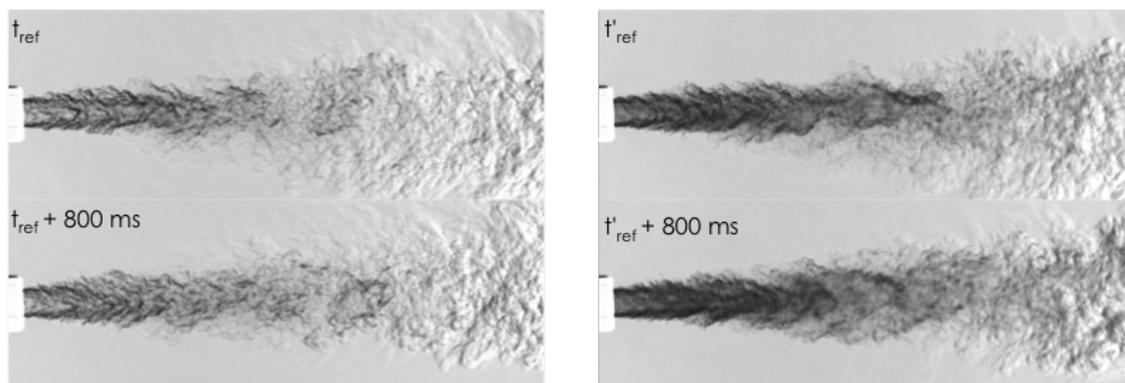


FIGURE IV.7 – Imagerie rapide en DBI d'une injection de C_2H_6 dans du N_2 à $P_{ch} = 5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 333 \text{ K}$ avec $V_{inj} = 0.27 \text{ m.s}^{-1}$. Champ de 39 mm observé avec la caméra Phantom V12 et éclairé par la source Cavitar avec un diffuseur.

2 Topologie du jet en régime stationnaire

Cette section s'intéresse aux caractéristiques observables des jets établis lorsque la vitesse d'injection, la pression ou la température de chambre ainsi que les fluides sont modifiés. Ces modifications vont impacter la structure et la nature de l'interface entre un jet d'éthane ou de propane et une atmosphère d'azote ou d'hélium. Pour illustrer ces modifications, les techniques d'imageries classiques en transmission, DBI ou ombroscopie sont les plus appropriées. En effet, la DBI permet de localiser l'interface d'un jet liquide, subcritique ou transcritique, mais aussi de détecter le cœur dense d'un jet diffus, supercritique (Ch. III § 2). L'ombroscopie, quant à elle, nous révèle la présence d'une couche de mélange autour du jet. L'explication de la présence d'une couche de mélange est présentée au chapitre V.

2.1 Influence de la vitesse

La première partie de cette étude se focalise sur l'influence de la vitesse débitante sur des injections de type L-1. Une planche d'images présentée figure IV.8 permet d'observer la variation topologique due à la vitesse débitante d'un jet d'éthane arrivant dans de l'azote au repos à température ambiante et $P_{ch} = 5 \text{ MPa}$.

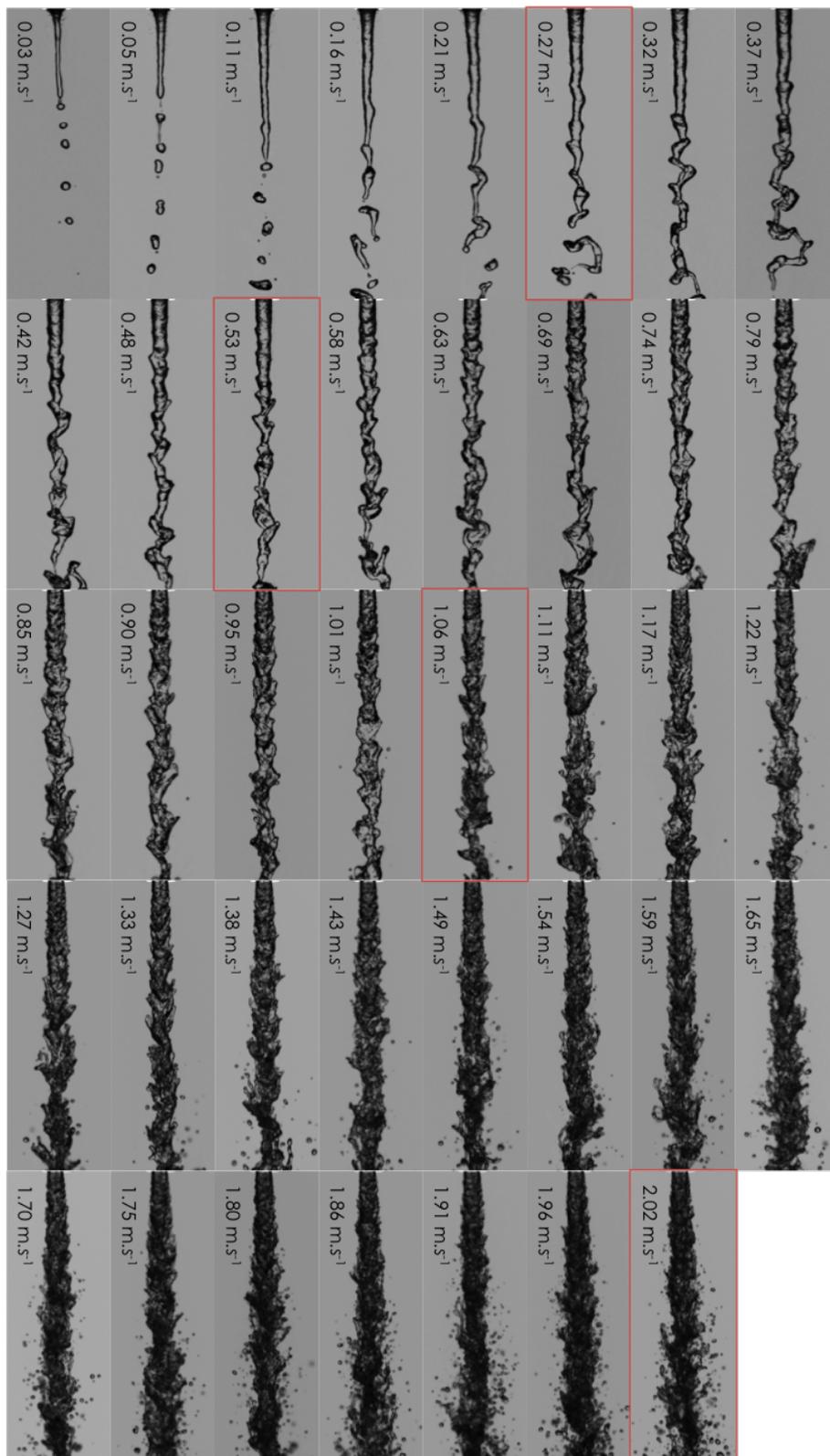


FIGURE IV.8 – Images en DBI, sur 50 mm, d'une injection de C_2H_6 dans du N_2 à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{inj} = T_{ch} = 293$ K. Les données associées aux images sont datées du 10/11/2017 dans l'annexe A.

Pour les trois valeurs de vitesse les plus faibles, de 0.03 à 0.11 m.s⁻¹, la relaxation du profil de vitesse en sortie de la buse donne lieu à un amincissement du jet. Le jet se rompt en un train de gouttes, comme pour le régime de Rayleigh. Néanmoins le diamètre des gouttes est légèrement inférieur à 2 diamètres d'injection, D_{inj} , qui peut être expliqué par l'amincissement du jet. De plus, sous l'action de la pression, les gouttes ne sont pas parfaitement sphériques et les perturbations sur l'interface du jet ne sont pas axisymétrique. De 0.16 à 0.27 m.s⁻¹, il est encore possible d'observer la première rupture du corps liquide attaché à l'injecteur. Cette longueur de rupture continue d'augmenter avec la vitesse. Les perturbations dans le corps liquide s'accroissent et sont asymétriques, ce qui semble correspondre à un régime de 1^{ère} action aérodynamique. Des gouttes ou des paquets liquides plus gros se séparent de ce corps liquide. L'amplitude des perturbations radiales augmentent jusqu'à 0.37 m.s⁻¹ pour diminuer à partir de 0.42 m.s⁻¹, ce qui laisse penser à une transition du 1^{er} régime d'action aérodynamique vers le second. L'amplitude est plus faible mais le jet est de plus en plus corrugué et la fréquence longitudinale des perturbations est plus élevée. Le jet s'épaissit de plus en plus et les premières gouttes satellites apparaissent à 0.85 m.s⁻¹. L'interface est de plus en plus perturbée. L'atomisation de l'interface se produit de plus en plus près de l'injecteur.

Par la suite seules les quatre vitesses 0.27, 0.53, 1.06 et 2.02 m.s⁻¹ sont étudiées systématiquement. Elles sont encadrées en rouge sur la figure IV.8. Un champ de visualisation plus important de ces jets est reconstruit à partir de quatre images, prises à des hauteurs différentes, en remontant l'injecteur, sur la figure IV.9, dans les mêmes conditions de pression, de température et à la même vitesse débitante. Les observations rejoignent celles établies précédemment. La perturbation asymétrique du jet 0.53 m.s⁻¹ a une fréquence assez régulière entre 8 et 15 diamètres. L'atomisation du jet à 2.02 m.s⁻¹ est plus facilement observable sur ce champ large. Sur cette dernière, elle débute à 5 D_{inj} .

2.1.1 Modification du fluide injecté

En remplaçant l'éthane par le propane, toute chose étant égale par ailleurs (même pression, température, vitesse), les phénomènes observés sur la figure IV.10 sont similaires mais avec un phénomène d'atomisation moins marqué. Par exemple, pour un jet de propane à 2.02 m.s⁻¹, l'interface est fortement corrugué mais aucune goutte de petit diamètre ne s'en échappe, ce qui correspond environ à un jet d'éthane de 0.85 m.s⁻¹ dans le régime de seconde action aérodynamique. Le constat est similaire pour les plus faibles vitesses, les perturbations sont moins importantes, les changements de régimes apparaissent à des vitesses plus importantes. Sur la distance du champ de visualisation, l'amplitude des perturbations radiales est plus faible. Il sera noté que le ratio de densité entre l'azote et le propane est plus faible (≈ 0.1) que celui entre l'azote et l'éthane (≈ 0.2).

2.1.2 Modification du fluide ambiant

Le jet d'éthane est maintenant injecté dans un fluide beaucoup moins dense que l'azote, l'hélium, Fig. IV.11. L'interface du jet est beaucoup moins corrugué. Pour ces gammes de vitesse, le jet reste dans des régimes de faible atomisation. Sur la distance du champ de visualisation, l'amplitude des perturbations radiales est plus faible car le ratio de densité entre l'hélium et l'éthane est 10 fois inférieur à celui entre l'azote et l'éthane.

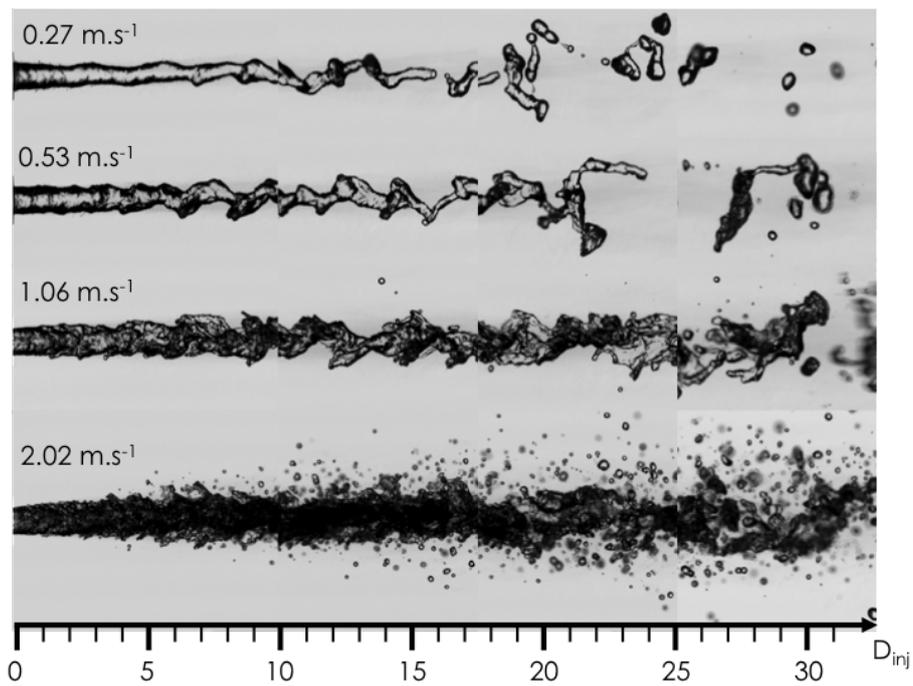


FIGURE IV.9 – Reconstruction de jets à 0.27, 0.53, 1.06 et 2.02 m.s⁻¹, sur 65 mm à partir de quatre images en DBI d'un champ de 20 mm se recoupant sur 5 mm. Injection de C₂H₆ dans du N₂ à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{inj} = T_{ch} = 293$ K. (19 et 21/10/2016 Annexe A).

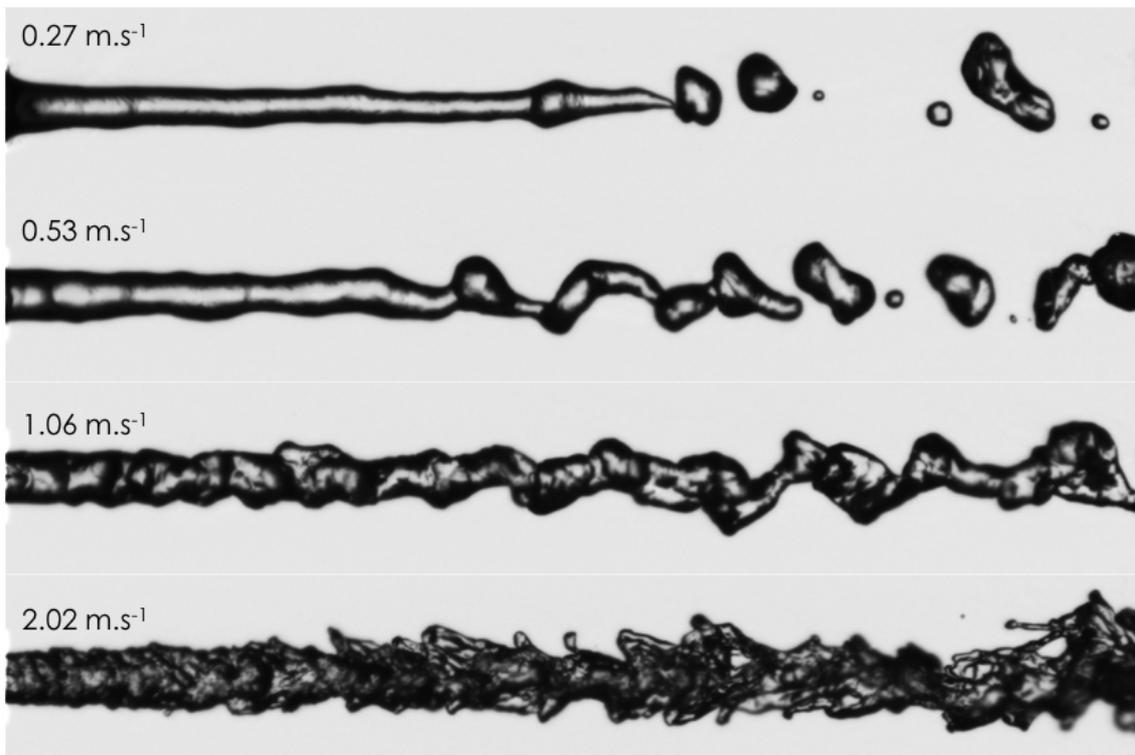


FIGURE IV.10 – Images en DBI, sur 47 mm, d'injection de C₃H₈ à 0.27, 0.53, 1.06 et 2.02 m.s⁻¹ dans du N₂ à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{inj} = T_{ch} = 293$ K (20/09/2017 Annexe A).

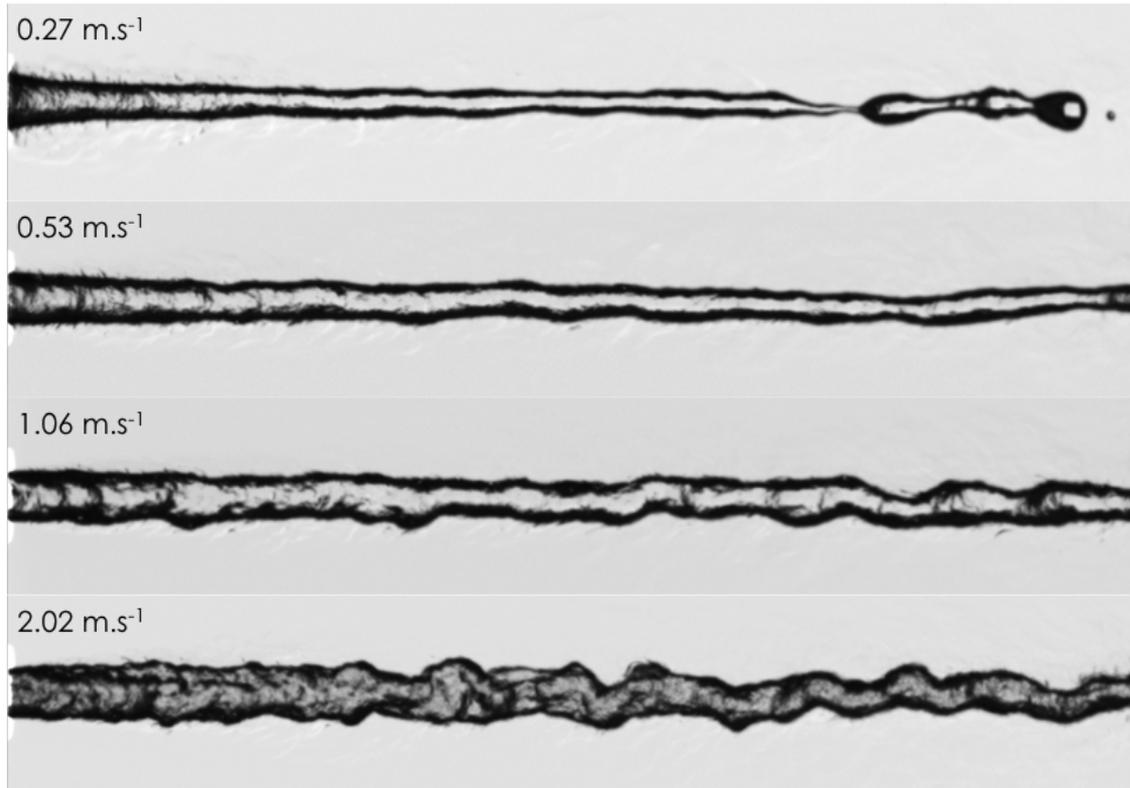


FIGURE IV.11 – Images en DBI, sur 48 mm, d’injection de C_2H_6 à 0.27, 0.53, 1.06 et 2.02 m.s^{-1} dans du He à $P_{ch} = 5 \text{ MPa}$ et $T_{inj} = T_{ch} = 293 \text{ K}$ (29/08/2017 Annexe A).

2.1.3 Comportement de la couche de mélange

La couche de mélange est également modifiée avec la vitesse. Ces modifications sont illustrées par des images d’ombroscopie pour des injections de différents couples de fluide injectant-ambiant, à 0.27, 0.53, 1.06 et 2.02 m.s^{-1} pour $P_{ch} = 5 \text{ MPa}$ et $T_{inj} = T_{ch} = 293 \text{ K}$. Les injections d’éthane dans de l’azote, Fig. IV.12, montrent qu’avec l’augmentation de la vitesse, la couche de mélange devient plus turbulente et des structures de plus en plus petites et rapprochées du jet se développent. Pour $V_{inj} = 2.02 \text{ m.s}^{-1}$, ces structures sont tellement petites et nombreuses que pour cette configuration optique il n’est plus possible de distinguer l’interface liquide.

La même tendance est observée pour une injection d’éthane dans l’hélium, Fig. IV.13. La densité de l’hélium étant plus faible, cela diminue la densité de la couche de mélange, et donc le Reynolds de cette dernière. Les structures sont moins tourbillonnaires, presque laminaires.

Pour du propane injecté à 0.27 ou 0.53 m.s^{-1} dans de l’azote, Fig IV.15, la couche de mélange est laminaire. Elle est turbulente pour des vitesses de 1.06 et 2.02 m.s^{-1} . Cette couche de mélange de $C_3H_8-N_2$ apparaît plus claire sur les ombroscopies que pour celle de l’éthane. En effet, il sera expliqué au chapitre V que la fraction molaire de propane dans sa couche de mélange est moins importante que celle de l’éthane dans la sienne, rendant la première moins dense.

Des images complémentaires de couches de mélange sont répertoriées dans la figure IV.14. La turbulence a été évoquée pour qualifier la couche de mélange, mais elle n’est pas l’objet de ce manuscrit. Son étude ne sera donc pas plus amplement développée.

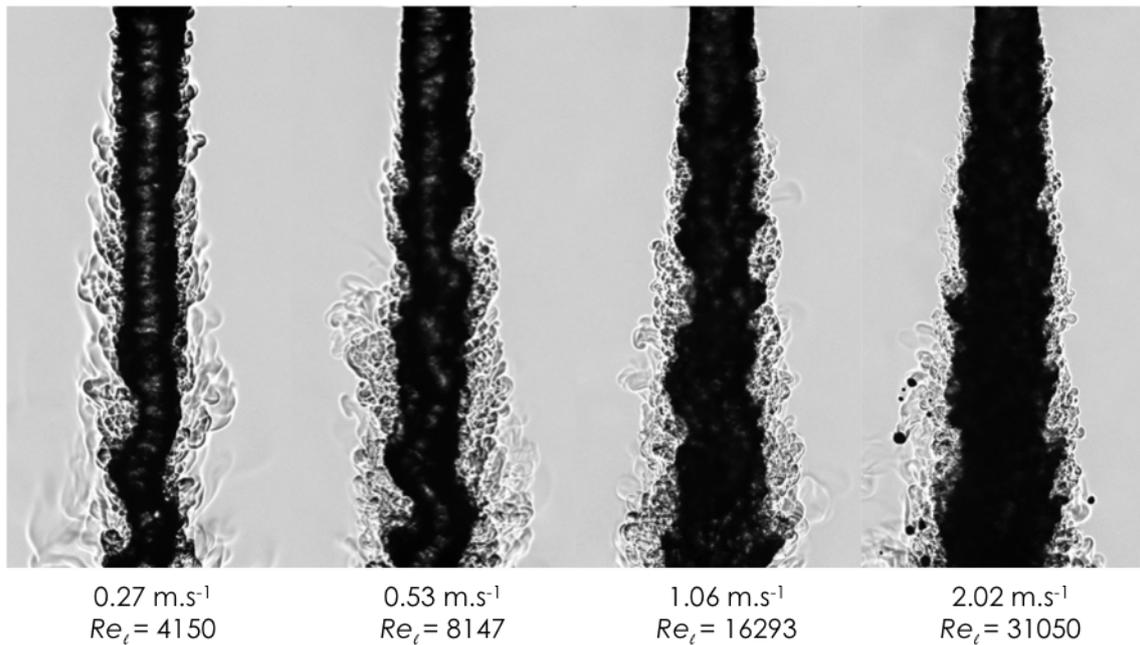


FIGURE IV.12 – Images en ombroscopie, sur 20 mm, d’injection de C_2H_6 à 0.27, 0.53, 1.06 et 2.02 m.s⁻¹ dans du N_2 à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{inj} = T_{ch} = 293$ K (19/10/2016 Annexe A).

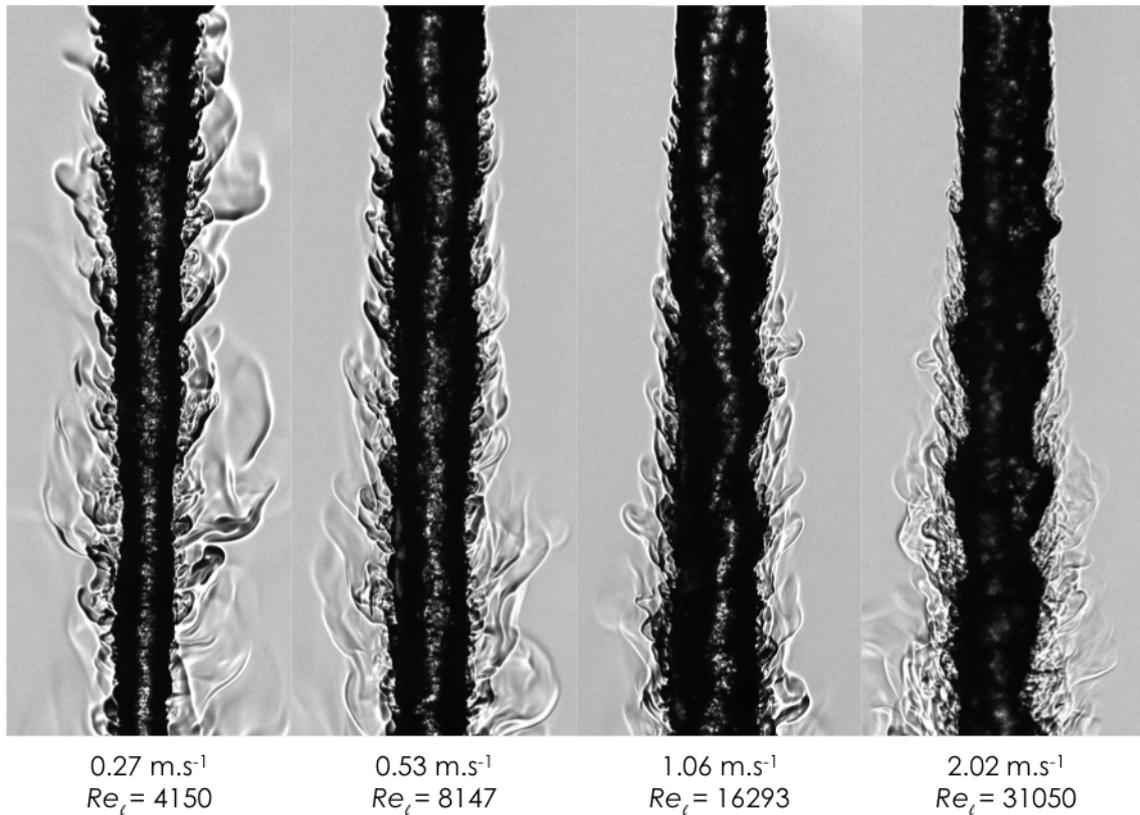


FIGURE IV.13 – Images en ombroscopie, sur 18 mm, d’injection de C_2H_6 à 0.27, 0.53, 1.06 et 2.02 m.s⁻¹ dans du He à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{inj} = T_{ch} = 293$ K (29/08/2017 Annexe A).

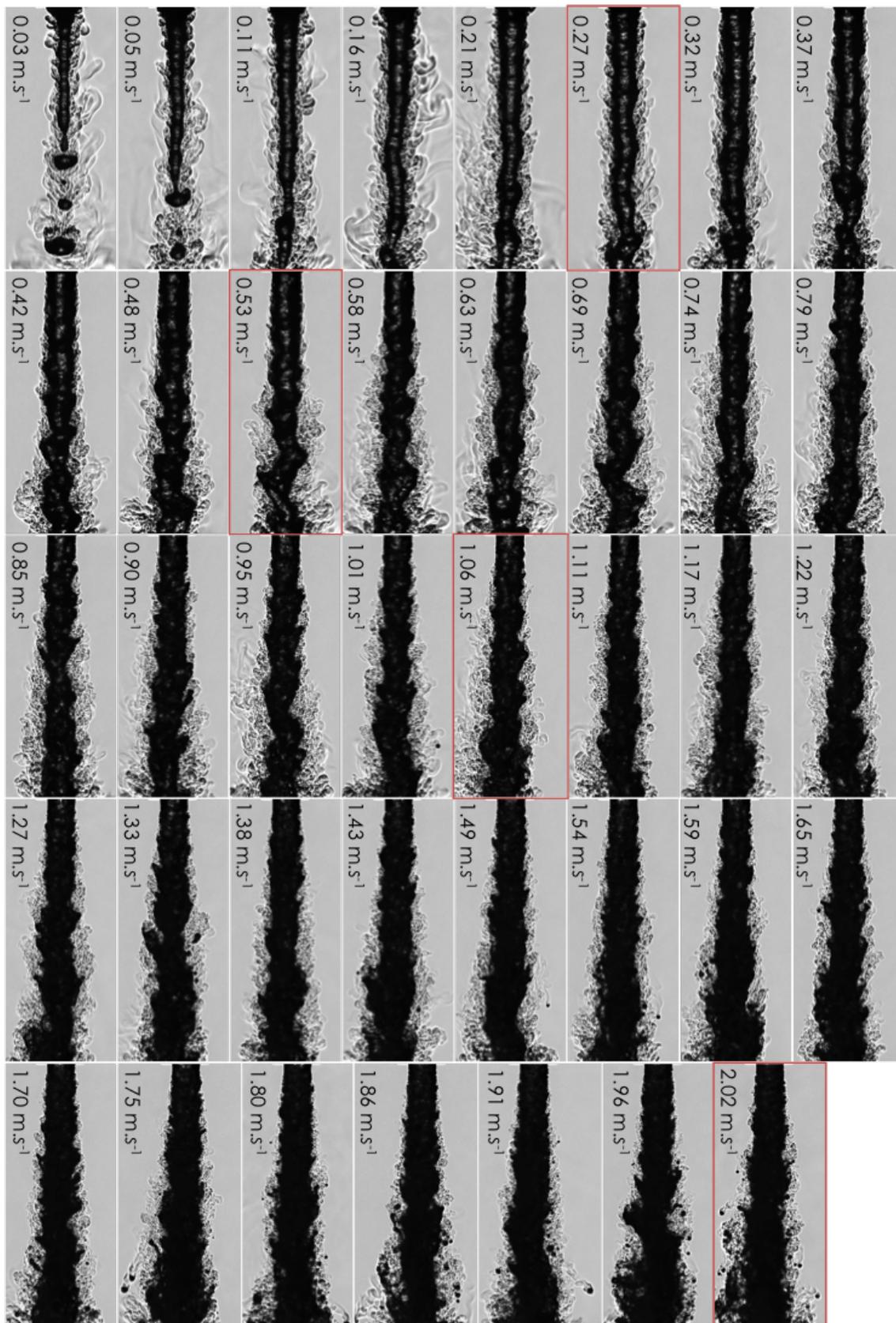


FIGURE IV.14 – Images d’ombroscopie, sur 20 mm, d’injection de C_2H_6 à une vitesse comprise entre 0.03 et 2.02 m.s^{-1} dans du N_2 à $P_{ch} = 5 \text{ MPa}$ et $T_{inj} = T_{ch} = 293 \text{ K}$ (19/10/2016 Annexe A).

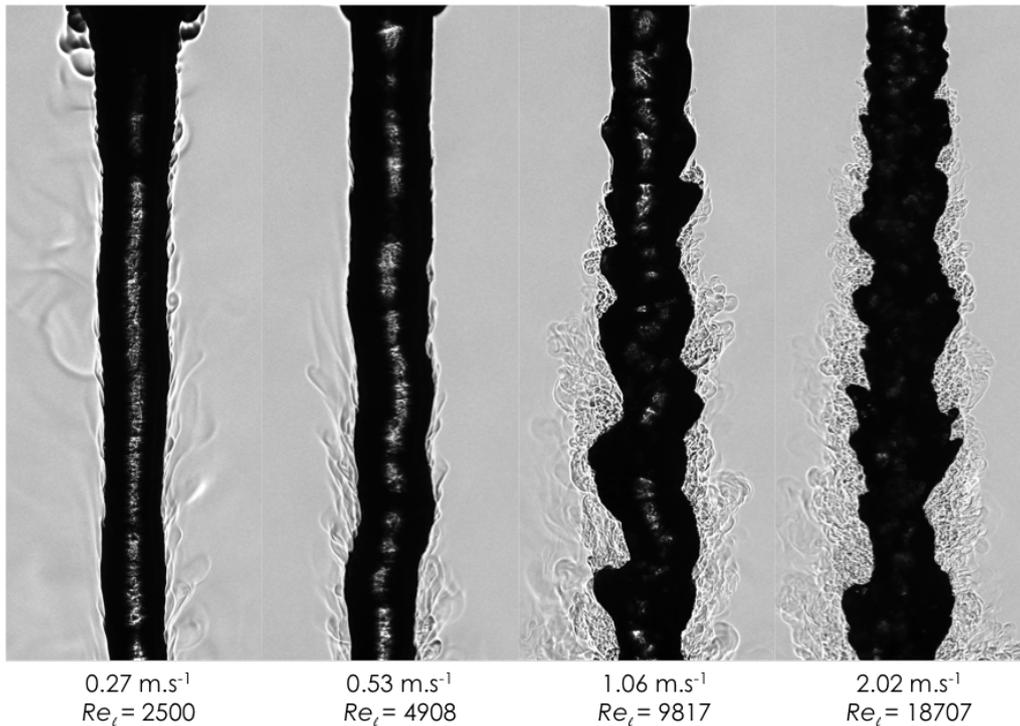


FIGURE IV.15 – Images en Ombroscopie, sur 17 mm, d’injection de C_3H_8 à 0.27, 0.53, 1.06 et 2.02 m.s^{-1} dans du N_2 à $P_{ch} = 5 \text{ MPa}$ et $T_{inj} = T_{ch} = 293 \text{ K}$ (20/09/2017 Annexe A).

2.1.4 Conclusion sur l’influence de la vitesse

En conclusion, comme pour l’atomisation classique à basse pression, les régimes d’atomisation à haute pression dépendent de la vitesse d’injection et du ratio de densité. L’atomisation est plus développée lorsque la vitesse et le ratio de densité $\frac{\rho_g}{\rho_l}$ augmentent. Malgré un régime de Rayleigh légèrement déformé et une longueur de rupture qui continue d’augmenter dans ce qui semble être le 1^{er} régime d’action aérodynamique, les régimes observés sont semblables à ceux présents en basse pression.

2.2 Influence de la pression

Des images de jets de propane et d’éthane injectés à $V = 1.06 \text{ m.s}^{-1}$ dans de l’azote à 293 K sont présentées respectivement sur les figures IV.16 et Fig. IV.17. L’augmentation de la pression amplifie les perturbations de ces deux jets. Pour le propane, l’amplitude des perturbations radiales s’accroît. Pour l’éthane, les perturbations sont plus petites mais elles sont plus nombreuses. L’apparition des premières gouttes satellites, Fig. IV.16, a lieu vers $25 D_{inj}$ à 4 MPa et avant $10 D_{inj}$ à 6.5 MPa. Ces observations sont similaires à celles effectuées par Oswald et al. [122] sur une injection de N_2 à 5 m.s^{-1} dans du N_2 au repos. La figure IV.18 est donnée pour montrer l’influence de la pression sur les gouttes. Comme pour la surface du jet, la surface des gouttes est de plus en plus déformée sous l’effet de la pression. Les gouttes s’écartent de l’axe du jet sous l’augmentation de pression. La tension de surface s’oppose d’autant plus à la déformation que les gouttes sont petites, c’est pourquoi elles conservent leur sphéricité au contraire des grosses gouttes qui se déforment avec l’augmentation de la pression. De façon générale l’augmentation de pression à basse température améliore l’atomisation d’un jet.

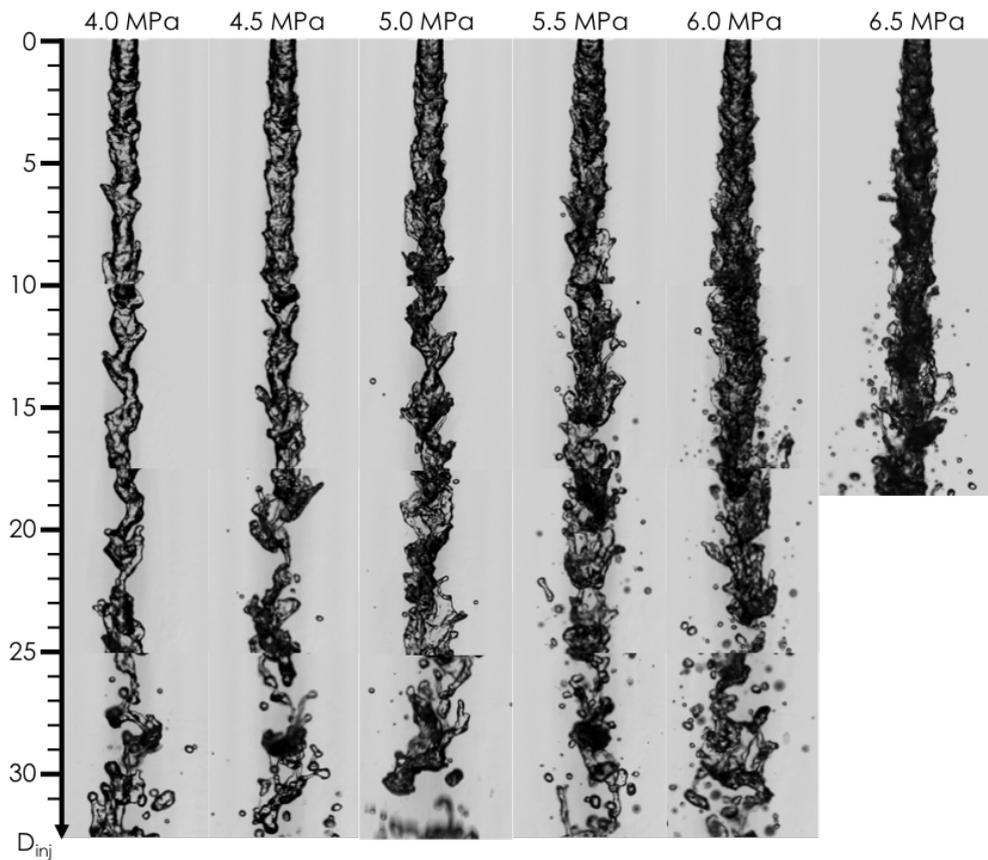


FIGURE IV.16 – Reconstruction de jets sur 65 mm à partir de quatre images en DBI d'un champ de 20 mm se recoupant sur 5 mm. Injection de C_2H_6 à 1.06 m.s^{-1} dans du N_2 à $T_{inj} = T_{ch} = 293 \text{ K}$ pour une pression allant de 4 MPa à 6.5 MPa (19 et 21/10/2016 ainsi que 10/11/2017 pour 6.5 MPa Annexe A).

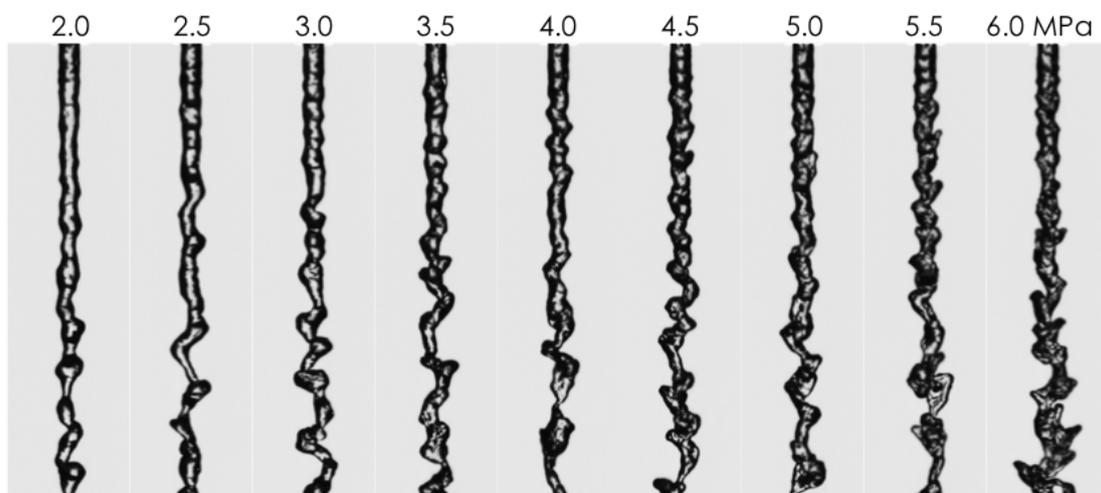


FIGURE IV.17 – Images en DBI, sur 47 mm en sortie d'injecteur, d'injection de C_3H_8 à 1.06 m.s^{-1} dans du N_2 à $T_{inj} = T_{ch} = 293 \text{ K}$ pour une pression allant de 2 MPa à 6 MPa (20/09/2017 Annexe A).

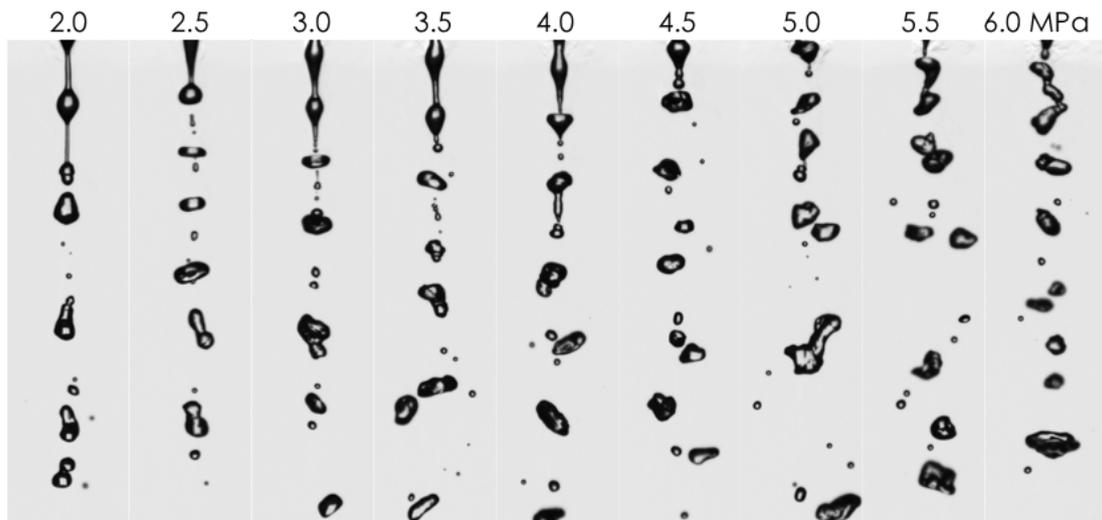


FIGURE IV.18 – Images en DBI, sur 47 mm à 30 mm de l’injecteur, d’injection de C_3H_8 à 0.27 m.s^{-1} dans du N_2 à $T_{inj} = T_{ch} = 293 \text{ K}$ pour une pression allant de 2 MPa à 6 MPa (21/09/2017 Annexe A).

2.3 Influence de la température

Pour explorer les effets de la température de chambre, des jets d’éthane et de propane dans de l’azote ont été étudiés.

2.3.1 $C_3H_8-N_2$

La figure IV.19 présente cinq jets de propane à $V_{inj} = 0.27 \text{ m.s}^{-1}$ dans de l’azote à différentes températures. La pression est fixée à 6 MPa, i.e. au-dessus de la pression critique des deux fluides purs. D’un régime de Rayleigh à $T_{ch} = 295 \text{ K}$, le jet passe dans le régime de première action aérodynamique à $T_{ch} = 358 \text{ K}$. La rétractation du jet en sortie de buse n’est plus observée pour $T_{ch} > T_c(C_2H_8)$, au contraire le jet s’élargit de plus en plus à 399 K et 417 K. Cela est le signe d’une faible tension de surface. À 425 K, des structures diffuses apparaissent à l’interface. Les gouttes sont plus nombreuses avec une population de petites gouttes plus répandues.

2.3.2 $C_2H_6-N_2$

Une étude simultanée en ombroscopie et en DBI sur des jets d’éthane dans de l’azote a permis d’observer des structures de jets différentes de celles rencontrées pour un jet de propane. Des jets à quatre vitesses débitantes et pour deux températures sont présentées sur la figure IV.20. La pression est fixée à 6 MPa. Les images à 293 K correspondent à l’étude de l’influence de la vitesse à température ambiante présentée précédemment. Pour les images à 323 K, la température de chambre est supérieure à la température critique de l’éthane. Sur les images d’ombroscopie, (a) Fig. IV.20, la structure du jet semble similaire, il sera néanmoins noté un élargissement de l’ouverture de la couche de mélange avec la température. Les angles d’ouverture sont étudiés quantitativement au § 3.

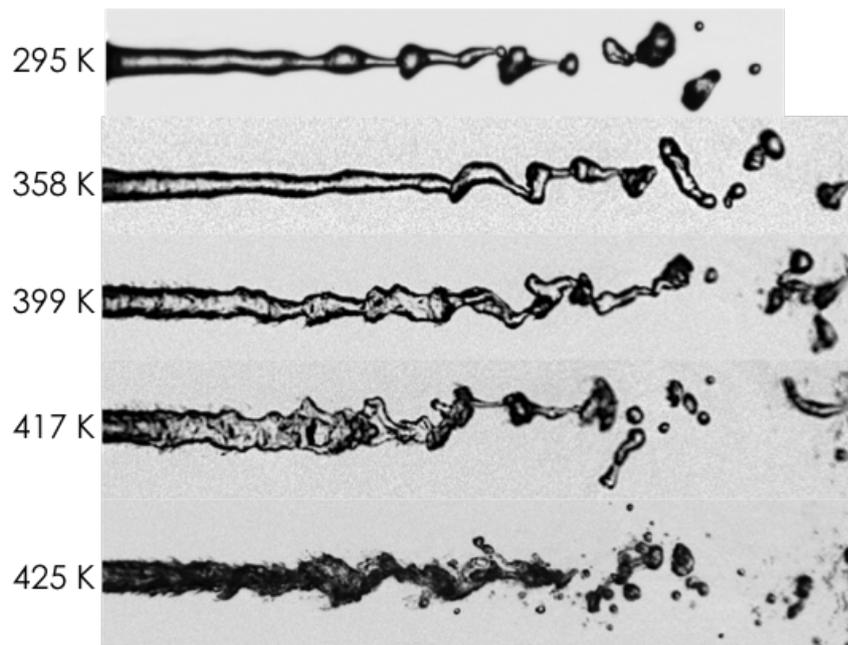


FIGURE IV.19 – Images en DBI, sur 55 mm, d’injection de C_3H_8 à $T_{inj} = 293$ K et $V_{inj} = 0.27$ m.s $^{-1}$ dans du N_2 à $P_{ch} = 6$ MPa et $T_{ch} = 295$ K, 358 K, 399 K, 417 K et 425 K. Les données associées aux images sont datées du 20/09/2017 pour la 1 ère et des 18 et 19/05/16 pour les autres (Annexe A).

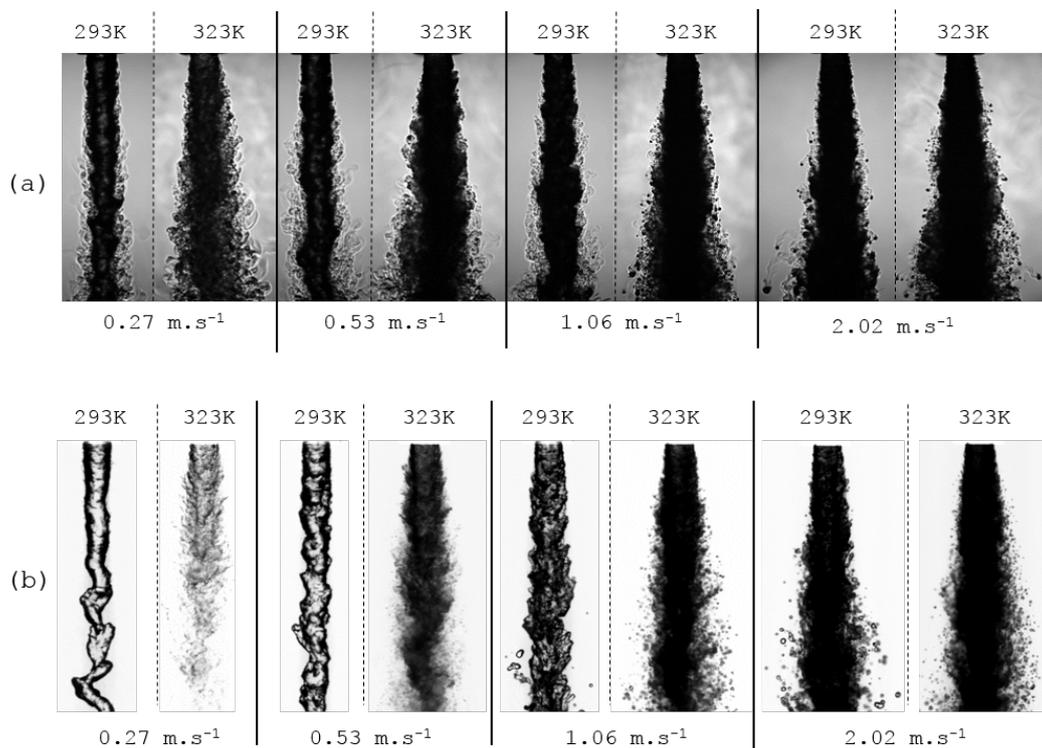


FIGURE IV.20 – Images en ombroscopie (a), sur 19 mm, et en DBI (b), sur 21 mm, d’injection de C_2H_6 à $T_{inj} \approx 293$ K à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2.02 m.s $^{-1}$ dans du N_2 à $P_{ch} = 6$ MPa et $T_{ch} = 295$ K et 323 K. (19, 21 et 24/10/2016 Annexe A).

En revanche la DBI, (b) Fig IV.20 montre une topologie de jets modifiée avec la température. Pour les jets aux vitesses les plus élevées, $V_{inj} = 1.06 \text{ m.s}^{-1}$ et 2 m.s^{-1} , l'augmentation de la température favorise une meilleure atomisation. L'un ($V_{inj} = 1.06 \text{ m.s}^{-1}$) passe d'un régime de 2^e influence aérodynamique à un régime d'atomisation. Alors que le second ($V_{inj} = 2.02 \text{ m.s}^{-1}$) se trouve déjà en régime d'atomisation à $T_{ch} = 293 \text{ K}$. Ce dernier éjecte des gouttes plus nombreuses et de taille plus petite quand $T_{ch} = 323 \text{ K}$. À $V_{inj} = 0.53 \text{ m.s}^{-1}$, l'interface est diffuse, un cœur plus dense est identifiable, mais il est difficile de déterminer si les structures autour du jet sont des gouttes ou non. La présence de liquide est discutable. En revanche, la topologie diffuse du jet à $V_{inj} = 0.27 \text{ m.s}^{-1}$, proche de celle d'un jet gazeux, ne laisse pas de doute sur l'absence de liquide. Le fluide est dans des conditions supercritiques dès son injection. Cette injection est de type S-5, les trois autres, à plus forte vitesse d'injection, étant de type L-2.

En augmentant la température de la chambre jusqu'à 423 K , Fig IV.21, des structures diffuses sont présentes pour toutes les vitesses étudiées. Le cœur dense s'allonge et s'assombrit avec la vitesse. Ce dernier devient de plus en plus dense car il est plus froid, sa température se rapprochant de la valeur mesurée de T_{inj} , 300 K . À 2.02 m.s^{-1} , le doute sur la présence de gouttes persiste.

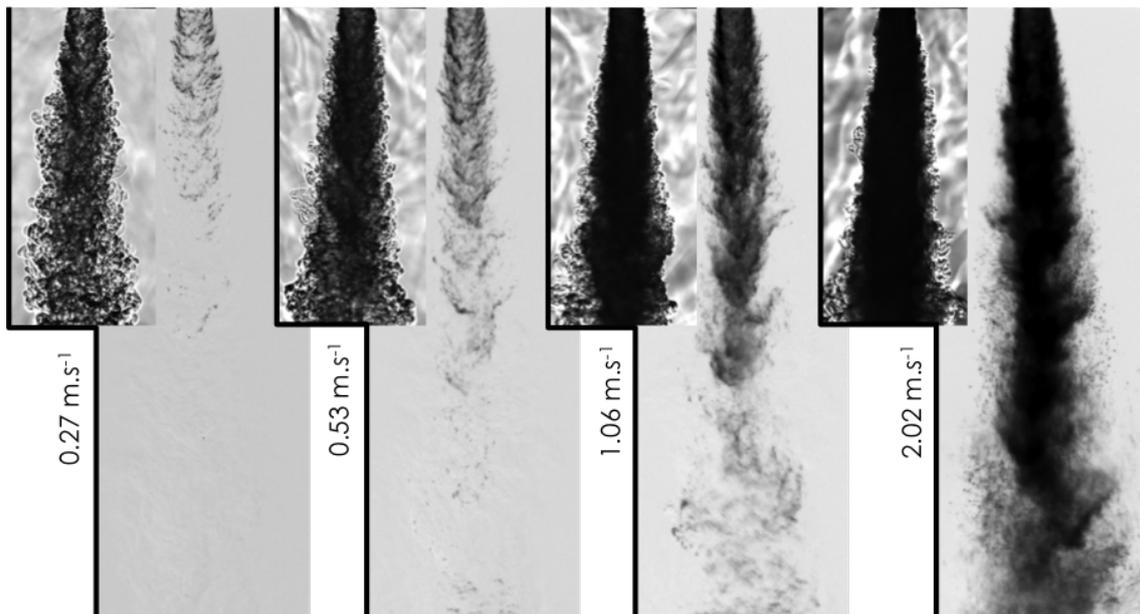


FIGURE IV.21 – Images en DBI, sur 39 mm , d'injection de C_2H_6 à $T_{inj} \approx 300 \text{ K}$ à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2 m.s^{-1} dans du N_2 à $P_{ch} = 6 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 423 \text{ K}$. Ombroscopie simultanée sur 20 mm (16/11/2017 Annexe A).

En augmentant la pression jusqu'à 7 MPa pour $T_{ch} = 333$ K, Fig IV.22, les mêmes structures diffuses sont observées. Le cœur dense s'allonge et se densifie avec la vitesse. Des gouttes persistent à 1.06 et 1.96 m.s⁻¹.

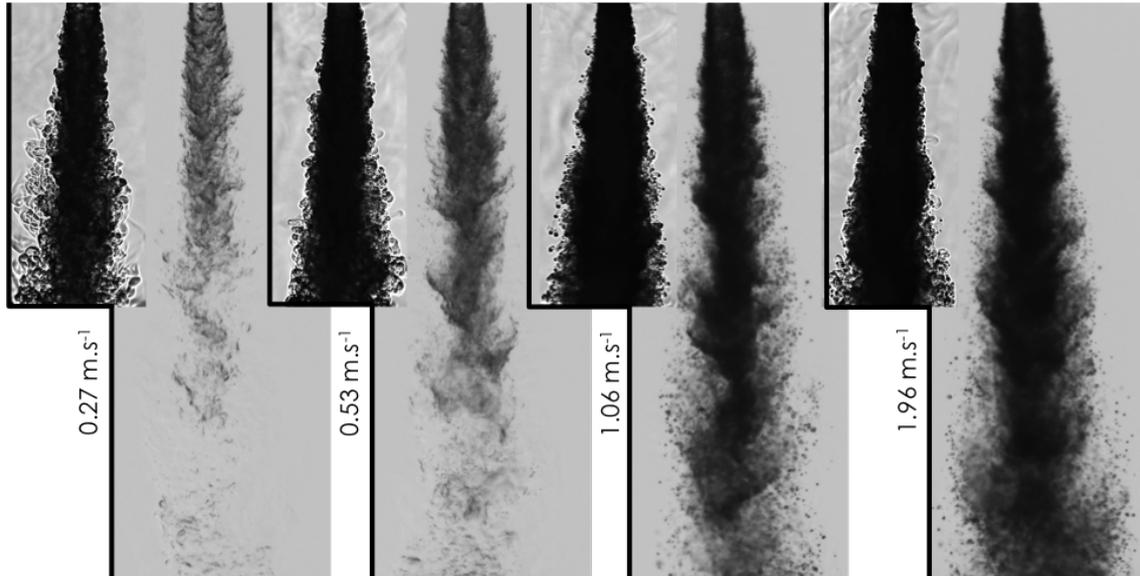


FIGURE IV.22 – Images en DBI, sur 39 mm, d'injection de C₂H₆ à $T_{inj} \approx 298$ K à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 1.96 m.s⁻¹ dans du N₂ à $P_{ch} = 7$ MPa et $T_{ch} = 333$ K. Ombroscopie simultanée sur 20 mm (09/11/2017 Annexe A).

2.3.3 C₂H₆-He

Le remplacement de l'azote par de l'hélium, Fig. IV.23, a le même effet qu'à température ambiante. Cela modifie la dynamique de l'écoulement vers des régimes moins atomisés, semblables à ceux observés pour le propane dans l'azote (Fig. IV.19). Les topologies observées sur la figure IV.23, en augmentant la vitesse, sont similaires à celles de la figure IV.19, lorsque la température est diminuée. D'un point de vue général la diminution du ratio de densité $\frac{\rho_g}{\rho_l}$ quelle que soit la température, ralentit l'atomisation. Ce qui revient à dire que l'augmentation du ratio de densité $\frac{\rho_g}{\rho_l}$ favorise l'atomisation par l'accroissement des forces aérodynamiques sur le liquide.

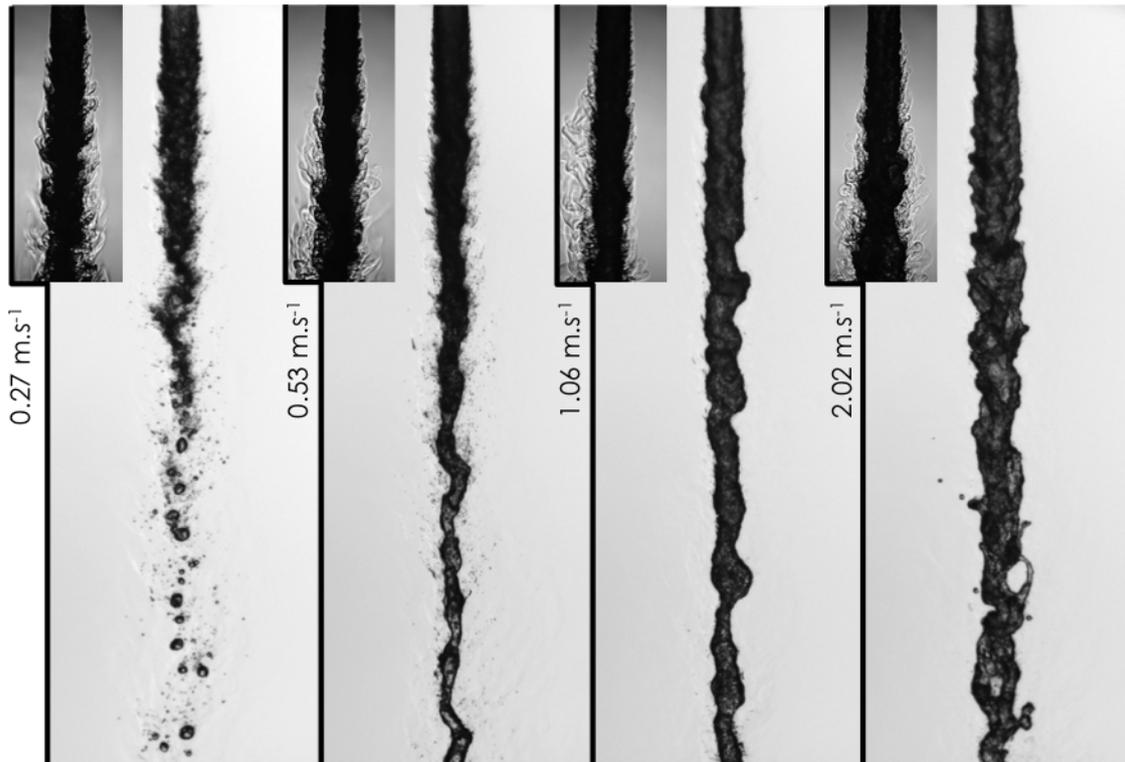


FIGURE IV.23 – Images en DBI, sur 48 mm, d’injection de C_2H_6 à $T_{inj} \approx 300K$ à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2 m.s^{-1} dans du He à $P_{ch} = 5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 333 \text{ K}$. Ombroscopie simultanée sur 17 mm (30/08/2017 Annexe A).

2.3.4 Conclusion sur l’influence de la température

En conclusion, les expériences présentées sont en accord avec les résultats de l’état de l’art. À une pression et une température de chambre supérieures au point critique, des gouttes subsistent. La transition n’est pas instantanée à l’entrée dans la chambre [114]. Elle nécessite un apport d’énergie suffisant pour passer de l’état liquide à l’état supercritique. Cet apport d’énergie peut être effectué en augmentant la pression ou la température mais également en augmentant le ratio de densité $\frac{\rho_g}{\rho_l}$.

Sur le banc REFINE, la température du jet entrant dans la chambre dépend de la vitesse d’injection. Pour les plus faibles vitesses, le jet transitionne vers l’état supercritique avant son entrée dans la chambre permettant l’étude d’injection supercritique de type S-5. Le régime d’atomisation de ces injections a été défini par Mayer [106] comme étant le **régime supercritique**.

Pour des vitesses plus élevées, la transition se fait dans la chambre. Ces injections transcritiques de type L-2 montrent trois topologies différentes pour les cas étudiés dans ce manuscrit :

- Pour la première topologie, Fig. IV.24, il n'y a plus de liquide, les structures autour du jet sont diffuses; l'angle d'ouverture de la couche de mélange est important; et le cœur dense s'allonge avec l'augmentation de la vitesse. Cette topologie correspond au **régime supercritique** de Mayer.



FIGURE IV.24 – Régime supercritique.

- Dans le second cas, Fig IV.25, la transition vers le régime supercritique n'est pas complète. Des structures diffuses sont présentes; l'angle d'ouverture de la couche de mélange est important; un cœur dense est identifiable; mais la présence de gouttes satellites de petites tailles, comme en régime d'atomisation basse pression, indique la subsistance de liquide. Nous appellerons ce régime le **régime d'atomisation transcritique**.



FIGURE IV.25 – Régime d'atomisation transcritique.

- Le dernier cas, Fig IV.26 présente un cœur liquide facilement identifiable; l'angle d'ouverture de la couche de mélange n'est pas prononcé; le diamètre de sortie du jet est constant en proche injecteur; des gouttes de tailles inférieures au diamètre sont formées après la rupture du cœur liquide, comme pour le régime de 1^{ère} action aérodynamique. Néanmoins, contrairement à ce régime, l'interface entre le cœur liquide et la couche de mélange est plus épaisse et présente des structures diffuses. Nous appellerons ce régime le **régime d'action thermodynamique**.

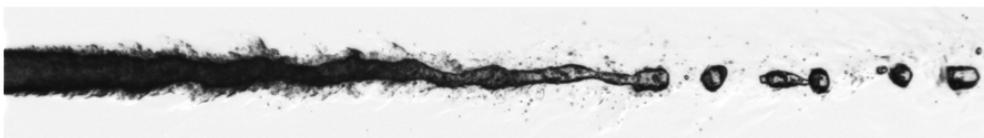


FIGURE IV.26 – Régime d'action thermodynamique.

3 Angles du jet

Les mesures d'angles d'ouverture, θ_s , sont obtenues au moyen du traitement d'image présenté au § 2.4.5 du chapitre III. Dans la littérature, les angles d'ouverture sont communément présentés en fonction du ratio de densité entre le fluide ambiant et le fluide injecté, Fig. I.5. Les injections réalisées ici ont des ratios du même ordre de grandeur que les injections réalisées par Mayer et al. [106] et celles de Chehroudi et al. [35].

Les résultats d'une première étude d'injection d'éthane dans de l'azote à différentes pressions, pour quatre vitesses et pour deux températures sont présentés sur la figure IV.27. Les mesures ont été réalisées exactement dans la même configuration optique et résultent de moyennes effectuées sur 120 images. Le calcul du ratio de densité a été effectué à partir des masses volumiques fournies par le NIST à P_{ch} et T_{ch} pour le fluide ambiant et P_{ch} et T_{jet} pour le fluide injecté. À température ambiante T_{jet} est supposé égal à T_{inj} .

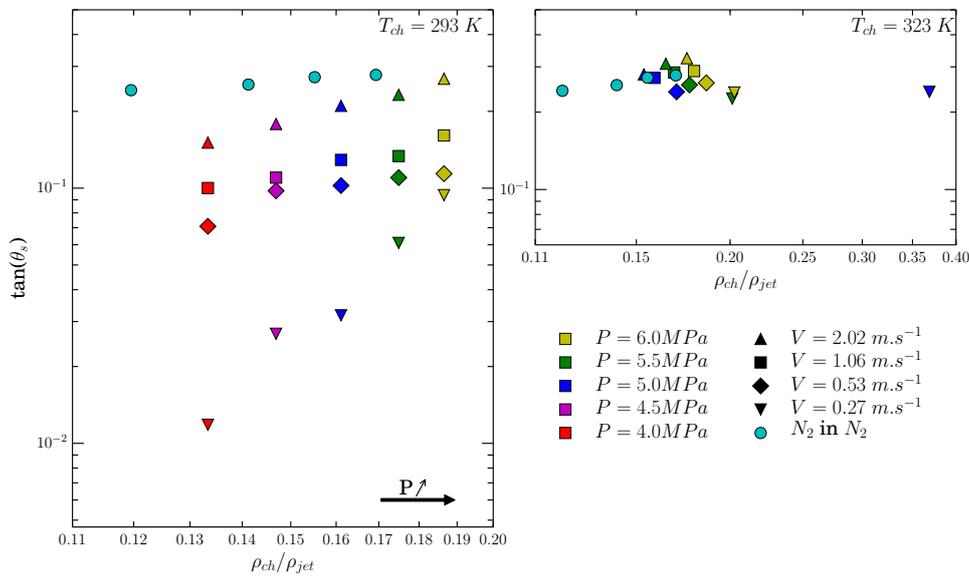


FIGURE IV.27 – Angles d'ouverture d'injection d'éthane dans de l'azote en fonction du ratio de densité [184] provenant de la campagne des 19, 21 et 24/10/2016 (Fig. IV.20). A gauche : $T_{ch} = 293\text{ K}$. A droite : $T_{ch} = 323\text{ K}$ Les ronds bleus clairs correspondent aux angles d'ouverture de LN₂ injecté dans du N₂ à $T_{ch} = 293\text{ K}$ [35].

À $T_{ch} = 293\text{ K}$, pour chacune des pressions réalisées, l'angle d'ouverture, θ_s , augmente avec la vitesse. Pour chaque vitesse, avec l'augmentation de la pression, et donc celle du ratio de densité, θ_s croît de façon quasi linéaire. Ces tendances sont également observées pour $T_{ch} = 323\text{ K}$: θ_s s'élargit avec l'augmentation de la vitesse d'injection et de la pression. Les résultats sont néanmoins beaucoup plus regroupés et les angles mesurés à $T_{ch} = 323\text{ K}$ sont supérieurs à ceux mesurés à $T_{ch} = 293\text{ K}$. En augmentant la température, les angles d'ouverture augmentent également, et viennent rejoindre les résultats donnés pour le couple N₂-N₂ par Chehroudi et al. [35]. Ces mesures ont été réalisées sur une injection d'azote cryogénique dans de l'azote à température ambiante mais la vitesse d'injection n'est pas indiquée.

Sur le graphique de droite à $T_{ch} = 323$ K, le point obtenu dans des conditions de pression et de vitesse égales à $P_{ch} = 5$ MPa et $V_{inj} = 0.25$ m.s⁻¹ présente un ratio de densité plus élevé que les autres. En effet, à $V_{inj} = 0.27$ m.s⁻¹ la température du jet mesurée est de 308 K. À cette pression, la densité de l'éthane chute fortement pour ≈ 307 K (voir Fig. V.1). Pour des pressions supérieures, cette chute apparaît à plus haute température. La température de jet est plus basse pour les autres vitesses d'injection, elles ne sont donc pas impactées.

Cette première étude a été complétée par d'autres mesures sur des jets d'éthane dans de l'azote à différentes températures, 333 K et 383 K, mais aussi dans de l'hélium à 293 K et 333 K. Les résultats d'injection de propane dans de l'azote à température ambiante sont également ajoutés. Le spectre de ratio de densité balayé s'étend ainsi de 0,01 à 0,21. Sur la figure IV.28, tous les points de mesure sont repérés en fonction du couple de fluide par une couleur et un symbole, quelle que soit la température. Les résultats donnés par Chehroudi et al. [35] pour les couples H₂O-N₂, N₂-N₂, N₂-He et O₂-N₂ sont ajoutés dans le graphique. Les informations sur la vitesse de ces injections ne sont, ici encore, pas connues.

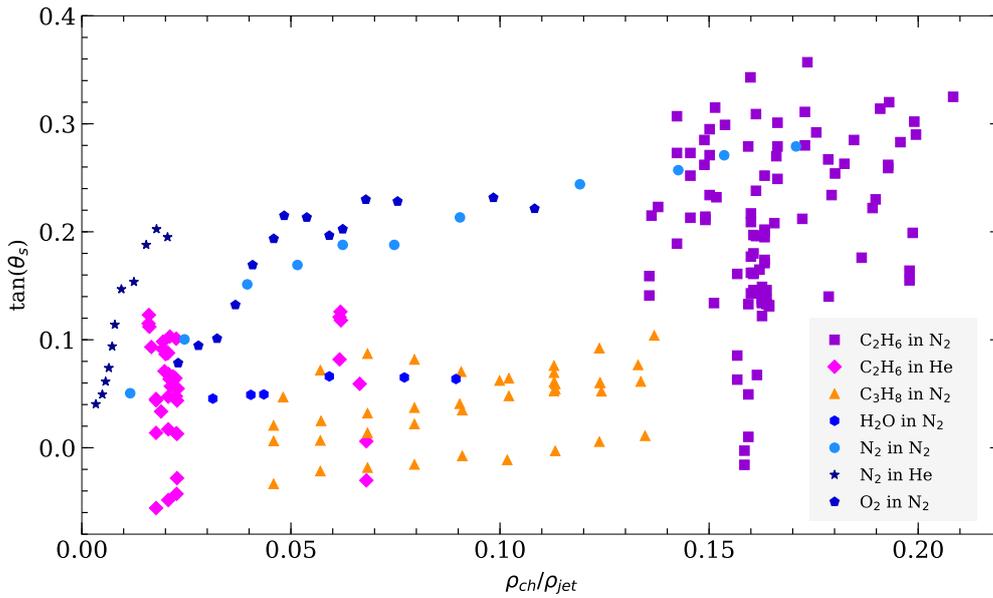


FIGURE IV.28 – Angles d'ouverture en fonction du ratio de densité pour C₂H₆-N₂, C₂H₆-He et C₃H₈-N₂ pour toutes les vitesses et toutes les températures étudiées en ombroscopie. Les courbes de H₂O-N₂, N₂-N₂, N₂-He et O₂-N₂ sont tirés de [35].

Comme vu précédemment dans l'étude initiale, les résultats pour le couple C₂H₆-N₂ rejoignent ceux du N₂-N₂. Les injections liquides de propane dans de l'azote ont des angles d'ouverture similaires à ceux de l'eau dans l'azote. Les mesures de N₂-He et de l'O₂-N₂ montrent une pente raide pour les plus faibles ratios de densité puis l'angle d'ouverture semble se stabiliser pour une valeur maximale.

Mayer et al. [106] ont classé leur injection de N_2-N_2 en fonction du Reynolds et observent une augmentation de l'angle d'ouverture avec le Reynolds, Fig. IV.29. Pour $\frac{\rho_{ch}}{\rho_{jet}} < 0.1$, les mesures d'angle d'ouverture de Mayer et al. sont supérieures à celles de l'étude réalisée ici. D'autre part, les nombres de Reynolds des points de notre étude sont tous inférieurs au plus petit Reynolds considéré par Mayer et al. dans leur classement, i.e. 5×10^4 . Une échelle de valeurs de Reynolds a donc été adaptée pour cette étude. Les angles d'ouverture classés en fonction du Reynolds pour les injections subcritiques, $T_{ch} < T_c$, sont présentés dans la figure IV.30 et pour les injections transcritiques et supercritiques, $T_{ch} \geq T_c$, dans la figure IV.31.

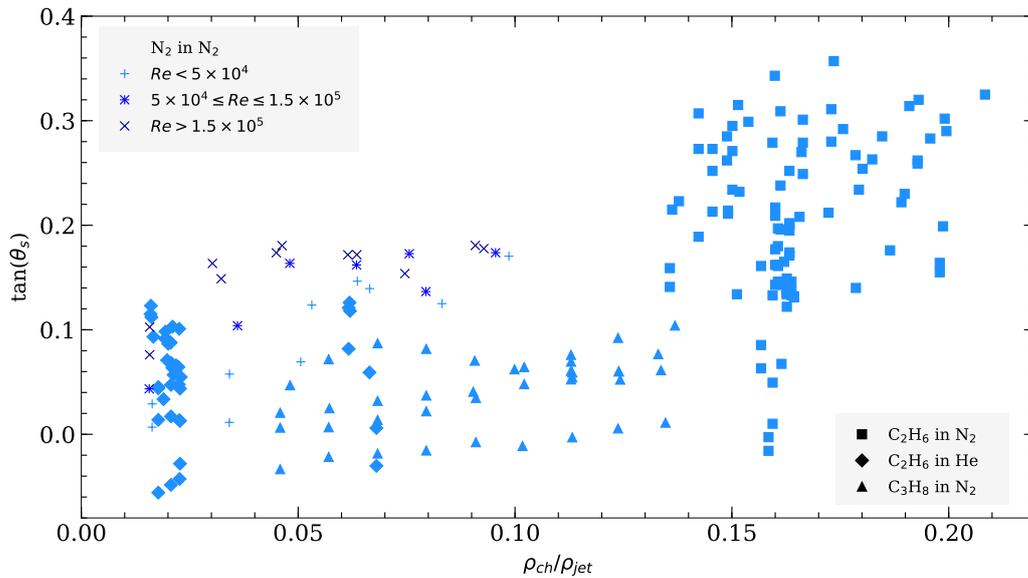


FIGURE IV.29 – Angles d'ouverture en fonction du ratio de densité pour $C_2H_6-N_2$, C_2H_6-He et $C_3H_8-N_2$ pour toutes les vitesses et toutes les températures étudiées en ombroscopie. Les courbes N_2-N_2 colorées en fonction du Reynolds étudié proviennent de [106].

De façon générale, à $T_{ch} < T_c$ (Fig. IV.30), l'augmentation du Reynolds provoque une augmentation de l'angle d'ouverture, indépendamment du couple de fluides étudiés. Il est néanmoins possible d'observer quelques inversions : les courbes jaune, verte et bleue correspondant à des Reynolds moyens ont tendance à se croiser. Il est envisagé d'augmenter le nombre d'images, actuellement de 120, pour améliorer les statistiques. Pour chaque valeur de Reynolds l'augmentation de l'angle d'ouverture semble avoir un rapport linéaire avec le ratio de densité, ce qui est cohérent avec les corrélations établies dans la littérature (voir Ch. I § 1.3.1).

À $T_{ch} \geq T_c$ (Fig. IV.30), pour les points du couple C_2H_6-He , aucune tendance ne se dégage. Néanmoins comme pour des températures subcritiques, les angles d'ouverture de ce couple à faible ratio de densité, restent inférieurs à ceux du couple $C_2H_6-N_2$. Pour ce dernier, en considérant chaque valeur de Reynolds indépendamment, les angles d'ouverture augmentent rapidement avec le ratio de densité pour se stabiliser à une valeur d'angle d'ouverture maximum, comme pour les couples N_2-He et O_2-N_2 sur la figure IV.28.

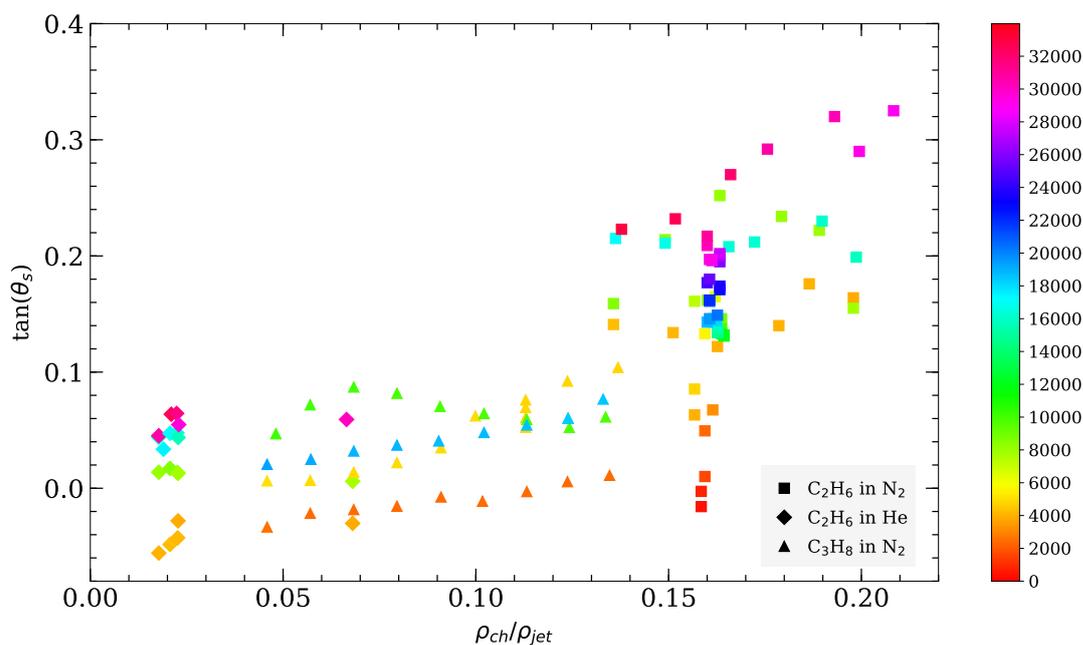


FIGURE IV.30 – Angles d'ouverture en fonction du ratio de densité, colorés en fonction de la valeur de Reynolds (échelle de couleur à droite) pour les couples de fluides $\text{C}_2\text{H}_6\text{-N}_2$, $\text{C}_2\text{H}_6\text{-He}$ et $\text{C}_3\text{H}_8\text{-N}_2$ à $T_{ch} < T_c$.

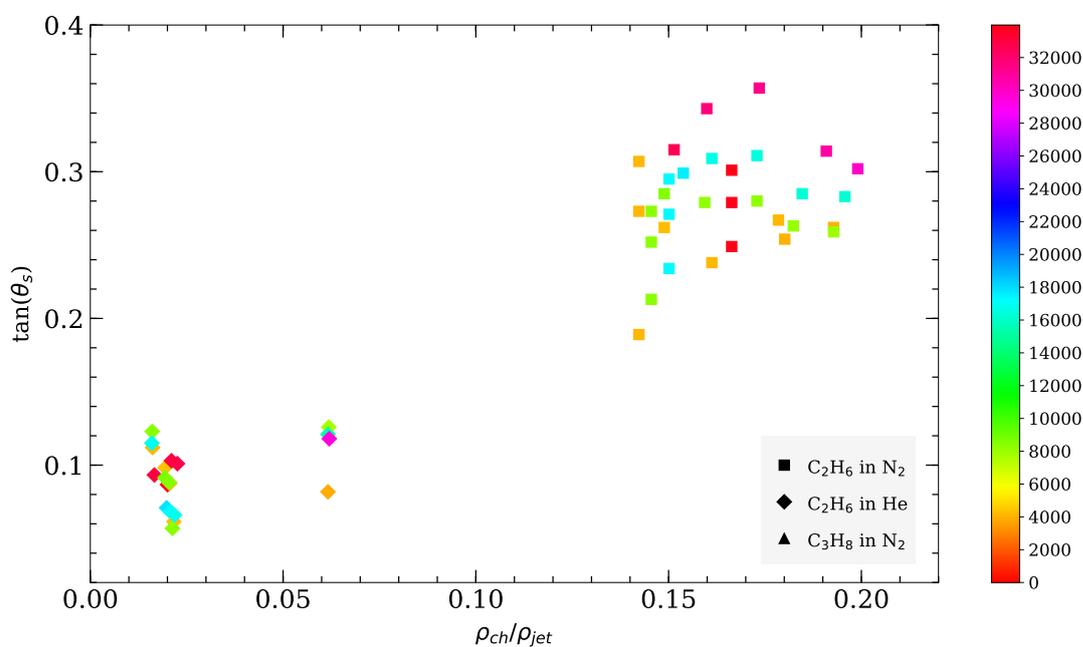


FIGURE IV.31 – Angles d'ouverture en fonction du ratio de densité, colorés en fonction de la valeur de Reynolds (échelle de couleur à droite) pour les couples de fluides $\text{C}_2\text{H}_6\text{-N}_2$, $\text{C}_2\text{H}_6\text{-He}$ et $\text{C}_3\text{H}_8\text{-N}_2$ à $T_{ch} \geq T_c$.

Pour tous les diagrammes présentant l'étude complète : Fig. IV.28, IV.29, IV.30 et IV.31, la masse volumique est calculée à partir de la valeur de T_{inj} . Pour les injections à température ambiante, ρ_{inj} mesurée en amont du nez de l'injecteur, est sensiblement égale à ρ_{jet} car la variation de température au sein du jet est quasiment nulle. Pour les injections en atmosphère chauffée, la difficulté de connaître la température exacte du jet en sortie de buse a été évoquée au chapitre II § 1.3.5. Les diagnostics par rayons X, dont les premières analyses sont présentées § 5, vont nous aider à déterminer la densité au sein du jet. Une évaluation de la température est également réalisée à partir de modèles thermodynamiques dans le chapitre V. Il pourrait être intéressant de venir implémenter d'autres diagnostics optiques, comme par exemple la DRASC pour remonter à une information de température [58, 59, 60, 76, 168].

En conclusion, l'angle d'ouverture s'élargit avec l'augmentation du Reynolds et du ratio de densité. Cette conclusion est en accord avec les corrélations établies dans la littérature [35, 106]. Il est néanmoins important de rappeler que le choix du seuil est arbitraire et que les résultats obtenus dépendent de celui-ci. La modification du montage optique peut être à l'origine de la variabilité des mesures effectuées dans des conditions thermodynamiques similaires. Il est donc essentiel de conserver une certaine prudence dans la comparaison de résultats issus de travaux différents.

4 Longueurs de rupture / Longueurs de cœur dense

L'évaluation de la longueur de pénétration du jet dans la chambre se décline en deux types de mesure : la mesure de longueur de rupture, L_{BU} , et la mesure de longueur de cœur dense, L_{DC} . Les méthodologies pour récupérer ces informations sont présentées § III-2.4.3. La mesure de L_{BU} permet de construire des fonctions de probabilités de densité, PDFs, à partir de 600 images. La moyenne de ces PDFs est ensuite comparée aux mesures de L_{DC} effectuées également sur un échantillon de 600 images.

Une étude préliminaire effectuée sur des champs de petites tailles, $L_i \approx 20$ mm, pour différentes hauteurs d'injecteur (Fig. IV.9) a servi à définir les zones de plus forte probabilité d'apparition de la rupture, en fonction du couples de fluide et de la vitesse. La position d'injecteur a été choisie à partir de cette étude pour localiser au mieux la visualisation en champ large, $L_i \approx 50$ mm. Malgré cette étude préliminaire certaines PDFs sont incomplètes car la rupture est parfois hors champ, ce qui se traduit par une accumulation de mesure correspondant au bord du champ.

Les mesures de L_{BU} n'ont pu être réalisées pour des régimes peu atomisant comme l'injection de propane dans de l'hélium pour laquelle les longueurs de jet sont bien supérieures à ce qui est mesurable sur notre banc. En effet, la course a été réduite suite à l'endommagement du dispositif de fixation de l'injecteur (voir chapitre II § 1.1.3).

D'autre part, sur des cas où l'atomisation est très développée, la rupture n'est pas visible sur les images et la mesure de L_{BU} surestime systématiquement la longueur de pénétration. La mesure n'a donc pas été appliquée à ces points.

4.1 C₂H₆-N₂

Les PDFs de longueur de rupture pour un jet d'éthane dans de l'azote à température ambiante (293 K) et pour des pressions de 4 à 6 MPa sont présentées figure IV.32. Les PDFs des jets à $V_{inj} = 0.27$ et 0.53 m.s⁻¹ sont complètes mais celle pour 1.06 m.s⁻¹ est tronquée. Même s'il manque des données, celle-ci permet néanmoins d'évaluer la moyenne de L_{BU} . Pour chaque pression, les longueurs sont ordonnées de la même façon : $L_{BU}(0.27 \text{ m.s}^{-1}) < L_{BU}(0.53 \text{ m.s}^{-1}) < L_{BU}(1.06 \text{ m.s}^{-1})$. L'étude de la topologie § 2 de ces jets a montré cependant que pour ces vitesses, les jets ne sont pas dans le même régime d'atomisation. Il n'est donc pas possible d'avancer le fait que la longueur de pénétration soit une fonction monotone avec la vitesse car, comme sur la courbe de stabilité à basse pression, Fig. I.2, il est probable que la courbe passe par un maximum puis un minimum lors du changement de régime d'atomisation. De plus, les distributions sont plus étalées pour les grandes vitesses, ce qui est cohérent avec le changement de régime d'atomisation pour ces vitesses.

Pour étudier l'évolution des longueurs de pénétration en fonction de la pression, les moyennes des PDFs de L_{BU} , en gris, et les mesures de L_{DC} , en bleues, sont présentées ensemble dans le graphique (a) de la figure IV.33. Des changements de régimes apparaissent également en augmentant la pression. Toutes les courbes semblent observer une singularité à 5.5 MPa. La longueur de pénétration à $V_{inj} = 0.27$ m.s⁻¹ diminue puis s'allonge. En complément des informations données sur la topologie, la longueur de rupture se comporte comme celle d'un jet dans un régime de première action aérodynamique qui arrive dans le second régime. Pour $V_{inj} = 0.53$ et 1.06 m.s⁻¹ la longueur de pénétration s'allonge puis diminue correspondant à un régime de seconde action aérodynamique vers un régime d'atomisation. Les points pour $V_{inj} = 2.02$ m.s⁻¹ sont hors des limites d'observation.

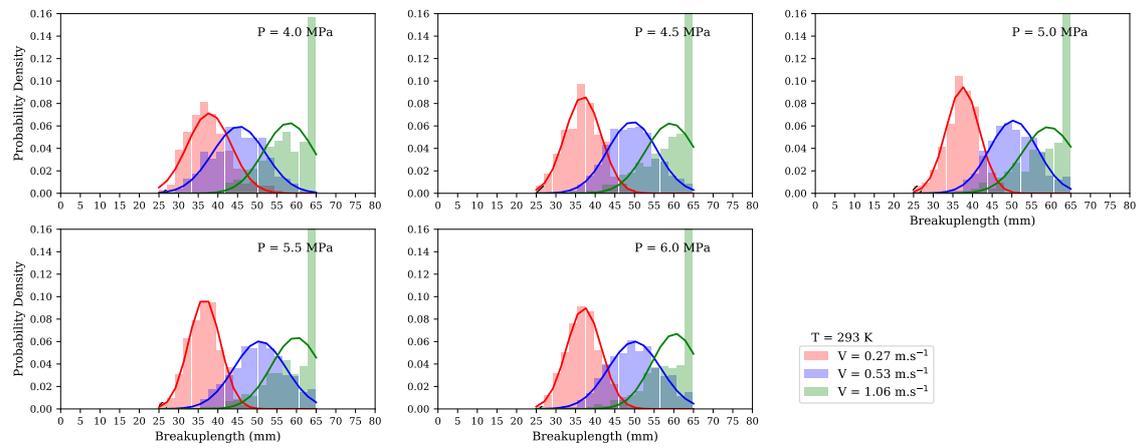


FIGURE IV.32 – PDFs de 600 longueurs de rupture, L_{BU} , d'un jet d'éthane dans de l'azote à 293 K pour des pressions de 4.0 MPa à 6.0 MPa.

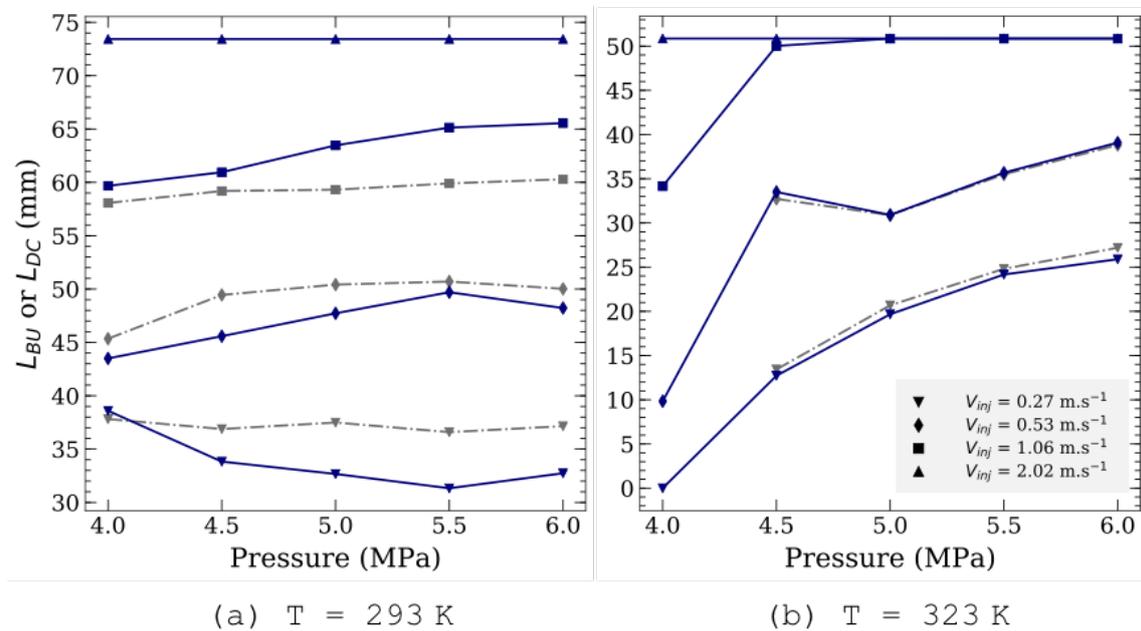


FIGURE IV.33 – Moyennes de L_{BU} en gris et de L_{DC} en bleu d'injection d'éthane dans de l'azote en fonction de la pression et de la vitesse d'injection pour deux températures de chambre : (a) $T_{ch} = 293$ K et (b) $T_{ch} = 323$ K.

Pour une température de chambre plus élevée, $T_{ch} = 323$ K, les PDFs de L_{BU} ont été réalisées pour $V_{inj} = 0.27$ et 0.53 m.s⁻¹ à des pressions allant de 4.5 MPa à 6 MPa, Fig. IV.34. Les PDFs de ces deux vitesses sont de formes similaires pour chacune des pressions. La topologie de ces jets est super- et transcritique, le cœur dense augmente avec la vitesse. Sur le graphique (b) de la figure IV.33, les moyennes de L_{BU} sont cohérentes avec celles de L_{DC} . Pour les pressions inférieures à la pression critique, i.e. 4 et 4.5 MPa, le jet liquide devient gazeux en se réchauffant, c'est pourquoi certaines longueurs de pénétration sont nulles. Cela peut également expliquer les profils de PDF plus étalés à 4.5 MPa, Fig. IV.34. Pour des pressions supercritiques, L_{DC} augmente avec la pression et également la vitesse. Les points pour $V_{inj} = 1.06$ et 2.02 m.s⁻¹ sont hors des limites d'observation.

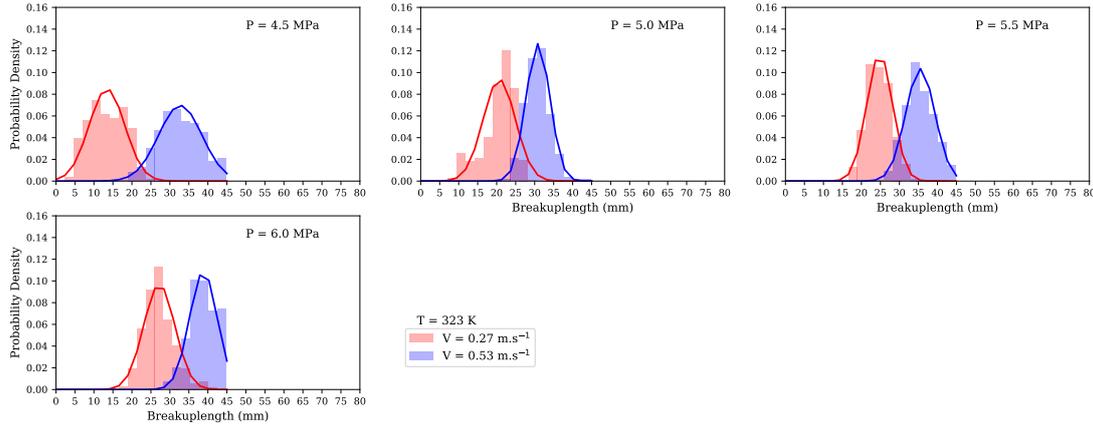


FIGURE IV.34 – PDF de 600 longueurs de rupture, L_{BU} , d'un jet d'éthane dans de l'azote à 323 K pour des pressions de 4.5 MPa à 6.0 MPa.

4.2 C₂H₆-He

Comme dans l'azote, des injections d'éthane dans l'hélium ont été étudiées pour $V_{inj} = 0.27$ et 0.53 m.s⁻¹ à température ambiante pour une pression de chambre de 4, 4.5, 5 et 5.3 MPa, Fig. IV.35 et pour 333 K à 4.5, 5 et 5.3 MPa, Fig IV.36. Les PDFs pour $V_{inj} = 0.53$ m.s⁻¹ sont plus étalés que celle à 0.27 m.s⁻¹ où le pic est mieux défini. Les L_{BU} sont plus longues que dans l'azote, les PDFs pour 0.53 m.s⁻¹ sont d'ailleurs tronquées pour 4.5 et 5.3 MPa à température ambiante.

La différence entre L_{BU} et L_{DC} est relativement faible sauf pour la mesure à $T_{ch} = 293$ K et $P_{ch} = 5.0$ MPa où l'écart enregistré entre les deux mesures, pour une vitesse débitante de 0.53 m.s⁻¹, est de 15 mm. À $V_{inj} = 0.27$ m.s⁻¹, L_{DC} augmente avec la pression. Cela confirmerait le régime de Rayleigh proposé dans la section topologie. À $V_{inj} = 0.53$ m.s⁻¹, L_{DC} est plus difficile à analyser sur un intervalle de pression aussi réduit : il est possible que la fin du régime de Rayleigh soit observée pour 4 et 4.5 MPa et que le premier puis le second régime d'action aérodynamique surviennent à 5 MPa et au delà. Pour $V_{inj} = 1.06$ m.s⁻¹, la première décroissance correspondrait au 1^{er} régime d'action aérodynamique puis le passage au second régime se ferait autour de 5 MPa. L'éventail de pressions étudiées est relativement faible pour tirer une conclusion définitive. Les points pour $V_{inj} = 2.02$ m.s⁻¹ sont hors des limites d'observation. Pour une température de chambre de 333 K, L_{DC} augmente avec la pression pour les deux vitesses. Les points pour $V_{inj} = 1.06$ et 2.02 m.s⁻¹ sont hors des limites d'observation.

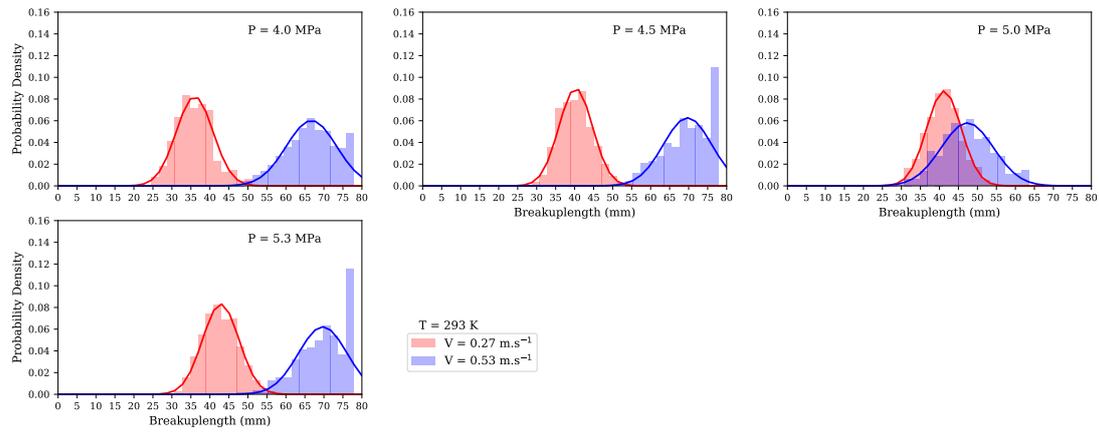


FIGURE IV.35 – PDFs de 600 longueurs de rupture, L_{BU} , d'un jet d'éthane dans de l'hélium à 293 K pour des pressions de 4.0 MPa à 5.3 MPa.

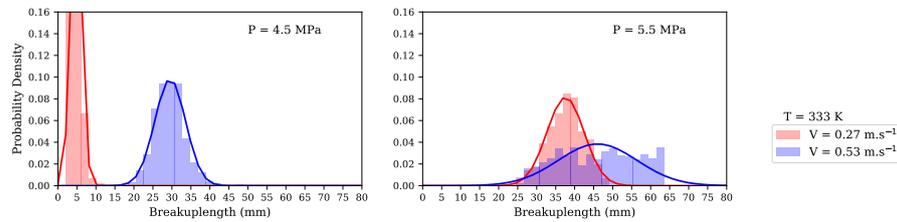


FIGURE IV.36 – PDFs de 600 longueurs de rupture, L_{BU} , d'un jet d'éthane dans de l'hélium à 333 K pour des pressions de 4.5 MPa à 5.3 MPa.

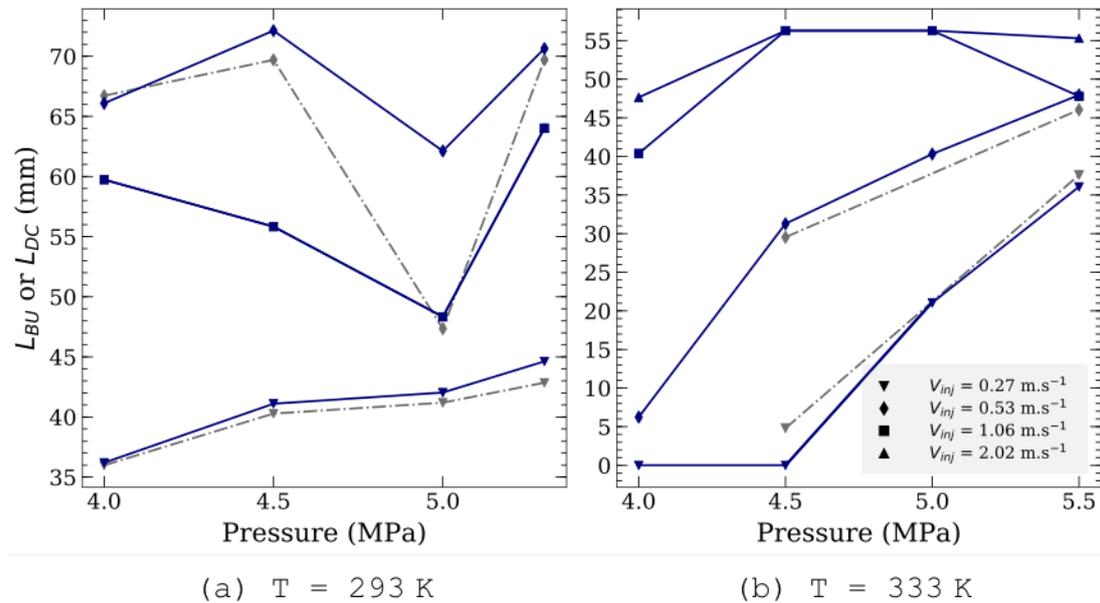


FIGURE IV.37 – Moyennes de L_{BU} en gris et de L_{DC} en bleu d'injection d'éthane dans de l'hélium en fonction de la pression et de la vitesse d'injection pour deux températures de chambre : (a) $T_{ch} = 293$ K et (b) $T_{ch} = 333$ K.

4.3 C₃H₈-N₂

L'étude de l'injection de propane dans l'azote à T_{ch} est intéressante car il est possible d'observer l'évolution de la longueur de rupture sur un éventail de pressions plus important, de 2 à 6 MPa. Les PDFs des vitesses $V_{inj} = 0.27, 0.53$ et 1.06 m.s^{-1} sont présentées figure IV.38. Comme pour les autres couples à température ambiante, plus la vitesse augmente plus la distribution est étalée et plus le pic est moins bien défini.

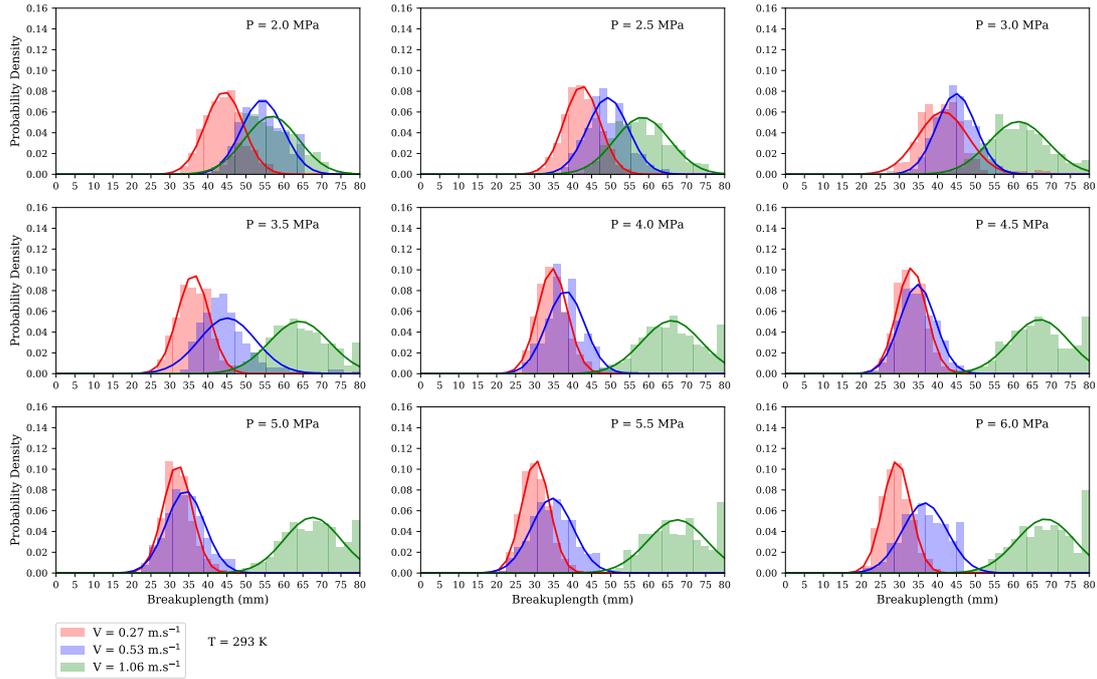


FIGURE IV.38 – PDFs de 600 longueurs de rupture, L_{BU} , d'un jet de propane dans de l'azote à 293 K pour des pressions de 2 MPa à 6 MPa.

Les deux méthodes de mesure présentent un écart systématique de 5 mm pour $V_{inj} = 0.27$ et 0.53 m.s^{-1} . À $V_{inj} = 1.06 \text{ m.s}^{-1}$, L_{BU} et L_{DC} croissent toutes les deux mais la croissance est plus forte pour L_{BU} . L'écart entre les deux mesures, pour ce cas, atteint 10 mm. La croissance de L_{DC} pour $V_{inj} = 0.27$ et 0.53 m.s^{-1} penche en faveur du premier régime d'influence aérodynamique. À partir de 5 MPa la pente s'inverse pour L_{DC} à 0.53 m.s^{-1} , symbole d'un passage dans le second régime. Pour une vitesse de 1.06 m.s^{-1} , la croissance de L_{BU} et la topologie du jet permettent de classer le jet dans le second régime d'influence aérodynamique. Les points pour $V_{inj} = 2.02 \text{ m.s}^{-1}$ sont hors des limites d'observation.

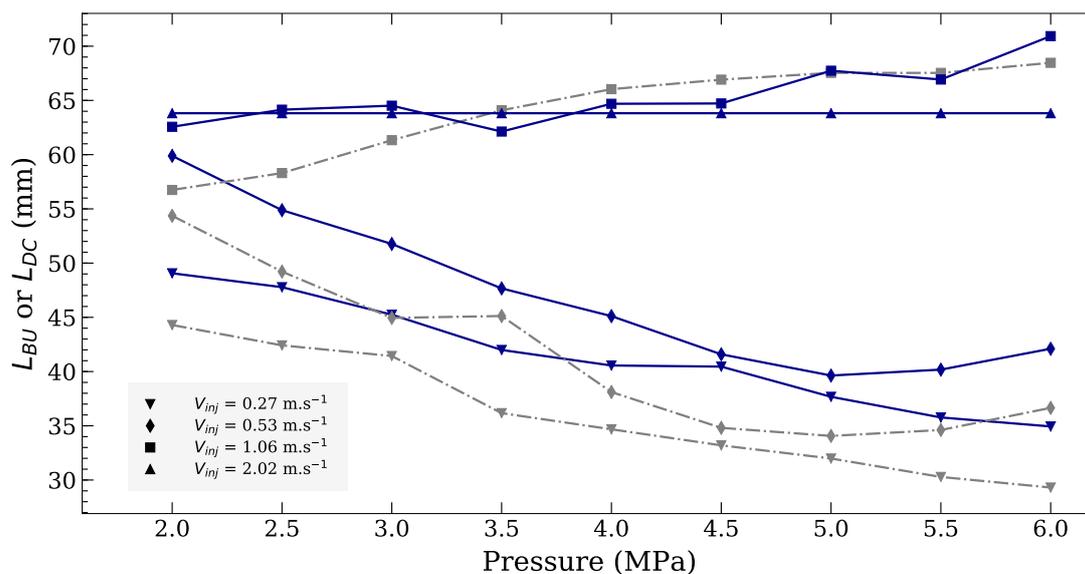


FIGURE IV.39 – Moyennes de L_{BU} en gris et de L_{DC} en bleu d'injection de propane dans de l'hélium en fonction de la pression et de la vitesse d'injection à $T_{ch} = 293$ K.

4.4 Conclusion

Pour les jets lorsque L_{DC}/L_{BU} est dite "hors des limites d'observation", la seule information retenue est que la longueur de pénétration est supérieure à celle des jets étudiés avec les deux techniques.

Les deux méthodes de mesure L_{DC} et L_{BU} , malgré quelques légères différences, se sont montrées consistantes. Il est important de rappeler que la mesure de longueur de pénétration pour des jets diffus, ou très denses, est très fortement liée au montage optique réalisé et au coefficient de seuil introduit pour le post-traitement des images, ce dernier ayant été établi pour des jets subcritiques.

5 Profil de densité d'épaisseur

Les profils de densité d'épaisseur, Ep_ρ , sont calculés à partir d'images moyennes de radiographie. La figure IV.40 donne un exemple d'une image moyenne, normalisée et filtrée (voir Ch. III § 3.5), obtenue à partir de 32 images d'un jet d'éthane dans de l'hélium à température ambiante et 5.5 MPa pour $V_{inj} = 0.27 \text{ m.s}^{-1}$. La prise de vue se concentre sur les deux premières ouvertures de la fenêtre, donnant un champ de 22 mm. Le nez de l'injecteur est observable en blanc sur la gauche de la figure. Les contours des deux ouvertures sont également discernables. Ces contours devraient apparaître en blanc à la normalisation car ils ne sont théoriquement pas modifiés avec l'injection. Le constat est différent et laisse à penser qu'il existe une interaction entre les rayons X et les bords des ouvertures. Cette interaction, probablement géométrique, contredirait l'hypothèse faite de rayons parallèles. Les profils longitudinaux de Ep_ρ présentés par la suite présentent une discontinuité à l'emplacement de la barre entre les deux ouverture, soit entre $4 D_{inj}$ et $5 D_{inj}$ de l'orifice de l'injecteur.



FIGURE IV.40 – Exemple d'une radiographie, sur 22 mm, d'une injection de C_2H_6 à 0.27 m.s^{-1} dans du He à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 293 \text{ K}$ (14/06/2017 Annexe A).

Les images de DBI prises sur l'axe perpendiculaire pendant la mesure de rayons X sont présentées sur la figure IV.41 pour $T_{ch} = 293 \text{ K}$, et la figure IV.42 pour $T_{ch} = 333 \text{ K}$.

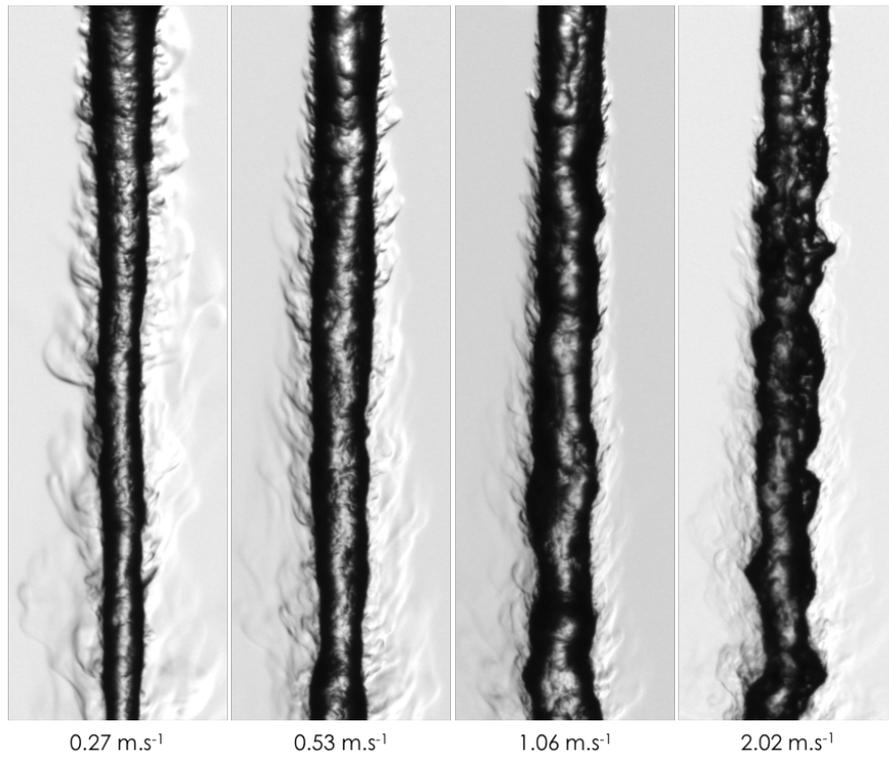


FIGURE IV.41 – Images en DBI, sur 20 mm, d’injection de C_2H_6 à 0.27, 0.53, 1.06 et 2.02 m.s^{-1} dans du He à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 293 \text{ K}$ (14/06/2017 Annexe A).

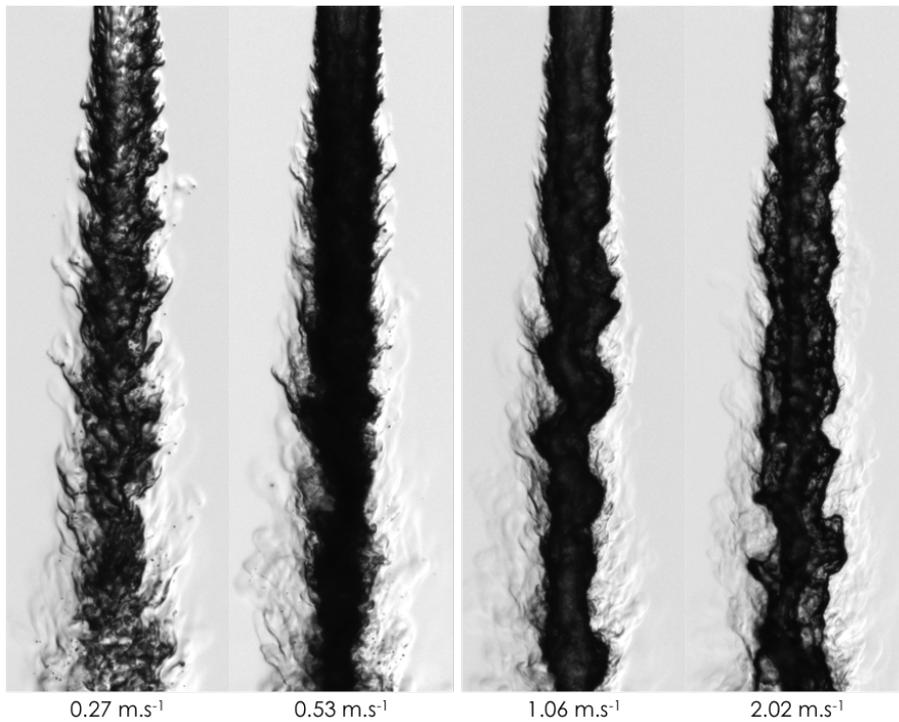


FIGURE IV.42 – Images en DBI, sur 20 mm, d’injection de C_2H_6 à 0.27, 0.53, 1.06 et 2.02 m.s^{-1} dans du He à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 333 \text{ K}$ (23/06/2017 Annexe A).

La moyenne de 120 images de DBI du jet à $V_{inj} = 0.27 \text{ m.s}^{-1}$ et $T_{ch} = 293 \text{ K}$ (Fig. IV.41) confirme, qu'en proche injecteur, le jet d'éthane a une épaisseur de 2 mm. L'étalonnage réalisée au chapitre III § 3.4 conclue que la puissance des rayons X est en moyenne de 20 keV. Pour cette énergie, la transmission théorique d'un jet d'éthane de 2 mm à 5.5 MPa (41253 Torr) et 293 K est de 0.99506. Les calculs ont été effectués sur le site du CXRO (the Center for X-Ray Optics) [39]. Néanmoins la mesure réalisée sur l'axe du jet, en sortie d'injecteur, donne une transmission de 0.86865. Ce qui correspond à une erreur relative de 12.7 %. Les profils radiaux de densité d'épaisseur pour un coefficient d'atténuation massique à 20 keV ($\sigma_X(20 \text{ keV}) = 0.005343 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$) sont donnés figure IV.43. En début d'injection $Ep_\rho \approx 26.35$, ce qui, divisé par les 2 mm du jet, donne une densité aberrante de 13180 kg.m^{-3} , au lieu des 365.69 kg.m^{-3} soit une erreur relative de 3500 % pour la densité.

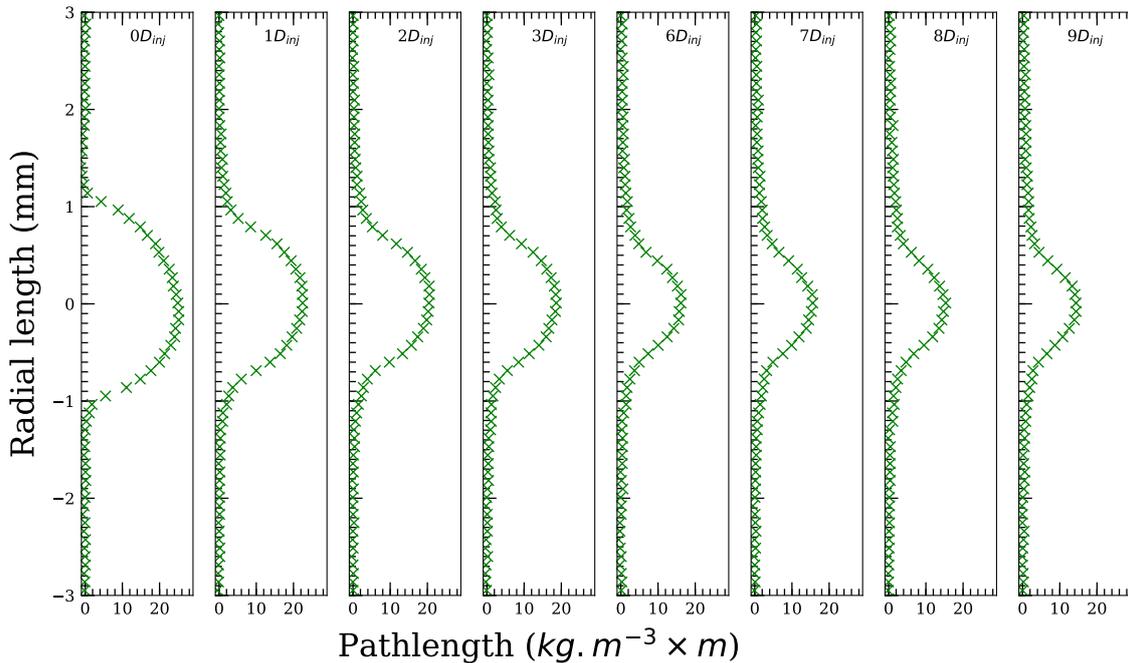


FIGURE IV.43 – Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.27 \text{ m.s}^{-1}$ dans He à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 293 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 20 keV, $\sigma_X = 0.005343 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$.

Malgré cette erreur de proportion, les profils tracés sont néanmoins cohérents avec les jets observés. En effet, pour chaque profil, la valeur de Ep_ρ observe un pic au milieu du jet, à l'endroit où les rayons X traversent l'intégralité du jet, et diminue progressivement sur la largeur du jet car le jet est en moyenne cylindrique. En s'éloignant du nez de l'injecteur, le jet s'amincit et donc la densité d'épaisseur diminue également. Pour les deux énergies testées, les courbes sont de formes identiques.

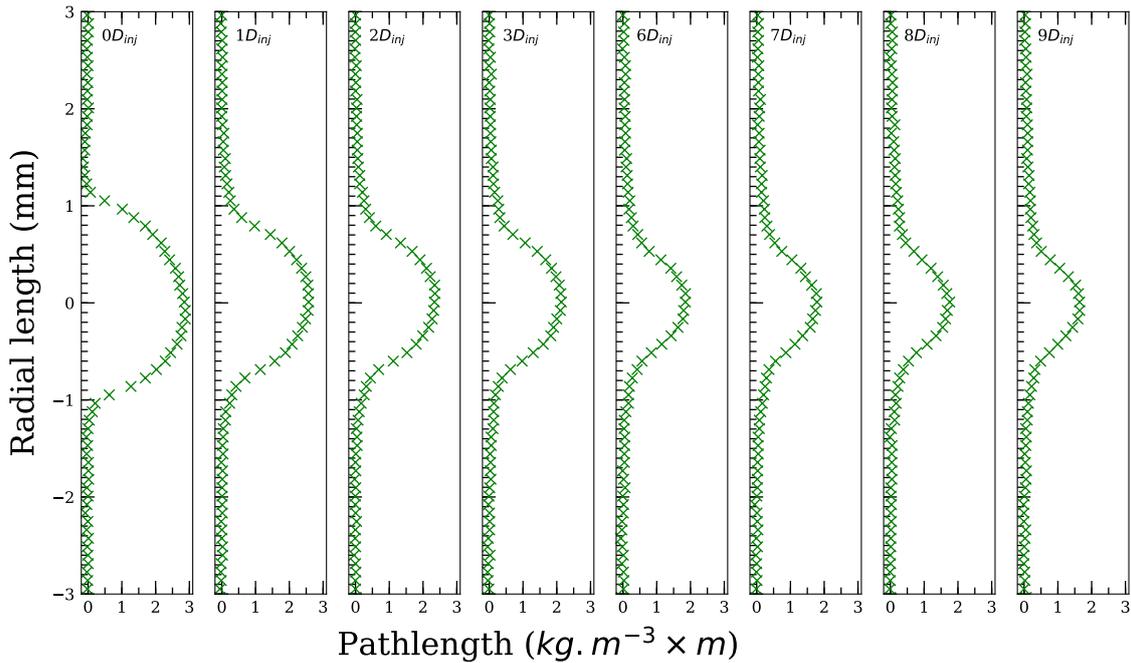


FIGURE IV.44 – Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.27 \text{ m.s}^{-1}$ dans He à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 293 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 8 keV , $\sigma_X = 0.04667948 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$.

Nous avons cherché à corriger cette erreur en ajustant les paramètres de calcul, à savoir le coefficient d'atténuation massique. Celui-ci dépend de l'énergie de la source et cette dernière ne semble pas définie de façon suffisamment précise. En considérant le pic de plus forte intensité théorique (voir § 3.1.1 du Ch. III), c'est à dire une énergie d'environ 8 keV , la transmission théorique pour 2 mm d'éthane à 5.5 MPa (41253 Torr) et 293 K est de 0.95260 , ce qui représente encore un écart par rapport à la mesure de 8.8% . Le coefficient d'atténuation massique est de $0.04667948 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$ à 8 keV ce qui donne une densité estimée du jet de 1508 kg.m^{-3} , soit une erreur qui reste élevée, 312% , ce qui n'est toujours pas acceptable. Les courbes correspondant à ces paramètres sont présentées figure IV.44.

La forme des profils étant cohérente, la mesure de transmission n'est pas remise en cause. La correction de l'estimation de l'énergie de la source X présentée ci-dessus est cohérente, mais pas suffisante pour atteindre des valeurs cohérentes de densité. Nous allons agir sur la valeur de σ_X en ajustant au mieux l'estimation de l'énergie pour être en accord avec nos mesures de transmission. La transmission mesurée pour les 2 mm du jet avec la densité théorique pour les conditions thermodynamiques étudiées, conduit à une estimation de σ_X calculé de 0.1925 . Cette valeur équivaut à une transmission pour une énergie de 5 keV ($\sigma_X(5 \text{ keV}) = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$). Cette nouvelle valeur de σ_X a été utilisée pour les profils présentés ci-après.

5.1 C₂H₆-He pour $T_{ch} < T_c$

La figure IV.45 présente les profils sur l'axe central des jets à $T_{ch} = 293$ K pour des vitesses d'injection de 0.27 m.s^{-1} , en vert, 0.53 m.s^{-1} , en bleu, 1.06 m.s^{-1} , en magenta et 2.02 m.s^{-1} , en rouge. Pour toutes les vitesses, Ep_ρ observe la même tendance : une forte décroissance dans les premiers millimètres du jet puis une diminution plus légère, voir une stabilisation pour 1.06 et 2.02 m.s^{-1} . Les mesures au-delà de 20 mm ne sont pas à prendre en compte car ils sont influencées par la présence du bord de la deuxième ouverture. Une variation de 0.006 kg.m^{-2} (correspondant à 3 kg.m^{-3} pour une épaisseur de 2 mm) en début d'injection est attribuée au léger gonflement du jet en sortie de buse qui ferait varier le diamètre.

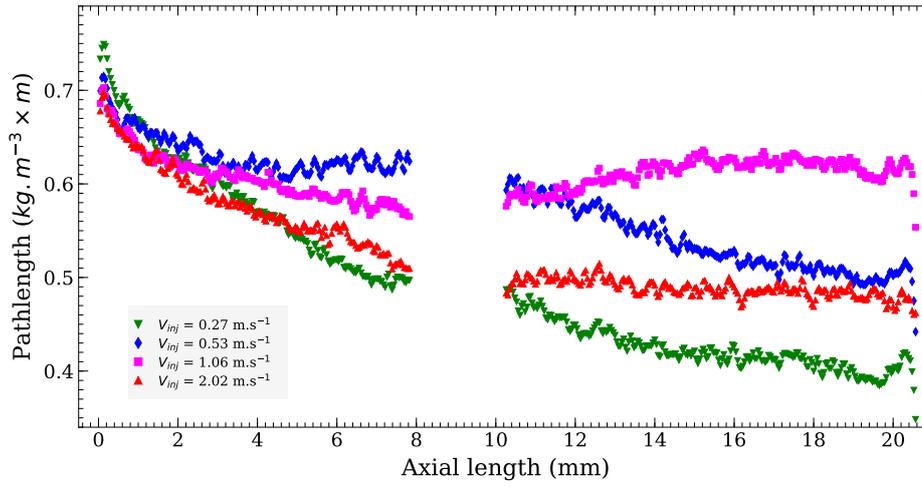


FIGURE IV.45 – Profils axiaux centraux de la densité d'épaisseur de jets de C₂H₆ à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2.02 m.s^{-1} dans He à $P_{ch} = 5.5$ MPa et $T_{ch} = 293$ K. L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$.

Les profils radiaux de ces quatre injections sont présentés dans les figures IV.46, IV.47, IV.48 et IV.49 sur 18 mm ($9 D_{inj}$). Sur ces figures, il peut être remarqué que les jets sont légèrement désaxés de 0.6° . Cela provoque une sous estimation de la densité sur les profils axiaux, présentés sur la figure IV.45, et plus particulièrement à forte vitesse. Ces profils axiaux présentent un plateau qui devrait se trouver, en considérant le maximum des profils radiaux pour $9 D_{inj}$, à 0.65 au lieu de 0.62 kg.m^{-2} pour $V_{inj} = 1.06 \text{ m.s}^{-1}$ et 0.5 au lieu de 0.48 kg.m^{-2} pour $V_{inj} = 2.02 \text{ m.s}^{-1}$.

Une irrégularité du profil est observable en sortie d'injecteur, surtout sur les jets à $V_{inj} = 1.06$ et 2.02 m.s^{-1} . Elle est due à la déformation du kapton protégeant le scintillateur.

À 0.27 m.s^{-1} , Fig. IV.46 et 0.53 m.s^{-1} , Fig. IV.47, le profil montre un amincissement du jet en s'éloignant de l'injecteur, ce qui provoque également la diminution du maximum de la densité d'épaisseur. Pour $V_{inj} = 1.06 \text{ m.s}^{-1}$, le profil s'élargit à partir d'un D_{inj} avec l'apparition de la couche de mélange autour du jet puis se réduit légèrement. Le maximum de Ep_ρ semble stable après les premiers D_{inj} . Pour $V_{inj} = 2.02 \text{ m.s}^{-1}$, le profil s'élargit avec l'apparition de la couche de mélange puis reste relativement stable. Ces observations confirment celles réalisées sur les images d'ombroscopie, Fig IV.13, et de DBI, Fig. IV.41, ainsi que l'observation de l'augmentation de l'angle d'ouverture avec la vitesse, réalisée au § 3.

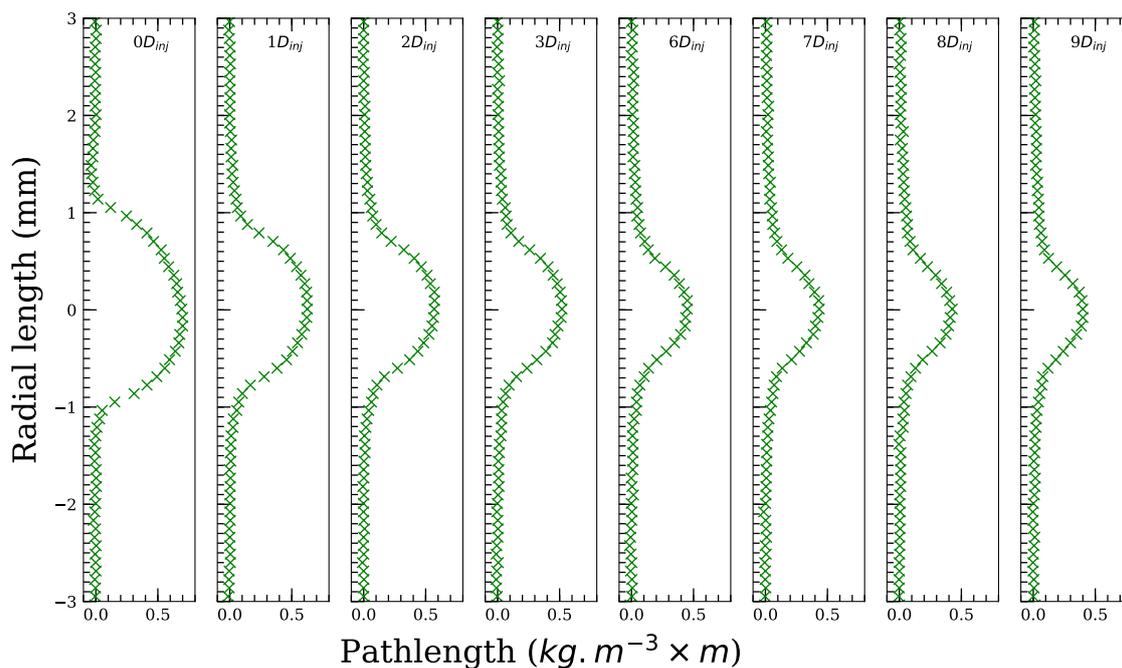


FIGURE IV.46 – Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.27 \text{ m.s}^{-1}$ dans He à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 293 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.kg^{-1}$.

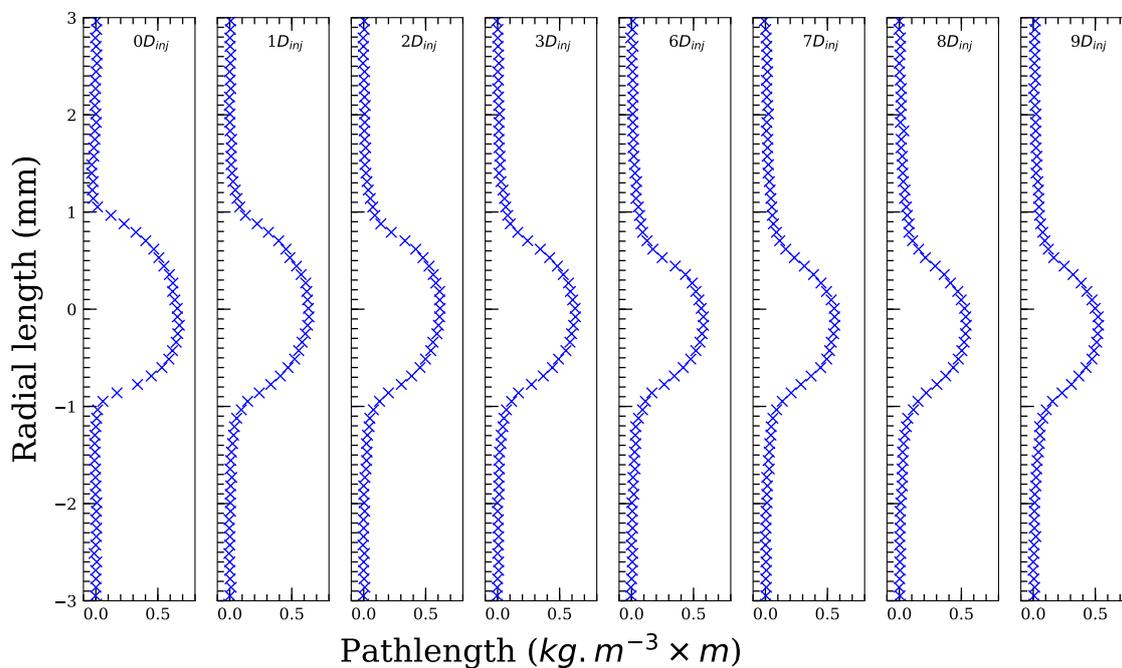


FIGURE IV.47 – Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.53 \text{ m.s}^{-1}$ dans He à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 293 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.kg^{-1}$.

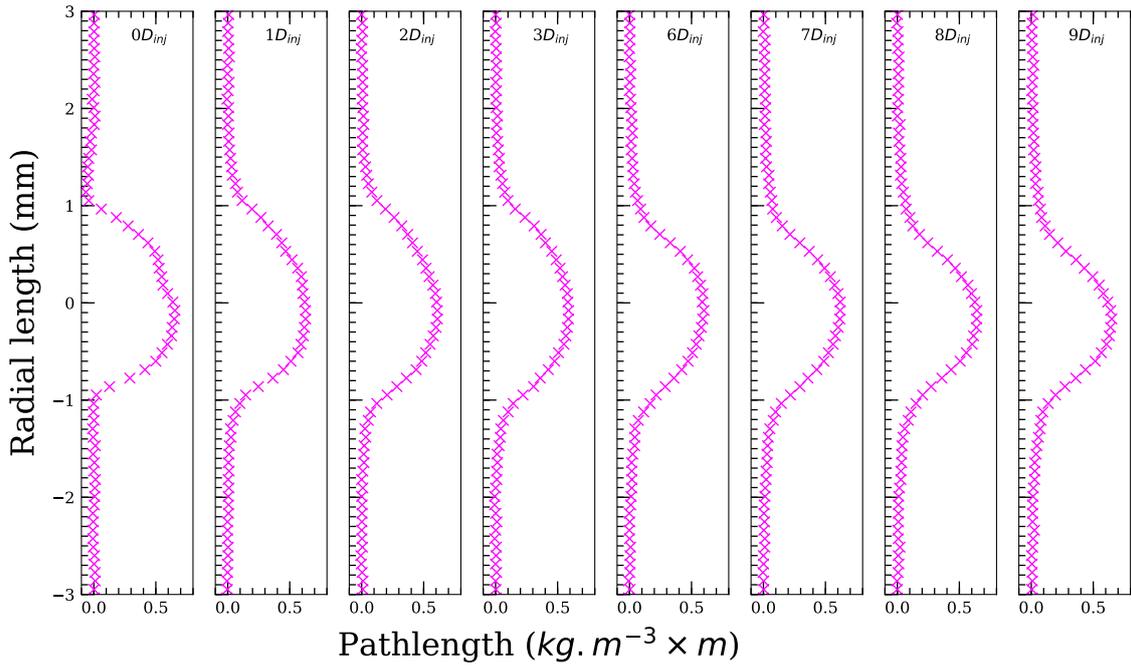


FIGURE IV.48 – Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 1.06 \text{ m.s}^{-1}$ dans He à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 293 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.kg^{-1}$.

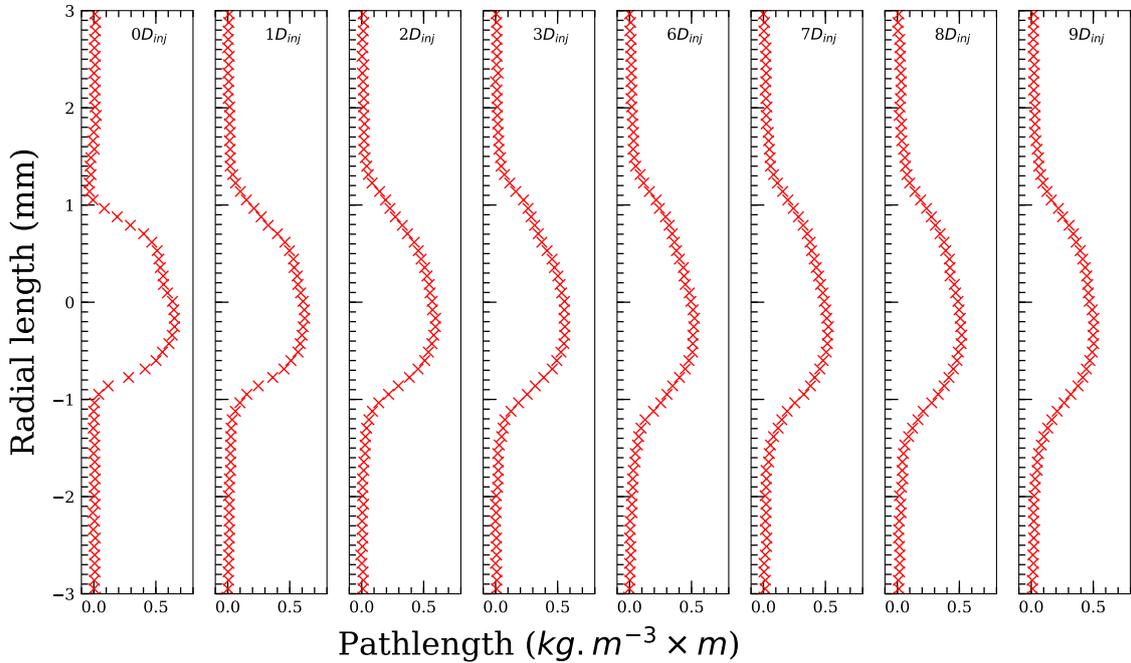


FIGURE IV.49 – Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 2.02 \text{ m.s}^{-1}$ dans He à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 293 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.kg^{-1}$.

5.2 C₂H₆-He pour $T_{ch} > T_c$

La figure IV.50 montre les profils de Ep_ρ sur l'axe central des jets à $T_{ch} = 333$ K pour des vitesses d'injection de 0.27 m.s^{-1} , 0.53 m.s^{-1} , 1.06 m.s^{-1} et 2.02 m.s^{-1} dont les profils radiaux sont respectivement présentés dans les figures IV.51, IV.52, IV.53 et IV.54. Une incohérence, repérée sur les profils axiaux par une augmentation de Ep_ρ sur les premiers millimètres du jet et sur les profils radiaux par des valeurs $Ep_\rho < 0$, est observée pour les jets à $V_{inj} = 0.53$ et 1.06 m.s^{-1} . Celle-ci est attribuée à une interaction avec le nez de l'injecteur. Ces points aberrants ne sont donc pas pris en compte dans l'analyse de ces jets. Pour ces cas à $T_{ch} > T_c$, Ep_ρ augmente avec la vitesse et diminue le long de l'axe central du jet.

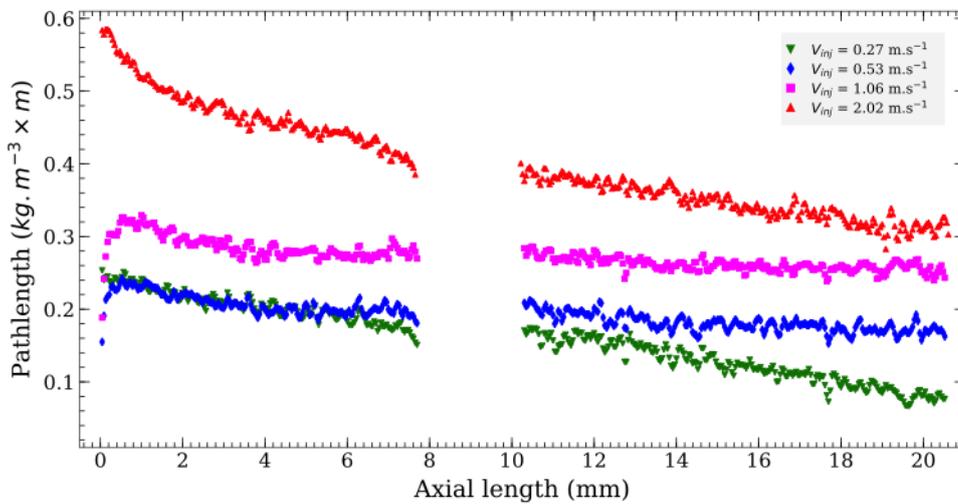


FIGURE IV.50 – Profils axiaux centraux de la densité d'épaisseur de jets de C₂H₆ à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2.02 m.s^{-1} dans He à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 333 \text{ K}$. L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$.

Les profils du jet à 2.02 m.s^{-1} , Fig. IV.54, sont semblables à ceux observés à température ambiante. Le maximum de densité d'épaisseur, observé en sortie d'injecteur sur l'axe central est de 0.59 kg.m^{-2} , ce qui correspond pour un jet de 2 mm d'éthane pur à une densité de 295 kg.m^{-3} . Cette densité apparaît pour 5.5 MPa à 307 K [118]. Cette valeur diminue le long de l'axe du jet, le profil s'élargit et s'aplatit, synonyme de l'élargissement de la couche de mélange et de la diffusion du cœur dense vers les zones moins denses. En utilisant le même raisonnement que précédemment, il est possible de remonter à une densité de 160 kg.m^{-3} et une température de 313 K pour le début du jet à $V_{inj} = 1.06 \text{ m.s}^{-1}$, Fig. IV.53. De même qu'à plus haute vitesse, le profil s'élargit et s'aplatit. À 0.53 m.s^{-1} , Fig. IV.52, et 0.27 m.s^{-1} , Fig. IV.51, la densité calculée en début d'injection est de 120 kg.m^{-3} donnant une température de 320 K . Le profil de Ep_ρ s'aplatit encore plus, jusqu'à disparaître presque complètement pour $9 D_{inj}$ à 0.27 m.s^{-1} . Sur l'image de DBI correspondante, Fig. IV.42, les structures sont particulièrement diffuses dans le bas à environ $10 D_{inj}$.

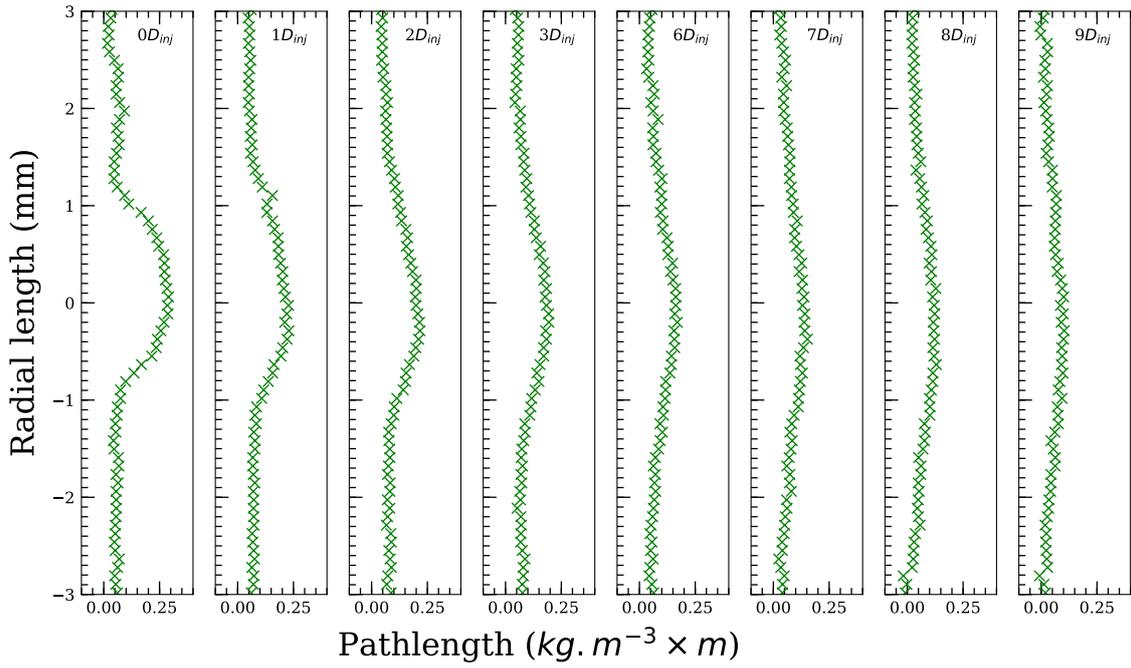


FIGURE IV.51 – Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.27 \text{ m.s}^{-1}$ dans He à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 333 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$.

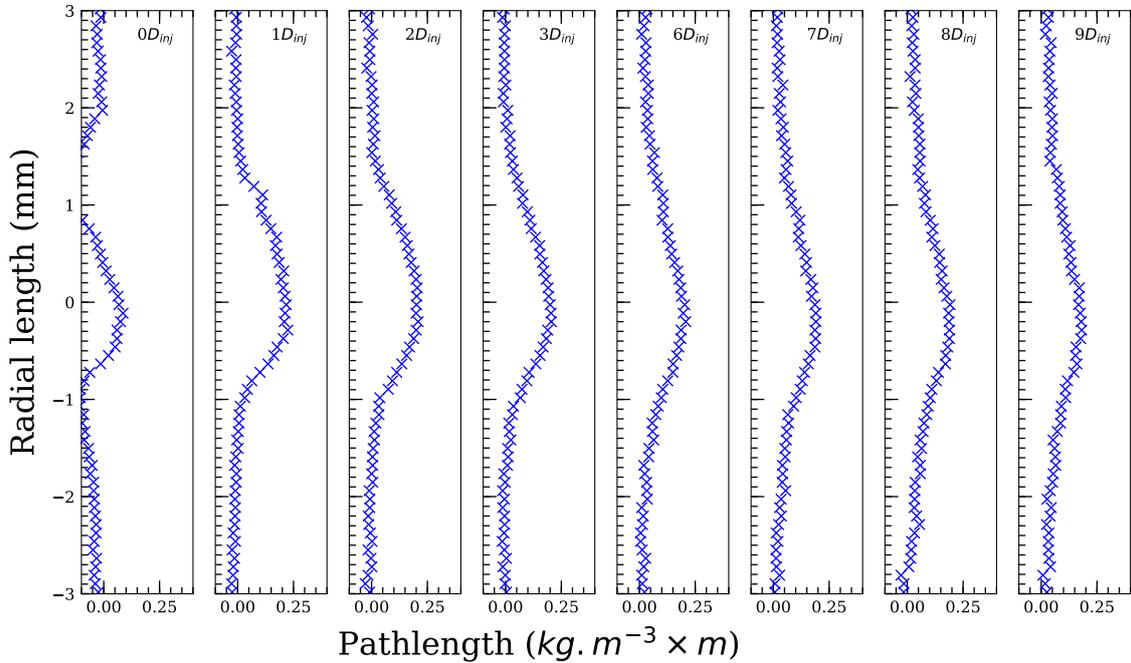


FIGURE IV.52 – Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.53 \text{ m.s}^{-1}$ dans He à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 333 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$.

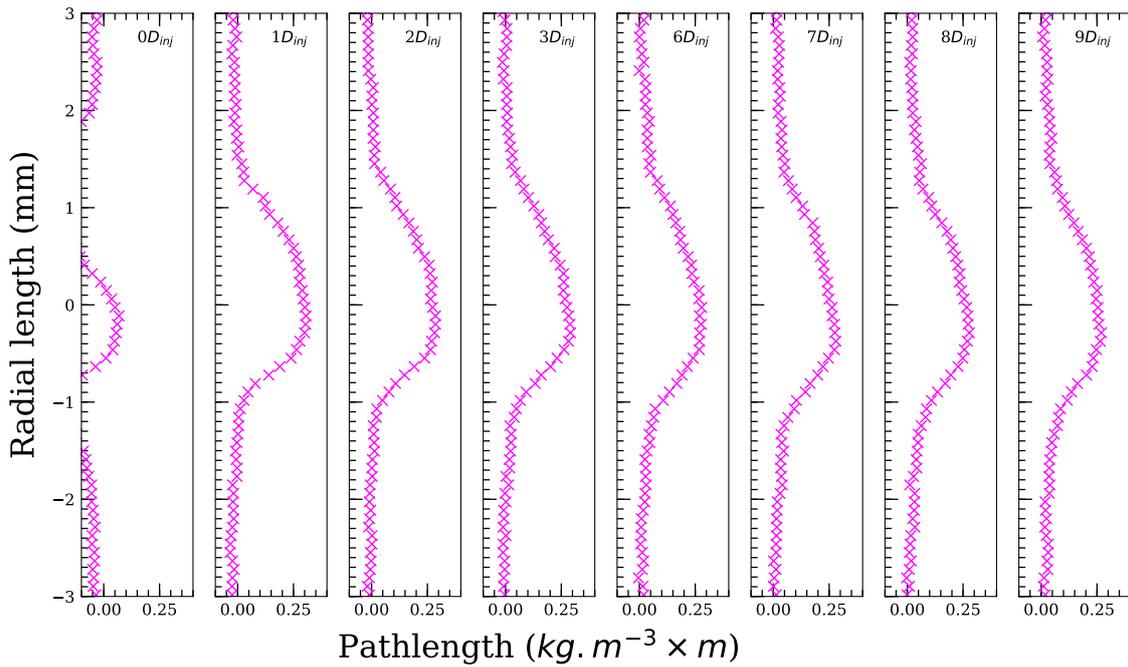


FIGURE IV.53 – Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 1.06 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ dans He à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 333 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2\cdot\text{kg}^{-1}$.

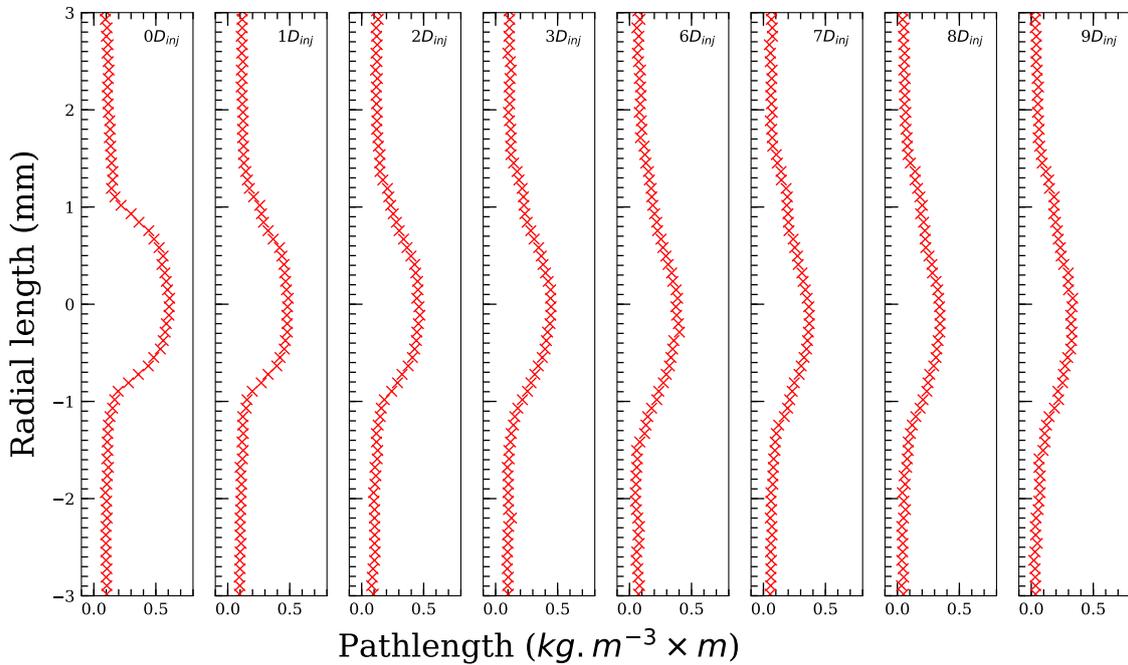


FIGURE IV.54 – Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 2.02 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ dans He à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 333 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2\cdot\text{kg}^{-1}$.

5.3 C₂H₆-N₂

Les profils de densité d'épaisseur de jets d'éthane dans de l'azote à $T_{ch} = 293$ K pour une pression de 5.5 MPa sont présentés dans la figure IV.55. Les valeurs sont extrêmement dispersées et bien inférieures à celles mesurées dans l'hélium, certaines sont même négatives. Cela n'est pas cohérent avec les observations réalisées en ombroscopie et en DBI (voir § 2).

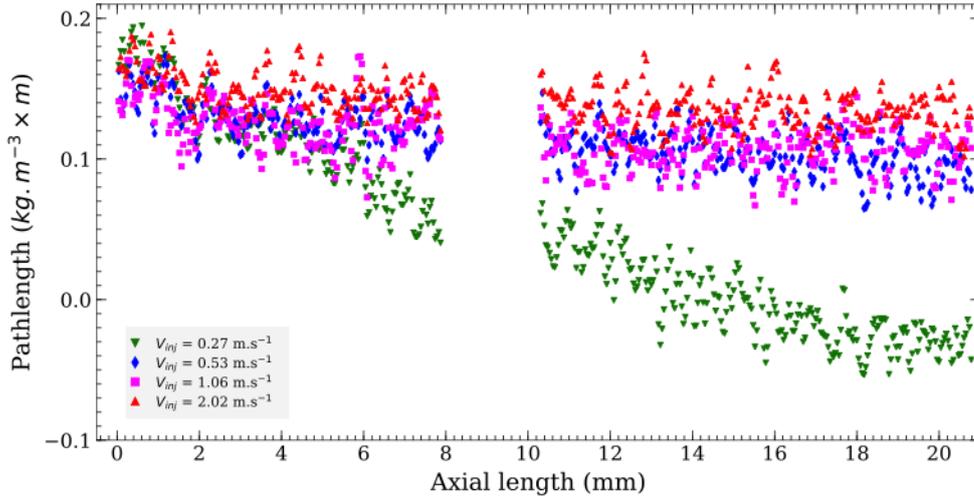


FIGURE IV.55 – Profils axiaux centraux de la densité d'épaisseur de jets de C₂H₆ à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2.02 m.s⁻¹ dans N₂ à $P_{ch} = 5.5$ MPa et $T_{ch} = 293$ K. L'énergie de la source est considérée à 5 keV, $\sigma_X = 0.1920$ m².kg⁻¹.

De plus sur les profils radiaux correspondant à chacune des vitesses, Figs. IV.56, IV.57, IV.58 et IV.59, les profils ne sont pas aussi marqués que dans l'hélium. Les résultats présentés ici ne sont pas exploitables, car les plus basses énergies sont absorbées par l'azote. Pour améliorer les résultats il est envisagé d'ajuster le coefficient d'absorption au fur et à mesure de la traversée du jet en utilisant la technique évoquée § 3.5 du chapitre III de Huré [66]. Mais de façon générale le bruit correspondant à l'absorption de l'azote est trop important par rapport au signal de transmission au sein du jet d'éthane.

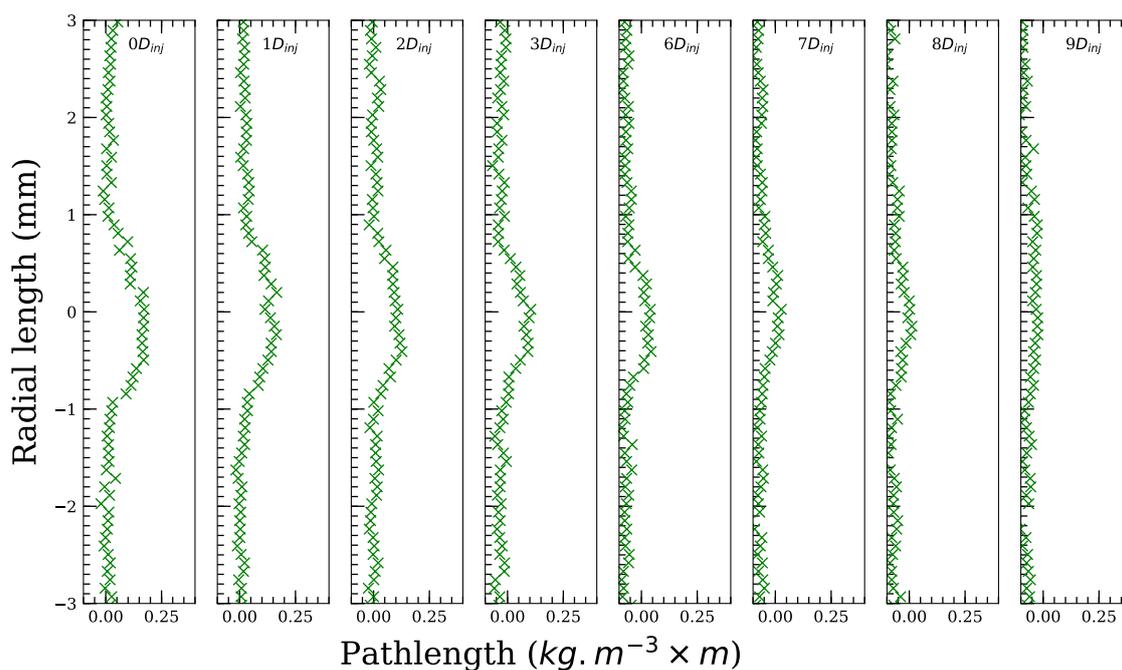


FIGURE IV.56 – Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.27 \text{ m.s}^{-1}$ dans N_2 à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 293 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$.

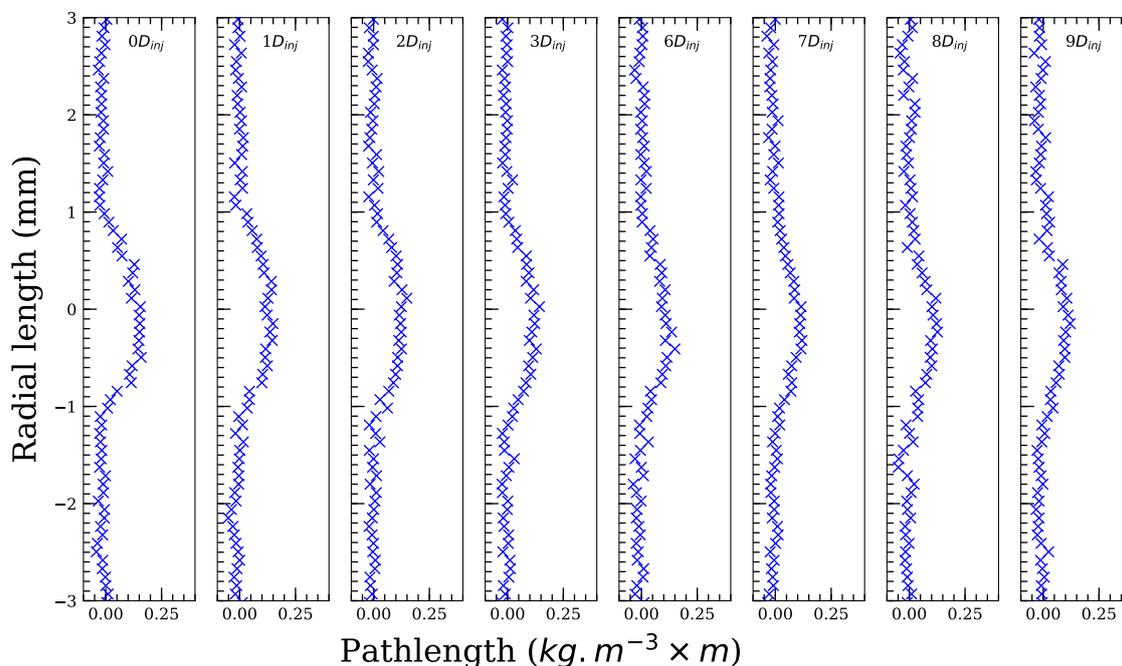


FIGURE IV.57 – Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.53 \text{ m.s}^{-1}$ dans N_2 à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 293 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$.

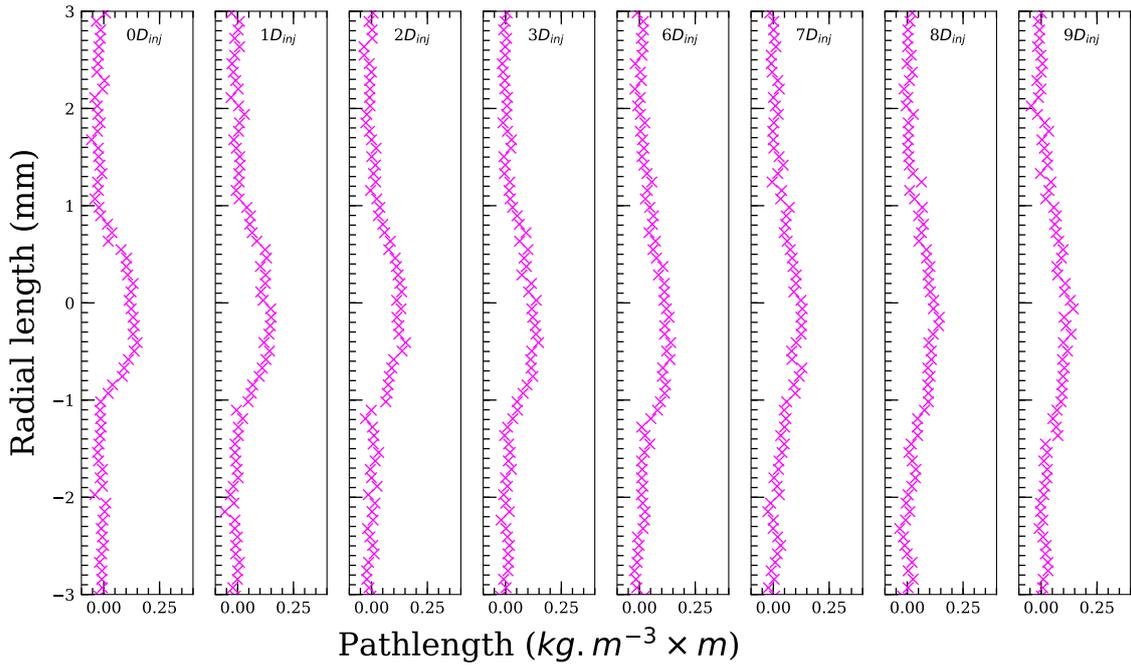


FIGURE IV.58 – Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 1.06 \text{ m.s}^{-1}$ dans N_2 à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 293 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$.

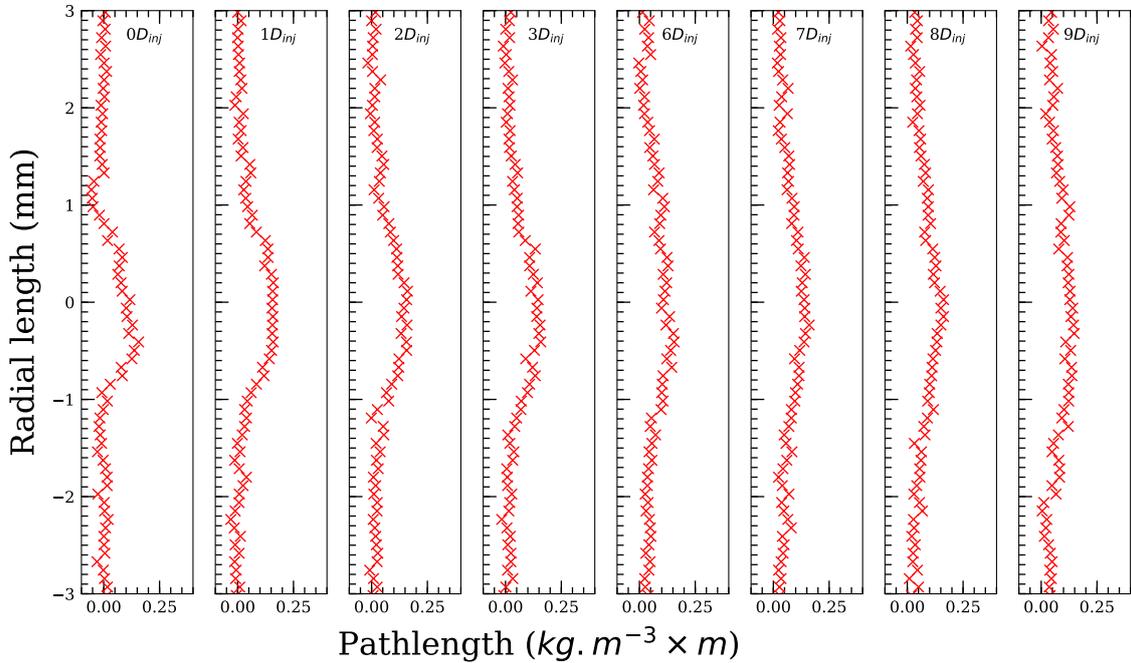


FIGURE IV.59 – Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 2.02 \text{ m.s}^{-1}$ dans N_2 à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 293 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$.

Le même constat est fait en augmentant la température. Les résultats sont bruités sur les courbes de transmission axiale de la figure IV.60. Par rapport aux courbes à 293 K, les valeurs de densité d'épaisseur traversée sont plus proches de celles obtenues avec l'Hélium. Néanmoins sur les profils radiaux, Fig. IV.61, IV.62, IV.63 et IV.64, la transmission n'est pas nulle loin du jet. Soit c'est un effet de la variation de température, soit des vapeurs d'éthane se sont répandues dans toute la chambre et ne sont pas observables en ombroscopie, mais le rapport signal sur bruit étant trop faible, il est difficile d'analyser ces hypothèses.

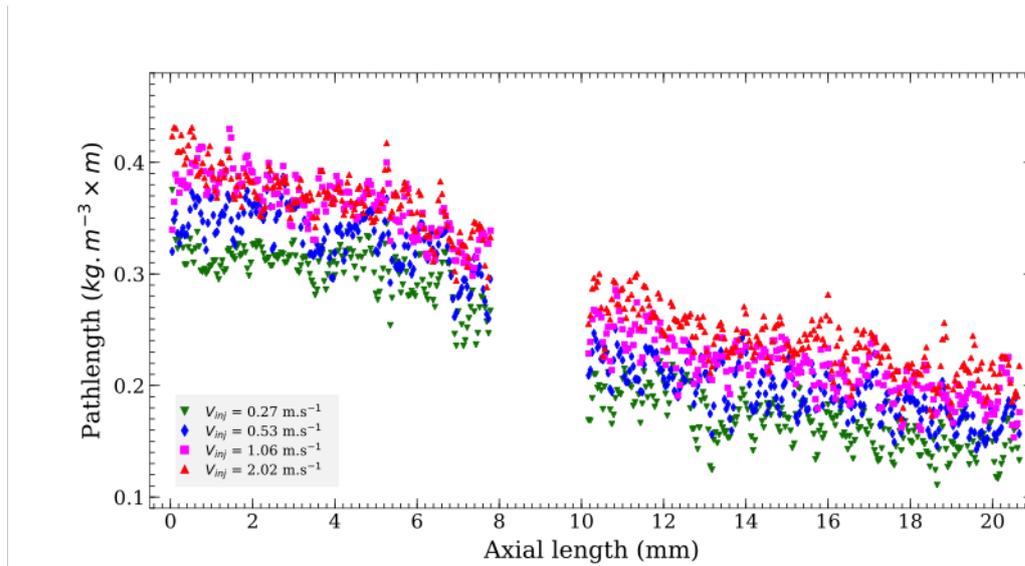


FIGURE IV.60 – Profils axiaux centraux de la densité d'épaisseur de jets de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2.02 m.s^{-1} dans N_2 à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 333 \text{ K}$. L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$.

5.4 Conclusion sur les résultats obtenus grâce aux rayons X

Les résultats d'injection d'éthane dans l'hélium confirment les précédentes discussions sur la topologie et les angles d'ouverture. Les valeurs de densité et de température qui sont données sont des ordres de grandeur. Mais la logique de ces ordres de grandeur conforte la décision de considérer l'énergie des rayons lumineux à 5 keV avec ce système de captation scintillateur/caméra. Cette information nous incite à remettre en cause les étalonnages effectués dans le chapitre III au § 3.4. La traversée de 34 mm d'azote ou d'air à pression atmosphérique permet-elle une mesure correcte de transmission avec notre système optique? Les mesures réalisées avec de l'azote en pression penchent en faveur de cette théorie mais des questions sont encore ouvertes pour déterminer la provenance de cet écart et également les transmissions supérieures à 1 pour les feuilles de kapton de faible épaisseur.

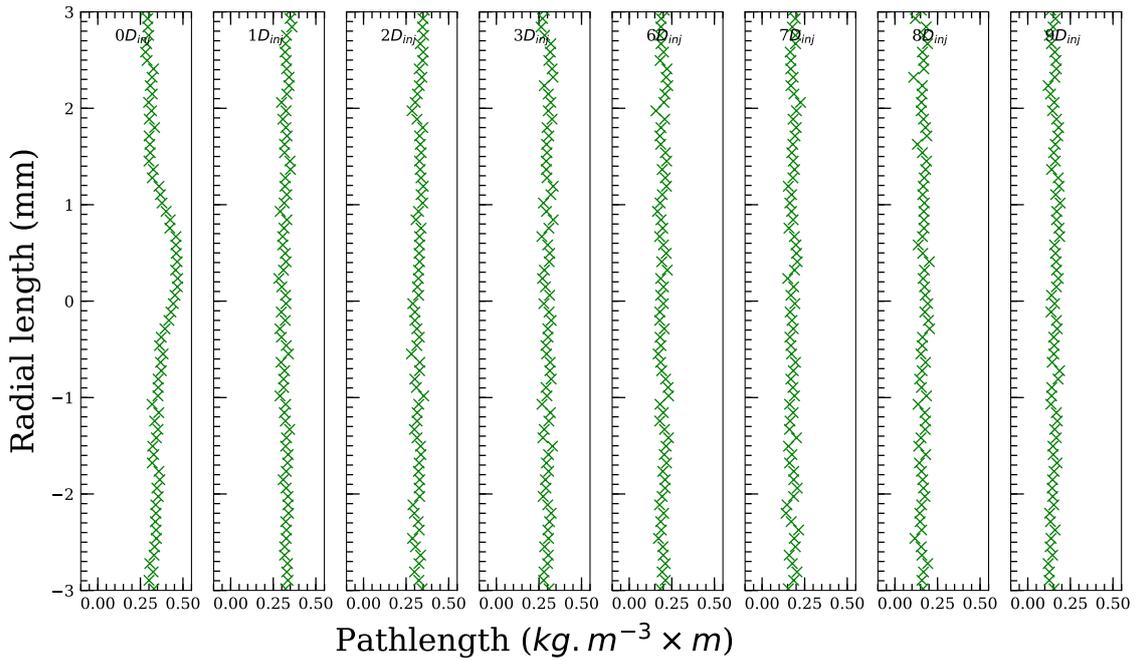


FIGURE IV.61 – Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.27 \text{ m.s}^{-1}$ dans N_2 à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 333 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$.

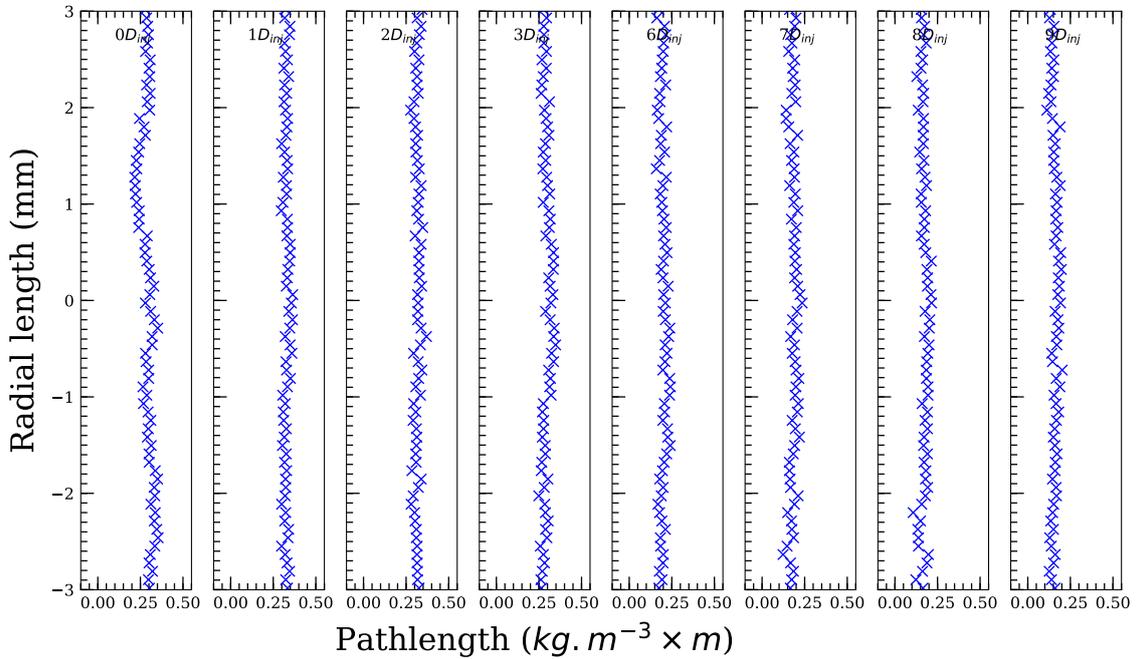


FIGURE IV.62 – Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.53 \text{ m.s}^{-1}$ dans N_2 à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 333 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$.

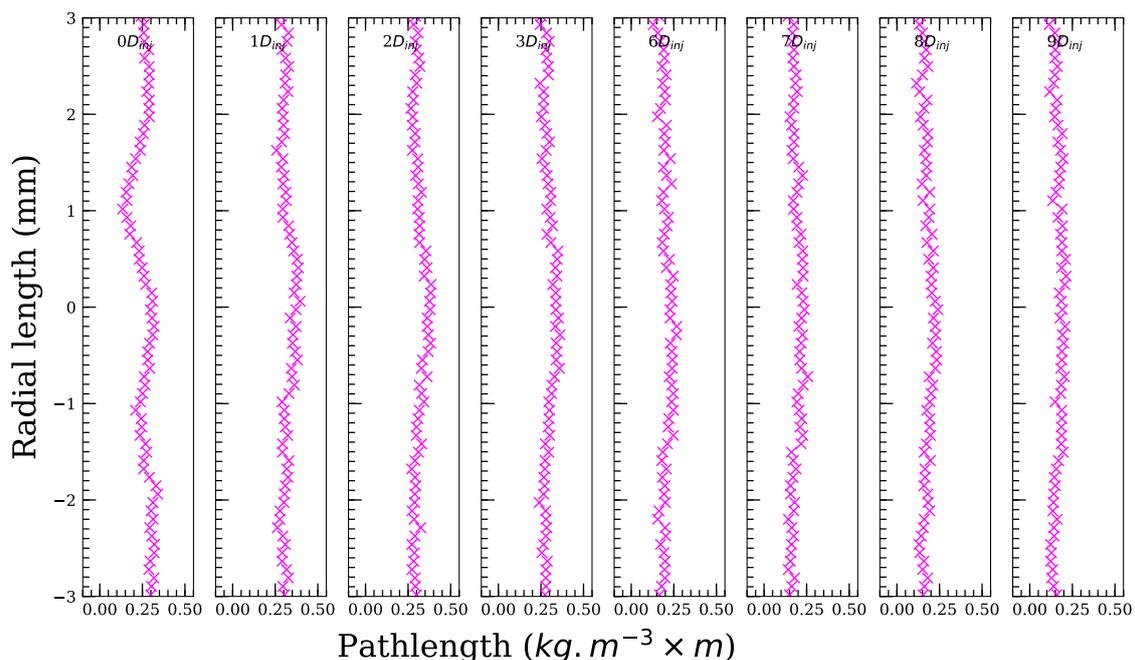


FIGURE IV.63 – Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 1.06 \text{ m.s}^{-1}$ dans N_2 à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 333 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$.

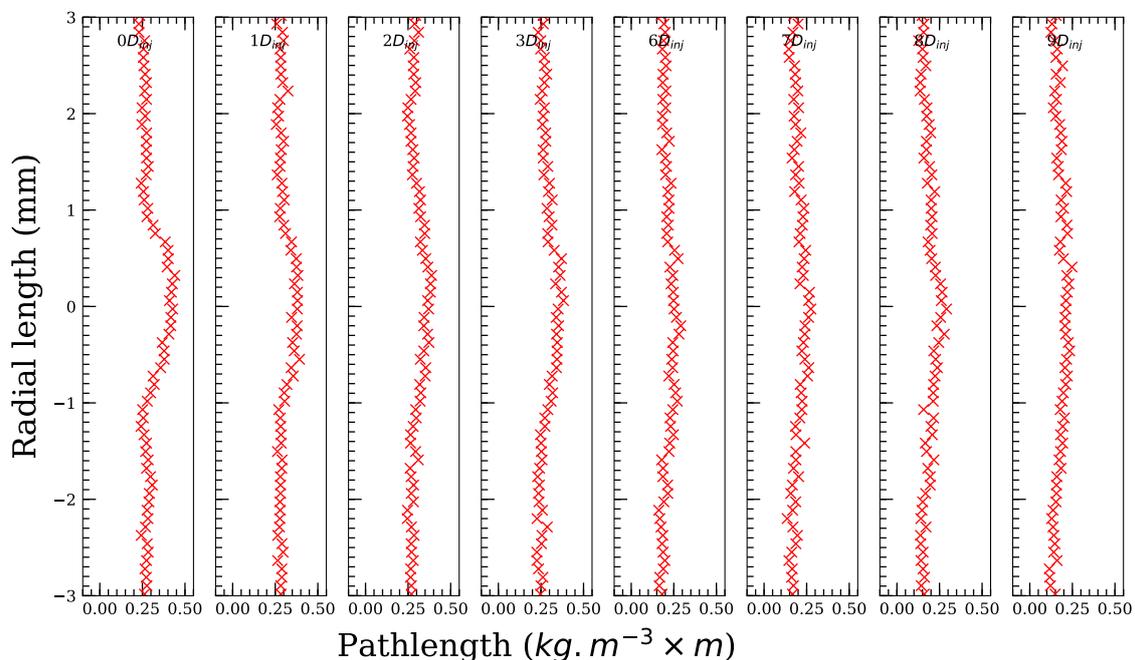


FIGURE IV.64 – Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 2.02 \text{ m.s}^{-1}$ dans N_2 à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 333 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$.

6 Régimes d'atomisation / de mélange observés

L'observation des jets avec la technique DBI, a permis de décrire leur topologie et de quantifier certaines longueurs de rupture. La somme de ces informations a servi à estimer les régimes d'atomisation des jets en fonction de la température, de la vitesse débitante et de la pression. Des régimes différents de la classification basse pression ont été observés et présentés § 2.3.4. Ces derniers peuvent être reliés aux régimes de mélange dominés par la diffusion évoquée par Dahms et al. [41].

Des tableaux récapitulatifs de l'évolution des régimes en fonction d'une pression minimale P_{min} et d'une pression maximale P_{max} pour chaque couple de fluide, i.e $C_2H_6-N_2$, C_2H_6-He et $C_3H_8-N_2$, à chaque vitesse étudiée ont été réalisés. Le tableau IV.3 récapitule les régimes pour $T_{ch} < T_c$ et le tableau IV.4, pour $T_{ch} > T_c$. Chaque point est illustré dans les figures qui suivent. Chaque image est référencée par une lettre qu'il est possible de relier aux conditions d'expériences par les tableaux IV.1 et IV.2.

Les acronymes utilisés pour les régimes sont les suivants :

- R_p désigne le régime de Rayleigh sous l'influence de la pression. Il existe bien une symétrie des perturbations comme à basse pression mais les gouttes formées ne sont plus sphériques.
- Wi_1 désigne le premier régime d'influence aérodynamique. La lettre τ est ajoutée lorsque l'influence de la montée en température se ressent par un élargissement du jet mais que le mécanisme de rupture reste toujours associé aux grandes perturbations.
- Wi_2 désigne le deuxième régime d'influence aérodynamique. La lettre τ est ajoutée lorsque l'influence de la montée en température se ressent par un élargissement du jet mais que le mécanisme de rupture reste toujours associé aux petites perturbations.
- A désigne le régime d'atomisation développée.
- S correspond au régime supercritique (voir § 2.3.4).
- A_τ est associé au régime d'atomisation transcritique présenté § 2.3.4.
- τ_1 et τ_2 s'apparentent au régime d'influence thermodynamique introduit § 2.3.4. Pour τ_1 , un cœur dense avec des interfaces diffuses est repérable. Il se termine par une interface mince et une rupture en un train de gouttes. L'énergie n'est pas suffisante pour permettre une transition complète du liquide vers l'état supercritique. Ce changement d'état va faire chuter la température locale, ce qui peut expliquer la formation de gouttes satellites de très petites tailles. Concernant τ_2 , il n'y a plus de cœur liquide identifiable, juste un cœur dense avec des gouttes plus dispersées.

Les régimes S, A_τ , τ_1 et τ_2 sont classés dans les régimes de mélange diffus.

TABLEAU IV.1 – Nomenclature des images pour $T_{ch} \approx 293 \text{ K} < T_c$.

Fluides	Pressions	0.27 m.s ⁻¹	0.53 m.s ⁻¹	1.06 m.s ⁻¹	2.02 m.s ⁻¹
C ₂ H ₆ -N ₂ Fig. IV.65	$P_{min} = 4.0 \text{ MPa}$	(a)	(b)	(c)	(d)
	$P_{max} = 6.5 \text{ MPa}$	(a')	(b')	(c')	(d')
C ₂ H ₆ -He Fig. IV.67	$P_{min} = 4.0 \text{ MPa}$	(i)	(j)	(k)	(l)
	$P_{max} = 5.3 \text{ MPa}$	(i')	(j')	(k')	(l')
C ₃ H ₈ -N ₂ Fig. IV.69	$P_{min} = 2.0 \text{ MPa}$	(q)	(r)	(s)	(t)
	$P_{max} = 6.0 \text{ MPa}$	(q')	(r')	(s')	(t')

 TABLEAU IV.2 – Nomenclature des images pour $T_r = \frac{T_{ch}}{T_c} \approx 1.1$.

Fluides	Pressions	0.27 m.s ⁻¹	0.53 m.s ⁻¹	1.06 m.s ⁻¹	2.02 m.s ⁻¹
C ₂ H ₆ -N ₂ Fig. IV.66	$P_{min} = 5.0 \text{ MPa}$	(e)	(f)	(g)	(h)
	$P_{max} = 7.0 \text{ MPa}$	(e')	(f')	(g')	(h')
C ₂ H ₆ -He Fig. IV.68	$P_{min} = 5.0 \text{ MPa}$	(m)	(n)	(o)	(p)
	$P_{max} = 5.5 \text{ MPa}$	(m')	(n')	(o')	(p')
C ₃ H ₈ -N ₂ Fig. IV.70	$P_{min} = 3.5 \text{ MPa}$	(u)	(v)	(w)	(x)
	$P_{max} = 6.0 \text{ MPa}$	(u')	(v')	(w')	(x')

 TABLEAU IV.3 – Régimes de rupture rencontrés pour $T_{ch} \approx 293 \text{ K} < T_c$.

Fluides	P_{min} / P_{max}	0.27 m.s ⁻¹	0.53 m.s ⁻¹	1.06 m.s ⁻¹	2.02 m.s ⁻¹
C ₂ H ₆ -N ₂ Fig. IV.65	4.0 MPa	W _{i1}	W _{i1}	W _{i2}	W _{i2}
	6.5 MPa		↳ W _{i2}	↳ W _{i2} /A	↳ A
C ₂ H ₆ -He Fig. IV.67	4.0 MPa	R _p	R _p	W _{i1}	W _{i1}
	5.3 MPa				
C ₃ H ₈ -N ₂ Fig. IV.69	2.0 MPa	R _p	R _p	W _{i1}	W _{i1} /W _{i2}
	6.0 MPa		↳ W _{i1}	↳ W _{i1} /W _{i2}	↳ W _{i2}

 TABLEAU IV.4 – Régimes de rupture rencontrés pour $T_r = \frac{T_{ch}}{T_c} \approx 1.1$.

Fluides	P_{min} / P_{max}	0.27 m.s ⁻¹	0.53 m.s ⁻¹	1.06 m.s ⁻¹	2.02 m.s ⁻¹
C ₂ H ₆ -N ₂ Fig. IV.66	5.0 MPa	S	A _τ	A	A
	7.0 MPa		↳ S	↳ A _τ	↳ A _τ
C ₂ H ₆ -He Fig. IV.68	5.0 MPa	τ ₂	τ ₁	W _{i1} /τ ₁	W _{i2}
	5.5 MPa		↳ τ ₁	↳ W _{i1}	
C ₃ H ₈ -N ₂ Fig. IV.70	3.5 MPa	τ ₁	W _{i1}	W _{i1} /W _{i2}	W _{i2}
	6.0 MPa		↳ W _{i1}	↳ W _{i2}	↳ A _τ

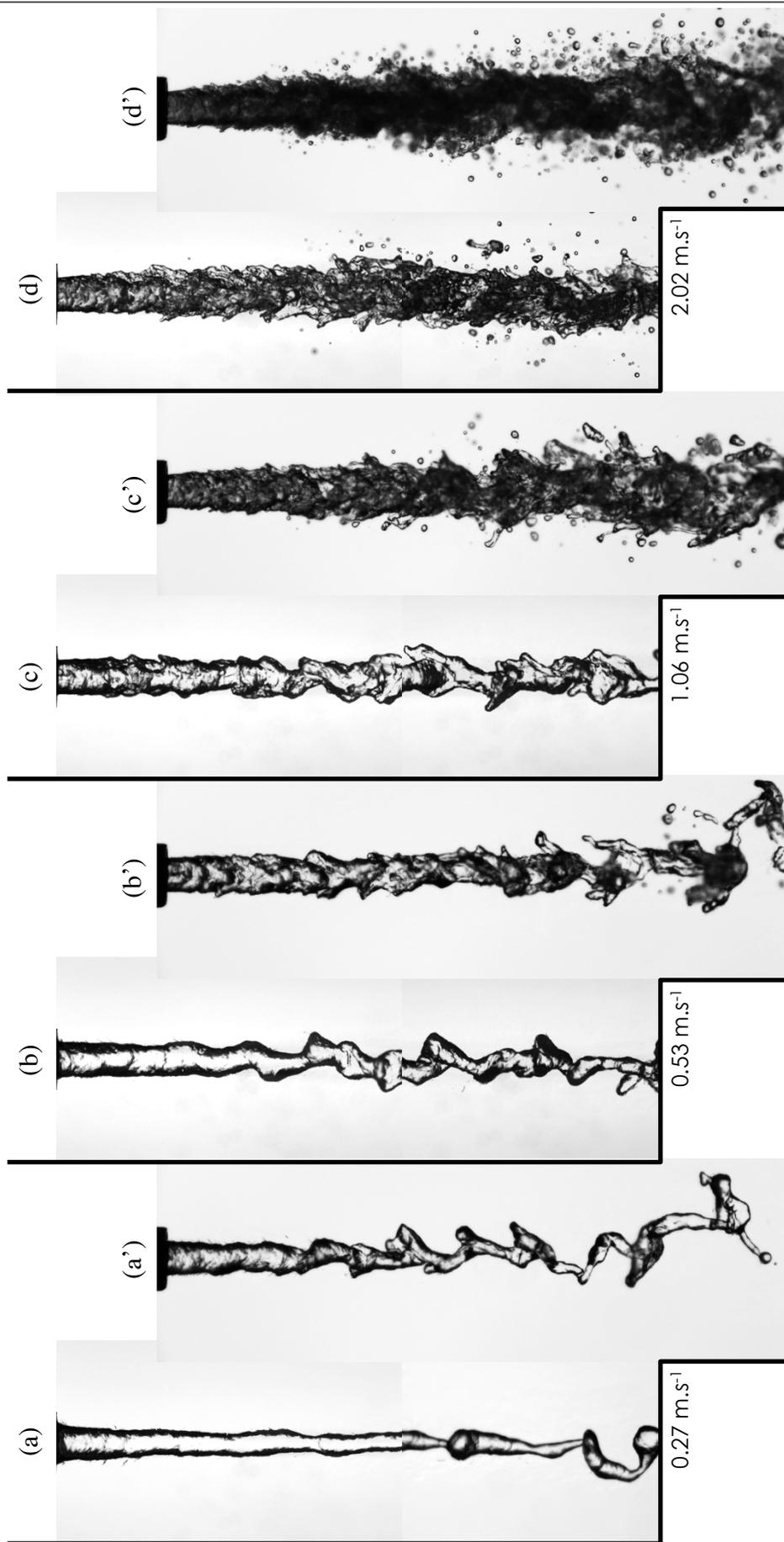


FIGURE IV.65 – Injection de C_2H_6 dans N_2 à $T_{inj} = T_{ch} = 293$ K pour $P_{ch} = 4.0$ et 6.5 MPa à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2.02 m.s⁻¹.

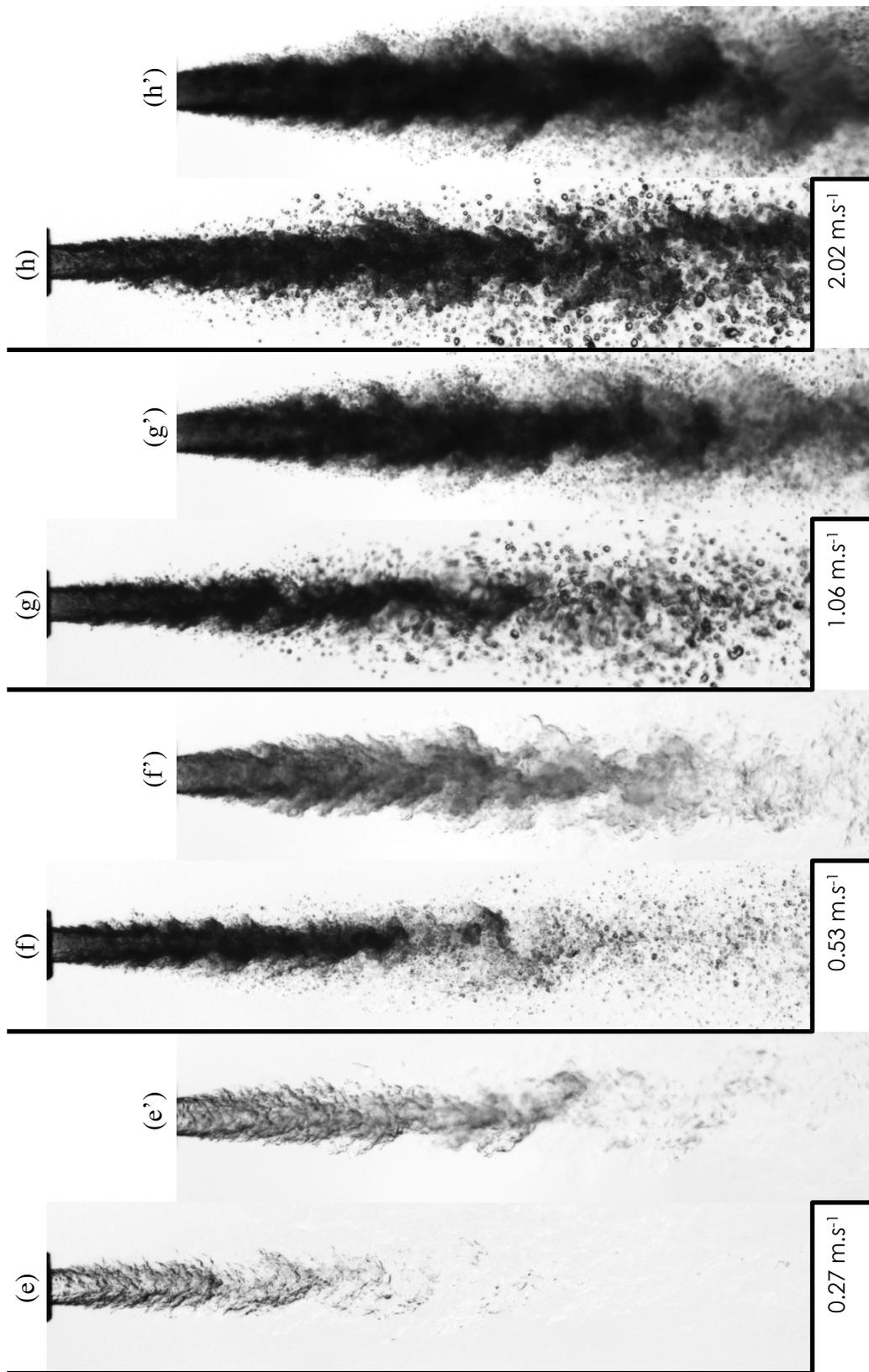


FIGURE IV.66 – Injection de C_2H_6 dans N_2 à $T_{inj} \approx 298$ K, $T_{ch} = 333$ K pour $P_{ch} = 5$ et 7.0 MPa à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2.02 m.s $^{-1}$.

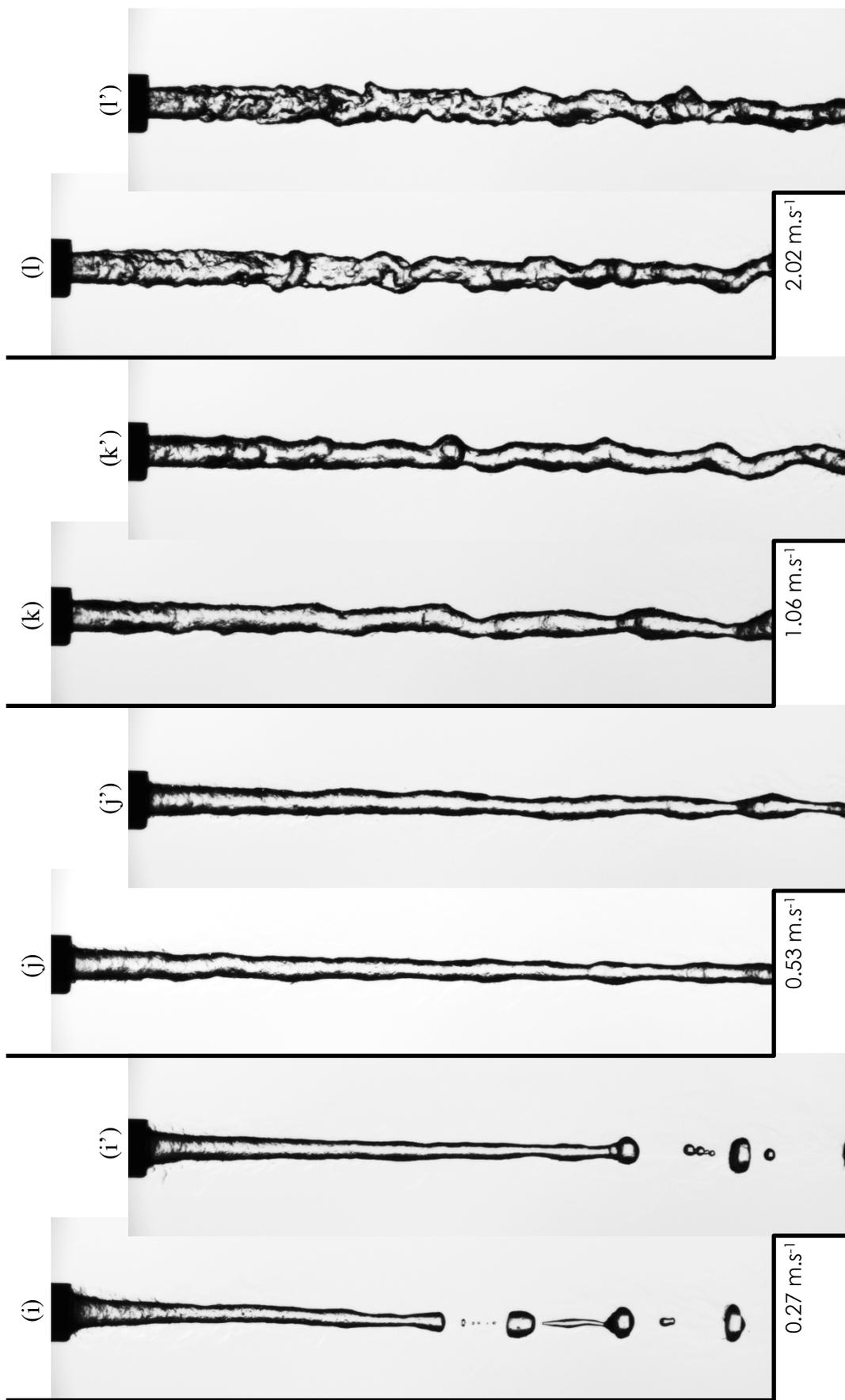


FIGURE IV.67 – Injection de C_2H_6 dans He à $T_{inj} = T_{ch} = 293$ K pour $P_{ch} = 4$ et 5.3 MPa à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2.02 $m.s^{-1}$.

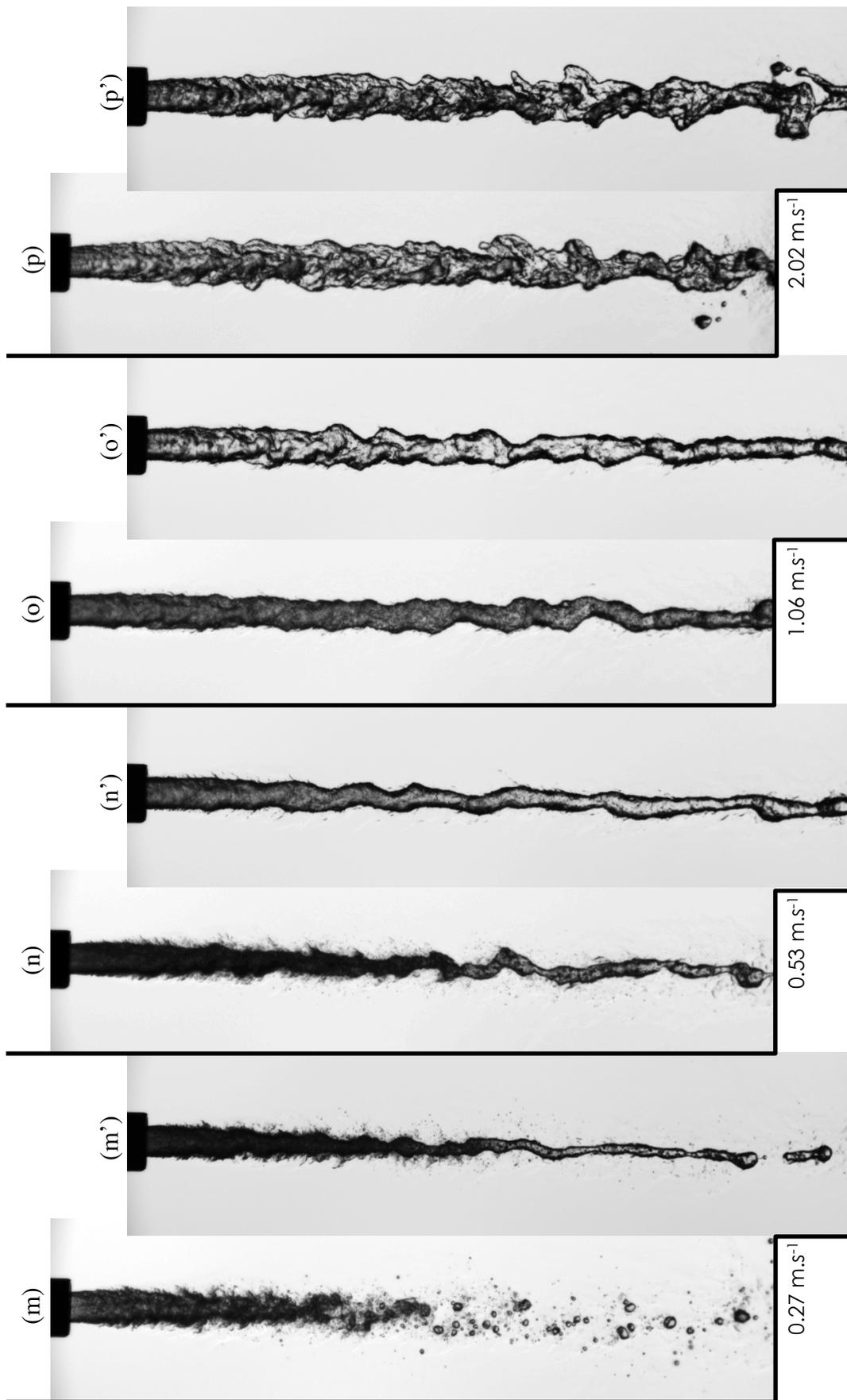


FIGURE IV.68 – Injection de C_2H_6 dans He à $T_{inj} \approx 298$ K, $T_{ch} = 333$ K pour $P_{ch} = 5$ et 5.5 MPa à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2.02 m.s $^{-1}$.

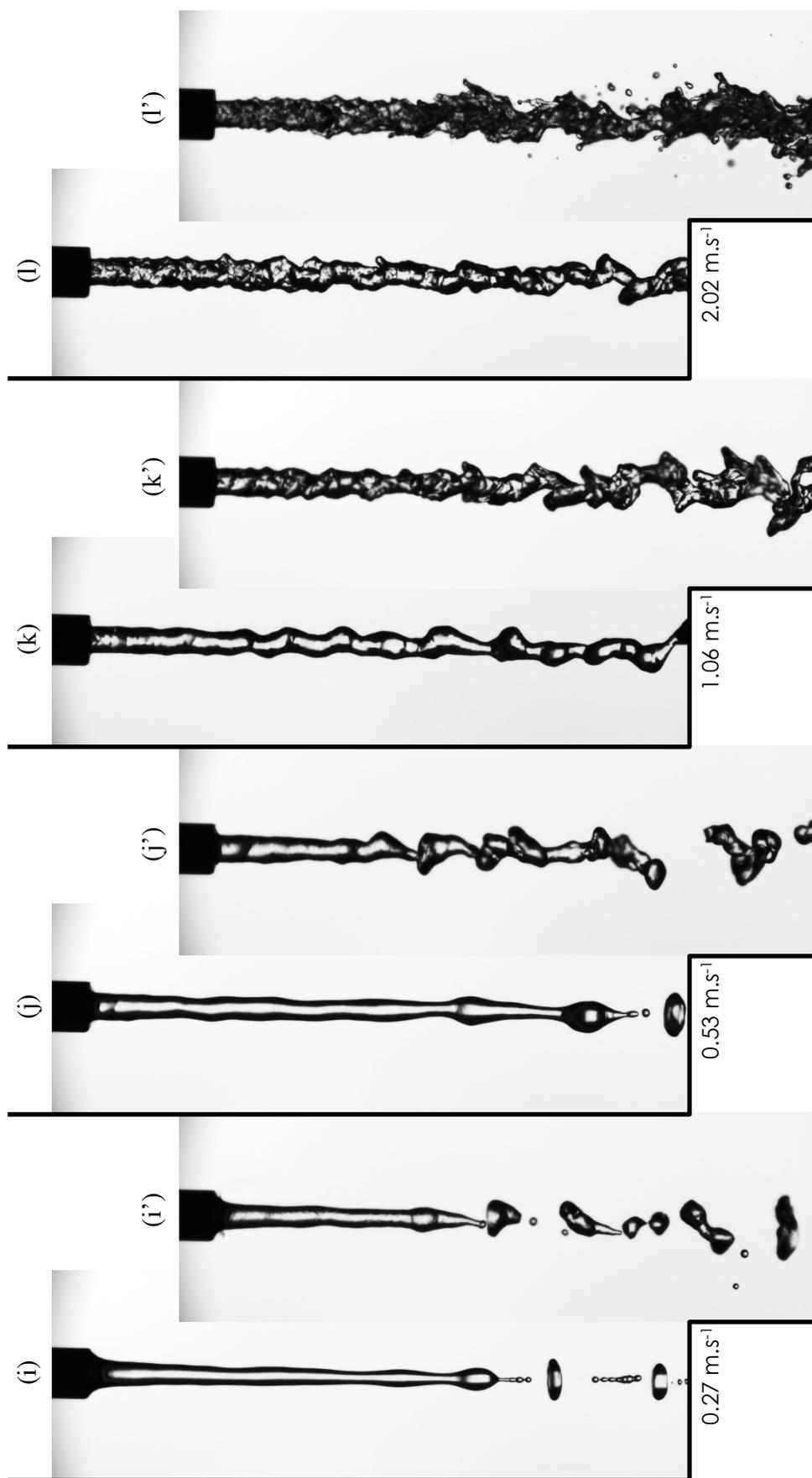


FIGURE IV.69 – Injection de C_3H_8 dans N_2 à $T_{inj} = T_{ch} = 293$ K pour $P_{ch} = 2.0$ et 6.0 MPa à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2.02 $m \cdot s^{-1}$.

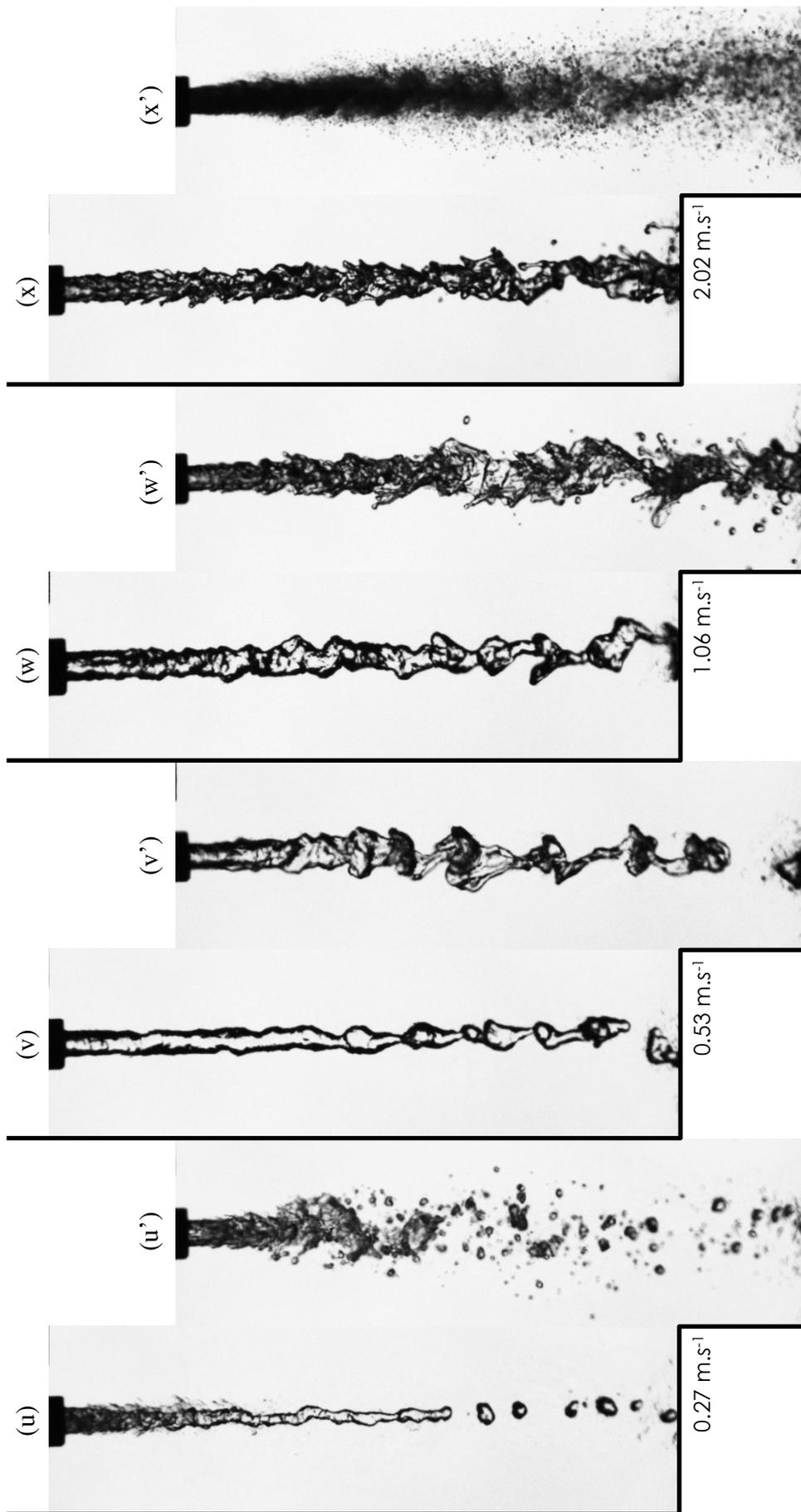


FIGURE IV.70 – Injection de C_3H_8 dans N_2 à $T_{inj} \approx 298$ K, $T_{ch} = 413$ K pour $P_{ch} = 3.5$ et $T_{ch} = 433$ K pour $P_{ch} = 6.0$ MPa à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2.02 m.s $^{-1}$.

Chapitre V

Thermodynamique des mélanges binaires

Tout au long de ce manuscrit, il a été considéré que le fluide injecté est dans son état supercritique lorsque les conditions thermodynamiques étaient supérieures au point critique de ce fluide. Hors en pénétrant dans la chambre, une couche de mélange composé du fluide injecté et du fluide ambiant se forme autour du jet. La thermodynamique d'un fluide pur ne suffit plus à décrire le comportement d'un mélange binaire. Ce chapitre récapitule d'abord les informations essentielles sur les fluides purs étudiés, pour ensuite se concentrer sur les mélanges binaires. Les lignes de stabilité sont établies pour chacun des couples de fluides étudiés. Enfin l'évolution de la température ainsi que celle de la tension de surface en fonction de la pression et de la température d'injection sont établies et discutées.

1	Fluides purs	148
1.1	Équations d'état	148
1.2	Cas des fluides étudiés	150
1.3	Lignes de Widom	157
2	Mélanges binaires	159
2.1	Équations d'état appliquées aux mélanges	159
2.2	Diagrammes de phase d'un mélange binaire	160
2.3	Variations de température au sein du jet	166
3	Tension de surface d'un mélange binaire	170
3.1	Calcul de la tension de surface en fonction de la pression	170
3.2	Tension de surface des mélanges étudiés	171

1 Fluides purs

1.1 Équations d'état

L'état thermodynamique d'un fluide est donné par une équation d'état qui relie pression, température et densité. La plus connue est l'équation des gaz parfaits :

$$P = \rho r T \quad (\text{V.1})$$

Elle s'appuie sur des hypothèses qui considèrent qu'il est possible de négliger les interactions entre les molécules, la taille des particules et leur écart à la sphéricité. Assez simple, elle donne des résultats très proches de la réalité pour les cas éloignés du point critique, i.e. ceux à faible pression ou à forte température.

Cependant pour des cas à hautes pressions et notamment à l'état supercritique, ces hypothèses ne peuvent plus être considérées. Des équations d'état plus complexes ont donc été mises en place pour saisir la thermodynamique des gaz réels. Celles-ci peuvent être trouvées, par exemple dans le livre de Borel et Favrat [20]. Dans la famille des équations cubiques, les plus couramment utilisées sont celles de Van der Waals (VDW), de Peng-Robinson (PR) ou encore de Soave-Redlich-Kwong (SRK). Elles peuvent être représentées par l'équation suivante :

$$P = \frac{\rho R T}{W - b\rho} - \frac{\rho^2 a \alpha(T, \omega)}{W^2 + ubW\rho + wb^2\rho^2} \quad (\text{V.2})$$

La polarité α est définie comme :

$$\alpha = \left[1 + c_0 \left(1 - \sqrt{T_r} \right) \right]^2 \quad (\text{V.3})$$

avec la température réduite $T_r = \frac{T}{T_c}$. La fonction c_0 du facteur acentrique est définie par :

$$c_0 = 0.37464 + 1.5422\omega - 0.2699\omega^2 \quad (\text{V.4})$$

avec a la force d'attraction entre les molécules :

$$a = 0.45724 \left(\frac{R^2 T_c^2}{P_c} \right) \quad (\text{V.5})$$

et b le co-volume des particules :

$$b = 0.0778 \left(\frac{R T_c}{P_c} \right) \quad (\text{V.6})$$

Dans l'équation (V.2), a représente les forces attractives entre les molécules, b le co-volume des particules, ω le facteur acentrique pris en compte dans la déviation à la sphéricité α et W correspond à la masse molaire du fluide. Les constantes u et w sont déterminées en fonction de l'équation choisie. Pour VDW, $u = w = 0$; pour SRK, $u = 1$ et $w = 0$ et pour PR, $u = 2$ et $w = -1$. Les propriétés critiques, la masse molaire et le facteur acentrique des fluides considérés sont dans le tableau V.1.

Il existe également l'équation de Benedict–Webb–Rubin (BWR). Celle-ci est représentée sous sa formulation originelle [17] dans l'équation (V.7). Son domaine de validité est plus étendu que celui des équations cubiques, car elle peut être appliquée dans le voisinage du point critique et jusqu'à la zone d'équilibre liquide-gaz contrairement aux équations cubiques. Il existe également une équation BWR modifiée, comportant 32 termes, établie par Younglove et Ely [196] qui a été utilisée par Dahms [41] et Yang [193] dans leurs études de cas supercritiques. Les coefficients, de cette dernière, pour l'éthane et le propane sont présentés dans l'annexe C. Cette équation est certes très précise mais elle possède beaucoup de termes et est donc très coûteuse pour la résolution numérique, c'est pourquoi les équations cubiques lui sont préférées.

$$\begin{aligned}
 P = \rho RT + \left(B_0 RT - A_0 - \frac{C_0}{T^2} \right) \rho^2 + (bRT - a) \rho^3 \\
 + a\alpha \rho^6 + \frac{c\rho^3}{T^2} \left(1 + \left(\frac{\rho}{\rho_c} \right)^2 \right) e^{-(\rho/\rho_c)^2}
 \end{aligned}
 \tag{V.7}$$

1.2 Cas des fluides étudiés

Pour chacun des fluides étudiés, à savoir l'éthane, le propane, l'azote et l'hélium, les valeurs de densité, ρ , de viscosité, μ , et de capacité thermique isobare, Cp , sont tracées en fonction de la température pour les différentes pressions du domaine d'étude (voir Ch. II). Les données sont recueillies à partir des tables fournies par le NIST [118]. Les paramètres utiles à la simulation des quatre fluides sont repris dans le tableau V.1 : la pression critique, P_c , la température critique, T_c , le volume molaire critique, v_c , le facteur acentrique, ω , le coefficient relatif aux effets des liaisons hydrogène, κ , la somme des volumes de diffusion atomique, σ_v , le moment dipolaire, μ_D et le parachor, \mathcal{P} , qui définit les interactions entre les molécules au niveau de l'interface (voir § 3).

TABLEAU V.1 – Caractéristiques des fluides étudiés, v représente le volume molaire, ω le facteur acentrique, κ le coefficient relatif au effet des liaisons hydrogène, σ_v somme des volumes de diffusion atomique, μ_D moment dipolaire en Deby et \mathcal{P} parachor.

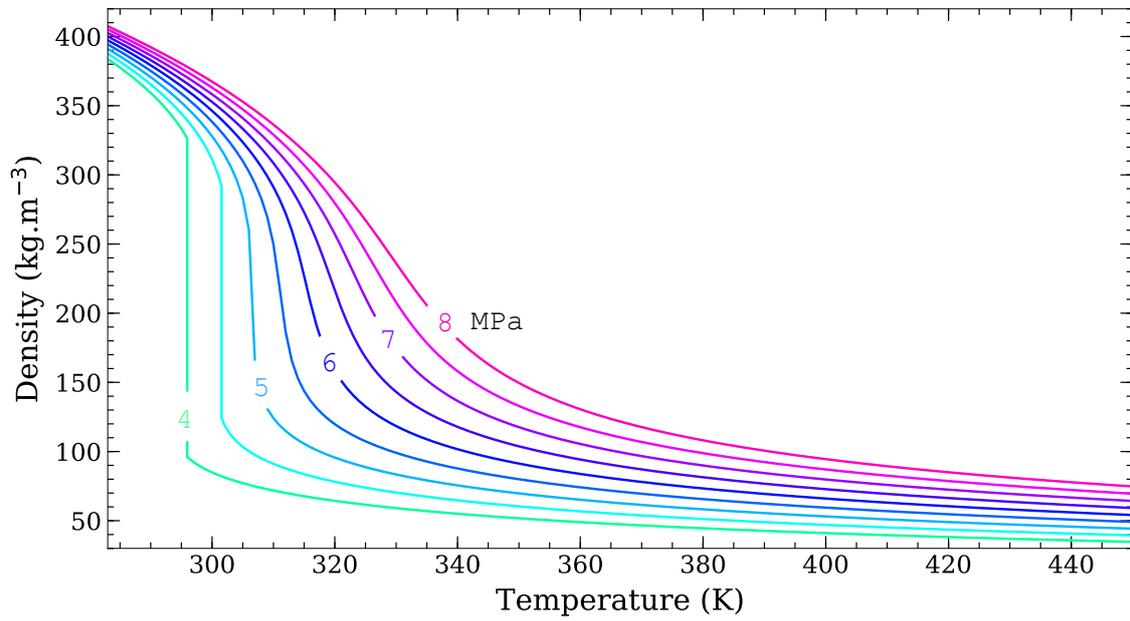
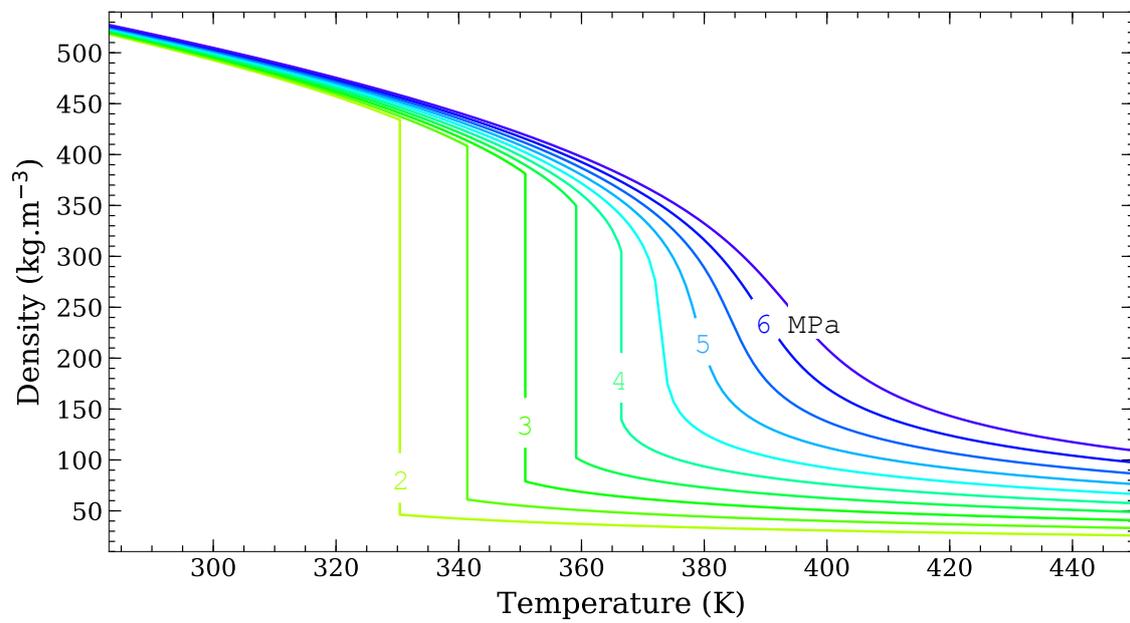
Fluides	P_c Pa	T_c K	v_c $\text{m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$	W $\text{kg} \cdot \text{mol}^{-1}$	ω	κ	σ_v	μ_D	\mathcal{P}
C2H6	48.72e5	305.3	145.8e-6	30.069e-3	0.0990	0	45.66	0	110.5
C3H8	42.48e5	369.8	200.0e-6	44.096e-3	0.1524	0	66.18	0	150.8
He	22.75e3	5.195	57.3e-6	4.003e-3	-0.382	0	2.67	0	25
N2	34e5	126.1	89.4e-6	28.013e-3	0.037	0	18.5	0	20.5

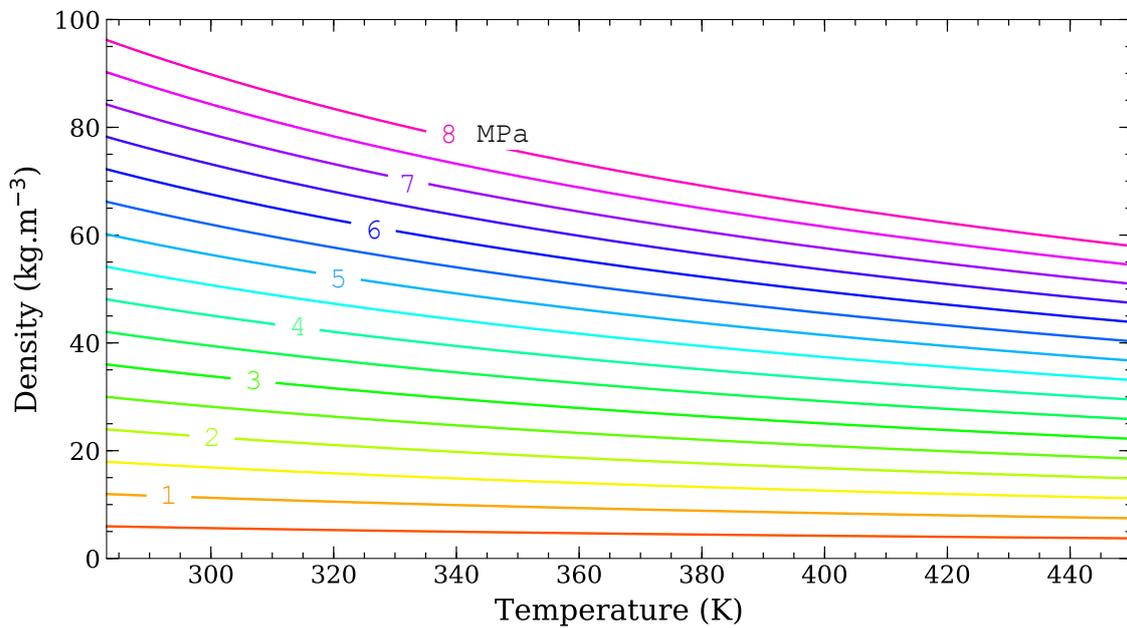
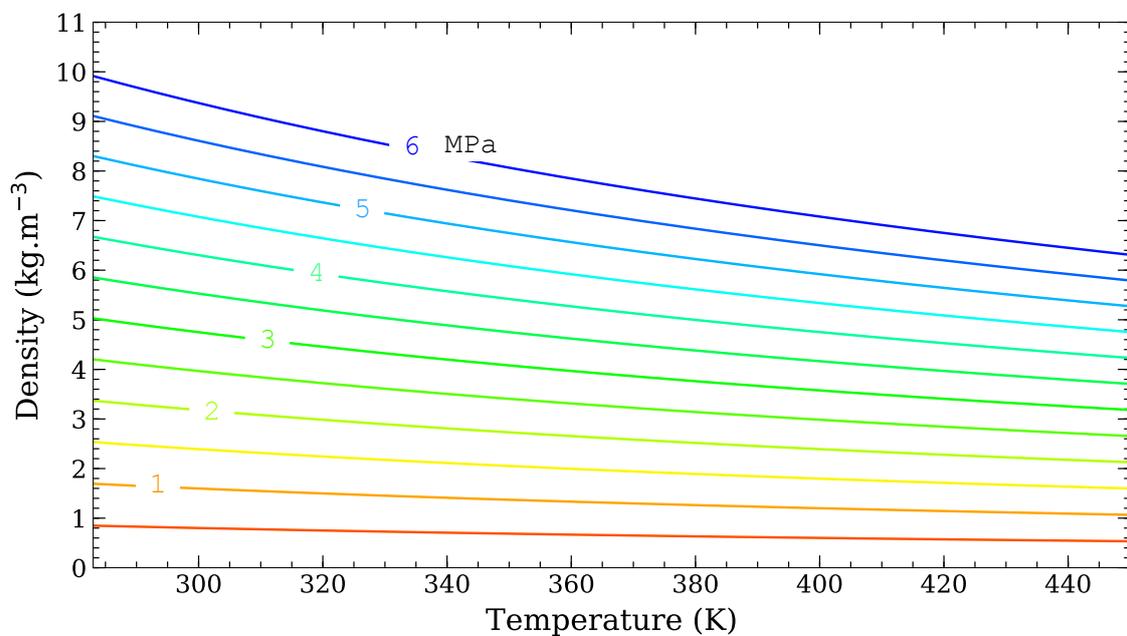
1.2.1 Densité

La figure V.1 représente la densité de l'éthane pur pour des pressions de 4 à 8 MPa en fonction de la température. Un saut de pression pour 4 et 4.5 MPa marque le passage de l'état liquide à l'état gazeux. Les courbes supérieures à P_c sont continues. Plus la pression est importante, plus la diminution de densité survient à forte température et sur une plage de température large. Pour une température donnée, la densité augmente toujours avec la pression. Dans le cadre de ce travail, des injections ont été réalisées à des pressions inférieures à 4 MPa et température ambiante. L'éthane injecté s'évaporerait très rapidement et prenait une forme caractéristique de jet gazeux à température ambiante.

La figure V.2 représente la densité du propane pur pour des pressions de 2 à 6.5 MPa en fonction de la température. La densité du propane est légèrement supérieure à celle de l'éthane mais le comportement de la densité reste similaire : une discontinuité apparaît pour $P < P_c$, les courbes sont ensuite continues ; plus la pression augmente, plus la décroissance apparaît tardivement et sur une plus large gamme de températures. Des injections ont été ici réalisées à des pressions inférieures à 2 MPa et à température ambiante. Un constat similaire à l'injection d'éthane à $P_{ch} < 4$ MPa peut être tiré : le jet de propane est gazeux et sort du domaine d'étude.

Les figures V.3 et V.4 représente respectivement la densité de l'azote de 0.5 à 8 MPa et celle de l'hélium de 0.5 à 6 MPa. Les courbes ont les mêmes tendances, avec un facteur 7 les séparant, l'hélium étant très peu dense en comparaison de l'azote. Pour 6 MPa, la variation de densité par rapport à la pression atmosphérique est d'environ 68 kg.m^{-3} pour l'azote et de 9 kg.m^{-3} pour l'hélium à 293 K. La densité diminue légèrement avec l'augmentation de température.

FIGURE V.1 – Diagramme ρ - T de l'éthane en fonction de la pression.FIGURE V.2 – Diagramme ρ - T du propane en fonction de la pression.

FIGURE V.3 – Diagramme ρ - T de l'azote en fonction de la pression.FIGURE V.4 – Diagramme ρ - T de l'hélium en fonction de la pression.

1.2.2 Ratios de densité

Le ratio de densité, $\frac{\rho_{amb}}{\rho_{inj}}$, est un paramètre important qui intervient dans la plupart des corrélations établies pour l'angle d'ouverture ou la longueur de rupture (voir Ch. I). Les résultats présentés dans le chapitre IV ont également montré que le ratio de densité a une grande influence sur la topologie du jet. Pour de faibles valeurs, l'atomisation est moins développée, les longueurs de rupture sont globalement plus importantes et les angles d'ouverture sont plus petits.

Les figures suivantes sont classées du plus grand ratio de densité accessible N_2/C_2H_6 , Fig. V.5, N_2/C_3H_8 , Fig. V.6, He/C_2H_6 , Fig. V.6, au plus petit He/C_3H_8 , Fig. V.8.

Globalement, les ratios sont bien plus petits lorsque le fluide injecté est sous sa forme liquide que lorsqu'il est vapeur ou supercritique. Il peut être remarqué que dans tous les cas la tendance en fonction de la pression s'inverse en augmentant la température. Avant l'augmentation du ratio, plus la pression est grande plus le ratio est grand. Après cette augmentation, les plus grands ratios sont obtenus pour les plus basses pressions.

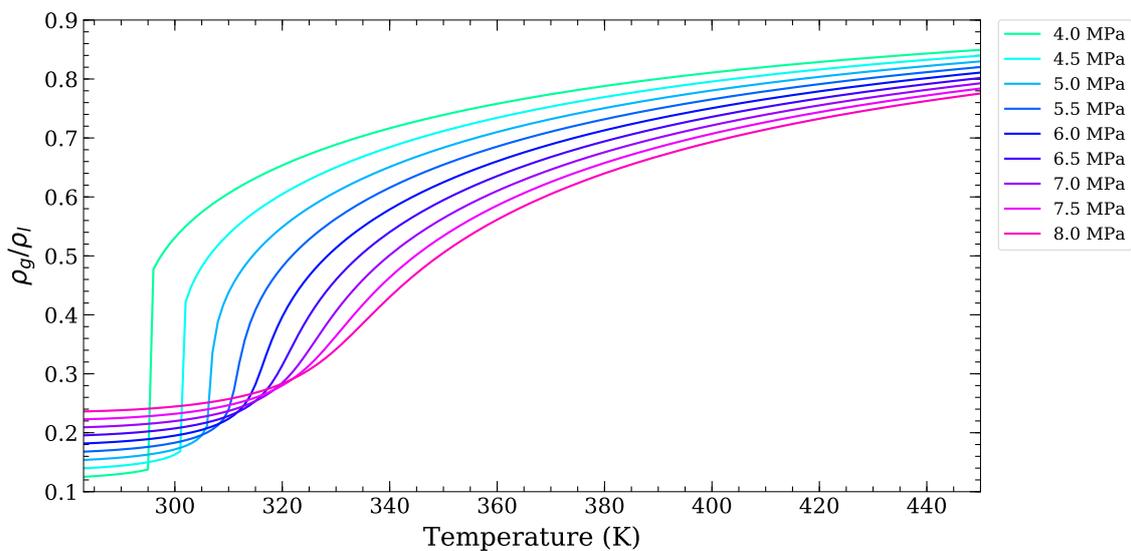
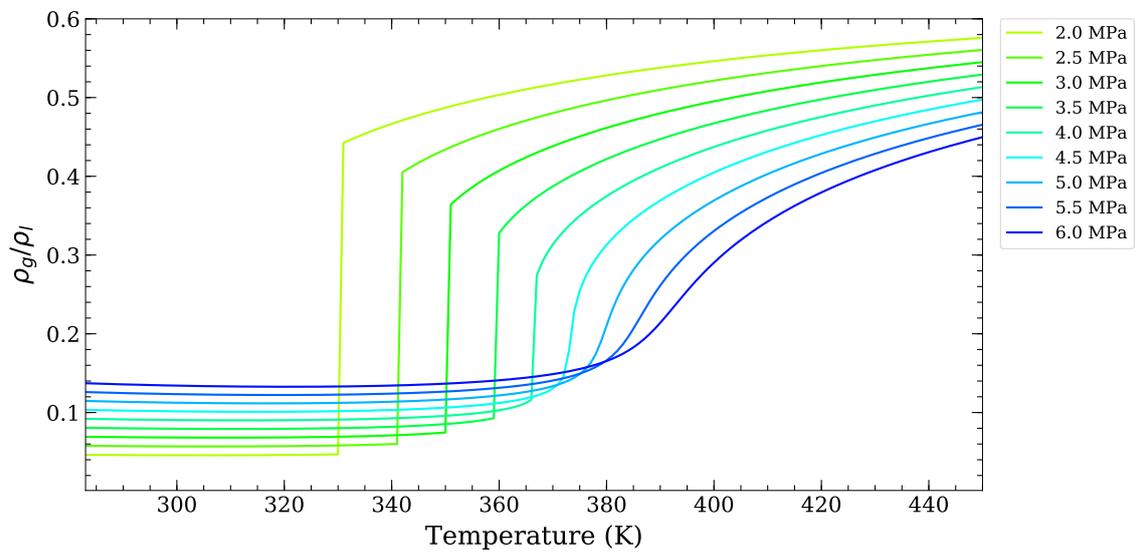
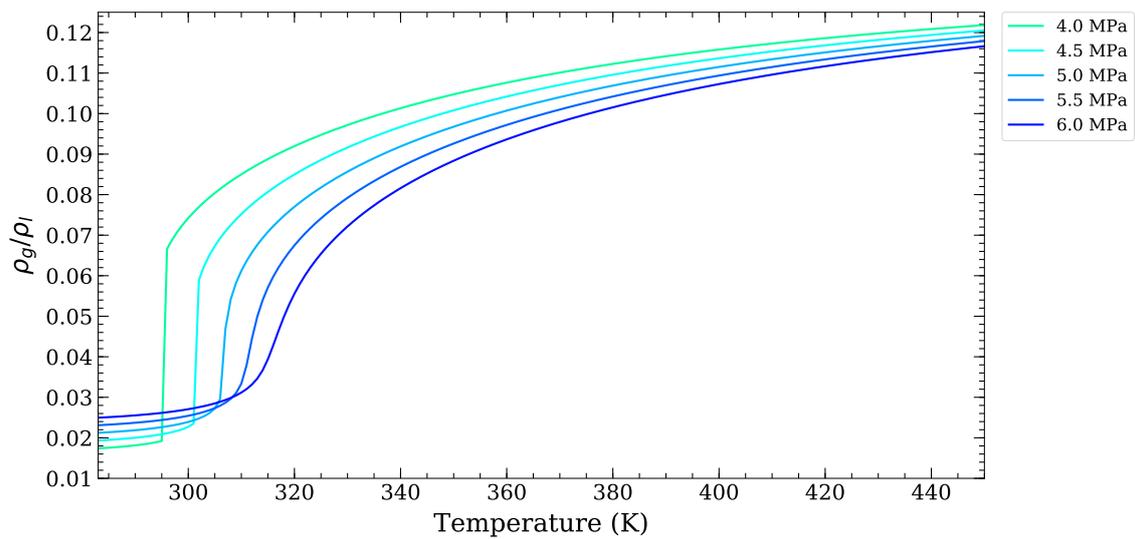


FIGURE V.5 – Diagramme du ratio de densité $\rho_{N_2}/\rho_{C_2H_6}$ en fonction de la pression.

FIGURE V.6 – Diagramme du ratio de densité $\rho_{N_2}/\rho_{C_3H_8}$ en fonction de la pression.FIGURE V.7 – Diagramme du ratio de densité $\rho_{He}/\rho_{C_2H_6}$ en fonction de la pression.

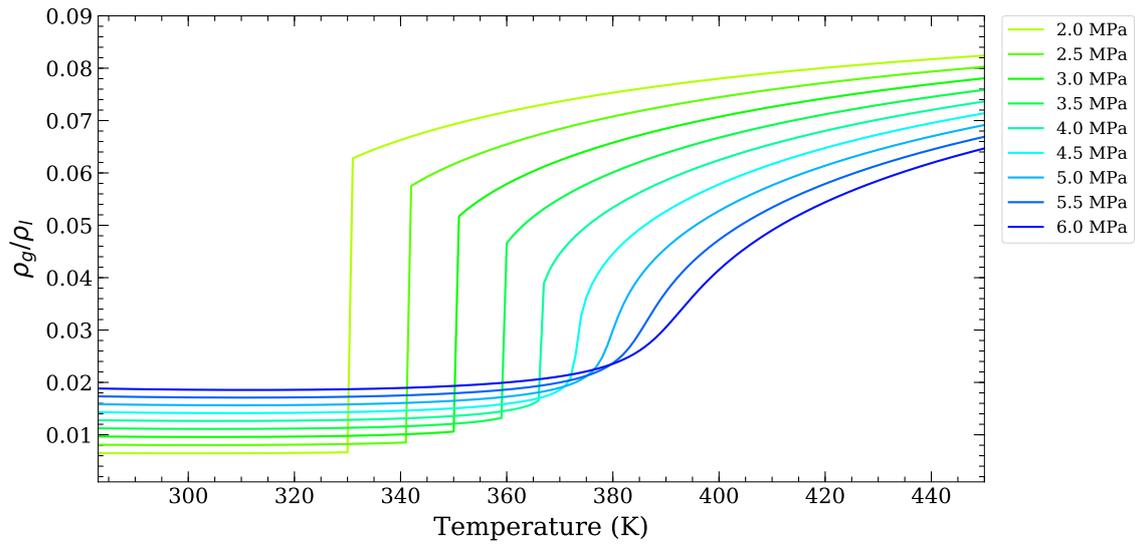
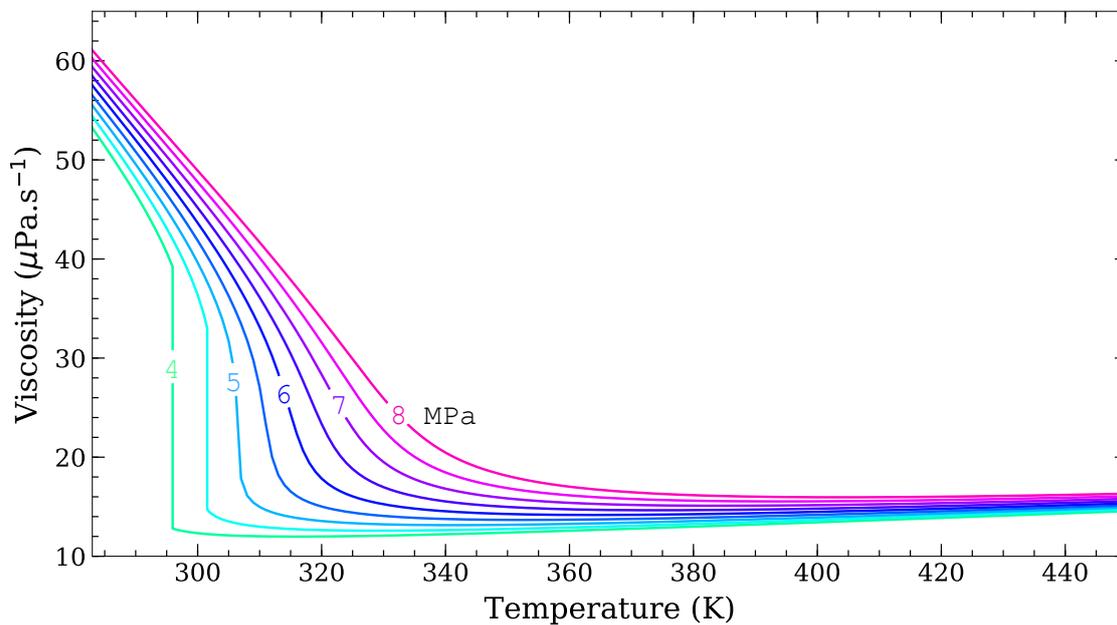
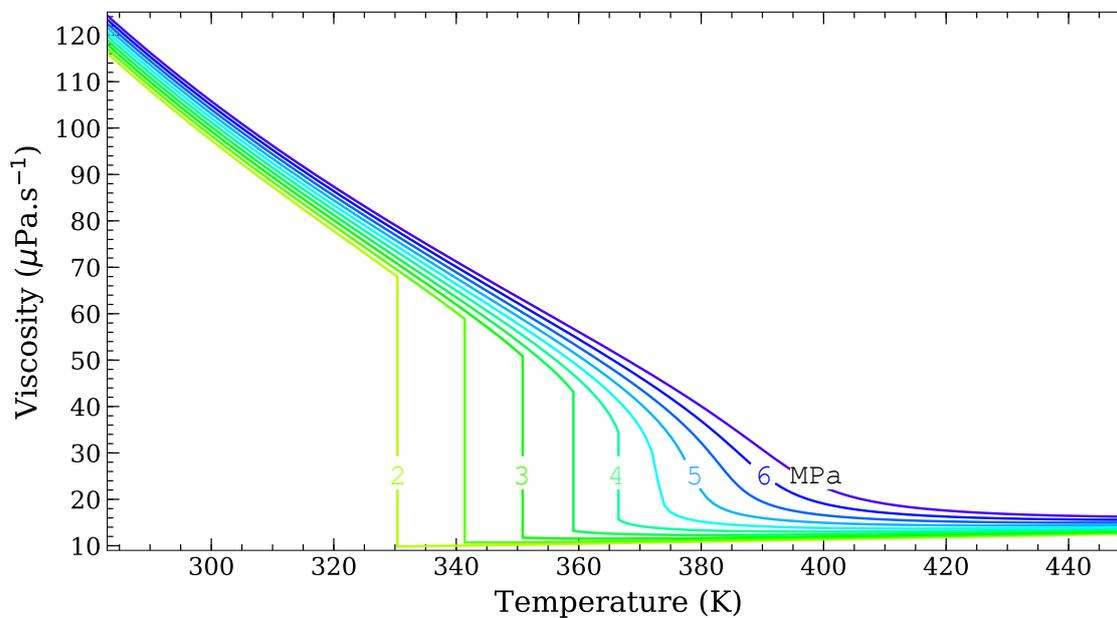


FIGURE V.8 – Diagramme du ratio de densité $\rho_{He}/\rho_{C_3H_8}$ en fonction de la pression.

1.2.3 Viscosité

Tout comme la densité, la viscosité connaît une chute brutale avec l'augmentation de la température. Cette chute apparaît sur une plage de températures de plus en plus importante avec la pression et à plus hautes températures. Le propane, Fig. V.10, est deux fois plus visqueux que l'éthane, Fig. V.9, à température ambiante, les valeurs à hautes températures se rejoignent. Ces très faibles valeurs de viscosité à hautes températures sont un inconvénient majeur pour les systèmes mécaniques. En effet, un fluide visqueux permet la lubrification des pièces pour éviter les frottements et leur usure. L'utilisation de fluides à hautes pressions et hautes températures notamment supercritiques, nécessite une modification de la technologie car les systèmes d'injection actuels, notamment Diesel, sont conçus pour fonctionner avec des fluides visqueux.

FIGURE V.9 – Diagramme μ - T de l'éthane en fonction de la pression.FIGURE V.10 – Diagramme μ - T du propane en fonction de la pression.

La viscosité de l'azote et celle de l'hélium sont similaires et n'évoluent que peu en fonction de la température, Fig. V.11. Elles augmentent d'environ $1 \mu\text{Pa}\cdot\text{s}^{-1}$ tous les 20 K. En se réchauffant, la viscosité des fluides ambiants devient légèrement supérieure à la viscosité des fluides injectés.

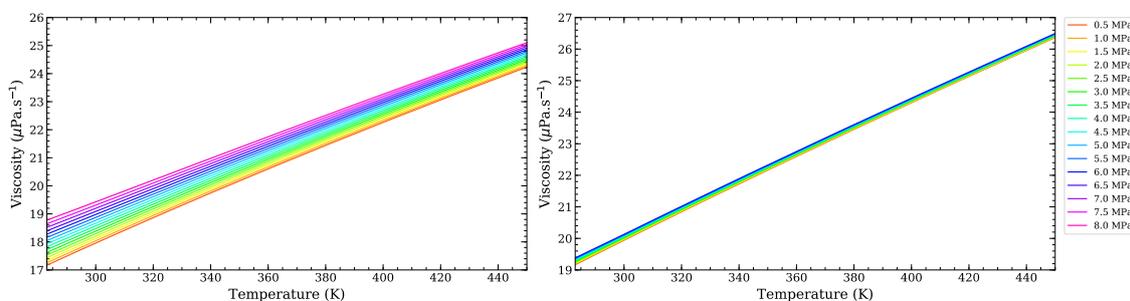


FIGURE V.11 – Diagrammes μ - T pour l'azote à gauche et pour l'hélium à droite en fonction de la pression.

1.2.4 Capacité thermique isobare

La capacité thermique isobare, C_p , observe un pic lors du passage de la ligne d'évaporation liquide-gaz. Une fois le point critique dépassé, la quantité d'énergie à apporter au fluide pour augmenter sa température diminue avec la pression. Le maximum de ces courbes vient traditionnellement définir la ligne de pseudo-évaporation ou ligne de Widom, évoquée en introduction. Elle sera développée plus amplement ci-après. Pour les pressions étudiées ici, la température des pics de C_p correspond aux variations importantes notées sur les courbes de densité et de viscosité. En dehors de ces zones, les variations sont très faibles. Sur la gamme de pressions étudiées, $C_p \approx 5.19 \text{ kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$ pour l'hélium et $\approx 1.1 \text{ kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$ pour l'azote. Les variations de C_p pour l'éthane et le propane sont donnés sur les figures V.12 et figure V.13.

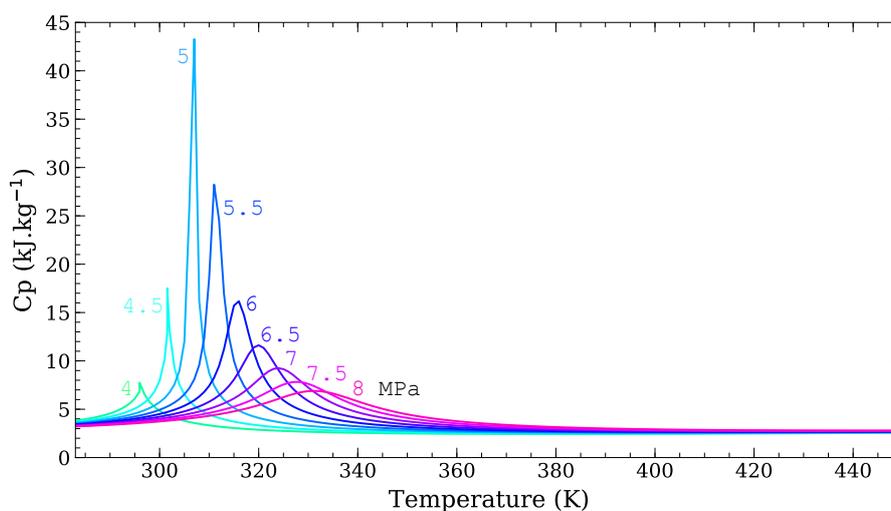


FIGURE V.12 – Diagramme C_p température de l'éthane en fonction de la pression.

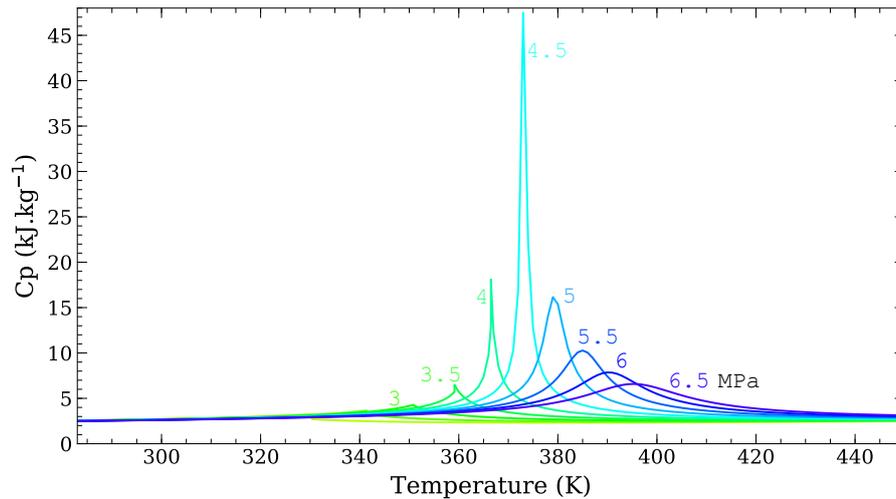


FIGURE V.13 – Diagramme C_p température du propane en fonction de la pression.

1.3 Lignes de Widom

Évoquée dans l'introduction, la ligne de pseudo-évaporation [7], ou ligne de Widom [56, 154, 164], correspond aux singularités des propriétés thermodynamiques (chute importante de la densité, pic de C_p ,...) quand $P > P_c$. Avec la montée en pression, ces singularités sont amoindries et apparaissent à des températures plus élevées. Traditionnellement, elle est tracée à partir des maximums de C_p . En réalité, il n'existe pas qu'une seule ligne de Widom [10, 67, 79] mais plusieurs correspondant chacune à une propriété thermodynamique. Bien qu'elles soient confondues dans une zone proche du point critique, elles divergent ensuite. Les différentes lignes de Widom associées à certaines propriétés thermodynamiques sont représentées sur la figure V.14.

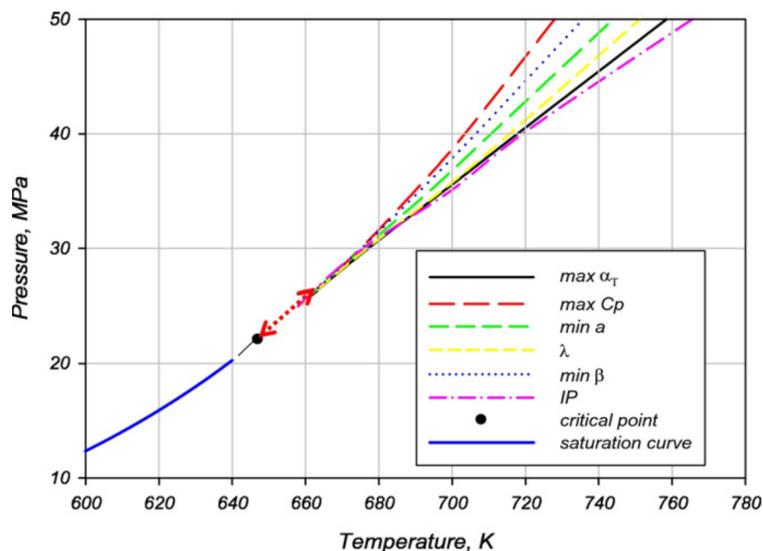


FIGURE V.14 – Diagramme représentant les extremums de certaines propriétés de H_2O tel que la capacité thermique isobare C_p , les coefficients de compressibilité isobare et isotherme α_T et β , la vitesse du son a , les points d'inflexion IP et le coefficient de Joule-Thomson λ [4]. Une première partie où les lignes sont confondues est observée proche du point critique.

Ces lignes délimitent deux phases dans la zone supercritique ($P_r \geq 1$ & $T_r \geq 1$), celle des fluides semblables aux gaz (gas like, GL) et celle de ceux semblables aux liquides (liquid like, LL) [123, 9, 11]. La modification entre ces deux états est d'ordre structurelle, elle n'est pas visible comme peut l'être la transition entre un gaz et un liquide. C'est une transition de phase du 3^{ème} ordre, selon la classification d'Ehrenfest [51].

Les transitions entre liquide, gaz et solide sont des transitions discontinues, c'est-à-dire qu'un saut dans les propriétés thermodynamiques est observé. Par exemple, la densité de l'éthane à 293.57 K et 3.8 MPa (i.e. sur la ligne d'évaporation) est de 337.51 kg.m^{-3} dans sa phase liquide et de 87.70 kg.m^{-3} dans sa phase gazeuse. Elles sont appelées transitions de 1^{er} ordre dans la classification d'Ehrenfest. Les transitions qui ne sont pas discontinues sont considérées comme continues selon la classification binaire [69]. La classification d'Ehrenfest [51], certes contestée au profit de la classification binaire [68], apporte une information supplémentaire pour classifier plus en détail ces transitions continues. Ehrenfest [51] donne une définition de l'ordre d'une transition : "Une transition de phase est d'ordre n si la fonction enthalpie libre et ses dérivées jusqu'à l'ordre $n - 1$ sont continues, tandis qu'une de ses dérivées d'ordre n au moins est discontinue". L'enthalpie libre, ou énergie libre de Gibbs, notée \mathcal{G} , a pour premières dérivées l'entropie \mathcal{S} ou le volume massique v ($v = \frac{1}{\rho}$) par exemple. Le saut de densité entre le gaz et le liquide permet de définir cette transition comme une transition de premier ordre. Une transition de 2nd ordre correspond, par exemple, à un changement dans les propriétés magnétiques d'un métal ou aux propriétés dites de superfluide de l'Hélium [69] dont la capacité calorifique est discontinue. $C_p = T \left(\frac{\delta \mathcal{S}}{\delta T} \right)_P$, faisant de C_p la deuxième dérivée de l'enthalpie libre.

Concernant la ligne de Widom pour la variable C_p , celle-ci est continue mais la singularité observée indique que la dérivée de C_p est discontinue. Cela explique la classification de la transition supercritique GL-LL comme une transition de 3^{ème} ordre.

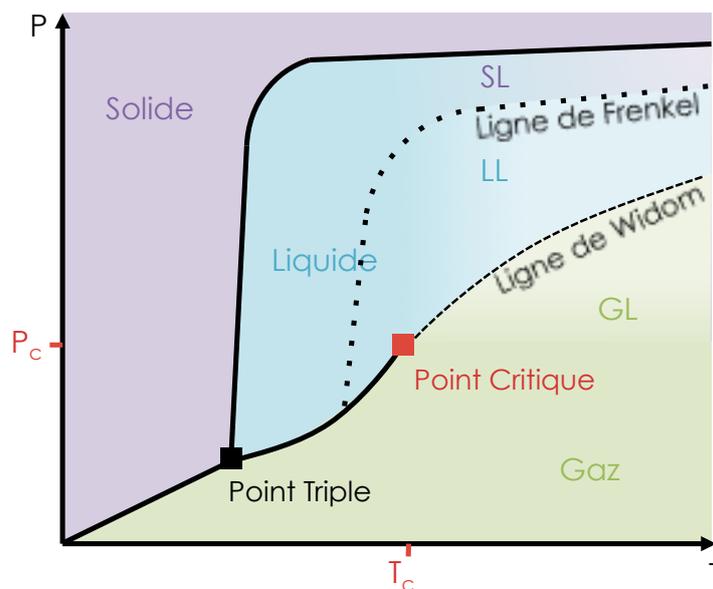


FIGURE V.15 – Diagramme établissant les différentes "phases" supercritiques : celle semblable aux gaz, GL, celle semblable aux liquides, LL et celle semblable aux solide, SL, délimitées par les lignes de Widom et de Frenkel.

Une autre ligne, celle de Frenkel, est notamment évoquée dans les travaux de Brazhkin et al. [23, 22]. Elle définit le lieu de transition des fluides semblables aux liquides à ceux semblables aux solides (solid like, SL) : LL-SL [19]. Une des lignes de Widom et la ligne de Frenkel sont représentées sur le diagramme de la figure V.15.

Les cas étudiés sur le banc REFINE restent assez proches du point critique des fluides injectés, correspondant à la zone de superposition des lignes de Widom. Pour les expériences réalisées à $T_{ch} > T_c$ présentées au chapitre IV, la température de chambre est également supérieure à celle de la ligne de Widom, T_{Wi} , quelle que soit la pression. Nous ne pouvons donc pas dissocier les effets du passage de T_c de ceux du passage de T_{Wi} . En d'autre terme, il est difficile de constater si le changement de topologie vient du passage de la température critique ou s'il est associé à la transition GL-LL. De plus le comportement est différent pour un mélange binaire.

2 Mélanges binaires

Lorsqu'un mélange est considéré, les caractéristiques de l'état supercritique sont différentes des substances pures [15]. Dans la pratique, il n'existe pas un point critique unique pour le mélange mais une ligne de points critiques. Ces points peuvent être calculés numériquement, c'est l'objet du § 2.1. Konynenburg a utilisé l'équation d'état de Van der Waals pour représenter les courbes d'équilibre liquide-gaz, ou courbes de stabilité, de différents mélanges. Ce qui lui a permis de classer les mélanges en fonction des formes de courbes obtenues dans le plan pression-température [138]. Des liens récents ont également été faits entre la théorie des mélanges binaires et les recherches sur les lignes de Widom [141] mais ils ne seront pas abordés dans ce manuscrit.

2.1 Équations d'état appliquées aux mélanges

L'étude d'un mélange nécessite d'adapter les équations d'état des fluides purs. Les équations cubiques sont souvent préférées à l'équation BWR car ses nombreux termes la rendent encore plus difficile à utiliser dans le cas d'un mélange. Leurs plages d'utilisation sont cependant plus limitées que celles des équations de type BWR. Yang [193] a mis en avant une erreur relative maximale de 1,5% pour BWR, et de 13% et 17% respectivement pour SRK et PR, par rapport à des résultats expérimentaux [129]. L'équation VdW permet de qualifier le mélange mais pas de le quantifier, c'est celle qui a servi à établir la classification de Konynenburg. L'équation PR est très souvent rencontré pour les applications de mélange à haute pression [104, 129, 182]. Celle-ci s'écrit :

$$P = \frac{\rho RT}{W - b_m \rho} - \frac{\rho^2 a_m \alpha(T, \omega)}{W^2 + 2b_m W \rho - b_m^2 \rho^2} \quad (\text{V.8})$$

avec a_m et b_m dépendants de la composition du mélange.

Les règles de mélange proposées par Van Der Waals et conseillées par Poling et al. [133] s'écrivent :

$$b_m = \sum_i x_i b_i \quad (\text{V.9})$$

$$a\alpha_m = \sum_i \sum_j x_i x_j \sqrt{a_i a_j \alpha_i \alpha_j} (1 - \kappa_{ij}) \quad (\text{V.10})$$

$a\alpha_i$ et b_i sont les paramètres de l'équation d'état considérée pour la substance i . x_i est la fraction molaire du constituant i avec $\sum x_i = 1$. κ_{ij} est le coefficient d'interaction binaire, il s'agit d'une correction permettant de tenir compte des interactions entre espèces.

2.2 Diagrammes de phase d'un mélange binaire

2.2.1 Courbes de stabilité

En suivant les travaux de thèse de Troadec [182], les diagrammes de phases des couples C_2H_6/N_2 , C_2H_6/He , C_3H_8/N_2 et C_3H_8/He ont été tracés en fonction de la température et de la fraction molaire de fluide ambiant à pression constante, Fig. V.18, V.19, V.20 et V.21. Lorsque la fraction molaire vaut 1, il a 100 % de fluide ambiant, *amb*, et 0 % de fluide injecté, *inj*. À l'inverse, lorsqu'elle est à 0, il n'y a que du fluide injecté. La figure V.16 donne un exemple de ces diagrammes binaires et définit l'état des fluides dans chaque zone. Cette figure est réalisée pour correspondre à nos points de mesure, i.e. $T > 283$ K, pour une version complète du diagramme de phase binaire, le lecteur pourra se reporter aux travaux suivants [126, 137, 138, 185, 186]. Le liquide L_l est défini comme un liquide contenant une majorité de fluide injecté et une proportion faible de fluide ambiant. Le gaz G est composé des deux fluides. Les deux courbes correspondent aux courbes de stabilité : la courbe en trait plein est la ligne d'ébullition et la ligne en pointillé est la ligne de rosée. Le point où se rejoignent les deux courbes est le point critique pour la pression étudiée. Dans la zone interne à ces deux courbes, les deux phases L_l et G sont à l'équilibre. En dehors de cette zone, seule une phase unique peut exister.

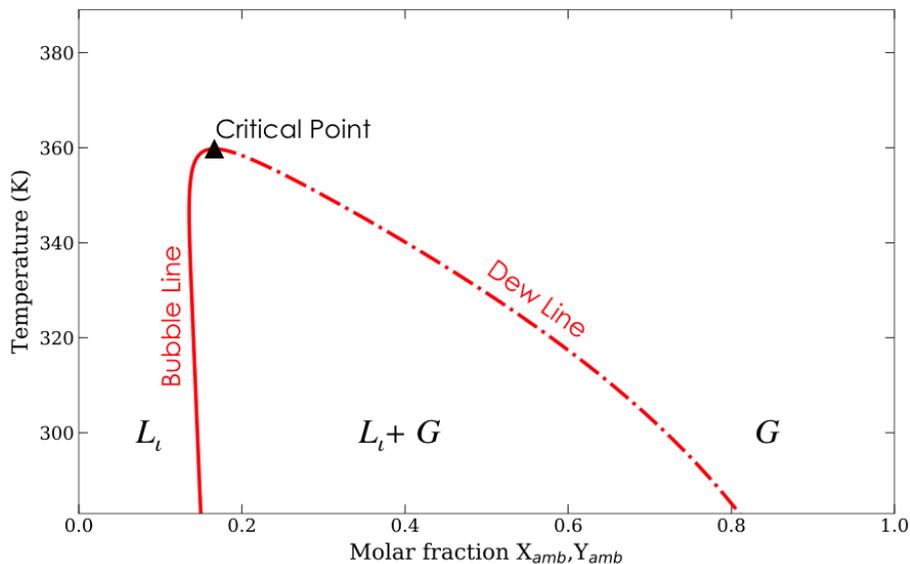


FIGURE V.16 – Diagramme de phase dans le plan $T-v$ à pression constante.

Pour le couple C_2H_6/N_2 , les courbes obtenues numériquement, présentées figure V.18 ont été comparées aux travaux expérimentaux de Eakin et al. [50], Fig. V.17. Comme prévu avec l'équation d'état PR, les points en dessous du point critique de l'éthane pur sont faux, ils n'ont donc pas été représentés et les premières courbes sont données pour 5 MPa et jusqu'à 8 MPa. L'erreur trouvée entre la courbe expérimentale à 950 PSIA de la figure V.17 et celle calculée numériquement à 6.5 MPa sur la figure V.18 est inférieure à 1 %.

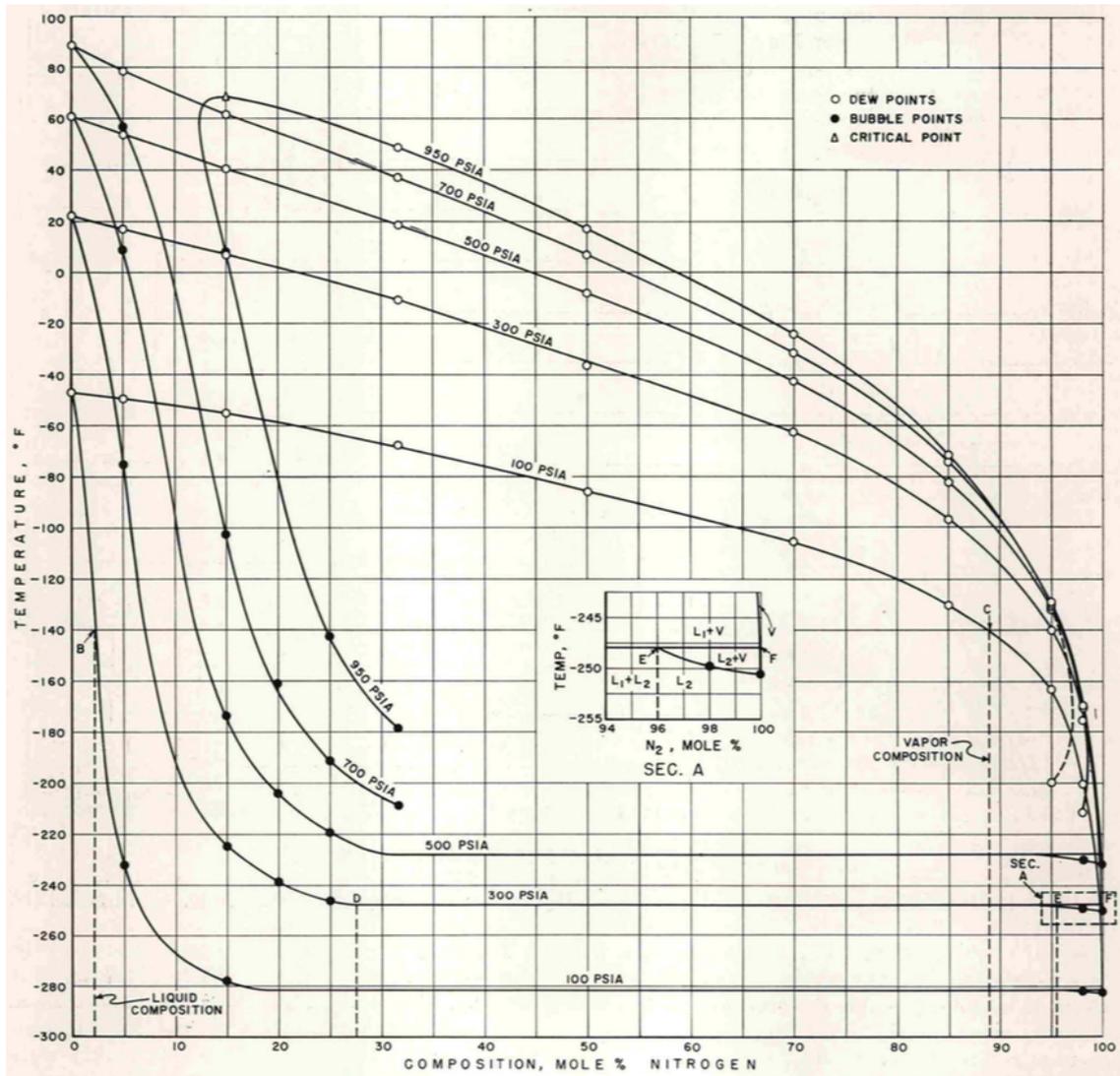


FIGURE V.17 – Courbes d'équilibre liquide-gaz obtenues expérimentalement [50]. Pour rappel $T(K) = (T(^{\circ}F) + 459.67) \times \frac{5}{9}$ et $1 \text{ PSIA} \approx 6.895E^{-3} \text{ MPa}$.

Pour toutes les courbes, en augmentant la pression, la position du point critique est à plus basse température et plus grande concentration de fluide ambiant. Cette diminution et cette augmentation sont plus importantes dans l'azote que dans l'hélium. Le comportement des courbes de propane est similaire à celui des courbes d'éthane mais à plus haute température car $T_{c,C_3H_8} > T_{c,C_2H_6}$.

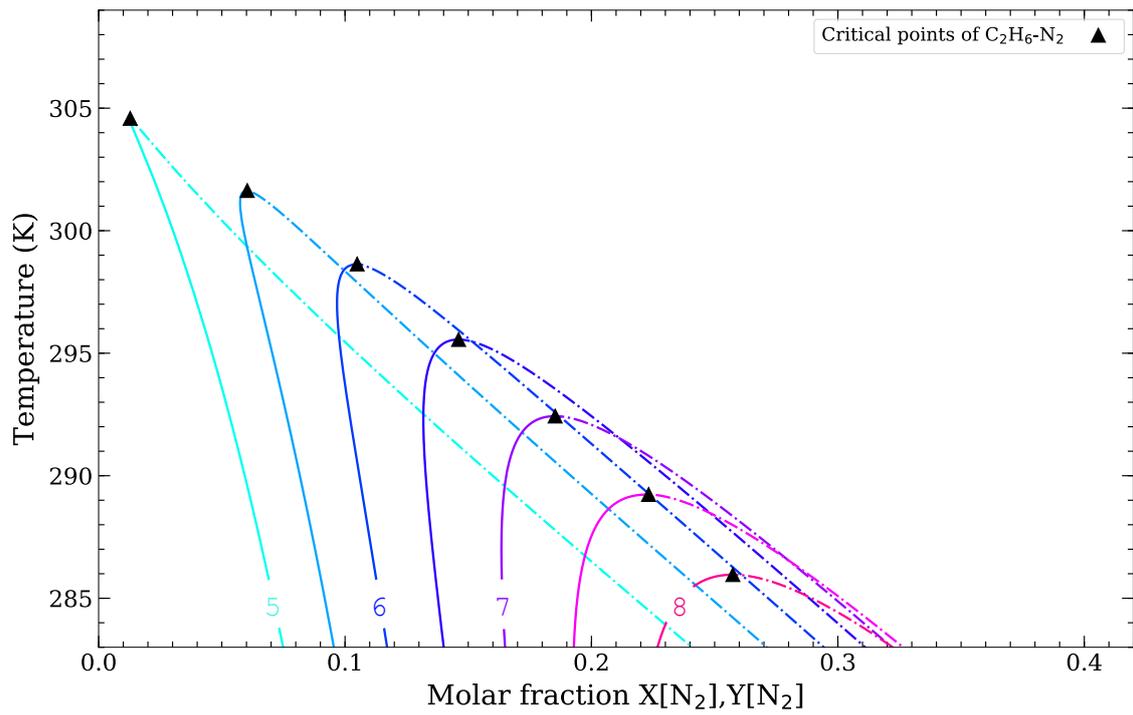


FIGURE V.18 – Diagramme de phase dans le plan $T-v$ pour le couple C_2H_6/N_2 pour des pressions allant de 5 à 8 MPa.

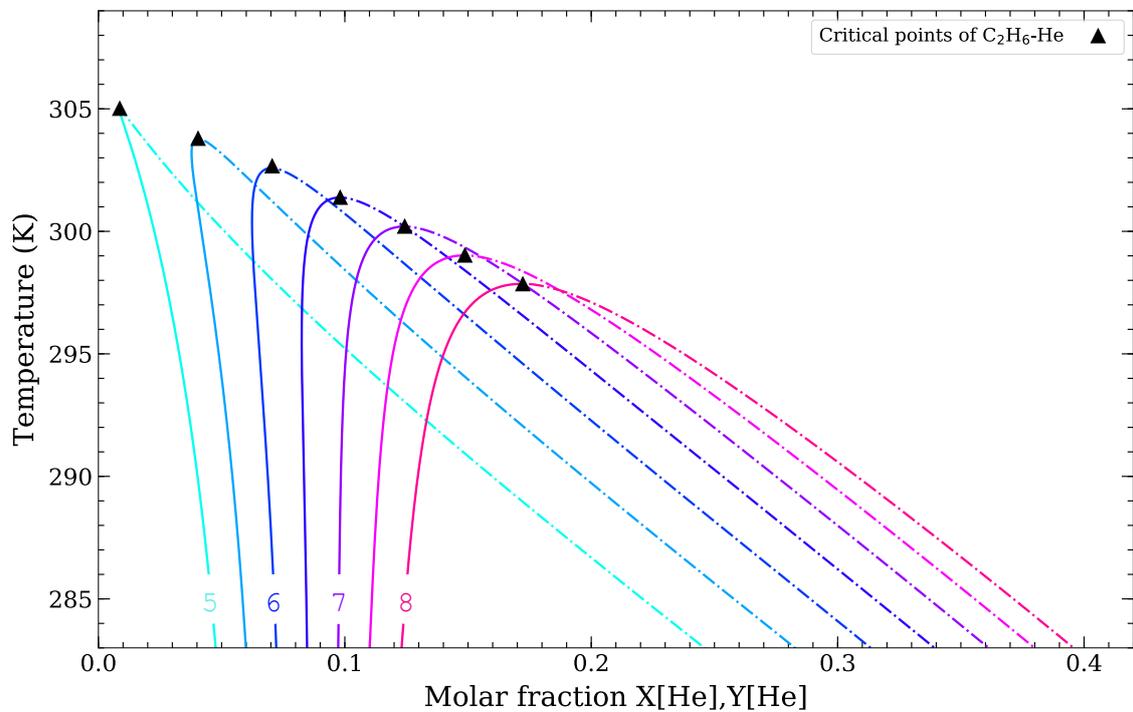


FIGURE V.19 – Diagramme de phase dans le plan $T-v$ pour le couple C_2H_6/He pour des pressions allant de 5 à 8 MPa.

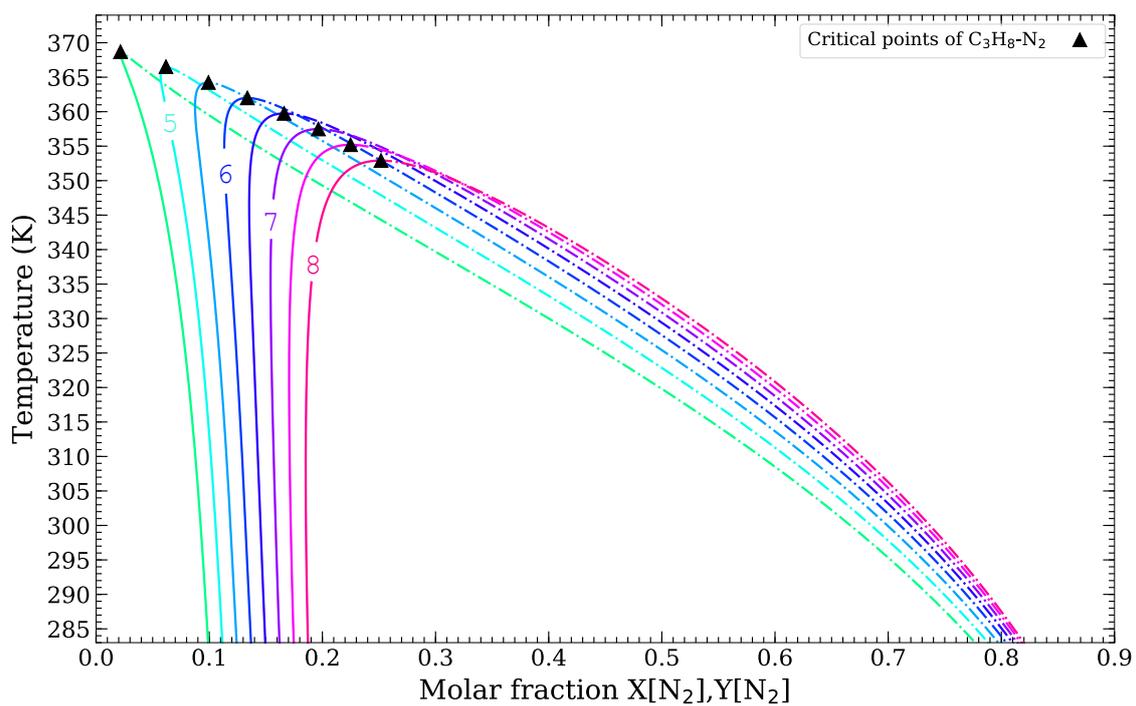


FIGURE V.20 – Diagramme de phase dans le plan $T-v$ pour le couple C_3H_8/N_2 pour des pressions allant de 4.5 à 8 MPa.

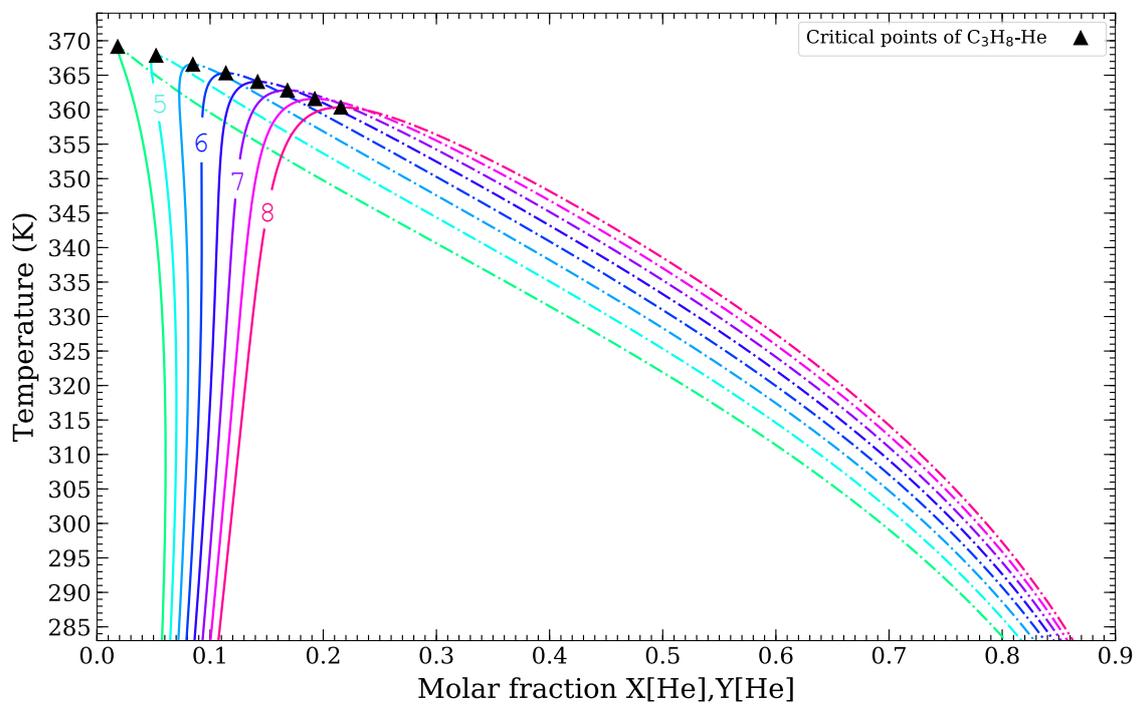


FIGURE V.21 – Diagramme de phase dans le plan $T-v$ pour le couple C_3H_8/N_2 pour des pressions allant de 4.5 à 8 MPa.

2.2.2 Lieu des points critiques

En récupérant les intersections des lignes de stabilité, il est maintenant possible de tracer la ligne des points critiques dans le plan pression température. La ligne commence au point critique du fluide pur (pour $X_{amb} = 0$) et, plus la pression critique augmente, plus la température critique diminue. Au dessus de ces pressions et températures, il ne peut exister qu'une phase unique. Le lieu des points critiques pour les couples étudiés est représenté dans les figures V.22, V.23, V.24 et V.24.

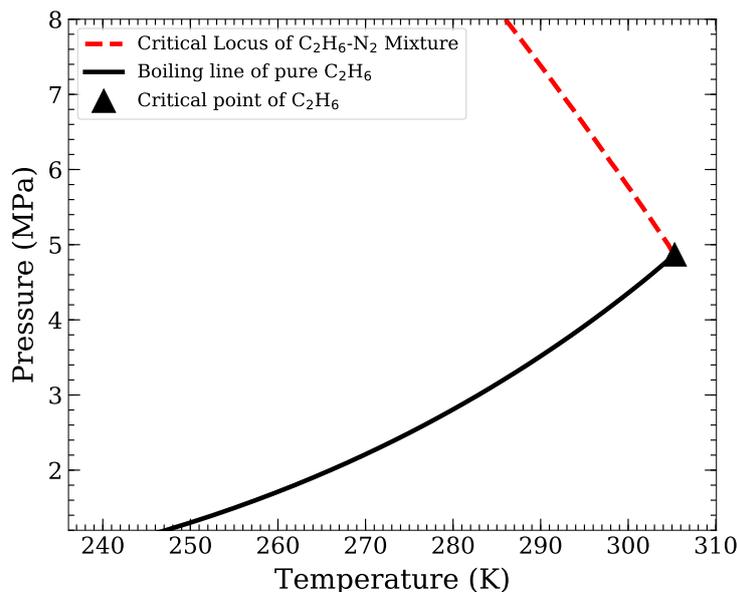


FIGURE V.22 – Lieu des points critiques dans le plan P - T pour le couple éthane azote.

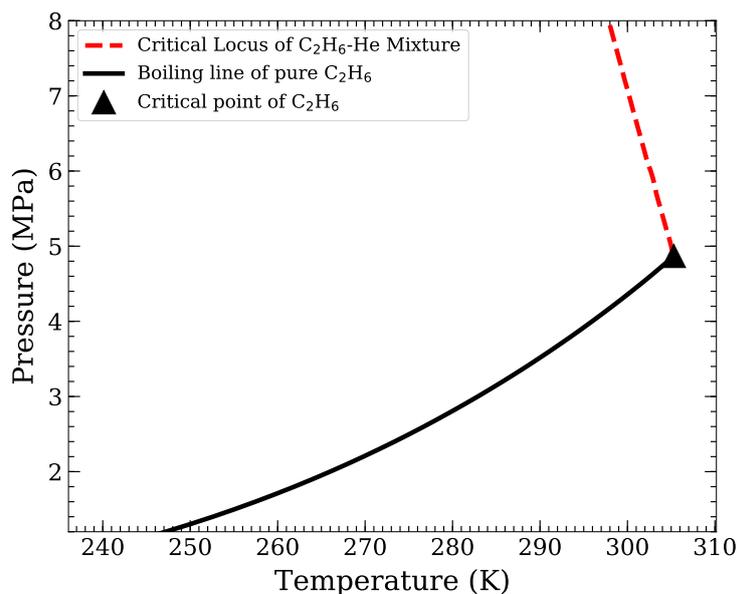
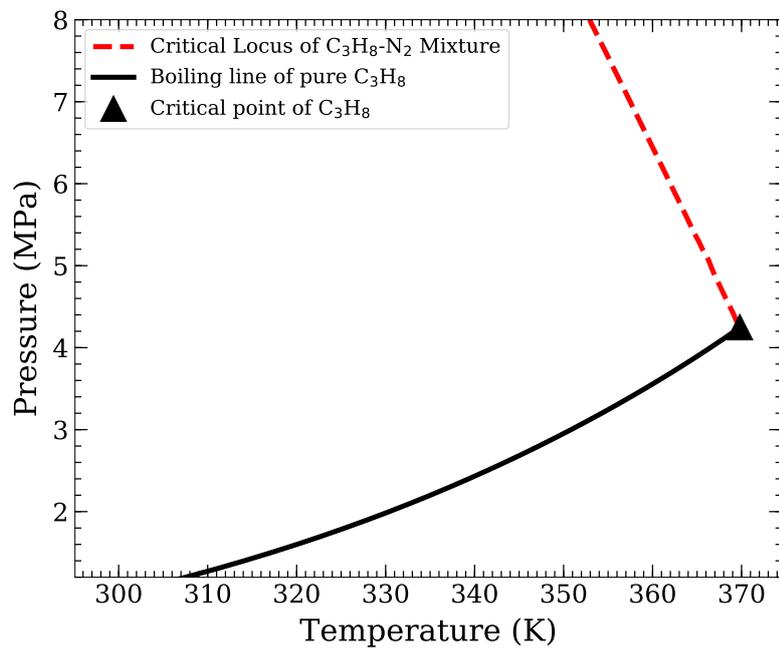
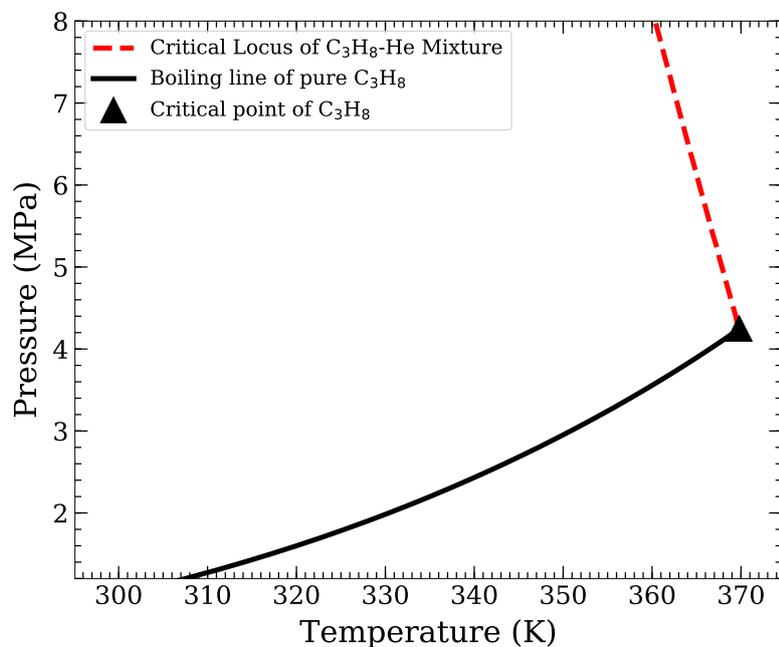


FIGURE V.23 – Lieu des points critiques dans le plan P - T pour le couple éthane hélium.

FIGURE V.24 – Lieu des points critiques dans le plan P - T pour le couple propane azote.FIGURE V.25 – Lieu des points critiques dans le plan P - T pour le couple propane hélium.

2.3 Variations de température au sein du jet

En s'appuyant sur les travaux de Matheis et al. [104], il a été possible d'évaluer la température au sein du jet à partir de la température d'injection et de celle de la chambre. Si la ligne de température intersecte les courbes de température, cela signifie qu'il y a une interface mince et que la présence de liquide est avérée [181]. Si en revanche l'évolution de la température n'intersecte pas les courbes de stabilité, l'interface du jet est diffus et le régime d'injection est un régime supercritique, c'est à dire qu'il n'y a plus de gouttes, plus de liquide.

2.3.1 Expériences à température ambiante

L'évaluation de la température pour des jets d'éthane à température ambiante, i.e. 293 K, dans une atmosphère d'azote à la même température, a été faite pour trois pressions différentes. À 5 MPa, Fig. V.26, la courbe de température intersecte la courbe d'ébullition à 287 K et celle de rosée à 240 K. Il existe donc bien une interface mince comme il avait été observé dans le chapitre IV. À l'interface, la concentration dans le liquide est de 93 % d'éthane et 7 % d'azote et, dans la vapeur, de 32 % d'éthane et 68 % d'azote. Le pourcentage d'éthane dans la vapeur est assez important ce qui explique les forts gradients présents dans la couche de mélange observable en ombroscopie. La chute importante de la température locale peut également être à l'origine des gradients de niveaux de gris présents sur les images.

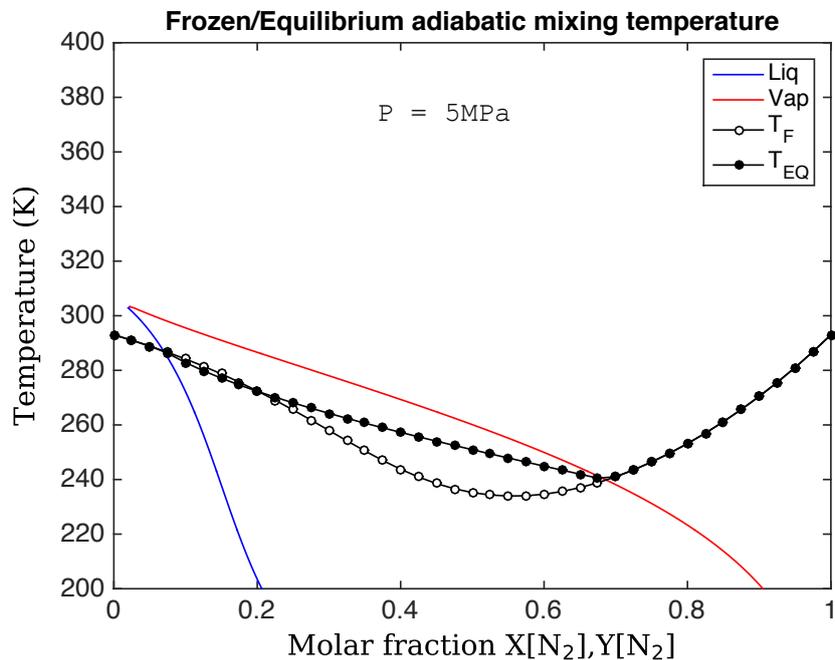


FIGURE V.26 – Évaluation de la température d'un jet d'éthane dans de l'azote à $T_{ch} = T_{inj} = 293$ K et $P = 5.0$ MPa en fonction de sa composition.

À 6 MPa, Fig. V.27, il y a 12 % d'azote dans le liquide et 32 % d'éthane dans le gaz qui chute à 244 K. À 7 MPa, Fig. V.27, il y a 17 % d'azote dans le liquide et 34 % d'éthane dans le gaz qui chute à 247 K. Plus la pression augmente, plus la concentration d'azote augmente dans le liquide et celle d'éthane augmente dans la vapeur. La température locale du liquide à l'interface diminue avec la pression et celle de la vapeur augmente. À partir d'une pression de 10.4 MPa, il n'y a plus d'interface à température ambiante et l'injection est supercritique.

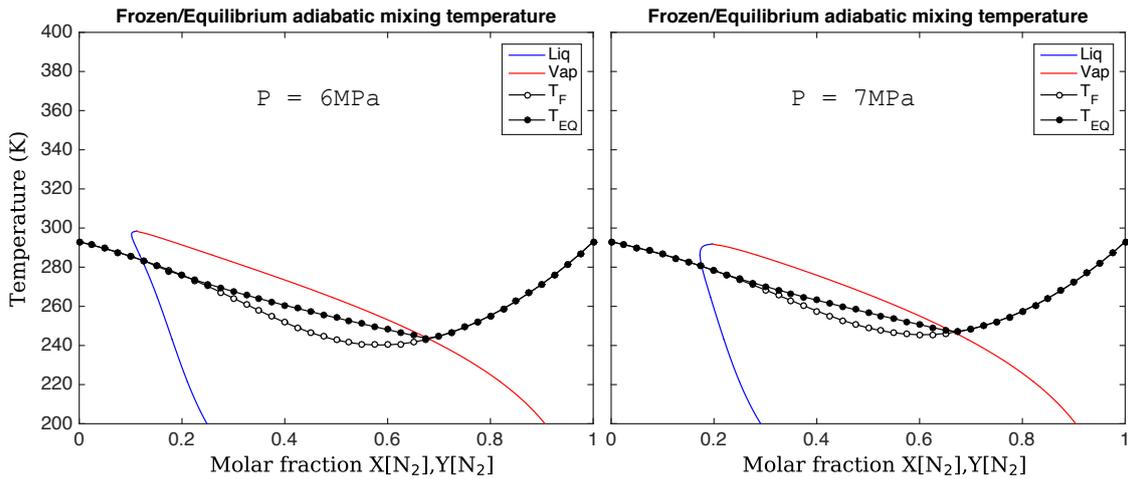


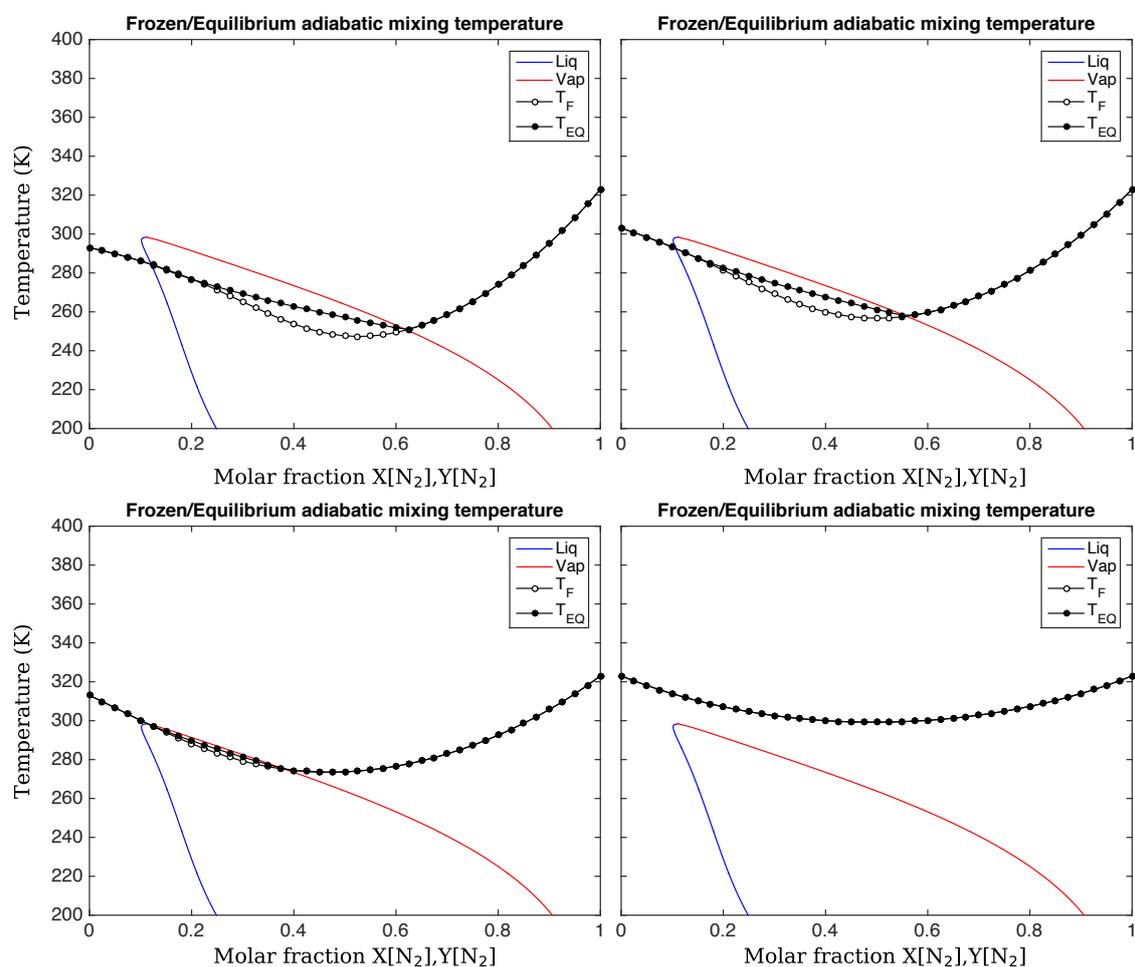
FIGURE V.27 – Évaluation de la température d'un jet d'éthane dans de l'azote à $T_{ch} = T_{inj} = 293$ K et $P = 6.0$ ou 7 MPa en fonction de sa composition.

2.3.2 Expériences à $T_{ch} > T_{amb}$

Sur le même principe que les courbes précédentes, la température de chambre est maintenant montée à 323 K. C'est à dire que pour une fraction molaire de 100 % d'azote la température est à 323 K. Les courbes de la figure V.28, présentent différents cas à une même pression de 6 MPa pour quatre températures d'injection, correspondant à la température du jet de composition 100 % éthane. Les pourcentages d'azote et d'éthane de chacune des phases ainsi que les températures locales sont récapitulés dans le tableau V.2. L'augmentation de température fait peu varier la température et la composition du liquide mais la vapeur quant à elle, est plus chaude et plus chargée en éthane. Pour le cas où $T_{inj} = T_{ch}$, la courbe de température n'intersecte pas les lignes de stabilité, il n'y a donc qu'une seule phase. La température d'injection à partir de laquelle il n'y a plus qu'une seule phase est de 315 K pour 6 MPa. Elle est de 308 K pour 5 MPa et de 316 K pour 7 MPa.

TABLEAU V.2 – Composition en éthane et azote des phases liquide et vapeur pour des injections dans une atmosphère à $P_{ch} = 6$ MPa et $T_{ch} = 323$ K

T_{inj} (K)	Phase liquide			Phase vapeur		
	T_{locale} (K)	% C ₂ H ₆	% N ₂	T_{locale} (K)	% C ₂ H ₆	% N ₂
293	284.8	88	12	250.5	38	62
303	292.8	89	11	258.1	45	55
313	297.8	88	12	275.8	63	37
323	Une phase unique					


 FIGURE V.28 – Évaluation de la température d'un jet d'éthane dans de l'azote à $T_{ch} = 323$ K et $P = 6.0$ MPa pour des températures d'injection de 293, 303, 313 et 323 K en fonction de la composition.

Les cas correspondants aux images de la figure IV.20 sont représentés dans la figure V.29 en utilisant les températures de jets du tableau II.5 pour les températures d'éthane. Le jet à $V_{inj} = 0.27 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ayant la topologie d'un jet supercritique, la courbe de température ne devrait théoriquement pas couper les lignes de stabilité. La température d'injection a donc été sous-évaluée car celle-ci devrait être supérieure à 315 K. En effet, la position de la sonde dans le jet ne permet pas d'être sûr que le point de mesure est exactement au cœur du jet, de plus cette mesure est intrusive et vient donc perturber la dynamique de l'écoulement.

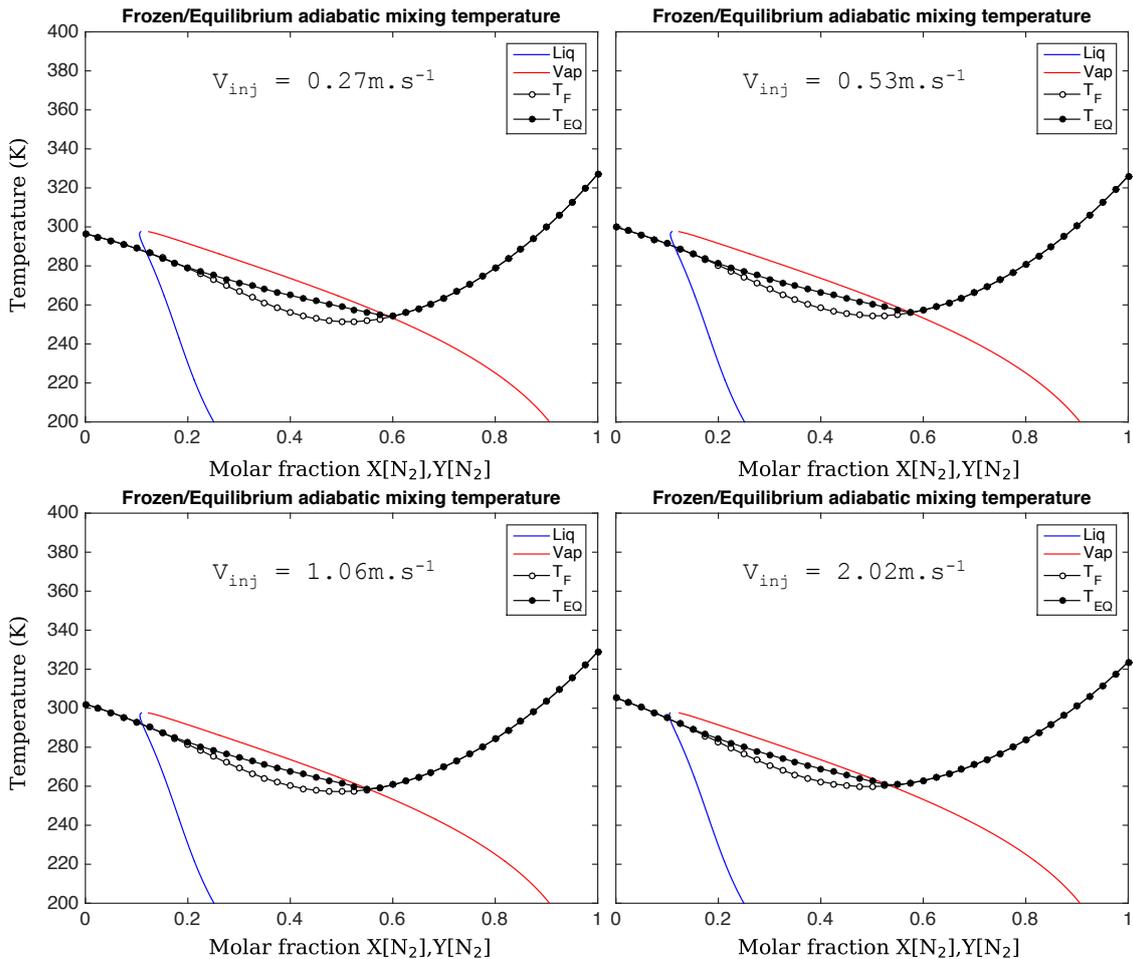


FIGURE V.29 – Évaluation de la température d'un jet d'éthane dans de l'azote à $T_{ch} = 323 \text{ K}$ et $P = 6.0 \text{ MPa}$ pour des températures d'injection de 296.5, 399.9, 302.1 et 305.3 K, correspondant à celles mesurées au sein du jet, en fonction de la composition.

Pour obtenir un jet supercritique avec des températures d'injection correspondant aux températures de jets mesurées, la température de la chambre devrait être supérieure à 600 K. Ce qui n'est pas réalisable dans notre configuration. L'observation d'un jet supercritique sur le banc REFINE ne peut donc que s'effectuer en jouant sur la température d'injection. L'augmentation de la température de chambre, ici, induit une augmentation de la température d'injection.

3 Tension de surface d'un mélange binaire

La tension de surface est un paramètre d'interaction entre les molécules à l'interface d'un liquide. Elle va donc dépendre du fluide injecté mais aussi du fluide ambiant. Dans les tables du NIST, la tension de surface est donnée pour un liquide à l'équilibre avec sa propre vapeur sur la ligne d'évaporation. C'est celle qui sera tracée en noir dans les figures V.30, V.31, V.32 et V.33. L'évolution de tension de surface en fonction de la pression fait l'objet de la thèse de Dechoz [44] d'un point de vue mesures expérimentales comme modélisation. Mais les études sont le plus souvent numériques pour les mélanges binaires [92] ou les mélanges avec plus de 3 composants [112].

3.1 Calcul de la tension de surface en fonction de la pression

Il existe plusieurs méthodes pour estimer la tension de surface d'un mélange qui sont répertoriées dans le livre de Poling [133]. L'une des plus simple d'utilisation est la corrélation de Maclean-Sudgen. Également choisie par Mayer et al. [106] pour calculer la tension de surface du mélange O₂/H₂ (figure I.12), c'est celle qui a été retenue pour cette étude.

Pour un fluide pur, l'équation présentée par Maclean [100] est la suivante :

$$\sigma = [\mathcal{P} \times (\rho_l - \rho_g)]^4 \quad (\text{V.11})$$

Le parachor \mathcal{P} est une variable qui définit les interactions entre les molécules au niveau de l'interface. Il peut être mesuré expérimentalement [99] mais aussi calculé en fonction des atomes composants chaque molécule [172]. Dans le cas de molécules plus complexes c'est la corrélation de Quayle et al. [140] qui minimise l'erreur par rapport aux données expérimentales. Les espèces étudiées ici sont bien référencées dans la littérature, les parachors répertoriés dans le tableau V.1 sont ceux issus des mesures expérimentales [172, 173].

Appliquée au mélange, l'équation (V.11) devient la corrélation de Maclean-Sudgen et s'exprime :

$$\sigma_m = [\mathcal{P}_{l,m} r_{l,m} + \mathcal{P}_{g,m} r_{g,m}]^4 \quad (\text{V.12})$$

r est exprimé en mol.cm⁻³ et est obtenu à partir des tables de masse volumique du NIST :

$$r_{l,m} = \sum_i \rho_{i,l} X_i \times 10^{-6} \quad r_{g,m} = \sum_i \rho_{i,g} Y_i \times 10^{-6} \quad (\text{V.13})$$

Avec X_i et Y_i respectivement les fractions massiques du liquide et de la vapeur issues des fractions molaires x_i , y_i obtenues sur les courbes de stabilité en considérant le liquide et la vapeur à la même température.

$$X_i = \frac{\frac{M_i x_i}{\rho_i}}{\sum_k \frac{M_k x_k}{\rho_k}} \quad Y_i = \frac{\frac{M_i y_i}{\rho_i}}{\sum_k \frac{M_k y_k}{\rho_k}} \quad (\text{V.14})$$

Dans l'équation (V.12), les parachors de la phase liquide et de la phase gazeuse sont définis comme suit :

$$\mathcal{P}_{l,m} = \sum_i \sum_j x_i x_j \mathcal{P}_{ij} \quad \mathcal{P}_{g,m} = \sum_i \sum_j y_i y_j \mathcal{P}_{ij} \quad (\text{V.15})$$

avec

$$\mathcal{P}_{ij} = \lambda_{ij} \frac{\mathcal{P}_i \mathcal{P}_j}{2} \quad (\text{V.16})$$

Où \mathcal{P}_i est le parachor du composant pur i et λ_{ij} un coefficient d'interaction binaire déterminé expérimentalement. En l'absence de données expérimentales, $\lambda_{ij} = 1$.

3.2 Tension de surface des mélanges étudiés

La tension de surface des couples étudiés est évaluée à partir de l'équation (V.12) et des courbes de stabilité obtenues § 2.2.1. Elle est donnée pour une pression constante et en considérant que les températures locales de liquide et de vapeur sont identiques. Sur tous les graphiques, Fig. V.30, V.31, V.32 et V.33, les mêmes constatations peuvent être faites :

- La tension de surface du mélange est inférieure à celle du fluide pur.
- La chute de la tension de surface du mélange apparaît pour une température inférieure à celle de la chute de tension de surface du fluide pur.
- La tension de surface du mélange augmente avec la pression.
- Elle diminue avec la température.
- Plus la pression est importante plus la chute de tension de surface se produit à faible température.
- La dernière constatation est d'autant plus importante que le fluide ambiant est dense. En effet, la disparition de tension de surface apparaît à une température inférieure dans l'azote que dans l'hélium.

Ces courbes restent une évaluation de la tension de surface, car pour calculer la tension de surface réelle d'une injection étudiée, il faut connaître les températures locales de liquide et de vapeur à l'interface qui elles, dépendent de la température du fluide injecté. L'accès à cette dernière est encore un challenge dans la configuration actuelle du banc REFINE.

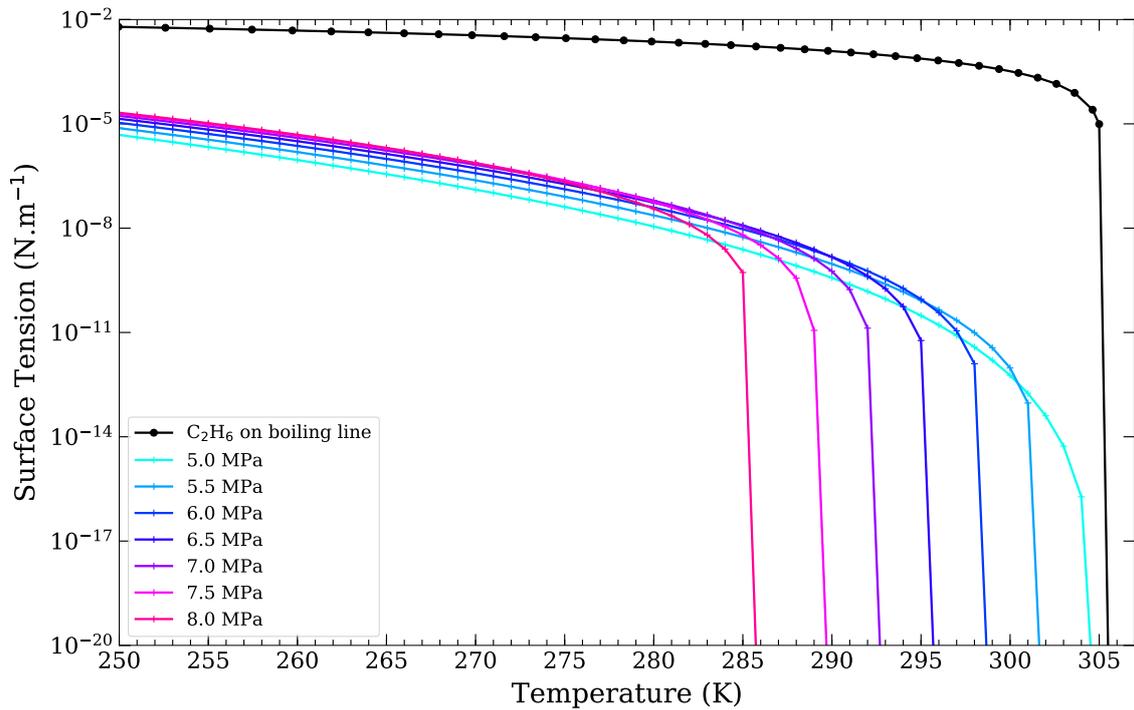


FIGURE V.30 – Tension de surface pour le couple éthane azote.

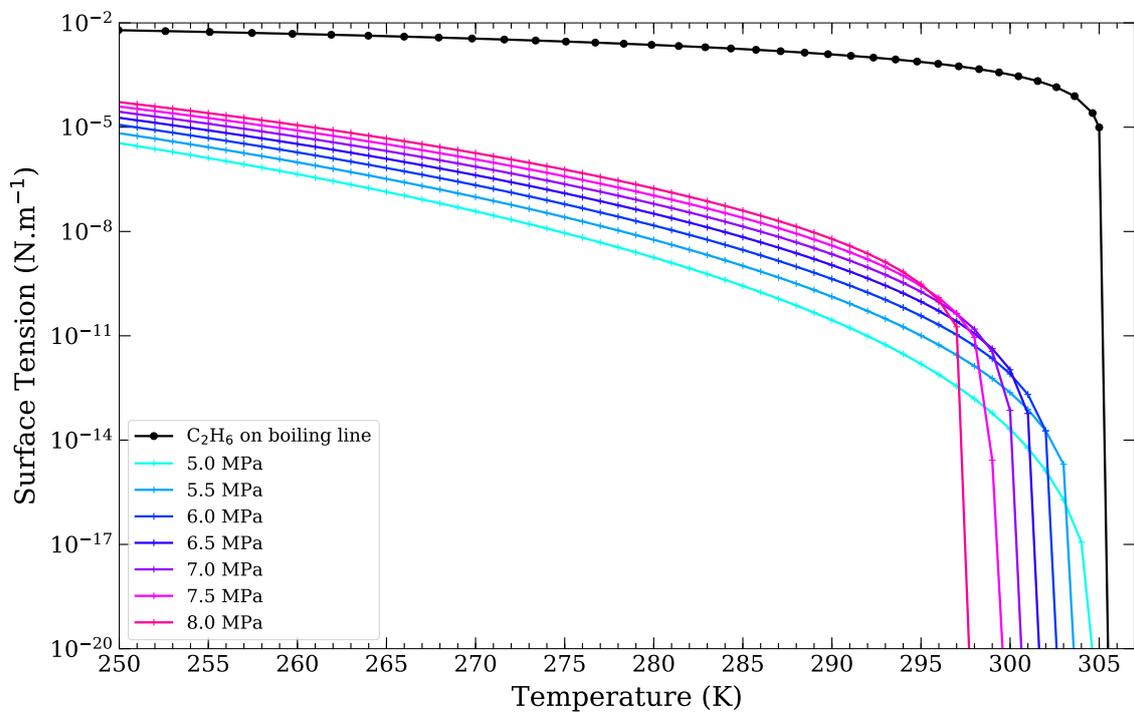


FIGURE V.31 – Tension de surface pour le couple éthane hélium.

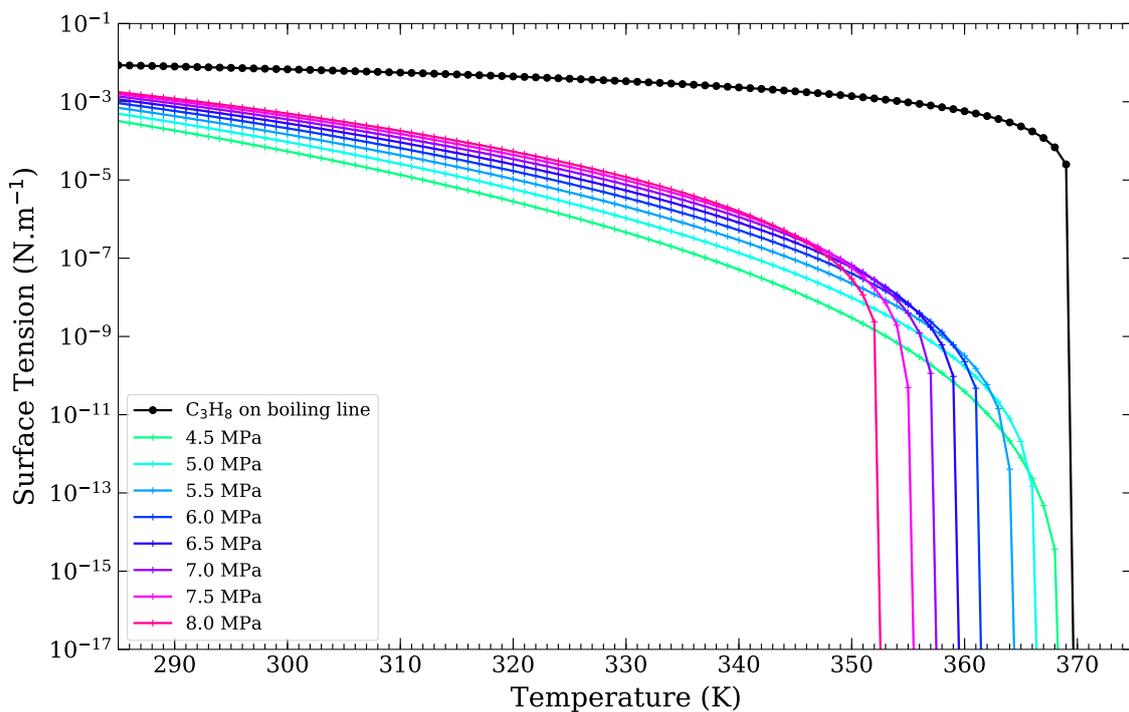


FIGURE V.32 – Tension de surface pour le couple propane azote.

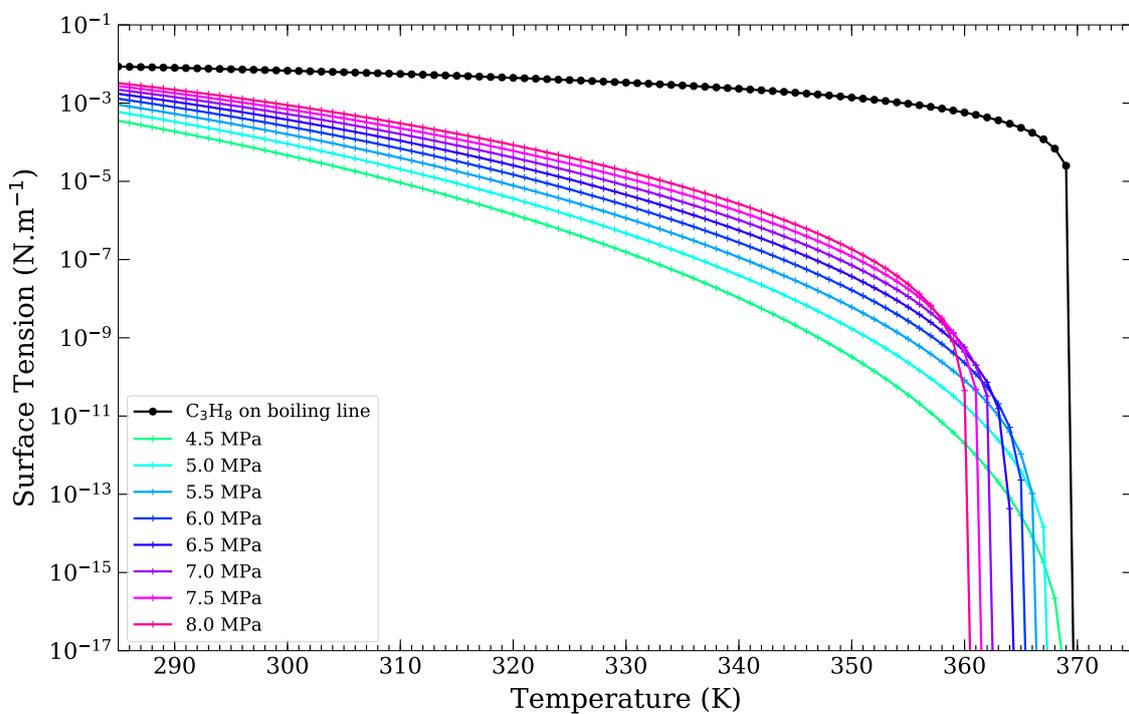


FIGURE V.33 – Tension de surface pour le couple propane hélium.

4 Conclusion

Aux abords de la ligne de pseudo-évaporation, un fluide pur subi de fortes modifications, notamment en terme de densité, de viscosité ou encore de capacité thermique isobare. Cette ligne (ou ces lignes) de pseudo-évaporation n'a pas encore été établie dans le cas d'un mélange. Mais une ligne de point critique a été déterminée numériquement à partir du point de rencontre des lignes de stabilité du mélange, la ligne d'ébullition et celle de rosée. Pour une pression donnée, lorsque la température d'injection et celle de la chambre sont connues, il est possible de prédire la présence de liquide ou non. Si l'évolution de la température entre la phase pure injectée et la phase pure ambiante vient à couper les lignes de stabilité alors il existe deux phases : une phase liquide et une phase gazeuse séparées par une interface mince. Au contraire, si la température reste au dessus de ces lignes alors il n'y a qu'une seule phase supercritique. Le fluide ambiant et le fluide injectant se mélangent l'un dans l'autre à travers une interface dite diffuse.

Nous avons montré l'importance de connaître la température exacte du jet en entrée mais également l'incertitude de 5 à 10 degrés dans nos mesures de température de jet. En effet la température de jet mesurée en régime supercritique avec une sonde intrusive est inférieure à la température minimale établie numériquement pour un jet en régime de mélange diffus.

Pour les injections diphasiques, la connaissance de la proportion de fluide injectant et de fluide ambiant à l'interface permet d'évaluer la tension de surface du mélange qui est moindre que la tension de surface d'un fluide à l'équilibre avec sa vapeur.

Conclusions et perspectives

Ces travaux de recherche, menés dans le cadre de l'ANR REFINE, ont porté sur la caractérisation de l'injection à haute pression lorsque les conditions thermodynamiques de chambre sont proches du point critique du fluide injecté. Comme rappelé au début de ce manuscrit, ce sujet est en plein essor mais reste très peu abordé dans la littérature. La revue bibliographique menée dans le premier chapitre, nous a permis de rappeler les principaux paramètres et mécanismes d'une injection liquide dans un milieu à basse pression et de répertorier les travaux expérimentaux sur l'injection dans des conditions de haute pression dans le cadre d'écoulements sans réaction chimique.

L'augmentation de la pression dans les systèmes propulsifs, tels que les moteurs fusées, aéronautiques ou Diesel, dans le but d'améliorer les rendements et de limiter les émissions de polluants, amène un questionnement sur le comportement de l'injection. Le passage à l'état supercritique joue-t-il un rôle prépondérant ? Les comportements sont-ils reproductibles en considérant différents fluides ? La réponse à ces interrogations passe par la mise en place d'outils, expérimentaux et numériques, nous permettant d'analyser les jets à hautes pressions.

Le début de ce travail a consisté en la création et l'instrumentation d'un nouveau dispositif expérimental. Celui-ci fut conçu dans l'objectif de permettre des comparaisons avec de futures simulations numériques, i.e. une configuration simple avec des pressions et des températures bien maîtrisées. Il permet actuellement d'injecter du propane ou de l'éthane au moyen d'un injecteur mécanique de 2 mm de diamètre interne pour une vitesse maximale de 2.02 m.s^{-1} . La chambre peut être pressurisée avec de l'azote ou de l'hélium jusqu'à 7 MPa et chauffée jusqu'à 440 K dans un temps raisonnable. Elle offre deux axes optiques perpendiculaires permettant deux visualisations simultanées.

Dans un premier temps nous avons cherché à confirmer la phénoménologie décrite dans la littérature [35, 106, 152] au moyen de diagnostics optiques conventionnels, tels que l'ombroscopie et la DBI. L'augmentation de la pression ambiante conduit à une atomisation plus efficace, tout en conservant les mécanismes de ruptures similaires à ceux présents à basse pression. Les changements de régimes en fonction de la vitesse d'injection ont été mis en évidence en considérant différents couples de fluides, i.e. différents ratio de densité. L'augmentation de la température de chambre, au-delà du point critique du fluide injecté, a révélé un changement de la nature de l'interface liquide-gaz, passant d'une interface localisée à une interface diffuse. Nous avons observé des jets dans leur régime supercritique, régime mis en évidence par Mayer et al. [106] et étendu aux régimes de mélange diffus par Dahms et al. [41]. Dans cette catégorie de régimes nous avons pu mettre en évidence, pour la première fois à notre connaissance, des régimes mêlant atomisation classique et mélange diffus que nous avons nommé régimes d'influence thermodynamique.

Dans un second temps nous avons caractérisé quantitativement le comportements de ces jets. Pour les régimes de faible atomisation, nous avons pu mesurer des longueurs de pénétration en fonction de la pression et de la vitesse. En couplant ces résultats avec les observations topologiques, nous avons classifié ces jets dans les régimes d'atomisation ou de mélange diffus correspondant. Les mesures d'angle d'ouverture de la couche de mélange, nous ont permis de comparer nos résultats à ceux de la littérature. Nous avons pu confirmer que les angles d'ouvertures, quel que soit le régime des jets, augmentent avec les Reynolds et le ratio de densité, $\frac{\rho_{amb}}{\rho_{inj}}$.

Nous avons ensuite mis en place des diagnostics moins courants comme la radiographie par rayons X et la technique CBOS. Le principal avantage des rayons X est qu'ils ne sont pas sensibles aux variations d'indice optique dues aux forts gradients de densité. Les premiers traitements d'image réalisés sur les images par rayons X ont montré la capacité de la technique à établir une valeur de densité du jet intégrée sur l'axe optique. Néanmoins un travail reste à réaliser pour déterminer les sources d'erreurs intervenues lors de l'éta-lonnage. Des interrogations ont été émises sur les possibles interférences entre les rayons X et les supports métalliques ainsi que sur la capacité du scintillateur à restituer l'intégralité de l'énergie transmise. Il reste également un travail de post-traitement à effectuer pour déterminer les champs de densité à partir des valeurs de densité d'épaisseur obtenues. La technique CBOS, quant à elle, s'intéresse tout particulièrement à ces forts gradients de densité. Jusqu'alors surtout utilisée pour localiser les chocs, forts gradients de pression localisés, ou des jets gazeux à faibles gradients de densité [87], l'implémentation de cette technique sur des jets à hautes pressions était donc une première. Aucune information ne peut être tirée des zones de liquide car elles sont trop denses mais il est néanmoins possible de localiser la présence de liquide. La technique s'est néanmoins montrée prometteuse pour l'étude des couches de mélange et celle des jets en régime supercritique. La taille des structures turbulentes au sein de ces zones est accessible avec le bon choix de taille de mire. D'autres études en imagerie rapide sont à l'étude pour la fin du projet.

Pour compléter l'analyse des résultats expérimentaux obtenus, il est apparu essentiel de réaliser une étude en utilisant des modèles thermodynamiques. Après des rappels sur les propriétés des fluides purs étudiés, une analyse du comportement dans la configuration d'un mélange binaire nous a permis de comprendre l'évolution de la température au sein d'un jet, de la phase fluide injectant pur à la phase fluide ambient pur. Nous avons également estimé la tension de surface pour ces mélanges à différentes pressions et constaté que celle-ci disparaît avant le point critique du fluide injecté. Cette étude a montré à nouveau l'importance de connaître la température du jet à son entrée dans la chambre. La variation de température en fonction de la vitesse qui nous avait semblé un inconvénient majeur de l'installation, s'est en fait révélée un atout car c'est la seule manière d'obtenir des jets en régime de mélange diffus. En effet, l'étude thermodynamique indique que pour obtenir un jet supercritique en injectant un fluide froid (≈ 293 K), l'atmosphère de la chambre doit être à une température supérieure à 600 K, ce qui est hors des limites d'utilisation de l'enceinte HP. Le fait que le fluide se réchauffe dans la tuyauterie permet donc d'observer ce type de jet en restant dans des températures de chambre raisonnables ($T_{ch} < 200$ K).

La base de données d'images collectées aux cours des différentes campagnes de mesures est considérable :

- DBI :
 - plus de 100 000 images,
 - 16 films en imagerie rapide grand champ ;
- Ombroscopie :
 - plus de 40 000 images,
 - 64 films en imagerie rapide, focalisés sur la couche de mélange ;
- Rayons X :
 - 200 images moyennées.

Elle est associée à la base de données de mesures de pressions, de températures et de débits figurant dans l'annexe A. Ces banques de données sont utiles pour de plus amples post-traitements mais aussi pour la comparaison avec des simulations numériques. Il est envisagé d'utiliser une analyse multi-échelles [49, 48] pour déterminer la distribution d'échelles des jets en régime de faible atomisation à partir des images en DBI. Les premières simulations numériques réalisées par Guven dans le cadre de l'école d'été de l'Université Technique de Munich en 2017 ont permis de débiter cette étude numérique sur la configuration REFINE [183]. Ces simulations font l'objet d'un rapport présenté dans l'annexe B.

Pour étendre ces travaux, des améliorations du banc d'essai sont à l'étude :

- Augmentation du nombre de capteurs de température dans le but d'obtenir une cartographie détaillée.
- Diminution du diamètre de buse de l'injecteur pour étendre la gamme de vitesses débitantes.
- Modification de l'injecteur (injecteur à aiguille pour des injections discontinues en pression de type diesel, injecteur coaxial, ...)
- Réparation du circuit d'azote amont pour atteindre 8 MPa sans risque.
- Modification du système de déplacement d'injecteur pour retrouver la course maximale.
- Ajout d'une vanne au plus près de l'injecteur pour limiter la remontée de fluide ambiant dans les circuits d'injection.
- Ajout d'un nouveau détendeur entre le système de distribution d'azote et le banc d'essai pour diminuer l'inertie et augmenter la précision de la pression d'entrée.

Ce banc d'essais pourra également servir à tester et valider, dans des conditions de hautes pressions, des diagnostics optiques développés au CORIA.

Annexe A

Données d'expériences

1	Injection d'éthane dans de l'azote	178
2	Injection d'éthane dans de l'hélium	184
3	Injection de propane dans de l'azote	188
4	Injection de propane dans de l'hélium	194

Dans cette annexe les informations de températures, de pressions et de débits correspondant aux images récoltées lors des campagnes d'essais sont répertoriées dans les différents tableaux ci-après. Les tableaux relatifs à chaque couple de fluide, $C_2H_6-N_2$, C_2H_6-He , $C_3H_8-N_2$ et C_3H_8-He sont répartis dans les différentes sections. Pour chaque couple, les données sont divisées en fonction de la température et de la pression réduites des valeurs mesurées dans l'enceinte HP par rapport au point critique du fluide injecté.

Les valeurs correspondent aux moyennes sur le temps d'une injection. La variation sur ce temps est également indiquée à la suite des valeurs. La vitesse d'injection est calculée à partir du débit imposé à la pompe. Les variations sont inférieures à la précision de la pompe de $0.005 \text{ mL}\cdot\text{min}^{-1}$.

La précision de mesure des thermocouples est indiquée § II-1.3.1. Celle de la sonde de pression de la chambre est de 0.2 Bar. Le débit de balayage à l'azote est mesuré à partir des valeurs moyennes relevées durant certaines campagnes d'essais, dont la répartition est indiquée dans le tableau II.2. Le débitmètre de la ligne hélium a une précision de $0.03 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$.

Les diagnostics optiques utilisés sont précisés selon le code suivant : le D vaut pour la DBI, le O pour l'ombroscopie, le X pour la radiographie. A chaque diagnostic est associé la caméra utilisée dont les références sont données dans § III-1.1.

La nomenclature est celle utilisée pour nommer les images dont la date de prise de vue est indiquée. P vaut pour la pression en Bar, T correspond à la température en $^{\circ}\text{C}$, Q est le débit de la pompe en $\text{ml}\cdot\text{min}^{-1}$ (les Q400 correspondent à un débit compris entre $380-400 \text{ ml}\cdot\text{min}^{-1}$). H correspond au déplacement de l'injecteur dont la référence est le H0, quand l'injecteur est dans le champ de vision. L'incrémentation (H1,H2,H3) dépend de la résolution de l'image. Chaque image incrémentée est superposée sur 5 mm avec la précédente.

1 Injection d'éthane dans de l'azote

TABLEAU A.1 – Cas Tests d'injection de C₂H₆ dans du N₂ pour $P_r < 1$ et $T_r < 1$.

Nomenclature	Date	P_{ch} (MPa)	T_{ch} (K)	T_{inj} (K)	V_{inj} (m.s ⁻¹)	Q_{amb} (g.s ⁻¹)	Visualisations
P35T020Q050H0	21/10/16	3.47±0.19	293.3±0.4	293.6±0.2	0.27	3.40±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q050H0	21/10/16	4.05±0.02	294.4±0.1	294.2±0.0	0.27	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q050H0	07/11/16	4.10±0.01	292.5±0.1	293.4±0.0	0.27	4.80±1.00	O(V12)
P40T020Q050H0	14/06/17	4.00±0.17	295.9±0.6	295.6±0.4	0.27	4.20±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q050H1	21/10/16	4.08±0.01	294.1±0.1	294.2±0.0	0.27	4.80±1.00	O(Cg2)
P40T020Q050H1	15/02/17	4.06±0.03	294.6±0.1	292.6±0.0	0.27	4.80±1.00	D(PCO) / D(Cg2)
P40T020Q050H1	21/02/17	4.06±0.09	294.8±0.1	293.5±0.0	0.27	4.68±1.00	D(PCO) / D(Cg2)
P40T020Q050H1	19/07/17	4.00±0.04	300.2±0.1	297.2±0.1	0.27	4.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q050H1	22/09/17	4.06±0.01	295.4±0.1	292.4±0.0	0.27	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q050H2	21/10/16	4.08±0.02	294.1±0.1	294.4±0.0	0.27	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q050H3	21/10/16	4.10±0.01	294.0±0.1	294.5±0.0	0.27	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q100H0	21/10/16	4.03±0.02	294.1±0.0	294.2±0.0	0.53	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q100H0	07/11/16	4.10±0.02	292.2±0.1	293.2±0.0	0.53	4.80±1.00	O(V12)
P40T020Q100H0	14/06/17	4.02±0.06	296.6±0.1	295.9±0.1	0.53	4.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q100H1	21/10/16	4.06±0.03	294.4±0.1	294.4±0.0	0.53	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q100H1	15/02/17	4.05±0.15	294.4±0.6	293.3±0.1	0.53	4.80±1.00	D(PCO) / D(Cg2)
P40T020Q100H1	21/02/17	4.07±0.10	294.5±0.2	293.4±0.0	0.53	4.80±1.00	D(PCO) / D(Cg2)
P40T020Q100H1	19/07/17	4.00±0.06	299.9±0.1	297.2±0.0	0.53	4.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q100H2	21/10/16	4.08±0.03	293.8±0.1	294.2±0.0	0.53	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q100H3	21/10/16	4.09±0.03	294.2±0.2	294.5±0.0	0.53	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q200H0	21/10/16	4.04±0.04	293.7±0.1	294.5±0.0	1.06	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q200H0	07/11/16	4.10±0.03	292.6±0.1	293.4±0.0	1.06	4.80±1.00	O(V12)
P40T020Q200H0	14/06/17	4.05±0.11	294.9±1.0	295.8±0.1	1.06	4.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q200H1	21/10/16	4.07±0.05	294.0±0.5	294.8±0.0	1.06	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q200H1	21/03/17	4.07±0.10	295.8±0.3	294.8±0.0	1.06	4.80±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P40T020Q200H1	19/07/17	4.01±0.10	299.4±0.3	297.2±0.0	1.06	4.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q200H2	21/10/16	4.08±0.05	292.5±0.2	294.1±0.0	1.06	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q200H3	21/10/16	4.10±0.05	293.6±0.4	294.6±0.0	1.06	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q380H0	14/06/17	4.03±0.01	296.6±0.1	295.4±0.1	2.02	4.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q380H1	21/03/17	4.08±0.32	295.7±0.6	294.6±0.0	2.02	4.80±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P40T020Q380H1	19/07/17	4.09±0.18	298.2±1.6	297.1±0.1	2.02	4.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q400H0	21/10/16	4.09±0.11	290.3±2.5	294.9±0.1	2.04	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q400H0	07/11/16	4.08±0.10	291.8±1.7	293.7±0.1	2.02	4.80±1.00	O(V12)
P40T020Q400H1	21/10/16	4.04±0.12	292.8±1.7	294.8±0.1	2.04	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q400H2	21/10/16	4.08±0.11	293.2±0.9	294.5±0.0	2.04	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q400H3	21/10/16	4.12±0.09	292.1±1.5	294.6±0.0	2.04	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q050H0	23/09/16	4.63±0.40	296.1±0.2	293.8±0.1	0.27	5.80±1.00	D(Cg2)
P45T020Q050H0	21/10/16	4.50±0.01	293.9±0.1	295.2±0.0	0.27	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q050H0	19/07/17	4.53±0.02	299.9±0.1	298.4±0.0	0.27	5.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P45T020Q050H1	21/10/16	4.50±0.01	294.1±0.1	295.1±0.0	0.27	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q050H1	15/02/17	4.55±0.04	294.6±0.1	293.0±0.1	0.27	5.80±1.00	D(PCO) / D(Cg2)
P45T020Q050H1	21/02/17	4.46±0.15	294.9±0.2	293.7±0.0	0.27	5.40±1.00	D(PCO) / D(Cg2)
P45T020Q050H1	19/07/17	4.53±0.03	300.2±0.1	299.0±0.1	0.27	5.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P45T020Q050H2	21/10/16	4.50±0.01	293.9±0.1	295.1±0.0	0.27	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q050H3	21/10/16	4.50±0.02	293.9±0.1	295.1±0.1	0.27	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q100H0	21/10/16	4.52±0.03	293.8±0.3	294.9±0.0	0.53	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q100H0	19/07/17	4.54±0.01	299.9±0.1	298.5±0.0	0.53	5.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P45T020Q100H1	21/10/16	4.52±0.02	294.0±0.2	294.8±0.1	0.53	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q100H1	15/02/17	4.53±0.12	294.1±0.5	292.9±0.1	0.53	5.80±1.00	D(PCO) / D(Cg2)
P45T020Q100H1	21/02/17	4.56±0.12	294.7±0.2	293.9±0.0	0.53	5.70±1.00	D(Cg2) / D(Cg2)
P45T020Q100H1	19/07/17	4.53±0.04	300.2±0.1	299.1±0.0	0.53	5.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P45T020Q100H2	21/10/16	4.53±0.03	294.2±0.1	294.7±0.1	0.53	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q100H3	21/10/16	4.53±0.02	294.4±0.1	294.7±0.0	0.53	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q200H0	21/10/16	4.56±0.05	293.5±0.4	294.6±0.1	1.06	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q200H0	19/07/17	4.56±0.03	299.5±0.2	298.5±0.1	1.06	5.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P45T020Q200H1	21/10/16	4.57±0.05	294.1±0.5	294.9±0.0	1.06	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q200H1	21/03/17	4.55±0.10	295.4±0.5	294.6±0.0	1.06	5.80±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P45T020Q200H1	19/07/17	4.53±0.08	299.9±0.2	299.1±0.0	1.06	5.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P45T020Q200H2	21/10/16	4.57±0.04	293.8±0.5	295.0±0.0	1.06	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q200H3	21/10/16	4.57±0.03	293.9±0.3	295.1±0.1	1.06	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q380H0	19/07/17	4.57±0.11	296.1±3.0	298.3±0.1	2.02	5.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P45T020Q380H1	21/03/17	4.59±0.34	294.7±0.7	294.7±0.0	2.02	5.80±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P45T020Q380H1	19/07/17	4.52±0.13	296.3±2.2	298.9±0.0	2.02	5.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P45T020Q400H0	21/10/16	4.54±0.09	292.6±1.7	295.1±0.1	2.04	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q400H1	21/10/16	4.55±0.10	292.2±1.6	295.0±0.1	2.04	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q400H2	21/10/16	4.56±0.13	292.2±1.6	294.6±0.0	2.04	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q400H3	21/10/16	4.57±0.12	292.6±1.6	294.7±0.0	2.04	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)

TABLEAU A.2 – Cas Tests d'injection de C_2H_6 dans du N_2 pour $P_r < 1$ et $T_r \geq 1$.

Nomenclature	Date	P_{ch} (MPa)	T_{ch} (K)	T_{inj} (K)	V_{inj} ($m.s^{-1}$)	Q_{amb} ($g.s^{-1}$)	Visualisations
P40T050Q050H0	14/12/16	4.07±0.01	319.5±0.1	295.1±0.0	0.27	4.80±1.00	O(V12)
P40T050Q050H0	31/03/17	4.02±0.04	328.7±0.2	297.2±0.1	0.27	4.68±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P40T050Q100H0	14/12/16	4.05±0.05	319.6±0.0	295.2±0.0	0.53	4.80±1.00	O(V12)
P40T050Q100H0	31/03/17	4.05±0.04	324.8±0.1	296.7±0.0	0.53	4.80±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P40T050Q200H0	14/12/16	4.05±0.09	320.0±0.3	295.9±0.1	1.06	4.80±1.00	O(V12)
P40T050Q200H0	30/03/17	4.07±0.07	325.2±1.4	299.5±0.1	1.06	4.80±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P40T050Q380H0	30/03/17	4.06±0.27	324.8±1.6	300.8±0.1	2.02	4.80±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P40T050Q400H0	14/12/16	4.06±0.14	317.9±4.1	297.8±0.0	2.02	4.80±1.00	O(V12)
P40T060Q050H0	21/07/17	4.09±0.03	330.2±0.2	299.4±0.1	0.27	4.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P40T060Q050H1	21/07/17	3.96±0.07	333.1±0.1	298.1±0.1	0.27	4.20±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P40T060Q100H0	21/07/17	4.10±0.06	330.4±0.2	299.5±0.1	0.53	4.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P40T060Q100H1	21/07/17	3.94±0.08	332.6±0.1	298.2±0.1	0.53	4.20±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P40T060Q200H0	21/07/17	4.10±0.10	328.0±1.2	299.7±0.0	1.06	4.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P40T060Q200H1	21/07/17	3.96±0.05	332.3±0.2	298.6±0.1	1.06	4.20±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P40T060Q380H0	21/07/17	3.96±0.23	325.3±1.0	299.3±0.0	2.02	4.20±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P40T060Q380H1	21/07/17	4.11±0.15	325.8±2.1	299.8±0.1	2.02	4.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P45T050Q050H0	31/03/17	4.53±0.04	326.9±0.3	297.6±0.1	0.27	5.60±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P45T050Q100H0	31/03/17	4.55±0.10	324.7±0.3	296.9±0.0	0.53	5.80±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P45T050Q200H0	30/03/17	4.54±0.08	323.1±1.2	298.2±0.1	1.06	5.80±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P45T050Q380H0	30/03/17	4.58±0.28	322.8±0.9	300.0±0.0	2.02	5.80±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P45T060Q050H0	21/07/17	4.58±0.03	332.2±0.1	299.6±0.1	0.27	5.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P45T060Q050H1	21/07/17	4.53±0.04	334.6±0.2	300.8±0.1	0.27	5.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P45T060Q100H0	21/07/17	4.57±0.06	332.2±0.1	299.7±0.0	0.53	5.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P45T060Q100H1	21/07/17	4.58±0.18	334.1±0.1	300.9±0.1	0.53	5.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P45T060Q200H0	21/07/17	4.50±0.08	329.9±0.5	299.5±0.1	1.06	4.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P45T060Q200H1	21/07/17	4.60±0.16	332.8±0.6	301.3±0.0	1.06	5.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P45T060Q380H0	21/07/17	4.53±0.02	322.0±5.4	300.3±0.1	2.02	5.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P45T060Q380H1	21/07/17	4.59±0.28	331.7±3.1	301.7±0.1	2.02	5.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)

TABLEAU A.3 – Cas Tests d'injection de C_2H_6 dans du N_2 pour $P_r \geq 1$ et $T_r < 1$.

Nomenclature	Date	P_{ch} (MPa)	T_{ch} (K)	T_{inj} (K)	V_{inj} ($m.s^{-1}$)	Q_{amb} ($g.s^{-1}$)	Visualisations
P50T020Q005H0	10/11/17	4.90±0.04	295.3±0.1	294.0±0.0	0.03	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q010H0	10/11/17	4.94±0.05	295.2±0.1	294.0±0.0	0.05	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q020H0	10/11/17	5.01±0.08	295.2±0.0	293.9±0.0	0.11	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q030H0	10/11/17	5.08±0.04	295.7±0.1	293.9±0.1	0.16	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q040H0	10/11/17	5.10±0.01	296.3±0.1	293.9±0.0	0.21	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q050H0	23/09/16	5.14±0.03	295.8±0.1	294.5±0.0	0.27	6.60±1.00	D(Cg2)
P50T020Q050H0	19/10/16	5.11±0.01	294.9±0.1	293.8±0.0	0.27	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q050H0	07/11/16	5.23±0.10	295.4±0.1	294.8±0.0	0.27	6.60±1.00	O(V12)
P50T020Q050H0	19/07/17	5.10±0.02	300.0±0.1	298.4±0.0	0.27	6.60±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P50T020Q050H0	26/09/17	5.18±0.11	297.6±0.1	292.6±0.0	0.27	6.60±1.00	D(V12)
P50T020Q050H0	27/09/17	4.99±0.01	298.1±0.1	294.1±0.0	0.27	5.80±1.00	D(V12)
P50T020Q050H0	10/11/17	4.96±0.10	295.3±0.0	293.8±0.0	0.27	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q050H1	19/10/16	5.11±0.00	294.1±0.5	293.9±0.0	0.27	6.60±1.00	D(PCO)
P50T020Q050H1	07/11/16	5.23±0.10	295.4±0.1	294.8±0.0	0.27	6.60±1.00	O(V12)
P50T020Q050H1	15/02/17	5.01±0.18	294.4±0.1	293.4±0.1	0.27	6.60±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P50T020Q050H1	21/02/17	5.09±0.06	294.8±0.1	294.0±0.0	0.27	6.40±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P50T020Q050H1	19/07/17	5.04±0.03	300.3±0.1	299.3±0.1	0.27	6.60±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P50T020Q050H2	19/10/16	5.12±0.01	294.1±0.5	293.9±0.0	0.27	6.60±1.00	D(PCO)
P50T020Q050H2	07/11/16	5.23±0.10	295.4±0.1	294.8±0.0	0.27	6.60±1.00	O(V12)
P50T020Q050H3	19/10/16	5.13±0.02	294.3±0.4	293.9±0.1	0.27	6.60±1.00	D(PCO)
P50T020Q050H3	07/11/16	5.23±0.10	295.4±0.1	294.8±0.0	0.27	6.60±1.00	O(V12)
P50T020Q060H0	10/11/17	4.99±0.03	295.2±0.1	293.7±0.1	0.32	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q070H0	10/11/17	5.04±0.08	295.3±0.1	293.6±0.0	0.37	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q080H0	10/11/17	5.13±0.05	295.9±0.1	293.8±0.1	0.42	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q090H0	10/11/17	4.98±0.05	295.1±0.1	293.8±0.0	0.48	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q100H0	19/10/16	5.14±0.04	293.8±0.7	293.9±0.1	0.53	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q100H0	07/11/16	4.99±0.05	294.8±0.1	294.8±0.1	0.53	5.80±1.00	O(V12)
P50T020Q100H0	19/07/17	5.11±0.03	299.4±0.2	298.3±0.0	0.53	6.60±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P50T020Q100H0	26/09/17	5.15±0.12	297.1±0.0	293.6±0.0	0.53	6.60±1.00	D(V12)
P50T020Q100H0	27/09/17	5.15±0.00	298.8±0.0	294.2±0.0	0.53	6.60±1.00	D(V12)
P50T020Q100H0	10/11/17	5.02±0.02	294.8±0.1	293.8±0.0	0.53	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q100H1	19/10/16	5.16±0.04	294.9±0.7	294.7±0.1	0.53	6.60±1.00	D(PCO)
P50T020Q100H1	07/11/16	4.99±0.05	294.8±0.1	294.8±0.1	0.53	5.80±1.00	O(V12)
P50T020Q100H1	15/02/17	5.08±0.12	294.2±0.7	293.2±0.1	0.53	6.60±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P50T020Q100H1	21/02/17	5.03±0.10	294.5±0.2	294.0±0.0	0.53	6.20±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P50T020Q100H1	19/07/17	5.04±0.04	300.0±0.1	299.3±0.0	0.53	6.60±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P50T020Q100H2	19/10/16	5.14±0.04	293.8±0.7	293.9±0.1	0.53	6.60±1.00	D(PCO)
P50T020Q100H2	07/11/16	4.99±0.05	294.8±0.1	294.8±0.1	0.53	5.80±1.00	O(V12)
P50T020Q100H3	19/10/16	5.16±0.04	294.9±0.7	294.7±0.1	0.53	6.60±1.00	D(PCO)
P50T020Q100H3	07/11/16	4.99±0.05	294.8±0.1	294.8±0.1	0.53	5.80±1.00	O(V12)
P50T020Q110H0	10/11/17	5.13±0.04	295.2±0.1	294.1±0.1	0.58	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q120H0	10/11/17	5.13±0.04	295.2±0.1	294.1±0.1	0.64	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q130H0	10/11/17	5.12±0.05	295.1±0.1	294.1±0.1	0.69	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q140H0	10/11/17	5.12±0.05	295.0±0.1	294.2±0.0	0.74	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q150H0	10/11/17	5.11±0.05	294.9±0.1	294.1±0.1	0.79	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q160H0	10/11/17	5.11±0.06	294.8±0.1	294.0±0.0	0.85	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q170H0	10/11/17	5.11±0.05	294.5±0.2	293.9±0.0	0.90	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q180H0	10/11/17	5.10±0.06	294.7±0.2	293.9±0.1	0.95	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q190H0	10/11/17	5.10±0.06	294.9±0.4	293.9±0.1	1.01	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q200H0	19/10/16	5.18±0.04	292.7±1.9	294.7±0.0	1.06	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q200H0	07/11/16	5.09±0.03	292.9±0.0	293.4±0.1	1.06	6.60±1.00	O(V12)
P50T020Q200H0	19/07/17	5.10±0.10	300.4±0.3	298.2±0.0	1.06	6.60±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P50T020Q200H0	26/09/17	5.15±0.11	297.1±0.0	293.6±0.0	1.06	6.60±1.00	D(V12)
P50T020Q200H0	27/09/17	5.19±0.00	298.9±0.0	294.1±0.0	1.06	6.60±1.00	D(V12)
P50T020Q200H0	10/11/17	5.08±0.10	294.3±0.2	294.0±0.0	1.06	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q200H1	19/10/16	5.20±0.06	293.6±1.7	294.9±0.0	1.06	6.60±1.00	D(PCO)
P50T020Q200H1	07/11/16	5.09±0.03	292.9±0.0	293.4±0.1	1.06	6.60±1.00	O(V12)
P50T020Q200H1	21/03/17	5.03±0.07	294.7±0.5	294.6±0.0	1.06	6.60±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P50T020Q200H1	19/07/17	5.02±0.22	300.4±0.3	299.2±0.0	1.06	6.60±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P50T020Q200H2	19/10/16	5.21±0.07	293.1±1.8	295.0±0.1	1.06	6.60±1.00	D(PCO)
P50T020Q200H2	07/11/16	5.09±0.03	292.9±0.0	293.4±0.1	1.06	6.60±1.00	O(V12)
P50T020Q200H3	19/10/16	5.21±0.08	292.4±1.8	295.2±0.0	1.06	6.60±1.00	D(PCO)
P50T020Q200H3	07/11/16	5.09±0.03	292.9±0.0	293.4±0.1	1.06	6.60±1.00	O(V12)
P50T020Q210H0	10/11/17	5.05±0.10	294.1±0.3	294.1±0.0	1.11	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q220H0	10/11/17	5.03±0.09	294.0±0.5	294.0±0.0	1.17	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q230H0	10/11/17	5.01±0.07	294.1±0.4	293.9±0.1	1.22	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q240H0	10/11/17	5.09±0.06	293.9±0.5	293.6±0.0	1.27	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q250H0	10/11/17	5.15±0.08	294.6±0.6	293.8±0.0	1.33	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q260H0	10/11/17	5.09±0.08	293.8±0.7	293.8±0.0	1.38	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)

Nomenclature	Date	P_{ch} (MPa)	T_{ch} (K)	T_{inj} (K)	V_{inj} (m.s ⁻¹)	Q_{amb} (g.s ⁻¹)	Visualisations
P50T020Q270H0	10/11/17	5.09±0.08	293.5±0.7	293.6±0.0	1.43	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q280H0	10/11/17	5.11±0.08	293.8±1.0	293.6±0.0	1.49	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q290H0	10/11/17	5.10±0.14	293.9±1.0	293.5±0.1	1.54	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q300H0	10/11/17	5.07±0.11	294.3±1.1	293.2±0.0	1.59	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q310H0	10/11/17	5.04±0.06	293.6±0.8	293.4±0.0	1.64	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q320H0	10/11/17	5.10±0.04	293.8±1.1	293.4±0.1	1.70	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q330H0	10/11/17	5.13±0.10	293.6±1.3	293.2±0.0	1.75	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q340H0	10/11/17	5.10±0.22	294.0±1.4	293.1±0.0	1.80	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q350H0	10/11/17	5.03±0.05	292.8±2.6	293.1±0.0	1.86	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q360H0	10/11/17	5.03±0.07	293.6±2.0	293.1±0.1	1.91	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q370H0	10/11/17	5.06±0.18	294.3±1.8	293.3±0.1	1.96	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q380H0	19/07/17	5.05±0.20	297.9±3.8	297.7±0.1	2.02	6.60±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P50T020Q380H0	26/09/17	5.09±0.04	297.6±0.1	293.9±0.0	2.02	6.60±1.00	D(V12)
P50T020Q380H0	27/09/17	5.04±0.03	299.1±0.1	293.2±0.0	2.02	6.60±1.00	D(V12)
P50T020Q380H0	10/11/17	5.06±0.09	294.5±2.4	293.7±0.0	2.02	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q380H1	21/03/17	5.07±0.33	294.1±0.8	294.8±0.0	2.02	6.60±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P50T020Q380H1	19/07/17	5.06±0.14	296.2±2.6	299.0±0.1	2.02	6.60±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P50T020Q400H0	19/10/16	5.05±0.21	290.1±3.1	295.0±0.1	2.04	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q400H0	07/11/16	5.14±0.00	293.5±0.3	293.2±0.0	2.02	6.60±1.00	O(V12)
P50T020Q400H1	19/10/16	5.10±0.04	295.1±0.1	293.7±0.0	2.04	6.60±1.00	D(PCO)
P50T020Q400H1	07/11/16	5.03±0.04	292.6±0.0	293.4±0.0	2.02	6.60±1.00	O(V12)
P50T020Q400H2	19/10/16	5.11±0.12	293.1±1.9	295.1±0.1	2.04	6.60±1.00	D(PCO)
P50T020Q400H2	07/11/16	5.14±0.00	293.5±0.3	293.2±0.0	2.02	6.60±1.00	O(V12)
P50T020Q400H3	19/10/16	5.12±0.12	293.1±1.4	295.3±0.1	2.04	6.60±1.00	D(PCO)
P50T020Q400H3	07/11/16	5.03±0.04	292.6±0.0	293.4±0.0	2.02	6.60±1.00	O(V12)
P50T020Q400H3	09/11/16	6.01±0.08	294.3±0.1	293.6±0.0	2.02	6.60±1.00	O(V12)
P55T020Q050H0	19/10/16	5.65±0.01	295.4±0.1	295.3±0.0	0.27	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T020Q050H0	20/07/17	5.42±0.13	300.0±0.2	295.7±0.1	0.27	6.60±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P55T020Q050H1	19/10/16	5.65±0.02	294.9±0.1	295.5±0.1	0.27	7.80±1.00	D(PCO)
P55T020Q050H1	15/02/17	5.48±0.07	294.6±0.1	293.5±0.0	0.27	6.60±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P55T020Q050H1	21/02/17	5.52±0.04	295.0±0.1	294.1±0.0	0.27	7.50±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P55T020Q050H1	19/07/17	5.44±0.12	300.3±0.1	299.2±0.0	0.27	6.60±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P55T020Q050H2	19/10/16	5.67±0.02	295.1±0.1	295.3±0.0	0.27	7.80±1.00	D(PCO)
P55T020Q050H3	19/10/16	5.67±0.01	295.0±0.1	295.4±0.0	0.27	7.80±1.00	D(PCO)
P55T020Q100H0	19/10/16	5.68±0.02	294.9±0.3	295.2±0.0	0.53	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T020Q100H0	20/07/17	5.47±0.08	299.3±0.1	295.6±0.0	0.53	6.60±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P55T020Q100H1	15/02/17	5.47±0.03	294.0±0.5	293.4±0.1	0.53	6.60±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P55T020Q100H1	21/02/17	5.57±0.04	294.8±0.1	294.2±0.0	0.53	7.80±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P55T020Q100H1	19/07/17	5.52±0.16	299.9±0.1	299.2±0.0	0.53	7.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P55T020Q100H1	22/09/17	5.51±0.13	296.2±2.4	292.5±0.1	0.53	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T020Q100H2	21/10/16	5.49±0.03	294.3±0.1	294.7±0.0	0.53	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T020Q100H3	21/10/16	5.51±0.03	294.3±0.3	294.8±0.1	0.53	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T020Q200H0	21/10/16	5.44±0.06	294.3±0.4	294.5±0.0	1.06	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T020Q200H0	20/07/17	5.47±0.05	299.6±0.1	295.5±0.0	1.06	6.60±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P55T020Q200H1	21/10/16	5.57±0.14	294.4±0.7	294.4±0.1	1.06	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T020Q200H1	21/03/17	5.49±0.09	295.0±0.9	294.7±0.0	1.06	6.60±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P55T020Q200H1	19/07/17	5.59±0.41	300.5±0.8	299.2±0.0	1.06	7.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P55T020Q200H2	21/10/16	5.57±0.14	293.6±0.7	294.4±0.0	1.06	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T020Q200H3	21/10/16	5.48±0.05	293.7±0.5	294.6±0.0	1.06	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T020Q380H0	20/07/17	5.56±0.27	296.4±3.9	295.7±0.1	2.02	7.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P55T020Q380H1	21/03/17	5.55±0.30	294.2±0.9	295.1±0.0	2.02	7.80±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P55T020Q380H1	19/07/17	5.51±0.12	296.5±3.1	298.7±0.1	2.02	7.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P55T020Q400H0	21/10/16	5.52±0.11	294.0±2.0	294.3±0.1	2.02	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T020Q400H1	21/10/16	5.53±0.08	292.9±2.1	294.4±0.0	2.02	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T020Q400H2	21/10/16	5.53±0.11	292.9±2.0	294.6±0.1	2.02	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T020Q400H3	21/10/16	5.53±0.11	293.3±1.5	294.6±0.0	2.02	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q050H0	19/10/16	5.98±0.03	295.5±0.1	295.1±0.0	0.27	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q050H0	07/11/16	5.76±2.10	296.1±0.3	294.7±0.1	0.27	7.80±1.00	O(V12)
P60T020Q050H0	09/11/16	6.17±0.06	294.9±0.1	293.9±0.0	0.27	8.50±1.00	O(V12)
P60T020Q050H0	14/06/17	6.07±0.04	296.5±0.1	295.7±0.1	0.27	8.50±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P60T020Q050H1	21/10/16	6.04±0.07	295.1±0.1	294.8±0.0	0.27	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q050H1	07/11/16	5.76±2.10	296.1±0.3	294.7±0.1	0.27	7.80±1.00	O(V12)
P60T020Q050H1	09/11/16	6.01±0.08	293.5±0.1	293.9±0.0	0.27	8.50±1.00	O(V12)
P60T020Q050H1	15/02/17	6.03±0.06	294.6±0.1	293.6±0.1	0.27	8.50±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P60T020Q050H1	21/02/17	6.01±0.19	295.2±0.2	294.1±0.0	0.27	8.15±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P60T020Q050H1	19/07/17	5.90±0.01	300.6±0.1	298.8±0.0	0.27	7.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P60T020Q050H2	21/10/16	6.09±0.01	294.1±0.1	294.8±0.0	0.27	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q050H2	07/11/16	5.76±2.10	296.1±0.3	294.7±0.1	0.27	7.80±1.00	O(V12)
P60T020Q050H2	09/11/16	6.17±0.06	294.9±0.1	293.9±0.0	0.27	8.50±1.00	O(V12)
P60T020Q050H2	20/07/17	6.06±0.06	300.2±0.1	296.2±0.1	0.27	8.50±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P60T020Q050H3	21/10/16	6.09±0.02	294.5±0.1	294.8±0.1	0.27	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q050H3	07/11/16	5.76±2.10	296.1±0.3	294.7±0.1	0.27	7.80±1.00	O(V12)
P60T020Q050H3	09/11/16	6.01±0.08	293.5±0.1	293.9±0.0	0.27	8.50±1.00	O(V12)
P60T020Q100H0	19/10/16	6.00±0.02	295.2±0.3	295.2±0.0	0.53	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q100H0	07/11/16	6.08±0.02	294.4±0.0	294.2±0.0	0.53	8.50±1.00	O(V12)
P60T020Q100H0	14/06/17	6.06±0.05	296.3±0.1	295.8±0.1	0.53	8.50±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P60T020Q100H1	21/10/16	6.10±0.02	294.5±0.3	294.8±0.0	0.53	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q100H1	07/11/16	6.08±0.02	294.4±0.0	294.2±0.0	0.53	8.50±1.00	O(V12)

Nomenclature	Date	P_{ch} (MPa)	T_{ch} (K)	T_{inj} (K)	V_{inj} (m.s ⁻¹)	Q_{amb} (g.s ⁻¹)	Visualisations
P60T020Q100H1	15/02/17	6.00±0.15	294.0±0.7	293.6±0.1	0.53	8.50±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P60T020Q100H1	21/02/17	6.03±0.08	294.8±0.2	294.2±0.0	0.53	8.15±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P60T020Q100H1	19/07/17	5.94±0.01	300.4±0.1	298.6±0.0	0.53	7.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P60T020Q100H2	21/10/16	6.04±0.22	294.1±0.4	294.8±0.0	0.53	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q100H2	07/11/16	6.08±0.02	294.4±0.0	294.2±0.0	0.53	8.50±1.00	O(V12)
P60T020Q100H2	20/07/17	6.06±0.10	300.0±0.1	296.1±0.0	0.53	8.50±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P60T020Q100H3	21/10/16	5.94±0.03	294.4±0.2	294.9±0.0	0.53	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q100H3	07/11/16	6.08±0.02	294.4±0.0	294.2±0.0	0.53	8.50±1.00	O(V12)
P60T020Q200H0	19/10/16	6.00±0.07	294.3±0.9	295.2±0.1	1.06	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q200H0	07/11/16	6.12±0.01	294.6±0.0	294.4±0.1	1.06	8.50±1.00	O(V12)
P60T020Q200H0	14/06/17	6.04±0.11	294.8±1.4	295.5±0.1	1.06	8.50±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P60T020Q200H0	26/09/17	5.85±0.02	296.1±0.0	293.1±0.0	1.06	8.50±1.00	D(V12)
P60T020Q200H1	21/10/16	6.06±0.10	294.4±0.8	294.7±0.1	1.06	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q200H1	07/11/16	6.12±0.01	294.6±0.0	294.4±0.1	1.06	8.50±1.00	O(V12)
P60T020Q200H1	21/03/17	6.07±0.12	294.4±0.5	295.7±0.0	1.06	8.50±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P60T020Q200H1	19/07/17	6.00±0.02	300.5±0.2	298.4±0.0	1.06	8.50±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P60T020Q200H2	21/10/16	6.10±0.05	294.0±0.8	294.8±0.0	1.06	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q200H2	07/11/16	6.12±0.01	294.6±0.0	294.4±0.1	1.06	8.50±1.00	O(V12)
P60T020Q200H2	20/07/17	6.06±0.13	298.8±0.7	295.9±0.1	1.06	8.50±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P60T020Q200H3	21/10/16	6.11±0.05	293.8±0.8	294.8±0.1	1.06	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q200H3	07/11/16	6.12±0.01	294.6±0.0	294.4±0.1	1.06	8.50±1.00	O(V12)
P60T020Q380H0	14/06/17	6.02±0.19	289.7±3.3	294.9±0.1	2.02	8.50±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P60T020Q380H0	26/09/17	5.95±0.02	297.9±0.0	292.9±0.0	2.02	8.50±1.00	D(V12)
P60T020Q380H1	21/03/17	6.04±0.26	293.1±1.3	295.9±0.0	2.02	8.50±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P60T020Q380H1	19/07/17	6.09±0.08	297.3±4.1	298.3±0.1	2.02	8.50±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P60T020Q380H2	20/07/17	6.07±0.30	297.3±2.0	295.8±0.0	2.02	8.50±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P60T020Q400H0	21/10/16	6.12±0.07	291.0±2.9	294.9±0.1	2.02	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q400H0	07/11/16	6.16±0.00	294.6±0.0	294.4±0.0	2.02	8.50±1.00	O(V12)
P60T020Q400H1	21/10/16	6.10±0.06	291.1±2.6	295.0±0.1	2.02	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q400H1	07/11/16	6.09±0.05	295.1±0.1	294.6±0.0	2.02	8.50±1.00	O(V12)
P60T020Q400H2	21/10/16	5.98±0.08	292.9±1.5	295.1±0.1	2.02	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q400H2	07/11/16	6.16±0.00	294.6±0.0	294.4±0.0	2.02	8.50±1.00	O(V12)
P60T020Q400H3	21/10/16	5.99±0.12	291.8±1.5	295.2±0.1	2.02	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q400H3	07/11/16	6.09±0.05	295.1±0.1	294.6±0.0	2.02	8.50±1.00	O(V12)
P65T020Q050H0	10/11/17	6.47±0.02	295.4±0.1	294.3±0.0	0.27	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P65T020Q100H0	10/11/17	6.48±0.03	295.1±0.1	294.3±0.0	0.53	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P65T020Q200H0	10/11/17	6.47±0.10	294.7±0.2	294.2±0.0	1.06	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P65T020Q370H0	10/11/17	6.49±0.13	293.8±3.0	294.0±0.1	1.96	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P70T020Q370H0	10/11/17	6.85±0.02	295.3±2.0	294.4±0.1	1.96	9.20±1.00	D(PCO) / O(Cg2)

TABLEAU A.4 – Cas Tests d'injection de C₂H₆ dans du N₂ pour $P_r \geq 1$ et $T_r \geq 1$.

Nomenclature	Date	P_{ch} (MPa)	T_{ch} (K)	T_{inj} (K)	V_{inj} (m.s ⁻¹)	Q_{amb} (g.s ⁻¹)	Visualisations
P50T050Q050H0	24/10/16	5.09±0.02	332.1±0.1	298.1±0.1	0.27	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T050Q050H0	14/12/16	5.13±0.02	320.7±0.1	296.6±0.0	0.27	6.60±1.00	O(V12)
P50T050Q050H0	31/03/17	5.02±0.08	326.3±0.3	297.7±0.1	0.27	6.20±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P50T050Q050H1	14/12/16	5.01±0.01	323.7±0.1	296.2±0.0	0.27	6.60±1.00	O(V12)
P50T050Q050H2	14/12/16	5.04±0.02	322.5±0.1	296.0±0.1	0.27	6.60±1.00	O(V12)
P50T050Q100H0	24/10/16	5.08±0.04	332.2±0.4	298.4±0.1	0.53	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T050Q100H0	14/12/16	5.04±0.00	317.6±0.0	295.9±0.0	0.53	6.60±1.00	O(V12)
P50T050Q100H0	31/03/17	5.07±0.12	324.7±0.2	297.3±0.1	0.53	6.20±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P50T050Q100H1	14/12/16	5.13±0.03	319.2±0.0	296.6±0.0	0.53	6.60±1.00	O(V12)
P50T050Q100H2	14/12/16	5.02±0.03	323.4±0.5	296.1±0.1	0.53	6.60±1.00	O(V12)
P50T050Q100H3	14/12/16	5.02±0.04	322.6±0.0	295.9±0.0	0.53	6.60±1.00	O(V12)
P50T050Q200H0	24/10/16	5.08±0.09	333.0±1.3	300.1±0.1	1.06	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T050Q200H0	14/12/16	5.11±0.06	317.9±0.2	296.0±0.1	1.06	6.60±1.00	O(V12)
P50T050Q200H0	30/03/17	5.04±0.09	321.7±1.7	298.0±0.1	1.06	6.60±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P50T050Q200H1	14/12/16	5.04±0.05	324.4±0.2	296.5±0.0	1.06	6.60±1.00	O(V12)
P50T050Q200H2	14/12/16	5.02±0.05	322.6±0.1	295.9±0.0	1.06	6.60±1.00	O(V12)
P50T050Q200H3	14/12/16	5.04±0.03	321.6±0.1	295.9±0.0	1.06	6.60±1.00	O(V12)
P50T050Q380H0	24/10/16	5.11±0.13	327.3±4.1	297.9±0.1	2.04	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T050Q380H0	30/03/17	5.07±0.31	324.5±0.7	300.3±0.0	2.02	6.60±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P50T050Q400H0	14/12/16	5.05±0.01	317.6±0.1	295.9±0.1	2.02	6.60±1.00	O(V12)
P50T050Q400H1	14/12/16	5.03±0.17	323.6±2.1	296.8±0.0	2.02	6.60±1.00	O(V12)
P50T050Q400H2	14/12/16	5.05±0.05	322.4±0.1	295.9±0.0	2.02	6.60±1.00	O(V12)
P50T050Q400H3	14/12/16	5.05±0.05	322.4±0.1	295.9±0.0	2.02	6.60±1.00	O(V12)
P50T060Q050H0	21/07/17	5.10±0.04	331.1±0.1	299.4±0.1	0.27	6.60±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P50T060Q050H0	26/09/17	5.07±0.02	337.7±0.1	299.0±0.0	0.27	6.60±1.00	D(V12)
P50T060Q050H0	27/09/17	5.13±0.01	331.9±0.1	299.4±0.0	0.27	6.60±1.00	D(V12)
P50T060Q050H1	21/07/17	5.08±0.09	334.7±0.2	301.3±0.0	0.27	6.60±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P50T060Q100H0	21/07/17	5.09±0.06	330.5±0.3	299.3±0.1	0.53	6.60±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P50T060Q100H0	26/09/17	5.07±0.01	337.9±1.1	299.3±0.1	0.53	6.60±1.00	D(V12)
P50T060Q100H1	21/07/17	5.04±0.14	333.8±0.3	301.7±0.1	0.53	6.60±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P50T060Q200H0	21/07/17	5.08±0.13	329.0±1.2	299.1±0.1	1.06	6.60±1.00	D(Cg2) / X(PCO)

Nomenclature	Date	P_{ch} (MPa)	T_{ch} (K)	T_{inj} (K)	V_{inj} (m.s ⁻¹)	Q_{amb} (g.s ⁻¹)	Visualisations
P50T060Q200H0	26/09/17	5.06±0.03	334.7±0.7	299.4±0.1	1.06	6.60±1.00	D(V12)
P50T060Q200H1	21/07/17	5.03±0.13	333.0±0.4	301.7±0.1	1.06	6.60±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P50T060Q380H0	21/07/17	5.05±0.20	325.8±4.2	299.5±0.1	2.02	6.60±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P50T060Q380H0	26/09/17	5.09±0.00	337.1±0.0	299.4±0.0	2.02	6.60±1.00	D(V12)
P50T060Q380H0	27/09/17	5.07±0.02	335.4±0.1	302.1±0.0	2.02	6.60±1.00	D(V12)
P50T060Q380H1	21/07/17	5.09±0.08	331.4±2.9	302.2±0.1	2.02	6.60±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P55T050Q050H0	24/10/16	5.51±0.05	329.5±0.2	298.1±0.1	0.27	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T050Q050H0	31/03/17	5.42±0.07	326.5±0.3	297.4±0.1	0.27	7.00±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P55T050Q100H0	24/10/16	5.54±0.04	329.6±0.3	297.4±0.1	0.53	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T050Q100H0	31/03/17	5.55±0.12	325.2±0.3	297.4±0.0	0.53	7.80±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P55T050Q200H0	24/10/16	5.51±0.02	329.2±1.4	298.2±0.1	1.06	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T050Q200H0	30/03/17	5.54±0.10	320.2±2.0	298.2±0.1	1.06	7.80±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P55T050Q380H0	24/10/16	5.58±0.18	328.8±2.7	297.9±0.0	2.02	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T050Q380H0	30/03/17	5.61±0.33	325.3±1.1	300.2±0.0	2.02	7.80±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P55T060Q050H0	21/07/17	5.60±0.05	330.5±0.1	298.8±0.0	0.27	7.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P55T060Q050H1	21/07/17	5.47±0.12	334.0±0.2	301.4±0.1	0.27	6.60±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P55T060Q100H0	21/07/17	5.58±0.07	329.3±0.4	298.9±0.0	0.53	7.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P55T060Q100H1	21/07/17	5.46±0.00	332.8±0.5	301.4±0.0	0.53	6.60±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P55T060Q200H0	21/07/17	5.57±0.09	329.5±0.5	299.1±0.1	1.06	7.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P55T060Q200H1	21/07/17	5.60±0.15	327.5±0.6	301.8±0.1	1.06	7.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P55T060Q380H0	21/07/17	5.59±0.15	323.5±5.1	299.9±0.1	2.02	7.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P55T060Q380H1	21/07/17	5.55±0.38	324.7±3.5	302.0±0.0	2.01	7.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P60T050Q050H0	24/10/16	6.03±0.07	325.7±0.2	300.1±0.1	0.27	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T050Q050H0	14/12/16	5.99±0.10	326.3±0.1	297.0±0.1	0.27	7.80±1.00	O(V12)
P60T050Q050H0	31/03/17	5.93±0.05	324.8±0.3	297.0±0.1	0.27	8.15±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P60T050Q100H0	24/10/16	6.06±0.05	328.9±0.1	298.1±0.0	0.53	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T050Q100H0	14/12/16	6.04±0.14	326.7±0.2	296.7±0.0	0.53	8.50±1.00	O(V12)
P60T050Q100H0	31/03/17	6.02±0.06	325.2±0.2	297.1±0.1	0.53	8.00±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P60T050Q200H0	24/10/16	6.06±0.08	328.1±0.4	298.2±0.1	1.06	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T050Q200H0	14/12/16	6.04±0.10	326.4±0.1	297.2±0.0	1.06	8.50±1.00	O(V12)
P60T050Q200H0	30/03/17	6.01±0.09	319.7±1.8	298.5±0.1	1.06	8.10±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P60T050Q380H0	24/10/16	6.05±0.17	327.1±3.9	298.4±0.1	2.02	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T050Q380H0	30/03/17	6.08±0.30	324.1±1.4	301.2±0.1	2.02	8.50±1.00	D(Cg2) / D(PCO)
P60T050Q400H0	14/12/16	6.04±0.18	324.8±2.2	297.4±0.0	2.02	8.50±1.00	O(V12)
P60T060Q050H0	21/07/17	6.09±0.02	329.7±0.4	302.6±0.1	0.27	8.50±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P60T060Q050H1	21/07/17	5.98±0.03	331.2±0.1	298.8±0.0	0.27	7.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P60T060Q100H0	21/07/17	6.01±0.06	330.6±0.5	299.0±0.1	0.53	8.50±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P60T060Q100H1	21/07/17	6.00±0.47	335.7±0.3	301.8±0.1	0.53	7.80±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P60T060Q200H0	21/07/17	6.11±0.09	329.4±1.4	299.7±0.1	1.06	8.50±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P60T060Q200H1	21/07/17	6.13±0.09	329.2±1.6	303.3±0.1	1.06	8.50±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P60T060Q380H0	21/07/17	6.11±0.25	326.1±6.5	301.4±0.2	2.02	8.50±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P60T060Q380H1	21/07/17	6.06±0.28	332.5±3.1	302.7±0.1	2.02	8.50±1.00	D(Cg2) / X(PCO)
P60T110Q050H0	16/11/17	6.05±0.08	402.1±0.2	300.7±0.1	0.27	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T110Q100H0	16/11/17	6.03±0.04	398.1±0.8	301.9±0.3	0.53	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T110Q200H0	16/11/17	6.06±0.05	396.1±4.8	303.8±0.3	1.06	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T110Q380H0	16/11/17	6.12±0.23	393.0±8.2	308.1±0.3	2.02	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P65T060Q050H0	09/11/17	6.51±0.03	332.4±0.1	297.7±0.1	0.27	9.20±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P65T060Q100H0	09/11/17	6.51±0.06	331.9±0.2	298.3±0.1	0.53	9.20±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P65T060Q200H0	09/11/17	6.50±0.11	330.2±1.4	299.0±0.2	1.06	9.20±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P65T060Q370H0	09/11/17	6.50±0.09	326.6±2.5	301.6±0.2	1.96	9.20±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P70T060Q050H0	09/11/17	7.05±0.04	332.6±0.1	298.7±0.1	0.27	10.12±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P70T060Q100H0	09/11/17	7.05±0.05	332.4±0.1	298.1±0.1	0.53	10.12±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P70T060Q200H0	09/11/17	7.06±0.11	330.5±1.0	299.1±0.1	1.06	10.12±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P70T060Q370H0	09/11/17	7.06±0.23	325.5±5.7	299.6±0.1	1.96	10.12±1.00	D(PCO) / O(Cg2)

2 Injection d'éthane dans de l'hélium

TABLEAU A.5 – Cas Tests d'injection de C_2H_6 dans du He pour $P_r < 1$ et $T_r < 1$.

Nomenclature	Date	P_{ch} (MPa)	T_{ch} (K)	T_{inj} (K)	V_{inj} ($m.s^{-1}$)	Q_{amb} ($g.s^{-1}$)	Visualisations
P30T020Q050H0	14/06/17	3.02±0.02	296.0±2.8	293.8±1.0	0.27	1.14±0.01	D(Cg2) / X(PCO)
P35T020Q050H0	14/06/17	3.51±0.06	295.3±0.9	295.6±0.4	0.27	1.28±0.05	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q050H0	14/06/17	4.02±0.05	297.6±0.3	295.6±0.1	0.27	1.67±0.07	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q050H0	29/08/17	3.99±0.18	298.5±0.1	295.8±0.1	0.27	1.24±0.09	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q050H0	14/09/17	4.01±0.02	293.4±0.1	289.9±0.0	0.27	1.68±0.02	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q050H1	11/07/17	4.02±0.02	298.4±0.1	296.1±0.2	0.27	0.89±0.11	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q050H1	29/08/17	4.00±0.03	298.6±0.1	295.9±0.1	0.27	1.14±0.02	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q050H2	13/07/17	4.53±0.02	297.9±0.1	296.1±0.0	0.27	0.00±0.00	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q050H2	27/07/17	4.03±0.20	297.2±0.1	293.0±0.1	0.27	1.00±0.09	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q050H2	29/08/17	4.00±0.15	298.8±0.1	296.4±0.1	0.27	1.12±0.06	O(Cg2)
P40T020Q050H2	14/09/17	4.01±0.19	290.7±0.6	290.8±0.0	0.27	1.00±0.12	D(PCO)
P40T020Q100H0	14/06/17	4.02±0.03	298.0±0.1	295.6±0.1	0.53	1.54±0.10	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q100H0	29/08/17	3.99±0.19	298.4±0.1	295.6±0.0	0.53	1.17±0.08	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q100H0	14/09/17	4.01±0.03	293.5±0.1	289.8±0.0	0.53	1.44±0.03	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q100H1	11/07/17	4.03±0.01	298.5±0.1	295.6±0.0	0.53	0.00±0.00	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q100H1	29/08/17	4.00±0.03	298.3±0.1	295.1±0.1	0.53	1.12±0.06	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q100H2	13/07/17	4.52±0.03	297.9±0.1	295.5±0.1	0.53	0.96±0.04	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q100H2	27/07/17	4.02±0.08	297.7±0.1	293.3±0.1	0.53	2.00±0.13	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q100H2	29/08/17	4.00±0.20	298.7±0.1	296.3±0.0	0.53	1.06±0.09	O(Cg2)
P40T020Q100H2	14/09/17	4.01±0.05	293.3±0.1	290.2±0.0	0.53	1.43±0.07	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q200H0	14/06/17	4.03±0.03	298.1±0.1	296.1±0.1	1.06	1.31±0.10	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q200H0	29/08/17	4.00±0.18	299.1±0.3	295.9±0.2	1.06	1.04±0.09	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q200H0	14/09/17	4.02±0.04	293.8±0.1	289.6±0.0	1.06	1.35±0.10	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q200H1	11/07/17	4.02±0.03	298.5±0.1	296.1±0.3	1.06	1.19±0.05	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q200H1	29/08/17	4.01±0.03	298.3±0.1	294.9±0.0	1.06	1.02±0.12	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q200H2	13/07/17	4.52±0.06	297.8±0.3	295.3±0.1	1.06	1.33±0.04	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q200H2	27/07/17	4.01±0.15	297.1±0.1	293.4±0.1	1.06	1.79±0.17	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q200H2	29/08/17	4.00±0.19	298.8±0.1	296.1±0.0	1.06	0.92±0.15	O(Cg2)
P40T020Q200H2	14/09/17	4.00±0.14	294.8±0.4	289.8±0.1	1.06	1.27±0.08	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q380H0	14/06/17	4.03±0.07	296.9±0.5	296.2±0.1	2.02	1.06±0.16	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q380H0	29/08/17	4.00±0.19	297.3±0.7	296.2±0.1	2.02	0.71±0.22	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q380H0	14/09/17	4.03±0.08	293.6±0.1	289.6±0.1	2.02	1.30±0.18	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q380H1	11/07/17	4.02±0.05	297.7±0.3	296.4±0.2	2.02	1.04±0.13	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q380H1	29/08/17	4.01±0.04	298.2±1.0	294.6±0.0	2.02	0.91±0.21	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q380H2	13/07/17	4.52±0.05	297.5±0.1	295.2±0.1	2.02	1.65±0.30	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q380H2	27/07/17	4.07±0.44	297.3±0.5	293.4±0.1	2.02	2.39±0.37	D(Cg2) / X(PCO)
P40T020Q380H2	29/08/17	4.01±0.21	297.8±1.1	295.9±0.1	2.02	0.86±0.25	O(Cg2)
P40T020Q380H2	14/09/17	4.01±0.20	293.6±1.2	289.7±0.0	2.02	1.24±0.14	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q050H0	14/06/17	4.50±0.05	297.6±0.1	296.1±0.0	0.27	1.71±0.07	D(Cg2) / X(PCO)
P45T020Q050H0	29/08/17	4.49±0.02	298.8±0.1	296.6±0.0	0.27	1.28±0.03	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q050H1	11/07/17	4.51±0.02	298.7±0.5	297.0±0.1	0.27	0.99±0.08	D(Cg2) / X(PCO)
P45T020Q050H1	29/08/17	4.50±0.02	298.6±0.1	296.7±0.0	0.27	1.30±0.05	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q050H2	13/07/17	4.52±0.02	297.8±0.1	295.3±0.1	0.27	1.04±0.06	D(Cg2) / X(PCO)
P45T020Q050H2	29/08/17	4.50±0.02	298.7±0.1	296.8±0.1	0.27	1.25±0.01	O(Cg2)
P45T020Q050H3	29/08/17	4.50±0.02	298.6±0.1	295.7±0.1	0.27	1.29±0.04	O(Cg2)
P45T020Q100H0	14/06/17	4.51±0.04	297.5±0.1	296.0±0.0	0.53	1.75±0.04	D(Cg2) / X(PCO)
P45T020Q100H0	29/08/17	4.49±0.04	298.8±0.1	296.6±0.0	0.53	1.21±0.04	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q100H1	11/07/17	4.52±0.03	299.1±0.3	296.9±0.0	0.53	1.01±0.04	D(Cg2) / X(PCO)
P45T020Q100H1	29/08/17	4.50±0.04	298.6±0.1	296.6±0.0	0.53	1.23±0.05	O(Cg2)
P45T020Q100H2	13/07/17	4.51±0.03	297.8±0.1	295.5±0.1	0.53	1.49±0.02	D(Cg2) / X(PCO)
P45T020Q100H2	29/08/17	4.50±0.05	298.6±0.1	296.8±0.0	0.53	1.20±0.03	O(Cg2)
P45T020Q100H2	14/09/17	4.51±0.03	292.7±0.1	290.6±0.0	0.53	1.05±0.02	D(PCO)
P45T020Q100H3	29/08/17	4.51±0.03	298.9±0.1	296.6±0.0	0.53	1.27±0.06	O(Cg2)
P45T020Q200H0	14/06/17	4.52±0.06	296.4±1.1	295.8±0.1	1.06	1.45±0.14	D(Cg2) / X(PCO)
P45T020Q200H0	29/08/17	4.49±0.04	298.9±0.1	296.4±0.1	1.06	1.02±0.04	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q200H1	11/07/17	4.52±0.03	298.5±0.2	297.2±0.0	1.06	0.84±0.03	D(Cg2) / X(PCO)
P45T020Q200H1	29/08/17	4.50±0.01	298.1±0.1	296.5±0.0	1.06	1.18±0.07	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q200H2	13/07/17	4.51±0.04	297.7±0.1	295.1±0.0	1.06	1.40±0.02	D(Cg2) / X(PCO)
P45T020Q200H2	29/08/17	4.51±0.02	298.4±0.1	296.7±0.0	1.06	1.12±0.05	O(Cg2)
P45T020Q200H3	29/08/17	4.51±0.04	298.4±0.1	294.6±0.1	1.06	1.13±0.09	O(Cg2)
P45T020Q380H0	14/06/17	4.53±0.07	299.1±1.1	295.7±0.1	2.02	1.13±0.08	D(Cg2) / X(PCO)
P45T020Q380H0	29/08/17	4.50±0.03	298.1±0.2	296.3±0.0	2.02	0.98±0.12	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q380H1	11/07/17	4.51±0.03	298.1±0.2	296.8±0.1	2.02	1.15±0.15	D(Cg2) / X(PCO)
P45T020Q380H1	29/08/17	4.50±0.03	298.4±1.1	296.2±0.1	2.02	1.04±0.17	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q380H2	13/07/17	4.48±0.07	297.7±0.1	295.1±0.1	2.02	2.54±0.28	D(Cg2) / X(PCO)
P45T020Q380H2	29/08/17	4.51±0.03	297.8±0.9	296.5±0.1	2.02	1.06±0.13	O(Cg2)
P45T020Q380H3	29/08/17	4.50±0.04	298.2±0.9	294.3±0.0	2.02	1.09±0.19	O(Cg2)

TABLEAU A.6 – Cas Tests d'injection de C_2H_6 dans du He pour $P_r < 1$ et $T_r \geq 1$.

Nomenclature	Date	P_{ch} (MPa)	T_{ch} (K)	T_{inj} (K)	V_{inj} (m.s ⁻¹)	Q_{amb} (g.s ⁻¹)	Visualisations
P40T060Q050H0	23/06/17	4.03±0.04	341.3±0.1	298.8±0.1	0.27	0.91±0.09	D(Cg2) / X(PCO)
P40T060Q050H0	30/08/17	4.00±0.18	333.6±0.1	297.8±0.0	0.27	1.01±0.09	D(PCO) / O(Cg2)
P40T060Q050H0	15/09/17	4.00±0.02	340.8±0.2	293.6±0.0	0.27	1.46±0.08	D(PCO) / O(Cg2)
P40T060Q050H1	26/06/17	4.03±0.03	340.4±0.5	297.7±0.1	0.27	0.93±0.05	D(Cg2) / X(PCO)
P40T060Q050H1	15/09/17	4.01±0.02	334.0±0.1	292.4±0.0	0.27	1.40±0.02	D(PCO) / O(Cg2)
P40T060Q050H2	26/06/17	4.02±0.03	335.8±0.2	298.2±0.2	0.27	0.94±0.03	D(Cg2) / X(PCO)
P40T060Q100H0	23/06/17	4.04±0.01	341.2±0.1	299.1±0.0	0.53	0.00±0.00	D(Cg2) / X(PCO)
P40T060Q100H0	30/08/17	4.00±0.22	332.9±0.3	297.6±0.1	0.53	0.98±0.10	D(PCO) / O(Cg2)
P40T060Q100H0	15/09/17	4.01±0.03	342.1±0.3	293.7±0.1	0.53	1.33±0.06	D(PCO) / O(Cg2)
P40T060Q100H1	26/06/17	4.03±0.02	337.4±0.8	297.0±0.1	0.53	0.86±0.04	D(Cg2) / X(PCO)
P40T060Q100H1	15/09/17	4.01±0.04	333.4±0.1	292.8±0.1	0.53	1.43±0.12	O(Cg2)
P40T060Q100H2	26/06/17	4.03±0.02	336.4±0.1	298.2±0.1	0.53	0.00±0.00	D(Cg2) / X(PCO)
P40T060Q200H0	23/06/17	4.03±0.03	339.8±1.3	299.3±0.3	1.06	0.66±0.09	D(Cg2) / X(PCO)
P40T060Q200H0	30/08/17	4.01±0.11	333.2±0.4	297.7±0.1	1.06	0.96±0.06	D(PCO) / O(Cg2)
P40T060Q200H0	15/09/17	4.02±0.05	344.7±0.4	293.7±0.1	1.06	1.25±0.12	D(PCO) / O(Cg2)
P40T060Q200H1	26/06/17	4.03±0.04	338.7±1.7	298.1±0.2	1.06	0.93±0.16	D(Cg2) / X(PCO)
P40T060Q200H1	15/09/17	4.01±0.05	333.2±0.1	293.5±0.2	1.06	1.24±0.14	D(PCO) / O(Cg2)
P40T060Q200H2	26/06/17	4.01±0.05	337.3±0.3	297.9±0.1	1.06	1.25±0.04	D(Cg2) / X(PCO)
P40T060Q380H0	23/06/17	4.03±0.04	337.0±2.9	298.6±0.0	2.02	0.85±0.08	D(Cg2) / X(PCO)
P40T060Q380H0	30/08/17	4.01±0.18	331.5±1.1	297.9±0.1	2.02	1.04±0.07	D(PCO) / O(Cg2)
P40T060Q380H0	15/09/17	4.01±0.20	343.0±1.1	295.4±0.1	2.02	0.94±0.07	D(PCO) / O(Cg2)
P40T060Q380H1	26/06/17	4.02±0.12	335.8±2.4	297.2±0.1	2.02	1.50±0.36	D(Cg2) / X(PCO)
P40T060Q380H1	15/09/17	4.02±0.06	330.3±2.5	294.8±0.1	2.02	1.10±0.23	O(Cg2)
P40T060Q380H2	26/06/17	4.00±0.08	336.9±1.0	298.0±0.1	2.02	1.73±0.17	D(Cg2) / X(PCO)
P45T060Q050H0	23/06/17	4.52±0.03	333.2±0.1	299.8±0.1	0.27	0.97±0.08	D(Cg2) / X(PCO)
P45T060Q050H0	30/08/17	4.50±0.02	335.4±0.1	298.4±0.0	0.27	1.15±0.02	D(PCO) / O(Cg2)
P45T060Q050H1	26/06/17	4.52±0.02	344.0±0.7	298.5±0.1	0.27	1.01±0.05	D(Cg2) / X(PCO)
P45T060Q050H1	15/09/17	4.51±0.02	332.4±0.1	293.3±0.1	0.27	0.90±0.06	D(PCO) / O(Cg2)
P45T060Q050H2	26/06/17	4.51±0.04	336.0±0.1	298.9±0.0	0.27	0.97±0.07	D(Cg2) / X(PCO)
P45T060Q100H0	23/06/17	4.52±0.03	332.9±0.6	299.4±0.1	0.53	0.80±0.15	D(Cg2) / X(PCO)
P45T060Q100H0	30/08/17	4.50±0.03	336.0±0.1	298.6±0.0	0.53	1.10±0.04	D(PCO) / O(Cg2)
P45T060Q100H1	26/06/17	4.52±0.04	345.9±0.2	299.4±0.1	0.53	0.96±0.05	D(Cg2) / X(PCO)
P45T060Q100H1	15/09/17	4.52±0.06	332.8±0.3	293.3±0.1	0.53	0.83±0.06	D(PCO) / O(Cg2)
P45T060Q100H2	26/06/17	4.52±0.03	335.8±0.2	299.1±0.1	0.53	0.98±0.07	D(Cg2) / X(PCO)
P45T060Q200H0	23/06/17	4.53±0.03	337.6±2.2	301.3±0.2	1.06	0.81±0.11	D(Cg2) / X(PCO)
P45T060Q200H0	30/08/17	4.51±0.05	336.2±0.1	299.0±0.1	1.06	1.06±0.07	D(PCO) / O(Cg2)
P45T060Q200H1	26/06/17	4.53±0.03	337.8±1.7	299.1±0.1	1.06	0.82±0.10	D(Cg2) / X(PCO)
P45T060Q200H1	15/09/17	4.52±0.04	333.2±0.2	293.3±0.1	1.06	0.76±0.03	D(PCO) / O(Cg2)
P45T060Q200H2	26/06/17	4.52±0.04	334.0±0.6	299.4±0.1	1.06	0.83±0.07	D(Cg2) / X(PCO)
P45T060Q380H0	23/06/17	4.53±0.06	325.4±3.4	299.8±0.2	2.02	0.40±0.07	D(Cg2) / X(PCO)
P45T060Q380H0	30/08/17	4.51±0.05	333.0±2.0	299.4±0.0	2.02	0.95±0.17	D(PCO) / O(Cg2)
P45T060Q380H1	26/06/17	4.53±0.04	339.4±1.8	299.1±0.1	2.02	1.07±0.17	D(Cg2) / X(PCO)
P45T060Q380H1	30/08/17	4.51±0.06	338.1±1.5	299.2±0.1	2.02	1.04±0.06	O(Cg2)
P45T060Q380H1	15/09/17	4.51±0.07	331.5±1.1	293.4±0.1	2.02	1.30±0.19	D(PCO) / O(Cg2)
P45T060Q380H2	26/06/17	4.51±0.09	335.5±0.2	298.8±0.1	2.02	1.43±0.06	X(PCO) / X(PCO)

TABLEAU A.7 – Cas Tests d'injection de C_2H_6 dans du He pour $P_r \geq 1$ et $T_r < 1$.

Nomenclature	Date	P_{ch} (MPa)	T_{ch} (K)	T_{inj} (K)	V_{inj} ($m.s^{-1}$)	Q_{amb} ($g.s^{-1}$)	Visualisations
P50T020Q050H0	14/06/17	5.00±0.05	298.6±0.9	295.4±0.0	0.27	1.96±0.10	D(Cg2) / X(PCO)
P50T020Q050H0	29/08/17	5.00±0.01	298.6±0.0	296.3±0.0	0.27	1.28±0.03	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q050H1	11/07/17	5.02±0.03	299.5±0.7	297.0±0.1	0.27	1.00±0.19	D(Cg2) / X(PCO)
P50T020Q050H1	29/08/17	5.00±0.02	298.8±0.1	296.7±0.0	0.27	1.38±0.03	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q050H2	13/07/17	5.02±0.02	297.9±0.1	295.1±0.0	0.27	1.22±0.05	D(Cg2) / X(PCO)
P50T020Q050H2	29/08/17	5.00±0.02	298.8±0.1	296.9±0.0	0.27	1.37±0.03	O(Cg2)
P50T020Q100H0	14/06/17	5.01±0.05	297.1±0.1	295.7±0.1	0.53	1.84±0.12	D(Cg2) / X(PCO)
P50T020Q100H0	29/08/17	5.00±0.05	299.3±0.2	296.2±0.0	0.53	1.30±0.05	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q100H1	11/07/17	4.99±0.93	298.7±0.8	296.9±0.1	0.53	0.89±0.27	D(Cg2) / X(PCO)
P50T020Q100H1	29/08/17	5.00±0.04	298.6±0.1	296.7±0.0	0.53	1.36±0.05	O(Cg2)
P50T020Q100H2	13/07/17	5.02±0.03	297.7±0.1	295.2±0.1	0.53	1.07±0.05	D(Cg2) / X(PCO)
P50T020Q100H2	29/08/17	5.00±0.03	299.3±0.1	296.9±0.0	0.53	1.31±0.02	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q100H2	14/09/17	5.02±0.03	293.0±0.1	290.2±0.0	0.53	1.12±0.02	D(PCO)
P50T020Q200H0	14/06/17	5.01±0.05	297.3±0.1	295.8±0.0	1.06	1.59±0.17	D(Cg2) / X(PCO)
P50T020Q200H0	29/08/17	5.09±0.61	297.5±0.8	295.9±0.0	1.06	0.00±0.00	O(Cg2) / D(PCO)
P50T020Q200H1	11/07/17	5.03±0.03	298.4±0.3	296.8±0.1	1.06	0.96±0.06	D(Cg2) / X(PCO)
P50T020Q200H1	29/08/17	5.00±0.03	298.4±0.1	296.7±0.0	1.06	1.24±0.09	O(Cg2)
P50T020Q200H2	13/07/17	5.03±0.03	298.2±0.2	295.6±0.0	1.06	0.95±0.07	D(Cg2) / X(PCO)
P50T020Q200H2	29/08/17	5.00±0.03	298.3±0.1	296.9±0.0	1.06	1.24±0.08	O(Cg2)
P50T020Q380H0	11/07/17	5.04±0.04	298.2±0.8	296.1±0.1	2.02	0.85±0.19	D(Cg2) / X(PCO)
P50T020Q380H0	29/08/17	5.01±0.07	298.8±0.2	295.9±0.1	2.02	1.33±0.23	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q380H1	11/07/17	5.03±0.04	296.2±1.0	296.6±0.1	2.02	0.73±0.06	D(Cg2) / X(PCO)
P50T020Q380H1	29/08/17	5.01±0.03	298.1±0.8	296.6±0.1	2.02	1.12±0.14	O(Cg2)
P50T020Q380H2	13/07/17	5.02±0.04	296.9±0.9	295.1±0.1	2.02	1.34±0.20	D(Cg2) / X(PCO)
P50T020Q380H2	29/08/17	5.01±0.04	298.1±0.8	296.9±0.0	2.02	1.16±0.12	O(Cg2)
P53T020Q050H0	14/09/17	5.37±0.10	293.2±0.1	290.0±0.0	0.27	1.26±0.01	D(PCO) / O(Cg2)
P53T020Q050H1	14/09/17	5.38±0.04	292.9±0.1	289.6±0.1	0.27	1.31±0.07	D(PCO) / O(Cg2)
P53T020Q050H2	14/09/17	5.40±0.12	293.0±0.2	290.3±0.0	0.27	1.28±0.06	D(PCO) / O(Cg2)
P53T020Q100H0	14/09/17	5.38±0.14	293.2±0.1	290.1±0.0	0.53	1.08±0.09	D(PCO) / O(Cg2)
P53T020Q100H1	14/09/17	5.40±0.11	293.1±0.1	289.3±0.1	0.53	1.14±0.05	D(PCO) / O(Cg2)
P53T020Q100H2	14/09/17	5.39±0.11	292.9±0.1	290.8±0.0	0.53	1.20±0.04	D(PCO) / O(Cg2)
P53T020Q200H0	14/09/17	5.38±0.16	293.1±0.1	290.0±0.0	1.06	1.01±0.07	D(PCO) / O(Cg2)
P53T020Q200H1	14/09/17	5.40±0.15	293.1±0.1	288.9±0.1	1.06	0.89±0.09	D(PCO) / O(Cg2)
P53T020Q200H2	14/09/17	5.41±0.17	293.0±0.1	290.9±0.0	1.06	0.96±0.08	D(PCO) / O(Cg2)
P53T020Q380H0	14/09/17	5.40±0.11	293.3±0.3	289.9±0.1	2.02	1.12±0.15	D(PCO) / O(Cg2)
P53T020Q380H1	14/09/17	5.41±0.06	293.0±0.7	288.6±0.0	2.02	1.18±0.15	D(PCO) / O(Cg2)
P53T020Q380H2	14/09/17	5.43±0.09	295.1±1.3	290.4±0.1	2.02	1.15±0.11	D(PCO) / O(Cg2)
P55T020Q050H0	14/06/17	5.43±0.13	297.5±0.2	297.0±0.1	0.27	2.18±0.12	D(Cg2) / X(PCO)
P55T020Q050H1	11/07/17	5.37±0.08	298.4±0.2	296.1±0.1	0.27	1.13±0.18	D(Cg2) / X(PCO)
P55T020Q050H2	13/07/17	5.50±0.08	298.3±0.2	295.4±0.1	0.27	1.17±0.10	D(Cg2) / X(PCO)
P55T020Q100H0	14/06/17	5.44±0.17	297.4±0.2	296.6±0.1	0.53	2.30±0.08	D(Cg2) / X(PCO)
P55T020Q100H1	11/07/17	5.37±0.14	298.7±0.1	295.6±0.1	0.53	0.97±0.19	D(Cg2) / X(PCO)
P55T020Q100H2	13/07/17	5.51±0.08	298.5±0.1	295.0±0.1	0.53	1.09±0.10	D(Cg2) / X(PCO)
P55T020Q200H0	14/06/17	5.45±0.15	297.4±0.2	296.3±0.1	1.06	2.01±0.07	D(Cg2) / X(PCO)
P55T020Q200H1	11/07/17	5.42±0.12	298.7±0.2	296.1±0.0	1.06	0.99±0.06	D(Cg2) / X(PCO)
P55T020Q200H2	13/07/17	5.52±0.04	298.5±0.1	294.6±0.1	1.06	0.97±0.05	D(Cg2) / X(PCO)
P55T020Q380H0	14/06/17	5.47±0.21	297.8±0.2	296.4±0.1	2.02	1.59±0.32	D(Cg2) / X(PCO)
P55T020Q380H1	11/07/17	5.43±0.19	297.4±1.2	294.9±0.1	2.02	0.94±0.16	D(Cg2) / X(PCO)
P55T020Q380H2	13/07/17	5.51±0.08	297.4±0.7	294.9±0.1	2.02	1.43±0.25	D(Cg2) / X(PCO)

TABLEAU A.8 – Cas Tests d'injection de C_2H_6 dans du He pour $P_r \geq 1$ et $T_r \geq 1$.

Nomenclature	Date	P_{ch} (MPa)	T_{ch} (K)	T_{inj} (K)	V_{inj} ($m.s^{-1}$)	Q_{amb} ($g.s^{-1}$)	Visualisations
P50T060Q050H0	23/06/17	5.02±0.03	333.2±0.1	300.7±0.2	0.27	1.08±0.05	D(Cg2) / X(PCO)
P50T060Q050H0	30/08/17	5.01±0.02	340.3±0.2	298.7±0.0	0.27	1.26±0.03	D(PCO) / O(Cg2)
P50T060Q050H0	30/08/17	5.00±0.02	339.7±0.2	298.8±0.0	0.27	1.27±0.03	D(PCO)
P50T060Q050H0	30/08/17	5.01±0.03	339.5±0.1	298.9±0.0	0.27	1.25±0.02	D(PCO)
P50T060Q050H0	30/08/17	5.00±0.02	339.2±0.1	298.9±0.0	0.27	1.25±0.02	D(PCO)
P50T060Q050H0	30/08/17	5.01±0.02	338.8±0.1	298.8±0.0	0.27	1.26±0.02	D(PCO)
P50T060Q050H1	26/06/17	5.02±0.02	347.3±0.1	299.2±0.1	0.27	1.17±0.10	D(Cg2) / X(PCO)
P50T060Q050H1	15/09/17	5.01±0.03	331.6±0.2	294.5±0.1	0.27	1.09±0.03	D(PCO) / O(Cg2)
P50T060Q050H2	26/06/17	5.01±0.03	335.3±0.1	298.9±0.1	0.27	1.07±0.18	D(Cg2) / X(PCO)
P50T060Q200H0	23/06/17	5.02±0.03	334.4±0.8	300.0±0.1	0.53	0.94±0.10	D(Cg2) / X(PCO)
P50T060Q100H0	30/08/17	5.01±0.03	340.7±0.1	298.7±0.0	0.53	1.22±0.03	D(PCO) / O(Cg2)
P50T060Q100H1	26/06/17	5.02±0.03	347.6±0.1	299.3±0.1	0.53	0.99±0.08	D(Cg2) / X(PCO)
P50T060Q100H1	15/09/17	5.01±0.03	330.7±0.3	295.1±0.0	0.53	1.07±0.03	D(PCO) / O(Cg2)
P50T060Q100H2	26/06/17	5.02±0.02	335.6±0.1	299.6±0.1	0.53	1.06±0.05	D(Cg2) / X(PCO)
P50T060Q380H0	23/06/17	5.02±0.03	332.2±0.7	300.3±0.1	1.06	0.95±0.09	D(Cg2) / X(PCO)
P50T060Q200H0	30/08/17	5.01±0.03	341.1±0.1	299.0±0.1	1.06	1.15±0.10	D(PCO) / O(Cg2)
P50T060Q200H1	26/06/17	5.03±0.03	346.3±1.0	299.2±0.1	1.06	0.96±0.15	D(Cg2) / X(PCO)
P50T060Q200H1	15/09/17	5.02±0.04	329.6±1.4	294.5±0.0	1.06	0.78±0.10	D(PCO) / O(Cg2)
P50T060Q200H2	26/06/17	5.02±0.04	334.1±0.5	299.3±0.1	1.06	0.94±0.07	D(Cg2) / X(PCO)
P50T060Q380H0	23/06/17	5.03±0.06	329.1±2.2	300.3±0.2	2.02	0.67±0.18	D(Cg2) / X(PCO)
P50T060Q380H0	17/07/17	5.01±0.05	332.0±0.9	304.2±0.0	2.02	1.56±0.24	D(Cg2) / X(PCO)
P50T060Q380H0	30/08/17	5.02±0.04	336.9±1.9	299.4±0.0	2.02	1.03±0.17	D(PCO) / O(Cg2)
P50T060Q380H1	26/06/17	5.02±0.04	337.7±3.0	299.4±0.1	2.02	0.90±0.13	D(Cg2) / X(PCO)
P50T060Q380H1	15/09/17	5.02±0.14	329.3±1.3	294.2±0.1	2.02	1.14±0.06	D(PCO) / O(Cg2)
P50T060Q380H2	26/06/17	5.01±0.07	333.8±0.9	299.3±0.1	2.02	1.14±0.11	D(Cg2) / X(PCO)
P53T060Q050H1	15/09/17	5.42±0.02	334.2±0.1	295.1±0.0	0.27	1.35±0.05	D(PCO) / O(Cg2)
P55T050Q050H0	15/06/17	5.37±0.09	323.0±0.2	301.0±0.2	0.27	1.89±0.04	D(Cg2) / X(PCO)
P55T050Q050H0	23/06/17	5.33±1.89	322.3±1.8	298.4±0.0	0.27	1.44±0.18	D(Cg2) / X(PCO)
P55T050Q100H0	15/06/17	5.34±0.11	322.1±0.2	300.1±0.1	0.53	1.78±0.07	D(Cg2) / X(PCO)
P55T050Q100H0	23/06/17	5.39±0.26	336.4±0.7	299.6±0.0	0.53	1.05±0.17	D(Cg2) / X(PCO)
P55T050Q200H0	23/06/17	5.40±0.42	324.6±0.5	298.3±0.1	1.06	1.67±0.16	D(Cg2) / X(PCO)
P55T050Q380H0	23/06/17	5.42±0.44	323.8±0.6	299.7±0.3	2.02	1.35±0.22	D(Cg2) / X(PCO)
P55T060Q050H0	23/06/17	5.42±0.83	335.1±0.7	299.5±0.1	0.27	1.02±0.42	D(Cg2) / X(PCO)
P55T060Q050H0	30/08/17	5.49±0.04	344.3±0.2	299.2±0.0	0.27	1.39±0.02	D(PCO) / O(Cg2)
P55T060Q050H1	26/06/17	5.51±0.04	334.5±0.4	298.7±0.0	0.27	1.08±0.18	D(Cg2) / X(PCO)
P55T060Q050H2	26/06/17	5.50±0.03	335.4±0.1	299.0±0.1	0.27	1.20±0.08	D(Cg2) / X(PCO)
P55T060Q100H0	23/06/17	5.44±0.61	334.8±0.7	299.9±0.1	0.53	0.85±0.34	D(Cg2) / X(PCO)
P55T060Q100H0	30/08/17	5.47±0.36	346.1±0.2	298.6±0.1	0.53	1.32±0.04	D(PCO) / O(Cg2)
P55T060Q100H1	26/06/17	5.50±0.61	332.6±0.5	298.4±0.1	0.53	0.87±0.31	D(Cg2) / X(PCO)
P55T060Q100H1	30/08/17	5.50±0.06	347.0±0.1	299.6±0.1	0.53	1.31±0.08	D(PCO) / O(Cg2)
P55T060Q100H2	26/06/17	5.51±0.03	335.7±0.1	298.6±0.1	0.53	1.11±0.16	D(Cg2) / X(PCO)
P55T060Q200H0	23/06/17	5.47±0.16	334.1±1.7	302.7±0.6	1.06	1.05±0.15	D(Cg2) / X(PCO)
P55T060Q200H0	30/08/17	5.50±0.08	346.8±0.1	299.4±0.1	1.06	1.30±0.12	D(PCO) / O(Cg2)
P55T060Q200H1	26/06/17	5.51±0.07	332.3±0.3	298.6±0.0	1.06	0.90±0.04	D(Cg2) / X(PCO)
P55T060Q200H1	30/08/17	5.51±0.09	342.3±0.8	301.7±0.1	1.06	1.25±0.18	O(Cg2)
P55T060Q200H2	26/06/17	5.51±0.04	334.5±0.6	298.7±0.0	1.06	1.02±0.09	D(Cg2) / X(PCO)
P55T060Q380H0	23/06/17	5.42±0.98	329.7±2.6	300.4±0.2	2.02	0.82±0.18	D(Cg2) / X(PCO)
P55T060Q380H0	30/08/17	5.50±0.03	344.4±2.3	301.4±0.1	2.02	1.36±0.11	D(PCO) / O(Cg2)
P55T060Q380H1	26/06/17	5.50±0.91	328.7±1.5	299.9±0.3	2.01	0.89±0.27	D(Cg2) / X(PCO)
P55T060Q380H1	30/08/17	5.50±0.09	345.2±1.3	300.9±0.2	2.01	1.00±0.06	D(PCO) / O(Cg2)
P55T060Q380H2	26/06/17	5.50±0.08	334.7±1.1	299.5±0.2	2.02	1.38±0.23	D(Cg2) / X(PCO)

3 Injection de propane dans de l'azote

TABLEAU A.9 – Cas Tests d'injection de C_3H_8 dans du N_2 pour $P_r < 1$ et $T_r < 1$.

Nomenclature	Date	P_{ch} (MPa)	T_{ch} (K)	T_{inj} (K)	V_{inj} ($m.s^{-1}$)	Q_{amb} ($g.s^{-1}$)	Visualisations
P10T020Q050H0	16/06/16	1.06±0.03	294.4±0.1	292.3±0.1	0.27	1.80±1.00	X(Gre)
P10T020Q100H0	07/07/16	1.08±0.01	295.0±0.1	292.2±0.0	0.53	1.80±1.00	D(PCO) / X(Gre)
P15T020Q050H0	01/07/16	1.58±0.11	296.4±0.3	292.9±0.1	0.27	1.80±1.00	D(Cg1) / X(Gre)
P15T020Q100H0	07/07/16	1.53±0.06	294.5±0.1	292.3±0.1	0.53	1.80±1.00	D(PCO) / X(Gre)
P20T020Q050H0	16/06/16	2.12±0.05	294.1±0.1	292.6±0.1	0.27	2.10±1.00	X(Gre)
P20T020Q050H0	17/06/16	2.06±0.07	293.9±0.1	291.3±0.0	0.27	2.10±1.00	X(Gre)
P20T020Q050H0	01/07/16	2.05±0.04	295.8±0.1	293.1±0.0	0.27	2.10±1.00	D(Cg1) / X(Gre)
P20T020Q050H0	20/09/17	2.07±0.01	293.4±0.1	293.1±0.0	0.27	2.10±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P20T020Q050H1	20/09/17	2.06±0.02	294.7±0.1	293.0±0.1	0.27	2.10±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P20T020Q050H2	21/09/17	2.07±0.01	295.1±0.1	292.9±0.0	0.27	2.10±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P20T020Q100H0	07/07/16	2.07±0.05	294.6±0.1	292.3±0.0	0.53	2.10±1.00	D(PCO) / X(Gre)
P20T020Q100H0	20/09/17	2.08±0.03	293.3±0.1	293.1±0.0	0.53	2.10±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P20T020Q100H1	20/09/17	2.05±0.06	294.6±0.1	293.0±0.0	0.53	2.10±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P20T020Q100H2	21/09/17	2.07±0.02	295.0±0.1	293.0±0.0	0.53	2.10±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P20T020Q200H0	20/09/17	2.11±0.05	293.5±0.1	293.3±0.1	1.06	2.10±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P20T020Q200H1	20/09/17	2.08±0.04	294.7±0.1	293.0±0.0	1.06	2.10±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P20T020Q200H2	21/09/17	2.10±0.02	295.2±0.1	293.4±0.0	1.06	2.10±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P20T020Q380H0	20/09/17	2.04±0.20	293.4±0.3	293.4±0.0	2.02	2.10±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P20T020Q380H1	20/09/17	2.06±0.21	295.2±0.4	293.0±0.1	2.02	2.10±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P20T020Q380H2	21/09/17	2.04±0.18	295.5±0.4	293.6±0.1	2.02	2.10±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P20T040Q050H0	15/04/16	2.18±0.00	316.0±0.1	295.1±0.1	0.27	2.10±1.00	D(Cg1)
P20T040Q050H1	15/04/16	2.18±0.01	315.0±0.2	295.1±0.1	0.27	2.10±1.00	D(Cg1)
P20T040Q100H0	15/04/16	2.18±0.03	315.4±0.1	294.9±0.0	0.53	2.10±1.00	D(Cg1)
P20T040Q100H1	15/04/16	2.19±0.01	314.9±0.0	295.3±0.1	0.53	2.10±1.00	D(Cg1)
P20T040Q200H0	15/04/16	2.19±0.02	315.2±0.1	295.1±0.0	1.06	2.10±1.00	D(Cg1)
P20T040Q200H1	15/04/16	2.19±0.02	315.1±0.0	295.1±0.1	1.06	2.10±1.00	D(Cg1)
P20T040Q400H0	15/04/16	2.18±0.09	316.0±1.2	295.8±0.1	2.12	2.10±1.00	D(Cg1)
P20T040Q400H1	15/04/16	2.19±0.07	315.7±0.6	295.3±0.1	2.12	2.10±1.00	D(Cg1)
P20T080Q050H0	28/06/16	2.10±0.03	354.1±0.1	304.4±0.1	0.27	2.10±1.00	X(Gre)
P25T020Q050H0	01/07/16	2.52±0.04	295.7±0.1	292.9±0.0	0.27	2.50±1.00	D(Cg1) / X(Gre)
P25T020Q050H0	20/09/17	2.54±0.00	293.4±0.1	292.9±0.0	0.27	2.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P25T020Q050H1	20/09/17	2.53±0.00	294.5±0.1	292.9±0.1	0.27	2.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P25T020Q050H2	21/09/17	2.57±0.00	294.7±0.1	292.8±0.0	0.27	2.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P25T020Q100H0	07/07/16	2.54±0.26	294.5±0.2	292.3±0.1	0.53	2.50±1.00	D(PCO) / X(Gre)
P25T020Q100H0	20/09/17	2.55±0.01	293.3±0.1	292.9±0.0	0.53	2.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P25T020Q100H1	20/09/17	2.52±0.01	294.5±0.1	293.0±0.1	0.53	2.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P25T020Q100H2	21/09/17	2.57±0.01	294.4±0.1	292.8±0.0	0.53	2.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P25T020Q200H0	20/09/17	2.54±0.02	293.3±0.1	292.9±0.1	1.06	2.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P25T020Q200H1	20/09/17	2.51±0.04	294.4±0.1	293.0±0.1	1.06	2.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P25T020Q200H2	21/09/17	2.57±0.03	294.8±0.1	293.0±0.0	1.06	2.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P25T020Q380H0	20/09/17	2.51±0.09	294.0±0.8	293.1±0.0	2.02	2.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P25T020Q380H1	20/09/17	2.54±0.10	295.6±0.9	293.1±0.0	2.02	2.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P25T020Q380H2	21/09/17	2.55±0.09	295.9±0.7	292.9±0.0	2.02	2.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P30T020Q050H0	16/06/16	3.06±0.05	294.1±0.1	292.2±0.1	0.27	3.40±1.00	X(Gre)
P30T020Q050H0	01/07/16	3.04±0.05	295.7±0.1	292.9±0.0	0.27	3.40±1.00	D(Cg1) / X(Gre)
P30T020Q050H0	20/09/17	3.04±0.00	293.3±0.1	292.6±0.0	0.27	3.40±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P30T020Q050H1	20/09/17	3.04±0.01	294.2±0.1	292.9±0.1	0.27	3.40±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P30T020Q050H2	21/09/17	3.05±0.01	294.8±0.1	292.9±0.0	0.27	3.40±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P30T020Q100H0	07/07/16	2.99±0.11	294.2±0.2	292.3±0.0	0.53	2.50±1.00	D(PCO) / X(Gre)
P30T020Q100H0	20/09/17	3.05±0.01	293.3±0.1	292.8±0.0	0.53	3.40±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P30T020Q100H1	20/09/17	3.07±0.00	294.2±0.1	293.1±0.0	0.53	3.40±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P30T020Q100H2	21/09/17	3.05±0.01	294.5±0.1	292.8±0.1	0.53	3.40±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P30T020Q200H0	20/09/17	3.05±0.02	293.1±0.1	292.8±0.0	1.06	3.40±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P30T020Q200H1	20/09/17	3.07±0.03	294.2±0.1	293.1±0.1	1.06	3.40±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P30T020Q200H2	21/09/17	3.04±0.03	294.7±0.1	292.9±0.0	1.06	3.40±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P30T020Q380H0	20/09/17	3.04±0.05	293.6±0.6	292.7±0.0	2.02	3.40±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P30T020Q380H1	20/09/17	3.05±0.07	294.4±0.4	293.0±0.1	2.02	3.40±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P30T020Q380H2	21/09/17	3.02±0.07	295.0±0.6	292.9±0.0	2.02	3.40±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P30T040Q050H0	15/04/16	3.09±0.00	313.7±0.1	295.9±0.1	0.27	3.40±1.00	D(Cg1)
P30T040Q050H1	15/04/16	3.09±0.00	314.2±0.1	295.9±0.0	0.27	3.40±1.00	D(Cg1)
P30T040Q100H0	15/04/16	3.09±0.02	315.1±0.2	295.4±0.0	0.53	3.40±1.00	D(Cg1)
P30T040Q100H1	15/04/16	3.09±0.02	314.2±0.0	295.5±0.1	0.53	3.40±1.00	D(Cg1)
P30T040Q200H0	15/04/16	3.10±0.01	313.3±0.3	295.7±0.0	1.06	3.40±1.00	D(Cg1)
P30T040Q200H1	15/04/16	3.09±0.02	314.4±0.1	295.9±0.0	1.06	3.40±1.00	D(Cg1)

Nomenclature	Date	P_{ch} (MPa)	T_{ch} (K)	T_{inj} (K)	V_{inj} (m.s ⁻¹)	Q_{amb} (g.s ⁻¹)	Visualisations
P30T040Q400H0	15/04/16	3.10±0.02	313.1±1.2	295.9±0.1	2.10	3.40±1.00	D(Cg1)
P30T040Q400H1	15/04/16	3.10±0.02	314.3±0.3	295.9±0.0	2.10	3.40±1.00	D(Cg1)
P30T080Q050H0	15/04/16	3.07±0.01	349.6±0.1	302.2±0.1	0.27	3.40±1.00	D(Cg1)
P30T080Q100H0	15/04/16	3.07±0.02	349.4±0.1	302.6±0.0	0.53	3.40±1.00	D(Cg1)
P30T080Q200H0	15/04/16	3.08±0.02	348.9±0.1	302.7±0.1	1.06	3.40±1.00	D(Cg1)
P30T080Q200H1	15/04/16	3.10±0.01	348.4±0.0	302.8±0.0	1.06	3.40±1.00	D(Cg1)
P30T080Q400H0	15/04/16	3.06±0.03	351.4±0.1	301.2±0.0	2.10	3.40±1.00	D(Cg1)
P30T080Q400H1	15/04/16	3.06±0.03	351.4±0.1	301.2±0.0	2.10	3.40±1.00	D(Cg1)
P35T020Q050H0	01/07/16	3.58±0.06	295.6±0.1	292.8±0.0	0.27	4.20±1.00	D(Cg1) / X(Gre)
P35T020Q050H0	20/09/17	3.56±0.01	293.5±0.1	292.9±0.0	0.27	4.20±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P35T020Q050H1	20/09/17	3.52±0.00	294.2±0.1	292.8±0.0	0.27	4.20±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P35T020Q050H2	21/09/17	3.54±0.01	294.7±0.1	292.9±0.0	0.27	4.20±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P35T020Q100H0	07/07/16	3.52±0.21	294.1±0.2	292.4±0.1	0.53	4.20±1.00	D(PCO) / X(Gre)
P35T020Q100H0	20/09/17	3.53±0.01	293.7±0.1	292.5±0.1	0.53	4.20±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P35T020Q100H1	20/09/17	3.53±0.01	294.2±0.1	292.8±0.1	0.53	4.20±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P35T020Q100H2	21/09/17	3.54±0.01	294.7±0.1	292.9±0.0	0.53	4.20±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P35T020Q200H0	20/09/17	3.55±0.06	293.4±0.1	292.8±0.0	1.06	4.20±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P35T020Q200H1	20/09/17	3.54±0.02	294.1±0.1	292.8±0.0	1.06	4.20±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P35T020Q200H2	21/09/17	3.54±0.02	294.4±0.1	292.9±0.1	1.06	4.20±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P35T020Q380H0	20/09/17	3.52±0.03	293.9±0.7	292.8±0.0	2.02	4.20±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P35T020Q380H1	20/09/17	3.52±0.07	294.2±0.5	292.8±0.0	2.02	4.20±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P35T020Q380H2	21/09/17	3.53±0.10	294.3±1.0	292.8±0.1	2.02	4.20±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P35T080Q050H0	15/04/16	3.57±0.01	347.8±0.1	302.1±0.0	0.27	4.20±1.00	D(Cg1)
P35T080Q050H1	18/05/16	3.28±1.08	349.9±0.2	298.9±0.3	0.27	3.40±1.00	D(Cg1)
P35T080Q100H0	15/04/16	3.55±0.01	347.5±0.1	301.8±0.1	0.53	4.20±1.00	D(Cg1)
P35T080Q100H1	18/05/16	3.55±0.01	349.7±0.1	299.7±0.2	0.53	4.20±1.00	D(Cg1)
P35T080Q200H0	15/04/16	3.53±0.02	347.6±0.0	301.4±0.0	1.06	4.20±1.00	D(Cg1)
P35T080Q200H1	18/05/16	3.57±0.50	348.8±0.1	300.2±0.2	1.06	4.20±1.00	D(Cg1)
P35T080Q200H2	15/04/16	3.60±0.01	347.4±0.0	306.1±0.0	1.06	4.20±1.00	D(Cg1)
P35T080Q400H0	15/04/16	3.61±0.02	345.9±0.6	306.1±0.1	2.07	4.20±1.00	D(Cg1)
P35T080Q400H1	18/05/16	3.59±0.17	347.9±3.8	300.8±0.1	2.07	4.20±1.00	D(Cg1)
P35T080Q400H2	15/04/16	3.72±1.03	351.4±0.9	306.1±0.4	2.07	4.20±1.00	D(Cg1)
P40T020Q050H0	16/06/16	4.08±0.07	293.9±0.2	292.4±0.1	0.27	4.80±1.00	D(Cg1) / X(Gre)
P40T020Q050H0	17/06/16	4.03±0.02	293.8±0.4	291.2±0.1	0.27	4.80±1.00	X(Gre)
P40T020Q050H0	01/07/16	4.05±0.03	294.8±0.1	292.9±0.0	0.27	4.80±1.00	D(Cg1) / X(Gre)
P40T020Q050H0	20/09/17	4.08±0.00	293.4±0.0	293.1±0.0	0.27	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q050H1	20/09/17	4.06±0.01	294.4±0.0	292.8±0.0	0.27	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q050H2	21/09/17	3.99±0.01	294.7±0.1	293.0±0.0	0.27	4.20±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q100H0	07/07/16	4.04±0.04	294.3±0.1	292.5±0.0	0.53	4.80±1.00	D(PCO) / X(Gre)
P40T020Q100H0	20/09/17	4.09±0.02	293.4±0.1	293.0±0.1	0.53	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q100H1	20/09/17	4.06±0.01	294.4±0.1	292.7±0.0	0.53	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q100H2	21/09/17	4.07±0.12	295.1±0.0	293.1±0.0	0.53	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q200H0	20/09/17	4.09±0.03	293.3±0.1	292.9±0.0	1.06	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q200H1	20/09/17	4.06±0.01	294.2±0.1	292.6±0.0	1.06	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q200H2	21/09/17	4.05±0.03	294.6±0.1	293.1±0.0	1.06	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q380H0	20/09/17	4.07±0.09	294.2±0.8	293.0±0.1	2.02	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q380H1	20/09/17	4.04±0.10	294.2±0.4	292.7±0.1	2.02	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T020Q380H2	21/09/17	4.03±0.07	295.4±0.8	292.9±0.0	2.02	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P40T040Q050H0	15/04/16	4.10±0.01	315.1±0.1	295.4±0.0	0.27	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T040Q050H0	22/04/16	4.00±0.20	314.4±0.2	304.1±0.3	0.27	4.20±1.00	D(Cg1)
P40T040Q050H0	22/04/16	4.08±0.02	312.4±0.1	301.6±0.1	0.27	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T040Q050H1	15/04/16	4.10±0.00	315.0±0.1	295.4±0.0	0.27	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T040Q100H0	15/04/16	4.10±0.01	314.8±0.1	295.7±0.0	0.53	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T040Q100H0	22/04/16	4.04±0.04	313.8±0.1	301.9±0.3	0.53	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T040Q100H0	22/04/16	4.07±0.04	312.4±0.1	302.4±0.4	0.53	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T040Q100H1	15/04/16	4.09±0.01	315.0±0.1	295.6±0.1	0.53	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T040Q200H0	15/04/16	4.10±0.01	314.6±0.1	295.6±0.0	1.06	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T040Q200H0	22/04/16	4.09±0.04	311.9±0.3	301.4±0.1	1.06	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T040Q200H1	15/04/16	4.09±0.02	315.1±0.0	295.8±0.0	1.06	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T040Q400H0	15/04/16	4.10±0.02	315.1±0.1	295.6±0.0	2.07	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T040Q400H1	15/04/16	4.12±0.05	315.2±0.1	296.3±0.1	2.07	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T065Q050H0	22/04/16	4.12±0.11	337.6±0.2	305.9±1.0	0.27	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T065Q100H0	22/04/16	4.14±0.04	336.9±0.8	303.1±0.5	0.53	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T065Q200H0	22/04/16	4.15±0.03	335.9±1.5	302.4±0.3	1.06	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T080Q050H0	15/04/16	4.10±0.01	357.6±0.1	304.6±0.1	0.27	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T080Q050H0	28/06/16	4.07±0.02	351.5±0.2	301.5±0.1	0.27	4.80±1.00	X(Gre)
P40T080Q050H0	28/06/16	4.08±0.07	350.7±0.3	300.8±0.3	0.27	4.80±1.00	X(Gre)
P40T080Q100H0	15/04/16	4.09±0.01	357.2±0.1	304.4±0.0	0.53	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T080Q100H1	15/04/16	4.13±0.02	356.0±0.1	305.3±0.1	0.53	4.80±1.00	D(Cg1)

Nomenclature	Date	P_{ch} (MPa)	T_{ch} (K)	T_{inj} (K)	V_{inj} (m.s ⁻¹)	Q_{amb} (g.s ⁻¹)	Visualisations
P40T080Q200H0	15/04/16	4.10±0.01	356.9±0.1	305.8±0.1	1.06	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T080Q200H1	15/04/16	4.15±0.02	355.4±0.1	304.6±0.1	1.06	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T080Q400H0	15/04/16	4.15±0.02	357.8±0.5	305.3±0.1	2.07	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T080Q400H1	15/04/16	4.16±0.02	354.6±0.3	304.7±0.1	2.07	4.80±1.00	D(Cg1)

TABLEAU A.10 – Cas Tests d'injection de C₃H₈ dans du N₂ pour $P_r < 1$ et $T_r \geq 1$.

Nomenclature	Date	P_{ch} (MPa)	T_{ch} (K)	T_{inj} (K)	V_{inj} (m.s ⁻¹)	Q_{amb} (g.s ⁻¹)	Visualisations
P35T120Q050H0	18/05/16	3.54±0.01	390.9±1.2	304.4±0.5	0.27	4.20±1.00	D(Cg1)
P35T120Q100H0	18/05/16	3.56±0.06	394.4±0.3	302.7±0.2	0.53	4.20±1.00	D(Cg1)
P35T120Q200H0	18/05/16	3.57±0.09	391.3±2.0	304.9±0.5	1.06	4.20±1.00	D(Cg1)
P35T120Q400H0	18/05/16	3.56±0.10	379.5±5.8	308.6±0.3	2.07	4.20±1.00	D(Cg1)
P35T140Q050H0	18/05/16	3.51±0.01	419.0±0.3	308.9±0.9	0.27	4.20±1.00	D(Cg1)
P35T140Q100H0	18/05/16	3.54±0.05	419.0±0.6	311.8±1.4	0.53	4.20±1.00	D(Cg1)
P35T140Q200H0	18/05/16	3.50±0.04	418.3±1.6	313.0±0.2	1.06	3.40±1.00	D(Cg1)
P35T140Q400H0	18/05/16	3.56±0.20	408.9±5.8	311.7±0.6	2.07	4.20±1.00	D(Cg1)
P40T120Q050H0	15/04/16	4.13±0.01	400.2±0.2	314.4±0.1	0.27	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T120Q100H0	15/04/16	4.12±0.02	402.2±0.2	314.5±0.0	0.53	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T120Q100H1	15/04/16	4.12±0.02	402.2±0.2	314.5±0.0	0.53	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T120Q200H0	15/04/16	4.12±0.03	402.7±0.2	314.6±0.1	1.06	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T120Q200H1	15/04/16	4.14±0.00	398.4±0.0	312.1±0.0	1.06	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T120Q400H0	15/04/16	4.10±0.04	403.0±0.9	313.5±0.2	2.07	4.80±1.00	D(Cg1)
P40T120Q400H1	15/04/16	4.14±0.04	398.2±0.0	311.4±0.0	2.07	4.80±1.00	D(Cg1)
P41T150Q020H0	08/07/16	4.21±0.01	429.8±0.2	308.6±0.1	0.10	4.80±1.00	D(PCO)
P42T150Q020H0	08/07/16	4.12±0.02	430.6±0.2	308.9±0.1	0.11	4.80±1.00	D(PCO)

TABLEAU A.11 – Cas Tests d'injection de C_3H_8 dans du N_2 pour $P_r \geq 1$ et $T_r < 1$.

Nomenclature	Date	P_{ch} (MPa)	T_{ch} (K)	T_{inj} (K)	V_{inj} ($m.s^{-1}$)	Q_{amb} ($g.s^{-1}$)	Visualisations
P45T020Q050H0	01/07/16	4.56±0.07	295.4±0.1	292.8±0.1	0.27	5.80±1.00	D(Cg1) / X(Gre)
P45T020Q050H0	20/09/17	4.58±0.04	294.2±0.1	293.1±0.0	0.27	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q050H1	20/09/17	4.55±0.01	294.6±0.1	292.8±0.1	0.27	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q050H2	21/09/17	4.55±0.01	294.8±0.1	293.2±0.1	0.27	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q100H0	07/07/16	4.57±0.19	294.7±0.2	292.5±0.1	0.53	5.80±1.00	D(PCO) / X(Gre)
P45T020Q100H0	20/09/17	4.49±0.02	293.4±0.1	293.2±0.1	0.53	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q100H1	20/09/17	4.55±0.02	294.6±0.1	292.8±0.0	0.53	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q100H2	21/09/17	4.56±0.01	294.5±0.1	293.1±0.0	0.53	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q200H0	20/09/17	4.50±0.04	293.0±0.1	293.4±0.0	1.06	4.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q200H1	20/09/17	4.55±0.03	294.3±0.0	292.7±0.0	1.06	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q200H2	21/09/17	4.55±0.09	294.9±0.2	293.1±0.0	1.06	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q380H0	20/09/17	4.56±0.28	293.3±0.6	293.2±0.0	2.02	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q380H1	20/09/17	4.52±0.06	294.4±0.6	292.7±0.1	2.02	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T020Q380H2	21/09/17	4.52±0.07	295.6±0.9	293.1±0.0	2.02	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P45T040Q050H0	15/04/16	4.57±0.04	316.1±0.1	296.9±0.0	0.27	5.80±1.00	D(Cg1)
P45T040Q050H1	15/04/16	4.57±0.04	316.1±0.1	296.9±0.0	0.27	5.80±1.00	D(Cg1)
P45T040Q100H0	15/04/16	4.43±0.01	314.8±0.1	296.9±0.0	0.53	4.80±1.00	D(Cg1)
P45T040Q100H1	15/04/16	4.59±0.00	316.1±0.1	297.1±0.0	0.53	5.80±1.00	D(Cg1)
P45T040Q200H0	15/04/16	4.43±0.01	314.6±0.1	296.9±0.0	1.06	4.80±1.00	D(Cg1)
P45T040Q200H1	15/04/16	4.58±0.01	316.2±0.1	297.1±0.0	1.06	5.80±1.00	D(Cg1)
P45T040Q400H0	15/04/16	4.44±0.01	315.3±0.1	296.9±0.0	2.04	4.80±1.00	D(Cg1)
P45T040Q400H1	15/04/16	4.58±0.02	316.6±0.0	296.8±0.0	2.04	5.80±1.00	D(Cg1)
P45T080Q050H0	15/04/16	4.56±0.01	354.9±0.0	301.8±0.0	0.27	5.80±1.00	D(Cg1)
P45T080Q050H2	15/04/16	4.56±0.01	354.9±0.0	301.8±0.0	0.27	5.80±1.00	D(Cg1)
P45T080Q100H0	15/04/16	4.57±0.01	354.1±0.1	302.4±0.0	0.53	5.80±1.00	D(Cg1)
P45T080Q100H1	15/04/16	4.61±0.02	352.1±0.1	302.1±0.1	0.53	5.80±1.00	D(Cg1)
P45T080Q200H0	15/04/16	4.58±0.01	354.6±0.0	302.5±0.1	1.06	5.80±1.00	D(Cg1)
P45T080Q200H1	15/04/16	4.56±0.03	350.9±0.1	302.1±0.0	1.06	5.80±1.00	D(Cg1)
P45T080Q400H0	15/04/16	4.71±0.06	350.7±1.0	301.9±0.0	2.04	5.80±1.00	D(Cg1)
P45T080Q400H1	15/04/16	4.61±0.01	353.5±0.1	302.6±0.1	2.04	5.80±1.00	D(Cg1)
P50T020Q050H0	16/06/16	5.12±0.05	294.0±0.1	292.4±0.0	0.27	6.60±1.00	X(Gre)
P50T020Q050H0	01/07/16	5.08±0.11	295.4±0.2	292.9±0.0	0.27	6.60±1.00	D(Cg1) / X(Gre)
P50T020Q050H0	20/09/17	5.06±0.00	293.8±0.1	293.0±0.1	0.27	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q050H1	20/09/17	4.99±0.00	294.4±0.1	292.9±0.0	0.27	5.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q050H2	21/09/17	5.09±0.01	295.0±0.1	293.2±0.0	0.27	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q100H0	07/07/16	5.08±0.91	294.8±0.5	292.5±0.1	0.53	6.60±1.00	D(PCO) / X(Gre)
P50T020Q100H0	20/09/17	5.04±0.02	293.7±0.1	292.9±0.0	0.53	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q100H1	20/09/17	5.01±0.02	294.5±0.1	292.8±0.1	0.53	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q100H2	21/09/17	5.10±0.00	294.9±0.1	293.2±0.0	0.53	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q200H0	20/09/17	5.04±0.03	293.9±0.1	293.1±0.0	1.06	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q200H1	20/09/17	5.05±0.03	294.3±0.2	292.9±0.0	1.06	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q200H2	21/09/17	5.08±0.02	295.1±0.1	293.4±0.0	1.06	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q380H0	20/09/17	5.00±0.10	293.4±1.1	293.2±0.0	2.02	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q380H1	20/09/17	5.02±0.08	294.6±0.8	292.8±0.1	2.02	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T020Q380H2	21/09/17	5.07±0.05	294.7±0.7	293.3±0.0	2.02	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P50T040Q050H0	15/04/16	5.03±0.00	318.1±0.1	298.2±0.1	0.27	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T040Q050H1	15/04/16	5.03±0.01	318.2±0.1	298.4±0.0	0.27	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T040Q100H0	15/04/16	5.04±0.00	317.7±0.1	298.2±0.0	0.53	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T040Q100H1	15/04/16	5.03±0.01	318.2±0.1	298.8±0.1	0.53	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T040Q200H0	15/04/16	5.05±0.00	317.7±0.3	298.4±0.1	1.06	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T040Q200H1	15/04/16	5.04±0.00	318.4±0.0	298.6±0.0	1.06	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T040Q400H0	15/04/16	5.06±0.01	318.1±0.1	297.9±0.1	2.04	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T040Q400H1	15/04/16	5.06±0.01	318.8±0.0	298.2±0.1	2.04	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T080Q050H0	15/04/16	4.78±0.00	349.8±0.1	302.9±0.0	0.27	5.80±1.00	D(Cg1)
P50T080Q050H0	22/04/16	5.12±0.03	352.1±0.2	306.4±0.6	0.27	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T080Q050H0	18/05/16	5.11±0.09	348.4±0.1	299.7±0.2	0.27	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T080Q050H1	15/04/16	4.99±0.10	349.9±0.1	306.6±0.0	0.27	5.80±1.00	D(Cg1)
P50T080Q100H0	15/04/16	4.79±0.00	348.5±0.1	303.0±0.1	0.53	5.80±1.00	D(Cg1)
P50T080Q100H0	22/04/16	5.14±0.05	352.6±0.8	304.7±0.4	0.53	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T080Q100H0	18/05/16	5.12±0.06	353.9±0.3	300.9±0.2	0.53	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T080Q100H1	15/04/16	4.89±0.00	349.6±0.0	306.6±0.0	0.53	5.80±1.00	D(Cg1)
P50T080Q200H0	15/04/16	4.86±0.06	347.9±0.0	302.1±0.1	1.06	5.80±1.00	D(Cg1)
P50T080Q200H0	22/04/16	5.15±0.03	350.7±2.6	302.9±0.2	1.06	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T080Q200H0	18/05/16	5.12±0.12	349.6±1.1	301.5±0.4	1.06	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T080Q200H1	15/04/16	5.06±0.00	350.6±0.0	305.9±0.0	1.06	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T080Q400H0	15/04/16	5.09±0.03	349.6±0.3	305.2±0.1	2.04	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T080Q400H0	18/05/16	5.12±0.42	343.1±4.5	301.9±0.4	2.04	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T080Q400H1	15/04/16	5.09±0.03	349.6±0.3	305.2±0.1	2.04	6.60±1.00	D(Cg1)
P55T020Q050H0	01/07/16	5.56±0.12	295.2±0.1	293.2±0.1	0.27	7.80±1.00	D(Cg1) / X(Gre)

Nomenclature	Date	P_{ch} (MPa)	T_{ch} (K)	T_{inj} (K)	V_{inj} (m.s ⁻¹)	Q_{amb} (g.s ⁻¹)	Visualisations
P55T020Q050H0	20/09/17	5.58±0.00	294.3±0.1	293.0±0.0	0.27	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T020Q050H1	20/09/17	5.55±0.01	294.8±0.1	293.0±0.0	0.27	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T020Q050H2	21/09/17	5.55±0.01	295.0±0.1	293.5±0.1	0.27	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T020Q100H0	07/07/16	5.53±0.15	294.7±0.1	292.5±0.1	0.53	7.80±1.00	D(PCO) / X(Gre)
P55T020Q100H1	20/09/17	5.58±0.02	294.4±0.1	293.1±0.0	0.53	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T020Q100H2	20/09/17	5.55±0.01	294.8±0.1	292.9±0.1	0.53	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T020Q100H2	21/09/17	5.56±0.01	295.0±0.1	293.5±0.0	0.53	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T020Q200H0	20/09/17	5.54±0.03	293.9±0.0	293.0±0.0	1.06	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T020Q200H1	20/09/17	5.55±0.03	294.4±0.1	292.9±0.0	1.06	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T020Q200H2	21/09/17	5.53±0.02	295.1±0.1	293.5±0.0	1.06	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T020Q380H0	20/09/17	5.52±0.08	293.6±0.9	293.0±0.0	2.02	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T020Q380H1	20/09/17	5.52±0.10	294.3±0.7	292.8±0.1	2.02	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T020Q380H2	21/09/17	5.48±0.13	294.9±0.5	293.4±0.0	2.02	6.60±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P55T040Q050H0	15/04/16	5.52±0.00	319.1±0.0	298.1±0.0	0.27	7.80±1.00	D(Cg1)
P55T040Q050H1	15/04/16	5.52±0.00	319.1±0.0	298.1±0.0	0.27	7.80±1.00	D(Cg1)
P55T040Q100H0	15/04/16	5.52±0.00	318.5±0.1	297.6±0.0	0.53	7.80±1.00	D(Cg1)
P55T040Q100H1	15/04/16	5.59±0.02	358.3±0.2	306.6±0.0	0.53	7.80±1.00	D(Cg1)
P55T040Q200H0	15/04/16	5.54±0.00	318.1±0.0	297.4±0.0	1.06	7.80±1.00	D(Cg1)
P55T040Q200H1	15/04/16	5.54±0.00	318.1±0.0	297.4±0.0	1.06	7.80±1.00	D(Cg1)
P55T040Q400H0	15/04/16	5.57±0.00	319.1±0.0	297.9±0.0	2.02	7.80±1.00	D(Cg1)
P55T040Q400H1	15/04/16	5.57±0.00	319.1±0.0	297.9±0.0	2.02	7.80±1.00	D(Cg1)
P55T040Q400H2	15/04/16	5.57±0.00	319.1±0.0	297.9±0.0	2.02	7.80±1.00	D(Cg1)
P55T080Q050H0	15/04/16	5.50±0.02	352.7±0.1	304.9±0.1	0.27	7.80±1.00	D(Cg1)
P55T080Q050H1	15/04/16	5.50±0.02	352.7±0.1	304.9±0.1	0.27	7.80±1.00	D(Cg1)
P55T080Q100H0	15/04/16	5.48±0.01	350.4±0.1	306.2±0.1	0.53	6.60±1.00	D(Cg1)
P55T080Q100H1	15/04/16	5.59±0.02	358.3±0.2	306.6±0.0	0.53	7.80±1.00	D(Cg1)
P55T080Q200H0	15/04/16	5.46±0.02	349.1±0.3	306.9±0.0	1.06	6.60±1.00	D(Cg1)
P55T080Q200H1	15/04/16	5.60±0.01	358.8±0.1	305.4±0.0	1.06	7.80±1.00	D(Cg1)
P55T080Q400H0	15/04/16	5.47±0.16	351.7±0.1	308.2±0.1	2.02	6.60±1.00	D(Cg1)
P55T080Q400H1	15/04/16	5.62±0.05	356.2±2.4	304.9±0.0	2.02	7.80±1.00	D(Cg1)
P60T020Q050H0	16/06/16	5.97±0.23	294.2±0.2	292.4±0.0	0.27	7.80±1.00	X(Gre)
P60T020Q050H1	17/06/16	6.11±0.59	293.5±0.4	291.3±0.1	0.27	8.50±1.00	X(Gre)
P60T020Q050H2	01/07/16	6.08±0.12	295.2±0.1	293.0±0.1	0.27	8.50±1.00	D(Cg1) / X(Gre)
P60T020Q050H0	20/09/17	6.02±0.13	294.3±0.1	293.1±0.0	0.27	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q050H1	20/09/17	6.09±0.08	294.6±0.1	293.1±0.0	0.27	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q050H2	21/09/17	5.98±0.41	295.2±0.1	293.8±0.1	0.27	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q100H0	07/07/16	6.07±0.08	294.7±0.1	292.7±0.0	0.53	8.50±1.00	D(PCO) / X(Gre)
P60T020Q100H1	20/09/17	6.10±0.08	294.3±0.1	293.2±0.0	0.53	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q100H2	20/09/17	6.07±0.01	294.8±0.1	293.0±0.0	0.53	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q100H2	21/09/17	5.96±0.02	294.9±0.1	293.6±0.0	0.53	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q200H0	20/09/17	6.04±0.09	296.2±0.2	293.2±0.0	1.06	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q200H1	20/09/17	6.07±0.02	294.5±0.1	293.0±0.0	1.06	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q200H2	21/09/17	6.10±0.02	295.1±0.0	293.7±0.0	1.06	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q380H0	20/09/17	5.99±0.13	293.1±0.5	293.2±0.0	2.02	7.80±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q380H1	20/09/17	6.06±0.05	294.3±0.8	292.9±0.0	2.02	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T020Q380H2	21/09/17	6.07±0.07	294.9±0.9	293.4±0.0	2.02	8.50±1.00	D(PCO) / O(Cg2)
P60T080Q050H0	18/05/16	6.04±0.06	358.8±0.7	300.9±0.2	0.27	8.50±1.00	D(Cg1)
P60T080Q100H0	18/05/16	6.03±0.07	360.5±0.4	302.3±0.3	0.53	8.50±1.00	D(Cg1)
P60T080Q200H0	18/05/16	5.91±0.02	353.6±0.5	302.3±0.2	1.06	7.80±1.00	D(Cg1)
P60T080Q400H0	18/05/16	6.07±0.12	355.9±2.9	300.7±0.1	2.02	8.50±1.00	D(Cg1)

TABLEAU A.12 – Cas Tests d'injection de C_3H_8 dans du N_2 pour $P_r \geq 1$ et $T_r \geq 1$.

Nomenclature	Date	P_{ch} (MPa)	T_{ch} (K)	T_{inj} (K)	V_{inj} ($m.s^{-1}$)	Q_{amb} ($g.s^{-1}$)	Visualisations
P43T150Q020H0	08/07/16	4.29±0.02	429.0±0.3	309.2±0.3	0.11	4.80±1.00	D(PCO)
P43T150Q030H0	08/07/16	4.29±0.03	428.7±0.2	309.3±0.1	0.16	4.80±1.00	D(PCO)
P43T150Q040H0	08/07/16	4.30±0.03	428.8±0.2	308.5±0.1	0.21	4.80±1.00	D(PCO)
P45T120Q050H0	15/04/16	4.56±0.00	401.9±0.0	309.8±0.1	0.27	5.80±1.00	D(Cg1)
P45T120Q050H1	15/04/16	4.56±0.01	407.9±0.1	311.5±0.1	0.27	5.80±1.00	D(Cg1)
P45T120Q100H0	15/04/16	4.56±0.02	402.3±0.2	310.0±0.0	0.53	5.80±1.00	D(Cg1)
P45T120Q100H1	15/04/16	4.56±0.02	408.1±0.4	310.6±0.0	0.53	5.80±1.00	D(Cg1)
P45T120Q200H0	15/04/16	4.55±0.03	400.4±0.2	310.7±0.1	1.06	5.80±1.00	D(Cg1)
P45T120Q200H1	15/04/16	4.57±0.03	407.6±0.6	310.1±0.1	1.06	5.80±1.00	D(Cg1)
P45T120Q400H0	15/04/16	4.50±0.36	397.0±0.5	309.1±0.1	2.10	4.80±1.00	D(Cg1)
P45T120Q400H1	15/04/16	4.36±1.06	405.8±0.6	305.1±0.2	2.10	4.80±1.00	D(Cg1)
P47T150Q020H0	08/07/16	4.76±0.06	423.6±0.1	310.4±0.1	0.11	5.80±1.00	D(PCO)
P47T150Q100H0	08/07/16	4.69±0.08	424.6±0.1	310.5±0.1	0.53	5.80±1.00	D(PCO)
P50T120Q050H0	15/04/16	4.98±0.25	400.6±0.3	312.3±0.1	0.27	5.80±1.00	D(Cg1)
P50T120Q050H1	22/04/16	5.05±0.42	382.5±1.2	315.0±1.2	0.27	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T120Q050H0	18/05/16	5.09±0.02	397.7±0.6	303.9±0.4	0.27	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T120Q100H0	15/04/16	5.05±0.16	398.2±0.2	313.2±0.1	0.53	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T120Q100H0	22/04/16	5.07±0.01	378.9±0.2	312.2±0.4	0.53	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T120Q100H0	18/05/16	5.05±0.07	396.5±0.3	304.9±0.4	0.53	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T120Q100H1	15/04/16	5.05±0.16	398.2±0.2	313.2±0.1	0.53	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T120Q200H0	15/04/16	5.11±0.05	403.0±0.2	307.1±0.1	1.06	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T120Q200H0	22/04/16	5.07±0.03	378.3±2.6	310.9±0.2	1.06	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T120Q200H0	18/05/16	5.09±0.11	394.3±1.3	306.1±0.2	1.06	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T120Q200H1	15/04/16	5.19±0.10	399.6±0.9	312.9±0.0	1.06	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T120Q400H0	15/04/16	5.26±0.03	402.3±0.3	309.9±0.1	2.10	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T120Q400H0	18/05/16	5.09±0.31	389.7±5.2	306.0±0.2	2.04	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T120Q400H1	15/04/16	5.34±0.01	399.6±0.4	311.7±0.1	2.10	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T140Q050H0	18/05/16	5.14±0.06	419.2±0.9	310.6±0.9	0.27	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T140Q100H0	18/05/16	5.19±0.05	418.5±0.3	308.6±0.1	0.53	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T140Q200H0	18/05/16	5.21±0.08	415.8±1.0	307.6±0.3	1.06	6.60±1.00	D(Cg1)
P50T140Q400H0	18/05/16	5.14±0.32	413.1±3.5	309.8±0.3	2.04	6.60±1.00	D(Cg1)
P55T150Q050H0	08/07/16	5.39±0.04	424.5±0.2	309.8±0.2	0.27	6.60±1.00	D(PCO)
P55T150Q100H0	08/07/16	5.58±0.08	425.5±0.2	312.4±0.2	0.53	7.80±1.00	D(PCO)
P60T120Q050H0	18/05/16	6.12±0.05	398.9±0.5	306.8±0.3	0.27	8.50±1.00	D(Cg1)
P60T120Q100H0	18/05/16	6.11±0.02	414.3±0.3	307.4±0.0	0.53	8.50±1.00	D(Cg1)
P60T120Q200H0	18/05/16	6.00±0.81	397.5±1.0	309.2±0.3	1.06	7.80±1.00	D(Cg1)
P60T120Q400H0	18/05/16	5.94±0.34	390.5±4.5	311.9±0.2	2.02	7.80±1.00	D(Cg1)
P60T140Q050H0	18/05/16	6.11±0.07	417.2±0.5	306.2±0.2	0.27	8.50±1.00	D(Cg1)
P60T140Q100H0	18/05/16	6.14±0.38	401.4±0.6	310.0±0.2	0.53	8.50±1.00	D(Cg1)
P60T140Q200H0	18/05/16	6.08±0.11	418.5±1.5	307.2±0.1	1.06	8.50±1.00	D(Cg1)
P60T140Q400H0	18/05/16	6.15±0.35	403.5±7.3	307.6±0.1	2.02	8.50±1.00	D(Cg1)
P60T150Q050H0	08/07/16	5.99±0.03	423.4±0.3	314.6±0.1	0.27	7.80±1.00	D(PCO)
P60T160Q050H0	19/05/16	6.09±0.86	425.4±0.6	308.0±0.1	0.27	8.50±1.00	D(Cg1)
P60T160Q100H0	19/05/16	5.92±1.34	425.5±1.4	310.1±0.4	0.53	7.80±1.00	D(Cg1)
P60T160Q200H0	19/05/16	5.99±1.14	426.9±0.3	313.3±0.3	1.06	7.80±1.00	D(Cg1)
P60T160Q400H0	19/05/16	6.03±0.42	427.1±6.1	316.2±0.1	2.02	8.50±1.00	D(Cg1)

4 Injection de propane dans de l'hélium

TABLEAU A.13 – Cas Tests d'injection de C_3H_8 dans du He pour $P_r < 1$ et $T_r < 1$.

Nomenclature	Date	P_{ch} (MPa)	T_{ch} (K)	T_{inj} (K)	V_{inj} ($m.s^{-1}$)	Q_{amb} ($g.s^{-1}$)	Visualisations
P20T020Q050H0	17/06/16	2.03 ± 0.02	293.3 ± 0.1	290.7 ± 0.1	0.27	0.50 ± 0.02	X(Gre)
P35T080Q050H0	19/05/16	3.46 ± 1.37	364.6 ± 0.2	300.9 ± 0.2	0.27	0.63 ± 0.60	D(Cg1)
P35T080Q100H0	19/05/16	3.48 ± 0.07	364.2 ± 0.3	300.8 ± 0.3	0.53	3.37 ± 0.18	D(Cg1)
P35T080Q200H0	19/05/16	3.51 ± 0.18	364.9 ± 0.5	301.9 ± 0.1	1.06	3.13 ± 0.29	D(Cg1)
P35T080Q400H0	19/05/16	3.62 ± 0.09	366.0 ± 0.5	300.8 ± 0.1	2.07	0.10 ± 0.25	D(Cg1)

TABLEAU A.14 – Cas Tests d'injection de C_3H_8 dans du He pour $P_r < 1$ et $T_r \geq 1$.

Nomenclature	Date	P_{ch} (MPa)	T_{ch} (K)	T_{inj} (K)	V_{inj} ($m.s^{-1}$)	Q_{amb} ($g.s^{-1}$)	Visualisations
P35T140Q050H0	19/05/16	3.46 ± 0.64	422.9 ± 0.7	306.3 ± 0.1	0.27	1.11 ± 0.30	D(Cg1)
P35T140Q100H0	19/05/16	3.44 ± 1.15	422.8 ± 1.5	307.2 ± 0.1	0.53	0.96 ± 0.32	D(Cg1)
P35T140Q200H0	19/05/16	3.48 ± 0.34	422.6 ± 4.0	309.0 ± 0.4	1.06	0.68 ± 0.21	D(Cg1)
P35T140Q400H0	19/05/16	3.50 ± 0.06	420.9 ± 0.3	311.9 ± 0.1	2.07	0.65 ± 0.16	D(Cg1)

TABLEAU A.15 – Cas Tests d'injection de C_3H_8 dans du He pour $P_r \geq 1$ et $T_r < 1$.

Nomenclature	Date	P_{ch} (MPa)	T_{ch} (K)	T_{inj} (K)	V_{inj} ($m.s^{-1}$)	Q_{amb} ($g.s^{-1}$)	Visualisations
P50T080Q050H0	19/05/16	5.03 ± 0.05	368.9 ± 0.5	300.3 ± 0.1	0.27	3.05 ± 0.07	D(Cg1)
P50T080Q100H0	19/05/16	5.71 ± 0.25	367.6 ± 0.8	305.1 ± 0.1	0.53	2.33 ± 0.08	D(Cg1)
P50T080Q200H0	19/05/16	5.06 ± 0.08	368.3 ± 0.5	302.4 ± 0.2	1.06	2.64 ± 0.28	D(Cg1)
P50T080Q400H0	19/05/16	5.07 ± 0.12	366.9 ± 0.5	303.2 ± 0.2	2.04	2.24 ± 0.43	D(Cg1)
P60T080Q050H0	19/05/16	5.64 ± 0.20	368.1 ± 1.1	304.1 ± 0.2	0.27	2.38 ± 0.05	D(Cg1)
P60T080Q100H0	19/05/16	5.72 ± 0.33	367.6 ± 1.6	305.1 ± 0.1	0.53	2.32 ± 0.11	D(Cg1)
P60T080Q200H0	19/05/16	5.74 ± 0.25	368.8 ± 0.7	305.1 ± 0.1	1.06	2.24 ± 0.21	D(Cg1)
P60T080Q400H0	19/05/16	5.70 ± 0.36	372.6 ± 1.4	302.9 ± 0.1	2.02	2.15 ± 0.21	D(Cg1)

TABLEAU A.16 – Cas Tests d'injection de C_3H_8 dans du He pour $P_r \geq 1$ et $T_r \geq 1$.

Nomenclature	Date	P_{ch} (MPa)	T_{ch} (K)	T_{inj} (K)	V_{inj} ($m.s^{-1}$)	Q_{amb} ($g.s^{-1}$)	Visualisations
P50T140Q050H0	19/05/16	4.97 ± 0.07	420.0 ± 0.4	306.6 ± 0.1	0.27	1.89 ± 0.18	D(Cg1)
P50T140Q100H0	19/05/16	4.97 ± 0.05	420.3 ± 0.3	307.4 ± 0.1	0.53	1.56 ± 0.19	D(Cg1)
P50T140Q200H0	19/05/16	4.98 ± 0.09	419.9 ± 0.6	308.5 ± 0.0	1.06	1.42 ± 0.04	D(Cg1)
P50T140Q400H0	19/05/16	4.98 ± 0.08	419.2 ± 0.4	310.3 ± 0.1	2.02	1.64 ± 0.24	D(Cg1)
P60T140Q050H0	19/05/16	5.64 ± 0.17	419.0 ± 0.8	307.9 ± 0.1	0.27	1.32 ± 0.05	D(Cg1)
P60T140Q100H0	19/05/16	5.72 ± 0.18	416.4 ± 0.5	308.4 ± 0.1	0.53	1.29 ± 0.08	D(Cg1)
P60T140Q200H0	19/05/16	5.71 ± 0.22	414.3 ± 0.9	309.9 ± 0.2	1.06	1.21 ± 0.12	D(Cg1)
P60T140Q400H0	19/05/16	5.70 ± 0.21	412.9 ± 1.9	312.1 ± 0.0	2.02	1.35 ± 0.13	D(Cg1)

Annexe B

Rapport 4^{ème} TRR : étude expérimentale et numérique

Rapport produit suite à la participation au 4^{ème} programme de recherche d'été s'étant tenu du 31 juillet au 25 août 2017 à l'université technique de Munich. L'association des partenaires industriels et universitaires présentée figure B.1 forme le SFBTRR qui veut poser les fondations technologiques pour la conception des futurs systèmes de transports spatiaux d'un point de vue thermique et mécanique (Technological Foundations for the Design of Thermally and Mechanically Highly Loaded Components of Future Space Transportation Systems).



FIGURE B.1 – Partenaires industriels et académiques du programme SFBTRR.

Ce rapport [183] regroupe un travail expérimental, réalisé par l'auteur de ce manuscrit, et numérique réalisé par Umut Guven, avec le soutien de Guillaume Ribert et Jean-Bernard Blaisot. Les résultats expérimentaux sont déjà présentés dans le chapitre IV. Les différences qui peuvent être remarquées sont dues à l'amélioration des procédures de post-traitement après la publication de ce rapport. Dans la deuxième partie, le code de calcul SitcomB est présenté ainsi que les méthodes numériques essentielles pour réaliser une simulation en conditions supercritiques. Enfin les premières LES 2D d'un jet d'éthane dans de l'azote sont présentées. Ce sont les prémices des futures études numériques.

Real-Gas Effect on Fluid Injection: A Numerical and Experimental Study

By **N. Vallée, U. Guven, J.-B. Blaisot AND G. Ribert**

CORIA - CNRS, Normandie Univ., INSA Rouen Normandie, UNIROUEN
76000 Rouen, France

When the chamber pressure exceeds the critical pressure of working fluids, the supercritical state of matter is reached and the distinction between gas and liquid becomes blurred. For such special conditions, experimental data are scarce and need to be consolidated. In the present study, the results obtained from the experiment REFINE (Real-gas Effect on Fluid Injection: a Numerical and Experimental study) are analyzed and a first attempt to reproduce them by numerical simulation is performed. In REFINE, an injection of Ethane into Nitrogen under sub- and supercritical conditions is performed. The ambient gas pressure can be raised up to 6.0 MPa and warmed up to 323 K to scan sub- and trans-critical injections. The chamber is equipped with two perpendicular optical access for simultaneous diagnostics. Experimental data are collected from shadowgraph and diffused backlight illumination techniques. Quantitative measurements of jet spreading angle and breakup length are compared to results coming from literature.

1. Introduction

Mixing is one of the most important phenomena in combustion devices because it determines combustion efficiency and stability along with heat transfer characteristics. In addition, most of the current understanding of turbulence and mixing is the result of atmospheric-pressure studies and numerous numerical and experimental databases are available. A similar work has then to be undertaken for sub-, trans- and super-critical flows investigation, i.e. real-gas effects have to be considered. Indeed, this research field lacks of experimental data, useful for the numerical code validation. Even if simulation has made serious progress in the last decade, numerical codes still need well-documented experimental test cases for validation. Indeed, at supercritical state, the fluid is neither a liquid nor a gas, but may have liquid-like density with gas-like properties: beyond the critical point (P_c, T_c), there is no distinction between gaseous and liquid phases for pure species. In the case of mixing, depending on the considered species, defining the state of matter becomes much more complicated [1] and modeling turbulence, mixing and combustion is still a challenge [2].

The topic addressed in this project is focused on the current research program REFINE that is held at CORIA Lab and that considers the experimental investigation and numerical simulation of real-fluid injection and mixing processes under sub-, trans- and super-critical conditions. The domain of interest of REFINE is the propulsion with application to the automotive and aerospace science and technology where supercritical fluids may be considered as propellants. Indeed, the need for higher efficiency and lower emission levels leads to increase pressure and temperature levels, i.e. to reach supercritical

properties of fluids. The objective of REFINE is to build a simple well-controlled test-bench able to study a fluid injection under sub-, trans- and super-critical conditions and to associate experimental and numerical diagnostics to deliver the finest information. An ethane injection is then considered in a 5-liter high-pressure experimental chamber. The reference experiment REFINE is detailed in section 2 and the results obtained with shadowgraph and diffuse backlight illumination techniques are given in section 3. A first attempt to simulate this configuration is given in section 4.

2. Reference experiment

The experiment has been designed to study injection and atomization of a non-assisted jet under high pressures conditions. REFINE test bench is equipped with a steel chamber able to withstand pressures up to 10 MPa and moderate temperatures (573 K). Two optical axes through circular silica windows of $d = 120$ mm are available for simultaneous measurements (see Fig. 1). The chosen working fluids are Ethane (C_2H_6 , $T_c = 305.3$ K and $p_c = 4.87$ MPa) and Propane (C_3H_8 , $T_c = 369.8$ K and $p_c = 4.25$ MPa). Their moderate critical pressure and temperature are within the range of operating conditions achievable in the chamber. A one-liter pump supplies the working fluid at the liquid-gas equilibrium pressure. Before injection, the pump is filled up, and then the fluid contained inside the vessel of the pump is compressed to the target pressure plus 0.05 MPa to prevent the ambient fluid in the main chamber from entering the pump and creating an effervescent jet.

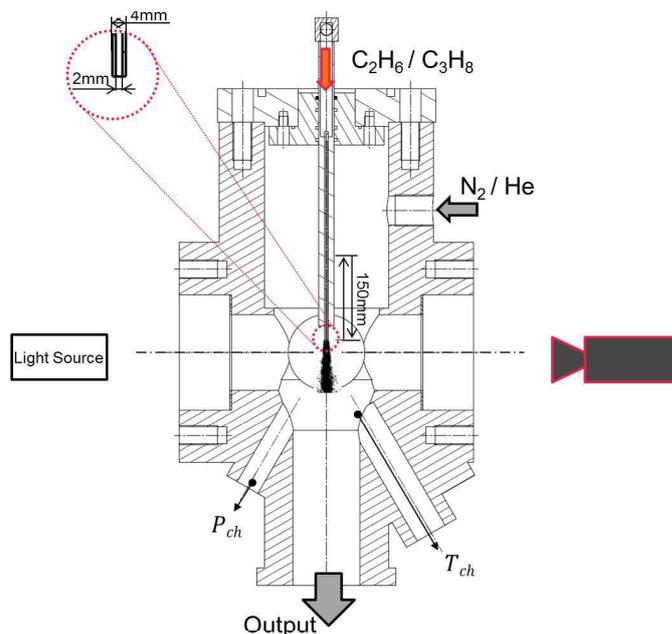


FIGURE 1. REFINE injection chamber.

The injection is performed with a sharp-edged stainless steel tube of 210 mm long, with a 4 mm outer diameter and a 2 mm inner diameter. The injector can be moved vertically over a 150 mm stroke by a motorized system located on the top of the chamber, to explore the jet further downstream. The rig is fully instrumented with thermocouples, pressure gauges and mass flow meters as indicated in Fig. 2. The chamber is filled with Nitrogen and the pressure is controlled with a pressure regulator having a precision

Real-Gas Effect on Fluid Injection: A Numerical and Experimental Study 17

of ± 0.1 MPa. To warm up the ambient fluid, two Mica heating plates are placed at the bottom of the chamber and a heater (Fig. 2) is inserted just before the feeding of N_2 .

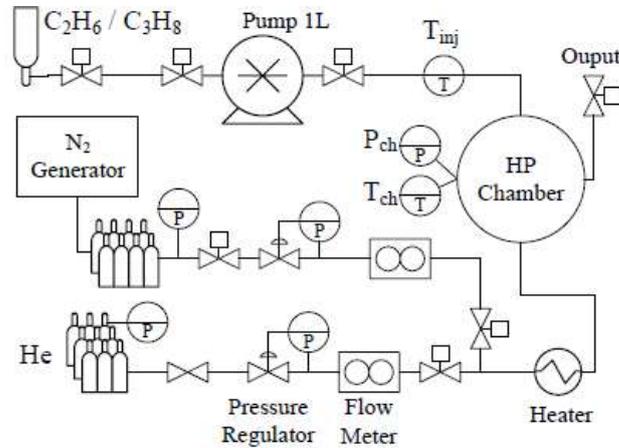


FIGURE 2. Flowchart of REFINE test bench.

Two optical diagnostics, diffused back-light illumination (DBI) and shadowgraphy, are used to quantify the injection and atomization of the working fluids. The main difference between these two techniques lies in the light source arrangement. For shadowgraph, a collimated laser diode (Cavitar) is used whereas a stroboscope flash-lamp (MVS-2601) with a glass diffuser is used for DBI. The DBI allows for detecting the largest density gradients, which are essentially located at the liquid-gas interface contrary to shadowgraph that detects smoother density gradient.

3. Post-processing experimental images

A set of images using the shadowgraph and DBI techniques has been recorded for various inlet velocities, temperature (T_{ch}) and pressure (P) in the chamber. In the present cases, P varies from 4.0 to 6.0 MPa and $T_{ch} = 293$ K or $T_{ch} = 323$ K. The results for injection of ethane into nitrogen are shown in Fig. 3 and 4, for a chamber pressure $P = 6.0$ MPa.

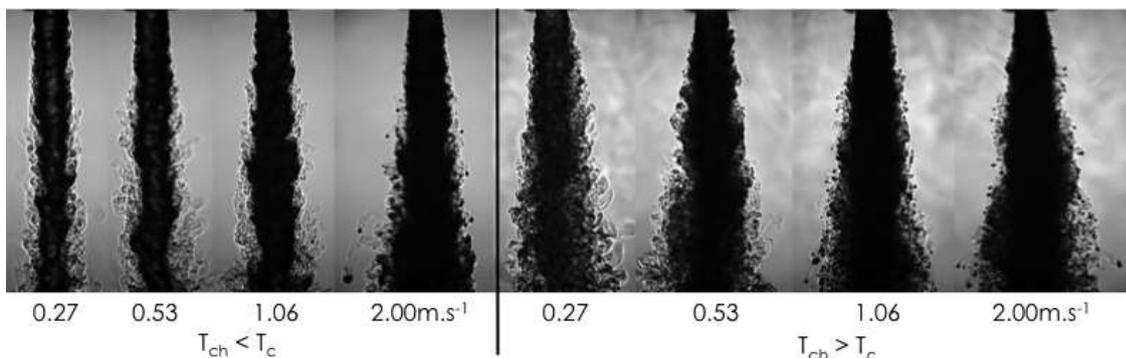
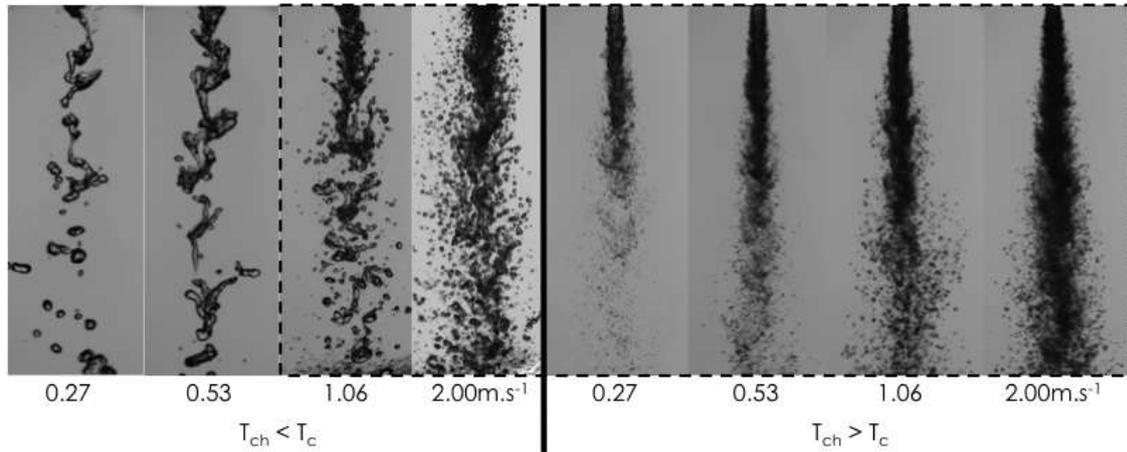


FIGURE 3. Shadowgraphs of ethane into nitrogen at $P = 6.0$ MPa.

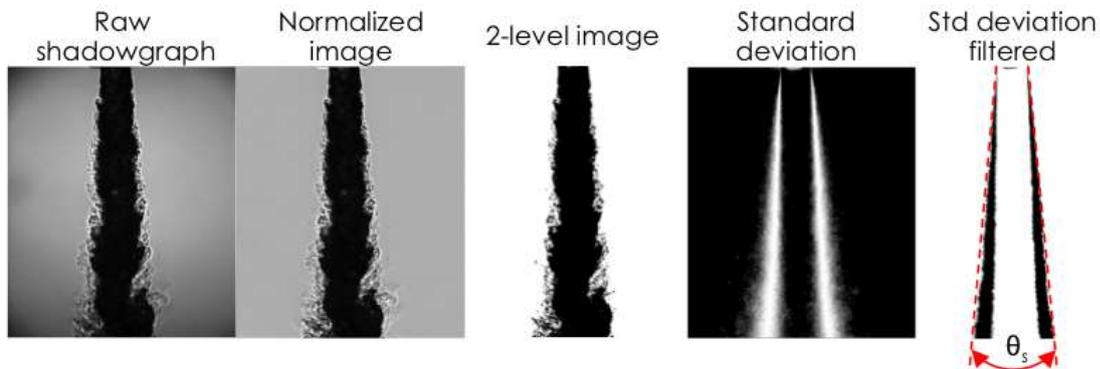
18

N. Vallée, U. Guven, J.-B. Blaisot & G. Ribert

FIGURE 4. DBI of ethane into nitrogen at $P = 6.0$ MPa.

3.1. Spreading Angle

The spreading angle is evaluated from shadowgraphs, based on the localization of the C_2H_6/N_2 mixing layer. As it can be seen on the raw image in Fig. 5, the background illumination is not homogeneous, i.e. darker in the corners and lighter in the center. Raw images are normalized to correct these defects and obtain a uniform background. Then, images are binarized with a threshold level chosen to separate the jet of ethane from the ambient nitrogen. The mixing layer region is determined by calculating the

FIGURE 5. Steps of post processing for the spreading angle, θ_S .

standard deviation from 120 binarized images. A second threshold is then applied to get clear boundaries of the mixing layer region. Applying a linear regression on these regions yields the slope indicated by the two lines in Fig. 5, giving the spreading angle, (θ_S). This technique is repeated for all operating conditions and the spreading angles are plotted in Fig. 6 against the density ratio ρ_{ch}/ρ_{jet} , with ρ_{ch} , the density of N_2 and ρ_{jet} , the density of C_2H_6 . Increasing the velocity injection of C_2H_6 or the pressure in the chamber leads to an increase of $\theta_S, \forall T_{ch}$. These results are in agreement with the observations of Mayer et al. [4]. Results from Cherhroudi et al. [3] for an injection of liquid N_2 into gaseous N_2 are also plotted in Fig. 6, showing a similar trend.

Real-Gas Effect on Fluid Injection: A Numerical and Experimental Study

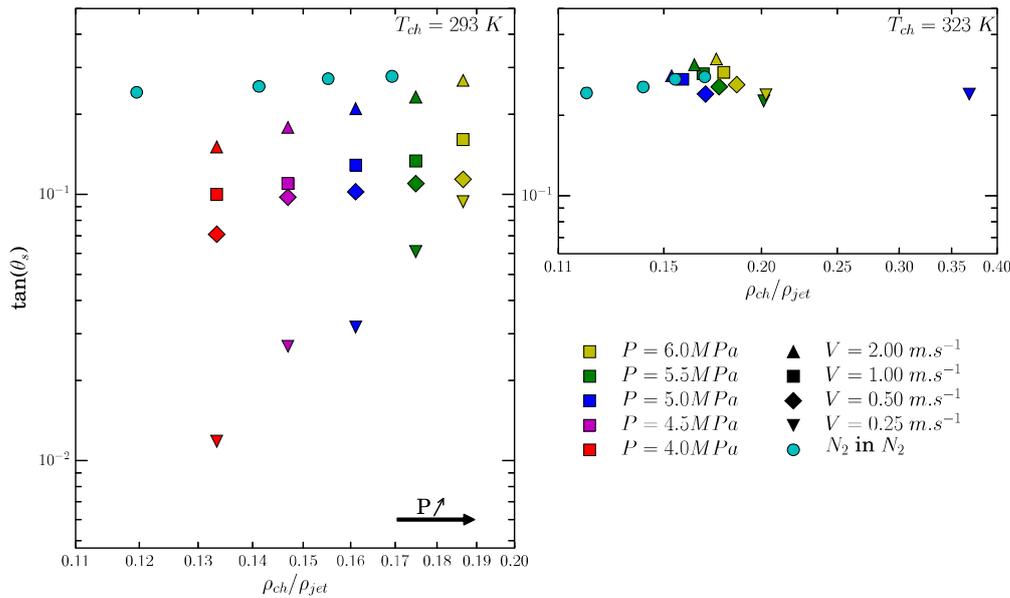


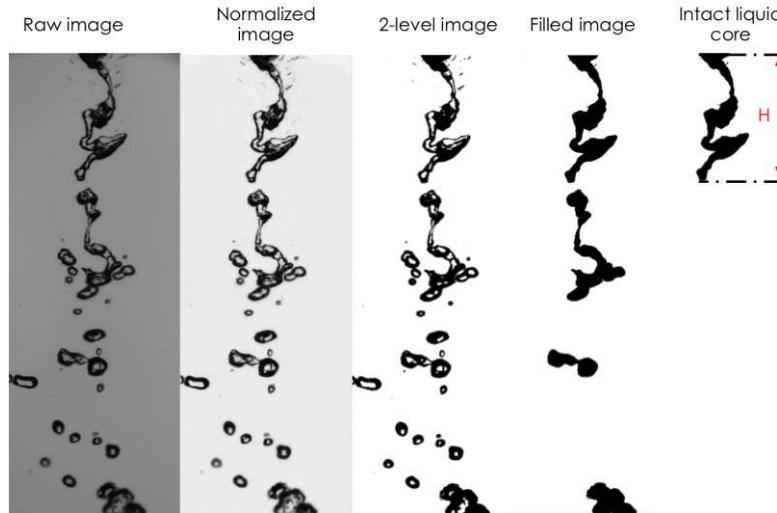
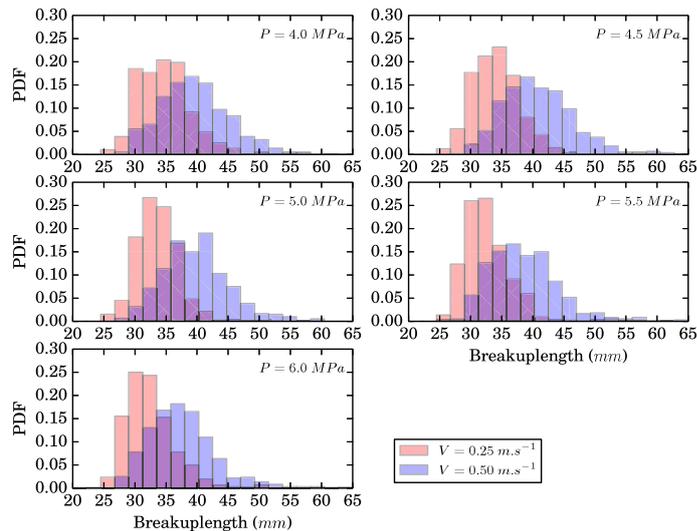
FIGURE 6. Spreading angle versus the chamber to injectant density ratio. For comparison, spreading angle (θ_S) for injection of liquid N_2 into N_2 at ambient temperature from Fig. 8 of Chehroudi's paper [3] are added for comparison.

3.2. Dark core length

The dark core length is estimated from DBI technique that highlights the strongest gradients in the flow. In the particular case of a liquid injection, an interface can be clearly determined contrary to supercritical cases where a diffuse mixing layer between the dense and light fluids may occur. As shown in Fig. 4, two types of jet structure are observed. For the two lowest velocities at ambient temperature ($T_{ch} < T_c$), the first discontinuity in the jet can be clearly identified and measured directly on raw images. This measurement will be called breakup length L_{Bu} . For other conditions, i.e. inside the dashed rectangle in Fig. 4, a cloud of drops does not make possible this direct measurement and a probability approach is used to deliver the dark core length, L_{Dc} .

Evaluating the breakup length follows the methodology used to evaluate the spreading angle. A threshold is accurately chosen to delineate the interface of the continuous object attached to the injectors lips. This point is highlighted in Fig. 7 for a jet identified in second wind-induced regime [5]. Such a procedure is performed for 600 raw images to obtain probability density function (pdf) of L_{Bu} . In Fig. 8), the shortest breakup length is found for $V = 0.25$ m/s and L_{Bu} increases with the discharge velocity. The pdf of L_{Bu} are wider for the largest velocity and for $V = 0.25$ m/s the maximum peak is better defined. Finally, increasing the pressure in the chamber slightly reduced L_{Bu} .

Considering an atomized jet, i.e. when the liquid injection leads to a cloud of drops, the different steps of post-processing are still the same except that an average of 600 continuous object images is computed (see Fig. 9) for the same injection conditions. Finally, a second threshold is used to define the most probable dark core length (L_{Dc}). The dark core length L_{Dc} is plotted against the inlet velocity in Fig. 10. The breakup length determined for the two lower velocities at ambient temperature are also indicated on the graph, showing the same range of values and thus making the analysis consistent. The dark core length grows with the inlet velocity regardless the pressure in the chamber and the ambient temperature under consideration. When L_{Dc} reaches

FIGURE 7. Methodology for post processing the breakup length, $H \equiv L_{Bu}$.FIGURE 8. Probability density function (pdf) of L_{Bu} given in mm with $T_{ch} = 293$ K.

zero, a gaz jet were observed during the injection. As for the calculation of L_{Bu} when $V = 0.25$ m/s, increasing the pressure in the chamber slightly decreases the dark core length at $T_{ch} = 293$ K. A clear conclusion cannot be drawn for the other inlet velocities. Switching the temperature of nitrogen from $T_{ch} = 293$ K to $T_{ch} = 323$ K shifts the values of L_{Bu} about 10 mm. Also, the cases $P = 5.0$ MPa with $V = 0.25$ m/s or $V = 0.50$ m/s have values of L_{Bu} lower than expected compared to the cases with $T_{ch} = 293$ K.

4. Numerical simulations

The simulations presented thereafter have been performed using the parallel solver SiTCom-B (<https://www.coria-cfd.fr/index.php/SiTCom-B>) that solves the fully compressible Navier-Stokes equations for multi-species reacting flows. SiTCom-B is based

Real-Gas Effect on Fluid Injection: A Numerical and Experimental Study 21

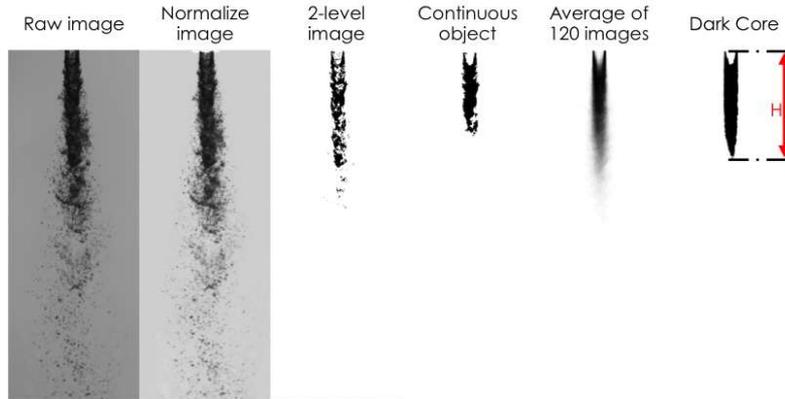
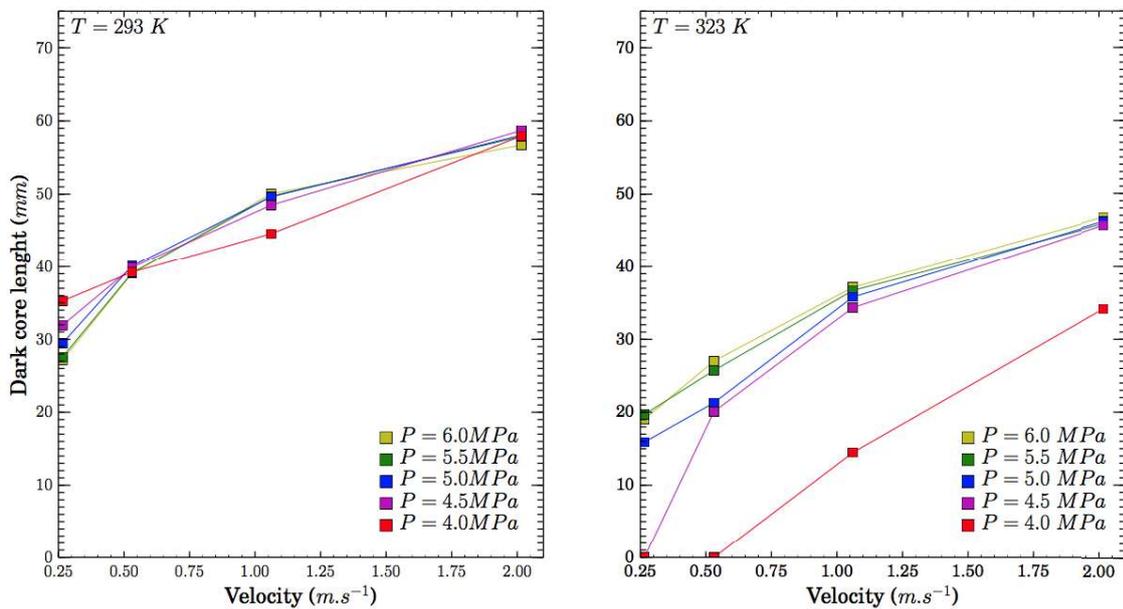
FIGURE 9. Methodology of post processing the dark core length, $H \equiv L_{Dc}$.

FIGURE 10. Dark core length plotted against the inlet velocity.

on an explicit finite volumes scheme written for cartesian grids. The convective terms are computed resorting to a fourth-order centered skew-symmetric-like scheme [6] and the diffusive terms are computed using a fourth-order centered scheme. Time integration is performed using a fourth order Runge-Kutta method [7, 8]. The spatial discretization scheme is augmented by a blend of second- and fourth-order artificial dissipation terms [9–11]; these terms are added in order to suppress spurious oscillations and damp high-frequency modes. A sensor based on pressure and density gradients insures that the artificial dissipation is applied only to zones of interest, *i.e.* where either strong gradients of density or pressure, which cannot be resolved by the mesh, are detected [12]. The Navier-Stokes characteristic boundary condition formalism developed by Petit et al. [12] in the context of fluids featuring real-gas effects is used.

To simulate supercritical flows, SiTComb-B numerical code features real gas thermodynamic [13, 14]. A cubic equation of state (EoS) replaces the classical ideal gas law,

linking the pressure, p , temperature, T and density, ρ , as

$$p = \frac{\rho R_u T}{W - b\rho} - \frac{\rho^2 a\alpha(T, \omega)}{W^2 + ubW\rho + wb^2\rho^2}, \quad (4.1)$$

where R_u is the universal gas constant and W the molecular weight of the fluid mixture, $W = \sum_{k=1}^{N_{\text{sp}}} X_k W_k$ with X_k the mole fraction of species k (among N_{sp} species). u and w in Eq. (4.1) are chosen according to the desired model of EoS, i.e. the Peng-Robinson (PR) EoS in this study ($u = 2$ and $w = -1$ [15]). The Van der Waals mixing rules are used for mixtures: $a\alpha = \sum_{i=1}^{N_{\text{sp}}} \sum_{j=1}^{N_{\text{sp}}} X_i X_j \sqrt{\alpha_i \alpha_j} \bar{a}_i \bar{a}_j (1 - \kappa_{ij})$ and $b = \sum_{i=1}^{N_{\text{sp}}} X_i b_i$. κ_{ij} is the binary interaction coefficient. The constants a_i (attractive forces), b_i (co-volume of particles) and α_i are determined from universal relationships [15], involving the critical temperature and partial pressure of species k , T_{c_k} and p_{c_k} , respectively, as well as the acentric factor, which quantifies the deviation from the spherical symmetry in a molecule.

SiTComb-B numerical code [12, 16, 17] solves the fully coupled conservation equations of momentum, species and energy. In what follows, u_i is the velocity component in the x_i -axis (spatial coordinate), t is the time and ρ the density.

• Assuming a newtonian fluid and neglecting the volume forces, the equation of momentum is written:

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j u_i) = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}, \quad (4.2)$$

with the stress tensor, σ_{ij} , expressed with the viscous tensor, τ_{ij} , and pressure, p : $\sigma_{ij} = \tau_{ij} - p\delta_{ij}$. δ_{ij} is the Kronecker symbol. In Eq. (4.2), the viscous tensor is given by

$$\tau_{ij} = \left(\kappa - \frac{2}{3}\mu \right) \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (4.3)$$

where μ denotes the molecular dynamic viscosity and κ the bulk viscosity, which depends on the local properties of the fluid. In this study, the bulk viscosity is neglected and $\kappa = 0$.

• The mass conservation equation for species k in a pool of N_{sp} species is written:

$$\frac{\partial(\rho Y_k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho(u_j + V_{k,j})Y_k) = 0, \quad (4.4)$$

where Y_k is the mass fraction of species k and $\rho = \sum_{k=1}^{N_s} \rho Y_k$. $V_{k,j}$ is the j^{th} component of the diffusion velocity \mathbf{V}_k of species k .

• The energy equation is written for the total non chemical energy (E), i.e. the sum of sensible energy and kinetic energy, as

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j E) = \frac{\partial q_j}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_{ij} u_i), \quad (4.5)$$

The heat flux vector required in Eq. (4.5) for a multi-component flow is given by

$$\mathbf{q} = \lambda \nabla T + \rho \sum_{k=1}^{N_{\text{sp}}} h_{s,k} Y_k \mathbf{V}_k. \quad (4.6)$$

λ is the thermal conductivity of the mixture and $h_{s,k}$, the sensible enthalpy of species k . Classical techniques used to evaluate transport properties (viscosity, μ , and thermal conductivity, λ) are replaced by accurate high-pressure relations proposed by Chung *et*

al. [18], which extends the Chapman-Enskog theory by introducing a dense-fluid correction. Neglecting the baro-diffusion effects, the expression for diffusion velocity of species k in the mixture, which appears in Eq. (4.4) and (4.6), is written as,

$$\mathbf{V}_k = - \sum_{l=1}^{N_{sp}} D_{kl} \nabla X_l, \quad (4.7)$$

with D_{kl} , the multi-component diffusion coefficients, and X_l , the mole fraction of species l . A high-pressure correction is applied to the evaluation of D_{kl} [19].

The case under study from the REFINE experiment corresponds to a supercritical injection of ethane into nitrogen at $V = 1.0$ m/s, $T_{ch} = 323$ K and $P = 6.0$ MPa. The modeling of the two-dimensional target configuration is shown in Fig. 11 where ethane is injected from the left to the right. A 1/7th power law for the inlet velocity of ethane is used to mimic the mean velocity profile in a turbulent pipe flow. The computational domain is

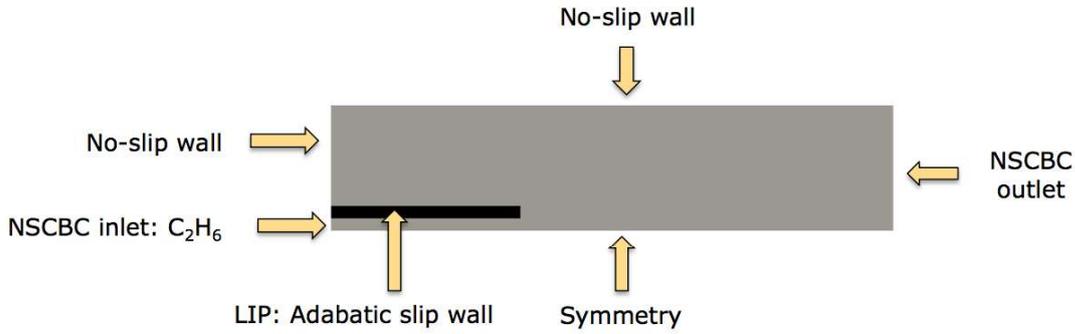


FIGURE 11. Target configuration with boundary conditions.

$45h$ long in the axial direction and extends over $10h$ in the transverse direction, with h , the injector lip. A constant mesh size of $\Delta_x = 50 \mu\text{m}$ is used. And finally simulations are carried out with a mesh which contains 180.000 cells. The instantaneous fields of pressure, velocities and ethane mass fraction are provided in Fig. 12. The background pressure of 6.0 MPa is well recovered by simulations and a mixing layer between the ambient nitrogen and ethane develops naturally. The impact of the boundary condition at the top of the domain of calculation (no-slip wall) has an unexpected impact on the flow development, promoting a backward velocity and artificially thickening the mixing layer. Consequently, the average field of ethane (Fig. 13) exhibits an experimental spreading angle ($\theta_S^{Exp} \approx 0.11$ rad) wider than in the simulation ($\theta_S^{Num} \approx 0.09$ rad). Statistics have been recorded for 10 convective times, i.e. $10T_{conv}$ with $T_{conv} = 90$ ms.

5. Conclusions

A new fully instrumented experimental test-bench has been developed at CORIA lab to study the injection of inert fluids under supercritical conditions. In this study, Ethane is injected into a cold or warm environment of Nitrogen. The knowledge of the behavior of those fluids has been detailed. Results for the breakup length and the spreading angle are in agreement with the literature. It has been shown that the temperature of the ambient fluid played a major role in jet disintegration when pressure exceeds the critical pressure of the injected fluid. In case of an ambient temperature higher than the critical

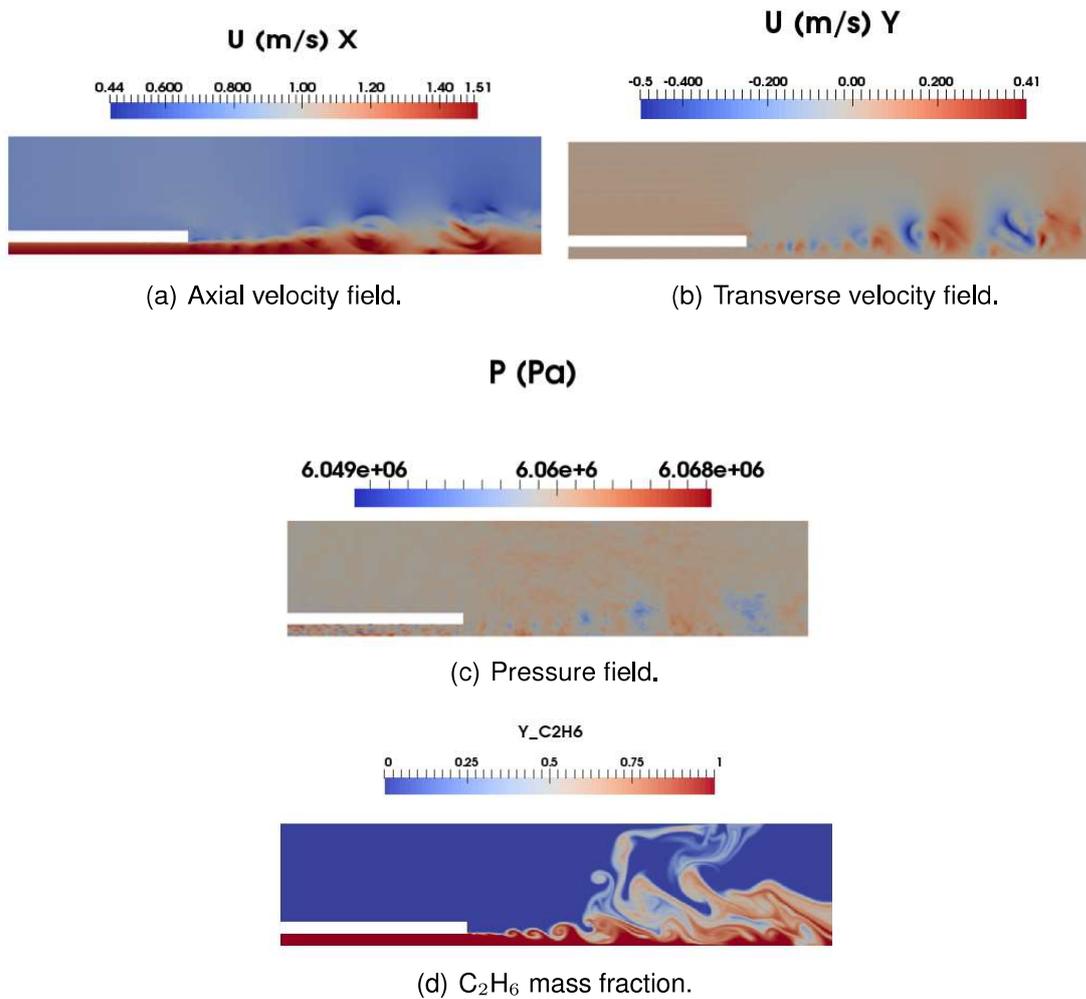
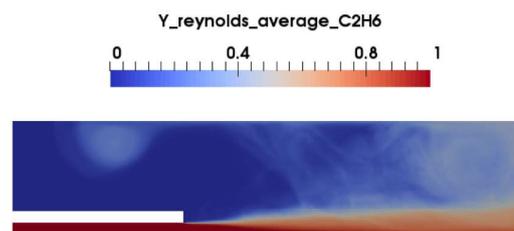
FIGURE 12. Instantaneous fields at $t = 10T_{conv}$.

FIGURE 13. Reynolds average field of ethane.

temperature of injected fluids a diffuse mixing process occurs for low discharge velocities. For a higher injection velocities, a process of atomization appears but with a larger spatial distribution of drops. These results were obtained by shadowgraphy and diffused backlight illumination that gave complementary information. The numerical simulation performed for the supercritical case exhibited a shorter spreading angle compared to the value from experiment, certainly because of the modeling of the outlet on side. Also,

a fully three-dimensional geometry with a modeling comprising a multiphase approach should be performed to come closer to the real configuration.

Acknowledgments

Financial support has been provided by the German Research Foundation (Deutsche Forschungsgemeinschaft – DFG) in the framework of the Sonderforschungsbereich Transregio 40. Computational resources have been provided by the High Performance Computing Center Stuttgart (HLRS).

The research project REFINE (Real-gas Effects on Fluid Injection: a Numerical and Experimental study) is supported by the ANR (Agence Nationale de la Recherche) under the Grant No. ANR-13-BS09-0007.

References

- [1] VAN KONYNENBURG, P. AND SCOTT, R. (1980). Critical lines and phase equilibria in binary van der waals mixtures. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **298**(1442), 495–540.
- [2] BELLAN, J. (2000). Supercritical (and subcritical) fluid behaviour and modeling : drops, streams, shear, and mixing layers, jets, and sprays. *Prog. Energy Combust. Sci.*, **26**, 329–366.
- [3] CHEHROUDI, B., TALLEY, D., MAYER, W., BRANAM, R. AND SMITH, J. (2003). *Understanding injection into high pressure supercritical environments*. Tech. rep., DTIC Document.
- [4] MAYER, W. AND TELAAR, J. (2002). Investigation of breakup of turbulent cryogenic variable-density jets. *Atomization and Sprays*, **12**(5&6).
- [5] DUMOUCHEL, C. (2008). On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams. *Exp. Fluids*, **45**, 371–422.
- [6] DUCROS, F., FERRAND, V., NICLOUD, F., WEBER, C., DARRACQ, D., GACHERIEU, C. AND POINSOT, T. (1999). Large-eddy simulation of the shock/turbulence interaction. *J. Comput. Phys.*, **152**(2), 517–549.
- [7] JIANG, G. AND SHU, C. (1996). Efficient implementation of weighted ENO schemes. *J. Comput. Phys.*, **126**, 73–85.
- [8] GOTTLIEB, S. AND SHU, C. (1998). Total variation diminishing Runge-Kutta schemes. *Math. Comput.*, **67**(221), 73–85.
- [9] TATSUMI, S., MARTINELLI, L. AND JAMESON, A. (1995). Flux-limited schemes for the compressible Navier-Stokes equations. *AIAA J.*, **33**(2), 252–261.
- [10] SWANSON, R. AND TURKEL, E. (1992). On central-difference and upwind schemes. *J. Comput. Phys.*, **101**(2), 292–306.
- [11] SWANSON, R., RADESPIEL, R. AND TURKEL, E. (1998). On some numerical dissipation schemes. *J. Comput. Phys.*, **147**(2), 518–544.
- [12] PETIT, X., RIBERT, G., DOMINGO, P. AND LARTIGUE, G. (2013). Large-eddy simulation of supercritical fluid injection. *J. Supercritical Fluids*, **84**, 61–73.
- [13] RIBERT, G., TAIEB, D., PETIT, X., LARTIGUE, G. AND DOMINGO, P. (2012). Simulation of supercritical flows in rocket-motor engines: application to cooling channel and injection system. *EUCASS Book Series*, **4**, 205–226.
- [14] RIBERT, G., PETIT, X. AND DOMINGO, P. (2017). High-pressure methane-oxygen flames. Analysis of sub-grid scale contributions in filtered equations of state. *J. Supercritical Fluids*, **121**, 78–88.

- [15] POLING, B., PRAUSNITZ, J. AND O'CONNELL, J. (2001). *The properties of gases and liquids*. 5th edn. McGraw Hill.
- [16] BOUHERAOUA, L., DOMINGO, P. AND RIBERT, G. (2017). Large eddy simulation of a supersonic lifted jet flame: Analysis of the turbulent flame base. *Combust. Flame*, **179**, 199–318.
- [17] GUVEN, U. AND RIBERT, G. (2017). Large-eddy simulation of supersonic H₂/O₂ combustion: application to a rocket-like igniter. *J. Propul. Power* (*in press*).
- [18] CHUNG, T., AJLAN, M., LEE, L. AND STARLING, K. (1988). Generalized multi-parameter corresponding state correlation for polyatomic, polar fluid transport properties. *Industrial and Engineering Chemistry Research*, **27**, 671–679.
- [19] TAKAHASHI, S. (1974). Preparation of a generalized chart for the diffusion coefficient of gases at high pressures. *J. Chem. Eng. Jap.*, **7**, 417–420.

Annexe C

Coefficients de l'éthane et du propane pour l'équation mBWR

Certaines équations d'état sont présentées § V-1.1. L'une des plus précises, utilisée pour représenter la thermodynamique des systèmes à haute pression, est l'équation d'état Benedict-Webb-Rubin. Sa forme originelle [17] est :

$$P = \rho RT + \left(B_0 RT - A_0 - \frac{C_0}{T^2} \right) \rho^2 + (bRT - a)\rho^3 + a\alpha\rho^6 + \frac{c\rho^3}{T^2} \left(1 + \left(\frac{\rho}{\rho_c} \right)^2 \right) e^{-(\rho/\rho_c)^2} \quad (\text{C.1})$$

Younglove et Ely [196] ont proposé une équation BWR modifiée à 32 termes : équation (C.2). Cette équation a notamment été utilisée par Dahm et Oeffelein [41] pour calculer les courbes de stabilité du mélange n-dodecane et azote. Cette équation permettrait d'améliorer les courbes de stabilité tracées grâce à l'équation Peng-Robinson § V-2.2.1. Elle permettrait également de connaître les fractions de mélange dans le liquide et la vapeur des expériences réalisées à une pression inférieure à la pression critique et ainsi de connaître la tension de surface du mélange (§ V-3).

$$\begin{aligned} P = & \rho RT + \rho^2 \left[G_1 T + G_2 T^{1/2} + G_3 + \frac{G_4}{T} + \frac{G_5}{T^2} \right] + \rho^3 \left[G_6 T + G_7 + \frac{G_8}{T} + \frac{G_9}{T^2} \right] \\ & + \rho^4 \left[G_{10} T + G_{11} + \frac{G_{12}}{T} \right] + \rho^5 [G_{13}] + \rho^6 \left[\frac{G_{14}}{T} + \frac{G_{15}}{T^2} \right] + \rho^7 \left[\frac{G_{16}}{T} \right] + \rho^8 \left[\frac{G_{17}}{T} + \frac{G_{18}}{T^2} \right] \\ & + \rho^9 \left[\frac{G_{19}}{T^2} \right] + \rho^3 \left[\frac{G_{20}}{T^2} + \frac{G_{21}}{T^3} \right] e^{-(\frac{\rho}{\rho_c})^2} + \rho^5 \left[\frac{G_{22}}{T^2} + \frac{G_{23}}{T^4} \right] e^{-(\frac{\rho}{\rho_c})^2} + \rho^7 \left[\frac{G_{24}}{T^2} + \frac{G_{25}}{T^3} \right] e^{-(\frac{\rho}{\rho_c})^2} \\ & + \rho^9 \left[\frac{G_{26}}{T^2} + \frac{G_{27}}{T^4} \right] e^{-(\frac{\rho}{\rho_c})^2} + \rho^{11} \left[\frac{G_{28}}{T^2} + \frac{G_{29}}{T^3} \right] e^{-(\frac{\rho}{\rho_c})^2} + \rho^{13} \left[\frac{G_{30}}{T^2} + \frac{G_{31}}{T^3} + \frac{G_{32}}{T^4} \right] e^{-(\frac{\rho}{\rho_c})^2} \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

Les paramètres de l'équation (C.2), déterminés par ajustement de l'équation aux données empiriques du propane et de l'éthane [196] sont présentés dans la table C.1. Les valeurs maximales de pression et de température conseillées par l'auteur sont de 100 MPa et 600 K pour le propane et 70 MPa et 600 K pour l'éthane, bien supérieures au domaine de cette étude.

TABLEAU C.1 – Coefficients du Propane et de l'Ethane pour l'équation mBWR [196].

Coefficients	Propane	Ethane
G_1	$-0.2804337729 \times 10^{-3}$	$-0.3204748852 \times 10^{-3}$
G_2	0.1180666107	$0.6529792241 \times 10^{-1}$
G_3	$-0.3756325860 \times 10^1$	$-0.1669704591 \times 10^1$
G_4	0.5624374521×10^3	0.1147983381×10^3
G_5	$-0.9354759605 \times 10^5$	$-0.1854721998 \times 10^5$
G_6	$-0.4557405505 \times 10^{-4}$	$0.4994149431 \times 10^{-4}$
G_7	0.1530044332	$-0.4858871291 \times 10^{-1}$
G_8	$-0.1078107476 \times 10^3$	0.1225345776×10^2
G_9	0.2218072099×10^5	0.8622615988×10^4
G_{10}	$0.6629473971 \times 10^{-5}$	$-0.1081290283 \times 10^{-5}$
G_{11}	$-0.6199354447 \times 10^{-2}$	$0.6279096996 \times 10^{-2}$
G_{12}	0.6754207966×10^1	$-0.1716912675 \times 10^1$
G_{13}	$0.6472837570 \times 10^{-3}$	$-0.1640779401 \times 10^{-4}$
G_{14}	$-0.6804325262 \times 10^{-1}$	$-0.4356516111 \times 10^{-2}$
G_{15}	$-0.9726162355 \times 10^1$	$-0.1966649699 \times 10^1$
G_{16}	$0.5097956459 \times 10^{-2}$	$0.4026724698 \times 10^{-3}$
G_{17}	$-0.1004655900 \times 10^{-3}$	$-0.6498241861 \times 10^{-5}$
G_{18}	$0.4363693352 \times 10^{-1}$	$0.5111594139 \times 10^{-2}$
G_{19}	$-0.1249351947 \times 10^{-2}$	$-0.1113010349 \times 10^{-3}$
G_{20}	0.2644755879×10^5	$-0.7157747547 \times 10^3$
G_{21}	$-0.7944237270 \times 10^7$	$-0.1848571024 \times 10^7$
G_{22}	$-0.7299920845 \times 10^3$	$-0.2137365569 \times 10^3$
G_{23}	0.5381095003×10^8	0.6275079986×10^7
G_{24}	0.3450217377×10^1	-0.9974911056
G_{25}	0.9936666689×10^3	$0.1129115014 \times 10^{-3}$
G_{26}	-0.2166699036	$-0.1026469558 \times 10^{-1}$
G_{27}	$-0.1612103424 \times 10^5$	$-0.5660525915 \times 10^3$
G_{28}	$-0.3633126990 \times 10^{-3}$	$-0.4209846430 \times 10^{-4}$
G_{29}	0.1108612343×10^1	$0.2374523553 \times 10^{-1}$
G_{30}	$-0.1330932838 \times 10^{-4}$	$-0.1289637823 \times 10^{-5}$
G_{31}	$-0.3157701101 \times 10^{-2}$	$-0.5423801068 \times 10^{-4}$
G_{32}	0.1423083811	$0.2239717230 \times 10^{-2}$

Liste des figures

1	Expérience du passage de deux phases, liquide-gaz, à une phase supercritique.	1
2	Diagramme des phases P - T classique.	2
3	Exemple de courbes de propriétés thermodynamiques en fonction de la température à $P_r = 1$ et 1.23.	3
4	Diagrammes des phases P - T suivant différentes définitions de la zone supercritique.	4
5	Fusée Ariane V et son moteur Vulcain [®] 2.	6
6	Enveloppes des points opératoires typiques associés aux moteurs Diesel, aux turbines à gaz et aux moteurs essence à injection directe.	7
I.1	Schématisation du processus de combustion d'un carburant liquide.	12
I.2	Courbe de stabilité de la longueur de rupture en fonction de la vitesse.	14
I.3	Schémas de classification des régimes d'atomisation en fonction des nombres de Weber, de Reynolds et d'Ohnesorgue.	15
I.4	Caractéristiques géométriques d'un jet Diesel.	16
I.5	Graphique de la tangente de l'angle d'ouverture en fonction du ratio de densité chambre/injectant.	17
I.6	Schéma des mécanismes d'atomisation primaire.	19
I.7	Influence de la pression d'injection sur un jet Diesel.	20
I.8	Influence de la pression de chambre sur un jet Diesel.	20
I.9	Régimes possibles d'injection à haute pression.	21
I.10	Expériences de LN ₂ dans GN ₂ du DLR, pour 6 pressions différentes de 1 MPa à 6 MPa.	23
I.11	Zoom sur l'interface d'un jet de LN ₂ à une température d'injection allant de 99 K à 120 K dans une atmosphère de GN ₂ à 300 K.	24
I.12	Tension de surface du mélange O ₂ /H ₂ .	25
I.13	Mécanismes de changement d'axe d'un jet elliptique.	26
I.14	Injection elliptique de C ₆ F ₁₂ O à $T_{inj} = 300$ K dans un environnement d'azote à $T_{ch} = 490$ K pour trois pressions 1.63 MPa, 1,95 MPa et 2.45 MPa à $V_{inj} = 0.22$ m.s ⁻¹ et $V_{inj} = 0.5$ m.s ⁻¹ .	26
I.15	Injection de C ₆ F ₁₂ O à $T_{inj} = 300$ K avec $V_{inj} = 0.22$ m.s ⁻¹ dans un environnement de C ₆ F ₁₂ O à $T_{ch} = 490$ K pour quatre pressions 0.45 MPa, 1.61 MPa, 1,87 MPa et 2.59 MPa.	27
I.16	Schémas des régimes d'atomisation classique et du régime supercritique et classification dans le diagramme Re - Oh .	27
I.17	Régime de gouttes en fonction de la pression et de la température réduite.	28
I.18	Zoom sur la fin d'une injection discontinue de propane dans des conditions sub-, trans- et supercritiques.	29
I.19	Epaisseur de l'interface en fonction des conditions thermodynamique.	30
I.20	Diagramme des régimes en fonction du nombre de Knudsen.	31

I.21	Ombroscopies de d'injections de n-dodecane à 20 MPa dans de l'argon à 958 K réalisées dans le tube à choc de l'ITLR.	32
I.22	Image issues de la technique PLIF de trois injections de $C_6F_{12}O$ dans du N_2	33
I.23	Image d'un champ instantané de diffusion Raman d'un jet LO_x avec le profil de la nappe laser correspondant.	34
I.24	Radiographie par rayons X et photographie d'injection, du bas vers le haut, de CH_3I dans une atmosphère remplie de gaz brulé.	34
I.25	Radiographies d'injections de N_2 liquide dans du N_2 à 293 K pour $P_{ch} = 1,4$ et 6 MPa.	35
I.26	Comparaisons de simulations LES avec des ombroscopies issues des cas-tests 3 et 4 d'injection de LN_2 dans du N_2 au DLR.	36
I.27	Comparaisons de la masse volumique mesurée expérimentalement sur les cas 3 et 4 du DLR avec celles issus de simulations LES utilisant différentes équations d'état.	37
II.1	Photo et plan de l'enceinte HP 3 L.	40
II.2	Plan et visualisation 3D de l'enceinte dans sa version "REFINE".	41
II.3	Schéma de principe du banc d'essai REFINE.	41
II.4	Photos des éléments du circuit d'injection.	42
II.5	Points critiques des alcanes en fonction de la zone d'opérabilité de l'enceinte HP.	43
II.6	Évolution du débit maximum de la pompe en fonction de la pression.	44
II.7	Plans de l'injecteur et de ses composants	45
II.8	Évolution de la vitesse débitante maximale pour un débit de 408 mL.min^{-1} en fonction du diamètre de la buse.	45
II.9	Visualisations 3D du déplacement de l'injecteur.	46
II.10	Plan de la contre-bride supportant l'injecteur.	46
II.11	Image d'ombroscopie illustrant le phénomène d'accumulation de vapeur dans l'enceinte.	47
II.12	Photo de la salle du compresseur.	48
II.13	Photo des lignes d'arrivée d'azote.	48
II.14	Photo du réchauffeur.	50
II.15	Mesures de températures et de pressions réalisées lors du fonctionnement du réchauffeur.	51
II.16	Poste de commande du banc d'essai REFINE.	53
II.17	Interface Labview de l'expérience REFINE.	54
II.18	Diagramme P_r - T_r des conditions de chambre	55
II.19	Diagramme P_r - T_r des conditions d'injections	56
III.1	Signaux de synchronisation entre la source et la caméra.	61
III.2	Schéma de la déviation des rayons lumineux provenant d'une source diffuse par une interface diffuse.	62
III.3	Schéma de la déviation ϵ des rayons lumineux d'une source collimatée par une interface diffuse.	63
III.4	Différenciation entre des images de DBI et d'ombroscopie.	64
III.5	Diminution du spot lumineux, pour des images en DBI, avec l'augmentation des perturbations sur l'interface.	64
III.6	Processus de normalisation d'une image.	66
III.7	Exemple de binarisation.	67
III.8	Étapes pour la mesure de la longueur de rupture L_{BU}	68

III.9	Étapes pour la mesure de la longueur de cœur dense L_{DC}	68
III.10	Définition des angles d'ouverture θ_s et de corps dense θ_{DC} sur une image d'ombroscopie [31].	69
III.11	Étape de la mesure d'angle d'ouverture θ_s	69
III.12	Exemples de spectres d'émission de rayons X à tension variable et à intensité variable.	71
III.13	Transmittance des scintillateurs ACS.	72
III.14	Plan du support réalisé pour placer le scintillateur dans la chambre.	73
III.15	Photos du scintillateur sur son support.	73
III.16	Plan de l'assemblage du manchon avec la bride maintenant la fenêtre en position.	74
III.17	Photos du manchon avec la fenêtre en mylar.	74
III.18	Photo de trois fenêtres en mylar de 500 μm	75
III.19	Plan de la bride de raccordement.	75
III.20	Photo du montage optique pour la radiographie par rayons X.	76
III.21	Schéma du montage de radiographie par rayons X.	76
III.22	Étalonnage de l'énergie de la source à partir d'image normalisée d'azote en pression.	78
III.23	Mire Rayon X avec son support. Épaisseurs de kapton [®] de 25 à 525 μm	78
III.24	Étalonnage de l'énergie de la source X à partir d'images d'une mire constituée de kapton [®] d'épaisseurs différentes.	79
III.25	Montage optique pour la technique CBOS.	81
III.26	Dosage des couleurs en fonction du pourcentage de couleurs primaires.	82
III.27	Exemple typique d'arrière-plan en couleurs utilisé en CBOS.	82
III.28	Distances du montage CBOS mis en place sur le banc REFINE.	83
III.29	Extraction de 8 échantillons de points élémentaires à partir de l'image d'arrière-plan en couleurs.	84
III.30	Répartition des gradients de densité pour un jet d'éthane à 0.27 m.s^{-1} dans une atmosphère d'azote à 5 MPa et 333 K.	85
IV.1	Imagerie rapide en DBI d'une injection de C_2H_6 dans du N_2 à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{ch} = 293$ K avec $V_{inj} = 2.00$ m.s^{-1} sur 500 ms.	90
IV.2	Imagerie rapide en DBI d'une injection de C_2H_6 dans du N_2 à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{ch} = 293$ K avec $V_{inj} = 1.06$ m.s^{-1} sur 500 ms.	91
IV.3	Imagerie rapide en DBI d'une injection de C_2H_6 dans du N_2 à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{ch} = 293$ K avec $V_{inj} = 0.53$ m.s^{-1} sur 500 ms.	92
IV.4	Imagerie rapide en DBI d'une injection de C_2H_6 dans du N_2 à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{ch} = 293$ K avec $V_{inj} = 0.27$ m.s^{-1} sur 500 ms.	93
IV.5	Évolution dans le temps des mesures de températures et de pressions sur une injection de C_2H_6 à 1.06 m.s^{-1} dans He.	94
IV.6	Imagerie rapide en DBI d'injections de C_2H_6 dans du N_2 à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{ch} = 333$ K avec $V_{inj} = 2.02$ m.s^{-1}	95
IV.7	Imagerie rapide en DBI d'une injection de C_2H_6 dans du N_2 à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{ch} = 333$ K avec $V_{inj} = 0.27$ m.s^{-1}	96
IV.8	Images en DBI, sur 50 mm, d'une injection de C_2H_6 dans du N_2 à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{inj} = T_{ch} = 293$ K.	97
IV.9	Injection de C_2H_6 dans du N_2 à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{inj} = T_{ch} = 293$ K.	99
IV.10	Images en DBI, sur 47 mm, d'injection de C_3H_8 à 0.27, 0.53, 1.06 et 2.02 m.s^{-1} dans du N_2 à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{inj} = T_{ch} = 293$ K.	99

IV.11 Images en DBI, sur 48 mm, d'injection de C_2H_6 à 0.27, 0.53, 1.06 et 2.02 $m.s^{-1}$ dans du He à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{inj} = T_{ch} = 293$ K.	100
IV.12 Images en ombroscopie, sur 20 mm, d'injection de C_2H_6 à 0.27, 0.53, 1.06 et 2.02 $m.s^{-1}$ dans du N_2 à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{inj} = T_{ch} = 293$ K.	101
IV.13 Images en ombroscopie, sur 18 mm, d'injection de C_2H_6 à 0.27, 0.53, 1.06 et 2.02 $m.s^{-1}$ dans du He à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{inj} = T_{ch} = 293$ K.	101
IV.14 Images d'ombroscopie, sur 20 mm, d'injection de C_2H_6 à une vitesse comprise entre 0.03 et 2.02 $m.s^{-1}$ dans du N_2 à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{inj} = T_{ch} = 293$ K.	102
IV.15 Images en Ombroscopie, sur 17 mm, d'injection de C_3H_8 à 0.27, 0.53, 1.06 et 2.02 $m.s^{-1}$ dans du N_2 à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{inj} = T_{ch} = 293$ K.	103
IV.16 Injection de C_2H_6 à 1.06 $m.s^{-1}$ dans du N_2 à $T_{inj} = T_{ch} = 293$ K pour une pression allant de 4 MPa à 6.5 MPa.	104
IV.17 Images en DBI, sur 47 mm en sortie d'injecteur, d'injection de C_3H_8 à 1.06 $m.s^{-1}$ dans du N_2 à $T_{inj} = T_{ch} = 293$ K pour une pression allant de 2 MPa à 6 MPa.	104
IV.18 Images en DBI, sur 47 mm à 30 mm de l'injecteur, d'injection de C_3H_8 à 0.27 $m.s^{-1}$ dans du N_2 à $T_{inj} = T_{ch} = 293$ K pour une pression allant de 2 MPa à 6 MPa.	105
IV.19 Images en DBI, sur 55 mm, d'injection de C_3H_8 à $T_{inj} = 293$ K et $V_{inj} = 0.27$ $m.s^{-1}$ dans du N_2 à $P_{ch} = 6$ MPa et $T_{ch} = 295$ K, 358 K, 399 K, 417 K et 425 K.	106
IV.20 Images en ombroscopie et en DBI d'injection de C_2H_6 à $T_{inj} \approx 293$ K à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2.02 $m.s^{-1}$ dans du N_2 à $P_{ch} = 6$ MPa et $T_{ch} = 295$ K et 323 K.	106
IV.21 Images en DBI d'injection de C_2H_6 à $T_{inj} \approx 300$ K à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2 $m.s^{-1}$ dans du N_2 à $P_{ch} = 6$ MPa et $T_{ch} = 423$ K.	107
IV.22 Images en DBI d'injection de C_2H_6 à $T_{inj} \approx 298$ K à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 1.96 $m.s^{-1}$ dans du N_2 à $P_{ch} = 7$ MPa et $T_{ch} = 333$ K.	108
IV.23 Images en DBI d'injection de C_2H_6 à $T_{inj} \approx 300$ K à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2 $m.s^{-1}$ dans du He à $P_{ch} = 5$ MPa et $T_{ch} = 333$ K.	109
IV.24 Régime supercritique.	110
IV.25 Régime d'atomisation transcritique.	110
IV.26 Régime d'action thermodynamique.	110
IV.27 Angles d'ouverture d'injection d'éthane dans de l'azote en fonction du ratio de densité.	111
IV.28 Angles d'ouverture en fonction du ratio de densité pour $C_2H_6-N_2$, C_2H_6-He et $C_3H_8-N_2$ pour toutes les vitesses et toutes les températures étudiées en ombroscopie.	112
IV.29 Angles d'ouverture en fonction du ratio de densité pour $C_2H_6-N_2$, C_2H_6-He et $C_3H_8-N_2$ pour toutes les vitesses et toutes les températures étudiées en ombroscopie.	113
IV.30 Angles d'ouverture en fonction du ratio de densité, colorés en fonction de la valeur de Reynolds pour les couples de fluides $C_2H_6-N_2$, C_2H_6-He et $C_3H_8-N_2$ à $T_{ch} < T_c$	114
IV.31 Angles d'ouverture en fonction du ratio de densité, colorés en fonction de la valeur de Reynolds pour les couples de fluides $C_2H_6-N_2$, C_2H_6-He et $C_3H_8-N_2$ à $T_{ch} \geq T_c$	114
IV.32 PDFs de 600 longueurs de rupture, L_{BU} , d'un jet d'éthane dans de l'azote à 293 K pour des pressions de 4.0 MPa à 6.0 MPa.	117

IV.33 Moyennes de L_{BU} en gris et de L_{DC} en bleu d'injection d'éthane dans de l'azote en fonction de la pression et de la vitesse d'injection pour deux températures de chambre.	117
IV.34 PDF de 600 longueurs de rupture, L_{BU} , d'un jet d'éthane dans de l'azote à 323 K pour des pressions de 4.5 MPa à 6.0 MPa.	118
IV.35 PDFs de 600 longueurs de rupture, L_{BU} , d'un jet d'éthane dans de l'hélium à 293 K pour des pressions de 4.0 MPa à 5.3 MPa.	119
IV.36 PDFs de 600 longueurs de rupture, L_{BU} , d'un jet d'éthane dans de l'hélium à 333 K pour des pressions de 4.5 MPa à 5.3 MPa.	119
IV.37 Moyennes de L_{BU} en gris et de L_{DC} en bleu d'injection d'éthane dans de l'hélium en fonction de la pression et de la vitesse d'injection pour deux températures de chambre.	119
IV.38 PDFs de 600 longueurs de rupture, L_{BU} , d'un jet de propane dans de l'azote à 293 K pour des pressions de 2 MPa à 6 MPa.	120
IV.39 Moyennes de L_{BU} en gris et de L_{DC} en bleu d'injection de propane dans de l'hélium en fonction de la pression et de la vitesse d'injection à $T_{ch} = 293$ K.	121
IV.40 Exemple d'une radiographie, sur 22 mm, d'une injection de C_2H_6 à 0.27 m.s ⁻¹ dans du He à $P_{ch} = 5.5$ MPa et $T_{ch} = 293$ K.	122
IV.41 Images en DBI, sur 20 mm, d'injection de C_2H_6 à $0.27, 0.53, 1.06$ et 2.02 m.s ⁻¹ dans du He à $P_{ch} = 5.5$ MPa et $T_{ch} = 293$ K.	123
IV.42 Images en DBI, sur 20 mm, d'injection de C_2H_6 à $0.27, 0.53, 1.06$ et 2.02 m.s ⁻¹ dans du He à $P_{ch} = 5.5$ MPa et $T_{ch} = 333$ K.	123
IV.43 Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.27$ m.s ⁻¹ dans He à $P_{ch} = 5.5$ MPa et $T_{ch} = 293$ K à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 20 keV, $\sigma_X = 0.005343$ m ² .kg ⁻¹	124
IV.44 Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.27$ m.s ⁻¹ dans He à $P_{ch} = 5.5$ MPa et $T_{ch} = 293$ K à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 8 keV, $\sigma_X = 0.04667948$ m ² .kg ⁻¹	125
IV.45 Profils axiaux centraux de la densité d'épaisseur de jets de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2.02 m.s ⁻¹ dans He à $P_{ch} = 5.5$ MPa et $T_{ch} = 293$ K. L'énergie de la source est considérée à 5 keV, $\sigma_X = 0.1920$ m ² .kg ⁻¹	126
IV.46 Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.27$ m.s ⁻¹ dans He à $P_{ch} = 5.5$ MPa et $T_{ch} = 293$ K à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV, $\sigma_X = 0.1920$ m ² .kg ⁻¹	127
IV.47 Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.53$ m.s ⁻¹ dans He à $P_{ch} = 5.5$ MPa et $T_{ch} = 293$ K à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV, $\sigma_X = 0.1920$ m ² .kg ⁻¹	127
IV.48 Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 1.06$ m.s ⁻¹ dans He à $P_{ch} = 5.5$ MPa et $T_{ch} = 293$ K à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV, $\sigma_X = 0.1920$ m ² .kg ⁻¹	128
IV.49 Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 2.02$ m.s ⁻¹ dans He à $P_{ch} = 5.5$ MPa et $T_{ch} = 293$ K à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV, $\sigma_X = 0.1920$ m ² .kg ⁻¹	128

IV.50	Profils axiaux centraux de la densité d'épaisseur de jets de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2.02 m.s^{-1} dans He à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 333 \text{ K}$. L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$	129
IV.51	Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.27 \text{ m.s}^{-1}$ dans He à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 333 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$	130
IV.52	Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.53 \text{ m.s}^{-1}$ dans He à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 333 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$	130
IV.53	Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 1.06 \text{ m.s}^{-1}$ dans He à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 333 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$	131
IV.54	Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 2.02 \text{ m.s}^{-1}$ dans He à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 333 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$	131
IV.55	Profils axiaux centraux de la densité d'épaisseur de jets de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2.02 m.s^{-1} dans N_2 à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 293 \text{ K}$. L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$	132
IV.56	Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.27 \text{ m.s}^{-1}$ dans N_2 à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 293 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$	133
IV.57	Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.53 \text{ m.s}^{-1}$ dans N_2 à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 293 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$	133
IV.58	Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 1.06 \text{ m.s}^{-1}$ dans N_2 à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 293 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$	134
IV.59	Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 2.02 \text{ m.s}^{-1}$ dans N_2 à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 293 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$	134
IV.60	Profils axiaux centraux de la densité d'épaisseur de jets de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2.02 m.s^{-1} dans N_2 à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 333 \text{ K}$. L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$	135
IV.61	Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.27 \text{ m.s}^{-1}$ dans N_2 à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 333 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$	136
IV.62	Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 0.53 \text{ m.s}^{-1}$ dans N_2 à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 333 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$	136

IV.63	Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 1.06 \text{ m.s}^{-1}$ dans N_2 à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 333 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$	137
IV.64	Profils radiaux de la densité d'épaisseur d'un jet de C_2H_6 à $V_{inj} = 2.02 \text{ m.s}^{-1}$ dans N_2 à $P_{ch} = 5.5 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 333 \text{ K}$ à différentes distances de l'injecteur exprimé en diamètre d'injecteur, D_{inj} . L'énergie de la source est considérée à 5 keV , $\sigma_X = 0.1920 \text{ m}^2.\text{kg}^{-1}$	137
IV.65	Injection de C_2H_6 dans N_2 à $T_{inj} = T_{ch} = 293 \text{ K}$ pour $P_{ch} = 4.0$ et 6.5 MPa à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2.02 m.s^{-1}	140
IV.66	Injection de C_2H_6 dans N_2 à $T_{inj} \approx 298 \text{ K}$, $T_{ch} = 333 \text{ K}$ pour $P_{ch} = 5$ et 7.0 MPa à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2.02 m.s^{-1}	141
IV.67	Injection de C_2H_6 dans He à $T_{inj} = T_{ch} = 293 \text{ K}$ pour $P_{ch} = 4$ et 5.3 MPa à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2.02 m.s^{-1}	142
IV.68	Injection de C_2H_6 dans He à $T_{inj} \approx 298 \text{ K}$, $T_{ch} = 333 \text{ K}$ pour $P_{ch} = 5$ et 5.5 MPa à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2.02 m.s^{-1}	143
IV.69	Injection de C_3H_8 dans N_2 à $T_{inj} = T_{ch} = 293 \text{ K}$ pour $P_{ch} = 2.0$ et 6.0 MPa à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2.02 m.s^{-1}	144
IV.70	Injection de C_3H_8 dans N_2 à $T_{inj} \approx 298 \text{ K}$, $T_{ch} = 413 \text{ K}$ pour $P_{ch} = 3.5$ et $T_{ch} = 433 \text{ K}$ pour 6.0 MPa à $V_{inj} = 0.27, 0.53, 1.06$ et 2.02 m.s^{-1}	145
V.1	Diagramme $\rho-T$ de l'éthane en fonction de la pression.	151
V.2	Diagramme $\rho-T$ du propane en fonction de la pression.	151
V.3	Diagramme $\rho-T$ de l'azote en fonction de la pression.	152
V.4	Diagramme $\rho-T$ de l'hélium en fonction de la pression.	152
V.5	Diagramme du ratio de densité $\rho_{N_2}/\rho_{C_2H_6}$ en fonction de la pression.	153
V.6	Diagramme du ratio de densité $\rho_{N_2}/\rho_{C_3H_8}$ en fonction de la pression.	154
V.7	Diagramme du ratio de densité $\rho_{He}/\rho_{C_2H_6}$ en fonction de la pression.	154
V.8	Diagramme du ratio de densité $\rho_{He}/\rho_{C_3H_8}$ en fonction de la pression.	155
V.9	Diagramme $\mu-T$ de l'éthane en fonction de la pression.	156
V.10	Diagramme $\mu-T$ du propane en fonction de la pression.	156
V.11	Diagrammes $\mu-T$ pour l'azote à gauche et pour l'hélium à droite en fonction de la pression.	157
V.12	Diagramme C_p température de l'éthane en fonction de la pression.	157
V.13	Diagramme C_p température du propane en fonction de la pression.	158
V.14	Diagramme représentant les extremums de certaines propriétés de H_2O tel que la capacité thermique isobare C_p , les coefficients de compressibilité isobare et isotherme α_T et β , la vitesse du son a , les points d'inflexion IP et le coefficient de Joule-Thomson λ [4]. Une première partie où les lignes sont confondues est observée proche du point critique.	158
V.15	Diagramme établissant les différentes "phases" supercritiques : celle semblable aux gaz, GL, celle semblable aux liquides, LL et celle semblable aux solide, SL, délimitées par les lignes de Widom et de Frenkel.	159
V.16	Diagramme de phase dans le plan $T-v$ à pression constante.	161
V.17	Courbes d'équilibre liquide-gaz obtenues expérimentalement [50]. Pour rappel $T(K) = (T(^{\circ}F) + 459.67) \times \frac{5}{9}$ et $1 \text{ PSIA} \approx 6.895E^{-3} \text{ MPa}$	162
V.18	Diagramme de phase dans le plan $T-v$ pour le couple C_2H_6/N_2 pour des pressions allant de 5 à 8 MPa	163
V.19	Diagramme de phase dans le plan $T-v$ pour le couple C_2H_6/He pour des pressions allant de 5 à 8 MPa	163

V.20	Diagramme de phase dans le plan $T-v$ pour le couple C_3H_8/N_2 pour des pressions allant de 4.5 à 8 MPa.	164
V.21	Diagramme de phase dans le plan $T-v$ pour le couple C_3H_8/N_2 pour des pressions allant de 4.5 à 8 MPa.	164
V.22	Lieu des points critiques dans le plan $P-T$ pour le couple éthane azote.	165
V.23	Lieu des points critiques dans le plan $P-T$ pour le couple éthane hélium.	165
V.24	Lieu des points critiques dans le plan $P-T$ pour le couple propane azote.	166
V.25	Lieu des points critiques dans le plan $P-T$ pour le couple propane hélium.	166
V.26	Évaluation de la température d'un jet d'éthane dans de l'azote à $T_{ch} = T_{inj} = 293$ K et $P = 5.0$ MPa en fonction de sa composition.	167
V.27	Évaluation de la température d'un jet d'éthane dans de l'azote à $T_{ch} = T_{inj} = 293$ K et $P = 6.0$ ou 7 MPa en fonction de sa composition.	168
V.28	Évaluation de la température d'un jet d'éthane dans de l'azote à $T_{ch} = 323$ K et $P = 6.0$ MPa pour des températures d'injection de 293, 303, 313 et 323 K en fonction de la composition.	169
V.29	Évaluation de la température d'un jet d'éthane dans de l'azote à $T_{ch} = 323$ K et $P = 6.0$ MPa pour des températures d'injection de 296.5, 399.9, 302.1 et 305.3 K, correspondant à celles mesurées au sein du jet, en fonction de la composition.	170
V.30	Tension de surface pour le couple éthane azote.	173
V.31	Tension de surface pour le couple éthane hélium.	173
V.32	Tension de surface pour le couple propane azote.	174
V.33	Tension de surface pour le couple propane hélium.	174
B.1	Partenaires industriels et académiques du programme SFBTRR.	201

Liste des tableaux

1	Valeurs de pressions et températures critiques.	2
I.1	Classification des régimes de rupture en fonction des nombres de Weber, de Reynolds et d'Ohnesorgue.	15
I.2	Aperçu des bancs expérimentaux hautes pressions dans le monde.	22
II.1	Références fournisseurs du propane et de l'éthane.	43
II.2	Moyenne du débit d'azote en fonction de la pression.	47
II.3	Étalonnage des thermocouples	49
II.4	Configurations des thermocouples	50
II.5	Mesures de températures dans le jet.	52
II.6	Aperçu des bancs expérimentaux hautes pressions dans le monde complété avec le banc REFINE.	57
III.1	Caractéristiques des caméras utilisées du laboratoire CORIA	60
III.2	Caractéristiques des caméras prêtées pour la radiographie par rayons X et la technique CBOS.	60
III.3	Réglages de la tension et de l'intensité utilisées de la source à rayons X.	77
IV.1	Nomenclature des images pour $T_{ch} \approx 293 \text{ K} < T_c$	139
IV.2	Nomenclature des images pour $T_r = \frac{T_{ch}}{T_c} \approx 1.1$	139
IV.3	Régimes de rupture rencontrés pour $T_{ch} \approx 293 \text{ K} < T_c$	139
IV.4	Régimes de rupture rencontrés pour $T_r = \frac{T_{ch}}{T_c} \approx 1.1$	139
V.1	Caractéristiques des fluides étudiés, v représente le volume molaire, ω le facteur acentrique, κ le coefficient relatif au effet des liaisons hydrogène, σ_v somme des volumes de diffusion atomique, μ_D moment dipolaire en Deby et \mathcal{P} parachor.	149
V.2	Composition en éthane et azote des phases liquide et vapeur pour des injections dans une atmosphère à $P_{ch} = 6 \text{ MPa}$ et $T_{ch} = 323 \text{ K}$	169
A.1	Cas Tests d'injection de C_2H_6 dans du N_2 pour $P_r < 1$ et $T_r < 1$	182
A.2	Cas Tests d'injection de C_2H_6 dans du N_2 pour $P_r < 1$ et $T_r \geq 1$	183
A.3	Cas Tests d'injection de C_2H_6 dans du N_2 pour $P_r \geq 1$ et $T_r < 1$	184
A.4	Cas Tests d'injection de C_2H_6 dans du N_2 pour $P_r \geq 1$ et $T_r \geq 1$	186
A.5	Cas Tests d'injection de C_2H_6 dans du He pour $P_r < 1$ et $T_r < 1$	188
A.6	Cas Tests d'injection de C_2H_6 dans du He pour $P_r < 1$ et $T_r \geq 1$	189
A.7	Cas Tests d'injection de C_2H_6 dans du He pour $P_r \geq 1$ et $T_r < 1$	190
A.8	Cas Tests d'injection de C_2H_6 dans du He pour $P_r \geq 1$ et $T_r \geq 1$	191
A.9	Cas Tests d'injection de C_3H_8 dans du N_2 pour $P_r < 1$ et $T_r < 1$	192
A.10	Cas Tests d'injection de C_3H_8 dans du N_2 pour $P_r < 1$ et $T_r \geq 1$	194

A.11	Cas Tests d'injection de C_3H_8 dans du N_2 pour $P_r \geq 1$ et $T_r < 1$	195
A.12	Cas Tests d'injection de C_3H_8 dans du N_2 pour $P_r \geq 1$ et $T_r \geq 1$	197
A.13	Cas Tests d'injection de C_3H_8 dans du He pour $P_r < 1$ et $T_r < 1$	198
A.14	Cas Tests d'injection de C_3H_8 dans du He pour $P_r < 1$ et $T_r \geq 1$	198
A.15	Cas Tests d'injection de C_3H_8 dans du He pour $P_r \geq 1$ et $T_r < 1$	198
A.16	Cas Tests d'injection de C_3H_8 dans du He pour $P_r \geq 1$ et $T_r \geq 1$	198
C.1	Coefficients du Propane et de l'Ethane pour l'équation mBWR [196].	216

Bibliographie

- [1] G. Amini and A. Dolatabadi. Axis-switching and breakup of low-speed elliptic liquid jets. *International Journal of Multiphase Flow*, 42 :96–103, 2012.
- [2] Y.M. An. Raman scattering study of supercritical bi-component mixtures injected into a subcritical environment. Technical report, DTIC Document, 2007.
- [3] T. Andrews. Bakerian lecture : On the continuity of the gaseous and liquid states of matter. *Proceedings of the Royal Society of London*, 18(114-122) :42–45, 1869.
- [4] S. Artemenko, P. Krijgsman, and V. Mazur. The Widom line for supercritical fluids. *Journal of Molecular Liquids*, 238 :122–128, 2017.
- [5] S. Baab, F.J. Forster, G. Lamanna, and B. Weigand. Speed of sound measurements and mixing characterization of underexpanded fuel jets with supercritical reservoir condition using laser-induced thermal acoustics. *Experiments in Fluids*, 57(11) :172, 2016.
- [6] S. Baab, G. Lamanna, and Weigand B. Combined elastic light scattering and two-scale shadowgraphy of near-critical fuel jets. In *ILASS Americas 26th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Portland, OR*, 2014.
- [7] D.T. Banuti. Crossing the Widom-line - supercritical pseudo-boiling. *The Journal of Supercritical Fluids*, 98 :12–16, 2015.
- [8] D.T. Banuti. Thermodynamic analysis and numerical modeling of supercritical injection. 2015.
- [9] D.T. Banuti, M. Raju, and M. Ihme. Supercritical pseudoboiling for general fluids and its application to injection. 2016.
- [10] D.T. Banuti, M. Raju, and M. Ihme. Similarity law for Widom lines and coexistence lines. *Physical Review E*, 95(5) :052120, 2017.
- [11] D.T. Banuti, M. Raju, P.C. Ma, M. Ihme, and J.-P. Hickey. Seven questions about supercritical fluids-towards a new fluid state diagram. In *55th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, page 1106, 2017.
- [12] C. Baumgarten. *Mixture formation in internal combustion engines*. Springer Science & Business Media, 2006.
- [13] R. Behling. *Modern diagnostic X-ray sources : technology, manufacturing, reliability*. CRC Press, 2015.
- [14] I.H. Bell, J. Wronski, S. Quoilin, and V. Lemort. Coolprop <http://www.coolprop.org>, 2014.

- [15] J. Bellan. Supercritical (and subcritical) fluid behavior and modeling : drops, streams, shear and mixing layers, jets and sprays. *Progress in energy and combustion science*, 26(4) :329–366, 2000.
- [16] J. Bellan. Theory, modeling and analysis of turbulent supercritical mixing. *Combustion Science and Technology*, 178(1-3) :253–281, 2006.
- [17] M. Benedict, G.B. Webb, and L.C. Rubin. An empirical equation for thermodynamic properties of light hydrocarbons and their mixtures I. methane, ethane, propane and n-butane. *The Journal of Chemical Physics*, 8(4) :334–345, 1940.
- [18] A. Birk, M. McQuaid, and M. Gross. Liquid core structure of evaporating sprays at high pressures - flash X-Ray studies. Technical Report ARL-TR-901, Army Research Laboratory, 1995.
- [19] D. Bolmatov, M. Zhernenkov, D. Zav'yalov, S.N. Tkachev, A. Cunsolo, and Y.Q. Cai. The Frenkel line : a direct experimental evidence for the new thermodynamic boundary. *Scientific reports*, 5, 2015.
- [20] L. Borel and D. Favrat. *Thermodynamique et énergétique*, volume 1, chapter Chapitre 5 : Propriétés thermodynamiques de la matière, pages 223–296. PPUR presses polytechniques, 2005.
- [21] R. Branam, J. Telaar, and W. Mayer. Simulation of cryogenic jet injection, RCM 1. In *2nd International Workshop on Rocket Combustion Modeling : Atomization, Combustion and Heat Transfer held in Lampoldshausen, Germany*. Defense Technical Information Center, 2001.
- [22] V.V. Brazhkin. Phase transformations in liquids and the liquid–gas transition in fluids at supercritical pressures. *Physics-Uspokhi*, 60(9) :954, 2017.
- [23] V.V. Brazhkin, A.G. Lyapin, V.N. Ryzhov, K. Trachenko, Y.D. Fomin, and E.N. Tsiok. Where is the supercritical fluid on the phase diagram? *Physics-Uspokhi*, 55(11) :1061, 2012.
- [24] J.T Bushberg and J.M. Boone. *The essential physics of medical imaging*. Lippincott Williams & Wilkins, 2011.
- [25] J.W. Cahn and J.E. Hilliard. Free energy of a nonuniform system. i. interfacial free energy. *The Journal of chemical physics*, 28(2) :258–267, 1958.
- [26] S. Candel, M. Juniper, G. Singla, P. Scouffaire, and C. Rolon. Structure and dynamics of cryogenic flames at supercritical pressure. *Combustion Science and Technology*, 178(1-3) :161–192, 2006.
- [27] A. Cessou, O. Wequin, and D. Stepowski. Alteration of the irradiance field when performing laser diagnostics in a corrugated liquid or supercritical jet. In *ILASS-Europe Zurich*, pages 561–567, 2001.
- [28] G. Charalampous, C. Hadjiyiannis, and Y. Hardalupas. Comparative measurement of the breakup length of liquid jets in airblast atomisers using optical connectivity, electrical connectivity and shadowgraphy. *Measurement*, 89 :288–299, 2016.
- [29] B. Chehroudi. Supercritical fluids : Nanotechnology and select emerging applications. *Combustion science and technology*, 178(1-3) :555–621, 2006.

- [30] B. Chehroudi, S.-H. Chen, F.V. Bracco, and Y. Onuma. On the intact core of full-cone sprays. Technical report, SAE Technical Paper, 1985.
- [31] B. Chehroudi, R. Cohn, and D. Talley. Cryogenic shear layers : experiments and phenomenological modeling of the initial growth rate under subcritical and supercritical conditions. *Int. J. of Heat Fluid Flow*, 23 :554–563, 2002.
- [32] B. Chehroudi, R. Cohn, D. Talley, and A. Badakhshan. Raman scattering measurement in the initial region of sub- and supercritical jets. In *36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, Huntsville, Alabama*, 2000.
- [33] B. Chehroudi, D. Talley, and R. Cohn. Visual characteristics and initial growth rates of round cryogenic jets at subcritical and supercritical pressures. *Physics of Fluids*, 14-2 :850–861, 2002.
- [34] B. Chehroudi, D. Talley, and E. Coy. Initial growth rate and visual characteristics of a round jet into a sub-to supercritical environment of relevance to rocket, gas turbine, and diesel engines. In *37th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, page 206, 1999.
- [35] B. Chehroudi, D. Talley, W. Mayer, R. Branam, and J.J. Smith. Understanding injection into high pressure supercritical environments. Technical report, DTIC Document, 2003.
- [36] C. Crua, J. Manin, and L.M. Pickett. On the transcritical mixing of fuels at diesel engine conditions. *Fuel*, 208 :535–548, 2017.
- [37] L. Cutrone, P. De Palma, G. Pascazio, and M. Napolitano. A RANS flamelet-progress-variable method for computing reacting flows of real-gas mixtures. *Computers & Fluids*, 39(3) :485–498, 2010.
- [38] L. Cutrone, M. Ihme, and M. Herrmann. Modeling of high-pressure mixing and combustion in liquid rocket injectors. In *Proceedings of the Summer Program*, page 269, 2006.
- [39] CXRO. Center for X-Ray Optics : X-rays database <http://henke.lbl.gov>, 2017.
- [40] R.N. Dahms, J. Manin, L.M. Pickett, and J.C. Oefelein. Understanding high-pressure gas-liquid interface phenomena in Diesel engines. *Proceedings of the Combustion Institute*, 34(1) :1667–1675, 2013.
- [41] R.N. Dahms and J.C. Oefelein. On the transition between two-phase and single-phase interface dynamics in multicomponent fluids at supercritical pressures. *Physics of Fluids (1994-present)*, 25(9) :092103, 2013.
- [42] T. Dan, T. Yamamoto, J. Senda, and H. Fujimoto. Effect of nozzle configurations for characteristics of non-reacting diesel fuel spray. Technical report, SAE Technical Paper, 1997.
- [43] C. Cagniard de la Tour. Expose de quelques resultats obtenus par l'action combinée de la chaleur et de la compression sur certains liquides, tels que l'eau, l'alcool, l'ether sulfurique et l'essence de petrole rectifiee. *Annales de Chimie et de Physique*, 21 :127–132, 1822.

- [44] J. Dechoz. *Influence de la pression sur la tension superficielle des alcanes et des carburants : mesures et modélisation*. PhD thesis, Rouen, 2002.
- [45] S. DeSouza and C. Segal. Sub-and supercritical jet disintegration. *Physics of Fluids*, 29(4) :047107, 2017.
- [46] S.J. Duclos. Scintillator phosphors for medical imaging. *Interface-Electrochemical Society*, 7(2) :34–39, 1998.
- [47] C. Dumouchel. On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams. *Exp. Fluids*, 45 :371–422, 2008.
- [48] C. Dumouchel. Liquid atomization and spray : A multi-scale description. In *ASME 2017 Fluids Engineering Division Summer Meeting*, number V01AT04A015. American Society of Mechanical Engineers, 2017.
- [49] C. Dumouchel, W. Aniszewski, T.-T. Vu, and T. Ménard. Multi-scale analysis of simulated capillary instability. *International Journal of Multiphase Flow*, 92 :181–192, 2017.
- [50] B.E. Eakin, R.T. Ellington, and D.C. Gami. *Physical-chemical properties of ethane-nitrogen mixtures*. Institute of Gas Technology, 1955.
- [51] P. Ehrenfest. Phase changes in the ordinary and extended sense classified according to the corresponding singularities of the thermodynamic potential. In *Proc Acad Sci Amsterdam*, volume 36, pages 153–157, 1933.
- [52] G.M. Faeth. Structure and atomization properties of dense turbulent sprays. In *Symposium (International) on Combustion*, volume 23, pages 1345–1352. Elsevier, 1991.
- [53] Z. Falgout, M. Rahm, D. Sedarsky, and M. Linne. Gas/fuel jet interfaces under high pressures and temperatures. *Fuel*, 168 :14–21, 2016.
- [54] Z. Falgout, M. Rahm, Z. Wang, and M. Linne. Evidence for supercritical mixing layers in the ECN spray A. *Proceedings of the Combustion Institute*, 35(2) :1579–1586, 2015.
- [55] A. Fath, C. Fettes, and A. Leipertz. Investigation of the diesel spray break-up close to the nozzle at different injection conditions. In *The fourth international symposium COMODIA*, volume 98, pages 429–433, 1998.
- [56] F. Gorelli, M. Santoro, T. Scopigno, M. Krisch, and G. Ruocco. Liquidlike behavior of supercritical fluids. *Physical review letters*, 97(24) :245702, 2006.
- [57] R.P. Grant and S. Middleman. Newtonian jet stability. *AIChE Journal*, 12(4) :669–678, 1966.
- [58] F. Grisch, E. Bertseva, M. Habiballah, E. Jourdanneau, F. Chaussard, R. Saint-Loup, T. Gabard, and H. Berger. CARS spectroscopy of CH₄ for implication of temperature measurements in supercritical LOX/CH₄ combustion. *Aerospace science and technology*, 11(1) :48–54, 2007.
- [59] F. Grisch, P. Bouchardy, and W. Clauss. CARS thermometry in high pressure rocket combustors. *Aerospace science and technology*, 7(4) :317–330, 2003.

- [60] F. Grisch, L. Vingert, P. Grenard, V. Fabelinsky, K. Vereschagin, and M. Oswald. CARS measurements at high pressure in a CH_4/O_2 jet flame. In *Progress in Propulsion Physics*, volume 4, pages 503–524. EDP Sciences, 2013.
- [61] D.R. Guildenbecher, C. López-Rivera, and P.E. Sojka. Secondary atomization. *Experiments in Fluids*, 46(3) :371, 2009.
- [62] O.J. Haidn and M. Habiballah. Research on high pressure cryogenic combustion. *Aerospace science and technology*, 7(6) :473–491, 2003.
- [63] J.-P. Hickey and M. Ihme. Supercritical mixing and combustion in rocket propulsion. *Annual Research Briefs*, pages 21–36, 2013.
- [64] J.-P. Hickey and M. Ihme. Large eddy simulation of supercritical mixing and combustion for rocket applications. 2014.
- [65] H. Hiroyasu and M. Arai. Structures of fuel sprays in diesel engines. Technical report, SAE Technical Paper, 1990.
- [66] L. Huré. *Etude de l'application de la fluorescence induite par flash de rayonnement X et de la radiographie "éclair" au diagnostic et à la caractérisation de milieux mono-et diphasiques en écoulement*. PhD thesis, Université d'Orléans, 2000.
- [67] A.R. Imre, U.K. Deiters, T. Kraska, and I. Tiselj. The pseudocritical regions for supercritical water. *Nuclear Engineering and Design*, 252 :179–183, 2012.
- [68] V.G. Ivancevic and T.T. Ivancevic. *Phase Transitions and Synergetics*, chapter Chapter 2 : Phase Transitions and synergetics, pages 285–418. Springer, 2007.
- [69] G. Jaeger. The ehrenfest classification of phase transitions : introduction and evolution. *Archive for history of exact sciences*, 53(1) :51–81, 1998.
- [70] T. Karasawa, M. Tanaka, K. Abe, S. Shiga, and T. Kurabayashi. Effect of nozzle configuration on the atomization of a steady spray. *Atomization and Sprays*, 2(4), 1992.
- [71] A.L. Kastengren, F.Z. Tilocco, D. Duke, C.F. Powell, S. Moon, and X. Zhang. Time-resolved X-ray radiography of diesel injectors from the engine combustion network. In *12th Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, pages 2–6, 2012.
- [72] T.V. Kasyap, D. Sivakumar, and B.N. Raghunandan. Flow and breakup characteristics of elliptical liquid jets. *International journal of multiphase flow*, 35(1) :8–19, 2009.
- [73] R. Kessel, M.W. Schmidt, P. Ulmer, and T. Pettke. Trace element signature of subduction-zone fluids, melts and supercritical liquids at 120-180 km depth. *Nature*, 437(7059) :724–727, 2005.
- [74] T. Kim, Y. Kim, and S.-K. Kim. Numerical study of cryogenic liquid nitrogen jets at supercritical pressures. *The Journal of Supercritical Fluids*, 56(2) :152–163, 2011.
- [75] E. Kiran, P.G. Debenedetti, and C.J. Peters. *Supercritical fluids : fundamentals and applications*, volume 366. Springer Science & Business Media, 2012.

- [76] D.N. Klimenko, W. Clauss, M. Oswald, J. Smith, and W. Mayer. CARS temperature mapping in a cryogenic $\text{LO}_X\text{-H}_2$ rocket combustion chamber under supercritical conditions. *Journal of Raman Spectroscopy*, 33(11-12) :900–905, 2002.
- [77] A. Koschinsky, D. Garbe-Schönberg, S. Sander, K. Schmidt, H.-H. Gennerich, and H. Strauss. Hydrothermal venting at pressure-temperature conditions above the critical point of seawater, 5°s on the Mid-Atlantic Ridge. *Geology*, 36(8) :615–618, 2008.
- [78] E.O. Lamanna, S. Baab, I. Stotz, and B. Weigand. Disintegration regimes near the critical point. In *Proceedings of the 18th AIAA/3AF International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, Tours, France*, 2012.
- [79] G. Lamanna, C. Steinhausen, F. Weckenmann, B. Weigand, B. Bork, A. Preusche, A. Dreizler, R. Stierle, and J. Gross. *High Pressure Flows for Propulsion Applications*, chapter Laboratory experiments of high-pressure fluid drops. AIAA, 2018.
- [80] J. Lapeyronnie. Tenue à la pression et à la température d’une petite chambre de pulvérisation. Rapport technique (CORIA : EnceinteHP5L-1995-Etude), 1995.
- [81] J. Lapeyronnie. Tenue à la pression de la petite chambre de pulvérisation. Rapport technique (CORIA : EnceinteHP5L-1996-Etude), 1996.
- [82] R. Lebas. *Modélisation eulérienne de l’atomisation haute pression - influences sur la vaporisation et la combustion induite*. PhD thesis, Université de Rouen, 2007.
- [83] A.H. Lefebvre. *Atomisation and Sprays*. CRC Press, 1988.
- [84] W.R. Leo. *Scintillation Detectors*, pages 157–175. Springer, 1994.
- [85] F. Leopold. The application of the colored background oriented schlieren technique (CBOS) to wind tunnel, free-flight and in-flight measurements. *Journal of Flow Visualization and Image Processing*, 16(4), 2009.
- [86] F. Leopold and F. Jagusinski. Mesures CBOS pour le projet REFINE. 2017. rapport interne CORIA.
- [87] F. Leopold, F. Jagusinski, C. Demeautis, M. Ota, and D. Klatt. Increase of accuracy for cbos by background projection. In *15th International Symposium on Flow Visualization at Minsk, Belarus*, 2012.
- [88] S. Leroux. *Stabilité d’un jet liquide cylindrique. Influence de fortes pressions ambiantes*. PhD thesis, Université de Rouen, 1996.
- [89] S. Leroux, C. Dumouchel, and M. Ledoux. The break-up length of laminar cylindrical liquid jets. Modification of Weber’s theory. *International Journal of Fluid Mechanics Research*, 24(1-3), 1997.
- [90] V.G. Levich. *Physicochemical hydrodynamics*. Prentice hall, 1962.
- [91] I.A. Leyva, J.I. Rodriguez, B. Chehroudi, and D. Talley. Preliminary results on the effect of phase angle on coaxial jet behavior spanning sub-to supercritical pressures. In *ILASS-Europe*, 2008.
- [92] H. Lin, Y.-Y. Duan, and Q. Min. Gradient theory modeling of surface tension for pure fluids and binary mixtures. *Fluid Phase Equilibria*, 254(1) :75–90, 2007.

- [93] K.-C. Lin, M. Ryan, C. Carter, A. Sandy, S. Narayanan, J. Ilavsky, and J. Wang. Investigation of condensed supercritical ethylene jets using Small Angle X-ray Scattering (SAXS) technique. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 649(1) :219–221, 2011.
- [94] S.P. Lin and R.D. Reitz. Drop and spray formation from a liquid jet. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 30(1) :85–105, 1998.
- [95] M. Linne. Imaging in the optically dense regions of a spray : a review of developing techniques. *Progress in Energy and Combustion Science*, 39(5) :403–440, 2013.
- [96] J.M. Locke. *High speed diagnostics for characterization of oxygen/hydrogen rocket injector flowfields*. PhD thesis, The Pennsylvania State University, 2011.
- [97] J.M. Locke, S. Pal, R.D. Woodward, and R.J. Santoro. High speed visualization of LO_x/GH₂ rocket injector flowfield : hot-fire and cold-flow experiments. In *Proc. of 46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Jt Propuls Conference Exhib*, AIAA, volume 7145, 2010.
- [98] K. Lounnaci. *Analyse quantitative de processus d'atomisation : application à l'injection Diesel automobile*. PhD thesis, Rouen, 2015.
- [99] O. Maass and C.H. Wright. Some physical properties of hydrocarbons containing two and three carbon atoms. *Journal of the American Chemical Society*, 43(5) :1098–1111, 1921.
- [100] D.B. Macleod. On a relation between surface tension and density. *Transactions of the Faraday Society*, 19(July) :38–41, 1923.
- [101] J. Manin, M. Bardi, L.M. Pickett, R.N. Dahms, and J.C. Oefelein. Microscopic investigation of the atomization and mixing processes of diesel sprays injected into high pressure and temperature environments. *Fuel*, 134 :531–543, 2014.
- [102] J. Manin, M. Bardi, L.M. Pickett, and R. Payri. Boundary condition and fuel composition effects on injection processes of high-pressure sprays at the microscopic level. *International Journal of Multiphase Flow*, 83 :267–278, 2016.
- [103] W.M. Marshall. *Experimental Studies on Combustion Instabilities in a Multi-element, Rectangular Rocket Chamber*. PhD thesis, The Pennsylvania State University, 2008.
- [104] J. Matheis and S. Hickel. Multi-component vapor-liquid equilibrium model for les of high-pressure fuel injection and application to ecn spray a. *International Journal of Multiphase Flow*, 99 :294–311, 2017.
- [105] W. Mayer, A. H. Schik, B. Vielle, C. Chauveau, I. Gškalp, D. G. Talley, and R. D. Woodward. Atomization and breakup of cryogenic propellants under high-pressure subcritical and supercritical conditions. *Journal of Propulsion and Power*, 14(5) :835–842, 1998.
- [106] W. Mayer and J. Telaar. Investigation of breakup of turbulent cryogenic variable-density jets. *Atomization and Sprays*, 12(5&6), 2002.

- [107] W. Mayer, J. Telaar, R. Branam, G. Schneider, and J. Hussong. Raman measurements of cryogenic injection at supercritical pressure. *Heat and Mass Transfer*, 39 :709–719, 2003.
- [108] W. O. H. Mayer and R. Branam. Atomization characteristics on the surface of a round liquid jet. *Experiments in Fluids*, 36 :528–539, 2004.
- [109] B. Métay, E. Robert, R. Viladrosa, C. Cachoncinlle, J.-M. Pouvesle, W. Mayer, and G. Schneider. Diagnostic X de la zone proche injecteur d’un jet cryogénique d’azote sous haute pression. In *Journal de Physique IV (Proceedings)*, volume 108, pages 187–190. EDP sciences, 2003.
- [110] B. Metay, E. Robert, R. Viladrosa, M. Dudemaine, C. Cachoncinlle, J.-M. Pouvesle, W. OH. Mayer, G. Scheinder, and I. Gškalp. X-ray diagnostics applied to high pressure cryogenic sprays. In *9th ICLASS, Sorrento, Italy*, 2003.
- [111] C.C. Miesse. Correlation of experimental data on the disintegration of liquid jets. *Industrial & Engineering Chemistry*, 47(9) :1690–1701, 1955.
- [112] C. Miqueu, B. Mendiboure, A. Graciaa, and J. Lachaise. Modeling of the surface tension of multicomponent mixtures with the gradient theory of fluid interfaces. *Industrial & engineering chemistry research*, 44(9) :3321–3329, 2005.
- [113] C.K. Muthukumaran and A. Vaidyanathan. Experimental study of elliptical jet from sub to supercritical conditions. *Physics of Fluids*, 26(4) :044104, 2014.
- [114] C.K. Muthukumaran and A. Vaidyanathan. Experimental study of elliptical jet from supercritical to subcritical conditions using planar laser induced fluorescence. *Physics of Fluids*, 27(3) :034109, 2015.
- [115] J.D. Naber and D.L. Siebers. Effects of gas density and vaporization on penetration and dispersion of diesel sprays. Technical report, SAE technical paper, 1996.
- [116] Edition Nathan. Activité 5. L’état fluide supercritique <https://www.youtube.com/watch?v=V5juRhh1XaQ>, 2009.
- [117] J. Oefelein, G. Lacaze, R. Dahms, A. Ruiz, and A. Misdariis. Effects of real-fluid thermodynamics on high-pressure fuel injection processes. *SAE Int. J. Engines*, 7(3) :1125–1136, 2014.
- [118] National Institute of Standards and Technology. Webbook de chimie nist, srd 69 <http://webbook.nist.gov/chemistry/>, 2017.
- [119] National Institute of Standards and Technology. X-ray mass attenuation coefficients <https://www.nist.gov/pml/x-ray-mass-attenuation-coefficients>, 2017.
- [120] K. Omer and N. Ashgriz. *Spray Nozzles*, pages 497–579. Springer US, Boston, MA, 2011.
- [121] M. Oswald and A. Schik. Supercritical nitrogen free jet investigated by spontaneous raman scattering. *Exp. Fluids*, 27 :497–506, 1999.
- [122] M. Oswald, G. Schneider, and W. Clauss. Application of visualization techniques and quantitative optical diagnostics for the investigation of supercritical jet atomization. In *The 8th International Symposium on Fluid Control, Measurement and Visualization*, 2005.

- [123] M. Oswald, J.J. Smith, R. Branam, J. Hussong, and A. Schik. Injection of fluids into supercritical environments. *Combust. Sci. and Tech.*, 178 :49–100, 2006.
- [124] I. Owczarek and K. Blazej. Recommended critical temperatures. part I. aliphatic hydrocarbons. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 32(4) :1411–1427, 2003.
- [125] I. Owczarek and K. Blazej. Recommended critical pressures. part I. aliphatic hydrocarbons. *Journal of physical and chemical reference data*, 35(4) :1461–1474, 2006.
- [126] P. Papon, J. Leblond, and P. Meijer. *The Physics of Phase Transitions : Concepts and Applications, 2006*. Berlin : Springer-Verlag, 2006.
- [127] T.S. Park. LES and RANS simulations of cryogenic liquid nitrogen jets. *The journal of supercritical fluids*, 72 :232–247, 2012.
- [128] J.-P. Pérez and M. Françon. *Optique : fondements et applications avec 200 exercices et problèmes résolus*. Dunod, 2004.
- [129] X. Petit. *Etude de l'interaction cinétique chimique turbulence dans une flamme cryotechnique LO_x/CH_4* . PhD thesis, INSA de Rouen, 2013.
- [130] X. Petit, G. Ribert, G. Lartigue, and P. Domingo. Large-eddy simulation of supercritical fluid injection. *The Journal of Supercritical Fluids*, 84 :61–73, 2013.
- [131] L.M. Pickett, C.L. Genzale, G. Bruneaux, L.-M. Malbec, L. Hermant, C.A. Christiansen, and J. Schramm. Comparison of diesel spray combustion in different high-temperature, high-pressure facilities. *SAE International Journal of Engines*, 3(2) :156–181, 2010.
- [132] L.M. Pickett and Sandia National Laboratories. Engine Combustion Network <http://www.sandia.gov/ecn/index.php>, 2014.
- [133] B.E. Poling, J.M. Prausnitz, J.P. O'Connell, and R.C. Reid. *The properties of gases and liquids*, volume 5. McGraw-Hill New York, 2001.
- [134] F. Poursadegh. *An experimental and theoretical investigation of direct fuel injection*. PhD thesis, 2017.
- [135] F. Poursadegh, J.S. Lacey, M.J. Brear, and R.L. Gordon. On the fuel spray transition to dense fluid mixing at reciprocating engine conditions. *Energy & Fuels*, 31(6) :6445–6454, 2017.
- [136] J.M. Pouvesle, C. Cachoncinlle, R. Viladrosa, E. Robert, and A. Khacef. Compact flash X-ray sources and their applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 113(1-4) :134–140, 1996.
- [137] J.M. Prausnitz, R.N. Lichtenthaler, and E.G. de Azevedo. *Molecular thermodynamics of fluid-phase equilibria*. Pearson Education, 1998.
- [138] R. Privat. *Développement du modèle PPR78 pour décrire, comprendre et prédire les diagrammes de phases hautes et basses pressions des systèmes binaires et des fluides pétroliers*. PhD thesis, Vandoeuvre-les-Nancy, INPL, 2008.

- [139] L. Qiu and R.D. Reitz. Simulation of supercritical fuel injection with condensation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 79 :1070–1086, 2014.
- [140] O.R. Quayle. The parachors of organic compounds. an interpretation and catalogue. *Chemical Reviews*, 53(3) :439–589, 1953.
- [141] M. Raju, D.T. Banuti, P.C. Ma, and M. Ihme. Widom lines in binary mixtures of supercritical fluids. *Scientific Reports*, 7, 2017.
- [142] W.E. Ranz. On sprays and spraying. Technical report, Dep. Eng. Res., Penn State Univ., 1956.
- [143] J.W.S. Rayleigh. On the instability of jets. *Proceedings of the London mathematical society*, 1(1) :4–13, 1878.
- [144] R. Reitz. *Atomization and other breakup regimes of a liquid Jet*. PhD thesis, Princeton University, 1978.
- [145] G. Ribert, P. Domingo, X. Petit, N. Vallée, and Blaisot J.-B. *High Pressure Flows for Propulsion Applications*, chapter Modelling and simulations of high-pressure flows. AIAA, 2018.
- [146] G. Ribert, X. Petit, P. Domingo, and N. Vallee. Boundary conditions treatment for supercritical flows with tabulated thermochemistry. In *53 AIAA*, 2015.
- [147] H. Richard and M. Raffel. Principle and applications of the background oriented schlieren (BOS) method. *Measurement Science and Technology*, 12(9) :1576, 2001.
- [148] M. Roa, D. Forliti, A. Badakhsahn, and D. Talley. Acoustically forced coaxial hydrogen/liquid oxygen jet flames. Technical report, Air Force Research Laboratory (AFMC) AFRL/RQRC Edwards AFB United States, 2016.
- [149] E. Robert, S. Dozias, R. Viladrosa, C. Cachoncinlle, and J.-M. Pouvesle. Table-top flash X-ray diagnostics of dodecane sprays. In *ILASS Europe*, 2010.
- [150] J. Rodriguez, J. Graham, I. Leyva, and D. Talley. Effect of variable phase transverse acoustic fields on coaxial jet forced spread angles. In *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, 2009.
- [151] A. Roy and C. Segal. Sub-to-supercritical jet mixing and core length analysis. In *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Orlando, Florida*, 2010.
- [152] A. Roy and C. Segal. Sub-to-supercritical mixing and core length analysis of a single round jet. In *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Orlando, Florida*, 2011.
- [153] L’AIR LIQUIDE S.A. Gas encyclopedia <https://encyclopedia.airliquide.com>, 2018.
- [154] M. Santoro and F.A. Gorelli. Structural changes in supercritical fluids at high pressures. *Physical Review B*, 77(21) :212103, 2008.
- [155] R.J. Santoro. High frequency combustion instability studies of LO_x/Methane fueled rocket engines. Technical report, DTIC Document, 2009.
- [156] H. Schlichting. *Boundary-layer theory*. McGraw-Hill, New York, 1968.

- [157] T. Schmitt, J. Rodriguez, I.A. Leyva, and S. Candel. Experiments and numerical simulation of mixing under supercritical conditions. *Physics of Fluids (1994-present)*, 24(5) :055104, 2012.
- [158] T. Schmitt, A. Ruiz, L. Selle, and B. Cuenot. Numerical investigation of destabilization of supercritical round turbulent jets using large eddy simulation. In *Progress in Propulsion Physics*, volume 2, pages 225–238. EDP Sciences, 2011.
- [159] T. Schmitt, L. Selle, A. Ruiz, and B. Cuenot. Large-eddy simulation of supercritical-pressure round jets. *AIAA journal*, 48(9) :2133–2144, 2010.
- [160] P. Seebald and P.E. Sojka. *Supercritical and Transcritical Injection*, pages 255–261. Springer US, Boston, MA, 2011.
- [161] C. Segal and S. Polikhov. Subcritical to supercritical mixing. *Phys. Fluids*, 20 :052101, 2008.
- [162] G.S. Settles. *Schlieren and shadowgraph techniques : visualizing phenomena in transparent media*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [163] D.H. Sharp. An overview of Rayleigh-Taylor instability. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 12(1-3) :3–18, 1984.
- [164] G.G. Simeoni, T. Bryk, F.A. Gorelli, M. Krisch, G. Ruocco, M. Santoro, and T. Scopigno. The Widom line as the crossover between liquid-like and gas-like behaviour in supercritical fluids. *Nature Physics*, 6(7) :503–507, 2010.
- [165] G. Singla. *Etude des flammes cryotechniques oxygene liquide/methane a haute pression*. PhD thesis, Châtenay-Malabry, Ecole Centrale de Paris, 2005.
- [166] G. Singla, P. Scouffaire, C. Rolon, S. Candel, S. Zurbach, and J.L. Thomas. Experiments and simulations of LO_x/CH_4 combustion at high pressures. In *Proc. Combust. Inst*, volume 30, pages 2921–2928, 2005.
- [167] G.J. Smallwood, O.L. Gulder, and D.R. Snelling. The structure of the dense core region in transient diesel sprays. In *Symposium (international) on combustion*, volume 25, pages 371–379. Elsevier, 1994.
- [168] V.V. Smirnov, W. Clauß, M. Oswald, F. Grisch, and P. Bouchardy. Theoretical and practical issues of CARS application to cryogenic spray combustion. In *Fourth International Symposium on Liquid Space Propulsion-Scientific Progress in the Service of Space Access at the Beginning of the Third Millennium-*, 2000.
- [169] J.J. Smith, G. Schneider, D. Suslov, M. Oswald, and O. Haidn. Steady-state high pressure LO_x/H_2 rocket engine combustion. *Aerospace Science and Technology*, 11(1) :39–47, 2007.
- [170] A.M. Sterling and C.A. Sleicher. The instability of capillary jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 68(03) :477–495, 1975.
- [171] I. Stotz, G. Lamanna, H. Hettrich, B. Weigand, and J. Steelant. Design of a double diaphragm shock tube for fluid disintegration studies. *Review of Scientific Instruments*, 79(12) :125106, 2008.

- [172] S. Sugden. CXLII.—A relation between surface tension, density, and chemical composition. *Journal of the Chemical Society, Transactions*, 125 :1177–1189, 1924.
- [173] S. Sugden. *The parachor and valency*, volume 2. G. Routledge, 1930.
- [174] Innovation Fluides Supercritiques. <http://portail-fluides-supercritiques.com>, 2006.
- [175] H. Tani, S. Teramoto, and T. Nagashima. Injector geometry effects on cryogenic coaxial jets at supercritical pressures. In *46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, page 6738, 2010.
- [176] H. Tani, S. Teramoto, and K. Okamoto. High-speed observations of cryogenic single and coaxial jets under subcritical and transcritical conditions. *Experiments in Fluids*, 56(4) :1–13, 2015.
- [177] G.I. Taylor. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. I. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 201(1065) :192–196, 1950.
- [178] J. Telaar, B. Ivancic, and W. Mayer. Characterization of jet breakup under high pressure conditions. In *ICLASS-2000*, pages 814–821, 2000.
- [179] J. Telaar, G. Schneider, J. Hussong, and W. Mayer. Test case RCM-1. In *2nd International Workshop on Rocket Combustion Modeling : Atomization, Combustion and Heat Transfer held in Lampoldshausen, Germany*, 2001.
- [180] H. Terashima and M. Koshi. Approach for simulating gas–liquid-like flows under supercritical pressures using a high-order central differencing scheme. *Journal of Computational Physics*, 231(20) :6907–6923, 2012.
- [181] C. Traxinger, H. Muller, M. Pfitzner, S. Baab, G. Lamanna, B. Weigand, J. Matheis, N.A. Adams C. Stemmer, and S. Hickel. Experimental and numerical investigation of phase separation due to multi-component mixing at high-pressure conditions. In *ILASS-Europe*, september 2017.
- [182] F. Troadec. *Simulation numerique directe d'un écoulement supercritique pour validation des approches RANS et LES*. PhD thesis, Universite de Rouen, 2010.
- [183] N. Vallée, U. Guven, J.-B. Blaisot, and G. Ribert. Real-gas effect on fluid injection : A numerical and experimental study. In *Proceedings of the 2017 Summer Program*. SFB TRR40, 2017.
- [184] N. Vallée, G. Ribert, J.-B. Blaisot, and D. Lisiecki. Experimental investigation of ethane and propane injection under sub- and super-critical conditions. In *ILASS-Europe*, september 2017.
- [185] P.H. Van Konynenburg. *Critical lines and phase equilibria in binary mixtures*. PhD thesis, PhD Thesis, University of California, Los Angels, California, 1968.
- [186] P.H. Van Konynenburg and R.L. Scott. Critical lines and phase equilibria in binary van der waals mixtures. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 298(1442) :495–540, 1980.
- [187] T. Vogel, M. Lutz, M. Wensing, and A. Leipertz. Influence of fuel mixture on spray formation in diesel processes. In *Proc. of 23rd European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, pages 6–8, 2010.

- [188] C. Weber. Zum zerfall eines flüssigkeitsstrahles. *ZAMM-Journal of Applied Mathematics and Mechanics/Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, 11(2) :136–154, 1931.
- [189] J.L. Wegener, I.A. Leyva, D.J. Forliti, and D.G. Talley. Development of a facility for combustion stability experiments at supercritical pressure. In *52th AIAA SciTech Aerospace Sciences Meeting, National Harbor, Mariland*, 2014.
- [190] M. Wensing, T. Vogel, and G. Götz. Transition of diesel spray to a supercritical state under engine conditions. *International Journal of Engine Research*, 17(1) :108–119, 2016.
- [191] J. Westerweel. Analysis of PIV interrogation with low-pixel resolution. In *Optical diagnostics in fluid and thermal flow*, volume 2005, pages 624–636. International Society for Optics and Photonics, 1993.
- [192] P.-K. Wu, T.H. Chen, A.S. Nejad, and C.D. Carter. Injection of supercritical ethylene into nitrogen. *Journal of Propulsion and Power*, 12 :770–777, 1996.
- [193] V. Yang. Modeling of supercritical vaporization, mixing and combustion processes in liquid-fueled propulsion systems. *Proc. Combust. Inst.*, 28 :925–942, 2000.
- [194] J. Yon. *Jet Diesel haute presssion en champ proche et lointain : Etude par imagerie*. PhD thesis, Université de Rouen, 2003.
- [195] T.J. Yoon and Y.-W. Lee. Current theoretical opinions and perspectives on the fundamental description of supercritical fluids. *The Journal of Supercritical Fluids*, 2017.
- [196] B.A. Younglove and J.F. Ely. Thermophysical properties of fluids II. methane, ethane, propane, isobutane, and normal butane. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 16(4) :577–798, 1987.
- [197] N. Zong, H. Meng, S.-Y. Hsieh, and V. Yang. A numerical study of cryogenic fluid injection and mixing under supercritical conditions. *Physics of Fluids*, 16(12) :4248–4261, 2004.