

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET TECHNOLOGIES

INSTITUT DE COMBUSTION, AÉROTHERMIQUE, RÉACTIVITÉ,
ENVIRONNEMENT

THÈSE présentée par :

Fabien JOUOT

soutenue le : **30 NOVEMBRE 2009**

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

Discipline : **ÉNERGÉTIQUE, MÉCANIQUE DES FLUIDES, THERMIQUE,
COMBUSTION ET ACOUSTIQUE**

*Étude de la détonation dans un jet diphasique
cryogénique GH_2 -LOx : contribution aux études
sur les moteurs à onde de détonation*

THÈSE dirigée par :

Iskender GÖKALP Directeur de l'ICARE, ICARE
Gabrielle DUPRÉ Professeur à l'Université d'Orléans, ICARE

RAPPORTEURS :

Daniel DESBORDES Professeur émérite, ENSMA Poitiers
Gérard LAVERGNE Professeur et Directeur de recherche, ISAE-ONERA

JURY :

Laurent CATOIRE Professeur, Université d'Orléans, Président du jury
Iskender GÖKALP Directeur de l'ICARE, ICARE
Gabrielle DUPRÉ Professeur à l'Université d'Orléans, ICARE
Daniel DESBORDES Professeur émérite, ENSMA Poitiers
Gérard LAVERGNE Professeur et Directeur de recherche, ISAE-ONERA
Dominique PITON Ingénieur, Directeur de développement, ROXEL
François FALEMPIN Ingénieur, Responsable Propulsion, MBDA
Elisa CLIQUET Ingénieur, Responsable de programme, CNES

« L'étude des matières explosives a quelque chose qui séduit l'imagination, et cela à un double point de vue : en raison de la puissance qu'elle met entre les mains de l'homme, et en raison des notions plus profondes qu'elle nous permet d'acquérir sur le jeu des forces naturelles, amenées à leur plus haut degré d'intensité »

M.Berthelot

REMERCIEMENTS

Je souhaiterais tout d'abord vivement remercier Iskender Gökalp, en qualité de directeur du LCSR, puis de l'ICARE, de m'avoir accueilli pendant ma thèse et d'en avoir assuré le financement. En sa qualité de directeur de thèse, j'ai fortement apprécié sa chaleur humaine, son entregent, et la grande liberté qu'il m'a laissée dans la manière de mener ma thèse.

Ensuite, je tiens à grandement remercier Gabrielle Dupré, co-directrice de thèse, pour le suivi sans faille qu'elle a assuré pendant la thèse, au cours des différentes réunions et des divers changements qui ont étayé le cheminement de ce travail. Je lui suis profondément reconnaissant pour la rigueur qu'elle a en partie réussi à me communiquer.

Je voudrais exprimer tout ma gratitude envers Alain Quilgars, véritable couteau suisse du laboratoire, qui a énormément investi, de son temps, de sa personne, de son stress, de son savoir-faire et de son ingéniosité dans le support technique plus qu'indispensable à la réalisation des dispositifs expérimentaux. J'ai, grâce à lui, pris goût à tout ce qui touche à la technique dans des domaines très variés et que nous n'attendions, ni lui, ni moi, aussi nombreux. Je le remercie également pour les nombreux déplacements dans lesquels il m'a accompagné, pour venir à bout des impasses auxquelles nous avons été confrontés.

Je voudrais remercier l'ensemble du jury en commençant par son très disponible président, Laurent Catoire, professeur de l'Université d'Orléans. Je voudrais également remercier messieurs Desbordes et Lavergne, respectivement Professeur émérite à l'ENSMA et Professeur à l'ISAE (ex-Sup Aéro) pour leurs rapports pertinents et les suggestions qu'ils ont pu apporter à mon mémoire de thèse. Je voudrais également remercier François Falempin, responsable propulsion et pyrotechnie à MBDA, et Dominique Piton, directeur des programmes de développement à Roxel, pour leurs commentaires judicieux sur le mémoire de thèse mais également sur l'ensemble de la thèse, où leur présence à plusieurs étapes clés, leur expérience et leur esprit pratique ont permis de faire avancer le projet.

Je tiens à remercier Elisa Cliquet, responsable de programmes au CNES, de m'avoir « marrainer » aussi efficacement, pour l'aide qu'elle a pu m'apporter, pour avoir soutenu les poursuites de financement sur mon sujet de thèse et enfin pour sa constante bonne humeur.

J'ai une pensée particulière pour Stéphane Jolivet, Jacques Sabatier et Fabrice Peyroux, pour leur soutien technique et pour avoir supporté les différents changements qui sont intervenus pendant la thèse. Je les remercie également pour leur sens de l'humour et leur disponibilité qui ont permis d'alléger le stress à certaines périodes de la thèse.

Je voudrais remercier le personnel de Roxel qui m'a très chaleureusement accueilli sur le banc B8, et en particulier, Bernard Moreau, Didier Maillet et Thierry, qui ont fait preuve d'un grand professionnalisme et d'une grande disponibilité.

Je remercie l'ensemble des personnes qui m'ont conseillé en dehors du laboratoire, notamment le CRTBT à Grenoble, mais également Lucien Vingert de l'ONERA-Palaisseau pour son aide tardive, et le LCD à Poitiers.

Au sein du laboratoire je remercie les personnels administratifs et techniques qui ont permis de faire avancer la thèse, Pascal Dom et Henri Peyroux à l'atelier mécanique, Jeanine et Pâquerette, Corinne, Vincent pour tout ce qui a touché à l'administratif et aux très nombreuses commandes que j'ai pu faire. Je tiens également à remercier Christian Chauveau,

qui a toujours suivi l'avancée de la thèse et qui m'a suggéré de précieuses idées. Je voudrais remercier Dmitry Davidenko, qui a énormément travaillé sur les aspects numériques et pour ses connaissances pléthoriques dans toutes sortes de domaines scientifiques, faisant souvent office de référence lorsque je m'interrogeais.

J'ai également une pensée pour ceux qui ont apporté leur pierre à l'édifice par des prêts, des conseils : Alain Aymard (maintenant je sais ce que sont des rondelles belleville), Jean-Noël Blanchard (les cols soniques), Claude Fougère (les après-midi « biblio »), Sandra Javoy, Nabiha Chaumeix, et Mahmoud Idir.

Egalement les membres du laboratoire que j'ai pu croiser pendant ces cinq années de thèse et qui ont permis de la rendre moins longue : Jérôme « Chicag' » Joseph et Murielle Chevrier.

Tous les gens que j'ai aimé côtoyer en dehors du laboratoire : FX, Astrid et ses petites histoires, Amélie mon inoubliable coloc, Aurélie Cojan la grande sportive, les meetic girls, Jessica « Crass », Benjo, Manu « Minus », Priscille « Ultimate », Sandro « Timal », Edith « Picon », Fanny, Laeti, Nadia, Jeannot, Garidou, Julie Feroldi, Julia, la Lucaterie, Eric « Big Massive », Maribel, Seb « j'écume le K à 4h du matin », Marina, Nicolas Noulain « on n'est pas là pour enfiler des perles », Nikoton « tranquille le chat », Pauline « miss Escot », Kodjo « pas avant le mariage », Odema « miss Napalm », Pierre, les gens que j'ai croisé à l'ADSO et Fabienne...

Et enfin, ceux, thésards et amis, qui m'ont supporté dans tous les sens du terme pendant la thèse : Pablo pour ses blagues moisies et ses talents de cuisiniers ; Homan d'être tout simplement Homan ; Mathieu pour ses playlists pop-rock, les soirées cinés aux Carmes et nos séances DJ en soirée ; Manioute pour ses poils, son amour de la bière et parce que c'est une masse ; Yohan, fossoyeur de tibias et producteur impénitent de calembours ; Lulu, grande prêtresse de la pause café et pour son superbe bonnet, et Fred, spécialiste culinaire des pieds (dans le plat) ; Angélique, pour les 3 années pleines de rires, de difficultés, et de voyages ; Carotte, qui était source de récréation lors des 18 derniers mois de thèse ; Jay, parce qu'il aime beaucoup le Var au fond de lui et pour notre amour d'Henri Bardouin ; Delfine parce que c'est une crème et Elsa parce que c'est une peste et pour le joli post-itage de mon bureau ; Nicolas P. dit « Roger Rabbit » et ses triple poumons, Fabien H. pour sa bonne humeur, Ludo pour son large sourire et nos clins d'œil à la cantine, Géraldine parce qu'un jour elle aura un club de plongée et surtout parce qu'elle est quand même là depuis le départ, Thomas Delmaere, Nicolas B. comme « Blues » pour son humour ; Mayu my office mate, who spent 3 years sharing my office, my doubts and also my bad temper.

Je voudrais terminer les remerciements avec mes amis lointains : Kamel, Jean-Marc, Trong-Le, Julien, Ryan et bien évidemment mon extraordinaire famille qui m'a permis de mener ces études à bien, pour leur soutien, pour m'avoir laissé jouer avec les allumettes (sous surveillance) dès mon plus jeune âge et laissé tenter diverses expériences avec le feu, sources de mon intérêt pour la combustion, pour m'avoir encouragé depuis toutes ces années et d'avoir toujours cru en mes capacités.

Tables des matières

Remerciements.....	x
Tables des figures.....	ix
Tableaux.....	xviii
Table des symboles.....	xx

Introduction	2
--------------------	---

I. Etude bibliographique.....	10
-------------------------------	----

I.1 Atomisation	10
I.1.1 Introduction	10
I.1.2 Atomisations primaire et secondaire	10
I.1.3 Paramètres d'injection et nombres adimensionnels	11
I.1.4 Atomisation secondaire	12
I.1.5 Injecteurs	13
I.1.6 Distribution de tailles de gouttes dans un spray	15
I.2 La détonation en phase gazeuse	18
I.2.1 Introduction	18
I.2.2 Le premier modèle de détonation dit de Chapman-Jouguet (CJ).....	18
I.2.3 Le second modèle de détonation dit de Zeldovich -Von Neumann-Döring ...	21
I.2.4 L'induction chimique	23
I.2.5 Structure tridimensionnelle de la détonation.....	25
I.2.6 Initiation de la détonation.....	27
I.2.7 Influence des conditions initiales du mélange.....	33
I.2.8 Caractéristiques de la détonation d'un mélange gazeux d'hydrogène et d'oxygène.....	36
I.3 La détonation en milieu diphasique avec un combustible liquide et un gaz oxydant	37
I.3.1 Introduction	37
I.3.2 Déroulement d'une détonation hétérogène	38
I.3.3 Caractéristiques propres à la détonation.....	39
I.3.4 Caractéristiques propres à l'atomisation	41
I.3.5 Influence de l'hétérogénéité du mélange sur la détonation.....	43
I.3.6 Cas particulier de l'oxygène liquide avec de l'hydrogène gazeux.....	44
I.4 Les moteurs à détonation.....	46
I.4.1 Introduction	46
I.4.2 Cycle thermodynamique	47
I.4.3 Le moteur à détonation oblique (Oblique Detonation Wave Engine ou ODWE) 48	
I.4.4 Le moteur à détonation pulsée (Pulse Detonation Engine ou PDE)	49
I.4.5 Le moteur à détonation continue rotative (Continuous Detonation Wave Engine ou CDWE)	50
I.4.6 L'allumage des moteurs à détonation.....	52
I.4.7 Avantages et inconvénients liés au fonctionnement des moteurs à détonation	52

I.5	Etat de l'art sur la détonation de mélanges diphasiques d'hydrogène liquide et d'oxygène liquide appliqués à la propulsion.....	53
II.	Dispositifs expérimentaux	56
II.1	Moyens techniques utilisés préalablement aux études granulométriques et de détonation.....	56
II.1.1	Cryogénie	56
II.1.2	Dispositifs expérimentaux de calibration.....	64
II.1.3	Dispositif d'injection, conditions d'étude	70
II.1.4	Métrologie	74
II.2	Dispositif d'étude granulométrique.....	83
II.2.1	Description	83
II.2.2	Protocole d'essai	85
II.2.3	Tige.....	85
II.2.4	Tube en quartz.....	86
II.2.5	Transparence des parois	86
II.2.6	Mesure par granulométrie laser.....	87
II.3	Dispositif d'étude de la détonation	90
II.3.1	Descriptif général du dispositif de détonation.....	90
II.3.2	Tube de détonation	91
II.3.3	Boîtier haute tension.....	93
II.3.4	Système de commande et procédures.....	95
II.3.5	Alimentation en fluides	100
II.4	Débits d'injection.....	101
II.5	Bilan des dispositifs expérimentaux.....	103
III.	Etude de l'écoulement diphasique	106
III.1	Introduction	106
III.1.1	Rappels	106
III.1.2	Exactitude des résultats	107
III.1.3	Configurations d'étude.....	108
III.2	Résultats expérimentaux.....	111
III.2.1	Configuration sans azote, sans tige	111
III.2.2	Configuration avec azote, sans tige.....	119
III.2.3	Configuration sans azote, avec tige.....	128
III.2.4	Configuration avec azote, avec tige	135
III.2.5	Conclusion de l'étude granulométrique	143
III.3	Études numériques en écoulement diphasique.....	144
III.3.1	Étude sur une goutte isolée.....	144
III.3.2	Etude numérique de l'écoulement diphasique	149
III.3.3	Bilan thermique aux parois	163
III.3.4	Conclusion de l'étude de l'écoulement diphasique.....	164
IV.	Résultats de l'étude de détonation	166
IV.1	Résultats expérimentaux.....	166
IV.1.1	Célérité de détonation.....	167
IV.1.2	Pression de détonation.....	181
IV.1.3	Structure tridimensionnelle de la détonation.....	185
IV.1.4	Résultats de l'étude chromatographique	189
IV.2	Calculs théoriques des paramètres de l'onde de détonation	190
IV.2.1	Etude en phase gazeuse à basse température	190
IV.2.2	Etude en phase gazeuse avec ajout d'un inerte	195

IV.2.3	Confrontation avec les résultats de l'étude granulométrique	197
IV.3	Discussion	197
IV.3.1	Initiation de la détonation.....	197
IV.3.2	Propagation de la détonation	200
IV.4	Conclusion partielle.....	202
V.	Conclusion et perspectives.....	206
	Références bibliographiques.....	212
	Annexes.....	224

Tables des figures

Figure 1. Evolution du nombre de pays maîtrisant la satellisation	2
Figure 2. Evolution du nombre de pays maîtrisant le lancement de missiles balistiques	3
Figure 3. Evolution et répartition du marché des lancements (ILS : International Launch Service, CGWIC : China Great Wall Industry Corporation), Air et Cosmos, 12 juin 2009	3
Figure 4. a.- Moteur cryogénique sur la fusée Ariane V. b.- Moteur Vulcain II c.- Moteur Vinci.....	4
Figure 5. Schéma de principe du moteur à détonation proposé fonctionnant avec un mélange H_2O_2 -kérosène	5
Figure 6. Dispositif expérimental prévu dans le premier sujet de thèse.....	6
Figure 7. Processus d'atomisation.....	11
Figure 8. Description de 3 des 8 modes de fragmentation par Shraiber <i>et al.</i>	13
Figure 9. Jet liquide avec $We_g < 25$	14
Figure 10. Jet liquide avec $25 < We_g < 70$	15
Figure 11. Jet liquide avec $100 < We_g < 500$	15
Figure 12. Onde de choc d'après le modèle Chapman-Jouguet.....	18
Figure 13. Droite de Rayleigh-Mickelson et adiabatique de Crussard dans le plan $(P, 1/\rho)$..	21
Figure 14. Schéma explicatif du modèle ZND.....	22
Figure 15. Courbe de Rayleigh-Mickelson, courbe d'Hugoniot et adiabatique de Crussard..	23
Figure 16. Profils de température et de thermicité pour un mélange $2H_2 + 2,5O_2 + 70\%Ar$. (Ng, 2005).....	24
Figure 17. Structure d'une cellule de détonation	25
Figure 18. Zoom sur un point triple de la cellule de la détonation.....	26
Figure 19. Seuils d'énergie critique et de puissance critique d'initiation pour un mélange stoechiométrique d'acétylène et d'oxygène.	28
Figure 20. Comparaison des énergies critiques pour des mélanges combustible-air d'après la théorie de Lee (1984)	31
Figure 21. Largeur de cellule de détonation en fonction de la richesse, pour un mélange H_2 -Air à 293 K et 100 kPa (données provenant de Detonation Database de Kaneshige et Shepherd, 1999)	34
Figure 22. Rendements thermodynamiques des cycles de combustion isobare (Brayton), isochore (Humphrey) et de détonation (Fickett-Jacobs).	48
Figure 23. Schéma d'un moteur à détonation oblique d'après Menees et al. (1992). ..	49
Figure 24. Principe de fonctionnement d'un moteur à détonation pulsée.....	50
Figure 25. Schéma d'une chambre annulaire d'un moteur à détonation continue rotative (Adamson et Olsson en 1967, Canteins en 2006)	51
Figure 26. a. Importance des modes de conduction de la chaleur en fonction de la température - b. Classement des matériaux d'isolation (Techniques de l'ingénieur, 2000)....	57
Figure 27. Comportement mécanique de différents matériaux en fonction de la température (Techniques de l'ingénieur, 2000)	60
Figure 28. Comparaison des taux de fuites détectables par différentes techniques	61
Figure 29. Schéma de fonctionnement d'un échangeur de chaleur.....	62
Figure 30. a. Cuve contenant le débitmètre Coriolis – b. Débitmètre Coriolis avec le super isolant, avant introduction dans la cuve	63
Figure 31. Allongement relatif de différents matériaux en fonction de la température	64
Figure 32. Schéma de l'injecteur avec une couronne présentant un angle avec l'orifice d'injection de liquide.....	65
Figure 33. Schéma de l'injecteur coaxial	66

Figure 34. Schéma de l'injecteur présentant 12 orifices convergents.....	66
Figure 35. Schéma de principe du dispositif d'alimentation en eau et air pour le dispositif de calibration de l'injecteur.....	67
Figure 36. Evolution du SMD en fonction de la distance à l'injecteur, pour différents nombres de Weber.....	68
Figure 37. Evolution du SMD avec la distance à l'injecteur pour des brouillards de We et J différents.....	69
Figure 38. Evolution du SMD en fonction de la pression d'injection de l'eau, pour différentes distances de mesure.....	69
Figure 39.a. Plan de la tête d'injection - b. Dessin de la tête d'injection.....	70
Figure 40.a. Vue de face de l'injecteur aérodynamique avec grille - b. Schéma détaillé de l'injecteur aérodynamique utilisé	71
Figure 41. Schéma explicatif de la tête	72
Figure 42. Photographie de la tête d'injection enfermée dans un coffrage d'isolement thermique	72
Figure 43. Description de la « vena contracta » pour un fluide en écoulement	73
Figure 44. Schéma d'une restriction.....	73
Figure 45. Pressions de vapeur et pressions de cavitation de l'azote et de l'oxygène liquides en fonction de la température	74
Figure 46. Eléments de métrologie installés sur le tube de détonation -1. Plaque pour feuille de suie. -2. Détecteurs de choc. -3. Electrodes. -4. Capteur Kistler 603B.	76
Figure 47. Afficheurs et relais des détecteurs de choc (en haut du boîtier de lecture).....	77
Figure 48. Courbes d'étalonnage des différents cols soniques en fonction de la pression amont.....	78
Figure 49. Venturi mis au point à l'institut ICARE. -1. Prise de pression amont. -2. Prise de pression aval. -3. Restriction à 1 mm.	80
Figure 50. Fonctionnement du débitmètre Coriolis.....	81
Figure 51. Photographie du débitmètre Coriolis CMF025 utilisé pour l'étude : afficheur à gauche et corps du débitmètre en acier inoxydable à droite.....	82
Figure 52. Représentation schématique du dispositif d'étude granulométrique	83
Figure 53. Dispositif d'étude granulométrique. -1. Echangeur de chaleur pour H ₂ . -2. Afficheur du débitmètre Coriolis (LO ₂). -3. Cuve contenant le débitmètre Coriolis. -4. Echangeur de chaleur pour LO ₂ . -5. Evacuation du LO ₂ . -6. Granulomètre laser et plaques en aluminium. -7. Tube en quartz. -8. Dispositif d'injection. -9. Bâti.....	84
Figure 54. Schéma de la tige instrumentée installée dans le tube en quartz	85
Figure 55. Schéma de la partie utile de la tige instrumentée.....	86
Figure 56. Tube d'expérimentation granulométrique. -1. Granulomètre laser. -2. Plaque de protection. -3. Support monté sur rails. -4. Tube en quartz. -5. Alimentation en azote de la double enveloppe. -6. Tête d'injection.....	87
Figure 57. Diffraction par Fraunhofer	88
Figure 58. Fonctionnement du granulomètre laser (Onofri, 2004)	89
Figure 59. Schéma et photographie du granulomètre laser Helos Sympatec	89
Figure 60. Photographie du dispositif expérimental de détonation.....	91
Figure 61. Dessins et photographies du tube de détonation	92
Figure 62. Comparaison de la pression limite estimée, de résistance du tube avec les pressions CJ et ZND, en fonction de la pression initiale pour la détonation de H ₂ /O ₂ stoechiométrique à une température initiale de 100 K	93
Figure 63. Schéma simplifié du boîtier « haute tension » pour l'initiation de la détonation ..	93
Figure 64. Schéma temporel du déclenchement de l'étincelle	94
Figure 65. Electrodes isolées par du Teflon	95

Figure 66. Déroulement des séquences lors d'un essai	97
Figure 67. Schéma de type hydraulique du dispositif d'étude de la détonation.....	99
Figure 68. Processus de détermination des débits	102
Figure 69. Tube de détonation -1. Détecteurs de chocs - 2. Plaques en acier pour le dépôt de suie - 3. Inserts pour le dispositif d'initiation - 4. Insert spécifique au le capteur Kistler 603B	104
Figure 70. Schéma de la première configuration (sans azote, sans tige).....	109
Figure 71. Schéma de la deuxième configuration (avec azote, sans tige).....	109
Figure 72. Schéma de la troisième configuration (sans azote, avec tige)	110
Figure 73. Schéma de la quatrième configuration (avec azote, avec tige).....	110
Figure 74. Concentration optique en fonction de la vitesse d'injection de l'hélium, pour différentes hauteurs par rapport au centre du jet : a. A 10 cm de l'injecteur - b. A 50 cm de l'injecteur	111
Figure 75. D_{090} en fonction de la vitesse d'injection de l'hélium, pour différentes hauteurs par rapport au centre du jet : a. A 10 cm de l'injecteur - b. A 45 cm de l'injecteur	112
Figure 76. SMD en fonction de la vitesse d'injection de l'hélium, pour différentes hauteurs par rapport au centre du jet : a. A 10 cm de l'injecteur - b. A 45 cm de l'injecteur.	112
Figure 77. Evolution de la concentration optique en fonction de la distance à l'injecteur, pour différentes hauteurs d'étude par rapport à l'injecteur (Vitesse $GHe=140\text{ m.s}^{-1}$)	113
Figure 78. Profil radial de la concentration optique en fonction de la hauteur par rapport au centre du jet, pour les 3 premières et les 3 dernières distances par rapport à l'injecteur (Vitesse $GHe=140\text{ m.s}^{-1}$).....	114
Figure 79. Evolution du D_{090} en fonction de la distance à l'injecteur, pour différentes hauteurs d'étude par rapport à l'injecteur (Vitesse $GHe=140\text{ m.s}^{-1}$)	115
Figure 80. Profil radial avec D_{090} en fonction de la hauteur par rapport au centre du jet, pour 3 distances proches et 3 distances éloignées par rapport à l'injecteur (Vitesse $GHe=140\text{ m.s}^{-1}$)	115
Figure 81. Evolution du SMD en fonction de la distance à l'injecteur, pour différentes hauteurs d'étude par rapport à l'injecteur (Vitesse $GHe=140\text{ m.s}^{-1}$).....	116
Figure 82. Profil radial avec SMD en fonction de la hauteur par rapport au centre du jet, pour 3 distances proches et 4 distances éloignées par rapport à l'injecteur (Vitesse $GHe=140\text{ m.s}^{-1}$)	116
Figure 83. Cartographie des moyennes de concentration optique (en %), pour toutes les vitesses d'injection d'hélium, sur l'ensemble du tube	117
Figure 84. Cartographie des moyennes de D_{090} (en μm) sur l'ensemble du tube	118
Figure 85. Cartographie des moyennes de SMD (en μm) sur l'ensemble du tube.....	119
Figure 86. Concentration optique en fonction de la vitesse d'injection de l'hélium, pour différentes hauteurs par rapport au centre du jet : a. A 10 cm de l'injecteur - b. A 60 cm de l'injecteur	119
Figure 87. D_{090} en fonction de la vitesse d'injection de l'hélium, pour différentes hauteurs par rapport au centre du jet : a. A 10 cm de l'injecteur - b. A 60 cm de l'injecteur	120
Figure 88. SMD en fonction de la vitesse d'injection de l'hélium, pour différentes hauteurs par rapport au centre du jet : a. A 10 cm de l'injecteur - b. A 60 cm de l'injecteur.....	120
Figure 89. Evolution de la concentration optique en fonction de la distance à l'injecteur, pour différentes hauteurs d'étude par rapport à l'injecteur (Vitesse $GHe=140\text{ m.s}^{-1}$)	121
Figure 90. Profil radial de la concentration optique en fonction de la hauteur par rapport au centre du jet, pour différentes distances d'éloignement par rapport à l'injecteur (Vitesse $GHe=140\text{ m.s}^{-1}$).....	122
Figure 91. Evolution du D_{090} en fonction de la distance à l'injecteur, pour différentes hauteurs d'étude par rapport à l'injecteur (Vitesse $GHe=140\text{ m.s}^{-1}$)	122

Figure 92. Profil radial avec D_{090} en fonction de la hauteur par rapport au centre du jet, pour 3 distances proches et 3 distances éloignées par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s ⁻¹)	123
Figure 93. Evolution du SMD en fonction de la distance à l'injecteur, pour différentes hauteurs d'étude par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s ⁻¹)	123
Figure 94. Profil radial du SMD en fonction de la hauteur par rapport au centre du jet, pour différentes distances d'éloignement par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s ⁻¹)	124
Figure 95. Cartographie de la concentration optique (en %) sur l'ensemble du tube (Vitesse GHe=70 m.s ⁻¹)	125
Figure 96. Cartographie de la concentration optique (en %) sur l'ensemble du tube (Vitesse GHe=210 m.s ⁻¹)	125
Figure 97. Cartographie des moyennes de D_{090} (en μm) sur l'ensemble du tube	126
Figure 98. Cartographie des moyennes de SMD (en μm) sur l'ensemble du tube	127
Figure 99. Moyenne générale des valeurs de SMD et de D_{090} avec ou sans azote, en fonction de la distance à l'injecteur	127
Figure 100. Cartographie de la concentration optique (en %) sur l'ensemble du tube (Vitesse GHe=70 m.s ⁻¹)	128
Figure 101. Cartographie de la concentration optique (en %) sur l'ensemble du tube (Vitesse GHe=210 m.s ⁻¹)	129
Figure 102. D_{090} en fonction de la vitesse d'injection de l'hélium, pour différentes hauteurs par rapport au centre du jet, à 10 cm de l'injecteur : a. A 10 cm de l'injecteur – b. A 60 cm de l'injecteur	129
Figure 103. SMD en fonction de la vitesse d'injection de l'hélium, pour différentes hauteurs par rapport au centre du jet, à 10 cm de l'injecteur : a. A 10 cm de l'injecteur – b. A 60 cm de l'injecteur	130
Figure 104. Evolution de la concentration optique en fonction de la distance à l'injecteur, pour différentes hauteurs d'étude par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s ⁻¹)	130
Figure 105. Profil radial de la concentration optique en fonction de la hauteur par rapport au	131
Figure 106. Evolution du D_{090} en fonction de la distance à l'injecteur, pour différentes hauteurs d'étude par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s ⁻¹)	131
Figure 107. Profil radial avec D_{090} en fonction de la hauteur par rapport au centre du jet, pour 3 distances proches et 3 distances éloignées par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s ⁻¹)	132
Figure 108. Evolution du SMD en fonction de la distance à l'injecteur, pour différentes hauteurs d'étude par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s ⁻¹)	132
Figure 109. Profil radial du SMD en fonction de la hauteur par rapport au centre du jet, pour différentes distances par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s ⁻¹)	133
Figure 110. Cartographie du D_{090} (en μm) sur l'ensemble du tube (Vitesse GHe=140 m.s ⁻¹)	134
Figure 111. Cartographie du D_{090} (en μm) sur l'ensemble du tube (Vitesse GHe=210 m.s ⁻¹)	134
Figure 112. Cartographie des moyennes de SMD (en μm) pour toutes les vitesses d'injection sur l'ensemble du tube	135
Figure 113. Concentration optique en fonction de la vitesse d'injection de l'hélium, pour différentes hauteurs par rapport au centre du jet : a. A 10 cm de l'injecteur - b. A 50 cm de l'injecteur.	136
Figure 114. D_{090} en fonction de la vitesse d'injection de l'hélium, pour différentes hauteurs par rapport au centre du jet : a. A 10 cm de l'injecteur - b. A 60 cm de l'injecteur.	136

Figure 115. SMD en fonction de la vitesse d'injection de l'hélium, pour différentes hauteurs par rapport au centre du jet : a. A 20 cm de l'injecteur - b. A 60 cm de l'injecteur	137
Figure 116. Evolution de la concentration optique en fonction de la distance à l'injecteur, pour différentes hauteurs d'étude par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s ⁻¹)	137
Figure 117. Profil radial de la concentration optique en fonction de la hauteur, pour différentes distances par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s ⁻¹).....	138
Figure 118. Evolution du D ₀₉₀ en fonction de la distance à l'injecteur, pour différentes hauteurs d'étude par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s ⁻¹).....	138
Figure 119. Profil radial avec D ₀₉₀ en fonction de la hauteur par rapport au centre du jet, pour différentes distances par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s ⁻¹).....	139
Figure 120. Evolution du SMD en fonction de la distance à l'injecteur, pour différentes hauteurs d'étude par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s ⁻¹).....	139
Figure 121. Profil radial avec SMD en fonction de la hauteur par rapport au centre du jet, pour différentes distances par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s ⁻¹)	140
Figure 122. Cartographie des moyennes de concentration optique (en %) pour toutes les vitesses d'injection sur l'ensemble du tube.....	141
Figure 123. Cartographie des moyennes de D ₀₉₀ (en µm) pour toutes les vitesses d'injection d'hélium sur l'ensemble du tube	141
Figure 124. Cartographie des moyennes de SMD (en µm) pour toutes les vitesses d'injection d'hélium sur l'ensemble du tube	142
Figure 125.a Evolution de la température en fonction de la distance à l'injecteur – b. Evolution de la vitesse du gaz porteur en fonction de la distance à l'injecteur	145
Figure 126.a. Vitesse des particules en fonction de la distance à l'injecteur - b. Nombre de We _c en fonction de la taille de goutte.....	146
Figure 127.a. Nombre de Weber en fonction de la distance à l'injecteur - b. Nombre d'Ohnesorge en fonction de la distance à l'injecteur	147
Figure 128. Nombre de Stokes en fonction de la distance à l'injecteur pour différentes tailles d'une goutte isolée	148
Figure 129. Evolution de la taille des gouttes en fonction de la distance à l'injecteur	149
Figure 130. Ensemble du domaine de calcul (unité : m).....	150
Figure 131. Maillage du domaine de calcul à proximité de l'injecteur (unité : m).....	151
Figure 132. Détail de l'injection des gouttes.....	151
Figure 133. Temps de séjour des particules en s.....	152
Figure 134. Champ de vitesse axiale et contours de fonction de courant avec l'hélium	152
Figure 135. Champ de vitesse axiale et contours de fonction de courant avec l'hydrogène (Unité : m).....	153
Figure 136. Champ de température et contours de fonction de courant pour l'hélium (unité : m)	153
Figure 137. Champ de température et contours de fonction de courant pour l'hydrogène (unité : m).....	153
Figure 138. Champ de concentration en particules (kg.m ⁻³) avec l'hélium comme gaz porteur (unité : m).....	154
Figure 139. Champ de concentration en particules (kg.m ⁻³) avec l'hydrogène comme gaz porteur (unité : m)	154
Figure 140. Champ de richesse pour l'hélium (unité : cm).....	155
Figure 141. Champ de richesse avec l'hydrogène (unité : cm).....	155
Figure 142.a. Masse des gouttes - b. Température des gouttes.....	156
Figure 143. Vitesse de l'écoulement en fonction des conditions aux parois et pour les deux gaz porteurs : a. Vitesse sur l'axe du canal - b. Vitesse dans la section de sortie du tube.....	156

Figure 144. Température de l'écoulement en fonction des conditions aux parois et pour les deux gaz porteurs : a. Température sur l'axe du canal - b. Température dans la section de sortie du tube	157
Figure 145. Richesse de l'écoulement en fonction des conditions aux parois et pour les deux gaz porteurs : a. Richesse sur l'axe du canal - b. Richesse dans la section de sortie du tube	158
Figure 146. Propriétés des gouttes le long de leur parcours en fonction des conditions aux parois : a. Masse - b. Température	158
Figure 147. Vitesse de l'écoulement sur l'axe en fonction de la température du gaz porteur (H_2) : a. Vitesse sur l'axe du canal - b. Vitesse dans la section de sortie du tube	160
Figure 148. Richesse de l'écoulement sur l'axe en fonction de la température du gaz porteur (H_2) : a. Richesse sur l'axe du canal b. Richesse dans la section de sortie du tube	160
Figure 149. Propriétés des gouttes le long de leur parcours en fonction des conditions aux parois : a. Masse - b. Température	161
Figure 150.a. Température de l'écoulement en fonction de l'ajout d'azote - b. Fraction massique de l'oxygène en fonction de la présence d'azote	162
Figure 151. Propriétés des gouttes le long de leur parcours en fonction de la présence d'azote : a. Masse - b. Température	163
Figure 152. Emplacement des capteurs de pression et des dispositifs d'initiation	167
Figure 153. Enregistrement typique des signaux provenant de capteurs de pression lors du passage d'une détonation ($25 \mu s.div^{-1}$)	168
Figure 154. Célérités de détonation pour une richesse globale de 1, une initiation à 60 cm, une énergie d'initiation de 240 J : a. Entre 35 et 5 cm - b. Entre 50 et 35 cm	168
Figure 155. Célérités de détonation pour une richesse globale de 1, une initiation à 60 cm, une énergie d'initiation de 240 J, entre 60 et 5 cm	169
Figure 156. Célérités moyennes pour différentes richesses - Initiation à 60 cm – $E=240 J$: a. Entre 35 et 5 cm b. Entre 50 et 35 cm	170
Figure 157. Moyennes des célérités sur l'ensemble du tube en fonction de la richesse, avec une initiation à 60 cm et une énergie d'initiation de 240 J	171
Figure 158. Pourcentage de réussite des essais à richesse 1 en fonction de l'emplacement du dispositif d'initiation. Les chiffres correspondent au nombre d'essais réalisés	172
Figure 159. a. Enregistrement de signaux de pression – Initiation à 25 cm – $10 \mu s.div^{-1}$ – $\phi=1,03$ (essai 260201) - b. Enregistrement de signaux de pression – Initiation à 25 cm – $25 \mu s.div^{-1}$ – $\phi=1,01$ (essai 030304)	173
Figure 160. Enregistrement de signaux de pression : a. Initiation à 20 cm – $10 \mu s.div^{-1}$ – $\phi=1,06$ (essai 260301) – b. Initiation à 20 cm – $25 \mu s.div^{-1}$ – $\phi=1,02$ (essai 030306)	174
Figure 161. Enregistrement de signaux de pression : a. Initiation à 20 cm – $10 \mu s.div^{-1}$ – $\phi=1,4$ (essai 260307) - b. Initiation à 20 cm – $10 \mu s.div^{-1}$ – $\phi=1,38$ (essai 310302)	174
Figure 162. Enregistrement de signaux de pression – Initiation à 20 cm – $10 \mu s.div^{-1}$ – $\phi=0,47$ (essai 310303)	175
Figure 163. Célérités de détonation – Initiation à 20 cm de l'injecteur sauf initiation à 25 cm pour l'essai 030304	175
Figure 164. Célérités moyennes de détonation - Initiation à 20 cm de l'injecteur (propagation dans le sens de l'écoulement) et à 60 cm de l'injecteur (propagation à contre-courant) – $\phi=1$ – $E=240 J$ - Comparaison pour une même distance parcourue, avec la célérité théorique D_{CJ}	176
Figure 165. Influence de l'énergie d'initiation sur les célérités de détonation – Initiation à 60 cm - $\phi \approx 1$: a. Entre 35 et 5 cm de l'injecteur - b. Entre 50 et 35 cm de l'injecteur	177
Figure 166. Célérités de détonation pour différentes richesses – Injection sans azote – Initiation à 60 cm de l'injecteur – $E=240 J$: a. Entre 35 et 5 cm de l'injecteur - b. Entre 50 et 35 cm	178

Figure 167. Moyennes des célérités de détonation entre 35 cm et 5 cm de l'injecteur – Initiation à 60 cm de l'injecteur – E=240 J - Injection avec (traits fins) ou sans azote (traits forts)	179
Figure 168. Influence de la richesse sur les célérités de détonation pour différentes richesses - E=240 J - Essais avec tige : a. Entre 35 et 5 cm avec initiation à 60 cm - b. Entre 50 et 35 cm avec initiation à 20 cm.	180
Figure 169. Moyennes de célérités et célérités de détonation entre 35 cm et 50 cm de l'injecteur – Initiation à 60 cm de l'injecteur – E=240 J- Essais avec tige	180
Figure 170. Pression de détonation en fonction de la richesse – Initiation à 60 cm de l'injecteur – E=240 J	182
Figure 171. Pression de détonation en fonction de l'emplacement du dispositif d'initiation pour différentes richesses - E=240 J	182
Figure 172. Pression de détonation en fonction de la richesse pour différentes énergies d'initiation	183
Figure 173. Influence de l'ajout d'azote sur la pression de détonation en fonction de la richesse du mélange – Initiation à 60 cm – E=240 J	184
Figure 174. Influence de la tige instrumentée sur la pression de détonation en fonction de la richesse – Initiation à 60 cm – E=240 J	184
Figure 175. Plaque enduite de suie pour l'étude de la structure tridimensionnelle de la détonation - $\phi=0,97$ - Initiation à 60 cm – E=240 J – Plaque 2 (essai 060202).....	185
Figure 176. Plaque enduite de suie (zoom) - $\phi=0,97$ - Initiation à 60 cm – E=240 J – Plaque 2 (essai 060202)	186
Figure 177. Plaque enduite de suie - $\phi=0,98$ - Initiation à 60 cm – E=240 J – Plaque 2 (essai 250203).....	186
Figure 178. Plaque enduite de suie - $\phi=1,03$ - Initiation à 50 cm – E=240 J – Plaque 1 (essai 250205).....	187
Figure 179. $\phi=1$ - Initiation à 60 cm – E=240 J – Plaque 1 (240201) : a. Intégralité de la plaque - b. Zoom sur la plaque.....	188
Figure 180. Plaque enduite de suie - $\phi=1,03$ - Initiation à 60 cm – E=HT – Plaque 2 (essai 070401).....	188
Figure 181. Plaque enduite de suie - $\phi=1,03$ - Initiation à 60 cm – E=HT – Plaque 1 (essai 070401).....	189
Figure 182. Longueur d'induction à la détonation : a. En fonction de la richesse du mélange H_2/O_2 pour différentes températures initiales - b. En fonction de la température initiale pour $\Phi=1$ du mélange H_2/O_2	191
Figure 183. Energie critique d'une détonation sphérique d'initiation du mélange H_2/O_2 en fonction de la richesse pour différentes températures initiales	192
Figure 184. Célérité CJ en fonction de la richesse pour différentes températures	193
Figure 185. Pressions CJ et ZND en fonction de la richesse du mélange H_2/O_2 pour différentes températures initiales et pour une température de 10^5 Pa	193
Figure 186. Evolution des caractéristiques CJ en fonction de la richesse, avec ou sans azote, à pression initiale de 1 bar et à température initiale de 100 K : a. Célérité - b. Pression	194
Figure 187. Energie critique d'initiation en fonction de la richesse avec ou sans azote, à pression initiale de 1 bar et à température initiale de 100 K	195
Figure 188. Evolution des caractéristiques CJ et de la richesse du mélange initial H_2/O_2 en phase gazeuse en fonction du pourcentage de comburant liquide : a. Célérité CJ et richesse - b. Pression CJ et richesse	196
Figure 189. Energie critique d'initiation de la détonation et richesse du mélange initial H_2/O_2 en fonction du pourcentage de comburant liquide	196

Tableaux

Tableau 1. Régimes d'atomisation proposés par Borisov <i>et al.</i> (1981)	13
Tableau 2. Célérité de la détonation en fonction des conditions initiales pour un mélange H ₂ -O ₂	36
Tableau 3. Pression CJ et ZND en fonction des conditions initiales pour un mélange H ₂ -O ₂	37
Tableau 4. Taille de cellule en fonction des conditions initiales pour un mélange H ₂ -O ₂	37
Tableau 5. Etude numérique sur la célérité de propagation dans un mélange diphasique de gouttes d'oxygène liquide et d'hydrogène (Zhdan et Prokhorov, 2002).....	45
Tableau 6. Récapitulatif des impulsions spécifiques de différents ergols liquides	46
Tableau 7. Conductivité thermique moyenne en fonction du nombre de couches de super-isolant	58
Tableau 8. Caractéristiques de l'injecteur	71
Tableau 9. Récapitulatif des lentilles utilisables sur le granulomètre laser Sympatec.....	88
Tableau 10. Caractéristiques du boîtier d'initiation	94
Tableau 11. Caractéristiques de l'écoulement pour l'hélium et l'hydrogène avec un débit d'oxygène liquide donné	102
Tableau 12. Tableau récapitulatif de l'influence de la température aux parois sur l'évaporation des gouttes et la richesse du mélange.	159
Tableau 13. Récapitulatif des effets de la température du gaz porteur et des conditions aux parois sur la fraction évaporée et sur la richesse	161
Tableau 14. Récapitulatif des prélèvements chromatographiques dans le tube en acier à partir d'un mélange 62% He – 38% LO ₂	189
Tableau 15. Paramètres de l'onde de détonation dans un mélange gazeux	191

Tables des symboles

c	Célérité du son	$m.s^{-1}$
C_c	Coefficient de contraction	-
C_{cav}	Coefficient de cavitation	-
C_D	Coefficient de traînée	-
C_{opt}	Concentration optique	%
d	Diamètre de goutte	m
d_c	Diamètre critique	m
D	Diamètre représentatif ou célérité de détonation	m ou $m.s^{-1}$
D_{090}	Distribution numérique à 90 %	μm
D_{32}	Diamètre de Sauter	μm
D_b	Coefficient de diffusion binaire	$cm^2.s^{-1}$
D_{CJ}	Célérité de Chapman-Jouguet	$m.s^{-1}$
D_i	Diamètre médian	m
D_{max}	Diamètre maximal d'une classe de gouttes	m
D_{min}	Diamètre minimal d'une classe de gouttes	m
D_{mn}	Diamètre moyen	m
E_c	Energie critique d'initiation de la détonation	J
$f_n(D)$	Fonction de distribution numérique de taille de goutte	-
F	Poussée	N
g_0	Accélération de la pesanteur	$m.s^{-2}$
H	Enthalpie	J
I	Constante fonction du rapport des capacités calorifiques	-
J	Rapport des quantités de mouvements	-
k_j	Coefficient fonction de la géométrie d'initiation de la détonation	-
K	Taux de vaporisation	-
L	Longueur	m
M	Masse	kg
$\dot{M}$	Débit massique	$kg.s^{-1}$
n	Nombre de moles	mole
Oh	Nombre d'Ohnesorge	-
P	Pression ou Puissance électrique	bar ou W
p	Quantité de mouvement	$kg.m.s^{-1}$
P_c	Puissance critique	W
p_{init}	Quantité de mouvement initiale	$kg.m.s^{-1}$
P_{init}	Pression initiale	bar
p_{ni}	Distribution de fraction numérique	-
Q	Chaleur de réaction	J
R_c	Rayon critique de la détonation	m
Re	Nombre de Reynolds	-
Re_l	Nombre de Reynolds liquide	-
S	Surface	m^2
St	Nombre de Stokes	-
t	Temps	Seconde
T	Température	Kelvin
u	Vitesse absolue du gaz	$m.s^{-1}$
U	Energie interne	J

U_c	Vitesse du gaz porteur	$m.s^{-1}$
v	Vitesse relative du gaz	$m.s^{-1}$
V	Tension électrique	Volt
Ve	Vitesse d'éjection des gaz	$m.s^{-1}$
We	Nombre de Weber	-
We_c	Nombre de Weber critique	-
We_g	Nombre de Weber gazeux	-
We_l	Nombre de Weber liquide	-
X	Distance horizontale	m
Y	Distance verticale	m

Caractères grecs

Φ	Richesse d'un mélange	-
ρ	Masse volumique	$kg.m^3$
λ	Largeur de cellule de détonation	m
Δ_i	Longueur d'induction	m
Δ_r	Longueur de réaction	m
γ	Rapport des capacités calorifiques	-
α	Taux d'avancement de la réaction	-
σ	Tension de surface	$J.m^{-2}$
$\dot{\sigma}$	Thermicité	s^{-1}
μ_g	Viscosité	Pa.s
τ	Temps caractéristique	s
τ_i	Temps d'induction	s

Cadre de l'étude

Introduction

L'accès à l'espace est, depuis les années 1950, le lieu d'une concurrence entre un nombre croissant d'acteurs. La conquête spatiale a toujours été soutenue de manière étatique car elle recouvre deux aspects : l'un symbolique qui permet à des pays de revendiquer un savoir-faire technique et scientifique, l'autre militaire car la maîtrise du lancement d'une fusée ou de la satellisation d'une charge utile implique des capacités balistiques. Le nombre de pays disposant de lanceurs n'a cessé d'augmenter (**Figure 1**), parallèlement au nombre de pays détenteurs de missiles balistiques (**Figure 2**). Cependant, la maîtrise d'une satellisation est plus complexe que le lancement d'un missile balistique et plusieurs pays cherchent à améliorer leur capacité de lancement (échecs de satellisation de la Corée du Nord en avril 2009 et de la Corée du Sud en août 2009).

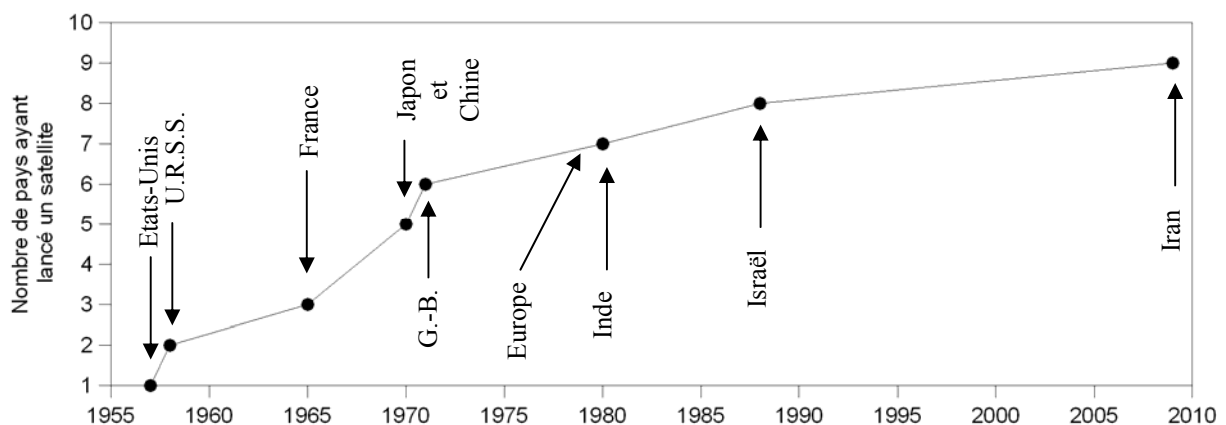


Figure 1. Evolution du nombre de pays maîtrisant la satellisation

Avant 1980 et l'arrivée du lanceur européen, seuls les Etats-Unis et l'URSS se partagent le marché balbutiant du lancement de satellites. Le développement du lanceur européen Ariane a fait émerger un nouvel acteur. Les années 1990 voient une croissance de l'activité des lanceurs qui implique de fait la création d'un marché concurrentiel. Le nombre de lancements commerciaux passe ainsi de 18 entre 1978 et 1987 à 46 entre 1988 et 1997. Cette augmentation est due à la concomitance de plusieurs facteurs :

- la progression du marché commercial des satellites géostationnaires
- l'apparition du marché commercial des satellites sur orbite basse
- le développement du marché des satellites gouvernementaux à orbite basse

- l'émergence d'un marché commercial de satellites à orbites moyenne ou haute

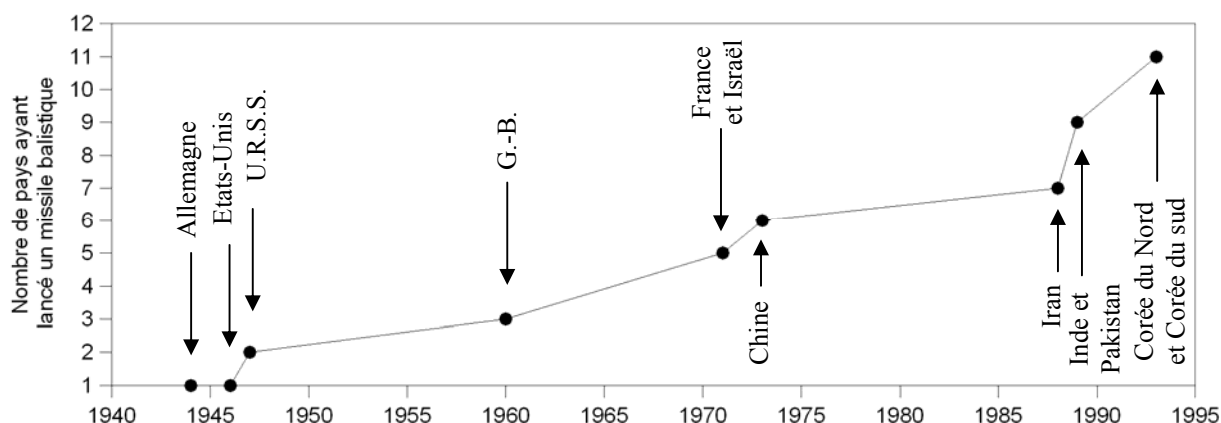


Figure 2. Evolution du nombre de pays maîtrisant le lancement de missiles balistiques

Ce marché est en constant développement : entre 1999 et 2008, le marché des satellites était de 20,7 milliards de dollars et il est estimé à 27,5 milliards sur la période 2009-2018. La **Figure 3** montre l'évolution et la répartition du marché des lancements sur les deux mêmes périodes.

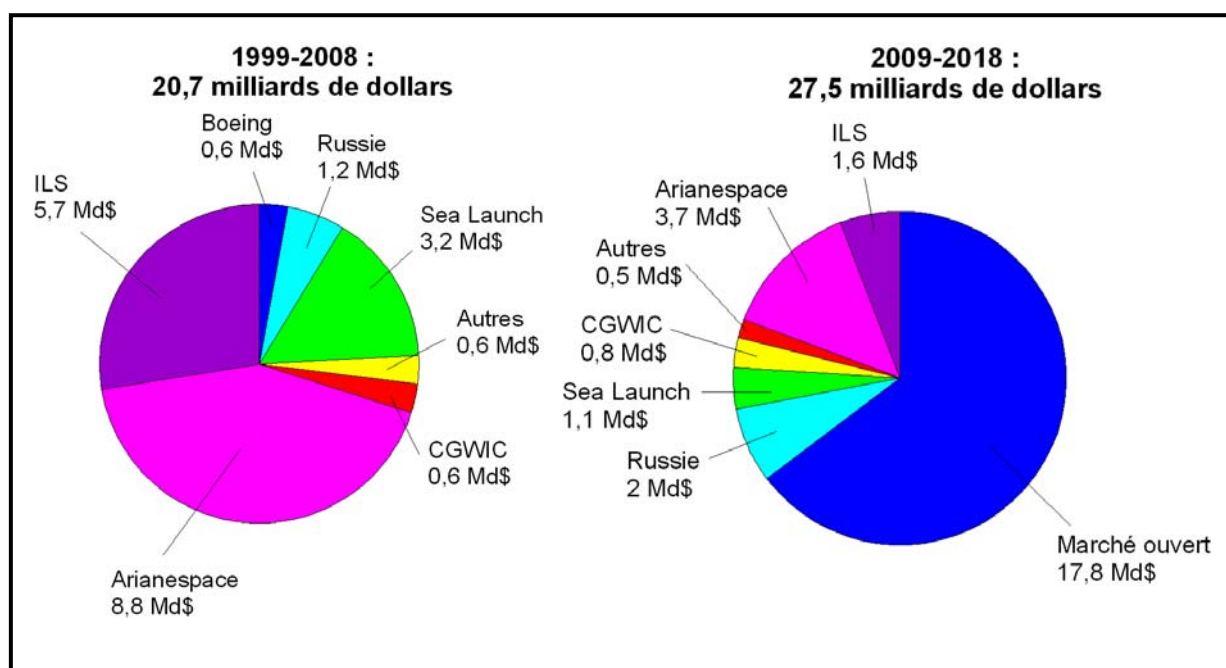


Figure 3. Evolution et répartition du marché des lancements (ILS : International Launch Service, CGWIC : China Great Wall Industry Corporation), Air et Cosmos, 12 juin 2009

Par ailleurs, les lanceurs ont fortement accru leurs performances. Le développement des moteurs-fusées, initié à partir du début du XXe siècle, s'est d'abord accéléré avec la seconde guerre mondiale, puis avec la course aux armements pendant la guerre froide, et enfin avec la volonté française puis européenne de disposer d'un lanceur. Cependant, les lanceurs actuels les plus performants (Ariane V ou Ares) disposent du même principe de propulsion que les premiers lanceurs des années 1950. En effet, les performances des moteurs atteignent

aujourd'hui un plafond. Par exemple, si on ne considère que l'impulsion spécifique du moteur H_2-O_2 , le moteur J2 des fusées américaines Saturn IB et Saturn V présentait une impulsion spécifique de 421 s en 1966-1967. En comparaison, le moteur Vulcain II, qui équipe en ce moment Ariane V, présente une impulsion de 434 s.

Ariane V est aujourd'hui propulsée par des boosters de propergols solides placés sur le flanc de la fusée et destinés à la partie atmosphérique du lancement. Lorsque l'atmosphère se raréfie, le moteur cryogénique H_2-O_2 situé au bas de la fusée prend le relais et assure la propulsion de la fusée (Figure 4.a). Le moteur actuel d'Ariane V est le moteur Vulcain II (Figure 4.b) et est monté sur l'étage principal cryogénique. Le moteur HM7B qui équipe l'étage supérieur va être remplacé très prochainement par le moteur Vinci (Figure 4.c). Les moteurs fonctionnent grâce à l'injection, à plusieurs dizaines de bar, d'oxygène liquide et d'hydrogène liquide par l'intermédiaire de turbo-pompes. Le moteur Vinci est réallumable en vol et présente une meilleure impulsion spécifique (464 s contre 434 s) grâce à l'amélioration des turbopompes, et à l'optimisation de sa tuyère.

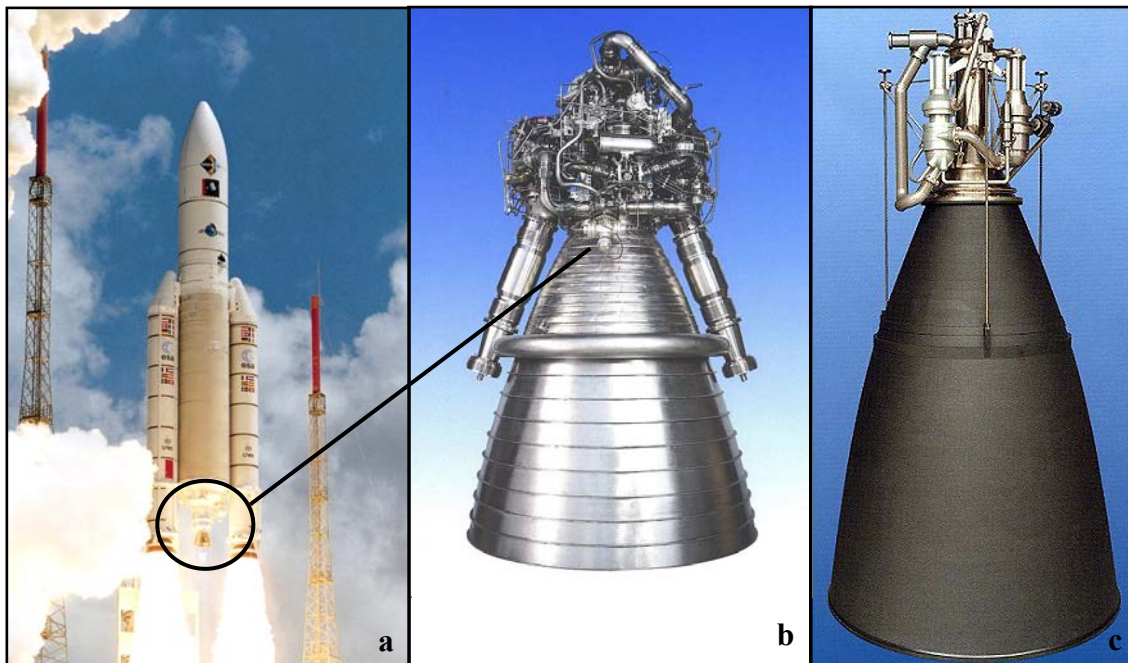


Figure 4. a.- Moteur cryogénique sur la fusée Ariane V. b.- Moteur Vulcain II c.-Moteur Vinci.

Dans ce contexte, le Centre National d'Études Spatiales explore différentes voies de recherches sur des nouveaux modes de propulsion afin d'accomplir un saut technologique et un saut de performances. On peut citer parmi les projets avancés : la propulsion électrique (essentiellement ionique), la propulsion nucléaire, la propulsion solaire et la propulsion par onde de détonation.

Dans le domaine de la propulsion par onde de détonation, de nombreuses recherches ont déjà été effectuées depuis les années 1940, mais très peu concernent une application spatiale. L'un des avantages du moteur à détonation provient de son cycle thermodynamique : le cycle thermodynamique associé à la détonation est théoriquement plus efficace que le cycle associé à la combustion. Les différents types de moteurs à détonation ainsi que leur principe de fonctionnement sont décrits en détail dans la partie II.4. Ainsi, le CNES a financé la thèse de

G. Canteins au Laboratoire de Combustion et Détonique à Poitiers, soutenue en 2006, sur un moteur à détonation rotative fonctionnant en atmosphère raréfiée avec un mélange gazeux éthylène-oxygène.

La présente thèse, initiée en 2004 au sein de l'Institut de Combustion, Aérothermique, Réactivité et Environnement (ICARE, ex-Laboratoire de Combustion et Systèmes Réactifs) du CNRS à Orléans, visait au développement d'un moteur à détonation pulsée anaérobie (« Pulse Detonation Rocket Engine ») et présentait les objectifs suivants :

- allumage à basse pression (sub-atmosphérique) avec l'utilisation d'ergols liquides
- fonctionnement en continu à basse pression
- réflexion sur les critères en vue d'optimiser l'impulsion spécifique en fonction des différents ergols

Les industriels Roxel et MBDA, installés à Bourges, ont participé à l'élaboration d'un projet répondant aux contraintes du sujet de thèse. Le projet proposé est détaillé sur la **Figure 5**. Le principe de ce moteur reposait sur l'utilisation du peroxyde d'hydrogène H_2O_2 à forte concentration (>70%). Le peroxyde d'hydrogène présente la particularité de pouvoir se décomposer en oxygène et en eau de manière fortement exothermique. L'énergie dégagée par cette décomposition, accélérée par un catalyseur, est utilisée pour vaporiser le combustible, dans ce cas du kérosène ou de l'hydrogène liquide. Le comburant est apporté par l'oxygène présent dans le peroxyde d'hydrogène et est plus ou moins dilué dans de la vapeur d'eau en fonction de la concentration du peroxyde d'hydrogène. Ce principe de fonctionnement permet d'éviter la mise en place de fluides cryogéniques. Le mélange propre au moteur était donc un mélange de kérosène gazeux, vaporisé par la décomposition exothermique du H_2O_2 , de l'oxygène gazeux et de la vapeur d'eau issus de la réaction de décomposition du H_2O_2 .

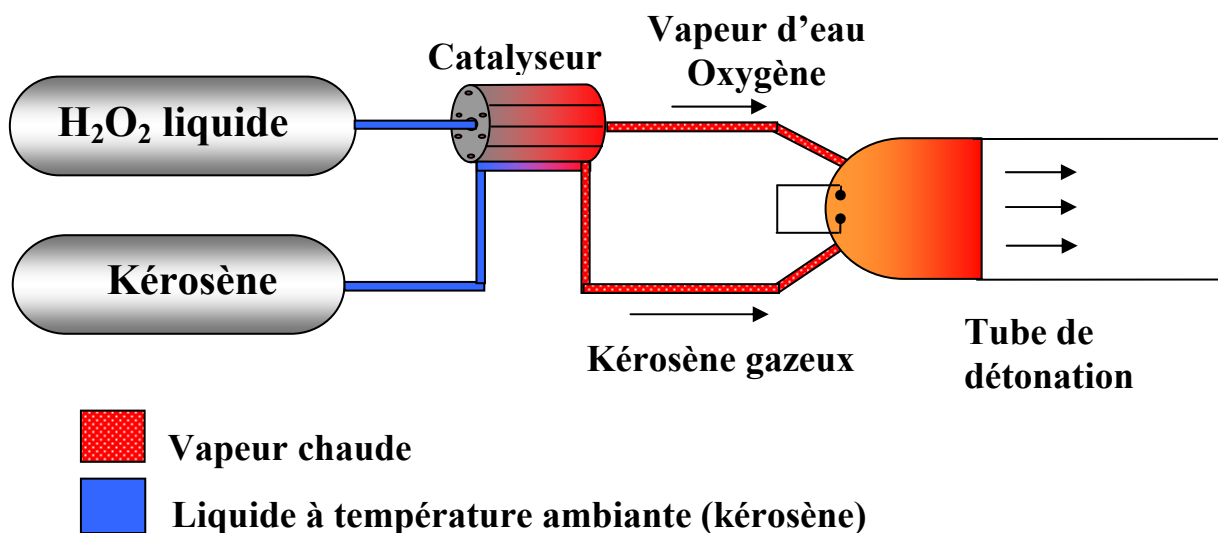


Figure 5. Schéma de principe du moteur à détonation proposé fonctionnant avec un mélange H_2O_2 -kérosène

Un dispositif expérimental destiné à étudier le mélange initié dans ce moteur a été proposé : il est détaillé sur la **Figure 6**. Le dispositif consistait en un tube de détonation chauffé équipé d'électrodes pour initier le mélange. Le décane ($C_{10}H_{22}$), représentatif du kérosène, constituait le combustible et devait être injecté gazeux après avoir été vaporisé avec de l'oxygène et différents diluants. Les mélanges étudiés auraient été les suivants :

- $C_{10}H_{22}/O_2$
- $C_{10}H_{22}/O_2/H_2O_{(g)}$ pour reproduire les conditions du moteur proposé en Figure 5
- $C_{10}H_{22}/O_2$ /inerte pour étudier l'influence de l'eau par rapport à un autre diluant
- Des études identiques étaient également prévus avec de l'hydrogène remplaçant le décane

Une pompe aurait permis d'initier le mélange à une pression initiale inférieure à la pression atmosphérique.

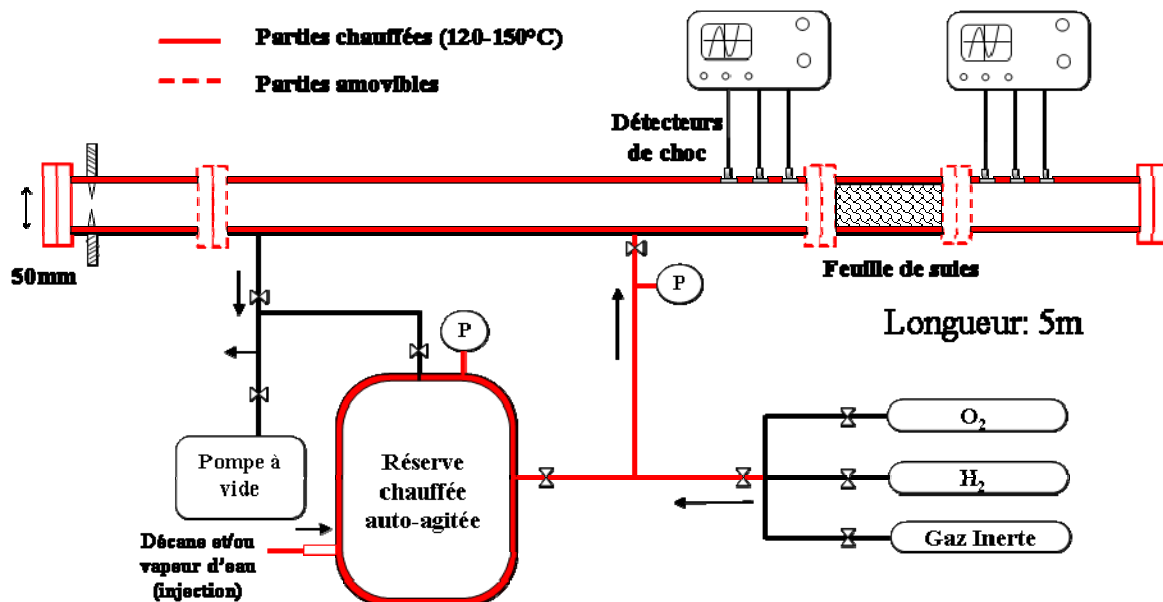


Figure 6. Dispositif expérimental prévu dans le premier sujet de thèse

Après 6 mois, ce projet expérimental n'a finalement pas été retenu pour les raisons suivantes :

- utiliser le kérosène n'était pas envisageable pour le lanceur spatial européen
- le peroxyde d'hydrogène présente un risque d'emballement thermique (décomposition auto-entretenu par l'augmentation de température). Un accident est déjà survenu sur le lanceur russe Soyouz en 2002. Enfin, le stockage et l'utilisation de H_2O_2 sont très contraignants lorsque sa concentration dépasse 70%.

Le mélange hydrogène-oxygène, qui est utilisé par les principaux lanceurs spatiaux et par Ariane V, a été préféré. Cependant, la détonation d'un mélange gazeux H_2-O_2 et H_2-O_2 -diluant à pression atmosphérique et à basse pression a déjà été largement étudiée et ne

présente pas d'intérêt scientifique. Il a donc été décidé d'étudier l'initiation et la propagation d'une détonation dans un jet diphasique $\text{GH}_2\text{-LOx}$ d'hydrogène gazeux et d'oxygène liquide, car ce mélange n'a alors pas encore été étudié d'un point de vue expérimental et qu'il est plus proche des conditions des moteurs cryogéniques. Finalement, l'étude proposée exclut, par rapport aux objectifs initiaux, les points suivants :

- l'initiation du mélange à basse pression
- le montage d'un « moteur » à détonation pulsée car les problèmes posés par l'injection à haute fréquence dans ces dispositifs sont complexes, d'autant plus que les fluides cryogéniques (oxygène liquide) sont délicats à mettre en œuvre et à injecter.

Le but global de ce travail est donc de déterminer, dans un premier temps, la granulométrie d'un jet diphasique présentant des caractéristiques proches du mélange réactif. Dans un second temps, il est proposé d'étudier l'allumage d'une détonation par initiation directe et la propagation de l'onde de détonation à travers le mélange diphasique. Le travail sur la propagation de la détonation inclut l'étude de son évolution au fur et à mesure qu'elle se déplace dans le sens de l'écoulement du jet diphasique ou à contre-courant et sa possible extinction.

La périphérie des injecteurs présentent des zones de recirculation où une grande quantité de gaz frais peut s'accumuler et perturber la propagation de la détonation. Nous avons donc décidé d'ajouter une circulation d'azote autour du jet principal afin d'éviter la création de ces zones. L'azote permet également de simuler un mélange dégradé comprenant un inerte. Cependant, l'ajout d'azote en périphérie du jet peut entraîner de fortes dilutions locales. Ces dilutions peuvent perturber la mesure qui est réalisée à partir des parois du tube. Une tige instrumentée a donc été installée dans l'axe du tube afin de mesurer les paramètres de la détonation au centre du jet et non plus sur les parois. Nous obtenons ainsi quatre configurations possibles pour étudier le jet :

- Tube sans azote, sans tige
- Tube avec azote, sans tige
- Tube sans azote, avec tige
- Tube avec azote, avec tige

Pour mener à bien l'étude de la détonation dans ce jet, trois dispositifs expérimentaux ont été mis en place. Le premier dispositif a servi à calibrer par une étude granulométrique les différents injecteurs utilisés avec un jet d'eau et d'air. Le deuxième dispositif expérimental est destiné à l'étude granulométrique d'un jet d'oxygène liquide et d'hélium gazeux à basse température, représentatif de l'hydrogène d'un point de vue mécanique, les deux fluides étant injectés dans un tube en quartz. Le dernier dispositif expérimental est un tube en acier dédié à l'étude de la détonation d'un jet d'oxygène liquide et d'hydrogène gazeux à basse température. Les tubes utilisés dans les deuxièmes et troisièmes dispositifs sont fermés d'un côté par l'injecteur et ouverts vers l'extérieur de l'autre côté. Les expériences dans les tubes ont été réalisées à pression ambiante et à la température d'injection des fluides.

Dans ce mémoire, le **chapitre I** permet de rappeler les processus mis en jeu lors de l'atomisation, les théories relatives à la détonation, les travaux déjà réalisés sur la détonation des mélanges diphasiques et les moteurs à détonation.

Le **chapitre II** est partagé en trois parties. Il décrit d'abord les techniques (cryogénie, métrologie) et dispositifs utilisés préalablement aux études granulométrique et de détonation, puis le dispositif expérimental d'étude granulométrique et enfin le dispositif expérimental d'étude de la détonation.

Le **chapitre III** présente les résultats de l'étude granulométrique. L'étude comporte une première partie expérimentale, avec les résultats obtenus pour différentes vitesses d'injection de l'hélium, et en effectuant une cartographie des tailles de gouttes dans l'ensemble du tube. Ces paramètres varient au sein d'une des quatre configurations possibles décrites plus haut. La seconde partie est numérique et présente des calculs sur une goutte isolée en 0D et des calculs 2D réalisés sur Fluent.

Le **chapitre IV** synthétise les résultats obtenus sur la détonation du jet diphasique d'hydrogène et d'oxygène liquide. Les paramètres de l'étude expérimentale sont la richesse globale du mélange réactif, l'énergie d'initiation et l'emplacement de l'initiation au sein de l'écoulement, en se plaçant dans une des quatre configurations possibles. Des calculs des paramètres finaux de la détonation, ainsi que de l'énergie d'initiation ont été effectués.

Le **chapitre V** conclue ce mémoire en rappelant les configurations expérimentales mises en œuvre, en résumant l'essentiel des résultats et en présentant quelques perspectives au présent travail.

Chapitre I

I. Etude bibliographique

I.1 Atomisation

I.1.1 Introduction

L'atomisation est considérée comme la conversion d'un jet liquide en un ensemble de petites gouttes. Le liquide à atomiser est toujours associé à un gaz qui peut être en mouvement ou au repos. La conversion du jet liquide en gouttes est la conséquence d'une compétition, se déroulant au niveau de l'interface liquide-gaz, entre d'une part des forces aérodynamiques disruptives et d'autre part des forces visqueuses et de tension de surface qui stabilisent le jet, lui permettant de conserver sa cohésion. Le principal but de l'atomisation, notamment en combustion, est la création d'une interface entre le liquide et le gaz et, donc, l'augmentation de la surface disponible sur l'ensemble du jet liquide pour favoriser les échanges thermiques. Dans le processus d'atomisation, on distingue deux étapes, l'atomisation primaire et l'atomisation secondaire.

I.1.2 Atomisations primaire et secondaire

Le processus d'atomisation primaire d'un jet liquide peut être découpé en 5 étapes (**Figure 7**). Un écoulement liquide ou « système libre » est produit par un dispositif d'injection. Ce système se compose d'une phase liquide dite « dispersée » et d'une phase gazeuse dite « porteuse ». L'écoulement se caractérise par la création d'une interface entre la phase gazeuse environnante et la phase liquide de l'écoulement. Un tel écoulement est instable, naturellement ou de manière forcée, ce qui crée des perturbations et des oscillations à l'interface entre le jet et le gaz. Cette forme d'instabilité, dite de Rayleigh-Taylor, provoque des perturbations qui, en prenant de l'ampleur, obligent l'écoulement à se rompre en grosses gouttes ou en ligaments liquides. C'est le processus d'atomisation primaire.

Par la suite, l'atomisation secondaire correspond à la fragmentation en gouttelettes plus fines des gouttes et ligaments issus de l'écoulement primaire. L'atomisation secondaire sera abordée dans le paragraphe I.1.4. Le cumul des deux atomisations résulte en la production d'un spray.

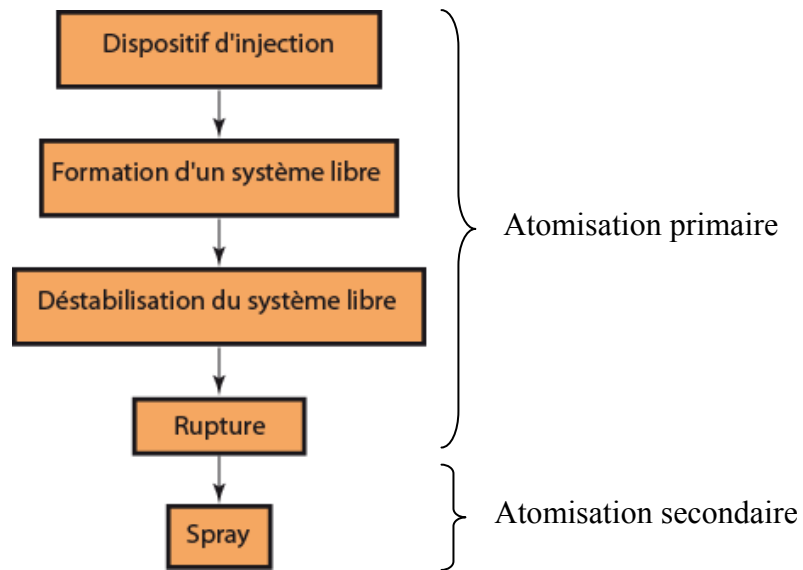


Figure 7. Processus d'atomisation

I.1.3 Paramètres d'injection et nombres adimensionnels

Afin de caractériser le spray, on est obligé d'utiliser des paramètres relatifs aux dimensions de l'injecteur, de l'écoulement et des fluides, mais également des nombres adimensionnels.

I.1.3.1 Paramètres d'injection

Les paramètres dimensionnels de l'injecteur sont donc :

- le diamètre, la section et la longueur des orifices cylindriques
- les sections de sortie des écoulements gazeux

Les paramètres reliés aux fluides sont :

- la température et la pression du fluide
- la masse volumique
- la viscosité dynamique
- la tension de surface
- la pression d'injection qui détermine le débit

Ces paramètres permettent d'obtenir des informations comme les vitesses d'injection des fluides. La masse volumique et la viscosité sont particulièrement importantes pour l'écoulement tandis que l'influence de la tension de surface est déterminante pour l'atomisation.

I.1.3.2 Nombres adimensionnels

Les nombres adimensionnels permettent de quantifier les rapports de forces au sein de l'écoulement. Ceux que nous utiliserons au cours de cette étude sont les suivants :

$$We_g = \frac{\Delta u^2 \rho_g d_l}{\sigma} = \frac{\text{Force aérodynamique}}{\text{Force de tension superficielle}} \quad \text{Équation 1}$$

$$Re = \frac{\rho_g (u_g - u_l) d_l}{\mu_g} = \frac{\text{Force aérodynamique}}{\text{Force de viscosité du gaz}} \quad \text{Équation 2}$$

$$Oh = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \sigma d}} = \frac{\text{Force de viscosité du liquide}}{\text{Force aérodynamique et force de tension superficielle}} \quad \text{Équation 3}$$

$$J = \frac{\rho_g u_g^2}{\rho_l u_l^2} = \frac{\text{Flux de quantité du mouvement du gaz}}{\text{Flux de quantité du mouvement du liquide}} \quad \text{Équation 4}$$

On nomme : We le nombre de Weber gazeux, Re le nombre de Reynolds, Oh le nombre d'Ohnesorge et J est le rapport des quantités de mouvement. Plus précisément, le nombre de Weber gazeux présenté sous cette forme est particulièrement adapté aux écoulements assistés par un gaz. Le Weber critique, We_c , retenu comme le passage à l'atomisation secondaire, est d'environ 12 (Lefebvre, 1989).

I.1.4 Atomisation secondaire

L'atomisation secondaire concerne le devenir des gouttes et des ligaments créés à partir de l'atomisation primaire. Elle n'est pas présente dans toutes les configurations. Généralement, l'augmentation du différentiel de vitesse entre les phases gazeuse et liquide favorise le passage à l'atomisation secondaire.

De nombreuses études ont été réalisées sur les régimes de cassure des gouttes, notamment à partir des valeurs des nombres de Weber, d'Ohnesorge et de Reynolds. On peut notamment citer Shraiber *et al.* (1996) qui ont établi une classification précise de huit types d'atomisation, menant à des déformations ou à des fragmentations des gouttes. Avant eux, Borisov *et al.* (1981) avaient répertorié 3 régimes de déformation, récapitulés dans le **Tableau 1** et qui correspondent aux schémas d'atomisation dans la Figure 8. Dans les expériences réalisées par Borisov *et al.*, les rapports de densité entre le gaz et le liquide étaient supérieurs à 500, et le Reynolds supérieur à 100. En imposant ces valeurs minimales au rapport de densité et au Re , il a pu faire varier le We et ainsi proposer sa classification.

Type d'atomisation	We	We/ $\sqrt{Re}$
Ce régime d'atomisation est caractérisé par l'aplatissement des gouttes, qui s'étire en son centre pour former un « sac », ce sac se fragmentant en gouttes puis en ligaments. On peut considérer que cette catégorie regroupe les 4 premiers modes d'atomisation de Shraiber. Il correspond au régime de « bag break-up ».	8-40	0.2-1.6
Dans ce régime, la goutte est directement cassée en plusieurs ligaments sans qu'il se forme de sac. Ce mode est aussi appelé « shear breakup », c'est le 5 ^e régime d'atomisation de Shraiber.	$20-2 \cdot 10^4$	1-20
Le dernier régime d'atomisation est suffisamment déstabilisant pour la goutte pour que les ligaments soient directement épluchés en gouttes. Les 3 derniers régimes d'atomisation de la classification de Shraiber peuvent être inclus dans cette catégorie. Elle est appelée « Wave stripping » sur la fig.II.1.2.	$2 \cdot 10^3-2 \cdot 10^5$	20-200

Tableau 1. Régimes d'atomisation proposés par Borisov *et al.* (1981)

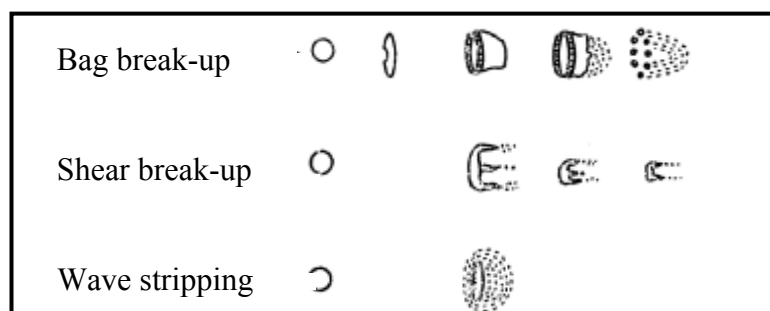


Figure 8. Description de 3 des 8 modes de fragmentation par Shraiber *et al.*

I.1.5 Injecteurs

I.1.5.1 Types d'injecteur

Les dispositifs d'injection sont nombreux et variés car les utilisations finales présentent de grandes différences. Le but recherché d'un injecteur est toujours de déstabiliser le jet en jouant sur la différence de vitesse entre le liquide, qui constitue la phase dispersée, et le gaz, qui constitue la phase continue.

Les injecteurs les plus couramment rencontrés se divisent en deux catégories, les injecteurs mécaniques et les injecteurs aérodynamiques ou assistés.

Les injecteurs mécaniques regroupent les dispositifs où l'énergie apportée par la différence de pression entre l'amont et l'aval de l'injecteur est convertie en énergie cinétique. Le liquide est le plus souvent injecté dans un environnement quiescent, les instabilités étant alors générées par la différence de vitesse entre le liquide et le gaz au repos.

Les injecteurs aérodynamiques ou assistés utilisent également la différence de vitesse entre le liquide et le gaz mais l'accent est porté sur la vitesse du gaz atomiseur. Par contre, dans ce type de dispositif d'injection, la pression et la vitesse du liquide ont généralement peu

d'influence. Ce type d'injecteur peut présenter une configuration à mélange interne ou à mélange externe.

Il existe d'autres types d'injecteurs :

- électrostatique par l'intermédiaire d'un champ électrique
- à ultrasons, les oscillations sont créées par la haute fréquence des ultrasons
- par capillaire, où des vibrations sont générées pour perturber l'écoulement
- ...

I.1.5.2 Cas particulier de l'injecteur aérodynamique ou assisté

L'injecteur utilisé dans cette étude est dit aérodynamique ou assisté. L'atomisation est assistée par un écoulement de gaz injecté à grande vitesse. Avec ce type d'injecteur, on trouve une polydispersion importante, les gouttes présentes dans l'écoulement ayant des tailles variant de quelques microns à plusieurs centaines de microns. Le nombre de Reynolds liquide, Re_l est souvent utilisé pour ce type d'injecteur, car il permet de caractériser la désintégration primaire et les croissances d'instabilité.

$$Re_l = \frac{\rho_l u_l d_l}{\mu_l} \quad \text{Équation 5}$$

Farago et Chigier (1992) ont établi une classification morphologique pour les injecteurs coaxiaux, qui correspond à un type d'injecteur assisté en fonction de We_g :

Pour $We_g < 25$, qui est désignée par la désintégration de Rayleigh, le jet liquide se désintègre directement en gouttes volumineuses (**Figure 9**). La désintégration s'effectue sans la création de ligaments ou de fibres et la taille moyenne des gouttes est de l'ordre de la taille du jet liquide.

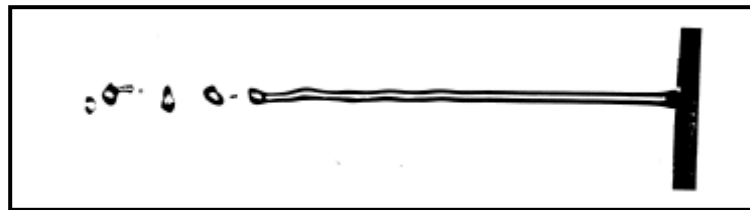


Figure 9. Jet liquide avec $We_g < 25$

Pour $25 < We_g < 70$, qui désigne la désintégration en ligaments de type membrane, le jet liquide est rapidement déséquilibré pour former de longs ligaments qui se cassent en gouttes avec un diamètre moyen bien plus faible que le diamètre du jet (Figure 10).



Figure 10. Jet liquide avec $25 < We_g < 70$

Pour $100 < We_g < 500$, qui désigne la désintégration en ligaments de type fibre, le jet liquide est accéléré et effeuillé en ligaments de types fibres qui se brisent en très petites gouttes (Figure 11).

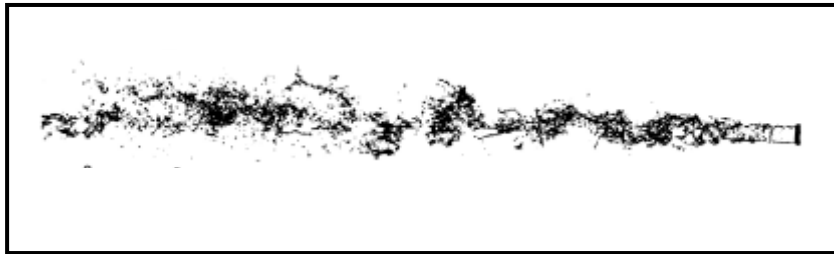


Figure 11. Jet liquide avec $100 < We_g < 500$

Dans ces 3 cas, les phénomènes ondulatoires créés augmentent avec le nombre de Weber. Avec l'augmentation de la vitesse relative entre les deux fluides, la taille des ligaments diminue, les ligaments sont plus fins et se désintègrent en plus petites gouttes. Ainsi lorsque $Re_l / (We_g)^{0,5} < 100$, l'amplitude du phénomène augmente et passe en mode « super ondulatoire » (Farago et Chigier, 1992). Les ligaments sont alors formés plus tôt et donc plus près de l'injecteur et ont une durée de vie plus courte. Les gouttes qui sont arrachées des ligaments atteignent la taille limite de quelques microns (Lefebvre, 1989).

I.1.6 Distribution de tailles de gouttes dans un spray

Les distributions de tailles de goutte sont des outils mathématiques destinés à rendre compte de la polydispersion d'un spray.

I.1.6.1 Description

Considérons un spray constitué de N gouttes sphériques, chacune d'entre elles avec un diamètre D . Sur l'ensemble des gouttes, D peut être inclus dans un intervalle $[D_{\min} ; D_{\max}]$. Cet intervalle est divisé en k classes, chaque classe étant désignée par son diamètre médian D_i et sa largeur ΔD_i . Les k classes peuvent donc être comptabilisées en k intervalles.

D'où les égalités suivantes :

$$\sum_{i=1}^k N_i = N \quad \text{Équation 6}$$

Les N_i gouttes sont toutes supposées de même diamètre D_i , ce qui est acceptable si les largeurs des intervalles restent faibles devant chaque diamètre médian.

On peut également introduire les longueurs, surfaces et volumes du spray pour chaque classe. On obtient alors une distribution de fraction numérique p_{ni} :

$$p_{ni} = \frac{N_i}{N} \quad \text{Équation 7}$$

Cette distribution a une somme égale à 1. On peut en déduire une fonction de distribution numérique de taille $f_n(D)$:

$$p_{ni} = \int_{D_i - \frac{\Delta D_i}{2}}^{D_i + \frac{\Delta D_i}{2}} f_n(D) \cdot dD \quad \text{Équation 8}$$

p_{ni} est assimilable une densité de probabilité et $f_n(D)$ à une fonction de densité de probabilité.

I.1.6.2 Les diamètres moyens

Les diamètres moyens sont notés D_{mn} , avec m et n réels, qui peuvent être quelconques d'un point de vue mathématique. La formule générale de calcul est la suivante :

$$(D_{mn})^{m-n} = \frac{\int_0^{\infty} f_n(D) D^m dD}{\int_0^{\infty} f_n(D) D^n dD} \quad \text{Équation 9}$$

Avec $f_n(D)$ la fonction de densité de probabilité.

Les diamètres moyens qui seront utilisés sont les suivants :

D_{10} : $m=1, n=0$

Le D_{10} est le diamètre arithmétique de la distribution numérique en taille.

$$ND_{10} = \sum_{i=1}^k N_i D_i \quad \text{Équation 10}$$

D₃₂ : m=3, n=2

Le D₃₂, aussi appelé Sauter Mean Diameter ou SMD, représente le même rapport volume sur surface que l'ensemble du spray :

$$D_{32} = \frac{\sum_{i=1}^k N_i \pi D_i^3}{\sum_{i=1}^k N_i \pi D_i^2} \quad \text{Équation 11}$$

Ce diamètre est intéressant pour les sprays où la vaporisation joue un rôle important. En effet, pour un spray d'un volume donné, l'augmentation de la surface disponible permettra d'accroître les échanges surfaciques, notamment par évaporation. Une augmentation de la surface se répercutant donc par une diminution du SMD, indiquant une meilleure tendance à l'évaporation. Il existe de nombreuses corrélations empiriques associées au SMD, mais qui ne sont pas adaptées à notre étude.

I.1.6.3 Les diamètres représentatifs

Les diamètres représentatifs sont obtenus à partir de fonctions cumulatives. On désigne les diamètres représentatifs par $D_{*\alpha}$ et ils sont fonction du type de distribution utilisé pour caractériser la taille. Ils sont définis par la relation suivante :

$$F_*(D_{*\alpha}) = \alpha = \int_0^{D_{*\alpha}} f_*(D).dD \quad \text{Équation 12}$$

Où $*$ =0, 1, 2, 3 selon que la distribution est numérique, linéique, surfacique ou volumique, et $\alpha \in]0 ; 1[$.

Le diamètre qui sera utilisé dans cette étude est :

- o Le D₀₉₀ : 90% du nombre total des gouttes du spray est contenu dans des gouttes de diamètre inférieur ou égal à D₀₉₀

Il est nécessaire de considérer plusieurs descriptions du spray car en prendre une seule en compte ne permet pas d'avoir des indications sur la distribution en taille du spray. Deux sprays avec le même SMD peuvent être néanmoins très différents, sur les plus petites ou les plus grosses gouttes, car cette information n'est pas comprise dans le SMD.

I.2 La détonation en phase gazeuse

I.2.1 Introduction

En 1881, Berthelot et Vieille, suivis par Mallard et Le Chatelier, mettent à jour le phénomène d'ondes stables permettant la propagation supersonique de la combustion. Ils décrivent une onde explosive qui prendra par la suite le nom de détonation.

Le premier modèle de détonation, qui est purement thermodynamique, est énoncé par Chapman (1899) et Jouguet (1905). Dans ce modèle, la détonation est considérée comme une onde plane, autonome et stationnaire. Cette onde est assimilée à une discontinuité qui modifie le milieu à l'état initial et donc instantanément ses caractéristiques thermodynamiques.

Par la suite, Zeldovich (1940), Von Neumann (1942) et Döring (1943) proposent un second modèle décomposant l'onde de détonation en une onde de choc plane suivie par une zone de réaction chimique.

Ces deux modèles sont détaillés par la suite et notés modèle CJ et modèle ZND.

I.2.2 Le premier modèle de détonation dit de Chapman-Jouguet (CJ)

I.2.2.1 L'onde de choc

Le modèle de Chapman-Jouguet est basé sur les propriétés de l'onde de choc, qui est définie comme une surface de discontinuité plane d'épaisseur infiniment mince et perpendiculaire à l'écoulement (**Figure 12**), séparant une région aval (0) et un région amont (1), contenant un gaz non réactif.

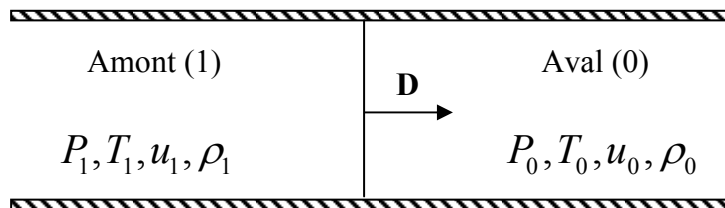


Figure 12. Onde de choc d'après le modèle Chapman-Jouguet

Le mouvement de l'onde s'assimile à une translation uniforme de célérité D constante. En se plaçant dans un référentiel fixe, avec v la vitesse relative par rapport à l'onde et u la vitesse absolue du gaz, on peut écrire :

$$D = v_0 + u_0 = v_1 + u_1 \quad \text{Équation 13}$$

Dans cette configuration, plusieurs hypothèses sont réalisées :

- les frottements sont négligeables et le processus est effectué à section constante,
- l'écoulement est adiabatique, les phénomènes de dissipation sont négligés, d'où l'absence de perte aux parois ou de travail extérieur,
- les gaz sont supposés parfaits et sans dissociation.

Ces hypothèses permettent la validité des équations de conservation, appelées également équations d'Hugoniot.

Equation de conservation de la masse :

$$\dot{M} = \rho_0 v_0 = \rho_1 v_1 = C^{ste} \quad \text{Équation 14}$$

Equation de conservation de la quantité de mouvement :

$$P_0 + \rho_0 v_0^2 = P_1 + \rho_1 v_1^2 \quad \text{Équation 15}$$

Equation de conservation de l'énergie :

$$U_0 + \frac{P_0}{\rho_0} + \frac{1}{2} v_0^2 = U_1 + \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{1}{2} v_1^2 \quad \text{Équation 16}$$

La combinaison de la conservation de la masse (Équation 14) et de la quantité de mouvement (Équation 15) permet d'obtenir **la droite de Rayleigh-Mickelson** (Équation 17).

$$\dot{m}^2 = \frac{P_1 - P_0}{\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1}} \quad \text{Équation 17}$$

La droite de Rayleigh-Mickelson est issue des conditions initiales et permet de définir dans un diagramme de Clapeyron $P=f(\frac{1}{\rho})$ les frontières des états possibles et impossibles du milieu perturbé d'un point de vue mécanique, exprimées dans un diagramme de Clapeyron.

En combinant les équations de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie totale, ainsi qu'en introduisant l'enthalpie spécifique H (Équation 18) :

$$H = U + \frac{P}{\rho} \quad \text{Équation 18}$$

On obtient **l'adiabatique d'Hugoniot** (Équation 19), qui n'inclut pas les dégagements des chaleur.

$$H_1 - H_0 = \frac{1}{2} (P_1 - P_0) \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_0} \right) \quad \text{Équation 19}$$

I.2.2.2 L'onde de détonation

L'onde de détonation diffère de l'onde de choc car sa propagation se déroule dans un milieu réactif, constitué par les gaz frais. La surface de discontinuité est toujours infiniment mince mais elle est le lieu de réactions chimiques. Chapman et Jouguet posent également l'hypothèse de la barrière sonique (condition CJ), c'est-à-dire que l'onde se propage à la célérité locale du son dans la zone amont, dite des gaz brûlés.

Puisque le milieu est réactif, nous considérons l'adiabatique de Crussard qui inclut la chaleur de réaction Q ($Q \neq 0$) dans l'adiabatique d'Hugoniot. En introduisant l'équation des gaz parfaits et le coefficient isentropique γ , on obtient une variante de l'adiabatique d'Hugoniot, appelée **adiabatique de Crussard** (Équation 20) :

$$Q = \frac{\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{P_1}{\rho_1} - \frac{P_0}{\rho_0} \right) - \frac{1}{2} (P_1 - P_0) \left(\frac{1}{\rho_0} + \frac{1}{\rho_1} \right) \quad \text{Équation 20}$$

Exprimée de cette manière (Équation 20), l'adiabatique de Crussard dépend uniquement des conditions initiales et des réactifs en présence.

On se place dans un diagramme de Clapeyron ($P, 1/\rho$) pour tracer l'adiabatique de Crussard et la droite de Rayleigh-Mickelson (**Figure 13**). Le point A correspond à l'état initial ($P_0, 1/\rho_0$) du mélange réactif.

Les intersections entre l'adiabatique de Crussard et la droite de Rayleigh permettent d'obtenir 2 types de solutions :

Lorsque la réaction tend à faire augmenter la pression P et la masse volumique ρ , nous nous trouvons dans le cas d'une détonation (*branche des détonations* : F-B)

Inversement, lorsque la réaction favorise la diminution de P et de ρ , nous nous trouvons dans le cas d'une déflagration (*branche des déflagrations* : C-G).

La déflagration, qui n'est pas l'objet du présent travail, correspond à la propagation subsonique du front de flamme. Dans le régime de déflagration, le modèle Chapman-Jouguet ne présente pas un caractère véritablement prédictif des conditions finales.

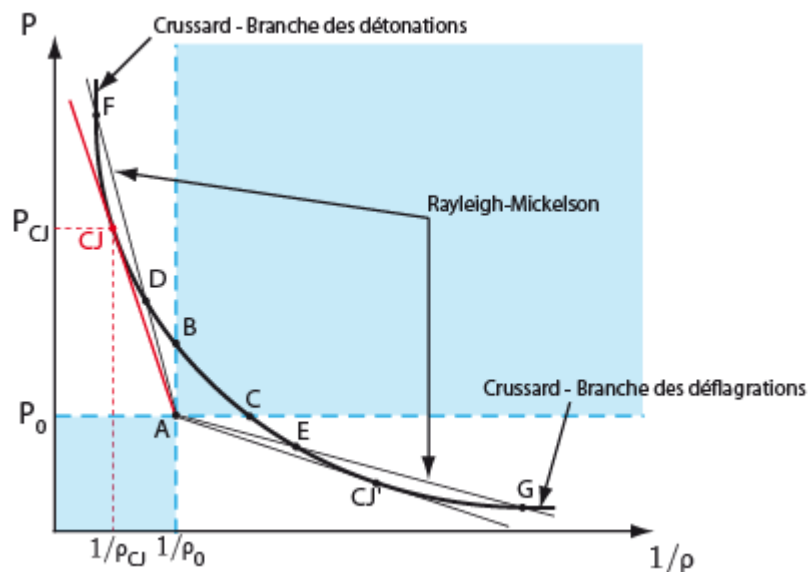


Figure 13. Droite de Rayleigh-Mickelson et adiabatique de Crussard dans le plan (P , $1/\rho$)

Nous nous intéressons donc à la *branche des détonations*. L'existence d'une solution pour le régime de détonation nécessite une célérité minimale de détonation D_{CJ} (la célérité est fonction de la pente Rayleigh-Mickelson). Les intersections entre la droite de Rayleigh-Mickelson et l'adiabatique de Crussard produisent 2 types de solutions :

- Lorsque la droite de Rayleigh-Mickelson est tangente à l'adiabatique au point CJ, nous obtenons une seule solution. Dans ce cas, la propagation de l'onde de détonation est sonique par rapport aux gaz brûlés ($D=D_{CJ}=u_{CJ}+c_{CJ}$). Cette intersection est l'unique solution, dite de Chapman-Jouguet. La condition sonique permet à l'onde de détonation de ne pas être rattrapée par une onde de détente, et donc de se propager de manière stable et autonome.
- Lorsque la droite de Rayleigh-Mickelson et l'adiabatique de Crussard ne sont pas tangentes, nous obtenons 2 solutions distinctes instables ($D>D_{CJ}$). La première solution (point D) correspond aux détonations dites faibles ($P<P_{CJ}$) et la seconde (point F) correspond aux détonations dites fortes ($P>P_{CJ}$). Dans la réalité, les détonations faibles n'ont jamais été observées. Les détonations fortes ne sont pas autonomes. Leur vitesse de propagation est subsonique par rapport aux gaz brûlés, elles peuvent donc être rattrapées et affaiblies par des ondes de détente impliquant une transitions vers la solution stable CJ.

I.2.3 Le second modèle de détonation dit de Zeldovich -Von Neumann-Döring

Le modèle Chapman-Jouguet présente le désavantage de ne pas donner d'indication sur les caractéristiques de la détonation entre l'état initial et l'état final.

Le modèle proposé par Zeldovich, Von Neumann et Döring dans les années 40 (**Figure 14**) permet d'associer la cinétique chimique au processus thermodynamique du modèle Chapman-Jouguet. Il est décrit comme la propagation d'une onde de choc dans un milieu réactif. Le passage de l'onde de choc implique une augmentation brutale de la pression et de la température des gaz frais, provoquant après une période d'induction l'amorçage de réactions chimiques et l'auto-inflammation du milieu réactif. La période s'étalant du passage du choc au moment où le maximum d'énergie est libéré est appelée temps d'induction τ_i . Il est associé à la distance d'induction Δ_i . Au sortir de la zone de réaction, lorsque l'ensemble de l'énergie a été libéré, l'écoulement est sonique par rapport aux gaz brûlés, on se trouve alors dans l'état CJ du modèle précédent. L'association onde de choc-zone de réaction est ce qu'on appelle une détonation qui se propage à la célérité D_{CJ} .

En fin de compte, l'onde de choc entretient perpétuellement la mise en place d'une zone de réaction qui entretient le front de l'onde de détonation par libération d'énergie chimique. Ce couplage réactif, indépendant des conditions initiales, permet à la détonation d'être « auto-entretenu ».

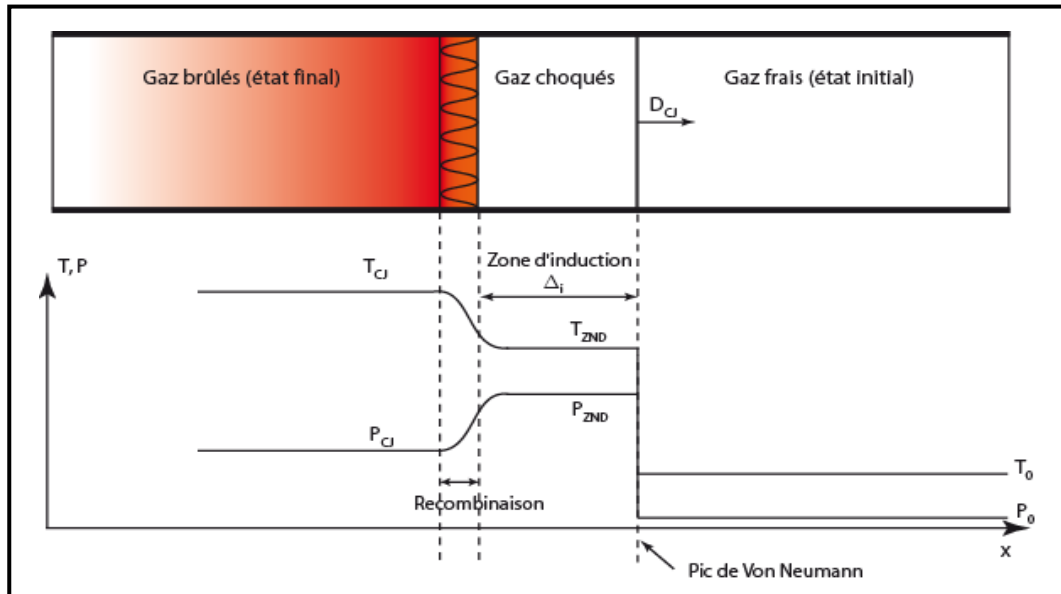


Figure 14. Schéma explicatif du modèle ZND

Les hypothèses formulées pour le modèle ZND sont :

- l'écoulement engendré par le choc initiateur est mono-dimensionnel et stationnaire dans la zone comprise entre le choc et le lieu sonique.
- le choc initiateur est considéré comme une discontinuité impliquant que les phénomènes de transport (conduction, diffusion, viscosité, radiation) soient négligés
- la réaction est irréversible et l'avancement est nul devant le choc initiateur et égal à 1 au plan CJ.

On est alors dans le cas du modèle de Chapman-Jouguet (**Figure 15**) à une seule solution, c'est-à-dire lorsque la droite de Rayleigh-Mickelson (Équation 17) est tangente à l'adiabatique de Crussard (Équation 20). La décomposition du modèle ZND en deux étapes, choc puis réaction, implique l'introduction de l'adiabatique d'Hugoniot (Équation 19), identique à l'adiabatique de Crussard, au terme relatif à la chaleur de réaction Q près. L'adiabatique d'Hugoniot représente idéalement la compression adiabatique du milieu réactif par l'onde de choc, lui permettant d'atteindre l'état ZND, sans réaction chimique.

Le temps d'induction chimique de la réaction suivie par la période de recombinaison, très courte devant l'induction, se déroule sur la droite de Rayleigh-Mickelson. La zone de recombinaison est le lieu de libération de la totalité de l'énergie chimique.

Le taux d'avancement de la réaction est quasi-nul pendant le temps d'induction chimique où seule la concentration des radicaux varie, tandis que la composition des gaz choqués reste la même. Le taux d'avancement augmente significativement pendant la période de recombinaison pour approcher la valeur unitaire en fin de zone.

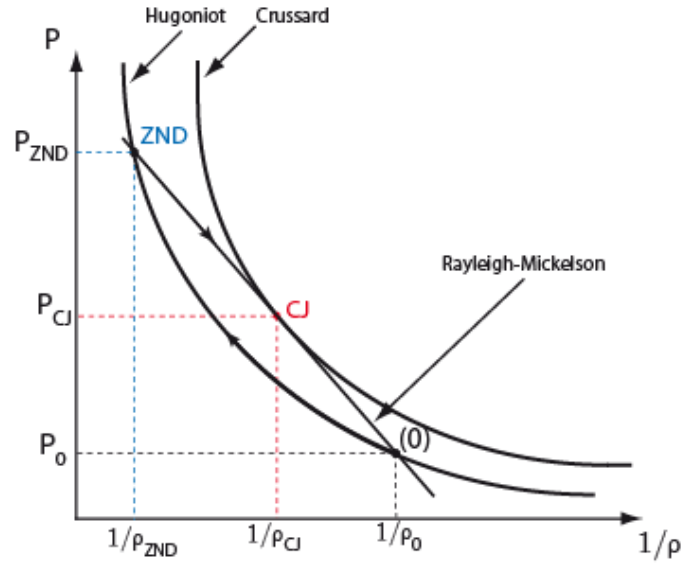


Figure 15. Courbe de Rayleigh-Mickelson, courbe d'Hugoniot et adiabatique de Crussard

I.2.4 L'induction chimique

I.2.4.1 Définition

Dans le cadre de la détonation, l'induction chimique se définit comme le temps de latence précédant la libération de l'énergie chimique de la réaction. Plus précisément, le délai d'induction τ_i délimite la période entre le passage du choc initiateur et le point d'inflexion du profil de température, c'est-à-dire là où dT/dt est maximum.

Le délai d'induction est lié à la longueur d'induction par la relation :

$$\Delta_i = \int u \cdot \tau_i \cdot dt \quad \text{Équation 21}$$

où u est la vitesse absolue du gaz.

Cette relation permet de constater que la longueur d'induction Δ_i relie la vitesse absolue des gaz (processus dynamique) et le délai d'induction (processus chimique) dans la propagation de l'onde de détonation.

Deux manières de déterminer Δ_i sont possibles :

- par l'expérience, à partir de lois de cinétiques globales déterminées grâce aux résultats d'études en tubes à choc,
- par le calcul, à partir de modèles de cinétique chimique détaillée.

Dans cette étude, nous utiliserons uniquement un modèle de cinétique chimique détaillée en association avec le modèle ZND. En calculant les conditions existant derrière le choc initiateur, on obtient un profil de température (**Figure 14**)

I.2.4.2 Thermicité

Des travaux (Ng, 2005) ont été réalisés pour définir plus précisément la fin du délai d'induction et le début de la zone de recombinaison. Il y est introduit la notion de **thermicité** (Équation 23) sous l'expression suivante (Fickett and Davis, 1979) :

$$\dot{\sigma} = (\gamma - 1) \frac{Q}{c^2} \frac{d\alpha}{dt} \quad \text{Équation 22}$$

Avec : γ : rapport des capacités calorifiques
 Q : dégagement d'énergie chimique
 c : vitesse du son
 α : taux d'avancement
 $\dot{\sigma}$: maximum de thermicité

La thermicité est définie comme le taux de dégagement d'énergie chimique et a une dimension analogue à l'inverse d'un temps. Ainsi, dans son modèle, Ng prend comme délai d'induction le temps entre le passage du choc initiateur et le maximum de la dérivée de l'énergie dégagée, c'est-à-dire le maximum de thermicité (**Figure 16**). Dans notre étude, nous utiliserons les deux possibilités : en prenant en compte le gradient maximal d'élévation de température, puis le gradient maximal de dégagement d'énergie.

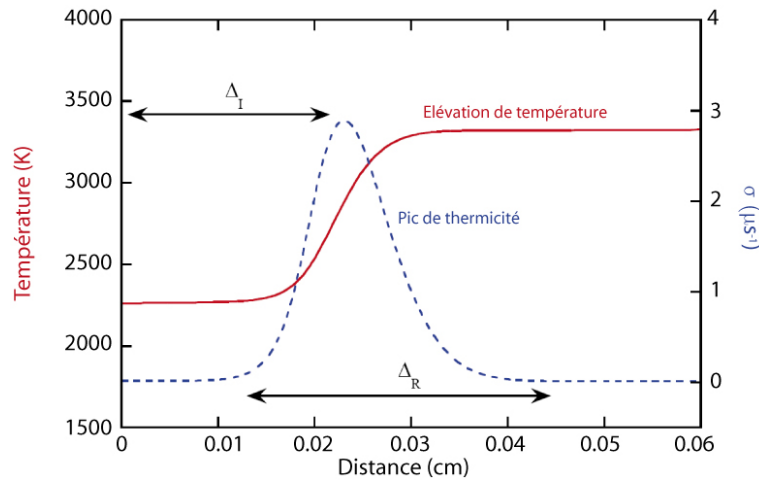


Figure 16. Profils de température et de thermicité pour un mélange $2\text{H}_2 + 2.5\text{O}_2 + 70\%\text{Ar}$. (Ng, 2005)

I.2.5 Structure tridimensionnelle de la détonation

I.2.5.1 Introduction

Le modèle de Chapman-Jouguet présentait la détonation comme la propagation d'une onde plane et donc unidimensionnelle. Campbell et Woodhead en 1927 sont les premiers à mettre en évidence le caractère non plan de la détonation par une méthode photographique.

La structure tridimensionnelle et instable des ondes de détonation est découverte de manière empirique dans les années 50 et 60 par des procédés optiques, (Voitsekhovskii *et al.* en 1958, White en 1961) et par la technique de feuille de suie (Denisov et Troshin en 1959, Shchelkin et Troshin en 1965, Strehlow *et al.* en 1967).

Ainsi, la propagation d'une onde de détonation se réalise dans 3 directions, associées chacune à une onde particulière :

- l'onde incidente (« leading shock » ou onde principale), se propage dans la direction de la propagation dans le tube
- l'onde de Mach, qui est une onde transverse forte
- l'onde réfléchie, également une onde transverse

L'évolution des 3 ondes pendant la détonation perturbe la propagation globale du front de choc. Les ondes entrent en collision au niveau de points dits « triples » de manière presque périodique. La trajectoire (en pointillés) parcourue par les points triples prend la forme de cellules, appelées « cellules de détonation » (Denisov et Troshin en 1962). La **Figure 17** donne une représentation détaillée d'une cellule, avec un zoom fait sur un point triple en **Figure 18**.

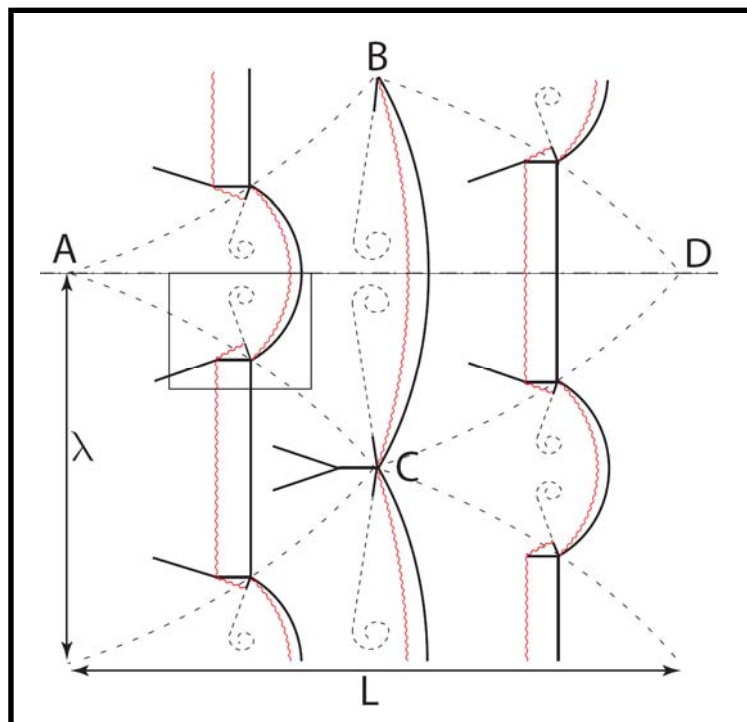


Figure 17. Structure d'une cellule de détonation

I.2.5.2 Description détaillée des cellules de détonation

La **Figure 17** permet d'apprécier la globalité d'une cellule de détonation, la **Figure 18** est un zoom sur une partie de la cellule et également un cas typique de réflexion de Mach. (Courant and Friedrichs, 1976).

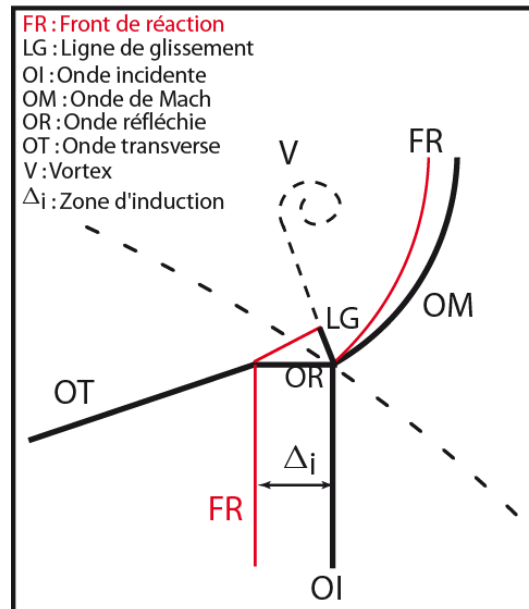


Figure 18. Zoom sur un point triple de la cellule de la détonation

Sur l'ensemble de la cellule, on retrouve la situation explicitée en **Figure 18**, l'onde de Mach et l'onde incidente intervertissant leur rôle au milieu de la cellule, après le passage d'une ligne imaginaire BC.

Ainsi, le front de détonation désigne l'onde de Mach ou l'onde incidente selon qu'il est perturbé ou non. Le point triple est principalement porté par l'onde de Mach, qui est bien plus forte que l'onde incidente. Cette différence implique une importante diminution de la distance d'induction à cet endroit. Les points triples sont ainsi des lieux favorisant les conditions nécessaires à une libération très rapide d'énergie chimique. La portion d'onde appelée ligne de glissement permet un contact de discontinu entre l'onde de Mach et l'onde réfléchie. Cette ligne produit par diffusion un vortex responsable du marquage du passage de l'onde de détonation sur les feuilles de suie utilisées expérimentalement.

Sur une cellule entière en **Figure 17**, le front de détonation se comporte comme deux ondes de Mach entre A et la ligne BC. Aux points B et C, la configuration du point triple s'inverse presque instantanément et le front de détonation dans la cellule se transforme en choc incident. Cette inversion a pour conséquence de faire baisser régulièrement le long de la cellule la célérité de propagation et l'intensité du front de détonation. La célérité locale fluctue ainsi entre $1,2 D_{CJ}$ et $0,8 D_{CJ}$ pour une détonation auto-entretenue régulière. De même pour la pression derrière le choc qui diminue continuellement avant d'augmenter fortement à l'approche de la fin de la cellule (Dormal *et al.* en 1979).

Au point D, les deux points triples se rencontrent un unique point triple. La ligne de glissement, indispensable à une configuration stable de point triple entre l'onde de Mach et le

choc incident, ainsi que le choc incident, disparaissent complètement. Deux nouveaux points triples, ainsi que deux nouvelles lignes de glissement se développent immédiatement après le point D.

Les dimensions de la cellule sont appelées L et λ , représentant respectivement la longueur et la largeur de la cellule. Même si ces deux dimensions sont reliées approximativement par un facteur 0,6, on retient généralement λ comme mesure pour caractériser la cellule. Les dimensions de la cellule varient en fonction du mélange considéré, en particulier en fonction de sa richesse, de sa pression et de sa température initiales.

I.2.6 Initiation de la détonation

I.2.6.1 Notion de sensibilité à la détonation

La sensibilité à la détonation ou détonabilité d'un mélange réactif gazeux peut être jugée sur son aptitude à résister à l'expansion derrière l'onde incidente en l'absence de paroi de confinement. Plus simplement, la sensibilité se définit comme l'aptitude d'un mélange réactif à détoner. Les situations représentatives de cette aptitude sont les suivantes :

- l'amorçage direct de la détonation sphérique divergente par une source ponctuelle d'énergie
- la transmission critique en espace libre d'une détonation plane (CJ), à partir d'un tube rigide de diamètre d

Dans cette étude, nous nous bornerons au premier cas.

I.2.6.2 Modes d'initiation de la détonation

La génération d'une détonation plane auto-entretenu peut s'obtenir selon deux modes d'initiation, précisément définis par Lee (1977) :

- un mode lent où la détonation se forme après une phase d'accélération de flamme. On dit que la flamme « transite » de la déflagration vers la détonation. Les mécanismes responsables de la transition sont principalement la turbulence et les interactions entre les ondes de pression générées par la détente des gaz et le front de flamme. La source initiale d'énergie a généralement peu d'importance en régime « transition déflagration-détonation » (TDD).
- Un mode rapide où la détonation se forme presque instantanément dans la mesure où une énergie suffisante lui est apportée : on parle alors d'*initiation directe* car la détonation est générée directement et aucun régime de déflagration n'est pré-requis. La source d'énergie initiale joue un rôle prépondérant dans l'initiation directe et est donc un paramètre majeur pour ce type d'initiation de la détonation. Dans notre étude, seule l'initiation directe sera abordée en détail.

I.2.6.3 Régimes d'initiation directe de la détonation

Les toutes premières expérimentations menées par Laffitte (1925), Manson et Ferrié (1953) et Zeldovich *et al.* (1957) ont démontré que l'initiation directe nécessite un dégagement « explosif » d'une grande quantité d'énergie. Par la suite, Cassutt (1961), Freiwald et Koch (1963), et Lichtfield *et al.* (1963) ont mesuré expérimentalement l'énergie critique pour plusieurs types de mélanges réactifs et avec différents dispositifs d'initiation. Cependant, pour des mélanges et des conditions initiales identiques, l'énergie d'initiation requise diffère grandement d'un dispositif d'initiation à un autre. La source d'énergie est donc un paramètre déterminant dans le processus d'initiation directe de la détonation. De plus, l'importance de l'épaisseur de la zone d'induction et donc du délai d'induction sur les premiers instants de la détonation laissent penser que la composante temporelle joue un rôle important dans l'initiation directe de la détonation.

Ainsi, en 1970, Bach *et al.* (1970) réalisent une série d'expérimentations sur un mélange $C_2H_2-O_2$ avec différents dispositifs d'initiation afin de déterminer un critère fiable pour l'initiation directe de la détonation. Une des conclusions est que, quelle que soit la source d'énergie utilisée, l'énergie ne peut être le seul paramètre à prendre en considération. Selon eux, la densité de puissance (W/m^3) et donc le temps de libération de l'énergie ne peuvent être négligés dans le processus d'initiation. Par la suite, Lee *et al.* (1974) puis Knystautas et Lee (1976) ont montré qu'il existe aussi bien un minimum pour la puissance que pour l'énergie en vue d'obtenir une détonation directe, comme on peut le voir sur la **Figure 19**. En jouant sur le temps de libération, ils ont confirmé qu'une augmentation du temps de libération de l'énergie entraînait une augmentation de l'énergie nécessaire pour obtenir une initiation directe. Inversement, ils ont montré que, pour un temps de libération tendant vers zéro, une quantité minimale d'énergie est tout de même requise pour initier directement une détonation.

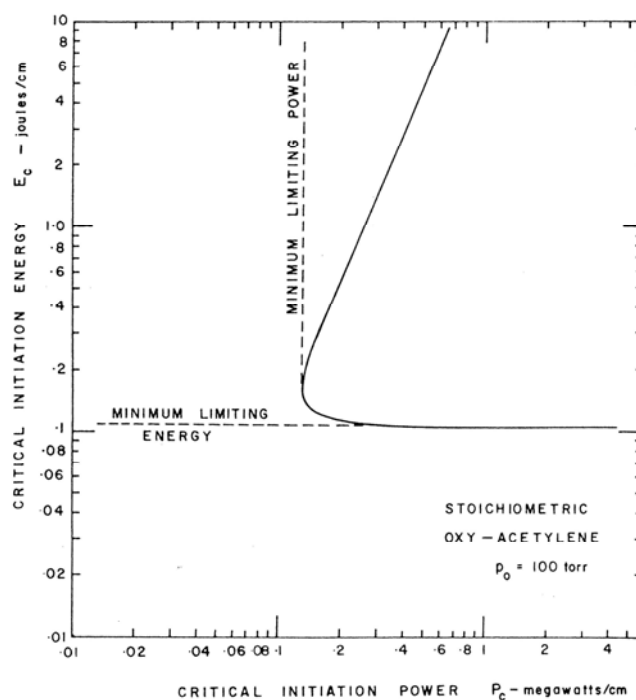


Figure 19. Seuils d'énergie critique et de puissance critique d'initiation pour un mélange stoechiométrique d'acétylène et d'oxygène.

Le caractère temporel de l'initiation est dû au couplage des processus chimique et hydrodynamique dans les premiers instants de la détonation. En effet, Lee *et al.* (1974) estiment qu'après une certaine distance de propagation du choc, 1 cm pour leurs expériences, l'influence de la source initiale sur la détonation est très faible. Le processus chimique libère par la suite suffisamment d'énergie pour entretenir la détonation. Ainsi, les auteurs concluent que la période réellement « utile » se situe avant le pic de puissance moyenne et que les critères à prendre en compte pour l'initiation directe de la détonation sont le pic de puissance P et l'énergie E dégagée avant ce même pic dans l'intervalle de temps t .

$$P = \left(\frac{E}{t} \right)_{\max} \quad \text{Équation 23}$$

I.2.6.4 Phénoménologie de l'initiation directe de la détonation

En fonction de la quantité d'énergie transférée (ou stockée) et du temps de libération de l'énergie, le mélange réactif se comportera différemment. Bach *et al.* (1969) a détaillé ces comportements à partir de mesures expérimentales sur un mélange $C_2H_2-O_2$.

- Régime Subcritique

Dans le régime subcritique, les mélanges ont la capacité de détoner mais l'énergie et la puissance nécessaires à l'initiation sont en dessous des valeurs critiques pour une initiation directe. On observe alors un découplage entre le front de réaction et l'onde de choc, la réaction ne participe alors plus au déplacement du choc, ce qui a pour effet de transformer la détonation surpressée initiale en une simple déflagration à propagation sphérique.

- Régime Critique

Lorsque l'énergie de la source transférée au mélange atteint une valeur critique, le mécanisme se déroule en plusieurs étapes. Le choc surpressé et le front de réaction sont d'abord couplés, et au fur et à mesure que le choc se propage, il distance le front de réaction. Cependant, à la différence du régime subcritique, l'énergie dégagée par la réaction chimique de combustion commence à contribuer à la propagation du choc. Cette contribution permet au choc de se propager et de former un couplage stable avec le front de réaction pendant une courte période.

La fin de cette période est marquée par l'apparition d'explosions locales se situant entre le front de réaction et les gaz choqués, qui se développent puis englobent totalement le couplage précédent pour former une détonation multi-têtes. Ces explosions locales sont appelées « points chauds » : elles résultent de la création, dans les gaz choqués, de zones de gaz non brûlés proches de leur température d'auto-inflammation.

- Régime Supercritique

Dans le cas où l'énergie transférée de la source au mélange dépasse la valeur critique, aucun découplage n'est observé, le choc surpressé initial perd en intensité pour former une détonation multi-têtes se propageant à une célérité approchant la valeur théorique CJ.

Dans les 3 cas, l'énergie apportée par la source initiale joue un rôle prépondérant. Elle est cependant d'autant moins importante que l'énergie apportée par la réaction chimique propre

au mélange prend le relais en tant que contribution énergétique majeure à la propagation de la détonation.

I.2.6.5 Modèle théorique de l'initiation directe de la détonation

L'initiation directe de la détonation repose sur la création de conditions critiques résultant d'un couplage entre l'énergie chimique et le développement dynamique et transitoire au sein du mélange réactif issu du dispositif d'initiation. Zel'dovich *et al.* (1956) relient l'énergie critique aux propriétés chimiques du mélange en postulant que, dans le cas d'une initiation directe, le temps nécessaire à l'affaiblissement du choc initiateur en onde CJ doit être au moins égal au temps d'induction du mélange. Il en déduit l'expression suivante :

$$E_c \sim \tau^3 \sim L_i^3 \quad \text{Équation 24}$$

Par la suite, les données expérimentales (Edwards, Hooper et Morgan (1976), Bull (1979 et 1982), Lee (1984), Benedick *et al.* en 1986) ont montré que cette relation sous estimait fortement l'ordre de grandeur de l'énergie (d'un facteur 10^7 à 10^9). Desbordes (1986) a montré notamment que la détonation CJ se formait à une distance beaucoup plus grande que L_i , de 300 à 700 fois. Les conditions critiques de l'initiation de la détonation correspondent alors à un rayon critique R_c , tel que $R_c = 20 \lambda$.

En 1977, Lee utilise la solution de Taylor correspondant à une onde de souffle forte et obtient l'expression suivante :

$$E_c = k_j \rho_0 ID^{j+3} [(j+3)/2]^{j+1} \tau^{j+1} \quad \text{Équation 25}$$

Avec $k_j = 1, 2\pi, 4\pi$ et $j = 0, 1, 2$ selon que la géométrie est plane, cylindrique, ou sphérique. I est une constante, fonction de γ (pour $\gamma = 1,4$, $I = 0,423, 0,626$ ou $1,212$ pour $j = 2, 1, 0$), ρ_0 est la densité initiale, D la célérité CJ et τ est un temps chimique caractéristique. Lee affine cette expression en 1982 avec le concept de surface-énergie. En effet, l'Équation 25 donne des valeurs d'énergie qui sont plus faibles de 3 ordres de grandeurs que les valeurs expérimentales selon la définition du temps chimique. Ce concept est basé sur la nécessité d'une d'énergie surfacique minimale pour qu'une onde plane puisse évoluer en une onde sphérique sans subir d'extinction. Ce minimum d'énergie doit correspondre à celui disponible sur la surface d'une sphère de diamètre critique d_c , soit $\pi d_c^2 / 4$.

Le diamètre de tube critique est le diamètre minimal de tube nécessaire à la transmission directe d'une détonation plane d'un milieu confiné vers un espace ouvert contenant le même mélange. Ainsi l'énergie déposée doit être telle que, lors de l'affaiblissement du choc vers l'état CJ, l'énergie disponible sur la surface de la sphère explosive doit être au moins proportionnelle à l'énergie correspondant à $\pi d_c^2 / 4$.

Lee obtient alors l'expression suivante :

$$E_c = (2197/16) \pi \rho_0 ID^2 \lambda^3 \quad \text{Équation 26}$$

Cette formule est valable pour les configurations à géométrie sphérique. λ correspond à la largeur de cellule de détonation. Les résultats obtenus par le calcul sont proches des valeurs

expérimentales et permettent d'obtenir une bonne approximation de l'énergie minimale d'initiation directe (**Figure 20**) pour des mélanges de richesse de 1.

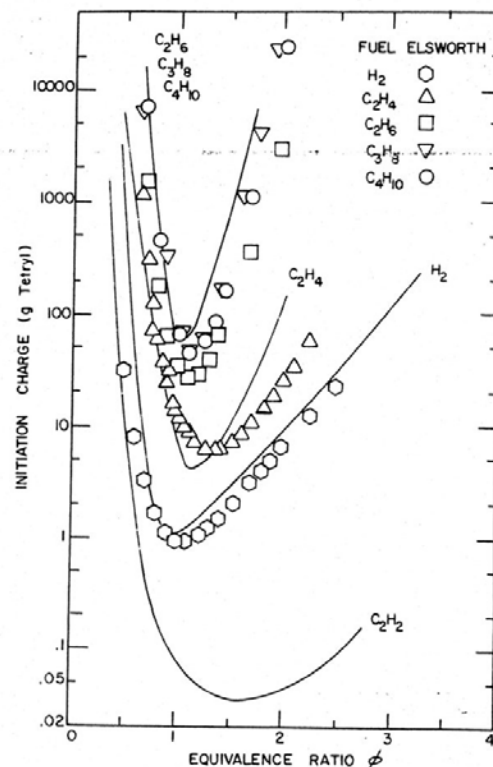


Figure 20. Comparaison des énergies critiques pour des mélanges combustible-air d'après la théorie de Lee (1984)

I.2.6.6 Dispositifs d'initiation

La génération d'une détonation nécessite l'apport d'énergie au mélange réactif. On a vu que chaque mélange réagissait en fonction d'une certaine énergie critique. Cependant, la mesure précise de l'énergie critique se révèle difficile. En effet, les expériences ont montré que, à conditions initiales identiques en température, pression et richesse pour un même mélange, l'énergie critique d'initiation de la détonation peut varier de plusieurs ordres de grandeur selon le dispositif d'initiation employé.

Les différents dispositifs d'initiation directe répertoriés dans la littérature sont les suivants :

- le fil explosé, consistant à provoquer la création locale d'une onde de choc par la vaporisation instantanée d'un fil métallique (cuivre souvent), suite à une décharge de condensateurs entre ses bornes.
- le tube de prédétonation, qui consiste à créer une première détonation dans un mélange contenu dans un tube différent du tube d'étude. Le mélange utilisé est souvent très

réactif afin d'avoir l'assurance de disposer d'une onde de détonation plane en fin de tube. La détonation ainsi générée est ensuite transmise au tube principal, dans le mélange à étudier, contenu dans le tube principal.

- l'étincelle, qui est générée par une décharge de condensateurs entre deux électrodes, consiste en l'apport d'énergie au mélange par ionisation du milieu.
- le laser, qui permet d'apporter ponctuellement et de manière non intrusive de l'énergie au mélange.

I.2.6.6.1 Cas particulier des électrodes et du fil explosé

Ces différents dispositifs présentent des avantages et des inconvénients. Dans le cas des électrodes et du fil explosé, il est toujours difficile d'estimer exactement l'énergie réellement transmise au milieu, les études étant généralement basées sur l'énergie nominale stockée dans les condensateurs.

En 1963, Lichtfield *et al.* ont comparé les énergies stockées nécessaires à l'initiation directe d'une détonation dans un mélange H_2-O_2 à 1 atmosphère pour un fil explosé d'une part et pour une étincelle d'autre part. Au minimum d'énergie correspondant à 60% d'hydrogène en volume, l'énergie stockée nécessaire pour initier est de 82 J avec une étincelle et de 12,5 J pour un fil explosé, les auteurs supposant un meilleur transfert d'énergie par l'intermédiaire du fil explosé. En 1976 et 1978, Lee et Ramamurthi puis Matsui et Lee extrapolent pour les mêmes concentrations, à partir de mesures sur le diamètre critique, l'énergie d'initiation directe requise pour un mélange H_2-O_2 et l'estiment à 1 J pour Lee et Ramamurthi et à 1,58 J pour Matsui et Lee. Si on compare les mesures de Lichtfield aux extrapolations de Matsui et Lee, le rendement serait de 12,6% pour le fil explosé et de 1,92% pour l'étincelle.

Si on se focalise sur le transfert d'énergie, on peut considérer les résultats avec d'autres mélanges, notamment avec l'acétylène, beaucoup plus utilisé que l'hydrogène. Pour le fil explosé, Sochet *et al.* (1997) estiment à 11% le rapport entre l'énergie nominale stockée dans les condensateurs et l'énergie effectivement transmise au milieu pour un mélange $C_2H_2-O_2$. Westbrook et Urtiew (1982) estiment l'énergie d'initiation de l'acétylène, pour un mélange à 0,1 atm et à la stoechiométrie, à 0,95 J et par extrapolation, on peut trouver que l'énergie d'initiation de la détonation à 0,04 atm est de 4,3 J. Bach *et al* (1970) ont mesuré l'énergie d'initiation du même mélange à 100 torr, soit 0,13 atm et à 30 torr, soit 0,04 atm, pour différents dispositifs d'initiation, dont le fil explosé et également pour des étincelles avec différents temps de décharge de condensateurs. Le fil explosé donne une valeur de 10 J, soit un taux de transfert 9.5%. Les électrodes ont des temps de décharge de 0,25 μ s, 5 μ s, 10 μ s, 60 μ s, et les résultats montrent des énergies de, respectivement, 1 J (13300 Pa), 50 J (4000 Pa), 100 J (4000 Pa), 600 J (4000 Pa) correspondant à des taux de transfert de 95%, 8,6%, 4,3%, 0,7%. On retrouve une valeur de 9,5% pour le fil explosé, proches des 11% et 12,6% précédents. En revanche, les taux obtenus avec les électrodes montrent des résultats évoluant en fonction du temps de décharge, rendant particulièrement difficile d'uniformiser les taux de transfert, ceux-ci étant largement dépendants du facteur temporel lié au dispositif d'initiation.

De plus, pour les systèmes à électrodes, une partie de l'énergie électrique stockée dans les condensateurs sert à ioniser le milieu entre les deux électrodes. C'est seulement lorsque le milieu est ionisé que de l'énergie est communiquée au mélange. L'énergie effectivement

transmise au milieu est donc difficile à estimer car chaque milieu à ses propres caractéristiques diélectriques et donc son propre champ disruptif.

I.2.6.6.2 Géométrie des électrodes

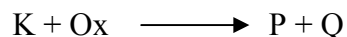
Matsui et Lee ont étudié en 1976 l'influence de la distance inter-électrodes et de la géométrie des électrodes sur l'efficacité du transfert énergétique, en utilisant l'énergie d'initiation comme paramètre de comparaison dans un mélange $O_2-C_2H_2$ à 13300 Pa. L'étude de la distance inter-électrodes montre qu'une augmentation de la distance entraîne une diminution de l'énergie d'initiation correspondant au diamètre critique de la détonation. Tant que cette distance minimale n'est pas atteinte, l'énergie critique de détonation dépend de la géométrie des électrodes. La géométrie des électrodes définit en fait les degrés de liberté de la détonation, et donc si la configuration est plus proche d'une géométrie cylindrique ou sphérique. Les électrodes à bout plat, représentatives d'une géométrie cylindrique de confinement, présentent des énergies d'initiation plus basses que les électrodes en forme de pointe, plus proche d'une géométrie sphérique. En effet, la géométrie sphérique favorise la dispersion de l'énergie dans les 3 dimensions, rendant plus difficile l'initiation du mélange.

I.2.7 Influence des conditions initiales du mélange

I.2.7.1 Influence de la richesse du mélange

I.2.7.1.1 Définition de la richesse

La réaction chimique associée à la détonation est une réaction de combustion, lieu de mélange entre un combustible et un comburant. Elle consiste en un ensemble complexe de réactions élémentaires qui sont généralement simplifiées sous la forme suivante :



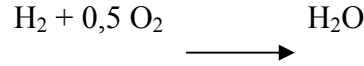
où K désigne le combustible, O_x est l'oxydant, P les produits de combustion et Q la chaleur dégagée par la réaction.

La richesse est un indicateur permettant de connaître les rapports de quantités entre le combustible et le comburant présents dans le mélange :

$$\phi = \frac{(\dot{m}_{O_x})_{st}}{(\dot{m}_{comb})_{st}} \cdot \frac{\dot{m}_{comb}}{\dot{m}_{O_x}} \quad \text{Équation 27}$$

Avec $\dot{m}_{comb}$ le débit massique de combustible et $\dot{m}_{O_x}$ le débit massique de l'oxydant.

Dans notre étude, la réaction se déroule avec de l'hydrogène, la réaction simplifiée est donc la suivante :



Le rapport de débit massique est alors :

$$\phi = \frac{(n_{\text{O}_2} \cdot M_{\text{O}_2})_{st}}{(n_{\text{H}_2} \cdot M_{\text{H}_2})_{st}} \cdot \frac{\dot{m}_{\text{H}_2}}{\dot{m}_{\text{O}_2}} = \frac{0,5 \cdot 31,9988}{1,2,016} \cdot \frac{\dot{m}_{\text{H}_2}}{\dot{m}_{\text{O}_2}} = 7,94 \cdot \frac{\dot{m}_{\text{H}_2}}{\dot{m}_{\text{O}_2}}$$

I.2.7.1.2 Influence de la richesse sur la détonation

De la richesse du mélange principalement dépendent la taille et la régularité des cellules de détonation ainsi que la sensibilité du mélange.

La Figure 21 montre l'influence de la richesse sur la largeur de cellule et donc sur la sensibilité du mélange à la détonation pour un mélange H₂-air. La littérature est peu importante sur les tailles de cellule pour des mélanges H₂-O₂ en fonction de la richesse. On peut cependant citer, pour une richesse de 1 et à pression atmosphérique et à température ambiante : Denisov et Troshin (1960) à environ 2 mm, Voitsekhovskii *et al.* (1966) à 2 mm, Manzhalei *et al.* (1974) à 1 mm, Desbordes (1990) à 1,4 mm. On peut également citer Zitoun *et al.* (1995) à 0,8 mm mais pour un mélange à 123 K.

Les variations de la largeur de cellule en fonction de la richesse montrent une courbe en U avec le minimum de largeur pour des valeurs proches de la stœchiométrie, entre 1 et 1,1. Ce minimum correspond donc à des concentrations en combustible pour lesquelles la détonation peut être initiée le plus facilement mais également pour lesquelles la propagation se déroule de manière stable et auto-entretenue.

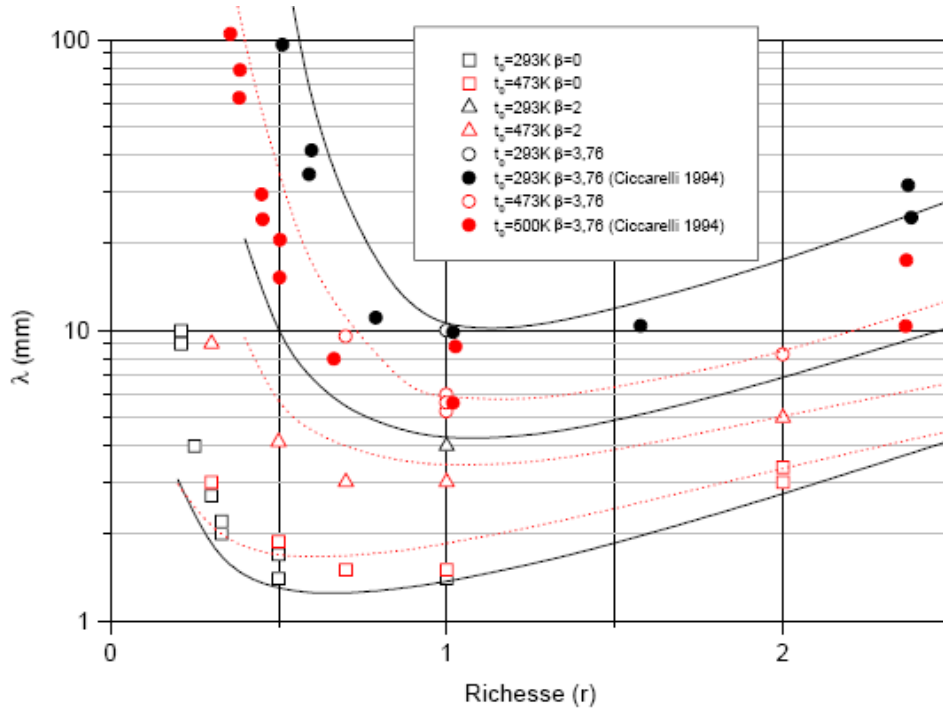


Figure 21. Largeur mesurée et calculée λ de la cellule de détonation pour les mélanges $r\text{H}_2+0,5(\text{O}_2+\beta\text{N}_2)$ en fonction de la richesse r pour trois dilutions avec l'azote avec $T_0=293\text{K}$ et 473K et $P_0=1$ bar, avec le schéma cinétique de Westbrook (Matignon, 2000)

I.2.7.2 Influence de la pression initiale

La pression initiale du mélange est un facteur déterminant pour les conditions finales de la détonation. Ainsi, lorsque la pression initiale augmente, on peut constater que :

- la largeur de cellule diminue
- la sensibilité du mélange augmente
- les pressions finales (ZND et CJ) sont augmentées proportionnellement à l'augmentation de pression
- les températures ZND et CJ sont assez peu modifiées
- la célérité de détonation augmente et se rapproche de la valeur CJ

La pression initiale a également de l'influence sur la distance d'induction et le diamètre critique de propagation, et en particulier le rapport de pression finale sur pression initiale.

I.2.7.3 Influence de la température initiale

La température initiale a une influence non négligeable sur le régime de propagation. Nous nous intéresserons peu aux effets de l'augmentation de la température initiale. En effet, les conditions initiales du mélange impliquent de très basses températures d'étude, c'est-à-dire inférieures à 150 K. Peu de travaux ont été réalisés dans le cadre de très basses températures, notamment à cause, d'une part, de la difficulté à créer des conditions stables de température et d'autre part des problèmes techniques engendrés par les très basses températures.

Seules cinq publications traitent explicitement de travaux expérimentaux sur la détonation de mélange H_2-O_2 à basse température. Ragland *et al.* (1964) ont étudié l'influence de la température et de la pression sur un mélange H_2-O_2 jusqu'au point de vapeur saturante de l'oxygène liquide, et ont ainsi pu mesurer une légère augmentation de la célérité de détonation avec la diminution de la température, pour toutes leurs conditions de richesse et de pression initiale. Edse et Lawrence (1969) ont mesuré la longueur caractéristique pour observer une transition déflagration-détonation, à pression atmosphérique et pour un mélange stoechiométrique. Ils ont montré que la diminution de température diminue la distance de transition. Pawel *et al.* (1969) ont mesuré les limites de détonabilité à 135 K et à 300 K, à pression atmosphérique, pour différentes compositions de mélange. Ils indiquent que, pour un diamètre de tube donné, une détonation auto-entretenu nécessite un mélange plus énergétique dans le cas à basse température. Plaster *et al.* (1989), réalisent une étude expérimentale du diamètre critique de transmission de la détonation à 100 K, à pression atmosphérique, pour différentes richesses. Ils montrent que la distance d'induction diminue avec la température initiale, notamment à basse pression initiale. Pour une pression initiale proche de 1 bar, la longueur d'induction reste la même. Zitoun *et al.* (1995) étudient la détonation d'un mélange H_2-O_2 à 123 K et 293 K, pour des pressions initiales comprises entre 0,3 et 1 bar et des richesses de 1 et 2. La disposition de leurs capteurs de pression par rapport à la source d'énergie montre que la détonation s'établit sur moins de 15 cm. Ils observent notamment que le rapport entre la pression finale CJ et la pression initiale augmente avec la diminution de température, passant d'environ 20 à 45 pour une température de 123 K. Cette

augmentation de la pression CJ est notamment due à l'augmentation de la densité avec la diminution de la température. Ils confirment que la sensibilité du mélange est plus importante à basse pression initiale pour les mélanges à basse température. Cette tendance s'inverse lorsque la pression initiale est supérieure à 1 bar et la différence est négligeable lorsqu'on s'approche de la pression atmosphérique.

I.2.8 Caractéristiques de la détonation d'un mélange gazeux d'hydrogène et d'oxygène

L'hydrogène occupe une place à part dans l'ensemble des combustibles, notamment par rapport aux combustibles à chaînes carbonées. L'hydrogène est très inflammable mais sa sensibilité à l'initiation directe d'une détonation est en revanche proche de celle du propane (Matsui et Lee en 1978). Dans les tableaux suivants sont récapitulées les caractéristiques des détonations hydrogène-oxygène rencontrées dans la littérature. Les conditions initiales sont proches de nos conditions expérimentales. A titre de comparaison, les paramètres de la détonation à température et pression ambiantes y sont également reportés. Dans ces tableaux ne sont proposées que des valeurs expérimentales. Le **Tableau 2** permet de comparer les célérités de détonation, le **Tableau 3** les pressions finales (CJ et ZND) de détonation et le **Tableau 4** les tailles de cellule.

En complément, des calculs ont été réalisés afin d'obtenir les longueurs d'induction et les énergies critiques relatives à ces longueurs. Les résultats de ces calculs sont récapitulés dans la partie IV.2.

Publications	Conditions initiales			Célérité CJ (m/s)
	P_{init} (bar)	T_{init} (K)	Φ	
<i>Edwards et al. (1959)</i>	1	291	0,5	2320
<i>Moyle et al. (1960)</i>	1	298	0,485	Env. 2300
<i>Edwards et al. (1959)</i>	1	291	1	2825
<i>Moyle et al. (1960)</i>	1	298	1,06	Env. 2800
<i>Edwards et al. (1959)</i>	1	291	1,5	3156
<i>Moyle et al. (1960)</i>	1	298	1,58	Env. 3200
<i>Moyle et al. (1960)</i>	1	160	1	2870
<i>Moyle et al. (1960)</i>	1	160	1,33	3150
<i>Moyle et al. (1960)</i>	1	160	0,34	2125
<i>Plaster et al. (1990)</i>	0,85	300	1	2819
<i>Plaster et al. (1990)</i>	1	101	0,5	2424
<i>Plaster et al. (1990)</i>	1	108	1,5	3375
<i>Plaster et al. (1990)</i>	1	100	1	3175
<i>Zitoun et al. (1995)</i>	1	123	1	2850

Tableau 2. Célérité de la détonation en fonction des conditions initiales pour un mélange H₂-O₂

Publications	Conditions initiales			Pression CJ (bar)	Pression ZND (bar)
	P _{init} (bar)	T _{init} (K)	Φ		
<i>Edwards et al. (1959)</i>	1	291	0,5	18,3	26,1
<i>Edwards et al. (1959)</i>	1	291	1	18,6	27,1
<i>Edwards et al. (1959)</i>	1	291	1,5	18,4	28,1
<i>Plaster et al. (1990)</i>	0,85	300	1	16,6	
<i>Plaster et al. (1990)</i>	1	100	1	51	
<i>Zitoun et al. (1995)</i>	1	123	1	Env.45	

Tableau 3. Pression CJ et ZND en fonction des conditions initiales pour un mélange H₂-O₂

Publications	Conditions initiales			Taille cellule (mm)
	P _{init} (bar)	T _{init} (K)	Φ	
<i>Zitoun et al. (1995)</i>	1	123	1	0,8
<i>Zitoun et al. (1995)</i>	1	293	1	1,7
<i>Manzalhei et al. (1974)</i>	1	293	1	0,1-0,2 ?
<i>Denisov et Troshin (1960)</i>	1	293	1	2
<i>Voitsekhovskii et al. (1966)</i>	1	293	1	2,5

Tableau 4. Taille de cellule en fonction des conditions initiales pour un mélange H₂-O₂

I.3 La détonation en milieu diphasique avec un combustible liquide et un gaz oxydant

I.3.1 Introduction

La plupart des « sprays » rencontrés en détonation sont généralement constitués par des gouttes de combustible liquide se déplaçant dans un environnement gazeux oxydant. Dans notre cas, l'oxydant est sous forme liquide et le combustible sous forme gazeuse. La bibliographie sur ce type de détonation de « spray » est moins abondante. Un oxydant sous forme de gouttelettes implique des différences dans la propagation de la détonation et la participation des gouttes à la réaction chimique. Les mécanismes mis en jeu, selon que la phase liquide est le combustible où l'oxydant, présentent des similarités.

De plus, de la même manière que pour les sprays utilisés en combustion, l'intérêt du spray par rapport à un mélange en phase gazeuse est de créer et d'augmenter la surface d'échange des gouttes en disposant d'un volume de combustible ou de comburant sous forme liquide, donc en plus grande quantité que sous forme gazeuse. En revanche, la détonation se propage difficilement en phase liquide. Elle nécessite la présence en phase gazeuse d'un mélange permettant à la détonation de se propager de manière appropriée. Il est donc indispensable que le « spray » puisse se vaporiser partiellement afin d'obtenir un mélange comportant une phase gazeuse réactive.

Williams (1962) montre d'abord théoriquement que la propagation de la détonation est presque impossible pour des tailles de gouttes supérieures à une dizaine de microns. Il met à jour le problème de l'évaporation, et notamment du temps d'évaporation, très grand devant le temps d'induction. Par la suite, Ragland (1968) et Dabora (1969), arrivent à obtenir expérimentalement une détonation avec des gouttes de Diéthylcyclohexane (DECH ou $C_{10}H_{20}$) de 2,6 mm de diamètre dans de l'oxygène gazeux.

Ces études montrent la contradiction que peuvent apporter les résultats sur la détonation de spray ainsi que la difficulté à dresser un portrait exhaustif de la détonation en milieu diphasique.

Nous avons pu voir dans la partie I.1 que l'initiation et la propagation de la détonation dans un milieu homogène gazeux relèvent de processus physico-chimiques complexes dépendant des paramètres suivants : conditions initiales de température et de pression, richesse et homogénéité du mélange, caractéristiques de l'initiation et induction. Lorsque la détonation se déroule dans un milieu diphasique, des paramètres supplémentaires sont ajoutés, augmentant la complexité des phénomènes :

- Nature et pression de vapeur du liquide
- Atomisation du liquide
- Etat de vaporisation du liquide
- Taille de gouttes
- Distribution des tailles de gouttes dans le mélange

Ces paramètres rendent difficile la généralisation des comportements de la détonation, dans la mesure où les paramètres initiaux du milieu hétérogène sont interdépendants. Nous nous intéresserons donc à l'influence de ces différents facteurs sur la détonation.

I.3.2 Déroulement d'une détonation hétérogène

L'initiation de la détonation se révèle, par la présence des gouttes plus difficile en milieu hétérogène qu'en milieu homogène. Dans la majeure partie des publications sur le sujet, les auteurs ont recherché l'initiation de la détonation par l'intermédiaire de chocs suffisamment puissants pour surmonter la baisse de sensibilité due à l'allongement de la zone d'induction. Ainsi, les dispositifs les plus souvent rencontrés sont des explosifs solides, notamment avec Nicholls *et al.* (1974, 1976, 1980), Bar-Or *et al.* (1981), des tubes de prédétonation/tubes à choc avec Dabora *et al.* (1966), Smirnov *et al.* (1994 et 1996) et plus rarement des étincelles avec Bowen *et al.* (1971) ou Coy *et al.* (2004).

Il est possible de décrire la propagation d'une détonation dans un milieu hétérogène comme suit :

1. Le front de détonation se propage, chauffe et comprime la phase gazeuse du milieu hétérogène de la même manière que lors d'une détonation en phase gazeuse. En revanche, l'action immédiate de l'onde de détonation sur la phase dispersée est faible, de par l'inertie et la densité des gouttes (Dabora, 1979). Les perturbations créées par les gouttes sur l'onde ont

pour effet d'allonger les temps d'induction et de réaction et peuvent conduire à un ralentissement de la détonation par découplage réactif. Ce ralentissement peut conduire à une extinction de la détonation si l'atomisation initiale du liquide est insuffisante (gouttes de taille trop importante et/ou pression de vapeur saturante trop faible).

2. C'est l'écoulement convectif à très grande vitesse généré par le passage de l'onde qui déforme et casse instantanément les gouttes constituant la phase dispersée. (Ranger et Nicholls, 1969). Cette cassure, dite explosive, est comparable à une atomisation secondaire mettant en jeu des nombres de Weber et de Reynolds très élevés.

3. Les gouttes atomisées par l'écoulement convectif subséquent au passage de l'onde de détonation, mélangées à la phase gazeuse chauffée et comprimée, peuvent provoquer la formation d'une combustion ou la création d'explosions secondaires.

4. Les ondes de chocs secondaires ainsi créées peuvent dans certains cas rattraper le choc initial ralenti et renforcer la propagation de l'onde de détonation.

I.3.3 Caractéristiques propres à la détonation

I.3.3.1 Initiation de la détonation

I.3.3.1.1 Influence de la taille de gouttes

Nicholls *et al.* (1974) mesurent le rayon critique R_c , pour une initiation de type cylindrique, rayon à partir duquel la détonation se stabilise dans un mélange d'air et de gouttes de kérosène de 400 μm . La propagation ou non de la détonation permet d'obtenir des informations sur la sensibilité des mélanges diphasiques.

Dabora (1979) montre que le diamètre des gouttes a un impact sur l'énergie d'initiation nécessaire à la détonation. Néanmoins, comme dans le cas d'une détonation en phase gazeuse, c'est le temps de dépôt de l'énergie qui est discriminant.

Borisov *et al.* (1970) étudient numériquement la détonation de gouttes d'heptane dans de l'oxygène. Pour des gouttes de diamètre important, c'est-à-dire supérieur à 1 mm, il est nécessaire de disposer d'une onde de choc puissante pour atomiser les gouttes et obtenir un régime proche de la détonation. Smirnov *et al.* (2007) affinent la conclusion de Borisov, pour un mélange d'air et de gouttes de gazole de 100 μm , en observant qu'il est nécessaire de créer une onde de choc avec une célérité supérieure à la célérité de détonation auto-entretenu pour obtenir une détonation auto-entretenu. Pour Borisov *et al.* (1970), avec des gouttes comprises entre 10 et 100 μm , le temps physique incluant l'atomisation et la vaporisation est suffisamment court pour permettre d'observer une détonation auto-entretenu, sans avoir recours à une onde surpressée. Pour les gouttes inférieures à 10 μm , seule la vaporisation représente un facteur temporel limitant. En effet, Borisov détermine qu'en dessous de 20 μm , la goutte n'est soumise à aucun processus d'atomisation (arrachement, effeuillage). Ce temps est assez court pour permettre au mélange diphasique de se comporter quasiment comme un mélange gazeux.

I.3.3.1.2 Energie d'initiation

Bar-Or *et al.* (1982) étudient un mélange d'oxygène gazeux et de gouttes de décane de 400 μm , en initiant avec un explosif solide. Ils remarquent que l'énergie d'initiation a une influence directe sur la célérité de l'onde, mais également sur les délais d'induction.

Ces résultats vont dans le même sens que Fry et Nicholls (1974) qui, pour un mélange d'air et de gouttes de 380 μm de kérosène, dressent un comportement du choc en fonction du rapport entre l'énergie d'initiation et l'énergie critique.

Pour $E_i < E_c$, le choc n'est pas réactif et on observe une décroissance de sa célérité.

Pour $E_i > E_c$, le choc est proche d'un régime de détonation mais présente un déficit de célérité

Pour $E_i > 10 E_c$, le choc évolue rapidement vers une détonation se propageant facilement et avec une célérité proche de D_{CJ} .

I.3.3.2 Longueur d'induction

La longueur d'induction est un paramètre crucial dans la propagation de la détonation. La présence des gouttes contenues dans un spray implique un allongement significatif de cette zone qui peut amener un découplage de l'onde de choc et du front de réaction.

Ragland *et al.* (1968) ont pu mesurer expérimentalement que le temps nécessaire à la combustion totale de gouttes liquides de DECH de 2,6 mm après le passage du choc était proche de 600 μs , ce qui est largement supérieur au temps d'induction pour une détonation en phase gazeuse, proches des 10 μs . Dans ce cas précis, la longueur d'induction mesurée est plusieurs ordres de grandeur plus importante que celle rencontrée en phase gazeuse. Bowen (1971) a mesuré des zones d'induction, dans un brouillard d'oxygène gazeux et de gouttes de décane de 2 μm , dont la longueur était quatre fois supérieure à celle rencontrée en détonation en phase gazeuse. Papavassiliou *et al.* (1991) ont étudié la détonation d'un brouillard composé d'oxygène gazeux et de gouttes de 5 μm de décane. Il a constaté des cellules dont la taille est cinq fois supérieure aux cellules habituellement rencontrées pour un mélange gazeux de décane et d'oxygène, et deux fois supérieures au même mélange chauffé.

L'allongement de la zone d'induction est donc une caractéristique constante de la détonation en milieu hétérogène. Cet allongement n'est pas lié forcément à la taille de la goutte (Borisov *et al.*, 1987) mais bien au temps physique lié à la goutte (Kauffmann et Nicholls en 1971, Papavassiliou *et al.* en 1991).

I.3.3.3 Ondes de choc secondaires

I.3.3.3.1 Description

Les détonations diphasiques présentent la particularité de créer, en marge du choc principal, de nombreuses ondes de chocs dites secondaires. Pierce et Nicholls (1972) sont les premiers à mettre en évidence les ondes de choc secondaires. Selon eux, l'intensité des pics de pression est supérieure de 50 à 60% au choc initial. Ces chocs apparaissent car les gouttes de combustible, au passage du choc, n'ont pas le temps de brûler et explosent, provoquant des augmentations localisées et intenses de la pression. Ces explosions génèrent un ensemble d'ondes de chocs secondaires.

I.3.3.3.2 Effet de renforcement

L'onde de choc secondaire se forme consécutivement au passage de l'onde de choc principale. Sa propagation se déroule donc dans un milieu diphasique, chauffé et comprimé par le choc de tête, qu'elle comprime et chauffe à son tour. Ces actions augmentent la

turbulence à l'arrière du choc initial et accélèrent la phase d'induction permettant à l'onde de choc secondaire de se renforcer. Sa propagation est aléatoire et conditionnée par la distribution spatiale des gouttes. L'ensemble des ondes de choc créées contribuent à renforcer le choc principal en le rattrapant et en lui conférant une partie de leur énergie. Khasainov *et al.* (1979) montrent que dans certaines conditions de chaleur dégagée dans la zone de combustion, les ondes secondaires peuvent se regrouper pour former une seule onde de choc pouvant dépasser le choc de tête.

I.3.3.4 Pression de vapeur saturante

La pression de vapeur saturante des fluides composant les gouttes du spray joue un rôle important puisqu'elle détermine en partie l'efficacité de la vaporisation. La richesse de la phase gazeuse est un paramètre déterminant car la détonation peut se propager grâce à la phase gazeuse si la richesse le permet.

Lorsque la pression de vapeur saturante du liquide est faible et que la richesse de la phase gazeuse est trop éloignée de la stœchiométrie pour pouvoir supporter une détonation, c'est essentiellement l'atomisation secondaire qui contrôle les caractéristiques des zones d'induction et de réaction. Ce mécanisme est confirmé par les expériences de Dabora *et al.* (1968), Nicholls *et al.* (1974), Lu *et al.* (1977) et Bar-Or *et al.* (1981 et 1982).

Plusieurs publications ont visé à déterminer l'influence de la pression de vapeur saturante. Bar-Or *et al.* en 1981 et 1982, comparent les détonations issues de mélanges de décane et d'heptane. Ces deux hydrocarbures présentent des caractéristiques physico-chimiques proches mais l'heptane est beaucoup plus volatil. Les résultats montrent que l'heptane présente une célérité de détonation plus proche de D_{CJ} , et que le déficit de vitesse se réduit par rapport au décane pour des conditions initiales identiques. Le régime subcritique, constaté avec le décane, n'est pas rencontré lors des expériences avec l'heptane.

De la même manière, Benedick *et al.* (1989) ont comparé des régimes de détonation pour des mélanges d'air avec des gouttes de décane ou d'hexane. L'hexane et le décane ont une sensibilité à la détonation assez proche mais la pression de vapeur de l'hexane est 3 fois plus élevée. Dans leur cas, la détonation avec le décane n'est pas possible. Ils observent des détonations avec l'hexane uniquement lorsque les gouttelettes ont commencé à s'évaporer, renforçant la nécessité d'avoir un support initial de la phase gazeuse pour qu'une détonation puisse se propager.

Lin *et al.* (1984) augmentent la température d'un mélange de décane et d'air ou d'oxygène afin de favoriser la vaporisation des gouttes. Ils montrent ainsi l'importance de la pression de vapeur et de la richesse de la phase gazeuse sur les célérités de propagation.

Pierce et Nicholls (1974) avait précédemment montré l'importance de la pression de vapeur initiale des gouttes et également de la richesse de la phase gazeuse. Ils soulignent que lorsque la phase gazeuse est proche de la stœchiométrie, les ondes de choc secondaires issues d'explosions de gouttes ont un effet négligeable sur la détonation, contrairement aux cas où la phase gazeuse contient peu de combustible gazeux.

I.3.4 Caractéristiques propres à l'atomisation

I.3.4.1 Atomisation de la phase dispersée

Le phénomène d'atomisation se compose de plusieurs phases. La déformation, l'effeuillement la cassure et l'évaporation de la goutte sont des étapes caractéristiques dont l'ordre de grandeur temporel (milliseconde) est supérieur à celui de la détonation (microseconde). Il existe donc une compétition entre les processus physiques associés à l'atomisation (cassure, évaporation) et les processus chimiques participant à la détonation (induction, réaction). Les temps relatifs à l'atomisation étant plus longs, les zones d'induction et de réaction associés à la détonation sont allongés, ce qui favorise un découplage entre le front de réaction et l'onde de choc.

I.3.4.2 Taille de gouttes

I.3.4.2.1 Déficit de vitesse

Ragland et Nicholls (1968 et 1969) puis Dabora *et al.* (1968) montrent expérimentalement qu'il est possible de faire propager une détonation dans un mélange de diéthylcyclohexane-oxygène, comportant des gouttes de 2,6 mm. Plus précisément, Dabora *et al.* (1968) expérimentent 3 tailles de gouttes de diéthylcyclohexane à 290 μm , 940 μm et 2600 μm et montrent que la diminution des tailles de gouttes permet de se rapprocher de célérités de propagation CJ. Le déficit de célérité causé par la présence des gouttes est compris entre 2 et 10 % pour les gouttes de 290 et 940 μm et jusqu'à 35% pour les gouttes de 2600 μm . Nicholls *et al.* (1980) ont mesuré un déficit de l'ordre de 15 à 20% pour des gouttes de kérosène dans de l'air. Une étude numérique menée par Eidemann et Sichel (1981) confirme cette tendance. L'augmentation de la taille de gouttes implique une diminution de la célérité de détonation, passant de 2300 m.s^{-1} à 1600 m.s^{-1} pour des gouttes de 120 et 300 μm de décane dans l'oxygène gazeux. Cette diminution de la célérité par rapport au cas homogène s'explique par une perte d'énergie de l'onde de détonation qui elle-même résulte de l'action de plusieurs facteurs :

- présence physique des gouttes sur le passage de choc,
- fragmentation et la vaporisation de la phase dispersée,
- couplage réactif déficient qui implique un allongement des zones d'induction et de réaction, augmentant les pertes de chaleur et de quantités de mouvement. Le transfert d'énergie entre l'onde de choc et le front réactif se révèle moins efficace de par l'allongement de la zone d'induction.

I.3.4.2.2 Distribution en taille de gouttes

La distribution des gouttes dans le spray a été peu étudiée. Elle se manifeste généralement par la notion de polydispersion ou de monodispersion signifiant, dans le premier cas de la présence de plusieurs tailles de gouttes différentes dans le spray. Et, dans le second cas, une seule taille pour l'ensemble des gouttes du spray. Pierce et Nicholls (1972) utilisent dans leur étude deux types de sprays, le premier contenant une seule taille de gouttes et un second spray constitué de gouttes de deux tailles différentes. Ils montrent que dans le cas monodispersé, deux ondes de choc secondaires se créent (en aval et en amont de la goutte), alors que ce sont deux paires d'ondes qui se propagent dans le spray avec deux tailles de gouttes différentes. En extrapolant ce cas simple à un vrai spray polydispersé, on peut en déduire qu'il existera autant

de paires d'ondes que de classes de tailles de gouttes, ce qui rendra plus complexe l'impact des ondes secondaires.

I.3.4.2.3 Taille de goutte critique

Comme dit précédemment, un temps physique lié à la taille des gouttes permet de distinguer la détonation hétérogène de la détonation homogène. La comparaison entre le temps physique et le temps chimique permet de se rapprocher du comportement d'une détonation en phase gazeuse ou de celui d'une détonation en milieu diphasique. En effet, lorsque le temps physique se rapproche du temps chimique, le comportement de la détonation aura tendance à s'approcher d'une détonation en phase gazeuse. Il est donc possible d'obtenir un temps physique critique indiquant une taille de goutte critique.

Ainsi, différentes études ont montré que le diamètre critique de goutte avoisine quelques dizaines de microns. Gubin et Seichel (1977) l'estiment à 20 μm , après simulation numérique en mélange kérosène/oxygène. Dabora (1979) montre théoriquement que le temps chimique est prépondérant pour des gouttes dont la taille est inférieure à 60 μm . Selon lui, le temps physique prédomine lorsque la taille de goutte dépasse 150 μm .

La taille de goutte critique est reliée au temps physique incluant les processus d'atomisation et d'évaporation. Ces deux phénomènes dépendent grandement du liquide considéré et de la taille des gouttes. Ainsi, chaque spray présente son propre temps critique. Néanmoins, il est possible de généraliser et d'estimer que les détonations se propageant dans des sprays dont les gouttes sont inférieures à 20 μm se comportent de manière quasi-identique à des détonations en phase gazeuse.

I.3.5 Influence de l'hétérogénéité du mélange sur la détonation

Les paragraphes précédents ont permis de montrer que le comportement d'une détonation en phase gazeuse et en phase hétérogène différait. En effet, on constate des pertes d'énergie, de célérité et des allongements de zones réactionnelles. Néanmoins, nous avons pu voir que les ondes de choc secondaires, créées par des explosions de gouttes, pouvaient mener à une accélération du choc principal et à entretenir la détonation (Khasainov *et al.*, 1979). De même, plusieurs publications montrent que la propagation de la détonation en milieu diphasique pouvait être par exemple accélérée.

Bowen *et al.* (1971) étudient la propagation de la détonation dans un brouillard de décane (2 μm) et obtiennent des célérités de détonation supérieures de 10% à la célérité CJ théorique, uniquement dans les mélanges pauvres.

Papavissiliou *et al.* (1991) suggèrent que de plus grosses gouttes pourraient créer des réflexions de choc susceptibles d'assister la détonation. Ainsi, la présence de plus grosses gouttes ne rendraient pas forcément le mélange moins sensible.

Coy *et al.* (2004), étudient la détonation d'un jet d'oxygène liquide et d'hydrogène gazeux et obtiennent des célérités de détonation supérieures de 20 % à celle de Chapman-Jouguet ainsi que des pressions aux parois supérieures à celles de CJ.

I.3.6 Cas particulier de l'oxygène liquide avec de l'hydrogène gazeux

La presque totalité des publications énoncées précédemment traitent de la détonation de spray composé d'un combustible liquide et d'un oxydant sous forme gazeuse. Dans notre étude expérimentale comme dans celle de Coy *et al.* (2004), la phase liquide est constituée par de l'oxygène liquide tandis que la phase gazeuse est constituée par le combustible, ici de l'hydrogène.

Peu de publications ont été consacrées à la détonation dans ce type de mélange. De manière exhaustive, on peut citer les travaux numériques de Voronin et Zhdan (1984), Zhdan et Prokhorov (2000 et 2002), et l'étude expérimentale de Coy *et al.* (2004).

Voronin et Zhdan (1984) étudient numériquement la détonation hétérogène de gouttes d'oxygène liquide de 100 μm de diamètre dans de l'hydrogène gazeux. La propagation de l'onde de détonation est instable et pulsatoire selon leurs calculs. Leur étude numérique révèle des vitesses de propagation supérieures de 24% à la vitesse Champan-Jouguet. Voronin et Zhdan expliquent cette augmentation par le déficit en oxygène dans la phase gazeuse, et donc un excès en hydrogène. Cet excès en hydrogène implique un effet thermique additionnel provenant des réactions chimiques, et supérieur au maximum de dégagement de chaleur de la composition initiale.

Zhdan et Prokhorov (2000) étudient numériquement la propagation d'une détonation dans un spray $\text{H}_2\text{-O}_2$ avec des gouttes d'oxygène liquide de 25, 50 et 100 μm de diamètre. D'une manière analogue aux cas où le combustible est liquide, on peut voir que l'augmentation de la taille des gouttelettes fait augmenter la longueur et le temps d'induction. Les calculs montrent que la longueur totale de dégagement d'énergie dans la zone de détonation hétérogène est déterminée par l'intensité du transfert massique de l'oxygène liquide vers la phase gazeuse. Ils confirment également que la propagation du front se déroule sous un mode instable et pulsatoire. Les célérités moyennes obtenues à partir du mode oscillant sont supérieures de 8% à la célérité CJ. Leurs calculs sur les cellules de détonation montrent que le rapport longueur/largeur de la cellule est plus grand que pour un mélange de gaz. Cet aspect longitudinal s'atténue lorsqu'on diminue la taille des gouttes.

Zhdan et Prokhorov (2002) approfondissent l'étude précédente en faisant varier la richesse et la pression initiale du mélange. Le caractère oscillatoire est également confirmé par cette étude, des fluctuations importantes de vitesse sont obtenues à l'intérieur d'une même cellule de détonation. Leur étude numérique leur permet d'obtenir les résultats contenus dans le **Tableau 5**, à pression atmosphérique.

Richesse	Taille de gouttes (μm)	D_0 (km.s^{-1})
0,5	25	3,1
0,5	50	3,08
0,5	100	3,03
1	25	3,29
1	50	3,22
1	100	3,19
2	25	3,48
2	50	3,46
2	100	3,45

Tableau 5. Etude numérique sur la célérité de propagation dans un mélange diphasique de gouttes d'oxygène liquide et d'hydrogène (Zhdan et Prokhorov, 2002)

Cette étude permet également d'observer que la célérité de détonation est supérieure à la célérité CJ, et que la taille des gouttes d'oxygène a une influence négligeable sur la célérité. Coy *et al.* (2004) ont réalisé la seule étude expérimentale connue consacrée à la détonation d'un jet d'oxygène liquide atomisé par un jet d'hydrogène gazeux. Les essais se déroulent dans un tube cylindrique de 2,54 cm de diamètre intérieur et mesurant 61 cm. L'injecteur est un injecteur coaxial avec swirl. L'angle de leur spray est estimé à 30°. Ils estiment la granulométrie de leur jet à environ 100 μm et l'initient par l'intermédiaire d'une étincelle à proximité de la zone d'injection. Leur dispositif d'initiation consistait en une bougie Champion G52V de 110 mJ placée à proximité de l'initiation ou proche de l'extrémité ouverte du tube. La pression initiale est comprise entre 2,7 et 4,3 bar. Leurs résultats montrent des célérités de détonation supérieures de 20 % et des pressions aux parois trois fois supérieures aux valeurs calculées de Chapman-Jouguet. L'oxygène et l'hydrogène sont injectés à une richesse de 1,16 ou de 2,44. Cependant, les célérités de détonation mesurées ne présentent pas de variations importantes, comprises entre 3500 et 3700 m.s^{-1} . Le temps d'établissement de la détonation est d'environ de 10 cm, ce qui est proche des résultats de Zitoun *et al.* (1995) qui ont obtenu des détonations en moins de 15 cm. Ils obtiennent des pics de pressions compris entre 35 et 70 bar. Ils ont également réalisé une étude numérique en introduisant une couche d'hydrogène gazeux sur la ligne centrale du tube, entourée par un mélange stœchiométrique d'hydrogène et d'oxygène. Leurs résultats montrent que dans la couche d'hydrogène, la célérité axiale de l'onde augmente jusqu'à 5300 m/s et peut atteindre très localement les 7600 m/s. Cette étude présente des similitudes avec le travail présenté dans cette thèse : l'injection est diphasique et cryogénique avec un jet d'oxygène liquide et d'hydrogène gazeux, l'initiation de la détonation est générée par une étincelle et le tube a des dimensions identiques (2,54 cm de diamètre et 61 cm de longueur contre 2,5 cm de côté et 60 cm de longueur pour notre tube). En revanche, les études sont différentes par : la géométrie de la section du tube (carrée dans notre cas), l'énergie stockée dans le dispositif d'initiation (variable dans notre cas), la pression initiale dans le tube est comprise entre 2,7 et 4,3 bar

(pression atmosphérique dans notre cas), notre dispositif permet d'étudier les mélanges pauvres ($\Phi=0,5$), enfin la taille des gouttes est seulement approchée dans leur cas alors que la présente étude inclut une large exploration de la granulométrie du jet.

I.4 Les moteurs à détonation

I.4.1 Introduction

Les premiers prototypes de moteurs à ergols liquides ont vu le jour au début du XXe siècle. Depuis, tous les moteurs-fusées fonctionnent sur le même principe : l'inflammation du mélange d'un combustible et d'un comburant produit une réaction chimique de combustion dégageant une grande quantité de gaz brûlés à haute pression et à haute température, et une énergie chimique importante. Il en résulte qu'une flamme en régime de déflagration se propage, et que la vitesse subsonique d'éjection des gaz est subsonique et que la pression reste constante derrière la flamme.

Les performances propulsives d'un tel moteur sont jugées en fonction de l'impulsion spécifique I_{sp} (exprimée en secondes), qui est propre au mélange d'ergols considéré :

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{m} \cdot g_0} \quad \text{Equation 28}$$

avec F la poussée (exprimée en N), $\dot{m}$ le débit massique (en kg.s^{-1}) et g_0 (en m.s^{-2}) l'accélération de la pesanteur. L' I_{sp} correspond à la durée pendant laquelle un kilogramme de propergol peut fournir une poussée d'un kilogramme-force, soit 9,81 N.

La poussée F , en N, est le second indicateur des performances du moteur, qui est fonction de la pression et de la géométrie du moteur, et également du débit de gaz et de leur vitesse d'éjection :

$$F = v_e \cdot \dot{m} + S(P_t - P_a) \quad \text{Equation 29}$$

avec : v_e la vitesse d'éjection en m.s^{-1} , $\dot{m}$ le débit massique en kg.s^{-1} , S la section de sortie de la tuyère en m^2 , P_t la pression au niveau de la sortie de la tuyère en Pa et P_a la pression ambiante à l'extérieur du moteur en Pa.

Ainsi, le **Tableau 6** présente les couples combustible/comburant avec le meilleur I_{sp} à la hauteur de la mer :

Combustible	Oxydant	$I_{sp}(s)$
LH ₂	LO ₂	470 (max)
Kérosène (RP1)	LO ₂	375
HNO ₃	C ₂ H ₅ OH	220
Hydrazine (hypergolique)		Env. 300
UDMH	LO ₂	310
Hydrazine	N ₂ O ₄	292
UDMH	N ₂ O ₄	285

Tableau 6. Récapitulatif des impulsions spécifiques de différents ergols liquides

La géométrie des tuyères qui permettent de mieux tirer parti de la pression dans la chambre de combustion a beaucoup évolué, tout comme les dispositifs d'injection, afin d'améliorer la poussée des moteurs. Des recherches ont par ailleurs visé l'ensemble des composants du moteur, depuis la tenue thermique et mécanique des matériaux jusqu'à l'utilisation de turbopompes pour les lanceurs spatiaux.

Le rythme d'amélioration des performances des moteurs s'est ralenti depuis plusieurs années. Le gain de quelques secondes d'impulsion spécifique nécessite aujourd'hui plusieurs années d'effort de développement. Une avancée significative des performances propulsives du moteur nécessite une rupture technologique. Cette rupture peut être apportée par la mise en œuvre du régime de détonation à la place du régime de combustion actuellement utilisé dans tous les systèmes de propulsion liquide.

Zeldovich (1940) fut le premier à pointer le gain théorique que représente la détonation vis-à-vis de la combustion d'un point de vue thermodynamique. Il propose également de l'appliquer à un moteur aérobie. Dans le même temps, Hoffman (1940) introduit le principe du moteur à détonation pulsée. Par la suite, des travaux de recherches épars entretiennent la possibilité d'un tel moteur, jusqu'aux années 1990 qui voient un regain d'intérêt pour le moteur à détonation.

I.4.2 Cycle thermodynamique

Zeldovich (1940) est le premier à appliquer un cycle thermodynamique à la détonation et à montrer que l'efficacité de ce cycle est légèrement supérieure au cycle de combustion. Winterberger et Shepherd en 2005 résument les études réalisées jusqu'à présent et détaillent les cycles thermodynamiques de la combustion et de la détonation. Le cycle thermodynamique de la détonation est supposé à volume constant, tandis que celui la combustion en régime de déflagration est supposé à pression constante. En effet, la vitesse de conversion d'énergie lors d'une détonation est plusieurs milliers de fois supérieure à celle d'une flamme. A cause de la rapidité de ce processus, la pression n'a pas le temps de s'équilibrer, ce qui implique que le processus global est considéré comme étant à volume constant. Ainsi, Winterberger et Shepherd comparent entre eux trois cycles : le cycle de Fickett-Jacobs, qui représente au plus près un régime de détonation, le cycle de Humphrey à volume constant, et le cycle de Brayton à pression constante. La **Figure 22** permet d'observer les comportements des différents cycles. Le cycle de Fickett-Jacobs consiste en la compression adiabatique d'un mélange détonant entre 2 pistons. La compression, isentropique, est achevée entre les points 1 et 2 par les pistons selon un facteur de pression $\pi_c = P_2/P_1$. Le travail extérieur apporté au mélange initie instantanément une détonation amenant le système au point 3. Il s'ensuit une détente adiabatique jusqu'à la pression initiale (4). Finalement, le système dissipe de la chaleur par diminution de la température jusqu'à la température initiale (1). En comparant les différents cycles, Winterberger et Shepherd arrivent à la conclusion que les détonations ont le potentiel de générer plus de travail mécanique que les cycles à volume constant ou à pression constante, et seraient donc des processus de combustion plus efficaces.

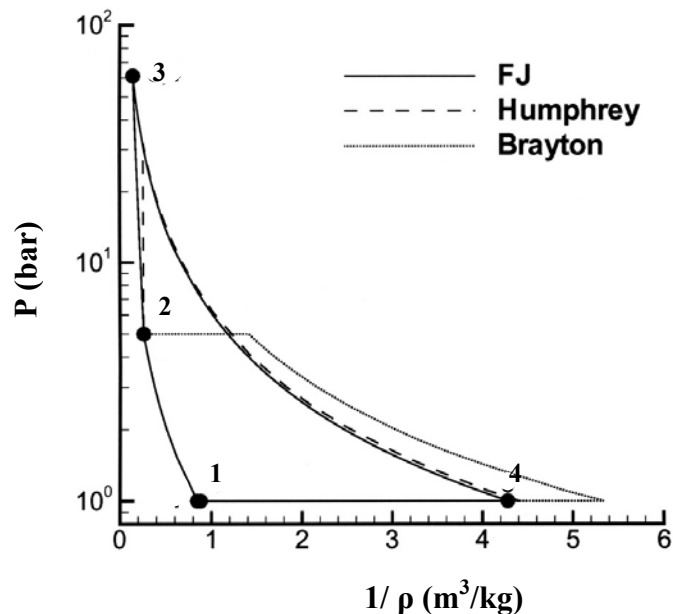


Figure 22. Rendements thermodynamiques des cycles de combustion isobare (Brayton), isochore (Humphrey) et de détonation (Fickett-Jacobs).

La différence de rendement du cycle thermodynamique est le principal avantage des moteurs à détonation, en comparaison des moteurs classiques.

Mais c'est grâce au tassement des gains de performances des moteurs à combustion ainsi qu'à leur complexité que la recherche sur les moteurs à détonation a pu se développer. En effet, le « design » des moteurs classiques incorpore généralement des pièces mobiles pour les moteurs aérobies et des turbopompes et compresseurs pour l'injection des ergols. L'ajout de ces composants est souvent coûteux et diminue la charge utile, surtout dans le cas des lanceurs.

Le concept de détonation appliqué à la propulsion a été décliné selon différents modes :

- Le moteur à détonation oblique
- Le moteur à détonation pulsée
- Le moteur à détonation continue rotative

I.4.3 Le moteur à détonation oblique (Oblique Detonation Wave Engine ou ODWE)

Le moteur à détonation oblique est adapté pour les applications hypersoniques (pour des nombres de Mach largement supérieurs à 5) et en mode aérobie. Il se rapproche du fonctionnement de statoréacteurs ou de superstatoréacteurs (« Ramjet » et « Scramjet ») qui nécessitent d'être portés à une certaine vitesse pour fonctionner. La **Figure 23** montre le schéma d'un moteur à onde détonation oblique.

Le moteur à détonation oblique diffère des moteurs à détonation pulsée ou rotative par le rythme d'introduction des gaz frais dans le moteur qui est très supérieur au rythme d'éjection que pourrait générer une détonation. Son principe de base a été imaginé dans les années 50 par Dunlap *et al.* (1958). Théoriquement, si le pré-mélange réactif s'écoule à une vitesse supérieure à la célérité de détonation CJ, il est impossible qu'une onde de détonation classique se stabilise. Le principal enjeu de ce type de moteur est de stabiliser la détonation sur un objet présentant un angle. C'est le couplage entre l'onde de choc et la zone réactive (Dabora, 1994) qui différencie ce moteur de la famille des statoréacteurs.

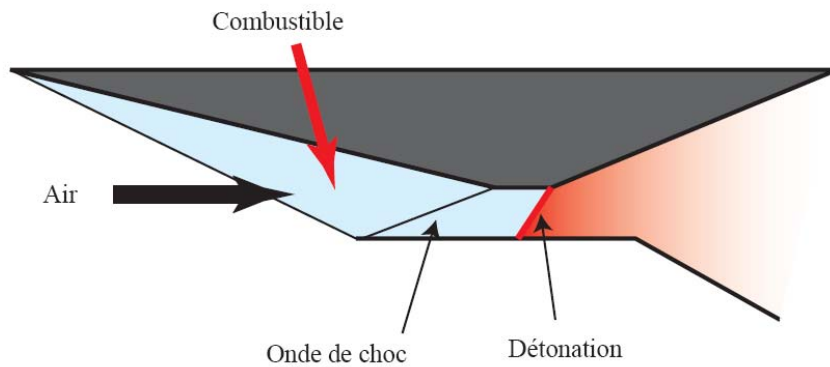


Figure 23. Schéma d'un moteur à détonation oblique d'après Menees et al. (1992)

I.4.4 Le moteur à détonation pulsée (Pulse Detonation Engine ou PDE)

Le plus répandu et le plus étudié est le moteur à détonation pulsée. Son principe repose sur la répétition de la détonation plusieurs fois par seconde, à plusieurs dizaines voire à plusieurs centaines de hertz. Le cycle de fonctionnement du PDE comporte une phase d'admission des ergols, une phase de détonation et une phase d'éjection. Selon le type d'ergol et le type d'injection utilisée, la phase d'admission des gaz frais peut se faire naturellement lors de l'éjection des gaz brûlés ou de manière forcée. Sur la **Figure 24**, on peut voir le détail des différentes étapes. Dans un premier temps, la chambre de combustion est remplie de gaz frais, le mélange est initié et la détonation se propage en direction de l'extrémité ouverte du tube. Alors que le front de détonation quitte le tube, un train d'ondes de détente se propage vers le mur de poussée et évacue les gaz brûlés de la chambre de combustion. Le tube est alors prêt à être rempli par un nouveau mélange de gaz frais afin de débiter un nouveau cycle.

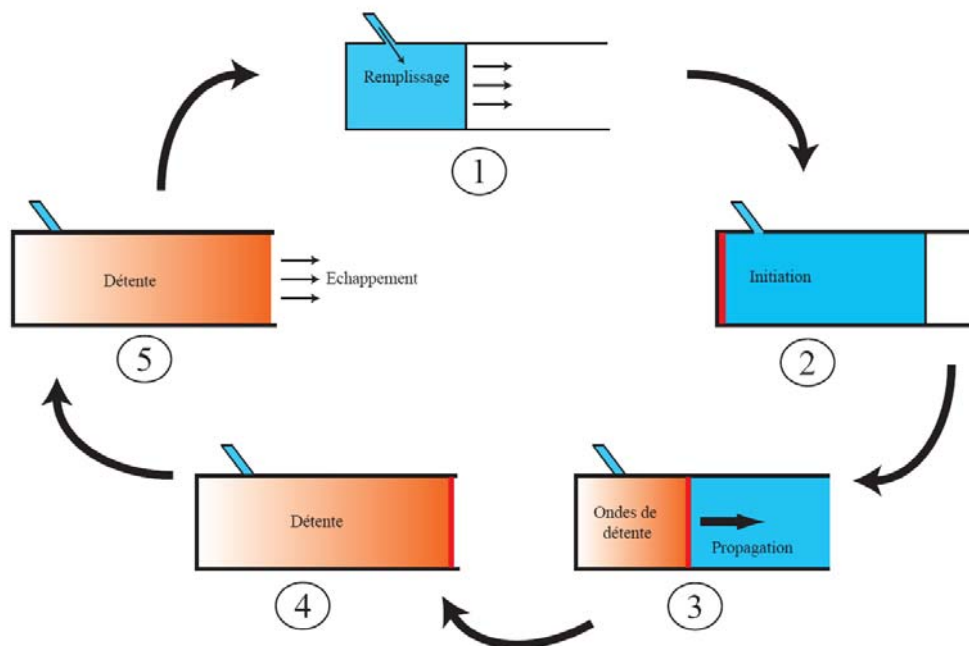


Figure 24. Principe de fonctionnement d'un moteur à détonation pulsée

Performances du PDE

Nicholls *et al.* (1957) et Helman *et al.* (1986) conçoivent des moteurs fonctionnant à 25 et 35 Hz respectivement. Ils mesurent respectivement des I_{sp} de 2100 s pour un mélange hydrogène/air et entre 1000 et 1400 s pour un mélange éthylène/air.

Le début des années 1990 marque un regain d'intérêt pour le développement de la détonation en tant que principe de moteur. Des études numériques, comme celles de Cambier *et al.* (1998), prédisent des impulsions importantes de 6500 s et une fréquence de fonctionnement de 667 Hz. Eidelman *et al.* (1995) prouvent que la poussée diminue peu lorsque la détonation n'est pas idéale, confirmant ainsi la viabilité du concept. Des fréquences de 100 Hz sont atteintes, notamment par Sterling *et al.* (1996), par Bratkovitch *et al.* (1997), Zitoun *et al.* en 1999 (fonctionnement sans vanne) ou encore par Daniau (2001). Ces fréquences sont atteintes grâce à un meilleur contrôle de l'injection ou par l'intermédiaire de chambres multiples.

En ce qui concerne les sprays, seuls Brophy *et al.* (1998, 2000) ont étudié le fonctionnement d'un moteur à détonation fonctionnant avec des sprays. Avec des mélanges JP-10/O₂ ou air et des mélanges C₈H₁₆/air, ils obtiennent des fréquences comprises entre 5 et 36 Hz.

I.4.5 Le moteur à détonation continue rotative (Continuous Detonation Wave Engine ou CDWE)

Le moteur à détonation continue rotative consiste en la propagation d'une ou de plusieurs ondes de détonation dans une chambre annulaire. Les ondes se propagent dans deux dimensions, de manière longitudinale c'est-à-dire le long de l'axe, et de manière tangentielle à l'axe, d'où le qualificatif de « rotatif » donné au moteur. La **Figure 25** montre le fonctionnement d'un moteur à onde de détonation continue rotative.

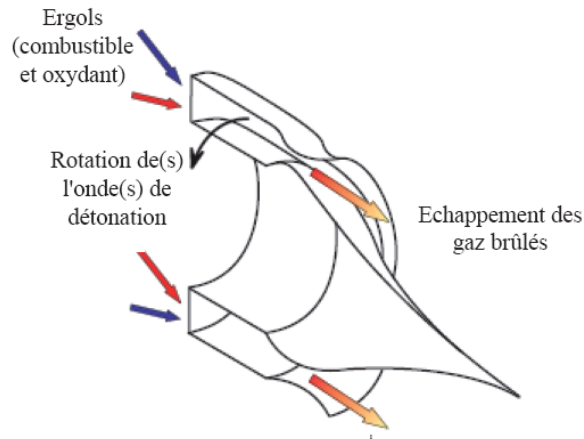


Figure 25. Schéma d'une chambre annulaire d'un moteur à détonation continue rotative (Adamson et Olsson en 1967, Canteins en 2006)

Les ergols sont injectés parallèlement à l'axe de la chambre à partir du mur de poussée. L'idée de ce type de moteur provient des études sur les instabilités de combustion et les détonations hélicoïdales (Clayton et Rogero, 1965, Ar'kov *et al.*, 1970). Ce type de détonation et sa structure ont été par la suite étudiés par Voitsekhovskii (1969).

De nombreuses études ont été réalisées au LIH (Institut Lavrentiev de Novossibirsk), avec des combustibles (hydrogène, méthane, acétylène, éthylène, propane, benzène, acétone, kérosène, gazole,...) et des oxydants (oxygène, air, oxygène+azote) très diverses.

On trouve 3 types de géométrie pour ces moteurs qui ont été mis en œuvre au LIH :

- La chambre annulaire centrifuge, dont l'injection est réalisée à partir du centre du moteur ; les ondes se propagent en direction des parois (Mikhailov et Topchiyan en 1965 et Voitsekhovskii en 1959).
- La chambre annulaire centripète, dont l'injection provient des parois de la chambre ; les ondes se propagent en direction du centre du moteur (Bykovskii *et al.*, 1994).
- La chambre annulaire cylindrique est un compromis entre les deux géométries précédentes puisque l'injection se fait sur le mur de poussée et que les ondes se propagent le long des parois internes et externes de la géométrie annulaire (Bykovskii *et al.* en 1975 et Bykovskii *et al.* en 2004). Dans les différentes publications du LIH, notamment lors de leur collaboration avec MBDA, le chiffre de 400 s est évoqué pour l'impulsion spécifique d'un tel moteur, d'après des études analytiques.

Canteins en 2003, avec une chambre annulaire cylindrique, a également montré la faisabilité d'un moteur à détonation rotative. Avec un mélange acétylène/oxygène, il obtient une impulsion spécifique de 150 s en fonctionnant à une pression initiale sub-atmosphérique. Ses études analytiques avec des mélanges hydrocarbures/oxygène et hydrogène/oxygène montrent des impulsions spécifiques respectives de 370-420 s et de 500 s.

I.4.6 L'allumage des moteurs à détonation

Dans le domaine de la détonation, l'initiation fait l'objet de nombreuses études afin d'en déterminer les meilleures conditions. Deux types d'initiation peuvent être utilisées : l'initiation directe ou la transition déflagration-détonation.

La transition déflagration-détonation est un mode d'initiation qui requiert peu d'énergie. On initie d'abord une déflagration se propageant par diffusion qui doit par la suite s'accélérer, par divers moyens, et finalement transiter vers le régime de détonation. Pour ce faire, il faut augmenter la turbulence associée à la flamme, par exemple en injectant des gaz chauds ou insérant des obstacles sur le parcours de la déflagration. Ce mode d'initiation présente deux désavantages pour une application propulsive : une importante longueur de prédétonation (Hinkey *et al.*, 1995.), et la présence d'obstacles qui implique une diminution de la poussée.

L'initiation directe présente l'avantage de générer directement une détonation dans le mélange, mais nécessite d'y déposer une importante quantité d'énergie pour déclencher une détonation. Les détonations initiées directement peuvent l'être par l'intermédiaire d'un tube de prédétonation. Le tube de prédétonation est rempli par un mélange détonant très sensible qui débouche dans le tube principal et permet l'initiation de mélanges peu sensibles à la détonation.

Dans le cas du moteur à détonation pulsée, le mode d'injection est très important. Lorsque les ergols sont injectés par l'intermédiaire d'une vanne, c'est la fréquence d'ouverture et de fermeture de la vanne qui pilote la fréquence du moteur. Comme il est difficile de mettre au point une vanne fonctionnant à des fréquences supérieures à 100 Hz, il y a donc nécessité d'intervenir sur le « design » du moteur (par exemple utilisation d'un moteur multi-tubes) ou sur l'injection. Ainsi, des moteurs ont été pourvus d'injection sans vanne (Valaev *et al.* en 1976 et Baklanov *et al.* en 2001). L'injection se fait alors naturellement par la diminution de la pression dans la chambre d'échappement des gaz brûlés en fin de cycle. La pression d'injection, inférieure à la pression régnant dans la chambre pendant la détonation, devient alors supérieure à cette dernière. Les performances associées à ce type d'injection ne dépassent pas les 70 Hz (Baklanov *et al.*, 2001).

Dans le cas du moteur à détonation continue rotative, la fréquence de rotation ou le nombre d'ondes n'est pas piloté par l'allumage. Les problématiques d'allumage restent néanmoins identiques, notamment concernant le choix d'une TDD ou d'une initiation directe.

I.4.7 Avantages et inconvénients liés au fonctionnement des moteurs à détonation

Chaque type de moteur présente des avantages et des inconvénients propres à sa géométrie et à la manière dont la détonation est initiée et se propage.

Dans le cas de l'ODWE, son usage uniquement aérobic et sa vitesse minimale de fonctionnement élevée le cantonnent à des applications spécifiques et nécessitent l'ajout d'un autre moyen de propulsion pour un fonctionnement effectif. De plus, le couplage de l'onde de choc et du front de combustion doit se réaliser dans des conditions rendant difficiles une

stabilisation. Ce type de moteur permet en revanche d'atteindre des vitesses hypersoniques et ainsi concurrence les superstatoréacteurs.

Le PDE est un moteur qui permet une utilisation plus souple car il peut fonctionner à basse vitesse, en régime de vol subsonique, comme en régime de vol supersonique. Il peut fonctionner en mode aérobie aussi bien qu'anaérobie et les performances attendues sont supérieures à celles des moteurs à combustion. Néanmoins, les phénomènes vibratoires et la présence quasi-permanente d'une détonation, liés à son principe de fonctionnement, créent d'importantes contraintes mécaniques et thermiques. Une tuyère permet de séparer la chambre de détonation de l'extérieur en cas de fonctionnement à basse pression et peut permettre également d'augmenter la pression dans le tube. A priori, elle implique une extension de la longueur du tube, donc une diminution de la fréquence et donc de la poussée mais plusieurs études théoriques et expérimentales prétendent le contraire (Cambier et Tegner en 1998, Ma *et al.* en 2002, Kailasanath *et al.* en 2001, Daniau *et al.* en 2001, Canteins *et al.* en 2003).

Le CDWE, permet d'obtenir un régime continu de détonation et évite les problèmes d'instabilités liés au PDE, ce qui peut faciliter l'installation d'une tuyère en sortie de tube. Il peut également fonctionner en mode aérobie ou anaérobie. Cependant, la propagation rotative implique la rencontre de l'onde de détonation avec ses propres gaz brûlés lorsqu'elle accomplit une révolution autour de la chambre annulaire. La propagation de l'onde se déroule alors dans un mode dégradé où la célérité de détonation est fortement diminuée (Canteins en 2006, Adamson et Olsson en 1967), mais ces problèmes peuvent être potentiellement résolus par un travail sur l'injection ou si le débit surfacique est suffisant pour assurer la présence de gaz frais.

Pour toutes les configurations de moteurs à détonation, les ergols injectés, afin d'être sensibles à la détonation, ont besoin d'être initiés dans des conditions d'homogénéité meilleures que pour un mélange destiné à la combustion. Or, l'injection, à plus forte raison lorsqu'elle est hétérogène, rend plus complexes l'initiation (auto-ignition par les gaz brûlés) et la détonation du mélange ainsi que la connaissance des paramètres thermodynamiques du mélange.

I.5 Etat de l'art sur la détonation de mélanges diphasiques d'hydrogène liquide et d'oxygène liquide appliqués à la propulsion

Ce chapitre bibliographique a permis de dresser un état des lieux des domaines relatifs aux sujet de notre étude, que sont l'atomisation, la détonation en phase gazeuse, la détonation à partir d'un mélange diphasique et les moteurs à onde de détonation. L'énergie d'initiation nécessaire à la détonation en phase gazeuse est difficile à quantifier alors qu'il est possible de hiérarchiser la sensibilité des mélanges à la détonation.

Lorsqu'une partie du mélange devient liquide, l'ensemble de la problématique se complexifie encore puisque les paramètres classiques de l'atomisation (tailles de goutte, distribution, nature du liquide, taux d'évaporation) s'ajoutent aux paramètres initiaux de la détonation.

Dans le cadre des moteurs à détonation, l'ajout de liquide à un mélange détonant se justifie par l'utilisation intensive d'ergols liquides dans les domaines aéronautique et aérospatial. Pour ce dernier champ d'applications, les fluides injectés dans la chambre de combustion de la fusée Ariane sont depuis plusieurs années l'hydrogène gazeux à basse température et l'oxygène liquide, ce couple délivrant la meilleure impulsion spécifique dans les moteurs cryotechniques. Ce couple d'ergols présente également l'avantage d'être un mélange particulièrement sensible à la détonation lorsqu'il est en phase gazeuse. Nous avons pu voir qu'à basse température et à pression initiale ambiante, la sensibilité du mélange gazeux H_2-O_2 variait peu en comparaison d'un mélange à température et pression initiales ambiantes. L'ajout d'une composante diphasique au mélange a été peu étudié, puisque que seulement quatre publications traitent explicitement de la détonation d'hydrogène gazeux et d'oxygène liquide, dont trois après les années 2000, et une seule étude expérimentale. Ces publications montrent toutes que la célérité de détonation augmente par rapport à la célérité CJ, et en parallèle que les tailles de gouttes ont une influence minime sur la célérité. Le travail de thèse, traitant de l'initiation directe et de la propagation d'une détonation dans un jet cryogénique de gouttes d'oxygène liquide dans de l'hydrogène gazeux, présente donc l'intérêt d'apporter des informations complémentaires aux travaux précédents. Les données collectées permettront de mieux appréhender les problèmes d'allumage pour un moteur cryotechnique à détonation, notamment dans le cadre d'une application aérospatiale.

Chapitre II

II. Dispositifs expérimentaux

II.1 Moyens techniques utilisés préalablement aux études granulométriques et de détonation

Cette partie présente l'ensemble des techniques et dispositifs qui ont été nécessaires au montage et à la réalisation des dispositifs d'étude granulométrique et de détonation. On y retrouve donc :

- les techniques et matériaux propres à la cryogénie,
- les étapes de choix et de calibration des injecteurs,
- une description approfondie du dispositif d'injection utilisé
- la métrologie utilisée sur les dispositifs de granulométrie et de détonation
- la description du dispositif d'étude granulométrique
- la description du dispositif d'étude de détonation
- les critères qui ont permis de déterminer les débits d'injection

II.1.1 Cryogénie

II.1.1.1 Introduction

La cryogénie est considérée comme la science et technologie des températures inférieures à 120 K (« International Institute of Refrigeration », 1975). Elle est le résultat du progrès scientifique, avec le déploiement progressif de la thermodynamique au cours du XIXe siècle, de la théorie macroscopique de l'énergie de Joule et Carnot, et de la mécanique statistique des particules microscopiques de Boltzmann et Gibbs. Ce progrès scientifique s'est confondu avec un progrès technologique : poursuite de la liquéfaction des gaz atmosphériques jusque-là considérés comme « non condensables », développement des appareils de compression, et des techniques d'écoulement et de transferts de chaleur des fluides, et d'isolation thermique.

Dans cette étude, le terme « cryogénie » concerne uniquement les fluides utilisés que sont l'azote et l'oxygène liquide, dont les températures de liquéfaction sont respectivement de 77 K et 90 K à pression atmosphérique. La mise en œuvre de fluides cryogéniques implique un choix particulier des matériaux en contact avec les basses températures.

II.1.1.2 Techniques cryogéniques

II.1.1.2.1 Isolation thermique

En cryogénie, le maintien aux basses températures est impérieux, ce qui implique que les échanges thermiques entre les réserves à basse température et l'extérieur doivent donc être minimisés.

Il existe plusieurs modes de transmission de la chaleur que sont la convection forcée ou naturelle, la conduction et le rayonnement. Sur la **Figure 26.a**, on peut voir l'impact de la température sur la façon dont la chaleur va être transmise. Pour remédier à ces déperditions de chaleur, il existe de nombreux procédés d'isolation (**Figure 26.b**), qui dépendent de la nature et de la géométrie des applications, mais également de la gamme de température considérée.

On remarque notamment que le rayonnement devient de plus en plus important dès que la température dépasse les 100 K.

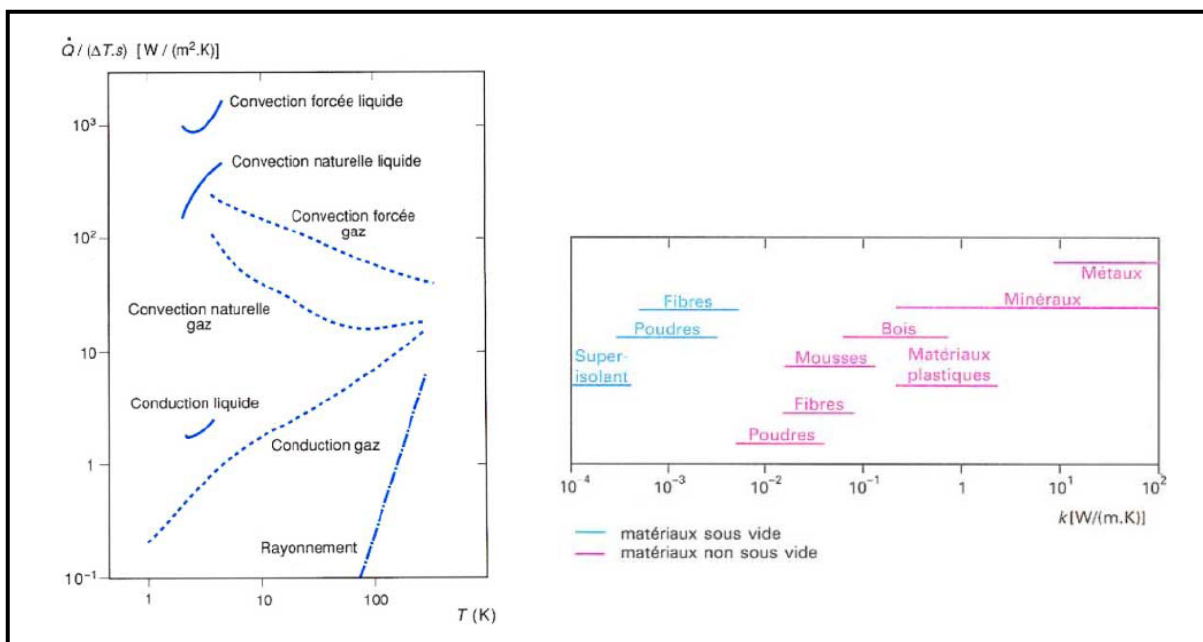


Figure 26. a. Importance des modes de conduction de la chaleur en fonction de la température - **b.** Classement des matériaux d'isolation (Techniques de l'ingénieur, 2000)

Une isolation optimisée vise à la réduction simultanée de l'énergie transférée par les trois modes de transmission de la chaleur : rayonnement, conduction et convection.

II.1.1.2.2 Matériaux isolants

Dans cette partie ne sont décrits que les isolants ayant été mis en place sur les dispositifs expérimentaux. Sur la **Figure 26.b**, on peut voir un classement récapitulatif des isolants en fonction de leur conductivité thermique. La conductivité thermique est une grandeur physique caractérisant le comportement des matériaux lors du transfert thermique par conduction. Elle représente la quantité de chaleur transférée par unité de surface et par une unité de temps sous un gradient de température.

II.1.1.2.2.1 Perlite

Autour de la tête d'injection, il a été utilisé de la perlite Cecaperl de marque Arkema. La perlite est composée de silice d'origine volcanique et a une conductivité thermique variable selon que la perlite est sous forme de grains ou de poudre, faisant varier la densité globale.

La conductivité thermique de la perlite est comprise entre 0,026 et 0,044 W/m/K (Flynn, 2004).

La perlite est très répandue en cryogénie, notamment car sa conductivité thermique chute à 10^{-3} W/m/K lorsqu'elle est soumise à un vide primaire. Elle est plus généralement utilisée sur les cryostats et les réserves sous vide.

II.1.1.2.2.2 Mousse en polyuréthane

La mousse de polyuréthane a été le premier isolant utilisé sur le dispositif de granulométrie. De type « Insultube » avec une conductivité thermique de 0,04 W/m/K, ce procédé d'isolation est pratique de par sa rapidité d'installation. D'un point de vue thermique, la mousse « Insultube » n'est plus utilisable pour une température inférieure à 230 K. Effectivement, la mousse tend naturellement à durcir aux très basses températures, contractant les alvéoles lui conférant ses propriétés isolantes. Sa conductivité thermique est proche des fibres à température ambiante, mais augmente avec la diminution de la température en dehors de la gamme de fonctionnement préconisée. Cette augmentation implique donc une diminution de sa capacité d'isolation.

Cette technique d'isolation n'était donc pas adaptée à notre application. De plus, le polyuréthane présente un risque lorsqu'il est en contact avec l'oxygène. C'est pourquoi la mousse a, par la suite, été remplacée par des fibres.

II.1.1.2.2.3 Fibres

Les fibres installées sur le dispositif expérimental sont des « Durablanket S », d'une densité de 160 kg/m^3 . Ces fibres sont utilisées pour les applications hautes et basses températures, et de conductivité thermique de 0,038 W/m/K à 300 K.

Ces fibres sont majoritairement composées d'oxyde de silice (53-58%) et d'oxyde d'aluminium (42-47%), l'ajout d'aluminium permettant de limiter les pertes par rayonnement.

II.1.1.2.2.4 Super-isolant

Le principe de base de ce type d'isolation consiste en la réduction des échanges thermiques par rayonnement. Sur notre dispositif, cette isolation est constituée de plusieurs feuilles réfléchissantes en aluminium, séparées par plusieurs feuilles isolantes. On en rencontre également, munie d'une seule feuille, isolante d'un côté et réfléchissante de l'autre. L'application du super-isolant se révèle particulièrement avantageuse lorsqu'il est sous vide. Les feuilles étant très fines, elles sont appliquées par couches successives. Il existe un nombre optimum de couches (Tableau 7) à appliquer afin de bénéficier de la conductivité thermique la plus faible possible (Conte, 1970).

Nombres de couches par cm	16	24	32	40	48	56
Conductivité thermique moyenne ($\mu\text{W/cm/K}$)	4,5	4,05	3,7	3,5	3,35	3,45

Tableau 7. Conductivité thermique moyenne en fonction du nombre de couches de super-isolant

II.1.1.2.3 Comportement des matériaux

II.1.1.2.3.1 Acier

L'acier est le matériau le plus utilisé sur les deux dispositifs expérimentaux. Les aciers sont à utiliser avec précaution à basse température car beaucoup présentent une transition ductile-fragile. La ductilité d'un matériau est sa capacité à se déformer sans se rompre dans le domaine plastique. La transition ductile-fragile intervient lorsque le matériau est porté à une certaine température. La propagation de la déformation est perturbée par l'activation thermique de défauts au sein du matériau qui entraîne la rupture.

Des additions de manganèse, de chrome, de cuivre améliorent les propriétés mécaniques. Dans ces alliages, les métaux ajoutés apportent les propriétés suivantes :

- le chrome protège l'acier de la corrosion par l'oxygène ;
- le nickel augmente la résistance à la corrosion des aciers inoxydables contenant par ailleurs du fer et du chrome ; il tend de plus à donner au fer la forme austénitique très ductile ;
- le carbone agit dans le même sens que le nickel ;
- le manganèse a une action combinée à celle du nickel mais permet surtout de fixer de l'azote extrêmement actif pour stabiliser la structure austénitique.

L'austénite est un mélange de carbone et de fer qui nécessite une trempe et l'ajout des métaux décrits précédemment pour être stable à température ambiante. La plupart des aciers inoxydables sont austénitiques.

Ces aciers austénitiques sont très ductiles à température ordinaire et conservent une bonne résilience et une bonne ductilité à basse température. Les aciers austénitiques stables sont utilisés hypertrempés, écrouis ou durcis par précipitation. Par ailleurs, l'addition d'azote (0,2 %) dans les aciers inoxydables austénitiques (série 300) provoque une amélioration importante de leur limite élastique, dans des proportions d'autant plus grandes que la température est plus basse, tout en conservant des propriétés correctes d'allongement et de résistance au choc. Dans notre cas, l'acier 304L, matériau qui entre le plus souvent en contact avec les fluides cryogéniques, est le plus adapté aux basses températures.

Sur la Figure 27, on peut lire différentes caractéristiques de résistance des matériaux à basse température et, en particulier, celles de l'acier 304 qui présente des très bonnes limites de rupture et d'élasticité, notamment à basse température.

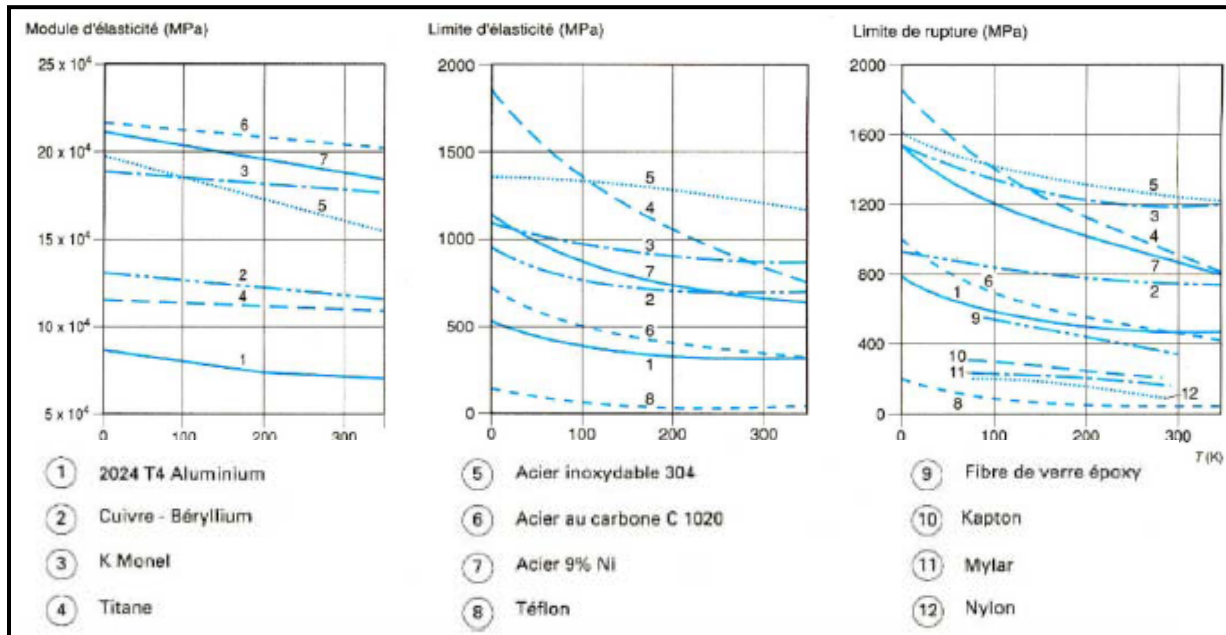


Figure 27. Comportement mécanique de différents matériaux en fonction de la température (Techniques de l'ingénieur, 2000)

II.1.1.2.3.2 Minéraux : Quartz et verre

Le quartz, à base de silice, est le matériau constitutif du tube d'étude granulométrique. Il a été choisi pour ses qualités optiques et également pour sa faible dilatation thermique, en comparaison du verre. Un tube en verre a d'abord été conçu pour devenir le tube d'étude granulométrique. Cependant, la conception du tube ne laissant pas de liberté à la déformation du matériau, le verre a rompu. D'un coefficient de dilatation thermique de $0,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ contre $9 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ pour le verre, le quartz a donc été préféré au verre pour cette application.

La conductivité thermique du quartz est comprise entre 6,8 et 12 W/m/K et celle du verre est de 1,35 W/m/K.

II.1.1.2.4 Détection de fuites

La détection de fuites est un outil indispensable en cryogénie afin de conserver des niveaux de vide poussés. Dans cette étude, la recherche de fuites a été principalement employée pour les lignes acheminant l'hydrogène jusqu'à l'injecteur et a été étendue à l'ensemble des lignes.

La détection de fuites englobe toutes les techniques mises en place dans la recherche d'une fuite. Les techniques employées diffèrent selon le niveau d'étanchéité requis. On distingue deux catégories distinctes, les procédés de détection utilisant le vide et les procédés utilisant une surpression, généralement d'hélium. L'unité habituelle de fuite est le mbar.l/s ou le $\text{Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$.

Les méthodes requérant le vide permettent de détecter les fuites les plus faibles et sont généralement utilisées pour les systèmes nécessitant un vide secondaire, ce qui n'est pas notre cas ici. Les lignes testées à la détection de fuites ont d'abord subi un test de bullage à l'hélium, en les soumettant à une pression de 5 bar. Ce procédé basique permet d'éliminer les fuites les plus importantes. Afin d'éliminer les plus petites fuites, un détecteur de fuites à l'hélium est utilisé. Ce type de détecteur, dit « TCD » (Thermal Conductivity Detector), mesure les changements de conductivité thermique. La plupart des gaz, air compris, ont une conductivité thermique beaucoup plus faible que l'hélium, ce qui permet de détecter

facilement une fuite d'hélium, jusqu'à des taux de fuite très bas d'environ 10^{-7} mbar.l/s (Figure 28).

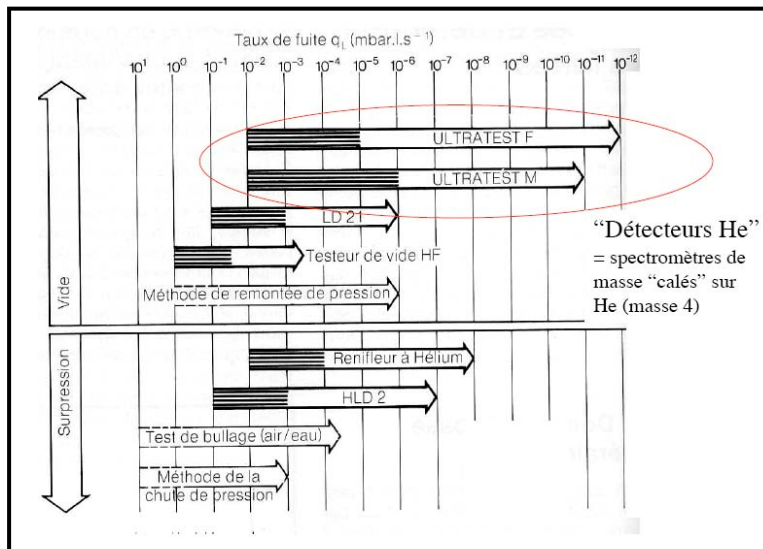


Figure 28. Comparaison des taux de fuites détectables par différentes techniques

II.1.1.3 Eléments du dispositif adaptés à la cryogénie

II.1.1.3.1 Echangeurs de chaleur

Les dispositifs de granulométrie et de détonation sont tous deux pourvus d'échangeurs de chaleur. On peut voir le schéma d'un échangeur en **Figure 29**. Le premier est destiné à sous-refroidir l'oxygène liquide et le second à refroidir l'hydrogène ou l'hélium. Ces deux échangeurs sont remplis d'azote liquide et contiennent une spirale dont la longueur a été calculée afin d'assurer une température minimale de sortie de l'oxygène liquide ou d'hélium et d'hydrogène gazeux en fonction du débit maximal.

La spirale par où transite l'oxygène liquide est en acier et celle de l'hydrogène est en cuivre. L'enceinte contenant la spirale est constituée d'une enveloppe sous vide afin de l'isoler thermiquement de l'extérieur.

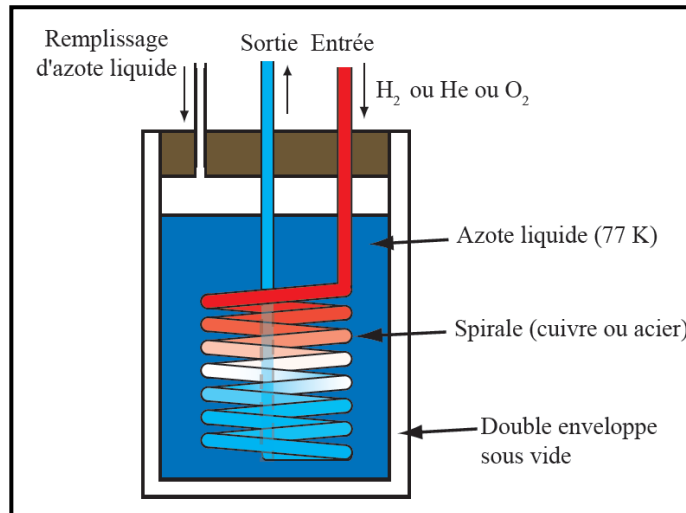


Figure 29. Schéma de fonctionnement d'un échangeur de chaleur

II.1.1.3.2 Débitmètre Coriolis isolé sous vide

Afin d'être totalement isolé thermiquement, le débitmètre Coriolis a été placé dans une cuve que l'on peut voir sur la **Figure 30.a**, de 32 cm de diamètre et de 65 cm de profondeur, où un vide primaire de l'ordre du Pascal a été réalisé, grâce à une pompe à palettes bi-étage. Le corps en acier inoxydable du débitmètre a été isolé par une première couche de fibres de céramique, puis par plusieurs couches de super-isolant, comme on peut le voir sur la **Figure 30.b**.

Les câbles du bornier, qui transmettent l'information à l'afficheur du débitmètre ont été soudés à l'étain sur des fils en cuivre rigides. Les fils en cuivre servent à passer la cloison du capot de la cuve. Le passage de cloison est assuré par un bouchon de PVC et de la colle epoxy souple à faible tension de vapeur. L'étanchéité de la cuve par rapport à son capot est assurée par de la visserie et un joint silicone torique placé sur la circonférence du capot. La maintenance du vide est primordiale pour assurer une isolation optimale du débitmètre Coriolis avec l'extérieur. Le vide, sur le long terme, se perd, car les différentes parties servant d'isolation, fibres et bandes adhésives utilisées avec le super-isolant, dégazent et font remonter la pression dans la cuve. La présence d'humidité naturelle favorise également la rupture du vide.



Figure 30. a. Cuve contenant le débitmètre Coriolis – b. Débitmètre Coriolis avec le super isolant, avant introduction dans la cuve

II.1.1.3.3 Lignes cryogéniques

II.1.1.3.3.1 Isolation

L'isolation des lignes cryogéniques peut être réalisée par différentes techniques. La plus efficace est la mise en place de lignes équipées d'une double enveloppe sous vide. Cependant, ce moyen d'isolation est le plus coûteux et présente le moins de flexibilité de part la taille volumineuse des conduites.

Sur notre dispositif expérimental, de la mousse de polyuréthane et des fibres céramiques ont été installées. Les conductivités thermiques des fibres et de la mousse de polyuréthane sont du même ordre de grandeur à température ambiante. Cependant, la mousse de polyuréthane présente des incompatibilités avec l'oxygène liquide et perd ses capacités d'isolation lorsque la température diminue.

II.1.1.3.3.2 Connectique

L'ensemble des lignes sont raccordées par du matériel Swagelok, à l'aide de raccords double bague. Cependant, il a été nécessaire de souder certaines parties. Les soudures sur les dispositifs présentent deux contraintes : la présence d'oxygène liquide et les basses températures.

L'oxygène peut fortement oxyder les métaux utilisés pour la brasure, notamment les alliages d'étain lorsque l'oxygène est sous forme liquide.

La mise en froid du système impose des contraintes aux métaux, notamment par des cycles de fatigue répétés, ce qui peut amener les brasures à la rupture.

Dans notre cas, les soudures, de type TIG (Tungsten Inert Gas) sont donc réalisées sans apport de matière, par contact entre les pièces en acier.

II.1.1.3.4 Allongement des matériaux en fonction de la température

La Figure 31 permet de voir l'allongement relatif de différents matériaux en fonction de la température. Sur le dispositif de détonation, le tube utilisé est fait d'acier 304L. A 100 K, son coefficient d'allongement relatif est d'environ $35 \cdot 10^{-5}$, et est $295 \cdot 10^{-5}$ à 300 K. En première approximation, le coefficient de dilatation thermique entre ces 2 températures est d'environ $1,3 \cdot 10^{-5}$. Pour une longueur de tube de 80 cm fixée au tube, le tube de détonation va se donc contracter de 2,3 mm. Afin de compenser la dilatation, des rondelles Belleville ont été placées en opposition sur les points de fixation du tube.

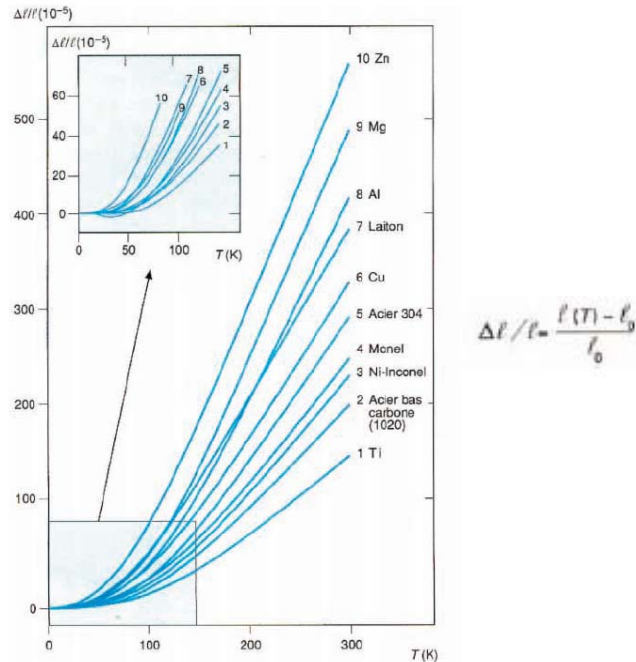


Figure 31. Allongement relatif de différents matériaux en fonction de la température

II.1.2 Dispositifs expérimentaux de calibration

II.1.2.1 Injecteurs

Trois têtes d'injection ont été dessinées. Leur configuration et leur géométrie permettent d'obtenir des jets sensiblement différents. Ces injecteurs ont été testés avec une injection d'eau et d'air. Les 3 injecteurs sont des injecteurs aérodynamiques et les essais ont été réalisés sans que le jet soit confiné.

II.1.2.1.1 Injecteur avec couronne d'injection gazeuse convergente

Cet injecteur présente un angle important entre l'injection du gaz et du liquide, de l'ordre de 30° , comme on peut le voir sur la **Figure 32**. L'eau est injectée via un orifice de 0,8 mm. L'épaisseur de passage pour l'air est de 0,75 mm.

Il a été constaté que cette tête d'injection permettait d'obtenir un brouillard, susceptible de créer les conditions favorables à une bonne homogénéité du mélange. Il apparaît également être plutôt modulable. Pour différentes pressions amonts, et donc de débits de sortie, nous avons constaté la possibilité de créer des petites ou des grosses gouttes.

En revanche, l'angle du spray à 50 cm de l'orifice de l'injecteur est assez important. La configuration du jet est assez régulière quels que soient les débits. En sortie d'injecteur, le cœur du jet est peu dense et le brouillard se forme rapidement. Plusieurs configurations sont possibles avec cet injecteur notamment en faisant varier le diamètre et l'angle de l'orifice de sortie.

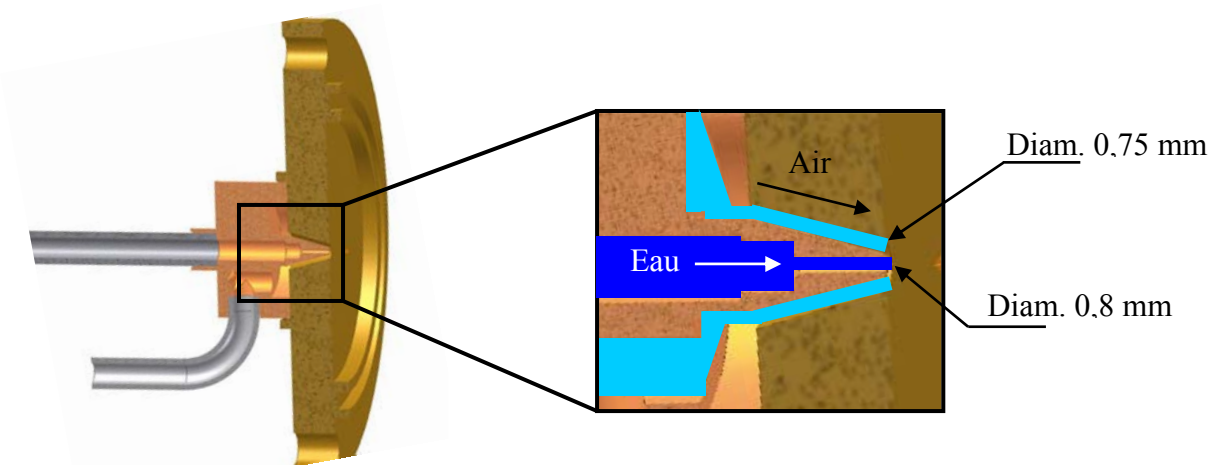


Figure 32. Schéma de l'injecteur avec une couronne présentant un angle avec l'orifice d'injection de liquide

II.1.2.1.2 Injecteur de type coaxial

L'injecteur coaxial présente des injections liquides et gazeuses orientées selon le même axe. L'angle formé par l'orifice de sortie permet de créer une zone de mélange des deux fluides. Sur la **Figure 33**, l'orifice d'injection de l'eau mesure 0,8 mm de diamètre. La couronne d'injection du gaz a une épaisseur de 0,4 mm d'épaisseur. L'orifice restrictif permettant de créer la zone de mélange a, lui, un orifice de 3,4 mm et présente un angle de 60°.

A première vue, l'injecteur coaxial est le moins adapté à la situation puisque son grand point fort est de pouvoir atomiser correctement tout en assurant des débits importants, ce qui n'est pas forcément requis dans notre étude. A conditions équivalentes, l'angle du spray est moins important que pour l'injecteur aérodynamique mais n'est pas négligeable. A faible débit de gaz, des à coups sont constatés en sortie de l'injecteur, sans doute à cause de problèmes de mélange dans la chambre interne.

Enfin, le cœur liquide est assez dense du fait de la ligne d'eau qui est brisée par l'air comprimé, ce qui a pour conséquences que le brouillard se forme plus loin qu'avec l'injecteur présentant une couronne convergente.

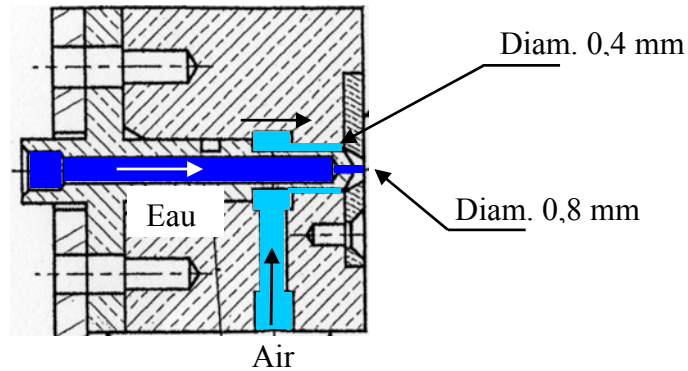


Figure 33. Schéma de l'injecteur coaxial

II.1.2.1.3 Injecteur à orifices convergents

Le but de cet injecteur est de pouvoir briser le jet liquide le plus loin possible de la tête d'injection. Le liquide est injecté via un orifice de 0,8 mm. Deux injecteurs de ce type ont été réalisés. Le premier présente 6 orifices d'injection du gaz d'un diamètre de 1,3 mm, orientés vers le jet liquide avec un angle de $6,5^\circ$. L'injecteur avec 6 orifices n'atomisaient pas suffisamment le jet d'eau, c'est pourquoi nous avons augmenté le nombre de trous injectant l'air. Le second injecteur (**Figure 34**) présente 12 orifices, de 0,4 mm de diamètre, convergeant vers le jet liquide avec un angle de $6,5^\circ$. L'angle est faible afin que l'atomisation débute à distance de l'injecteur.

On constate que le jet produit par cet injecteur présente un angle assez faible. L'objectif d'atomiser à distance raisonnable de l'orifice d'éjection est partiellement rempli car le jet commence à être brisé à quelques centimètres en aval de la tête. Ce type d'injecteur repose sur un principe identique à l'injecteur avec une couronne convergente.

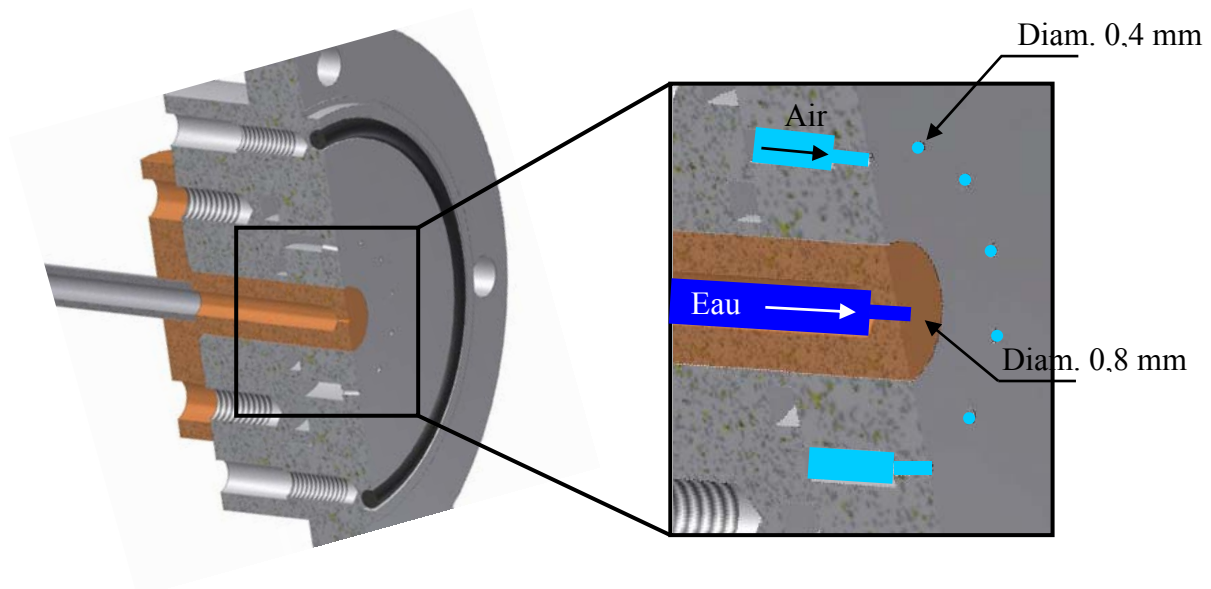


Figure 34. Schéma de l'injecteur présentant 12 orifices convergents

II.1.2.1.4 Choix de l'injecteur

Le choix de l'injecteur a été fait selon des observations visuelles, en l'absence de moyens d'études appropriés. L'injecteur devait pouvoir créer des brouillards différents en changeant seulement les débits d'injection d'eau et d'air. L'angle du brouillard ne devait pas non plus être trop important afin de ne pas impacter les parois des tubes utilisés par la suite. L'injecteur coaxial a été éliminé rapidement à cause des à-coups constatés lorsque le débit de gaz était faible. C'est l'injecteur avec une couronne convergente qui a été retenu car il semblait permettre d'obtenir des brouillards avec des granulométries très différentes. Disposer de la capacité de créer différents types de brouillards nous permet d'étudier des configurations variées de mélange pour les études de granulométrie et de détonation.

En conclusion, l'injecteur qui remplit le mieux les exigences de l'étude est celui présentant une injection convergente du gaz atomiseur, par l'intermédiaire d'une couronne et non d'orifices.

II.1.2.2 Dispositif de calibration de l'injecteur

Dans la configuration actuelle, nous utilisons un compresseur pour pressuriser de l'eau distillée. Le dispositif est celui que Mesli (2000) avait mis en oeuvre pour sa thèse, présenté sur le schéma de la **Figure 35**.

L'eau distillée est utilisée afin d'éviter les dépôts dans les canalisations. La pression dans le compresseur est apportée par le réseau d'air comprimé qui peut comprimer l'eau jusqu'à un maximum de 7 bar.

L'injection d'eau est associée à de l'air comprimé qui brise le jet d'eau. La pression maximale d'injection de l'air comprimé est celle du réseau d'air, soit environ 10 bar. Les 3 injecteurs fonctionnent avec des pressions plus faibles. Chacune des 2 pressions d'injection peut être réglée entre 0 et 10 bar avec une précision de 0,2 bar. Le débit d'eau est compris entre 0 et 5 mL/s avec une précision de 0,1 mL/s et le débit d'air entre 0 et 5 L/s avec une précision de 0,1 L/s. Les pressions sont mesurées grâce à des manomètres à aiguilles. Les débits d'eau et d'air sont mesurés grâce à des débitmètres à flotteur.

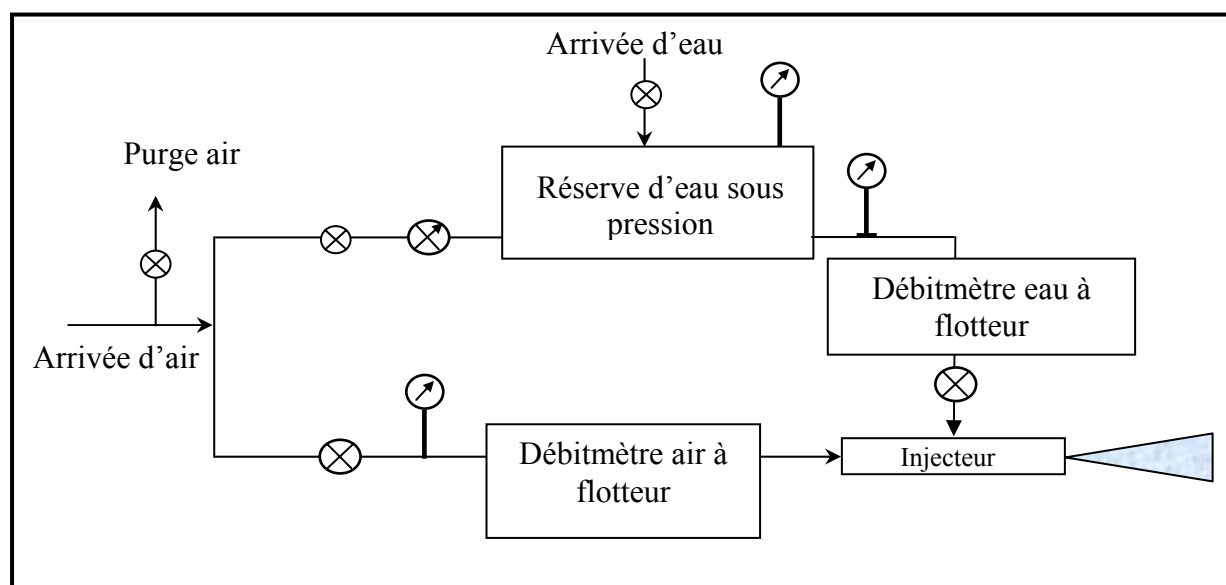


Figure 35. Schéma de principe du dispositif d'alimentation en eau et air pour le dispositif de calibration de l'injecteur

II.1.2.3 Résultats de calibration

Les calibrations ont consisté en la mesure du SMD d'un brouillard de gouttelettes d'eau et d'air. Nous avons utilisé pour ce faire le dispositif présenté en **Figure 35**, avec l'injecteur à injection convergente (**Figure 32**). Les mesures granulométriques ont été réalisées avec un granulomètre laser de type Helos, détaillé dans la partie II.2.6. Afin de calibrer l'injecteur, des mesures du SMD ont été réalisées en fonction de différents paramètres :

- la vitesse d'injection de l'air
- la distance par rapport à l'injecteur
- la pression d'injection de l'eau

- Influence de la vitesse d'injection de l'air sur le SMD du brouillard

La **Figure 36** permet d'observer l'évolution du SMD en fonction de la distance, pour différentes gammes de nombre de Weber. Dans notre cas, la vitesse d'injection de l'eau étant constante, le nombre de Weber est directement lié à la vitesse d'injection de l'air.

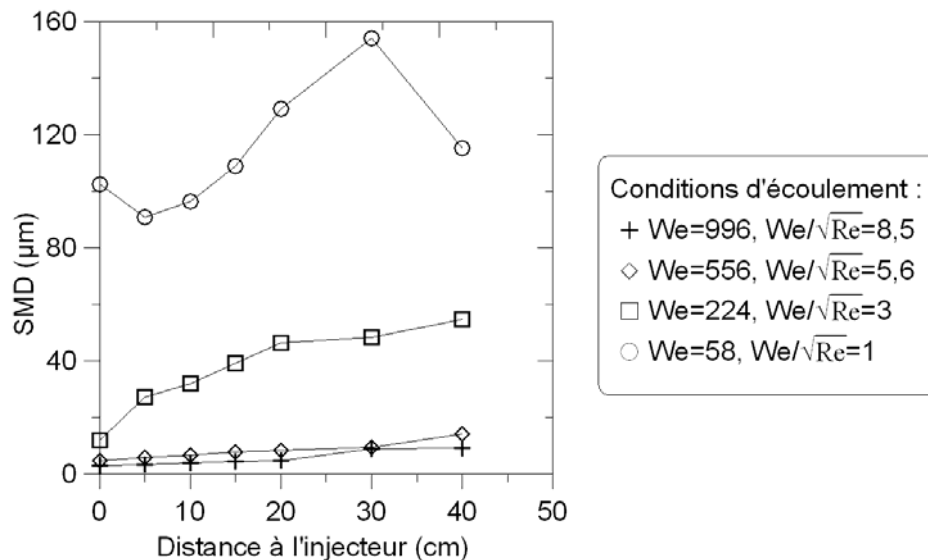


Figure 36. Evolution du SMD en fonction de la distance à l'injecteur, pour différents nombres de Weber

On note qu'il y a une légère augmentation du SMD en fonction de la distance, ce qui correspond avec une légère évaporation des plus petites gouttes du spray. On constate également que le fait d'augmenter la vitesse d'injection de l'air et donc le Weber implique une diminution du SMD. Cette tendance est plus accentuée lorsqu'on passe d'un débit correspondant à ($We=244$, $We/\sqrt{Re}=3$) à un débit correspondant à ($We=58$, $We/\sqrt{Re}=1$). En effet, si on se réfère au tableau de Borisov et al. (1981), passer d'un débit à un autre implique un changement de régime. Le jet passe d'un régime de « shear-breakup » à un régime de type « bag-breakup ». Ce changement de régime induit une plus grande variation du SMD.

- Influence de la distance à l'injecteur sur le SMD

Sur la **Figure 37**, on peut observer l'évolution du SMD avec la distance à l'injecteur. On se place pour cela dans différentes configurations d'écoulement, et donc de Weber et de J .

On peut voir que le SMD augmente avec la distance, quelles que soient les caractéristiques de l'écoulement. L'augmentation est de plus en plus marquée avec la diminution du nombre de Weber mais reste faible pour un nombre de Weber compris entre 996 et 540. Par exemple, pour un brouillard avec un Weber de 996, le SMD passe de 3 à 13 μm entre la mesure en sortie d'injecteur (0 cm) et la mesure à 100 cm de l'injecteur. Par contre, pour un brouillard avec un Weber de 244, le SMD passe de 12 à 84 μm entre les mêmes points de mesure.

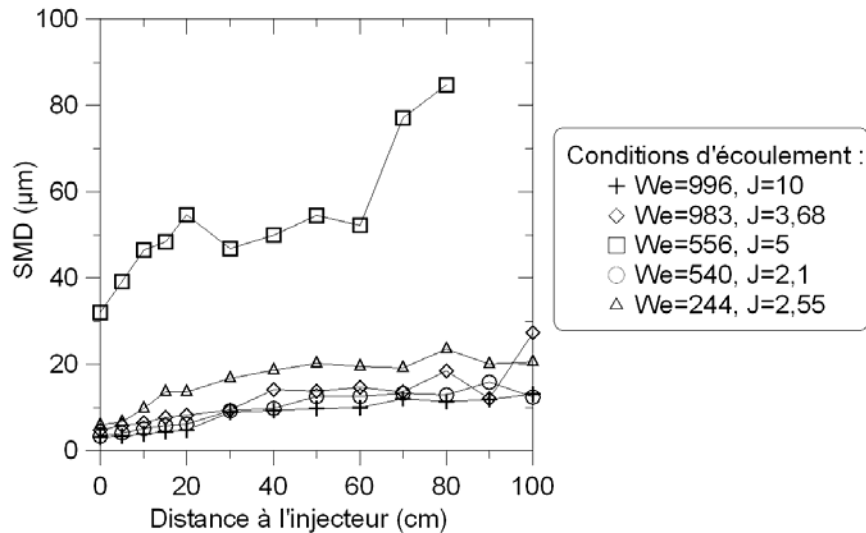


Figure 37. Evolution du SMD avec la distance à l'injecteur pour des brouillards de We et J différents

- Influence de la pression d'injection de l'eau

Sur la **Figure 38**, on peut voir l'influence de la pression d'injection de l'eau sur le SMD, à différentes distances de l'injecteur. On constate que, quelle que soit la distance à laquelle est située la mesure par rapport à l'injecteur, la pression d'injection de l'eau a peu d'influence sur le SMD du brouillard.

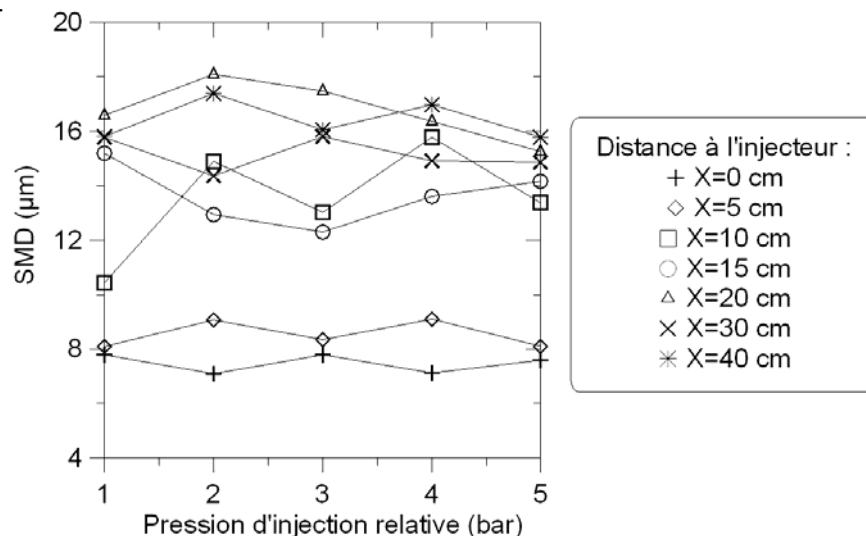


Figure 38. Evolution du SMD en fonction de la pression d'injection de l'eau, pour différentes distances de mesure.

En conclusion, ces divers essais de calibration ont permis de valider le fonctionnement du granulomètre. Cette série a également permis de vérifier que l'injecteur produisait, à partir d'un brouillard simple d'eau et d'air, des caractéristiques en fonction de la distance, de la vitesse d'injection de l'air notamment, satisfaisantes pour l'étude de granulométrie.

II.1.3 Dispositif d'injection, conditions d'étude

II.1.3.1 Dispositif d'injection

II.1.3.1.1 L'injecteur

A partir des essais que nous avons réalisés avec divers injecteurs, nous avons amélioré le principe d'injecteur aérodynamique avec injection de gaz par une couronne convergente. L'alimentation en oxygène liquide ou en azote liquide se fait par un tube de 4,4 mm. Une partie du liquide peut être déviée vers une mise à l'air, par exemple pour accélérer la mise en froid du système. La tête d'injection (**Figure 39.a** et **Figure 39.b**) utilisée dans notre système est un injecteur aérodynamique bi-fluide sans « swirl ». Il est constitué d'un orifice central de 1,2 mm de diamètre intérieur qui est destiné à injecter l'oxygène liquide. Son faible diamètre, permet d'éviter toute transmission d'une détonation dans les canalisations, dont la distance critique de transmission est d'environ 2,5 cm pour un mélange hydrogène-oxygène (Matsui et Lee, 1978).

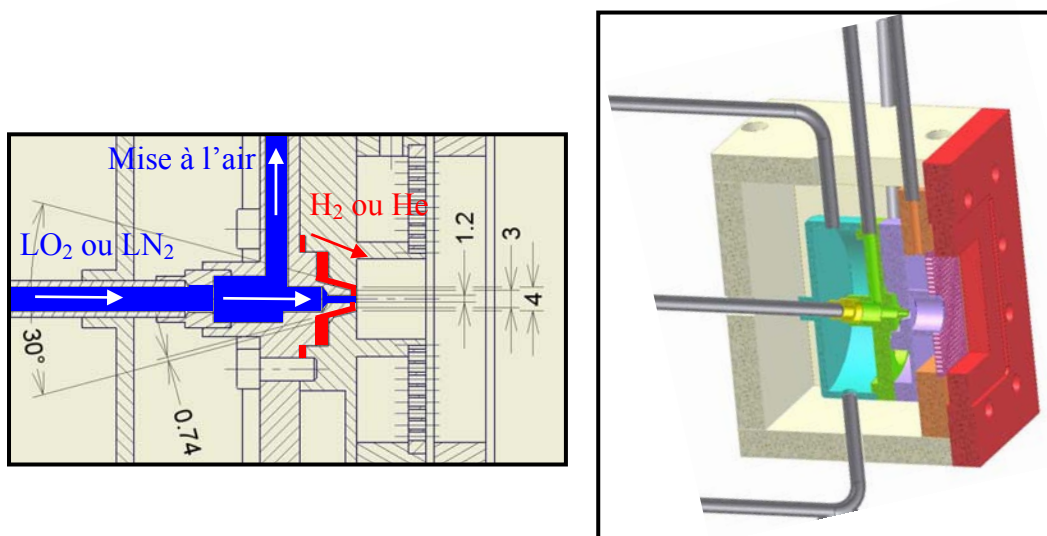


Figure 39.a. Plan de la tête d'injection - **b.** Dessin de la tête d'injection

Le gaz atomiseur est injecté par un conduit annulaire autour de l'orifice principal. Ce conduit annulaire présente un angle de 15° par rapport à l'axe de l'orifice et une épaisseur de 0,76 mm. L'ensemble du bloc est réalisé en acier inoxydable 304L. Le dispositif d'injection principal est entouré d'une grille de 50x50 mm (**Figure 40.a**) occupant l'ensemble de la surface disponible dans le tube de détonation utilisé par la suite, composée d'environ 600 trous de 1,5 mm de diamètre ; elle sert de passage à de l'azote de recirculation.

Un retrait de 1 mm a été mis en place entre l'injecteur et la grille (**Figure 40.b**). D'après la thèse de Juniper (2001), le retrait permet d'améliorer partiellement l'atomisation du jet,

notamment en augmentant l'instabilité du jet d'oxygène par la présence de la paroi externe. Sur le **Tableau 8**, on donne un certain nombre de caractéristiques propres à l'injecteur aérodynamique utilisé pour notre étude.

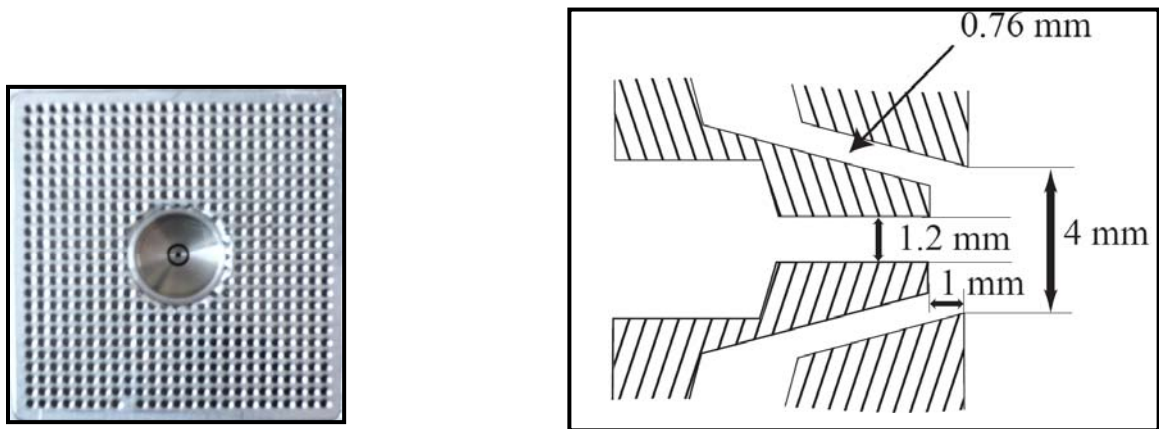


Figure 40.a. Vue de face de l'injecteur aérodynamique avec grille - **b.** Schéma détaillé de l'injecteur aérodynamique utilisé

Rapport L/d	Coefficient de contraction	Surface d'injection H ₂	Surface d'injection O ₂	Rapport de surface (D ₁ / D ₀)
3,33	0,827	17,28 mm ²	1,13 mm ²	0,07

Tableau 8. Caractéristiques de l'injecteur

II.1.3.2 Tête d'injection

L'oxygène liquide, préalablement refroidi dans l'échangeur de chaleur, est à nouveau refroidi par une circulation continue d'azote liquide (voir **Figure 41**). Ce refroidissement permet au fluide d'arriver dans la tête d'injection dans des conditions adéquates de température, avant la restriction de l'injecteur. On peut voir une photographie de l'ensemble sur la **Figure 42**.

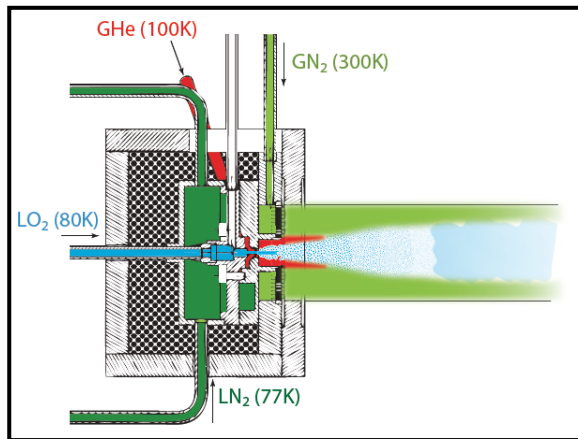


Figure 41. Schéma explicatif de la tête d'injection

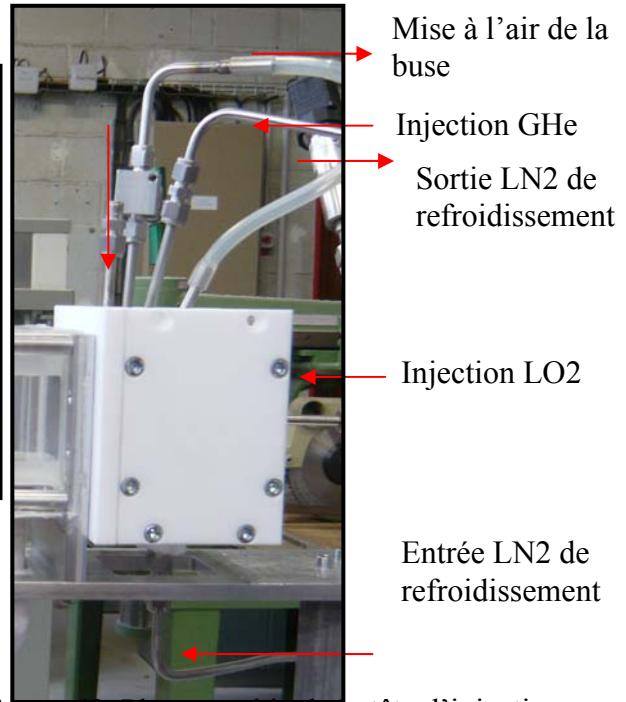


Figure 42. Photographie de la tête d'injection enfermée dans un coffrage d'isolement thermique

Un coffrage englobant l'ensemble de l'injecteur et du dispositif de refroidissement à l'azote liquide permet d'isoler thermiquement l'injecteur du reste de la pièce. Le coffrage est rempli de perlite expansée.

Le coffrage est composé de 4 plaques en PTFE de 12 mm d'épaisseur (voir **Figure 42**).

II.1.3.3 Cavitation

L'injection de fluides cryogéniques est problématique et souvent sujette à la cavitation des fluides utilisés. La cavitation consiste en la création de bulles de gaz dans un liquide lorsque celui-ci est soumis à une dépression locale, souvent liée à une augmentation de la vitesse du liquide.

Nurick (1976) a étudié la cavitation des fluides lorsqu'ils s'écoulent dans des injecteurs, présentant une restriction de la surface du conduit d'écoulement. Il a ainsi établi un critère de cavitation C_{cav} (Équation 30) permettant de connaître les conditions de cavitation en fonction des pressions de vapeur saturante du fluide P_v , et des pressions amont P_A et aval P_B (**Figure 43**)

$$\frac{P_A - P_v}{P_A - P_B} \geq \frac{1}{C_c^2} \quad \text{Équation 30}$$

$$C_{cav} = \frac{1}{C} \quad \text{Équation 31}$$

Nurick a relié ce rapport de pressions aux propriétés géométriques de la restriction, introduisant le coefficient de contraction C_c (Équation 31). Ce coefficient est déterminé

expérimentalement par des mesures de pression, notamment au niveau de la « vena contracta » (**Figure 43**).

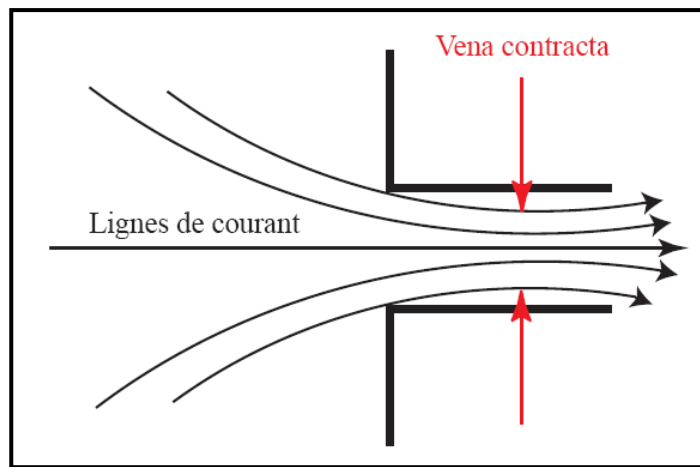


Figure 43. Description de la « vena contracta » pour un fluide en écoulement

La « vena contracta » est le point d'un écoulement fluide où le diamètre est minimal, en particulier dans les cas de restrictions de type orifice ou tuyère. Les lignes de courant convergent juste en amont du changement de diamètre, où l'écoulement est décollé de la paroi. Ce phénomène s'explique par le fait que les lignes de courant ne peuvent changer subitement de direction et adoptent des trajectoires courbées. On peut obtenir des valeurs approchées au niveau de la « vena contracta » par des formules empiriques.

Pour notre géométrie (**Figure 40**) d'injection, nous nous rapprochons de la configuration de la **Figure 44**.

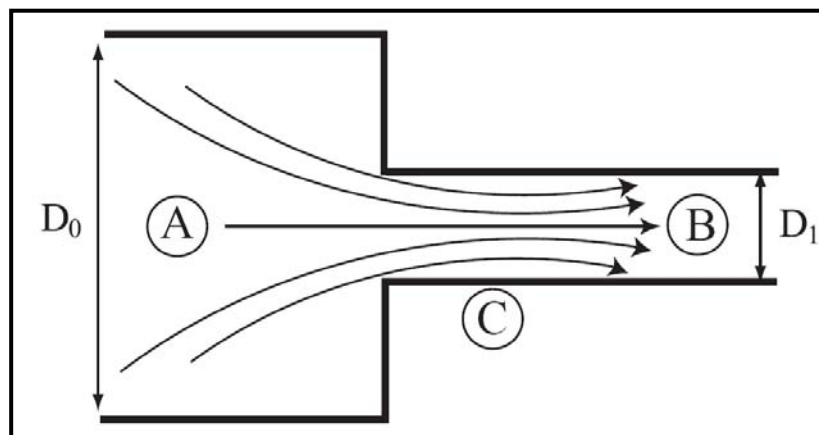


Figure 44. Schéma d'une restriction

La formule donnant le coefficient de contraction associée à cette configuration (Idelchik, 1989) est la suivante (Équation 32):

$$C_c = \frac{1}{\sqrt{1,5 - 0,5 \cdot \frac{D_0^2}{D_1^2}}} \quad \text{Équation 32}$$

En prenant les valeurs de 4,4 mm pour D0 et de 1,2 mm pour D1, on trouve un coefficient de contraction égal à 0,827, le critère de cavitation de Nurick est donc de 1,46.

Sur la **Figure 45**, on peut observer, en traits noirs, l'évolution de la pression de vapeur en fonction de la température pour l'azote et pour l'oxygène. Les courbes en bleu sont les représentations graphiques du critère de cavitation de Nurick calculé pour chaque température d'injection.

La première constatation est que l'azote remplit difficilement le critère de Nurick pour notre géométrie d'injection, à moins de se placer très en-dessous de sa température de liquéfaction, ce qui est techniquement impossible dans notre situation. Il nous serait donc impossible d'injecter de l'azote sous forme liquide sans cavitation.

La seconde constatation est que la température nécessaire à l'obtention d'un jet d'oxygène liquide exempt de cavitation est atteinte en refroidissant l'oxygène liquide à une température de 86 K soit 4 K en-dessous de sa température initiale de liquéfaction à température ambiante. Le sous-refroidissement de l'oxygène liquide était donc indispensable et a pu être atteint grâce à l'utilisation d'azote liquide dont la température de liquéfaction est de 77 K.

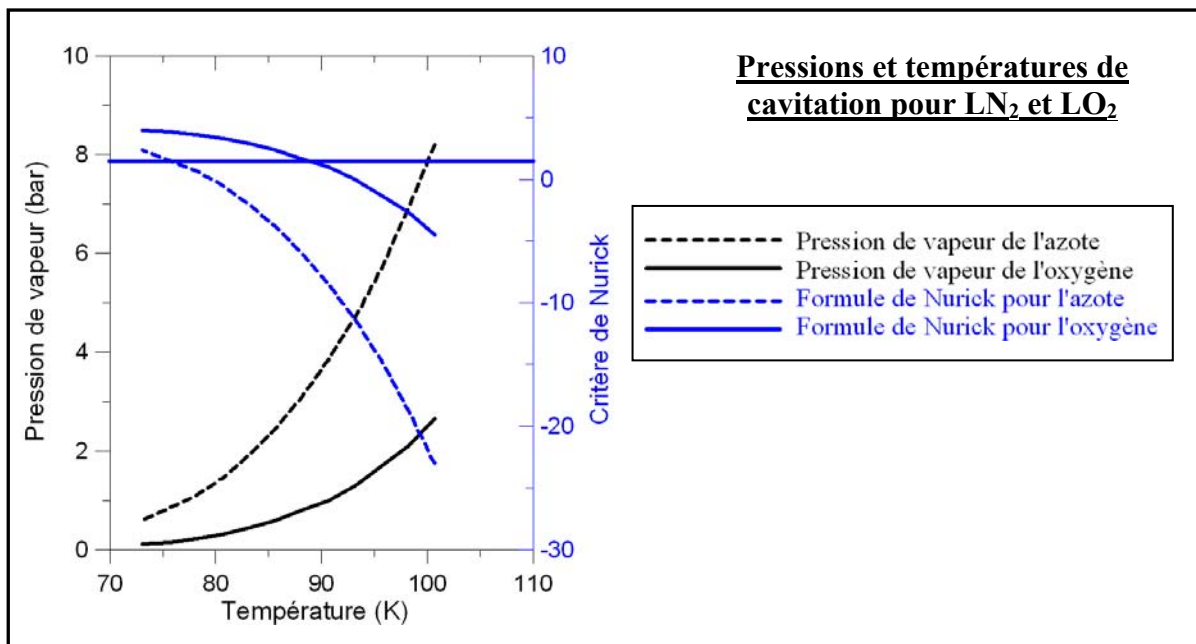


Figure 45. Pressions de vapeur et pressions de cavitation de l'azote et de l'oxygène liquides en fonction de la température

II.1.4 Métrologie

Les études de granulométrie et de détonation ont nécessité deux types de dispositifs de mesures.

D'une part, une instrumentation en temps réel sur les lignes, permettant de lire et d'enregistrer les données en température, en pression et en débit.

D'autre part, à l'intérieur et à la surface du tube, ont été placés les dispositifs de mesures de pression, de détection de choc et les traces de suie.

II.1.4.1 Mesure de pression

II.1.4.1.1 Pression dans les lignes

Les mesures de pression dans les lignes utilisent des capteurs renvoyant une pression absolue :

- Sur la ligne hydrogène ou hélium froids est utilisé un capteur de pression Keller PR33X10 avec une étendue de mesure programmable de 0 à 10 bar. La gamme de température du capteur est comprise entre 230 K et 395 K. Or, les fluides mesurés ont une température approximative de 110 K. Le capteur est donc légèrement déporté afin d'éviter qu'il entre en contact direct avec le fluide.
- Sur la ligne azote et oxygène liquide, un capteur Kulite CT-190 avec une étendue de mesure de 0 à 7 bar est mis en place. Le capteur PR33X10 n'était pas compatible avec l'oxygène, c'est pourquoi nous avons équipé la ligne d'oxygène liquide avec ce capteur. Il est également particulièrement adapté aux applications cryogéniques puisque sa gamme de température s'étend de 78 K à 395 K.

Ces deux capteurs sont adaptés sur les lignes à partir d'un té puis d'une pièce intermédiaire fabriquée dans l'atelier d'ICARE.

- Sur la ligne de l'azote de recirculation, un col sonique permet de mesurer le débit de l'azote injecté. Le fonctionnement d'un col sonique implique la présence de prises de pression en amont et en aval du col. Dans cette configuration, ce sont 2 manomètres à aiguille 0-10 bar qui sont donc montés sur la ligne.

II.1.4.1.2 Mesure de la pression du choc

La mesure de l'intensité du choc est un paramètre intéressant dans l'établissement de la présence d'une onde de détonation. Pour ce faire, nous utilisons un capteur Kistler 603B 200 bar prêté par la société Roxel. Le capteur 603B est reconnu pour son temps de réponse très faible (1 μ s) et son utilisation éprouvée dans les systèmes pyrotechniques. Il est relié à un amplificateur de charge Kistler (5011) pour transformer la charge électrique provenant du capteur en une tension proportionnelle. Le signal est par la suite envoyé sur un oscilloscope Gould, présent sur le banc, afin d'éviter toute déperdition du signal sur la distance séparant le banc de la salle de commande. La tête du capteur est isolée de son insert métallique le rendant solidaire du tube. Elle en est séparée par un corps en PTFE afin d'éviter toute perturbation de la mesure (voir **Figure 46**).

II.1.4.2 Mesure de température

Les thermocouples utilisés sur le dispositif sont tous de type « J » car ils ont une étendue de mesure englobant les très basses températures et les températures ambiantes. Dans nos études, la température est mesurée sur la ligne azote et oxygène liquide, avant et après l'échangeur de chaleur, sur la ligne hydrogène, en aval de l'échangeur de chaleur et, également, sur le tube pour connaître la température aux parois. Les thermocouples ont un diamètre de 2 mm et sont implantés grâce à des « doigts » soudés sur des tés, venant plonger perpendiculairement à l'écoulement des fluides. Ce type d'installation implique un décalage compris entre 6 et 8 Kelvins entre la mesure et la température effective du fluide. Le thermocouple installé sur le tube de détonation est, lui, bloqué dans un insert par une vis.

II.1.4.3 Mesure de célérité de la détonation

La célérité de l'onde de détonation est déterminée en comparant les temps de passage de l'onde sur chacun des capteurs de pression. En connaissant la distance inter-capteurs, il est facile d'obtenir une célérité moyenne de propagation de l'onde de détonation.

Les capteurs utilisés sont des capteurs en céramique de marque Chimie Metal de 1,2 mm de diamètre avec 0,8 mm de surface sensible. Ils sont équipés d'une canule de 40 mm dans le prolongement, permettant le raccordement à des oscilloscopes. Ces capteurs n'ont pas été étalonnés pour mesurer le pic de pression, nous les utilisons uniquement pour réagir au passage de l'onde.

Le nombre de capteurs installés sur le tube est limité par le nombre de voies disponibles sur les oscilloscopes. Deux oscilloscopes 4 voies, un Tektronix TDS série 2000B cadencé à 200 MHz et un LeCroy série WaveJet cadencé à 200 MHz, permettent de recueillir les données. Sur les 8 voies disponibles au total, seules 7 sont effectivement utilisées. En effet, la dernière voie du premier oscilloscope est raccordée à la première voie du second oscilloscope, ce qui permet de le déclencher en front montant.

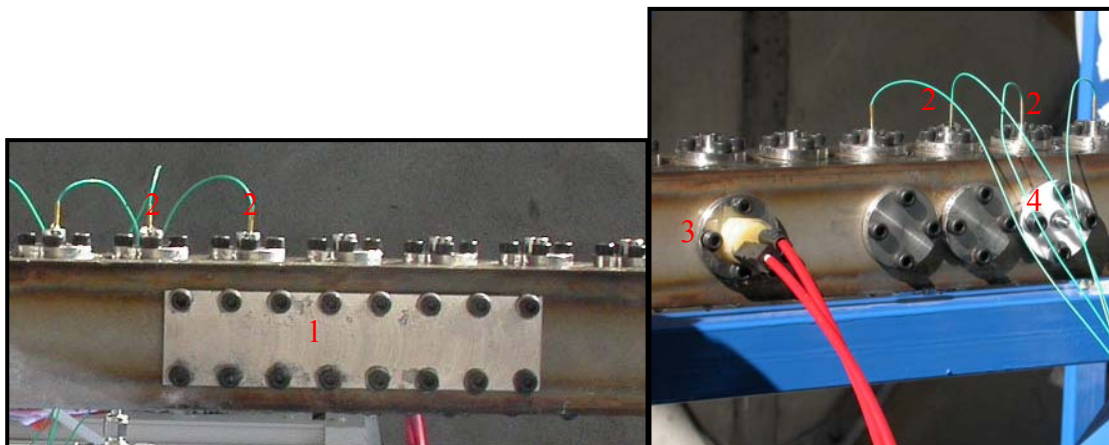


Figure 46. Eléments de métrologie installés sur le tube de détonation -1. Plaque pour feuille de suie. -2. Détecteurs de choc. -3. Electrodes. -4. Capteur Kistler 603B.

Le déclenchement du premier oscilloscope devait initialement se faire en front montant avec le passage de l'onde. Cependant, les perturbations électromagnétiques créées par la forte étincelle entre les électrodes ont pour effet de déclencher les oscilloscopes. C'est donc finalement l'étincelle qui déclenche le départ de l'acquisition des oscilloscopes.

II.1.4.4 Mesure de la taille des cellules de détonation

La structure tridimensionnelle de la détonation laisse des empreintes sous forme de « cellules ». Dans les tubes à détonation classique, on utilise généralement des feuilles de mylar plaquées contre les parois du tube et préalablement recouverte de suie par enfumage. Dans notre cas, les feuilles de mylar ont été tout d'abord fixées sur deux plaques vissées sur une paroi du tube (**Figure 46**). Le passage de la détonation avait pour effet de décrocher les feuilles de mylar, rendant impossible toute empreinte. Pour remédier à cet inconvénient, la suie a finalement été directement déposée sur les plaques en acier.

II.1.4.5 Lecture et acquisition

II.1.4.5.1 Lecture des mesures

Les mesures dynamiques de pression et de température sont centralisées sur un boîtier regroupant l'ensemble des afficheurs (voir **Figure 47**). Il sert aussi de relais aux capteurs céramique Chimie Metal.



Figure 47. Afficheurs et relais des détecteurs de choc (en haut du boîtier de lecture)

La lecture du débit d'oxygène liquide est également placée sur un afficheur du boîtier. Un pré-affichage est aussi utilisé pour les lectures sur le lieu du dispositif afin de vérifier si l'ensemble du dispositif est bien opérationnel avant chaque expérience. L'ensemble des données affichées est envoyé vers la salle de commande.

La lecture de la mesure du débit gazeux d'hélium ou d'hydrogène est lue sur le boîtier servant également de commande à la vanne de régulation couplée au débitmètre.

II.1.4.5.2 Acquisition

L'ensemble des données lues est envoyé vers la salle de commande. Les mesures sont enregistrées via un boîtier d'acquisition lui-même relié à un ordinateur. La carte d'acquisition « Wavebook » comprend 8 voies dont 7 sont utilisées dans notre application pour :

- Température en amont de l'échangeur de chaleur de l'oxygène liquide ou température à la paroi du tube
- Température de l'oxygène liquide en amont de l'injecteur
- Température de l'hydrogène gazeux en amont de l'injecteur
- Pression dans la ligne d'oxygène liquide en amont de l'injecteur
- Pression dans la ligne d'hydrogène gazeux en amont de l'injecteur
- Débit d'hydrogène gazeux
- Débit d'oxygène liquide

II.1.4.6 Mesure de débit

II.1.4.6.1 Mesure du débit d'azote de recirculation

Le débit d'azote de recirculation est mesuré grâce à un col sonique étalonné avec un débitmètre air à flotteur. Le débit est réglable, grâce à une vanne placée en amont du col et de la prise de pression, qui permet d'augmenter ou de diminuer le débit, et donc la pression mesurée.

L'écoulement de gaz est restreint grâce à des cols en verre, avec des orifices de sortie de diamètre variable, entre 0,6 et 20 mm, ce qui permet de régler le débit dans des gammes prédéfinies.

Les cols en verre sont ensuite placés dans un tube en laiton avec un bouchon vissé et un joint en silicone pour l'étanchéité. Le tube en laiton permet de se connecter à la ligne d'azote de recirculation. Les calibrations des cols soniques ont été réalisées pour des cols de diamètre 0,6 mm, 1 mm, 1,3 mm et 2 mm (**Figure 48**).

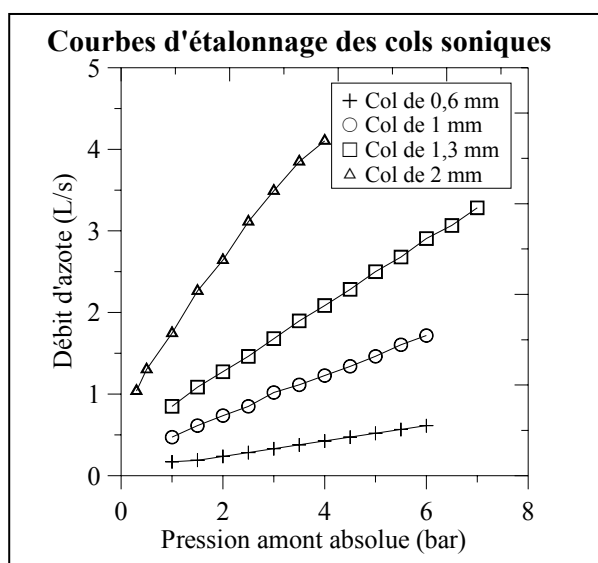


Figure 48. Courbes d'étalonnage des différents cols soniques en fonction de la pression amont

II.1.4.6.2 Mesure du débit d'hélium et d'hydrogène

L'hydrogène et l'hélium sont des fluides qui ont des comportements mécaniques assez proches. Leurs propriétés voisines permettent donc de mesurer le débit avec le même débitmètre, moyennant un facteur de conversion entre les deux fluides.

Ainsi, le dispositif comprend un débitmètre massique Bronhkorst F113 étalonné pour un débit en hydrogène de 0 à 5 nL/s, ce qui correspond à un débit d'hélium de 0 à 7 nL/s, d'après le facteur de conversion donné par Bronhkorst. Ce facteur de conversion égal à 0,71 est fonction de différents paramètres que sont la densité, la capacité calorifique, la viscosité et la conductivité thermique. Le différentiel maximal acceptable par le débitmètre est de 7 bar entre l'amont et l'aval.

Le débitmètre est associé à une électrovanne qui permet de réguler et de commander le débit.

II.1.4.6.3 Mesure du débit de fluide cryogénique

Nous avons vu dans la partie injection que la cavitation est un problème de prime importance dans les écoulements de fluides cryogéniques circulant à travers des restrictions et des élargissements brusques de conduite.

Dans les premiers essais de l'étude, un débitmètre Coriolis Emerson CMF25, fonctionnant dans une gamme de mesure de 1 à 50 g/s, a été acquis afin de mesurer le débit d'azote liquide. Néanmoins, le débitmètre Coriolis permet d'effectuer les mesures dans de nombreuses conditions extrêmes (corrosion, température,...), mais il est inopérant lorsque le fluide à mesurer est diphasique.

Devant les échecs répétés du fonctionnement du débitmètre Coriolis, notamment par différents moyens d'isolation du corps du débitmètre, d'autres procédés de mesure ont été testés.

II.1.4.6.3.1 Venturi isolé

Le deuxième procédé utilisé pour mesurer le débit d'azote liquide est le venturi. Ce type de débitmétrie repose sur l'effet Venturi. L'effet Venturi provient de l'accélération des particules d'un fluide due à la restriction de leur zone de circulation. Cette accélération a pour effet de créer une dépression sur le lieu de la restriction. Ainsi, en comparant la pression en amont de la restriction et la pression sur la restriction, il est possible de calculer le débit.

Un venturi a donc été mis au point à l'institut ICARE, isolé par de la mousse de polyuréthane sur les parois extérieures et refroidi par une circulation d'azote liquide (**Figure 49**)

Afin de mesurer la très faible différence de pression entre l'amont et l'aval, un capteur de pression différentiel de 1 bar d'étendue de mesure a été acquis et installé sur le Venturi.

Les angles d'entrée et de sortie ainsi que les dimensions de la restriction ont été déterminés selon la norme NF EN ISO 5167.

Le diamètre de la restriction a été imposé à 1 mm afin de bénéficier de différences de pression suffisamment importantes pour être mesurées.

Cependant, les essais réalisés avec le venturi n'ont pas été concluants car l'azote liquide cavitait dans le col du venturi, malgré le coffrage à l'azote liquide entourant l'ensemble de la canalisation.

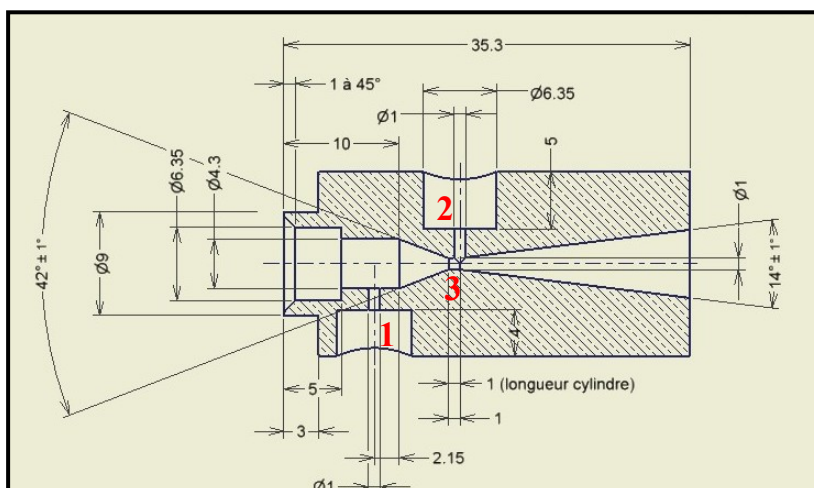


Figure 49. Venturi mis au point à l'institut ICARE. -1. Prise de pression amont. -2 Prise de pression aval. -3. Restriction à 1 mm.

II.1.4.6.3.2 Mesure directe du débit

Le troisième procédé mis en place est la mesure directe de la quantité d'azote liquide que fournissait la réserve, en fonction du temps et de la pression à l'intérieur de la réserve.

Un dispositif en verre a donc été mis au point, comprenant un tube en verre jaugé et isolé avec une double enveloppe sous vide et un chronométrage du remplissage de la jauge.

Ce procédé aurait pu fonctionner, mais le verre ne supporte pas les contraintes mécaniques imposées par son refroidissement. Une deuxième difficulté provenait de la lecture de la jauge qui devenait impossible à cause du givre provoqué, vraisemblablement par un défaut de la double enveloppe sous vide.

II.1.4.6.3.3 Mesure de la phase gazeuse évaporée

Le quatrième procédé mis en avant est la mesure de la phase gazeuse évaporée. Le dispositif utilisé est celui mis en place pour l'étude de la granulométrie du jet eau/air. Un tube en verre est ajouté en prolongement de la sortie de l'injecteur. Un cône en inox assure la liaison entre le tube en verre et un tube flexible en polypropylène, lui-même relié à un débitmètre à flotteur pour mesurer le débit d'air. Le débitmètre à flotteur peut être utilisé pour l'azote, à un coefficient de conversion près, et en connaissant la température du fluide. Un compteur à gaz, plus précis, a également été envisagé, mais le laboratoire ne dispose pas de compteur englobant les débits désirés.

Des mesures ont été réalisées et ont permis de déterminer un débit très imprécis, compris entre 2 et 3 mL/s pour une surpression de 0,6 bar entre la réserve et la pression atmosphérique.

L'étalonnage, la calibration, et la mauvaise répétitivité des résultats ont empêché la mise en place de ce moyen de mesure. En effet, le contrôle de la température de sortie du fluide est impossible : l'azote sortant de la réserve refroidit en effet graduellement l'ensemble du dispositif jusqu'à atteindre le débitmètre qui sort, alors, de ses conditions de mesure optimales.

De plus, la présence d'un volume tampon entre la mesure et la sortie de l'injecteur amoindrit la précision de mesure de ce procédé.

Le dernier type de procédé de mesure envisagé est la mesure de débit par différence de masse. En mesurant la variation de la masse du réservoir en fonction, on peut déterminer un débit massique. Par manque de temps, ce procédé n'a pas été testé.

II.1.4.6.3.4 Mesure par débitmètre Coriolis

La recherche d'une solution en mesure de débit a été alourdie par la cavitation de l'azote liquide dans les différents injecteurs testés. Les incertitudes liées à la mesure de débit ainsi qu'à la cavitation rendaient difficile d'arriver à des conclusions ou à des résultats probants. L'azote liquide, d'utilisation simple, aurait permis de tester les différents dispositifs. Finalement, devant les échecs répétés de mesure du débit d'azote liquide, nous avons décidé d'utiliser directement de l'oxygène liquide, refroidi par de l'azote liquide.

Par la suite, Lucien Vingert de l'ONERA, fort de son expérience sur le banc Mascotte, a confirmé que la mesure d'un débit d'azote liquide dans les conditions où nous nous trouvons est difficile, voire impossible.

- Principe général du débitmètre à effet Coriolis

La force de Coriolis, du nom du mathématicien français, explique notamment pourquoi les cyclones tournent dans le sens des aiguilles d'une montre dans l'hémisphère sud et en sens inverse dans l'hémisphère nord. La force de Coriolis se manifeste lorsqu'un système est soumis à des mouvements conjoints de translation et de rotation. Le débitmètre de Coriolis utilise comme détecteur un tube en forme proche d'un U sans obstacle (**Figure 50**).

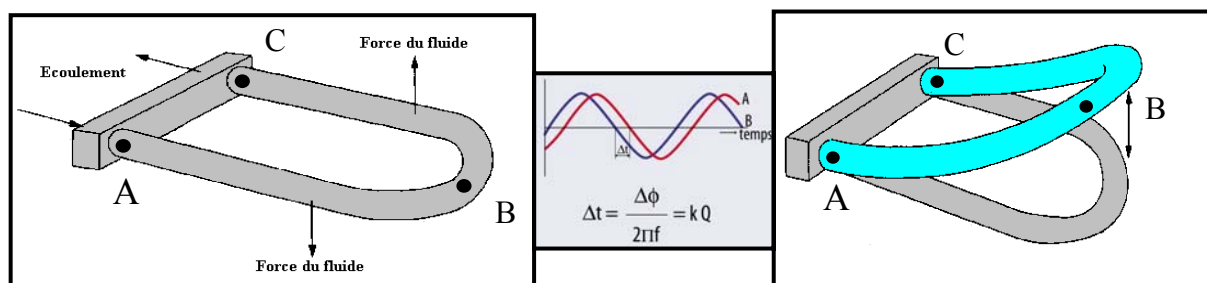


Figure 50. Fonctionnement du débitmètre Coriolis

Le tube de mesure vibre à sa fréquence naturelle à l'intérieur du boîtier du capteur. Le tube de mesure est actionné par un bobinage électromagnétique situé au centre de la courbure du tube et vibre comme un diapason.

Lorsque les particules se déplacent avec la vitesse v , elles provoquent des forces de Coriolis qui agissent sur les deux moitiés du tube, dans des sens opposés. Du fait de la seconde loi de mouvement de Newton, l'amplitude de la torsion du tube de mesure est directement proportionnelle au débit massique du fluide traversant le tube.

En effet, le fluide retarde l'oscillation lorsqu'il doit lui-même en acquérir le mouvement (entre A et B) et l'accélère lorsqu'il restitue l'énergie prélevée (entre B et C). Il en résulte une distorsion du tube très faible qui se superpose à l'oscillation de base du tube. Le mouvement total est mesuré à l'aide de capteurs inductifs placés entre A et C. Ainsi, en présence de débit, un retard de phase $\Delta\phi$ est observé entre l'oscillation en A et l'oscillation en C. Ce déphasage correspond à un intervalle de temps Δt directement proportionnel au débit massique Q , avec f

pour fréquence d'oscillation et k une constante. Le comportement oscillant du tube de mesure dépend aussi de la température. Celle-ci est mesurée en permanence et les valeurs sont corrigées en conséquence.

- Choix du débitmètre Coriolis et schéma du débitmètre Coriolis CMF025

Les débitmètres Coriolis s'utilisent essentiellement sur les liquides ou sur les gaz présentant une masse volumique suffisante. Ils bénéficient également d'une très bonne exactitude, de 0,2% dans notre cas. Le CMF25 que nous avons utilisé (**Figure 51**) présente une gamme de mesure de 0 à 30 mL/s, ce qui correspond aux débits prévus initialement dans notre étude. Dans la mesure de fluides cryogéniques, le débitmètre Coriolis est un bon compromis car il permet d'éviter généralement la cavitation. Pour résumer, le fluide, dans un débitmètre Coriolis, ne subit pas un procédé de mesure intrusif qui perturbe son écoulement. C'est pour cette raison que ce type de débitmètre est très courant dans les applications cryogéniques et pour les fluides corrosifs.



Figure 51. Photographie du débitmètre Coriolis CMF025 utilisé pour l'étude : afficheur à gauche et corps du débitmètre en acier inoxydable à droite

II.2 Dispositif d'étude granulométrique

II.2.1 Description

Ce dispositif a pour but de mesurer la taille des gouttelettes d'un « spray » He/LO₂ non réactif. La mesure s'effectue en fonction de différents paramètres que sont la pression dans l'enceinte, la position spatiale de la mesure dans le « spray » (distance à l'injecteur selon 2 directions), les caractéristiques de l'écoulement. Un schéma du dispositif est donné en Figure III.2.2.1.

Les conditions de très basse température ont nécessité la mise en place d'une nouvelle installation, notamment pour la mesure et la régulation amont des écoulements gazeux et cryogénique. Les principaux composants de cette étude sont :

- Trois dispositifs de mesures de débit (Coriolis, massique, cols soniques, notés respectivement Q1, Q2, Q3 sur la **Figure 52**)
- Deux échangeurs de chaleur (notés EC1 et EC2 sur la **Figure 52**)
- Une cuve sous vide pour isoler thermiquement le débitmètre Coriolis
- Un bâti
- Un tube en quartz de 50x50 mm de section interne
- Un granulomètre laser monté sur des rails afin de se déplacer le long du tube. Le granulomètre est protégé d'éventuelles projections d'oxygène liquide par des plaques en aluminium.
- Huit afficheurs de capteurs sur une roulante pour les capteurs de pression et de température
- Deux capteurs de pression (pressions d'injection de l'hydrogène et de l'oxygène)
- Deux capteurs de température (températures d'injection de l'hydrogène et de l'oxygène)

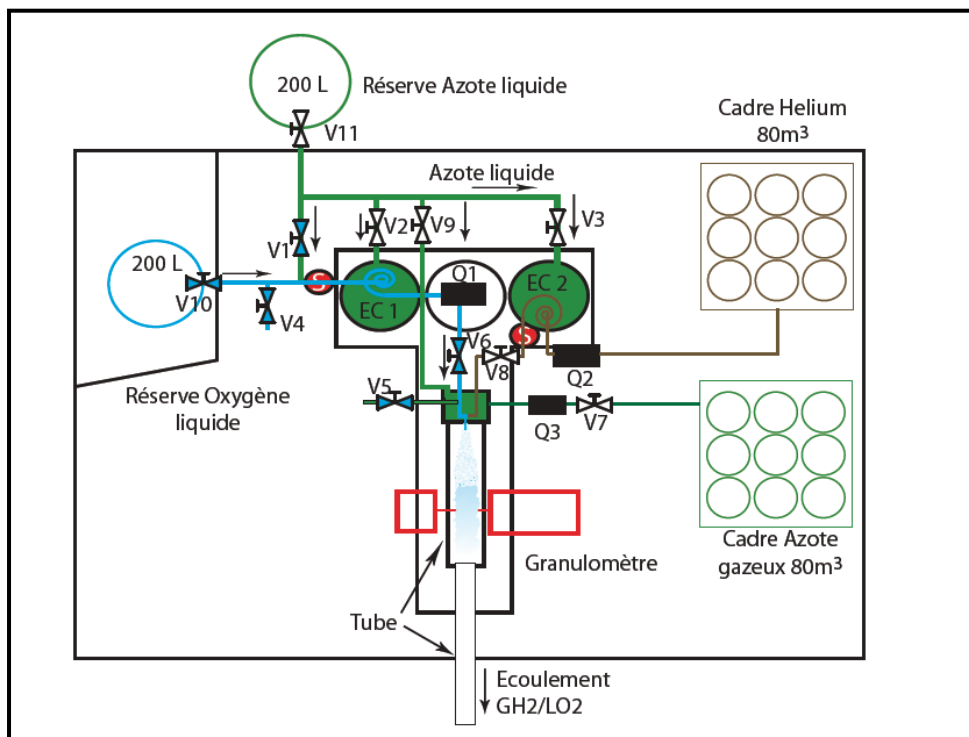


Figure 52. Représentation schématique du dispositif d'étude granulométrique

Sur la **Figure 52**, les vannes V1, V2, V3, V4, V5, V8, V9 sont des vannes à soufflet pouvant fonctionner à très basse température.

- La vanne V1 est utilisée pour laisser passer l'azote liquide et refroidir la ligne d'oxygène liquide. Cette vanne est nettoyée pour l'usage oxygène car elle est en contact avec l'oxygène liquide.
- Les vannes V2 et V3 permettent le remplissage des échangeurs.
- La vanne V4 est une vanne de purge du système en fin de manipulation pour éviter qu'il reste de l'oxygène liquide dans les lignes.
- La vanne V5 sert de mise à l'air et permet d'accélérer la mise en froid du système et de la tête d'injection. Ce by-pass augmente le débit d'azote liquide, en plus de la buse d'injection, permettant ainsi aux lignes de se refroidir plus rapidement. Cette vanne est fermée avant l'injection d'azote liquide.
- La vanne V6 est une vanne à soufflet avec une tige de régulation et est nettoyée pour l'usage d'oxygène. Cette vanne sert de régulation au débit d'oxygène liquide. La vanne V7 est une vanne à soufflet classique, car elle permet la régulation de l'azote de recirculation et ne nécessite aucune qualité particulière.
- La vanne V8 peut piloter le passage de l'hélium refroidi, mais elle sert plus généralement à condamner les remontées d'air dans les échangeurs, qui créent des bouchons de glace dans les lignes.
- La vanne V9 permet d'alimenter la garde remplie d'azote de la tête d'injection.
- La vanne V10 est placée sur la réserve d'oxygène liquide et ouvre le passage à l'oxygène liquide après le flexible double enveloppe vers l'échangeur de chaleur.
- La vanne V11 est directement placée sur la réserve d'azote liquide : elle relie la réserve au refroidissement de la tête d'injection.

L'ensemble du dispositif est représenté sur la **Figure 53**.



Figure 53. Dispositif d'étude granulométrique. -1. Echangeur de chaleur pour H2. -2. Afficheur du débitmètre Coriolis (LO2). -3. Cuve contenant le débitmètre Coriolis. -4. Echangeur de chaleur pour LO2. -5. Evacuation du LO2. -6. Granulomètre laser et plaques en aluminium. -7. Tube en quartz. -8. Dispositif d'injection. -9. Bâti

II.2.2 Protocole d'essai

Le protocole de fonctionnement du dispositif est le suivant : de l'hélium et de l'azote sont envoyés dans les lignes afin de purger le système de la présence d'air. Les vannes les plus proches de l'injecteur (V6 et V8) sont fermées afin d'éviter toute remontée d'air. Les échangeurs de chaleur EC1 et EC2 sont remplis d'azote liquide (V11, V2, V3). Lorsque les échangeurs sont pleins, une phase de refroidissement à l'azote liquide est nécessaire (V11, V1, V6) jusqu'à ce que la température d'injection atteigne approximativement la température de l'azote liquide. Pendant cette phase, la vanne V5 est ouverte afin d'augmenter le débit d'azote liquide et de diminuer le temps de refroidissement. La vanne V8 est également ouverte afin d'assurer une faible injection de l'hélium et d'éviter toute formation de bouchon de glace dans la buse. Si nécessaire, la vanne V7 d'azote de recirculation est ouverte, là encore pour éviter la formation de bouchon dans les lignes. V9 est également ouverte pour assurer le refroidissement constant de la tête d'injection. Préalablement à l'injection d'oxygène liquide (V10 et V6), V11 et V1 sont fermées. V5 est fermée juste avant l'injection d'oxygène liquide. Le débit d'oxygène liquide est régulé par V6 et le débit d'hélium à partir du boîtier de commande du débitmètre massique Q2.

II.2.3 Tige

En prévision de l'étude portant sur la détonation, une tige centrale instrumentée (**Figure 54**) est mise en place au centre du tube pour une partie des essais. La tige présente des ailettes sur toute sa longueur (non représentées sur le schéma afin de la maintenir au centre du jet). Sur la **Figure 55**, on peut voir que la tige est composée alternativement d'un jeu de 3 capteurs de pression et d'un système de fixage pour les feuilles de suie. En effet, la présence de l'azote de recirculation dilue localement le mélange, rendant plus difficile l'initiation d'une détonation. Afin de connaître l'impact de cette tige sur l'écoulement, deux séries d'essais ont été réalisées : avec ou sans injection d'azote de recirculation. Dans l'étude granulométrique, seule l'influence de la présence physique de la tige est évaluée, l'instrumentation n'étant pas utilisée.

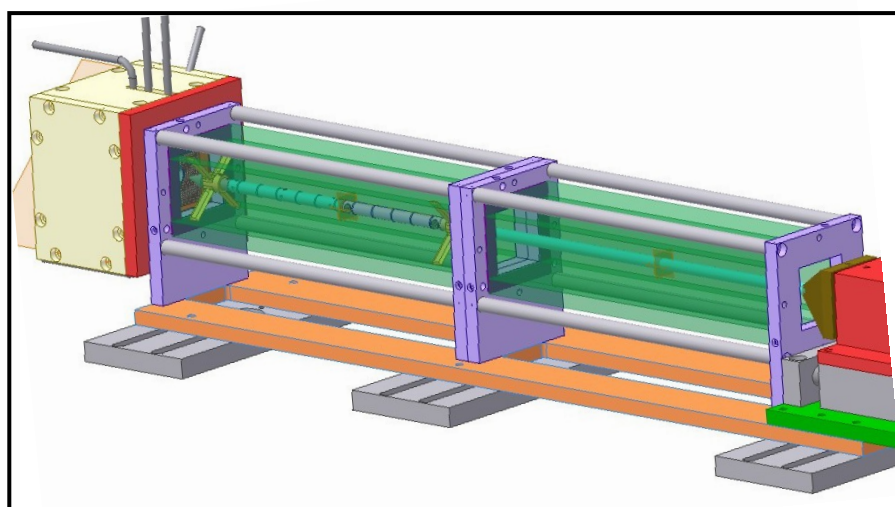


Figure 54. Schéma de la tige instrumentée installée dans le tube en quartz

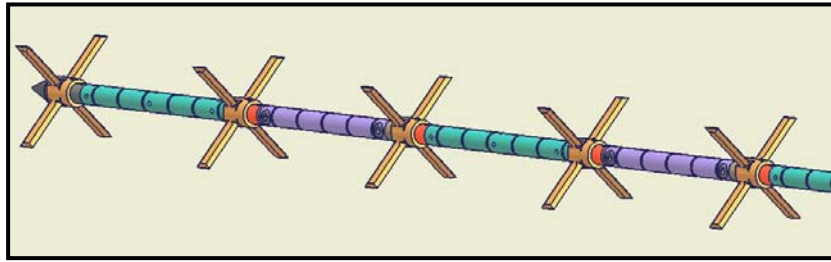


Figure 55. Schéma de la partie utile de la tige instrumentée

II.2.4 Tube en quartz

Le tube d'étude devait présenter une géométrie permettant les études optiques, imposant des faces planes et donc une section carrée. Dans notre cas, le faisceau laser et le détecteur sont dans le même alignement : le parallélisme des faces implique donc des réflexions multiples du faisceau laser, ce qui perturbe la mesure. Cette particularité des faces n'a donc pas été recherchée. Le verre a d'abord constitué le matériau du tube. Cependant, le gradient de température imposé au verre et l'absence de liberté laissée au matériau ne permettaient pas à celui-ci de se déformer sans rompre. Nous avons donc utilisé du quartz comme matériau, sa dilatation thermique étant beaucoup plus faible, et sa qualité optique bien meilleure.

Le tube où se sont déroulées les expérimentations est composé de 4 plaques de quartz de 13 mm d'épaisseur collées entre elles. Les dimensions internes du tube sont de 50x50 mm et il est d'une longueur de 60 cm.

Le tube est prolongé par un second tube en acier de 2,50 m de long afin d'évacuer l'excès d'oxygène liquide en aval vers l'extérieur.

II.2.5 Transparence des parois

La présence de fluides cryogéniques à très basse température entraîne la formation de givre sur les parois. Plusieurs systèmes ont été envisagés afin d'éviter le givre de se former, car il obstrue le passage du faisceau laser.

Tout d'abord, une double paroi a été mise en place sur le tube, afin d'y faire circuler de l'azote à température ambiante, puis de l'azote chauffé par un four ou par des résistances thermiques. On peut voir le dispositif de double enveloppe sur la **Figure 56**. Ces deux solutions n'ont pas été satisfaisantes : les débits d'azote n'étaient pas suffisamment importants et le temps de séjour de l'azote dans la double paroi ne permettait pas au tube de conserver une température supérieure à zéro. Ainsi, du givre se formait rapidement sur la double paroi.

La double paroi a par la suite été retirée. Une circulation d'air chaud à fort débit a été installée solidement du rail du granulomètre laser. Par conséquent, l'injection d'air chaud se déplaçait sur le point de mesure en même temps que le granulomètre, rendant plus efficace localement la fonte du givre.

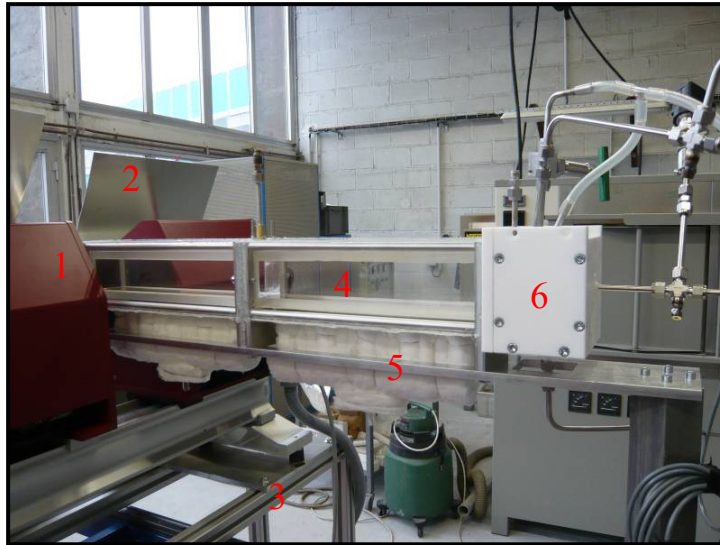


Figure 56. Tube d'expérimentation granulométrique. -1. Granulomètre laser. -2. Plaque de protection. -3. Support monté sur rails. -4. Tube en quartz. -5. Alimentation en azote de la double enveloppe. -6. Tête d'injection.

II.2.6 Mesure par granulométrie laser

II.2.6.1 Granulomètre laser

La granulométrie d'un écoulement est la détermination de la répartition statistique de taille de particules qui le constituent. D'un point de vue plus général, la granulométrie concerne l'ensemble des techniques et procédés qui visent à mesurer une taille de particule, solide ou liquide.

La plupart des granulomètres laser permettent de disposer de 2 techniques de mesure, découlant de 2 principes optiques que sont la diffusion et la diffraction. Ces principes reposent respectivement sur les théories de Mie et de Fraunhofer.

Nous ne détaillerons pas la théorie de Mie, dans la mesure où celle-ci n'est pas utilisée dans notre étude. En effet, l'application de la théorie de Mie nécessite la connaissance de différents paramètres optiques relatifs au type de particules dont on veut connaître la taille, comme l'indice de réfraction. Or, la valeur de cette caractéristique dépend de la température de l'écoulement, qui est un paramètre difficile à contrôler sur le présent dispositif expérimental de granulométrie. De plus, la diffraction de Mie est particulièrement efficace pour des tailles de gouttes inférieures au micron, ce qui ne concerne pas la présente étude.

II.2.6.2 Théorie de Fraunhofer

La diffraction laser fait partie des techniques qui utilisent les effets optiques de la lumière lorsque celle-ci touche la surface d'une particule, c'est-à-dire lorsqu'elle rencontre la frontière entre deux milieux de propriétés optiques différentes (**Figure 57**). Elle est valable pour des particules dont la taille est supérieure à la longueur d'onde de la lumière diffractée. L'absorption et la diffusion sont négligées. Lorsqu'on prend en compte la diffusion en plus de la diffraction, on utilise la théorie de Mie.

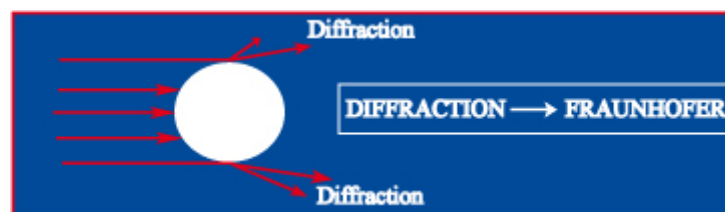


Figure 57. Diffraction par Fraunhofer

Afin de pouvoir utiliser la théorie de Fraunhofer, nous sommes obligés de poser certaines hypothèses propres à la granulométrie laser :

- Les particules sont sphériques, non poreuses et opaques
- Le diamètre des particules doit être supérieur à la longueur d'onde
- On considère que la répartition spatiale des particules est homogène et que les particules ne sont pas trop proches les unes des autres et se comportent de manière aléatoire
- Les particules diffractent la lumière avec la même efficacité quelle que soit leur taille

Lorsque le faisceau incident frappe une particule, une partie de la lumière est diffractée avec un certain angle. Lorsque la taille de la particule augmente, l'angle de diffraction observé augmente de manière logarithmique. L'intensité lumineuse est également dépendante de la taille des particules et diminue approximativement en fonction de la section de surface de la goutte. Par conséquent, les plus grosses particules diffractent la lumière incidente avec un angle important et une faible intensité, tandis que les plus petites diffractent avec des angles faibles et une intensité lumineuse importante.

II.2.6.3 Système Helos

Dans notre cas, nous utilisons un granulomètre laser Sympatec, de gamme Helos avec différents types de lentilles, chacune associée à une distance focale (**Tableau 9**). Pour l'étude effectuée avec les fluides cryogéniques, nous avons utilisé une lentille R5, alors que nous utilisons une lentille R3 pour les études de calibration à l'eau et à l'air. Seules les lentilles R2, R3 et R5 sont disponibles sur notre granulomètre.

Lentille	Gamme de tailles de goutte (μm)	Focale (mm)
R1	0,1-35	20
R2	0,25-87,5	50
R3	0,5-175	100
R4	0,5-350	200
R5	0,5-875	500
R6	0,5-1750	1000
R7	0,5-3500	2000
R8	0,5-8750	5000

Tableau 9. Récapitulatif des lentilles utilisables sur le granulomètre laser Sympatec

Le système Helos se compose de plusieurs dispositifs alignés sur l'axe optique. Le laser, l'agrandisseur de faisceau, le point de mesure, la lentille de focalisation et le photo-détecteur sont alignés le long du faisceau laser.

La lentille de focalisation, placée après la zone de mesure, dirige le spectre vers le photo-détecteur, qui est placé sur le point focal objet de la lentille (voir **Figure 58**). La densité d'énergie diminue avec la distance à partir du centre du détecteur ; la forme et la courbure dépendent de la taille et du nombre de particules dans la zone de mesure. Le détecteur est composé de 31 zones en forme de demi-cercles qui mesurent l'intensité et la distribution de la lumière. Ils convertissent l'intensité lumineuse en une tension qui lui est proportionnelle.

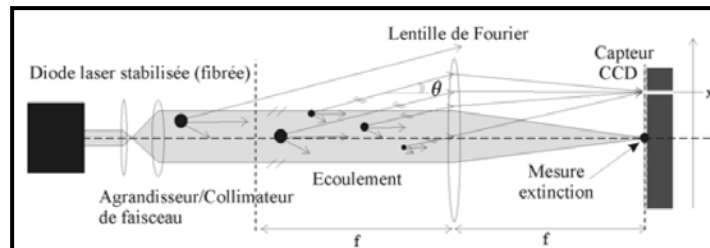


Figure 58. Fonctionnement du granulomètre laser (Onofri, 2004)

La **Figure 59** montre le schéma et la photographie du granulomètre laser Sympatec de gamme Helos.

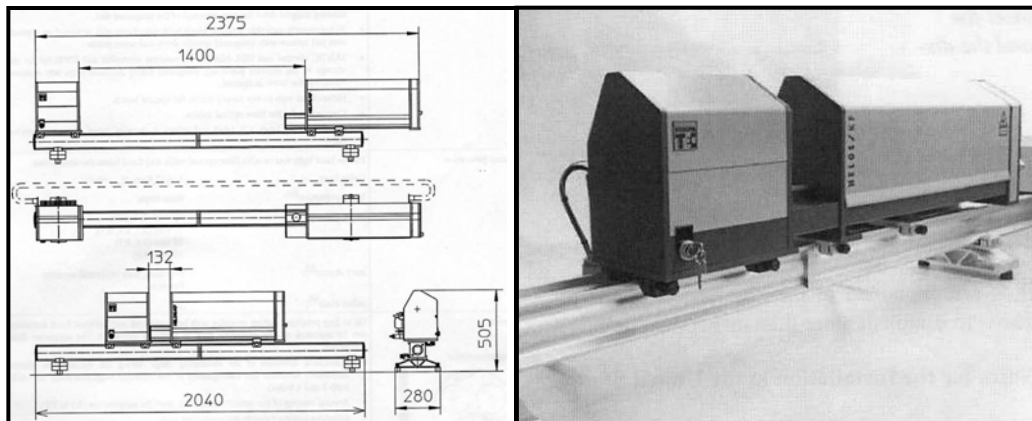


Figure 59. Schéma et photographie du granulomètre laser Helos Sympatec

Le laser a une puissance de 5 mW et génère un faisceau laser hélium-néon de 632,8 nm de longueur d'onde dont le diamètre peut être de 2 mm ou de 13 mm, selon les besoins de l'expérience.

Le système possède une gamme de mesure s'étendant de 100 nm à 8750 μm . Cette large gamme est rendue possible en changeant la lentille de focalisation (voir **Tableau 9**).

II.3 Dispositif d'étude de la détonation

II.3.1 Descriptif général du dispositif de détonation

Le dispositif d'étude de la détonation a été conçu avec les mêmes éléments de base que le dispositif de granulométrie. Il est destiné à l'étude de la détonation du brouillard composé de gouttelettes d'oxygène liquide et d'un gaz porteur, l'hydrogène, à basse température. La commande à distance du dispositif, requise par les dangers qu'implique la propagation d'une détonation est détaillée dans la partie II.3.4.

Le dispositif est installé dans le hangar dit B8 sur le site de Roxel à Bourges. Il est fixé sur deux rails empêchant tout mouvement et se compose des éléments suivants (**Figure 60**) :

- un bâti
- le tube de détonation lui-même en acier inoxydable de 50x50 mm instrumenté (détecteurs de choc, capteur Kistler 603B ; feuilles de suie)
- trois dispositifs de mesures de débit (massique, Coriolis, cols soniques)
- deux échangeurs de chaleur
- une cuve sous-vide pour isoler thermiquement le débitmètre Coriolis
- deux capteurs de pression (pressions d'injection de l'hydrogène et de l'oxygène) qui sont reliés à l'afficheur du hangar B8
- trois capteurs de température (températures d'injection de l'hydrogène et de l'oxygène et en entrée d'échangeur) qui sont reliés à l'afficheur du hangar B8.
- un boîtier commandant le pilotage des vannes et de l'initiation de la détonation
- deux afficheurs (un présent dans le hangar B8 et un présent en salle de commande)
- deux boîtiers de contrôle du débitmètre hydrogène (un présent dans le hangar B8 et un présent en salle de commande)
- un boîtier haute tension qui alimente les électrodes d'initiation de la détonation et est commandé de manière automatique par le poste de commande.
- Deux panneaux de vannes, un pour l'alimentation en fluides cryogéniques et un pour l'alimentation en fluides à température ambiante. Ces deux panneaux comportent des vannes pneumatiques et des électrovannes, qui sont pilotées à partir du poste de commande.
- Un distributeur, qui alimente en azote les actionneurs des vannes pneumatiques, et piloté par le poste de commande .
- Une carte d'acquisition reliée à un ordinateur pour l'enregistrement des mesures relatives aux fluides (pression, températures, débits)
- trois oscilloscopes, dont deux pour les détecteurs de chocs en salle de commande et un pour le capteur Kistler 603B dans le hangar.

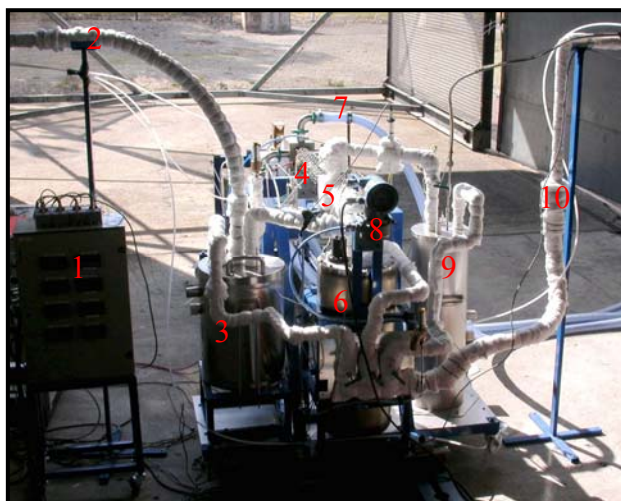


Figure 60. Photographie du dispositif expérimental de détonation.

- 1. Afficheurs.
- 2. Arrivée LO₂.
- 3. Echangeur LO₂.
- 4. Tube de détonation.
- 5. Tête d'injection.
- 6. Cuve du débitmètre Coriolis.
- 7. Arrivée d'air comprimé.
- 8. Afficheur du débitmètre Coriolis.
- 9. Echangeur GH₂.
- 10. Arrivée GH₂

II.3.2 Tube de détonation

Les conditions aux parois de l'écoulement diphasique présentent un aspect important dans la granulométrie, notamment au niveau de l'impact des gouttes sur les parois, de l'épanouissement du jet, ou de la couche liquide. Nous nous devons de conserver une géométrie identique entre les deux parois. L'étude granulométrique exigeant des faces planes et donc une section carrée, le tube de détonation présente la même géométrie de conception, même si un tube axisymétrique eût été plus facile à réaliser.

Le tube de détonation est composé de 4 plaques métalliques de 13 mm d'épaisseur, soudées entre elles. Il est fait d'acier inoxydable 304L, mesure 80 cm de long et présente des dimensions intérieures de 50x50 mm. Une des extrémités du tube est close par la tête d'injection, tandis que la seconde extrémité est ouverte vers l'extérieur.

Une des faces du tube est percée de 8 trous de 20 mm de diamètre servant à accueillir des inserts qui affleurent à la paroi interne du tube. Ces inserts sont adaptés pour recevoir les électrodes, et un capteur Kistler 603B. Le reste des inserts sont des bouchons permettant d'interchanger les positions des électrodes et du capteur Kistler. Chaque insert est vissé par 4 vis, avec un joint téflon assurant l'étanchéité.

Deux travées oblongues ont été usinées sur l'autre face du tube afin d'accueillir les dispositifs de feuille de suie. Ces travées mesurent 170 mm de long sur 10 mm de large.

La face supérieure du tube est percée de 15 trous de 15 mm destinés à recevoir des inserts espacés de 50 mm les uns des autres. Chaque insert de cette face est percé pour contenir un détecteur de choc Chimie-Métal.

Un coffrage entoure l'extrémité ouverte du tube, elle-même munie de 4 tubes d'arrivée d'air de 100 mm de diamètre.

Le tube de détonation et les éléments qui le composent sont détaillés sur la **Figure 61**.

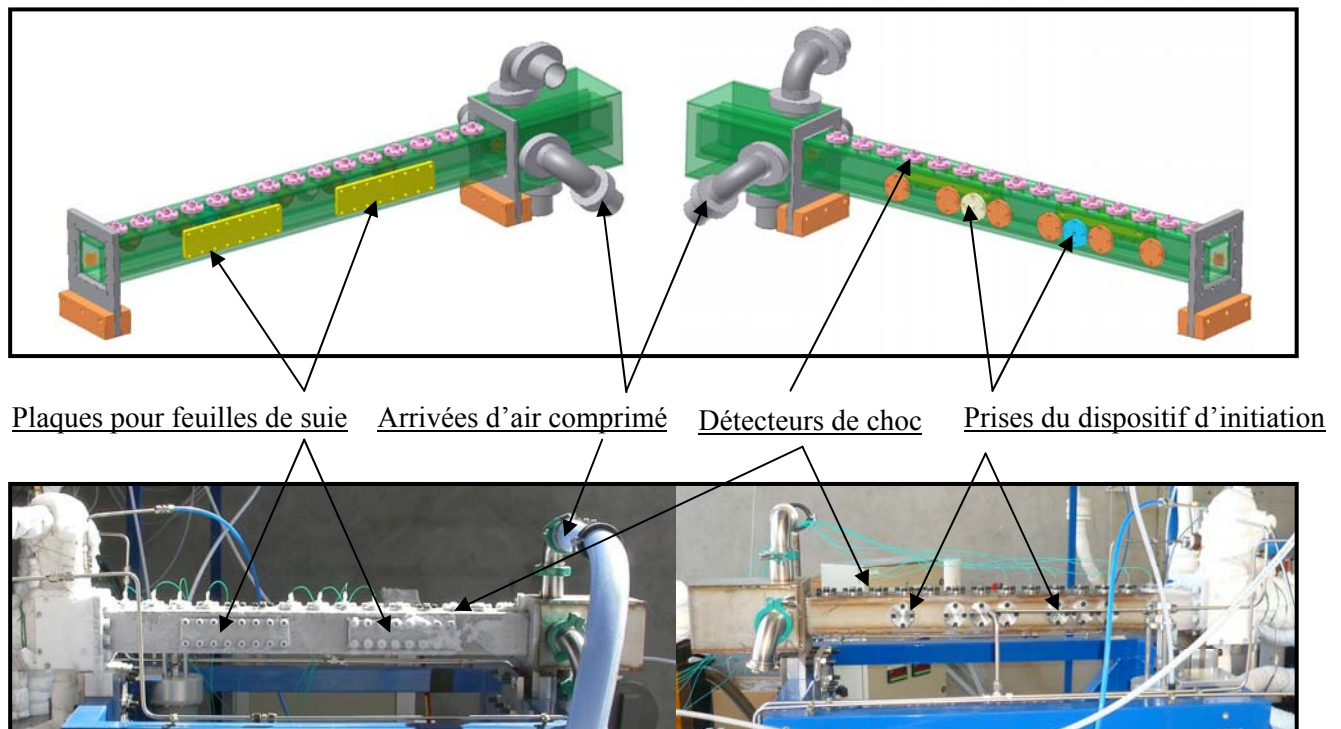


Figure 61. Dessins et photographies du tube de détonation

- Pression initiale du mélange

La pression initiale du mélange devait initialement pouvoir varier entre 1 et 5 bar. Plusieurs possibilités avaient été envisagées afin d'accroître la pression initiale du mélange dans le tube. La mise en place de tuyère avait été envisagée, et c'est finalement un bouchon monté sur un moteur pas-à-pas qui a été retenu. Le bouchon pouvait être commandé de la salle de commande dans le schéma initial de fonctionnement.

Finalement, la pression initiale du mélange est fixée à la pression atmosphérique, soit 1 bar. En effet, les calculs théoriques de pression maximale après le passage de la détonation sont proches de 100 bar pour une pression initiale de 1 bar. Un calcul exact de résistance des matériaux n'a pas pu être réalisé car le tube a été fabriqué par soudure de 4 plaques, et que les codes ne sont généralement applicables qu'à des tubes cylindriques ne présentant pas de soudure. Le tube présente donc le long de ses arêtes des amorces de rupture, qui fragilisent la structure globale. Cependant, la tenue maximale du tube à la pression de la détonation a été estimée à 150 bar, ce qui empêche tout essai se déroulant à une pression initiale supérieure à 1,5 bar. Les calculs de pression finale de détonation sont présentés sur la **Figure 62**.

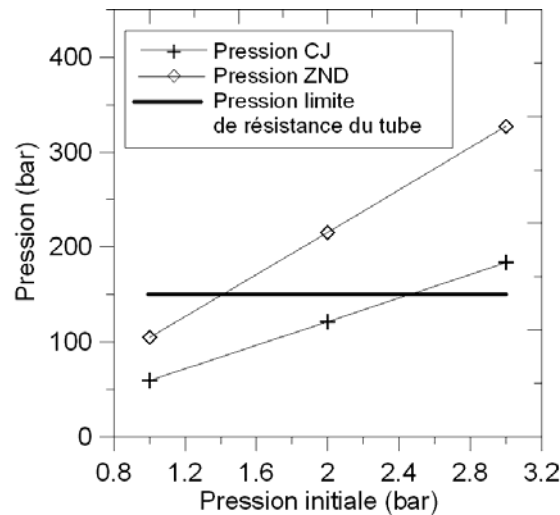


Figure 62. Comparaison de la pression limite estimée, de résistance du tube avec les pressions CJ et ZND, en fonction de la pression initiale pour la détonation de H_2/O_2 stœchiométrique à une température initiale de 100 K

II.3.3 Boîtier haute tension

II.3.3.1 Principe de fonctionnement

Le boîtier « haute tension » est utilisé pour générer les étincelles entre les électrodes. Son principe de fonctionnement est détaillé sur la **Figure 63**. Il fonctionne sur le principe classique de la décharge de condensateurs. Comme vu précédemment dans la bibliographie, la décharge doit transmettre une énergie importante au milieu et dans le temps le plus court possible afin de délivrer une puissance suffisamment importante.

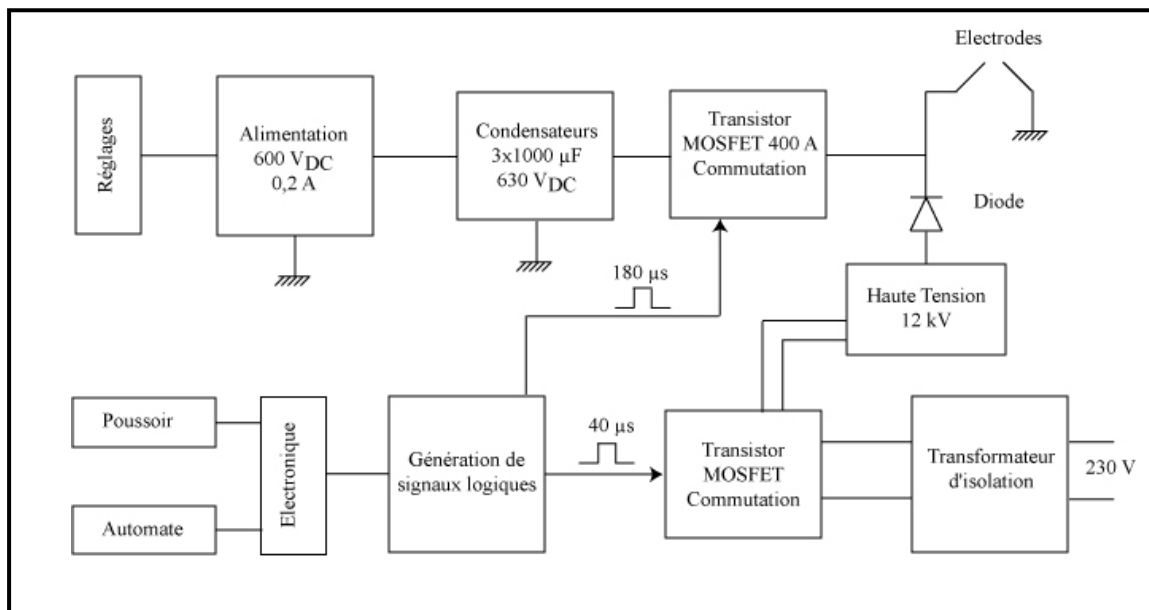


Figure 63. Schéma simplifié du boîtier « haute tension » pour l'initiation de la détonation

Le boîtier repose sur un principe différent de la simple décharge de condensateurs. Une alimentation haute tension (12 kV) permet tout d'abord de pré-ioniser le milieu où la décharge va avoir lieu. L'énergie stockée dans les condensateurs est alors libérée, transitant par l'intermédiaire d'une basse tension réglable (0-450V). Le **Tableau 10** résume les caractéristiques du boîtier « haute tension ».

Plus précisément, la valeur de la basse tension est déterminée préalablement à l'essai. Les condensateurs sont chargés avec cette tension. Lors du déclenchement, par bouton poussoir ou par l'intermédiaire de l'automate, deux signaux logiques sont envoyés à des transistors, commandant leur déclenchement. Le premier signal commute le transistor de la basse tension pendant 180 μ s, tandis que le second commute la haute tension pendant 40 μ s (**Figure 64**). La basse tension n'est pas suffisante pour déclencher une étincelle, c'est donc la haute tension qui sert d'interrupteur aux électrodes et pilote le temps de dégagement d'énergie stockée dans les condensateurs à basse tension. L'étincelle issue de la haute tension, permet de pré-ioniser le milieu et faire tendre la résistance du milieu vers zéro et donc le temps de décharge des condensateurs. L'étincelle créée par l'énergie des condensateurs dure donc 40 μ s et est déclenchée 50 μ s après la commutation de la basse tension.

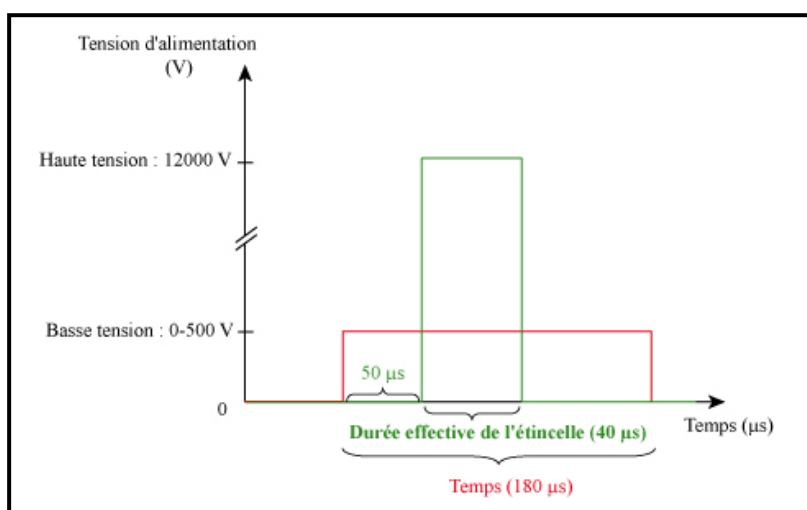


Figure 64. Schéma temporel du déclenchement de l'étincelle

Condensateurs	Basse tension	Haute tension	Energie max stockée ($\frac{1}{2} CV^2$)
3x1000=3000 μ F	450 V	12000 V	303 J

Tableau 10. Caractéristiques du boîtier d'initiation

II.3.3.2 Electrodes

Les condensateurs du boîtier se déchargent dans deux électrodes en tungstène en forme de pointe d'1 mm de diamètre. Il est possible d'utiliser des électrodes courtes, mesurant 15 mm ou des électrodes longues, mesurant 25 mm. L'écartement entre les électrodes est fixe à environ 2mm.

Les électrodes courtes permettent d'initier le mélange au plus proche de la paroi et sont utiles lorsque la tige instrumentée est placée au centre du tube.

Les électrodes longues permettent de créer une étincelle au centre du tube et sont donc plus adaptées à la configuration sans tige instrumentée.

Les électrodes sont collées sur un insert en acier vissé sur le tube (**Figure 65**). L'isolement électrique des électrodes est réalisé à deux niveaux. Une première isolation avec des tubes de PTFE enrobe chaque électrode jusqu'aux pointes. Lors des premières expériences, des infiltrations d'eau sont apparues entre le tungstène et le téflon. Les électrodes ont donc été remplacées par la suite par des électrodes de 1,5 mm d'épaisseur et isolées de l'acier par le coffrage de la colle epoxy qui est constitué par un cylindre en PVC tel qu'on peut le voir sur la **Figure 65**.



Figure 65. Electrodes isolées par du Teflon

II.3.4 Système de commande et procédures

II.3.4.1 Procédures d'essai

Chacune des séquences spécifiées dans ce qui suit ici est commandée depuis le poste d'opération et par l'opérateur. L'installation peut donc se trouver dans cinq situations différentes, ces séquences peuvent être réalisées selon trois modes : manuel, commandé, automatisé. Chacune des séquences correspond à différentes positions de vannes, ouverture/fermeture des cadres, régulation de pressions et de débits, changements de dispositif de mesure. Toutes les canalisations et la configuration générale sont fixes, les seules parties mobiles sont les vannes, les robinets des cadres, réservoirs et bouteilles ainsi que les dispositifs de mesure du tube de détonation. Les différentes séquences du dispositif sont énumérées ici :

- Séquence de neutralisation à l'azote liquide

La neutralisation intervient préalablement à une série d'essais et à la fin de chaque essai. Dans le 1^{er} cas, aucune matière dangereuse n'est présente sur le banc : les lignes d'alimentation et le tube sont purgés à l'azote. Dans le second cas, on pourra trouver dans l'enceinte des résidus de la combustion, c'est-à-dire principalement des gaz non brûlés et de la vapeur d'eau. Cette séquence est totalement automatisée.

- Séquence de mise en froid du dispositif et d'établissement du brouillard

La mise en froid est une étape impérative préalable à tout essai. Elle correspond au temps, avec un temps maximal de 30 minutes, que met le dispositif à atteindre une température

satisfaisant l'établissement d'un jet liquide cryogénique. Cette mise en froid est réalisée par l'injection continue d'azote liquide et d'azote gazeux dans le circuit.

Pour des raisons de compatibilité avec les essais de granulométrie, une partie de l'azote injecté est par la suite remplacée par de l'hélium. Cette phase est commandée par l'opérateur.

- Séquence de tir

L'injection des gaz et liquides réactifs se déroule uniquement après la phase de mise en froid. Cette phase comprend à la fois l'injection continue, la régulation du débit de gaz réactif, et le déclenchement de l'étincelle.

- Séquence de vidange

Cette séquence de vidange est utilisée à des fins de neutralisation ou bien en fin d'essai ou dans le cas d'un essai avorté ou encore dans le cas d'une annulation d'essai pendant la séquence de tir. La neutralisation consiste en l'injection d'azote liquide et gazeux dans les canalisations du tube de détonation et dans le banc. Cette séquence est entièrement automatisée.

- Séquence de modifications manuelles

Dans cette séquence qui n'est possible qu'après neutralisation, l'opérateur intervient directement dans le banc. Il effectue des opérations sur les cadres ou sur le dispositif. Cette séquence est donc manuelle. Cette séquence inclut la fermeture des réservoirs et des cadres, suivie de l'ouverture du circuit pour purger le circuit.

- Enchaînement des séquences

Le synoptique ci-après (**Figure 66**) permet de voir l'enchaînement des séquences. Il prend en compte la réalisation de un ou plusieurs tirs, si des modifications entre chaque tir ne sont pas nécessaires sur l'installation.

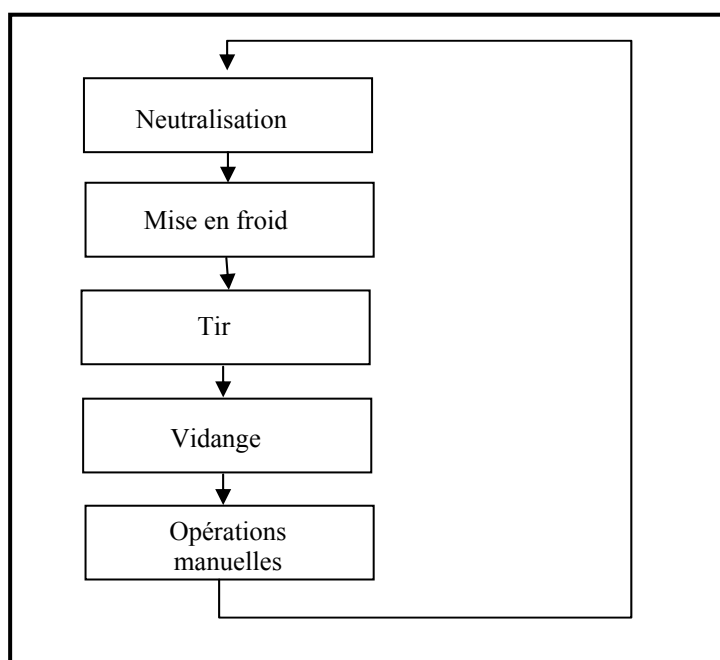


Figure 66. Déroulement des séquences lors d'un essai

II.3.4.2 Vannes

II.3.4.2.1 Manuelles

o Dispositif de détonation

On dénombre 6 vannes manuelles sur le dispositif de détonation. Les vannes V2, V3, V6, V7, V8 sont identiques à celles rencontrées sur le dispositif d'étude granulométrique.

La vanne V9 est dans ce cas une vanne soufflet. Un schéma détaille le plan des vannes et l'ensemble du réseau de gaz et de liquide pour le dispositif de détonation en **Figure 67**.

o Réseau d'azote

Le réseau d'azote gazeux sert à commander les vannes pneumatiques. Un distributeur permet à chaque vanne d'être alimentée en azote par l'intermédiaire d'une commande électrique. L'azote gazeux est amené à chaque vanne par du tube polyuréthane. La ligne servant à amener l'azote à la vanne VLO2 de l'oxygène liquide est équipée d'un poreux qui ralentit la fermeture de la vanne afin d'éviter tout choc mécanique ou coup de bélier à l'oxygène liquide. Une vanne sert également de purge afin de vider les tubes de polyuréthane en fin de manipulation.

II.3.4.2.2 Pneumatiques

Les vannes VEC, VLN2, VLO2, VPO2 sont toutes des vannes à soufflet commandées par actionneur pneumatique. Elles sont normalement fermées et la pression de fonctionnement de l'actionneur pneumatique est comprise entre 4,4 et 10,3 bar.

La vanne VRN2 est une vanne à soufflet normalement fermée, commandée par actionneur ; elle fonctionne avec des pressions comprises entre 5,6 et 13,7 bar.

La vanne V3V est une vanne à boisseau sphérique commandée par un actionneur dont la pression de déclenchement est comprise entre 4,9 et 13,7 bar.

Les vannes pneumatiques sont commandées à partir de la salle de commandes. L'information est transmise via un câble 10 broches « Souriau » puis passe par un boîtier relais jusqu'au distributeur pneumatique, grâce à des câbles BNC. Le distributeur pilote, pour chaque ligne, l'ouverture des vannes laissant passer l'azote gazeux vers les actionneurs des vannes.

VEC : La vanne VEC sert à accélérer la mise en froid du dispositif ; elle est ouverte pendant cette phase et est fermée avant l'injection de l'oxygène.

VLN2 : La vanne VLN2 pilote l'arrivée d'azote liquide, elle est utilisée lors des vidanges, des neutralisations et des mises en froid. Elle alimente le réseau en azote liquide avant et après l'injection de l'oxygène liquide.

VLO2 : La vanne VLO2 est uniquement ouverte lors de la phase de tir et permet l'injection d'oxygène liquide.

VPO2 : La vanne VPO2 sert à purger la canalisation ; elle est ouverte en fin de vidange.

VRN2 : La vanne VRN2 pilote l'alimentation du tube en azote de recirculation et est utilisée pendant les séquences de neutralisation, de mise en froid et de tir.

V3V : La vanne V3V est une vanne 3 voies qui permet d'alimenter le tube soit en hydrogène

(en séquence de tir), soit en hélium (en séquence de tir et de mise en froid), soit en azote gazeux (en séquence de vidange et de mise en froid). Deux positions sont possibles, la première pour l'hydrogène menant au tube, la seconde pour l'hélium ou l'azote en direction du tube.

II.3.4.2.3 Electrovanne

Les électrovannes sont de marque Secoflam. Elles sont certifiées ATEX (parties électriques anti-explosion avec enveloppe antidéflagrante) et donc compatibles avec une utilisation hydrogène. La partie de l'électrovanne en contact avec le fluide est une vanne « tout ou rien », normalement fermée comme l'exige la norme ATEX.

Les électrovannes sont pilotées de la salle de commande. L'information est transmise via un câble 10 broches de type « Souriau » jusqu'au lieu d'expériences. L'information est ensuite transmise grâce à un boîtier relais, puis aux vannes par des câbles BNC.

VGH2 : La vanne VGH2 pilote l'alimentation en hydrogène et est uniquement utilisée pendant la phase de tir.

VGHe : La vanne VGHe pilote l'arrivée d'hélium et est utilisée préalablement à l'injection d'hydrogène pendant la phase de tir et de mise en froid.

VGN2 : La vanne VGN2 est utilisée principalement pour la vidange et la neutralisation du circuit gaz, mais elle sert également dans le circuit gaz pendant la séquence de mise en froid.

VP1 : La vanne VP1 est ouverte uniquement pendant la séquence de vidange et de neutralisation, elle participe à la purge et à la vidange du système.

VP2 : La vanne VP2 est ouverte uniquement pendant la séquence de vidange et de neutralisation, elle participe à la purge et à la vidange du système.

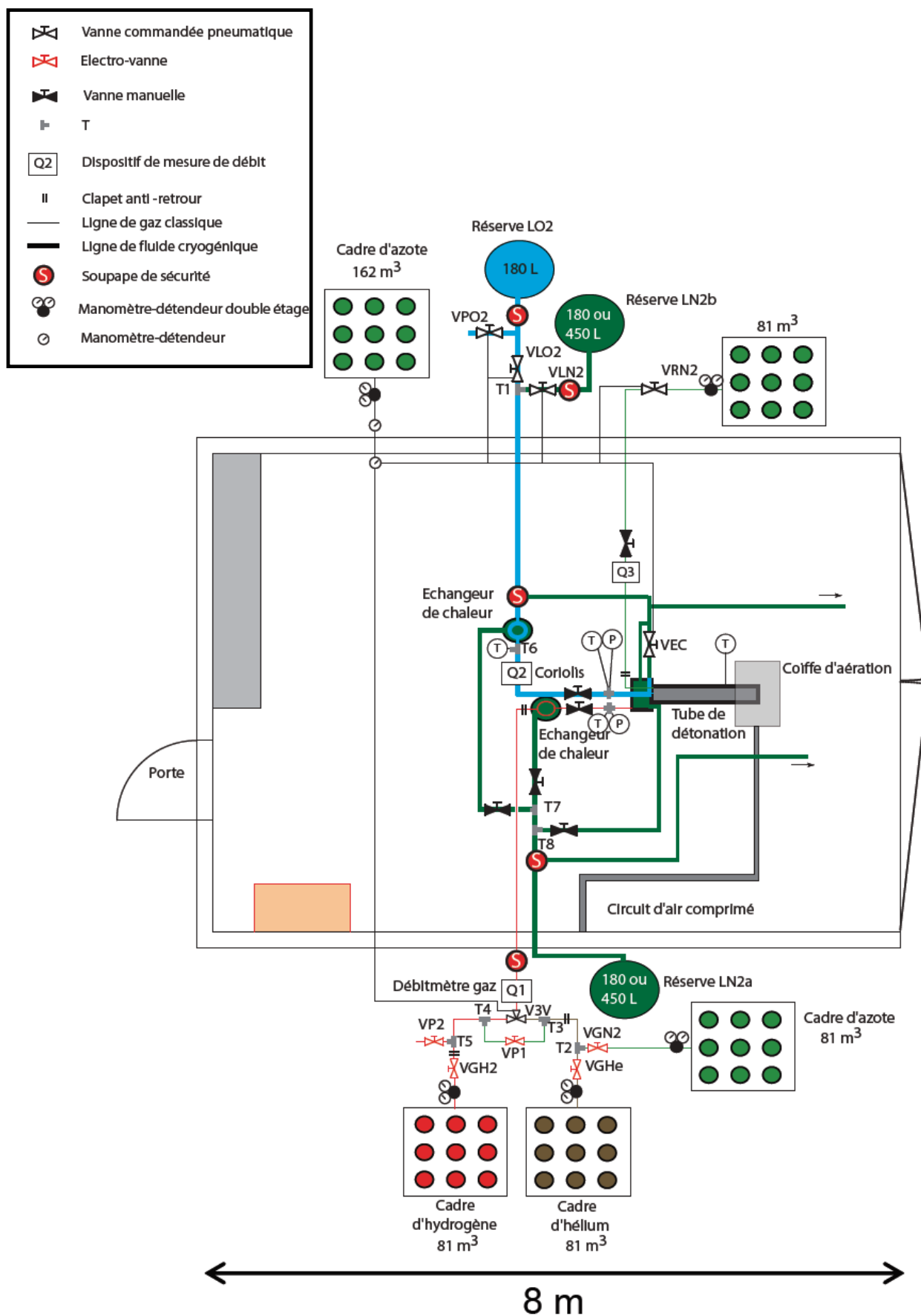


Figure 67. Schéma de type hydraulique du dispositif d'étude de la détonation

II.3.4.3 Poste de commande

Le poste de commande consiste en un automate qui permet de gérer et de piloter les ouvertures et fermetures de l'ensemble des vannes présentes sur le dispositif de détonation. Il permet également de déclencher la mise à feu en agissant sur le boîtier haute tension.

L'automate est de marque Siemens ; il fonctionne avec un CPU 224, équipé de deux modules à 8 sorties. Un premier module gère les sorties vers les électrovannes et le second gère les sorties vers le distributeur d'azote qui commande l'alimentation des actionneurs des vannes pneumatiques. L'interface homme-machine est réalisée par l'intermédiaire d'un écran tactile. La navigation a été réalisée avec le logiciel TP Designer.

Le plan global des entrées-sorties gérées par l'automate est détaillé dans l'annexe A.

II.3.5 Alimentation en fluides

II.3.5.1 Fluides sous forme gazeuse

- Dispositif de granulométrie

Le dispositif de granulométrie, installé à Orléans, dispose en fourniture de gaz :

- 1 cadre de 9 bouteilles B50 de 9 m³ d'hélium à 200 bar détendus par un manomètre double étage Swagelok entre 0 et 10 bar en basse pression.
- 1 cadre de 9 bouteilles B50 de 9 m³ d'azote à 200 bar détendus par un manomètre double étage Swagelok entre 0 et 10 bar en basse pression

- Dispositif de détonation

Le dispositif de détonation, installé à Bourges, dispose en fourniture de gaz :

- 1 cadre de 9 bouteilles B50 de 9 m³ d'hélium à 200 bar détendus par un manomètre double étage entre 0 et 10 bar en basse pression pour l'injection d'hélium avant l'hydrogène
- 1 cadre de 9 bouteilles B50 de 9 m³ d'azote à 200 bar détendus par un manomètre double étage entre 0 et 10 bar en basse pression pour injecter l'azote de recirculation à travers la grille.
- 1 cadre de 9 bouteilles B50 de 9 m³ d'azote à 200 bar détendus par un manomètre double étage entre 0 et 25 bar en basse pression qui sert de gaz piston pour les vannes pneumatiques.
- 1 cadre de 9 bouteilles B50 de 9 m³ d'azote à 200 bar détendus par un manomètre double étage entre 0 et 25 bar en basse pression afin de balayer les lignes remplis d'hydrogène en fin d'essai.
- 1 bouteille B50 de 9 m³ d'hydrogène à 200 bar détendus entre 0 et 10 bar. Initialement, un cadre d'hydrogène était prévu. Pour des mesures de sécurité, et en raison des faibles besoins en hydrogène, le stockage d'hydrogène est limité à une bouteille.

II.3.5.2 Fluides sous forme liquide

- Dispositif de granulométrie

Le dispositif d'étude granulométrique dispose d'une réserve d'azote liquide de 200 L, fournie par Linde Gas, avec une pression maximale de 4 bar, et d'une réserve de 200 L d'oxygène liquide, fournie par Air Liquide, avec une pression maximale de fonctionnement de 15 bar.

- Dispositif de détonation

Le dispositif de détonation consomme nettement plus d'azote liquide que le dispositif de granulométrie. Les réserves d'azote liquide, placées de part et d'autre du hangar, sont éloignées de 5 m du dispositif et des échangeurs de chaleur. L'azote liquide doit donc parcourir un chemin plus long et subir des pertes de charge plus importantes.

Les réserves d'azote liquide destinées au refroidissement des lignes avant injection d'azote liquide (voir LN2b sur la **Figure 67**) disposent d'une pression suffisante pour refroidir l'installation (< 4 bar). Cependant, les réserves d'azote liquide utilisées pour le remplissage des échangeurs de chaleur (voir LN2a sur la **Figure 67**) nécessitent une pression plus importante (> 4 bar).

Différents types de réserve ont ainsi été testés :

- Réserve 450 L d'azote liquide tarée à 4 bar
- Réserve 200 L d'azote liquide tarée à 1,5 bar
- Réserve 200 L d'azote liquide tarée à 7 bar

Outre la consommation importante en azote liquide, le dispositif nécessite la livraison de réserves de 200 L d'oxygène liquide tarées à 15 bar.

II.4 Débits d'injection

II.4.1.1 Détermination des débits principaux

Ce sont les débits finaux utilisés pour l'étude de détonation qui servent de base aux calculs des autres débits, notamment pour l'étude de granulométrie. Trois débits sont principalement à considérer, le débit massique d'oxygène liquide, le débit massique d'hydrogène gazeux et le débit massique d'hélium gazeux.

Pour déterminer l'ensemble des débits, le premier débit à considérer est celui d'oxygène liquide, car il est le plus difficile à contrôler et à réguler. Sa valeur est donc gardée constante. Ce sont les débits de gaz atomiseur, l'hélium pour l'étude granulométrique et l'hydrogène pour l'étude de détonation, qui permettent de contrôler d'abord la vitesse des gaz et donc les conditions d'atomisation, puis la richesse globale du mélange. La **Figure 68** représente la manière dont les débits ont été déterminés.

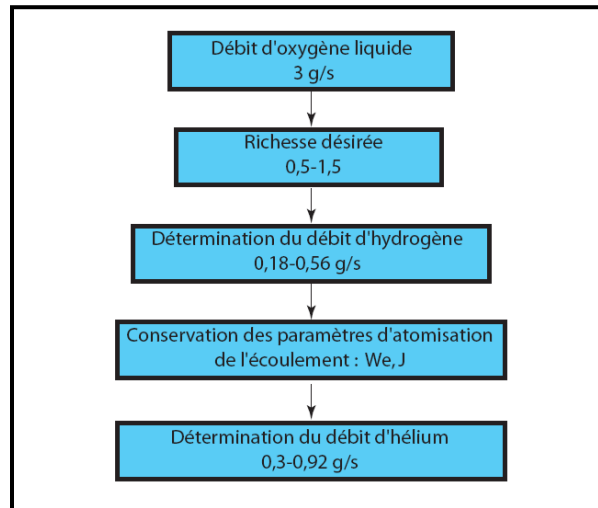


Figure 68. Processus de détermination des débits

Afin de s'assurer que l'atomisation réalisée lors de l'étude granulométrique est proche de celle de l'étude de détonation, les conditions d'injection se font pour des nombres de Weber et de J constants. Cette condition, exprimée dans l'Équation 33, permet d'obtenir les vitesses et donc les débits d'hélium désirés en fonction de la vitesse d'éjection de l'hydrogène.

$$u_{He} = \sqrt{\frac{\rho_{H_2}}{\rho_{He}}} u_{H_2} \quad \text{Équation 33}$$

Les valeurs de débit et de vitesse, utilisées pour les études de granulométrie, avec l'hélium, et les études de détonation, avec l'hydrogène, sont définies dans le **Tableau 11**. On y retrouve également les valeurs de nombres adimensionnels : le nombre de Weber, le rapport des quantités de mouvement, le nombre Reynolds et le rapport du nombre de Weber sur la racine carrée du nombre de Reynolds. La définition de ces nombres adimensionnels se trouve dans la partie I.1.

Les caractéristiques de l'écoulement montrent que nous nous trouvons en régime de « shear break-up » (voir partie I.1).

Débit LO ₂ (g.s ⁻¹)	Débit GH ₂ (g.s ⁻¹)	Débit GHe (g.s ⁻¹)	VLO ₂ (m.s ⁻¹)	VGH ₂ (m.s ⁻¹)	VGHe (m.s ⁻¹)		We	J	Re	We/√Re
3	0,18- 0,56	0,3- 0,92	2,65	70-210	98-296	He	196- 1860	0,33 -3	4420- 13280	4,5-16
						H ₂	200- 1870	0,33 -3	8000- 24000	2,2-12,1

Tableau 11. Caractéristiques de l'écoulement pour l'hélium et l'hydrogène avec un débit d'oxygène liquide donné

II.4.1.2 Débits annexes

Dans cette catégorie, on retrouve le débit d'azote de recirculation et le débit d'air comprimé qui dilue le mélange en sortie de tube.

Le débit d'azote de recirculation est fixé à 2 L/s et celui d'air comprimé doit être supérieur à 100 L/s afin que l'hydrogène évacué dans l'air de la pièce se trouve en dehors de ses limites d'inflammabilité, donc en dessous de 4% en volume dans l'air.

II.5 Bilan des dispositifs expérimentaux

Les deux dispositifs expérimentaux présentés dans cette partie ont nécessité un important travail de développement, notamment la recherche de concordance entre les deux ensembles de conditions et de paramètres d'étude. De plus, la mise en œuvre des deux dispositifs implique la maîtrise des risques suivants :

- Risques liés à l'utilisation de fluides cryogéniques (pression, température)
- Risque de combustion spontanée de certains matériaux par l'utilisation d'oxygène pur
- Risque lié à l'utilisation d'hydrogène
- Risque lié à la détonation

La prise en compte de ces risques a nécessité de nombreux aménagements sur les dispositifs, sur leur environnement et sur leurs conditions d'utilisation.

Le premier dispositif a permis de connaître la granulométrie d'un jet d'oxygène liquide atomisé par de l'hélium gazeux injecté à grande vitesse et à une température d'environ 110 K. La granulométrie du mélange a été mesurée sur l'ensemble du tube en quartz spécialement dédié à cette étude. L'hélium a été choisi dans ce cas pour simuler l'impact mécanique et aérodynamique de l'hydrogène, utilisé dans la seconde partie de l'étude expérimentale, concernant l'étude de la détonation.

Dans un second temps, la détonation d'un jet d'oxygène liquide, atomisé par une injection d'hydrogène à grande vitesse et à une température de 110 K, est étudiée dans un tube en acier inoxydable. Le tube en acier conserve la même géométrie que le tube en quartz afin d'avoir les mêmes conditions de confinement. Le second dispositif a été utilisé avec un séquençement d'ouverture et de fermeture de vannes piloté à distance.

La **Figure 69** montre, en rouge, les endroits où le laser a mesuré la granulométrie du « spray » dans le tube en quartz. Les emplacements réservés au dispositif d'initiation, notés « 3 » sur la **Figure 69**, ont été placés aux mêmes distances de l'injecteur que les mesures effectuées pour l'étude de granulométrie. De cette manière, nous obtenons la meilleure estimation possible de la granulométrie du mélange diphasique qui est utilisé lors des études de détonation.

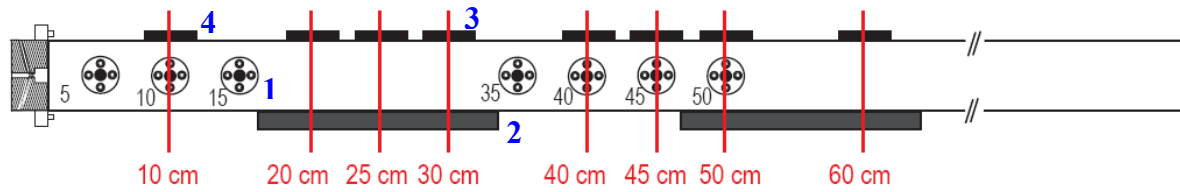


Figure 69. Tube de détonation -1. Détecteurs de chocs - 2. Plaques en acier pour le dépôt de suie - 3. Inserts pour le dispositif d'initiation - 4. Insert spécifique au le capteur Kistler 603B

Chapitre III

III. Etude de l'écoulement diphasique

III.1 Introduction

Ce chapitre décrit les résultats de l'étude d'un écoulement diphasique crée à partir d'un jet d'oxygène liquide atomisé par un écoulement gazeux d'hélium à grande vitesse. Pour l'étude granulométrique, l'hélium remplace l'hydrogène, qui sera utilisé lors de l'étude de détonation, en tant que gaz atomiseur. Le but de cette étude est de mieux connaître les conditions de mélange, qui seront mises en œuvre lors de l'étude de la détonation, en créant des « cartographies » du jet sur l'ensemble du tube.

Dans un premier temps, nous allons étudier expérimentalement la granulométrie de l'écoulement diphasique. Nous utilisons un granulomètre laser qui permet d'obtenir des distributions en taille de gouttes et des diamètres moyens. Ces informations nous permettront de voir l'évolution de la granulométrie et donc de l'évaporation en fonction de différents paramètres (vitesse d'injection de l'hélium, injection d'azote, présence de la tige).

Dans un second temps, nous nous intéresserons à des calculs réalisés à l'institut ICARE. La première série de calculs considèrent le devenir d'une goutte isolée dans le tube en fonction de sa taille initiale. La seconde série est un ensemble de simulations réalisées en collaboration avec Dmitry Davidenko qui prend en compte l'ensemble de l'écoulement et permet de considérer l'influence de la nature du gaz porteur (hélium ou hydrogène), les conditions aux parois, et la présence d'azote additionnel sur le mélange diphasique. Ces simulations permettent d'évaluer certaines caractéristiques de l'écoulement (champ de vitesses, champ de concentration complet, champ de température complet) qui n'étaient pas forcément accessibles expérimentalement.

III.1.1 Rappels

L'étude granulométrique a été réalisée dans le tube en quartz décrit plus en détail dans la partie expérimentale, avec un granulomètre laser utilisant la théorie de Fraunhofer. Chaque

point de mesure reporté dans cette partie est une moyenne de trois échantillonnages de 40 points pour un total de 120 points. Chaque échantillonnage dure 40 ms.

o Tube d'étude

Le tube où se déroulent les expérimentations est composé de 4 plaques de quartz de 13 mm d'épaisseur collées entre elles. Les dimensions internes du tube sont de 50x50 mm et il est d'une longueur de 60 cm.

o Distance à l'injecteur

Le jet est étudié selon l'axe du jet sur 8 points de mesure, qui correspondent chacun à une position du laser par rapport à l'injecteur. Chaque position a été déterminée en fonction des emplacements d'initiation utilisés, par la suite, sur le tube de détonation.

Distance à l'injecteur (cm)	10	20	25	30	40	45	50	60
-----------------------------	----	----	----	----	----	----	----	----

o Hauteur par rapport au centre du jet

Pour chaque distance d'éloignement à l'injecteur, le jet est également étudié selon 5 hauteurs par rapport au centre du jet.

Hauteur par rapport au centre du jet (cm)	-2	-1	0	1	2
---	----	----	---	---	---

o Types de résultats obtenus avec le granulomètre laser

Le granulomètre permet d'obtenir de nombreuses informations sur le spray. Dans notre cas, trois outils ont été retenus pour décrire le jet diphasique. Tout d'abord la concentration optique (C_{opt}), qui, sur un volume donné, mesure la quantité de liquide par rapport à l'ensemble du volume. Elle est exprimée en pourcentage. Ensuite, la distribution numérique à 90% (D_{090}), en μm , qui a été préférée au maximum de distribution numérique. Le maximum de la distribution donne des résultats similaires qualitativement à D_{090} , mais le D_{090} présente l'avantage de ne pas renvoyer de valeurs saturées, notamment sur les valeurs extrêmes des gammes de mesures. Nous utiliserons donc préférentiellement le D_{090} . Enfin, le SMD ou D_{32} , en μm , qui informe sur les transferts de masse dans le spray et donc, indirectement, sur la vaporisation.

o Angle du spray

Les photographies du spray ne permettent de déterminer précisément l'angle du spray qui est néanmoins compris entre 15 et 25°. Cet angle varie peu en fonction de la vitesse d'injection des gaz.

III.1.2 Exactitude des résultats

Le granulomètre laser permet d'avoir une distribution à un instant t des gouttes rencontrées sur le chemin optique du faisceau. Chaque obstacle rencontré par le faisceau implique une

diffraction dont les déviations sont collectées par les différents détecteurs en couronne du granulomètre.

Les données récoltées sont ensuite extraites pour différents calculs de répartition statistique et de distribution de taille de goutte. Dans des conditions idéales, le granulomètre laser exprime fidèlement la distribution des gouttes dans le spray.

Dans notre cas, plusieurs paramètres peuvent impliquer des résultats s'éloignant de la réalité dans certaines conditions :

- Le faisceau subit plusieurs changements de température lorsqu'il traverse le tube en quartz et l'écoulement cryogénique. Ces gradients impliquent des variations de la densité sur le chemin optique qui peuvent avoir une incidence sur le trajet rectiligne du laser.
- Lorsque la concentration en particules augmente, par exemple à l'approche du cœur liquide du jet, les particules sont si proches que l'émission de lumière est dispersée en cascade par les particules voisines. La majeure partie des granulomètres laser utilise des algorithmes de correction lorsque la concentration atteint un certain seuil afin d'éviter la diffraction multiple.
- Les parois du tube en quartz ont été collées de sorte que les faces soient parallèles entre elles. Un parallélisme parfait des faces peut entraîner une réflexion du laser sur les faces. La réflexion crée des images virtuelles du faisceau qui peuvent être collectées par le détecteur et créer des résultats factices. Les réflexions sont en partie évitées lorsque le faisceau laser n'est pas perpendiculaire au plan optique du quartz.
- Les plaques de quartz mesurent 13 mm d'épaisseur et leur traversée par le faisceau laser implique des réfractions successives de la lumière à l'issue des deux plaques et donc une déviation de l'angle incident. En jouant sur l'angle incident entre le faisceau laser et les plaques en quartz, il est possible de diminuer l'angle de réfraction du faisceau émergeant des plaques de quartz.
- Les gouttes d'oxygène liquide générées par l'injecteur ne sont pas toutes vaporisées ou atomisées. Une partie du liquide se retrouve sur la paroi inférieure du tube. Le tube étant légèrement incliné, le liquide ruisselle et entraîne la présence d'une couche de liquide d'une épaisseur pouvant atteindre 1 à 2 mm. Le passage du faisceau laser à travers cette couche à une hauteur $H=2$ cm, a ainsi pu être perturbé.

III.1.3 Configurations d'étude

o Ecoulement

Le débit d'oxygène est fixé à 3 g.s^{-1} et, lorsque l'on utilise de l'azote de recirculation, son débit est fixé à 2 L/s. Seul le débit d'hélium injecté est modifié et prend les valeurs suivantes 0,3 ; 0,55 ; 0,61 ; 0,67 et $0,92 \text{ g.s}^{-1}$, correspondant à des vitesses respectives de 70, 125, 140, 155 et 210 m.s^{-1} . Ces débits d'hélium ont été choisis afin que les nombres de Weber et de Reynolds correspondant à l'injection dans l'étude granulométrique soient identiques à ceux

choisis par la suite pour l'étude de détonation où de l'hydrogène est injecté. Les nombres de Weber et de Reynolds sont respectivement compris entre 200 et 1850 et entre 4400 et 13500.

o Configurations d'étude

En résumé, nous étudions le jet dans quatre configurations :

- La première configuration est censée reproduire l'écoulement d'hydrogène et d'oxygène liquide, en remplaçant l'hydrogène par de l'hélium (**Figure 70**).

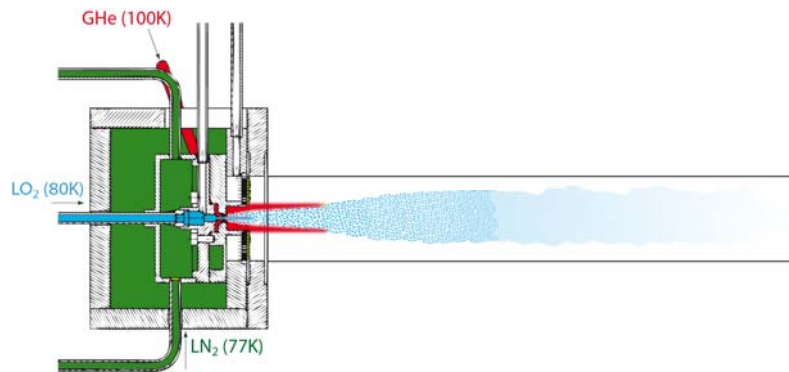


Figure 70. Schéma de la première configuration (sans azote, sans tige)

- La deuxième configuration a pour but de déterminer l'influence de l'injection d'azote sur la granulométrie. L'azote est ajouté pour d'abord éviter les zones de recirculation de gaz couramment rencontrées autour de l'injection. L'azote a également pour rôle de créer une dilution pour simuler un mélange dégradé, souvent rencontré sur les moteurs à détonation continue. L'écoulement additionnel d'azote est injecté autour du jet principal à hauteur de 2 L.s^{-1} (**Figure 71**).

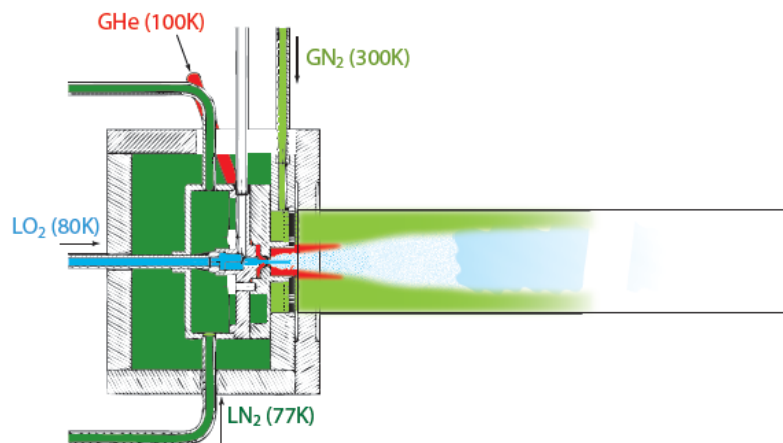


Figure 71. Schéma de la deuxième configuration (avec azote, sans tige)

- Cette injection peut impliquer une dilution trop importante du mélange qui sera utilisé lors de la détonation. Cette dilution peut empêcher les capteurs de pression situés sur les parois internes du tube d'enregistrer des signaux significatifs. Pour pallier cet

inconvénient, il a donc été décidé d'ajouter une tige centrale afin de connaître son influence sur l'écoulement. La tige, instrumentée lors de l'étude de détonation, est en revanche, vierge de tout capteur lors de l'étude granulométrique. Elle est d'abord utilisée au sein du mélange sans injection d'azote et ceci constitue la troisième configuration (**Figure 72**).

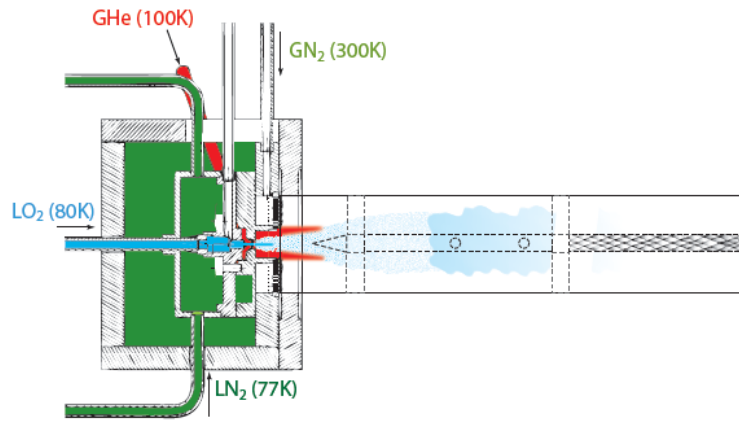


Figure 72. Schéma de la troisième configuration (sans azote, avec tige)

- La quatrième configuration cumule l'injection d'azote et l'ajout de la tige dans l'écoulement (**Figure 73**).

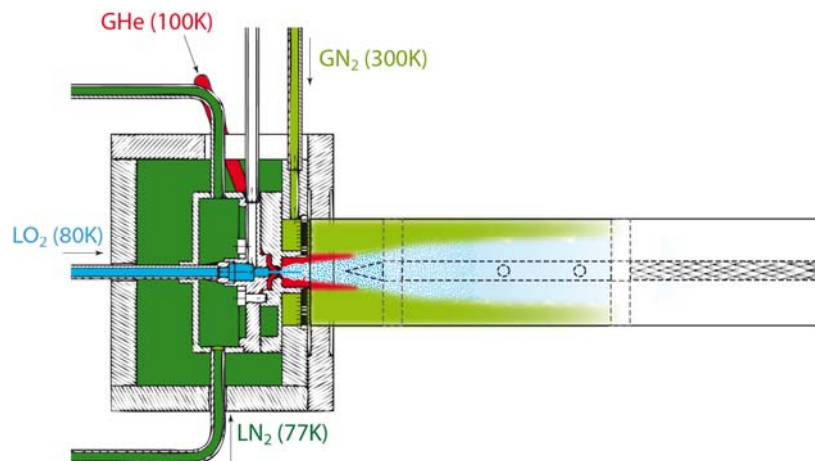


Figure 73. Schéma de la quatrième configuration (avec azote, avec tige)

III.2 Résultats expérimentaux

III.2.1 Configuration sans azote, sans tige

III.2.1.1 Influence de la vitesse d'injection d'hélium

- Concentration optique (C_{opt})

La Figure 74.a et la Figure 74.b montrent que la vitesse d'injection de l'hélium a peu d'influence sur la concentration optique, celle-ci étant relativement constante. Nous nous plaçons en champ proche, à 10 cm, puis en champ lointain, à 50 cm de l'injecteur. Les résultats montrent que les variations de concentrations optiques sont faibles, quelle que soit la vitesse d'hélium utilisée. Par la suite, nous ne prendrons donc pas en compte la vitesse d'injection de l'hélium comme paramètre significatif, chaque profil étant assez proche l'un de l'autre.

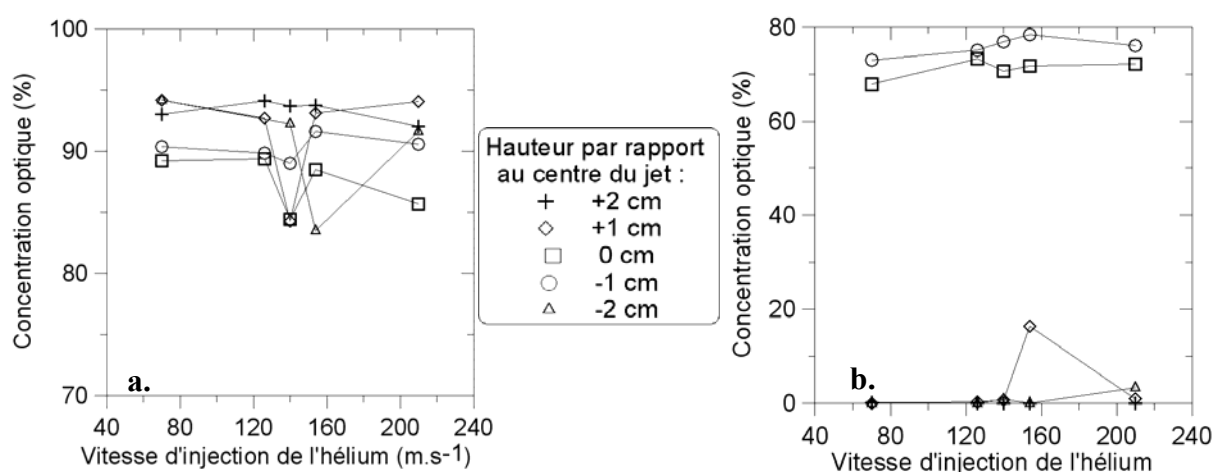


Figure 74. Concentration optique en fonction de la vitesse d'injection de l'hélium, pour différentes hauteurs par rapport au centre du jet : **a.** A 10 cm de l'injecteur - **b.** A 50 cm de l'injecteur

- Distribution numérique à 90 % (D_{090})

Pour étudier l'influence de la vitesse d'injection de l'hélium, on se place à 2 distances différentes, en champ proche à 10 cm et en champ lointain à 45 cm de l'injecteur. Dans les 2 cas, sur la Figure 75.a et la Figure 75.b, l'effet de la vitesse d'injection de l'hélium sur le D_{090} est faible. Il est légèrement plus important au centre du jet, pour $H=0$ et $H=-1$ cm, mais l'écart-type pour chaque série reste négligeable, entre 0,02 et 1,3 μm pour les valeurs à 10 cm et entre 4 et 70 μm pour les valeurs à 45 cm.

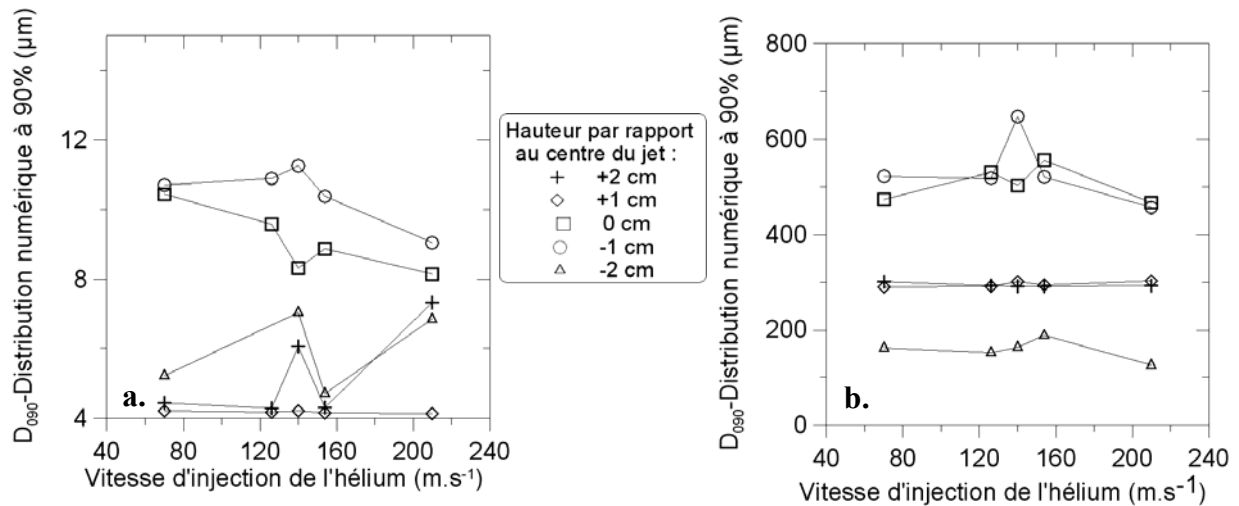


Figure 75. D_{090} en fonction de la vitesse d'injection de l'hélium, pour différentes hauteurs par rapport au centre du jet : **a.** A 10 cm de l'injecteur - **b.** A 45 cm de l'injecteur

- SMD (D_{32})

La **Figure 76.a** et la **Figure 76.b** montrent l'évolution du SMD en fonction de la vitesse d'éjection de l'hélium pour différentes hauteurs par rapport au centre du jet. Que ce soit à une distance proche, sur la **Figure 76.a**, ou à une distance éloignée, sur la **Figure 76.b**, de l'injecteur, la vitesse de l'hélium a généralement peu d'influence sur le SMD. Les variations de SMD sont minimales pour les différents points réalisés sur la hauteur du jet.

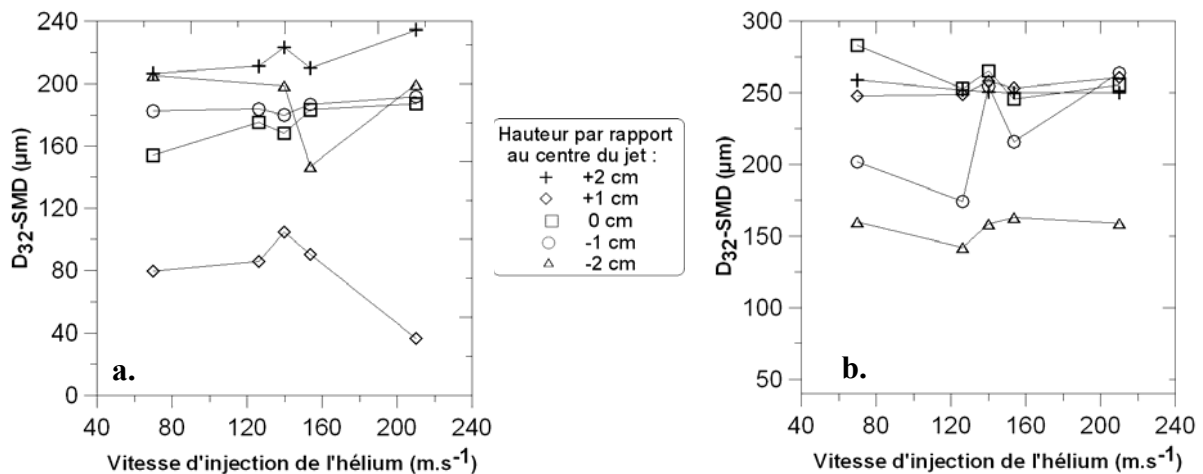


Figure 76. SMD en fonction de la vitesse d'injection de l'hélium, pour différentes hauteurs par rapport au centre du jet : **a.** A 10 cm de l'injecteur - **b.** A 45 cm de l'injecteur.

III.2.1.2 Influence de la distance à l'injecteur et de la zone verticale d'étude

- Concentration optique

Sur la **Figure 77**, la concentration optique, en fonction de la distance à l'injecteur, diminue tout au long du tube jusqu'à être nulle, sauf au centre du jet. Elle est très importante en champ proche, donc depuis la 1^{ère} distance de mesure (10 cm de l'injecteur) à la 3^e distance de mesure (25 cm de l'injecteur), avec des valeurs comprises entre 74,6% et 94,2%, quelle que soit la hauteur de mesure. A partir du 4^e point de mesure, les valeurs chutent jusqu'au bout du tube, sauf au centre du jet, où les valeurs sont à peu près stables.

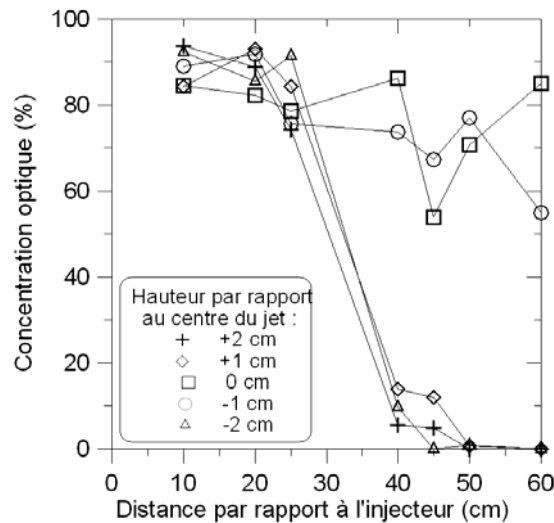


Figure 77. Evolution de la concentration optique en fonction de la distance à l'injecteur, pour différentes hauteurs d'étude par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s⁻¹)

Sur la **Figure 78**, on donne le profil radial de la concentration optique en fonction de la hauteur par rapport à l'injecteur pour les différentes distances de l'injecteur. On peut voir que les valeurs périphériques, H=1 cm, H=+2 cm et H=-2 cm, sont proches de zéro au niveau de x=50 cm et x=60 cm. Ces résultats montrent que le faisceau laser ne rencontre plus de gouttes entraînant une diffraction. Ce constat montre d'abord une vaporisation totale des gouttes présentes dans le jet en champ lointain lorsqu'on s'éloigne du centre du jet, c'est-à-dire pour les hauteurs H=-2 cm, H=1 cm et H=+2 cm. Ensuite, elle permet de voir que le centre du jet concentre la majeure partie du jet d'oxygène liquide qui n'a pas été atomisé puis vaporisé. En champ proche, quelle que soit la hauteur, la concentration optique est importante.

En champ éloigné (à x=50 cm et x=60 cm), le centre du jet présente des concentrations optiques comprises entre 25 et 85%. Ces valeurs augmentent avec le débit et donc avec la vitesse de l'hélium. La présence plus importante d'hélium à 110 K pourrait donc expliquer une densité liquide plus importante.

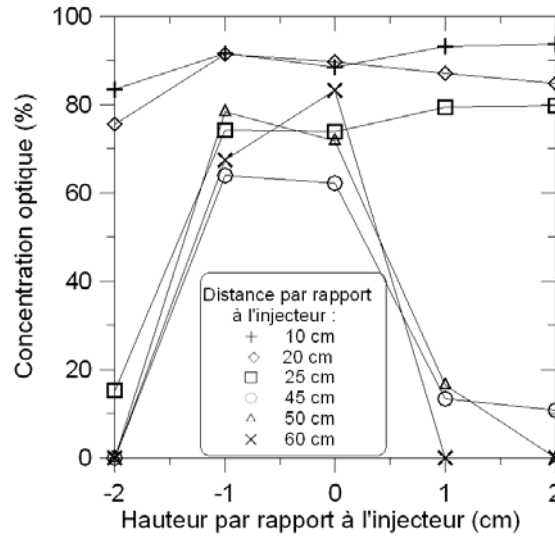


Figure 78. Profil radial de la concentration optique en fonction de la hauteur par rapport au centre du jet, pour les 3 premières et les 3 dernières distances par rapport à l'injecteur (Vitesse $G_{He}=140 \text{ m.s}^{-1}$)

A cette distance de l'injecteur, donc entre 50 et 60 cm, l'impact mécanique du gaz atomiseur n'a plus d'influence sur le jet, l'hélium à basse température jouant donc un rôle thermique en ralentissant la vaporisation de la phase liquide.

- Distribution numérique à 90 % (D_{090})

Sur la **Figure 79**, au 1^{er} point de mesure en distance, le D_{090} renvoie des valeurs inférieures à $15 \mu\text{m}$, tandis que le maximum de distribution présente des valeurs généralement inférieures à $7 \mu\text{m}$. Les moyennes en nombre augmentent de manière significative à partir de la 4^e distance de mesure, quelle que soit la hauteur de mesure. Ces résultats montrent que le diamètre moyen du jet augmente, notamment par évaporation complète et donc disparition des gouttes présentant le diamètre le plus faible.

Dans la seconde partie du tube, de $x=30 \text{ cm}$ à $x=60 \text{ cm}$, au centre du jet, pour $H=0 \text{ cm}$ et $H=-1 \text{ cm}$, les moyennes en nombre continuent d'augmenter jusqu'à 510 cm avec des valeurs comprises entre 406 et $695 \mu\text{m}$.

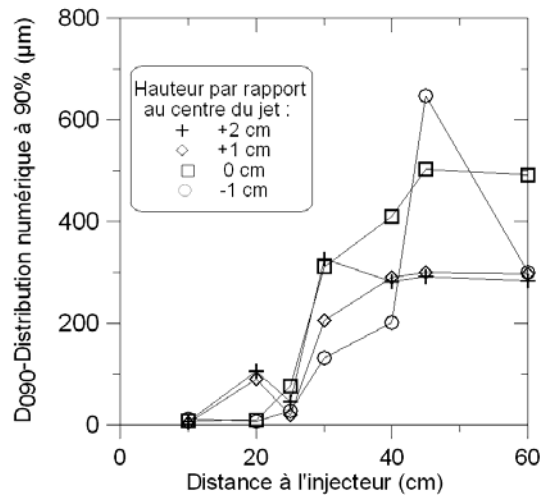


Figure 79. Evolution du D_{090} en fonction de la distance à l'injecteur, pour différentes hauteurs d'étude par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s⁻¹)

Concernant la périphérie du jet, ici la partie haute avec $H=+1$ cm et $H=+2$ cm, les valeurs se stabilisent à partir de la 5^e mesure avec des valeurs comprises entre 281 et 315 μm pour la distribution numérique à 90%.

Sur la **Figure 80**, on donne la distribution numérique à 90% (D_{090}) en fonction de la hauteur par rapport au centre du jet. On observe clairement que les valeurs au centre du jet, $H=0$ cm et $H=-1$ cm, sont plus importantes que les valeurs en périphérie, et ceci, quelle que soit la distance à l'injecteur. Cet écart va en s'accroissant lorsqu'on s'éloigne de l'injecteur, puisque l'écart-type varie entre 2,6 μm à 10 cm de l'injecteur et est de 173 μm à 60 cm de l'injecteur.

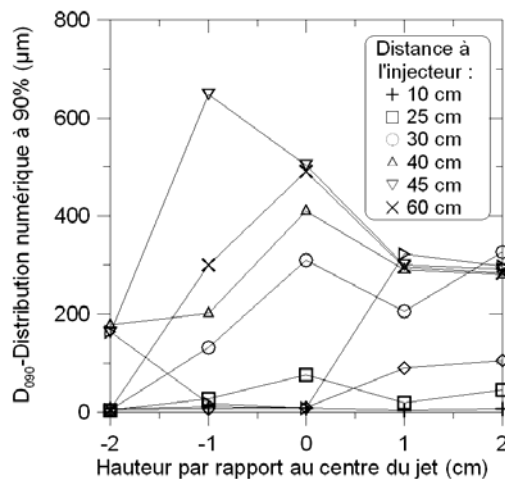


Figure 80. Profil radial avec D_{090} en fonction de la hauteur par rapport au centre du jet, pour 3 distances proches et 3 distances éloignées par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s⁻¹)

- D_{32} -SMD

A l'intérieur du tube, sur la **Figure 81**, on remarque une tendance à l'augmentation du SMD lorsqu'on s'éloigne de l'injecteur. Ainsi, le SMD passe, globalement, de valeurs comprises entre 100 μm et 200 μm à des valeurs comprises entre 200 μm et 300 μm . Les fluctuations

peuvent être dues aux très grosses gouttes de l'écoulement ou aux ligaments liquides qui ont un poids important dans le SMD.

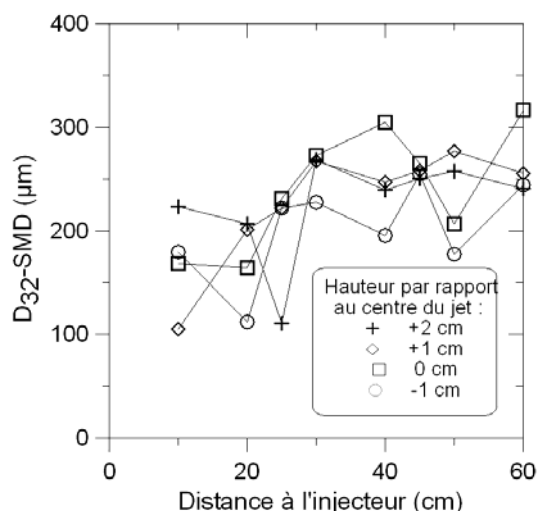


Figure 81. Evolution du SMD en fonction de la distance à l'injecteur, pour différentes hauteurs d'étude par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s⁻¹)

Sur la **Figure 82**, le profil radial montre que le SMD est généralement plus important au centre du jet qu'en périphérie. On ne retrouve pas cette tendance à proximité de l'injecteur, à 10 cm et 20 cm de l'injecteur, et également à 50 cm de l'injecteur.

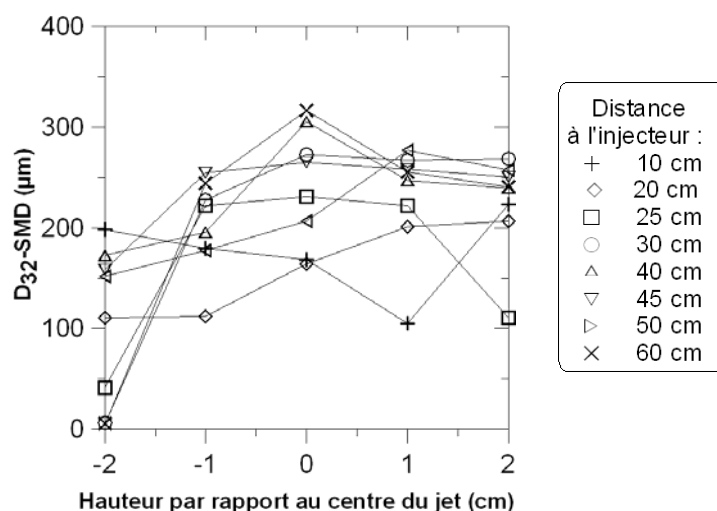


Figure 82. Profil radial avec SMD en fonction de la hauteur par rapport au centre du jet, pour 3 distances proches et 4 distances éloignées par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s⁻¹)

III.2.1.3 Cartographies et bilan

L'un des buts de l'étude granulométrique était de fournir une « cartographie » des tailles de gouttes dans le spray. Nous avons vu que la vitesse d'injection d'hélium avait peu d'influence sur la granulométrie du spray. Afin de résumer, les résultats suivants sont des moyennes de concentration optique, de D_{090} , de SMD sur l'ensemble des débits pour un emplacement particulier dans le tube. Les tailles de gouttes sont représentées sur les cartographies par des cercles dont le diamètre est proportionnel à la taille de goutte.

D'un point de vue qualitatif et quantitatif, le débit d'hélium et donc la vitesse du gaz atomiseur a peu d'influence sur la granulométrie et sur la distribution en taille dans le jet diphasique, dans la configuration étudiée, sans ajout d'azote périphérique, ni en présence de la tige instrumentée. Le peu d'influence du débit d'hélium était prévisible. En effet, Borisov et al (1981) ont divisé les régimes d'atomisation en 3 groupes distincts en fonction du We et du rapport $We/\sqrt{Re}$. Dans notre étude, le We et le rapport $We/\sqrt{Re}$ sont compris respectivement entre 200 et 1850 et entre 2 et 15. Ces valeurs correspondent au régime d'atomisation dit « shear-breakup », décrit dans la partie II.1.4, ce qui implique que les mécanismes de cassure des gouttes restent identiques quelle que soit la vitesse d'injection d'hélium imposée. C'est pour cette raison que les valeurs du D_{090} et du SMD varient peu avec la vitesse d'injection de l'hélium.

- Concentration optique (C_{opt})

La concentration optique révèle que la proportion de phase dispersée par rapport au gaz porteur diminue lorsqu'on avance dans le tube, ainsi qu'on peut le voir sur la **Figure 83**. Cette diminution implique une vaporisation globale et graduelle de l'oxygène liquide introduit dans le tube par l'injecteur. Lorsque l'on se place à la périphérie du jet, à partir de la 5^e distance de mesure, la concentration optique, étant inférieure à 25%, indique que la proportion de phase liquide est faible. En revanche, le centre du jet, pour $H=0$ cm et $H=-1$ cm, présente une forte proportion de phase liquide. On peut en déduire que la pénétration du cœur s'étend sur une distance importante, supérieure à la longueur totale du tube et que la gravité a un impact sur le jet, une forte proportion de phase liquide étant présente à $H=-1$ cm. De plus, les valeurs importantes en champ proche, quelle que soit la hauteur, montrent que l'angle du spray est suffisamment grand, supérieur à 14°, pour transporter une forte concentration de liquide sur les bords du tube.

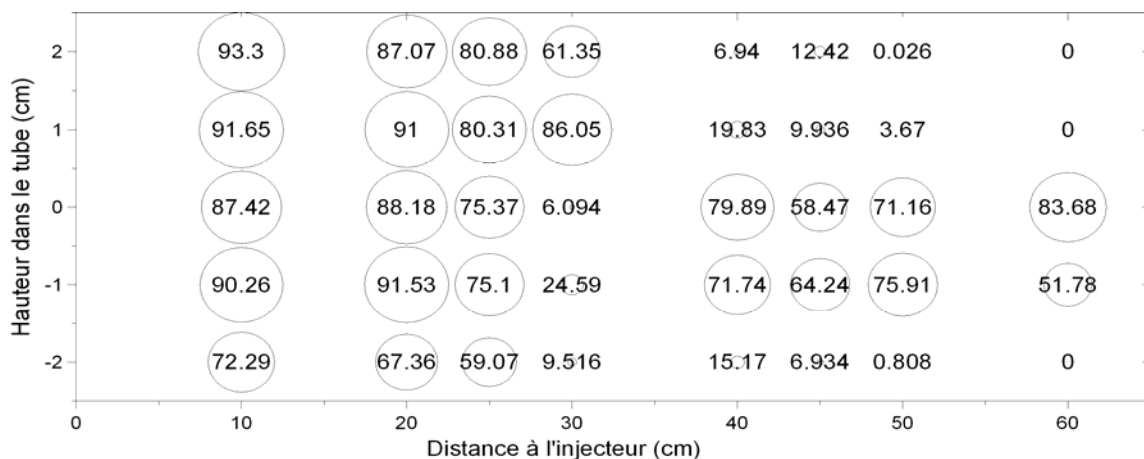


Figure 83. Cartographie des moyennes de concentration optique (en %), pour toutes les vitesses d'injection d'hélium, sur l'ensemble du tube

- Distribution numérique à 90 % (D_{090})

Le jet diphasique présente une distribution en taille de gouttelettes qui est polydispersée. En champ proche, on constate que la distribution numérique à 90%, le D_{090} , révèle une importante quantité de petites gouttes dont la taille est inférieure à 10 μm (**Figure 84**). Dans le même temps, le SMD, montre que le rapport volume sur surface est compris entre 80 et 217

μm , ce qui implique une présence de gouttes volumineuses. Il y a donc une cohabitation entre des gouttes de très petite taille et des gouttes de grande taille. Lorsqu'on se déplace vers le fond du tube, le D_{090} augmente, ce qui permet de déduire qu'une grande partie des gouttes de petite taille s'évapore et fait ainsi augmenter mathématiquement la proportion des gouttes de taille plus importante.

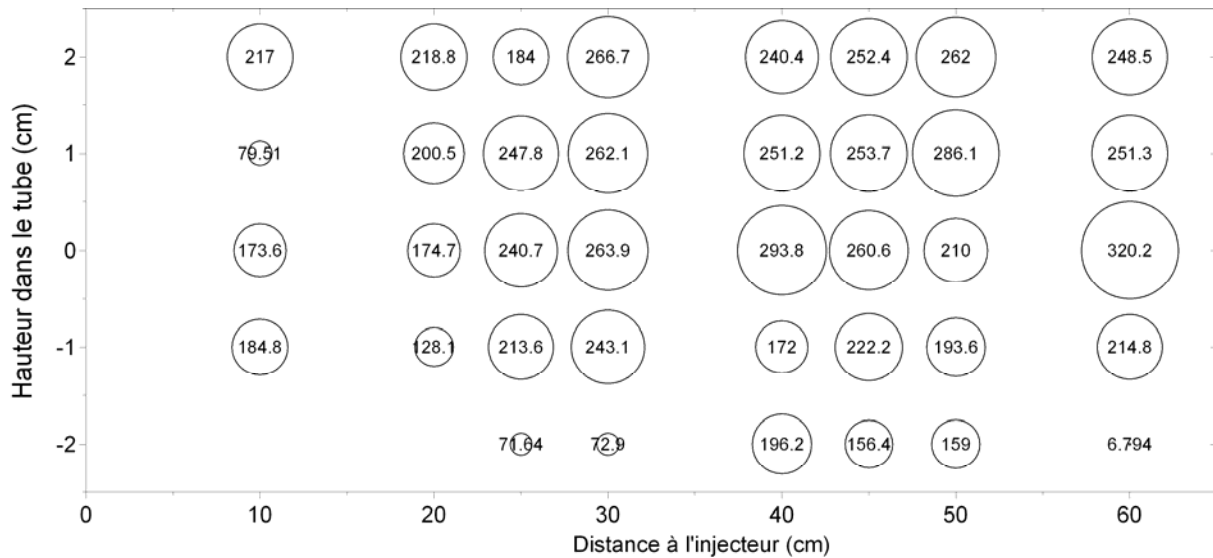


Figure 84. Cartographie des moyennes de D_{090} (en μm) sur l'ensemble du tube

Dans la seconde partie du tube, en périphérie du jet, aux hauteurs $H=-2$ cm, $H=1$ cm, $H=2$ cm, l'augmentation du D_{090} est couplée à une diminution de la concentration optique. Ce couplage montre que les plus petites gouttes du jet continuent de se vaporiser tandis que les plus grosses gouttes commencent à s'évaporer. Au centre du jet, on retrouve la partie liquide peu atomisée par l'hélium qui est donc constituée essentiellement de gouttes dont le diamètre est supérieur à $300 \mu\text{m}$. En effet, les valeurs du D_{090} et du SMD montrent qu'une grande quantité de petites gouttes est présente au centre du jet sur la première partie du tube, donc au sein du jet liquide. Dans la seconde partie du tube, les valeurs au centre du jet pour D_{090} augmentent et sont proches des valeurs du SMD, les plus petites gouttes ayant donc totalement disparu.

- SMD (D_{32})

Le SMD permet de pointer les zones les moins favorables à l'évaporation. Sur la **Figure 85**, on retrouve dans la 1^{re} partie du tube, une zone où les gouttes de taille inférieure à $10 \mu\text{m}$, celles que l'on peut voir sur la **Figure 84**, ont disparu par évaporation et les endroits où les plus grosses gouttes n'ont pas commencé à s'évaporer. Dans la seconde partie du tube, la seconde zone comprend la partie liquide peu dispersée au centre du jet, incluant pour la majeure partie des gouttes de grand diamètre. Les valeurs du SMD sur la partie haute montrent que les plus petites gouttes ont disparu puisque les valeurs D_{090} augmentent et que la taille des plus grosses gouttes diminue puisque que le SMD se stabilise entre 200 et $300 \mu\text{m}$.

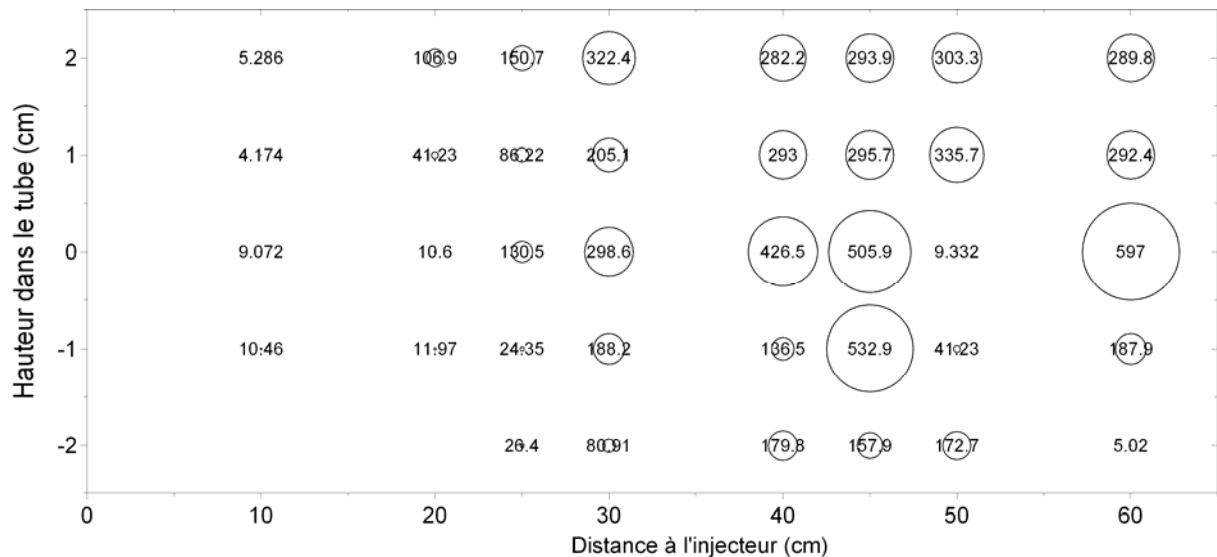


Figure 85. Cartographie des moyennes de SMD (en μm) sur l'ensemble du tube

III.2.2 Configuration avec azote, sans tige

III.2.2.1 Influence de la vitesse d'injection de l'hélium

- Concentration optique (C_{opt})

Sur la **Figure 86.a**, on se place à proximité de l'injecteur (10 cm) et l'on fait varier la vitesse de l'hélium injecté. On remarque que cette vitesse a peu d'influence sur la concentration optique, sauf pour $H=-2$ cm, où celle-ci présente des écarts importants d'une vitesse à une autre, la nappe liquide pouvant expliquer ces écarts. Si on se place en bout de tube (60 cm), sur la **Figure 86.b**, on retrouve les mêmes conclusions, notamment sur la partie inférieure du tube.

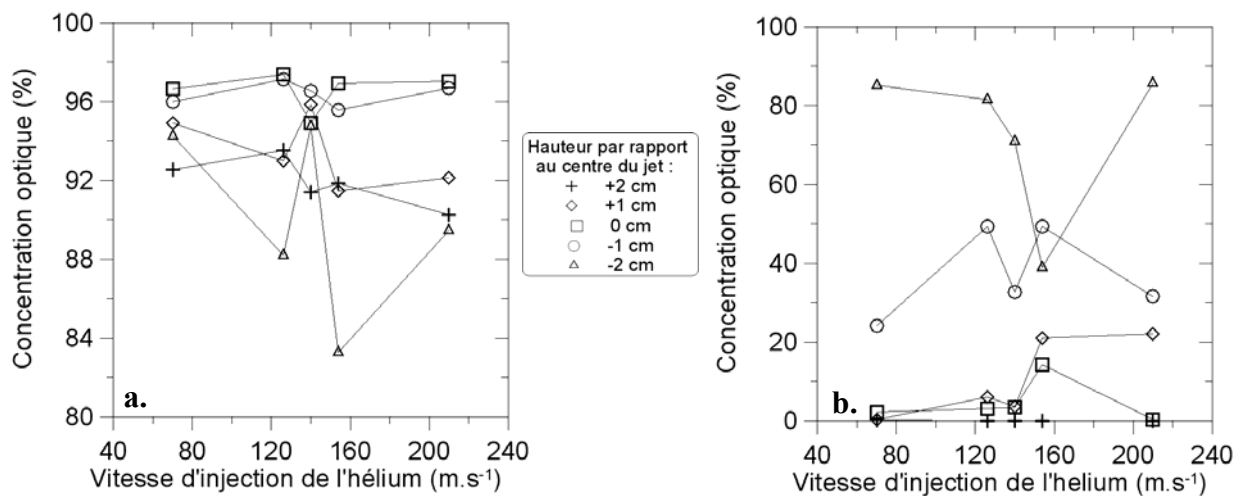


Figure 86. Concentration optique en fonction de la vitesse d'injection de l'hélium, pour différentes hauteurs par rapport au centre du jet : **a.** A 10 cm de l'injecteur - **b.** A 60 cm de l'injecteur

- Distribution numérique à 90% (D_{090})

Sur la **Figure 87.a**, pour une mesure à 10 cm en aval de l'injecteur, on peut voir que la vitesse de l'hélium a un impact sur le D_{090} au centre du jet. Cet impact est seulement constaté pour les plus faibles vitesses d'injection, entre 70 m.s^{-1} et 125 m.s^{-1} , au-delà, l'impact est quasi-nul. Quand on se place à une distance éloignée de l'injecteur, à $x=60 \text{ cm}$ (**Figure 87.b**), la vitesse d'injection de l'hélium n'influe plus sur le D_{090} , quelle que soit la hauteur à laquelle on se place dans le jet.

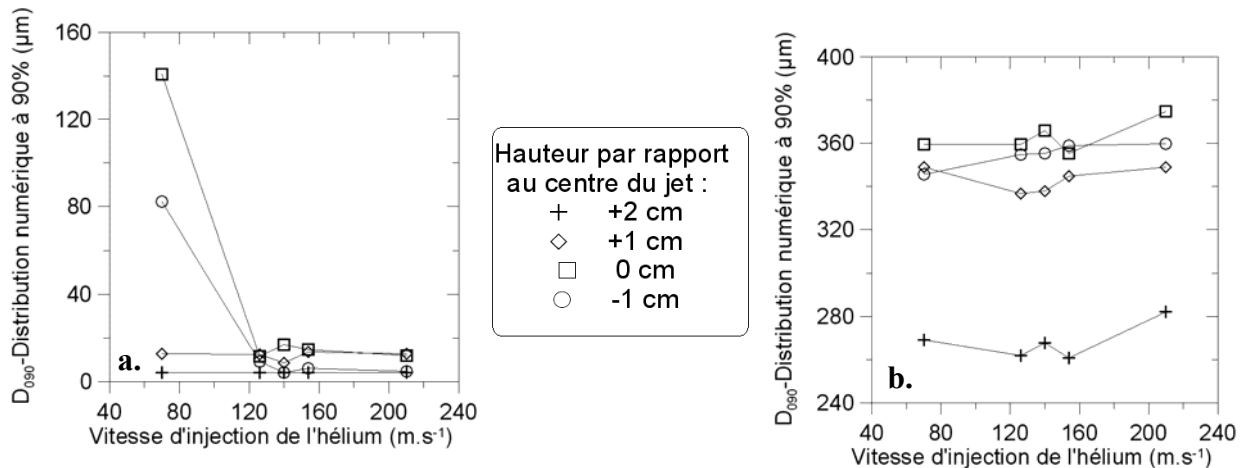


Figure 87. D_{090} en fonction de la vitesse d'injection de l'hélium, pour différentes hauteurs par rapport au centre du jet : **a.** A 10 cm de l'injecteur - **b.** A 60 cm de l'injecteur

- SMD (D_{32})

On peut voir, sur les **Figure 88.a** et **Figure 88.b**, que la vitesse d'injection de l'hélium a peu d'influence sur le SMD. En champ proche comme en champ lointain, le SMD n'est pas significativement modifié par les variations de vitesse de l'hélium.

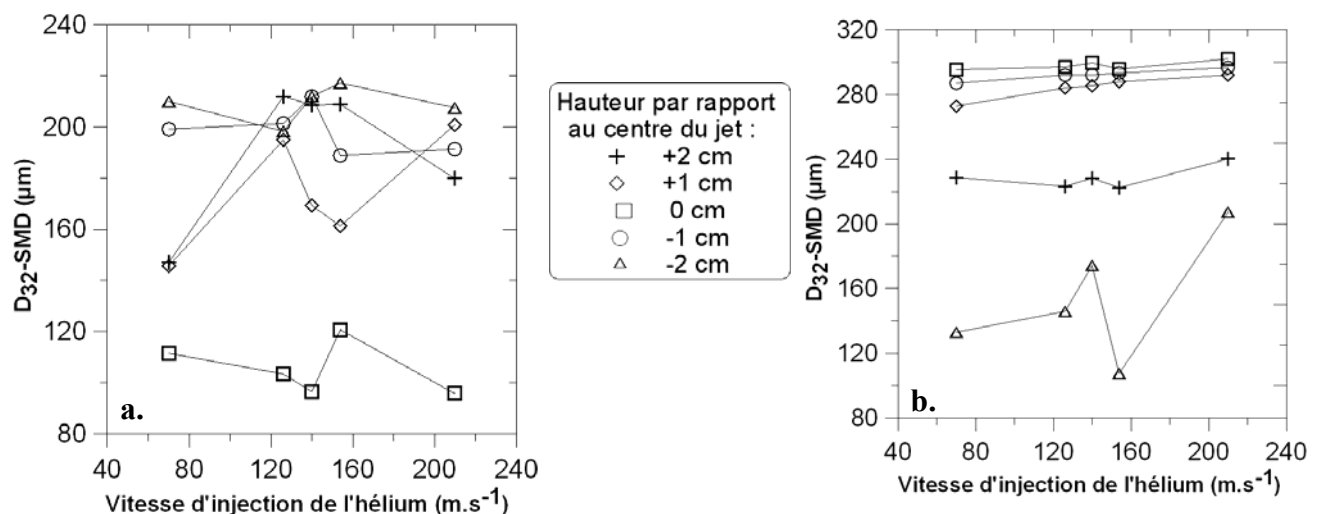


Figure 88. SMD en fonction de la vitesse d'injection de l'hélium, pour différentes hauteurs par rapport au centre du jet : **a.** A 10 cm de l'injecteur - **b.** A 60 cm de l'injecteur

III.2.2.2 Influence de la distance à l'injecteur et de la hauteur par rapport à l'injecteur

- Concentration optique (C_{opt})

La **Figure 89** présente l'évolution de la concentration optique en fonction de la distance à l'injecteur pour différentes hauteurs par rapport au centre du jet, pour une vitesse d'hélium de 140 m.s^{-1} . On remarque que la concentration optique est importante sur la première partie du tube, quelle que soit la hauteur dans le jet.

Dans la seconde partie du tube, la concentration optique est différente selon la hauteur dans le jet. La partie supérieure du tube, à $H=+1 \text{ cm}$ et $H=+2 \text{ cm}$, montre des valeurs qui se rapprochent rapidement de zéro, avec des valeurs légèrement plus importantes à 45 cm , comprises entre 0 et 40%. Au centre du jet, $H=0 \text{ cm}$ et $H=-1 \text{ cm}$, les valeurs se rapprochent de zéro plus loin dans le tube, à partir de 50 cm , avec une augmentation à 60 cm pour $H=-1 \text{ cm}$. Pour $H=-2 \text{ cm}$, il y a une diminution jusqu'à 50 cm , avec une augmentation pour $x=60 \text{ cm}$, à 71%.

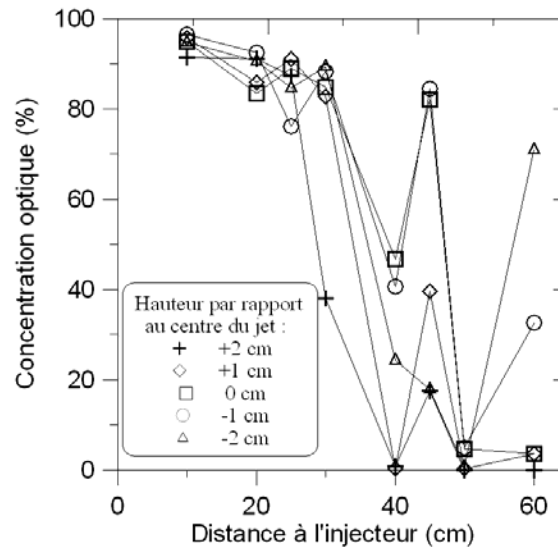


Figure 89. Evolution de la concentration optique en fonction de la distance à l'injecteur, pour différentes hauteurs d'étude par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe= 140 m.s^{-1})

La Figure 90 montre les profils radiaux de la concentration optique pour chaque distance à l'injecteur. On remarque principalement que c'est au centre du jet, pour $H=0 \text{ cm}$ et $H=-1 \text{ cm}$, que se trouvent les valeurs les plus importantes de la concentration optique. La concentration optique pour la partie supérieure du jet, $H=+1 \text{ cm}$ et $H=+2 \text{ cm}$, est généralement plus faible, quelle que soit la distance d'éloignement de l'injecteur. La partie inférieure et le centre du jet regroupent les valeurs les plus importantes, notamment en bout de tube.

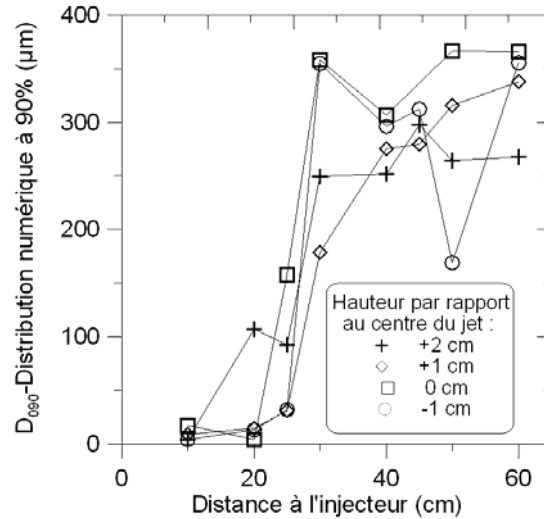


Figure 90. Profil radial de la concentration optique en fonction de la hauteur par rapport au centre du jet, pour différentes distances d'éloignement par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s⁻¹)

- Distribution numérique à 90% (D_{090})

Sur la Figure 91, on remarque nettement l'augmentation du D_{090} lorsqu'on avance dans le tube, pour toutes les hauteurs dans le jet.

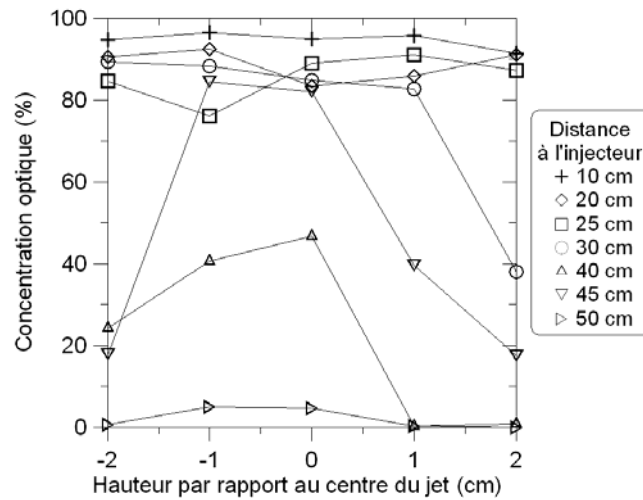


Figure 91. Evolution du D_{090} en fonction de la distance à l'injecteur, pour différentes hauteurs d'étude par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s⁻¹)

Sur la **Figure 92**, on constate que le centre du jet, donc aux hauteurs $H=0$ cm et $H=-1$ cm, regroupe les valeurs où le D_{090} est le plus important.

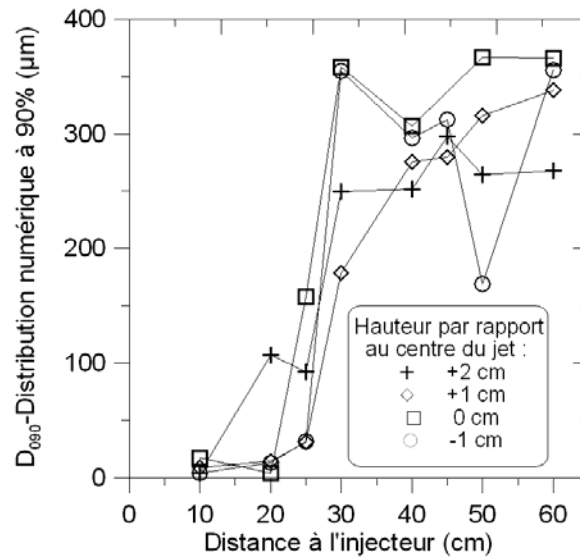


Figure 92. Profil radial avec D_{090} en fonction de la hauteur par rapport au centre du jet, pour 3 distances proches et 3 distances éloignées par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s⁻¹)

- SMD (D_{32})

Sur la **Figure 93**, on peut voir l'évolution du SMD en fonction de la distance à l'injecteur pour différentes hauteurs dans le jet. On note une nette augmentation du SMD au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'injection.

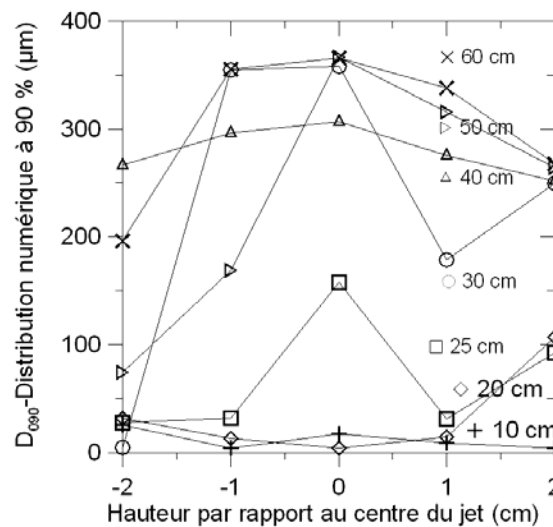


Figure 93. Evolution du SMD en fonction de la distance à l'injecteur, pour différentes hauteurs d'étude par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s⁻¹)

Sur la **Figure 94**, on voit que le SMD est plus important au centre du jet qu'à la périphérie pour tous les profils situés à des distances supérieures ou égales à $x=25$ cm. Pour $x=20$ cm, le profil radial montre que, systématiquement, le SMD est plus faible au centre du jet. Pour $x=10$ cm et $x=20$ cm, le SMD est plus faible au centre du jet, tandis que pour les autres distances de mesure, il est plus important au centre du jet.

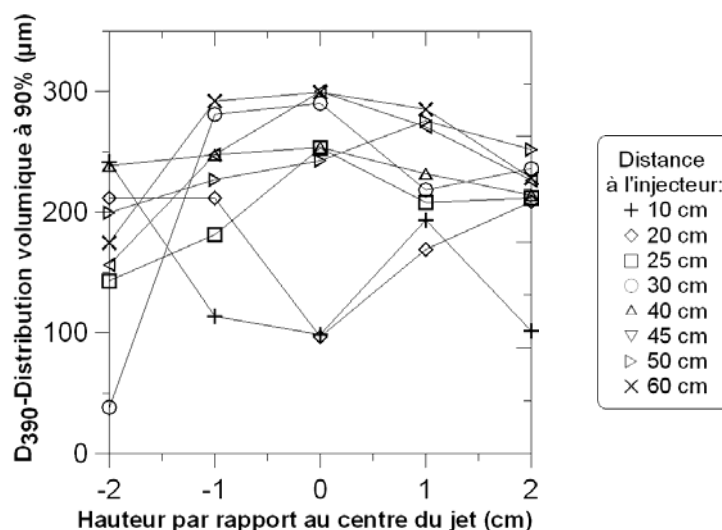


Figure 94. Profil radial du SMD en fonction de la hauteur par rapport au centre du jet, pour différentes distances d'éloignement par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s-1)

III.2.2.3 Cartographies et bilan

Cette partie récapitule les essais réalisés avec une injection d'azote gazeux à débit fixe et à température ambiante autour de l'injecteur, sans ajout de la tige.

- Concentration optique (C_{opt})

On remarque que la vitesse d'injection d'hélium a peu d'influence sur le jet et donc sur la distribution de gouttelettes étudiées. Dans le cas de la concentration optique et pour la configuration d'étude avec azote, sans tige, il est intéressant de prendre en compte la totalité du tube. Sur la **Figure 95**, on donne une cartographie de la concentration optique du tube. La zone en rouge représente les zones où la concentration optique est faible, signe que la phase liquide est en faible proportion. On peut comparer avec la concentration optique détaillée en **Figure 83** (configuration sans azote, sans tige), où le centre du jet présentait une forte concentration optique jusqu'au bout du tube, ce qui n'est plus le cas ici. L'azote gazeux joue donc sûrement un rôle d'apport de chaleur qui se matérialise en fin de tube. Le fait que les zones de faible concentration optique soient localisées sur la partie supérieure du tube peut s'expliquer par une mauvaise répartition de l'azote gazeux lors de l'injection. En effet, l'azote est introduit par une voie unique débouchant sur le haut de la tête d'injection : le gaz est donc préférentiellement injecté dans la partie supérieure du tube.

En comparant la Figure 95 et la Figure 96, on peut également remarquer que la taille de la zone de faible concentration optique se réduit lorsqu'on augmente le débit et donc la vitesse d'hélium dans le tube. L'apport supplémentaire d'hélium, injecté à 110 K, viendrait contrebalancer l'effet thermique de l'azote sur la vaporisation en refroidissant l'ensemble du jet.

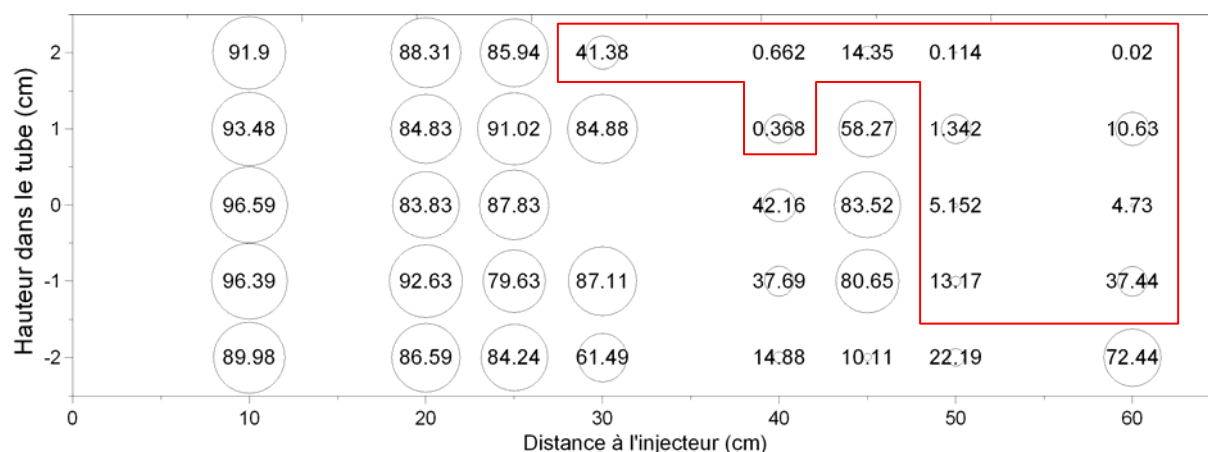


Figure 95. Cartographie de la concentration optique (en %) sur l'ensemble du tube (Vitesse GHe=70 m.s⁻¹)

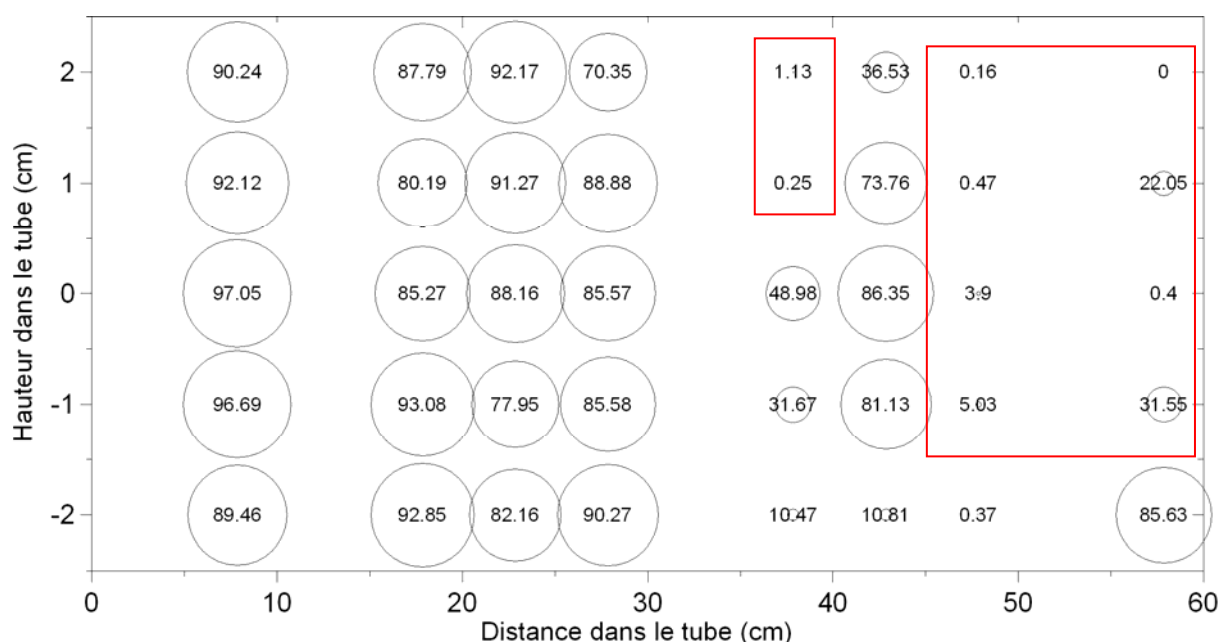


Figure 96. Cartographie de la concentration optique (en %) sur l'ensemble du tube (Vitesse GHe=210 m.s⁻¹)

L'azote a donc peu d'effet sur la première partie du tube pour la concentration optique, car les valeurs sont comprises entre 75% et 97%. L'effet de l'azote est plus marqué en bout de tube où on remarque également que la vaporisation s'effectue plus rapidement en périphérie du jet qu'au centre du jet.

- Distribution numérique à 90% (D_{090})

En ce qui concerne la distribution numérique à 90%, on retrouve les mêmes conclusions que pour la configuration sans injection d'azote (**Figure 97**). Au plus proche de l'injecteur, pour $10 < x < 20$ cm, les distributions montrent des valeurs faibles, entre 4 et 80 μm , qui augmentent jusqu'au bout du tube pour atteindre des valeurs entre 250 et 350 μm . Là aussi, la vaporisation rapide des gouttelettes les plus fines fait augmenter la valeur du D_{090} . Les plus grosses gouttes de l'écoulement se trouvent au centre du jet, leur inertie leur permettant d'être

portées plus longtemps par le jet et leur vaporisation étant moins rapide que celle des plus fines gouttelettes. Comparativement, l'azote a peu d'influence sur le D_{090} .

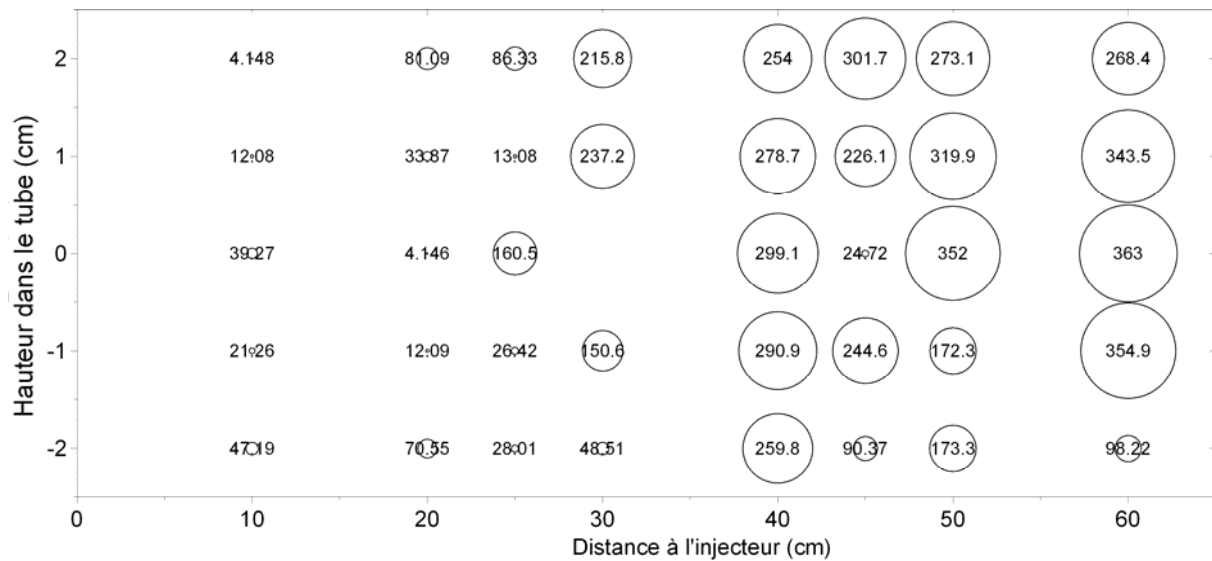


Figure 97. Cartographie des moyennes de D_{090} (en μm) sur l'ensemble du tube

- SMD (D_{32})

Il y a peu de différence entre la configuration avec ou sans azote en ce qui concerne le SMD (**Figure 98**). L'écart-type des valeurs SMD sur l'ensemble du tube varie entre 64 et 78 μm selon la vitesse d'hélium, pour la configuration sans azote et entre 48 et 62 μm pour la configuration avec azote. Le centre du jet présente des valeurs plus importantes qu'en périphérie, mais il est difficile de faire émerger des zones où le SMD est plus important. Sur la partie haute du tube, pour $H=2$ cm, la moyenne des valeurs SMD pour les différents débits d'hélium, avec des configurations avec ou sans azote, montrent des différences. Pour la configuration sans azote, la moyenne est de 236 μm , alors qu'elle est de 206 μm pour la configuration avec azote, indiquant une meilleure propension à la vaporisation. On retrouve légèrement cette tendance pour $H=1$ cm, avec des valeurs moyennes de 236 μm pour la configuration sans azote et 229 μm pour la configuration sans azote. Cette tendance s'inverse à partir du centre du jet, pour $H=0$ cm, avec en moyenne 215 μm sans azote et 238 μm avec azote. Pour $H=-1$ cm, la tendance s'accroît avec 163 μm pour la configuration sans azote et 221 μm pour la configuration avec azote. L'azote semble décaler la zone de fort SMD et de forte concentration optique, rencontrée au centre du jet pour la configuration sans azote, vers la partie inférieure du tube. L'azote semble donc avoir un effet très localisé sur le SMD, qui se limite à la partie supérieure du tube.

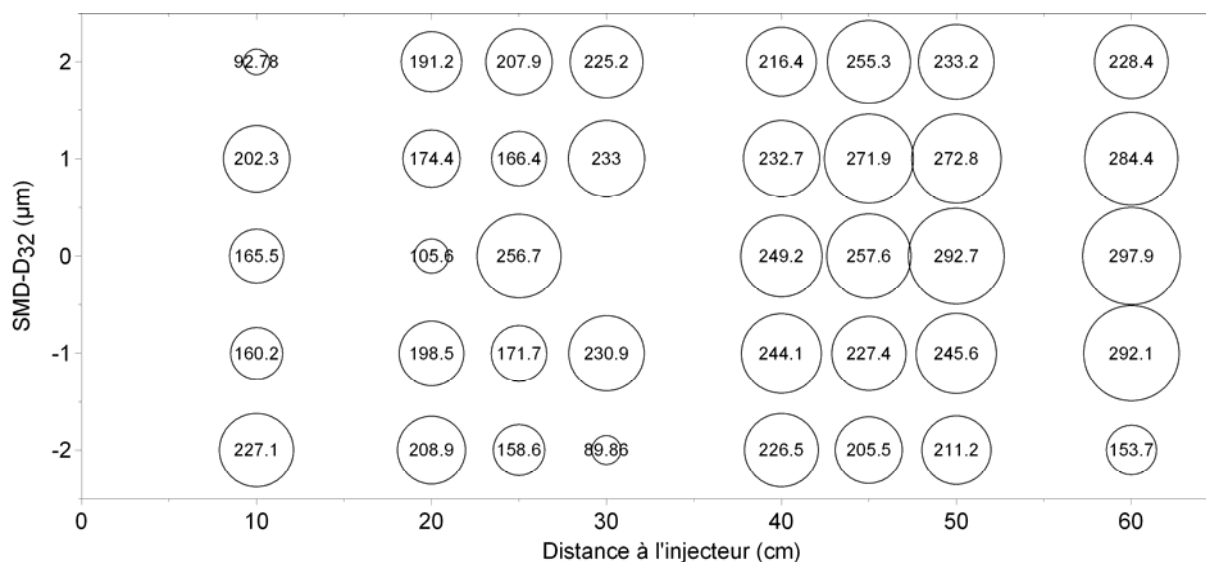


Figure 98. Cartographie des moyennes de SMD (en μm) sur l'ensemble du tube

La **Figure 99** représente la moyenne, sur l'ensemble de la hauteur du tube et pour l'ensemble des vitesses d'injection considérées pour chaque distance, pour le SMD et pour le D_{090} , avec ou sans azote. On constate que l'azote a une légère influence sur l'écoulement à la fin du tube. A partir de 30 cm pour le D_{090} , et à partir de 40 cm pour le SMD, les valeurs de ces paramètres augmentent lorsqu'on ajoute de l'azote. Cette augmentation montre qu'il y a une vaporisation des gouttes grâce à l'action de l'azote. Néanmoins, l'influence de l'azote est faible : l'écart est compris entre 1,3 et 17% pour le SMD et entre 14 et 18% pour le D_{090} .

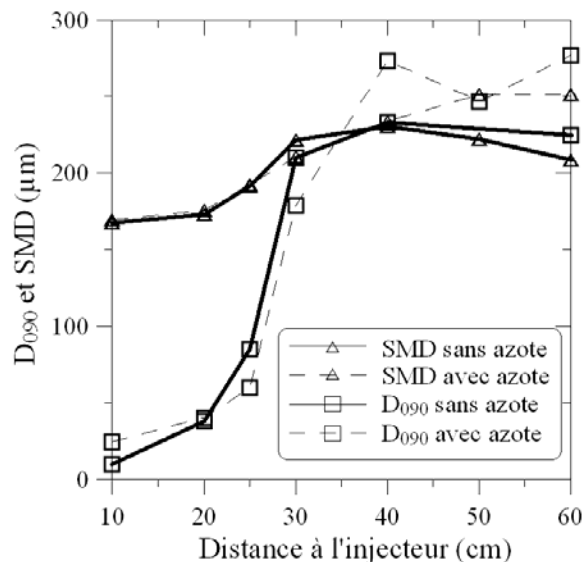


Figure 99. Moyenne générale des valeurs de SMD et de D_{090} avec ou sans azote, en fonction de la distance à l'injecteur

III.2.3 Configuration sans azote, avec tige

III.2.3.1 Influence de la vitesse d'injection de l'hélium

- Concentration optique (C_{opt})

La **Figure 100** et la Figure 101 sont des cartographies de la concentration optique sur l'ensemble du tube. La **Figure 100** détaille cette vue d'ensemble pour une vitesse d'hélium de 70 m.s⁻¹ et la Figure 101, une vue d'ensemble avec une vitesse d'hélium de 210 m.s⁻¹. D'une manière générale, le fait d'augmenter la vitesse de l'hélium fait augmenter la concentration optique. La concentration est assez élevée dans l'ensemble du tube, sauf pour H=-2 cm.

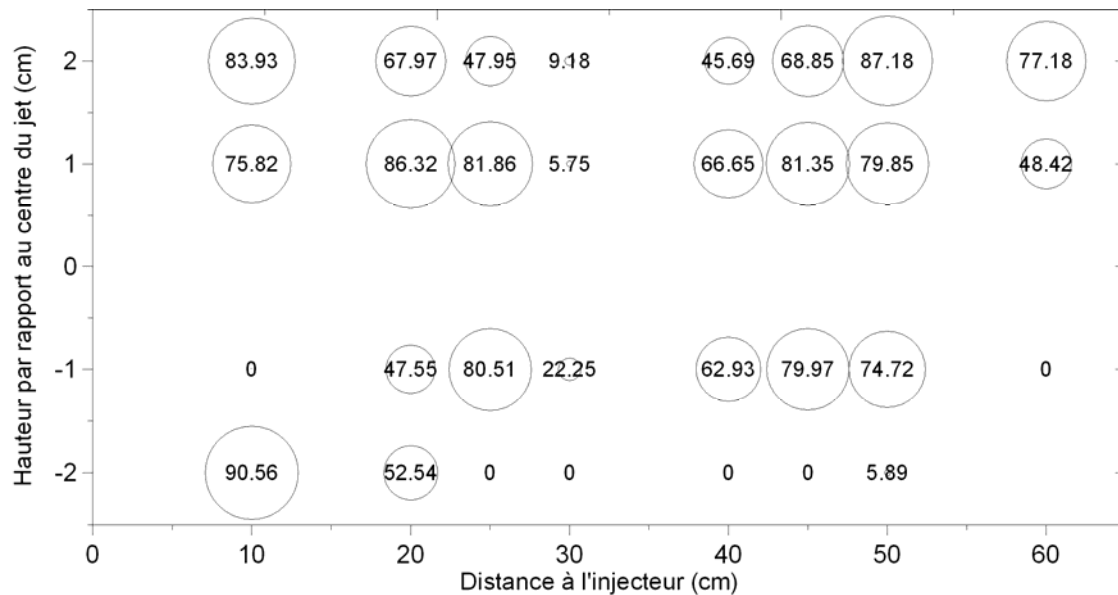


Figure 100. Cartographie de la concentration optique (en %) sur l'ensemble du tube (Vitesse GHe=70 m.s⁻¹)

On remarque également sur la **Figure 100** et la **Figure 101** que la concentration optique, en périphérie, est très élevée tout au long du tube, entre 70 et 85 % (sauf la valeur à 40% et la ligne pour H=-2 cm). Dans le cas sans tige (**Figure 83**), la concentration optique est très faible, car la majeure partie du liquide se trouve dans le jet central d'oxygène liquide.

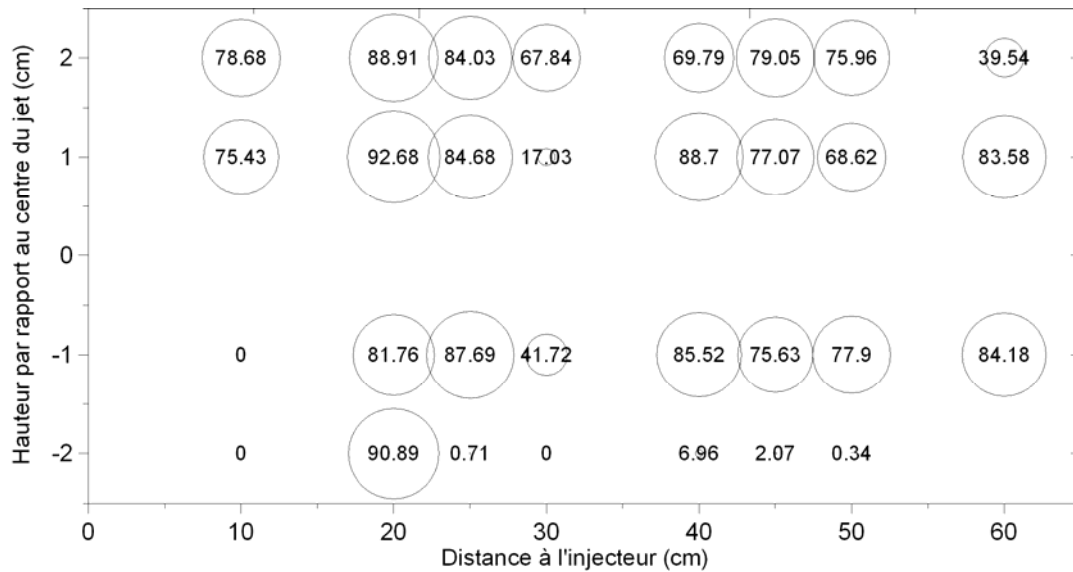


Figure 101. Cartographie de la concentration optique (en %) sur l'ensemble du tube (Vitesse GHe=210 m.s⁻¹)

- Distribution numérique à 90% (D_{090})

Sur la Figure 102.a et la Figure 102.b, les courbes montrent que la vitesse d'hélium a peu d'influence sur la partie supérieure du tube. Pour H=1 cm et H=2 cm, le D_{090} varie peu avec la vitesse d'hélium. En revanche, lorsqu'on se place à H=-1 cm, le D_{090} diminue avec la vitesse de l'hélium à x=10 cm et augmente avec la vitesse de l'hélium à x=60 cm.

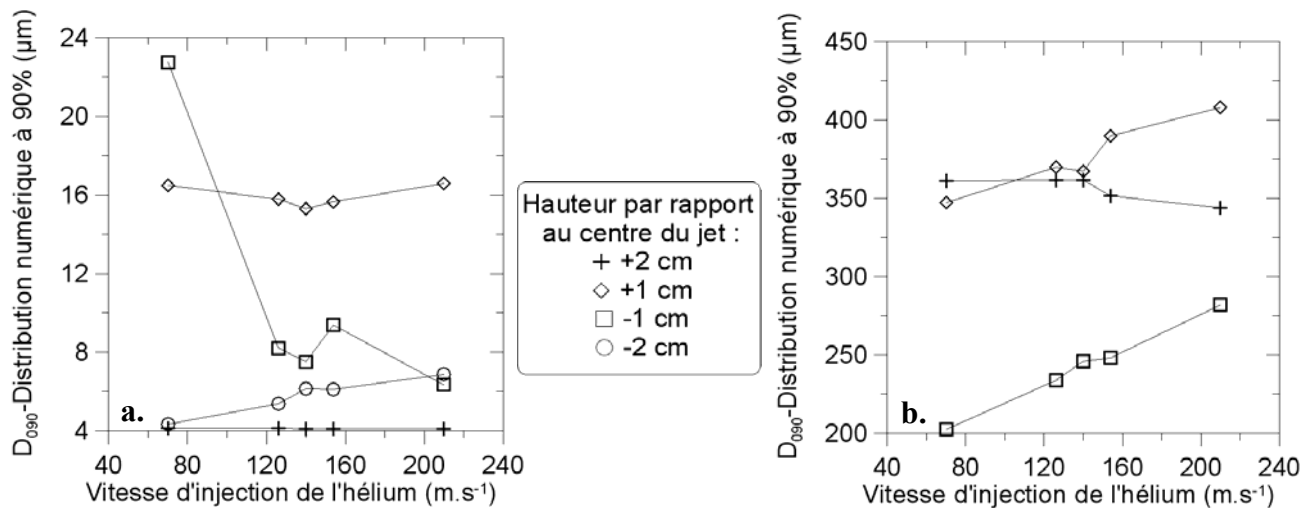


Figure 102. D_{090} en fonction de la vitesse d'injection de l'hélium, pour différentes hauteurs par rapport au centre du jet, à 10 cm de l'injecteur : **a.** A 10 cm de l'injecteur – **b.** A 60 cm de l'injecteur

- SMD (D_{32})

La Figure 103.a et la Figure 103.b montrent l'évolution du SMD pour des distances proches et éloignées de l'injecteur, en fonction de la vitesse d'injection de l'hélium. Ces deux figures montrent que la vitesse de l'hélium a peu d'influence sur le SMD, quelle que soit la hauteur à laquelle on se place.

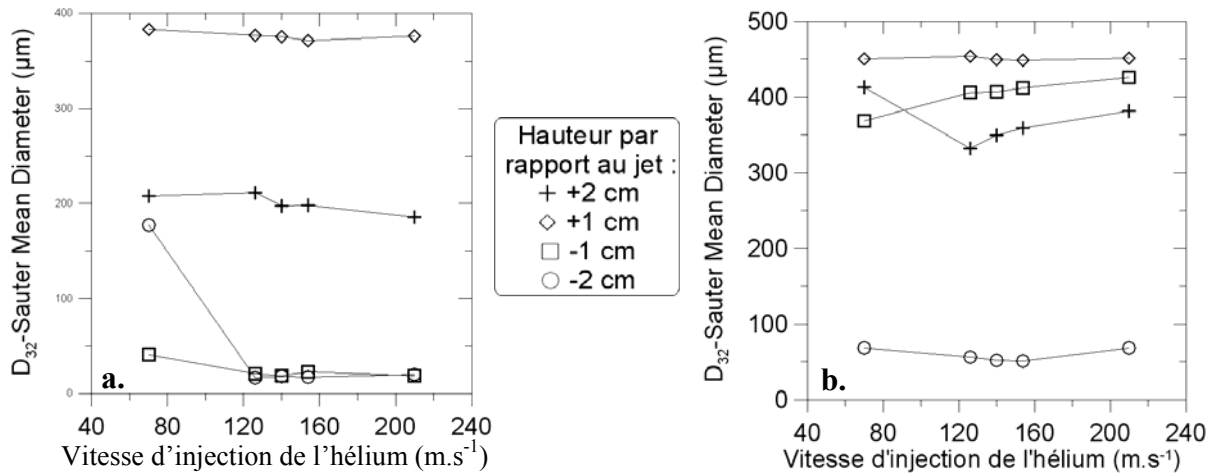


Figure 103. SMD en fonction de la vitesse d'injection de l'hélium, pour différentes hauteurs par rapport au centre du jet, à 10 cm de l'injecteur : **a.** A 10 cm de l'injecteur – **b.** A 60 cm de l'injecteur

III.2.3.2 Influence de la distance à l'injecteur et de la hauteur par rapport à l'injecteur

- Concentration optique (C_{opt})

Sur la Figure 104, on détaille l'évolution de la concentration optique en fonction de la distance dans le tube. Il n'y a pas de variation particulière en fonction de la distance : la concentration optique chute pour $x=30$ cm, mais la concentration est comprise entre 70 et 85%, sauf pour la hauteur $H=-2$ cm.

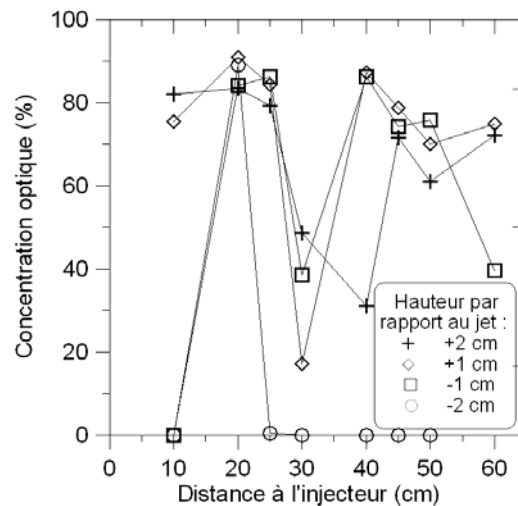


Figure 104. Evolution de la concentration optique en fonction de la distance à l'injecteur, pour différentes hauteurs d'étude par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s^{-1})

La Figure 105 permet d'observer les variations de concentration optique en fonction de la hauteur de la zone d'étude. On constate que pour $H=-2$ cm, la concentration optique est proche de 0. Pour $H=-1$ cm, la valeur pour $x=10$ cm est nulle mais par la suite, la concentration est proche des valeurs obtenues dans la partie supérieure du tube, entre 70 et 90%.

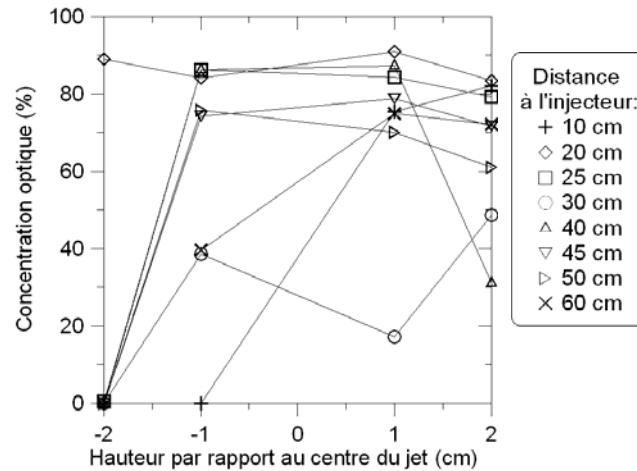


Figure 105. Profil radial de la concentration optique en fonction de la hauteur par rapport au centre du jet, pour différentes distances d'éloignement par rapport à l'injecteur (Vitesse $GHe=140 \text{ m.s}^{-1}$)

- Distribution numérique à 90 % (D_{090})

La Figure 106 et la Figure 107 montrent l'évolution du D_{090} selon la position dans le jet pour une vitesse d'hélium de 140 m.s^{-1} . Pour $x=10$ cm, toutes les valeurs du D_{090} sont très faibles, pour toutes les hauteurs dans le tube. Par la suite, le D_{090} augmente lorsqu'on avance dans le tube pour atteindre des valeurs comprises entre 300 et 400 μm . On remarque en particulier sur la Figure 106 qu'il n'y a pas de différence importante entre le D_{090} relevé pour les $H=+2$ cm, $H=+1$ cm et $H=-1$ cm. Les valeurs enregistrées pour $H=-2$ cm montrent que le D_{090} y est plus faible puisque compris entre 0 et 150 μm .

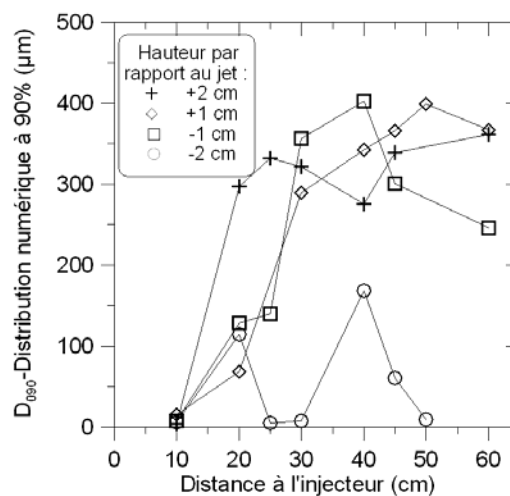


Figure 106. Evolution du D_{090} en fonction de la distance à l'injecteur, pour différentes hauteurs d'étude par rapport à l'injecteur (Vitesse $GHe=140 \text{ m.s}^{-1}$)

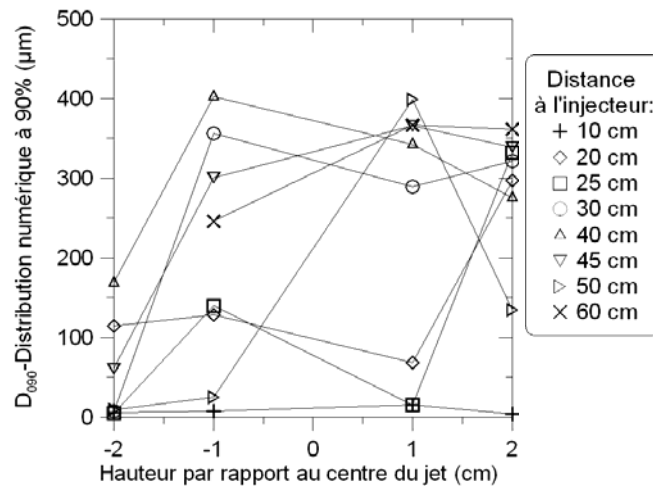


Figure 107. Profil radial avec D_{090} en fonction de la hauteur par rapport au centre du jet, pour 3 distances proches et 3 distances éloignées par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s⁻¹)

- SMD (D_{32})

Sur la **Figure 108**, on voit, d'une manière générale, une augmentation du SMD tout au long du tube, ponctuée par des diminutions brusques, sauf pour $H=-2$ cm.

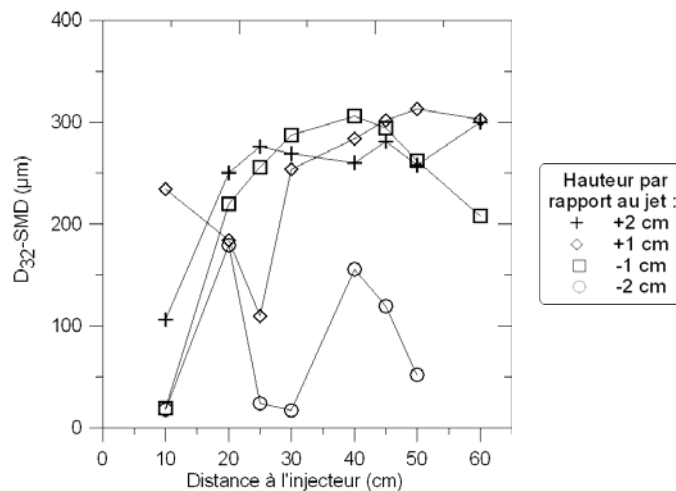


Figure 108. Evolution du SMD en fonction de la distance à l'injecteur, pour différentes hauteurs d'étude par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s⁻¹)

Sur la **Figure 109**, on remarque que c'est à courte distance de l'injecteur que le SMD est plus grand pour $H=-1$ cm (notamment pour $x=20$ cm, $x=25$ cm et $x=30$ cm). Lorsqu'on se place plus en aval dans le jet, le SMD est légèrement plus important pour $H=+1$ cm, mais les valeurs du SMD restent assez proches. C'est autour de la tige que le SMD est le plus important.

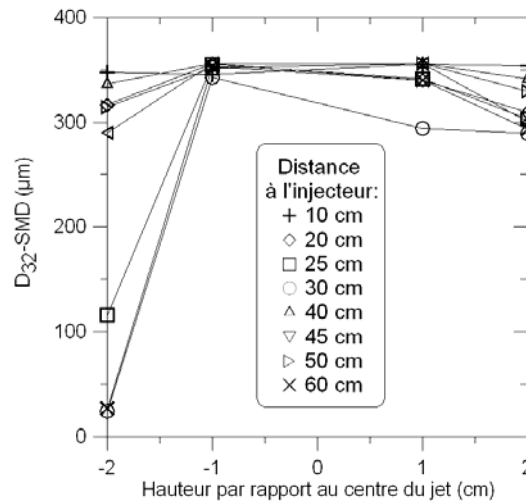


Figure 109. Profil radial du SMD en fonction de la hauteur par rapport au centre du jet, pour différentes distances par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s⁻¹)

III.2.3.3 Cartographies et bilan

Cette partie récapitule les essais réalisés sans injection d'azote périphérique, en présence de la tige centrale instrumentée.

- Concentration optique (C_{opt})

Sur la Figure 100 et la Figure 101, on constate que les valeurs de la concentration optique, dans la partie inférieure du tube, sont proches de zéro. En comparant avec la Figure 95 et la Figure 96, on voit que la tige, présente au centre du jet à $H=0$ cm, perturbe fortement la répartition du liquide dans l'ensemble du tube. En coupant le chemin du jet à proximité de l'injection, elle empêche les gouttelettes de se répartir sur toute la hauteur du tube. Sur la Figure 101, si on se place à $x=10$ cm et $H=-2$ cm avec une faible vitesse d'hélium, on trouve une valeur importante de la concentration optique. Cette valeur est sûrement due à la présence de grosses gouttes ruisselant sur la tige centrale. On remarque également une forte diminution de la concentration pour tous les points pris à $x=30$ cm, ce qui n'est pas explicable. On peut constater que la concentration optique augmente avec la vitesse d'injection de l'hélium, sauf pour $x=10$ cm où les valeurs sont stables ; en fin de tube, on constate une légère diminution. L'augmentation générale est due au fait que les gouttelettes issues du jet sont emportées plus loin par l'hélium. A $x=10$ cm, les valeurs sont stables car le liquide, atomisé par le jet et cassé par la tige, ne varie pas en quantité à proximité de l'injecteur. Les valeurs en diminution sur une partie du tube s'expliquent par une vaporisation légère des gouttelettes.

- Distribution numérique à 90 % (D_{090})

Concernant le D_{090} , on observe le même comportement qu'en l'absence de la tige : de très faibles valeurs du D_{090} à proximité de l'injecteur, $4 < D_{090} < 17$ µm, et une augmentation généralisée dès $x=20$ cm. Pour $H=-2$ cm, les valeurs sont perturbées par la nappe liquide ; des gouttes sont présentes sur la tige et la valeur de concentration optique est très faible. L'augmentation du D_{090} est due à une vaporisation des plus fines gouttelettes lorsqu'on avance dans le tube. La présence de la tige combinée à la vaporisation des gouttelettes fait que

certaines parties dans le jet sont sensibles à la vitesse de l'hélium. On remarque ainsi, sur la Figure 110 et la Figure 111, que des valeurs du D_{090} , à proximité de la tige, $H=+1$ cm et $H=-1$ cm, et situées à $x=20$ cm et $x=25$ cm, diminuent avec l'augmentation de la vitesse d'hélium. La tige est peut-être responsable d'un ralentissement du processus de vaporisation, puisqu'on retrouve des valeurs proches entre $H=+2$ cm et $H=+1$ cm.

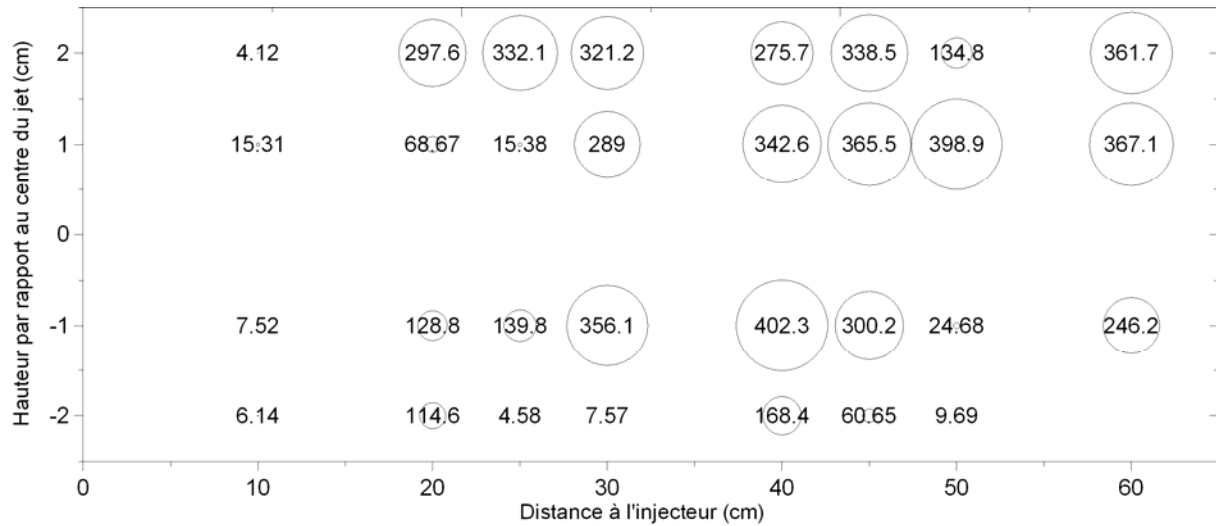


Figure 110. Cartographie du D_{090} (en μm) sur l'ensemble du tube (Vitesse GHe=140 m.s^{-1})

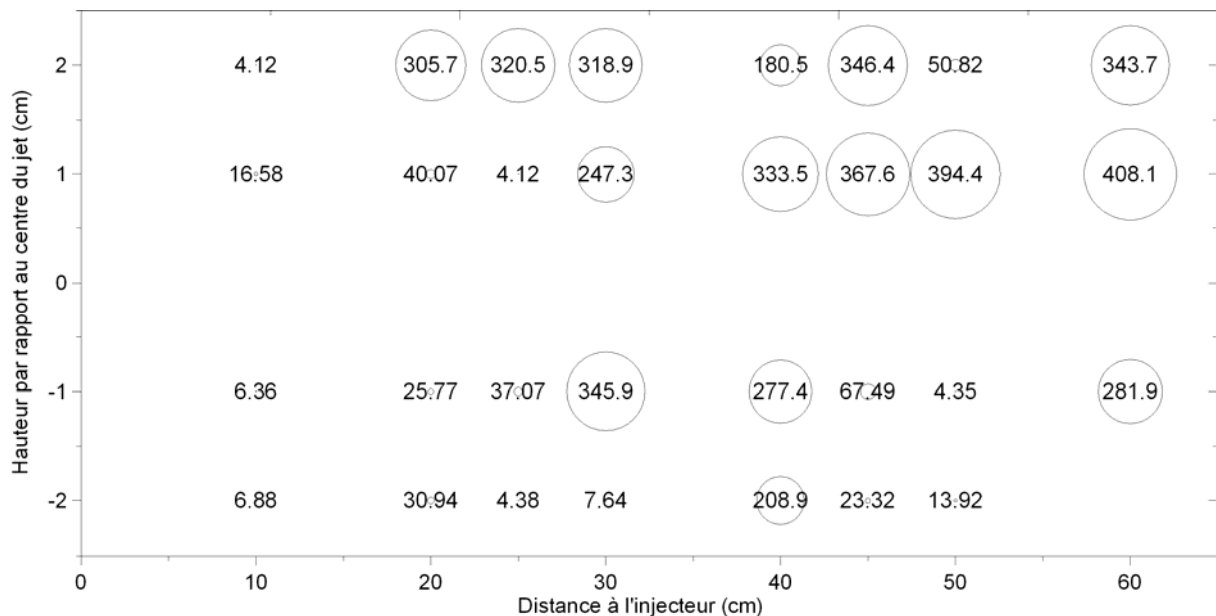


Figure 111. Cartographie du D_{090} (en μm) sur l'ensemble du tube (Vitesse GHe=210 m.s^{-1})

- SMD (D_{32})

Le SMD est assez stable même si la vitesse d'injection de l'hélium varie. Si on exclut les valeurs du SMD pour une vitesse d'hélium de 70 m.s^{-1} , les valeurs varient très peu, notamment autour de la tige. A faible vitesse d'hélium, la quantité liquide injectée est moins canalisée et les variations de SMD sont plus importantes, remarque également valable pour la concentration optique et les distributions numériques et volumiques à 90%. Les valeurs du SMD augmentent légèrement avec la distance dans le jet. La forte diminution observée pour

x=30 cm pour la concentration optique et surtout pour le D_{390} , se retrouve dans le SMD. La **Figure 112** montre les moyennes du SMD pour les mesures faites avec les différentes vitesses d'hélium.

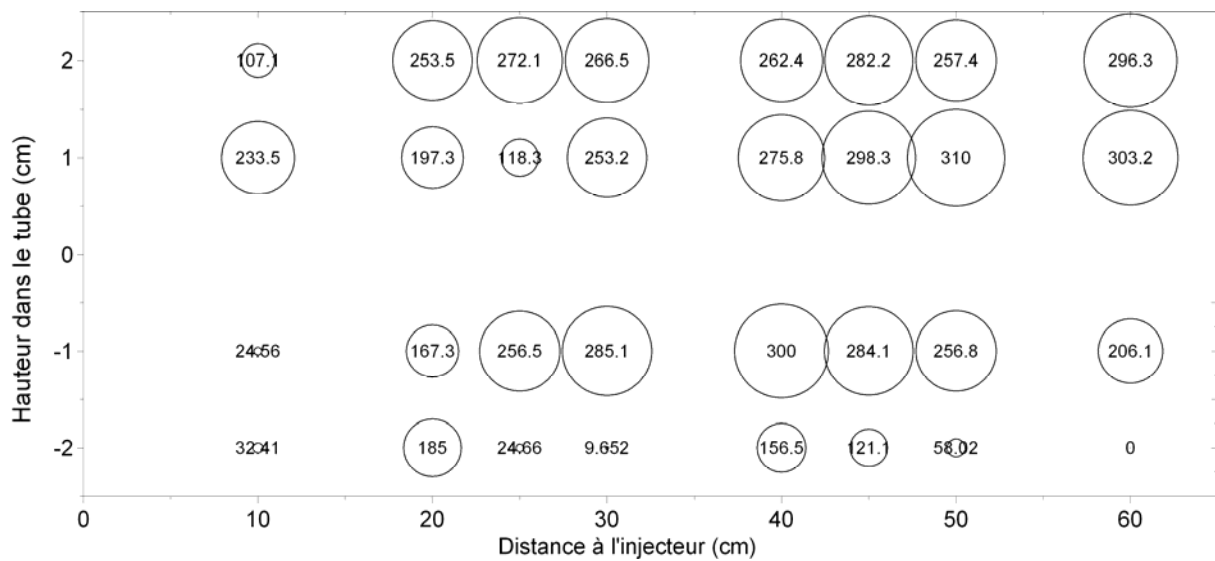


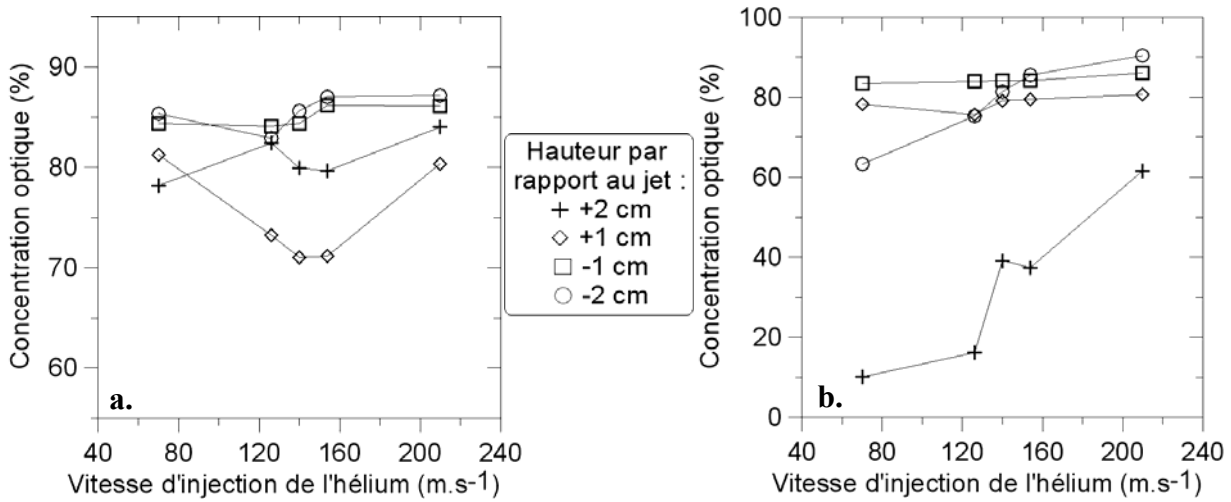
Figure 112. Cartographie des moyennes de SMD (en μm) pour toutes les vitesses d'injection sur l'ensemble du tube

III.2.4 Configuration avec azote, avec tige

III.2.4.1 Influence de la vitesse d'injection de l'hélium

- Concentration optique (C_{opt})

La concentration optique, sur la Figure 113.a et la Figure 113.b, varie peu avec la vitesse de l'hélium injecté. Pour $H=+2$ cm, il y a une augmentation, que ce soit à la sortie de l'injecteur ou à une distance éloignée.



- Distribution numérique à 90 % (D_{090})

La Figure 114.a et la Figure 114.b montrent que la vitesse d'injection de l'hélium n'a aucune influence sur le D_{090} , excepté pour le point correspondant à une vitesse d'injection de l'hélium de 70 m.s^{-1} et une hauteur de $H=-1 \text{ cm}$. La taille moyenne des gouttes est stable en fonction de la vitesse d'hélium, quel que soit l'endroit où on se place dans la longueur du tube.

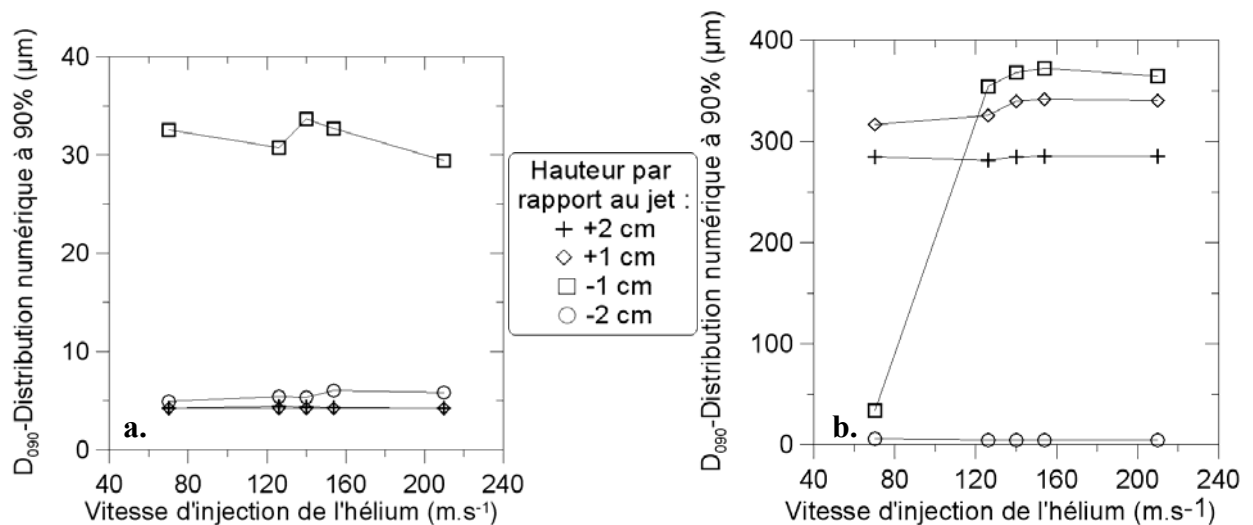


Figure 114. D_{090} en fonction de la vitesse d'injection de l'hélium, pour différentes hauteurs par rapport au centre du jet : a. A 10 cm de l'injecteur - b. A 60 cm de l'injecteur.

- D_{32} -SMD

Sur la Figure 115.a, on peut voir qu'en début de tube, à $x=20 \text{ cm}$, les valeurs de SMD sont assez stables. On note une diminution du SMD en fin de tube pour $H=+1, -1 \text{ cm}$ et -2 cm pour la vitesse maximale d'injection de l'hélium. En fin de tube, à $x=60 \text{ cm}$, la vitesse d'hélium n'a plus d'impact sur le SMD, quelle que soit la hauteur où on se place (Figure 115.b).

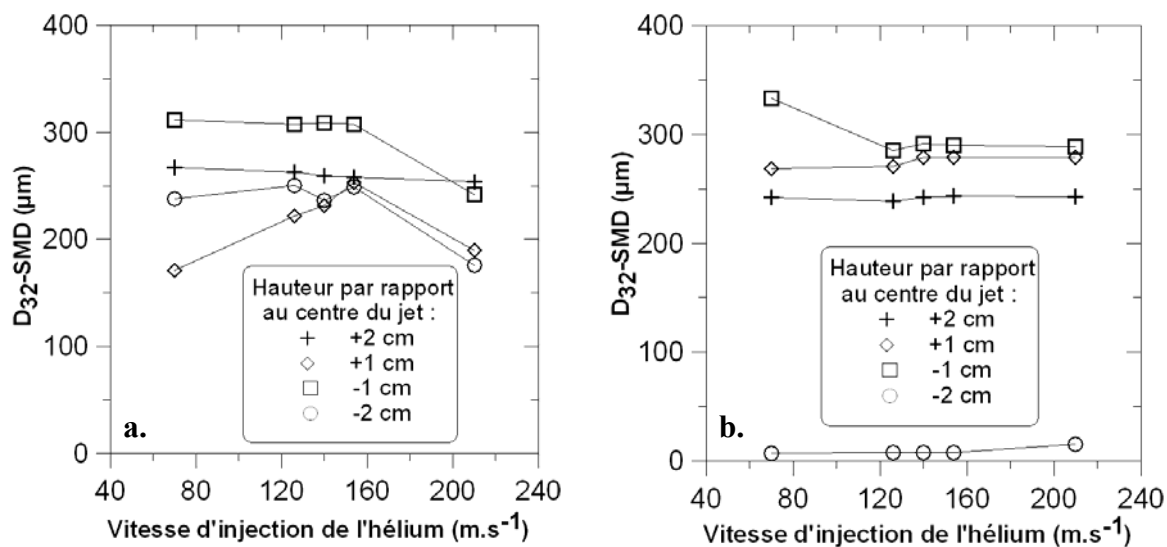


Figure 115. SMD en fonction de la vitesse d'injection de l'hélium, pour différentes hauteurs par rapport au centre du jet : **a.** A 20 cm de l'injecteur - **b.** A 60 cm de l'injecteur

III.2.4.2 Influence de la distance à l'injecteur et de la hauteur par rapport à l'injecteur

- Concentration optique (C_{opt})

Sur la **Figure 116**, on peut voir que la concentration optique varie peu avec la distance. On retrouve la même diminution pour $x=30$ cm que celle constatée sur la **Figure 116**, dans le cas sans azote.

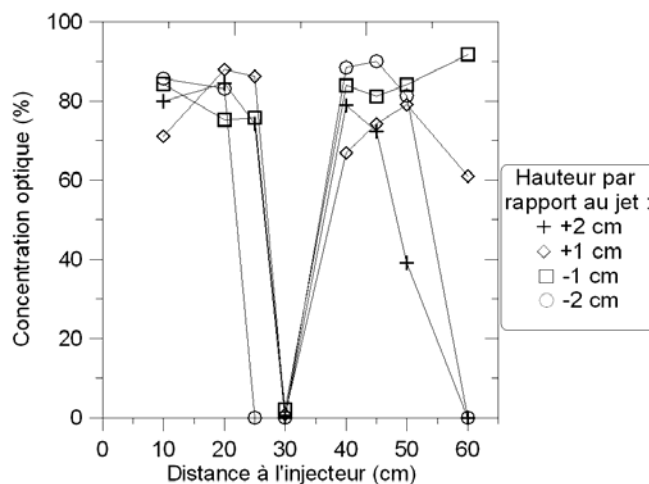


Figure 116. Evolution de la concentration optique en fonction de la distance à l'injecteur, pour différentes hauteurs d'étude par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s⁻¹)

Sur la **Figure 117**, la plupart des concentrations optiques sont comprises, surtout au centre du jet, entre 70 et 90%, donc avec une concentration liquide importante. Cette concentration liquide semble être un peu plus importante sur la partie inférieure du tube.

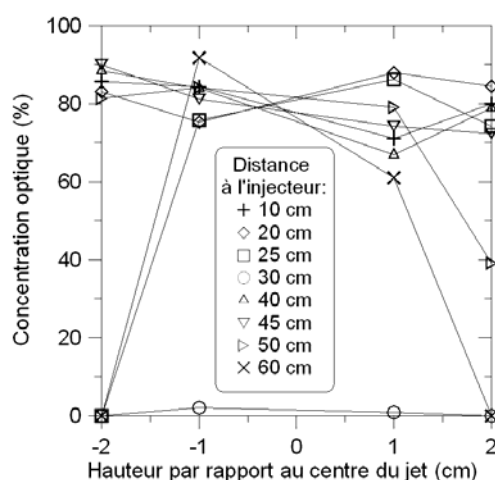


Figure 117. Profil radial de la concentration optique en fonction de la hauteur, pour différentes distances par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s-1)

- Distribution numérique à 90 % (D_{090})

Sur la **Figure 118**, le D_{090} est très faible à 10 cm de l'injecteur, avec des valeurs comprises entre 4 et 33 μm , quelle que soit la hauteur à laquelle on se place. Très rapidement, le diamètre à 90% augmente, indiquant une augmentation de la moyenne arithmétique des tailles des gouttes. Les distributions pour $H=+2$ cm sont assez stables le long du tube. Pour les autres hauteurs, il y a des fluctuations importantes, entre des valeurs très basses d'environ 10 μm et des valeurs comprises entre 200 et 400 μm .

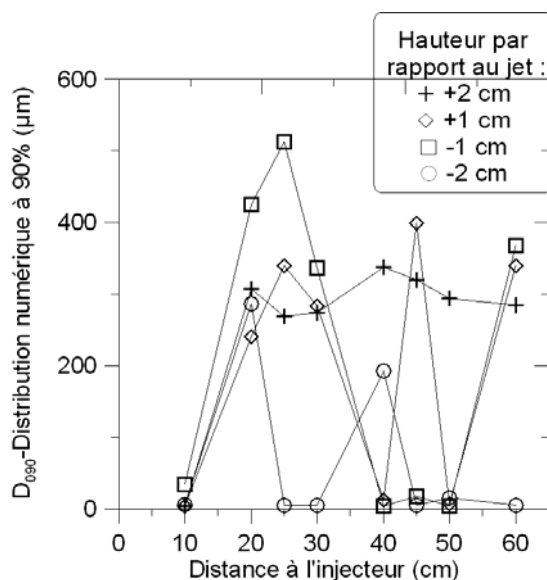


Figure 118. Evolution du D_{090} en fonction de la distance à l'injecteur, pour différentes hauteurs d'étude par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s⁻¹)

L'examen des profils radiaux sur la **Figure 119** montre que la distribution présente des moyennes en taille plus importantes pour $H=-1$ cm et, dans une moindre mesure, pour $H=+1$ cm.

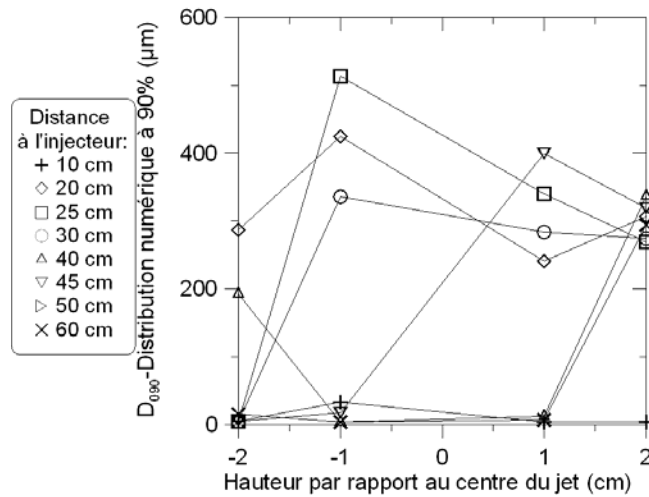


Figure 119. Profil radial avec D_{090} en fonction de la hauteur par rapport au centre du jet, pour différentes distances par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s⁻¹)

- SMD (D_{32})

Sur la **Figure 120**, on remarque que le SMD présente le même type d'évolution que la concentration optique, avec une valeur très basse pour $x=30$ cm. Par ailleurs, on note une augmentation du SMD entre $x=10$ cm et $x=20$ cm, le SMD passant de valeurs comprises entre 120 et 195 μm à des valeurs comprises entre 230 et 310 μm . Par la suite, les valeurs sont assez stables, jusqu'à une diminution observée à partir de $x=45$ cm pour la partie inférieure du tube.

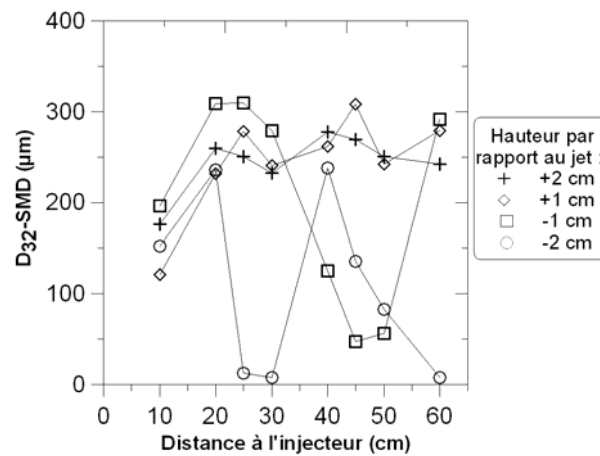


Figure 120. Evolution du SMD en fonction de la distance à l'injecteur, pour différentes hauteurs d'étude par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s⁻¹)

Sur la **Figure 121**, on peut voir le profil radial du SMD pour plusieurs distances à l'injecteur. Le SMD est plus important pour les hauteurs proches de la tige centrale, soit pour $H=+1$ cm et $H=-1$ cm.

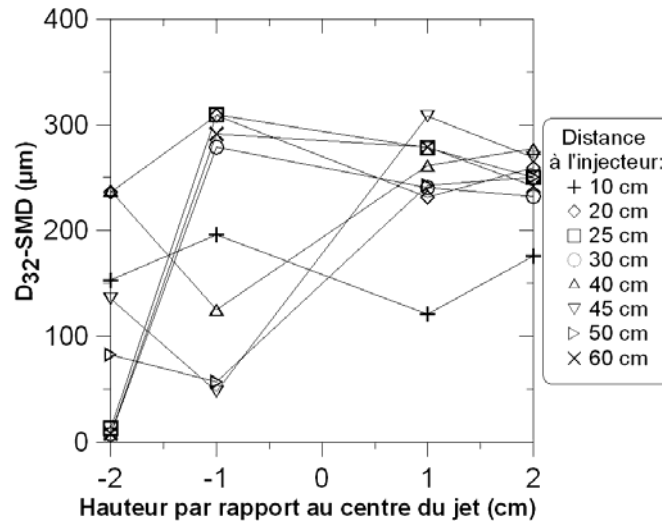


Figure 121. Profil radial avec SMD en fonction de la hauteur par rapport au centre du jet, pour différentes distances par rapport à l'injecteur (Vitesse GHe=140 m.s⁻¹)

III.2.4.3 Cartographies et bilan

Il s'agit de la configuration avec tige centrale instrumentée et jet d'azote gazeux périphérique.

- Concentration optique (C_{opt})

En ce qui concerne la concentration optique, on remarque, sur la **Figure 122**, que la tige casse le trajet liquide en sortie d'injecteur et répartit le liquide plus en amont dans le tube. Le liquide est ainsi en proportion plus faible à proximité de l'injecteur avec des valeurs comprises entre 80 et 85 %, alors que celles rencontrées dans la même configuration, mais sans tige, oscillaient entre 90 et 95 %. Cette perte de liquide à proximité de l'injecteur est compensée par la présence de fortes proportions liquides en bout de tube, avec des valeurs en légère diminution, puisque la concentration passe de 80-85% à 70-80%. Dans la configuration sans tige, les concentrations optiques étaient très faibles, entre 0 et 20 %, mis à part des pics de concentration au centre du jet. La présence de l'azote gazeux perturbe peu l'écoulement. La principale différence est la présence de liquide à $x=10$ cm, pour $H=-1$ cm et $H=-2$ cm, dans le cas où de l'azote est injecté. Cette zone semblait vide pour les essais sans azote. L'azote permet peut-être de mieux répartir le liquide atomisé, et d'éviter le ruissellement de gouttes sur la tige. On remarque également que l'ensemble de la zone, pour $H=-2$ cm, présente des valeurs non nulles de concentration optique. L'azote permet vraisemblablement d'empêcher la présence d'une nappe liquide.

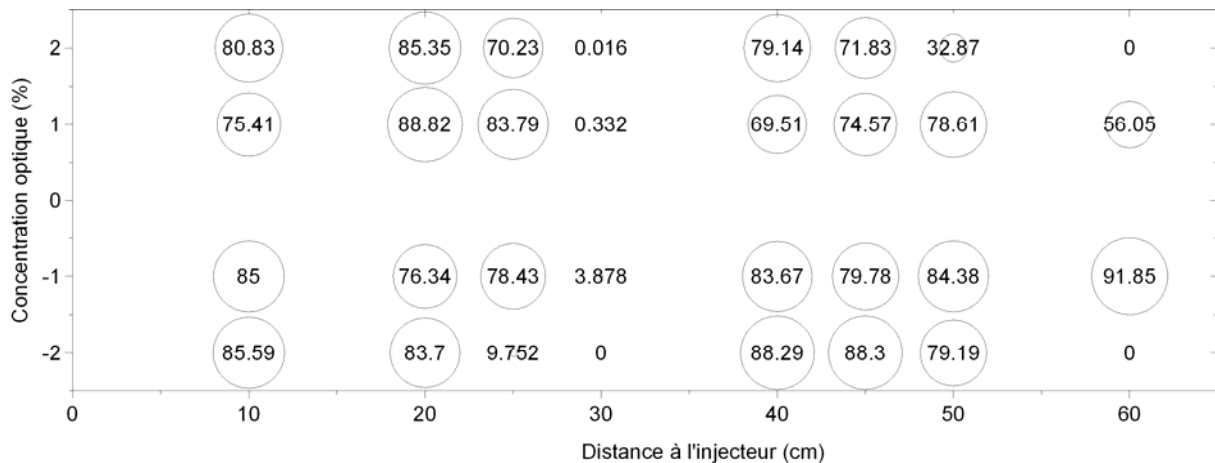


Figure 122. Cartographie des moyennes de concentration optique (en %) pour toutes les vitesses d'injection sur l'ensemble du tube

- Distribution numérique à 90% (D_{090})

L'influence de la tige sur le D_{090} est identique à la configuration sans azote : elle avance spatialement la prédominance des plus grosses gouttes en répartissant le liquide dans le tube et en accélérant la vaporisation. Pour la configuration avec azote et sans tige, on peut voir sur la **Figure 123** que la vaporisation devient effective à partir de 30 cm, le D_{090} passant de 30 à 150 μm à une distance de 25 cm, pour augmenter avec des valeurs comprises entre 180 et 350 μm par la suite. Dans la configuration avec azote et avec tige, le D_{090} augmente dès $x=20$ cm avec des valeurs comprises entre 240 μm et 420 μm . L'influence de l'azote est limitée : il semble que l'azote augmente la vaporisation en début de tube, contribuant également à faire augmenter rapidement la valeur du D_{090} aux distances $x=20$ cm et $x=25$ cm.

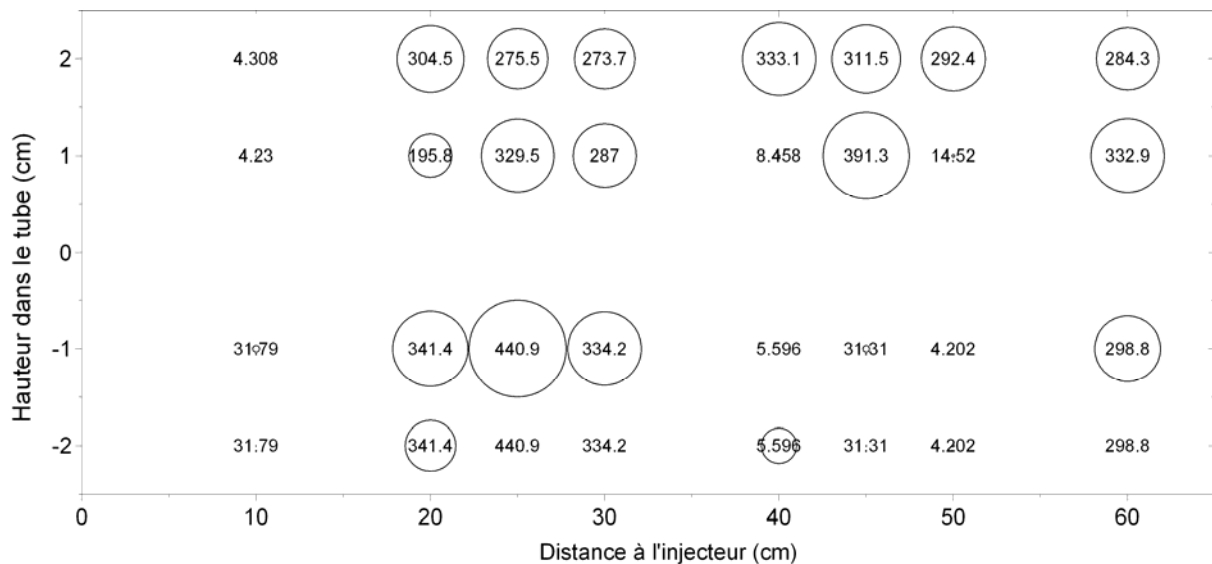


Figure 123. Cartographie des moyennes de D_{090} (en μm) pour toutes les vitesses d'injection d'hélium sur l'ensemble du tube

- SMD (D_{32})

Pour le SMD, l'azote provoque les mêmes effets que sur le D_{90} , à savoir une augmentation importante à proximité de l'injecteur, dans la partie inférieure du tube. On peut voir sur la **Figure 124** que le SMD a également un effet notable sur la nappe liquide, ce qui donne des valeurs de SMD plus importantes à $H=-2$ cm, quand de l'azote est injecté dans le tube. L'influence de la tige est comparable à celle rencontrée avec la configuration sans azote et avec tige. Les valeurs de SMD augmentent plus rapidement en sortie d'injecteur, à partir de $x=20$ cm, avec des SMD supérieurs à $230\text{ }\mu\text{m}$, tandis qu'ils étaient inférieurs à $210\text{ }\mu\text{m}$ pour la configuration sans tige et avec azote.

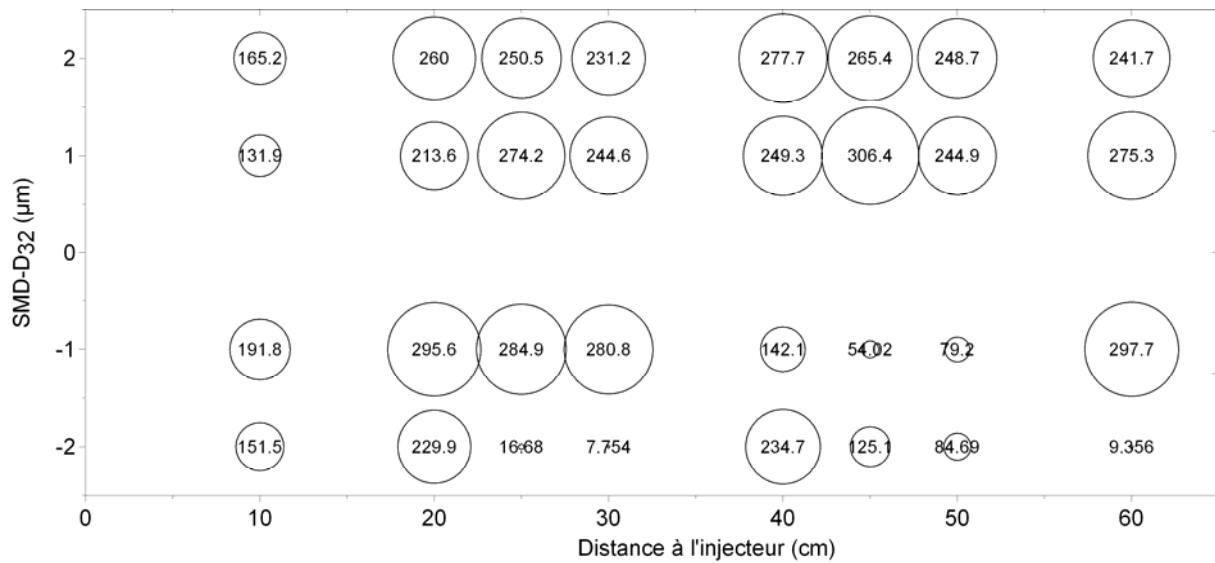


Figure 124. Cartographie des moyennes de SMD (en μm) pour toutes les vitesses d'injection d'hélium sur l'ensemble du tube

III.2.5 Conclusion de l'étude granulométrique

- La vitesse d'injection de l'hélium a peu d'influence sur la distribution en taille de gouttes, que ce soit sur les résultats du SMD, du D_{090} ou sur la répartition de la phase liquide avec la concentration optique.
- Près de l'injecteur, on trouve une grande quantité de gouttes de taille inférieure à 10 μm . La vaporisation de cette classe de gouttes est rapide, au vu de l'augmentation importante du SMD et du D_{090} sur les premières distances de mesure.
- Le jet présente une forte pénétration tout au long du tube, ce qui implique une importante quantité de liquide au centre du jet jusqu'au bout du tube. Ainsi, sur l'ensemble des mesures, c'est au centre du jet que les grosses gouttes et/ou les ligaments liquides ($>300 \mu\text{m}$) sont présents.
- A partir de $x=30 \text{ cm}$, la concentration optique diminue fortement en périphérie du jet, montrant une importante évaporation des gouttes.
- En ce qui concerne les plus grosses gouttelettes ($>400 \mu\text{m}$), on constate, à la périphérie du jet, une légère évaporation qui est accentuée avec l'injection d'azote de recirculation. On note également de faibles tailles de gouttes très proches de l'injection, qui augmentent pour se stabiliser à $x=20 \text{ cm}$. Cette augmentation indique une faible proportion de grosses gouttes dans cette zone.
- L'impact de l'azote est surtout visible en bout de tube, en périphérie et au centre du jet.
- La tige instrumentée perturbe fortement la répartition de la phase dispersée dans le tube.
- Quelle que soit la configuration, les résultats montrent de nombreuses zones avec une forte présence de la phase gazeuse.

III.3 Études numériques en écoulement diphasique

Les études numériques présentées ici considèrent, d'abord le comportement d'une goutte isolée et ensuite, la présentation des résultats d'une simulation réalisée en collaboration avec Dmitry Davidenko sur le comportement de l'écoulement à proximité de l'injecteur.

III.3.1 Étude sur une goutte isolée

Deux études sont réalisées sur une goutte isolée. La première consiste en l'étude de la vitesse d'une goutte et la seconde en l'étude de la vaporisation de la goutte selon la loi en d^2 .

III.3.1.1 Trajectoire de la goutte isolée

On s'intéresse dans cette partie à la trajectoire d'une goutte sphérique placée au centre de l'écoulement, c'est-à-dire à $H=0$ cm, et se déplaçant de manière rectiligne de la sortie de l'injecteur à l'extrémité ouverte du tube. Des mesures de températures ont été réalisées au centre de l'écoulement, en y plongeant la pointe d'un thermocouple. La température mesurée est considérée comme étant celle du gaz environnant la goutte.

L'évolution de cette température est visible sur la **Figure 125.a**, et celle de la goutte considérée comme constante à 85 K. La température a été mesurée en 3 points sur le tube et on remarque que la température augmente rapidement à partir de $x=30$ cm. Cette augmentation s'explique par plusieurs raisons : l'éloignement progressif avec la tête d'injection qui est maintenue à très basse température alors que le tube est à pression ambiante et l'évaporation d'une partie du liquide dans le tube.

La vitesse U_c du gaz n'a pu être mesurée, nous utilisons une loi de décroissance hyperbolique de la vitesse du gaz porteur, ici, l'hélium, au centre de l'écoulement (Panton, 1984), en fonction de la distance à l'injecteur :

$$U_c = \sqrt{\frac{p_{init}}{\rho_g}} . x^{-\frac{1}{2}} \quad \text{Équation 34}$$

Dans cette équation p_{init} est la quantité de mouvement du gaz en $x=0$ cm et ρ_g la densité du gaz. La vitesse initiale de l'hélium qui a été retenue est celle à la richesse équivalente de 1, soit 140 m.s^{-1} . On obtient un profil de vitesse donné sur la **Figure 125.b**.

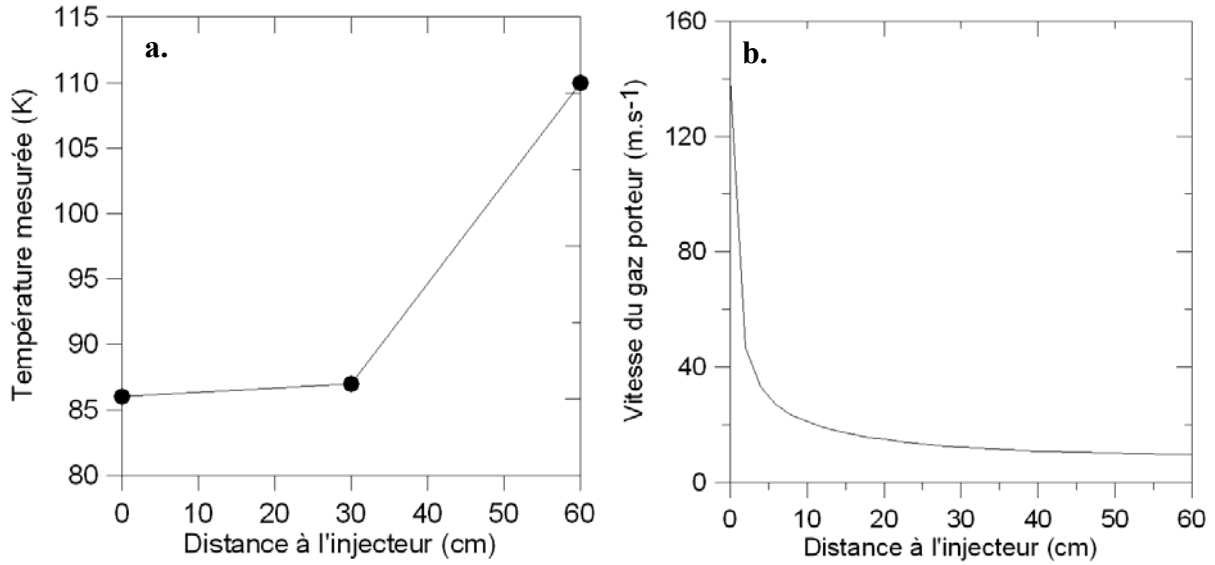


Figure 125. **a** Evolution de la température en fonction de la distance à l'injecteur – **b**. Evolution de la vitesse du gaz porteur en fonction de la distance à l'injecteur

En considérant les deux paramètres que sont la température et la vitesse du gaz, nous avons calculé la vitesse de la goutte pour plusieurs tailles initiales : 300, 200, 150, 100, 50, 25 et 5 μm . L'équation de déplacement de la goutte en fonction, notamment, de la vitesse du gaz provient d'un module de Fluent. Les gouttes sont considérées comme des particules inertes, et ne subissant aucune modification autour de leur axe, comme un aplatissement, mais échangeant de la chaleur convective. L'équation utilisée est la suivante :

$$\frac{dv_p}{dt} = \frac{18\mu}{\rho_p d_p} \cdot \frac{C_D \text{Re}}{24} (v_g - v_p) + \frac{g(\rho_p - \rho_g)}{\rho_p} \quad \text{Équation 35}$$

L'indice « p » correspondant à la goutte (particule) et l'indice « g » au gaz, v la vitesse, g l'accélération de la pesanteur, ρ la masse volumique, μ la viscosité dynamique, et d le diamètre de la goutte. Le coefficient de trainée C_D utilisée est celui de Morsi et Alexander (1972), qui est valable pour les gouttes sphériques de taille supérieure au micron. Il est de la forme :

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}} (1 + b_1 \text{Re}^{b_2}) + \frac{b_3 \text{Re}}{b_4 + \text{Re}} \quad \text{Équation 36}$$

Avec $b_1, \dots, b_4$ des coefficients provenant des travaux de Haider et Levenspiel (1989).

En obtenant la vitesse d'une goutte en tout point de l'écoulement, il devient possible de calculer les différents nombres adimensionnels s'y référant : les nombres de Weber et d'Ohnesorge qui ont été définis dans la partie bibliographie, le nombre de Weber critique, et le nombre de Stokes.

Le nombre de Weber critique a été déterminé par Brodkey (1969) à partir d'une corrélation empirique, qui permet d'en déduire la limite en deçà de laquelle aucune cassure ne peut plus avoir lieu.

$$We_c = 12(1 + 1,077.Oh^{1,6}) \quad \text{Équation 37}$$

Le nombre de Stokes permet de caractériser la dispersion des gouttes, c'est-à-dire leur aptitude à suivre les mouvements du gaz (Chung et Troutt en 1988). Il s'écrit :

$$St = \frac{\rho_l d^2 |v_{gaz} - v_{goutte}|}{18\mu_g D} \quad \text{Équation 38}$$

Avec d le diamètre de la goutte, et D le diamètre du conduit de l'injecteur.

Les valeurs constituant le nombre de Stokes peuvent varier selon les auteurs et la valeur D , ici pour le diamètre de l'injecteur, est également utilisée comme taille des structures de turbulences environnant la goutte.

La **Figure 126.a** montre les résultats de vitesse obtenus pour les différentes tailles de gouttes. De manière logique, les plus petites gouttes ont tendance à suivre fidèlement la vitesse du gaz. Au fur et à mesure que la taille des gouttes augmente, leur vitesse a tendance à être identique à la vitesse finale du gaz. Sur la **Figure 126.b**, on peut voir les résultats du nombre de Weber critique en fonction de la taille de goutte. Lorsque la taille des gouttes devient supérieure à 100 μm , le nombre de Weber critique se rapproche de la valeur habituelle de 12, signifiant que les gouttes ne seront plus brisées par l'écoulement.

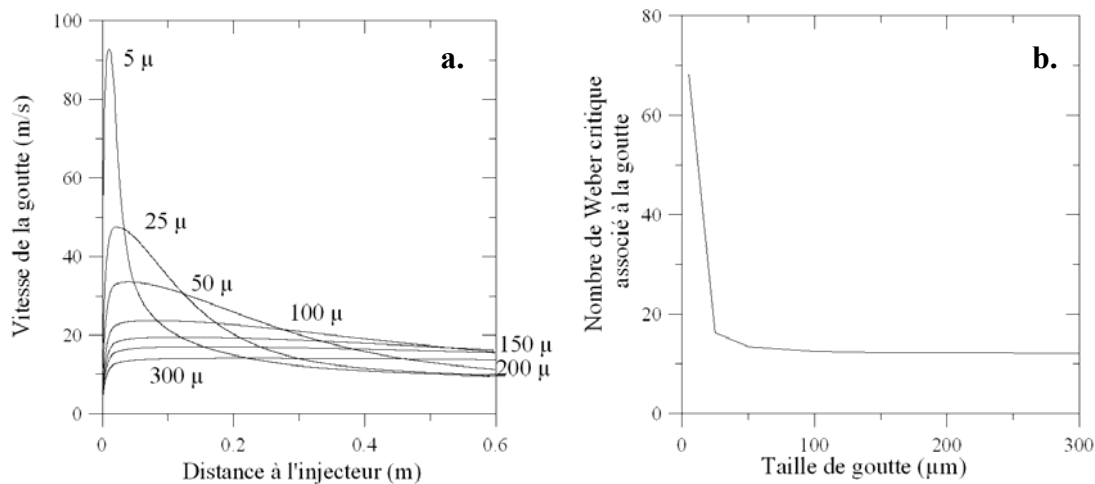


Figure 126.a. Vitesse des particules en fonction de la distance à l'injecteur - **b.** Nombre de We_c en fonction de la taille de goutte

Néanmoins, les valeurs du nombre Weber pour chaque goutte se révèlent être très faibles. En effet, quelle que soit la taille de goutte considérée et quel que soit l'endroit de la goutte dans le tube, le nombre de Weber est inférieur à 0,6. Ces valeurs très faibles, indiquées sur la **Figure 127.a**, sont dues à la différence de vitesse entre le gaz et la goutte qui est elle aussi faible. Dans le cas des petites gouttes, celles-ci suivent le gaz et ont tendance à adopter la même vitesse que ce dernier : l'effet sur la goutte est donc négligeable. Pour une goutte de dimension plus importante, sa trajectoire est moins influencée par le gaz, mais sa vitesse finale, en bout de tube, est proche de celle du gaz. Dans les deux cas, le nombre de Weber associé aux gouttes est très faible devant le Weber critique, ce qui indique que l'atomisation secondaire intervient peu sur la goutte.

La **Figure 127.b** permet d'estimer le nombre d'Ohnesorge en fonction de la taille de la goutte. On remarque que ce nombre devient rapidement inférieur à 1 lorsque la taille de la goutte augmente, ce qui implique que les forces de viscosité, qui ont tendance à consolider la structure de la goutte, ont plus d'importance que les forces disruptives. Hsiang (1994) s'est intéressé aux régimes de déformation et de cassure pour différents fluides et en a dressé une carte. Si on se réfère à cette carte, dans les gammes de Weber et de Reynolds considérés, une légère déformation, entre 5 et 10%, serait le seul effet que le gaz aurait sur la goutte.

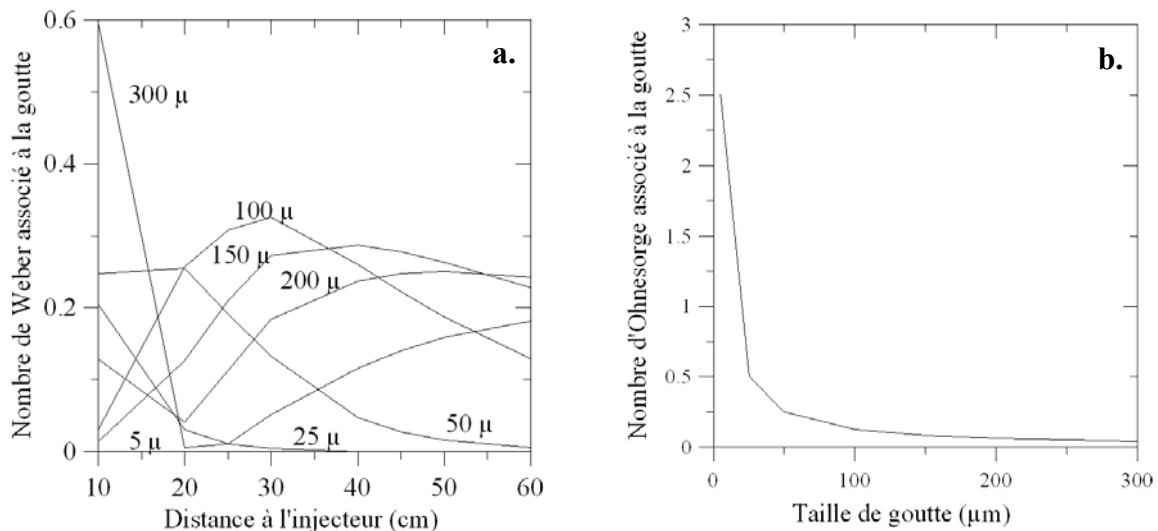


Figure 127.a. Nombre de Weber en fonction de la distance à l'injecteur - **b.** Nombre d'Ohnesorge en fonction de la distance à l'injecteur

Enfin, nous nous intéressons au nombre de Stokes en fonction de la distance à l'injecteur pour différentes tailles de goutte isolée (Figure 128). Trois cas sont envisagés selon la valeur du nombre de Stokes :

- $St \gg 1$: les structures de turbulence n'ont pas le temps d'influencer le mouvement de la goutte, le gaz a donc peu d'influence sur cette dernière
- $St \ll 1$: la goutte suit l'écoulement gazeux, et se disperse en compagnie du gaz en adoptant une vitesse identique
- $St \sim 1$: la goutte adopte un comportement intermédiaire en étant influencée par les structures de turbulence, mais en conservant une partie de sa trajectoire initiée lors de son injection. Ce couplage implique une grande dispersion des trajectoires possibles de la goutte, en dehors de son parcours initial et en dehors de l'influence du gaz.

Dans notre cas, toute goutte de taille supérieure à 25 μ m a un nombre de Stokes très grand devant l'unité, impliquant une influence limitée du gaz. Une goutte de taille comprise entre 25 μ m et 5 μ m a un comportement intermédiaire (pour $d=25\mu\text{m}$, $2 < St < 23$) et une goutte de 5 μ m ($0,1 < St < 0,9$) a tendance à suivre l'écoulement gazeux. En fait, pour toutes les tailles de goutte, le nombre de Stokes minimal intervient à 20 cm de l'injecteur lorsque la différence de vitesse entre le gaz et la goutte est minimale. Avant 20 cm, la goutte est injectée et accélérée par le gaz, après, elle conserve une grande partie de son inertie (sauf pour $d=5\mu\text{m}$) et n'est pas déviée de sa trajectoire par le gaz.

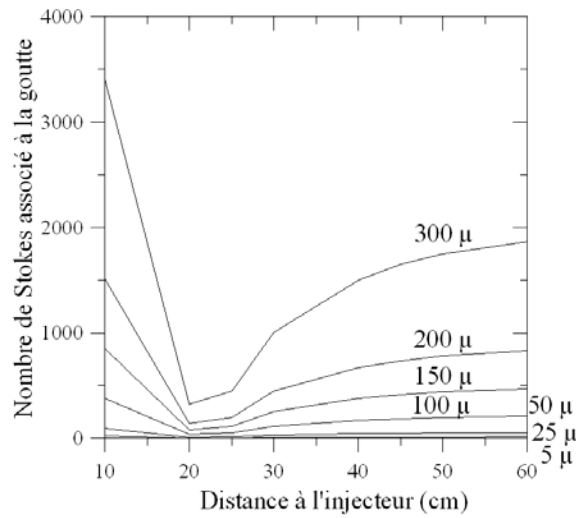


Figure 128. Nombre de Stokes en fonction de la distance à l'injecteur pour différentes tailles d'une goutte isolée

III.3.1.2 Vaporisation de la goutte

Dans ce paragraphe, nous étudions la vaporisation d'une goutte isolée selon le modèle dit de la « loi en d^2 ». Les hypothèses du modèle développées dans la littérature (Williams en 1973, Law en 1982, ...) impliquent une limitation de sa portée. La loi est issue des résultats de nombreux travaux datant des années 50 (Godsave en 1953, Spalding en 1953, ...). Une des hypothèses stipule notamment l'absence de convection, phénomène que nous avons pris en compte dans le calcul des vitesses de la goutte. Le but de ce calcul était de déterminer l'ampleur de la vaporisation et si la goutte se vaporisait avant sa sortie du tube. Le taux de vaporisation a donc été calculé au fur et à mesure de l'avancement du tube, en fonction de la vitesse calculée précédemment. La loi en d^2 est issue de 3 équations : l'équation de continuité, l'équation de conservation des espèces et l'équation de conservation de l'énergie. Elle a été calculée dans notre cas selon la méthode d'estimation du coefficient de diffusion binaire.

Le taux de vaporisation, en $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, est obtenu par la formule suivante :

$$K = 8 \frac{\rho_{\text{Ox}}^g}{\rho_{\text{Ox}}^l} D_b \cdot \ln(1 + B) \quad \text{Équation 39}$$

Avec D_b le coefficient de diffusion binaire et B le nombre de transfert de Spalding, avec respectivement ρ_{Ox}^g et ρ_{Ox}^l les masses volumiques de l'oxygène en phase gazeuse et en phase liquide.

L'évolution de la taille de la goutte, d , en fonction du temps t est simplement reliée au taux de vaporisation et à la taille initiale de la goutte, d_0 , par l'équation suivante :

$$d^2 - d_0^2 = -K \cdot t \quad \text{Équation 40}$$

La température du gaz environnant est issue des mesures que l'on peut voir en **Figure 125.a**. La température passe ainsi de 88 K à 110 K, impliquant un taux de vaporisation allant de 2.10^{-4} à $1,5.10^{-3} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ pour l'hélium. A titre de comparaison, pour des conditions identiques, le

taux de vaporisation associé à l'hydrogène varie de 4.10^{-4} à $2,7.10^{-3} \text{ cm}^2.\text{s}^{-1}$, impliquant une vaporisation 6,75 fois plus rapide.

On peut voir l'effet de la vaporisation sur les différentes tailles de la goutte en fonction de la distance sur la **Figure 129**. La vaporisation est très négligeable sur les gouttes les plus volumineuses, puisque une goutte de $300 \mu\text{m}$ voit son diamètre diminuer de 1,3% contre 64% pour une goutte de $50 \mu\text{m}$. Les gouttes de tailles inférieures à $50 \mu\text{m}$ se vaporisent avant la fin du tube. Les gouttes de $5 \mu\text{m}$ de diamètre sont totalement vaporisées, selon ces calculs, après 6 cm parcourus dans le tube. L'estimation de ces distances est à tempérer car leur calcul dépend du calcul de la vitesse de la particule. Néanmoins, ces calculs confirment la vaporisation très rapide des plus petites gouttes constituant l'écoulement.

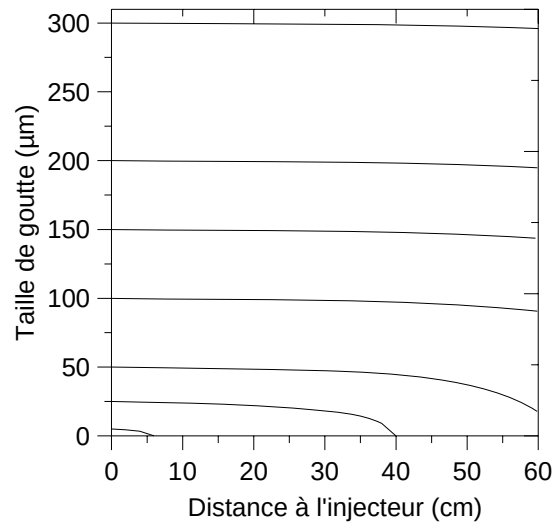


Figure 129. Evolution de la taille des gouttes en fonction de la distance à l'injecteur

III.3.2 Etude numérique de l'écoulement diphasique

Cette étude est basée sur les résultats des simulations numériques réalisées en collaboration avec Dmitry Davidenko au sein de l'institut ICARE. Le but général de ces simulations numériques est de fournir des informations sur les écoulements mis en œuvre lors des études expérimentales de granulométrie et de détonation. Plus précisément, la simulation numérique permet de déterminer les champs de vitesses et de température, ainsi que les fractions des différentes espèces et la distribution des gouttes. On s'intéresse également aux interactions entre l'écoulement gazeux (H_2 ou He avec ou sans N_2) et la phase dispersée, par l'intermédiaire des échanges de quantité de mouvement, de chaleur et de masse. L'étude est divisée en 4 parties qui permettent de considérer l'influence de plusieurs facteurs sur l'écoulement. On étudie tout d'abord l'influence du gaz porteur, c'est-à-dire les modifications qui seront apportées sur l'écoulement diphasique lorsqu'on utilisera soit l'hélium, soit l'hydrogène. Ensuite, on considèrera l'influence de la température des parois sur l'écoulement. La troisième partie prendra en compte l'effet de la température du gaz, en considérant des parois adiabatiques. Enfin, l'effet des conditions pariétales sur les gouttes sera étudié, toujours en utilisant des parois adiabatiques.

III.3.2.1 Présentation de l'étude

III.3.2.1.1 Méthode numérique

Le code utilisé est la version 6.3 de Fluent. La configuration réelle 3D est remplacée par une configuration équivalente en 2D axisymétrique. L'étude est réalisée en régime stationnaire.

La phase gazeuse est considérée dans le repère eulérien, les fluides sont supposés incompressibles avec une masse volumique variables. Le modèle de turbulence est en version k- ϵ dit « réalisable ». Les propriétés thermodynamiques et de transport moléculaire dépendent de la température.

La phase dispersée est étudiée selon une approche lagrangienne. La dispersion est considérée turbulente selon la méthode « Discrete Random Walk ». Les particules sont volatiles, de taille initiale uniforme de 300 μm .

o Maillage et géométrie du système

Le domaine de calcul s'étend sur l'ensemble de la longueur du tube que l'on peut voir sur la **Figure 130**.

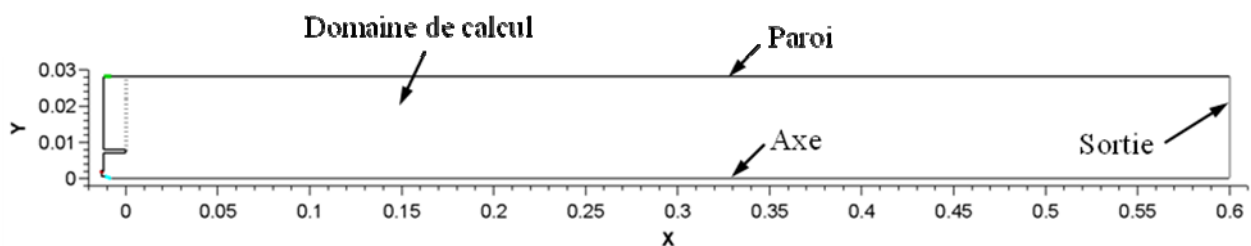


Figure 130. Ensemble du domaine de calcul (unité : m)

Le maillage est composé de quelques dizaines de milliers de cellules. Dans les zones de forts gradients (jet, couche limite pariétale), le maillage est raffiné pour assurer une bonne résolution de l'écoulement. A proximité de l'injecteur, sur les 10 premiers centimètres, le maillage est hétérogène, intégrant des zones structurées et non structurées, que l'on peut voir sur la **Figure 131**. La zone la plus proche de l'axe, est structurée, et maillée très finement.

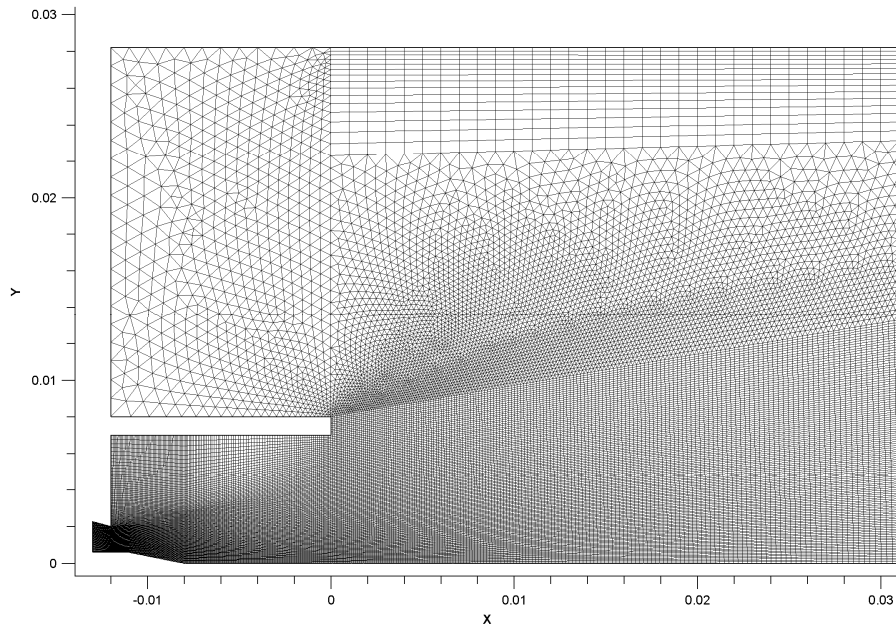


Figure 131. Maillage du domaine de calcul à proximité de l'injecteur (unité : m)

III.3.2.1.2 Méthode d'injection des gouttes

L'injecteur reproduit pour l'étude numérique est rigoureusement identique en terme de dimension à celui utilisé sur les dispositifs expérimentaux.

o Détail de l'injection

La manière dont sont injectées les gouttes est détaillée sur la **Figure 132**.

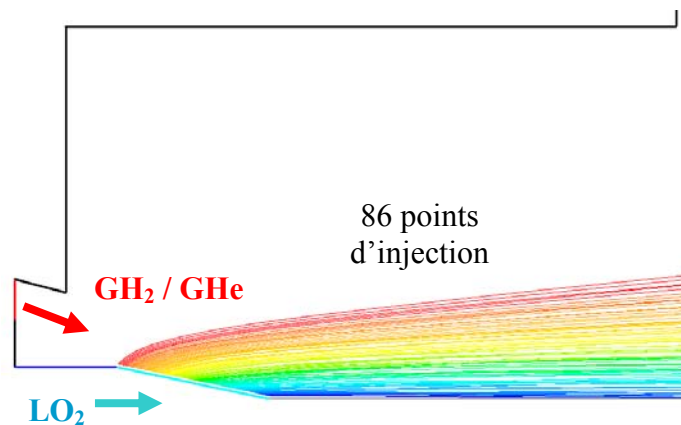


Figure 132. Détail de l'injection des gouttes

Le jet liquide d'oxygène est représenté par un corps cylindrique puis conique dont le diamètre initial est égal au diamètre de l'injecteur. Les gouttes sont injectées selon 86 points répartis sur la surface conique. A chaque point d'injection correspond un angle d'injection, variant de 0 à 45 degrés selon que s'éloigne ou s'approche en hauteur de l'axe. L'angle permet de modéliser la dispersion des gouttes en sortie de l'injecteur.

o Trajectoire des particules

Sur la **Figure 133**, on peut voir le temps de séjour des particules. Afin de prendre en compte l'impact des gouttes sur les parois du tube, les parois sont considérées comme des frontières d'échappement. En effet, les gouttes heurtant les parois ne participent plus directement à l'écoulement, d'un point de vue mécanique ou thermique.

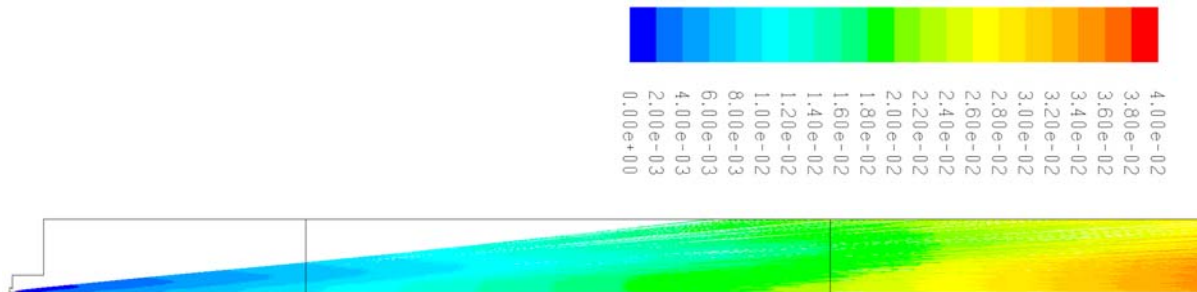


Figure 133. Temps de séjour des particules en s

III.3.2.2 Effet du gaz porteur

Pour cette partie où l'on s'intéresse à l'effet du gaz porteur, la température imposée sur les parois est de 200 K. Les gaz, hydrogène ou hélium, sont injectés à 110 K et à des débits de respectivement 0,377 et 0,739 g.s⁻¹.

III.3.2.2.1 Champs de vitesse de la phase gazeuse

La **Figure 134** et la Figure 135 montrent les champs de vitesse axiale pour l'hélium et l'hydrogène respectivement. On remarque, par l'intermédiaire des lignes de courant, la zone de recirculation des gaz créée autour de l'axe du jet. La vitesse du gaz décroît très rapidement au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'injecteur et se stabilise en aval dans le tube.

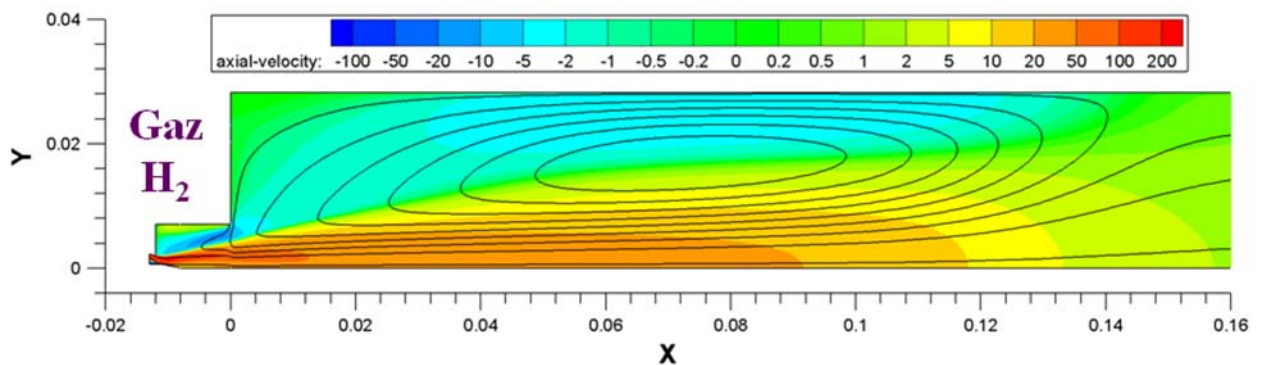


Figure 134. Champ de vitesse axiale et contours de fonction de courant avec l'hélium

En comparant la **Figure 134** et la **Figure 135**, on remarque que la recirculation en périphérie du jet est plus importante que pour l'hydrogène. La vitesse axiale est, d'une manière globale, plus importante pour l'hélium que pour l'hydrogène à proximité de l'injecteur (0-15 cm). Ces

différences s'expliquent par les débits d'injection qui sont respectivement de 0,739 et 0,377 g.s^{-1} pour l'hélium et l'hydrogène.

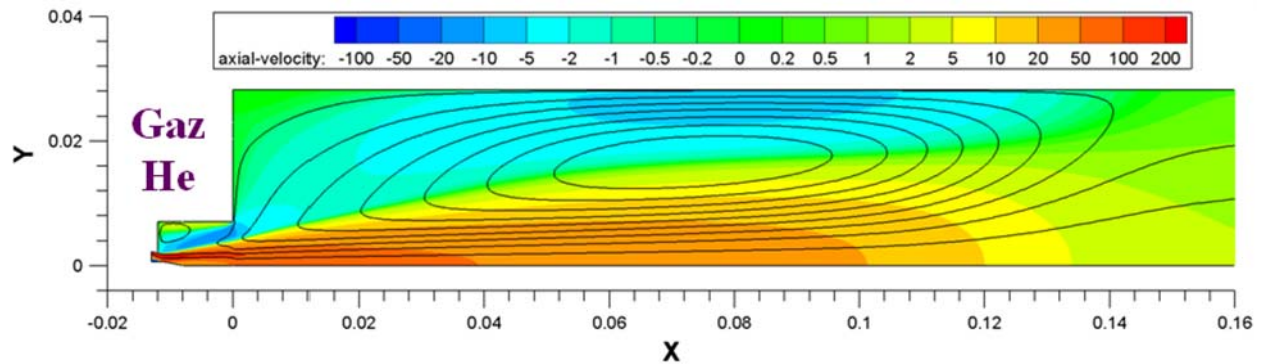


Figure 135. Champ de vitesse axiale et contours de fonction de courant avec l'hydrogène (Unité : m)

III.3.2.2.2 Champs de température

La **Figure 136** et **Figure 137** montrent les champs de température pour des injections d'hélium ou d'hydrogène en tant que gaz porteur. Comme on verra par la suite, l'échange avec la phase dispersée dans le cas de l'hydrogène. Ceci explique que la température est plus basse pour l'hydrogène.

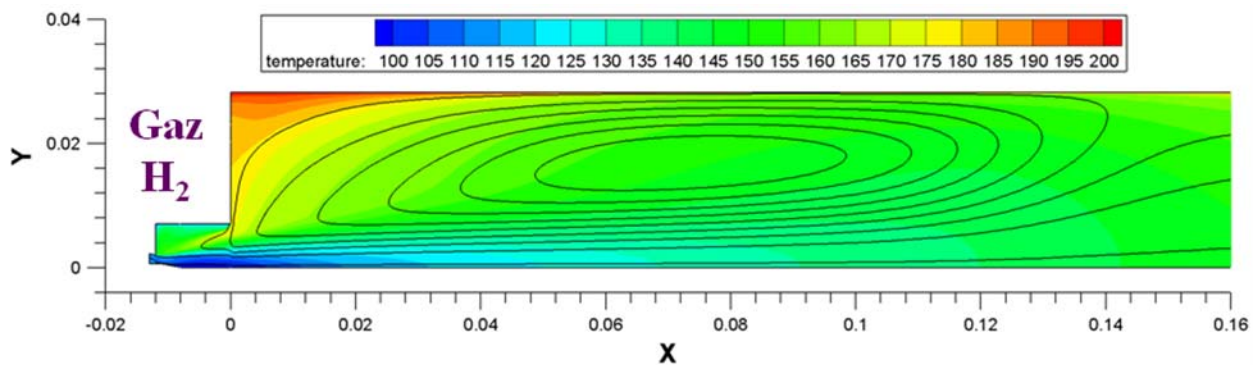


Figure 136. Champ de température et contours de fonction de courant pour l'hélium (unité : m)

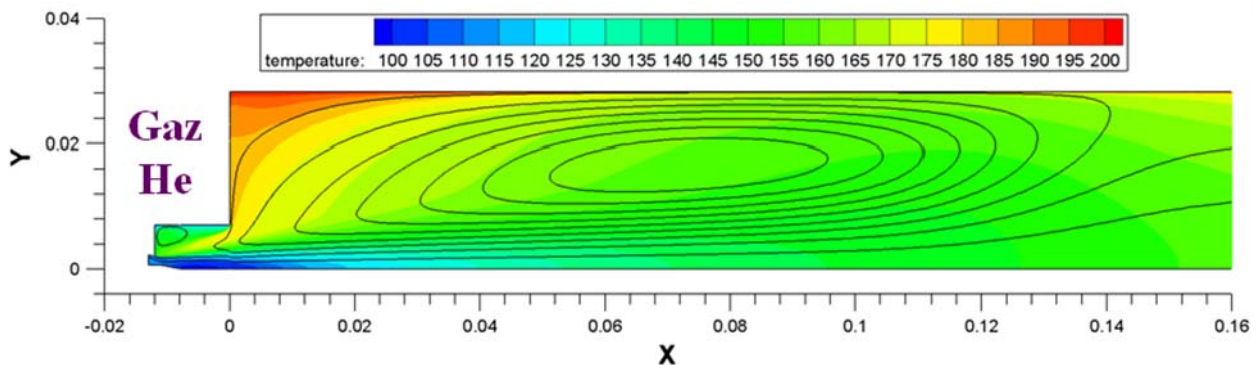


Figure 137. Champ de température et contours de fonction de courant pour l'hydrogène (unité : m)

III.3.2.2.3 Champ de concentration en particules

Sur la **Figure 138** et la **Figure 139**, on peut comparer les concentrations de particules lorsque le gaz porteur est l'hélium ou l'hydrogène. Les parois sont toujours considérées comme des frontières d'échappement pour les particules. Comme on le voit sur la **Figure 138**, l'écoulement gazeux d'hélium a tendance à resserrer l'angle du spray. Dans le cas de l'hydrogène, l'angle du jet est nettement plus important. Une plus grande partie des particules impacte la paroi et fait donc diminuer leur concentration dans l'écoulement. Cette différence est due aux différentes masses injectées. Comme la vitesse initiale est pratiquement la même, le gaz plus lourd a une quantité de mouvement plus grande, d'où un impact plus fort sur les gouttes.

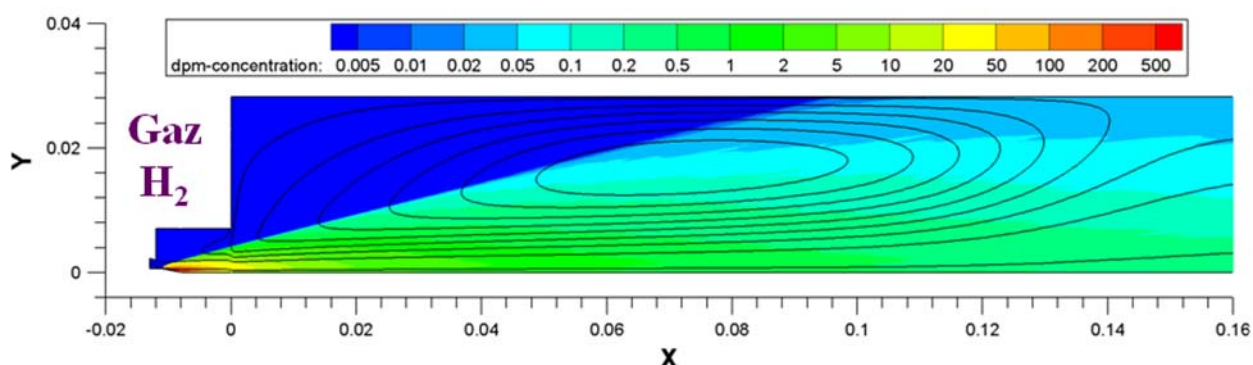


Figure 138. Champ de concentration en particules (kg.m^{-3}) avec l'hélium comme gaz porteur (unité : m)

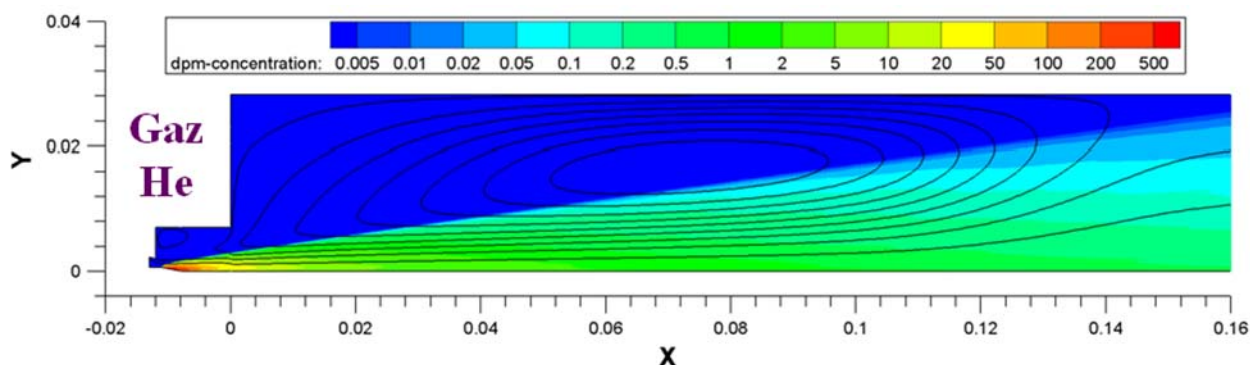


Figure 139. Champ de concentration en particules (kg.m^{-3}) avec l'hydrogène comme gaz porteur (unité : m)

III.3.2.2.4 Champ de richesse

On considère maintenant la richesse de la phase gazeuse en fonction du gaz porteur. Les champs de richesse étudiés suivent une évolution comparable aux champs de température. On remarque que le panache d'hélium (**Figure 140**), de part sa vitesse plus importante, est plus étendu en aval de l'injecteur que le panache d'hydrogène (**Figure 141**). Ainsi, l'influence de l'hydrogène sur la richesse locale (supérieure à 5) diminue rapidement à partir de 3 cm, tandis qu'elle s'étend jusqu'à 8 cm pour l'hélium. De plus, la vaporisation est théoriquement plus importante avec l'hydrogène qu'avec l'hélium, pour des conditions de températures

identiques. Ce phénomène accentue la présence d'oxygène en phase gazeuse et implique une diminution de la richesse.

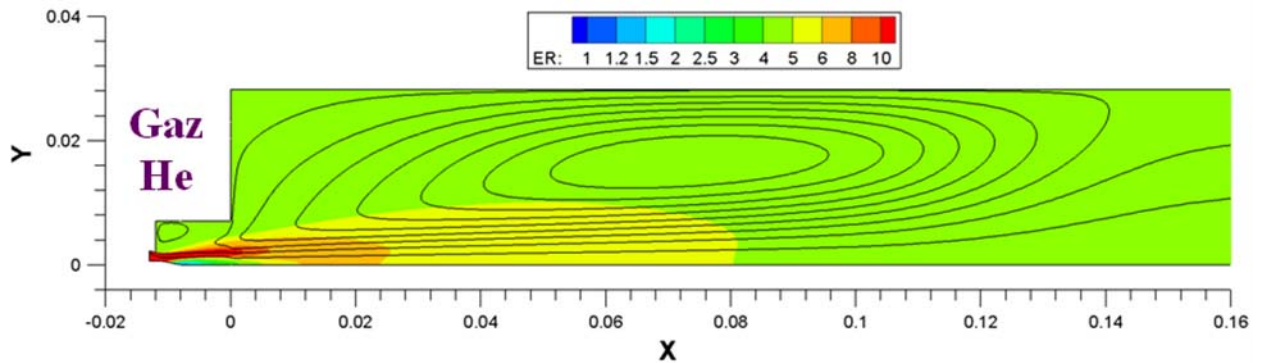


Figure 140. Champ de richesse pour l'hélium (unité : cm)

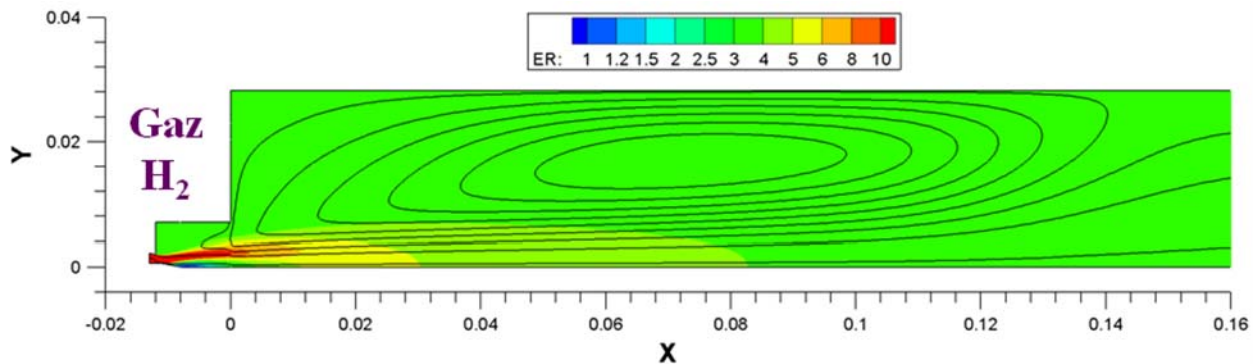


Figure 141. Champ de richesse avec l'hydrogène (unité : cm)

III.3.2.2.5 Propriétés des gouttes le long de leur trajectoire

La **Figure 142.a** et la **Figure 142.b** montrent l'évolution des gouttes au fur et à mesure de leur parcours dans le tube. Les deux graphes permettent d'arriver à la même conclusion : la vaporisation est plus importante dans le cas où l'hydrogène est injecté que lorsque c'est l'hélium qui est injecté. Ceci est principalement dû à la différence de taux de vaporisation, elle-même due à la différence de masse volumique des deux gaz.

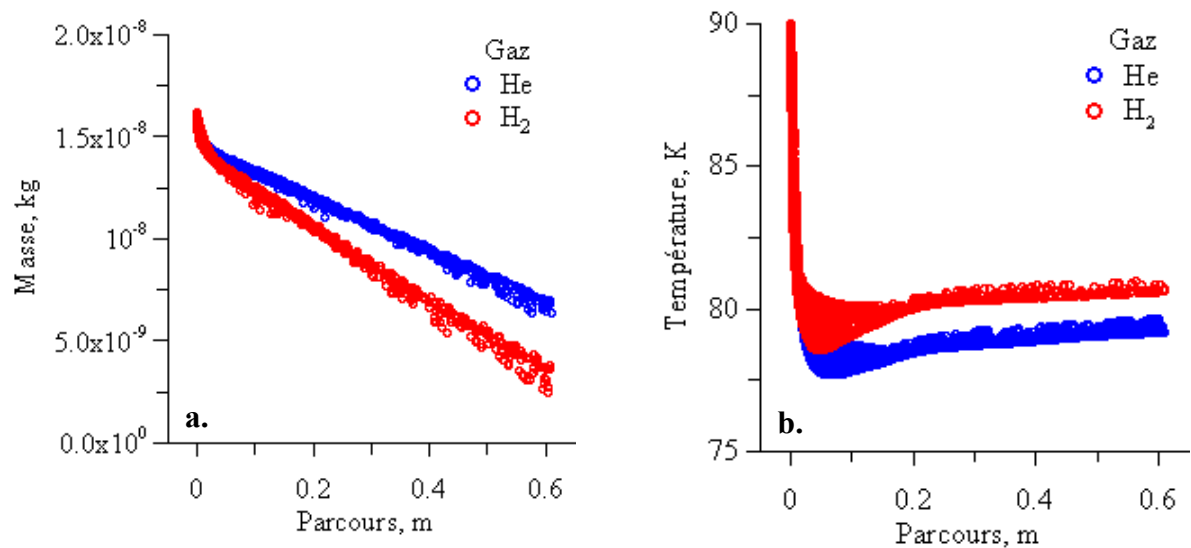


Figure 142. a. Masse des gouttes - b. Température des gouttes

III.3.2.3 Effet de la température des parois

Dans cette partie, les gaz sont injectés à 110 K et les parois sont supposées soit adiabatiques, soit à température constante comprise entre 150 et 250 K. Les résultats présentés dans cette section permettent d'évaluer la sensibilité de l'écoulement à l'apport de chaleur de l'extérieur.

III.3.2.3.1 Vitesse du gaz porteur

Comme vu précédemment, la vitesse de l'hélium est plus importante que la vitesse de l'hydrogène. On remarque sur la **Figure 143.a** et la **Figure 143.b** que la température aux parois joue un rôle non négligeable sur la vitesse des gaz. Lorsqu'on augmente la température aux parois, la vitesse des gaz augmente, par diminution de leur densité, suite à l'échauffement. La vitesse en sortie, a un profil typique pour l'écoulement visqueux.

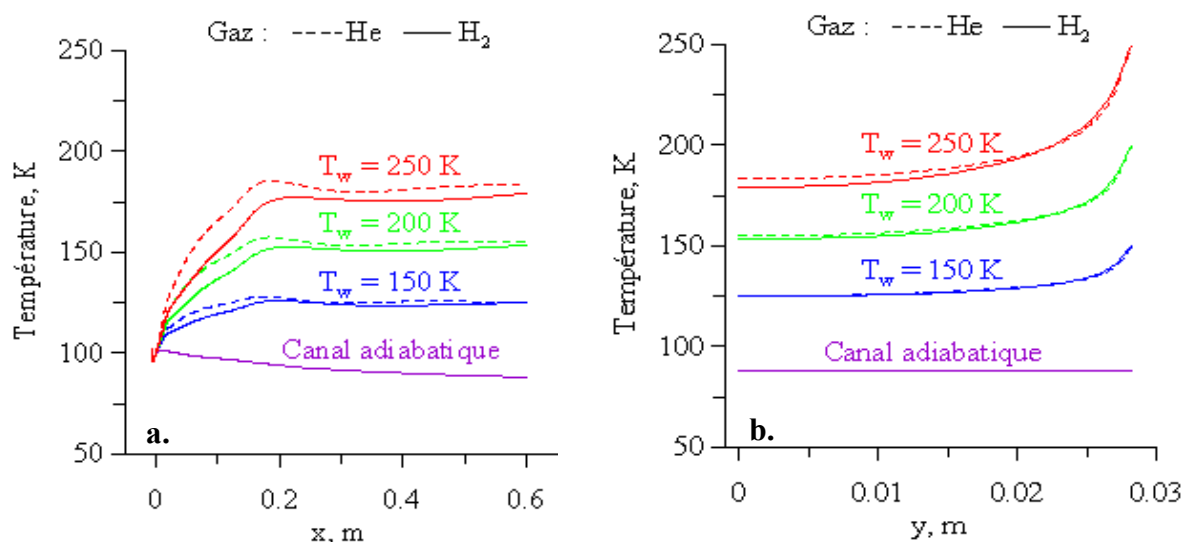


Figure 143. Vitesse de l'écoulement en fonction des conditions aux parois et pour les deux gaz porteurs : a. Vitesse sur l'axe du canal - b. Vitesse dans la section de sortie du tube.

III.3.2.3.2 Température du mélange gazeux

On considère sur la **Figure 144.a** et la **Figure 144.b** les évolutions de la température du gaz en fonction des conditions aux parois, pour l'ensemble du tube et en sortie sur la hauteur du tube. On remarque logiquement que lorsqu'on augmente la température des parois du tube, la température du mélange est plus importante. Lorsqu'on se déplace en aval dans l'écoulement, la température des gaz augmente pour une température de paroi comprise entre 150 et 250 K. Si la paroi est adiabatique, la vaporisation des gouttes, en retirant de la chaleur aux gaz, fait diminuer leur température, ce que l'on constate sur la **Figure 144.a**.

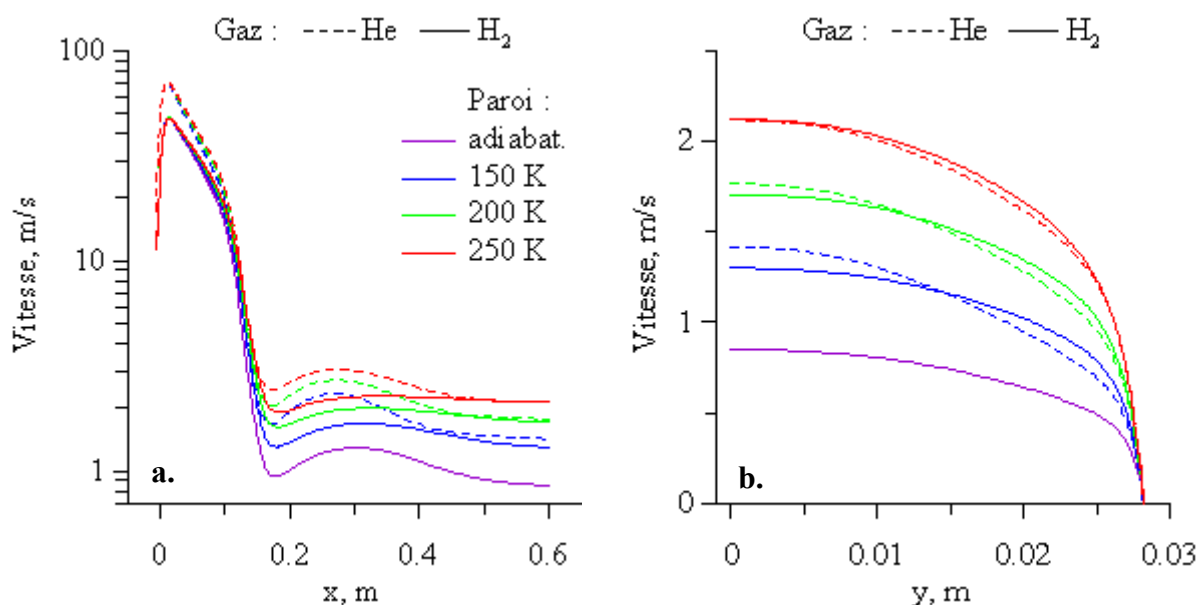


Figure 144. Température de l'écoulement en fonction des conditions aux parois et pour les deux gaz porteurs : **a.** Température sur l'axe du canal - **b.** Température dans la section de sortie du tube

III.3.2.3.3 Richesse du mélange gazeux

La **Figure 145.a** et la **Figure 145.b** permettent d'observer la richesse du mélange gazeux en fonction de la distance en x dans le tube, puis en fonction de la hauteur en y dans le tube. Ici aussi, on constate logiquement que la température des parois, en agissant sur la vaporisation des gouttes, fait fortement varier la proportion d'oxygène dans le mélange et donc sa richesse.

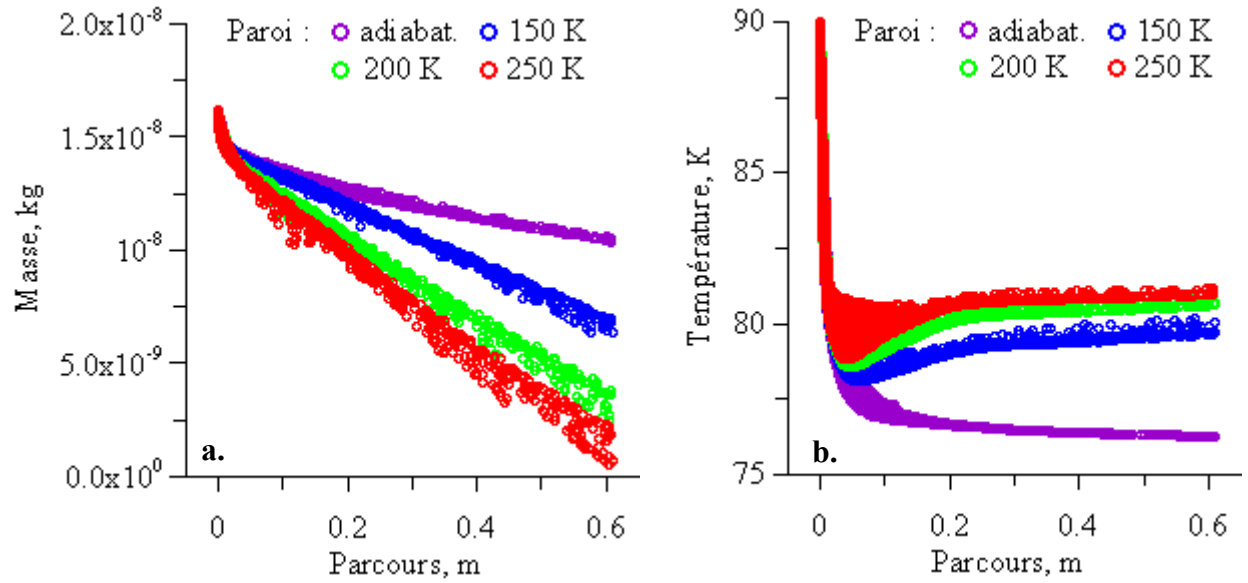


Figure 145. Richesse de l'écoulement en fonction des conditions aux parois et pour les deux gaz porteurs : **a.** Richesse sur l'axe du canal - **b.** Richesse dans la section de sortie du tube

III.3.2.3.4 Propriétés des gouttes

Les propriétés des gouttes détaillées sur la **Figure 146.a** et la **Figure 146.b** corroborent les observations précédentes. On ne considère ici que l'hydrogène. La température aux parois joue donc un rôle non négligeable sur la vaporisation des gouttes et donc sur la richesse du mélange.

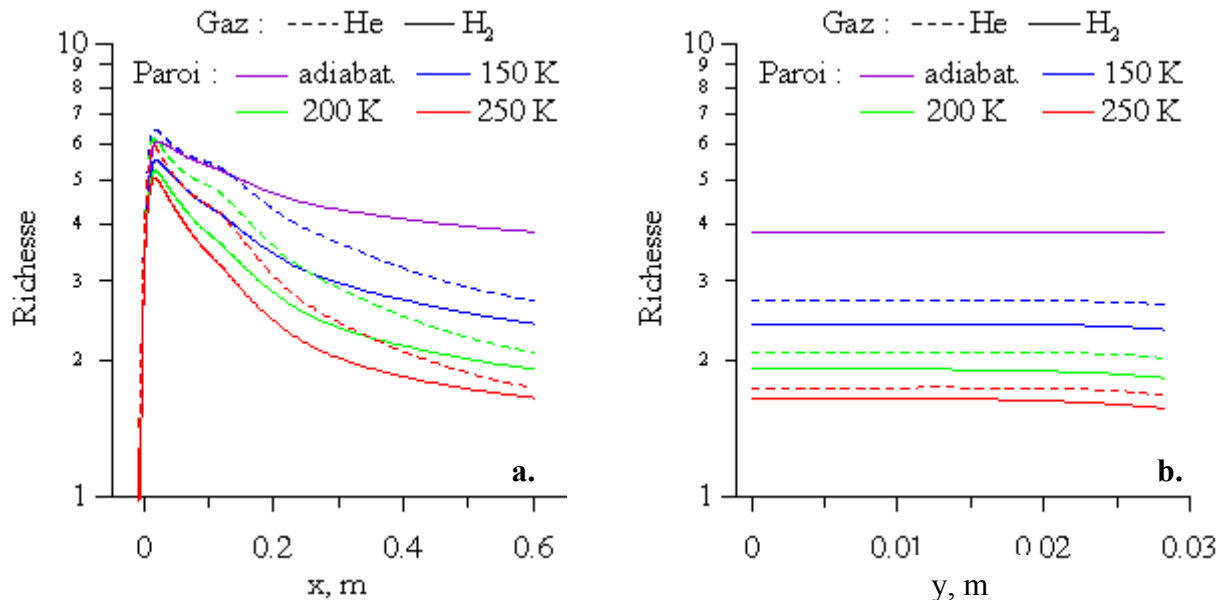


Figure 146. Propriétés des gouttes le long de leur parcours en fonction des conditions aux parois : **a.** Masse - **b.** Température

III.3.2.3.5 Récapitulatif

Le **Tableau 12** dresse un bilan des fractions évaporées et des richesses relatives à chaque gaz et surtout à chaque température aux parois. On remarque que la fraction d'oxygène évaporé passe de 37% à 57% lorsqu'on augmente la température aux parois pour l'hélium et de 42% à 61% pour l'hydrogène.

Gaz porteur	Température aux parois (K)	Fraction évaporée	Richesse phase gazeuse
He	150	37%	2,7
He	200	48%	2,07
He	250	57%	1,73
H ₂	92	26%	3,89
H ₂	150	42%	2,39
H ₂	200	53%	1,89
H ₂	250	61%	1,63

Tableau 12. Tableau récapitulatif de l'influence de la température aux parois sur l'évaporation des gouttes et la richesse du mélange.

III.3.2.4 Effet de la température du gaz porteur avec parois adiabatiques

Dans cette partie, on s'intéresse à l'effet de la température de l'hydrogène en utilisant des parois adiabatiques comme hypothèse aux limites. On comparera également les variations impliquées par la condition d'évaporation ou d'échappement au niveau de la paroi.

III.3.2.4.1 Vitesse de l'écoulement

Sur la **Figure 147.a** et la **Figure 147.b**, les résultats sur la vitesse sont présentés pour la température de l'hydrogène entre 110 à 300 K. On remarque, comme pour la modification de la température aux parois, qu'une augmentation de la température implique une augmentation de la vitesse du gaz. Passer de l'échappement à l'évaporation comme condition aux parois implique une légère diminution de la vitesse. L'évaporation a pour effet de faire diminuer la température des gaz et augmenter leur masse volumique. Cet effet paraît plus fort que l'augmentation du débit suite à l'évaporation supplémentaire.

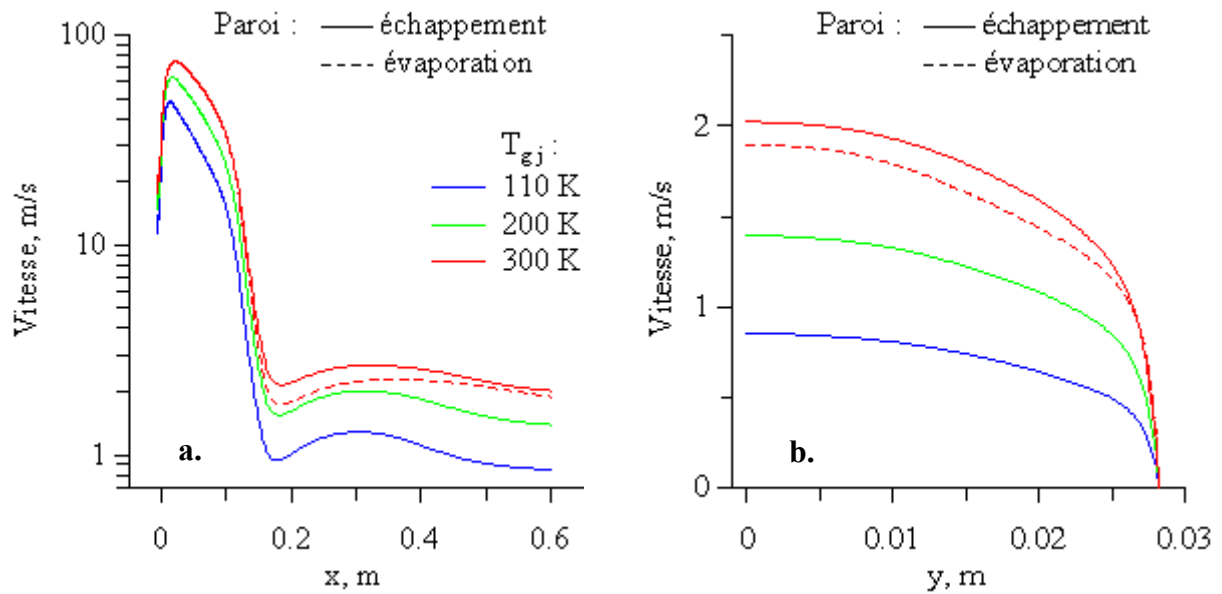


Figure 147. Vitesse de l'écoulement sur l'axe en fonction de la température du gaz porteur (H_2) : **a.** Vitesse sur l'axe du canal - **b.** Vitesse dans la section de sortie du tube

III.3.2.4.2 Richesse de l'écoulement

La **Figure 148.a** et la **Figure 148.b** montrent l'influence de la température du gaz porteur sur la richesse du mélange gazeux. On remarque logiquement que lorsque la température du gaz porteur est 300 K, la richesse est beaucoup plus proche de 1 que pour une température de 110 K. En effet, augmenter la température du gaz renforce la vaporisation des gouttes d'oxygène et diminue la richesse du mélange.

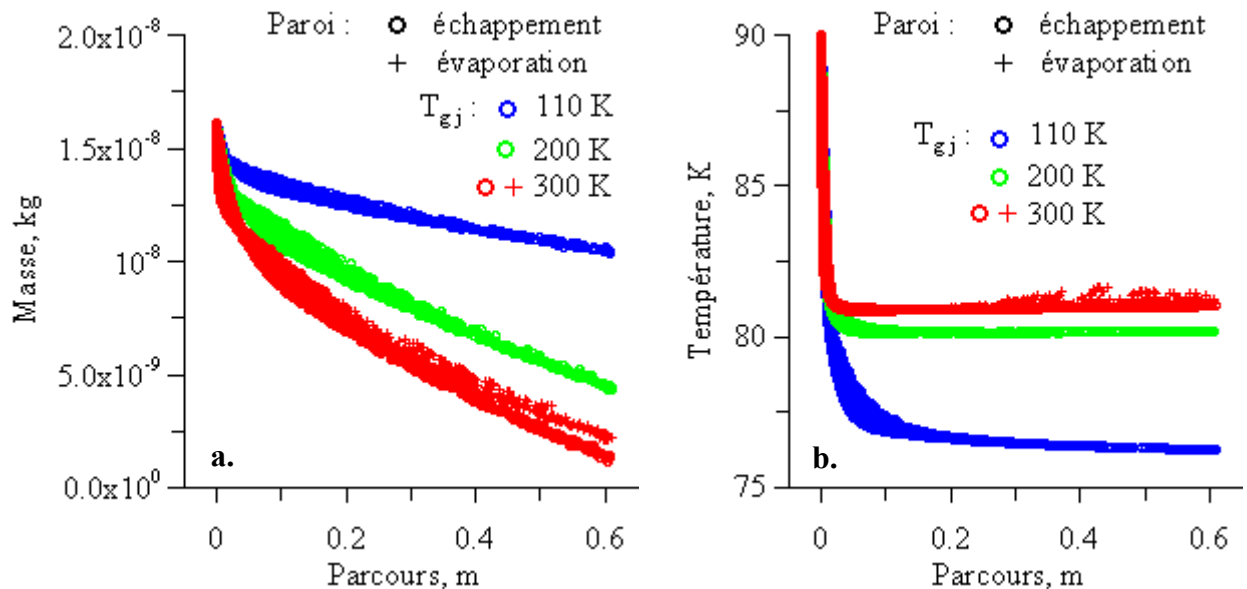


Figure 148. Richesse de l'écoulement sur l'axe en fonction de la température du gaz porteur (H_2) : **a.** Richesse sur l'axe du canal **b.** Richesse dans la section de sortie du tube

III.3.2.4.3 Propriétés des gouttes

La **Figure 149.a** et la **Figure 149.b** confirment logiquement que l'augmentation de la température du gaz porteur favorise la vaporisation des gouttes.

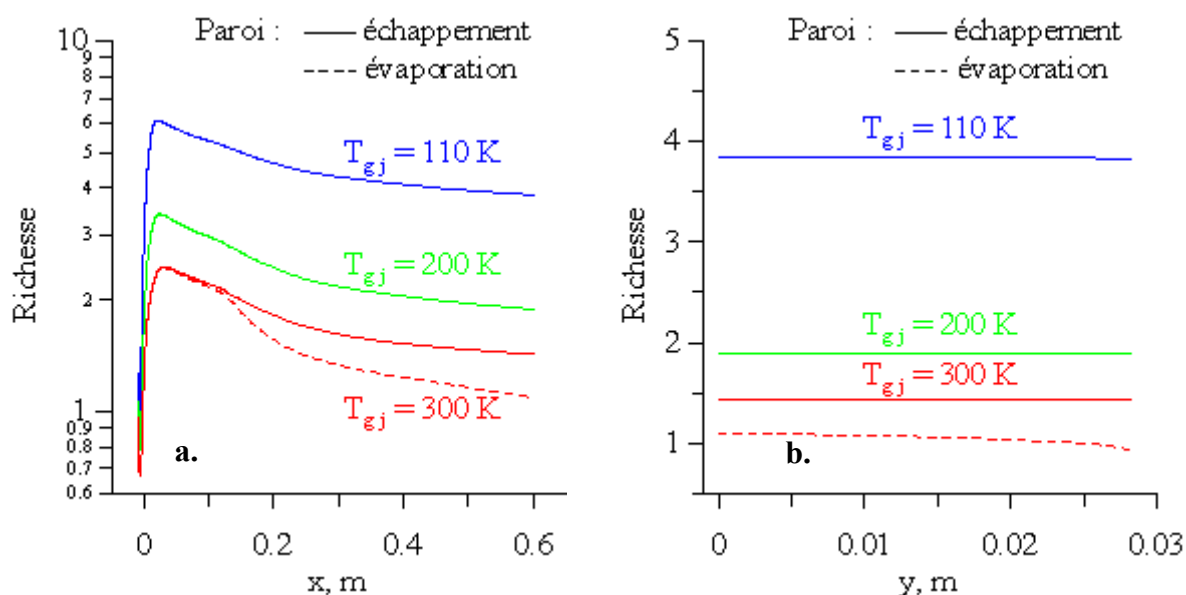


Figure 149. Propriétés des gouttes le long de leur parcours en fonction des conditions aux parois : a. Masse - b. Température

III.3.2.4.4 Récapitulatif

Le **Tableau 13** récapitule les effets de la température du gaz porteur sur le mélange diphasique. La proportion d'oxygène gazeux par rapport à l'oxygène liquide passe de 26% à 70% lorsqu'on augmente la température du gaz porteur, engendrant logiquement une diminution de la richesse. La croissance de la fraction vaporisée de 70% à 96%, quand on remplace les conditions d'échappement par les conditions d'évaporation sur les parois, indique que 24% de l'oxygène liquide injecté est déposé sur les parois

Température gaz (K)	Température paroi (K)	Evaporation	Richesse phase gazeuse
Echappement des gouttes par les parois du tube			
110	92	26%	3,83
150	114	39%	2,53
200	142	53%	1,89
250	169	63%	1,6
300	194	70%	1,43
Evaporation des gouttes sur les parois du canal			
300	153	96%	1,04

Tableau 13. Récapitulatif des effets de la température du gaz porteur et des conditions aux parois sur la fraction évaporée et sur la richesse

III.3.2.5 Effet de l'ajout d'azote gazeux à 300 K

On s'intéresse ici à l'ajout d'azote gazeux à l'écoulement principal. L'azote est injecté avec un débit de $2,5 \text{ g.s}^{-1}$ et à une température de 300 K.

III.3.2.5.1 Propriétés de l'écoulement

L'ajout d'azote implique logiquement une augmentation de la température (**Figure 150.a**) et fait diminuer la fraction massique d'oxygène dans le mélange (**Figure 150.b**), par dilution. Le pic constaté sur la **Figure 150.b** est due à l'injection d'oxygène liquide quelques millimètres avant l'azote gazeux.

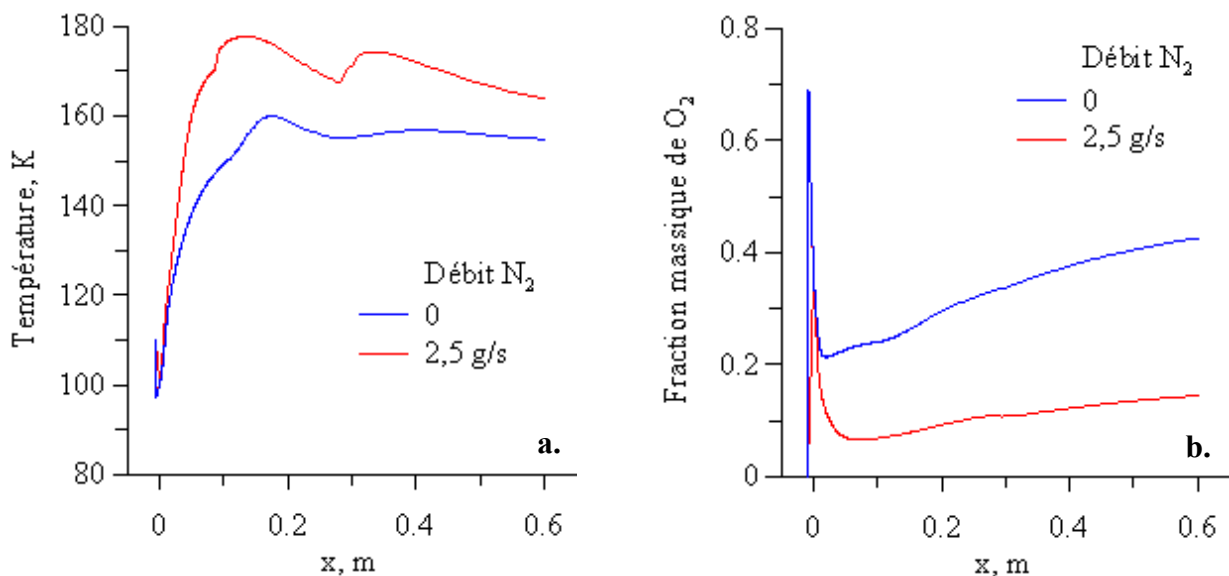


Figure 150.a. Température de l'écoulement en fonction de l'ajout d'azote - **b.** Fraction massique de l'oxygène en fonction de la présence d'azote

III.3.2.5.2 Propriétés des gouttes

En ce qui concerne les gouttes, la **Figure 151.a** et la **Figure 151.b** montrent que l'influence de l'azote est très limitée sur la vaporisation. La température globale du mélange est peu modifiée et l'impact sur les gouttes est quasi-nul en terme de masse. Ces constatations confirment la tendance observée dans les résultats expérimentaux.

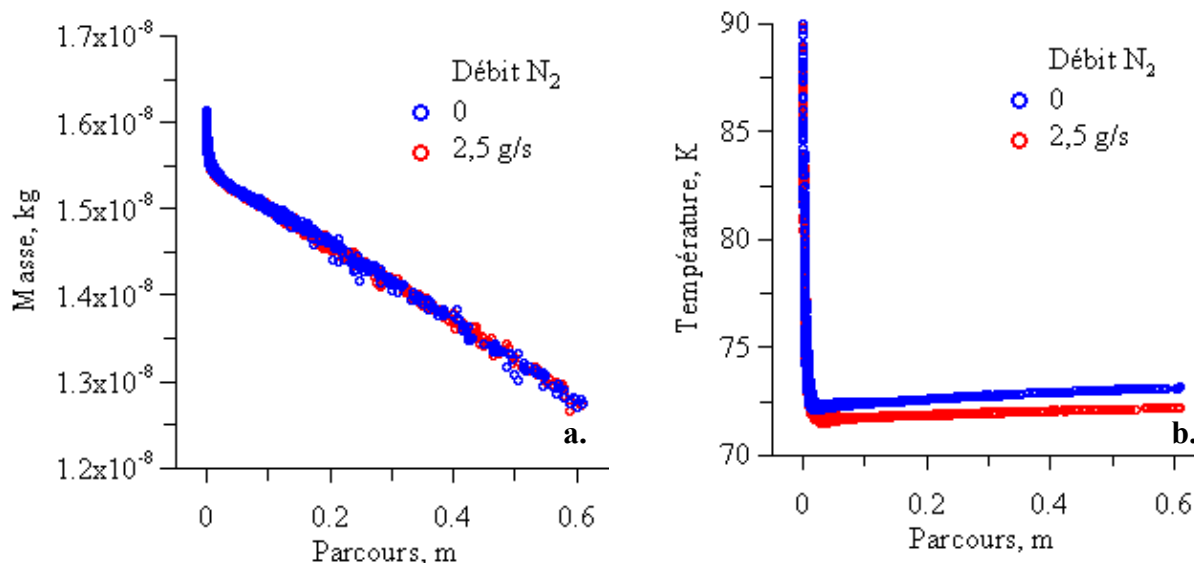


Figure 151. Propriétés des gouttes le long de leur parcours en fonction de la présence d'azote : **a.** Masse - **b.** Température

III.3.3 Bilan thermique aux parois

Dans le cas de l'étude granulométrique, les parois du tube étaient en quartz, qui a une conductivité thermique à 300 K légèrement inférieure à celle de l'acier 304L ($6,8-12 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ contre 14,9) utilisé lors de l'étude de détonation. Lors de l'étude granulométrique, les parois étaient chauffées (450 K) pour éviter la condensation d'eau glacée alors que l'acier du tube de détonation était à température ambiante (300 K). Les parois des tubes étaient d'épaisseur identique, $e=13 \text{ mm}$ et la surface d'une paroi est de $0,03 \text{ m}^2$. Le flux thermique aux parois lors de l'étude granulométrique, selon la valeur de la conductivité thermique du quartz variait entre 5500 et 9700 W.m^{-2} en fonctionnement avec les parois chauffées. Lors de l'étude de détonation, la température aux parois était à température ambiante. Le flux thermique est donc d'environ 6900 W.m^{-2} . Les transferts thermiques sont donc équivalents dans le cas du tube de détonation à température ambiante que dans le cas du tube en quartz chauffé. Ce résultat implique que la vaporisation sera identique ou légèrement plus faible lorsque nous sommes en condition d'initiation de la détonation.

III.3.4 Conclusion de l'étude de l'écoulement diphasique

Nous avons présenté, dans cette partie, les résultats relatifs à l'étude de l'écoulement diphasique. Dans un premier temps, nous avons étudié la distribution en taille de gouttes sur l'ensemble d'un jet diphasique composé de gouttes d'oxygène liquide et d'hélium à basse température comme gaz porteur. Les quatre configurations possibles lors des essais ont été détaillées précédemment. Les principaux résultats montrent un spray polydispersé, avec une importante proportion de gouttes de petites tailles, inférieures à 10 μm , qui s'évaporent rapidement après leur sortie de l'injecteur (augmentation du SMD et du D_{090}). La concentration optique montre une diminution de l'opacité du spray et donc une diminution de la quantité de liquide et ainsi une évaporation au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'injecteur. Les gouttes les plus grosses de l'écoulement voient leur taille légèrement se réduire jusqu'à 300 μm au fur et à mesure que l'on se déplace vers la sortie du tube. Le débit d'azote injecté est trop faible pour déclencher une évaporation quantitativement supérieure à l'écoulement sans azote. Son impact est visible en fin de tube et plus particulièrement sur la périphérie de l'écoulement, dans la continuité de l'injection rectiligne de l'azote. La présence de la tige implique fort logiquement une cassure additionnelle du jet après son atomisation primaire. Ainsi, la quantité de liquide est plus faible à proximité de l'injecteur, en comparaison des résultats obtenus en l'absence de tige. En comparaison, la quantité de liquide est plus importante lorsqu'on se déplace en aval de l'écoulement dans le cas avec tige que dans le cas sans tige. La tige a donc pour effet de répartir le liquide le long du tube.

Dans un second temps, nous avons étudié de manière théorique le comportement d'une goutte isolée de différentes tailles soumise à un jet d'hélium, puis plus globalement le comportement du jet dans le cas d'une étude numérique. Lors de l'étude sur la goutte isolée, les températures utilisées sont celles qui ont été mesurées sur le dispositif expérimental de détonation, dont le tube est en acier. Les principales conclusions de l'étude sur la goutte isolée montrent d'abord que l'atomisation secondaire est très faible et que les gouttes sont seulement déformées par l'écoulement. Ensuite, la vaporisation des gouttes est limitée aux gouttes les moins volumineuses. Les gouttes dont le diamètre initial est supérieur à 50 μm ne s'évaporent presque pas. Ce résultat théorique confirme les valeurs des tailles de gouttes mesurées lors de l'étude granulométrique, où les plus petites gouttes s'évaporent rapidement.

Les résultats des simulations numériques réalisées en collaboration avec Dmitry Davidenko permettent d'avoir des informations plus globales sur le jet, et notamment sur la richesse locale dans le jet. Les simulations ont permis de comparer les comportements du jet diphasique selon différents paramètres, dont la nature du gaz porteur qui peut être de l'hélium ou de l'hydrogène. L'hydrogène implique une vaporisation plus rapide de l'oxygène, à température égale. Cette information permet de supposer que les valeurs des tailles de gouttes obtenues lors l'étude granulométrique seront plus faibles lorsque l'hydrogène sera utilisé pour l'étude de détonation. L'étude a permis également de montrer que les conditions aux parois influençaient fortement l'évaporation. Ce paramètre n'a pas pu être mesuré lors des expérimentations de détonation. Des mesures ont été effectuées sur le tube en acier avec un écoulement d'hélium et d'oxygène liquide et les températures sont comprises entre 130 K à 5 cm de l'injecteur et 160 K à 60 cm de l'injecteur en régime permanent. Les essais de détonation n'ont pas tous été réalisés dans ces conditions, car le temps pour atteindre un régime permanent est supérieur à 90 minutes. La température aux parois lors des études de détonation était donc supérieure ou égale à 130 K.

Il en résulte que l'évaporation sera plus importante et donc que la taille des gouttes sera plus faible au sein de l'écoulement considéré pour l'étude de détonation (GH_2/LO_2) que pour l'écoulement étudié lors de l'étude granulométrique (GHe/LO_2).

Chapitre IV

IV. Résultats de l'étude de détonation

Dans cette partie seront détaillés les résultats de l'étude de la détonation. Ces expérimentations font suite à l'étude granulométrique au cours de laquelle nous avons récolté des informations sur l'injection, le développement et la vaporisation du jet diphasique. Le but principal de l'étude de détonation est de déterminer les conditions favorables à l'initiation directe d'une détonation et à sa propagation. Nous nous intéresserons à la propagation de l'onde de détonation dans l'écoulement diphasique au travers de sa célérité, de la pression engendrée et, dans certains cas, de sa structure tridimensionnelle. Elle sera étudiée en fonction de la richesse globale du mélange et de l'énergie d'initiation. L'initiation sera étudiée en faisant varier l'énergie d'initiation délivrée par les électrodes, et également en déplaçant les électrodes à différents endroits dans l'écoulement. Il sera ainsi possible d'augmenter ou de diminuer la quantité de liquide dans le mélange diphasique initial en modifiant la localisation des électrodes. La plupart des détonations ont été initiées à proximité de la sortie du tube, à 60 cm de l'injecteur, pour vérifier si l'onde pouvait remonter ou non l'écoulement jusqu'à la zone où l'on trouve davantage de liquide. Nous avons également étudié l'influence de l'injection d'azote et l'influence de la présence de la tige sur la propagation de l'onde. Sept capteurs de pression sont destinés à enregistrer les temps de passage de l'onde de détonation et en déduire la célérité. Un huitième capteur de pression enregistre la pression induite à proximité de l'injection. Enfin, pour certains essais, de la suie est déposée sur des plaques affleurant la paroi interne du tube afin d'observer la structure tridimensionnelle de la détonation.

IV.1 Résultats expérimentaux

Au total, 76 tirs ont été réalisés. Les essais se sont déroulés dans les locaux de l'entreprise Roxel, au Subdray. 21 tirs n'ont donné lieu à aucune réaction et 55 tirs ont permis d'obtenir une détonation. Les paramètres que nous avons fait varier au cours des essais sont les suivants :

- La richesse globale prenant les valeurs de 0,5, 1 et 1,4.
- L'emplacement du dispositif d'initiation situé entre 20 et 60 cm de l'injection
- L'injection (ou non) de 2 l.s^{-1} d'azote additionnel
- L'énergie d'initiation, comprise entre 0 et 240 J
- L'installation de la tige instrumentée

Comme défini précédemment, la richesse du mélange est déterminée globalement. Elle est connue à partir des débits d'injection d'oxygène liquide et d'hydrogène à basse température. Dans le cadre de cette campagne d'essais, il n'a pas été possible de déterminer localement la

richesse du mélange gazeux. Les richesses que nous considérons sont donc des richesses globales, déterminées à partir des quantités de combustible et d'oxydant injectées. Ainsi, la précision de la richesse dépend de la précision des débitmètres. Le débit d'oxygène était sujet à variation pour deux raisons : tout d'abord la précision du débitmètre est de 0,2% de la pleine échelle, et ensuite, la pression de la réserve d'oxygène était fluctuante. Le débit massique était fixé à 3 g.s^{-1} et les fluctuations tolérées entre 2,8 et $3,2 \text{ g.s}^{-1}$, soit 6,6% d'erreur. Pour l'hydrogène, le débit massique était régulé par une électrovanne et la précision du débitmètre associé est de 1% de la pleine échelle.

L'incertitude maximale sur la richesse, compte tenu des débits d' H_2 et d' O_2 , est ici de 7,8 %. A noter que nous avons fait varier le débit massique d'hydrogène entre 0,22 et $0,61 \text{ g.s}^{-1}$.

IV.1.1 Célérité de détonation

Dans ce paragraphe, nous étudions la célérité de l'onde de détonation. Les capteurs de pression qui enregistrent les temps de passage sont situés à 5 cm, 10 cm, 15 cm, 35 cm, 40 cm, 45 cm et 50 cm de l'injecteur. Les célérités de détonation représentées sur les différentes figures sont notées à mi-distance entre deux capteurs ayant enregistré le signal, c'est-à-dire à des distances de 7,5 cm, 12,5 cm, 25 cm, 37,5 cm, 42,5 cm, 47,5 cm. Les capteurs sont représentés sur l'axe des abscisses par des points. Deux oscilloscopes cadencés à 200 MHz enregistrent les signaux provenant des capteurs de pression. Le capteur situé à 35 cm est connecté aux deux oscilloscopes et sert de lien entre les deux groupes de capteurs. La **Figure 152** permet de situer les capteurs répartis le long du tube. Les dispositifs d'initiation peuvent être installés sur des inserts signalés en rouge sur la figure et placés entre 20 et 60 cm de distance à l'injecteur.

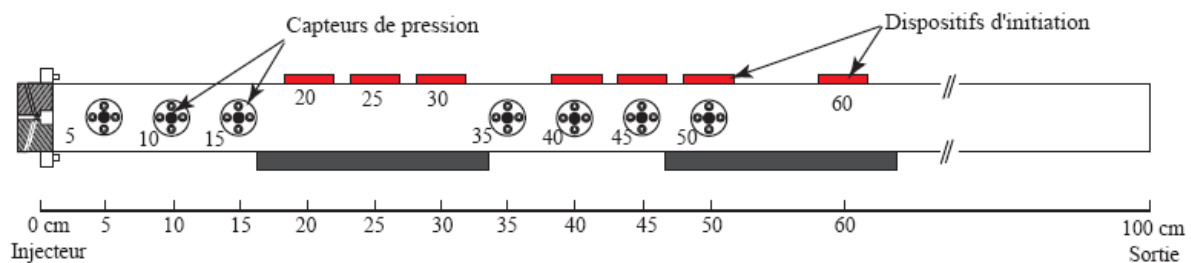


Figure 152. Emplacement des capteurs de pression et des dispositifs d'initiation

Les oscilloscopes sont configurés pour se déclencher sur le front montant du signal de pression de la détonation. La décharge électrique créée entre les deux électrodes pour générer l'initiation de la détonation implique des perturbations électro-magnétiques qui souvent déclenchent les oscilloscopes avant le passage de l'onde. Pour cette raison, plusieurs essais ne présentent la célérité que sur une moitié du tube.

La **Figure 153** est un enregistrement typique de signaux provenant d'une détonation. Sur cet essai, les capteurs 1 à 4 représentés sont respectivement situés à 35, 15, 10, 5 cm de l'injecteur. L'initiation étant faite à 60 cm de l'injecteur, la détonation se propage de droite à gauche en direction de l'injecteur.

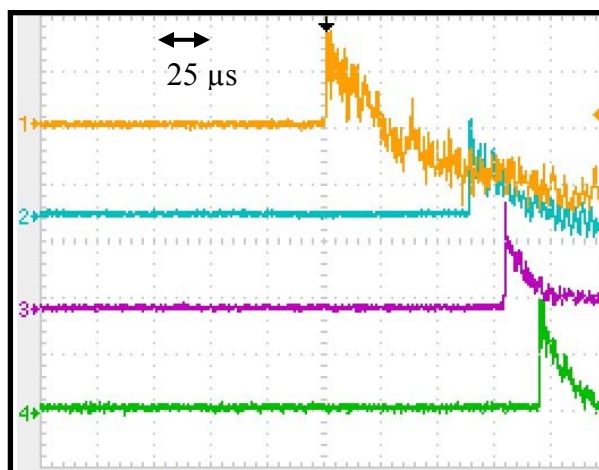


Figure 153. Enregistrement typique des signaux provenant de capteurs de pression lors du passage d'une détonation ($25 \mu\text{s}.\text{div}^{-1}$)

Dans les paragraphes qui suivent, nous étudions la célérité de propagation de l'onde de détonation, après une initiation à 60 cm de l'injection, avec une énergie de 240 J et une richesse globale de 1. L'onde se propage donc en remontant le sens de l'écoulement.

IV.1.1.1 Évolution de la propagation le long du tube

Sur la **Figure 154.a**, sont indiquées les célérités de détonation lorsque la détonation se rapproche de l'injection (entre 35 et 5 cm) et sur la **Figure 154.b**, les célérités de détonation à proximité de l'initiation (entre 50 et 35 cm).

On remarque tout d'abord que les valeurs des célérités sont importantes, et supérieures à D_{CJ} . La valeur calculée de D_{CJ} , 2921 m.s^{-1} , correspond à la célérité d'une détonation se propageant dans un mélange gazeux H_2/O_2 de richesse 1, à une température de 100 K et une pression initiale de 1 bar.

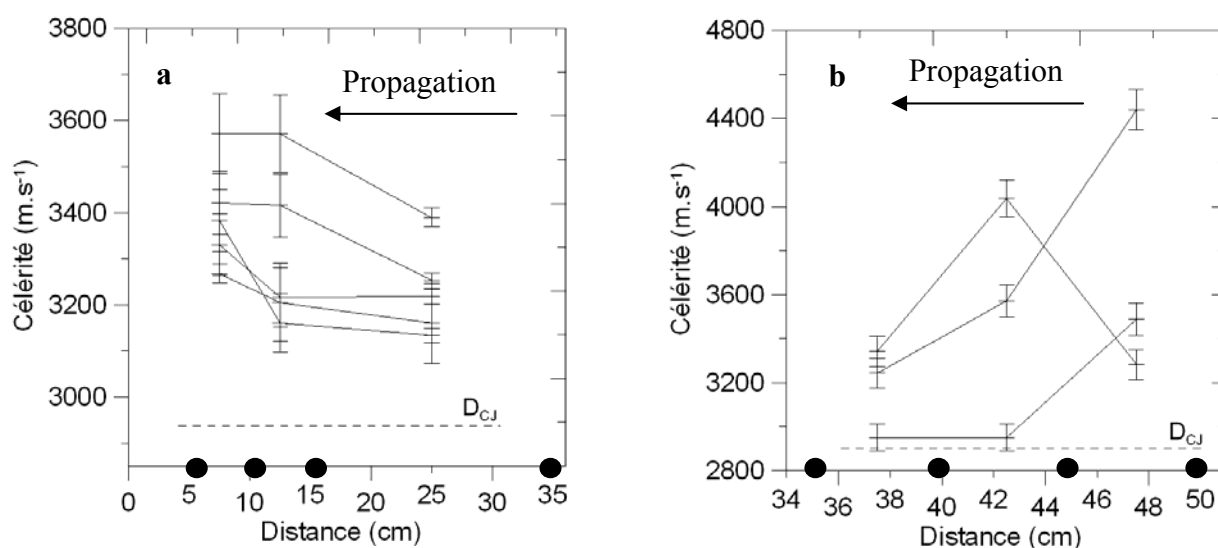


Figure 154. Célérités de détonation pour une richesse globale de 1, une initiation à 60 cm, une énergie d'initiation de 240 J : **a.** Entre 35 et 5 cm - **b.** Entre 50 et 35 cm

L'écart entre le calcul et l'expérience varie entre 6 et 20% pour la **Figure 154.a** et entre 1 et 35% pour la **Figure 154.b**. Sur la **Figure 154.b**, on constate que la célérité diminue (2 essais sur 3) à partir de valeurs importantes (4400 m.s^{-1}) à mesure qu'on s'éloigne de l'initiation, donc de 50 à 35 cm. Cette diminution peut s'expliquer de deux façons, qui peuvent être couplées : la première est la propagation de la détonation dans un milieu qui devient de plus en plus diphasique, ce qui peut impliquer un déficit de célérité, et la seconde est le passage de la détonation d'un régime surpressé à un régime de détonation auto-entretenu. Sur la **Figure 154.a**, lorsqu'on se rapproche de l'injection, entre 35 et 5 cm, la célérité augmente à nouveau entre 3 et 7 %. Dans ce cas, trois raisons peuvent justifier cette augmentation :

- Dans l'explication précédente, nous supposons que l'augmentation de la quantité de liquide impliquerait une diminution de la célérité. Or, c'est entre 35 et 5 cm que l'augmentation de liquide est la plus importante d'après les résultats de l'étude granulométrique. Par contre, la proportion de gouttes de petites tailles, inférieures à $10 \mu\text{m}$, plus à même d'entretenir une détonation, est plus importante à proximité de l'injecteur.
- La deuxième explication provient de la richesse. Lorsqu'on se rapproche de l'injecteur, la quantité d'oxygène non vaporisée est plus importante qu'en aval du tube. Le mélange gazeux est donc plus fortement concentré en hydrogène, ce qui a pour effet d'augmenter fortement la richesse du mélange, ainsi que la célérité de la détonation s'y propageant.
- Enfin, la température, qui diminue lorsqu'on se rapproche de l'injection, implique une augmentation de la densité des gaz et donc une augmentation de la célérité de la détonation. Entre 30 et 5 cm, la température, et donc la densité du mélange, diminue de 11 %, ce qui est proche de l'augmentation de la célérité de détonation et peut en partie expliquer cette hausse.

La **Figure 155** permet de résumer l'ensemble des célérités mesurées sur toute la longueur du tube pour une richesse globale de 1, le système d'initiation de 240 J placé à 60 cm de l'injecteur.

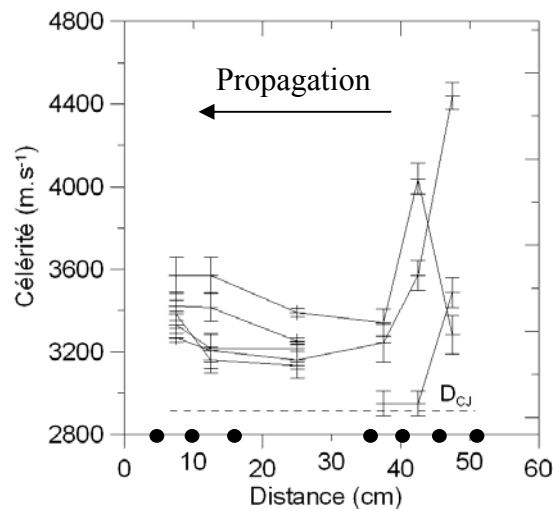


Figure 155. Célérités de détonation pour une richesse globale de 1, une initiation à 60 cm, une énergie d'initiation de 240 J, entre 60 et 5 cm

IV.1.1.2 Influence de la richesse

Nous nous intéressons ici à l'influence de la richesse. La **Figure 156.a** et **Figure 156.b** montrent les célérités moyennes pour chaque classe de richesse considérée. La **Figure 156.a** prend en compte les célérités à proximité de l'injecteur et la **Figure 156.b** les célérités à proximité de la sortie du tube. Les deux figures montrent tout d'abord que la célérité augmente logiquement avec l'augmentation de la richesse. On remarque également que les célérités Chapman-Jouguet sont inférieures aux célérités mesurées. D_{CJ} vaut ainsi 2380 m.s^{-1} , 2920 m.s^{-1} et 3220 m.s^{-1} pour des richesses respectives de 0,5, 1 et 1,4. L'écart entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées varient respectivement entre 22 et 39%, 10 et 16% et 2,8 et 6,5%. Les valeurs moyennes mesurées correspondent à des célérités CJ de mélanges ayant une richesse comprise entre 0,9 et 2,9.

L'augmentation de la célérité à proximité de l'injecteur constatée précédemment pour les mélanges stœchiométriques se retrouve également pour les mélanges à richesse 0,5. En revanche, les mélanges de richesse globale de 1,4 montrent une diminution de la célérité lorsqu'on s'approche de l'injecteur. En fait, les célérités de détonation semblent converger vers une valeur comprise entre 3200 et 3400 m.s^{-1} . Cette constatation implique que, quelque soit l'injection, le mélange est plus riche que prévu à proximité de l'injection. Ce résultat est cohérent avec les résultats granulométriques qui montrent que le débit d'hélium a peu d'influence sur la distribution en taille de gouttes et donc sur le mélange. Néanmoins, les incertitudes sur les résultats peuvent expliquer les tendances des graphiques. Si on compare les détonations obtenues à des célérités CJ en phase gazeuse à température et pression identiques, on peut en déduire que la richesse est comprise entre 1,5 et 1,9 (3200 et 3400 m.s^{-1}). Ces valeurs de richesse ne sont valables que si l'on considère que c'est la seule phase gazeuse qui entretient la détonation et que les gouttes n'ont aucun effet promoteur ou inhibiteur sur la célérité de détonation.

Sur la **Figure 156.b**, on s'intéresse à la célérité de détonation à proximité de l'initiation placée à 60 cm de l'injecteur. On peut voir que plus le mélange est riche, plus la première valeur de célérité (47,5 cm) mesurée est importante. Le comportement de la détonation montre ensuite une décélération typique des détonations surpressées pour se stabiliser entre 2800 et 3400 m.s^{-1} selon la richesse. Pour une richesse de 0,5, la célérité augmente progressivement, mais avec des valeurs déjà supérieures aux valeurs CJ.

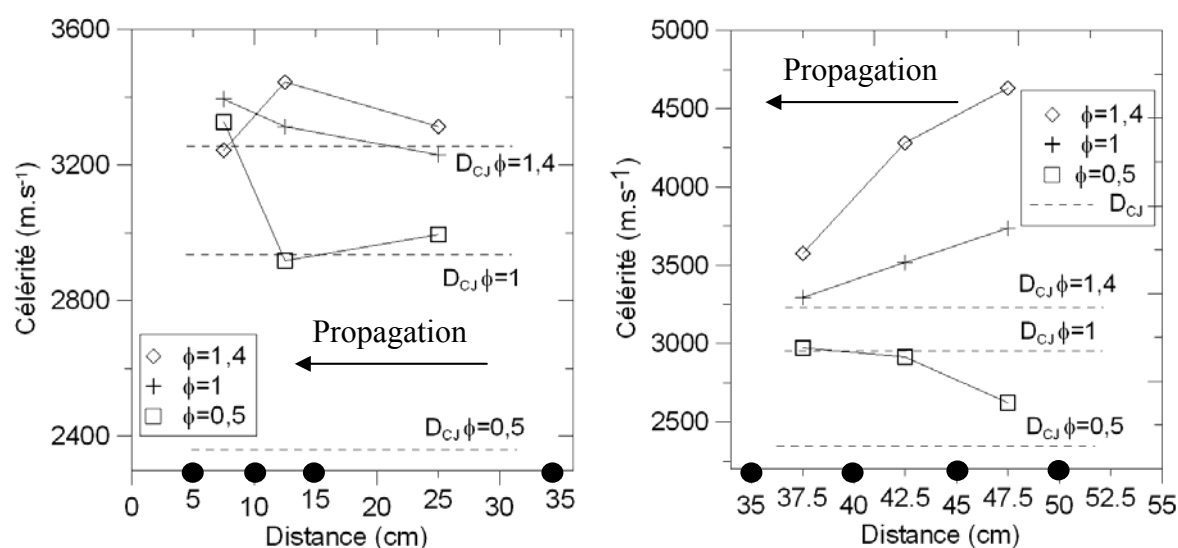


Figure 156. Célérités moyennes pour différentes richesses - Initiation à 60 cm – $E=240 \text{ J}$: **a.** Entre 35 et 5 cm **b.** Entre 50 et 35 cm

Sur la **Figure 157**, les célérités représentées en fonction de la richesse sont des moyennes sur l'ensemble du tube. On peut voir que la célérité de la détonation est légèrement plus grande lorsqu'on augmente la richesse.

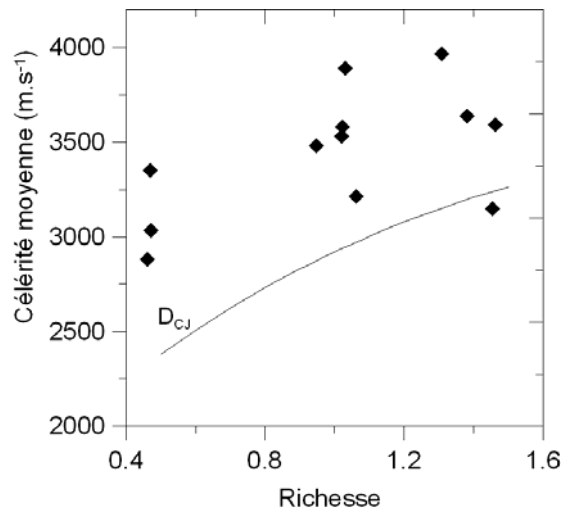


Figure 157. Moyennes des célérités sur l'ensemble du tube en fonction de la richesse, avec une initiation à 60 cm et une énergie d'initiation de 240 J

IV.1.1.3 Influence de l'emplacement de l'initiation

Un des buts des expériences menées dans cette étude est de savoir s'il est possible d'initier une détonation dans un mélange diphasique cryogénique GH_2/LO_2 . Dans cette optique, il a été décidé de pouvoir déplacer le dispositif d'initiation longitudinalement dans le tube. Les premiers essais ont été réalisés dans des conditions optimales, c'est-à-dire le plus en amont de l'injection pour que le maximum de gouttes puisse être vaporisé. Cette étape a été validée et les résultats ont été décrits dans le paragraphe IV.1.1.1 et IV.1.1.2. La seconde étape consiste donc à rapprocher le dispositif d'initiation de l'injection. La **Figure 158** récapitule les essais réalisés sur des mélanges avec une richesse globale de 1, sans azote et sans tige. Le taux de réussite diminue au fur et à mesure que l'on se rapproche de l'injection et que la proportion de liquide augmente. Ainsi, à 20 cm de l'injecteur, le taux de réussite est de 25% alors qu'il est de 100 % de 60 cm à 40 cm. La « réussite » d'un essai est conditionnée par l'obtention d'une combustion (déflagration ou détonation) dans le tube, confirmée par les enregistrements vidéo.

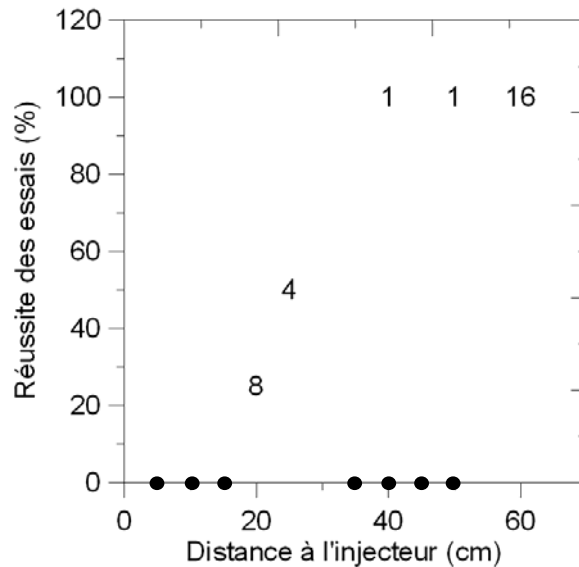


Figure 158. Pourcentage de réussite des essais à richesse 1 en fonction de l'emplacement du dispositif d'initiation. Les chiffres correspondent au nombre d'essais réalisés

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons exclusivement aux essais qui ont produit des résultats. Les figures **159** à **162** montrent les résultats de 5 essais. Ce sont des enregistrements des capteurs placés entre 35 et 5 cm, lorsque le dispositif d'initiation est placé à 25 ou à 20 cm. Ces figures permettent d'observer le comportement de la détonation dès sa formation. L'emplacement des capteurs et celui de l'initiation sont visibles sur le schéma de la **Figure 152**. De plus, en rapprochant l'initiation de l'injecteur, il devient possible de mesurer la célérité de la détonation dans ses deux sens de propagation : dans le sens de l'écoulement, et à contre-courant. Les 5 essais ont été réalisés avec une énergie d'initiation de 240 J.

IV.1.1.3.1 Richesse mesurée de 1

Sur la **Figure 159.a** et la **Figure 159.b**, on peut voir les signaux correspondant à des essais réalisés avec une initiation se trouvant à 25 cm de l'injecteur dans un mélange avec une richesse globale de 1. Le dispositif d'initiation est donc à équidistance du capteur situé à 35 cm de l'injecteur, et du capteur situé à 15 cm de l'injecteur. On remarque que les capteurs situés à 15 et 10 cm de l'injecteur, détectent un signal de détonation avant le capteur situé à 35 cm. La détonation poursuit sa propagation jusqu'au capteur situé à 5 cm de l'injecteur. Le front semble donc se déplacer plus rapidement dans la direction de l'injection, entre les capteurs situés à 15 et 5 cm, avec une célérité mesurée de 5500 m.s^{-1} . Le capteur situé à 35 cm de l'injecteur reçoit un signal de pression, qui peut s'apparenter une déflagration en transition vers la détonation.

Sur la **Figure 159.b**, nous avons exactement la même configuration. Dans ce cas-ci, c'est le capteur situé à 35 cm qui voit arriver un signal de pression en premier. Le capteur situé à 10 cm ne détecte une détonation que $60 \mu\text{s}$ après le capteur situé à 35 cm, le front semblant se déplacer plus rapidement dans le sens de l'écoulement. A contre-courant, une fois la détonation établie, la célérité de la détonation, entre les capteurs situés à 10 et 5 cm, est très grande, de l'ordre de 5800 m.s^{-1} .

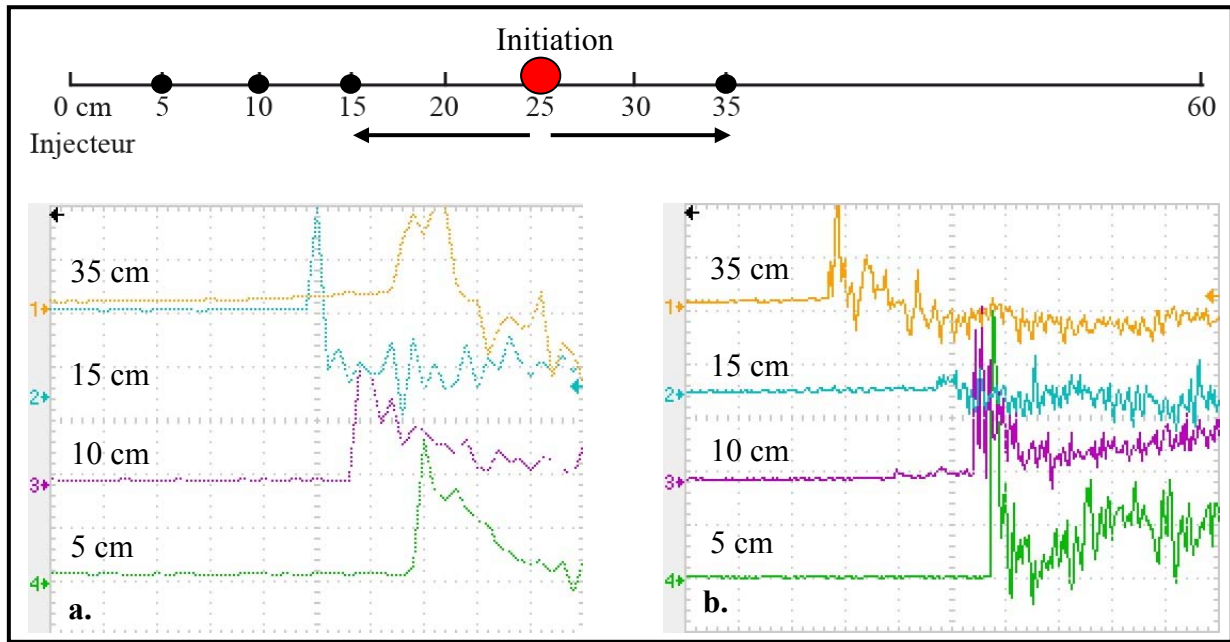


Figure 159. **a.** Enregistrement de signaux de pression – Initiation à 25 cm – $10 \mu\text{s}.\text{div}^{-1}$ – $\phi=1,03$ (essai 260201) - **b.** Enregistrement de signaux de pression – Initiation à 25 cm – $25 \mu\text{s}.\text{div}^{-1}$ – $\phi=1,01$ (essai 030304)

La **Figure 160.a** et la **Figure 160.b** montrent des signaux de pression obtenus avec une initiation à 20 cm et des mélanges à richesse globale de 1. Sur la **Figure 160.a**, l'ensemble des capteurs détecte des fronts de détonation. Le capteur situé à 35 cm, placé à équidistance du capteur situé à 5 cm par rapport aux électrodes, détecte l'onde de détonation $20 \mu\text{s}$ plus tard que le capteur situé à 5 cm, ce qui tend à montrer que la détonation se propage plus rapidement à contre-courant. Les célérités mesurées entre 15 et 5 cm de l'injecteur sont de 3378 et 3246 m.s^{-1} . Sur la **Figure 160.b**, c'est le capteur situé à 35 cm qui enregistre le premier un signal de détonation. Le capteur situé à 5 cm de l'injecteur enregistre un signal plus tardivement, montrant une célérité de l'onde plus faible à contre-courant. Ces résultats montrent que la propagation de la détonation n'est pas longitudinale et se déroule par réflexion contre les parois. Elle n'est alors pas détectée de manière classique par les capteurs.

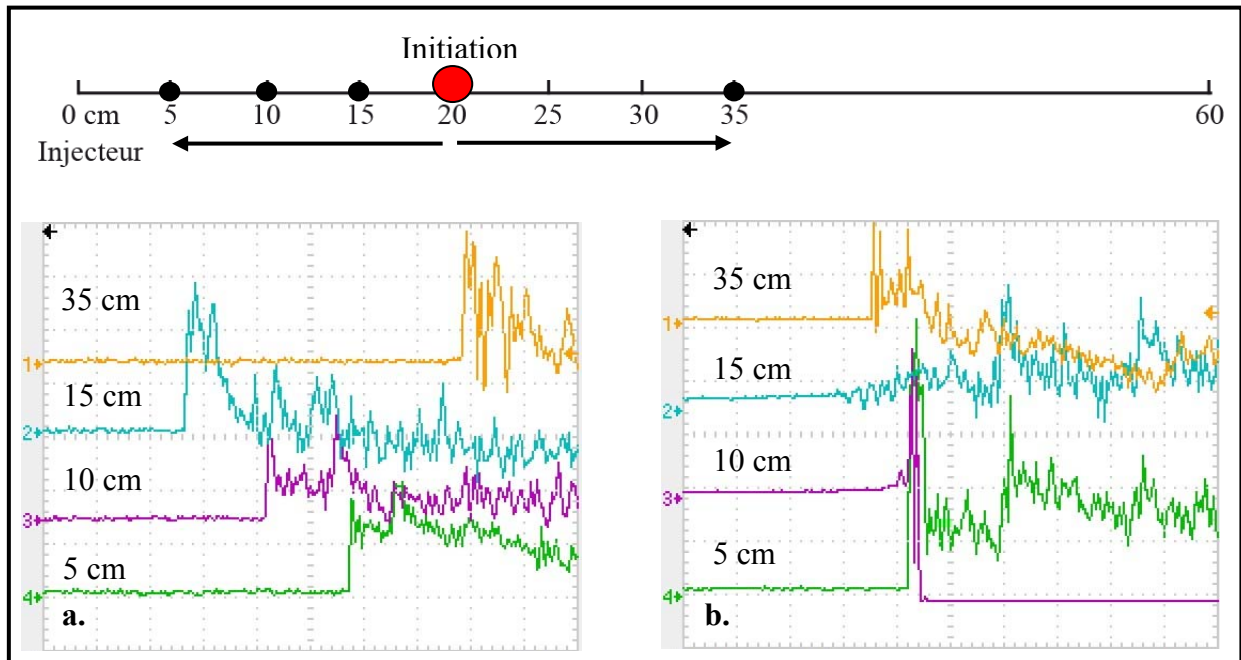


Figure 160. Enregistrement de signaux de pression : **a.** Initiation à 20 cm – $10 \mu\text{s.div}^{-1}$ – $\phi=1,06$ (essai 260301) – **b.** Initiation à 20 cm – $25 \mu\text{s.div}^{-1}$ – $\phi=1,02$ (essai 030306)

IV.1.1.3.2 Richesse mesurée de 1,4

La **Figure 161.a** et la **Figure 161.b** montrent des enregistrements de capteurs avec un dispositif d'initiation placé à 20 cm de l'injecteur, pour des mélanges avec une richesse globale mesurée de 1,4. Dans ces deux cas également, on ne peut pas conclure sur une célérité de propagation plus importante dans une direction, que ce soit dans le sens de l'écoulement ou à contre-courant. Sur la **Figure 161.a**, la célérité mesurée entre les capteurs situés à 10 cm et 5 cm de l'injecteur est de 4310 m.s^{-1} .

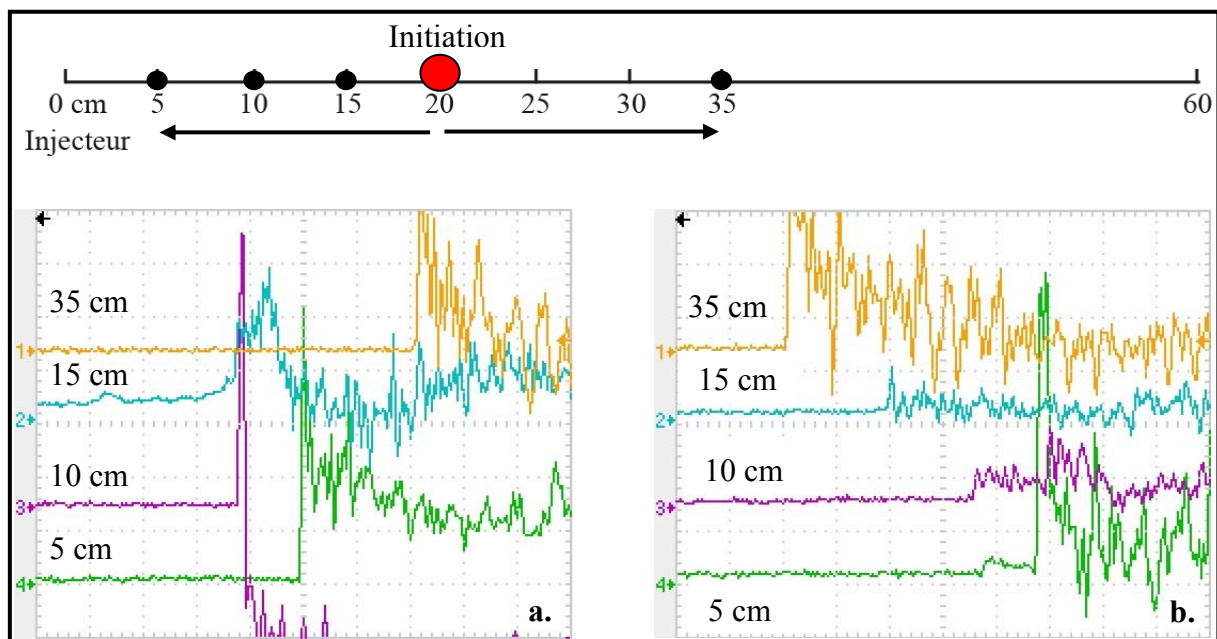


Figure 161. Enregistrement de signaux de pression : **a.** Initiation à 20 cm – $10 \mu\text{s.div}^{-1}$ – $\phi=1,4$ (essai 260307) – **b.** Initiation à 20 cm – $10 \mu\text{s.div}^{-1}$ – $\phi=1,38$ (essai 310302)

IV.1.1.3.3 Richesse mesurée de 0,5

La **Figure 162** montre l'unique essai réalisé avec une richesse globale de 0,5 et une initiation située à 20 cm de l'injecteur. On note qu'aucun des signaux ne présente le profil typique de la détonation, avec un front de montée très raide.

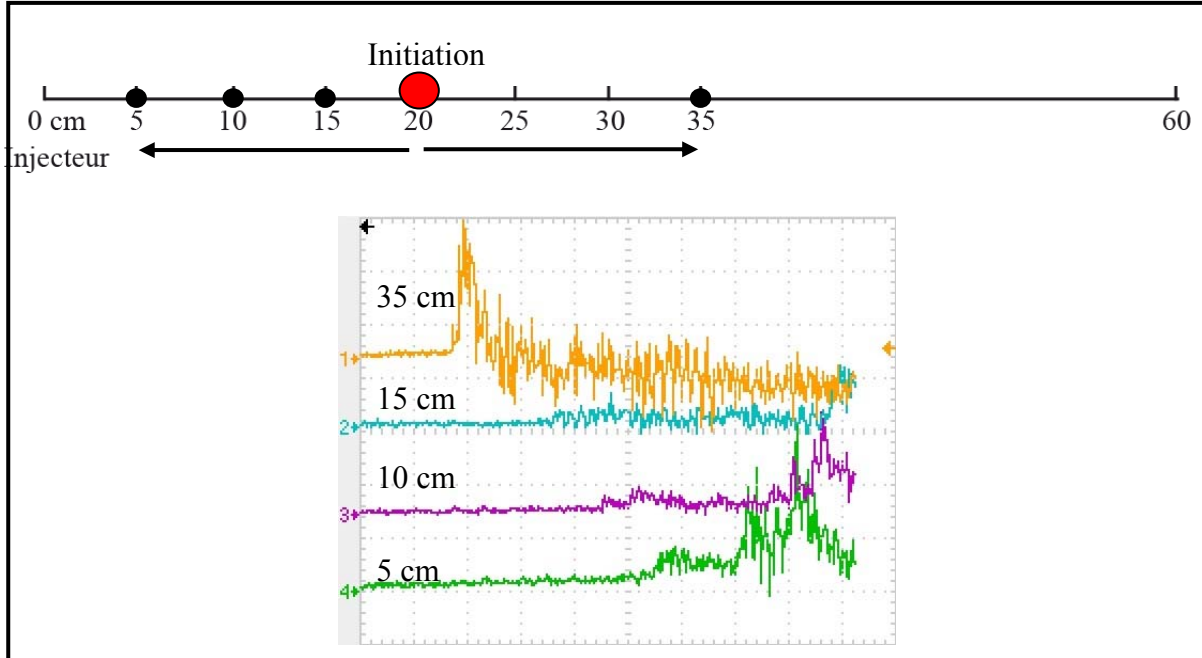


Figure 162. Enregistrement de signaux de pression – Initiation à 20 cm – 10 $\mu\text{s.div-1}$ – $\phi=0,47$ (essai 310303)

La **Figure 163** récapitule les célérités de détonation entre 35 et 50 cm pour une propagation allant dans le sens de l'écoulement. Elles correspondent aux essais avec une initiation à 20 cm de l'injecteur. Pour les richesses globales de 1,4, de 1 et de 0,5, on note des célérités très importantes puis une diminution rapide la célérité.

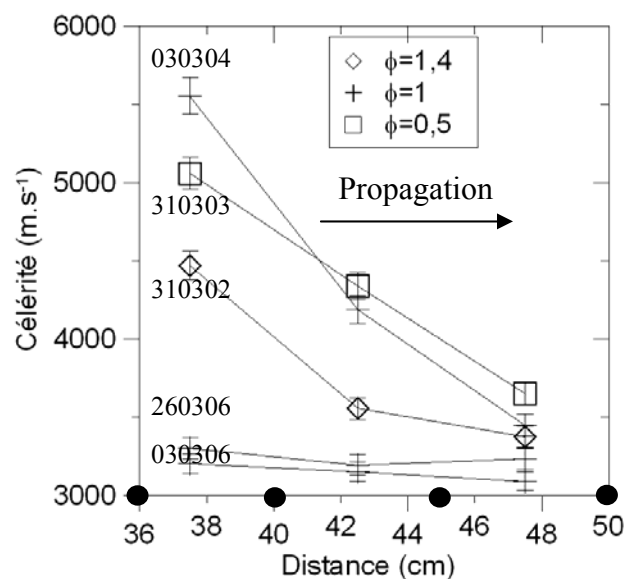


Figure 163. Célérités de détonation – Initiation à 20 cm de l'injecteur sauf initiation à 25 cm pour l'essai 030304

Les nombres notés correspondent aux numéros des essais présentés précédemment de la **Figure 160** à la **Figure 162**. Pour la richesse de 1, on trouve deux comportements différents mais ceci est dû en partie à un emplacement de l'initiation à 5 cm en aval de l'écoulement : à 25 cm alors que l'initiation était placée à 20 cm pour les autres essais. Pour une initiation à 25 cm de l'injecteur (essai 030304) : la détonation semble surpressée, et on peut mesurer des célérités très importantes de part et d'autre de l'initiation (5800 m.s^{-1} à contre courant et de 5500 à 3450 m.s^{-1} dans le sens de l'écoulement). Pour une initiation à 20 cm de l'injecteur, la détonation présente des célérités légèrement supérieures à CJ de part et d'autre de l'endroit où la détonation est initiée.

Lorsque l'initiation est placée à proximité de l'injection, il est donc difficile de savoir s'il s'agit d'un comportement particulier et répétable de l'onde de détonation.

La **Figure 164** permet de comparer et de récapituler les résultats sur la propagation de l'onde de détonation lorsqu'elle se déplace à dans le sens de l'écoulement (initiation à 20 cm de l'injecteur) ou à contre-courant (initiation à 60 cm de l'injecteur). La propagation à contre-courant implique une augmentation de la proportion de liquide dans le mélange.

Cette figure montre des moyennes de célérités lorsque la détonation a parcouru entre 15 cm à 30 cm depuis le dispositif d'initiation. Dans le cas d'une initiation à 20 cm, nous observons la célérité de détonation sur la portion de tube comprise entre 35 et 50 cm. Dans le cas d'une initiation à 60 cm, nous observons l'évolution de la célérité de détonation sur la portion de tube comprise entre 45 et 30 cm. On remarque que la célérité de détonation, dans les deux cas, est nettement supérieure à la détonation théorique Chapman-Jouguet.

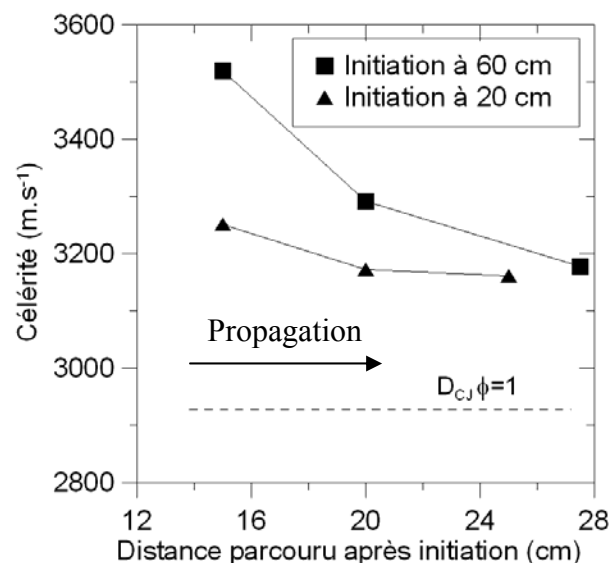


Figure 164. Célérités moyennes de détonation - Initiation à 20 cm de l'injecteur (propagation dans le sens de l'écoulement) et à 60 cm de l'injecteur (propagation à contre-courant) – $\phi = 1$ – $E = 240 \text{ J}$ - Comparaison pour une même distance parcourue, avec la célérité théorique D_{CJ}

Nous avons vu précédemment que la diminution de la célérité de la détonation qui s'éloigne du dispositif est sûrement due à une surpression de l'onde. Le mélange, à 60 cm de l'injecteur, comporte *a priori* une phase gazeuse plus importante et est plus homogène que lorsque l'initiation est placée à 20 cm de l'injecteur. Il semble donc logique que le mélange à cet endroit soit plus sensible à l'impact de l'énergie d'initiation. Dans les deux cas, lorsque la détonation s'éloigne du dispositif d'initiation, les célérités de détonation diminuent et convergent vers 3200 m.s^{-1} . Le fait que la détonation se propage à la même célérité après une

distance suffisante pour s'affranchir des effets de l'initiation signifie que la physionomie du mélange diphasique a dans notre cas peu d'importance sur la célérité de propagation.

IV.1.1.4 Influence de l'énergie d'initiation

Dans cette partie, nous nous intéressons à l'énergie d'initiation de la détonation. Le but ici était de déterminer un seuil en deçà duquel l'énergie initiale ne serait plus suffisante pour initier une détonation directement.

L'énergie stockée dans les condensateurs peut varier entre 0 et 240 J. Pour rappel, le boîtier d'initiation fonctionne avec un générateur haute tension, qui sert à créer un plasma entre les électrodes, et un générateur à basse tension réglable qui sert de vecteur à l'énergie stockée dans les condensateurs. Le fonctionnement du boîtier d'initiation permet donc également de n'utiliser que la haute tension de 12 kV (noté HT), qui produit une étincelle de faible énergie. La **Figure 165.a** et **Figure 165.b** récapitulent les résultats obtenus pour différentes énergies d'initiation. Sur la **Figure 165.a**, les célérités sont données sur la portion comprise entre 35 et 5 cm.

La richesse du mélange est fixée à 1 et le dispositif d'initiation est situé à 60 cm de l'injecteur. Tandis que sur la **Figure 165.b**, c'est entre 35 et 50 cm de l'injecteur que les célérités sont mesurées. Tous les essais montrent une célérité initiale supérieure à 4000 m.s⁻¹ puis une diminution lorsque la détonation se propage à contre-courant. Il est difficile de définir une influence de l'énergie d'initiation sur la célérité. Sur la **Figure 165.a**, on remarque cependant que lorsque seule la haute tension est utilisée, la célérité à proximité de l'injecteur est inférieure à la valeur CJ égale à 2920 m.s⁻¹.

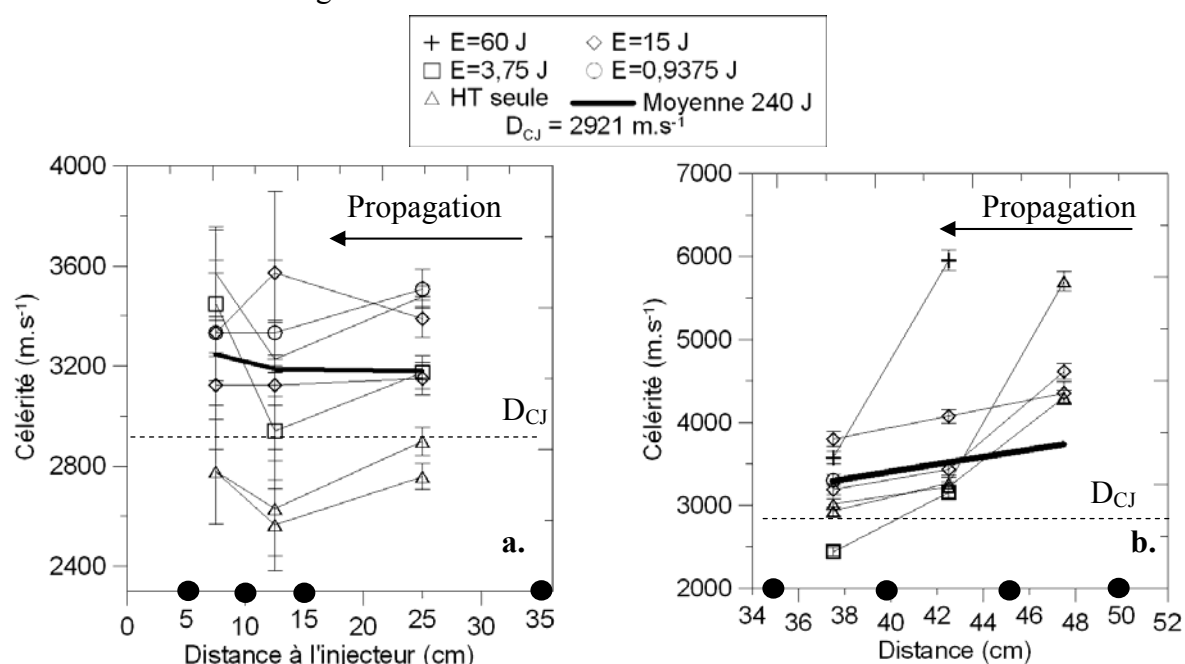


Figure 165. Influence de l'énergie d'initiation sur les célérités de détonation – Initiation à 60 cm - $\phi \approx 1$: **a.** Entre 35 et 5 cm de l'injecteur - **b.** Entre 50 et 35 cm de l'injecteur

IV.1.1.5 Influence de l'ajout d'azote

L'azote est injecté à température ambiante par l'intermédiaire d'une grille placée autour de la zone principale d'injection. Le débit d'azote est maintenu à 2 L.s^{-1} , ce qui équivaut à une dilution comprise entre 18 et 30%, selon la richesse du mélange. Sur la **Figure 166.a** et la **Figure 166.b**, les célérités de détonation sont mesurées, avec une initiation à 60 cm de l'injecteur et pour différentes richesses globales. A proximité de l'injecteur, sur la **Figure 166.b**, on constate comme lors des essais sans dilution, une détonation surpressée avec de fortes célérités initiales qui diminuent très rapidement. Sur la **Figure 166.a**, à mesure que la détonation se propage à contre-courant, les célérités ont tendance à continuer à diminuer pour des mélanges de richesse de 1 et 1,4. Les valeurs D_{CJ} sont de 2087 m.s^{-1} , 2514 m.s^{-1} et 2718 m.s^{-1} pour des richesses respectives de 0,5, 1 et 1,4. Contrairement aux essais réalisés sans injection d'azote, les valeurs CJ calculées sont en général supérieures aux valeurs mesurées. Lorsqu'on se place entre 35 et 5 cm de l'injecteur, sur la **Figure 166.a**, les écarts entre valeurs mesurées et valeurs CJ sont compris entre 9 et 20% à richesse 1, entre 11 et 22% à richesse 1,4. Pour les essais avec une richesse de 0,5, on obtient un comportement identique aux essais sans azote, avec une augmentation de la célérité à 5 cm de l'injecteur. Pour cette richesse, les célérités mesurées sont assez proches des valeurs calculées, entre 2% inférieures et 13 % supérieures.

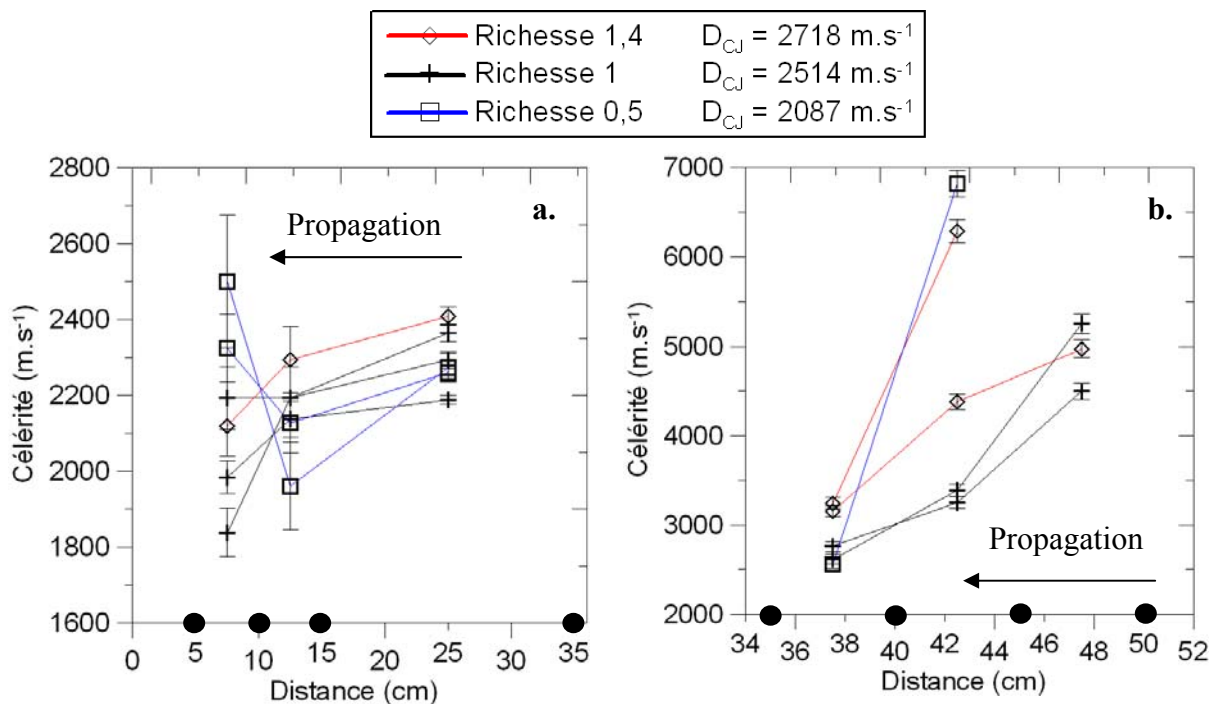


Figure 166. Célérités de détonation pour différentes richesses – Injection sans azote – Initiation à 60 cm de l'injecteur – E=240 J : a. Entre 35 et 5 cm de l'injecteur - b. Entre 50 et 35 cm

La **Figure 167** montre les moyennes de célérité pour différentes richesses avec ou sans azote lorsque la détonation se propage entre 35 et 5 cm. Les célérités de détonation sont bien plus faibles lorsque de l'azote est ajoutée au mélange. Cette diminution est une conséquence logique de la dilution du mélange réactif avec l'azote. Ainsi, les célérités mesurées sans ajout

d'azote sont supérieures entre 29 et 40% à D_{CJ} à richesse 1, entre 27 et 34% à richesse 1,4 et entre 24 et 27% à richesse 0,5.

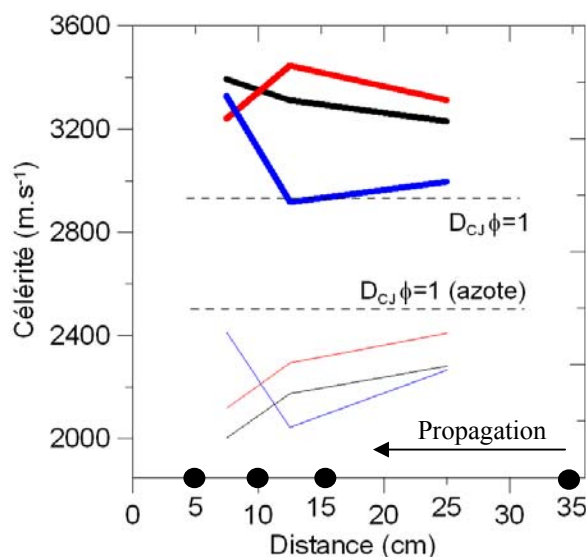


Figure 167. Moyennes des célérités de détonation entre 35 cm et 5 cm de l'injecteur – Initiation à 60 cm de l'injecteur – $E=240$ J - Injection avec (traits fins) ou sans azote (traits forts)

IV.1.1.6 Influence de la présence de la tige

Dans cette partie, nous ajoutons la tige instrumentée dans le tube afin de réaliser des mesures au centre du tube et non plus sur la paroi. Dans cette configuration, les capteurs de pression qui sont installés sur la tige sont décalés par rapport aux capteurs qui étaient installés à flanc de paroi. Seuls dix essais ont été réalisés avec la tige, ce qui rend difficilement généralisable les résultats de ces mesures de célérités. Les capteurs sont placés à 62 cm, 46 cm, 41 cm, 36 cm, 20 cm, 15 cm et 10 cm de l'injecteur. Les célérités de détonation présentes sur les figures de ce paragraphe sont celle obtenues à mi-distance des deux capteurs, comme dans les paragraphes précédents. Le capteur à 62 cm étant tout près de l'initiation (60 cm), les signaux enregistrés par ce capteur ne sont pas exploitables.

La **Figure 168.a** montre l'évolution de la célérité en fonction de la distance, entre 35 et 5 cm, pour une initiation à 60 cm de l'injecteur pour différentes richesses, avec injection d'azote et en présence de la tige. On remarque tout d'abord que la richesse a peu d'influence sur la célérité dans ce cas. Le seul essai réalisé avec une richesse de 1,4 donne des célérités largement en-deçà des valeurs CJ ($3320 m.s^{-1}$), tandis que le seul essai réalisé à richesse 0,5 donne des valeurs supérieures à CJ ($2380 m.s^{-1}$). Enfin, à richesse 1, il y a une dispersion des résultats très importante pour des essais réalisés dans des conditions identiques. Un seul essai a été réalisé avec de l'azote à richesse 1 et les célérités sont nettement inférieures aux valeurs CJ ($2514 m.s^{-1}$) et aux résultats obtenus avec les essais sans azote et avec tige.

Des essais ont également été réalisés lorsque l'initiation était placée à 20 cm de l'injecteur. Les célérités mesurées entre 35 et 60 cm sont détaillées sur la **Figure 168.b**. Les célérités sont supérieures aux valeurs CJ, soit $2921 m.s^{-1}$ à richesse 1 et $3220 m.s^{-1}$ à richesse 1,4.

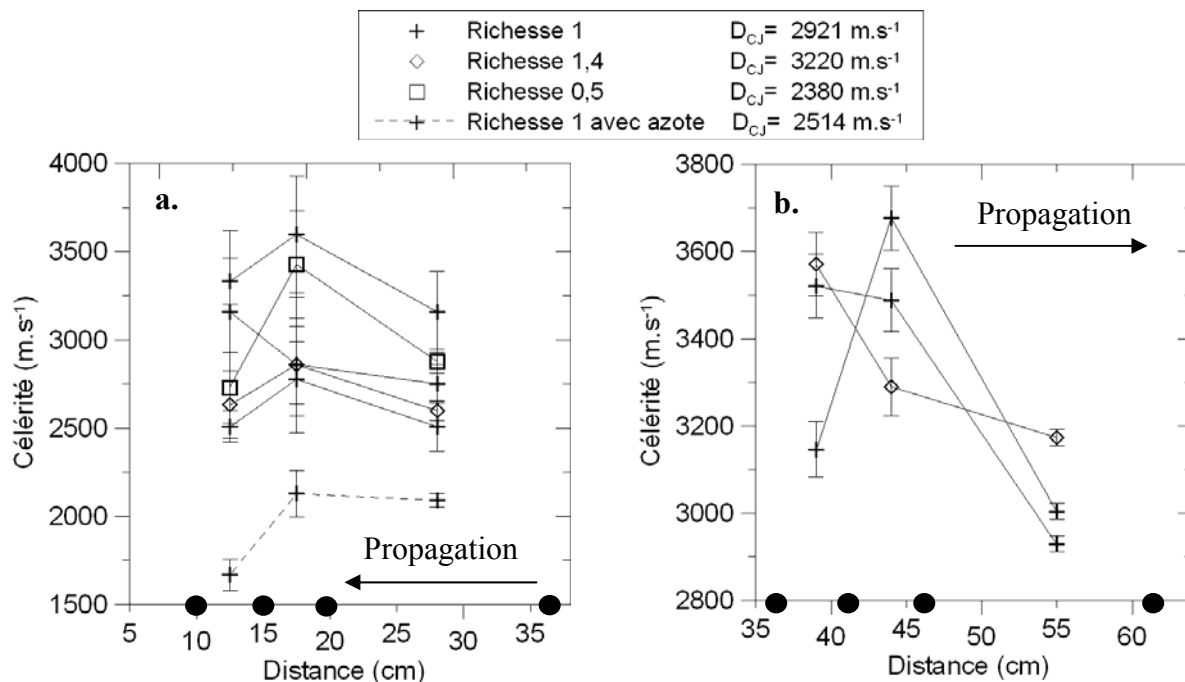


Figure 168. Influence de la richesse sur les célérités de détonation pour différentes richesses - $E=240 \text{ J}$ - Essais avec tige : **a.** Entre 35 et 5 cm avec initiation à 60 cm - **b.** Entre 50 et 35 cm avec initiation à 20 cm.

Sur la **Figure 169**, les valeurs moyennes des célérités avec ou sans tige sont comparées. A richesse 1, on remarque que la célérité avec la tige est légèrement inférieure à la célérité mesurée sans tige. Les valeurs avec tige sont proches des valeurs CJ. Pour les richesses de 1,4 et 0,5, un seul essai a été réalisé à chaque fois. On peut tout de même constater que les célérités sont plus faibles lorsque la tige est installée dans le tube. Les ailettes qui soutiennent la tige ont une géométrie qui pourrait permettre d'améliorer la turbulence et donc de favoriser la détonation. Néanmoins, l'obstacle que représente le corps principal de la tige ralentit la propagation de la détonation.

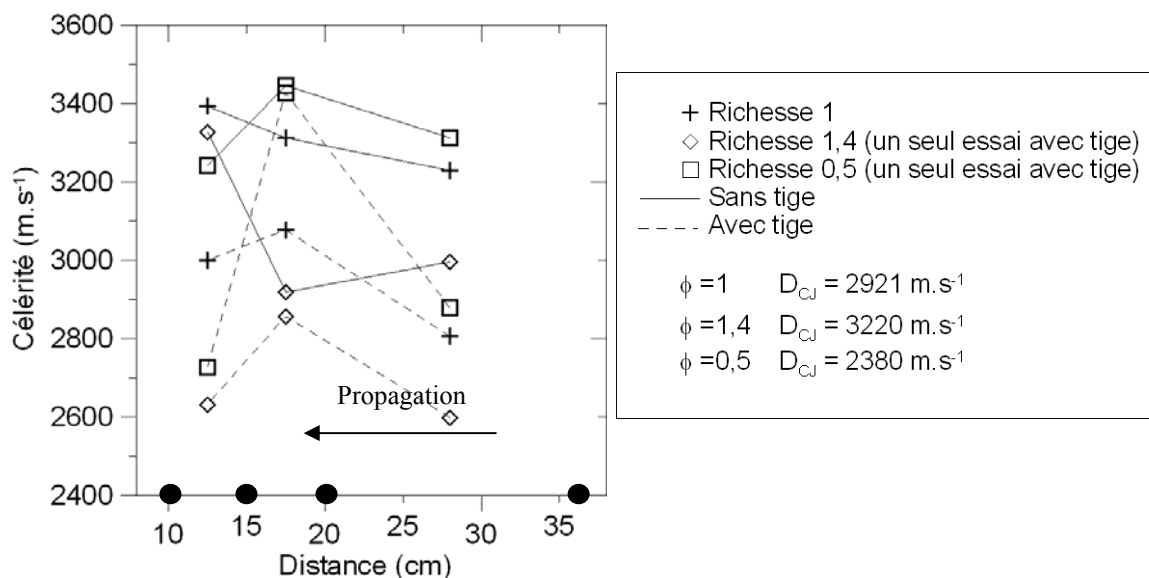


Figure 169. Moyennes de célérités et célérités de détonation entre 35 cm et 50 cm de l'injecteur – Initiation à 60 cm de l'injecteur – $E=240 \text{ J}$ - Essais avec tige

IV.1.2 Pression de détonation

Pour une détonation d'un mélange H_2/O_2 gazeux stœchiométrique à une température de 298 K et à une pression de 1 bar, la pression CJ est de 19 bar. Théoriquement, lorsqu'on diminue la température, la pression finale augmente presque proportionnellement à la diminution de température. Ainsi, pour un mélange H_2/O_2 gazeux stœchiométrique à une température de 100 K et à une pression initiale de 1 bar, la pression CJ attendue est de 59 bar. Le capteur de pression est un capteur Kistler 603B. Il est installé à 10 cm de l'injecteur sur un des flancs de la paroi. Sur la **Figure 170**, on peut voir le type de signal mesuré lors des essais. Deux pics ont été enregistrés sur la majeure partie des signaux. Seul le premier pic de pression est pris en compte dans les résultats présentés dans ce mémoire. Le second pic s'explique par la réflexion du choc contre la paroi de l'injecteur. Le passage de la détonation est mesuré une première fois par le capteur. Le second pic montre le passage du choc réfléchi sur le capteur.

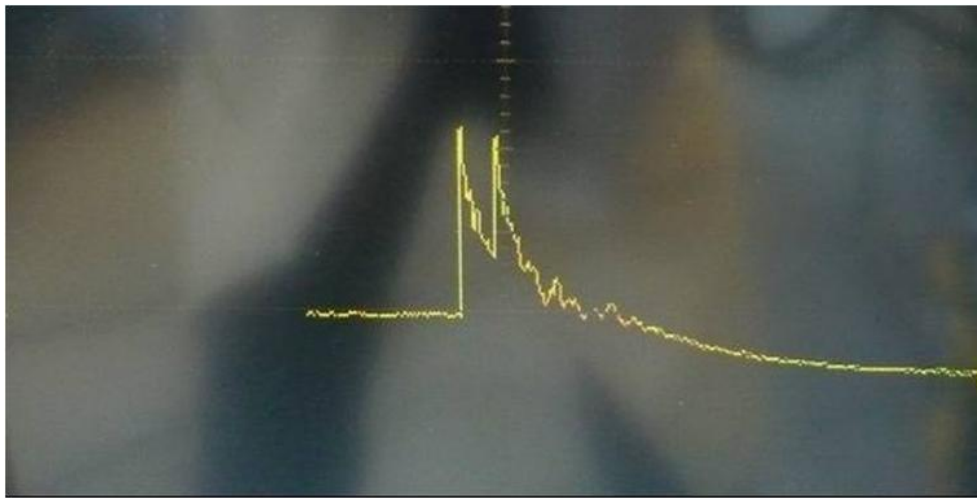


Figure 170. Exemple-type d'un signal de pression mesurée avec le capteur Kistler 603B.

IV.1.2.1 Influence de la richesse

Sur la **Figure 171**, on donne la pression de détonation en fonction de la richesse globale du mélange pour des essais avec une énergie d'initiation de 240 J, placée à 60 cm de l'injecteur. Ces résultats montrent une pression de détonation comprise entre 40 et 60 bar alors que la pression CJ se situe entre 55 et 60 bar.

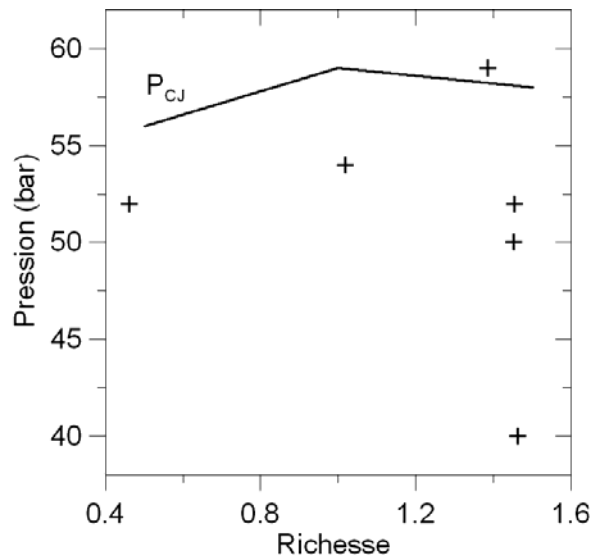


Figure 171. Pression de détonation en fonction de la richesse – Initiation à 60 cm de l’injecteur – $E=240$ J

IV.1.2.2 Influence de l’emplacement d’initiation

Les pressions mesurées dans ce paragraphe sont étudiées en fonction de l’emplacement du dispositif d’initiation sur la **Figure 172**. La pression est comprise entre 40 et 60 bar quelque soit l’emplacement. Que ce soit à proximité de l’initiation (à une distance de 20 cm) ou à une distance plus importante (à une distance de 60 cm), l’éloignement de la source a peu d’influence sur la pression de détonation.

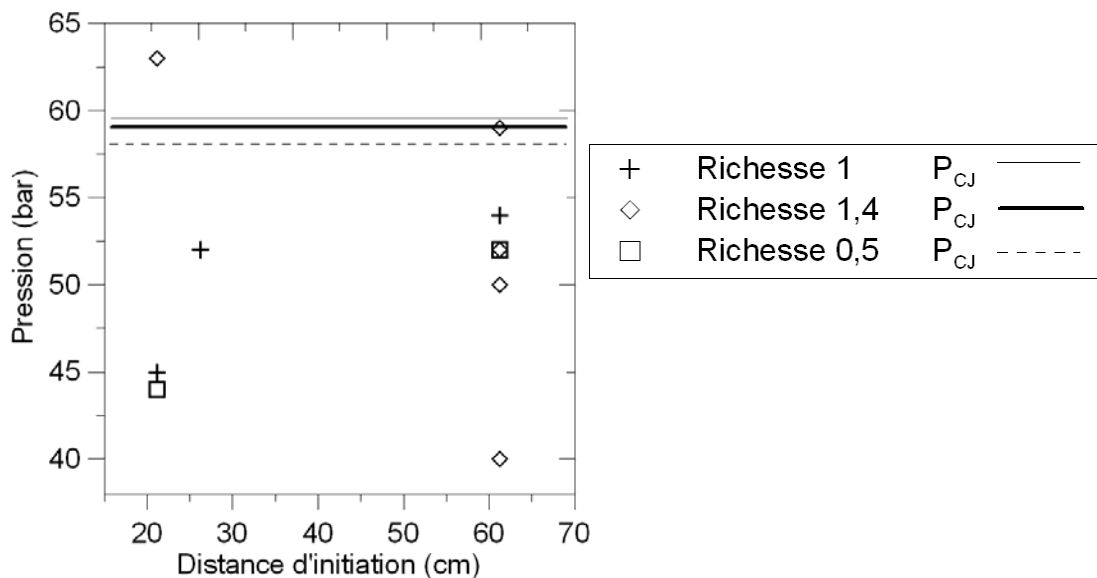


Figure 172. Pression de détonation en fonction de l’emplacement du dispositif d’initiation pour différentes richesses - $E=240$ J

IV.1.2.3 Influence de l'énergie d'initiation

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons à l'énergie d'initiation. Sur la **Figure 173**, la pression de détonation est représentée en fonction de la richesse pour différentes énergies d'initiation. Comme lors des résultats sur les célérités de détonation, on constate que l'influence de l'énergie d'initiation est faible et que la pression est comprise entre 40 et 60 bar, quelles que soient les conditions. Les données de ce graphique englobent les essais avec tous les emplacements du dispositif d'initiation.

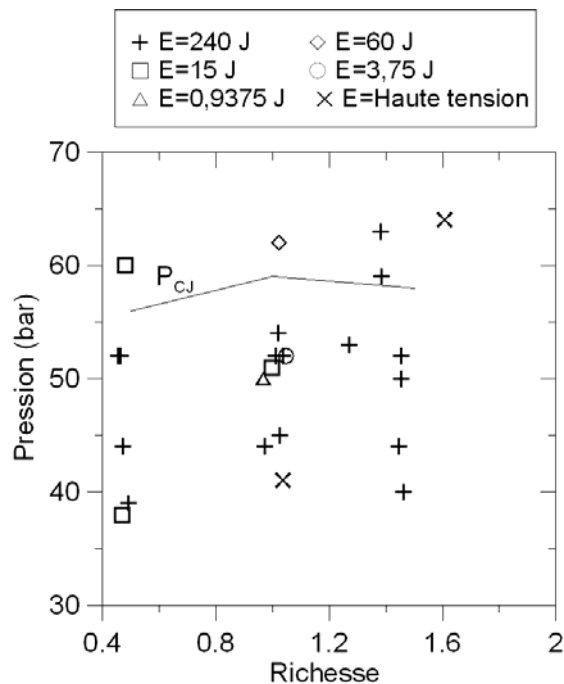


Figure 173. Pression de détonation en fonction de la richesse pour différentes énergies d'initiation

IV.1.2.4 Influence de l'ajout d'azote

Lorsque de l'azote est ajoutée au mélange, nous avons pu voir précédemment que la célérité de détonation diminuait. Sur la **Figure 174**, est étudiée l'influence de l'azote sur la pression en fonction de la richesse. On remarque que la pression est comprise entre 40 et 52 bar et qu'elle est légèrement inférieure à la pression mesurée lors des essais sans azote.

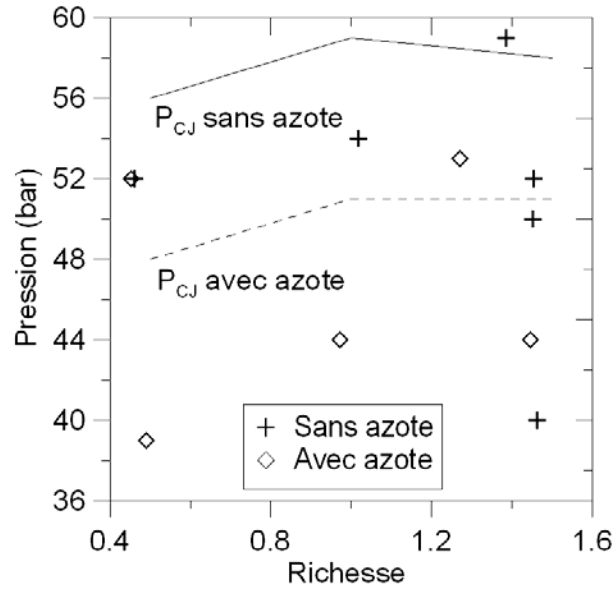


Figure 174. Influence de l'ajout d'azote sur la pression de détonation en fonction de la richesse du mélange – Initiation à 60 cm – E=240 J

IV.1.2.5 Influence de la présence de la tige

Sur la **Figure 175**, sont données les pressions mesurées en fonction de la richesse, avec ou sans présence de la tige instrumentée. Les pressions mesurées lorsque la tige est installée sont comprises entre 50 et 60 bar et sont donc légèrement supérieures aux pressions mesurées lorsque le tube est exempt de tige.

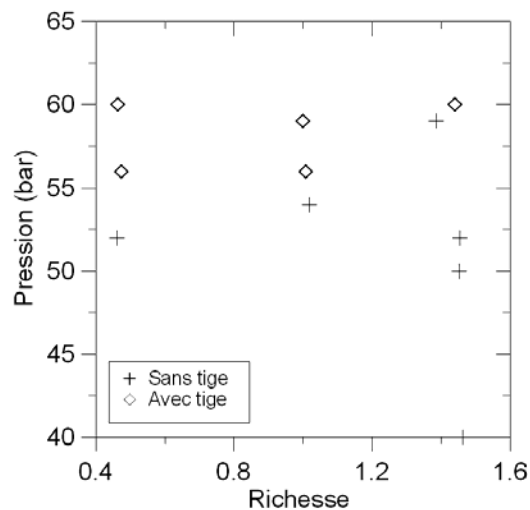


Figure 175. Influence de la tige instrumentée sur la pression de détonation en fonction de la richesse – Initiation à 60 cm – E=240 J

IV.1.3 Structure tridimensionnelle de la détonation

La structure tridimensionnelle de la détonation a été décrite précisément dans la partie bibliographique de ce mémoire. La taille des cellules de détonation permet de connaître la sensibilité du mélange à la détonation. En observant la structure des cellules, il est également possible d'obtenir des informations sur la richesse du mélange.

Afin de pouvoir relever les empreintes laissées par la détonation, deux plaques en acier affleurant la paroi sont vissées sur un flanc du tube. Ces plaques sont longues de 17 cm et espacées de 16 cm. Initialement, la suie devait être déposée sur des feuilles de mylar, puis vissées aux plaques. Le mode de fixation de feuilles n'étant pas satisfaisant, les feuilles ont été arrachées lors du premier essai. Pour les essais avec tige, les feuilles de mylar étaient enroulées autour de l'axe de la tige et ont également été arrachées. Il n'a donc pas été possible de relever d'empreintes pour les essais avec la tige instrumentée.

Par la suite, la suie a été directement déposée sur les plaques en acier. Cependant, le dépôt de suie, lorsqu'il est fait directement sur l'acier, ne permet pas d'obtenir d'aussi bonnes empreintes que sur une feuille de mylar. De plus, les très basses températures des plaques en acier entraînaient un dépôt de givre immédiat lorsque les plaques étaient extraites du tube. Ce givre se transformait en eau très rapidement et empêchait toute observation des empreintes sur la suie. Pour éviter cet inconvénient, après chaque essai, le retrait des plaques était précédé d'une remise à température ambiante des plaques à l'intérieur du tube en injectant de l'azote gazeux afin d'éviter le contact avec l'eau de l'air extérieur. Ce procédé étant plus long à mettre en place, nous n'avons pas pu utiliser ces plaques pour tous les essais.

L'ensemble des essais présentés a été réalisé à une richesse globale de 1. Le dispositif d'initiation est noté en rouge sur les schémas.

Sur la **Figure 176**, on peut voir une superposition de photographies prises séparément (présence de traits verticaux) de la deuxième plaque réalisée lors d'un essai avec une énergie de 240 J et un dispositif d'initiation placé à 60 cm, et sur la **Figure 177** un zoom sur une partie de la plaque. On peut voir des cellules irrégulières et de différentes tailles, allant que de quelques millimètres à un centimètre et ce, dans plusieurs zones sur l'ensemble de la plaque. L'irrégularité des cellules est caractéristique des mélanges dont la richesse s'éloigne de la stoechiométrie.

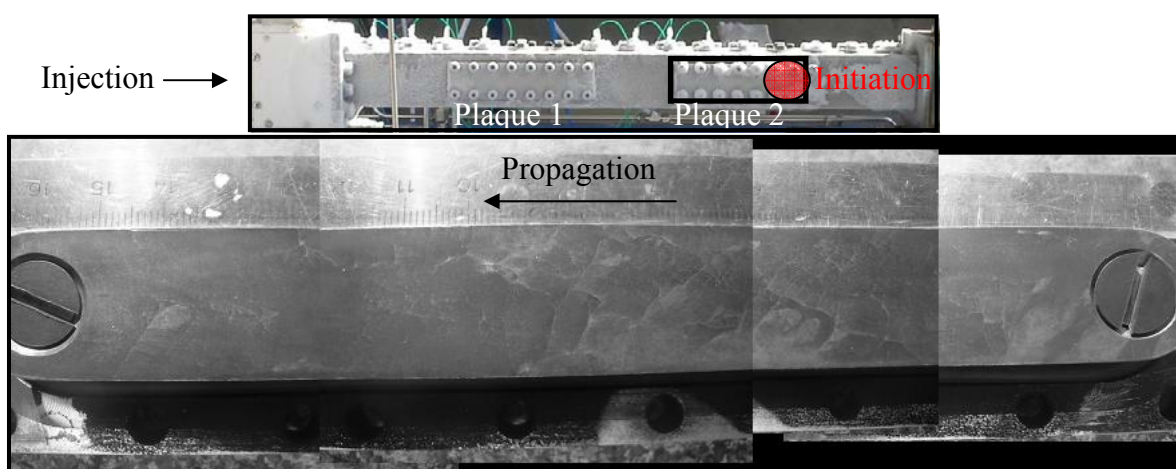


Figure 176. Plaque enduite de suie pour l'étude de la structure tridimensionnelle de la détonation - $\phi=0,97$ - Initiation à 60 cm – E=240 J – Plaque 2 (essai 060202)

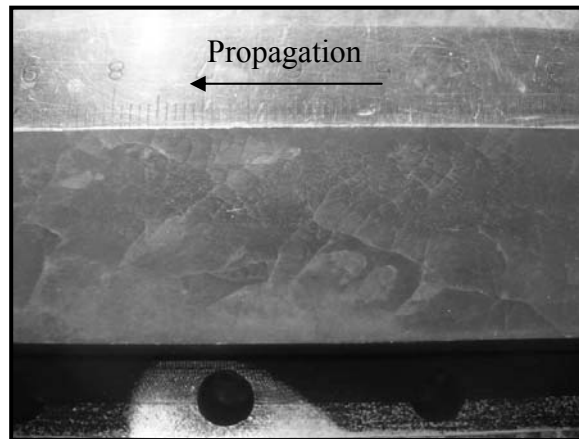


Figure 177. Plaque enduite de suie (zoom) - $\phi=0,97$ - Initiation à 60 cm – E=240 J – Plaque 2 (essai 060202)

Sur la **Figure 178**, on peut voir une photo zoomée d'une partie de la plaque 1. On aperçoit des structures irrégulières qui ne sont pas ici des cellules mais dont le motif est répété. Il est vraisemblable que ces structures soient des cellules qui ont été dégradées par le givre et qui forment ces motifs. On retrouve ces motifs sur d'autres relevés de suies lorsqu'on est éloigné de l'initiation et que la détonation est établie.

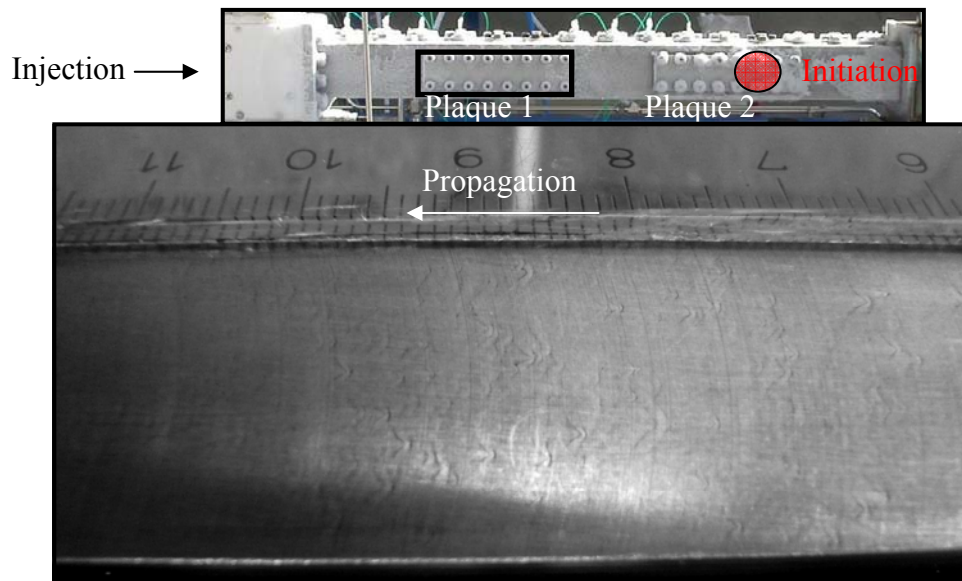


Figure 178. Plaque enduite de suie - $\phi=0,98$ - Initiation à 60 cm – E=240 J – Plaque 1 (essai 250203)

Sur la **Figure 179**, on peut voir un zoom sur la plaque 1 avec une initiation placée à 50 cm. On distingue un ensemble de cellules de détonation d'environ 1 mm sur la partie basse de la plaque. La célérité de la détonation à cet endroit est d'environ 3400 m.s^{-1} .

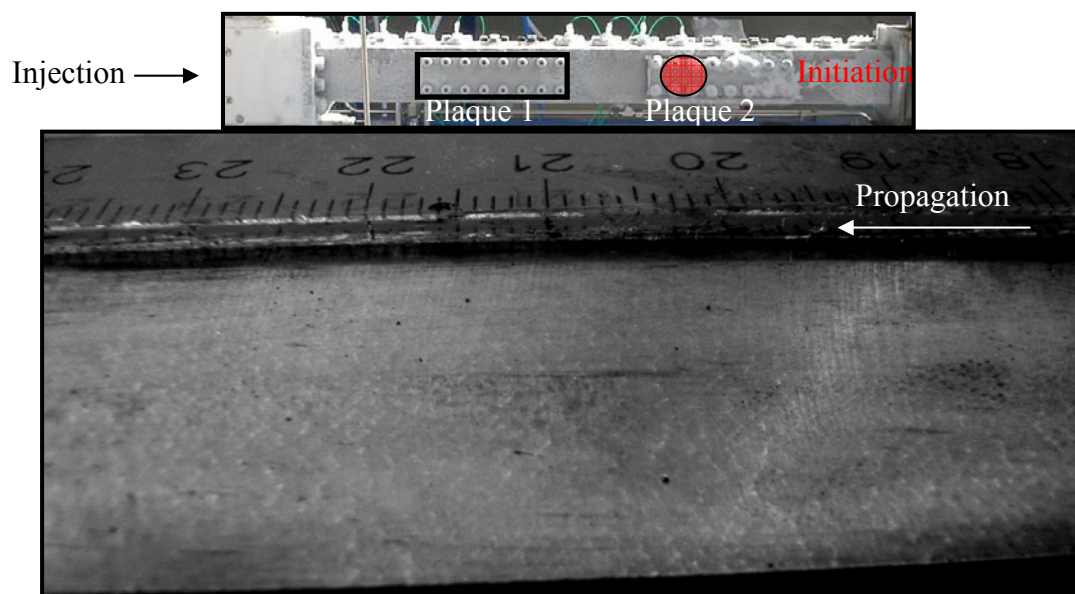


Figure 179. Plaque enduite de suie - $\phi=1,03$ - Initiation à 50 cm – E=240 J – Plaque 1 (essai 250205)

La **Figure 180.a** est le meilleur échantillon obtenu parmi tous les essais. L'énergie d'initiation était de 240 J et l'initiation à 60 cm. La photographie a été prise à partir de la plaque 1. La **Figure 180.b** est un zoom de la **Figure 180.a**. On peut y voir très nettement un ensemble assez régulier de cellules de détonation. Leur taille est comprise entre 1 et 2 mm. La plaque 1 occupe une partie de l'espace compris entre 35 cm et 15 cm depuis l'initiation. La célérité sur cette partie du tube est voisine de 3200 m.s^{-1} .

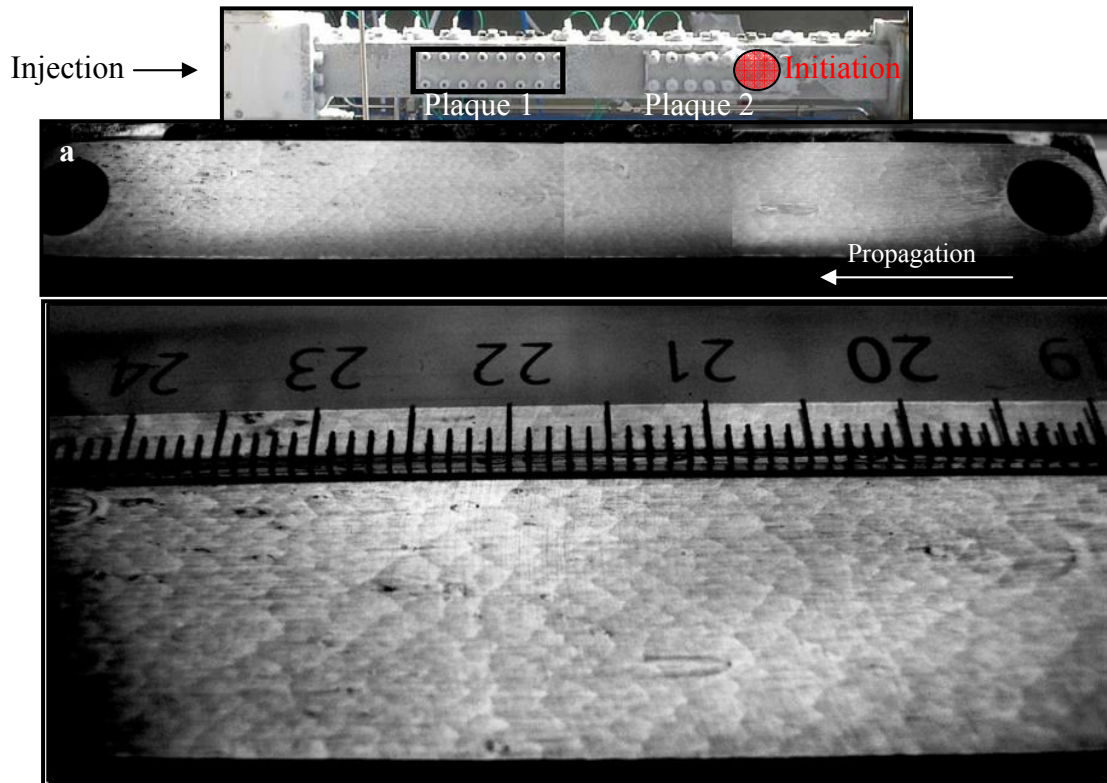


Figure 180. $\phi=1$ - Initiation à 60 cm – E=240 J – Plaque 1 (240201) : **a.** Intégralité de la plaque - **b.** Zoom sur la plaque

Sur la **Figure 181**, on peut voir la reconstitution de plusieurs photos de la plaque 2 avec une initiation seulement générée par la haute tension et située à 60 cm. On constate deux parties bien distinctes. Sur la gauche, on retrouve quelques motifs irréguliers observés sur la **Figure 178**. Sur la droite, on voit plusieurs zones avec des structures faites de cellules de différentes dimensions. La partie droite de la plaque est celle qui est la plus proche de l'initiation. Cette photographie permet de voir l'initiation et le développement de la détonation dans le sens de la propagation.

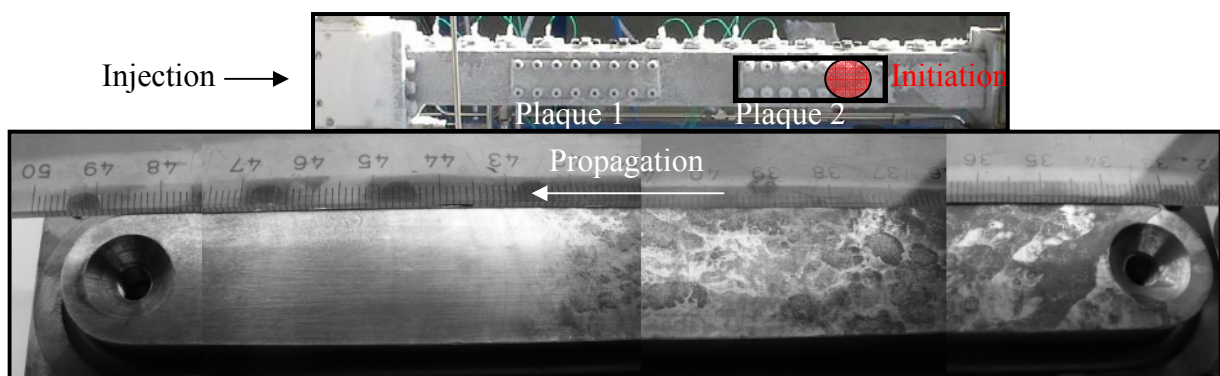


Figure 181. Plaque enduite de suie - $\phi=1,03$ - Initiation à 60 cm – E=HT – Plaque 2 (essai 070401)

La plaque 1 sur la **Figure 182**, correspondant à la suite de la propagation de la détonation, présente les mêmes types de motifs en forme de chevron. Deux capteurs de pression, installés

à proximité de la plaque 2, sur sa partie gauche, donnent une célérité d'environ 3010 m.s^{-1} . La plaque 1 est comprise entre 2 capteurs qui permettent la mesure d'une célérité de détonation de 2890 m.s^{-1} .

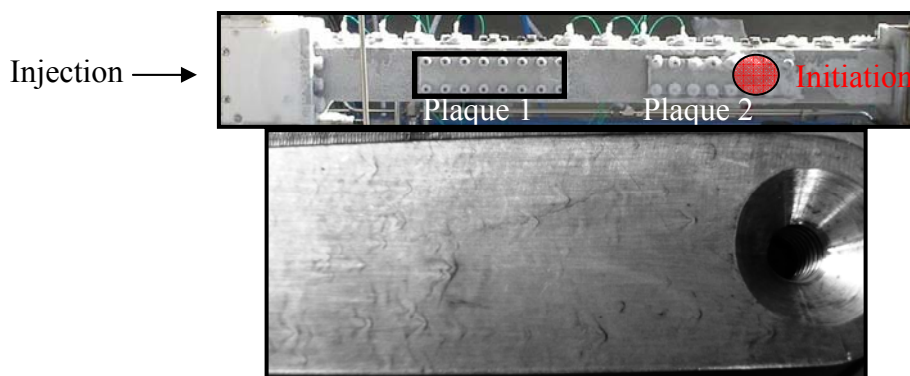


Figure 182. Plaque enduite de suie - $\phi=1,03$ - Initiation à 60 cm – E=HT – Plaque 1 (essai 070401)

IV.1.4 Résultats de l'étude chromatographique

Une étude chromatographique limitée dans le temps a été réalisée sur le tube en acier afin de connaître la composition du mélange gazeux en différents endroits. Cette étude a été réalisée effectivement sur le tube en acier, mais avec un mélange d'oxygène liquide et d'hélium. Les prélèvements impliquant une présence humaine près du tube, il était impossible d'utiliser de l'hydrogène. Ils ont été effectués à différents emplacements dans le tube au centre de l'écoulement. Les résultats sont présentés dans le **Tableau 14** :

Richesse équivalente	Distance (cm)	T (K)	« Surface » He	« Surface » O ₂	% mol He	% mol O ₂	% mol N ₂
1	60	110	5145	364	70,15%	24,48%	4,32%
1	60	110	4987	384	67,90%	25,66%	4,75%
1	30	88	4432	531	60,02%	34,43%	3,25%
1	30	88	4508	503	61,10%	32,79%	3,67%
1	10	89	4572	433	62,01%	28,56%	6,48%
1	10	92	4748	413	64,51%	27,36%	5,20%
0,5	60	115	4262	541	57,60%	35,04%	4,71%

Tableau 14. Récapitulatif des prélèvements chromatographiques dans le tube en acier à partir d'un mélange 62% He – 38% LO₂

Les « surfaces » correspondent aux surfaces des intégrales des pics enregistrés par le chromatographe. La richesse utilisée ici pour l'hélium est la richesse équivalente définie pour l'étude granulométrique et qui conserve constants les paramètres d'atomisation (We , Re , J). L'hélium et l'oxygène liquide ont été injectés à hauteur de 62 et 38 % respectivement. On trouve, par l'analyse, une proportion d'oxygène comprise entre 24 et 35 % et une proportion d'hélium comprise entre 60 et 70 %. De l'azote résiduel de l'air ambiant se trouve également dans le tube. Les analyses chromatographiques indiquent que la composition du mélange gazeux varie assez peu lorsqu'on se déplace dans l'écoulement.

IV.2 Calculs théoriques des paramètres de l'onde de détonation

Les calculs théoriques des paramètres de la détonation dans H_2/O_2 ont été effectués en phase gazeuse. Deux séries de calculs ont été réalisées. La première a servi à connaître les paramètres finaux de la détonation à basse température, notamment pour dimensionner le tube (voir partie III.3.2.). Ces calculs servent également de points de comparaisons avec les résultats expérimentaux. La seconde série de calcul a pour but de modéliser un mélange H_2/O_2 gazeux stœchiométrique où l'on transforme une phase inerte en oxygène gazeux afin de simuler la vaporisation de l'oxygène liquide. Les calculs ont été réalisés avec le module « Equil » de Chemkin modifié par Dmitry Davidenko afin que le code accepte les basses températures. Le schéma cinétique utilisé est le sous-mécanisme H_2-O_2 de Grimech 3.0, et est détaillé en annexe B. Les données thermodynamiques utilisées ont été recalculées afin d'être utilisables à 100 K. Néanmoins, les quelques études expérimentales préalablement réalisées à ces basses températures ne permettent pas de vérifier intégralement la validité des calculs.

IV.2.1 Etude en phase gazeuse à basse température

Les calculs se sont portés essentiellement sur l'influence de la richesse du mélange sur :

- le délai et la longueur d'induction à la détonation ainsi que sur l'énergie critique d'initiation d'une détonation sphérique
- la célérité et la pression Chapman-Jouguet

en fonction de la température initiale, variant entre 300 et 100 K.

IV.2.1.1 Longueur d'induction et énergie critique

Le délai d'induction à la détonation a été déterminé comme l'intervalle de temps séparant le début de l'augmentation de la température derrière le front de détonation et le temps où le gradient de température est maximal.

Nous avons pu calculer les délais et les longueurs d'induction pour plusieurs températures initiales ; 100, 200 et 300 K. Sur la **Figure 183.a**, on peut suivre la variation de la longueur d'induction en fonction de la richesse du mélange H_2/O_2 pour ces différentes températures.

De façon générale, pour les mélanges riches, la longueur d'induction diminue lorsque la richesse diminue. Par contre, pour les mélanges pauvres, il y a une quasi-stabilité de la longueur d'induction lorsque Φ passe de 1 à 0,5 pour les températures initiales de 300 et 200 K. Pour une température initiale de 100 K, on observe une très nette augmentation de la longueur d'induction lorsque $\Phi < 1$.

Sur la **Figure 183.b**, est représentée la longueur d'induction en fonction de la température initiale pour une richesse de 1. Les calculs montrent un minimum de la longueur d'induction à 180 K et d'une valeur de 0,044 mm ce qui signifie que c'est à cette température que le mélange gazeux est le plus sensible à la détonation. Pour une richesse de 1 et une température de 100 K, la longueur d'induction est de 0,058 mm et le délai d'induction de $1,17.10^{-7}$ s, comme récapitulé sur le **Tableau 15**.

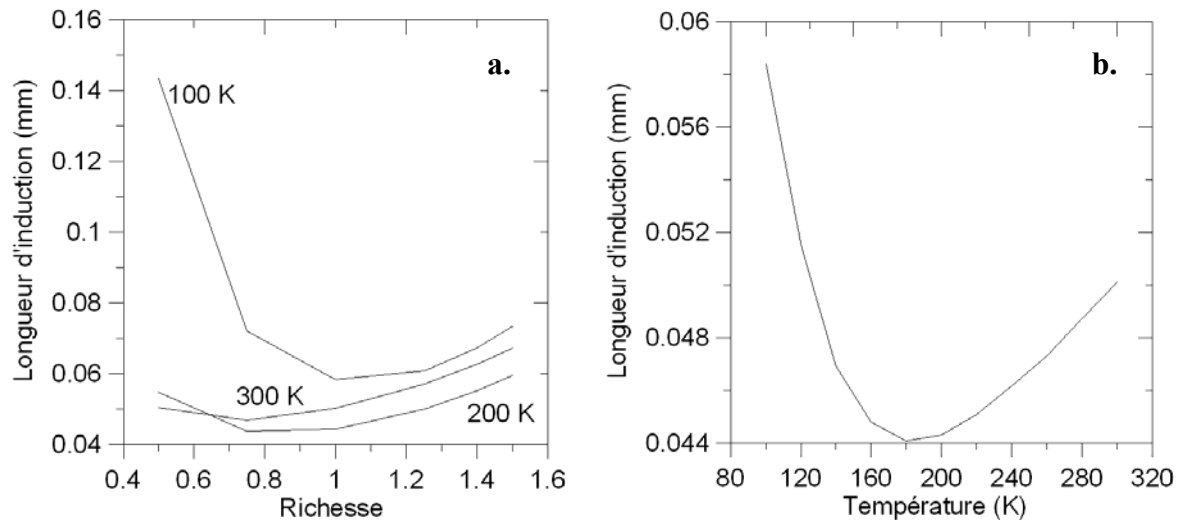


Figure 183. Longueur d'induction à la détonation : **a.** En fonction de la richesse du mélange H_2/O_2 pour différentes températures initiales - **b.** En fonction de la température initiale pour $\Phi=1$ du mélange H_2/O_2

Richesse	Température (K)	Célérité CJ ($m.s^{-1}$)	Pression CJ (bar)	Délai d'induction (s)	Longueur d'induction (mm)	Energie critique (J)
0,5	300 K	2319	18,1	$1,16.10^{-7}$	0,0503	2,55
1	300 K	2836	19	$9,4.10^{-8}$	0,0501	2,51
1,4	300 K	3119	18,9	$1,07.10^{-7}$	0,063	4,9
0,5	100 K	2380	56,2	$3,6.10^{-7}$	0,14	59
1	100 K	2921	59,3	$1,17.10^{-7}$	0,058	3,98
1,4	100 K	3209	58,7	$1,31.10^{-7}$	0,067	6,03

Tableau 15. Paramètres de l'onde de détonation dans un mélange gazeux

Sur la **Figure 184**, l'énergie critique d'initiation de la détonation sphérique E_c a été calculée. Pour calculer cette énergie, nous avons utilisé les travaux de Westbrook (1982) sur la cinétique d'oxydation de l'hydrogène dans les détonations gazeuses. Ses calculs s'accordent bien avec les résultats expérimentaux de Matsui et Lee (1979). Il utilise l'équation suivante :

$$E_c = 2.10^{13} \Delta^3 \quad \text{Equation V.2.1}$$

Avec E_c en Joules Δ , la longueur de la zone d'induction en mètre. Cette formule est issue de la relation empirique obtenue par John Lee entre l'énergie nécessaire à l'initiation de la détonation sphérique et le temps de libération de l'énergie chimique.

Nous pouvons ainsi estimer l'énergie d'initiation nécessaire au mélange pour détoner en fonction de la richesse pour différentes températures initiales (**Figure 184**). On peut voir que l'énergie critique de détonation augmente rapidement lorsque la richesse augmente, pour $T=200$ et 300 K, et passe par un minimum pour $T=100$ K pour $\Phi=1$. Pour le mélange stoechiométrique à 100 K, E_c est égale à $3,98$ J.

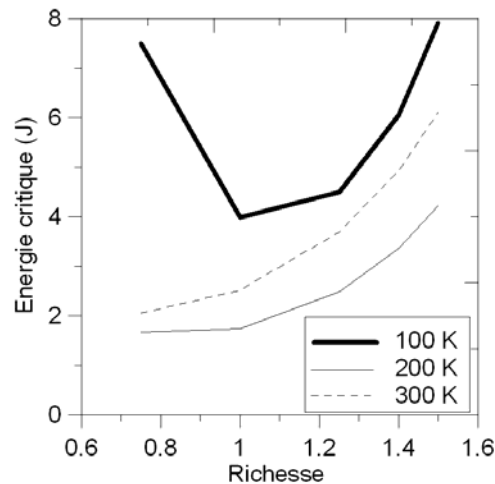


Figure 184. Energie critique d'une détonation sphérique d'initiation du mélange H_2/O_2 en fonction de la richesse pour différentes températures initiales

L'énergie critique étant fonction de la longueur d'induction, ce graphique permet de retrouver les tendances de la **Figure 183.a** et de la **Figure 183.b** qui indiquent une température et une richesse optimales pour initier la détonation.

IV.2.1.2 Célérité de détonation

Sur la **Figure 185**, les célérités théoriques Chapman-Jouguet ont été calculées pour différentes températures initiales en fonction de la richesse. On constate que la température initiale du mélange a peu d'influence sur la célérité et ceci, quelle que soit la richesse.

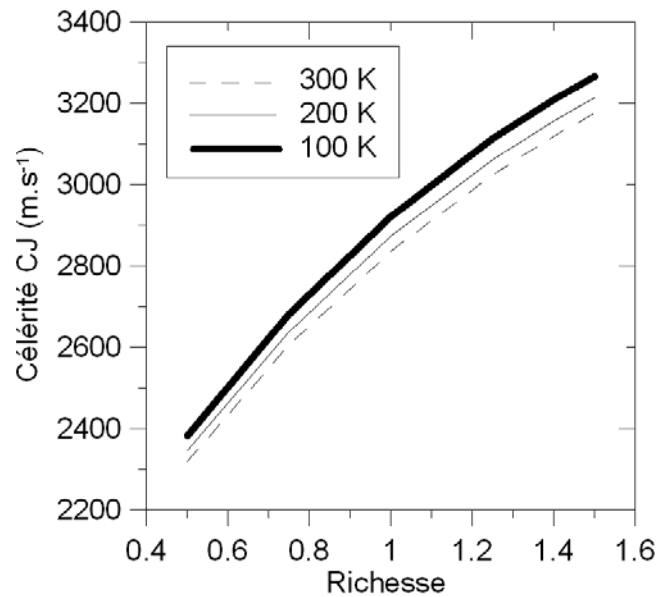


Figure 185. Célérité CJ en fonction de la richesse pour différentes températures

IV.2.1.3 Pression de détonation

La **Figure 186** montre les pressions CJ et ZND calculées en fonction de la richesse du mélange pour différentes températures initiales. La variation de la température initiale implique de fortes variations de pressions alors que la richesse influe très peu sur les pressions de détonation. Le calcul de la pression ZND a été utilisé pour déterminer si des essais à plus haute pression étaient réalisables. A 1 bar de pression initiale et 100 K de température initiale, la pression ZND est de 110 bar pour le mélange stœchiométrique. La pression ZND augmentant proportionnellement à l'augmentation de la pression initiale, des risques sur le tube pourraient survenir pour des pressions initiales supérieures à 1 bar. C'est pourquoi la pression initiale a été maintenue égale à la pression atmosphérique pour les expériences de détonation.

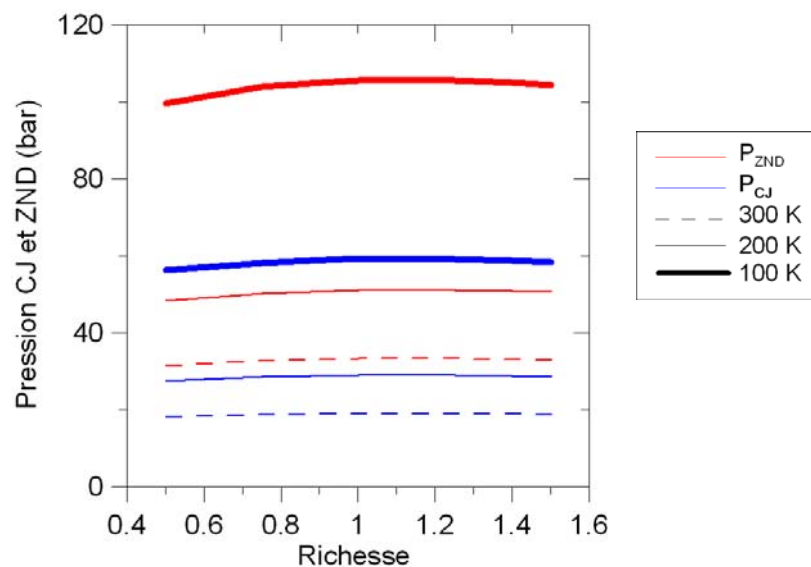


Figure 186. Pressions CJ et ZND en fonction de la richesse du mélange H_2/O_2 pour différentes températures initiales et pour une température de 10^5 Pa

IV.2.1.4 Influence de l'ajout d'azote

Il s'agit de montrer l'influence de l'ajout d'azote dans le tube de détonation sur les paramètres CJ. Nous récapitulons ici les calculs réalisés pour la pression CJ, la célérité CJ et l'énergie critique. On se place toujours dans le cas d'un mélange gazeux où l'ensemble de l'oxygène injecté à l'état liquide a été vaporisé. L'ajout d'azote à température ambiante implique une augmentation de la température moyenne du mélange. Cependant, les caractéristiques de la détonation ont été calculées à 100 K : afin de comparer les résultats à une température identique avec ceux obtenus sans ajout d'azote. A noter que la température du mélange n'étant pas uniforme sur tout le tube, la notion de température n'est pas bien définie.

La **Figure 187.a** montre l'influence de l'ajout d'azote sur la pression en fonction de la richesse. La présence d'azote entraîne une diminution de la pression. De manière similaire, sur la **Figure 187.b**, l'ajout d'azote entraîne une diminution de célérité car le mélange est moins réactif.

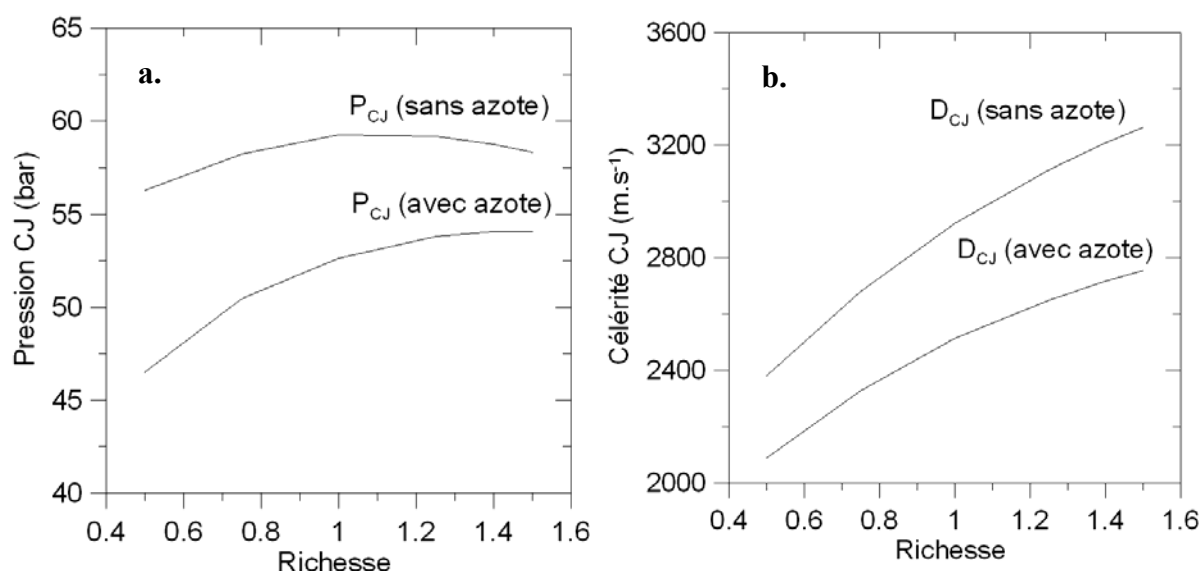


Figure 187. Evolution des caractéristiques CJ en fonction de la richesse, avec ou sans azote, à pression initiale de 1 bar et à température initiale de 100 K : **a.** Célérité - **b.** Pression

Enfin, sur la **Figure 188**, les calculs d'énergie critique d'initiation de la détonation sphérique confirment que l'azote rend le mélange moins sensible à la détonation en allongeant les délais d'induction et donc en augmentant l'énergie critique d'initiation, dans tout le domaine de richesse et notamment pour les mélanges pauvres.

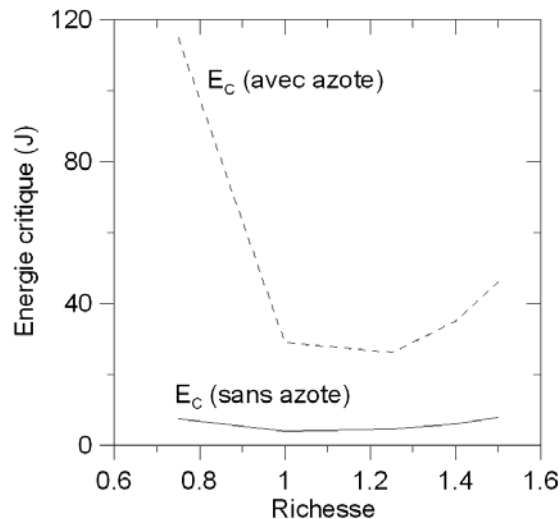


Figure 188. Energie critique d'initiation en fonction de la richesse avec ou sans azote, à pression initiale de 1 bar et à température initiale de 100 K

IV.2.2 Etude en phase gazeuse avec ajout d'un inerte

Cette étude théorique a pour but de montrer l'influence de l'évaporation de l'oxygène liquide sur les paramètres finaux de la détonation. L'oxygène liquide est considéré comme inerte et est remplacé par de l'azote, dans la mesure où il ne participe pas à la réaction. Au fur et à mesure que l'oxygène liquide se vaporise, la proportion d'oxygène gazeux augmente. On peut alors simuler les zones à très forte teneur en oxygène liquide et en hydrogène gazeux, c'est-à-dire lorsque l'évaporation n'a pas encore commencé et que le mélange est très riche. En fait, ces calculs donnent principalement des informations sur les célérités de détonation, en explicitant lequel des deux paramètres induit préférentiellement une modification de la célérité : la richesse du mélange ou l'augmentation de l'oxygène liquide, considéré comme inerte. Seul l'aspect réactif est pris en compte ici ; sont négligées les pertes d'énergie et de chaleur dues à la présence des gouttes.

Le mode de calcul est le suivant : nous partons d'un mélange de richesse 1 purement gazeux. Puis nous remplaçons progressivement une partie de l'oxygène gazeux par de l'oxygène liquide (ici de l'azote), qui ne participe plus à la réaction. Nous nous plaçons dans un cas idéal, avec, à la sortie du tube de détonation, un mélange gazeux, et au niveau de l'injecteur, une proportion d'oxygène gazeux très faible. La **Figure 189.a** et la **Figure 189.b** montrent une diminution très nette de la célérité D_{CJ} et de la pression P_{CJ} lorsque la part de liquide augmente dans le comburant O_2 .

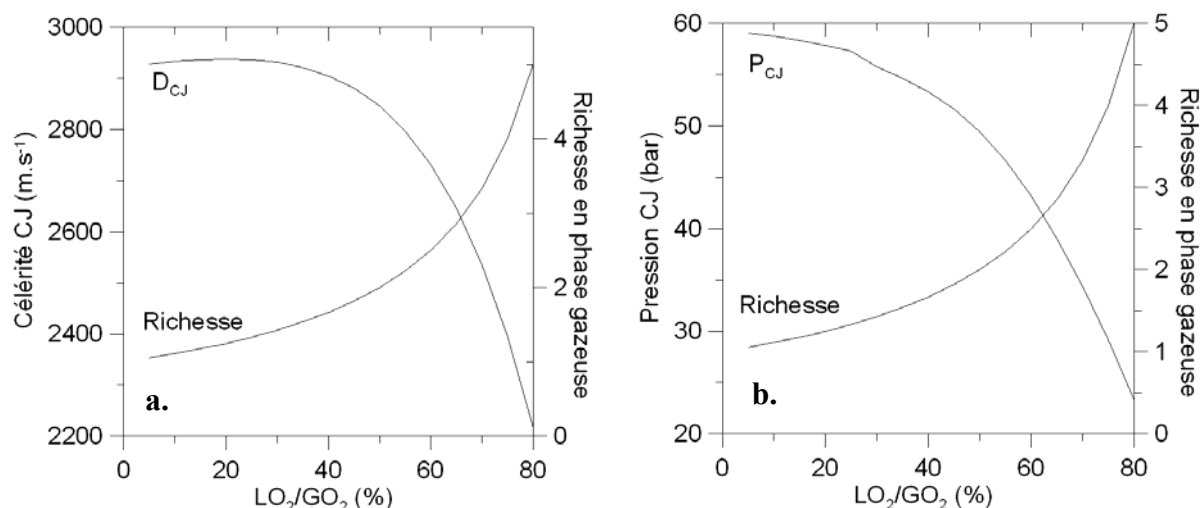


Figure 189. Evolution des caractéristiques CJ et de la richesse du mélange initial H_2/O_2 en phase gazeuse en fonction du pourcentage de comburant liquide : **a.** Célérité CJ et richesse - **b.** Pression CJ et richesse

Logiquement, ceci implique une baisse de la sensibilité du mélange et donc une augmentation de l'énergie critique de détonation (**Figure 190**).

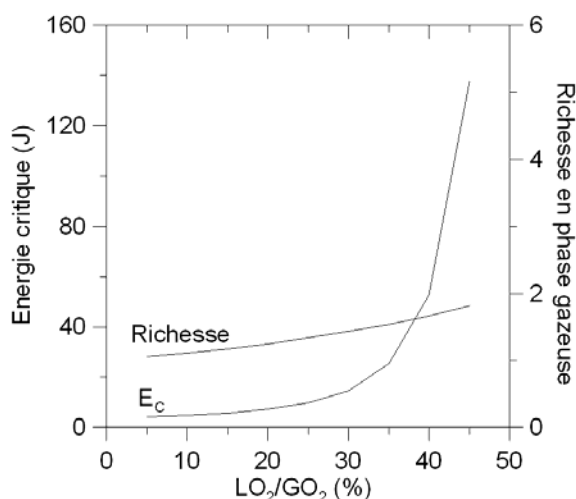


Figure 190. Energie critique d'initiation de la détonation et richesse du mélange initial H_2/O_2 en fonction du pourcentage de comburant liquide

A partir de 50% d'oxygène liquide par rapport à l'oxygène gazeux du mélange, la célérité et la pression CJ chutent brutalement. D'un point de vue théorique, cette diminution des valeurs des caractéristiques de la détonation montre que la propagation de l'onde est ralentie et engendre une pression moins intense lorsqu'un inerte est présent. Cependant, ces résultats concernent un mélange homogène comportant une certaine quantité d'inerte répartie uniformément avec le combustible et l'oxydant. Dans le cas réel, même si la part d'inerte est importante, elle est fortement localisée au niveau des gouttes. Il y a donc des zones, autour des gouttes, où la richesse du mélange est propice à l'initiation et à l'entretien d'une détonation.

IV.2.3 Confrontation avec les résultats de l'étude granulométrique

L'étude granulométrique a montré, d'une part, que les plus petites gouttes sont les plus nombreuses dans l'écoulement, et d'autre part, que ces petites gouttes de taille inférieure à 20 μm , se vaporisaient rapidement après leur sortie de l'injecteur. Lorsqu'on se déplace en aval de l'écoulement, on remarque que la quantité de liquide et que le nombre de petites gouttes commencent à diminuer (augmentation du D_{090}) à environ 20 cm de l'injecteur.

Le mélange est ainsi rapidement composé de gouttes d'environ 300 μm mais présentes en faibles quantités pour la phase liquide et d'une importante phase gazeuse issue de l'évaporation des petites gouttes et de l'hydrogène injecté. Smirnov *et al.* (2007) ont montré, pour un mélange d'air et de gouttes de gazole de 100 μm , qu'il est nécessaire de créer une onde de choc avec une célérité supérieure à la célérité de détonation auto-entretenue pour obtenir par la suite une détonation auto-entretenue. C'est ce que nous observons avec la présence de gouttes de grande taille et une détonation surpressée, dont la célérité est nettement supérieure à celle d'une détonation auto-entretenue. Ainsi, la grande quantité de gaz permet à la détonation d'être initiée et de se propager entre 60 et 20 cm malgré la présence de grosses gouttes.

La distance de 20 cm correspond à l'emplacement où l'initiation est rendue plus difficile. On peut donc supposer que la grande densité de petites gouttes et donc la forte quantité de liquide dans cette partie du tube peut empêcher l'initiation de la détonation. Entre 0 et 20 cm, on compte de nombreuses gouttes de petite taille, qui rendent difficiles l'initiation, mais qui ne sont pas incompatibles avec la propagation d'une détonation. Borisov *et al.* (1970) ont ainsi montré que la détonation pouvait se propager à travers des gouttes d'heptane dans de l'oxygène sans le soutien d'une détonation surpressée, à condition que la taille des gouttes soient inférieures à 100 μm . Il montre qu'en dessous de cette taille, le temps nécessaire à l'atomisation et à la vaporisation est suffisamment court pour que la détonation se propage. Dans notre cas, le temps de vaporisation est d'autant plus court que les gouttes sont injectées à une température proche de leur température d'ébullition. Les résultats de Borisov *et al.* sont donc confirmés par nos essais, puisque les détonations observées dans la présente étude ne subissent pas de déficit de célérité dû à la présence de gouttes et se propagent sans difficulté.

IV.3 Discussion

IV.3.1 Initiation de la détonation

Une des problématiques posées dans cette partie était l'initiation de la détonation. La quantité d'énergie stockée dans les condensateurs du boîtier d'initiation a été volontairement surdimensionnée. Comme nous avons pu le voir dans la partie bibliographique de ce mémoire, l'initiation d'une détonation est un phénomène complexe à évaluer et qui dépend de nombreux paramètres.

IV.3.1.1 Etude expérimentale

- A partir des essais réalisés dans cette étude, en comparant l'emplacement du premier capteur détectant un front de détonation et l'éloignement de la source d'énergie, nous avons pu constater que la détonation mettait entre 15 et 20 cm à s'établir, quel que soit l'endroit d'où est initiée la détonation. Cette distance d'établissement est très supérieure au critère établi Desbordes (1990), $R_c=20 \lambda$. D'après nos mesures de cellules comprises entre 1 et 2 mm, le rayon critique montre que la distance devrait être comprise entre 2 et 4 cm. La présence de gouttes peut être une explication à l'allongement de la distance d'établissement de la détonation. Nous avons donc une initiation de la détonation qui est proche d'une initiation directe.
- Le boîtier a été réalisé dans le but de rendre l'énergie stockée variable. Les résultats montrent que l'énergie d'initiation a peu d'influence car les essais réalisés à 240 J et les essais réalisés à 15 ou à 60 J donnent des résultats similaires. Néanmoins, les essais effectués avec la seule haute tension montrent que la célérité de détonation est plus faible dans ces cas, et légèrement inférieure aux valeurs CJ. Comme nous avons pu le voir dans la partie bibliographique, le rendement des électrodes peut être évalué à environ 2%. Donc pour la campagne d'essais présentée dans cette partie, l'énergie réellement transférée au mélange serait comprise entre 4,8 J (pour 240 J stockées) et 190 mJ (pour 0,9375 J stockées). Ces valeurs dépendent également de la puissance délivrée lors de la décharge électrique qui est assez faible dans notre cas puisque comprise entre 1,5 et 121 kW, si on considère un temps de 180 μ s (la décharge de la haute tension incluant la décharge de la basse tension) pour la décharge et seulement l'énergie transférée. Dans la littérature, la puissance de la source d'initiation est rarement calculée ou mesurée. Il est donc difficile de déterminer précisément si, en utilisant une énergie d'initiation de 240 J, la sensibilité du mélange à la détonation est surdimensionnée pour le mélange hétérogène GH_2/LO_2 , en comparaison d'un mélange gazeux homogène GH_2/GO_2 dont l'énergie d'initiation se situe entre 1 et 1,58 J, les deux étant à une richesse de 1. La taille de goutte est un paramètre sûrement déterminant dans le calcul de l'énergie d'initiation, mais qui n'a pu être pris en compte ici.
- L'étude de la structure tridimensionnelle permet d'apporter des informations quant à la sensibilité du mélange. Zitoun *et al.* (1991) ont mesuré des cellules de détonation de 0,8 mm de largeur pour un mélange d'hydrogène gazeux et d'oxygène gazeux à 123 K. Dans notre cas, nous avons trouvé des cellules assez irrégulières mais dont la largeur était comprise entre 1 et 2 mm. Le mélange diphasique que nous avons étudié est donc légèrement moins sensible à la détonation qu'un mélange gazeux pris dans des conditions précises de température, de pression et de richesse proches. A noter que le mélange diphasique a une composition et une température variables le long du tube, ce qui n'est pas le cas d'un mélange gazeux homogène.
- Lorsque nous avons changé l'emplacement du dispositif d'initiation vers l'injection, nous avons pu constater que le pourcentage d'échec des essais augmentait. En déplaçant le dispositif d'initiation, nous avons cherché à trouver un facteur limitant l'initiation de la détonation. Trois raisons peuvent impliquer un échec de l'initiation de la détonation à l'emplacement choisi : une température trop basse qui crée des dysfonctionnements dans le dispositif d'initiation, un mélange diphasique trop peu

sensible à la détonation pour être initié par le biais d'une étincelle, ou une trop grande quantité de liquide qui empêche la création de l'étincelle.

Le défaut d'étincelle entraînant un échec de l'initiation de la détonation peut être expliqué dû aux cycles de mise en froid du tube de détonation sur lequel sont insérées les électrodes. De l'eau s'est alors infiltrée dans les interstices entre les électrodes et leur isolation en Teflon. Cette infiltration a créé des faux-contacts entraînant un dysfonctionnement des électrodes. Pour éviter cet inconvénient, nous avons modifié la conception de l'implantation des électrodes. Par la suite, ces électrodes, placées dans un jet d'azote liquide, ont tout de même pu générer une étincelle : la quantité de liquide ne semble donc pas responsable de l'absence d'initiation.

Enfin, la sensibilité du mélange diphasique à la détonation pourrait être en cause. La détonation peut se propager à contre-courant sans subir de déficit de célérité lorsqu'elle se déplace sur la distance comprise entre 5 et 20 cm de l'injecteur. Cependant, cette capacité à se propager n'implique pas forcément que le mélange puisse être initié directement si près de l'injecteur. L'initiation directe d'une détonation reste donc possible dans ces conditions mais il est difficile de conclure quant aux facteurs la limitant.

- L'ajout d'azote n'a pas spécifiquement d'influence sur l'initiation de la détonation. L'azote a pour effet de diluer le mélange et le rendre moins réactif, c'est-à-dire moins sensible à la détonation. L'énergie apportée par le boîtier est supérieure à l'énergie nécessaire à l'initiation de la détonation mais nous n'avons pas pu faire d'essais avec une énergie d'initiation moins élevée. Nous n'avons donc pas pu déterminer dans quelle mesure l'ajout d'azote pouvait modifier l'énergie d'initiation nécessaire à la détonation. Cependant, l'énergie apportée par les électrodes, créant les conditions pour l'initiation d'une détonation surpressée, est donc largement supérieure à l'énergie minimale nécessaire pour une initiation directe d'une détonation auto-entretenu.
- De la même manière, nous n'avons pas pu faire d'essais d'initiation à basse énergie en la présence de la tige dans le tube. Il est donc impossible de conclure quant à une influence de la tige sur l'initiation de la détonation. L'énergie maximale utilisée était sans doute suffisante pour initier le mélange en présence de cet obstacle.

IV.3.1.2 Etude numérique

Les résultats de l'étude numérique apportent des informations sur l'énergie d'initiation. Les calculs montrent que l'énergie minimale d'initiation serait de 3,98 J dans le cas le plus favorable. Ces calculs sont réalisés pour un mélange purement gazeux. Si on se réfère à l'Équation 26 donnée dans la partie bibliographie, il est possible de déterminer une énergie critique de détonation en connaissant certaines données comme la masse volumique initiale, la célérité de détonation et la largeur de cellules. La masse volumique du mélange gazeux peut être approchée en utilisant les résultats de l'étude chromatographique réalisée avec de l'hélium. A 60 cm, la proportion d'oxygène est de 25% contre 38 % injecté. On peut donc dire que 65 % de l'oxygène injecté au départ se trouve dans la phase gazeuse après 60 cm. Si on conserve ces proportions et qu'on les utilise pour une injection d'hydrogène et d'oxygène liquide à la stœchiométrie (où les fractions molaires sont de 67 % et de 33 %), on obtient une fraction molaire de 21 % pour l'oxygène. La part restante est supposée être de l'hydrogène. Pour une température de 110 K, la masse volumique du mélange peut donc être évaluée à $0,91 \text{ kg.m}^{-3}$. Pour les caractéristiques des cellules, on peut utiliser les résultats relatifs à la **Figure**

180.a et à la **Figure 180.b**, avec une célérité de 3200 m.s^{-1} et des cellules entre 1 et 2 mm. En utilisant ces valeurs, l'énergie d'initiation est comprise entre 1,7 et 13,6 J. L'énergie critique de 3,98 J calculée précédemment est donc incluse dans cette gamme de valeurs. L'énergie critique et l'énergie d'initiation théorique restent cependant supérieures aux valeurs calculées pour un transfert réel d'énergie avec des électrodes. Le rendement de notre dispositif d'initiation serait donc supérieur à 2 % et les énergies transférées seraient donc très supérieures à l'énergie minimale requise. Ces valeurs importantes d'énergie d'initiation expliquent peut-être les célérités de détonation très élevées qui sont mesurées à proximité des électrodes, et qui sont typiques d'une détonation surpressée.

IV.3.2 Propagation de la détonation

Nous avons étudié tout d'abord la célérité de la détonation pour différentes configurations : en fonction de la richesse, du sens de propagation de la détonation, et de l'énergie d'initiation. Puis nous nous sommes intéressé à l'influence sur la propagation de la détonation de l'ajout d'azote gazeux enveloppant la veine de mélange GH_2/LO_2 , puis à celle de la présence ou non de la tige instrumentée.

IV.3.2.1 Célérité de la détonation

- Nous avons pu constater que la célérité de propagation est supérieure aux valeurs CJ, entre 6 et 39 %, quelle que soit la richesse lorsque l'effet de l'initiation s'est estompé. En l'absence de données précises sur la richesse locale du mélange, il est difficile de connaître l'origine exacte de cet écart. Dans un premier cas, les gouttes pourraient jouer un rôle promoteur dans la célérité de détonation, et dans un second cas, c'est le déficit en oxygène qui pourrait expliquer ces valeurs de célérités supérieures à la valeur CJ. Les publications théoriques et expérimentales relatives à ce sujet, Voronin et Zhdan (1984), Zhdan et Prokhorov (2000 et 2002), Coy *et al.* (2004), décrivent toutes un phénomène identique, avec un surcroît de célérité compris entre 8 et 24 % selon les différents auteurs. Ils expliquent généralement cette célérité élevée par un excès d'hydrogène dans la phase gazeuse. Coy *et al.* (2004), dans leur étude expérimentale avec injection d'oxygène liquide et d'hydrogène gazeux, avancent l'hypothèse que l'oxygène est injecté en direction des parois, ce qui a pour effet de créer une couche d'oxygène liquide. Cette couche implique une forte concentration d'oxygène au niveau des parois et une forte concentration d'hydrogène au centre, et ils expliquent ainsi les valeurs élevées de la célérité. Dans notre cas, une couche d'oxygène liquide était présente lors des essais granulométriques dans le tube en quartz. Cependant, lors des essais de détonation dans le tube en acier, les échanges thermiques suffisaient à faire évaporer rapidement cette couche liquide. Les célérités élevées trouvées lors de notre étude peuvent être expliquées par la définition de la richesse globale qui occulte que la phase gazeuse est déficitaire en oxygène. Ce déficit d'oxygène implique une valeur de la richesse dans la phase gazeuse supérieure à celle déterminée à l'injection. Les célérités mesurées équivalent à des célérités CJ calculées pour des mélanges gazeux ayant une richesse comprise entre 0,9 et 2,9 avec, dans une majeure partie de cas, une richesse légèrement supérieure à 1,5. De plus, l'étude chromatographique confirme le déficit d'oxygène par rapport au gaz porteur (l'hélium pour l'étude chromatographique). En effet, les débits injectés supposent une concentration

d'hélium et d'oxygène liquide respectivement de 62 et 38 %. Les concentrations prélevées sont plus proches de 68 et 32 %, ce qui implique un déficit d'oxygène. La température variable au sein du tube aurait ainsi pu expliquer ces célérités élevées. La **Figure 164** montrait l'évolution de la célérité après un certain parcours en fonction de l'emplacement de l'initiation : donc une propagation à contre-courant, vers des températures plus faibles, ou dans le sens de l'écoulement vers une augmentation de la température. On remarque que, dans les deux cas, après 30 cm, la détonation se propage à environ la même célérité de 3250 m.s^{-1} , correspondant à une richesse de 1,5. Ce fait semble exclure l'hypothèse selon laquelle la température pourrait jouer un rôle sur la célérité.

- Nous avons pu modifier l'énergie d'initiation contenue dans les condensateurs du boîtier d'initiation. Quelle que soit l'énergie d'initiation choisie, la détonation qui s'est créée était surpressée. Des célérités très importantes ont été obtenues, dépassant les 5000 m.s^{-1} . Ces célérités s'affaiblissent rapidement pour atteindre un régime de propagation autonome. En effet, les valeurs de célérité se stabilisent et même s'accroissent lorsque la détonation se rapproche de l'injecteur. Lorsque la détonation s'est affranchie de l'impact de l'initiation, l'énergie d'initiation n'a plus aucune influence. Les essais où seule la haute tension a été utilisée montrent en revanche une célérité plus faible lorsque la détonation à distance éloignée de l'initiation. Cependant, à proximité de l'initiation, le comportement de l'onde de détonation est toujours celle d'une détonation surpressée.

IV.3.2.2 Influence de l'ajout d'azote

L'influence de l'ajout d'azote sur la propagation de la détonation a également été étudiée. La présence de l'azote implique une diminution de la célérité de la détonation en augmentant le temps de réaction chimique du mélange. Il s'ensuit une diminution de la célérité de détonation par rapport aux essais sans azote (entre 25 et 40 %). Elle est plus importante que la diminution théoriquement attendue. En effet, les célérités mesurées avec l'azote sont inférieures aux valeurs CJ.

L'effet sur la pression de la détonation est beaucoup plus faible car la masse volumique du mélange n'est pas fortement affectée. En effet, l'azote n'est pas injecté en quantité suffisante pour fortement modifier la masse volumique du mélange. La diminution de pression est donc équivalente à la diminution théorique (15%).

IV.3.2.3 Influence de la présence ou non de la tige instrumentée

Nous avons également pu étudier l'impact qu'avait la tige instrumentée placée au centre du tube sur la propagation de la détonation : en fait, la célérité de la détonation est diminuée par la présence de la tige. La tige représente un obstacle sur le chemin de la détonation qui consomme de l'énergie mécanique nécessaire à son entretien. La détonation est donc logiquement ralentie par sa présence.

Un seul essai a été réalisé avec la tige et l'injection d'azote : les diminutions de célérité se cumulent. La célérité est proche de 2000 m.s^{-1} et diminue à 1600 m.s^{-1} à l'approche de l'injecteur, en comparaison de la valeur D_{CJ} de 2514 m.s^{-1} .

L'intrusion induite par la présence de la tige entraîne également d'importantes modifications sur le mélange, ce qui rend difficile la comparaison entre les deux configurations, avec et sans tige centrale.

IV.4 Conclusion partielle

Cette étude de détonation a donc permis d'obtenir des informations sur l'initiation et la propagation d'une détonation dans un jet diphasique d'hydrogène gazeux et d'oxygène liquide.

L'étude relative à l'initiation directe de la détonation permet d'obtenir les résultats suivants :

1. Les explosions créées dans le tube en acier sont bien des détonations. Les valeurs des célérités obtenues, supérieures à 3000 m.s^{-1} , l'allure des pics de détonation, et la présence de cellules régulières sont typiques de la détonation.
2. La distance d'établissement de la détonation, comprise entre 15 et 20 cm, montre que son initiation se fait de manière quasi-directe, avec une transition de déflagration à détonation extrêmement courte.
3. Les célérités mesurées juste après l'initiation sont très élevées et décroissent rapidement au fur et à mesure de la propagation, ce qui est typique d'une détonation surpressée.
4. Les tentatives d'initiation à proximité de l'injecteur ont montré que plus la quantité de liquide augmentait, plus il devenait difficile d'initier. Les raisons expliquant ces échecs sont multiples. Sur 14 essais réalisés à proximité de l'injecteur, 5 essais ont produit une détonation, ce qui montre qu'il est possible de l'initier, même avec une grande quantité de liquide.
5. Les essais réalisés avec une énergie d'initiation donnée ne présentent pas de différences significatives par rapport aux essais réalisés avec l'énergie maximale du boîtier. Il semblerait donc que l'énergie et la puissance délivrées par le boîtier soient surdimensionnées et que l'énergie transférée au niveau des électrodes soit supérieure à celle des systèmes à électrodes usuels. Ainsi, même lorsque l'énergie d'initiation est très faible, il semblerait que cette dernière soit suffisante pour créer les conditions menant à une détonation surpressée.
6. Les tailles de cellules de détonation mesurées tendent à montrer que la sensibilité du mélange est légèrement inférieure à celle d'un mélange gazeux stœchiométrique $\text{H}_2\text{-O}_2$ à même température et pression.
7. Enfin, l'ajout d'azote et de la tige instrumentée n'ont pas modifié l'initiation de la détonation, puisqu'on retrouve une initiation surpressée et des distances d'établissement de la détonation d'une vingtaine de centimètres.

En ce qui concerne la propagation de la détonation, les conclusions sont les suivantes :

1. Les célérités sont supérieures entre 6 et 39 % aux célérités CJ attendues en phase gazeuse dans des conditions de température et de pression identiques. Les valeurs élevées de la célérité sont dues à un décalage entre la richesse globale injectée et la richesse locale du mélange qui semble être supérieure. La vaporisation non complète de l'oxygène implique un déficit de comburant et un surplus d'hydrogène. Ces hypothèses sont en partie confirmées par l'étude chromatographique. Celle-ci a été réalisée avec un mélange d'oxygène et d'hélium dans le tube en acier. Les résultats montrent en effet que l'oxygène ne s'est pas totalement vaporisé et que l'hélium est en excès par rapport aux quantités attendues.
2. L'influence des gouttes et du liquide est faible sur la propagation. En comparant la propagation de la détonation après une certaine distance, dans le sens de l'écoulement et à contre-courant, nous avons pu voir qu'il n'y avait pas une grande différence et que la célérité convergeait vers une valeur de 3200 m.s^{-1} après 30 cm de propagation.
3. Les essais avec des énergies d'initiation plus faibles ont montré peu d'influence sur la propagation de la détonation. Seuls les essais réalisés sans la basse tension ont produit des célérités plus faibles que les autres essais réalisés avec ce composant.
4. Les pressions mesurées montrent un léger écart avec les valeurs CJ, ces dernières étant plus élevées. Cette différence est due à l'écart entre la température globale du mélange réel et la température de 100 K, utilisée pour calculer la pression CJ.
5. La présence d'azote et de la tige ont provoqué le ralentissement de la détonation. L'azote, en diluant le mélange et en le rendant moins réactif, entraîne des célérités de détonation moins élevées. La tige, en constituant un obstacle à l'onde de détonation, ralentit considérablement sa propagation. La pression est légèrement plus faible lorsque de l'azote est injecté, ce qui est dû à la dilution du mélange, et légèrement plus élevée lorsque la tige est installée.

Chapitre V

V. Conclusion et perspectives

Dans la perspective du développement d'un moteur à onde de détonation pour une application spatiale, le Centre National d'Etudes Spatiales a financé cette étude expérimentale. Son but était de déterminer la sensibilité à la détonation et le comportement de la détonation dans un mélange diphasique cryogénique. L'originalité de cette étude réside dans son caractère unique en Europe et dans la quasi-absence de littérature sur ce sujet. D'un point de vue scientifique, ce travail expérimental a consisté en l'étude de l'initiation directe et de la propagation d'une détonation dans un jet diphasique composé de gouttes d'oxygène liquide atomisées par un écoulement d'hydrogène gazeux et d'un diluant. D'un point de vue motoriste, le but de l'étude était de savoir si l'initiation directe d'une détonation était possible dans ce type d'écoulement, comment la détonation s'y comportait, et si des mélanges dégradés, typiques des moteurs à détonation rotative, empêchait la détonation d'être initiée ou de se propager.

La thèse s'est étalée sur 5 ans, d'octobre 2004 à novembre 2009. Le temps généralement imparti de 3 ans a été dépassé pour plusieurs raisons :

- le sujet précis a été défini au bout d'un an
- la thèse a impliqué d'importants développements expérimentaux
- parmi ces développements, la mesure du débit d'oxygène liquide reste une technique nécessitant un savoir-faire et des connaissances particulières
- l'aspect dangereux du dispositif (détonation à pression atmosphérique) a impliqué que les expériences se déroulent au sein de l'entreprise Roxel, à Bourges.

La littérature relative à la détonation de « spray » est assez importante et implique généralement des gouttes de combustible provenant d'un hydrocarbure lourd (décane, heptane, kérosène) avec, comme oxydant, de l'oxygène ou de l'air. En revanche, les études concernant la détonation de gouttes d'oxydant dans une atmosphère de gaz combustible sont quasi-inexistantes. Nous n'avons pu trouver que quatre études traitant de ce sujet, dont une seule expérimentale.

La principale raison à l'absence de résultats expérimentaux sur ce sujet est la complexité du montage d'un tel dispositif expérimental. Notre étude nécessitait d'abord de caractériser le mélange puis d'y générer une détonation en contrôlant le maximum de paramètres possibles. Deux dispositifs expérimentaux ont donc été conçus afin de pouvoir réaliser cette étude. Le système d'injection est commun aux deux bancs et comprend :

- deux échangeurs de chaleur à l'azote liquide destinés au refroidissement de l'oxygène liquide et de l'hydrogène (ou de l'hélium) gazeux
- un dispositif d'injection en acier comprenant un injecteur aérodynamique, une garde assurant une circulation d'azote liquide autour de l'injecteur et un coffrage en Teflon rempli d'isolant. L'injecteur était entouré d'une grille distribuant de l'azote gazeux autour du jet principal.

Afin d'éviter la création de zones de recirculation de gaz autour du jet principal, un écoulement d'azote gazeux à température ambiante a en effet été ajouté. En prévision de difficultés de propagation de la détonation au niveau des parois dues à l'azote, qui auraient impliqué des problèmes de mesure, nous avons ajouté une tige instrumentée placée au centre du tube. Ainsi, les essais ont été répétés dans quatre configurations différentes : écoulement sans azote et sans tige, écoulement avec azote et sans tige, écoulement sans azote et avec tige, et écoulement avec azote et avec tige.

Le premier dispositif expérimental a été installé au sein de l'ICARE : il est composé d'un tube parallélépipédique en quartz de 50mm x 50mm intérieur et d'une longueur de 60 cm, ouvert du côté opposé au dispositif d'injection. Les expériences se déroulent à pression atmosphérique et à la température d'injection des fluides, autour de 100 K. La géométrie de ce dispositif devait reproduire les conditions de confinement du tube en acier utilisé sur le second dispositif et destiné à l'étude de la détonation. Un granulomètre laser permet d'analyser la distribution en taille de gouttes de l'écoulement diphasique et d'en dresser une cartographie sur l'ensemble du tube. L'écoulement diphasique comprend un jet liquide d'oxygène liquide atomisé par de l'hélium gazeux. Le mélange étudié est non réactif afin de pouvoir être mis en œuvre au sein de l'ICARE en toute sécurité et que le dispositif soit utilisé manuellement. Cependant, l'utilisation de l'oxygène liquide a entraîné de nombreuses modifications et des mesures de sécurité sur le site. Le débit d'oxygène liquide est fixé à 3 g.s^{-1} et celui d'hélium varie entre 0,3 et $0,92\text{ g.s}^{-1}$, ce qui correspond à des nombres de Weber compris entre 200 et 1850 et de Reynolds entre 4400 et 13000. Le débit d'azote gazeux injecté à température ambiante pour une partie des essais est de 2 l.s^{-1} .

Le second dispositif consistait en un tube en acier de 50mm x 50mm intérieur et d'1 mètre de long, ouvert du côté opposé au dispositif d'injection. Le tube est alimenté par un jet d'oxygène liquide atomisé par un écoulement gazeux d'hydrogène. Les expériences se déroulaient à pression atmosphérique, autour de 100 K. Huit emplacements sur le tube sont conçus afin de recevoir le dispositif d'initiation qui peut donc être installé sur l'un d'eux. Le tube est équipé de 7 capteurs de pression, destinés à relever les temps de passage de l'onde de détonation. Deux plaques oblongues servent à relever les empreintes laissées sur la suie par le passage de la détonation. Un boîtier électrique relié à des électrodes constitue le dispositif d'initiation pouvant délivrer une énergie comprise entre 0 et 240 J. Le caractère dangereux de la détonation initiée à pression atmosphérique a impliqué que les essais se déroulent dans les locaux de Roxel, à Bourges qui possède des installations à même d'accueillir ce type d'expérience. De plus, le fonctionnement du banc, incluant la quasi-totalité des vannes d'alimentation et le déclenchement de l'initiation, est intégralement piloté à partir d'une salle de commande. Le débit d'oxygène liquide était fixé à 3 g.s^{-1} et le débit d'hydrogène compris

entre 0,22 et 0,61 g.s⁻¹ correspond à une richesse comprise entre 0,5 et 1,4. Le débit d'azote additionnel est de 2 L.s⁻¹.

Ainsi, la conception de ces deux dispositifs expérimentaux utilisés dans cette étude ont nécessité 3 ans de travail et la visite de plusieurs installations et laboratoires : banc Mascotte à l'ONERA-Palaiseau pour l'injection cryogénique, le Centre de Recherche sur les Très Basses Températures à Grenoble pour l'isolation cryogénique, le Laboratoire de Combustion et Détonique à Poitiers pour le dispositif d'initiation.

Nous avons d'abord étudié l'écoulement diphasique d'oxygène liquide et d'hélium gazeux, selon les quatre configurations, en faisant varier la vitesse d'injection d'hélium. La distribution en tailles de gouttes a été étudiée sur l'ensemble du tube pour en créer une cartographie. Ainsi, nous nous sommes placés sur 8 positions horizontales et 5 positions verticales, pour un total de 40 emplacements de mesures. Les 8 emplacements horizontaux correspondent aux 8 emplacements d'initiation pour la détonation en termes de distance à l'injecteur. Trois types de résultats ont été obtenus, le D_{090} , le SMD, et la concentration optique. Les résultats montrent d'abord que la vitesse d'injection a peu d'influence sur les tailles de gouttes et sur la distribution, car les différences de vitesses ne sont pas suffisantes pour modifier le régime d'atomisation. Nous avons constaté que l'écoulement présentait de nombreuses gouttes de taille inférieure à 10 μm à proximité de l'injecteur, lesquelles gouttes se vaporisent très rapidement. Cette tendance a été confirmée par les études numériques. Le jet présente une pénétration importante, avec une grande quantité de liquide sur l'ensemble du tube, et donc des gouttes et/ou des ligaments de plus de 300 μm . L'écoulement est en fait rapidement composé d'une importante phase gazeuse et de grosses gouttes (>300 μm) en nombre restreint et cantonnées près de la zone centrale du jet. L'azote additionnel a un effet thermique en favorisant la vaporisation des gouttes, mais cette influence est remarquable uniquement en bout de tube. La tige instrumentée perturbe fortement la distribution de la zone dispersée.

Les études numériques relatives à cet écoulement ont montré qu'il y avait peu d'atomisation secondaire dans l'écoulement et que la température aux parois jouait un rôle important dans la vaporisation. La comparaison entre les deux gaz porteurs, hélium ou hydrogène, montre que l'hydrogène favorise davantage la vaporisation que le fait l'hélium.

Nous avons ensuite étudié l'initiation et la propagation de la détonation dans un mélange diphasique de gouttes d'oxygène liquide dans de l'hydrogène gazeux à basse température.

Les résultats sur l'initiation ont permis de montrer que la détonation devenait de plus en plus difficile à initier lorsque la quantité de liquide augmentait. Dans ce cadre, le dispositif d'initiation joue un rôle primordial. Les essais réussis dans ces conditions montrent que l'initiation directe de la détonation est possible. Cependant, de nombreux essais n'ont pas produit de détonation ; l'explication de ces échecs reste incertaine. Les essais réalisés avec l'azote additionnel ont permis de montrer que la détonation pouvait être initiée directement dans un mélange dégradé. Même si l'énergie délivrée par une décharge d'électrodes reste difficile à quantifier, il semble que le comportement de la détonation supprimée soit dû à une quantité d'énergie transférée au mélange supérieure à l'énergie critique du mélange. Enfin, les cellules de détonation observées mesurent entre 1 et 2 mm, ce qui révèle une sensibilité proche de celle d'un mélange stœchiométrique gazeux $\text{H}_2\text{-O}_2$ à pression et température ambiantes. Elles attestent que les explosions observées dans le tube sont bien des détonations. La propagation de la détonation a été caractérisée par sa célérité, sa pression et sa structure tridimensionnelle. Nous avons pu observer que les célérités de propagation de la détonation sont supérieures aux célérités CJ, de 3 à 39%. Ce surcroît de célérité est principalement dû à la différence entre richesse locale et richesse globale. Le mélange gazeux est localement plus

riche que le mélange considéré globalement, ce qui entraîne des valeurs plus élevées de célérités. De plus, la détonation a pu se propager dans l'intégralité du tube, même lorsque la quantité de liquide dans le mélange augmentait fortement, puisque des pics de détonation ont pu être enregistrés à 5 cm de l'injecteur. Nous avons pu constater que la détonation se propageait de manière identique dans le sens de l'écoulement ou à contre-courant. Les essais réalisés avec l'azote confirment que la propagation de la détonation dans un mélange dégradé est possible, mais avec des célérités de propagation plus faibles de 25 à 40 %. Les essais avec tige aboutissent également à un ralentissement de la détonation. La pression mesurée est alors légèrement plus faible que la pression CJ. Cet écart est sûrement dû à un écart entre la température utilisée pour les calculs, 100 K, et la température effective aux abords du capteur de pression, qui n'a pas pu être mesurée mais qui devait être plus élevée.

Les résultats obtenus sur ces deux dispositifs ont permis de prouver la possibilité d'une initiation quasi-directe de la détonation et la propagation d'une détonation dans un milieu diphasique cryogénique. L'initiation de la détonation dans nos conditions a montré que l'allumage d'un moteur à onde de détonation pour une application spatiale était possible. Les résultats de célérité avec de l'azote ont également pu donner des indications sur les célérités de propagation dans un mélange dégradé, notamment dans l'optique d'un moteur à détonation continue.

Pour autant, de nombreuses études additionnelles doivent être menées pour compléter ce travail. Tout d'abord, il semblerait intéressant de mieux caractériser le mélange initial en réalisant des études chromatographiques et granulométriques sur le tube en acier pour le mélange réactif $\text{GH}_2\text{-LO}_2$. Ensuite, les incertitudes pesant sur l'énergie d'initiation de la détonation obligent soit un changement du mode d'initiation en utilisant un tube de prédétonation par exemple, soit une calibration précise des électrodes et du boîtier d'initiation.

D'un point de vue plus large, ce dispositif peut être utilisé avec des fluides autres que l'hydrogène. Le méthane, par exemple, qui fait partie des nouveaux types de fluides proposés par le CNES, pourrait remplacer l'hydrogène. Par ailleurs, les objectifs initiaux de la thèse impliquaient la prise en compte du vide pour une application anaérobie et donc d'une initiation à basse pression. Il serait donc intéressant de pouvoir faire fonctionner ce dispositif à plus basse pression que la pression atmosphérique avant de pouvoir approfondir les aspects propulsifs du mélange cryogénique sur un prototype de moteur à détonation (PDRE ou CDWRE).

Références bibliographiques

A

Adamson T.C., Olsson G.R., (1967), "Performance Analysis of a Rotating Detonation Wave Rocket Engine", *Astronautica Acta*, 13: 405-415.

B

Bach G.G., Knystautas R., Lee J.H.S., (1969), "Direct initiation of spherical detonations in gaseous explosives", 12th Symposium on Combustion 12: 853-864.

Bach G.G., Knystautas R., Lee J.H.S., (1970), "Initiation criteria for diverging gaseous detonations", 13th Symposium on Combustion 13: 1097-1110.

Baklanov D.I., Gvozdeva L.G., Scherbak N.B., (2001), "High-speed deflagration and detonation: fundamentals and control." Roy G.D., Frolov S.M., Netzer DW, Borisov AA, editors. Moscow: Elex-KM Publications: 239-250.

Bar-or R. , Sichel M., Nicholls J.A., (1981), "The propagation of cylindrical detonation in monodisperse sprays", 18th Symposium (International) on Combustion Vol.18: 1599-1606.

Bar-or R. , Sichel M., Nicholls J.A., (1982), "The reaction zone structure of cylindrical detonations in monodisperse sprays", *Proceedings of the combustion institute* 19: 665-673.

Benedick W.B., Guirao C.M., Knystautas R. and Lee J.H.S. : Critical charge for direct initiation of detonation in gaseous fuel-air mixtures, *Dynamics of Explosions. Progress in Astronautics and Aeronautics*, vol. 106, 1986.

Benedick W.B., Tieszen S.R., Knystautas R., Lee J.H.S., (1989), "Detonation of unconfined Large-scale Fuel Spray-Air Clouds", 12th international colloquium on the dynamics of explosions and reactive systems Vol.12: 297-310.

Berthelot M., Vieille P., (1882), "Sur la vitesse de propagation des phénomènes explosifs dans les gaz", *Comptes Rendus Hebdomadaires de l'Académie des Sciences Tome 94*: 101-108 et 822-823.

Borisov A.A. , Gelfand B. E. , Natanzon M.S., Kossov O.M., (1981), "Droplet breakup regimes and criteria of their existence", *Inzhenerno-Fizicheskii Zhurnal* 40(1): 64-70.

Borisov A.A., Gel'fand B.E., Gubin S.A., Kogarko S.M., Podgrebenkov A.L., (1970), "Deformation of drops in the reaction zone of heterogeneous detonation", *Journal of applied mechanics and technical physics* Vol.11: 741-746.

- Borisov A.A., Gel'fand B.E., Frolov S.M., Polenov A.N., Tsyganov S.A., (1987), "Self-ignition of an atomized liquid fuel in shock waves with variable gas temperature", *Combustion, Explosion, and Shock Waves* 22(4): 417-422.
- Bowen J.R., Ragland K.W., Steffes F.J., Loflin T.G., (1971), "Heterogeneous detonation supported by fuel fogs or films", 13th International Symposium on Combustion Vol.13: 1131-1139.
- Bratkovitch T.E., Aarnio M.J., Williams J., Bussing T.R.A., (1997), "An Introduction to Pulse Detonation Rocket Engines", AIAA Paper 97-2742.
- Brodkey R.S., (1969), "The phenomena of fluid motions", Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, Etats-Unis.
- Brophy C.M., Sinibaldi J.O., Netzer D.W., Johnson R.G., (2000), "Operation of a JP-10/Air Pulse Detonation Engine", AIAA Paper 2000-3591.
- Brophy D., Netzer L.T., Forster D., (1998), "Detonation studies of JP-10 with Oxygen and Air for pulse detonation engine", AIAA Paper 98-4003.
- Bull D.C., Elsworth J.E. and Hooper G.: Susceptibility of methane - ethane mixtures to gaseous detonation in air. *Combustion and Flame*, vol. 34, pages 327-330, 1979.
- Bull D.C., Elsworth J.E., Shu P.J. and Metcalfe E.: Detonation cell structures in fuel/air mixtures. *Combustion and Flame*, vol. 45, pages 7-22, 1982.
- Bykovskii F.A., Klopotov I.D., Mitrofanov V.V., (1975), "Spin detonation of gases in a cylindrical chamber", USSR Academy of Sciences Reports: 667-669.
- Bykovskii F.A., Vasil'ev A.A., Vedernikov E.F., Mitrofanov V.V., (1994), "Explosive combustion of a gas mixture in radial annular chambers", *Combustion, Explosion and Shock Waves* 30(4): 510-516.
- Bykovskii F.A., Zhdan S.A., Vedernikov E.F. (2004), "Continuous spin detonation in ducted annular combustors", *Application of Detonation to Propulsion*, G. Roy, S. Frolov and J. Shepherd (eds.), Torus Press Publ. (Moscow): 174-179.

C

- Cambier J.L., Tegner J.K., (1998), "Strategies for pulsed detonation engine performance optimization", *Journal of propulsion and power* 14(4): 489-498.
- Campbell C., Woodhead D.W., (1927), "The ignition of gases by an explosion wave", *Journal of Chemical Society* 130: 1572-1578.

Canteins G., (2006), "Etude de la détonation continue rotative - Application à la propulsion", Thèse de l'université de Poitiers.

Canteins G., Franzetti F., Zitoun R., Desbordes D., Daniau E., (2003), "Confined detonations and pulse detonation engines", Roy G, Frolov S, Santoro R, Tsyganov S, editors. Moscow: Torus Press: 291-304.

Cassutt L.H., (1960), "Experimental investigation of detonation in unconfined gaseous hydrogen-oxygen-nitrogen mixtures", ARS Journal 31: 1122-1128.

Chapman D.L., (1899), "On the rate of explosion gases", Philosophical Magazine 47: 90-104.

Chung J.N., Troutt T.R., (1988), "Simulation of particle dispersion in an axisymmetric jet", Journal of fluid mechanics 186: 199-222.

Ciccarelli G., Ginsberg T., Boccio J., Economos C., Sato K. and Kinoshita M. : Detonation cell size measurements and predictions in hydrogen-air-steam mixtures at elevated temperatures. *Combustion and Flame*, vol. 99, pages 212-220, 1994.

Conte R.R., (1970), "Eléments de Cryogénie", MASSON & Cie Editeurs, Paris.

Courant R., Friedrichs K.O., (1976), "Supersonic flow and shock waves", Applied mathematical sciences 21: Springer, New York, Berlin.

Coy E.B., Watts J.M., Palaniswamy S., (2004), "Cryogenic, multiphase, hydrogen-oxygen detonations", 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting: 1-11.

D

Dabora E.K., Ragland K.W., Ranger A.A., Nicholls J.A., (1966), "Two phase detonation and drop shattering studies", Nasa technical report.

Dabora E.K., Ragland K.W., Ranger A.A., (1968), "Detonation in two phase media and drop shattering studies", Nasa technical report.

Dabora E.K., Ragland K.W., Nicholls J.A., (1968), "Drop-size effects in spray detonations", Proceedings of the combustion institute Vol.12: 19-25.

Dabora E.K., (1979), "A model for spray detonations", Acta Astronautica Vol.6: 269-280.

Dabora, E.K., (1994), "Status of Gaseous Detonation Waves and Their Role in Propulsion", Fall Technical Meeting of the Eastern States Section of the Combustion Institute, Combustion Inst., Pittsburgh, PA: 11-18.

Daniau E., (2001), "Contribution à l'étude des performances propulsives d'un moteur à détonation", Thèse de l'université de Poitiers.

Daniau E., Zitoun R., Couquet C., Desbordes D., (2001), Roy G., Frolov S., Netzer D., Borisov A., editors. High-speed deflagration and detonation: fundamentals and control. Moscow: Elex-KM Publications: 51-62.

Denisov Y.N., Troshin Y.K., (1960), "Structure of gaseous detonation in tubes", Soviet Physics-Technical physics 5(4): 419-431.

Denisov Y.N., Troshin Y.K., (1962), "On the mechanism of detonative combustion", 8th International Symposium on Combustion 8: 600.

Desbordes D., (1990), "Aspects stationnaires et transitoires de la detonation dans les gaz: relation avec la structure cellulaire du front", Thèse de doctorat de l'université de Poitiers.

Döring W., (1943), "Über den Detonationsvorgang in Gasen", Annalen der Physik 435 (6-7): 421-436.

Dormal M., Libouton J.-C. , Van Tiggelen P.J., (1979), "Evolution of induction time in detonation cells", Acta Astronautica 6: 875-884.

Dunlap R., Brehm R.L., Nicholls J.A., (1958), "A preliminary study of the application of steady-state detonative combustion to a reaction engine", Jet propulsion 28: 451-456.

E

Edse R., Lawrence Jr L.R., (1969), "Detonation induction phenomena and flame propagation rates in low temperature hydrogen-oxygen mixtures", Combustion and Flame 13: 479-486.

Edwards D.H. , Williams G.T., Breeze J.C., (1959), "Pressure and velocity measurements on detonation waves in hydrogen-oxygen mixtures", Journal of fluid mechanics 6: 497-517.

Edwards D.H., Hooper G. and Morgan J.M. : An experimental investigation of direct initiation of spherical detonation. *Acta Astronaut.*, vol. 3, pages 177-130, 1976.

Eidelman S., Sichel M., (1981), "The Transitional Structure of Detonation Waves in Multi-Phase Reactive Media", Combustion science and technology 26: 215-224.

Eidelman S., Yang X., Lottati I., (1995), "Pulsed. Detonation Engine: Key Issues", AIAA-95-2754 AIAA/ASME 31st Joint Propulsion Conference, San Diego.

F

Farago Z., Chigier N., (1992), "Morphological classification of disintegration of round liquid jets in a coaxial air stream", Atomization and sprays Vol.2: 137-153.

Fickett W. , Davis W.C., (1979), "Detonation", Berkeley, CA: University of California Press.

Flynn T.M., (2004), "Cryogenic Engineering", Marcel Dekker.

Freiwald H., Koch H. W., (1963), "Spherical detonations of acetylene-oxygen-nitrogen mixtures as a function of nature and strength of initiation", 9th International Symposium on Combustion: 275.

Fry R.S., Nicholls J.A., (1974), "Blast wave initiation of gaseous and heterogeneous cylindrical detonation", Proceedings of the 15th International Symposium on Combustion 15: 43-52.

G

Godsave, G.A.E., (1953), "Studies of the combustion of drops in fuel spray - the burning of single drops of fuel ", 4th Symposium (International) on Combustion 4: 818-830.

Gubin S.A., Sichel M., (1977), "Calculation of the Detonation Velocity of a Mixture of Liquid Fuel Droplets and a Gaseous Oxidizer", Combustion Science and Technology 17(3): 109-117.

H

Haider A., Levenspiel O., (1989), " Drag coefficient and terminal velocity of spherical and nonspherical particles", Powder Technology 58: 63-70.

Helman D. , Shreeve R.P. , Eidelman S. , (1986), "Detonation Pulse Engine", AIAA-86-1683.

Hinkey J.B., Bussing T.R.A., Kaye L., (1995), "Shock Tube Experiments for the Development of a Hydrogen-Fueled Pulse Detonation Engine", AIAA Paper 95-2578.

Hoffman N., (1940), "Reaction propulsion by intermittent detonative combustion", Ministry of supply, Volkenrode translation cited in J.A. Nicholls et al. (1957).

Hsiang, L.P., (1994), "Near-limit drop deformation and secondary break-up", Thèse de doctorat, Université du Michigan, Etats-Unis.

I

Idelchik I.E., (1989), "Flow Resistance: A Design Guide for Engineers", CRC (Publisher): 416 pages.

J

Jouguet E., (1906), "Sur la propagation des réactions chimiques dans les gaz", Journal des mathématiques pures et appliquées 6: tome 1, 347-425 et tome 2, 5-86.

Juniper M., (2001), "Stabilisation des flammes cryotechniques et effets du retraitaten", Thèse de doctorat de l'Ecole Centrale de Paris, Châtenay-Malabry, France.

K

Kaneshige M., Shepherd J.E., (1999), "Detonation Database", Explosion Dynamics Laboratory Report FM97-8: 1-218.

Kauffman C.W., Nicholls J.A., (1971), "Shock-Wave ignition of liquid fuel drops", AIAA Journal Vol.9(No.5): 880-885.

Khasainov B.A., Ermolaev B.S., Borisov A.A., Korotkov A.I., (1979), "Effect of exothermic reactions downstream of the CJ plane on detonation stability", Acta Astronautica 6: 557.

Knystautas R., Lee J.H.S., (1976), "On the effective energy for direct initiation of gaseous detonations", Combustion and Flame Vol.27: 221-228.

L

Lafitte P., (1925), Ann. Phys. 10(4): 623-634.

Law C.K., (1982), "Recent advances in droplet vaporization and combustion", Progress in Energy and Combustion science 6: 359-389.

Lee J.H.S., Guirao C.M., (1982), Proc.Spec.Meet. Fuel-Air Explos. Univ. Waterloo Press.

Lee J.H.S. , Knystautas R., Guirao C.M., (1974), "Critical power density for direct initiation of unconfined gaseous detonations", 15th Symposium on Combustion 15: 53-67.

Lee J.H.S. , Matsui H., (1977), "A comparison of the critical energies for direct initiation of spherical detonations in acetylene-oxygen mixtures", Combustion and Flame Vol.28: 61-66.

Lee J.H.S. , Ramamurthi K., (1976), "On the concept of the critical size of a detonation kernel", Combustion and Flame Vol.27: 331-340.

Lee J.H.S. , Ramamurthi K., (1976), "On the concept of the critical size of a detonation kernel", Combustion and Flame Vol.27: 331-340.

Lee J.H.S., (1977), "Initiation of gaseous detonation", Ann. Rev. Phys. Chem. Vol.28: 75-104.

Lee J.H.S., (1984), "Dynamic parameters of gaseous detonations", Ann. Rev. Fluid. Mech. 16: 311-336.

Lefebvre A.H., (1989), "Atomization and sprays", CRC (Publisher): 434.

Lin Z.C., Nicholls J.A., Tang M.J., Kauffman C.W., Sichel M. , (1984), "Vapor Pressure and Sensitization Effects in Detonation of a Decane Spray", Twentieth Symposium (International) on Combustion 20: 1709-1716.

Litchfield E.L. , Hay M.H., Forshey R., (1963), "Direct electrical initiation of freely expanding gaseous detonation waves", 9th International Symposium on Combustion Vol.9: 282-286.

Lu P.L., Slagg N., Fishburn B.D., Ostrowski P.P., (1979), "Relation of chemical and physical processes in two-phase detonations", *Acta Astronautica* Vol.6: 815-826.

M

Ma F., Choi J-Y. , Wu Y., Yang V., (2002), "Advances in confined detonations", Roy G., Frolov S., Santoro R., Tsyganov S., editors. Moscow: Torus Press; 2002: 231-234.

Mallard E., Le Châtelier H., (1881), "Sur les vitesses de propagation de l'inflammation dans les mélanges gazeux et explosifs", *Comptes rendus hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences* Tome 93: 145-148.

Manson N., Ferrié F., (1953), "Contribution to the study of spherical detonation waves", 4th Symposium (International) on Combustion: 486-494.

Manzhalei V.I., Mitrofanov V.V., Subbotin V.A. , (1974), "Measurement of inhomogeneities of a detonation front in gas mixtures at elevated pressures", *Combustion, Explosion, and Shock Waves* 10(1): 89-95.

Matignon C., (2000), "Etude de la détonation de deux mélanges stoechiométriques ($\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{O}_2/\text{N}_2$ et $\text{CH}_4/\text{C}_2\text{H}_6/\text{O}_2/\text{N}_2$) Influence de la proportion relative des deux combustibles et de la température initiale élevée", Thèse de l'université de Poitiers.

Matsui H., Lee J.H. , (1978), "On the measure of the relative detonation hazards of gaseous fuel-oxygen and air mixtures", 17th International Symposium on Combustion Vol.17: 1269-1280.

Matsui H., Lee J.H.S., (1976), "Influence of electrode geometry and spacing on the critical energy for direct initiation of spherical detonations", *Combustion and flame* Vol.27: 217-220.

Menees G.P., Adelman H.G., Cambier J.-L., Bowles J.V., (1992), "Wave Combustors for Trans-Atmospheric Vehicles", *Journal of propulsion and power* 8(3): 709-713.

Mikhailov V.V., Topchiyan M.E., (1965), "Study of continuous detonation in an annular channel." *Combustion, Explosion and Shock Waves* 1(4): 12-14.

Morsi S.A., Alexander A.J., (1972), "An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems", *Journal of fluid mechanics* 55: 193-208.

Moyle M.P., Morrison R.B., Churchill S.W., (1960), "Detonation Characteristics of hydrogen-oxygen mixtures", *A.I.Ch.E. Journal*: 92-96.

N

Neumann, J. Von, (1942), "Progress report on the theory of detonation waves", OSRD Report 549.

Ng H.D., (2005), "The effect of chemical reaction kinetics on the structure of gaseous detonations", Thèse, McGill University.

Nicholls J.A., Bar-or R., Gabrijel Z., Petkus E., (1980), "Recent experiments on heterogeneous detonation waves", *AiAA Journal* Vol.18(No.5 Technical Notes): 605-606.

Nicholls J.A., Sichel M., Fry R., Glass D.R., (1974), "Theoretical and experimental study of cylindrical shock and heterogeneous detonation waves", *Acta Astronautica* Vol.1: 385-404.

Nicholls J.A., Sichel M., Gabrijel Z., Oza R.D., Vandermolen R., (1976), "Detonability of unconfined natural gas-air clouds", *17th International Symposium on Combustion* 17: 1223-1234.

Nicholls J.A., Wilkinson H.R., Morrison R.B., (1957), "Intermittent Detonation as a thrust producing mechanism", *Jet propulsion* 27(5): 534-541.

Nurick W.H., (1976), "Orifice Cavitation and its effect on spray mixing", *Journal of fluid engineering*.

O

Onofri F., (2004), "Etat de l'art en granulométrie laser", *9e Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser*.

P

Panton R.L., (1984), "Incompressible flows", *Wiley-Interscience*.

Papavassiliou J., Makris A., Knystautas R., Lee J.H.S., Westbrook C.K., Pitz W.J., (1991), "Measurements of cellular structure in spray detonation", *13th ICDEERS* Vol.13: 1-15.

Pawel D., Vasatko H., Wagner H.Gh. , (1969), "The influence of initial temperature on the limits of detonability." *Final Scientific Report Grant of Eoar*: 49-67.

Pierce T.H., Nicholls J.A., (1972), "Two-phase detonations with bimodal drop distributions", *Acta Astronautica* Vol.17: 707-713.

Pierce T.H., Nicholls J.A., (1974), "Hybrid gas-phase/two-phase detonations", *Combustion science and technology* 9: 119-128.

Plaster M., Mcclenagan R.D., Benz F.J., Shepherd J.E., Lee J.H.S., (1990), "Detonation of cryogenic gaseous hydrogen-oxygen mixtures", *Progress in Astronautics and Aeronautics* Vol.133: 37-55.

R

Ragland K.W., Cosens G.L., Cullen R.E., (1964), "Detonation of hydrogen-oxygen at low temperature and high pressure", *AIAA Journal* Vol.2(No.1): 142-144.

Ragland K.W., Dabora E.K., Nicholls J.A., (1968), "Observed structure of spray detonations", *Physics of fluid* 11(11): 2377-2388.

Ragland K.W., Nicholls J.A., (1969), "Two-phase detonation of a liquid layer", *AIAA Journal* Vol.7(No.5): 859-863.

Ranger A.A., Nicholls J.A., (1969), "Aerodynamic Shattering of liquid drops", *AIAA Journal* Vol.7(No.2): 285-290.

Refrigeration, International Institute Of, (1975), "New international dictionary of refrigeration", IIF/IIR, Paris 3rd edition.

S

Shchelkin K.I., Troshin Y.K., (1965), "Gasdynamics of Combustion", Mono Book Co., Baltimore.

Shraiber A.A., Podvysotsky A.M., Dubrovsky V.V., (1996), "Deformation and breakup of drops aerodynamic forces", *Atomization and sprays* Vol.6: 667-692.

Smirnov N.N., Nikitin V.F., Khadem J., Alyari-Shourekhdeli S., (2007), "Onset of detonation in polydispersed fuel-air mixtures", *Proceedings of the combustion institute* Vol.31: 2195-2204.

Smirnov N.N., Tyurnikov M.V., (1994), "A study of deflagration and detonation in multiphase hydrocarbon-air mixtures", *Combustion and flame* Vol.96: 130-140.

Smirnov N.N., Zverez N.I., Tyurnikov M.V., (1996), "Two-phase flow behind a shock wave with phase transitions and chemical reactions", *Experimentale thermal and fluid science* Vol.13: 11-20.

Sochet I., Aminallah M., Brossard J., (1997), "Detonability of fuel-oxygen and fuel-air mixtures", *Shock Waves* 7(3): 163-174.

Spalding D.B., (1953), *Fuel* 32: 169.

Strehlow R.A., R.Liangminas, R.H.Watson, J.R.Eyman, (1967), "Transverse wave structure in detonations", *Proceedings of the combustion institute* 11: 683-692.

V

Valaev A.A., Zhimerin D.G., Mironov E.A., Popov V.A. , (1976), "United States Patent 3,954,380 ".

Valaev A.A., Zhimerin D.G., Mironov E.A., Popov V.A., (May 4, 1976), United States Patent 3954380.

Voitsekhovskii B.V., Mitrofanov V.V., Topchiyan M.E. , (1958), "Optical studies of transverse detonation waves", *Izvadet'stvo Sibirskogo Otdeleniya Akademii Nauk SSSR* 9: 44.

Voitsekhovskii B.V., Mitrofanov V.V., Topchiyan M.E., (1966), "The structure of a detonation front in gases. " Technical Report FTD-MT-64-527 (AD 633821).

Voitsekhovskii, B.V., (1959), "Maintained detonations", *USSR Academy of Sciences Reports*: 1207-1209.

Voronin D.V., (1984), "Detonation in a cryogenic hydrogen-oxygen mixture", *Combustion, Explosion, and Shock Waves* Vol.20(No.4): 455-461.

W

Westbrook C.K. , Urtiew P.A. , (1982), "Chemical-kinetic prediction of critical parameters in gaseous detonations", *International Symposium on Combustion* 19th: 615-623.

Westbrook, C.K., (1982), "Hydrogen oxidation kinetics in gaseous detonations", *Combustion, Science and Technology* Vol.29: 67-81.

White D.R., (1961), "Turbulent structure of gaseous detonation", *Physics of fluid* 4: 465-480.

Williams, A., (1973), "Combustion of droplets of liquid fuels : A review", *Combustion and Flame* 21(1): 1-31.

Williams, F.A., (1962), "Progress in spray-combustion analysis", *8th International Symposium on Combustion*: 50-69.

Winterberger E., Shepherd J.E., (2005), "Thermodynamic Cycle Analysis for Propagating Detonations", *Journal of propulsion and power* Vol. 22 (N°3): 694-697.

Z

Zeldovich Y.B., Kogarko S.M., Semenov N.N., (1957), *Soviet Physics-Technical physics* 1: 1689.

Zeldovich, Y.B., (1940), "To the question of energy use of detonation combustion", *Journal of technical physics* 10(17): 1453-1461.

Zhdan S.A., Prokhorov E.S., (2000), "Calculation of the cellular structure of detonation of sprays in an H₂-O₂ system", *Combustion, Explosion, and Shock Waves* 36(6): 777-784.

Zhdan S.A., Prokhorov E.S., (2002), "Investigation of the cellular structure in detonation of a cryogenic hydrogen-oxygen spray", *Combustion, Explosion, and Shock Waves* Vol.38(No.5): 585-589.

Zitoun R., Desbordes D., Guerraud C., Deshaies B., (1995), "Direct initiation of detonation in cryogenic gaseous H₂-O₂ mixtures", Shock Waves Vol.4: 331-337.

Zitoun R., Desbordes D., (1999), "Propulsive performances of pulsed detonations", Combustion Science and Technology, Vol.144 (1) : 93-114.

ANNEXES

Annexe A

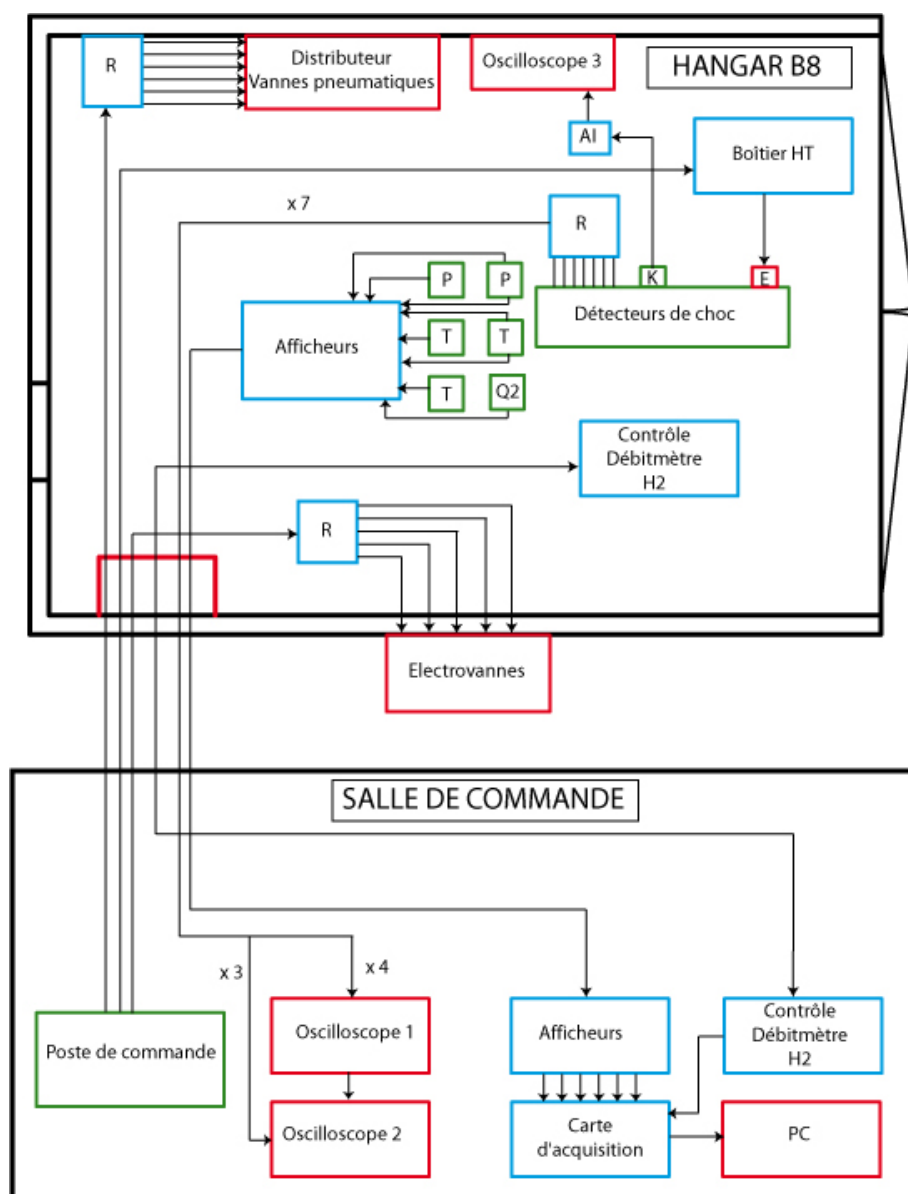
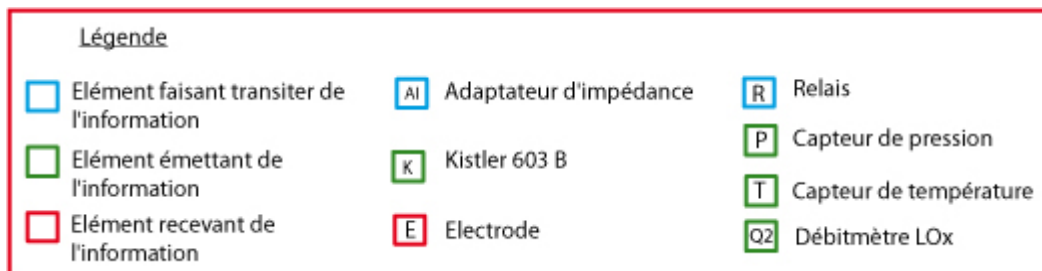


Schéma montrant les flux d'informations et d'électricité entre les différents éléments du dispositif

Annexe B

Sous-mécanisme H2-O2 de Grimech 3.0 sous le format CHEMKIN :

```

ELEMENTS O H C N AR END
SPECIES
H2 H O O2 OH H2O HO2 H2O2 N2 AR
END
REACTIONS MOLES CAL/MOLE
! 1
2O+M = O2+M 1.20000E+17 -1.0000 0.0
H2/2.4/ H2O/15.4/ AR/0.83/
!
! 2
O+H+M = OH+M 5.00000E+17 -1.0000 0.0
H2/2/ H2O/6/ AR/0.7/
!
! 3
O+H2 = H+OH 3.87000E+04 2.7000 6260.0
!
! 4
O+HO2 = OH+O2 2.00000E+13 0.0000 0.0
!
! 5
O+H2O2 = OH+HO2 9.63000E+06 2.0000 4000.0
!
! 6
H+O2+M = HO2+M 2.80000E+18 -0.8600 0.0
O2/0/ H2O/0/ N2/0/ AR/0/
!
! 7
H+2O2 = HO2+O2 2.08000E+19 -1.2400 0.0
!
! 8
H+O2+H2O = HO2+H2O 1.12600E+19 -0.7600 0.0
!
! 9
H+O2+N2 = HO2+N2 2.60000E+19 -1.2400 0.0
!
! 10
H+O2+AR = HO2+AR 7.00000E+17 -0.8000 0.0
!
! 11
H+O2 = O+OH 2.65000E+16 -0.6707 17041.0
!
! 12
2H+M = H2+M 1.00000E+18 -1.0000 0.0
H2/0/ H2O/0/ AR/0.63/

```

```

!
! 13
2H+H2 = 2H2                9.00000E+16 -0.6000    0.0
!
! 14
2H+H2O = H2+H2O             6.00000E+19 -1.2500    0.0
!
! 15
H+OH+M = H2O+M              2.20000E+22 -2.0000    0.0
H2/0.73/ H2O/3.65/ AR/0.38/
!
! 16
H+HO2 = O+H2O               3.97000E+12  0.0000    671.0
!
! 17
H+HO2 = O2+H2               4.48000E+13  0.0000   1068.0
!
! 18
H+HO2 = 2OH                 8.40000E+13  0.0000    635.0
!
! 19
H+H2O2 = HO2+H2            1.21000E+07  2.0000   5200.0
!
! 20
H+H2O2 = OH+H2O            1.00000E+13  0.0000   3600.0
!
! 21
OH+H2 = H+H2O              2.16000E+08  1.5100   3430.0
!
! 22
2OH(+M) = H2O2(+M)         7.40000E+13 -0.3700    0.0
H2/2/ H2O/6/ AR/0.7/
LOW / 2.30000E+18 -0.9000 -1700.0 /
TROE / 7.3460E-01 9.4000E+01 1.7560E+03 5.1820E+03 /
!
! 23
2OH = O+H2O                3.57000E+04  2.4000 -2110.0
!
! 24
OH+HO2 = O2+H2O            1.45000E+13  0.0000   -500.0
DUPLICATE
!
! 25
OH+H2O2 = HO2+H2O          2.00000E+12  0.0000    427.0
DUPLICATE
!
! 26
OH+H2O2 = HO2+H2O          1.70000E+18  0.0000  29410.0
DUPLICATE
!

```

! 27			
2HO2 = O2+H2O2	1.30000E+11	0.0000	-1630.0
DUPLICATE			
!			
! 28			
2HO2 = O2+H2O2	4.20000E+14	0.0000	12000.0
DUPLICATE			
!			
! 29			
OH+HO2 = O2+H2O	5.00000E+15	0.0000	17330.0

Fabien JOUOT

**Étude de la détonation dans un jet diphasique cryogénique GH₂-LOx :
Contribution à l'étude des moteurs à onde de détonation**

Résumé : L'objectif de cette thèse est d'étudier l'initiation directe et la propagation d'une détonation dans un milieu cryogénique diphasique GH₂-LOx dans le cadre général des moteurs à onde de détonation pour la propulsion spatiale. Un rappel des bases théoriques sur les processus d'atomisation d'un jet liquide, puis sur la détonation en phase gazeuse, et enfin sur la détonation dans un mélange diphasique, constituent le premier chapitre de la thèse. Le deuxième chapitre présente les dispositifs expérimentaux et les techniques utilisés pour mener à bien les expériences de caractérisation du jet diphasique et d'étude de la détonation. Le troisième chapitre est consacré à l'étude dans un tube en quartz de la granulométrie d'un jet diphasique GHe-LOx non réactif. Une cartographie est ainsi réalisée sur l'ensemble du tube, pour différents débits d'injection. Ces résultats sont corroborés par une étude théorique sur une goutte isolée et par une étude numérique sur le comportement du jet en champ proche de l'injecteur. Le quatrième chapitre présente les résultats de l'étude de la détonation dans un tube en acier d'un mélange réactif GH₂-LOx. La détonation est étudiée en fonction de divers paramètres : énergie d'initiation stockée, emplacement du dispositif d'initiation par étincelle, richesse globale du mélange. La célérité et la pression de détonation, ainsi que la structure tridimensionnelle de la détonation, sont les principales informations recueillies pour l'étude du phénomène de détonation en mélange diphasique. Une étude théorique des caractéristiques de la détonation apporte des éclairages supplémentaires sur la détonation à très basse température (100 K). Mots clés : Détonation, spray, cryogénie, H₂-O₂, propulsion spatiale

**Detonation study of a cryogenic two-phase H₂-O₂ mixture:
detonation wave engines contribution**

Summary: Within the general framework of detonation engines for space propulsion purpose, this work aims to study direct initiation and propagation of detonation in a cryogenic two-phase GH₂-LO₂ mixture. First chapter is constituted by theoretical basis and state of art on atomization processes in liquid jets, then on gas-phase detonation, and finally on two-phase detonation. Second chapter describes experimental set-up and associate techniques in order to carry out two-phase jet characterization and detonation study. Third chapter is dedicated to the study of droplet size distribution of non reactive two-phase GHe-LO₂ jet in a quartz tube. Thus, a droplet size map is constituted through the whole tube, for different helium injection speeds. These results are compared with theoretical study dealing with vaporization and movement of a droplet and with numerical simulations on jet behavior close to the injector. Fourth chapter presents results of a detonation study of a reactive GH₂-LO₂ two-phase mixture in a semi-open tube. Detonation is studied as a function of following parameters: initiation energy, spark initiation device location along the tube, global equivalence ratio. Velocity, peak pressure and three-dimension structure detonation are the main data collected to study two-phase detonation phenomena. A theoretical study of detonation characteristics brings additional information on detonation at low temperature (100 K). Keywords: Detonation, spray, cryogenics, H₂-O₂, space propulsion

ICARE

1C avenue de la recherche scientifique
45071 Orléans

