



**HAL**  
open science

# Injection de bi-ergols liquides par triplet de jets impactants : caractérisation fine de l'atomisation et de la combustion

Nicolas Riaud

► **To cite this version:**

Nicolas Riaud. Injection de bi-ergols liquides par triplet de jets impactants : caractérisation fine de l'atomisation et de la combustion. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2021. Français. NNT : 2021ESMA0010 . tel-04647069

**HAL Id: tel-04647069**

**<https://theses.hal.science/tel-04647069>**

Submitted on 13 Jul 2024

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

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

# THÈSE

Pour l'obtention du Grade de  
**DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE MÉCANIQUE ET  
D'AÉROTECHNIQUE**

(Diplôme National – Arrêté du 25 mai 2016)

École Doctorale :  
Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Énergétique

Secteur de Recherche : Énergétique, Thermique, Combustion

Présentée par :

**Nicolas RIAUD**

\*\*\*\*\*

## **Injection de bi-ergols liquides par triplet de jets impactants : caractérisation fine de l'atomisation et de la combustion**

\*\*\*\*\*

Directeur de thèse : Marc BELLENOUE

Co-encadrant : Bastien BOUST

\*\*\*\*\*

Soutenue le 12/07/2021

devant la Commission d'Examen

\*\*\*\*\*

### JURY

Président :

M. Frédéric GRISCH, Professeur à l'INSA de Rouen, CORIA, Rouen

Rapporteurs :

Mme Nabihah CHAUMEIX, Directrice de Recherche au CNRS, ICARE, Orléans

M. Jérôme ANTHOINE, Directeur du Département Énergétique Multi-Physique,  
ONERA, Toulouse

Membres du jury :

M. Lilian PREVOST, Chef du Service Équipements Propulsifs et Mécanismes, Direction  
des Lanceurs, CNES, Paris

M. Bastien BOUST, Ingénieur de recherche, Institut PPrime, Chasseneuil-du-Poitou

M. Marc BELLENOUE, Professeur à l'ISAE-ENSMA, Institut PPrime, Chasseneuil-du-

Poitou

À ma famille. À tous ceux qui m'ont appris à aimer et fait aimer apprendre.

## Remerciements

Sans regret ni remord, juste la satisfaction d'avoir abouti à quelque chose, d'avoir su investir de mon énergie et de mon temps à un sujet qui m'a passionné. Cette thèse fut pour moi l'occasion de vivre sciences, loin du tumulte quotidien de la vie moderne. Sans doute avais-je aussi besoin de me prouver quelque chose... Outre le travail de fond de ces trois années passées, rédiger ce mémoire ne fut pas chose facile. Ce fut un long processus d'isolement mais aussi d'échanges et de soutiens nombreux. Il est donc tout à fait évident d'en partager les mérites à qui de droit.

En premier lieu, j'adresse mes remerciements à mes encadrants, Marc Bellenoue et Bastien Boust. Me donner un cadre n'est pas chose facile. Quelle habileté de dompter une mule comme moi. Ainsi, trébuchant à vouloir étendre mes horizons de recherche comme je l'entends, à me disperser tel le papillon (quote Marc), vous avez su toujours me faire garder le cap. Merci de m'avoir fait confiance, accompagné, éclairé, avisé. J'ai énormément appris grâce à vous.

Je remercie le CNES et la région Nouvelle-Aquitaine qui m'ont permis de réaliser cette étude. En particulier, merci à Yann Guelou, Emilie Labarthe, et Lilian Prevost, qui m'ont considéré comme leur collègue, d'égal et égal.

Mes remerciements vont ensuite aux membres du jury, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail et pour la bienveillance qu'ils ont eu à mon égard. J'en suis honoré.

Je continue avec mes ex-acolytes du B213, Quentin Michalski et Hugo Quintens. Si j'en suis arrivé à faire cette thèse, c'est un peu à cause de vous (oui « à cause » !).

Quentin, j'ai pris plaisir à converser et à débattre sur bien des sujets (quand je n'étais pas juste arbitre de touche entre Hugo et toi). Maintes fois tu m'as aidé quand je persistais dans une impasse : un grand merci. Je me souviens des soirées après le boulot (pour finalement continuer à parler boulot), des cliffhangers de GoT qui alimentaient les conversations de la semaine, des parties d'AoE... Il faut dire les choses : tu nous manques depuis ton départ.

Hugo, toi qui as préféré rester à nos côtés et ainsi m'accompagner jusqu'au bout. Je ne compte pas les pauses café/thé/infusion/yorzo, les intrusions dans le bureau où il fallait absolument que tu me parles d'un ci ou d'un ça. Si tu as pensé me déranger, sache que je t'en remercie ; tu m'as souvent aidé sans le savoir. Merci aussi pour tes cours au tableau. Selon moi tu es un pédagogue hors pair, il faut que tu continues à enseigner !

Au tour d'Alain Claverie, toi à qui j'ai donné des sueurs froides en manip (maladresse et précision ne font pas bon ménage, on a appris à faire avec). Je te remercie pour ta bonne humeur, d'avoir toujours été disponible, arrangeant. Ton expertise a sans aucun doute participé à ce travail. Ce furent aussi plein de bons moments à fouler les routes et chemins.

Je n'oublie pas Jean-Baptiste Lebon : qu'aurait été cette thèse sans ton indéfectible soutien technique ? Je ne compte pas les heures de manips ensemble, tout ce temps que tu m'as fait gagner pour que je puisse l'investir ailleurs. Tu es d'une gentillesse rare, compétent, très volontaire : merci JB. Un jour nous parlerons chat (pour l'instant je suis plutôt chien).

Un grand merci à tout le reste de l'équipe de Combustion Turbulente : Camille Strozzi, Katia Mazanchenko, Moez BenHouidi, Hicham Ossman, Alessandra Martino, Thomas Cantegril, Marine Beaucoueste. Je remercie tout particulièrement Julien Sotton aux côtés de qui j'ai pris goût à la

recherche en combustion ;) Une pensée aussi pour tous les « doctorants » que j'ai cotoyés, aujourd'hui docteurs ou sur le point de le devenir : Clément Indiana, Romain LeDortz, Allassane Seydou, Carlos Benito, Paul Chorin, Geoffrey Jarsalé, Maxime Reynaud, Amal Zeaiter, Ugo Lesprit, Cyprien Jourdain, Luc Biasori, Saïd Taïleb, Luis Carbajal, Marcos Onofre, Lahna Abcherar, Yves Ballossier, Alexandre Weppe, Vianney Monnier, Thibaut Van'tVeer... Merci aussi à tous les autres qui ont participé à leur manière à cette thèse : Maxime Caron, Jean-Carl Rousseau, Jacques Baillargeat, Nicolas Papin, Benoît Carme, Alain Destor, Vincent Montassier, Laurick Prouteau, Jean-Christophe Jouvanneau, Marie-Cannelle Eysseric, Catherine Lavallade, Nathalie Fradet, Patricia Dupleix, Sovan Chan... J'en oublie sûrement.

Je remercie chaleureusement ma famille : mes frères Antoine et Maxime, et plus encore mes parents pour leur amour et leur bienveillance. Merci de nous accompagner dans toutes ces péripéties de la vie, à grandir. Ce petit feuillet entre vos mains est finalement un morceau de moi.

Merci profondément à ma chérie, Anaïs. Les preuves d'amour n'ont pas manqué en ces temps de solitude virologique, néo-parentologique et thésologique. Tu as donné la vie à la plus merveilleuse des petites filles et l'as élevée quasiment seule sur ses premiers mois de vie si importants. Tu as aussi accepté de t'oublier pour que je n'oublie pas (le travail de mémoire...). Tant de patience contre tant d'absence. Mes mercis ne panseront pas cette parent-thèse. Maintenant tu peux la lire... Enfin j'ai « FINI MON TRUC !!!! ».

Enfin Norah, ma fille adorée, tu mérites toi aussi ta place dans ces remerciements. Ta joie permanente, ton doux sourire, tes expressions inimitables, ta malice délicieuse, ton incroyable tonus, ainsi que tes ires et tes larmes. Quelle motivation que de te voir grandir ! Tu m'apprends à transmettre : petite fille prodige !

*"Le raisonnement n'est bon que dans les matières où nous n'y voyons goutte. C'est le vrai bâton de l'aveugle."*

Joseph Joubert, moraliste et essayiste Français (1754-1824).



# Table des matières

Remerciements .....	3
Table des matières.....	7
Nomenclature .....	11
I. Introduction.....	13
I.1. Une nouvelle ère pour le spatial ? .....	13
I.2. La propulsion chimique : briques technologiques et innovations.....	14
I.2.1. Des lanceurs lourds aux lanceurs légers, un terrain d'innovation.....	14
I.2.2. À la recherche d'ergols verts alternatifs à l'hydrazine.....	15
I.2.3. La combustion bi-ergol : l'option du peroxyde d'hydrogène comme oxydant .....	16
I.3. Étude de la combustion biergol de liquides stockables non hypergoliques.....	19
I.3.1. Phénoménologie d'une combustion biergol.....	19
I.3.2. Problématique et objectifs de l'étude.....	19
II. AILEFS et ACSEL : deux montages dédiés à l'étude de l'atomisation et de la combustion de spray d'ergols stockables.....	21
II.1. Présentation des injecteurs, ergols, et liquides de similitudes .....	21
II.1.1. Les injecteurs.....	21
II.1.2. Les ergols et liquides de similitude .....	22
II.2. Le montage AILEFS.....	24
II.2.1. Le montage ACSEL.....	25
II.2.2. Description du dispositif.....	25
II.2.3. Protocole d'une campagne d'essais sur ACSEL.....	30
II.3. Diagnostics optiques .....	31
II.3.1. Chimiluminescence et visualisation directe .....	31
II.3.2. Ombroscopie.....	31
II.3.3. Granulométrie et vélocimétrie par Ombroscopie à fort grossissement (HMS) .....	32
II.3.4. Conclusion partielle .....	32
II.4. Méthodes de post-traitement.....	34
II.4.1. Exploitation des visualisations HMS.....	34
II.4.2. Exploitation des signaux physiques sur ACSEL.....	38
II.4.3. Incertitudes de mesure.....	42
II.4.4. Conclusion partielle .....	44
II.5. Plan d'essais pour la caractérisation de la pulvérisation et de la combustion de sprays d'ergols par jets impactants.....	46
II.5.1. Étude du spray OFO-in avec des liquides de substitution sur le banc AILEFS .....	46
II.5.2. Caractérisation de la combustion bi-ergol .....	47



II.5.3. Étude des sprays OFO-etho et OFO-alk sur le banc ACSEL.....	47
III. Caractérisation expérimentale de la pulvérisation par jets impactants.....	51
III.1. État de l'art.....	51
III.1.1. Atomisation et spray.....	51
III.1.2. Les jets impactant.....	55
III.1.3. Modélisation de l'évaporation d'une goutte.....	60
III.1.4. Conclusion partielle.....	66
III.2. Application du modèle à la simulation de l'évaporation de gouttes.....	67
III.2.2. Conclusion partielle.....	73
III.3. Caractérisation expérimentale de l'atomisation primaire sur AILEFS.....	74
III.3.1. Effet du jet central sur le processus d'atomisation.....	74
III.3.2. Effet du jet central sur le développement du spray.....	79
III.3.3. Conclusion partielle.....	85
III.4. Caractérisation expérimentale de l'atomisation secondaire sur AILEFS.....	86
III.4.1. Visualisations comparées des sprays OO et OFO like et unlike.....	86
III.4.2. Dynamique de l'atomisation en doublet.....	88
III.4.3. Influence de la vitesse d'injection en doublet.....	90
III.4.4. Effet du jet central sur la pulvérisation en zone d'atomisation secondaire.....	92
III.4.5. Influence des propriétés du combustible sur l'atomisation secondaire en triplet unlike.....	95
III.4.6. Simulation du transport et de l'évaporation des gouttes depuis une distribution de référence.....	98
III.4.7. Conclusion partielle.....	101
III.5. Caractérisation in situ des sprays réels du banc ACSEL.....	103
III.5.1. Atomisation primaire et structure de l'écoulement avec les injecteurs réels.....	103
III.5.2. Granulométrie des sprays OFO en chambre de combustion.....	105
III.5.3. Compléments à la description des sprays.....	109
III.5.4. Simulation du transport et de l'évaporation des gouttes depuis une distribution de référence.....	111
III.5.5. Conclusion partielle.....	117
IV. Caractérisation expérimentale de la combustion de sprays d'ergols liquides.....	119
IV.1. Etat de l'art.....	119
IV.1.1. Horizon des technologies de moteurs à ergols stockables.....	119
IV.1.2. Stabilité et accrochage en combustion non prémélangée.....	122
IV.1.3. Conclusion partielle.....	133
IV.2. Analyse d'une combustion bi-ergol.....	135
IV.2.1. Exploitation des grandeurs physiques mesurées.....	135
IV.2.2. Exploitation des diagnostics optiques.....	140

IV.2.3. Propositions de scénarii phénoménologiques .....	148
IV.2.4. Conclusion partielle.....	156
IV.3. Effet du diamètre de col .....	157
IV.3.1. Modification des conditions aux limites.....	157
IV.3.2. Analyse systémique .....	157
IV.3.3. Comparaison des écoulements par les diagnostics optiques .....	159
IV.3.4. Impact du changement de col sur l'enchaînement des processus physiques impliqués .....	166
IV.3.5. Conclusion partielle.....	166
IV.4. Influence du fuel.....	167
IV.4.1. Modification des conditions aux limites.....	167
IV.4.2. Analyse phénoménologique.....	168
IV.4.3. L'apport des diagnostics optiques.....	173
IV.4.4. Adaptation des processus au changement de fuel.....	178
IV.4.5. Conclusion partielle.....	179
Conclusion et perspectives.....	181
Bibliographie.....	185



# Nomenclature

## Indices

'	Fluctuation	<i>ign</i>	Allumage
*	Caractéristique	<i>inj</i>	Injecté
*	Adimensionné	<i>j</i>	Jet
<i>bu</i>	Fragmentation	<i>l</i> ou <i>liq</i>	Liquide
<i>cc</i>	Chambre de combustion	<i>n</i>	Nappe
<i>d</i>	Goutte	<i>O</i>	Oxydant
<i>eb</i>	Ébullition	<i>p</i>	Particule
<i>f</i>	Flamme	<i>res</i>	Réservoir
<i>F</i>	Combustible	<i>res</i>	Résidence (temps)
<i>g</i>	Gaz	<i>st</i>	Stœchiométrique
<i>gb</i>	Gaz brûlés	<i>t</i>	Col
<i>gf</i>	Gaz frais	<i>v</i>	Vapeur
<i>i</i>	Inter-goutte (distance)	<i>vap</i>	Évaporation
<i>id</i>	Idéal	<i>w</i>	Paroi
		<i>wb</i>	Bulbe humide

## Abréviations d'usage (hors grandeurs)

DOF	Profondeur de champ	MMH	Monométhylhydrazine
HMS	Ombrosopie à fort grossissement	MRMF	Fraction de mélange la plus réactive
HTP	Solution de peroxyde d'hydrogène concentré	NTO	Peroxyde d'azote
LOL	Longueur de décrochage	QDM	Quantité de mouvement
LOx	Oxygène liquide $LO_2$		

## Grandeurs (alphabet latin)

<i>a</i>	[m]	Demi long axe ellipse	<i>N</i>	[-]	Nombre de gouttes
$A_t$	[m <sup>2</sup> ]	Section de col	<i>Nu</i>	[-]	Nombre de Nusselt
<i>AIT</i>	[s]	Délai d'auto-inflammation (gaz)	<i>pdf</i>	[-]	Fonction densité de probabilité
<i>b</i>	[m]	Demi petit axe ellipse	$P_{sat}$	[Pa]	Pression de vapeur saturante
<i>Bi</i>	[-]	Nombre de Biot	$\dot{q}_w$	[W.m-2]	Densité de flux de chaleur pariétal
$B_M$	[-]	Nombre de transfert matière	$\dot{Q}_w$	[W]	Flux de chaleur
$B_T$	[-]	Nombre de transfert thermique	<i>r</i>	[m]	Rayon
<i>C</i>	[-]	Centricité	<i>R</i>	[J.mol-1.K-1]	Constante des gaz parfaits
<i>Cd</i>	[-]	Coefficient de débit	<i>Re</i>	[-]	Nombre de Reynolds

$C_D$	[-]	Coefficient de traînée	$RM$	[-]	Rapport de mélange
$c^*$	[m.s-1]	Vitesse caractéristique	$S_X$	[-]	Taux d'acceptation sur la grandeur $X$
$d$	[m]	Diamètre	$s_L$	[m.s-1]	Vitesse fondamentale de flamme
$D$	[m]	Diamètre d'échelle	$Sc$	[-]	Nombre de Schmidt
$D_v$	[m <sup>2</sup> .s-1]	Diffusivité vapeur	$Sh$	[-]	Nombre de Sherwood
$Da$	[-]	Nombre de Damköhler	$SMD$	[m]	Diamètre moyen de Sauter ou $d_{32}$
$f$	[-]	Fraction liquide / vapeur	$St$	[-]	Nombre de Stokes
$F$	[-]	Fonction de répartition	$St$	[-]	Nombre de Strouhal
$K_{bu}$	[-]	Constante de fragmentation	$SW$	[-]	Poids statistique
$K_{vap}$	[m <sup>2</sup> .s-1]	Constante d'évaporation	$u$	[m/s]	Vitesse globale
$Le$	[-]	Nombre de Lewis	$v$	[m.s-1]	Vitesse particulière
$L_{vap}$	[J.kg-1]	Chaleur latente de vaporisation	$We$	[-]	Nombre de Weber
$L^*$	[m]	Longueur caractéristique			
$M$	[kg.mol-1]	Masse molaire			
$Ma$	[-]	Nombre de Mach			

### Grandeurs (alphabet grec)

$\alpha, \beta, \gamma$	[°]	Angles spray	$\lambda$	[-]	Avancement chimique
$\gamma$	[-]	Coefficient isentropique	$\lambda$	[m]	Longueur d'onde
$\Delta, \delta$ ou $d$		Différence	$\Lambda$	[-]	Taux de pénétration du jet fuel vs oxydant
$\epsilon$		Erreur relative $\sigma_X/X$	$\eta$	[Pa.s]	Viscosité dynamique
$\eta$	[-]	Rendement	$\rho$	[kg.m-3]	Masse volumique
$\theta$	[rad]	Angle	$\sigma$	[N.m-1]	Tension de surface
$\rho u$	[kg.m-2.s-1]	Quantité de mouvement	$\sigma$		Ecart-type
$\varepsilon$		Rapport des masses volumiques gaz/liquide	$\varphi$	[-]	Fraction massique d'ergols évaporée
$\lambda$	[W.m-2.K-1]	Conductivité thermique	$\phi$	[-]	Richesse
			$\chi$	[m-1]	Etirement (flamme)

# I. Introduction

## I.1. Une nouvelle ère pour le spatial ?

En une vingtaine d'années, le secteur spatial a muté : explosion du nombre de lancements, multiplication des acteurs privés, miniaturisation des satellites. L'espace est un enjeu géostratégique mais aussi commercial. Les États doivent y maintenir leur accès afin de protéger leurs infrastructures critiques (GPS, imagerie d'observation et de défense, télécoms et big data). Le secteur pèserait pour 300 milliards d'euros à l'échelle mondiale, dont 75% de la richesse est concentrée dans la fabrication des satellites et 25% sur les activités de lancement. Les projets de mégaconstellations de satellites y couvrent une large part avec en mire l'installation de la 5G, clé de voute du digital et de l'internet des objets. Ainsi cette nouvelle course à l'espace se caractérise par la réduction des coûts et un accès facilité à l'espace.

Toutefois, un pendant dramatique est déjà mesurable : la prolifération d'objets en orbite. En prévision de collisions risquant toute la flotte, les satellites sont équipés de petits propulseurs qui leur servent à manœuvrer. En fin de vie (environ 15 ans), ils sont désorbités vers la Terre afin de se consumer dans l'atmosphère. Parallèlement, la forte dynamique du marché crée une obsolescence technologique rapide pour les lanceurs Étatiques qui se retrouvent en concurrence directe avec ceux du secteur privé. C'est par exemple le cas du lanceur Européen Ariane, longtemps leader. Les agences spatiales cherchent alors à promouvoir l'innovation dans tous les secteurs impliqués. Parmi eux, l'urgence à développer les lanceurs du futur.

## I.2. La propulsion chimique : briques technologiques et innovations

La propulsion spatiale est spécifique par un rapport poussée/poids élevé et un fonctionnement anaérobie : sa source d'énergie doit être embarquée ou produite in situ. La plus commune est chimique et sa mise en œuvre dépend notamment de l'état liquide, solide ou gaz des ergols. Ces substances énergétiques sont des molécules ou mélange de forte réactivité. Selon la mission, on distinguera les besoins à court ou long terme.

### I.2.1. Des lanceurs lourds aux lanceurs légers, un terrain d'innovation

Les besoins à court terme concernent la mise en orbite de la charge, les moteurs y déployant des puissances énergétiques phénoménales. C'est dans cette catégorie que les lanceurs lourds prennent leur place avec les mythiques F-1 (Saturn V) ou Vulcain (Ariane 5, Fig. I.2-1-a). Leurs moteurs cryogéniques, e.g.  $LO_2$  (oxygène liquide) -  $LH_2$ , impliquent hélas de refroidir les réservoirs à des températures extrêmes resp. 20 et 90 K avec un dégazage permanent. En plus de leur prix élevé dû à leur conception très complexe s'ajoutent des coûts opérationnels et d'infrastructures (gestion des ergols, pas de tir...), la fusée devant décoller dans les jours suivant le remplissage [1]. En Europe, des efforts de développement sont en cours avec les projets Adeline, Callisto (Fig. I.2-1-b) et Prometheus ( $LO_2$  -  $LCH_4$ , Fig. I.2-1-c), tous pilotés par ArianeWorks, visant à diviser le coût d'utilisation actuel du moteur par dix.

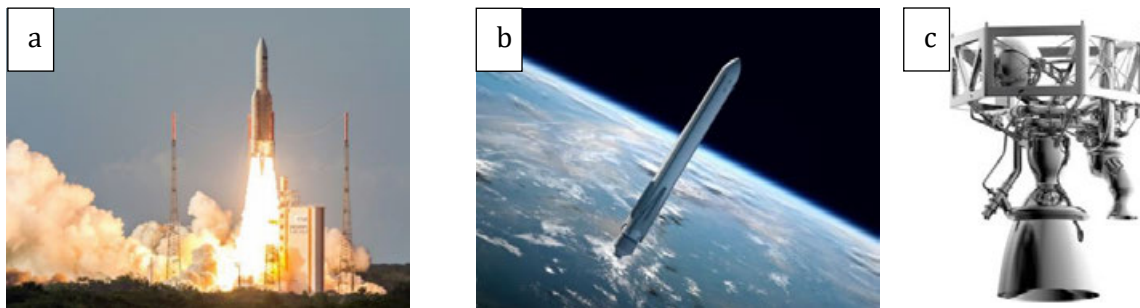


Fig. I.2-1 : La propulsion Européenne à la recherche d'innovations de rupture après le succès de son lanceur souverain Ariane. (a) Ariane 5, 10/2016 ©J.AMIET/AFP. (b) Démonstrateur Callisto, vue d'artiste ©CNES. (c) Moteur Prometheus, vue d'artiste ©ArianeGroup.

Les besoins à long terme sont ceux des satellites ou modules dont la propulsion s'établit dans l'espace sur des temps longs (~15 ans). Plus précisément, ces petits propulseurs (Fig. I.2-2-a) sont utilisés pour la rentrée atmosphérique, le contrôle d'altitude ou de trajectoire, ainsi que le désorbitage. Ils se caractérisent par leur mise en œuvre (volume spécifique, compatibilité matériaux, opération au sol), leur système d'allumage (hypergolicité, torche, catalyseur), leur fonctionnement (préchauffage catalyseur, mode continu ou impulsif) et leur performance ( $I_{sp}$  et  $\rho I_{sp}$ , durée de vie).

À l'inverse de la technologie cryogénique, les ergols stockables ne nécessitent aucun dispositif lourd. Ils sont utilisables à tout moment et facilement stockables en conditions atmosphériques ; certains pouvant même être vendus dans leur réservoir prêts à l'emploi [1]. Ils affichent néanmoins des performances moindres ce qui les relaye à des applications de type missiles ou à de petits lanceurs.

## I.2.2. À la recherche d'ergols verts alternatifs à l'hydrazine

Parmi les ergols stockables, l'hydrazine  $N_2H_4$  est une molécule couramment utilisée en configuration monoergol ou biergol. Hautement toxique, elle a été placée en 2007 dans la liste des « substances à surveiller » par l'UE dans le cadre de son plan REACH. En association avec l'oxydant  $N_2O_4$  (ou NTO) moins toxique, l'hydrazine et ses dérivés (MMH et UDMH) s'est pourtant largement implantée dans ce secteur et son remplacement pose de sérieux problèmes.

L'utilisation de ces produits toxiques, outre les contraintes imposées aux opérateurs lors de sa manipulation (production, transport, remplissage réservoir, Fig. I.2-2-b), engendre des coûts importants qui sont répercutés sur le coût final ( $\sim 0.1$  M€/lancement). Ainsi des ergols alternatifs « verts » sont recherchés avec, dans un premier temps, une continuité du concept technique et une performance a minima similaire. La perspective de lanceurs à ergols verts deviendrait alors un réel avantage dans une logique de réutilisation.

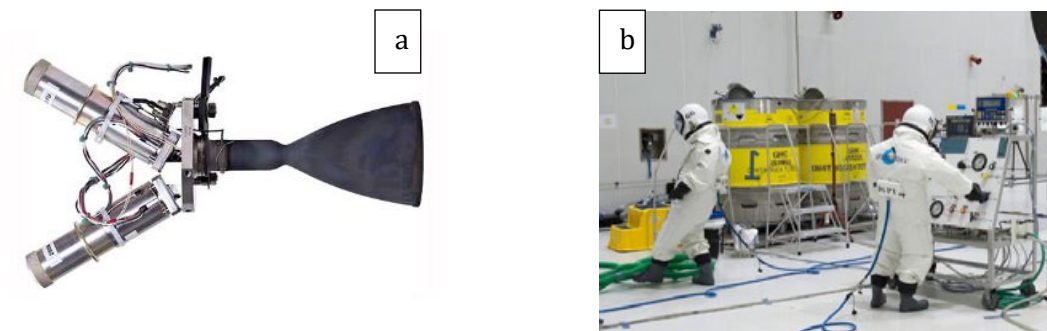


Fig. I.2-2 : L'hydrazine, incontournable malgré une toxicité accrue. (a) Thruster 400 N UDMH-NTO commercialisé par ©ArianeGroup. (b) Les ergoliers ©CNES préparant le satellite Star One D1 pour son lancement depuis Kourou (2016)

Un pan important de la recherche porte sur l'identification d'ergols candidats et le développement de catalyseurs ou d'incompatibilités. Les propriétés recherchées pour ces ergols alternatifs sont par exemple :

- le stockage : point de fusion bas, haute densité, stabilité, compatibilité matériaux
- la manipulation : peu corrosif, faiblement volatil, modérément inflammable/explosif ( $T_{flash} > 150^{\circ}C$ ), faiblement toxique
- la décomposition : disponibilité d'un catalyseur bon marché
- l'allumage bi-ergol : hypergolicité (réaction spontanée au contact) ou volatilité élevée
- la propulsion : température élevée, produits de combustion légers

Quelques innovations récentes ont permis le développement d'alternatives telle la molécule TMTZ, plus faiblement toxique que le MMH, hypergolicité et moins volatile. Son procédé de fabrication est également « vert ».

Les liquides ioniques, des sels dissous dans un solvant polaire ou organique, connaissent eux aussi un fort développement avec des  $\rho I_{sp}$  nettement plus élevés que l'hydrazine. Les plus connus sont HAN, HNF, et l'ADN qui est le seul à avoir été utilisé dans l'espace lors de la mission PRISMA [2], [3]. L'ergol dit LMP-103S est aujourd'hui commercialisé par la société ECAPS (Suède) sous le nom de GPHP (green propellant high performance, Fig. I.2-3-a) dont le  $\rho I_{sp}$  dépasse de 8% celui de



l'hydrazine du fait de sa plus haute densité (+25%) et de son  $I_{sp}$  (+6%) (1). En parallèle, les États Unis ont développé la molécule AF-M315E ou Ascent ( $NH_3OHNO_3$ , Fig. I.2-3-b) liquide ionique inoffensif qui atteindrait un  $\rho I_{sp}$  50% supérieur à celui de l'hydrazine (45% densité et 2%  $I_{sp}$ ). L'ergol est en phase de test en orbite dans le cadre de la GPIM (green propellant infusion mission) lancée en 2019.

Des recherches ont aussi été menées en Europe dans le cadre d'Horizon 2020 avec le projet RHEFORM visant le développement d'un propulseur fonctionnant avec un dérivé d'ADN, très peu volatil. L'allumage reste délicat [4].

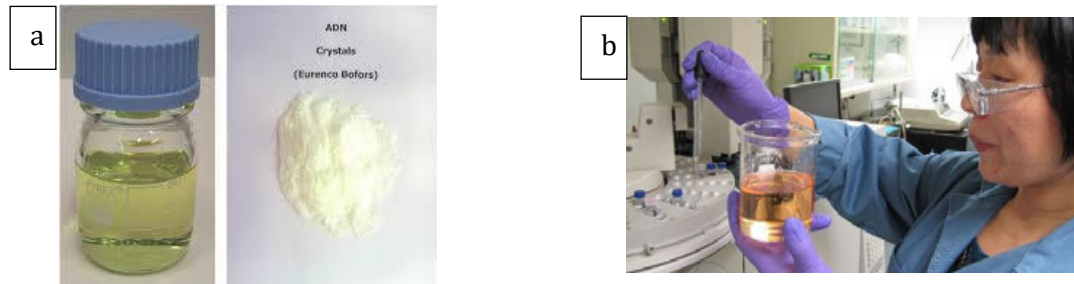


Fig. I.2-3 : Les ergols verts, alternatives non toxiques à l'hydrazine. (a) Le GPHP ADN sous forme solubilisé ou anhydre [3], (b) L'ergol vert AF-M315E manipulé en laboratoire ©Rocketdyne

### I.2.3. La combustion bi-ergol : l'option du peroxyde d'hydrogène comme oxydant

Malgré une multitude de fuels disponibles, peu d'oxydants hautes performances existent. Les principaux sont  $LO_2$ ,  $N_2O_4$  (NTO) et  $NO_2$  (et leur association MON), et  $H_2O_2$ . Le premier est rapidement devenu incontournable pour les lanceurs lourds tandis que NTO occupe les plus faibles poussées. Propulsant les fusées Russes Soyuz, le peroxyde d'hydrogène est aujourd'hui reconsidéré. Un historique des développements majeurs autour de la propulsion  $H_2O_2$  est proposé ci-dessous (Tab. I.2-1).

Tab. I.2-1: Historique des applications majeures utilisant le peroxyde d'hydrogène pour oxydant.

Date	Acteur (pays)	Application	Description
1930-1945	Walter (All)	Naval, fusée, aéronautique	Propulsion marine (U-Boot), appoint bombardiers (ATO), turbopompes ( $MnO_4$ HTP80) [5]
1952-1955	Siddeley & DeHavilland (UK)	Aéronautique	Avro Blue Steel, combustibles Sprite ( $H_2O_2$ mono ou biergol) pour ATO, moteur Spectre [6], [7]
1955	Armstrong Siddeley (UK)	Fusée	Moteur Gamma 201 ( $H_2O_2$ - kérosène) [5], [6], [8]. Vol suborbital réussi avec la fusée Black Knight
1957	RMI (US)	Fusée	Moteur LR40 [9]. Réutilisable, régénératif, throttlable
1963	USAF & Rocketdyne	Aéronautique	Moteurs AR-2-3 ( $H_2O_2$ kérosène) réutilisable, simple et durable [6]
1971	Armstrong Siddeley (UK)	Fusée	Gamma 301 (Black Arrow, Fig. I.2-4). Vol historique avec la mise en orbite d'un satellite
1990-2000	OSC, Rocketdyne, BealAerospace	Fusée	R&D pour un moteur $H_2O_2$ - kérosène destiné au 1 <sup>er</sup> étage [6]. Test statique du moteur

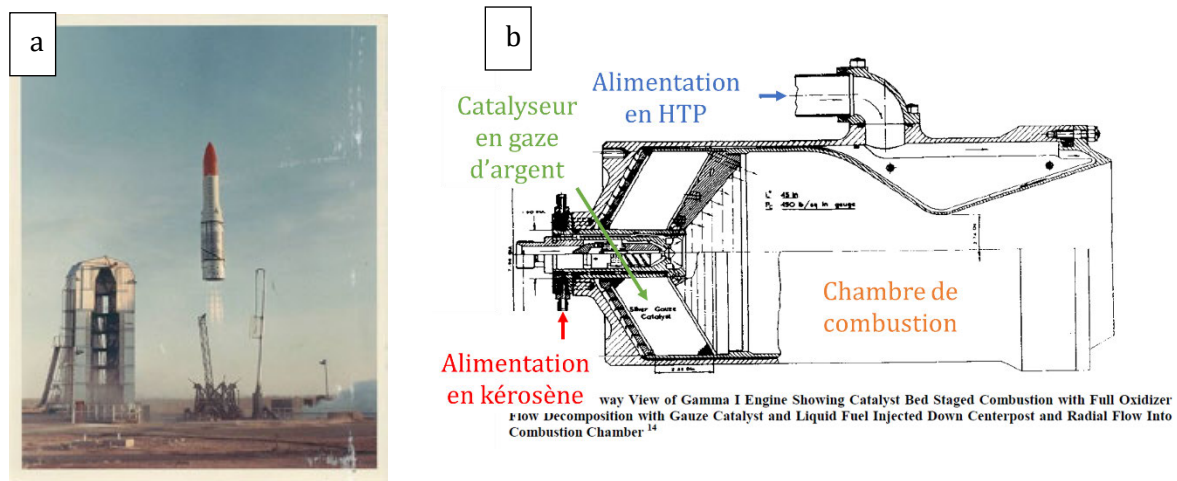


Fig. I.2-4 : (a) Le lancement du Black Arrow « Lipstick » en 1971 depuis l'Australie ©Royal Aircraft Establishment. (b) Vue en coupe du moteur Gamma 301 [10]

Ce bref aperçu montre la place que le peroxyde d'hydrogène a occupé dans l'histoire de la propulsion, avec des réalisations concrètes et de haute maturité technologique. Cependant, les technologies cryotechnique et solide (fusées Scouts Américaines [11]) ont rendu ces technologies obsolètes. Il s'y ajoute le problème de l'extrême sensibilité d' $H_2O_2$  aux impuretés [7], [12] accélérant sa décomposition. En d'autres termes, le peroxyde d'hydrogène peut rapidement devenir explosif en présence de particules, métalliques notamment, agissant comme catalyseur. Ainsi les Américains ont vu en l'hydrazine un substitut plus stable et d'égale performance qu' $H_2O_2$ . Initialement difficile à stocker (sa décomposition dans les réservoirs pouvait être rapide), les performances de l'ergol étaient grevées. Enfin, l'hypergolicité de l'hydrazine en combinaison avec NTO lui donnait un avantage par rapport à  $H_2O_2$  qui devait être décomposé préalablement.

Pourquoi donc un regain d'intérêt pour le peroxyde d'hydrogène ? Principalement en vertu de son profil d'ergol vert. La réaction de décomposition d'une solution aqueuse HTP98 (« High test peroxide » concentré à 98% en masse) permet de générer un mélange de gaz chauds  $O_2 + H_2O$  suffisant pour déclencher la combustion d'un hydrocarbure tel que le kérosène [13], [14]. Cette architecture dite de combustion étagée était sûre (moteur Gamma [10]) mais semble aujourd'hui dépassée. Le catalyseur y est lourd, vieillissant et potentiellement cher [13]. D'autres solutions sont donc recherchées en termes d'injection et d'allumage, amenant à repenser le cycle tout entier.

D'autres bénéfices résident dans la forte proportion de vapeurs d'eau dans les produits de combustion. La masse molaire des produits de combustion diminue [15] ce qui impacte positivement son impulsion spécifique. En outre, une part importante du design moteur est centrée sur la gestion du refroidissement [6], [8]. Là où le moteur Vulcain intègre un circuit régénératif  $LH_2$ , le moteur Gamma s'en affranchit, impactant négativement sa performance mais positivement son coût [8].

Enfin et surtout, des progrès significatifs ont été faits sur sa production et sa stockabilité avec l'utilisation de stabilisants, amenant sa durée de vie à 15-20 ans sans altération de performance [16]. Une recherche active est menée pour l'élaboration de nouvelles formulations de fuel hypergolique ouvrant sur une architecture système simplifiée et donc peu coûteuse. À ce titre, l'impression 3D ou les nanoparticules ont permis de réinvestir la catalyse à haut rendement. La stratégie non hypergolique nécessite un système d'allumage externe dédié.

La plupart des lanceurs récents ayant vu le jour ont pris le parti de la continuité technologique. Au Royaume-Uni, la société Skyrora a testé en 2020 son moteur XL, le plus puissant de la gamme (Fig. I.2-5-a). Ce dernier hérite du Gamma avec une technologie similaire : HTP98 est décomposé par un catalyseur puis brûle avec un kérosène. Côté innovation, le moteur est imprimé 3D, régénératif et le kérosène est un « écosène » sourcé par des matériaux plastiques. En Europe, le programme GRASP du FP7 (terminé en 2012) associé à Nucleus de l'ONERA déboucha sur le moteur Hyprogeo commercialisé par la société suédoise Nammo (Fig. I.2-5-b). Sa propulsion hybride (HTP98 décomposé - polyéthylène) fonctionne à poussée constante.

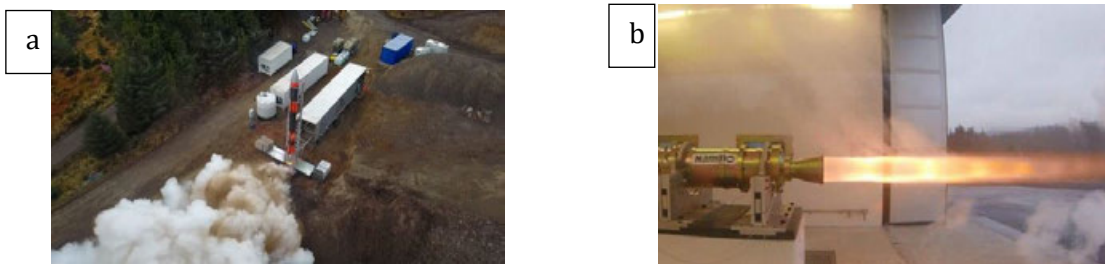


Fig. I.2-5 : Deux exemples Européens de petits lanceurs propulsés par  $H_2O_2$ . (a) Test au sol du Skyrora-XL, 05/2020 ©Skyrora. (b) Test statique du moteur Hyprogeo, 10/2015 ©Nammo.

### I.3. Étude de la combustion biergol de liquides stockables non hypergoliques

Le peroxyde d'hydrogène répond au cahier des charges d'un ergol vert. Il est mis en œuvre dans l'étude sous la forme d'un spray bi-ergol généré par un injecteur monotriplet OFO.

#### I.3.1. Phénoménologie d'une combustion biergol

La Fig. I.3-1-a présente la phénoménologie sur la base d'une expérience ACSEL. Les réactifs injectés à haute pression sont d'abord pulvérisés sous forme de fines gouttelettes potentiellement mélangées. Elles se dispersent depuis la zone d'atomisation secondaire puis s'évaporent dans l'ambiance chaude. Les vapeurs se mélangent ensuite et brûlent à haute température engendrant une forte expansion volumique. Confinés par la tuyère, une partie des produits recircule vers l'amont avant d'être finalement détendus et éjectés. L'écoulement est turbulent dans l'ensemble de la chambre de combustion. En somme, la chambre peut être découpée en plusieurs régions et processus élémentaires auxquels on peut attribuer une relative temporalité et spatialité (Fig. I.3-1-b).

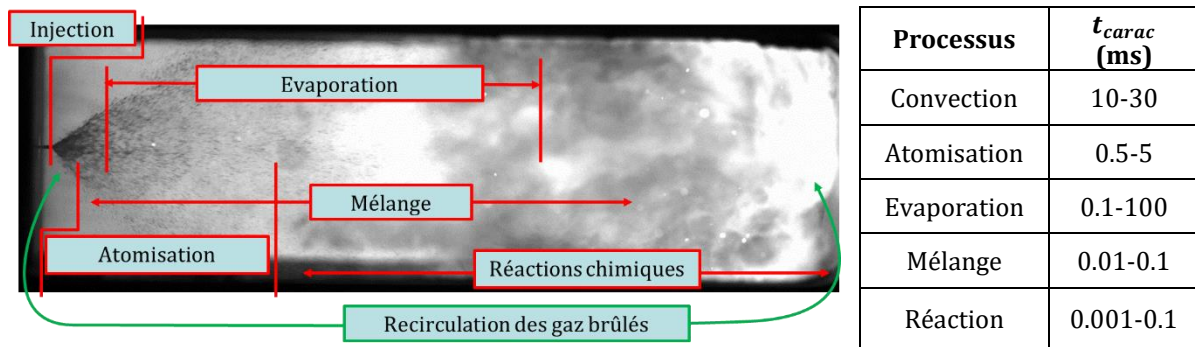


Fig. I.3-1 : Processus physiques mis en jeu lors de la combustion d'un spray unlike d'ergols. Image d'un essai sur le banc ACSEL (combustion d'un spray HTP875 – éthanol). Table : Ordre de grandeur des temps caractéristiques associés.

#### I.3.2. Problématique et objectifs de l'étude

Il vient alors la problématique suivante : quels sont les mécanismes qui pilotent la combustion d'un spray biergol au peroxyde d'hydrogène généré par triplet de jets impactants, et quelle en est la sensibilité au fuel et à la richesse ? L'étude sera menée sur une chambre de combustion présentant un rapport  $L/D = 1.75$ , alimenté par un monotriplet OFO, avec plusieurs combinaisons d'ergols et de tuyères. Cela permettra la caractérisation de l'atomisation et la combustion de ces ergols verts en régime établi et dans des conditions variées, ainsi que l'évaluation du potentiel en termes de performances.

Le manuscrit se partage en trois parties. On y présente dans un premier temps les installations d'essais, les diagnostics, la méthodologie et le plan d'essais. On aborde dans la deuxième partie les résultats autour des atomisations primaire et secondaire se développant dans les sprays obtenus par doublet ou triplet like / unlike en environnement inerte idéal. Les sprays d'ergols sont ensuite caractérisés in situ où l'on cherche à modéliser l'évaporation. La troisième partie se concentre sur la combustion des sprays éthanol ou alcanes pour les deux cols utilisés. On y met en évidence l'accrochage du front réactif au spray biergol et les mécanismes amenant à son décrochage progressif.

Ce travail s'inscrit dans le cadre du projet PERGOLA mené en collaboration entre le CNES et l'institut PPrime visant à étudier la combustion d'ergols alternatifs pour la propulsion. Il est mené dans la continuité de la thèse de Clément Indiana [17] (soutenue en 2016) portant sur le couple HTP875 / éthanol par doublets impactant.

## II. AILEFS et ACSEL : deux montages dédiés à l'étude de l'atomisation et de la combustion de spray d'ergols stockables

Les installations AILEFS et ACSEL ont été développées au laboratoire PPRIME pour les études de sprays respectivement en inerte (à pression ambiante) et en réactifs (sous pression modérée jusqu'à 5 bars). Avec des accès optiques très privilégiés, le dispositif ACSEL permet l'analyse des phénomènes physiques complexes et de leurs interactions. Les conditions y sont moins contraignantes que celles du banc PERGOLA qui s'attache à reproduire les conditions aérodynamiques d'un moteur bi-ergol stockable (50 bars, 400-800 g/s).

### II.1. Présentation des injecteurs, ergols, et liquides de similitudes

#### II.1.1. Les injecteurs

L'étude se focalise sur un mode d'injection qualifié de triplet unlike OFO. Deux jets oxydants s'impactent de manière symétrique avec un jet central combustible (notés resp. O et F, Fig. II.1-1-d). Un repère  $(X, Y, Z)$  lui est attribué avec  $Z$  l'axe central du jet fuel, et  $X$  et  $Y$  les axes dits mineurs et majeurs du spray.

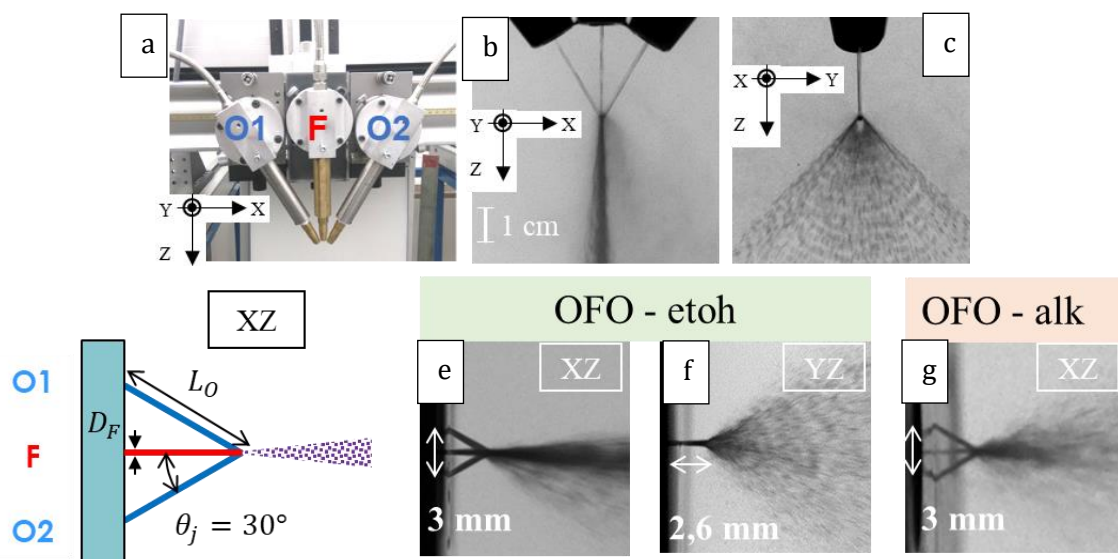


Fig. II.1-1 : (a) Photographie de l'injecteur OFO-in. Clichés par ombroscopie en configuration triplet à (b) 0° et (c) 90°. (d) Géométrie de la configuration triplet "unlike" OFO ACSEL. Visualisations des sprays HTP875-éthanol de l'injecteur OFO-etoh à (e) 0° et (f) 90° ; (g) HTP875-décane de l'injecteur OFO-alk à 0°.

Trois dispositifs d'injection sont utilisés selon les liquides utilisés : OFO-in pour l'étude de fluides inertes, et en réactif OFO-etoh pour l'éthanol et OFO-alk pour les alcanes. En inerte, les liquides sont injectés à travers des buses d'injection (Fig. II.1-1-a-b-c). Les injecteurs d'ACSEL, de plus petits diamètres, sont usinés d'un seul bloc par électroérosion (Fig. II.1-1-e-f-g et Fig. II.2-2). Les

canaux oxydant sont alimentés par une ligne unique se divisant en deux par un té. Les caractéristiques dimensionnelles de chaque injecteur sont rapportées dans le Tab. II.1-1.

Tab. II.1-1: Caractéristiques des injecteurs utilisés.

Injecteur	OFO-in		OFO-ethoh		OFO-alk	
	O	F	O	F	O	F
<b>Jet liquide</b>						
$D_j$ mesuré ( $\mu\text{m}$ )	510	510	310	290	290	190
$\theta_j$ ( $^\circ$ )	30	30	30	30	30	30
$L_j/D_j$	34	36	10	8.7	10	13
$Cd_j$	0.62	0.66	0.62	0.66	0.72	0.69

Le coefficient de débit  $Cd_j$  est mesuré expérimentalement à chaque essai (hormis OFO-in). Le diamètre  $D_j$  est mesuré par pige calibrée de précision  $\pm 1 \mu\text{m}$ , tous les 10  $\mu\text{m}$ . La valeur O correspond à la moyenne des deux jets oxydants O1 et O2.

### II.1.2. Les ergols et liquides de similitude

Plusieurs couples d'ergols sont considérés vis-à-vis de leur pouvoir oxydant ou réducteur. L'oxydant de référence HTP875 (Evonik Propulse) est une solution aqueuse de peroxyde d'hydrogène stabilisé concentrée à 87.5% en masse (soit  $0.787 H_2O_2 + 0.113 H_2O$  équivalent molaire). Les prélèvements en HTP875 sont effectués en phase de test à partir de bombonnes de 15 kg issues du même lot d'usine. Une analyse est donnée en ANNEXE 1. L'eau distillée est généralement prise pour substitut inerte d'HTP. Les réducteurs (combustible) sont des monocomposants de pureté supérieure à 99%. Parmi ces molécules : l'éthanol ( $C_2H_5OH$ ) et des alcanes, resp. l'iso-octane, le n-décane et le n-dodécane ( $iC_8H_{18}, nC_{10}H_{22}, nC_{12}H_{26}$ ) dont les propriétés liquides et en combustion se rapprochent de celles d'un kérosène.

La vitesse moyenne des jets  $u_j$  est obtenue à l'aide du théorème de Bernoulli avec  $j$  se rapportant au jet O ou F. Leurs régimes d'écoulement sont décrits par les nombres de Reynolds et de Weber des jets  $Re_j$  et  $We_j$  (rapport des forces inertielles sur resp. les forces visqueuses et capillaires).

$$\frac{1}{2}\rho_j \left(\frac{u_j}{Cd_j}\right)^2 = \Delta P_j \quad \text{Eq. II.1-1} \quad u_j = Cd_j \sqrt{2 \frac{\Delta P_j}{\rho_j}} \quad \text{Eq. II.1-2}$$

$$Re_j = \frac{\rho_j u_j D_j}{\eta_j} \quad \text{Eq. II.1-3} \quad We_j = \frac{\rho_j u_j^2 D_j}{\sigma_j} \quad \text{Eq. II.1-4}$$

Avec  $P$  la pression,  $\eta$  la viscosité dynamique,  $\rho$  la masse volumique et  $\sigma$  la tension de surface.

Tab. II.1-2 : Propriétés fluides des ergols et liquides de similitude [18] à  $T = 300$  K et  $P = 1$  bar, pression de vapeur saturante [18] et enthalpie standard de réaction avec HTP875 [19].

Liquide	$\eta$ (mPa s)	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	$\sigma$ (mN/m)	$\frac{We_{sub}}{We_{ref}}$	$\frac{Re_{sub}}{Re_{ref}}$	$P_{sat}$ à 120°C (mbar)	$\Delta_r H^\circ$ (MJ/kg de mélange)
<i>nC<sub>12</sub>H<sub>26</sub></i>	1.49	749	25	1.02	1.29	49	-5.337
<i>nC<sub>10</sub>H<sub>22</sub></i>	0.91	730	24	1.09	2.08	202	-5.339
<i>iC<sub>8</sub>H<sub>18</sub></i>	2.00	690	26	1	1	1759	-5.290
<i>C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH</i>	1.19	789	22	1.16	1.65	4273	-5.056
HTP875	1.90	1376	79	1	1	492	-
<i>H<sub>2</sub>O</i>	1.00	998	73	1.08	1.62	1987	-



## II.2. Le montage AILEFS

Le dispositif expérimental AILEFS comprend deux lignes liquides distinctes identifiées O et F connectées à des réservoirs pressurisés à l'azote (Fig. II.2-1). Chaque réservoir d'1 L est alimenté en azote détendu depuis une bouteille de 200 bars. La pression en fonctionnement est réglée manuellement à l'aide de détendeurs assurant une régulation jusqu'à un maximum de 40 bars. Elle est mesurée par un capteur de pression piézorésistif PTX7517 (Druck ; pleine échelle 0-100 bar, précision  $\pm 0.15\%$  FS) avec affichage en temps réel. Le réservoir est rempli en liquide à tester via une pompe péristaltique.

À l'ouverture des vannes commandées par un actionneur pneumatique, les liquides sont injectés au travers de l'injecteur OFO-in en environnement libre à l'ambient (Fig. II.1-1) puis récupérés dans un bac disposé en aval. Les buses Ultrastream 38170 (Spraying Systems) de diamètre 0.51 mm (0.020 in) permettent d'obtenir des jets cylindriques en condition établie, dont la stabilité est contrôlée systématiquement par visualisation rapide.

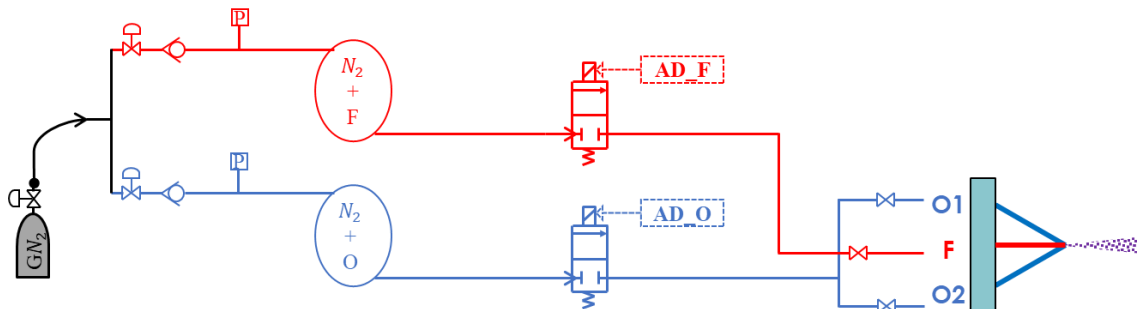


Fig. II.2-1 : Schéma d'alimentation du banc AILEFS. Bleu : ligne O, rouge : ligne F.

Le réglage de la configuration d'étude (Tab. II.1-1) se fait par l'alignement des cylindres d'injection en translation et en rotation. Afin de compenser toute dissymétrie, les jets sont ajustés à  $\theta_j \pm 1^\circ$  jusqu'à satisfaction. Un soin particulier est apporté à cette étape, le réglage conditionnant significativement le phénomène (voir les travaux de C. Indiana [17, Ch. 6], [20]). Par ailleurs, des vannes manuelles sur chaque ligne permettent d'adapter la configuration d'injection resp. OF, OO, FO ou OFO. Les injecteurs sont fixés sur une potence mobile par un système de déplacement 3 axes XYZ. La visualisation d'ensemble des jets et du spray permet de vérifier l'établissement général durant l'acquisition.

## II.2.1. Le montage ACSEL

### II.2.2. Description du dispositif

Ce second montage consiste en un banc d'essai opérant une séquence de plusieurs secondes de combustion d'ergols en phase stabilisée.

#### II.2.2.1. La chambre de combustion

La chambre de combustion est alimentée par un réseau fluide constitué de deux alimentations en ergols (HTP et combustible) via l'injecteur, de deux alimentations gaz (hydrogène et air) pour la torche d'allumage, et d'une purge à l'azote permettant un balayage de la veine (Fig. II.2-2). L'enceinte est de géométrie cylindrique de diamètre 60 mm pour une longueur de 105 mm une fois assemblée. Elle est délimitée par la tête d'injection, qui regroupe l'ensemble des flux entrants de la chambre, et la tuyère d'éjection des gaz. Trois accès à 90° permettent le positionnement de hublots et de la plaque capteurs, de largeur 30 mm. Pour assurer la compatibilité chimique, l'ensemble des éléments mécaniques est en inox 316L. La chambre mobile dans les trois directions XYZ avec des amplitudes respectives de (0-63, 0-63, 0-120) mm, de précision (10, 10, 1000)  $\mu\text{m}$ .

Plus précisément, l'injecteur consiste en trois canaux directement percés dans le bloc. Chacun d'eux est qualifié dès réception pour s'assurer de la qualité d'usinage (nouvelle pièce). Des piges calibrées sont insérées dans les orifices afin de contrôler la section de passage minimale. Le diamètre ainsi relevé est pris pour référence dans l'ensemble des calculs.

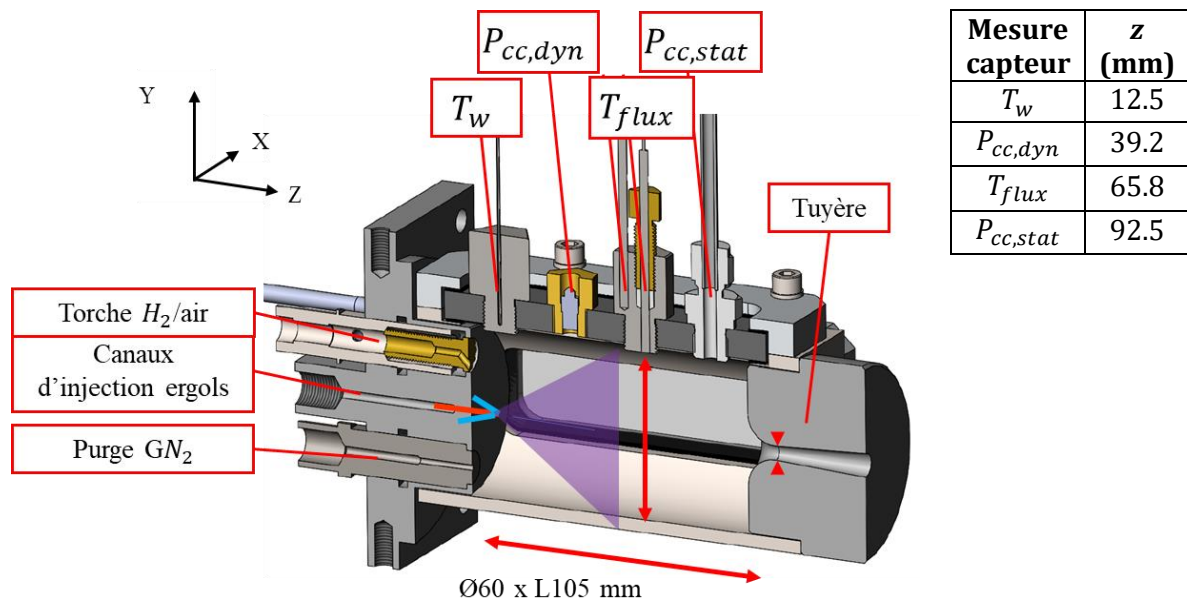


Fig. II.2-2 : Vue 3D de la chambre de combustion avec l'injecteur OFO-etoH à 90°.

### II.2.2.2. Les réseaux fluides

À l'instar d'AILEFS, ACSEL dispose de deux lignes d'admission en ergols liquides par injection sous pression d'azote (Fig. II.2-3). Les réservoirs de capacité 1 L, ont une pression en fonctionnement allant jusqu'à 40 barG. En amont de ces derniers, des détendeurs proportionnels D366 (IMF) assurent une régulation de la pression réservoir. Une vanne assure le remplissage tandis que la purge est opérée via une soupape équipée d'un silencieux.

En contact direct avec les ergols, les vannes Flomite 7100 (Hoke ; dégraissée dans le cas de l'oxydant) sont actionnées pneumatiquement (actionneur Space Savers série 0700, Hoke). Le délai d'ouverture est mesuré par l'intermédiaire de capteurs angulaires montés sur les vannes. Les lignes d'ergols disposent de débitmètre Coriolis, des capteurs de pression sont implantés sur les réservoirs. Pour la ligne combustible, un second capteur est monté directement sur la ligne, juste en amont de la tête d'injection. Chaque ligne dispose d'un clapet anti-retour à bille qui contribue à la sécurité du montage.

Le remplissage des réservoirs est également assuré par pompe péristaltique FH100 (Thermofisher). Des pesons modèle LCM (Omega) indiquent la masse introduite. Le protocole de remplissage est décrit en ANNEXE 4.

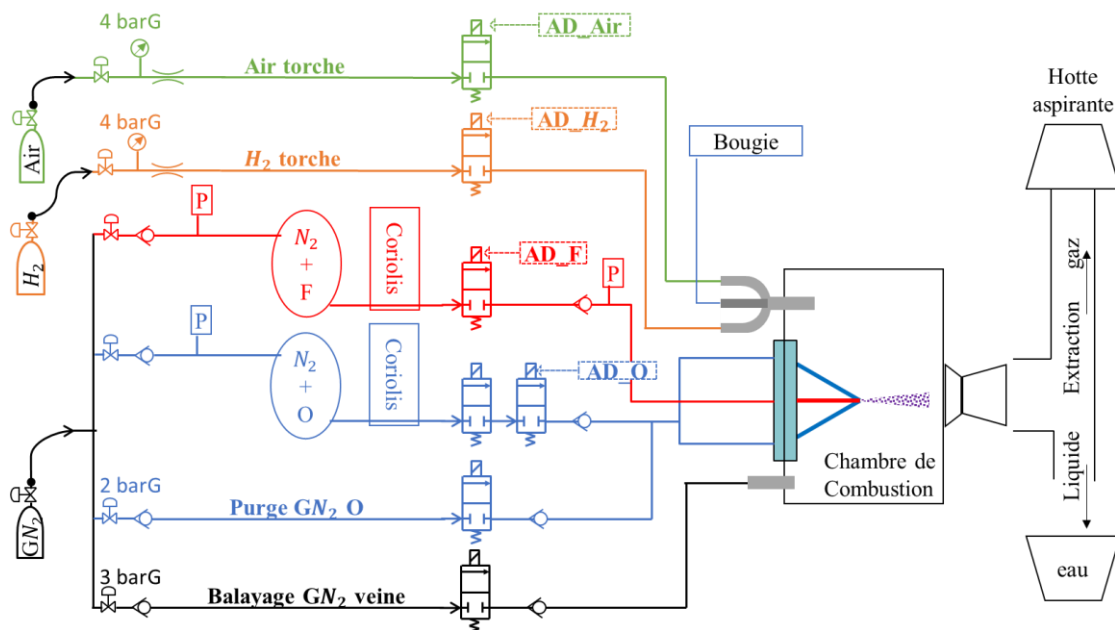


Fig. II.2-3 : Schéma d'alimentation en fluides du montage ACSEL.

### II.2.2.3. Le système d'allumage

Le système utilisé pour l'allumage est une torche hydrogène - air présentée en Fig. II.2-4. Les débits d'air et d'hydrogène sont contrôlés par deux cols soniques de diamètres respectifs 1.60 et 0.50 mm. Les pressions d'alimentation sont adaptées à 4 barsG chacune ce qui assure un mélange proche stœchiométrie de débit total 1.5 g/s. Une bougie d'allumage BCP7ES (NGK), connectée à une bobine crayon alimentée par une tension de 12-14 volts continu, assure l'allumage du mélange. Les gaz brûlés sont éjectés dans la chambre de combustion par l'intermédiaire d'un

orifice de 3.5 mm de diamètre incliné à 30 degrés. Le jet de gaz brûlés est aussi utilisé pour assurer un préchauffage de la chambre avant essai. Dimensionnée à une puissance thermique d'environ 7 kW, la torche fournit plus de 10% de la puissance thermique de la chambre principale. Le système d'allumage est systématiquement contrôlé avant chaque essai.

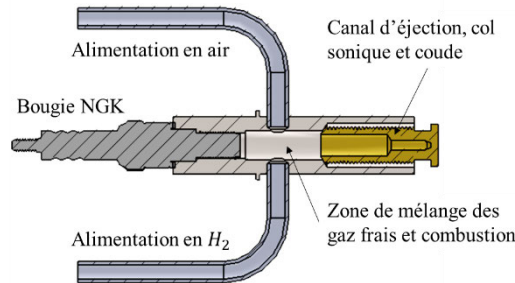


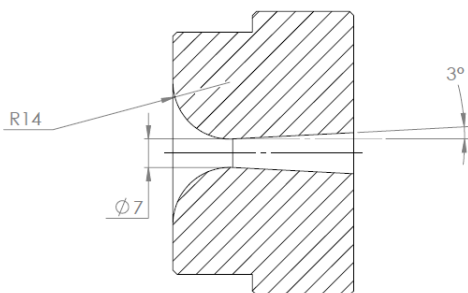
Fig. II.2-4 : Schéma en coupe de la torche  $H_2$  - air

#### II.2.2.4. L'éjection

En condition amorcée ( $Ma = 1$  au col), le débit de gaz traversant la tuyère est fixé par les conditions génératrices ( $P_0, T_0$ ) selon l'Eq. II.2-1. À débit constant en ergols  $\dot{m}$ , la pression chambre  $P_0$  est inversement proportionnelle à la section de col  $A_t$ . En d'autres termes, la section de col détermine la pression dans la chambre.

$$\dot{m} = P_0 A_t \sqrt{\frac{M \gamma}{R T_0} \left(\frac{\gamma + 1}{2}\right)^{-\frac{1}{2} \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}}} \quad \text{Eq. II.2-1}$$

Les tuyères utilisées sont de géométrie standard définies par la norme ISO 5167. Leurs caractéristiques sont données en Fig. II.2-5. On note ISO5 et ISO7 les tuyères utilisées dans l'étude de diamètre de col resp. 5 et 7 mm.



	Unité	ISO5	ISO7
$D_t$	mm	4.99	6.99
$L^* = \frac{V_{cc}}{A_t}$	m	15.4	7.85
$\epsilon_{div} = \frac{A_{ej}}{A_t}$	-	2.95	2.10
$\epsilon_{conv} = \frac{A_e}{A_t}$	-	25	25

Fig. II.2-5 : Vue en coupe de la tuyère ISO7. Table : caractéristiques mécaniques de la chambre et de la tuyère utilisée

Les coefficients de débit des tuyères ont été déterminés expérimentalement par admission d'air à température ambiante (Fig. II.2-6-a). Une valeur de  $Cd_t = 0.99$  a été obtenue. Le diamètre de col

$D_t$  étant nécessaire au calcul de performances, un contrôle a été effectué à réception et 11 mois après leur mise en service (soit plus de 150 essais par tuyère). Aucun écart n'a été constaté au-delà de la précision de mesure (1 et 10  $\mu\text{m}$  resp. pour l'ISO5 et ISO7) ce qui assure la reproductibilité des conditions dans le temps.

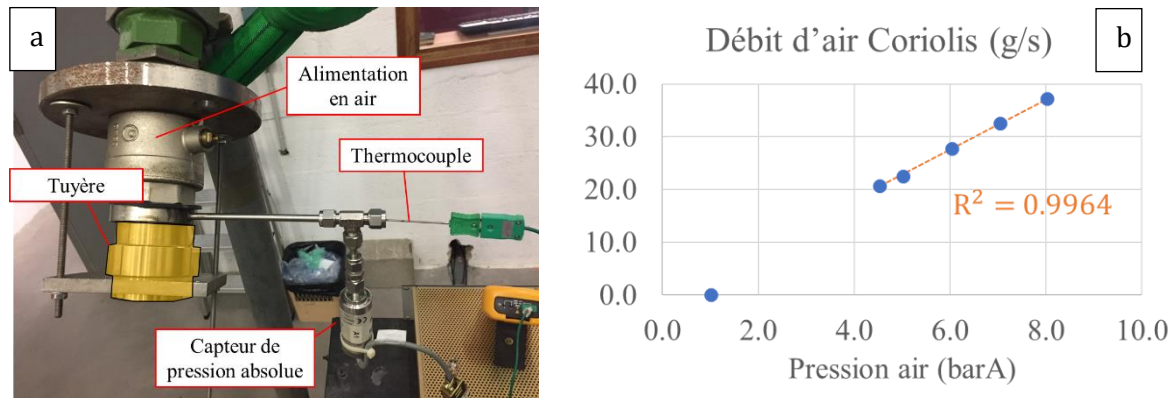


Fig. II.2-6 : (a) Montage pour la détermination de  $Cd_t$  en conditions « cold flow » et (b) mesures

### II.2.2.5. L'instrumentation

La chambre est équipée de capteurs de pression et de température dont les positions relatives sont données en Fig. II.2-2. La pression statique dans la chambre est mesurée par un capteur UNIK5000 (GE) placé à l'extrémité d'un tube de longueur 22 cm. Pour enregistrer les fluctuations de pression dans la chambre, un capteur piézoélectrique 601A (Kistler, bande passante 150 kHz) est monté affleurant à la paroi et protégé des gaz chauds par une épaisse couche de silicone. Les deux autres emplacements sont occupés par des thermocouples de types K. L'un est utilisé pour le contrôle de la température de paroi. Le second est utilisé pour la fluxmétrie (thermocouples type K à jonction abrasive, série E12, Nanmac). La mesure par ce thermocouple de surface permet la détermination du flux pariétal instantané par méthode inverse (voir II.4.2.3).

Les lignes d'alimentation en ergols disposent également de capteurs de pression (GEMS : série 3100). En aval, les débitmètres Coriolis Mini Cori-Flow M15 et M14 (Bronkhorst) sont adaptés aux débits d'ergols respectivement oxydant et combustible. Avec une bonne précision en régime établi, un réglage de la dynamique de réponse a été mené afin d'améliorer la mesure aux conditions de fonctionnement (cf. ANNEXE 3).

L'ensemble des capteurs est connecté au système d'acquisition TMX doté d'une carte d'acquisition NIDV16 de bande passante 40 kHz. Échantillonnées à 100 kHz, seize voies 0-10 V sont utilisées pour la métrologie, complétée des TTL d'allumage, d'injection des ergols, et d'acquisition caméra et/ou spectromètre. Un amplificateur AD595 (bande passante de 15 kHz) est utilisé pour le conditionnement des signaux de température.

Tab. II.2-1 : Caractéristiques de l'instrumentation utilisée sur le banc ACSEL. FS = pleine échelle.

Capteur	Mesure	Technologie	FS ou calibre	Précision	Bande passante
UNIK5000 (GE)	$P_{cc}$ statique	Piézorésistif	0-10 bar	$\pm 0.2\%$ FS	5 kHz
601A (Kistler)	$P_{cc}$ dynamique	Piézoélectrique	0-10 bar		150 kHz
	$T_w$ contrôle	Jonction isolée		$\pm 1.5^\circ\text{C}$	
E12 (Nanmac)	$T_{flux}$ 1 et 2	Jonction abrasive		$\pm 1^\circ\text{C}$	100 kHz
3100 (Gems)	$P_F$ et $P_O$ réservoir	Piézorésistif	0-40 bar	0.25% FS	> 300 Hz
UNIK5000 (GE)	$P_F$ ligne	Piézorésistif	0-40 bar	0.1% FS	5 kHz
M14 (Bronkhorst)	$\dot{m}_F$ ligne	Coriolis	0-8 g/s	0.2% FS	
M15 (Bronkhorst)	$\dot{m}_O$ ligne	Coriolis	0-30 g/s	0.2% FS	
	Angle d'ouverture vanne F et O	Position temps réel	0-3 V		

### II.2.2.6. Contrôle-commande et environnement du montage

Une séquence d'essai suit le chronogramme établi en Fig. II.2-7. Au top trigger, la torche est actionnée pendant trois secondes. Les vannes d'ergols sont ensuite ouvertes, la torche restant en fonctionnement durant une seconde supplémentaire pour assurer l'allumage puis une combustion assistée. L'injection en ergols est poursuivie encore cinq secondes en combustion auto-entretenue et stabilisée.

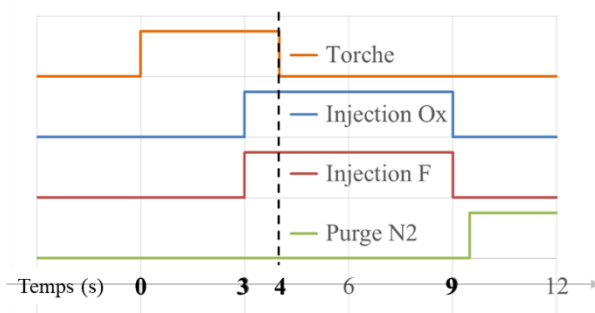


Fig. II.2-7 : Chronogramme de la séquence d'essai de 5 secondes de combustion stabilisée auto-entretenue

À la suite d'un essai, deux commandes manuelles permettent la mise en sécurité. La première actionne une vanne qui purge l'oxydant de la ligne d'admission dans la chambre de combustion par simple admission d'azote via une dérivation dédiée. La seconde contrôle l'admission d'azote dans la veine ce qui permet l'évacuation de son contenu fluide.

Les interférences sur le réseau électrique ou provoquées par des impulsions électriques (typiquement les électrovannes) ont nécessité la mise en place d'un treillis de masse. Le montage est câblé de proche en proche afin d'assurer une mise à la terre. La valeur initiale de chaque capteur (offset) est enregistrée via un pré-déclenchement de 1.2 s sur le TMX.

### II.2.3. Protocole d'une campagne d'essais sur ACSEL

La mise en œuvre d'un protocole garantit à la fois la sécurité et la reproductibilité des tests. Il assure la bonne préparation du dispositif et la réalisation de tests de contrôle :

- le test inerte de l'injection
- le test de la torche
- le test des purges
- le montage de la chambre de combustion
- l'installation du bloc chambre et le test d'étanchéité
- le préchauffage et le remplissage des ergols
- le contrôle de la séquence d'essai et la vérification de l'installation

Le protocole est détaillé en ANNEXE 4.

#### II.2.3.1. Déroulement d'un essai

Les signaux d'une acquisition type sont présentés en Fig. II.2-8. Après l'essai, un balayage de la veine est opéré pour éjecter les ergols liquides imbrûlés qui ont pu s'accumuler. Une purge de la ligne d'oxydant est réalisée tout en maintenant le balayage de la veine activé. Une fois l'installation à l'arrêt, une séquence de torche est préparée depuis le générateur de délai pour vaporiser toute trace restante dans l'enceinte. De nouvelles purges d'azote veine puis oxydant permettent d'assurer la sécurité du montage.

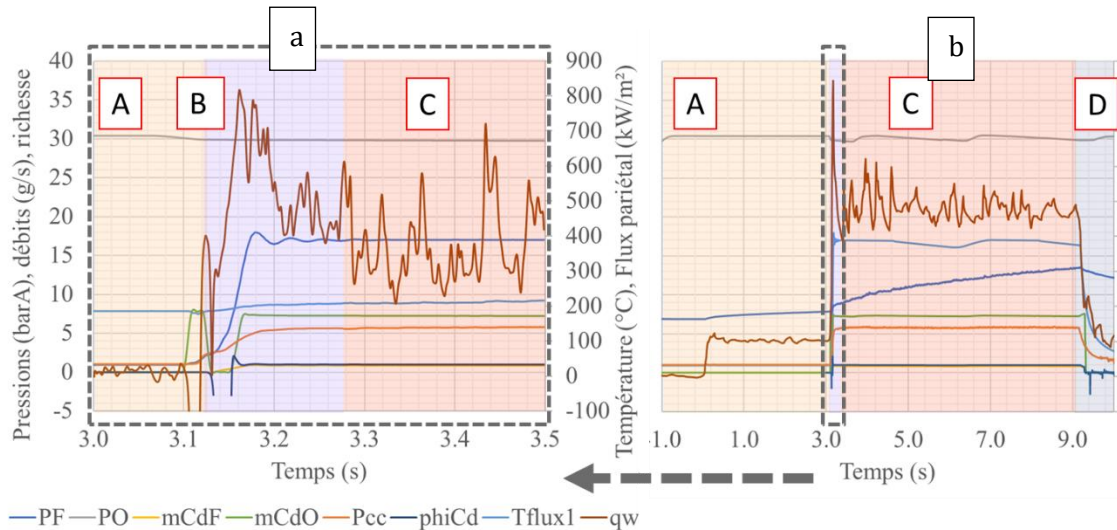


Fig. II.2-8 : Signaux typiques d'un essai HTP875-décane,  $\phi$  injectée = 0.97,  $\dot{m}_{tot} = 8.11$  g/s. (a) Zoom transitoire à l'injection des ergols. (b) Séquence complète avec (A) préchauffage (B) stabilisation, (C) phase stabilisée et (D) extinction

## II.3. Diagnostics optiques

### II.3.1. Chimiluminescence et visualisation directe

Deux caméras rapides sont utilisées pour la visualisation par chimiluminescence, chacune ayant des caractéristiques complémentaires et fonction du diagnostic associé (Tab. II.3-1). Un objectif 105 mm Macro F2.8 (Sigma) est monté sur la caméra AX200 offrant une bonne résolution spatiale.

Tab. II.3-1 : Caractéristiques des caméras rapides

	Photron Mini AX200	Photron SA-Z
<b>Fréquence max en pleine fenêtre</b>	6400 i/s	20,000 i/s
<b>Taille du pixel CCD</b>	20 $\mu\text{m}$	20 $\mu\text{m}$
<b>Dimensions pleine fenêtre</b>	1024 x 1024 pixels	1024 x 1024 pixels
<b>Exposition minimale</b>	1 $\mu\text{s}$	1 $\mu\text{s}$
<b>Nombre de bits</b>	12 bits	12 bits
<b>Réponse spectrale</b>	400-1000 nm	400-1000 nm

### II.3.2. Ombroscopie

La théorie de Mie permet une représentation de la diffusion de la lumière occasionnée par une goutte à son voisinage. En considérant la lumière incidente arrivant sur la goutte par l'arrière, un minimum de lumière est perçu sur sa face avant. L'utilisation de cette propriété a donné le nom à la technique dite d'ombroscopie, très largement utilisée pour les liquides ou les solides.

Dans notre cas l'éclairage est assuré par platine LED HI-LIGHT 6 ou 8 (Büchner, respectivement de dimensions 56 x 46 mm et 230 x 230 mm). Couplés à un contrôleur Smartek IPSC1 (Büchner), elles sont utilisées en mode pulsé et synchronisées à la caméra, avec un réglage possible sur le temps d'exposition et le délai entre les pulses lumineux. Une visualisation alternée avec puis sans LED est ainsi permise. La mise en œuvre successive des techniques d'ombroscopie et de visualisation directe permet alors un suivi simultané des phases liquide et gazeuse (Fig. II.3-1), facilitant l'analyse de l'interaction spray-flamme. En revanche, dans certaines conditions expérimentales la formation de suies peut générer un rayonnement parasite qui sature l'image impactant le contraste sur l'image d'ombroscopie.

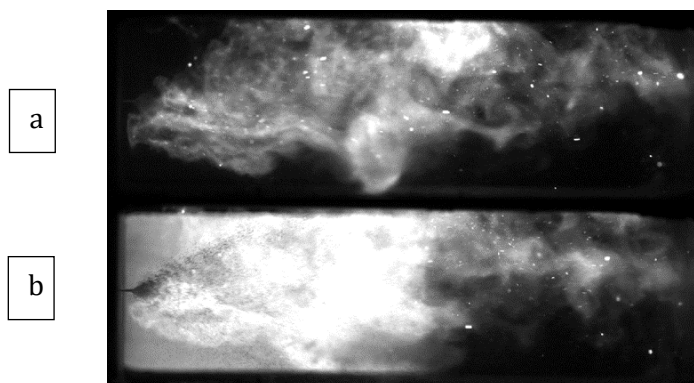


Fig. II.3-1 : Deux images successives par (a) visualisation directe et (b) ombroscopie en mode pulsé ; Exp caméra = 100  $\mu\text{s}$ . LED couvrant la demi-largeur du hublot ; Exp LED = 25  $\mu\text{s}$ .



### II.3.3. Granulométrie et vélocimétrie par Ombroscopie à fort grossissement (HMS)

La technique d'ombroscopie à fort grossissement (HMS pour High Magnification Shadowgraphy), consiste à utiliser une source lumineuse fortement énergétique pour visualiser des objets de faible dimension. Les images permettent ainsi d'avoir des informations concernant la taille, la morphologie et la vitesse des structures liquides du spray.

Dans notre cas, un microscope longue distance QM-1 (Questar) est associé à une source laser et à la caméra SA-Z, pour un suivi temporel. Il permet d'atteindre un grossissement de 12 à l'aide d'un jeu de bagues allonges. Un filtre passe-haut de longueur d'onde de coupure 550 nm est également utilisé pour favoriser la longueur d'onde du laser [21]. Avec une profondeur de champ DOF de l'ordre du millimètre [22], le dispositif permet alors d'atteindre un suivi temporel haute fréquence avec une résolution d'image élevée (10 kHz, fenêtre de 7 mm de côté pour 1024 pixels soit environ 7  $\mu\text{m}$ /pixel). Il est alors possible de mesurer des gouttes dont le diamètre est supérieur à 20  $\mu\text{m}$  (3 pixels) (cf. ANNEXE 6). Par rapport à la méthode de granulométrie par interférométrie à phase Doppler, la technique HMS n'impose pas l'aspect sphérique de la structure liquide mesurée. De plus la technique est indépendante de l'indice de réfraction des gouttelettes.

Un schéma complet du dispositif comprenant la source laser couplée au diffuseur au colorant est donné en Fig. II.3-2. La source utilisée est un laser Nd-YAG double impulsion (Continuum MESA PIV). Il est couplé à un diffuseur à colorant 1108360 (Lavision) de diamètre 105 mm dans lequel circule une solution de méthanol et de rhodamine 6G diluée (10 mg/500 mL méthanol). L'impulsion laser de durée 100-300 ns est absorbée par la rhodamine qui se désexcite dans un temps caractéristique théorique équivalent. La synchronisation du laser et de la caméra SA-Z (Photron) est assurée par un contrôleur PTU-X (Lavision), le tout étant piloté via l'interface Davis version 8.4 et son module ParticleMasterShadow.

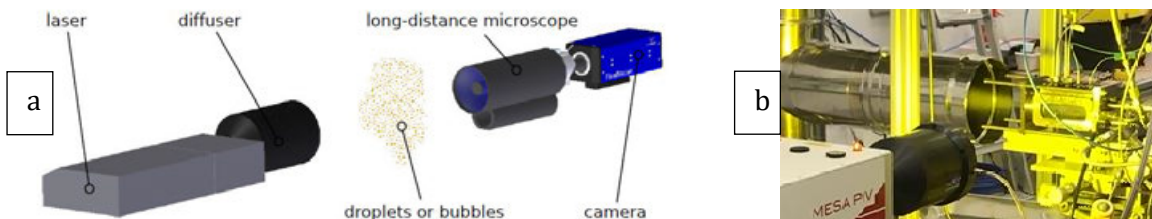


Fig. II.3-2 : (a) Éléments constituant le montage de HMS [21]. (b) Photographie d'un test inerte sur ACSEL en phase d'ombroscopie laser.

### II.3.4. Conclusion partielle

Avec l'objectif de caractériser les sprays générés par jets impactants, l'étude s'appuie sur 3 injecteurs monotriplets OFO-in, OFO-alk et OFO-etoh. D'angles inter-jets égaux, les diamètres de jets diffèrent selon le couple oxydant - fuel utilisé (ergols ou liquides de similitude). Les propriétés fluides ont une incidence sur le régime d'écoulement des jets, sur l'évaporation et sur la combustion des sprays.

Conçu pour caractériser les sprays inertes « idéaux » en environnement libre, le banc AILEFS consiste en deux réservoirs pressurisés à l'azote alimentant les lignes oxydant et fuel de l'injecteur

OFO-in. L'injection est adaptable par l'alignement des jets, le fonctionnement doublet/triplet et les vitesses des jets.

ACSEL vise à stabiliser une combustion bi-ergol en chambre confinée. De longueur 105 mm par 60 mm de diamètre, le bloc chambre est équipé latéralement d'accès optiques traversant et d'une instrumentation dédiée. Orientée vers le spray, la torche alimente la chambre en gaz brûlés chauds. L'instrumentation chambre compte plusieurs thermocouples et capteurs de pression pour la mesure de température de contrôle, flux pariétal, pressions statique et dynamique. La tuyère est choisie en fonction de la pression chambre à débit bloqué, déterminant le temps de séjour. La chambre est préchauffée et les réservoirs remplis et pressurisés. La séquence de tir débute alors avec 3 s de préchauffage torche suivies de 6 s d'injection et de combustion des ergols comprenant une phase de recouvrement d'1 s avec la torche. Passant par les étapes critiques d'allumage et d'amorçage du col, ce transitoire assure la stabilisation des écoulements liquides et gaz. Il s'y succède 5 s de combustion stabilisée autonome où la chaleur libérée par la réaction permet de maintenir l'évaporation des gouttes en présence de fortes recirculations.

Les écoulements sont observés en visualisation directe ou par ombroscopie. Ainsi l'utilisation de la LED pulsée permet, par stroboscopie, un suivi alterné de l'émission spontanée des flammes et de la phase liquide rétroéclairée. Destinée à la granulométrie et à la vélocimétrie des sprays, l'ombroscopie à fort grossissement (HMS) est adaptée à n'importe quelle morphologie de structure liquide. De résolution 7  $\mu\text{m}/\text{pixel}$  et de fréquence 10 kHz, l'utilisation du laser PIV double impulsion couplé à un diffuseur à rhodamine 6G offre une mesure quantitative et résolue de l'écoulement.

## II.4. Méthodes de post-traitement

### II.4.1. Exploitation des visualisations HMS

L'exploitation des visualisations est coûteuse en temps ; elle se décompose en plusieurs étapes successives.

#### II.4.1.1. Détection des particules par le logiciel Davis

Une paire d'images obtenues par HMS en zone de spray dilué ( $z^* \sim 200$ ) superposées des résultats du calcul logiciel est visualisée depuis l'interface Davis 8.4 en Fig. II.4-1. Le contraste suffisant permet de détecter les gouttes par gradient d'intensité, un contour se dessinant autour de chacune d'elles. Une ellipse  $y$  est interpolée en assurant la condition d'égalité de surface ellipse - contour. Elle est identifiée par son centre, son grand axe  $a$  et son petit axe  $b$ , son orientation, ainsi que le périmètre original du contour  $P$ .

Chaque paire d'images est prise tous les 100  $\mu\text{s}$  au bénéfice du fonctionnement double impulsion du laser d'interframe  $dt = 4$  ou 5  $\mu\text{s}$ . Les vitesses sont mesurées par PTV (Particle Tracking Velocimetry), méthode très similaire à un fonctionnement PIV. Le calcul tient compte d'un facteur de déformation de la particule et autorise un paramétrage sur le champ de vitesse attendu, ce qui définit la taille de la fenêtre d'inter-corrélation. En pratique, le calcul amène un taux d'erreur non négligeable, particulièrement en zone dense où des particules voisines apparaissent superposées. Aussi, de nombreuses particules ne se voient pas attribuer de vitesse ( $1 - S_V =$  environ 20 à 50%).

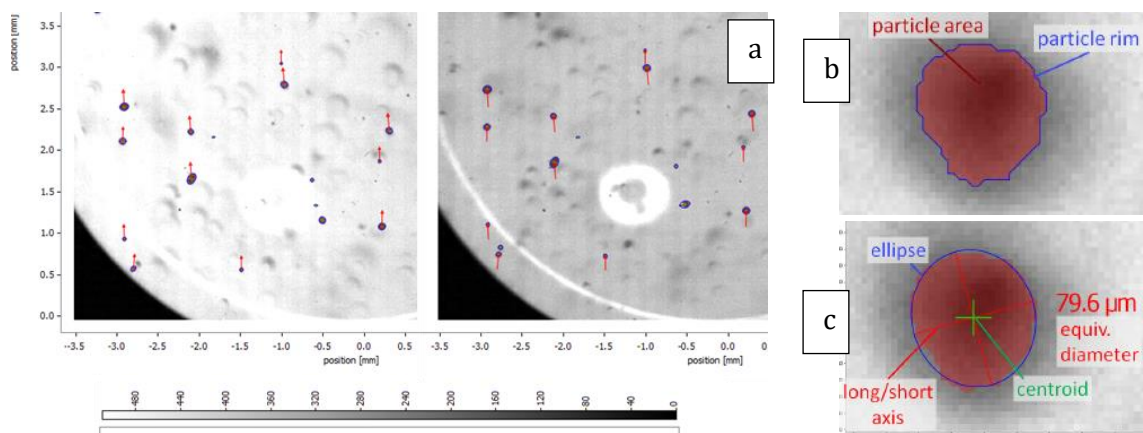


Fig. II.4-1 : (a) Zoom sur une paire d'images obtenues par HMS. Superposition des ellipses détectées et du champ de vitesse associé. (b) Contour d'une particule détectée et (c) ellipse équivalente obtenue par régression [21].

Trois réglages notés S1 à S3 ont été choisis afin d'adapter la sensibilité de la détection aux visualisations (Tab. II.4-1). Chaque paramètre est défini dans la documentation constructeur [21]. Une plus grande sensibilité, utilisée pour des visualisations à faible contraste, réduit la qualité de la détection avec des diamètres qui sont généralement surévalués.

Tab. II.4-1 : Réglages utilisés pour la détection des particules via l'interface Davis 8.4 (S1/S2/S3)

<b>Normalization radius</b>	pixels	25 / 75 / 25	<b>Minimum shadow area</b>	pixels	5 / 25 / 5
<b>Reduce pixel noise</b>		Weak	<b>Minimum slope GS</b>	%	5 / 20 / 20
<b>Binarization threshold</b>	%	75 / 50 / 30	<b>Maximum size deviation</b>	%	15
<b>Domaine <math>v_x</math></b>	m/s	-70 à 70	<b>Domaine <math>v_z</math></b>	m/s	0 à 70

### II.4.1.2. Traitement statistique

Par optique géométrique, on peut montrer que la détectabilité des particules dépend de leur taille et de leur position dans la profondeur de champ DOF (Fig. II.4-2). Une correction par pondération, dit poids statistique  $SW$ , est appliquée à la distribution visualisée pour en tenir compte. Celle-ci prend la forme d'une loi de probabilité liée au diamètre (voir Tab. II.4-2).

À l'issue du calcul, les particules détectées sont regroupées dans un tableau dont chaque ligne correspond aux propriétés d'une particule elliptique détectée sur le set d'images. On y trouve en particulier l'indice de l'image correspondante, sa position sur l'image ( $x, z$ ), le gradient d'intensité  $GS$ , son poids statistique  $SW$ , ses petit et grand axes  $b$  et  $a$ , son angle, sa centricité  $C$ , son périmètre  $P_{contour}$  et sa surface  $A_{ellipse} = A_{contour}$ , ainsi que les déplacements en  $Y$  et  $Z$  (Tab. II.4-2). Le logiciel renvoie également un tableau des statistiques obtenues toutes pondérés  $SW$  dont les diamètres caractéristiques ( $d_{10}, d_{30}, d_{32}$ ), les diamètres de répartition (dp10 à dp90 et dv10 à dv90) et les vitesses associées.

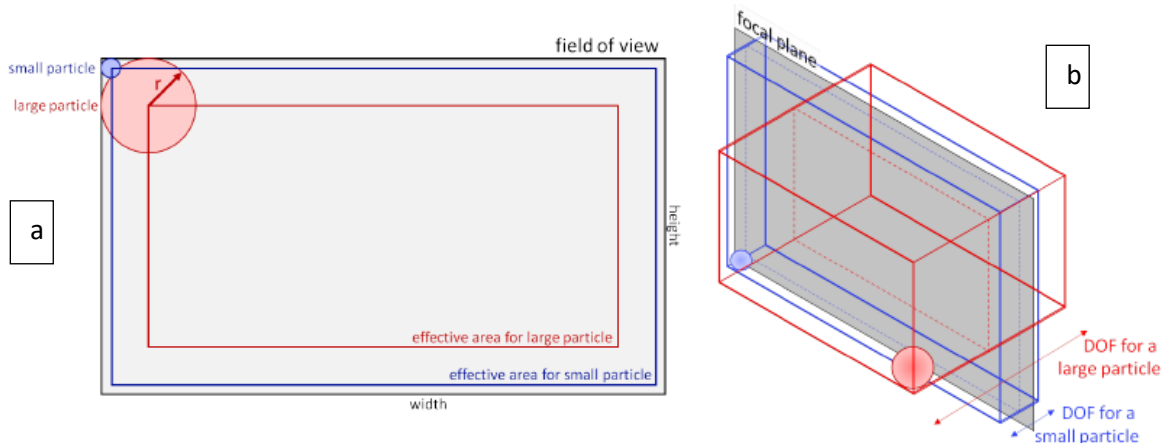


Fig. II.4-2 : Illustration des propriétés géométriques d'une particule détectée par imagerie [21]. Probabilité de présence (a)  $p_{border}$  dans le plan XZ et (b)  $p_{DOF}$  dans la profondeur Y.

Tab. II.4-2 : Propriétés d'usage associées à une particule ou à une distribution statistique

<b>Centricité</b>	$C = 100 \frac{b}{a}$	<b>Poids statistique</b>	$SW = \frac{1}{p_{border}} \frac{1}{p_{DOF}}$
<b>Diamètre caractéristique</b>	$d_{mn} = \left[ \frac{\int_0^\infty d^m pdf(d) dd}{\int_0^\infty d^n pdf(d) dd} \right]^{\frac{1}{m-n}}$	<b>Probabilité bord</b>	$p_{border} = \frac{(w-d)(h-d)}{wh}$
<b>Diamètre de répartition</b>	$\int_0^{d_m X} d^m pdf(d) dd = \frac{X}{100}$	<b>Probabilité DOF</b>	$p_{DOF} = \frac{d}{d_{ref}}$

$a$  et  $b$  les grand et petit axes de l'ellipse.  $pdf(d)$  la fonction densité de probabilité en diamètre  $d$ .  $d_m X$  un diamètre statistique, e.g.  $dp90$  ou  $dv90$  (volumique ou nombre) avec resp.  $m = 1$  ou  $3$ .  $p$  la probabilité de présence spatiale, avec  $w$  et  $h$  les largeur et hauteur de fenêtre et  $DOF$  la profondeur de champ.

La distribution obtenue doit aussi tenir compte du caractère discret de la visualisation par « pixel locking » ou « peak locking ». Sa représentation normalisée  $pdf$  fait ainsi apparaître plusieurs pics (Fig. II.4-3) en particulier pour les petites gouttes. Les résolutions spatiale et temporelle de la mesure définissent donc la taille des intervalles des histogrammes en diamètre, vitesse, centricité, etc. (théorème de Shannon).

Des cartographies 2D de type surface de réponse sont également mises en œuvre. Tenant compte de la pondération statistique  $SW$ , elles offrent une meilleure représentation qu'un nuage de points. Quelques exemples sont donnés en ANNEXE 7 e.g. les positions des particules sur l'image  $(x, y)$  ou bien la caractéristique  $v(d)$ .

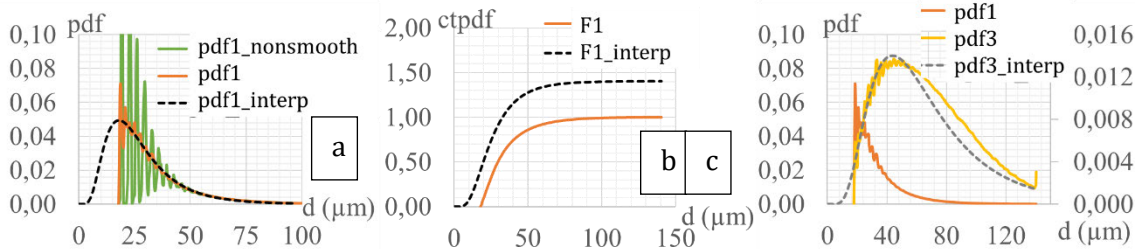


Fig. II.4-3 : (a) Distribution pdf de tailles de gouttes détectées (vert) sans correction, (orange) avec correction  $SW$ , puis (noir) interpolée par une loi log-normale. (b) Fonctions de répartition associées. (c) Pdf en nombre et pondérée en volume (pdf3).

### II.4.1.3. Conditionnement du signal

Afin d'affiner la statistique et d'en corriger les biais, des filtres sont mis en place. Une analyse de sensibilité à chacun de ces filtres est présentée en ANNEXE 7.

Le critère  $QDE$  (qualité de détection de l'ellipse, Eq. II.4-1) introduit par Boust et al. [23] permet de rejeter les particules dont l'interpolation par une ellipse est abusive e.g. des ligaments ou des superpositions de particules dans la DOF. Un seuil de 0.90 permet ainsi de valider environ  $S_{QDE} \approx 90-95\%$  des gouttes détectées. Un  $QDE$  élevé tend toutefois à filtrer certaines classes de particules ce qui doit être absolument évité.

$$QDE = \frac{P_{ellipse}}{P_{contour}} = \frac{\left[ \pi \left( 3(a+b) - \sqrt{(3a+b)(a+3b)} \right) \right]}{P_{contour}} \quad \text{Eq. II.4-1}$$

Un filtre est appliqué relativement à la taille des particules. Les plus petits objets sont connus pour avoir une forte incertitude (voir ANNEXE 6). Ainsi seules les détections de  $d_{min} \geq 3$  pixels (20  $\mu\text{m}$ ) sont autorisées. Les plus gros, bien que très peu nombreux, ont un poids important dans la distribution volumique. On impose alors  $d_{max}$  tel que  $F(d_{max}) = \int_{d_{min}}^{d_{max}} pdf(d) dd = 99\%$  avec  $F$  la fonction de répartition associée à la  $pdf$ . De cette manière,  $d_{max}$  est compris entre 150 et 250  $\mu\text{m}$  en général. Ce filtre revient donc à tronquer une partie de la population avec un effet important sur les indicateurs « volumiques » comme le  $d_{32}$ .

Un masque spatial est appliqué afin de se limiter à une zone restreinte de l'image, typiquement un carré centré. Le vignettage par la lunette du microscope QM1 conduit de fait à un effet de bord sur la détection qui n'est pas considéré de la sorte par Davis (voir  $p_{border}$ , II.4.1). Un second masque consiste à identifier des détections qui apparaissent de manière quasi permanente sur l'enregistrement, généralement de petites taches peu nombreuses ( $N_{statique} < 10$ ) sur l'optique de mesure. Surreprésentées par une cartographie  $(x, z)$ , ces positions sont supprimées de la statistique comme s'il s'agissait de pixels morts. Le taux de validation  $S_{non-statique}$  avoisine généralement 90 à 95 %.

Des bornes temporelles sont définies afin de ne traiter que la phase stabilisée du phénomène, sans fluctuation du fond lumineux. L'évolution dynamique des grandeurs  $N$  ou  $v_{mean}$  permet de s'en assurer.

Enfin, les particules jumelles sont associées par comparaison du déplacement et de la position des particules sur une paire d'images A et B (Davis ne les apparie pas). Cela permet de ne compter que les images A par exemple ( $S_{sibling} \sim S_V \approx 35 - 75\%$ ) ou bien de suivre une particule à un  $dt$  court (voir ANNEXE 7).

#### II.4.1.4. Définition de nouvelles grandeurs

Les propriétés issues du post-traitement Davis sont étendues à de nouveaux indicateurs pour l'analyse.

La vitesse des gouttes  $v$  est calculée à partir des composantes  $v_y$  et  $v_z$  en supposant, en l'absence de mesure,  $v_x$  négligeable (Eq. II.4-2). Le nombre  $N$  désigne le nombre moyen de gouttes détectées par image après pondération par la correction en diamètre  $SW$  (Eq. II.4-3). De même, la densité particulaire  $n^R$  dans le volume sondé est calculée en divisant  $N^R$  par la surface de la fenêtre de visualisation (Eq. II.4-4). Sur la base des travaux de Rouzaud et al. [24], [25],  $D_i^{unif}$  représente alors la distance inter-gouttes dans l'hypothèse d'une distribution uniforme des particules sur

l'image. On notera que la  $D_i^{unif}$  moyenne est donc inversement proportionnelle à  $N$ . Elle peut être calculée plus finement par les Eq. II.4-5 et Eq. II.4-6 avec  $d_i^{R,S}$  la distance entre la  $s$ -ième particule et sa plus proche voisine sur l'image  $R$ . On nomme  $D_i$  la moyenne des  $d_i$  sur l'ensemble  $(L^R, N^R)$ . Aucune correction  $SW$  n'est appliquée dans ce cas.

$$v = \sqrt{(v_y)^2 + (v_z)^2} \quad \text{Eq. II.4-2} \quad N = \frac{1}{L^R} \sum_{R=1}^{L^R} N^R \quad \text{Eq. II.4-3}$$

$$D_i^{unif} = \frac{1}{L^R} \sum_{R=1}^{L^R} (n^R)^{-\frac{1}{2}}, n^R = \frac{N^R}{A_{window}} \quad \text{Eq. II.4-4}$$

$$d_i^{R,S} = \min(\sqrt{(y^{R,S} - y^{R,S^*})^2 + (z^{R,S} - z^{R,S^*})^2}, S^* \in [1, N^R] \setminus S) \quad \text{Eq. II.4-5}$$

$$D_i = \frac{1}{L^R} \frac{1}{N^R} \sum_{R=1}^{L^R} \sum_{s=1}^{N^R} d_i^{R,S} \quad \text{Eq. II.4-6}$$

$R$  est l'indice de l'image,  $L^R$  est le nombre d'image de l'essai,  $N^R$  est le nombre de particules détectées sur l'image  $R$ , et  $s$  l'indice de la particule.  $y$  et  $z$  désignent les coordonnées du centre de la particule sur l'image.

Ces grandeurs permettent de mesurer la ségrégation spatiale et temporelle du flux de gouttelettes visualisé ; des distributions typiques de  $D_i$  et  $N^R$  sont présentées en Fig. II.4-4. La distance inter-goutte et le nombre de particule par image médians y valent resp. 330  $\mu\text{m}$  et 45 gouttes par image.

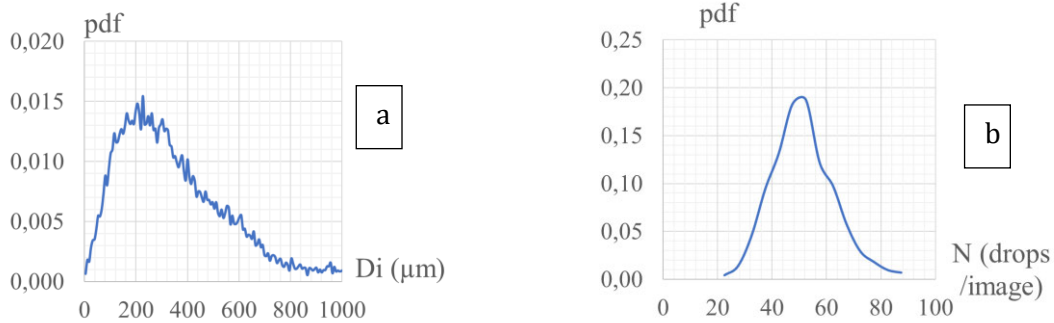


Fig. II.4-4 : Pdf typiques de (a) la distance inter-goutte et (b) du nombre de gouttes par image lors d'un enregistrement d'un millier d'images en condition établie.

## II.4.2. Exploitation des signaux physiques sur ACSEL

### II.4.2.1. Détermination des conditions d'essai en régimes établi

Les 16 voies acquises sur le TMX sont enregistrées avec un pré-trigger permettant de déterminer l'offset éventuel sur chaque voie et de le retrancher. Les pressions sont calculées en valeur absolue (barA) à partir de la mesure relative (barG) en additionnant  $P_{atm}$  mesurée dans la salle. À défaut, le relevé météorologique de la station MétéoFrance de Poitiers Biard est pris pour référence. Les propriétés des fluides utilisés sont prises à des valeurs de pression  $P_0 = 1 \text{ barA}$  et température

$T_0 = 300$  K. Les fluides sont supposés être transférés de manière isotherme jusqu'à l'injection malgré l'échauffement éventuel par l'injecteur en cas réactif.

Les débits idéaux sont obtenus à partir des mesures de pressions d'injection  $P_F$  et  $P_O$  et de la pression chambre  $P_{CC}$  selon l'Eq. II.4-7. Le nombre d'orifices  $N_j$  et leurs diamètres  $D_j$  sont ceux renseignés par la configuration d'injection (diamètres mesurés). Les  $Cd_j$  des lignes sont calculés par Eq. II.4-8. La richesse et la vitesse caractéristique le sont selon Eq. II.4-10 et Eq. II.4-11, soit à partir de la mesure débitmètre  $\dot{m}_{j,exp}$  soit de celle recalculée  $\dot{m}_j$  (Eq. II.4-9 avec  $\bar{X}$  la valeur moyenne sur l'intervalle choisi). Une comparaison de ces signaux est donnée en Fig. II.4-5.

$$\dot{m}_{j,id} = N_j \sqrt{2 \rho (P_j - P_{cc}) \pi D_j^2 / 4} \quad \text{Eq. II.4-7}$$

$$Cd_j = \frac{\dot{m}_{j,exp}}{\dot{m}_{j,id}} \quad \text{Eq. II.4-8} \quad \dot{m}_j = \overline{Cd_j} \dot{m}_{j,id} \quad \text{Eq. II.4-9}$$

$$\phi = RM_{st} \frac{\dot{m}_F}{\dot{m}_O} \quad \text{Eq. II.4-10} \quad c^* = \frac{P_{cc} A_t}{\dot{m}_{tot}} \quad \text{Eq. II.4-11}$$

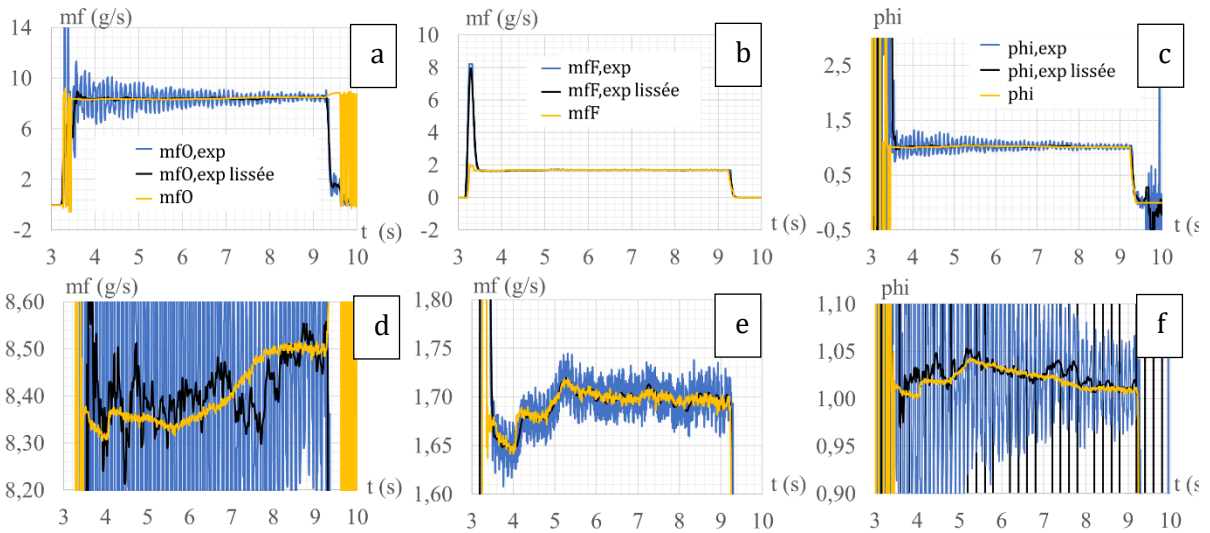


Fig. II.4-5 : Comparaison entre les débits mesurés et recalculés en fonction du temps : (a) débit oxydant, (b) débit fuel et (c) richesse. (a-b-c) Pleine échelle et (c-d-e) zoom.

Afin de déterminer un intervalle temporel stabilisé pour la mesure moyenne, un écart-type glissant  $\sigma S_i(t)$  de largeur 50 ms est calculé pour chacun des signaux  $S_i(t)$  entre  $t = 4$  à 9 s. En se donnant un seuil adapté à  $S_i$  et une durée de 200 ms minimum, l'intervalle le moins fluctuant est choisi. Un intervalle unique est enfin défini par recouplement entre les signaux  $P_{cc,stat}$ ,  $P_F$  et  $P_O$  via la somme de leurs  $\sigma S_i$ . La valeur moyenne, l'écart-type, et les minimum et maximum sont calculées pour chacun des signaux  $S_i$  sur l'intervalle ainsi retenu.

S'appuyant sur les moyennes, les essais d'une même série sont comparés afin de détecter de possibles écarts, notamment sur l'injection via les  $Cd_j$ . Dans ce cas, ils sont corrigés en prenant ceux des essais validés ; les débits, richesse, et vitesse caractéristique sont recalculés.



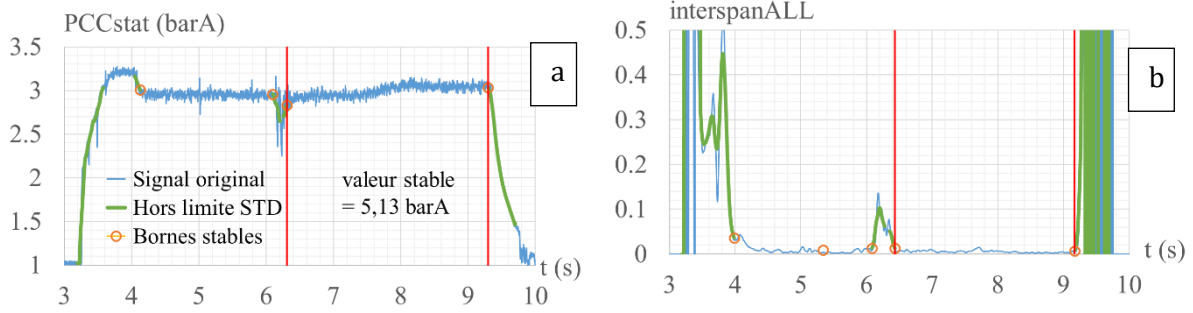


Fig. II.4-6 : Identification des intervalles stables. (a)  $P_{cc}(t)$  (b)  $\sum stdS_i(t)$

### II.4.2.2. Calcul du rendement de $c^*$ , de la température des gaz et du temps de séjour

Le solveur Cantera [19] est utilisé pour calculer les propriétés idéales d'une combustion isobare adiabatique à l'équilibre chimique. Le schéma de cinétique chimique GRI3.0 dédié à la combustion du méthane est complété des données manquantes à savoir celles de  $C_2H_5OH$  [26] et  $iC_8H_{18}$ ,  $nC_{10}H_{22}$ ,  $nC_{12}H_{26}$  [27]. De même,  $H_2O_2$  est implémenté à partir des données de la littérature [28]. Les enthalpies de vaporisation sont également renseignées [18]. Un cas de validation par comparaison à CEA est donné en ANNEXE 8.

Le mélange réactif est défini gazeux à partir de la mesure de richesse, à la pression  $P_{cc}$  et à la température  $T_0 = 300$  K. L'enthalpie de vaporisation des ergols est retranchée à l'enthalpie de réaction pour tenir compte de leur vaporisation supposée complète. On obtient alors la chaleur de combustion  $Q_{id}$  (l'échauffement est négligé avec  $h(T_{eb}) - h(T_0) \ll \Delta h_{vap}$ ). Une fois équilibré, le mélange se constitue de gaz brûlés de température  $T_{id}$  tenant compte des dissociations. En supposant le col amorcé, la vitesse caractéristique est calculée à partir de l'Eq. II.4-12. Un exemple de calcul pour le mélange HTP875 - décane est donné en Fig. II.4-7. Le lecteur pourra se reporter à l'ANNEXE 10 pour une description détaillée des propriétés du mélange ( $\gamma_{id}$ ,  $M_{id}$ , composition) et comparée entre HTP875-éthanol / décane.

$$c_{id}^* = \sqrt{\frac{R T_{id}}{\gamma_{id} M_{id}} \left(\frac{\gamma_{id} + 1}{2}\right)^{\frac{\gamma_{id} + 1}{\gamma_{id} - 1}}} \quad \text{Eq. II.4-12}$$

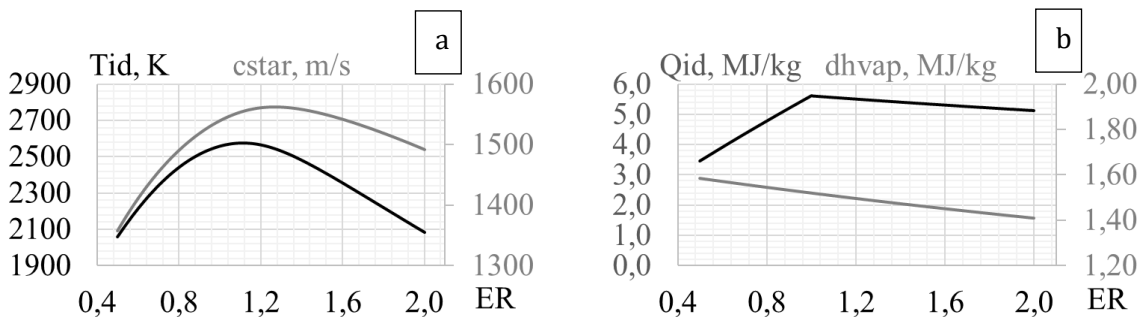


Fig. II.4-7 : (a) Température  $T_{id}$  et vitesse caractéristique  $c_{id}^*$ , et (b) chaleur de réaction  $Q_{id}$  et enthalpie de vaporisation  $\Delta h_{vap}$  calculées en fonction de la richesse ER à  $P_{cc} = 3$  barsA pour un mélange HTP875-décane.

Une fois  $c_{id}^*$  obtenu, son rendement  $\eta_{c^*}$  est calculé à partir du  $c^*$  expérimental selon Eq. II.4-13. Le rendement désigne un écart à l'idéalité imputable indifféremment à une réaction incomplète (avancement de la réaction  $\lambda < 1$ ) ou aux pertes thermiques aux parois. Il est ensuite utilisé selon Eq. II.4-14 pour estimer  $T_{calc}$  ( $\lambda \neq 1$ ) dont la variation  $c_{id}^*$  ne dépend de  $M_{id}$ , et  $\gamma_{id}$  qu'au second ordre (Eq. II.4-15). Sa valeur est ensuite injectée dans Eq. II.4-16 pour le calcul du temps de séjour moyen en gardant l'hypothèse de  $M_{id}$  constant. Le volume  $V_{cc}$  est pris égal à celui de la chambre soit 300 mL ( $L_{cc} = 105$  mm et  $D_{cc} = 60.3$  mm).

$$\eta_{c^*} = \frac{c^*}{c_t^*} \text{ avec } c_t^* = \frac{1}{Cd_t} c_{id}^* \quad \text{Eq. II.4-13} \quad T_{calc}(\lambda \neq 1) \approx \eta_{c^*}^2 T_{id}(\lambda = 1) \quad \text{Eq. II.4-14}$$

$$\eta_{c^*} = \frac{c_t^*(\lambda \neq 1)}{c_t^*(\lambda = 1)} \approx \sqrt{\frac{T_{calc}(\lambda \neq 1)}{T_{id}(\lambda = 1)}} \quad \text{Eq. II.4-15} \quad t_{res} = \frac{P_{CC} M_{id}(\lambda = 1) V_{CC}}{R T_{id}(\lambda \neq 1) \dot{m}_{tot}} \quad \text{Eq. II.4-16}$$

### II.4.2.3. Méthode inverse pour la mesure du flux thermique pariétal

La technique de fluxmétrie s'appuie sur la mesure rapide de la température de paroi soumise à un flux instationnaire. Dans ce cas, la température à un instant  $t$  est à l'image de l'historique des échanges thermiques passés. La résolution rigoureuse du problème est décrite par Sotton [29], [30] et montre que le flux instantané  $\dot{q}_w$  s'exprime par une forme intégral-différentielle de la température en fonction du temps (Eq. II.4-17). Elle fait intervenir l'effusivité thermique du matériau.

$$\dot{q}_w(t) = \sqrt{\frac{\rho C_p \lambda}{\pi}} \int_0^t \frac{[dT(\tau)/d\tau]}{\sqrt{t-\tau}} d\tau \quad \text{Eq. II.4-17}$$

Dans l'expression de  $\dot{q}_w(t)$ ,  $T$  est pris égal à  $T_{flux1} - T_{flux2} + T_p$  dont les trois températures sont respectivement celle de la face exposée du fluxmètre, celle en retrait, et celle de contrôle face injecteur.  $T_p$  est également utilisée pour calculer l'effusivité de la paroi.

Le calcul s'appuie sur un algorithme interne à l'équipe [31] intégrant le conditionnement préalable des signaux de température. Pour ce faire, la méthode TVRD (Total Variation Regularization Differentiation, [32]) est utilisée pour dériver le signal bruité de température ce qui améliore nettement la mesure. Une fois le flux obtenu, la température est recalculée afin de contrôler la conformité du signal conditionné à l'original. De temps de calcul proportionnel au nombre de points, le flux est calculé sur tout l'intervalle stabilisé à partir de signaux échantillonnés à 1 kHz. Une résolution supérieure est considérée pour le transitoire d'allumage.

## II.4.3. Incertitudes de mesure

### II.4.3.1. Incertitude de la granulométrie et vélocimétrie par HMS

Les réglages photographiques utilisés en HMS ont une incidence sur la mesure : l'ouverture détermine la DOF, l'exposition permet de figer le spray, le contraste assure un gradient suffisant à la détection, et la résolution fixe la limite de détection.

#### Incertitude relative à la granulométrie : effet du contraste et de la DOF

Visualisé à travers un système optique, un objet ponctuel s'étale lui donnant un aspect flou. Son profil d'intensité  $i$  (Fig. II.4-8-a), sensible au contraste  $C = \frac{i_{max}-i_{min}}{i_{max}+i_{min}}$  et à la taille de l'objet  $a$ , en permet une estimation  $r_l$  dont la justesse dépend du seuil d'intensité  $l$  choisi (Fig. II.4-8-b). La DOF joue également sur l'étalement avec par exemple  $\epsilon_d = \frac{\delta d}{d} > 20\%$  à une profondeur  $x = 1$  mm pour  $d = 40 \mu\text{m}$  [33]. Un étalonnage permet d'en atténuer l'effet ; à défaut ces objets sont rejetés en imposant un gradient minimum à la mesure (biais supplémentaire).

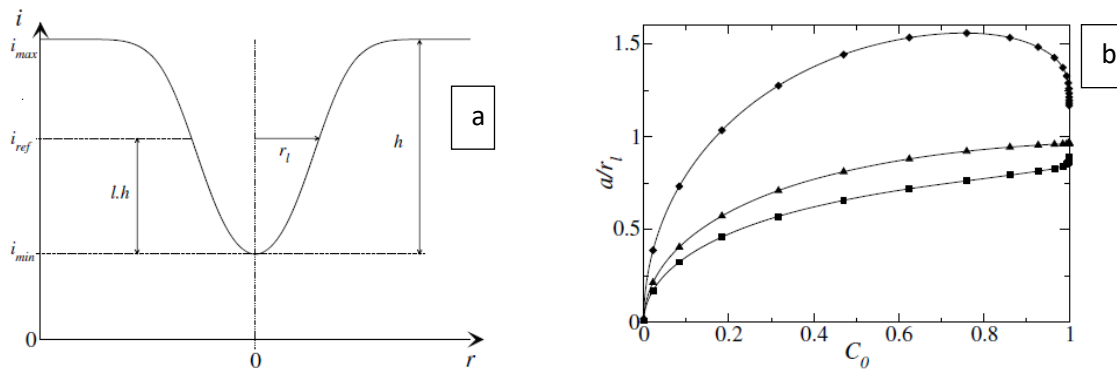


Fig. II.4-8 : (a) Profil d'intensité  $i$  avec la définition du niveau d'intensité relatif  $l$  et du rayon  $r_l$ . (b) rapport de taille objet/image  $a/r_l$  fonction du contraste normalisé  $C_0 = \frac{C}{(1-\tau)(1+C) - C}$  et de  $l =$  (carrés) 0.25, (triangles) 0.61 et (losanges) 0.77. [34]

#### Application aux réglages utilisés pour la mesure HMS

Le post-traitement mis en œuvre avec le logiciel Davis considère implicitement les paramètres image et optique évoqués précédemment. Les paramètres de réglage « minimum (gradient) slope »  $GS$  et « normalization radius »  $NR$  se rapportent aux grandeurs de contraste  $C_0$  et de seuil d'intensité  $l$ . À titre d'exemple, une valeur minimale de  $GS = 10$  à  $15\%$  est hautement recommandée par Lavision [35], [36] afin de limiter l'erreur dans la profondeur (DOF).

Quelques valeurs des contrastes obtenus à partir des visualisations HMS sont données en Tab. II.4-3. Une variation importante de  $C_0$  est observée parmi les points de mesure. Ainsi en se référant au réglage  $l = 0.61$  présenté en Fig. II.4-8, la taille estimée  $r_l$  se retrouvent parfois largement surestimée (taille réelle  $a$ ). En pratique, ils sont inférieurs par la correction  $NR$  et l'adaptation des réglages au contraste ( $GS$ ). Les incertitudes sur la mesure des tailles de gouttes  $\epsilon_d = \frac{dd}{d} \approx 1 - \frac{r_l}{a}$  sont donc estimées à moins de  $10\%$  pour les gouttes de plusieurs pixels

(typiquement  $d > 50 \mu\text{m}$ ). En comparaison, une incertitude d'environ 3% est atteinte après correction (calibration DOF) pour les diamètres de 30 à 300  $\mu\text{m}$  sur le banc Mascotte [37]. Entre 10 et 15  $\mu\text{m}$ , des détections sont manquées ( $\epsilon_N = \frac{dN}{N} > 0$ ) et la précision sur  $d$  atteint 10 à 15%.

Tab. II.4-3 : Contrastes relevés pour plusieurs configurations de sprays rencontrées et  $a/r_l$  correspondants à  $l = 0.61$  (Fig. II.4-8).

Configuration	Description	$z$ (mm)	$\tau$	$C_0$	$a/r_l$
OFO9-eau	Impact = Séparation liquide / gaz nette	0	0.02	0.94	0.95
OFO9-eau	Zone ligamentaire	30		0.86	0.92
OO30-eau	Spray fin très dense	50		0.60	0.87
OFO-alk ISO7 $\phi = 1.0$	Impact* + non uniformité éclaircissement	0	0.10	1.00	0.99
OFO-alk ISO7 $\phi = 1.0$	Zone ligamentaire	12		0.48	0.84
OFO-alk ISO7 $\phi = 1.0$	Spray dilué	64		0.63	0.87
OFO-alk ISO5 $\phi = 1.0$	Impact*, bon alignement laser / caméra	0	0.06	1.00	0.99
OFO-alk ISO5 $\phi = 1.0$	Rayonnement parasite (suies, gaz chauds)	24		0.18	0.55

Avec  $C$  le contraste,  $\tau = (1 - C)/(1 + C)$  la transmittivité et  $C_0$  le contraste normalisé.

Ces incertitudes se propagent à l'ensemble de la population mesurée, que ce soit en diamètre  $\epsilon_d$  ou en nombre  $\epsilon_N$ , toutes deux maximales pour les petites gouttes proches de la limite de détection. Les  $d_{10}$ , et  $v_{mean}$  y sont donc particulièrement sensibles tandis que le  $d_{32}$ , porté davantage par les grosses gouttes, constitue une mesure plus fine.

### Incertitudes relatives à la mesure de vitesse

Dans le cas de la mesure de vitesse, l'incertitude est principalement portée par la durée de l'interframe  $dt$  et la résolution  $px$ . On la note :  $\epsilon_v = \frac{dv}{v} = \frac{px}{v dt} \approx 2$  à 10 % selon  $v$ . Aussi les petites gouttes étant les moins rapides, elles admettent la plus forte incertitude. Leur détection difficile est également à l'origine d'erreurs dans le jumelage A/B.

### II.4.3.2. Incertitudes sur les mesures des grandeurs physiques et des performances

Sur ACSEL, les incertitudes sur les mesures non optiques sont exprimées de manière quadratique des Eq. II.4-18 à Eq. II.4-23. Certaines (colorées bleu), liées à un élément mécanique ( $D_j$ ,  $A_t$ ) ou chimique ( $\rho_j$ ,  $x_{H_2O_2}$ ), sont supposées constantes. À titre d'exemple, le peroxyde d'hydrogène est susceptible de se décomposer jusqu'à 1% par an : une concentration réelle autour de 85% massique est donc possible, modifiant également  $\rho_{HTP}$ ,  $RM_{st}$  etc. Elles seront toutefois négligées.

Tabulées à partir des caractéristiques des capteurs en Tab. II.4-4, les plus fortes incertitudes capteurs proviennent des débitmètres Coriolis  $\dot{m}_{j,exp}$ , maximales au bas de la pleine échelle de mesure (faible débit combustible) en décane pauvre. Recalculées  $\dot{m}_j$ , ce sont finalement les tests pauvre éthanol (faible  $\Delta P_F$ ) qui affichent les incertitudes les plus élevées, se propageant à la

richesse et à la vitesse caractéristique. Dans ce cas, l'incertitude sur  $\dot{m}_{j,exp}$  est supposée ne pas se propager à celle recalculée  $\dot{m}_j$  ; elle est prise nulle.

$$\left(\frac{\partial C d_j}{C d_j}\right)^2 = \left(\frac{\partial \dot{m}_{j,exp}}{\dot{m}_{j,exp}}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial D_j}{D_j}\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \rho_j}{\rho_j}\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial(\Delta P_j)}{\Delta P_j}\right)^2 \quad \text{Eq. II.4-18} \quad \left(\frac{\partial(\Delta P_j)}{\Delta P_j}\right)^2 = \frac{(\partial P_j)^2 + (\partial P_{cc})^2}{(P_j - P_{cc})^2} \quad \text{Eq. II.4-19}$$

$$\left(\frac{\partial \phi}{\phi}\right)^2 = \left(\frac{\partial x_{H_2O_2}}{x_{H_2O_2}}\right)^2 + \left(\frac{\partial \dot{m}_O}{\dot{m}_O}\right)^2 + \left(\frac{\partial \dot{m}_F}{\dot{m}_F}\right)^2 \quad \text{Eq. II.4-20} \quad \left(\frac{\partial(\dot{m}_j)}{\dot{m}_j}\right)^2 = \left(\frac{\partial \dot{m}_{j,exp}}{\dot{m}_{j,exp}}\right)^2 + \left(\frac{\partial C d_j}{C d_j}\right)^2 \quad \text{Eq. II.4-21}$$

$$\left(\frac{\partial c^*}{c^*}\right)^2 = \frac{(\partial \dot{m}_O)^2 + (\partial \dot{m}_F)^2}{(\dot{m}_O + \dot{m}_F)^2} + \left(\frac{\partial P_{cc}}{P_{cc}}\right)^2 + \left(\frac{\partial A_t}{A_t}\right)^2 \quad \text{Eq. II.4-22} \quad \left(\frac{\partial \eta_{c^*}}{\eta_{c^*}}\right)^2 = \left(\frac{\partial c^*}{c^*}\right)^2 + \left(\frac{\partial c_{id}^*}{c_{id}^*}\right)^2 \quad \text{Eq. II.4-23}$$

Tab. II.4-4 : Incertitudes relatives (%mesure) estimées pour 3 richesses d'intérêt. Valeurs  $j$  : O / F. Les points de mesure correspondent à des essais HTP875 – **décane / éthanol**, ISO7.

$\phi$	0.7	1.0	1.7	$\phi$	0.7	1.0	1.7
$\frac{\partial \dot{m}_j}{\dot{m}_j}$	0.4%/0.8%	0.4%/0.7%	0.4%/0.3%	$\frac{\partial \dot{m}_{j,exp}}{\dot{m}_{j,exp}}$	1.5%/2.8%	1.5%/1.9%	1.5%/1.2%
$\frac{\partial(P_{cc})}{P_{cc}}$	0.7%	0.7%	0.7%	$\frac{\partial(P_j)}{P_j}$	0.3%/0.8%	0.3%/0.7%	0.3%/0.3%
$\frac{\partial C d_j}{C d_j}$	0.3%/0.6%	0.3%/0.5%	0.3%/0.2%	$\frac{\partial(\Delta P_j)}{\Delta P_j}$	0.4%/0.8%	0.4%/0.7%	0.4%/0.3%
$\frac{\partial \phi}{\phi}$	0.9%	0.8%	0.5%	$\frac{\partial c^*}{c^*}$	0.8%	0.8%	0.7%
	2.3%	1.2%	0.6%		0.8%	0.7%	0.6%

Avec un dispositif fluxmètre identique, l'incertitude de la mesure de flux a été estimée à 4.5% [38].

Dans le cas de la mesure  $\eta_{c^*}$  s'ajoute à l'incertitude de  $c^*$  celle de  $c_{id}^*$  par la propagation des incertitudes de richesse et de pression chambre (utilisée pour définir le mélange idéal). Sa dépendance au débits ergols est donc forte, une erreur sur la richesse déplaçant le point  $\eta_{c^*}(\phi)$  en  $\phi$  et en  $\eta_{c^*}$ .

#### II.4.4. Conclusion partielle

La mesure HMS repose sur l'utilisation du module Particle Master Shadow du logiciel Davis 8.4. Dédicée à la mesure PTV à partir de gradients d'image, le post-traitement s'adapte à la qualité des visualisations et prend en compte une correction statistique fonction de la profondeur de champ. Chaque particule elliptique détectée regroupe des propriétés géométriques, une position, et le cas échéant une jumelle A/B et une vitesse. Cette population est représentée par pdf, adaptée à la résolution image (seuil de détection). Complétée d'autres filtres spatio-temporels, un critère géométrique permet de juger de la qualité de la détection en rejetant les objets non elliptiques. L'imagerie est enfin utile à la mesure de la distance entre gouttelettes voisines.

Sur ACSEL, les débits, la richesse et la vitesse caractéristique sont dérivées des mesures débitmètres. Les conditions opératoires de l'essai sont déterminées sur un intervalle stable dans

la phase de combustion autonome. Puis, connaissant le mélange réactif introduit, l'état idéal des produits de combustion dans la chambre est calculé par équilibre chimique adiabatique. Il en découle le rendement de vitesse caractéristique, la température des gaz et le temps de séjour. Enfin, le flux thermique instantané est calculé par méthode inverse à partir de la mesure de température  $T_{flux}$ .

En HMS, l'incertitude de mesure est estimée à 10% et davantage pour les petits diamètres (maximale). Ces incertitudes se propagent aux diamètres caractéristiques, à la centricité et à la vitesse mesurée. Pour ACSEL, elles atteignent leur maximum pour la vitesse caractéristique et la richesse qui atteignent 1 à 3% selon le point testé.

## II.5. Plan d'essais pour la caractérisation de la pulvérisation et de la combustion de sprays d'ergols par jets impactants

La connaissance du spray est essentielle à la prédiction de la combustion d'ergols liquides, pilotée notamment par l'évaporation et donc l'atomisation. Dans ce but, les montages AILEFS et ACSEL visent une caractérisation de la pulvérisation par triplet de jets impactants dans des conditions complémentaires d'injection, de liquides, et d'environnement. Les résultats devront également constituer une base de comparaison à de futures simulations.

En combustion, ce sont de nombreux processus qui s'ajoutent au spray isolé avec des modifications locales considérables (composition et température des gaz, aérodynamique). La littérature traitant de la combustion d'ergols stockables non hypergoliques étant très limitée, l'étude devra servir également à la simulation numérique et à la prédiction d'un tel dispositif ou chambre de combustion de moteur fusée.

### II.5.1. Étude du spray OFO-in avec des liquides de substitution sur le banc AILEFS

#### Conditions d'étude

Les essais se partagent entre les configurations triplet et doublet (pour comparaison) avec l'eau distillée pour fluides des jets oxydant et combustible. Jusqu'à neuf combinaisons de pressions génératrices sont retenues durant les deux campagnes d'essais (Tab. II.5-1-a). Une campagne de granulométrie et vélocimétrie a également été mise en œuvre ; les résultats sont présentés en ANNEXE 5.

Tab. II.5-1 : (a) Réglage des vitesses de jets (m/s) et pressions réservoir (bar) alimentant l'injecteur OFO-in en doublet / triplet lors des campagnes en vue globale (1) et HMS (2). (b) Fluides utilisés.

$u_o$		20	28	36	50	a
$u_F$	$\Delta P_o$	4	9	15	30	
0	0	1	1, 2	1, 2	1, 2	
20	4	1	1			
30	9		1, 2	1		
39	15			1, 2	1	
55	30				1, 2	

			b
<b>Liquide</b>	<b>Jet</b>	<b>O</b>	<b>F</b>
Eau		1, 2	1, 2
Ethanol			2
Iso-octane			2
n-dodécane			2

Les vitesses de jet théoriques  $u_j$  sont données à titre indicatif pour l'eau distillée ( $u_o$ , m/s) et le dodécane ( $u_F$ , m/s). Elles sont corrigées par les  $Cd_j$  mesurés a posteriori.

#### Caractérisation en champ global

La caractérisation en champ global est mise en œuvre en disposant la caméra face aux jets à  $0^\circ$  (YZ) puis dans l'envergure du spray à  $90^\circ$  (XZ). Avec une résolution spatiale de l'ordre de 10 à 20 px/mm, le champ permet de voir l'intégralité d'un ou des jets et s'étend jusqu'à  $z = 100$  à  $200 D_o$  de l'impact ( $z^* = z/D_o = 0$ ). Les expositions caméras sont adaptées de manière à figer le spray

(Exp = 20  $\mu$ s) ou à obtenir une image moyenne (Exp = 1 ms) par intégration. L'acquisition consiste en quelques centaines d'images enregistrées à une cadence caméra de 6.4 kHz.

### Campagne de mesures par HMS

Pour ces mesures, le spray orienté à 90° est visualisé en plusieurs positions  $z = 0$  à 80 ou 100 mm, espacées de 10 mm (Fig. II.5-1). L'interframe  $y$  est de  $dt = 4 \mu$ s et la résolution de 6.5  $\mu$ m/pixel.

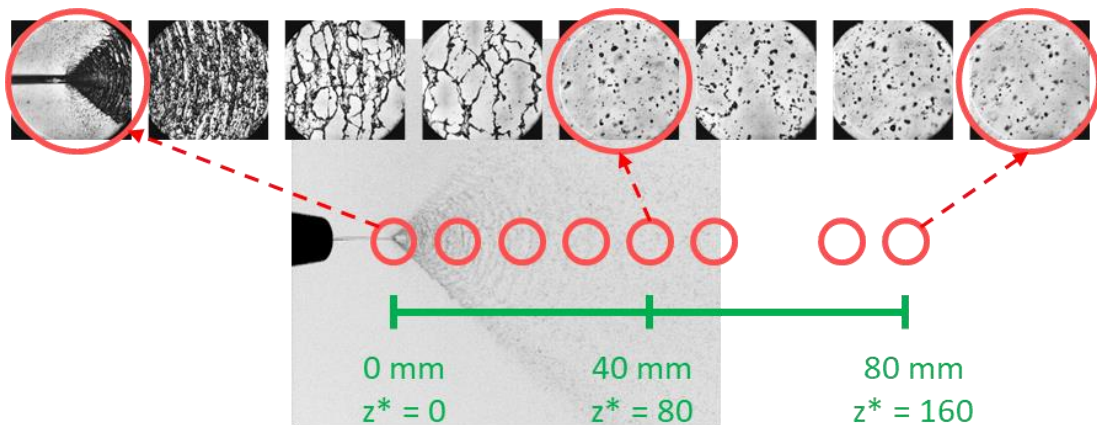


Fig. II.5-1: Positions des points d'étude et visualisations typiques obtenues par HMS sur AILEFS.

### II.5.2. Caractérisation de la combustion bi-ergol

Plusieurs conditions opératoires ont été testées : orientation de l'injecteur, caractéristique de la tuyère, nature du couple d'ergols, richesse globale, et débit total (déterminant la pression chambre). La configuration choisie, chaque campagne d'essais procède à une variation de la richesse entre  $\phi = 0.5$  et 2.0 à débit oxydant constant. Cela permet de se placer à temps de séjour et atomisation supposés maintenus entre essais. Une série débute par un point stœchiométrique, puis pauvre vers riche et de nouveau stœchiométrique. Si une seconde campagne est réalisée, l'ordre est inversé afin d'évaluer un effet d'hystérésis, ce qui n'a pas été observé. Chaque essai est caractérisé par les mesures courantes (pressions, débits, températures) donnant une valeur instantanée de la richesse et de la vitesse caractéristique (II.4.2.1). Le rendement de  $c^*$  moyen et le flux instantané sont alors calculés. Les variations dynamiques de la pression chambre sont étudiées.

### II.5.3. Étude des sprays OFO-eth et OFO-alk sur le banc ACSEL

Deux types de campagnes sont réalisées sur ACSEL selon la visualisation macro / microscopique :

- le spray inerte est visualisé en champ large. Puis en réactif, l'atomisation et la combustion des ergols sont visualisées par ombroscopie stroboscopée avec la visualisation directe.
- le spray inerte est visualisé par HMS in situ en plusieurs positions  $z$  pour un même point de fonctionnement. Les essais sont ensuite dupliqués avec les ergols réels.



### II.5.3.1. Visualisations par HMS sur le banc ACSEL

Chaque essai consiste en la réplication d'un point de fonctionnement (mêmes débits d'ergols) à une position spatiale différente. Ces dernières s'établissent le long de l'axe du spray entre  $z = 0$  et 70 mm (Fig. II.5-2). Une adaptation en profondeur est réalisée si nécessaire pour suivre l'inclinaison du spray. Du fait de la capacité mémoire de la caméra, la majorité des acquisitions sont prises à  $T_0 = 0, 2$  ou 3 s après le top d'injection. Dans le premier cas, le transitoire d'injection accompagné de la torche puis l'établissement du spray en combustion entretenue autonome peuvent être visualisés.

Les configurations étudiées sont synthétisées en Tab. II.5-2. Pour la première campagne (HTP875 – décane stœchiométrique ISO7), un espacement de 6 mm est pris entre chaque position ce qui permet un recouvrement partiel entre elles (pointillés Fig. II.5-2). La course des platines soutenant la chambre étant limitée à 32 mm, les dispositifs (laser et caméra) ont été déplacés afin d'atteindre des points jusqu'à 64 mm de l'impact. Le réarrangement du montage après cette campagne a permis d'améliorer l'opérabilité, la course passant à 70 mm. Cinq positions sont retenues à  $z \approx 0, 12, 30, 48$  et 66 mm.

Les essais réactifs sont dupliqués en conditions inerte en configuration ISO7 avec substitution d'eau distillée en lieu et place d'HTP à pressions d'injection égales (les débits et vitesses sont différents ; on note  $\phi_{eq} = RM_{st} \frac{\dot{m}_F}{\dot{m}_{eau}}$  la richesse équivalente). La séquence est aussi modifiée avec le prolongement du préchauffage torche jusqu'à  $T_0 + 7$  s avant l'injection à  $T_0 + 6$  s. Cela permet une meilleure visualisation par l'atténuation du film liquide opacifiant, formé par l'écoulement liquide remontant les parois.

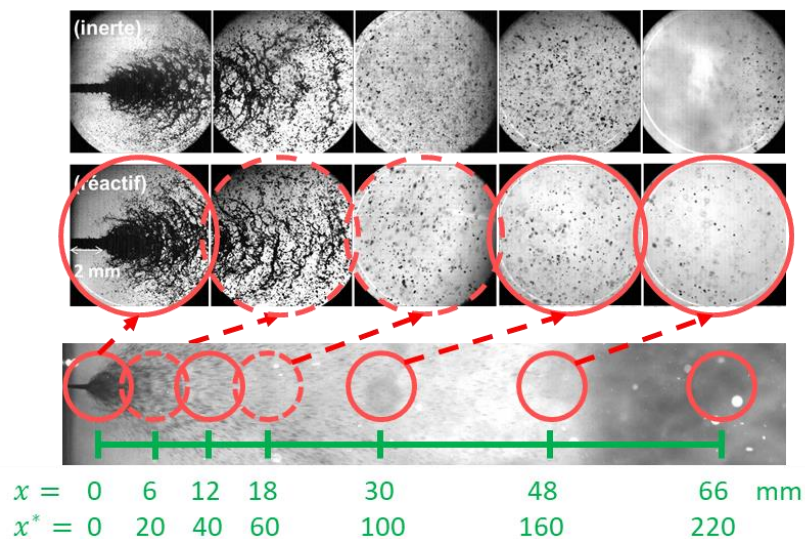


Fig. II.5-2 : Visualisations HMS des sprays OFO-alk à 90° (a) inerte et (b) réactif (tuyère ISO7). Cercles pleins = positions d'étude systématiques, pointillés = 1<sup>ère</sup> campagne avec recoupement.

Tab. II.5-2: Configurations d'étude en HMS sur ACSEL. Légende utilisée pour les graphiques.

		<b>Décane - HTP875</b>	<b>Ethanol - HTP875</b>
<b>Tuyère ISO5</b>	□	$\Phi = 0.7, 1.0, 1.7$	
<b>Tuyère ISO7</b>	△	$\Phi = 0.7, 1.0, 1.7$	$\Phi = 1.0, 1.7$
		<b>Décane - H2O</b>	<b>Ethanol - H2O</b>
<b>Tuyère ISO7</b>	◇	$\Phi_{eq} = 0.7, 1.0, 1.7$	$\Phi_{eq} = 0.7, 1.0, 1.7$

### II.5.3.2. Comparaison des conditions d'essais AILEFS et ACSEL

Les conditions de jets ( $Re_j, We_j$ ) sont cartographiées en Fig. II.5-3. Les régimes des jets éthanol (OFO-eto) et décane (OFO-alk) aux 3 points de fonctionnement étudiés apparaissent du même ordre. Ces points se rapprochent de ceux en conditions idéales avec les triplets eau-dodécane et eau-éthanol (OFO-in à  $\Delta P_j = 9$  et 15 bars). Concernant le jet oxydant, les régimes de jet sont également semblables pour l'eau et HTP entre les deux injecteurs d'ACSEL. Le liquide oxydant représentant la majorité du débit injecté, la pulvérisation sera supposée égale.

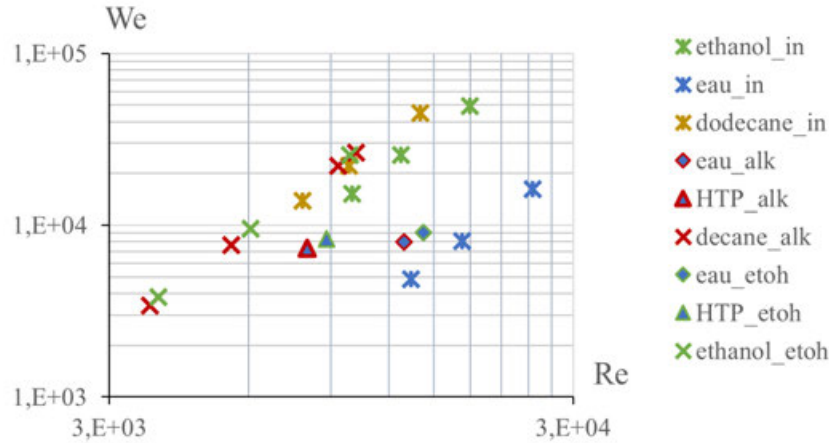


Fig. II.5-3 : Cartographie ( $Re_j, We_j$ ) pour chacune des conditions de jet étudiée avec les injecteurs OFO-in ( $\Delta P_j = 9, 15, 30$  bars), OFO-eto et OFO-alk ( $\phi_{eq} = 0.7, 1.0, 1.7$ ). Calculs à  $(T, P)_{atm}$

Par ailleurs, le changement des bancs et injecteurs a des conséquences pour l'injection, l'environnement du spray et la mesure (Tab. II.5-3). En particulier, la résolution optique est encore plus limitante relativement au diamètre du jet oxydant déterminant la taille des gouttes. De rapport  $D_o/p_x$  resp. 47 et 78 pour AILEFS et ACSEL, la limite de résolution relative au spray est environ 2 fois plus basse pour le second. En considérant le seuil de 3 pixels de diamètre, les tailles minimales détectables sont de l'ordre du  $d_{10} \approx \frac{D_o}{10} \approx 5 p_x$ . La population visualisée est donc davantage tronquée avec les injecteurs d'ACSEL.

Soit  $\Lambda$  le taux de pénétration du jet combustible. Dans le cas réactif, il s'écrit directement en fonction de la richesse  $\phi$  et du rapport de mélange stœchiométrique  $RM_{st}$  du couple.

$$\Lambda = \sqrt{\frac{N_F \rho_F (u_F D_F)^2}{N_O \rho_O (u_O D_O)^2}} = \sqrt{\frac{\dot{m}_F u_F}{\dot{m}_O u_O}} = \frac{\phi}{RM_{st}} \frac{D_O}{D_F} \sqrt{\frac{N_O \rho_O}{N_F \rho_F}} \quad \text{Eq. II.5-1}$$

Tab. II.5-3 : Cadre à l'étude de la pulvérisation sur AILEFS et ACSEL ; similitudes et écarts.

	<b>AILEFS OFO-in</b>	<b>ACSEL inerte OFO-<i>etoh</i> ; OFO-<i>alk</i></b>	<b>ACSEL réactif OFO-<i>etoh</i> ; OFO-<i>alk</i></b>
<b>Environnement</b>			
Confinement	Libre	Parois de la chambre	Parois de la chambre
Composition du gaz	Air	Air et produits de combustion $H_2$ -air	Gaz frais et brûlés ( $\phi$ ), suies (alcanes)
Aérodynamique	Au repos	Recirculations des gaz ( $D_t$ )	Recirculations des gaz ( $D_t$ )
Pression et température	Atmosphérique	$T_{paroi} \approx 450$ K	$T \approx T_{id}(\phi), P_{cc}(D_t)$
$\varepsilon^{-1} = \frac{\rho_l}{\rho_g}$	$\sim 1000$	$\sim 650$	$\sim 800$
<b>Diagnostic</b>			
Milieu traversé	Air	Hublots silice et gaz	Hublots silice et gaz
Résolution ( $\mu\text{m}/\text{pixel}$ )	6.4	6.5 à 7.2	6.5 à 7.2
Phénomène	Etabli	Etabli	Etabli
Positions $y^*$	-2 à 2	-3 à 20	-3 à 20
Positions $z^*$	0 à 200	0 à 240	0 à 240
<b>Injecteur</b>			
$D_O$ ( $\mu\text{m}$ )	510	300	300
$D_F$ ( $\mu\text{m}$ )	510	300 ; 200	300 ; 200
Aspect du jet	Lisse	Perturbé	Perturbé
<b>Liquides OFO</b>			
O	Eau	Eau	HTP875
F	Eau, éthanol, iso-octane, dodécane	Ethanol ; n-décane	Ethanol ; n-décane
<b>Fonctionnement</b>	$\Delta P_O = 9, 15, 30$ bars	$\phi_{eq} = 0.7, 1.0, 1.7$	$\phi = 0.7, 1.0, 1.7$
$u_O$ (m/s)	28, 36, 50	48 ; 44	40 ; 38 $\pm$ 3
$u_F$ (m/s)	$\approx 45, 60, 80$	20, 30, 50 ; 30, 40, 65	20, 30, 50 ; 30, 40, 65
$\dot{m}_O$ (g/s)	15 à 30	7.2 ; 5.7	8,3 ; 6.8
$\frac{\rho_O}{\rho_F}$	1.00 à 1.45	1.27 ; 1.37	1.74 ; 1.89
$\Lambda$	0.71	$\approx 0.22, 0.38, 0.62 ;$ 0.25, 0.39, 0.66	0.28, 0.40, 0.60 ; 0.25, 0.38, 0.61

# III. Caractérisation expérimentale de la pulvérisation par jets impactants

## III.1. État de l'art

Dans cette première section sont introduits les phénomènes liés au spray, à savoir les processus d'atomisation et de mélange, le cas particulier des jets impactants, et enfin l'évaporation. Elle sera volontairement traitée sans considération de la réactivité chimique, la configuration réactive revenant alors à se placer dans un environnement chaud.

### III.1.1. Atomisation et spray

Les sprays et les systèmes d'injection sont largement étudiés pour des applications allant de la sécurité incendie à la pharmaceutique ou au séchage de poudres. L'utilisation de combustible liquide demeure incontournable pour la propulsion automobile, aéronautique et spatiale. Les technologies y sont légion e.g. l'injection directe très haute pression pour les moteurs Diesel, l'injection swirlée pour l'aéronautique, et les injections coaxiale ou par impact de type pintle ou jets plus spécifiques au secteur spatial. Leur mise en œuvre s'accompagne de conditions très diverses en fonction des débits d'alimentation, du cycle de fonctionnement ou encore de la spécificité de chambre de combustion. La conception de ces éléments a permis des progrès considérables sur la maîtrise de la combustion, la réduction des émissions polluantes ou la consommation de carburant des systèmes de conversion d'énergie.

Phénoménologiquement, la génération de gouttes à partir d'une buse s'appuie sur la mise hors équilibre d'un liquide initialement cohérent par des instabilités hydrodynamiques. Le liquide se déstabilise et se fragmente pour atteindre un état plus stable (une goutte sphérique étant la configuration la plus stable). On parle alors d'atomisation primaire et secondaire, pour les transitions successives depuis un cœur liquide à des ligaments puis à des gouttes (Fig. III.1-1).

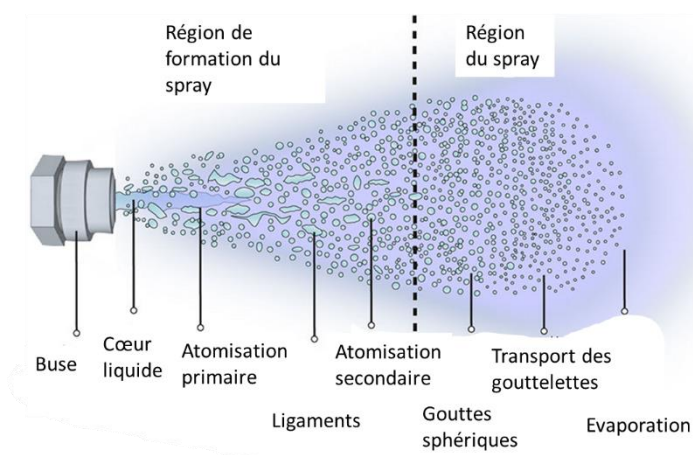


Fig. III.1-1: Description de la pulvérisation d'un spray. Adapté d'après une image ©Spray-imaging

### III.1.1.1. L'atomisation primaire et les instabilités de surface

Les instabilités hydrodynamiques peuvent être décrites comme la réponse dynamique d'un liquide soumis à une ou plusieurs perturbations. Face à celle-ci, les forces en présence s'exerçant sur l'objet liquide vont participer à son rétablissement et/ou à la propagation et à l'amplification d'ondes jusqu'à la rupture du liquide. Deux cas particuliers sont d'intérêt pour notre étude : celui du jet liquide (Fig. III.1-2) et celui de la nappe liquide (Fig. III.1-3) dans une ambiance gaz. Leur régime d'écoulement est directement lié à l'influence des forces en présence au travers des nombres de Reynolds, de Weber et d'Ohnesorge (Eq. III.1-1 à Eq. III.1-4).



Fig. III.1-2: Apparition d'instabilités hydrodynamiques sur un jet liquide à haute vitesse [39]

$$We = \frac{F_{inertielles}}{F_{capillaires}} = \frac{\rho (v - u)^2 D}{\sigma} \quad \text{Eq. III.1-1}$$

$$Oh = \frac{F_{visqueuses}}{\sqrt{F_{inertielles} F_{capillaires}}} \quad \text{Eq. III.1-2}$$

$$Oh = \frac{\eta}{\sqrt{\rho \sigma D}} = We^{\frac{1}{2}} Re^{-1}$$

$$Re = \frac{F_{inertielles}}{F_{visqueuses}} = \frac{\rho (v - u) D}{\eta} \quad \text{Eq. III.1-3}$$

$$\varepsilon = \frac{\rho_g}{\rho_l} \quad \text{Eq. III.1-4}$$

Avec  $F$  une force,  $\rho$ ,  $\sigma$ ,  $\eta$  les masses volumiques, tension de surface et viscosité dynamique du fluide.  $u$ ,  $v$  et  $D$  les vitesses gaz, liquide, et le diamètre caractéristique de l'écoulement.  $\rho_g$  et  $\rho_l$  les masses volumiques du gaz et du liquide.

L'interaction liquide/gaz se manifeste par des instabilités courantes à savoir Rayleigh-Taylor (différence de densité) et Kelvin-Helmholtz (différence de vitesse). Les forces capillaires et visqueuses sont responsables de la propagation d'ondes modulant la forme du jet ou de la nappe. On distingue les ondes sinueuses (phasées antisymétriques) et variqueuses (déphasées symétriques). Ces deux types d'ondes peuvent coexister bien que la seconde, dispersive, domine souvent la première pour des régimes de bas  $We$ . Plusieurs modes oscillants existent donc selon le régime pris par la nappe. Le taux de croissance des ondes est généralement bien décrit par le nombre d'onde  $k$  et amène à une prédiction du lieu de rupture, correspondant à une taille limite du jet ou de la nappe. Les modèles dits linéaires considèrent que la rupture a lieu en ce point limite repéré par une position  $z_{bu}$ , puis toutes les demi-longueurs d'onde  $\lambda_m$  de l'onde à taux de croissance maximal [40, Ch. 3], [41], [42].

Sur la base d'observations [43] d'une nappe formée à l'impact de deux jets se faisant face, le rayon pris par la nappe  $R$  (noté  $z_{bu}$  par la suite) connaît d'abord un régime de croissance où  $R/D_j$  est proportionnel à  $We_j$  (régime lisse). Pour  $We_j$  supérieur à 1000, des ondes sont générées et une décroissance apparaît avec  $R/D_j$  proportionnel à  $(\varepsilon^2 We_j)^{-1/3}$  : c'est le régime drapeau. La vitesse de la nappe reste du même ordre que celle des jets mais l'épaisseur  $h_{bu}$  diminue jusqu'à sa rupture [44]. La taille des fragments se détachant du bord varie alors en  $\sqrt{\lambda_m h_{bu}}$  avec  $h_{bu}$  l'épaisseur de la nappe en  $z_{bu}$ .

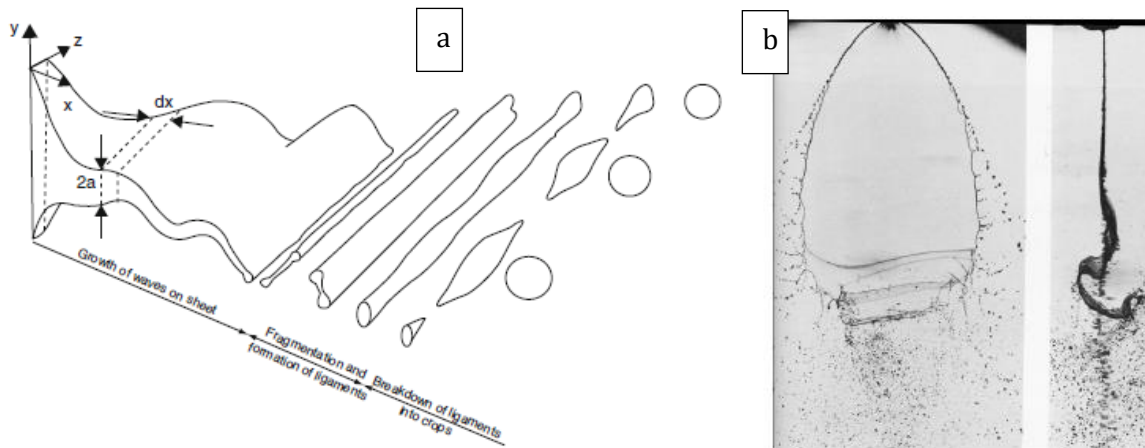


Fig. III.1-3 : (a) Schéma de l'atomisation d'une nappe perturbée avec la propagation d'ondes de surface [45]. (b) Nappe en régime drapreau sous deux angles de visualisation [46].

Pour des valeurs élevées du couple  $(Re, We)$  tous deux liés à la vitesse relative liquide/gaz  $(v - u)$ , l'instabilité de Kelvin-Helmholtz devient pilote de la fragmentation [40]. Dans ce cas, les forces de cisaillements tendent à tordre la nappe ce qui se matérialise aussi par de fortes vorticités en surface de nappe. La rupture n'est plus contrôlée par une onde unique équivalente et des modèles non-linéaires deviennent nécessaires pour expliquer la décohésion [40, Ch. 3]. Ces derniers seront plus amplement décrits dans le cas d'une nappe formée par des jets impactants (III.1.2). La prédiction du lieu de rupture est primordiale pour décrire ensuite l'atomisation secondaire : la taille des ligaments générés conditionne celle des gouttes obtenues.

### III.1.1.2. L'atomisation secondaire : dynamique ligamentaire et gouttes en mouvement

En bord de nappe, des ligaments (fragments) se détachent de manière périodique. Du fait de leur morphologie étirée, les forces capillaires ont tendance à les déstabiliser générant un grand nombre de gouttes (Fig. III.1-4) selon un mécanisme d'atomisation mère - fille [40, Ch. 9], [47, Ch. 8.8.6.3]. Cette zone se caractérise alors par une forte densité particulaire.

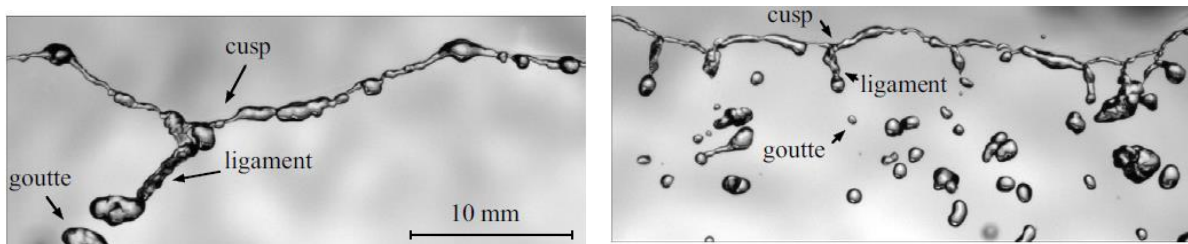


Fig. III.1-4 Fragmentation ligamentaire en multiples gouttes [44]

L'atomisation secondaire se poursuit alors selon le même mode : la vitesse encore élevée des gouttes contribue à mettre en contrainte la surface dont la minimisation est responsable de sa déformation. L'équilibre des forces est atteint pour une valeur seuil de  $We_{bu}$  estimée autour de 10 [40, Ch. 9]. Une valeur supérieure de l'ordre de 50 est rapportée dans le cas d'une goutte en forte évaporation [48] ce qui est le cas en condition moteur-fusée. Dans ce cas, le flux de vapeurs

qu'elle génère vers l'extérieur crée une couche limite épaisse, atténuant les forces aérodynamiques à la surface de la goutte.

La vitesse relative de la goutte relativement au gaz ( $v - u$ ) est donc essentielle à la prédiction de la taille de la goutte au cours de son déplacement. Prenons le cas d'une goutte de grande taille peu affectée par l'écoulement gazeux i.e. de fort nombre de Stokes  $St = (\rho_l d^2 u) / (18 \mu_g l_0)$  ; avec  $\mu_g$  la viscosité dynamique de l'écoulement et  $l_0$  sa longueur caractéristique (celle de l'obstacle). Lâchée dans une ambiance gazeuse potentiellement turbulente, la goutte suit son impulsion initiale : sa trajectoire est balistique. Proportionnelle au carré du diamètre, la force de traînée la freine ; elle se divise en une traînée de forme (responsable de sa décélération) et une de frottement (déformation). Des effets supplémentaires sont à considérer dans le cas de petites gouttes, affectées par l'écoulement (faible  $St$ ) typiquement en condition moteur, ou de gouttes en interaction [40, Ch. 4]. Des corrections au modèle initial s'appliquent en prenant en compte par exemple l'effet d'entraînement des gouttes dans le sillage de leur prédécesseur (du type « aspiration » du cycliste).

Plusieurs modèles décrivent la rupture des gouttes mère - fille en cascade, notamment la méthode TAB (Taylor Analogy Breakup). Cette dernière fait l'analogie d'une goutte à un système masse-ressort. Il en ressort une valeur de constante de rupture  $K_{bu}$  fonction du  $We$ , et un temps de rupture  $t_{bu}$  décrivant la dynamique de formation de gouttes et le rapport des diamètre mère-fille. Ainsi on peut montrer que le temps caractéristique capillaire vaut  $t_\sigma = \sqrt{(\rho d^3)/\sigma}$  si bien que la distance rapportée à la taille de goutte  $l_\sigma/d = (v t_\sigma)/d = \sqrt{We_d}$ . Les grosses gouttes plus véloces s'atomisent donc plus lentement.

Relativement à ces mécanismes stochastiques, les distributions de tailles et de vitesses obtenues suivent généralement une loi probabiliste. En d'autres termes, si l'on mesurait sur un temps suffisant la population statistique passant dans un volume sonde, la distribution obtenue serait généralement polydisperse et monomodale. Cette dernière est décrite mathématiquement par une pdf (fonction densité de probabilité) de forme exponentielle. Parmi les plus utilisées on peut citer la loi log-normale, les distributions Rosin-Rammler et Nukiyama-Tanasawa, ou encore la fonction  $\Gamma$ . Ces dernières ne permettent généralement pas de prédire correctement les plus grosses gouttes, qui ont pourtant un poids non négligeable dans la capacité à évaporer un spray (voir III.1.3) ; d'autres fonctions existent dans ce cas [47, Ch. 8].

### III.1.1.3. Compléments de description spécifiques aux sprays réactifs en milieu confiné

Le premier cas d'intérêt est celui du spray en évaporation, la taille des gouttes peut fortement diminuer du fait d'un environnement moteur chaud et pressurisé.

Un second cas est celui du spray en ébullition [40, Ch. 10] : des nucléations (bulles de vapeur) apparaissent au sein du jet ou de la nappe. Des « micro-explosions » peuvent aussi survenir pour des gouttes multi-composants de volatilité suffisamment différente, ou bien dans le cas de liquides réactifs par réaction exothermique e.g. par auto-décomposition  $H_2O_2$ .

De même, le spray réactif se distingue par son potentiel à réagir avec son environnement. Le dégagement de chaleur apportée par la réaction induit une évaporation rapide et un couplage existe entre évaporation et réaction.

Enfin, le confinement lié à une application moteur implique généralement des collisions entre gouttes et avec les parois impactant inévitablement l'évaporation et la combustion (coalescence de gouttes, ruissellement, etc...).

### III.1.2. Les jets impactant

La technologie de jets impactants est parmi l'une des plus anciennes utilisées pour l'injection liquide appliquée au spatial. Le moteur F-1 du 1<sup>er</sup> étage de la fusée Saturn V était ainsi constitué de milliers de doublets d'ergols LOx et RP-1. Ces injecteurs sont encore utilisés car reconnus pour leurs qualités d'atomisation ; ils sont choisis préférentiellement pour des ergols stockables.

#### III.1.2.1. Définitions et usages

Le principe des jets impactants est l'association de 2 à  $N_j$  jets cylindriques s'impactant. Chaque impact génère une nappe instable formant ensuite un spray. L'injecteur élémentaire est le doublet « like » : 2 jets de diamètres  $D_j$  et de vitesse  $u_j$  s'impactent avec un angle  $\theta_j$ . Une déclinaison est de considérer une dissymétrie, par exemple avec un second liquide : on parle d'injecteur « unlike » (Fig. III.1-5). De même, on qualifie d'unlike un injecteur dont une ou plusieurs propriétés des jets diffèrent ( $D_j$ ,  $u_j$ , etc). Enfin, d'autres options consistent à étager l'impact e.g. FO-OF.

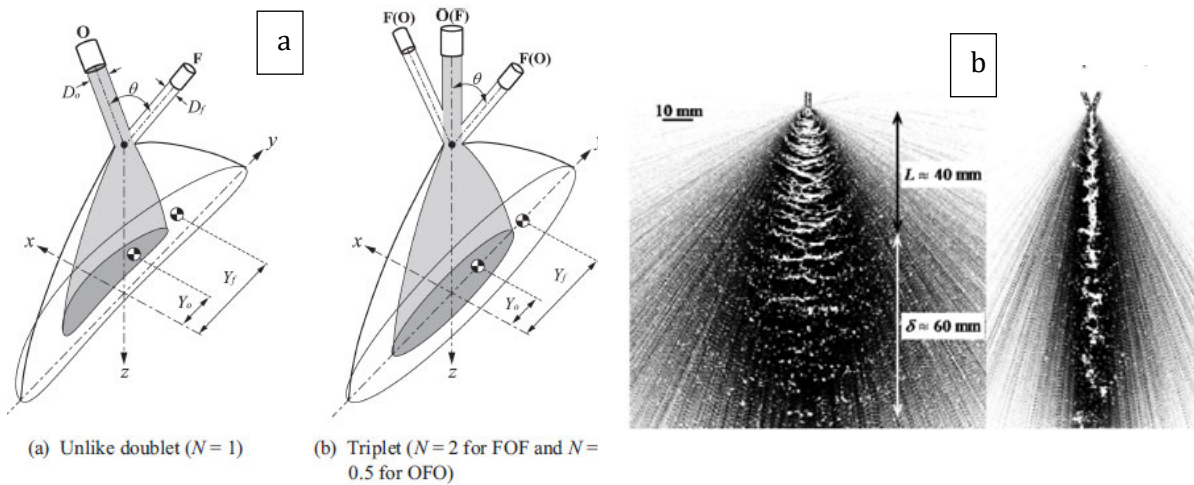


Fig. III.1-5 : (a) Doublet OF et triplet FOF (OFO) unlike.  $Y_o$  et  $Y_f$  représentent les positions des centres de gravité des demi-distributions liquides oxydant et fuel dans un plan XY [49]. (b) Spray formé par doublet d'eau d'angle  $\theta_j = 40^\circ$  selon 2 vues YZ et XZ avec superposition des visualisations d'ombroscopie à longue (noir) et courte (blanc) exposition.  $L$  et  $\delta$  représente resp. la longueur de nappe avant rupture et celle de relaxation capillaire (gouttes sphériques) [50].

Il est possible d'envisager un grand nombre de configurations, notamment selon le couple d'ergols envisagé et du  $RM$  souhaité. Toutefois, l'usinage et la sensibilité à l'alignement des  $N_j$  jets plaident en faveur de la limitation de leur nombre. Ainsi les injecteurs doublet et triplet sont les plus courants, leurs caractéristiques respectives orientant leur choix (Tab. III.1-1). La configuration canonique est celle du doublet de jets impactants d'angle d'impact  $60^\circ$ .



Tab. III.1-1: Principales caractéristiques d'usage par classe d'injecteurs d'impact, adapté d'après [1], [51]. Règles de dimensionnement, avantages et inconvénients.

	<b>Doublet</b>	<b>Triplet</b>
<b>Like</b>	Faible $D_j$ si l'ergol est peu volatil Adapté aux LOx, hydrocarbures et généralement aux ergols stockables <u>Combustion stable</u>	
<b>Unlike</b>	$D_O \approx D_F$ $\rho_O u_O \approx \rho_F u_F$ <u>Atomisation rapide si peu réactif</u> (hypergolicité)	Meilleur que le doublet à $RM_{st}$ élevé. Flux pariétal moindre. <u>Atomisation lente et mélange rapide</u> <u>Moins bonne stabilité de combustion</u>

### III.1.2.2. Caractérisation expérimentale de la pulvérisation par jets impactant

De nombreuses études traitent de l'influence des paramètres opératoires et de conception sur la nappe, la granulométrie du spray ou le mélange (Tab. III.1-2). Les montages consistent en général en un jeu de buses mobiles afin de pouvoir analyser l'influence de l'alignement des jets, de leur longueur avant impact, de leurs diamètres et de leurs formes. De nombreux liquides sont testés comme l'eau, le trichloréthylène, le MCH, le n-heptane, le DMSO, ou des mélanges e.g. une solution eau-glycérol, du RP-1, du Varsol etc. Par variation de la vitesse d'injection, le régime de nappe est décrit notamment par le couple  $(Re_j, We_j)$ . Les diagnostics courants visent à étudier la dynamique de lâcher ligamentaire, les ondes d'impact, ou de faire une étude macroscopique du spray. Pour le mélange, un histogrammeur est généralement utilisé (Fig. III.1-6-a). Il est aussi courant d'ajouter un colorant à un des liquides (Fig. III.1-6-b) dont la concentration est mesurée après impact par PLIF ou par absorbance [49], [52].

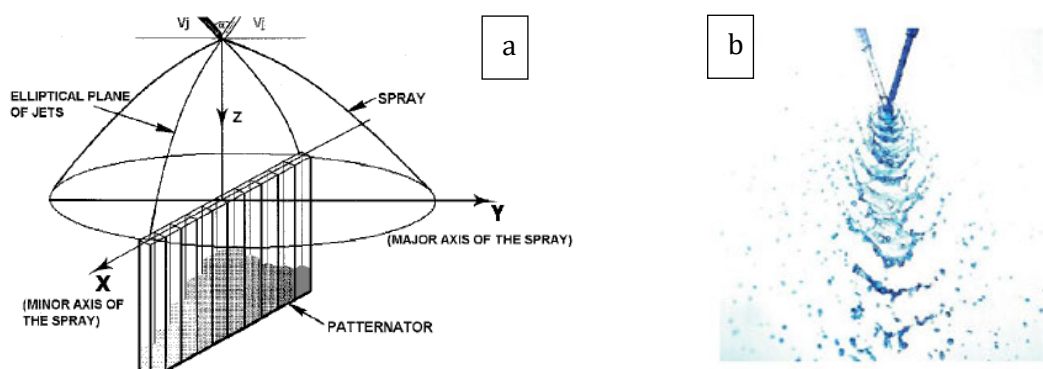


Fig. III.1-6 : Deux méthodes usuelles pour l'étude du mélange en configuration unlike. (a) Disposition d'un histogrammeur (grille de tubes collectant les liquides non miscibles) sous le spray. [53] (b) Ajout d'un colorant à l'un des jets pour des mesures d'absorbance [49].

Tab. III.1-2 : Synthèse des résultats d'atomisation et de mélange en configuration doublet et triplet unlike. -/+ : amélioration ou dégradation.

Paramètre	Dépendance	Doublet / triplet unlike	Ref
Angle $\theta_j$	QDM	Mélange -, atomisation +	[53]
Diamètre $D_j$	QDM et régimes	Mélange -	[53]
$\frac{L_j}{D_j}$	Turbulence	Mélange +	[53]
Forme orifice	Turbulence +	Mélange +, atomisation -	[54][53]
$\sigma$	$We_j$	Atomisation -	[40], [51], [55]
$\eta$	$Re_j$	Atomisation -	[55]
Miscibilité	Diffusion		[53], [56]
$u_j$	QDM et régimes	Mélange -, atomisation +	[53]
$\rho_j u_j$	Mélange	Mélange +/- (transmissif / réfléchif) Optimum à QDM égales	[53]
$Re_j$	Atomisation	Atomisation +	[56], [57]
$We_j$	Atomisation	Atomisation +	[56], [57]
Strouhal	Régimes	Atomisation +	[58]
$\Lambda$	Mélange	$\frac{Y_O}{Y_F} \propto \Lambda$ . FOF plus sensible à $\Lambda$ qu'OFO	[49], [59], [60]
$(P, T, \rho)_{gaz}$	Cavitation	Atomisation + (KH) Distribution fortement 3D avec $P$ +	[56]
Perturbations	$\frac{L_j}{D_j}$ , modulations	Atomisation -	[53], [61]
Liquides hypergoliques	Réactivité	Mélange - (séparation « RSS »)	[62]

### III.1.2.3. La structure et les régimes d'instabilités de nappe

#### Régime et structure de l'écoulement en doublet like

Une simulation numérique [86] balayant un large éventail de vitesses d'injection (cf. Fig. III.1-7) a permis de mettre en évidence l'existence de régimes d'atomisation bien distincts. Dans la plupart des applications moteurs, seul le régime dit « pleinement développé » correspondant à  $We_j > We_c \approx 100$  [51] est observé. En effet, au-delà de cette valeur critique, les instabilités de nappe sont contrôlées par un mode unique à nombre de Strouhal constant [58]. Dans ce cas, les ondes d'impact (ou circonférentielles) correspondent au mode préféré de la nappe de fréquence  $\frac{u_j}{D_j}$  [63].

L'atomisation sous-jacente des ondes d'impact en ligaments et gouttes prend place le long de la trajectoire des fragments se brisant en cascade [50]. Le spray adopte une morphologie conique étirée dans le plan orthogonal aux jets (Fig. III.1-5). En se déplaçant le long de l'axe vertical  $Z$  à partir de l'impact, les surfaces détachées prennent une forme de zigzag traduisant la fluctuation périodique de la nappe [50], [53], [58]. En moyenne, ses bords sont délimités par des droites dans les plans  $XZ$  et  $YZ$  correspondants aux petits et grands axes  $X$  et  $Y$  de sa section elliptique.

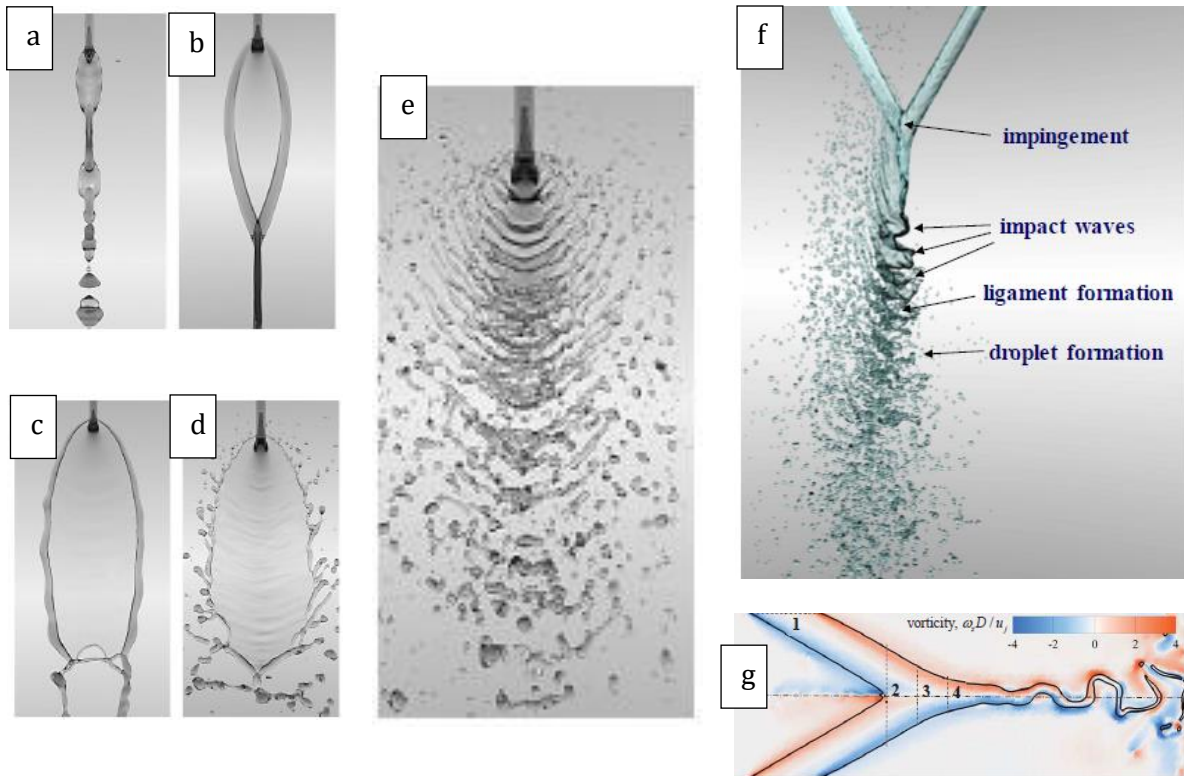


Fig. III.1-7 : (a-b-c-d-e) Simulations de l'écoulement issu de jets impactants pour des vitesses de jet croissantes [64]. Régimes observés à  $We_j = 27.5, 58.8, 152, 343.5$  et  $687$ . Doublet like eau,  $\theta_j = 60^\circ, D_j = 400 \mu\text{m}$ . (f) Vue en coupe dans le régime du cas (e). (g) Champ de vorticités dans le plan de coupe [58].

À partir de ces observations, de nombreux modèles cherchent à prédire les caractéristiques de la nappe, en particulier la position de sa décohésion  $z_{bu}(\theta, \varphi)$  et son épaisseur locale  $h_{bu}(\theta, \varphi)$  dans un repère polaire. Celles-ci déterminent alors les dimensions moyennes des ligaments  $d_L$  et des gouttes  $d_D$ . Ces modèles se répartissent entre semi-empirique, linéaire [65] et non linéaire [66].

De façon empirique, les régimes de nappe sont cartographiés pour de nombreux fluides et étendus en particulier pour les fluides non-newtoniens [67], [68]. Sur le plan de simulation, la phénoménologie est restituée avec fidélité, avec cependant une sensibilité importante aux conditions aux limites comme le profil de vitesse [58][69][70].

### Distribution et mélange en doublet et triplet unlike

En configuration unlike, un aspect supplémentaire doit être considéré : celui du mélange. Selon la miscibilité des liquides oxydant et fuel, il sera utilisé pour désigner le mélange à l'échelle moléculaire dans le liquide ou à l'échelle du spray en phase dispersée. Ainsi, les instabilités animant la nappe en régime turbulent participent à une meilleure dispersion des liquides à leur interface. En revanche, une vitesse de nappe élevée limite le temps d'échange, ce qui joue en sa défaveur. Il en va de même de la turbulence des jets avec une amélioration du mélange en contrepartie d'une moindre atomisation (profil de vitesse parabolique).

Mesuré par la distribution post-impact du rapport de mélange local ( $RM = \frac{m_O}{m_F}$ ) avec des liquides miscibles ou non, les observations [53] mettent en évidence trois modes de mélange, fonction des

vitesse de jet  $u_j$  réfléchit, transmissif et bien mélangé (Fig. III.1-8). À faible quantité de mouvement, les jets rebondissent l'un sur l'autre, chaque flux liquide repartant de son côté. Dans le cas inverse, les liquides se croisent sans se pénétrer. Dans ces deux situations, une mince couche de mélange se crée dans l'axe central [56], le reste de la distribution en rapport de mélange  $RM$  semblant très ségréguée. Le cas intermédiaire à ces deux scénarii permet un mélange optimal dans toute l'amplitude du spray.

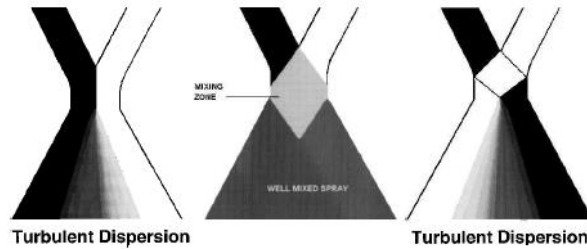


Fig. III.1-8 : Analyse de la qualité de mélange au travers de la distribution liquide post-impact. Trois modes de mélange observés à QMD croissant [53].

Cette vision a priori simplifiée décrit pourtant avec fidélité les résultats d'un grand nombre de configurations de doublets et triplets unlike (Fig. III.1-9-a). Ainsi selon la même approche [49], la dispersion mesurée est bien reproduite par le paramètre adimensionnel  $\Lambda = \sqrt{\frac{N_F \rho_F u_F^2 D_F^2}{N_O \rho_O u_O^2 D_O^2}}$  (Fig. III.1-9-c-d). Les auteurs assimilent ce nombre au rapport des positions des barycentres  $Y_O$  et  $Y_F$  dans le spray de largeur  $L$  (Fig. III.1-9-d et Fig. III.1-5).

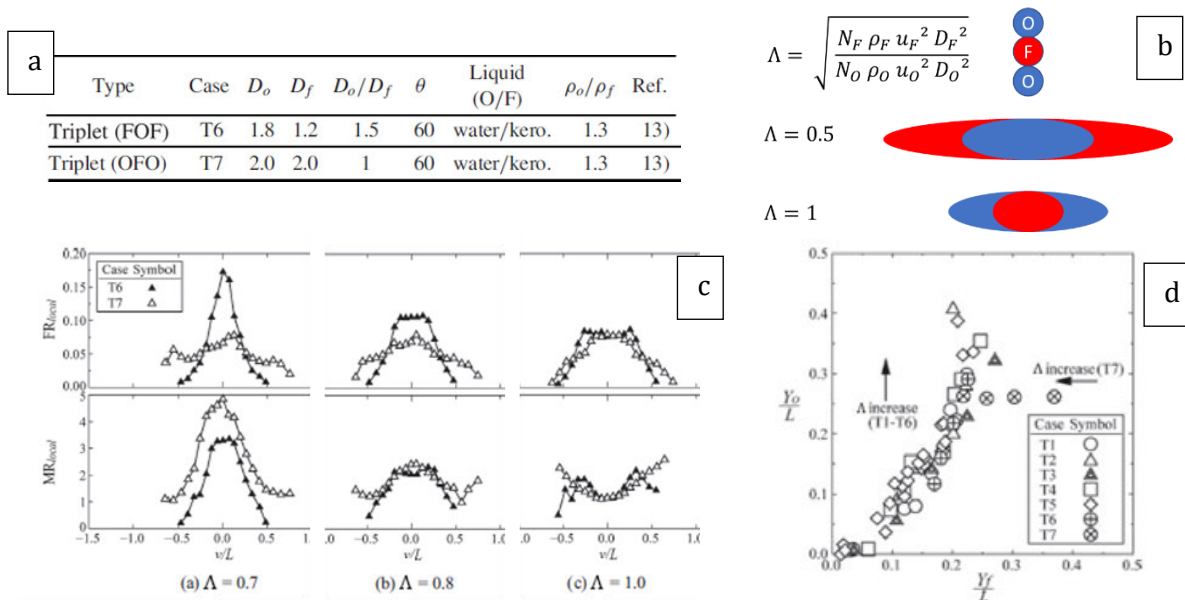


Fig. III.1-9 : (a) Configurations d'injection FOF et OFO étudiées. (b) Schéma de la répartition O/F selon une coupe XY et relativement au paramètre  $\Lambda$ , sur la base des (c) mesures histogrammeur pour les deux triplets.  $FR_i = \frac{\dot{m}_{O,i} + \dot{m}_{F,i}}{\dot{m}_{tot}}$  et  $MR_i = \frac{\dot{m}_{O,i}}{\dot{m}_{F,i}}$ . (d) Unification à  $\Lambda$ . Adapté d'après [49].

Plus précisément, dans le cas de liquides non miscibles, les couches sont minces et les forces capillaires tendent à déstabiliser davantage la cohésion de la nappe. Des déchirements internes à la nappe liquide qui contribuent à sa rupture accélérée sont observés expérimentalement [55], [56] (Fig. III.1-10-a). Les effets de la densité ou de la pression ambiante sont également significatifs sur la morphologie observée, une plus grande pression tendant à raccourcir la nappe (Fig. III.1-10-b).

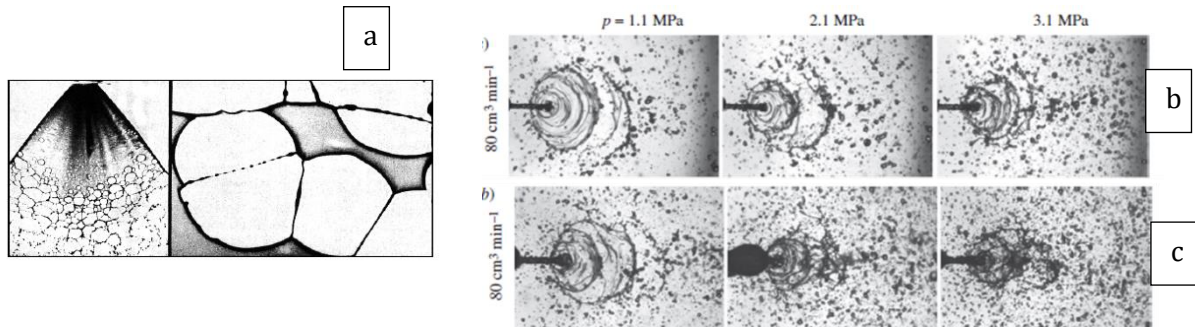


Fig. III.1-10 : (a) Déchirement d'une nappe formée à partir d'une émulsion eau-huile [55]. (b-c) Injection en doublet (b) eau-eau et (c) eau-MCH non-miscibles en fonction du niveau de pression ambiante en azote et à vitesse de jet constante [56]

### III.1.3. Modélisation de l'évaporation d'une goutte

Par atomisation d'une goutte en plusieurs petites, la surface libre est multipliée jusqu'à plusieurs ordres de grandeurs pour un même volume : l'évaporation devient rapide. L'impact de cette vaporisation plus rapide est également dépendant de la chaleur latente de vaporisation  $L_{vap}$  et de la pression de vapeur saturante  $P_{sat}$ , reportées en Fig. III.1-11 pour les molécules étudiées.

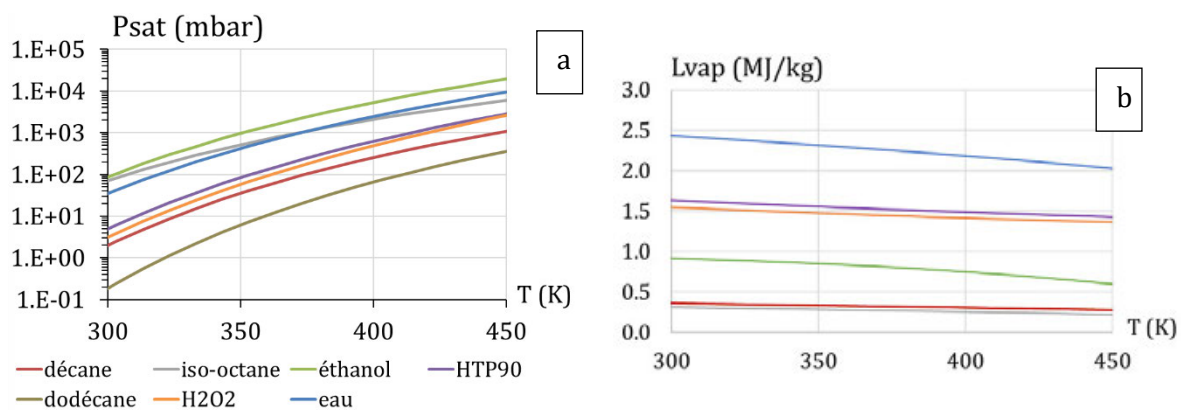


Fig. III.1-11 : Propriétés des équilibres liquide-vapeur des ergols et liquides de similitudes en fonction de la température. (a) Pression de vapeur saturante. (b) Chaleur latente de vaporisation.

### III.1.3.1. Évaporation d'une goutte isolée au repos : la loi du $d^2$

#### Évaporation pure en milieu inerte

Placée dans un environnement chaud à pression modérée, une goutte au repos est initialement soumise à un processus transitoire de chauffage jusqu'à ce qu'elle atteigne un état d'évaporation stable (Fig. III.1-12) [40, Ch. 12], [71], [72]. Cette phase est décrite par la loi dite du  $d^2$  qui établit une proportionnalité directe entre la régression du diamètre au carré et le temps.

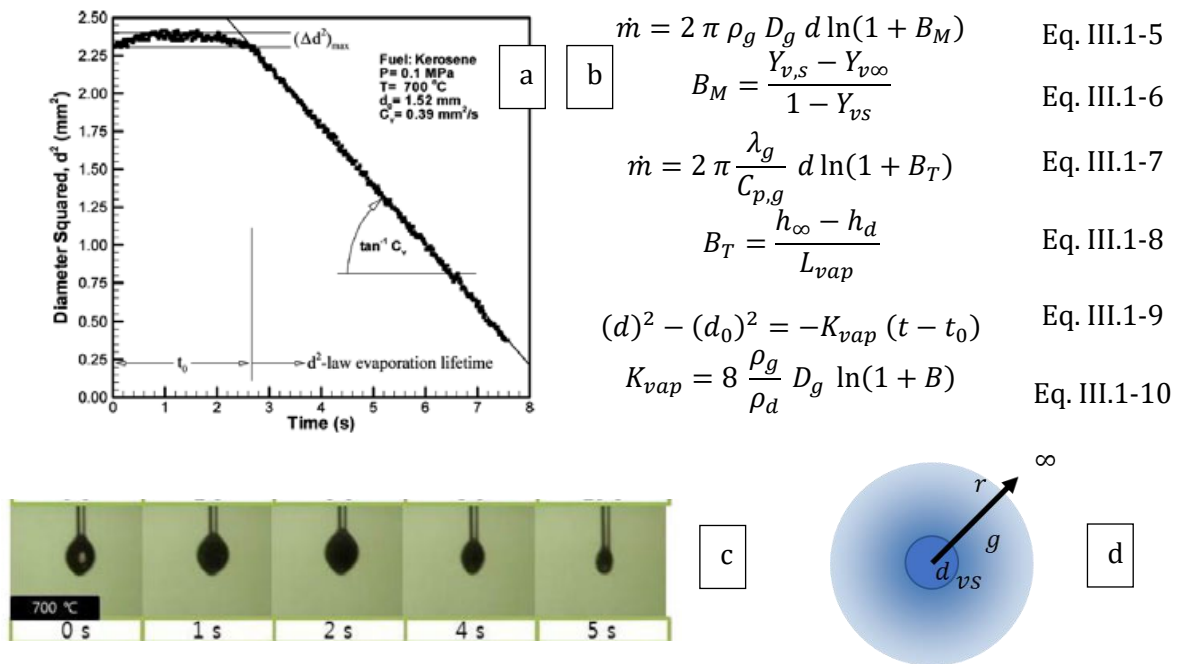


Fig. III.1-12 : (a) Mesure de la régression en diamètre d'une goutte de kérosène dans une ambiance chaude : échauffement puis évaporation [71] (b) Débits, nombres de transfert et loi du  $d^2$ . (c) Clichés d'une goutte d'HTP90 en évaporation à 700°C [72]. (d) Schéma et notations utilisées.

Le modèle décrivant la loi du  $d^2$  considère une goutte sphérique immobile en équilibre avec son environnement gazeux au repos (Fig. III.1-12-d). Dans ces conditions, une couche de vapeurs se crée par évaporation et transfert diffusif. Le débit massique de vapeurs quittant la goutte est conservé radialement et s'écrit de manière égale et similaire entre les flux de chaleur et de matière au travers des nombres de transferts  $B_M$  et  $B_T$  (Fig. III.1-12-b). Les conditions aux limites au niveau de la goutte et à l'infini déterminent l'intensité des transferts via  $K_{vap}$ . Les hypothèses principales du modèle sont rapportées en Tab. III.1-3.

Tab. III.1-3: Hypothèses de la loi du  $d^2$  en évaporation pure [47].

La goutte est de géométrie sphérique	L'interface est à l'équilibre thermodynamique
La goutte est immobile	Les propriétés gaz sont constantes et uniformes
Le milieu est infini et le gaz au repos	Le liquide est pur et exempt de gaz dissous
L'écoulement est quasi-stationnaire	Le rayonnement entre goutte et gaz est négligé
	Les réactions sont négligées dans le gaz

## Impact de la combustion sur la loi d'évaporation en $d^2$

Dans le cadre de sa théorie sur l'évaporation d'une goutte isolée au repos, Spalding considère le cas de la goutte en combustion, par exemple de combustible dans l'air (Fig. III.1-13). Le modèle initial est ainsi étendu à de nouvelles hypothèses (Tab. III.1-4). Spatialement, le front de flamme s'établit à une distance  $r_f$  de la goutte lui apportant la chaleur  $Q$  nécessaire à son évaporation et de telle manière à ce que le débit de vapeur  $\dot{m}_F$  quittant la goutte se retrouve en juste proportion avec le débit  $\dot{m}_O$  d'autre part de la flamme. Cette dernière apporte aussi l'énergie nécessaire au préchauffage de son environnement (réactifs éventuellement dilués et produits de combustion  $P$ ).

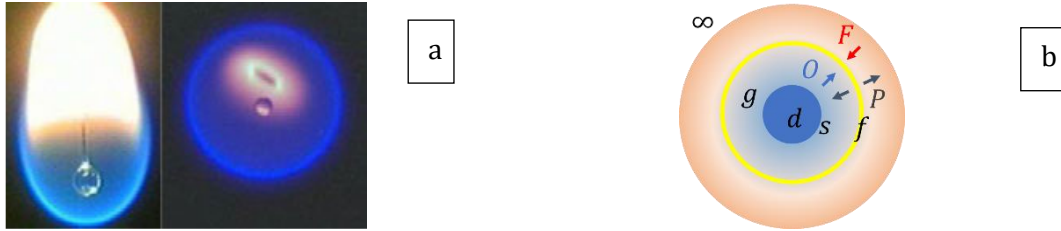


Fig. III.1-13 : (a) Clichés d'une goutte de combustible réagissant avec ou sans pesanteur © NASA. (b) Représentation schématique de la combustion d'une goutte d'oxydant dans du combustible.

Tab. III.1-4: Hypothèses de la loi du  $d^2$  en évaporation-combustion [47].

La réaction de combustion est infiniment rapide	Le $Le$ est considéré unitaire
---	--------------------------------

La loi du  $d^2$  (Eq. III.1-9 et Eq. III.1-10) reste valide et seule la définition des nombres de transfert change par rapport au cas inerte (cf. Eq. III.1-5 à Eq. III.1-10). Les équations sont alors les suivantes :

$$B_T = \frac{\hat{h}_\infty - \hat{h}_s - Y_{O,\infty} \frac{Q^*}{m_O^*}}{L_v + \hat{h}_d - \hat{h}_d^0} \quad \text{Eq. III.1-11} \quad \frac{r_f}{r_d} = \frac{\xi_d}{\xi_f} = \frac{\ln(1 + B_T)}{\ln\left(1 + Y_{O,\infty} \frac{M_F}{v_{st} M_O}\right)} \quad \text{Eq. III.1-12}$$

$$B_M = \frac{Y_{F,s} + Y_{O,\infty} \frac{m_F^*}{m_O^*}}{1 - Y_{F,s}} \quad \text{Eq. III.1-13} \quad T_f = T_d + \frac{L_{vap}}{C_{p,d}} [\exp(\xi_d - \xi_f) - 1] \quad \text{Eq. III.1-14}$$

Avec  $\hat{h}$  et  $h^*$  les enthalpies sensibles et de formation telles que  $h = h^* + \hat{h}$ . Avec  $Q^*$  et  $m^*$  la chaleur de réaction et les masses de réactifs exprimées pour 1 mole d'espèce liquide. Et  $\xi = \frac{\dot{m}^0}{4\pi\rho D r}$  avec  $\dot{m}^0$  le débit total de gaz avec  $\rho D$  supposé constant pour tout  $r$ .

### La phase gazeuse

La représentation de la phase gazeuse dans l'environnement immédiat de la goutte s'appuie sur le modèle des gaz parfaits, valable pour des pressions modérées ( $P < 1$  MPa). Le mélange gazeux est obtenu par la loi de Dalton via les pressions partielles ( $P_i = x_i^g P_{tot}$ ) tandis que la loi de Raoult ( $x_i^g = \frac{P_i^g}{P_i^{sat}(T)}$ ) traite de l'état de saturation. La diffusion de l'espèce initialement liquide et vaporisée dans le mélange gaz s'exprime au travers des diffusivités massiques  $D_{ij}$  qui sont

généralement prises égales pour simplifier le problème [40, Ch. 12]. Les conductivités thermiques  $\lambda_i$  peuvent être calculées par une loi de mélange. L'ensemble de ces propriétés dépend directement des profils de température  $T$  et de fraction massique  $Y$  marqués par de forts gradients dans la couche gazeuse. Une approximation par pondération connue sous le nom de « règle du 1/3 » [73] est donc appliquée aux conditions aux limites (Eq. III.1-15 et Eq. III.1-16). Ses propriétés  $\lambda_g, \rho_g, C_{p,g}$  et  $D_{m,g}$  sont calculées.

$$T_g = \frac{T_\infty + 2 T_s}{3} \quad \text{Eq. III.1-15}$$

$$Y_{v,g} = \frac{Y_{v,\infty} + 2 Y_{v,s}}{3} \quad \text{Eq. III.1-16}$$

### L'échauffement de la goutte

La loi du  $d^2$  vaut pour la phase d'évaporation permanente. Pour autant, la phase initiale d'échauffement de la goutte représente une portion significative de sa durée de vie [40, Ch. 12].

Pour en tenir compte, une résolution instationnaire de la thermique de la goutte est nécessaire. L'échauffement réel non uniforme a pour solution  $T(r, t)$  dans le cas d'un flux de chaleur unidirectionnel. À l'inverse, un échauffement immédiat ( $T \approx T_{eb}$ ) peut être considéré, valable pour une petite goutte de nombre de Biot  $Bi < 0.1$ .

Par ailleurs, la goutte se dilate ; le liquide n'est pas incompressible [74] et sa taille initiale doit être adaptée (c'est le cas de mesures en « cold flow » dont la granulométrie sert à prédire l'évaporation).

### III.1.3.2. Prise en compte du mouvement

Au repos, l'écoulement induit par l'évaporation (terme convectif  $\rho_g Y_g u_g$ ), dit « écoulement de Stefan », domine : le transfert est essentiellement diffusif. Si les gouttes sont en mouvement par rapport au gaz ambiant, les transferts de chaleur et de masse sont modifiés.

### Impact de l'écoulement d'advection sur la loi en $d^2$ : convection et film résistif

Dans le cas d'une goutte de vitesse  $v - u$  relativement au gaz, la constante d'évaporation  $K'_{vap}$  augmente proportionnellement aux nombres de Sherwood  $Sh$  et Nusselt  $Nu$  par convection forcée [75] (Fig. III.1-14, Eq. III.1-17 et Eq. III.1-18). Figurant le rapport des transferts convectifs par diffusifs en matière et en chaleur, ils sont calculés par application de la corrélation semi-empirique de Ranz-Marshall (Eq. III.1-19 et Eq. III.1-20). Par ailleurs, pour une goutte en évaporation intense telle qu'en chambre de combustion, l'écoulement de Stefan depuis la goutte diminue l'influence des transferts par l'apparition d'un film résistif [75] (Fig. III.1-14 et Eq. III.1-21, Eq. III.1-22). À angle d'attaque nul entre la goutte et l'écoulement, les nombres  $Sh_0$  et  $Nu_0$  sont alors corrigés comme suit (Eq. III.1-23 et Eq. III.1-24).



Fig. III.1-14 : Représentation de l'évaporation d'une goutte en mouvement © G.Castanet



$$K'_{vap,M} = \frac{Sh}{2} \frac{B_M}{\ln(1+B_M)} K_{vap,M} \quad \text{Eq. III.1-17}$$

$$Sh_0 = 2 + 0.6 Re^{\frac{1}{2}} Sc^{\frac{1}{3}} \quad \text{Eq. III.1-19}$$

$$F_M = \frac{\delta_M}{\delta_0} = (1+B_M)^{0.7} \frac{\ln(1+B_M)}{B_M} \quad \text{Eq. III.1-21}$$

$$Sh = \left( 2 + \frac{Sh_0 - 2}{F_M} \right) \frac{\ln(1+B_M)}{B_M} \quad \text{Eq. III.1-23}$$

$$K'_{vap,T} = \frac{Nu}{2} \frac{B_T}{\ln(1+B_T)} K_{vap,T} \quad \text{Eq. III.1-18}$$

$$Nu_0 = 2 + 0.6 Re^{\frac{1}{2}} Pr^{\frac{1}{3}} \quad \text{Eq. III.1-20}$$

$$F_T = \frac{\delta_T}{\delta_0} = (1+B_T)^{0.7} \frac{\ln(1+B_T)}{B_T} \quad \text{Eq. III.1-22}$$

$$Nu = \left( 2 + \frac{Nu_0 - 2}{F_T} \right) \frac{\ln(1+B_T)}{B_T} \quad \text{Eq. III.1-24}$$

Domaines de validité. Corrélation de Ranz-Marshall [76] :  $0 \leq Re \leq 1000$  et  $0.6 \leq Sc \leq 3$ . Théorie du film [75] :  $0 \leq B_M, B_T \leq 20$  et  $0 \leq Pr, Sc \leq 3$ .

### Effet de la trainée et de la régression en diamètre sur la dynamique d'évaporation

On se place dans le référentiel galiléen du laboratoire, et l'on cherche à décrire le mouvement des gouttes par une approche Lagrangienne. Prenons une goutte sphérique de masse  $m$ , de diamètre  $d$  et de vitesse  $v$ . Sa température est supposée égale à la température de bulbe humide. De même l'environnement gazeux est supposé constant uniforme de propriétés  $P, T, \mu, \rho$ .

Par application du principe fondamental de la dynamique, la variation de quantité de mouvement de la goutte s'écrit à tout instant  $t$  :

$$\frac{d(mv)}{dt} = v \frac{dm}{dt} + m \frac{dv}{dt} = \sum F = -C_D \frac{1}{2} \rho (v-u)^2 \left( \pi \frac{d^2}{4} \right) \quad \text{Eq. III.1-25}$$

en négligeant le poids de la goutte et en ne traitant que la force de trainée qui s'explique suivant  $F_{drag} = C_D \frac{1}{2} \rho v^2 A$  avec  $A$  la surface projetée de la particule suivant  $X$  l'axe vecteur de la goutte et  $C_D$  le coefficient de trainée. Pris sur le modèle d'une sphère rigide, ce dernier est calculé en fonction du régime de l'écoulement par  $Re = \frac{\rho v d}{\mu}$  (voir ANNEXE 11).

Par évaporation, sa masse évolue selon la loi du  $d^2$ , avec  $K'$  fonction de  $v-u$  et  $d$ :

$$\frac{dm}{dt} = \rho_l \pi \frac{d^2}{2} \frac{dd}{dt} = -\frac{\pi}{4} \rho_l K'_{vap} d \quad \text{Eq. III.1-26}$$

Ainsi l'équation différentielle gouvernant l'évolution de vitesse s'écrit :

$$\frac{dv}{dt} = \frac{3}{2} \frac{1}{d^2} \left[ -C_D \frac{1}{2} \frac{\rho}{\rho_l} (v-u)^2 d + K'_{vap} v \right] \quad \text{Eq. III.1-27}$$

De même, la régression en diamètre s'écrit par la loi du  $d^2$  :

$$\frac{d(d)}{dt} = -\frac{1}{2} \frac{K'_{vap}}{d} \quad \text{Eq. III.1-28}$$

Ces deux équations différentielles peuvent être intégrées numériquement avec pour conditions initiales  $v_0$  et  $d_0$  à  $t = 0$ . La résolution temporelle de la vitesse permet alors de suivre  $v$  et  $d$  suivant la trajectoire  $z(t)$  par intégration de la vitesse instantanée.

### III.1.3.3. Combustion limitée par l'évaporation : application au moteur fusée en chambre tubulaire

De nombreux travaux ont pris appui sur la théorie de Spalding pour en tirer un modèle prédictif sur la combustion de sprays dans les moteur-fusée. En effet, l'expérience a rapidement montré que la performance du moteur dépend de la durée de vie des gouttes au cours de leur traversée de la chambre : la combustion est limitée par l'évaporation. Ainsi le modèle de Priem et Heidmann [77] se base sur une résolution 1-D d'un spray en évaporation pure dans les gaz brûlés issus de la combustion des ergols. Le mélange et la réaction sont supposés infiniment rapides et l'accrochage immédiat. L'entraînement est supposé complet, c'est-à-dire sans recirculation.

Simulé selon de nombreux paramètres, la dispersion de la distribution de tailles de gouttes ou  $r_m$  apparaît comme déterminante sur la longueur de vaporisation. Ainsi une pdf de  $\sigma_G = 3.6$  (dispersion d'un triplet; 2.3 pour un doublet) affiche un  $L^*$  8 fois plus important que la distribution monodisperse à  $r_m$  égal. De même, une vitesse liquide élevée diminue le taux d'évaporation car le temps de vol est réduit.

La vaporisation éventuellement incomplète des ergols combustible et oxydant peut donc avoir une incidence sur la performance. Avec  $\eta_F$  et  $\eta_O$  leurs taux de vaporisation massique,  $\eta_{c^*}$  s'exprime simplement en fonction de la quantité d'ergols évaporée (Eq. III.1-29 **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**). La valeur de  $\eta_O$  en limite le plus la performance (Fig. III.1-15) ce qui s'explique par le fait que la vitesse caractéristique  $c_{id}^*$  est plus sensible à l'oxydant qu'au combustible par le rapport de mélange des ergols ( $RM_{st} > 1$ ).

$$\eta_{c^*} = \frac{c_{id}^* \left( RM_{vap} = \frac{\eta_O}{\eta_F} \right)}{c_{id}^* \left( RM_{liq} = \frac{\dot{m}_O}{\dot{m}_F} \right)} \frac{\eta_O \dot{m}_O + \eta_F \dot{m}_F}{\dot{m}_O + \dot{m}_F} \quad \text{Eq. III.1-29 [77]}$$

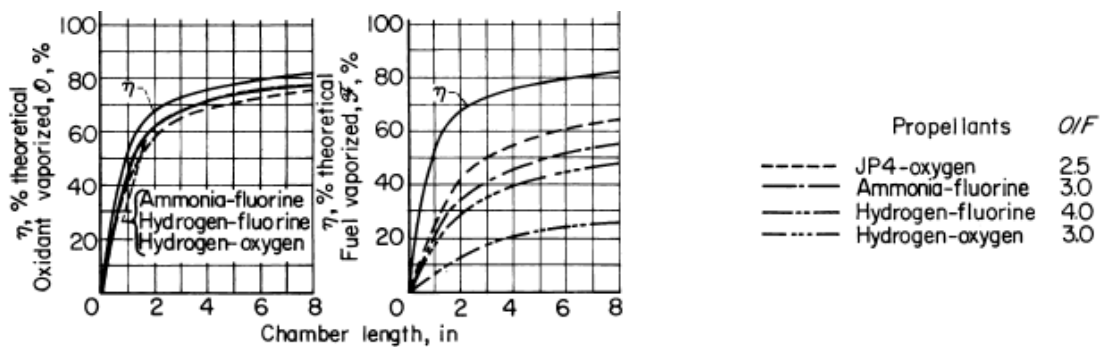


Fig. III.1-15 : Lien entre la performance  $\eta_{c^*}$  et la fraction de vaporisation [77]

En conclusion, les caractéristiques du spray (granulométrie, vélocimétrie) sont déterminantes pour l'évaporation et la combustion des ergols. À  $RM_{st} \gg 1$ , la performance est majoritairement oxydant - dépendante. Ainsi ce sont généralement l'évaporation du fuel (e.g. hydrocarbures de faible volatilité via  $P_{sat}$  notamment) et des grosses gouttes ( $t_{vap} \propto d^2$ ) qui sont les plus limitantes, représentant environ 10 à 20 % du débit d'ergol [78].

Ces modèles ont permis de prédire avec  $\pm 5\%$  d'erreur, les performances moteurs en fonction du couple d'ergols et de la longueur de chambre [77]. Une exception est pointée pour l'hydrazine, du

fait de sa décomposition négligée dans le modèle. Pris en compte, l'échauffement des ergols représente entre 1/16 et 1/5 de leur durée d'évaporation (resp. pour l'ammoniac et l'heptane).

### III.1.4. Conclusion partielle

L'atomisation décrit les processus permettant d'obtenir une phase dispersée à partir d'un écoulement continu. Pour ce faire, de nombreuses techniques d'injection s'appuient sur la génération de nappes liquides animées par de fortes instabilités hydrodynamiques amenant à leur fragmentation. Ladite pulvérisation enchaîne spatialement une zone d'atomisation primaire correspondant à la production de ligaments, puis secondaire avec la rupture en de très nombreuses gouttelettes. Leurs diamètres se distribuent sur plusieurs ordres de grandeur, liés aux régimes d'écoulement donc à la taille du dispositif. Lâchées dans un environnement gazeux, leurs vitesses diminuent au gré de leur déplacement, la trainée affectant sensiblement plus les petites. Selon les propriétés liquide et gaz, elles entament leur évaporation.

La technologie des injecteurs à jets impactants consiste à faire entrer en collision des jets liquides à haute vitesse  $u_j$ . Cela génère un spray dont la morphologie dépend de leur arrangement, angles, vitesses, et des liquides. Le doublet like fait ainsi figure de favori du fait de sa simplicité de conception et d'une atomisation rapide. À la rencontre des deux jets, une nappe instable se forme, caractérisée par son déploiement en éventail orthogonal aux jets. À haute vitesse d'injection, elle oscille et son épaisseur diminue jusqu'à rupture sous forme d'« ondes d'impact » se brisant en ligaments. L'atomisation ne dépend plus des nombres de Reynolds et de Weber et admet pour fréquence propre  $f = u_j/D_j$  (régime drapeau). En configuration unlike, le mélange est gouverné par le paramètre  $\Lambda$  défini par le rapport des quantités de mouvement des jets fuel et oxydant. En triplet OFO en particulier, l'augmentation de la vitesse du jet de fuel  $u_F$  augmente le taux de pénétration du jet dans la région centrale, repoussant l'oxydant sur les bords. Enfin, les propriétés des liquides affectent sensiblement le régime d'écoulement, ses dimensions et donc la granulométrie du spray.

Processus à l'interface liquide - gaz, l'évaporation d'une goutte isolée au repos de diamètre initial  $d_0$  suit une loi en  $d^2$  ; sa durée de vie vaut  $t_{vap} = (d_0)^2/K_{vap}$ . Le modèle de Spalding en décrit précisément la phénoménologie par l'égalité des flux diffusifs de matière et de chaleur au travers de la phase gazeuse. En évaporation pure, la température en est le principal promoteur via son influence sur la pression de vapeur saturante et la chaleur latente de vaporisation. En combustion, le modèle reste valide pour la goutte d'oxydant ou de combustible. La flamme stationnaire enveloppe alors la goutte, la chaleur de réaction contribuant significativement aux transferts. Appliqué à un spray bi-ergol en moteur-fusée, le modèle d'évaporation couplé à la résolution du mouvement des gouttes permet une simulation 1-D des phénomènes (réaction supposée infiniment rapide). Déterminée par la taille des gouttes, l'évaporation y apparaît comme pilote de la dynamique de combustion. Ainsi, la granulométrie, la volatilité des ergols et le rapport de mélange peuvent influencer la cinétique d'évaporation et avoir un effet direct sur le rendement de vitesse caractéristique.

### III.1.5. Application du modèle à la simulation de l'évaporation de gouttes

Dans le but de simuler l'évaporation et/ou la combustion des sprays sur AILEFS et ACSEL, une méthode de calcul est développée sur la base du modèle d'évaporation en  $d^2$ . Sa résolution est d'abord présentée pour l'évaporation d'une goutte au repos. Elle est ensuite appliquée à une goutte mobile (0-D) puis à son déplacement (1-D). Elle est enfin transposée à une population polydisperse. L'objectif est in fine de simuler l'évaporation des sprays OFO mesurés (voir III.3.6 et III.4.4). Son usage servira l'analyse de la combustion par l'estimation du temps d'évaporation.

#### III.1.5.1. Méthodologie pour le calcul

Le calcul de la constante d'évaporation  $K_{vap}$  requiert des données pour l'espèce goutte à l'état liquide et vapeur (resp. en  $d$  et en  $s$ ) ainsi que mélange gazeux (en  $g$  et  $\infty$ ). Un code de calcul a donc été développé faisant appel aux bibliothèques Coolprop [18] et Cantera [19]. Les données utilisées sont rapportées en ANNEXE 2 et comparées en ANNEXE 9.

La détermination de  $K_{vap}$  passe en premier lieu par la résolution de la condition d'équilibre liquide-gaz déterminée par la température de la goutte  $T_d$ . L'égalité des débits de vapeurs ou  $K_{vap}$  s'écrit :  $B_T = (1 + B_M)^{\frac{1}{Le_v}} - 1$ . Par résolution sur  $T_d$ , on obtient la température de bulbe humide  $T_{wb}$  qui permet d'évaluer les propriétés de la couche saturante  $s$  de température  $T_s = T_d = T_{wb}$  et composition  $Y_{v,s}$ . La phase gazeuse  $g$  est ensuite simulée à partir des conditions aux limites et ses propriétés déterminées.

Dans le cas de l'évaporation - combustion, la résolution requiert d'écrire l'équation de la réaction à la stœchiométrie afin de déterminer la chaleur de réaction  $Q^*$  pour 1 mole de F, ainsi que les masses  $m_F^*$  et  $m_O^*$ . La composition des produits de combustion est également nécessaire au calcul pour déterminer les propriétés de la phase  $g$  de fraction molaire en éthanol  $x_{v,s}$ .

La phase d'échauffement de la goutte n'est pas considérée dans le calcul. La goutte est donc immédiatement à sa température d'équilibre  $T_d$ . Le diamètre pris pour référence  $d_1(T_d) = 70 \mu\text{m}$  correspondrait ainsi à celui au début de l'évaporation, après dilatation thermique depuis  $d_0(T_{d0})$ .

Dans le cas d'une résolution du mouvement de la goutte, seule la force de traînée est prise en compte. Chaque classe de diamètre est traitée indépendamment, ce qui donne la population entière par construction depuis la pdf.

#### III.1.5.2. Application à l'évaporation d'une goutte d'éthanol au repos dans l'air

##### Cas d'une évaporation pure

Un exemple de résolution est présenté en Fig. III.1-16 dans le cas d'une goutte d'éthanol de diamètre initial  $d_0 = 70 \mu\text{m}$ , en évaporation pure dans l'air dans les conditions atmosphériques. Les conditions aux limites utilisées ainsi que les résultats obtenus sont donnés en Tab. III.1-5. Un temps  $t_{vap} = 850 \text{ ms}$  est nécessaire à la goutte pour s'évaporer complètement (Fig. III.1-16, Tab. III.1-5). Sa température  $T_d = 281 \text{ K}$  ( $T_{eb} - 70$ ) permet au gaz de lui apporter l'énergie suffisante à la diffusion des vapeurs (Fig. III.1-16-a). Le mélange est alors peu « riche » ( $x_{v,s} = 0.028$ ) amenant à un nombre de Lewis de l'espèce vaporisé dans le gaz  $Le_{v,g}$  élevé.

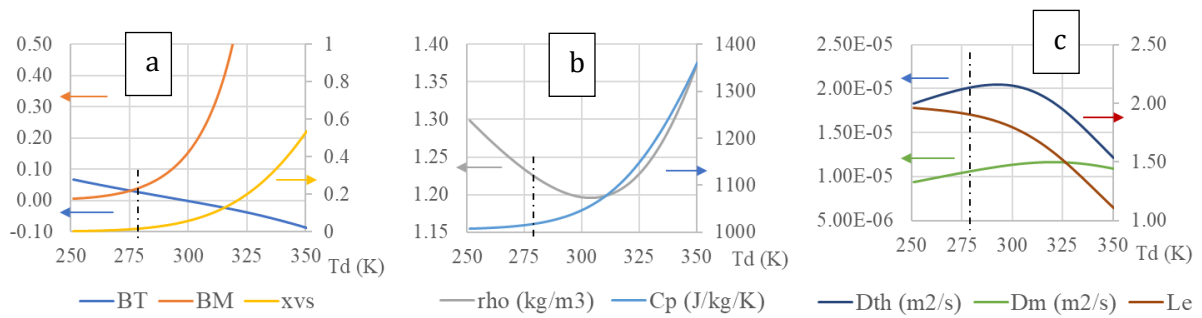


Fig. III.1-16 : (a) Nombres de Spalding  $B_T$ ,  $B_M$  et fraction molaire  $x_{v,s}$  de l'espèce goutte en phase gazeuse en  $s$  (saturation à  $T_s = T_d$ ). (b) Propriétés  $C_{p,g}$  et  $\rho_g$  de la phase gazeuse en  $g$  à  $T_g$  et  $x_{v,g}$ . (c) Diffusivités thermique  $D_{th,g}$  et matière  $D_{m,g}$  de la phase gazeuse en  $g$  ainsi que  $Le_{v,g}$ .

Tab. III.1-5 : Résultats du calcul d'évaporation d'une goutte d'éthanol de 70  $\mu\text{m}$  au repos dans l'air

Conditions aux limites		Propriétés liquides en $d$		Propriétés gaz en $g$	
Liquide	Ethanol	$T_{eb}$	351 K	$T_g$	287 K
$T_d^0$	300 K	$L_{vap}$	850 kJ/kg	$x_{v,g}$	0.018
Gaz	Air	$\rho_d$	800 kg/m <sup>3</sup>	$C_{p,g}$	1019 J/kg/K
$T_\infty$	300 K	$T_d$	281 K	$\rho_g$	1.22 kg/m <sup>3</sup>
$P_\infty$	1e5 Pa			$\lambda_g$	25 mW/m/K
$Y_{v,\infty}$	0			$D_{m,g}$	10.7 mm <sup>2</sup> /s
<b>Résultat</b>		<b>Propriétés gaz en <math>s</math></b>		$D_{th,g}$	20.2 mm <sup>2</sup> /s
$K_{vap,T}$	5.76e-9 m <sup>2</sup> /s	$x_{v,s}$	0.028	$Le_{v,g}$	1.90
$K_{vap,M}$	5.76e-9 m <sup>2</sup> /s	$B_T$	0.023		
$t_{vap}$	850 ms	$B_M$	0.045		

### Cas d'une évaporation avec réaction

Les résultats du calcul en combustion montrent que la chaleur apportée par la réaction permet d'atteindre des nombres  $B$  très supérieurs à ceux en évaporation pure (Fig. III.1-17-a, Tab. III.1-6). Les valeurs de  $K_{vap}$  et  $t_{vap}$  sont alors 45 fois resp. supérieure et inférieure par cette seule influence puisque  $\frac{\rho_g D_g}{\rho_d}$  est 25% inférieur à l'inerte.

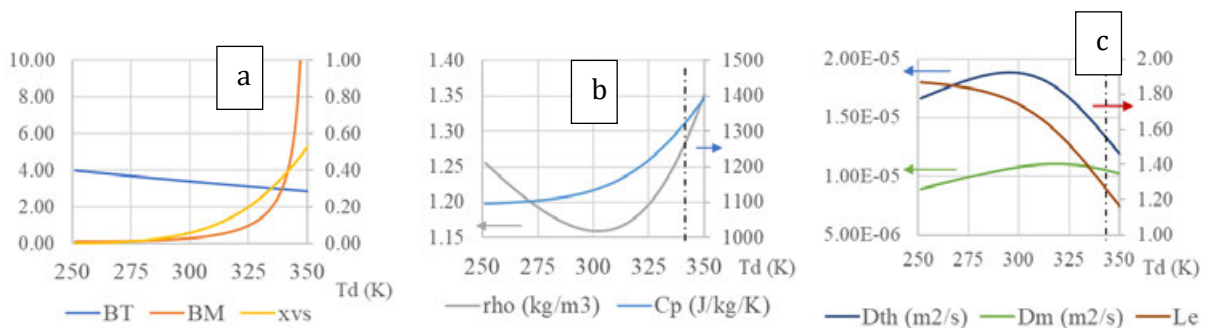


Fig. III.1-17 : (a) Nombres de Spalding  $B_T$ ,  $B_M$  et fraction molaire  $x_{v,s}$  de l'espèce liquide en phase gazeuse en  $s$  (saturation à  $T_d$ ). (b) Propriétés  $C_{p,g}$  et  $\rho_g$  de la phase  $g$  à  $T_g$  et  $x_{v,g}$ . (c) Diffusivités thermique  $D_{th,g}$  et matière  $D_{m,g}$  de la phase  $g$  ainsi que  $Le_{v,g}$ .

Tab. III.1-6 : Résultats du calcul d'évaporation-combustion d'une goutte d'éthanol de 70  $\mu\text{m}$  immobile dans l'air atmosphérique.

Conditions aux limites		Propriétés liquides en $d$		Propriétés gaz en $g$	
Liquide	Ethanol	$T_{eb}$	351 K	$T_g$	329 K
$T_d^0$	300 K	$L_{vap}$	850 kJ/kg	$x_{v,g}$	0.412
Gaz	Air	$\rho_d$	745 kg/m <sup>3</sup>	$C_{p,g}$	1336 J/kg/K
$T_\infty$	300 K	$T_d$	343 K	$\rho_g$	1.29 kg/m <sup>3</sup>
$P_\infty$	1e5 Pa			$\lambda_g$	23 mW/m/K
$Y_{O,\infty}$	1			$D_{m,g}$	10.6 mm <sup>2</sup> /s
<b>Résultat</b>		<b>Propriétés gaz en <math>s</math></b>		$D_{th,g}$	13.4 mm <sup>2</sup> /s
$K_{vap,T}$	2.56e-7 m <sup>2</sup> /s	$x_{v,s}$	0.714	$Le_{v,g}$	1.27
$K_{vap,M}$	2.56e-7 m <sup>2</sup> /s	$B_T$	2.942	<b>Réaction</b>	
$\frac{r_f}{r_d}$	12.9	$B_M$	4.700	$m_F^*$	- 46 g
$T_f$	1963 K			$m_O^*$	- 412 g
$t_{vap}$	19 ms			$Q^*$	1.20 MJ

### III.1.5.3. Impact de l'écoulement d'advection sur les temps d'évaporation

La prise en compte de l'effet convectif est évaluée respectivement en évaporation pure à 1 bar (Tab. III.1-7) ou réactive à 3 bars, dans les gaz brûlés (noté  $gb$ , Tab. III.1-8) ou frais avec réaction (noté  $reac$ , Tab. III.1-9). Le calcul est réalisé pour une goutte de diamètre 70  $\mu\text{m}$  et à 3 vitesses relatives  $v - u = 0, 25$  ou 50 m/s. Son temps de vie  $t_{vap}$  est alors extrapolé à partir de la constante d'évaporation  $K_{vap}$  ou  $K'_{vap}$  évaluée aux conditions initiales. Ces calculs sont réalisés pour l'ensemble des liquides considérées dans l'étude ( $H_2O, C_2H_5OH, C_{10}H_{22}, C_{12}H_{26}, HTP875$ )

Tab. III.1-7 : Temps d'évaporation pure d'une goutte de 70  $\mu\text{m}$  de température initiale  $T_d^0 = 300$  K, dans l'air à  $T_\infty = 300$  K,  $P_\infty = 1$  bar,  $Y_{v,\infty} = 0$ .

Liquide	$H_2O$	$C_2H_5OH$	$C_{10}H_{22}$	$C_{12}H_{26}$
Gaz	Air	Air	Air	Air
Inerte froid, $v = 0$ m/s				
$t_{vap}$ (ms)	3 118	851	7137	58578
Inerte froid, $v = 25$ m/s				
$t_{vap}$ (ms)	802	216	1873	15433
Inerte froid, $v = 50$ m/s				
$t_{vap}$ (ms)	613	165	1434	11825

Tab. III.1-8 : Temps d'évaporation pure d'une goutte de 70  $\mu\text{m}$  de température initiale  $T_d^0 = 300$  K, dans une ambiance gaz brûlés  $gb$  de richesse  $\phi = 1.00$ ,  $P_\infty = 3 / 6$  bars

Liquide	$C_2H_5OH$	$C_{10}H_{22}$ *	HTP875	HTP875
$gb$ produits de la réaction avec	HTP875	HTP875	$C_2H_5OH$	$C_{10}H_{22}$
Inerte chaud, $v = 0$ m/s				
$t_{vap}$ (ms)	5.2 / 5.0	4.3 / 4.0	7.1 / 6.8	6.9 / 6.5
Inerte chaud, $v = 25$ m/s				
$t_{vap}$ (ms)	2.0 / 1.6	1.4 / 1.0	3.3 / 2.6	3.1 / 2.5
Inerte chaud, $v = 50$ m/s				
$t_{vap}$ (ms)	1.6 / 1.2	1.1 / 0.8	2.7 / 2.1	2.6 / 2.0

\*  $B_M > 20$ .

Tab. III.1-9 : Temps d'évaporation-combustion d'une goutte de 70  $\mu\text{m}$  à  $T_d^0 = 300$  K, dans une ambiance  $reac$  oxydante / fuel réactive à  $T_\infty = 300$  K,  $P_\infty = 3 / 6$  bars,  $Y_{D,\infty} = 1$  avec  $D = O$  ou  $F$ .

Liquide	$C_2H_5OH$ **	$C_{10}H_{22}$ *, **	HTP875	HTP875
gaz	HTP875	HTP875	$C_2H_5OH$	$C_{10}H_{22}$
Réactif froid, $v = 0$ m/s				
$t_{vap}$ (ms)	13.0 / 12.2	8.9 / 8.3	15.2 / 14.3	14.4 / 13.5
Réactif froid, $v = 25$ m/s				
$t_{vap}$ (ms)	2.2 / 1.6	1.4 / 1.0	3.7 / 2.7	3.5 / 2.6
Réactif froid, $v = 50$ m/s				
$t_{vap}$ (ms)	1.7 / 1.2	1.0 / 0.7	2.8 / 2.1	2.7 / 1.9

\*  $B_M > 20$ . \*\*  $Re > 1000$ .

Le cas inerte donne des temps d'évaporation considérablement différents pour chacune des gouttes selon l'espèce liquide considérée (Tab. III.1-7). Au repos, leur volatilité est fortement liée aux propriétés des équilibres liquide-vapeur à basse température. En mouvement, leur durée de vie est significativement diminuée par la convection.

En comparaison, les cas  $gb$  et  $reac$  (Tab. III.1-8, Tab. III.1-9) donnent des temps significativement inférieurs au cas inerte. Cela montre que l'ambiance gazeuse (sa température en particulier) est plus déterminante que l'espèce goutte. De plus, l'évaporation est si intense que la convection joue au second ordre derrière l'influence des couples O/F ou liquide/gaz. Dans les conditions choisies pour le calcul, les temps d'évaporation sont les plus courts avec  $gb$  au repos. En mouvement, la tendance s'inverse avec  $reac$  qui affiche désormais des temps diminués. Ce résultat est discutable pour plusieurs raisons, la principale étant que les corrélations utilisées se retrouvent par moment hors du domaine de validité (effet du  $Le_{v,g}$ ).

En absolu, ces calculs permettent donc d'estimer qu'une goutte pourra ou non s'évaporer dans le temps imparti correspondant à chacune de ces conditions. L'application permet ainsi de montrer que l'augmentation de la vitesse  $v$  amène à une contraction non linéaire de  $t_{vap}$  (voir Ranz-Marshall, Eq. III.1-19 et Eq. III.1-20). Ainsi même si les  $K_{vap}$  ne sont pas validés, la valeur de  $K'_{vap}$  permet de s'en rapprocher en tenant compte de la phénoménologie.

### III.1.5.4. Dynamique d'évaporation d'une goutte d'HTP875 lâchée dans les gaz brûlés

Un exemple de calcul est donné en Fig. III.1-18 pour une goutte d'HTP875 de diamètre  $70\ \mu\text{m}$ , de vitesse initiale  $50\ \text{m/s}$ , le tout en évaporation pure dans les gaz brûlés (modèle de la combustion HTP875-décane,  $\phi = 1$ ). Sur un temps  $t_1 = 3\ \text{ms}$ , la goutte voit sa vitesse réduite à 70 % de sa valeur initiale, son diamètre  $d_1$  est de  $0.54 d_0$  (Fig. III.1-18-a). Sa décélération la transporte jusqu'à  $z_1 = 130\ \text{mm}$ . La « constante » d'évaporation  $K'_{vap}$  diminue alors, sa valeur passant de  $1.23$  à moins de  $0.91\ \text{mm}^2/\text{s}$ . La Fig. III.1-18-b permet de suivre l'évolution spatialement. La goutte se déplace à une vitesse quasiment constante jusqu'à ce que son évaporation accélère et que sa traînée la fasse ralentir vers  $z = 170\ \text{mm}$ . L'évaporation est en effet un processus diffusif qui ne dépend que du temps ( $d^2 \propto t$ ).

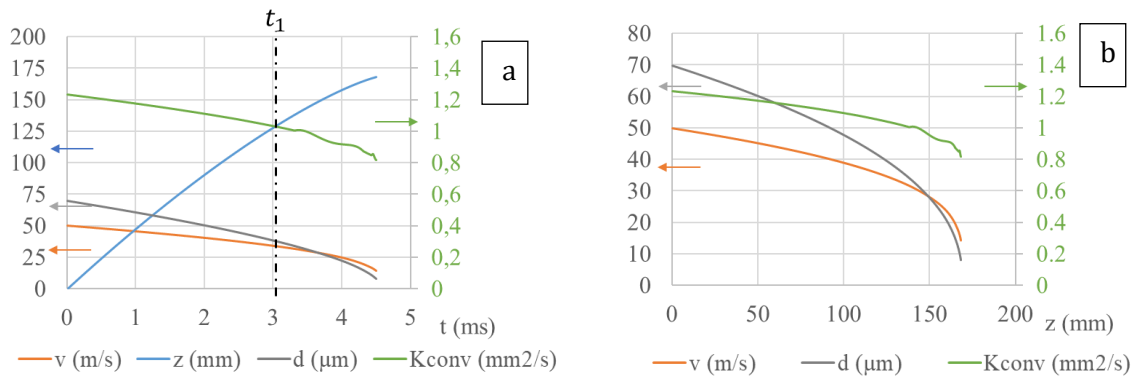


Fig. III.1-18 : Évolution (a) spatiale et (b) temporelle des grandeurs décrivant la dynamique d'une goutte d'HTP en évaporation pure dans les gaz brûlés d'une combustion décane (2794 K, 3 bars).  $d_0 = 70\ \mu\text{m}$ ,  $v_0 = 50\ \text{m/s}$  et  $K_{vap} = 0.714\ \text{mm}^2/\text{s}$ .

Transposée au spray tout entier, la dynamique de goutte permet de suivre l'histoire individuelle de chaque classe de diamètre, leur vitesse n'étant donc pas la même. À titre d'exemple, le calcul précédent est réalisé pour deux gouttes de tailles  $70$  et  $140\ \mu\text{m}$  (Fig. III.1-19-a-b). La mesure des gouttelettes à une position donnée  $z_1$  correspond à des gouttes d'histoire différente. Les plus grosses ont peu évolué tandis que les petites s'évaporent vite et sont rapidement ralenties.

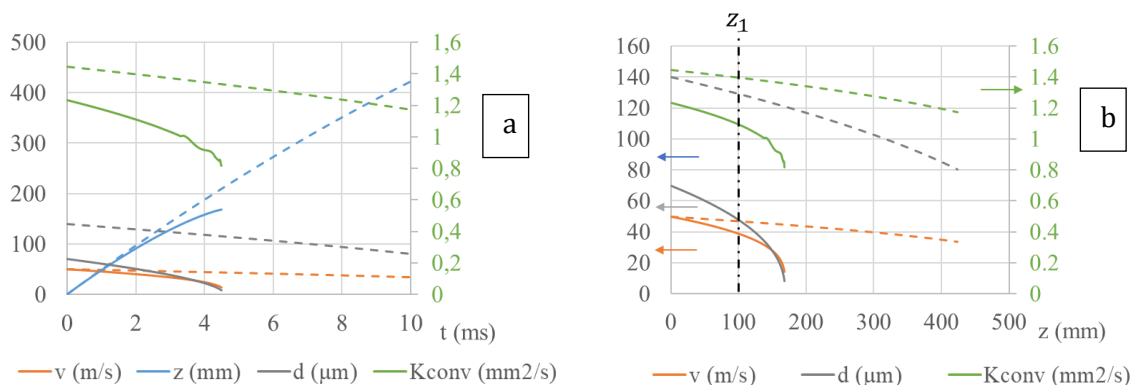


Fig. III.1-19 : Évolutions (a) spatiale et (b) temporelle comparées pour deux gouttes d'HTP875 de diamètres  $d_0 = 70$  (lignes pleines) et  $140\ \mu\text{m}$  (pointillés) en évaporation pure dans les gaz brûlés d'une combustion décane (2794 K, 3 bars).  $v_0 = 50\ \text{m/s}$  et  $K_{vap} = 0.714\ \text{mm}^2/\text{s}$ .



Soit  $t_{z_1}$  le temps nécessaire à une particule initialisée à  $[d_0, v_0]$  pour atteindre la position  $z_1$ . La vitesse des gouttes à cet instant s'exprime par la courbe « caractéristique » diamètre-vitesse  $v(d)$  en Fig. III.1-20-a. Cette approche permet de se placer dans la configuration expérimentale Éulérienne dans laquelle on observe un paquet de gouttes à une position fixe  $z_1$ . Ce résultat montre qu'une population polydisperse de vitesse initiale égale finit ségréguée en  $z_1$ . Il s'y ajoute l'évaporation différentielle selon les tailles. De ces deux effets, une taille minimale  $d_{min}$  apparaît comme minorant de la population en  $z_1$ . De vitesse nulle, sa constante d'évaporation se rapproche de celle d'une goutte immobile (Fig. III.1-20-b).

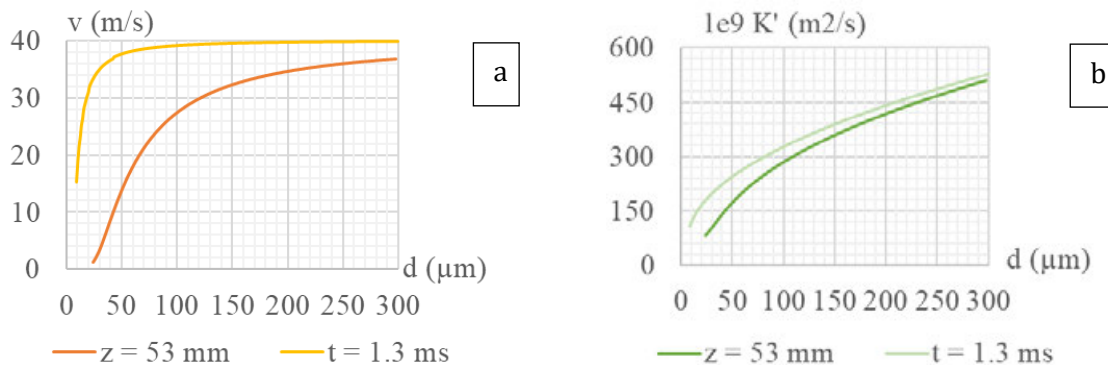


Fig. III.1-20 : Caractéristiques diamètre - (a) vitesse - et (b) constante d'évaporation  $K'_{vap}$  évaluées à position fixée  $z_1 = 53$  mm et à un temps donné  $t_1 = 1.3$  ms.

### III.1.5.5. Limites d'application dans le cas du banc ACSEL

La loi du  $d^2$  se limite à l'évaporation d'une goutte (1) monocomposant, (2) sphérique, et (3) isolée dans un environnement infini. Les sprays obtenus par triplet dans l'environnement de chambre de combustion ne respectent pas strictement ces hypothèses :

1. Soumis à l'échauffement et à l'évaporation, des gradients de concentration et/ou de température apparaissent dans une goutte multicomposants ; le transfert est donc modifié. Ce cas de figure peut être rencontré dans l'étude, le spray étant composé de gouttes potentiellement mélangées lors de l'impact OFO. L'ergol oxydant de référence est lui-même une solution aqueuse ( $0.787 H_2O_2 + 0.213 H_2O$ ).

2. La déformation d'une goutte est susceptible de modifier sa forme, une goutte étirée s'évaporant alors plus rapidement [74]. En pratique, les gouttes atteignent rapidement la vitesse de l'écoulement [79], [80, Ch. 1.2.2], ce qui rétablit leur sphéricité par relaxation. La sphéricité semble donc validée pour ACSEL.

3. L'évaporation en spray dense ne correspond pas aux hypothèses initiales du fait de la proximité des gouttes. L'interaction entre elles est marquée dans ce cas par une prédominance du caractère diffusif sur le convectif [81]. Ainsi les temps d'évaporation de deux gouttes voisines est réduite d'un facteur 2 par rapport au cas isolé (spray dilué) [82, Ch. 14]. Par ailleurs, l'effet de sillage modifie les transferts et le mouvement [75]. Une diminution de moitié du  $C_D$  est estimé pour  $D_i/d$  de l'ordre de 5 [83]. Ainsi il faudra se limiter à la région de spray dilué.

Finalement, la loi en  $d^2$  n'est appropriée que pour une analyse dédiée à un spray dilué après échauffement des gouttes.

### III.1.6. Conclusion partielle

S'appuyant sur le modèle de Spalding, un calcul 0-D est développé à partir des librairies Coolprop et Cantera. Son application pour une goutte d'éthanol de 70  $\mu\text{m}$  dans l'air atmosphérique donne son évaporation complète en quasiment 1 s tandis que 10 ms suffisent à la brûler. Si cette goutte se déplace à 50 m/s, ces temps sont divisés par 5 environ du fait de la convection qui amincit la couche de vapeurs entourant la goutte. Tenant compte de la trainée, il est alors possible de décrire son évolution en diamètre au cours de son déplacement (1-D). On montre ainsi que l'évaporation des gouttelettes composant le spray se tient sur une échelle de longueurs indexée à sa granulométrie par le temps d'évaporation (loi du  $d^2$ ). En vertu des hypothèses du modèle, son application se limitera à un spray constitué de gouttes pures, sphériques, à saturation (à température d'ébullition) et isolées (spray dilué).

## III.2. Caractérisation expérimentale de l'atomisation primaire sur AILEFS

La nappe formée à l'impact des jets agit comme générateur de gouttes qu'il convient de caractériser. Comparée à la littérature, l'atomisation primaire sur AILEFS s'apparente à une configuration que l'on peut qualifier d'idéale. Ce sera le premier cas étudié ; on y traitera de l'influence des conditions d'injection (cf. le plan d'essais en II.5.1).

### III.2.1. Effet du jet central sur le processus d'atomisation.

#### III.2.1.1. Visualisations comparées de sprays doublet like et triplet unlike

Les visualisations HMS réalisées en régime « pleinement développé » font apparaître les zones suivantes (Fig. III.2-1 et  $z^*$  dans le cas du doublet OO-eau à 9 bars) : les jets ( $z^* < 0$ ), l'impact et la nappe ( $0 < z^* < 20$ ), la région d'onde d'impact ( $z^* \sim 20$ ), sa fragmentation en ligaments et en gouttes ( $20 < z^* < 55$ ), puis leur relaxation / évaporation ( $z^* > 75$ , voir Fig. III.3-1). L'étude de ces différentes zones jusqu'à  $z^* = 75$  fait l'objet de cette la partie III.2.1.

Configuration	$u_0$ (m/s)	$z^* = 0$	$z^* = 20$	$z^* = 39$	$z^* = 55$	$z^* = 75$
OO eau	28					
	36					
	50					
OFO eau-eau	28					
	36					
	50					

Configuration	$u_0$ (m/s)	$z^* = 0$	$z^* = 20$	$z^* = 39$	$z^* = 55$	$z^* = 75$
<i>OFO</i> eau-éthanol	28					
	36					
	50					
<i>OFO</i> eau- iso-octane	28					
	36					
	50					
<i>OFO</i> eau- n-dodécane	28					
	36					
	50					

Fig. III.2-1 : Visualisations HMS instantanées aux 5 premières positions d'étude et aux 3 vitesses d'injection testées. Doublet OO et triplets OFO (O = eau).  $D_j = 0.51$  mm,  $z^* = z/D_j$ ,  $u_0 = Cd_0 u_{0,id}$ .

### III.2.1.2. Description qualitative de la dynamique d'atomisation

S'appuyant sur la structure de l'écoulement, la Fig. III.2-2 synthétise la dynamique d'atomisation pour quelques configurations d'étude en début de zone diluée ( $z^* \leq 100$ ). Avec une succession rapide des phases d'atomisation observées, la pulvérisation par doublet se distingue du triplet eau par une fragmentation rapide de la nappe en ondes d'impact (Fig. III.2-2-a,  $P = 4$ ). La distance correspondante  $z_{bu}$  y est de l'ordre de  $20 D_o$  contre 80 pour le triplet ; elle diminue avec  $u_o$  (Fig. III.2-2-b).

En comparaison, la pulvérisation par triplet « unlike » eau-éthanol fait apparaître une nappe d'apparence perforée différente du spray OFO « like » eau-eau. En cause, la tension de surface  $\sigma_o$  élevée de l'eau qui confère à la nappe un seuil de rupture élevé, malgré des déchirements locaux (Fig. III.2-2 -b,  $P = 3$ ). La tension superficielle agit en effet comme force de rappel (cohésion), ce qui favorise aussi le processus de repliement (déchirement). Les travaux de Dombrowski [55] sur les nappes liquide vont en ce sens avec  $z_{bu}$  croissant avec  $\sigma$ ,  $\eta$  et  $1/\rho$ . Il obtient aussi des perforations (déchirements de plus petite taille) dans le cas de suspensions d'agents non mouillants, comme c'est le cas des fuels en triplet « unlike » ( $\sigma_o > \sigma_F$ ). Leur viscosité  $\eta_F$  plus élevée ( $Re_F$  bas) permettrait également de ralentir le taux de croissance des ondes [40, Ch. 1]. Une séparation entre les couches de mélange ou interfaces non miscibles pourrait aussi expliquer ces « perforations » ou déchirements dans le cas « unlike ». En particulier, les triplets ayant pour fuel les liquides eau et dodécane d'une part, et éthanol et iso-octane de l'autre, présentent une nappe d'aspect similaire avant rupture.

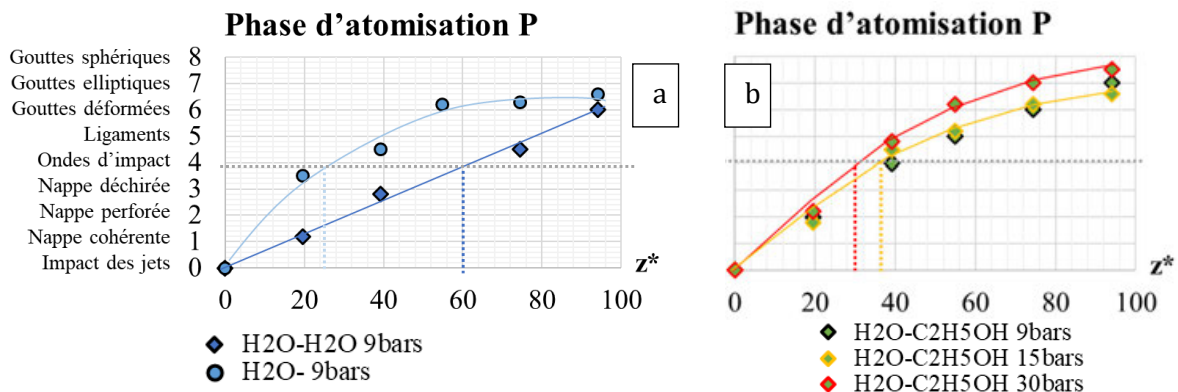
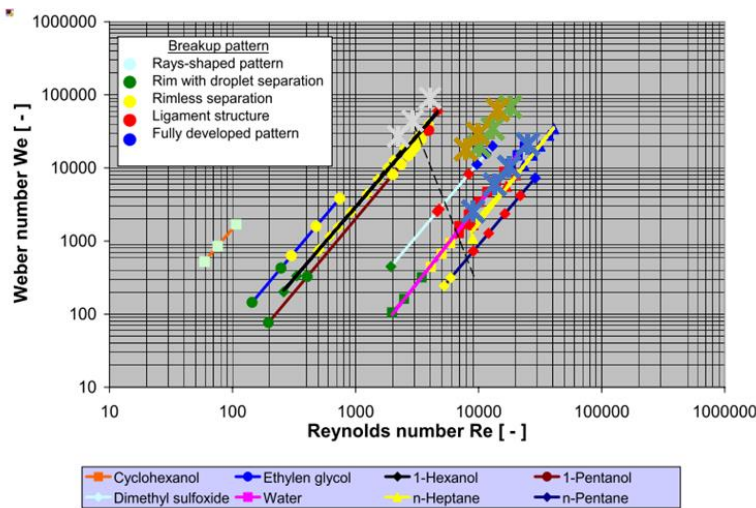


Fig. III.2-2 : Description qualitative des phases d'atomisation en (a) doublet et triplet eau, et (b) triplet éthanol à  $\Delta P = 9 / 15 / 30$  bars. Légende : « O-F  $\Delta P$  » ; rond / losange = doublet / triplet.

### III.2.1.3. Conditions aux limites et régime de jets

En doublet « like » OO, le régime ( $Re_o, We_o$ ) du jet oxydant est l'unique pilote de l'atomisation. Dans le cas du triplet OFO en revanche, ces nombres diffèrent pour les jets de combustible et d'oxydant, en particulier la vitesse du jet combustible  $u_F$  qui s'adapte au changement de fluide. Le point de fonctionnement triplet est donc cartographié pour chaque condition de jet composant le triplet (Fig. II.2-4).

D'après la littérature, les doublets eau, éthanol, et dodécane (OO ou FF) apparaissent donc tous les trois en régime pleinement développé tandis que le doublet iso-octane ne l'est pas. Par extrapolation au triplet OFO, une transition de régime est donc possible à  $u_j$  croissant. En pratique, leurs comportements combinés demeurent indéterminés, un régime « hybride » pouvant exister.



Points AILEFS :

- × iso-octane
- × ethanol
- × eau
- × dodecane

Ligne pointillée :  
limite de début de zone ligamentaire

Fig. III.2-3 : Cartographie  $(Re_j, We_j)$  pour chacune des conditions de jet étudiées et superposées aux régimes d'atomisation identifiés par Von Kampen [67] en doublet de jets impactants pour des fluides Newtoniens.

### III.2.1.4. Détermination de la longueur de fragmentation

Par interpolation des points  $P(z)$  de la Fig. III.2-2, la distance de fragmentation  $z_{bu}$  est déterminée par le critère  $P(z_{bu}) = 4$ . La théorie indique que la rupture intervient à une valeur critique du nombre de  $We$  du film liquide [44]. La distance relevée s'avère effectivement décroître avec  $We_o = 2(Cd_o)^2 \Delta P_o \frac{D_o}{\sigma_o}$  (Fig. III.2-4), à l'exception du cas de l'iso-octane. Ainsi avec  $z_{bu}$  significativement plus courte en doublet qu'en triplet, l'ajout du jet central vient donc « stabiliser » la nappe. Par ailleurs, les nappes des triplets OFO éthanol et dodécane se fragmentent plus vite que le triplet eau, ce qui est cohérent avec  $We_F > We_o$  entre les fuels conventionnels et l'eau.

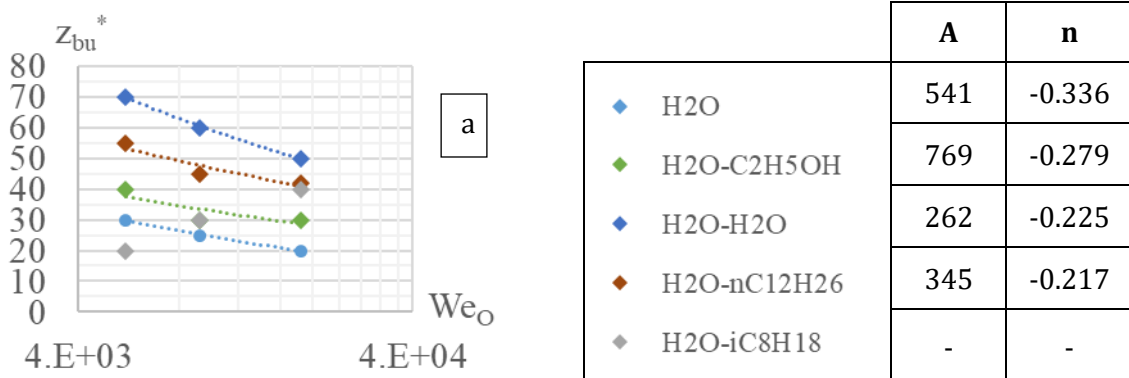


Fig. III.2-4 : (a) Distance d'atomisation  $z_{bu}$  estimée à partir des visualisations tracée en fonction du nombre de Weber calculé pour le jet oxydant. Échelle semi-log. Table : coefficients utilisés pour la courbe de tendance :  $z_{bu} = A (We_o)^n$ .

Une corrélation en doublet de jets impactants d'angle  $\theta_j = 60^\circ$  est rapportée par Chen et al. [84] :  $z_{bu}^* = 13.56 (\varepsilon^2 We_j)^{-0.102}$ . Les coefficients obtenus expérimentalement varient pour la

corrélation  $z_{bu}^* = A (We_o)^n$ , bien que la tendance soit globalement suivie. En cause, la méthode employée peu précise et le manque de points (3 pour 2 paramètres  $A$  et  $n$ ). Les triplets « unlikle » sont également mal représentés par l'unique valeur  $We_o \neq We_F$ .

### III.2.1.5. Relevés des longueurs d'onde sinueuse et estimation à la rupture

Le développement des instabilités de nappe aux ondes d'impact suit un processus pseudo-périodique mis en évidence par la récurrence de motifs de « longueurs d'onde »  $\lambda$  (Fig. III.2-5-a). Cette observation rejoint la théorie du régime drapeau en milieu dispersif [44], la nappe se repliant sur elle-même et battant à sa fréquence propre  $f_0$ . Les images obtenues sont donc la « projection » de ce développement tridimensionnel dans le plan de visualisation (voir Fig. III.1-7-a). Ce mode est caractérisé par la longueur d'onde  $\lambda_{sin}(z)$  définie par  $\lambda_{sin} = \frac{W}{2(N-1)}$  avec  $W$  la largeur de la fenêtre et  $N$  le nombre d'intervalles entre les ondes. Cette définition permet de se rapporter à la théorie, la nappe se brisant tous les  $\lambda/2$  de l'onde sinueuse (voir aussi Fig. III.1-3). Les relevés obtenus (Fig. III.1-7-b-c) sont concordants avec une des corrélations de la littérature en doublet stipulant une croissance de la longueur d'onde avec la distance de rupture :  $\lambda_{bu}^* = 0.687 + 0.1019 z_{bu}^*$  [85]. Les études de Ryan [57] et Chen [84] ont permis d'évaluer respectivement  $\lambda_{bu}^* \sim 1.2$  et le nombre de Strouhal  $St = \frac{1}{\lambda_{bu}^*} = 0.835$  ce qui correspond à l'ordre de grandeur des valeurs obtenues en  $z_{bu}^*$ .

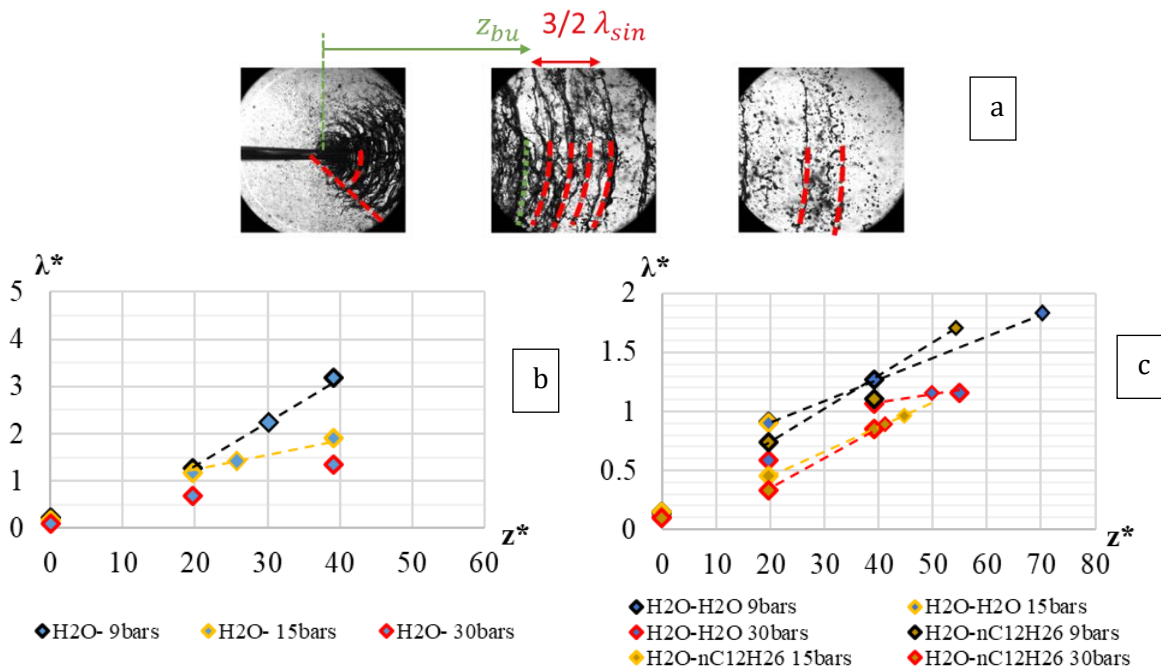


Fig. III.2-5 : (a) Relevé des longueurs d'ondes  $\lambda_{sin}$  de la nappe aux ligaments. (b-c) Estimation de  $\bar{\lambda}^* = \frac{\bar{\lambda}}{D_o}$  et interpolation / extrapolation linéaire (lignes pointillées) de  $\lambda_{bu}^*$  en  $z_{bu}^* \neq (20, 39, 55, 75)$  en (b) doublet OO et (c) triplet OFO-eau et -dodécane.

### III.2.1.6. Mesure du diamètre des ligaments

En aval des ondes d'impact sont produits les ligaments, résultant du hachage du film liquide d'épaisseur  $h_{bu}$  en tranches de longueur  $\lambda_{bu}$ . Leur rétraction par les forces capillaires donne lieu aux ligaments dont on relève le diamètre (Tab. III.2-1) Une forte différence est mesurée entre doublet et triplet à basse pression. Un rapport 2 est observé entre OO et OFO-dodécane. L'augmentation des vitesses de jet amène une nette diminution de  $d_{lig}$  entre 9 et 15 bars (à l'exception de l'iso-octane), avant une relative homogénéité entre les configurations à 30 bars.

Tab. III.2-1 : Diamètres moyens des ligaments ( $d_{lig}^* = \frac{d_{lig}}{D_0}$ ) sur la base de 3 à 5 relevés.

$d_{lig}^*$	O	eau	Eau	Eau	Eau	Eau
$u_0$ (m/s)	F	-	eau	éthanol	isooctane	dodécane
28		0.15	0.21	0.27	0.22	0.33
36		0.12	0.17	0.15	0.28	0.18
50		0.12	0.19	0.14	0.16	0.17

### III.2.2. Effet du jet central sur le développement du spray

#### III.2.2.1. Influence du taux de pénétration du fuel sur la répartition du flux en triplet

*En triplet OFO-eau*

L'impact des jets conduit à une divergence du spray en forme d'éventail (« fan »). Son développement est mesuré par l'intermédiaire de droites d'angles  $\gamma$  et  $\beta$  resp. dans les plans YZ et XZ (Fig. III.2-6) ; leurs valeurs sont données en Fig. III.2-7.

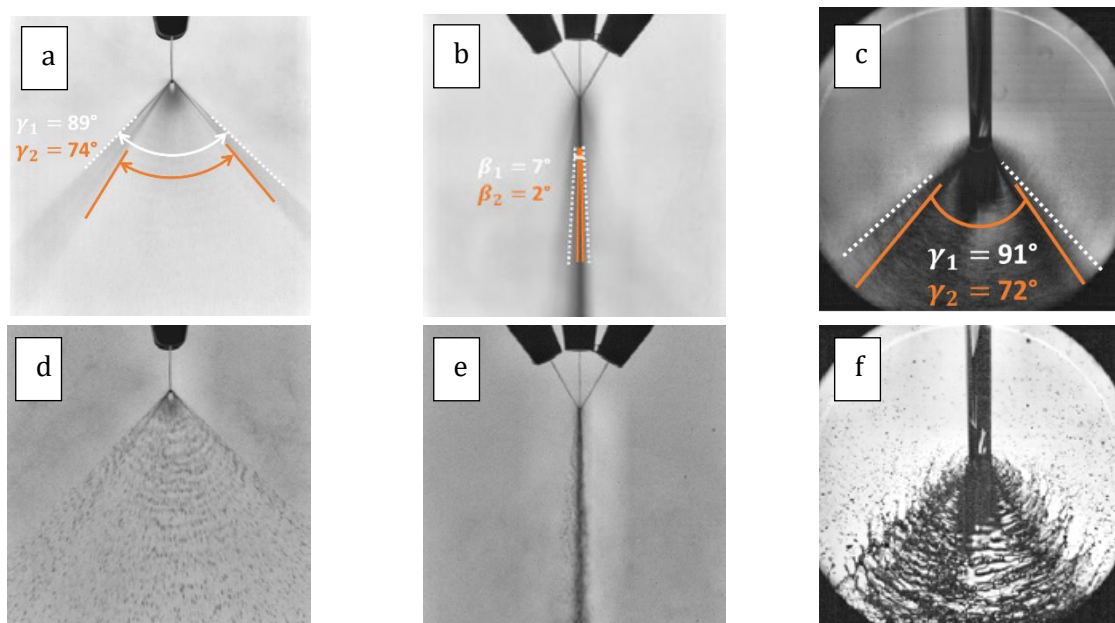
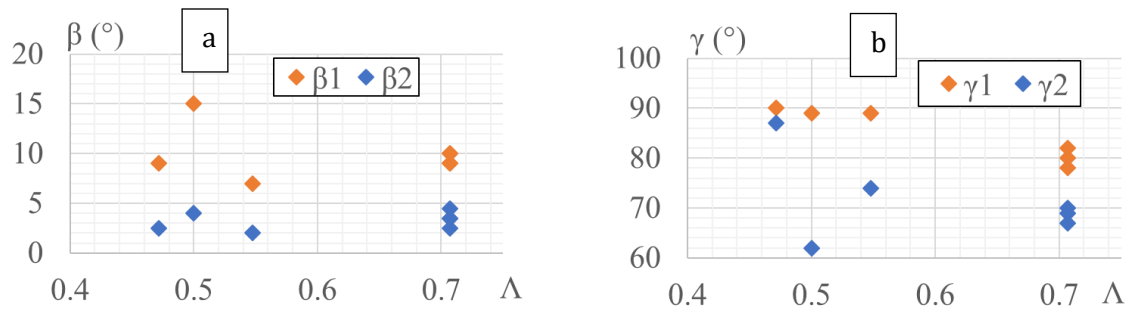


Fig. III.2-6 : Mesure des angles de spray en triplet OFO-eau à partir des images (a-b-c) moyennes et (d-e-f) instantanées. (a-b-d-e) Ombroscopie en champ global,  $\Delta P_{O-F} = 15-9$  bars. (c-f) HMS,  $\Delta P_{O-F} = 9-9$  bars. Orientation à (a-c-d-f)  $90^\circ$  et (b-e)  $0^\circ$ .



Par ailleurs, le flux apparaît stratifié avec une partie centrale et une zone périphérique, auxquelles on associe les indices 1 et 2. Ainsi tout se passe comme si une partie du flux issu de l'impact des jets était rejetée sur les bords. Il s'agit probablement du flux de combustible, dont la faible quantité de mouvement du jet et la moindre proportion ( $\dot{m}_F < \dot{m}_O$ ) ne permettent pas la pénétration au centre. Cette explication s'appuie sur les travaux de Inoue et al. [49] sur l'influence du taux  $\Lambda$  sur la distribution O/F avec  $\Lambda = \sqrt{\frac{N_F \rho_F u_F^2 D_F^2}{N_O \rho_O u_O^2 D_O^2}} = \sqrt{\frac{\Delta P_F}{2 \Delta P_O}}$ . La grille d'essais choisie, dont les valeurs sont reportées en Fig. III.2-7, se limite ainsi à  $0.47 \leq \Lambda \leq 0.71$ .



$\Delta P_F$ (bars)	4	4	9	9	15	15	30
$\Delta P_O$ (bars)	4	9	9	15	15	30	30
$\Lambda$	0.71	0.47	0.71	0.55	0.71	0.50	0.71

Fig. III.2-7 : Mesure des angles (a)  $\beta \pm 1.5^\circ$  et (b)  $\gamma \pm 2.5^\circ$  de spray triplet eau-eau en fonction du taux de pénétration  $\Lambda$ . Table : taux de pénétration associés aux pressions d'injection.

Dans le plan XZ, le spray prend la forme d'un « rideau » étroit d'angle  $\beta$  correspondant à l'amplitude des battements de la nappe. Les mesures montrent une relative invariance de cet angle parmi les points de fonctionnement testés (Fig. III.2-6-a).

Dans le plan YZ, le spray est développé selon un angle maximal  $\gamma_1$ . Ce dernier évolue peu à  $\Delta P_O/\Delta P_F$  constant, mettant en évidence un rapport de similitude par  $\Lambda$  (Fig. III.2-6-b). À rapport inégal des pressions, le « flux central » se contracte avec l'augmentation d' $u_F$  ( $\gamma_2$  diminue). Ainsi, l'augmentation du taux de pénétration  $\Lambda$  du jet central amène le spray à se fermer légèrement dans son envergure (angle  $\gamma_1$ ) tout en écrasant le flux central ( $\gamma_2$ ). Dans l'hypothèse énoncée de séparation O/F, le fuel est rejeté dans la zone périphérique et la zone centrale du spray majoritairement composée d'oxydant.

#### En triplet unlike OFO

Les angles mesurés lors des essais avec visualisation HMS à iso- $\Delta P_j$  ( $\Lambda$  égal) sont présentés en Fig. III.2-8. Avec OFO-eau, ils suivent une tendance cohérente avec la mesure en champ large (carré), bien que l'angle  $\gamma_1$  relevé y soit inférieur. Cela signifie que la tangente prise proche impact ne correspond plus à celle plus loin dans le spray, le spray n'étant pas vraiment de forme conique.

L'utilisation des autres fuels « conventionnels » fait apparaître la même évolution. Ainsi, malgré le changement de fluide du jet central occasionnant un changement de la quantité de mouvement  $\rho_F u_F = \sqrt{2 \rho_F \Delta P_F}$ , la répartition angulaire du flux reste la même. Le paramètre  $\Lambda$  semble donc unifier les configurations.

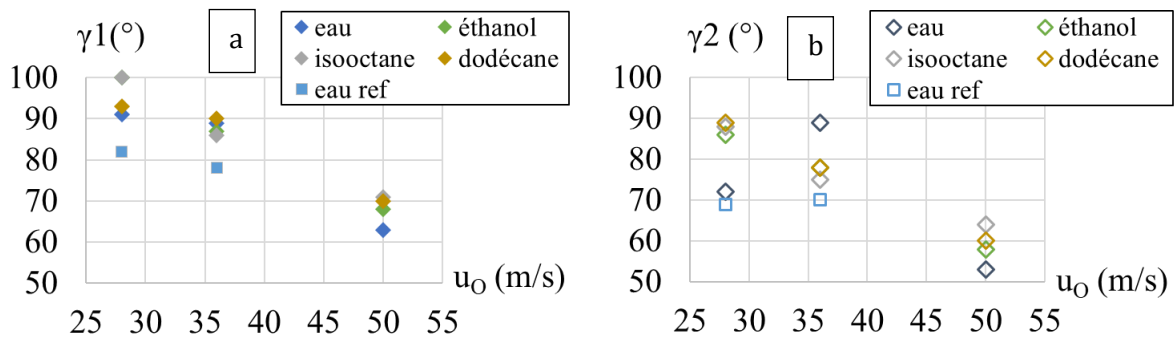


Fig. III.2-8 : Mesure des angles  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  en fonction de la vitesse des jets d'oxydant et du combustible utilisé. Relevés à partir des images HMS en triplet OFO à iso- $\Delta P_j$  et comparaison au cas précédent ( $\Lambda = 0.71$ , Fig. III.2-7-b).

### III.2.2.2. Incidence du jet central sur le spray généré par l'impact des jets

En doublet, le spray adopte une géométrie qui ne s'inscrit plus dans un cône, rendant la mesure des angles  $\beta$  et  $\gamma$  peu pertinente (on utilisera cependant ces grandeurs pour la discussion). En comparaison au triplet eau, sa forme est plus évasée et des ondes d'impact « remontent » l'écoulement (cf. Fig. III.2-9-f et Fig. III.2-6-f). Le spray s'étend aussi moins loin en  $z$  et avec des angles  $\gamma$  et  $\beta$  resp. inférieur et supérieur. Enfin, l'augmentation des vitesses de jets tend à contraindre son développement (angles  $\gamma_1$  et  $\beta$  constant) soit une densité de flux plus importante.

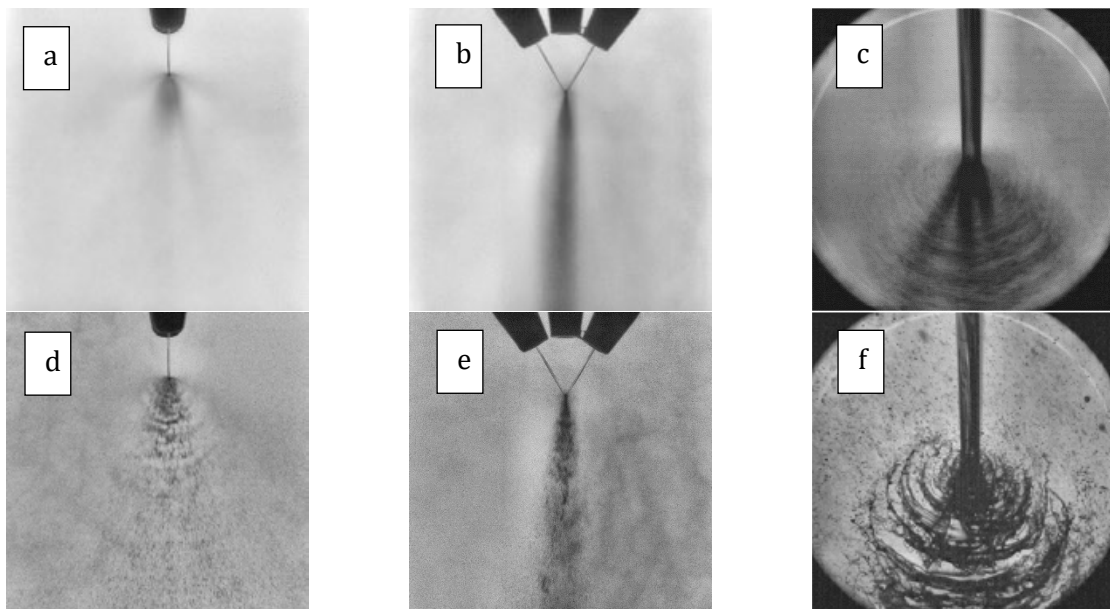


Fig. III.2-9 : Visualisation du spray en doublet eau de  $\Delta P_0 = 15$  bars à partir des visualisations (a-b-d-e) d'ombroscopie globale et (c-f) d'HMS. Images (a-b-c) moyennes et (d-e-f) instantanées.

Les images moyennes sont exploitées en Fig. III.2-10 au moyen de profils d'intensité. À réglages caméra égaux, ces derniers sont normalisés et tracés selon leurs axes de coupe respectifs. L'intensité lumineuse est supposée correspondre, par absorption, à la densité liquide du flux

s'écoulant en rideau devant la source lumineuse. Les profils sur la verticale Z (Fig. III.2-10-a-b) font apparaître des caractéristiques du dispositif d'injection, notamment la distance  $\frac{L_j}{D_j}$  et l'impact en  $z^* = 0$ . La zone d'atomisation primaire est identifiée entre  $z^* = 0$  et 40 (Fig. III.2-10-a-b). La dérivée  $\frac{dI}{dz}$  y atteint son maximum avec le doublet, tandis qu'à 90° (Fig. III.2-10-b) la tendance est inversée, le triplet affichant la pente la plus forte. Cela pourrait s'expliquer par la conjonction d'une granulométrie fine et dense en doublet et plus grossière et dispersée en triplet. Ainsi, la visualisation par ombroscopie apparaît plus sombre avec le doublet du fait de la forte diffusion de la lumière par les petites gouttes s'écoulant en rideau épais. Les coupes sur l'horizontale le confirment, rejoignant les répartitions angulaires d'angles  $\beta$  et  $\gamma$  observées pour les deux sprays. On notera enfin une asymétrie du spray (Fig. III.2-10-c).

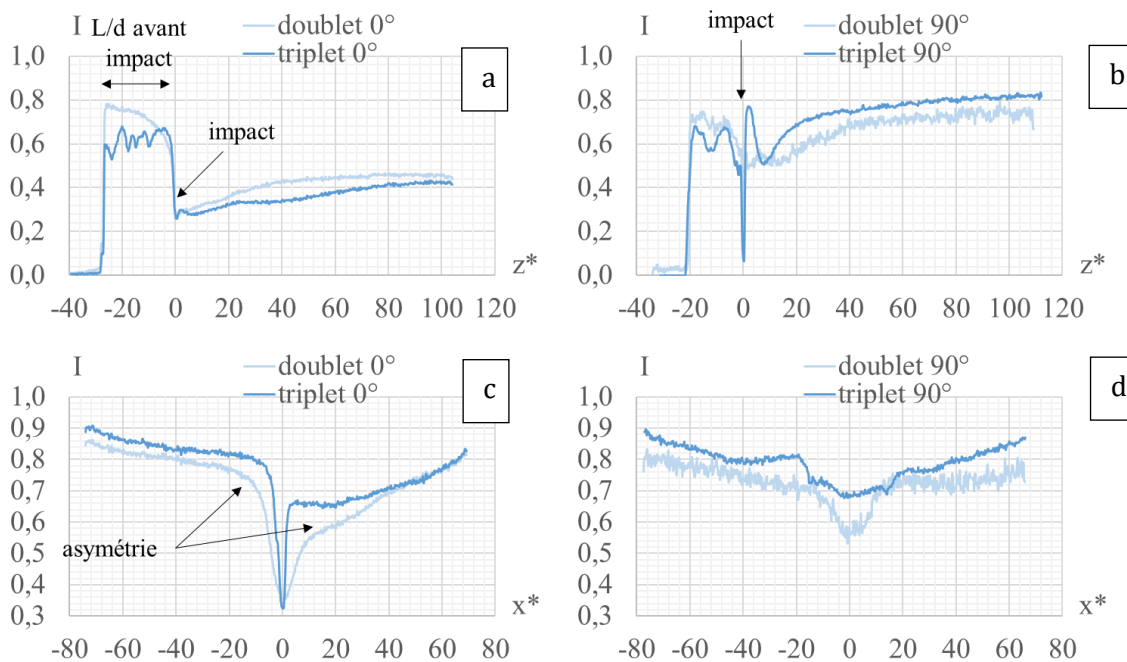


Fig. III.2-10 : Profils d'intensité normalisés tirés des images moyennes de spray en champ global dans les orientations 0° et 90°. (a-b) Coupe sur une verticale d'axe Z à  $x^* = 0$ . (c-d) Coupe sur une horizontale d'axe X à  $z^* = 20$ . Doublet et triplet à  $\Delta P_j = 15$  bars.

### III.2.2.3. Estimation de la distribution en liquide à partir des visualisations HMS

Avec l'objectif d'une mesure de la densité liquide à l'échelle microscopique, la même méthode est appliquée aux images HMS. Une segmentation entre la phase liquide et le fond lumineux est réalisée avec  $N$  la surface occupée normalisée (Fig. III.2-11-a-b). Avec les coefficients de détermination les plus élevés, les trois triplets unlike affichent une évolution de  $N$  en  $(z^*)^{-n}$  pour  $z^* > 0$ . Cette décroissance en  $z$  se rapproche de la dispersion angulaire caractérisée précédemment, la phase dispersée étant transportée radialement entre des sections fluides croissantes.  $N$  représente donc le rapport du volume de mesure  $V_{mes}$  sur le volume fluide  $V_{spray}(z)$  (Fig. III.2-11-a).

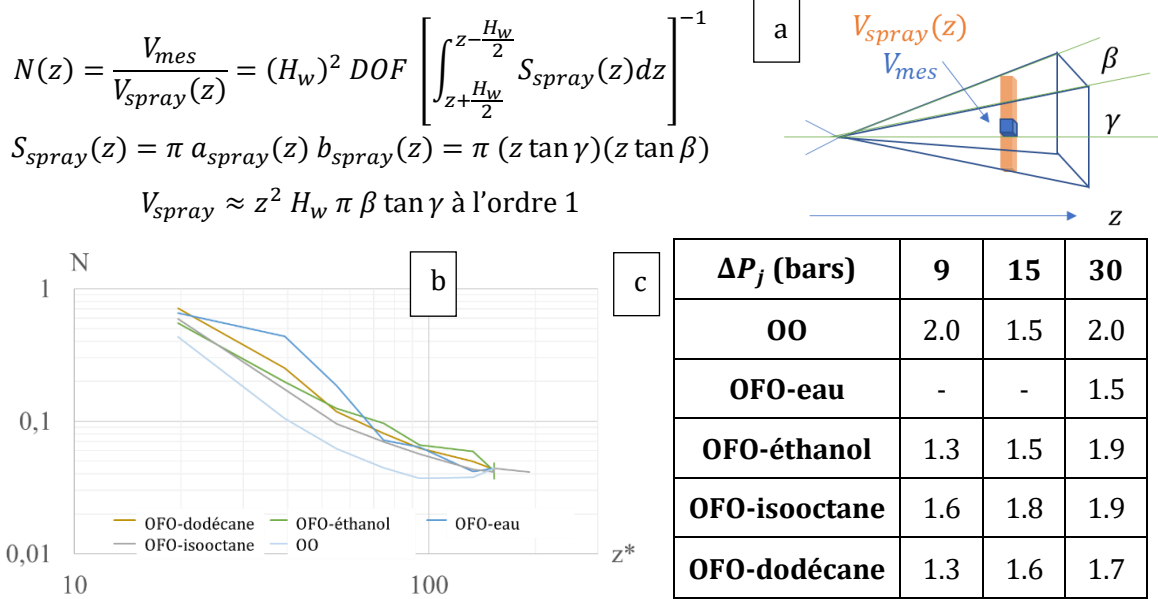


Fig. III.2-11 : (a) Représentation du volume de mesure dans le spray de section elliptique. (b) Surface normalisée du segment d'intensité correspondant à la phase dispersée en fonction de la distance à l'impact  $z^*$ . Doublet et triplets à  $\Delta P_j = 30$  bars. (c) Coefficients de corrélation  $N = A(z^*)^{-n}$  pour les trois pressions,  $r^2 > 0.99$ .

Le flux liquide se disperse donc dans un volume  $V_{spray}$  évoluant théoriquement en  $z^2$ . En pratique, cela est peu valable vu  $n \leq 2$ . L'hypothèse de section fluide elliptique (d'angle constant) s'avère abusive. Le spray s'inscrit donc dans une enveloppe courbe plutôt que conique, marquant la transition des zones d'atomisations primaire à secondaire, possiblement par la contraction des ligaments sur eux même [50].

### III.2.2.4. Bilan entre l'impact et le bord de nappe : expression de la vitesse à la séparation

On cherche maintenant à estimer la vitesse des structures liquides lors de leur séparation de la nappe afin d'estimer la fréquence du hachage. Pour ce faire, on fait un bilan entre les sections entrantes et sortantes (Fig. III.2-12).

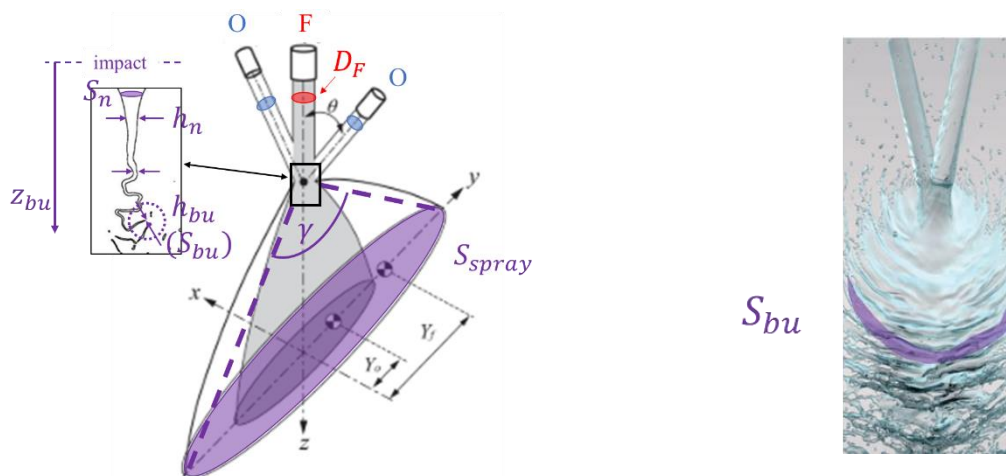


Fig. III.2-12 : Schéma d'un triplet de jets impactants et notations utilisées pour l'analyse des flux de masses. Adapté de [49], [58]

Soit  $u_n$  la vitesse de la nappe. Par conservation de la masse :  $\sum \rho_j u_j S_j = \rho_n u_n S_n$

Si on considère que la nappe s'étend radialement dans le plan  $XZ$  :  $S_n(z) = z \gamma h_n(z)$

Par ailleurs, par loi de mélange :  $\rho_n = \frac{1}{1+w} \rho_O + \frac{w}{1+w} \rho_F$

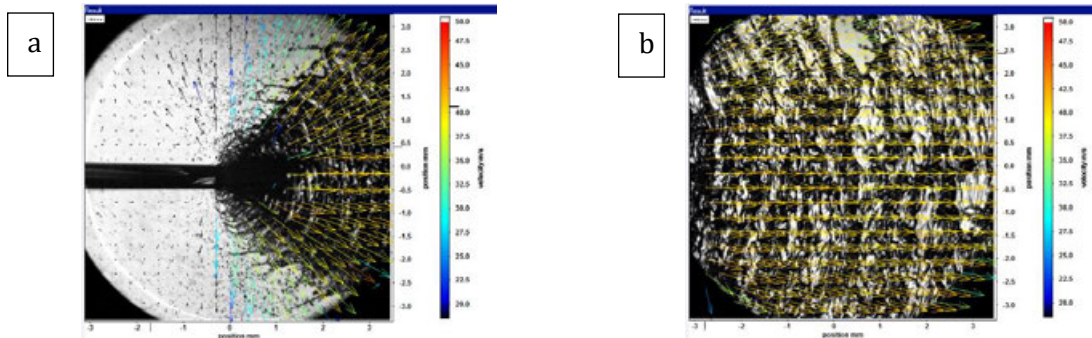
Avec  $w = \frac{\dot{V}_O}{\dot{V}_F} = \frac{\rho_O}{\rho_F} \frac{1}{RM} = \sqrt{\frac{N_F \rho_O}{N_O \rho_F}}$  dans la configuration  $D_O = D_F$  et  $\Delta P_O = \Delta P_F$

On peut alors calculer  $u_n$  à la rupture de la nappe connaissant  $\gamma$  et l'épaisseur de la nappe  $h_{bu}$  :

En doublet, elle vaut :  $h_{bu} = \frac{[(D_j)^2 f(\theta_j)]}{4 z_{bu}}$  avec  $f$  une fonction de forme [86].

Ainsi, on obtient :  $u_n = \frac{\pi}{\gamma f(\theta_j)} \frac{N_O \rho_O + N_F \rho_F}{\frac{1}{1+w} \rho_O + \frac{w}{1+w} \rho_F} u_j$ .

Comparée à la mesure par PTV (Fig. III.2-13), sa valeur théorique est calculée à partir de l'aire de la section fluide  $S_n$  connaissant l'angle  $\gamma_1$ . La vitesse de nappe moyenne mesurée et adimensionnée  $u_{n,exp}/u_o$  y est égale quelles que soient les conditions d'injection (vitesse des jets, fuel). Elle diffère donc de la valeur prédite par le calcul  $u_n$  dont l'augmentation avec la vitesse des jets vient de la contraction de la section fluide  $S_n \propto S_{spray}$ .



	O	eau	eau	eau	eau	eau
$u_o$ (m/s)	F	-	eau	éthanol	isooctane	dodécane
28		- / 1.5	1.4 / 1.5	1.4 / 1.5	1.4 / 1.5	1.5 / 1.5
36		- / 1.5	1.5 / 1.5	1.6 / 1.5	1.6 / 1.5	1.5 / 1.5
50		- / 1.5	2.1 / 1.5	2.1 / 1.5	2.0 / 1.5	1.9 / 1.5

Fig. III.2-13 : (a-b) Calcul du champ de vitesse par PTV (fenêtre 48x48 pixels avec 75% d'overlap et double passe). Triplet OFO-eau à  $\Delta P = 9$  bars en (a)  $z^* = 0$  et (b)  $z^* = 20$ . Table : vitesses de nappe adimensionnées par  $u_o$  :  $u_n$  calculées /  $u_{n,exp}$  mesurées par PTV.

Ce résultat corrobore la littérature [44] qui établit une proportionnalité entre la vitesse de l'onde sinueuse (pilotant l'instabilité) et celle de la nappe. En doublet, elle vaut :  $u_{sin} = 1.3 u_j$  [87]. L'onde étant dispersive, sa fréquence est déterminée par la relation  $f_{sin} = \frac{u_{sin}}{\lambda_{sin}}$ . Avec  $\lambda \sim D_j$ ,  $f_{sin} \approx 1.5 \frac{u_j}{D_j}$  quelle que soit la configuration (soit 50 à 100 kHz selon  $u_j$ ). La taille des gouttes produites et leurs vitesses résultent alors du hachage de la nappe en ligaments de diamètre  $d_{lig}$ , fortement dépendantes du liquide (cf. III.2.1.6).

### III.2.3. Conclusion partielle

Aux conditions d'injection testées, la structure de l'écoulement est celle du régime pleinement développé, à l'exception notable du triplet OFO-iso-octane dont la tension de surface et la viscosité du fuel sont élevées. La description qualitative de proche en proche donne une dynamique significativement plus rapide en doublet eau relativement au triplet avec pour longueur de fragmentation  $z_{bu} \propto (We_j)^{-n}$  et  $0.2 < n < 0.4$ . Par ailleurs, une décompression des ondes d'impact, espacées de  $\lambda_{sin}$  et plus nombreuses à vitesse de jet élevée, opère en progressant axialement sur  $Z$  jusqu'à rupture avec  $\lambda_{bu}^* \approx 1$ . Hachée toutes les longueurs d'onde  $\lambda_{bu}$ , la nappe d'épaisseur locale théorique  $h_{bu} \propto 1/z_{bu}$  forme des ligaments dont le diamètre relevé est doublé entre doublet OO et triplet OFO à faible vitesse ; l'augmentation de la vitesse d'injection tend à effacer l'écart entre ces deux configurations.

Observé en champ large, le développement angulaire du spray OFO-eau est mesuré par les angles  $\gamma$  et  $\beta$ . Le flux liquide, d'apparence divisé en deux domaines interne / externe, se contracte par augmentation du rapport des vitesses du jet combustible sur oxydant  $u_F/u_O$  ( $0.47 \leq \Lambda \leq 0.71$ ). En proportion, la région centrale y occupe une zone plus étendue que la périphérie, ce qui pourrait correspondre à une relative séparation des liquides, resp. oxydant et fuel. L'utilisation de combustibles conventionnels (OFO unlike) ne modifie pas cette répartition angulaire. L'analyse des profils d'intensité comparés entre OO et OFO-eau confirme une forte dispersion angulaire du flux en triplet associé à une granulométrie grossière. Les visualisations HMS confirment la tendance par la mesure de la surface apparente du liquide diminuant en  $z^{-n}$  avec  $1.3 \leq n \leq 2.0$ , et maximale à vitesse d'injection  $u_j$  élevée. Par PTV, la vitesse au bord de nappe jusqu'aux ligaments est mesurée égale à  $1.5 u_o$  à iso- ( $u_j, D_j$ ), soit moins que celle estimée par bilan à l'impact. La taille des gouttes produites serait alors indexée sur la taille des ligaments, plus gros en triplet et avec les fuels conventionnels.

### **III.3. Caractérisation expérimentale de l'atomisation secondaire sur AILEFS**

#### **III.3.1. Visualisations comparées des sprays OO et OFO like et unlike**

Les visualisations HMS présentées en section III.2.1.1 sont étendues à la zone d'atomisation secondaire. En aval de la zone ligamentaire, les gouttes sont de morphologie complexe jusqu'à leur lente relaxation vers la sphéricité (Fig. III.3-1). Le suivi spatial des gouttelettes met en évidence de multiples phénomènes bien connus de la zone d'atomisation secondaire. On rappelle que la mesure HMS se limite aux particules elliptiques répondant aux critères définis en II.4.1 (gradient suffisant, contour elliptique, exclusion des très grosses particules). Avant de présenter les résultats en configuration triplet, le cas du doublet eau est établi en référence. Il sera traité d'abord à 9 bars, puis à 15 et 30 bars (resp. à vitesse d'injection oxydant de 28 puis 36 et 50 m/s). Ces pressions sont égales pour l'injection du combustible.

Configuration	$u_0$ (m/s)	$z^* = 75$	$z^* = 94$	$z^* = 133$	$z^* = 153$
<i>OO</i>	28				
	36				
	50				
<i>OFO-eau</i>	28				
	36				
	50				
<i>OFO-éthanol</i>	28				
	36				
	50				
<i>OFO- isooctane</i>	28				
	36				
	50				
<i>OFO- dodécane</i>	28				
	36				
	50				

Fig. III.3-1 : Visualisations HMS instantanées aux 5 dernières positions d'étude et aux 3 vitesses d'injection. Doublet OO et triplets OFO.



### III.3.2. Dynamique de l'atomisation en doublet

#### Granulométrie : de nombreuses petites gouttes à quelques grosses dispersées

Les distributions de tailles de gouttes mesurées en trois positions  $z = 20 ; 55 ; 135 D_0$  du spray sont tracées en Fig. III.3-2 en fonction de  $d^* = d/D_0$ . De valeur minimale  $d_{min}^* = 20/510 = 0.039$ , une extrapolation de la distribution sous la forme d'une loi log-normale est également tracée.

Avant la zone ligamentaire en  $z^* = 20$ , la distribution mesurée pondérée en volume suit bien une loi log-normale. Elle représente ici de très petites gouttes éjectées depuis la nappe. Cependant elle ne représente pas la majeure partie du flux qui est en fait contenue dans les ondes d'impact. Le SMD y est le plus faible ( $0.120 D_0$ ), son extrapolation log-normale donnant un  $d_{32}^*$  de 0.076. À  $z^* = 55$ , les ligaments se sont brisés en gouttes dont le SMD de la distribution vaut  $0.167 D_0$ . Bien en aval à  $z^* = 133$ , le nombre de petites gouttes a fortement chuté : 50% de la masse est contenue dans des gouttes de diamètre adimensionné de 0.212, contre 0.163 à  $z^* = 55$ . La pdf met en évidence la présence de grosses gouttes venant biaiser la distribution pondérée en volume et le SMD. Cela justifie l'utilisation d'un filtre tronquant les plus forts diamètres.

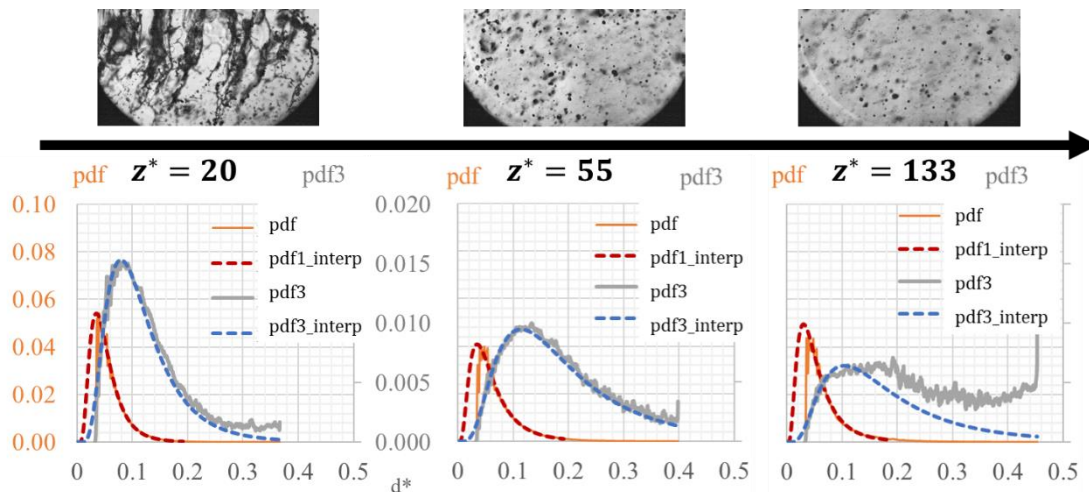


Fig. III.3-2 : Suivi des populations de gouttes elliptiques à plusieurs positions du spray  $00. \Delta P = 9$  bars.  $z^* = \frac{z}{D_0}$ . Distributions pondérées en nombre et en volume annotées respectivement « pdf » et « pdf3 ». Corrélations log-normale associées indexées « \_interp ».

Ainsi, les pdf mettent en évidence une distribution de gouttes de forme log-normale en  $z^* = 55$  avant de s'en écarter aux  $z$  supérieurs. Le SMD suit alors une tendance strictement croissante avec la distance à l'impact (Fig. III.3-3-a), les petites gouttes venant à disparaître progressivement (Fig. III.3-2,  $z^* = 133$ ). Le nombre de gouttes décomptées  $N$  (Fig. III.3-3-b) décroît en  $z^{-n}$  à l'image de la répartition du flux liquide au travers d'une section elliptique croissante (voir III.2.2.3). Enfin, le critère  $S_{QDE}$  défini comme le taux de validation de gouttes elliptiques parmi les objets détectés (cf. II.4.1.3) s'affiche croissant dans la zone ligamentaire puis décroissant au-delà (Fig. III.3-3-c). À  $z^* > 100$ , les petites gouttes sphériques disparaissent : les détections de particules non elliptiques et donc non validées deviennent majoritaires ; le  $S_{QDE}$  rechute.

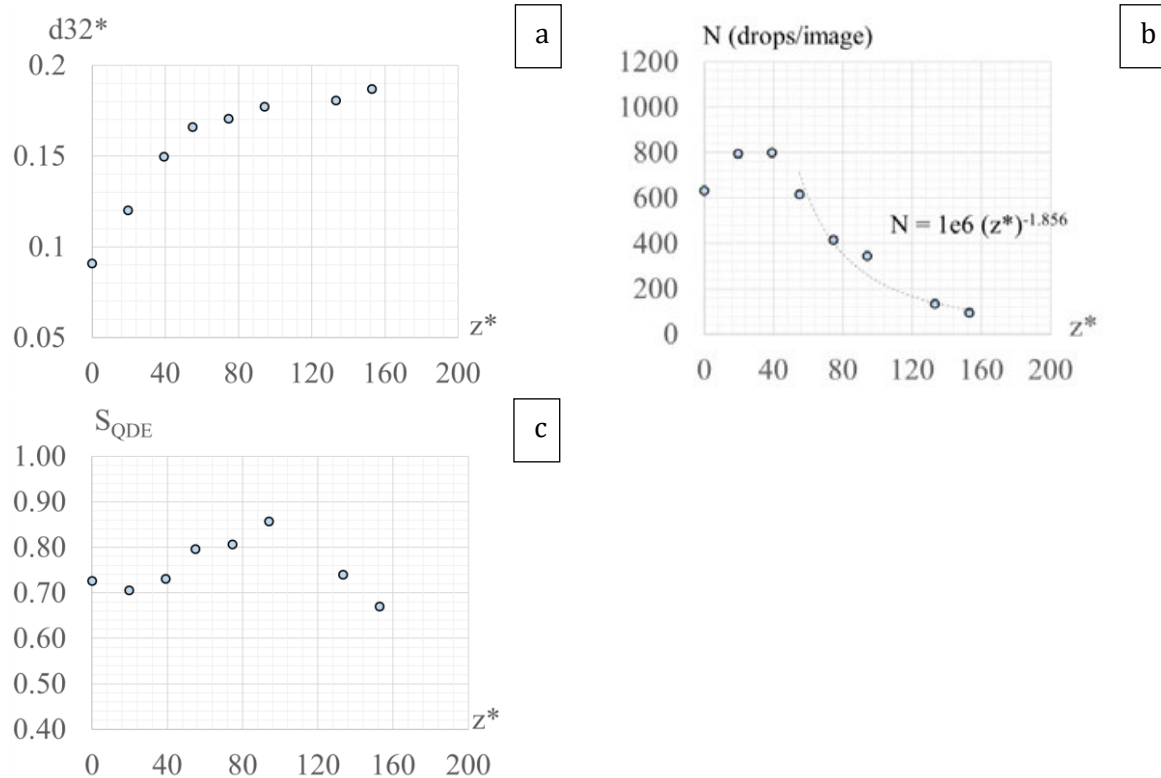


Fig. III.3-3 : (a) Diamètre de Sauter adimensionné, (b) nombre de gouttes par image et (c)  $S_{QDE}$  fonction de la distance adimensionnée à l'impact  $z^* = \frac{z}{D_0}$ . Doublet eau à  $\Delta P = 9\text{bars}$ .

### Vélocimétrie et morphologie : ralentissement et relaxation des gouttes

La vitesse moyenne des gouttes est tracée en fonction de la distance à l'impact en Fig. III.3-4. Les gouttes éjectées dans la zone d'atomisation primaire affichent des vitesses adimensionnées  $v_{mean}^* = v_{mean}/u_0 > 2$  (Fig. III.3-4-a). À mesure que l'atomisation se poursuit, leurs vitesses décroissent depuis  $u_n \approx 1.5 u_0$  (mesurée en  $z^* = 80$ ) jusqu'à environ  $u_0$ . Cette décroissance est le fait des forces de traînée qui s'appliquent sur les gouttes. La représentation  $v^*(d^*)$  en zone diluée en est caractéristique (Fig. III.3-4-b,  $z^* = 133$ ). On notera que la vitesse des plus petites gouttes en limite de détection apparaît erronée, du fait probablement d'une mauvaise attribution des particules jumelles entre le doublet d'image A et B. Concernant leur morphologie, leur centricité (cf. II.4.1.2) augmente avec  $z$  malgré la croissance du SMD (Fig. III.3-4-c). Les gouttelettes sont donc en moyenne plus relaxées dans la zone diluée ( $z^* > 40$ ). La représentation  $C(d^*)$  met en évidence sa diminution avec le diamètre (Fig. III.3-4-d). Un biais apparaît pour  $d^* < 0.15$  dont la valeur théorique tend vers 1 pour  $d \rightarrow 0$ , expliquant  $C(z^*) \approx \text{cte}$  pour  $z \leq 40$ .

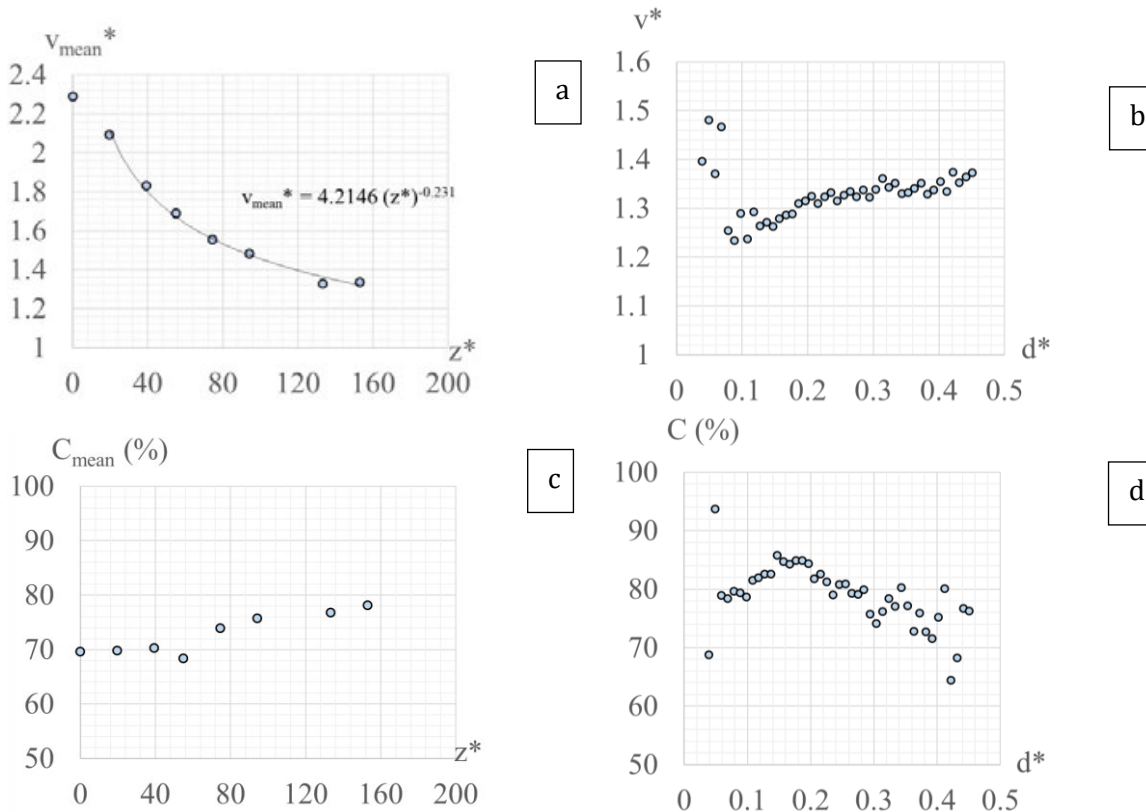


Fig. III.3-4 : (a-b) Vitesse adimensionnée et (c-d) centricité fonction de (a-c) la distance à l'impact et (b-d) du diamètre (à  $z^* = 133$ ). Doublet eau à  $\Delta P = 9$  bars.

### III.3.3. Influence de la vitesse d'injection en doublet

#### Tailles de gouttes et densité liquide : production d'un spray fin impactant la mesure

Les diamètres de Sauter et le nombre de gouttes mesurés en configuration doublet sont présentés en Fig. III.3-5 pour les trois vitesses de jet testées. L'augmentation de la vitesse des jets (avec  $u_0 = 28, 36$  et  $50$  m/s, de contours resp. noir, jaune et rouge) induit une diminution significative du SMD (Fig. III.3-5-a). Le spray y est dense et de granulométrie très fine. Cette observation est corroborée par la littérature qui donne explicite la fréquence de détachement en régime drapeau ( $f = \frac{D_j}{u_j}$ ; voir III.1.2.3 et III.2.1.5). L'écart entre les 3 vitesses testées apparaît très tôt, avant même la zone ligamentaire ( $20 \leq z_{bu}^* \leq 30$ ) qui est la distance identifiée comme le début de la zone d'atomisation secondaire.

On notera cependant une inflexion du SMD( $z$ ) en  $z \approx 100$  pour les vitesses 36 et 50 m/s (en jaune et rouge sur la Fig. III.3-5-a) qui provient de l'absence de détection de nombreuses petites gouttes passant sous le seuil de mesure de  $20 \mu\text{m}$ . N'entrant plus dans la statistique, le SMD augmente mécaniquement. À l'inverse à 28 m/s et à cette même position, le spray se compose de gouttes plus grosses de tailles supérieures au seuil : il n'y a donc pas d'inflexion. On observe enfin une similitude dans la croissance du  $d_{32}$  (droites pointillées) qui pourrait se rapporter à la valeur du  $We_j$  pilotant l'atomisation. Ainsi, l'atomisation forte par augmentation de la vitesse des jets produit un grand nombre de petites gouttes. Cependant pour la même raison que le  $d_{32}$ ,  $N$  décroît (Fig. III.3-5-b).

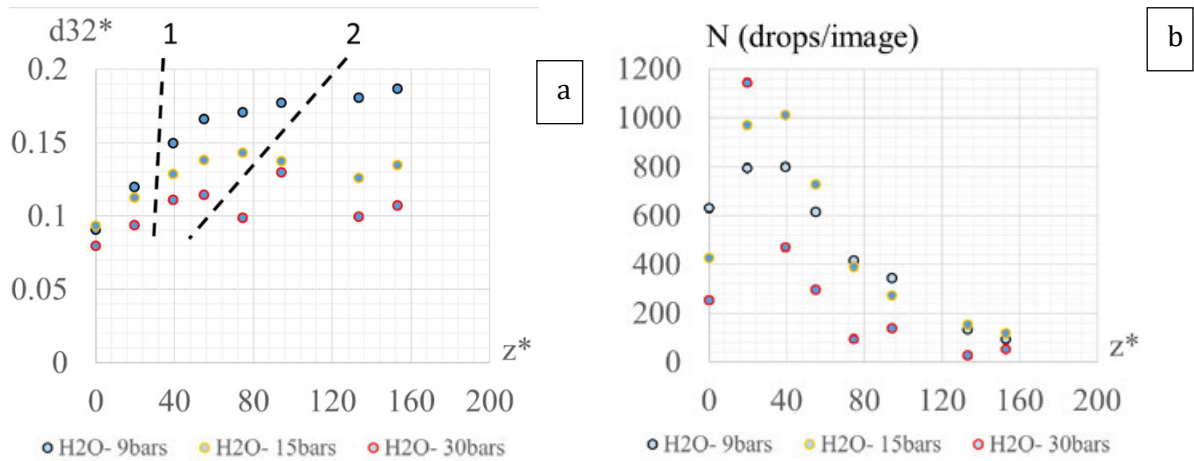


Fig. III.3-5 : (a) Diamètre de Sauter adimensionné et limites des zones d'atomisation (1) primaire et (2) secondaire. (b) Nombre de gouttes fonction de la distance adimensionnée à l'impact. Doublet eau à  $\Delta P = 9 / 15 / 30$  bars.

### Conséquence de la granulométrie sur la mesure de vitesse et de centricité

Les mesures de vitesse et de centricité pour les trois vitesses testées sont données en Fig. III.3-6. La même tendance est obtenue pour  $v_{mean}^*$  avec les 3 sprays à partir de  $z^* = 40$  (Fig. III.3-6-b). Comme évoqué précédemment, la mesure en milieu dense (à vitesse d'injection élevée) est difficile ce qui biaise la mesure. Les petites gouttes y sont en effet nombreuses sur les pdf mesurées (Fig. III.3-6-a). Ainsi même en zone diluée (Fig. III.3-6-c,  $z^* = 133$ ), les distributions  $v^*(d^*)$  apparaissent différentes. L'effet des forces de traînée, en  $v^2 = (u_o v^*)^2$ , semble toutefois bien capturé par la diminution de  $v_{mean}^* = v/u_o$  avec la vitesse des jets.

De même, les centricités sont sensibles à la vitesse des jets, avec  $C(z^*)$  maximale à 9 bars pour  $z^* = 75$  (Fig. III.3-6-d). Les caractéristiques  $C(d^*)$  montrent effectivement une déformation plus grande à forte vitesse d'injection (Fig. III.3-6-e), ce qui est cohérent avec la distance de relaxation qui, d'après Inoue [50], dépend de  $z_{rel}^* = z_{bu}^* + \sqrt{We_d}$  (voir III.1.1.2).

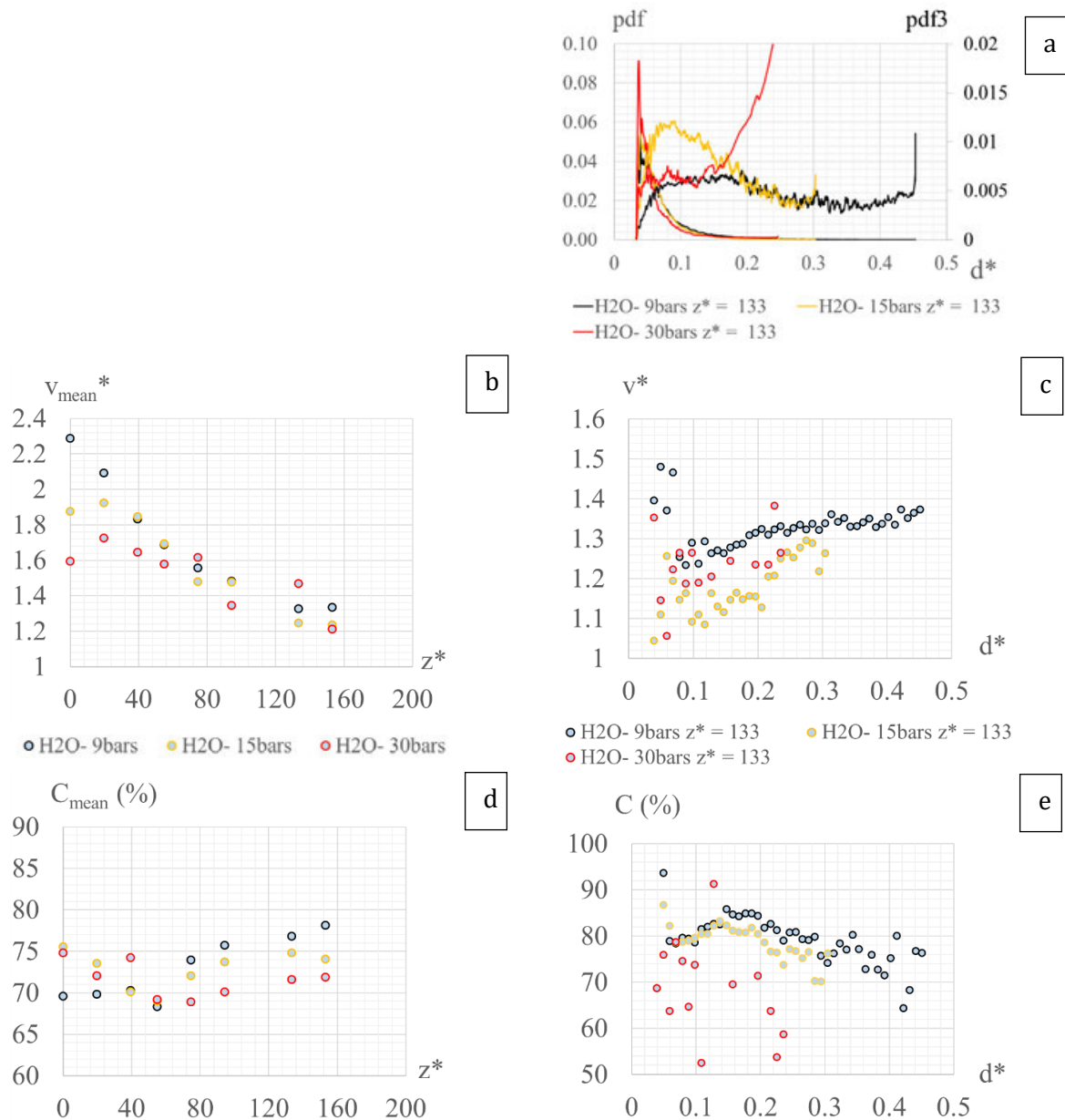


Fig. III.3-6 : (a) pdf et pdf3, (b-c) vitesse adimensionnée et (d-e) centricité fonction de (b-d) la distance à l'impact et (c-e) du diamètre (à  $z^* = 133$ ). Doublet eau à  $\Delta P = 9 / 15 / 30$  bars.

### III.3.4. Effet du jet central sur la pulvérisation en zone d'atomisation secondaire

#### Une granulométrie plus grossière en triplet, conséquence de l'atomisation primaire

Les résultats d'atomisation primaire ont montré que le jet central agit comme stabilisateur de la nappe, repoussant le lieu de la fragmentation  $z_{bu}$  soit un retardement de l'atomisation en triplet. Injectés à pression génératrice égale, les jets liquides ont des vitesses proches.

La Fig. III.3-7-a-b présente les distributions mesurées à même position et pression d'injection. La pulvérisation par doublet de jets impactants apparaît significativement plus fine avec un MMD de  $0.127 D_0$  contre  $0.175$  en triplet (Fig. III.3-7-b). Le diamètre déterminant le temps d'évaporation, le spray doublet sera donc plus rapidement vaporisé. Ces observations se généralisent bien à

l'ensemble du spray comme le montrent les mesures de SMD( $z$ ) en doublet (ronds) et triplet (losanges) en Fig. III.3-7-c-d.

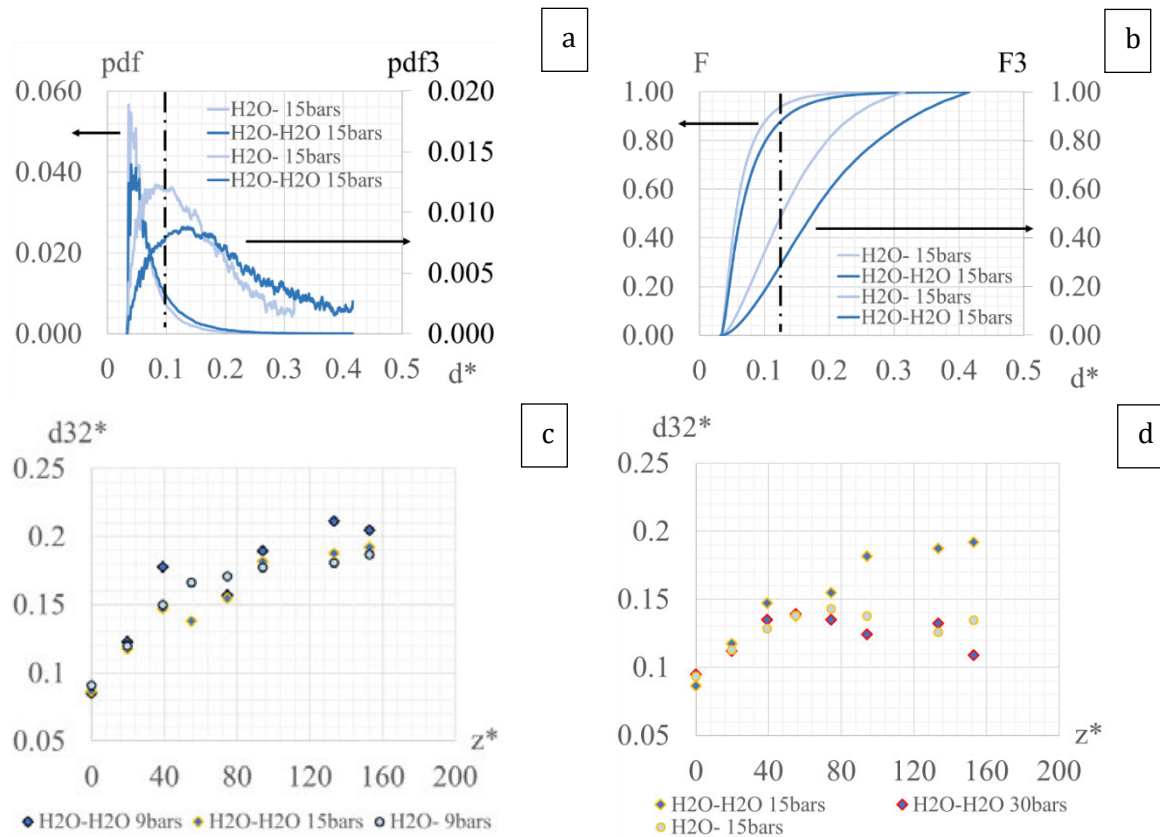


Fig. III.3-7 : Distributions en diamètre comparées : (a) pdf en nombre et en volume, et (b) fonction de répartition (pdf cumulée) ;  $\Delta P = 15$  bars et  $z^* = 94$ . (c-d) SMD adimensionné en fonction de la distance à l'impact comparé en doublet OO / triplet OFO eau :  $\Delta P = 9 / 15 / 30$  bars.

### Similitude des comportements en vitesse, centricité et densité particulaire

La caractérisation en vitesse et en centricité confirme la relative similitude entre les résultats obtenus pour trois vitesses d'injection (Fig. III.3-8). Les vitesses  $v_{mean}^*$  y sont superposables à partir de  $z^* > 40$  (Fig. III.3-8-a) tout comme la caractéristique  $v^*(d^*)$  pour  $d^* > 0.2$  (Fig. III.3-8-b). Les vitesses  $v = u_o v^*$  sont toutefois différentes ( $u_o = 28 / 36$  m/s resp. en OO / OFO) impactant le temps de vol et les transferts convectifs. Par ailleurs, la vitesse  $v_{mean}^*$  semble ne pas être affectée par la contribution du jet de combustible qui n'apparaît pas dans son adimensionnement. Concernant leur morphologie, les gouttes formées par triplet de jets impactants sont davantage déformées à même  $z$  du fait d'une fragmentation plus tardive et d'une vitesse plus élevée (soit une distance de relaxation supérieure).

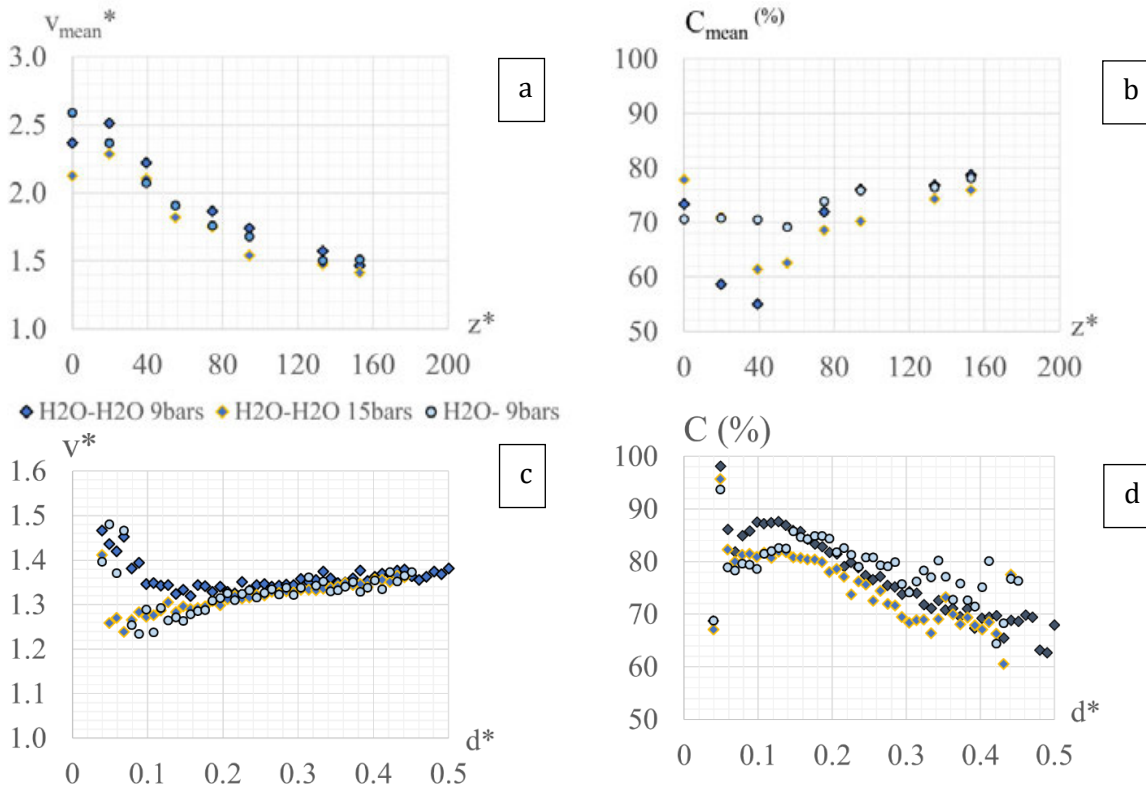


Fig. III.3-8 : (a-b) Vitesse adimensionnée et (c-d) centricité fonction de (a-c) la distance à l'impact et (b-d) du diamètre adimensionné (à  $z^* = 133$ ). Doublet OO / triplet OFO eau à  $\Delta P = 9 / 15$  bars.

Rendant compte de la distance moyenne entre chaque goutte détectée, la distance inter-gouttes  $D_i$  complète la caractérisation du spray mesuré. Tracée en fonction de la distance  $z$ , elle suit une tendance croissante pour  $z^* \geq 40$  (Fig. III.3-9-a) qui s'explique par le développement angulaire du spray. Son minimum en  $20 \leq z^* \leq 40$  (zone ligamentaire) correspond à la forte production de gouttes mesurées qui est identifiable sur l'évolution du nombre de goutte détectées  $N$ . En comparaison, le doublet affiche une densité égale entre les vitesses  $u_j$  tandis que la distance  $D_i$  augmente en triplet. Cela rejoint les observations sur la répartition du flux liquide au travers d'une section fluide croissante avec la vitesse des jets (angle  $\gamma$ , voir III.2.2.1). Il convient toutefois de nuancer ce résultat en rappelant le seuil de détection de la méthode ( $20 \mu\text{m}$ ).

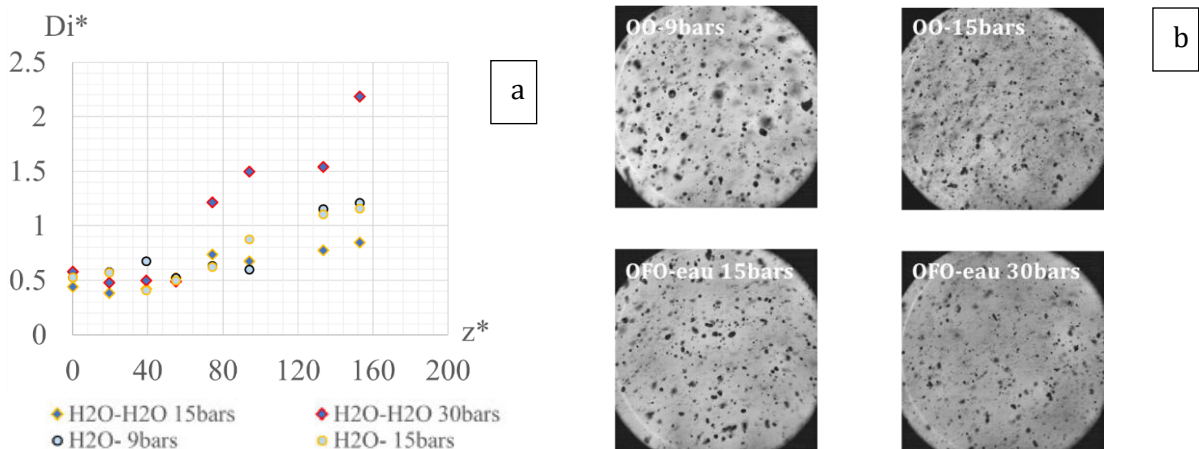


Fig. III.3-9 : (a) Distance inter-goutte adimensionnée  $D_i/D_0$  en fonction de la distance à l'impact. (b-c-d-e) Visualisations HMS instantanées à  $z^* = 94$ . Images instantanées correspondantes.

### III.3.5. Influence des propriétés du combustible sur l'atomisation secondaire en triplet unlike

En triplet unlike et si les liquide sont miscibles, les gouttelettes formées peuvent a priori être constituées d'un mélange. Dans le cas de fluides non miscibles, elles peuvent se présenter comme des fluides encapsulés. Dans les deux cas, elles peuvent aussi être pures. Cette différence de cas ne peut être tranchée par ombroscopie. L'atomisation étant principalement pilotée par le nombre de Weber, c'est donc la variation de ce nombre sur lequel il faut porter l'attention lorsque l'on modifie la nature du fluide. Ainsi à même diamètre et vitesses de goutte oxydante et fuel, le rapport  $We_F/We_O$  atteint un maximum de 1.5 pour le couple eau – éthanol. Cela paraît tout à fait négligeable devant les multiples ordres de grandeur du  $We$  relativement aux distributions  $(d, v)$  mesurés. Dans ce cas, l'atomisation secondaire ne différencierait pas les liquides ; ce serait donc principalement la condition aux limites  $We_{lig}$  qui détermine la pulvérisation par OFO (voir III.2.1.6).

#### III.3.5.1. Le cas du triplet eau-dodécane : exemple d'une atomisation lente

##### Une dynamique d'atomisation semblable aux pulvérisations par doublet et triplet eau

Les pdf obtenues avec le triplet eau-dodécane à 9 bars sont données en Fig. III.3-10 aux positions  $z^* = 20, 55$  et  $133$ . Les distributions sont monomodales : il n'existe donc qu'une population de gouttes au regard de leur taille. Cela valide l'hypothèse que l'atomisation secondaire ne dépend du fuel qu'indirectement par le processus d'atomisation primaire. Les distributions obtenues en triplet eau-dodécane à  $\Delta P_0 = 9$  bars suivent ainsi le même processus qu'en doublet : une distribution log-normale est mesurée dans la zone d'atomisation primaire, puis la distribution s'élargit à partir de  $z^* = 55$ .

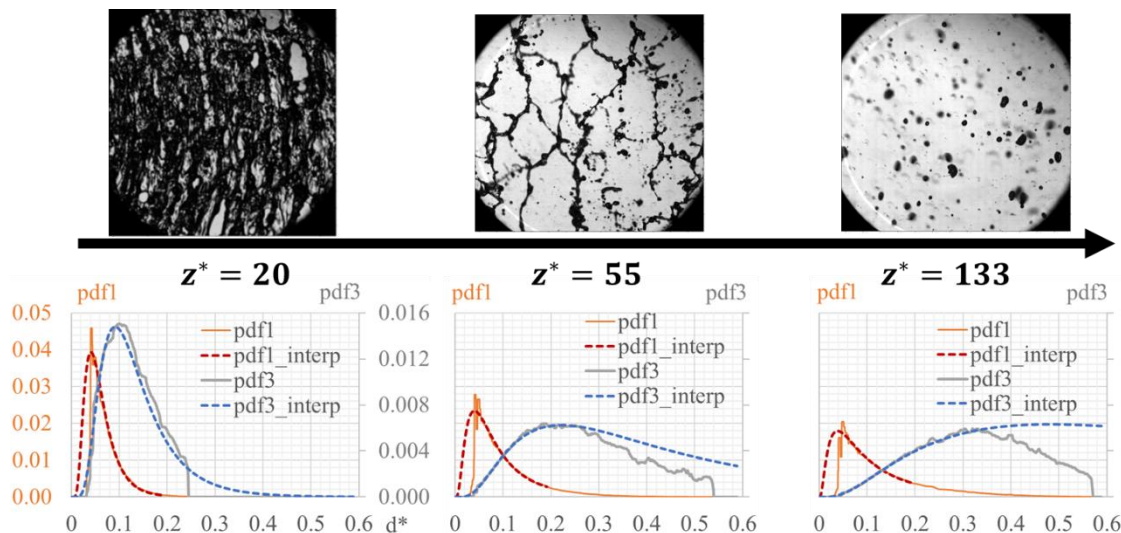


Fig. III.3-10 : Suivi de populations de gouttes elliptiques à plusieurs positions d'un spray triplet OFO eau-dodécane à  $\Delta P = 9$  bars.

Les SMD mesurés aux trois vitesses de jets sont données en Fig. III.3-11-a. Avec une même tendance initiale, les trois courbes se différencient à partir de  $z^* = 40$ , zone identifiée comme le



début de l'atomisation secondaire ( $z_{bu}^*$ , voir III.2.1.4). En aval, la granulométrie diminue avec la vitesse d'injection avant de décroître en  $z^* = 100$  comme observé en doublet et triplet « like » (trois jets en eau). Sur le plan de la centricité (Fig. III.3-11-b), une augmentation plus rapide est mesurée à haute vitesse. Les petites gouttes se relaxent plus rapidement comme cela a été observé en eau (cf.  $C(d)$  en Fig. III.3-6-e). Enfin, les vitesses adimensionnées moyennes  $v_{mean}^*$  (Fig. III.3-11-c) et leurs caractéristiques  $v^*(d^*)$  en zone diluée ( $z^* = 133$ ) sont comparables aux précédentes pulvérisations OFO. L'effet des forces de trainée est donc semblable quelles que soient les propriétés du spray (liquides notamment).

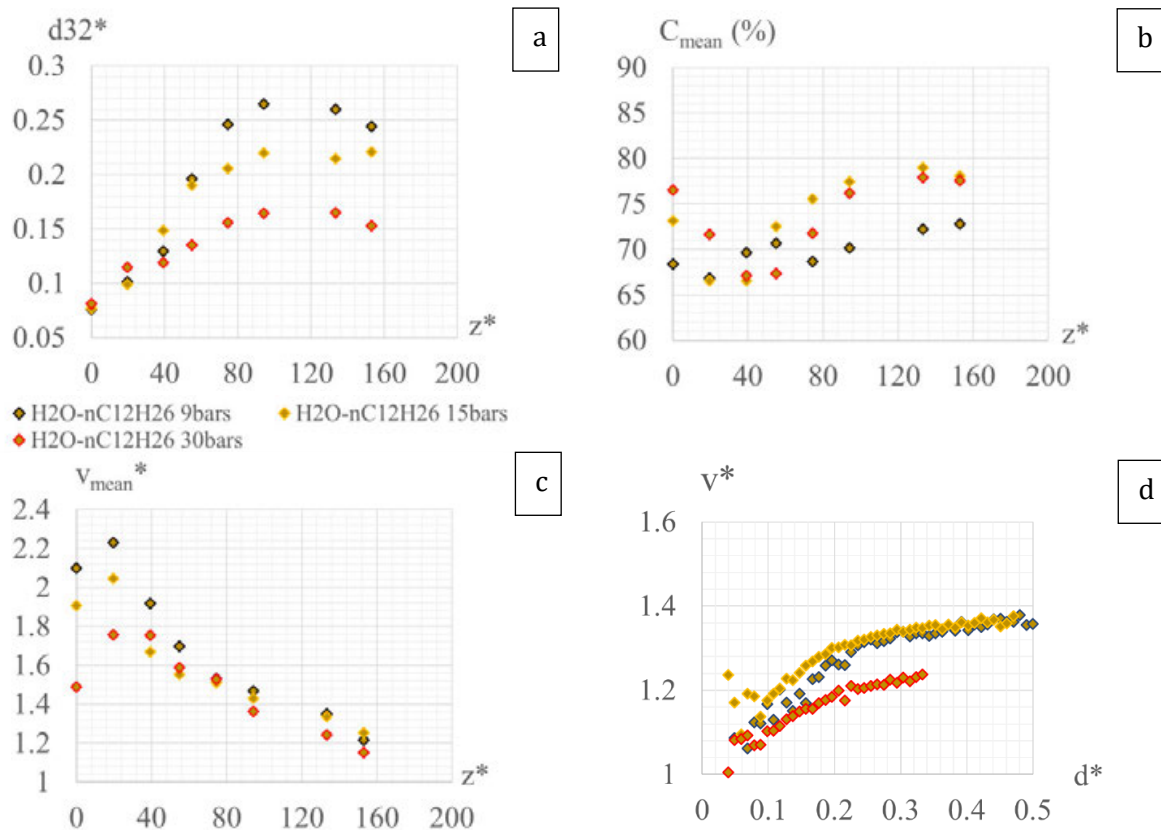


Fig. III.3-11 : (a) SMD adimensionné, (b) centricité, et (c-d) vitesse adimensionnée fonction de (a-b-c) la distance à l'impact et (d) du diamètre adimensionné à  $z^* = 153$ . Triplet OFO eau-dodécane,  $\Delta P = 9, 15, 30$  bars.

### III.3.5.2. Comparaison like / unlike : l'impact de l'atomisation primaire sur la pulvérisation

Les SMD mesurés avec les triplets unlike eau-éthanol, -iso-octane et -dodécane (de couleur resp. verte, grise et marron) sont rapportées en Fig. III.3-12 avec les doublet et triplet eau (bleu clair et bleu foncé) aux trois vitesses testées. À basse pression d'injection (Fig. III.3-12-a), deux faisceaux de points se séparent entre  $z^* = 40$  et 55 (rupture des ligaments en gouttes détectables) : d'une part les configurations OO et OFO « like » (O = F = eau) et d'autre part les OFO « unlike » (fuels conventionnels). Ainsi au regard de la tendance SMD( $z$ ), la phase d'atomisation primaire ( $z^* \leq 55$ ) en OFO unlike semble plus sensible au liquide combustible que l'atomisation secondaire qui y succède ( $z^* > 55$ ). La première est en effet pilotée par le régime de nappe via les nombres  $Re_j$  et  $We_j$  différents entre l'eau et les fuels conventionnels (voir II.5.3.2). Par ailleurs, la miscibilité ne semble pas déterminante aux processus d'atomisation, le spray éthanol affichant

des SMD compris entre ceux de l'eau et des alcanes utilisés (dodécane et iso-octane). Enfin, l'écart du SMD entre triplet like et unlike diminue avec l'augmentation de la vitesse d'injection (Fig. III.3-12-a-b-c) ce qui est cohérent avec la mesure de la distance de fragmentation  $z_{bu}^*$  en  $We_0^{-n}$  (voir III.2.1.4). La visualisation ne permet pas cependant de détecter les plus petites gouttes.

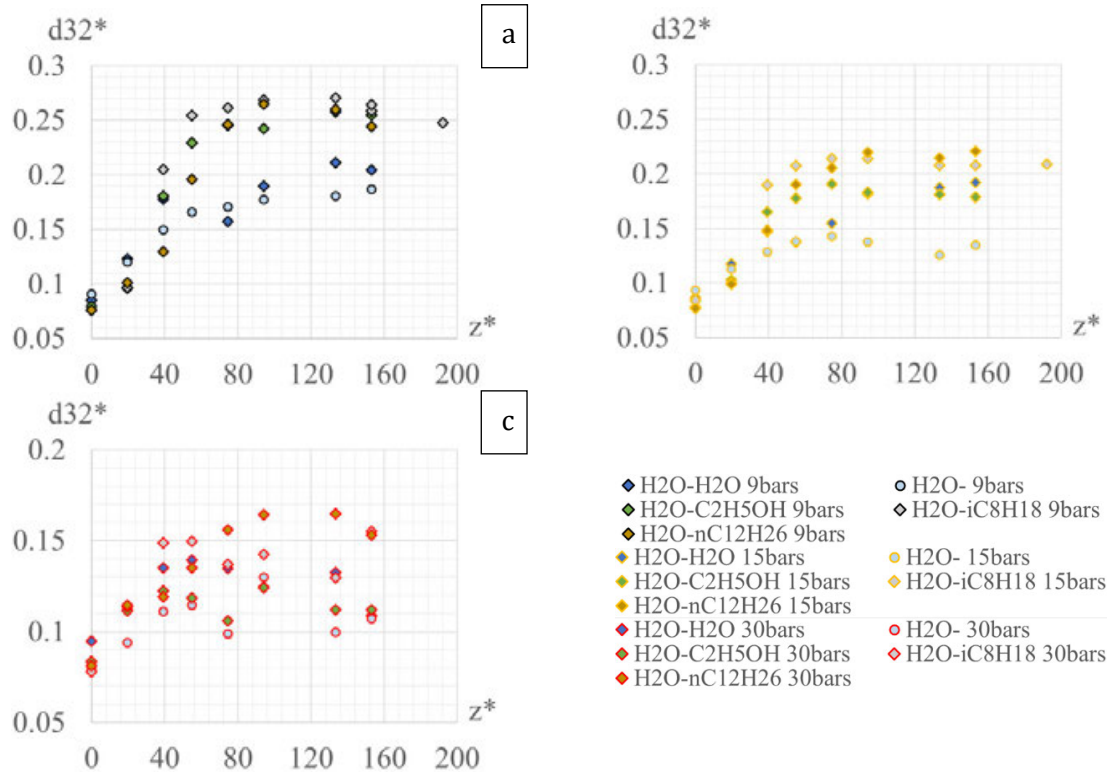


Fig. III.3-12 : SMD adimensionné en fonction de la distance à l'impact comparé en doublet OO et triplets OFO avec 4 liquides fuel.  $\Delta P$  =(a) 9, (b) 15, (c) 30 bars.

La Fig. III.3-13 regroupe les résultats de vitesse et de densité particulaire pour l'ensemble des configurations étudiées à basse vitesse de jet. La vitesse adimensionnée  $v_{mean}^*$  semble peu affectée par les conditions d'injection OFO (vitesse du jet combustible et ses propriétés fluides) malgré les différences de granulométrie ou d'angle observées dans les différents cas. De même, la caractéristique  $v^*(d^*)$  fait apparaître une faible variation d'un spray à l'autre (Fig. III.3-13-b). La masse volumique des liquides varie en effet assez peu ( $0.69 < \frac{\rho_F}{\rho_O} < 1$ ). Il en est de même de l'environnement des gouttes, caractérisé par la distance inter-goutte  $D_i$  qui reste du même ordre entre les configurations d'injection (Fig. III.3-13-c). Une particule sera donc convectée de manière quasi-identique indépendamment du spray considéré.

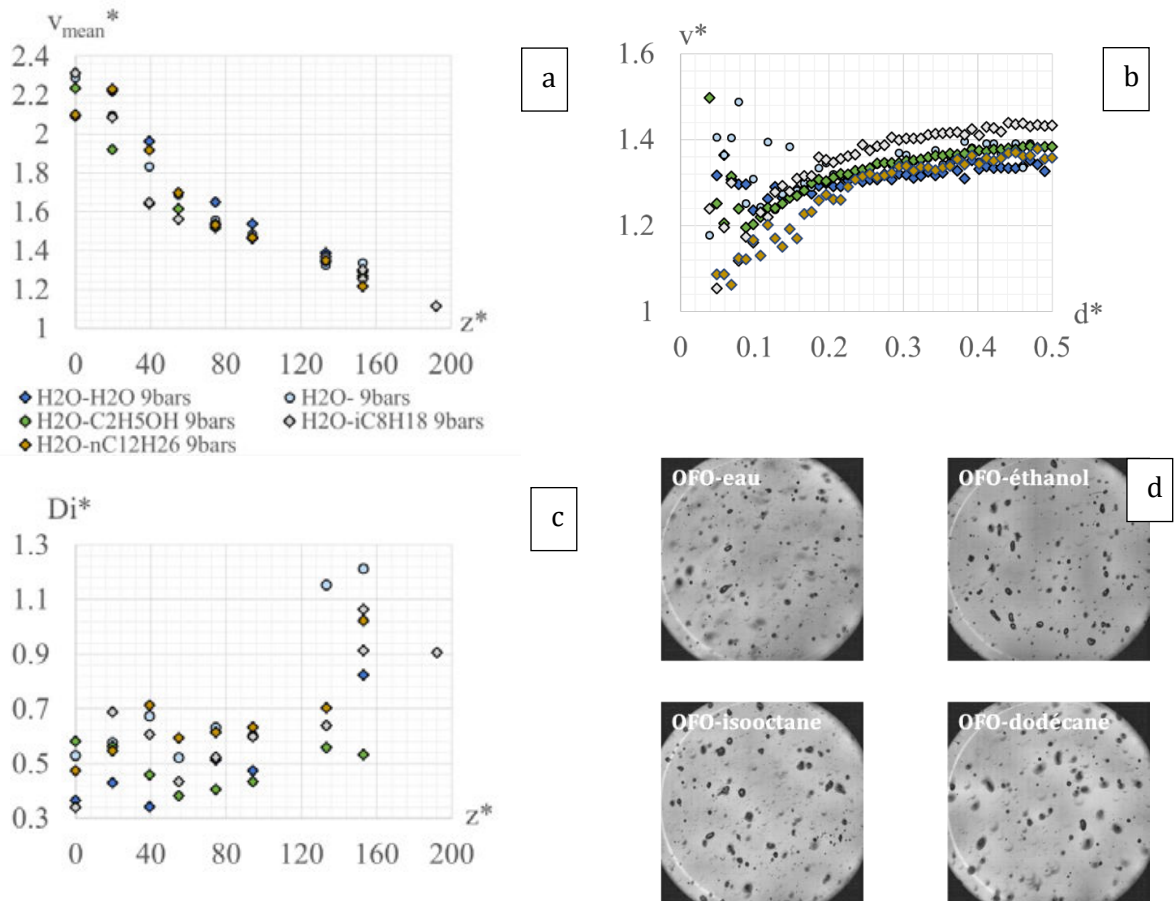


Fig. III.3-13 : (a-b) Vitesse moyenne adimensionnée et (c) distance inter-gouttes fonction de (a-c) la distance à l'impact et (b) du diamètre adimensionné (à  $z^* = 153$ ). Doublet OO et triplets OFO à  $\Delta P_0 = 9$  bars. (d) Visualisations instantanées correspondantes.

Obtenues dans des conditions idéales, ces observations montrent que les sprays générés par triplet de jets impactants unlike sont similaires par leur granulométrie (SMD mesurés selon  $z$ ), leur vélocimétrie et leur densité particulaire. Un calcul d'évaporation couplé à une résolution du mouvement des gouttes est mis en œuvre pour permettre une analyse physique du phénomène compte tenu des conditions expérimentales et par comparaison aux observations.

### III.3.6. Simulation du transport et de l'évaporation des gouttes depuis une distribution de référence

Considérons un spray typique d'une pulvérisation obtenue par jets impactants, dont la pdf suit une forme log-normale  $pdf_0(d) = \frac{1}{d \sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\ln(d)-\ln(\mu))^2}{2\sigma^2}\right)$  au début de la zone d'atomisation secondaire en  $z_0$  (zone de plus forte densité particulaire). L'application de la méthodologie présentée en III.1.5.4 permet de modéliser le transport et l'évaporation des particules supposées isolées ( $D_i$  croissant en zone diluée). Soit  $d_i(z = z_0)$  les classes de diamètres initiales prises de 1 à 300  $\mu\text{m}$  par pas de 0.5  $\mu\text{m}$ . Notés  $d_i(t)$  et  $d_i(z)$ , elles évoluent au cours de la simulation à chaque pas de temps et d'espace (ces deux paramètres étant liés par la vitesse de déplacement des gouttes).

### III.3.6.1. Application au doublet eau et confrontation à la mesure

L'environnement « idéal » du banc AILEFS correspond bien aux hypothèses du calcul dont le spray s'écoule dans l'air libre au repos. Mono-liquide, le doublet eau alimenté à une pression de  $\Delta P = 9$  bars servira de référence notée « 009\_H2O ». La pdf mesurée se rapproche la plus d'une distribution log-normale en  $z_0 = 28$  mm. Par corrélation, les valeurs  $\mu = 28 \mu\text{m}$  et  $\sigma = 0.73$  sont prises pour la  $pdf_0$ . De même, la vitesse  $v_0 = 40$  m/s, mesurée pour les grosses gouttes, est prise comme condition initiale pour l'ensemble des diamètres de gouttes  $d_i$ .

Les résultats du calcul comparés à l'expérience sont présentés en Fig. III.3-14 en  $z = 48$  et  $78$  mm. Les caractéristiques  $v(d)$  diffèrent significativement de la mesure (affectée par le seuil de détection), les petites gouttes calculées en étant absentes. Quasiment arrêtées en amont de ces positions, elles n'apparaissent pas dans les distributions (Fig. III.3-14-b, courbes pointillées) amenant le  $d_i$  minimal à augmenter depuis  $z_0$ . Physiquement, ces gouttes atteignent une vitesse limite non nulle (en tenant compte de la pesanteur par exemple) et sont bien présentes au  $z$  d'observation. La simulation étant arrêtée à un temps fini, le régime stationnaire n'est pas atteint amenant cet effet.

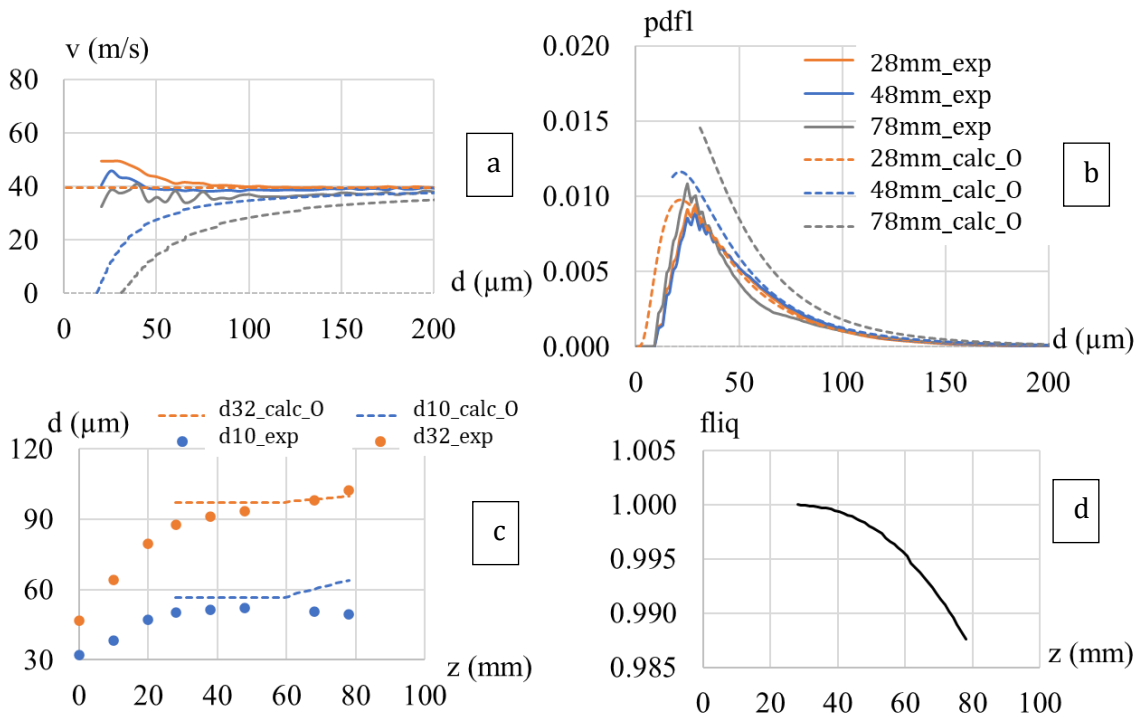


Fig. III.3-14 : Simulation de l'évolution d'une population de gouttes d'eau en mouvement et en évaporation pure dans l'air. Comparaison à la mesure (lignes pleines) en doublet OO à  $\Delta P_0 = 9$  bars. (a) Caractéristique  $v(d)$ . (b) Pdf en nombre. (c) Diamètre moyen et SMD calculés. (d) Fraction liquide volumique.

Pour une comparaison plus objective, Les  $d_{10}$  et  $d_{32}$  sont calculés en intégrant seulement les gouttes de tailles comprises entre la limite de détection ( $20 \mu\text{m}$ ) et la moyenne des diamètres maximaux mesurés en chacune des positions  $z_{exp}$ . Malgré cela, l'évolution de ces diamètres est modeste relativement à la mesure (Fig. III.3-14-c). Il en va de même pour la valeur de la fraction liquide (Fig. III.3-14-d) définie par le rapport du volume liquide de la population de gouttes  $v_l = \int_{d_{min}}^{d_{max}} \frac{\pi}{6} d^3 dd$  à  $z$  donné relativement à sa valeur initiale  $v_{l,0}$

### III.3.6.2. Extension aux triplets like et unlike

#### Les cas doublet et triplet eau : influence des distributions en diamètre et en vitesse

Afin de confronter le calcul pour d'autres conditions initiales, deux configurations expérimentales sont traitées : le doublet et le triplet eau à 15 bars. Les résultats sont présentés en Fig. III.3-15 pour les caractéristiques  $v(d)$  et pdf.

Les observations précédentes (9 bars) se retrouvent à 15 bars. En revanche, le calcul « OFO15 » se distingue davantage de l'expérience (Fig. III.3-15-f), du fait notamment d'une mauvaise corrélation de la  $pdf_0$  à la pdf expérimentale non log-normale.

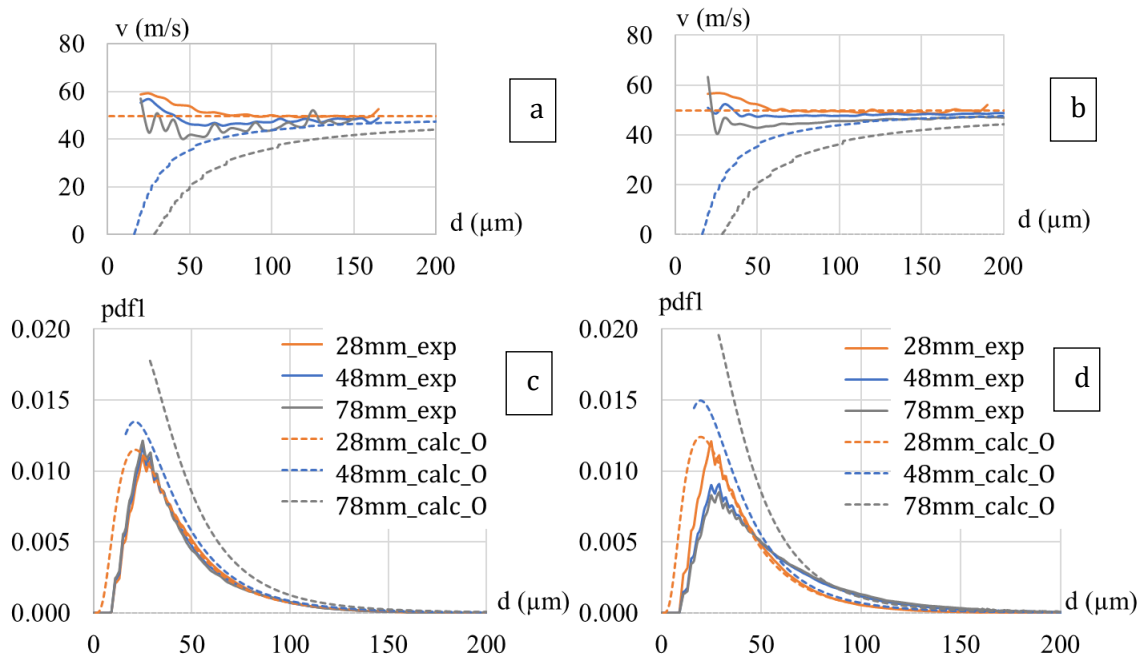


Fig. III.3-15 : Simulation de l'évolution d'une population initiale de gouttes en mouvement et en évaporation pure dans l'air. Comparaison aux mesures (a-c) « OO15 » et (b-d) « OFO15 » à deux positions  $z = 48$  et  $78$  mm. (a-b) Caractéristique diamètre-vitesse. (c-d) Pdf en nombre.

#### Les sprays triplet unlike : analyse comparée bi-liquide

En triplet OFO unlike, chaque liquide noté O et F est simulé indépendamment avec les mêmes conditions initiales  $[\mu, \sigma, v_0]$ . Les résultats sont présentés en Fig. III.3-16 à partir des mesures en triplets eau-éthanol et eau-dodécane à 15 bars (O = eau et F =  $C_2H_5OH / nC_{12}H_{26}$ ). Une séparation des liquides oxydant et fuel est obtenue par le calcul des caractéristiques  $v(d)$  pour les deux sprays (Fig. III.3-16-a-b). De masse volumique inférieure, la trainée est supérieure pour la goutte de fuel. Il s'en suit un déphasage des pdf O/F amenant aux mêmes conclusions que les cas « like ».

En s'appuyant sur les conditions initiales mesurées, la méthodologie proposée permet donc d'appréhender les tendances liées à la spécificité des sprays que ce soit par l'injection (vitesses de jet) ou par la composition bi-liquide. Sans traiter du cas mélangé, à l'intermédiaire des cas limites de gouttes pures oxydant et fuel, un comportement spécifique est observé pour chacun des sprays.

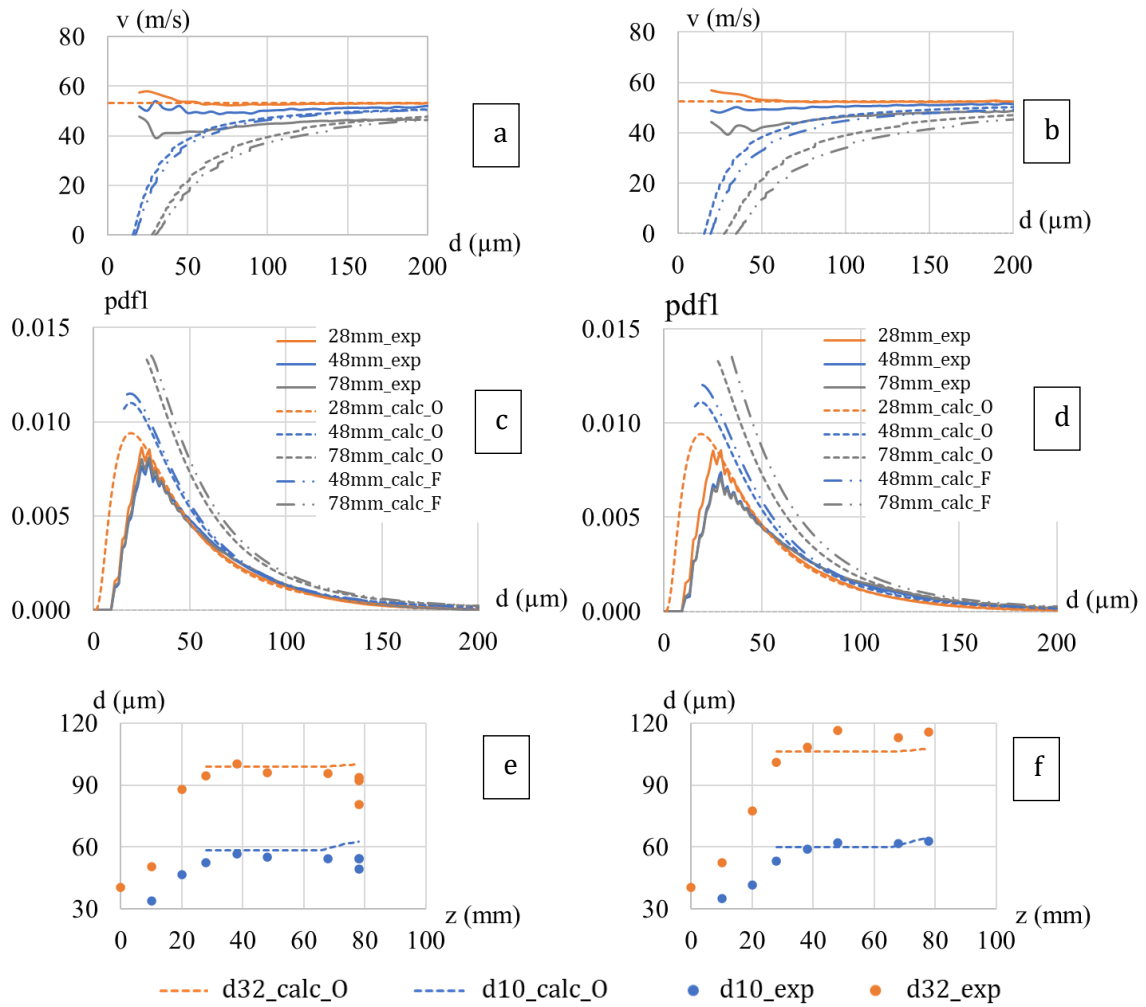


Fig. III.3-16 : Simulation de l'évolution de deux populations de gouttes oxydant et combustible en mouvement et en évaporation pure dans l'air. Comparaison aux mesures (a-c-e) eau-éthanol et (b-d-f) eau-dodécane à  $\Delta P = 15$  bars. (a-b) Caractéristique diamètre-vitesse. (c-d) Pdf. (d-e) Diamètre moyen et SMD calculés.

### III.3.7. Conclusion partielle

Dans la continuité de l'atomisation primaire, les visualisations HMS en zone diluée permettent une caractérisation fine de la pulvérisation générée par OFO-in. Une première description en doublet OO et à faible vitesse d'injection met en évidence l'augmentation rapide du SMD entre l'impact et la zone ligamentaire en  $z = 55 D_o$ . À cette position, les tailles de gouttes se distribuent selon une loi log-normale de  $d_{32} \approx 0.15-0.20 D_o$ . En s'éloignant, leur nombre décroît en  $z^{-n}$ , leur centricité augmente et leur vitesse diminue. L'analyse par classe de goutte révèle que les petites gouttes sont les moins rapides (freinées par la traînée) et les plus sphériques. L'augmentation de la vitesse des jets oxydant diminue significativement la granulométrie jusqu'en limite de détection par imagerie ; les très petites gouttes alors majoritaires ne sont plus mesurées. En comparaison, les SMD évoluent de manière similaire pour différentes vitesses de jet, ce qui s'explique par les conditions aux limites sur l'atomisation primaire i.e.  $f = u_j/D_j$  et  $z_{bu}^* \propto (We_j)^{-n}$ . De même, leur centricité ainsi que leur vitesses diminuent avec la vitesse d'injection : c'est là l'effet seul de la traînée.

L'influence du jet combustible par comparaison OO / OFO-eau montre une atomisation significativement plus lente avec le triplet, dont la tendance SMD(z) apparaît étirée sur l'axe Z. Le jet de combustible apporte en effet de la stabilité à la nappe OFO désormais bi-liquide et déformée. De granulométrie plus grossière qu'en doublet, la pulvérisation générée affiche une densité particulaire inférieure, conformément aux observations sur le flux de gouttes (mesure de  $N$ ) et relativement à sa répartition d'angles  $\beta$  et  $\gamma$ . En substituant le dodécane à l'eau en triplet, les SMD suivent une même tendance avec toutefois un écart supérieur à 30% à même  $z$ , diminuant avec la vitesse du jet oxydant. Cela se vérifie aussi avec l'iso-octane et l'éthanol indiquant que la miscibilité n'est pas déterminante à l'atomisation unlike.

La méthode numérique d'évaporation avec transport (loi du  $d^2$  et trainée) est utilisée afin de confronter la simulation à l'expérience. Le calcul est initialisé à partir des mesures HMS en prenant la position « post-ligamentaire »  $z_0$  comme référence. La loi log-normale  $pdf_0$  obtenue par corrélation de la pdf en diamètre est associée à la vitesse  $v_0$  mesurée à partir de la caractéristique  $v(d)$  pour les grosses gouttes. La comparaison en doublet basse vitesse donne une prédiction acceptable des  $d_{10}$  et SMD bien que les caractéristiques  $v(d)$  diffèrent singulièrement. De même, l'application aux autres distributions OO et OFO rend compte des limites du modèle à restituer la sensibilité aux conditions initiales de tailles et vitesses ; il en va de même en unlike dont on dissocie les gouttes d'oxydant et de fuel. En pratique, l'évaporation est finalement négligeable (ambiance froide) et seul le transport est responsable de l'évolution spatiale des pdf et caractéristiques en vitesse.

### III.4. Caractérisation in situ des sprays réels du banc ACSEL

Dans l'optique d'apporter une caractérisation fidèle des sprays d'ergols dans leurs conditions de combustion, et avec les imperfections de réalisation des injecteurs, le dispositif HMS est adapté au montage ACSEL. On y explore l'influence de la réactivité du liquide oxydant (eau ou HTP), du combustible et de son injecteur adapté (propriétés fluides et  $D_F/D_O$ ), de la chimie (richesse  $\phi$  ou  $\phi_{eq} = RM_{st} \frac{\dot{m}_F}{\dot{m}_{eau}}$ ) et des conditions d'injection (vitesse du jet fuel  $u_F$  et son taux de pénétration  $\Lambda$  à vitesse de jet oxydant constante), et du temps de séjour  $t_{res}$  (diamètre de col  $D_t$ ).

#### III.4.1. Atomisation primaire et structure de l'écoulement avec les injecteurs réels

##### III.4.1.1. Comparaison entre les injecteurs et similitude inerte / réactif

Des images instantanées des sprays dans la zone d'atomisation primaire ( $z^* = \frac{z}{D_O} = 0-10$  et 40-45) sont présentées en Fig. III.4-2 pour les 4 couples oxydant - fuel aux 3 vitesses d'injection fuel. À même injecteur, la modification du liquide oxydant modifie légèrement la structure de l'écoulement, notamment l'angle  $\gamma_1$  (Fig. III.4-1-a). Il en va de même du régime de nappe sur la base de la mesure de la longueur d'onde adimensionnée  $\lambda^* = \bar{\lambda}/D_O$  (Fig. III.4-1-b, cf. III.2.1.5). À l'inverse, le changement d'injecteur (du jet de combustible) modifie considérablement le spray. Avec  $D_F < D_O$  et malgré des  $\Lambda$  proches, le spray OFO-alk adopte une morphologie se rapprochant du doublet OO-in tandis qu'OFO-etoh est semblable à OFO-in. Ainsi, l'angle  $\gamma_1$  est amplement modifié par l'injecteur,  $\lambda^*$  semblant peu affecté.

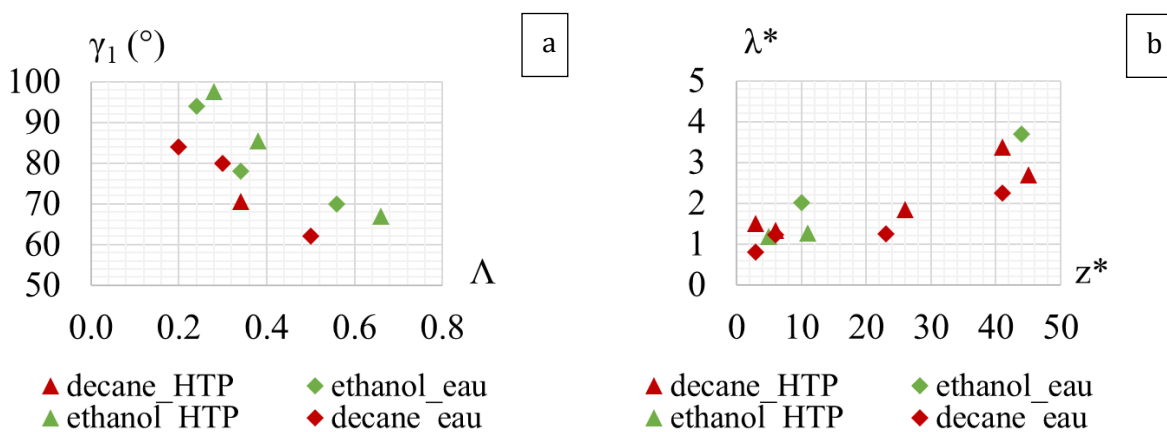


Fig. III.4-1 : Évolution comparée (a) de l'angle  $\gamma_1$  fonction du taux de pénétration  $\Lambda$  et (b) de la « longueur d'onde » apparente adimensionnée  $\lambda^*$  fonction de la distance à l'impact  $z^*$  à  $\phi_{eq} = 1.0$ .



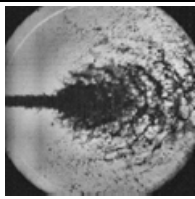
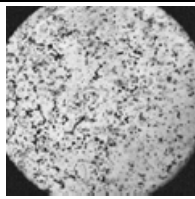
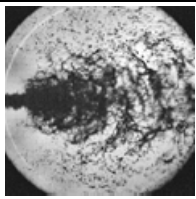

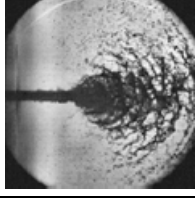
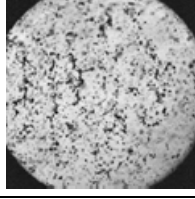
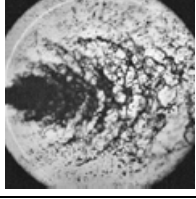
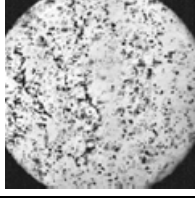
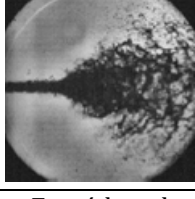
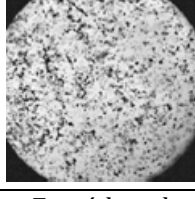
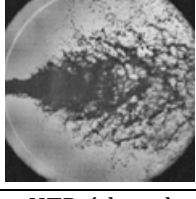
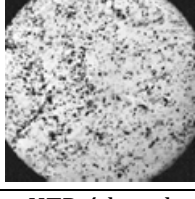
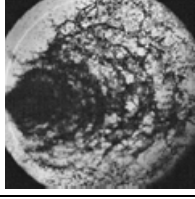
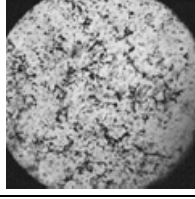
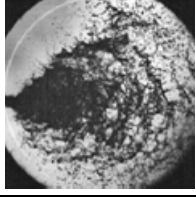
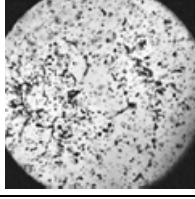
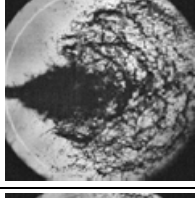
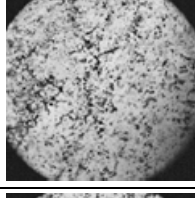
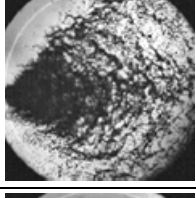
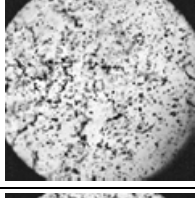
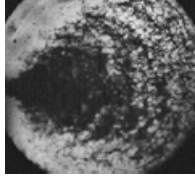
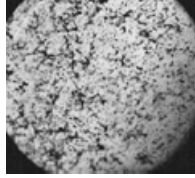
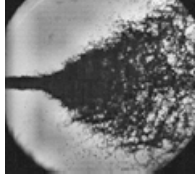
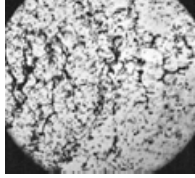
$\phi (\phi_{eq})$	$\Lambda$	$z^* = 0-10$	$z^* = 40$	$\Lambda$	$z^* = 0-10$	$z^* = 45$
		Eau-décane	Eau-décane		HTP875-décane	HTP875-décane
0.7	0.20			0.24		
1.0	0.30			0.34		
1.7	0.50			0.60		
		Eau-éthanol	Eau-éthanol		HTP-éthanol	HTP-éthanol
0.7	0.24			0.28		
1.0	0.34			0.38		
1.7	0.56			0.66		

Fig. III.4-2 : Visualisations HMS instantanées des sprays (a) OFO-alk eau / HTP875-décane et (b) OFO-etho eau / HTP875-éthanol. Comparaison à l'impact et en zone ligamentaire, aux 3 richesses  $\phi$  et à leurs équivalents  $\phi_{eq}$  et  $\Lambda$  associés.

### III.4.1.2. Effet du dégagement de chaleur sur le spray

Etendues jusqu'à  $z^* = 150$ , les visualisations inerte / réactif présentent une atomisation primaire qualitativement semblable à même  $\phi_{eq}$  (Fig. III.4-3). De régimes de jets proches ( $u_0 = cte$ ), elle serait donc peu affectée par l'environnement chaud et pressurisé. Plus loin de l'impact, la proportion de petites gouttes semble diminuer dans le cas réactif. La stratégie de substitution permet donc, par comparaison à l'inerte, de mettre en évidence l'effet du dégagement de chaleur.

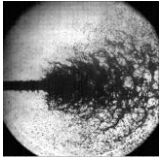
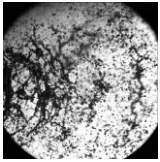
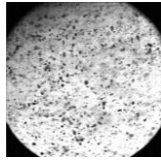
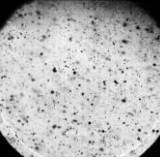
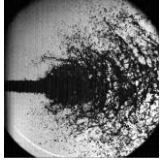
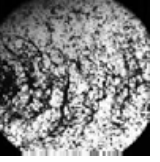
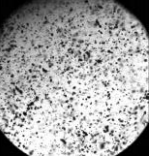
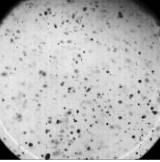
$\phi = 1.0$	$u_j$ O / F	$Re_j, We_j$ O / F	$z^* = 0$	$z^* = 20$	$z^* = 40$	$z^* = 150$
<b>Inerte</b> Eau- $nC_{10}H_{22}$	45 36	1.30e4 5.51e3, 7.96e3 7.65e3				
<b>Réactif</b> HTP875- $nC_{10}H_{22}$	38 36	8.00e3 5.51e3, 7.34e3 7.65e3				

Fig. III.4-3 : Visualisations comparées de sprays eau / HTP875 -décane à quatre positions consécutives.

### III.4.2. Granulométrie des sprays OFO en chambre de combustion

#### III.4.2.1. Caractérisation du spray OFO-alk

##### Sensibilité à la vitesse du jet combustible du spray eau-décane

Les distributions de gouttes mesurées en spray inerte dilué ( $z^* = 160$ ) pour trois vitesses de jet combustible  $u_F$  sont reportées en Fig. III.4-4-a-b, resp. en nombre et en volume. Le triplet OFO-alk y produit des gouttes significativement plus petites à faible vitesse de jet combustible, suivi des cas à vitesse haute (faiblement dispersé en taille) et moyenne.

L'évolution du SMD en  $z$  traduit bien cette évolution des distributions de tailles de gouttes (Fig. III.4-4-c), dont la tendance croissante - décroissante rejoint celle observée avec l'injecteur idéal OFO-in. Par ailleurs, une baisse notable du SMD est mesurée à faible vitesse de jet fuel, la séparation entre les 3 cas apparaissant dès  $z^* = 40$  ( $z_{bu}^*$  avec OFO-in). Un faible taux de pénétration  $\Lambda \propto u_F/u_O$  est donc à rapprocher d'un fonctionnement doublet (voir II.3), cas limite du triplet à vitesse fuel nulle. Au-delà, la sensibilité à cette vitesse est moindre ; C'est donc principalement l'impact des deux jets d'oxydant qui pilote l'atomisation.

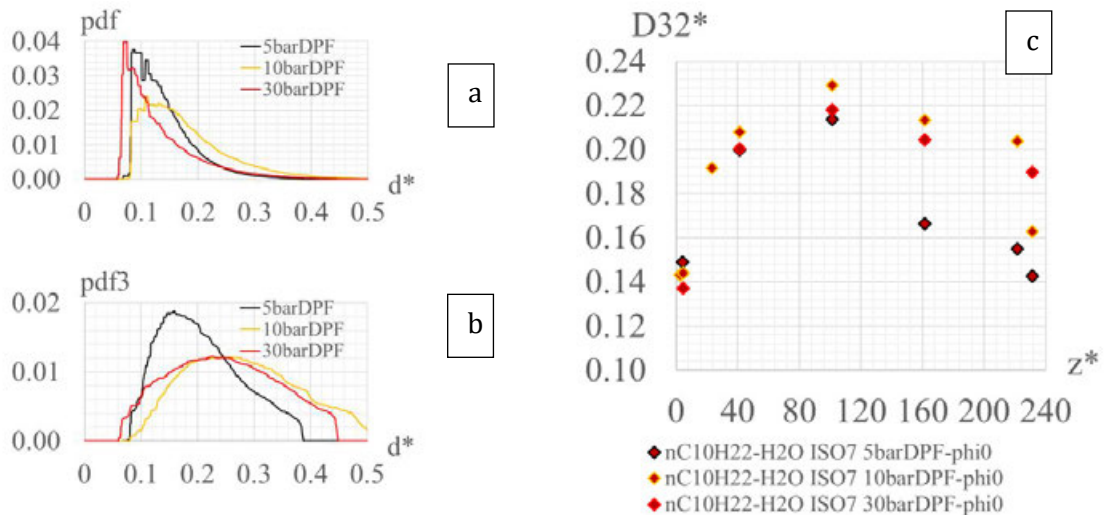


Fig. III.4-4 : Evolution comparée de la granulométrie d'un spray eau-décane à 3 richesses équivalentes ( $u_F$  variable et  $u_O$  constante à  $\Delta P_O = 30$  bars). (a-b) Distributions de tailles de gouttes elliptiques à  $u_F$  variable (pondération en nombre = pdf, en volume = pdf3).  $z^* = 160$ . (c) SMD adimensionné.

#### Effet de la richesse en condition réactive : comparaison des spray HTP875 / eau-décane

Le spray d'ergols mesuré in situ se place dans le cadre phénoménologique détaillé en I.3.1, les gaz brûlés étant recirculés dans la veine d'essai. Ainsi l'évaporation rapide des petites gouttes déplace la distribution initiale vers les gros diamètres (Fig. III.4-5-a-b). Une valeur asymptotique du SMD( $z$ ) est alors obtenue (Fig. III.4-5-c, triangles), les gouttes résiduelles ayant des temps d'évaporation très longs. En particulier, une granulométrie semblable est mesurée aux conditions pauvre et stœchiométrique comme relevé par les distributions en  $z^* = 160$  (Fig. III.4-5-a-b) ou par le SMD sur le reste du domaine (Fig. III.4-5-c). À l'inverse, le spray riche se compose de gouttes plus petites, son SMD se situant significativement sous celui des deux autres conditions. On notera toutefois le rayonnement parasite des suies qui dégrade la visualisation et les détections, soit une forte incertitude de mesure (II.4.3.1).

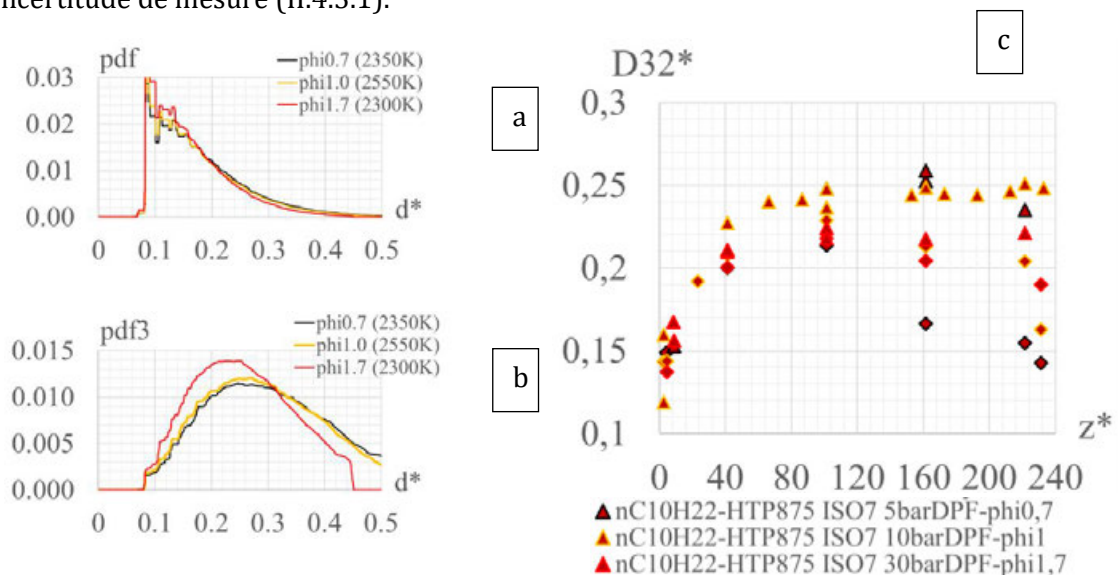


Fig. III.4-5 : (a) Évolution comparée de la granulométrie des sprays eau-décane et HTP875-décane à 3 niveaux de richesse ( $u_F$  variable,  $u_O$  constante à  $\Delta P_O = 30$  bars). (a-b) Distributions de tailles de gouttes en réactif, à  $u_F$  ( $\phi$ ) variable.  $z^* = 160$ . (c) SMD adimensionné.

La comparaison des sprays avec l'eau et HTP875 est présentée par l'intermédiaire du SMD en Fig. III.4-5-a. Avec des trajectoires différentes entre les cas pour  $z^* \geq 40$ , l'écart entre inerte (losanges) et réactif (triangles) provient directement de l'évaporation des gouttes d'ergols dans l'environnement chaud. Le cas riche y fait figure d'exception par des SMD proches. On notera que dans tous les cas (réactif comme inerte et jusqu'à  $z^* = 230$ ),  $N$  est d'au moins 5 gouttes par image (et jusqu'à 250) ; cela suffit à construire une statistique convergée.

### III.4.2.2. Changement du couple fuel - injecteur

#### Une granulométrie plus grossière avec OFO-ethoh

Avec la même méthodologie, la Fig. III.4-6 donne l'évolution des SMD( $z$ ) pour les deux couples fuel - injecteur de sprays eau - éthanol / - décane. Les granulométries diffèrent significativement, le SMD atteignant une valeur de  $0.27 D_o$  en éthanol contre  $0.22 D_o$  en décane en  $z^* = 100$  (maximum du SMD inerte).

Par ailleurs, la décroissance rapide du SMD avec OFO-alk est cohérente avec une atomisation forte semblable à un fonctionnement doublet. La pulvérisation éthanol apparaît moins sensible à la vitesse du jet fuel, les SMD étant confondus aux trois richesses équivalentes. Tout se passe donc comme si la quantité de mouvement du jet fuel ne déstabilisait pas l'impact des jets oxydant, le régime de nappe restant identique. Ainsi comme avec OFO-alk, l'atomisation semble pilotée principalement par les jets oxydants.

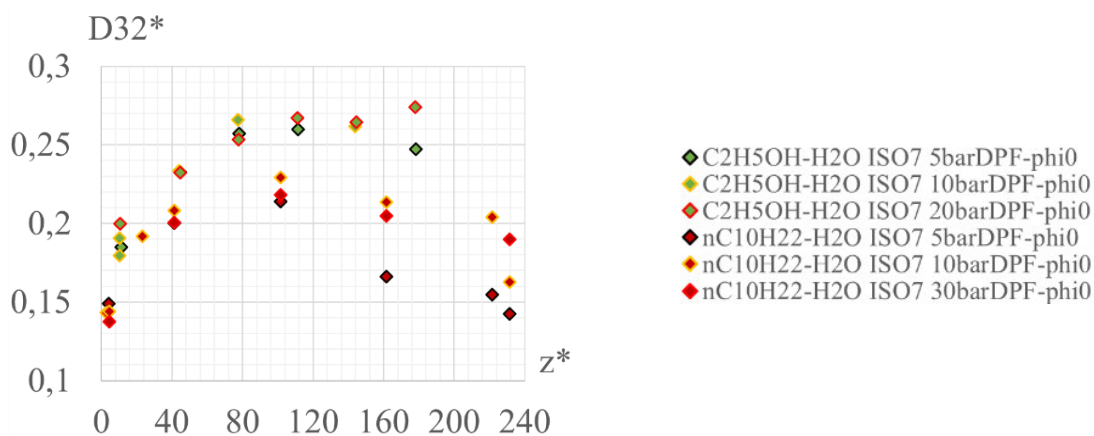


Fig. III.4-6 : Évolution comparée du SMD adimensionné des sprays OFO-alk eau-décane et OFO-ethoh eau-éthanol à 3 niveaux de richesse ( $u_F$  variable,  $u_o$  constante).

#### Influence de l'environnement des sprays sur leur évaporation

Les SMD obtenus pour chacun des quatre sprays sont tracés en conditions inerte et réactive en fonction de  $z$ . Une tendance strictement croissante est observée avec l'éthanol (Fig. III.4-7-a) contrairement au n-décane (Fig. III.4-7-b). Cela signifie que, malgré une granulométrie plus grossière, le spray HTP875-éthanol se vaporise quelle que soit la richesse injectée.

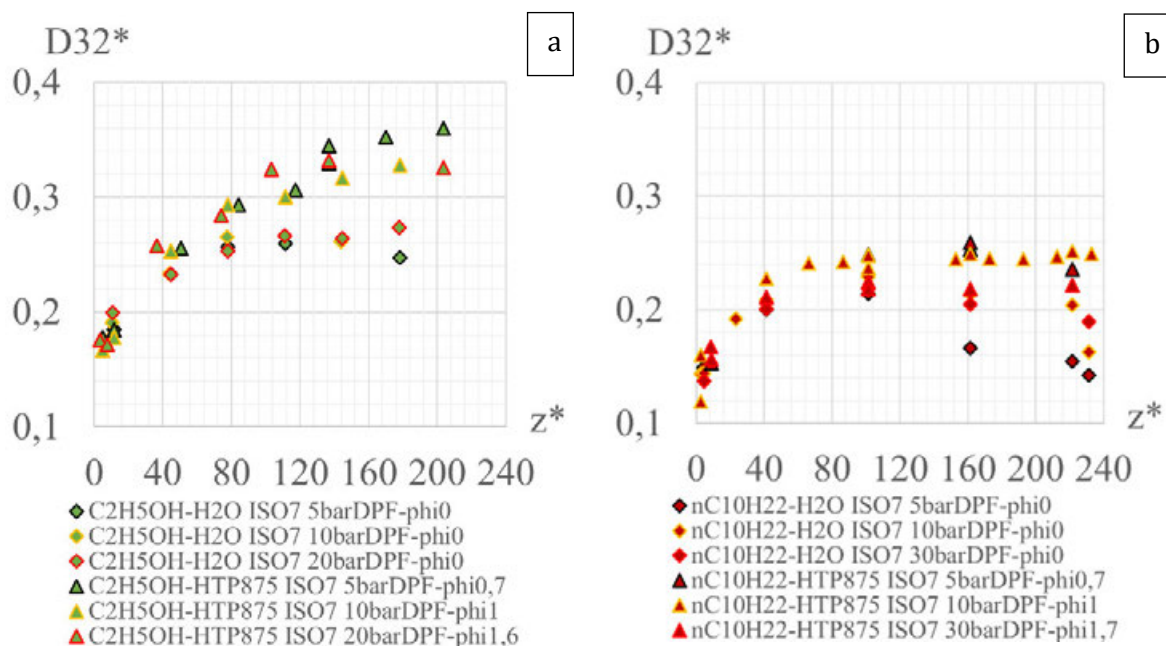


Fig. III.4-7 : Évolution comparée du SMD adimensionné de sprays eau / HTP875- (a) éthanol / - (b) décane à 3 niveaux de richesse ( $u_F$  variable,  $u_O$  constante).

### III.4.2.3. Influence du temps de séjour sur la granulométrie des sprays HTP875-décane

Les SMD mesurés pour les sprays HTP875-décane sont donnés en Fig. III.4-8 pour les deux tuyères testées. Ils apparaissent tout à fait semblables avec une légère amélioration pour le col 5 mm relativement à la tuyère ISO7 de référence. À atomisation égale, on peut montrer qu'une goutte de diamètre  $70 \mu\text{m}$  ( $d_{32}^* = 0.24$ ) s'évapore en  $t_{vap} \sim 2-3$  ms (voir III.1.5.3). Ainsi, la granulométrie fine du spray lui permet de s'évaporer plus facilement dans le temps de séjour imparti. Doubler le temps de résidence permet alors d'évaporer un peu plus les quelques gouttes résiduelles dont le temps d'évaporation dépasse le temps de séjour ( $t_{vap} \propto d^2$ ). Aussi le SMD évolue peu, les très grosses gouttes étant toujours présentes.

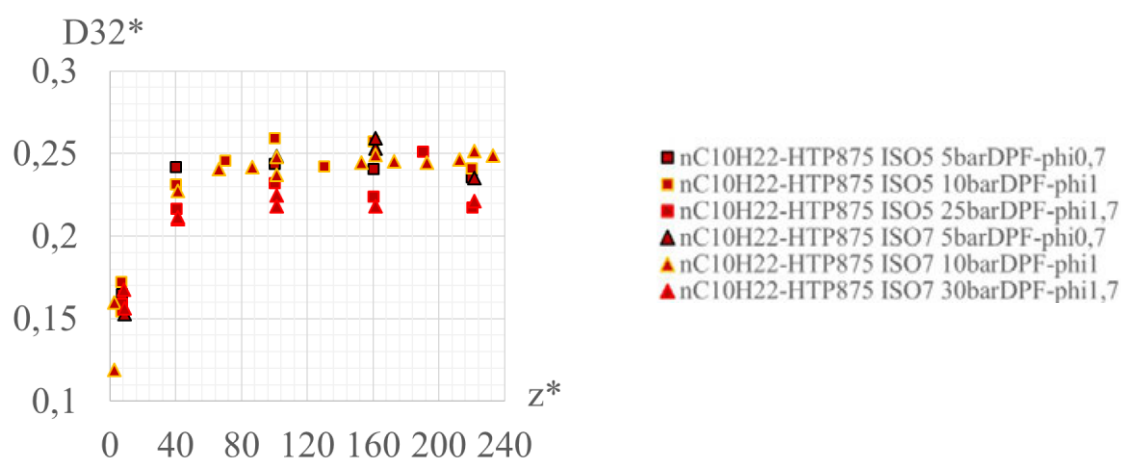


Fig. III.4-8 : (a) Évolution comparée du SMD adimensionné d'un spray HTP875-décane à deux diamètres de col et 3 niveaux de richesse ( $u_F$  variable,  $u_O$  constante).

### III.4.3. Compléments à la description des sprays

#### III.4.3.1. Densité de gouttes

Les mesures de distance inter-gouttes sont présentées en Fig. III.4-8 . Relevées pour les sprays d'éthanol et de n-décane, elles apparaissent très similaires entre elles et à OFO-in. Plusieurs effets se cumulent : la dispersion angulaire du spray, l'injection, et l'évaporation. Vu la similitude avec le cas inerte, le premier reste prépondérant ; l'effet d' $u_F$  et le dégagement de chaleur jouant au second ordre avec la limite de détection en brouillard fin.

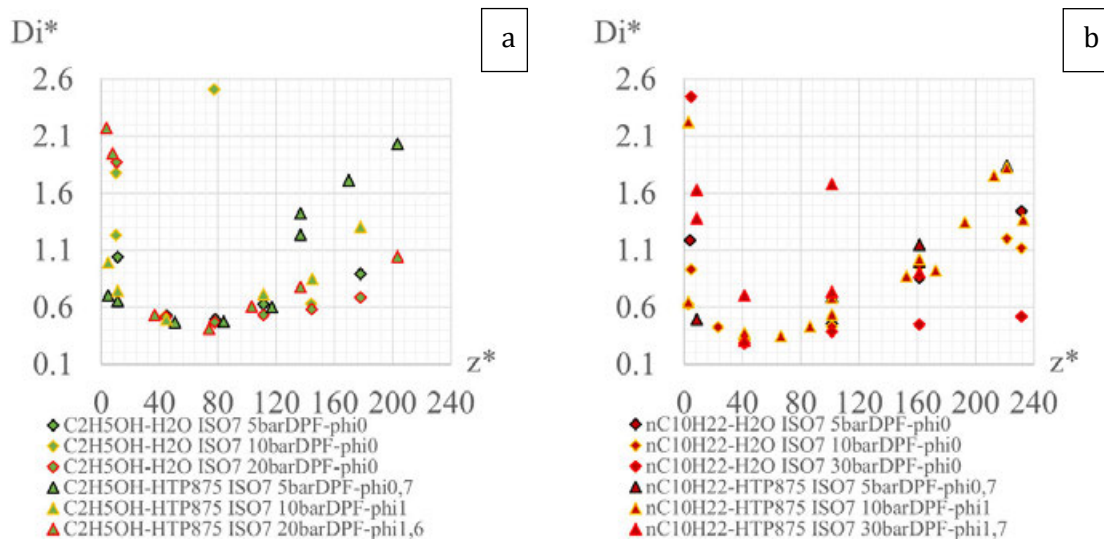


Fig. III.4-9 : Évolution comparée de la distance inter-gouttes adimensionnée de sprays eau-/HTP875- (a) éthanol / (b) décane à 3 niveaux de richesse ( $u_F$  variable,  $u_O$  constante).

#### III.4.3.2. Vélocimétrie

Les vitesses obtenues pour les sprays confinés en chambre sont tracées en Fig. III.4-10. Comparables à celles obtenues en environnement libre, les sprays eau-éthanol affichent une vitesse  $v_{mean}^*$  globalement inférieure à celle avec HTP. Elles sont toutefois proches dans la zone ligamentaire ( $z^* = 40$ ), se séparant ensuite du fait de la granulométrie plus grossière en réactif ainsi que la densité élevée d'HTP. De même, la dispersion observée entre les 3 richesses tient essentiellement de la distribution de tailles de gouttes. La vitesse  $v_{mean}^*$  atteint ainsi son maximum à vitesse du jet combustible élevée, ce qui est également cohérent avec sa définition ( $v_{mean}/u_O$ ).

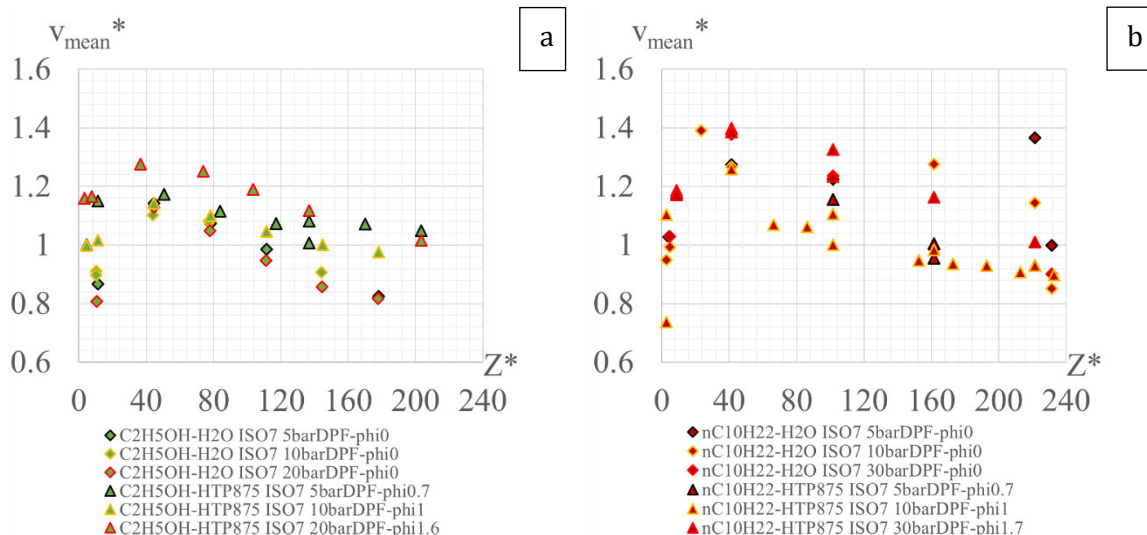


Fig. III.4-10 : Évolution comparée de la vitesse particulaire adimensionnée pour des sprays eau- / HTP875- (a) éthanol / (b) décane à 3 niveaux de richesse ( $u_F$  variable,  $u_O$  constante).

### III.4.3.3. Centricité

Tracées en  $z^*$  et en  $d^*$ , les centricités sont données en Fig. III.4-11. Elles suivent une tendance strictement croissante avec  $z^*$  (Fig. III.4-11-a), cohérente avec la diminution des vitesses. Peu dispersée entre les cas, la relaxation des gouttes serait influencée en premier lieu par leurs vitesses relatives à l'écoulement gazeux ( $v - u$ ) comme le montrent  $C(d^*)$  (Fig. III.4-11-b). Les séries inertes ont ainsi une centricité moindre principalement du fait d'une granulométrie plus fine.

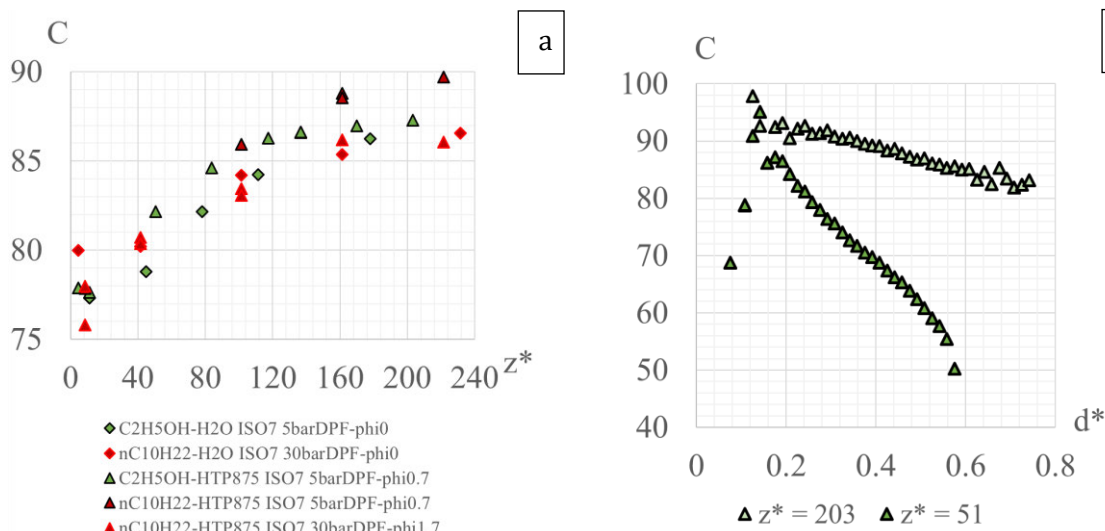


Fig. III.4-11 : (a) Centricité moyenne fonction de  $z$  pour quelques configurations. (b) Caractéristiques centricité-diamètre comparées pour deux sprays HTP875-éthanol pauvre.

La caractérisation des sprays obtenus avec des liquides inertes a permis d'évaluer la réalité des injecteurs dans leur environnement d'usage (milieu confiné par les parois de la chambre de combustion préchauffée). La confrontation de la mesure au calcul est donc une première étape vers la comparaison en conditions réactives ; c'est l'objet du paragraphe III.4.4.

### III.4.4. Simulation du transport et de l'évaporation des gouttes depuis une distribution de référence

#### III.4.4.1. Application aux sprays inertes OFO-ethoh / -alk et confrontation à l'expérience

Le calcul est réalisé à partir des données HMS pour les sprays inertes OFO-alk et OFO-ethoh à  $\phi_{eq} = 1.0$ . Les deux sprays diffèrent singulièrement l'un de l'autre par les distributions  $pdf_0$  (mesurés en  $z_0 = 24$  mm et 12 mm avec resp. OFO-alk et OFO-ethoh) et leurs vitesses  $v_0$  (resp. 62 et 48 m/s) ainsi au second ordre que par le fuel utilisé (O = eau et F =  $nC_{10}H_{22} / C_2H_5OH$ ). Ils sont supposés être injectés dans de l'air au repos à la pression atmosphérique et exempt des vapeurs ( $Y_{v,\infty} = 0$ ). La prise en compte du préchauffage de la chambre est restituée en prenant la température de paroi comme référence :  $T_\infty = T_w \approx 450$  K. Les résultats du calcul sont présentés en Fig. III.4-12 dans le cas  $\phi_{eq} = 1.0$ .

Pour les deux sprays, les caractéristiques  $v(d)$  en  $z = (44 ; 59)$  et  $(23 ; 43)$  mm apparaissent dissemblables de la mesure (en Fig. III.4-12-a-b), prenant toutefois la forme attendue en éthanol (en Fig. III.4-12-b). De même, des écarts entre la projection et l'expérience sont obtenus sur les pdf, en particulier pour les grosses gouttes. Le nombre de positions étant limité, la référence  $z_0$  n'est pas toujours optimale ( $\neq z_{bu}$ ). Ainsi, la  $pdf_0$  est bien corrélée à la pdf mesurée pour OFO-alk tandis qu'OFO-ethoh ne l'est pas pour les grosses gouttes, rappelant le cas OFO-in (0).

Calculé selon la même méthode, le SMD est quasiment constant sur l'intervalle  $z$  évalué (Fig. III.4-13). Cela témoigne d'une évolution minimale de la pdf, l'évaporation ne concernant que les petites gouttes. La dynamique d'évaporation est donc inchangée, la loi de traînée ou caractéristique  $v(d)$  imposant la valeur de  $K'$  via  $Re(v d)$ . Les grosses gouttes voient donc leur diamètre régresser plus vite que les petites qui ne bénéficient rapidement plus de la convection ( $K'_{vap}$  croissant avec  $Re$ ). Par ailleurs à même  $(d, v)$ , l'écart O/F demeure égal à celui au repos, de rapport  $\frac{K'_F}{K'_O} = \frac{K_F}{K_O}$ .



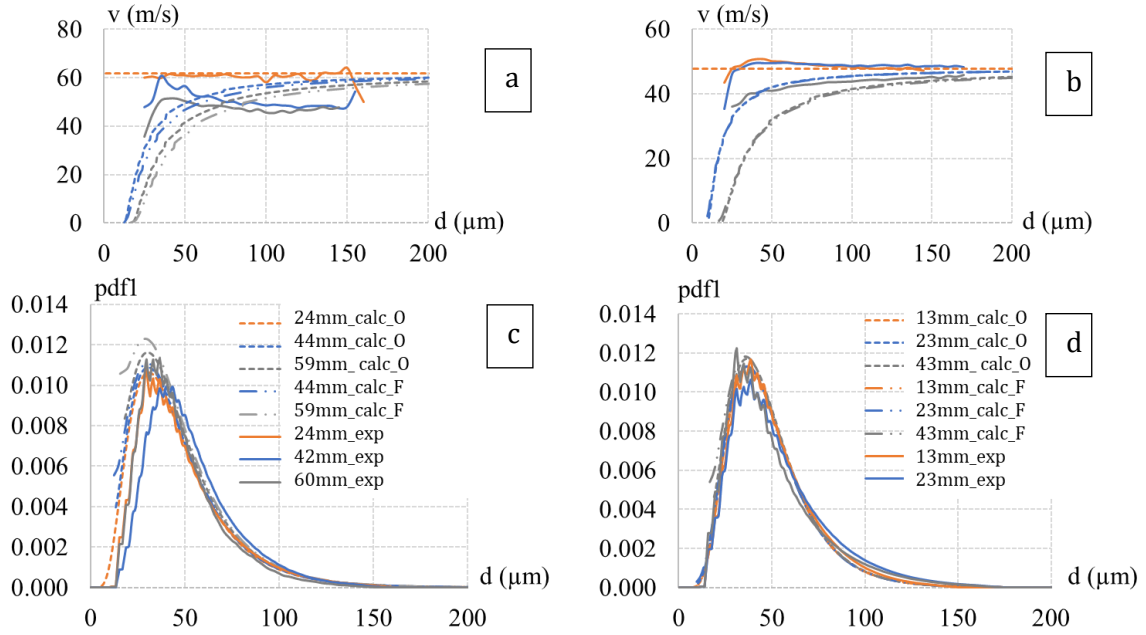


Fig. III.4-12 : Simulation de l'évolution de deux populations initiales de gouttes en mouvement et en évaporation pure dans l'air. Comparaison aux mesures eau- (a-c) décane, (b-d) éthanol à deux positions successives.  $\phi_{eq} = 1.0$ . (a-b) Caractéristique  $v(d)$ . (c-d) Pdf en nombre.

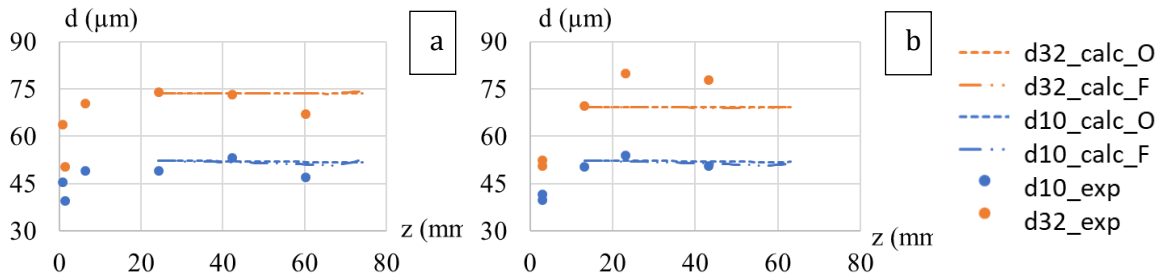


Fig. III.4-13 : Diamètre moyen et SMD calculés pour les gouttes d'oxydant et de fuel. (a) OFO-alk et (b) OFO-eth.  $\phi_{eq} = 1.0$ .

### III.4.4.2. Méthodologie pour le calcul en conditions réactives

Supposé uniforme, stationnaire, au repos, l'environnement simulé est adapté en pression à  $P_{cc}$  relevée dans la chambre pendant l'essai réactif. Pour la composition et la température, deux cas sont traités : celui de l'évaporation-combustion qu'on notera *reac* et celui de l'évaporation pure dans les gaz brûlés noté *gb*. Dans le premier, la goutte est entourée de gaz frais purs ( $Y_{O,\infty} = 1$  dans le cas d'une goutte de combustible et  $T_\infty = T_w$ ) et d'une flamme stœchiométrique (voir Fig. III.1-13). Dans le second scénario, les gaz sont les produits de la combustion à l'équilibre chimique (voir II.4.2.2). Par ailleurs vu l'évaporation intense en milieu confiné, le flux de vapeurs généré devient suffisant à intimiser une vitesse  $u$  aux gaz au sein de la chambre de combustion ; elle est donc estimée et prise en compte dans le phénomène de convection (voir III.1.3.2). En supposant un tube de courant, la conservation de la masse amène :

$$\dot{m}_v(z) + \dot{m}_l(z) = \dot{m}_{l,0} \quad \forall z \quad \text{le débit injecté}$$

$$\text{Avec } \dot{m}_v(z) = \rho_v u S_l(z) \quad \text{et} \quad S_l(z) = z^n \gamma \beta \quad \text{avec } [n, \gamma, \beta] = [1.6, 90^\circ, 5^\circ].$$

La masse volumique des vapeurs  $\rho_v$  est prise égale à  $\rho_\infty$  (chimie infiniment rapide puis détente). Le débit liquide est calculé connaissant le débit initial injecté et la masse en tout  $z$  via la pdf  $[n_i(z), d_i(z)]$ . Cela s'écrit simplement :

$$\dot{m}_l(z) = \frac{m_l(z)}{m_l(z=0)} \dot{m}_{l,0} \quad \text{avec} \quad m_l(z) = \rho_l \frac{\pi}{6} \int_0^\infty n_i(z) (d_i(z))^3$$

$$\text{Finalement, on obtient :} \quad u = \frac{\dot{m}_{l,0} (1 - f_l(z))}{\rho_v S_l(z)} \quad \text{en notant} \quad f_l(z) = \frac{\dot{m}_l(z)}{\dot{m}_{l,0}}$$

La vitesse gaz est donc proportionnelle à la vitesse d'évaporation du spray par la fraction évaporée  $1 - f_l(z)$  et inversement à la section fluide  $S_l(z)$  du spray. Cette méthode permet d'avoir un ordre de grandeur de la vitesse gaz  $u$ . Elle n'est pas calculée lors de l'intégration et est donc prise constante une fois sa valeur « convergée » après 2 à 3 itérations.

### III.4.4.3. Application au spray HTP875 - décane et comparaison entre les calculs *reac* et *gb*

Le cas de référence choisi est celui du spray HTP875-décane à richesse  $\phi = 1.0$  en configuration ISO7 (O = HTP875 et F = décane). Raffinée en  $z$ , la position de référence choisie se situe à  $z_0 = 14$  mm de l'impact là où la pdf mesurée correspond la mieux à la simplification par une loi log-normale et la vitesse  $v_0$  est constante. Les résultats sont présentés en Fig. III.4-14 et Fig. III.4-15 en comparant les deux « modes » d'évaporation *gb* et *reac*. La vitesse gaz est prise égale à resp. 0 et 15 m/s ; sa valeur sera justifiée en fin de paragraphe au regard de son calcul  $u(z)$ .

La représentation usuelle  $v(d)$  suit une tendance croissante, de la forme de celle mesurée, surestimant cependant légèrement la vitesse (Fig. III.4-14-a-b). Calculée dans le cas *gb*, la traînée  $y$  est moins intense car la densité environnante est moindre ( $\rho_\infty = 0.25$  kg/ m<sup>3</sup> dans les gaz brûlés, contre 2.5 et 11.8 kg/ m<sup>3</sup> resp. pour les gouttes décane et HTP dans les gaz frais froids). De même, la dynamique d'évaporation est rapportée en termes de  $K'_{vap}$  (Fig. III.4-14-c-d). La valeur varie du simple au double entre les cas *gb* et *reac* et entre les ergols. La différence de  $K'_{vap}$  O/F est plus marquée dans le cas *gb*, les gouttes étant plongées dans la même ambiance gazeuse. Dans le cas *reac* à l'inverse, c'est la masse volumique  $\rho_\infty$  qui détermine  $K'_{vap}$  via  $Re_\infty$ , sans distinction O/F. Enfin, la comparaison des distributions donne des résultats relativement fidèles à l'expérience pour les deux cas (Fig. III.4-14-e-f). La simulation est ainsi un atout pour décrire la dynamique du phénomène d'évaporation-combustion.

La comparaison se poursuit avec la statistique des diamètres (Fig. III.4-15-a-b). Ils reproduisent fidèlement le comportement observé et ce avec le bon ordre de grandeur sur les  $d_{10}$  comme  $d_{32}$ . Le cas *reac* prévoit toutefois une évaporation excessive comme le montre également la fraction liquide (Fig. III.4-15-c) là où *gb* suit mieux les points (Fig. III.4-15-d). Le calcul *gb* atteint ainsi une évaporation à 40% du volume injecté de chacun des ergols à  $z = 60$  mm. Enfin, le calcul de la vitesse gaz confirme les choix des valeurs  $u = 0$  et 15 m/s pour chacun des calculs (effet de  $\rho_\infty$ ). La tendance croissance-décroissance de la vitesse traduit simplement l'évaporation rapide à faible distance de l'injecteur atténuée par la dispersion du spray en éventail.

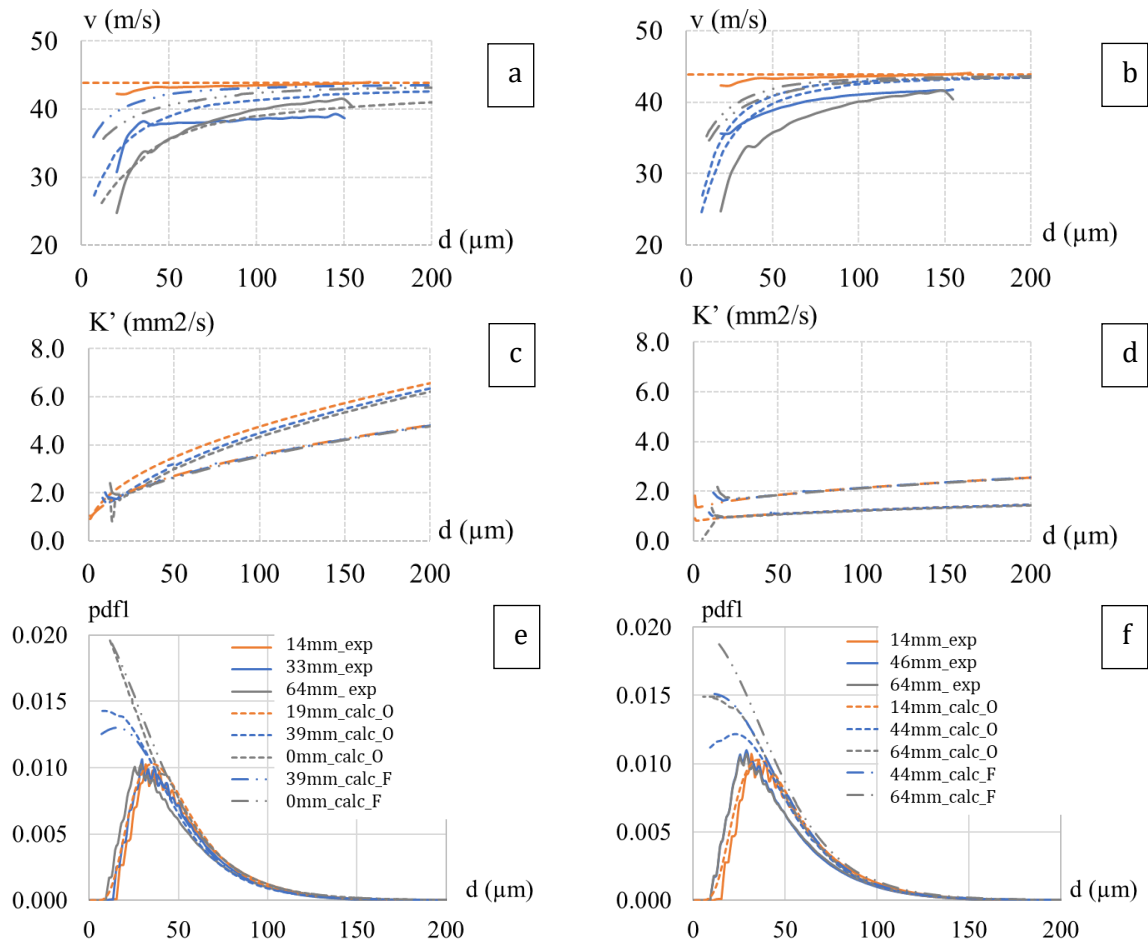


Fig. III.4-14 : Simulation de l'évolution de deux populations de gouttes oxydant (pointillés court) et fuel (pointillés longs). Comparaison au cas de référence <http>-décane, ISO7,  $\phi = 1.0$ . (a-c-e) *react* et (b-d-f) *gb*. (a-b) Caractéristique  $v(d)$ . (c-d) Constante d'évaporation  $K'$ . (e-f) Pdf en nombre.

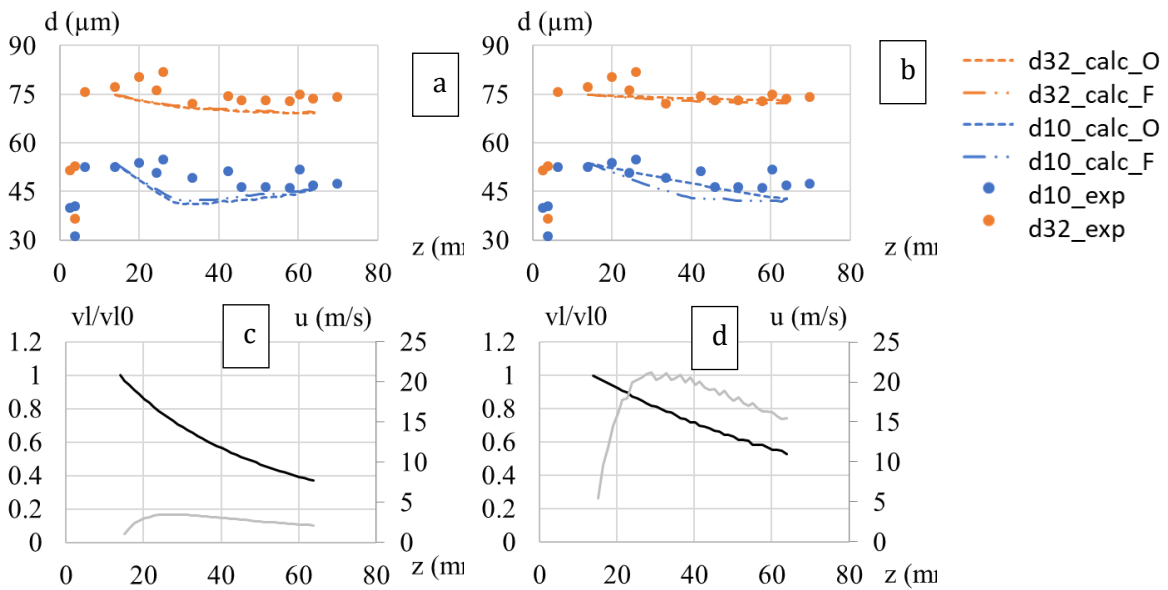


Fig. III.4-15 : (a-b) Diamètre moyen et SMD calculés pour les gouttes d'oxydant et de fuel. (c-d) Vitesse gaz et fraction liquide pour le combustible. Calcul (a-c) *react* et (b-d) *gb*.

### III.4.4.4. Simulations de l'évaporation du spray HTP875 - éthanol. Limites au modèle

Significativement différent du décane, l'évaporation  $gb$  du spray HTP875 - éthanol ISO7 est comparée en termes de distributions et SMD aux 3 richesses testées resp. en Fig. III.4-16. Les projections des distributions initiales à partir de  $z_0$  (resp. 13 et 25 mm de l'impact) donnent lieu à des écarts significatifs avec la mesure, à l'exception de  $\phi = 1.7$  (Fig. III.4-16-e). Par ailleurs, les ergols ont une vitesse d'évaporation différente, les courbes O et F se séparant rapidement l'une de l'autre. L'évolution des diamètres caractéristiques  $d_{10}$  et SMD confirment un désaccord entre le calcul et la mesure (Fig. III.4-16-b-d-f). L'écart tiendrait des conditions initiales dont la  $pdf_0$  interpolée est peu fidèle à celle mesurée de granulométrie plus grossière.

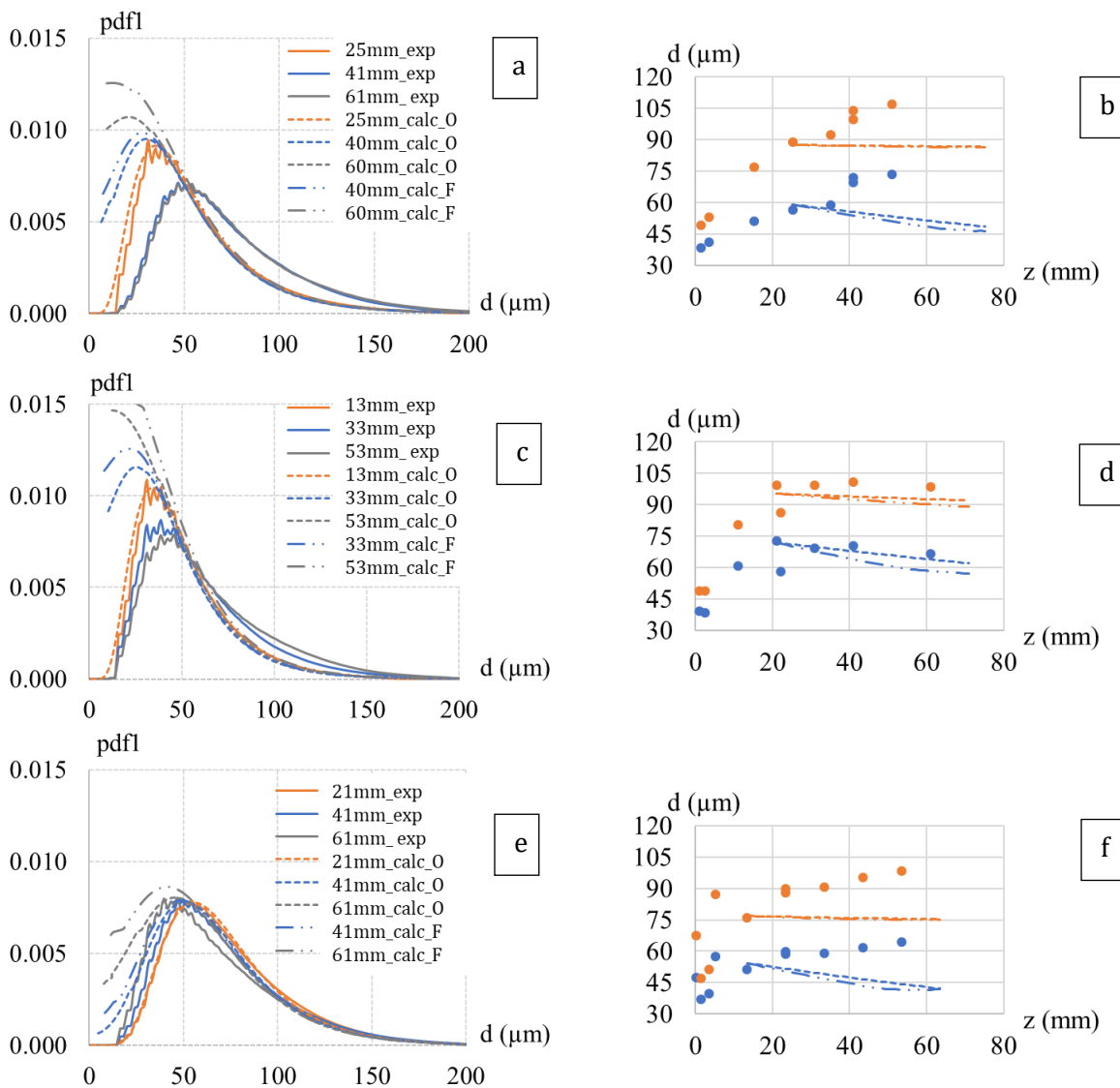


Fig. III.4-16 : (a-c-e) Simulation de l'évolution de deux populations de gouttes O (pointillés court) et F (pointillés longs). (b-d-f) Diamètres moyens et SMD calculés pour les gouttes d'oxydant et de fuel. Comparaison à l'expérience HTP875-éthanol aux richesses  $\phi =$  (a-b) 0.7, (c-d) 1.0 et (e-f) 1.7.

### III.4.4.5. Rôle de la pression ambiante sur l'évaporation des sprays HTP875-décane

Les résultats du calcul  $gb$  sont présentés en Fig. III.4-17 et Fig. III.4-18 resp. pour les deux diamètres de col et aux 3 richesses testées. Ils sont comparés aux distributions et aux SMD mesurés. Le modèle reproduit assez fidèlement les tendances expérimentales en condition ISO7 (Fig. III.4-17-a-c-e) pour les trois richesses. En ISO5, seul le cas pauvre suit bien la mesure (Fig. III.4-17-b), le décalage aux richesses supérieures étant probablement lié au  $z_0$  et à la  $pdf_0$  associée (Fig. III.4-17-d-f). Ainsi, l'influence de la trainée et de la convection via la masse volumique et/ou l'augmentation de la température en ISO5 ne semble pas justifier l'écart.

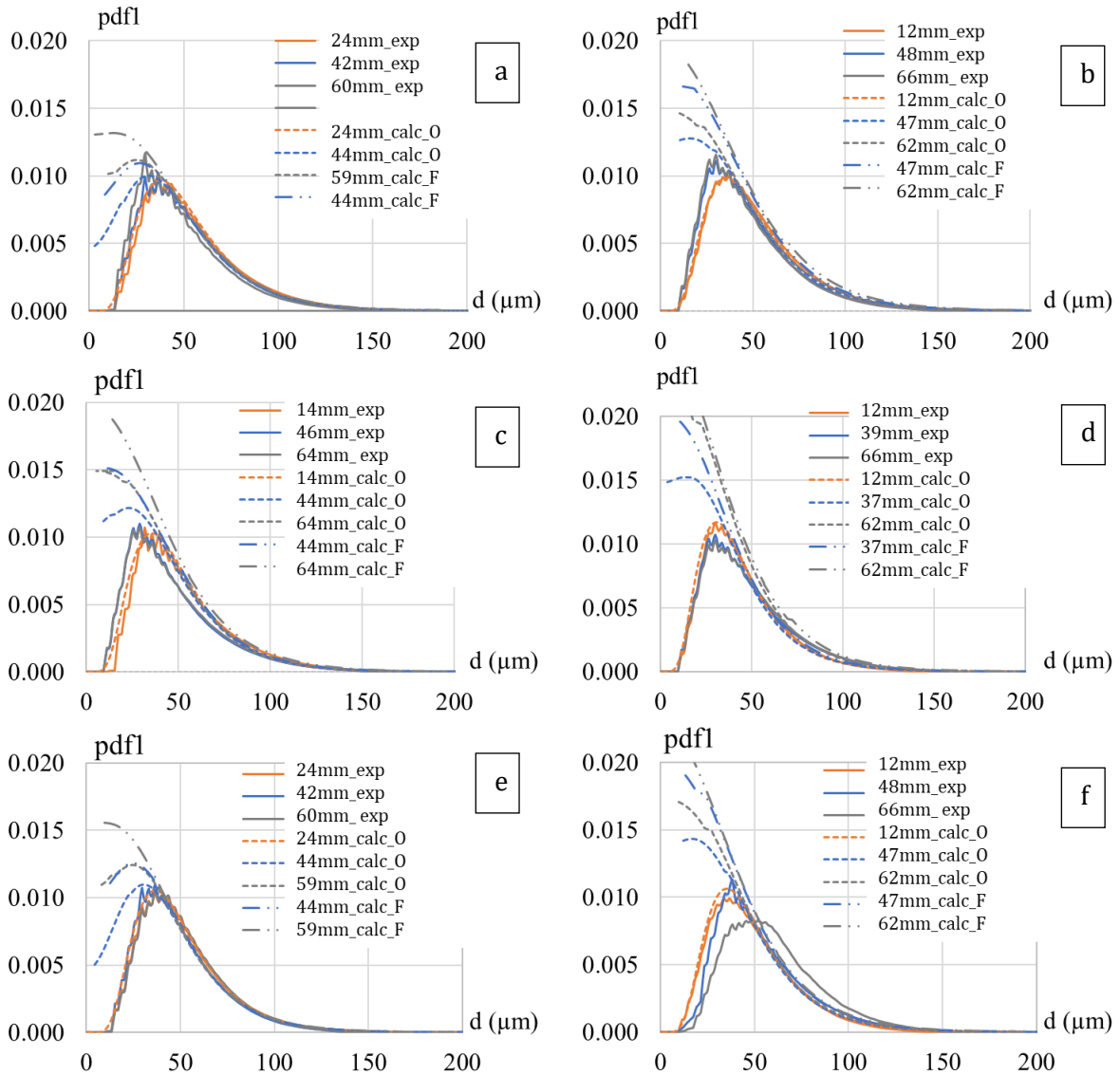


Fig. III.4-17 : Simulation de l'évolution de deux populations de gouttes O (pointillés court) et F (pointillés longs). Comparaison des pdf à l'expérience avec les tuyères (a-c-e) ISO7 et (b-d-f) ISO5, aux richesses  $\phi =$  (a-b) 0.7, (c-d) 1.0 et (e-f) 1.7 et avec  $u =$  (a-c-e) 15 m/s et (b-d-f) 8 m/s.

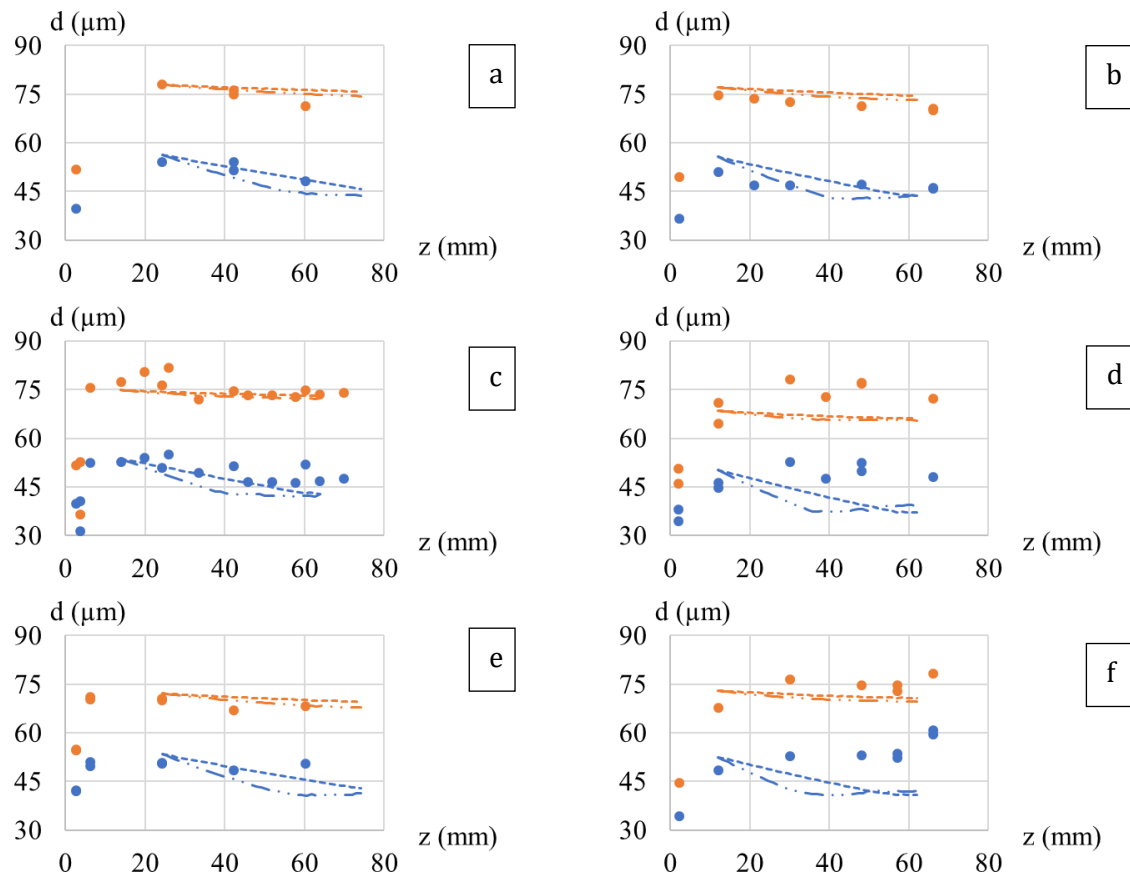


Fig. III.4-18 :  $d_{10}$  et SMD expérimentaux et calculés O/F. Comparaison aux cas (a-c-e) ISO7 et (b-d-f) ISO5, aux richesses  $\phi =$  (a-b) 0.7, (c-d) 1.0, (e-f) 1.7.

#### III.4.4.6. Conclusions et limites du modèle actuel

La méthodologie mise en œuvre permet de prédire le comportement général des sprays en environnement réactif à partir d'une mesure de référence. La comparaison des distributions en diamètre a montré une bonne concordance pour le spray HTP – décane pulvérisé par OFO-alk comme pour le doublet OO-in inerte. À l'inverse, les projections à partir des cas triplets OFO-etho ou OFO-in (similaires d'aspect  $D_F/D_O$ ) s'avèrent erronées. Une explication est à chercher dans l'atomisation progressive en  $z$  et/ou dans la condition initiale dont la forme log-normale convient le mieux aux plus petites gouttes.

#### III.4.5. Conclusion partielle

Comparées entre conditions inerte et réactive, les visualisations de sprays triplet OFO mettent en évidence la structure de nappe, angulairement plus fermée avec HTP et encore davantage avec OFO-alk qu'OFO-etho ( $D_F/D_O$  augmente). D'aspect, la zone d'atomisation primaire ne paraît pas affectée par l'ambiance chaude réactive. Sur le plan de la granulométrie, une dynamique croissante - décroissante du SMD( $z$ ) est observée avec le spray eau-décane aux trois conditions de vitesse de jet fuel testées (vitesse du jet oxydant constante). L'atomisation y est significativement plus rapide à faible vitesse  $u_F$  (mélange équivalent pauvre à  $\phi_{eq} \approx 0.7$ ) dont le

fonctionnement OFO-alk se rapproche de celui du doublet OO-in par la faible pénétration du jet de combustible. Avec HTP, les pdf de tailles de gouttes se déplacent vers les gros diamètres par l'évaporation rapide des petites gouttes. La tendance du  $d_{32}(z)$  y est alors asymptotique à l'exception notable du cas riche qui reste décroissante. En comparaison, le SMD du spray OFO-*etoh* inerte est strictement croissant sur le domaine spatial évalué, rappelant ici le comportement observé avec OFO-in de même géométrie. Il augmente encore davantage en réactif sans distinction de richesse. L'augmentation du diamètre de col amène à une hausse modeste du SMD avec OFO-alk. Outre l'effet de la pression sur la trainée, le temps de séjour doublé avec l'utilisation d'une tuyère de col 5 mm de diamètre ne permet donc pas un gain significatif pour l'évaporation des gouttes résiduelles à  $T_{id}$ . En effet, ces gouttes requièrent un temps  $t_{vap} \gg t_{res}$  (distance  $z_{vap} \gg L_{vap}$ ) pour s'évaporer. Par ailleurs, l'analyse des densités particulières donne des comportements quasiment égaux avec OFO-*etoh* et OFO-alk. La granulométrie fine en décane diminue la distance inter-gouttes moyenne. Les vitesses adimensionnées, légèrement plus grandes en décane riche, évoluent de pair entre les injecteurs. Enfin, les centricités apparaissent égales quelles que soit les injecteurs et les conditions d'essai.

Avec la méthodologie mise en œuvre en conditions idéales, l'évaporation des sprays inertes est simulée. La prédiction de SMD quasi constant y est peu fidèle à l'expérience de tendance croissante - décroissante. En réactif, deux cas sont considérés comme représentatifs des mécanismes physiques en présence : soit l'évaporation inerte dans les gaz brûlés à l'équilibre chimique (*gb*), soit l'évaporation - combustion (*reac*). Confinées en réacteur tubulaire, les vapeurs chaudes sont en mouvement ce qui oblige à considérer une vitesse gaz colinéaire à l'écoulement liquide. Calculé avec le mode *gb*, 40% du volume liquide injecté s'évapore sur 60 mm, ce qui semble être représentatif de la réalité. Toutefois, aucun des calculs ne restitue la forte croissance du SMD avec OFO-*etoh* dont l'évaporation est clairement sous-évaluée. Il en va de même pour la prédiction de la configuration à diamètre de col 5 mm moins bonne que celle de 7 mm. Ainsi, ce modèle permet d'appuyer l'analyse des phénomènes en jeu sans toutefois se montrer quantitatif.

# IV. Caractérisation expérimentale de la combustion de sprays d'ergols liquides

## IV.1. Etat de l'art

### IV.1.1. Horizon des technologies de moteurs à ergols stockables

#### IV.1.1.1. Stratégies pour l'utilisation du peroxyde d'hydrogène en combustion bi-ergol

Avec de nombreuses architectures moteur, les combustions de biergols stockables utilisant le peroxyde d'hydrogène présentent des comportements variés dont la phénoménologie rejoint celle du banc ACSEL :

- la combustion étagée. Dans une préchambre, HTP liquide est décomposé par réaction catalytique. L'injection du combustible permet au mélange chaud formé de s'auto-inflammer dans la chambre de combustion. Le lit catalytique se compose généralement d'agents actifs déposés sur un substrat dont l'accès est critique à l'efficacité de la conversion [88]. Combiné généralement à un hydrocarbure, le temps d'auto-inflammation du mélange permet un allumage rapide et sûr. Le lit est toutefois un élément complexe, massif, sujet au vieillissement et à des perturbations ou instabilités.

- la combustion d'ergols hypergoliques par jets impactant. Les ergols oxydants et combustibles chimiquement incompatibles sont mis en contact. Une réaction quasi-instantanée a lieu, assurant l'allumage et la combustion des réactifs. Dans le cas d'une hypergolicité déclenchée, la formulation de l'additif catalytique du combustible, la gélification des ergols [89] et la caractérisation de la réactivité du couple déterminent son efficacité. Pour ce faire, les techniques usuelles de « drop test » [90] ou de micro-réacteur [91] visent à mesurer la cinétique d'auto-inflammation.

- la combustion d'ergols non hypergoliques. Les ergols sont injectés de manière à les atomiser et à les mélanger. Une flamme est initiée par une source extérieure, elle peut se stabiliser dans la zone de spray ou de mélange en phase vapeur. Cette architecture est courante dans les moteurs cryogéniques, mais peu répandue dans ceux à ergols stockables, peu volatils. L'atomisation fine des ergols est alors nécessaire.

Le combustible joue un rôle essentiel dans chacune de ces technologies. Son injection conditionne la qualité d'atomisation, le mélange et la facilité d'allumage ; il est dans bien des cas le pilote de la réaction.

De nombreuses études évaluent la capacité d'un design moteur à répondre aux exigences d'une application propulsive : stabilité de la combustion [92] [93], démarrage moteur (hard start) [94], transition entre les modes mono et biergol [95], modulation de poussée [96], sensibilité au rapport de mélange [14] [97], performance  $\eta_{c^*}$  [98] [99], flux de chaleur  $\dot{Q}_w$  [14], dépôt de carbone [99], etc.



### IV.1.1.2. L'évaporation limitante du fuel en combustion étagée

En fonctionnement étagé, la décomposition préalable de l'HTP fait du combustible l'ergol limitant. Son atomisation y joue un rôle clé comme le montre Wu [14] en testant plusieurs injecteurs dont le doublet FF. À iso-débit oxydant, l'adaptation du *RM* modifie directement la granulométrie du spray fuel amenant potentiellement un flux pariétal élevé proche de l'injecteur. Dans le cas d'une évaporation limitante, une chambre plus longue ( $L^*$  ou  $t_{res}$ ) permet un gain de performance. Ce résultat est corroboré par Jo [98] dans une configuration intégrant un distributeur de fuel en aval d'un lit catalytique (Fig. IV.1-1-a). Sa géométrie optimale confirme l'importance de l'atomisation (taille des trous) mais aussi du mélange qui est alors pilotée par le niveau de turbulence généré. Wu [14] identifie par ailleurs un décalage de la richesse donnant l'optimum de vitesse caractéristique, ce qu'il attribue à une évaporation incomplète du fuel, amenant une richesse injectée  $\phi_{inj}$  supérieure à la richesse en phase gazeuse.

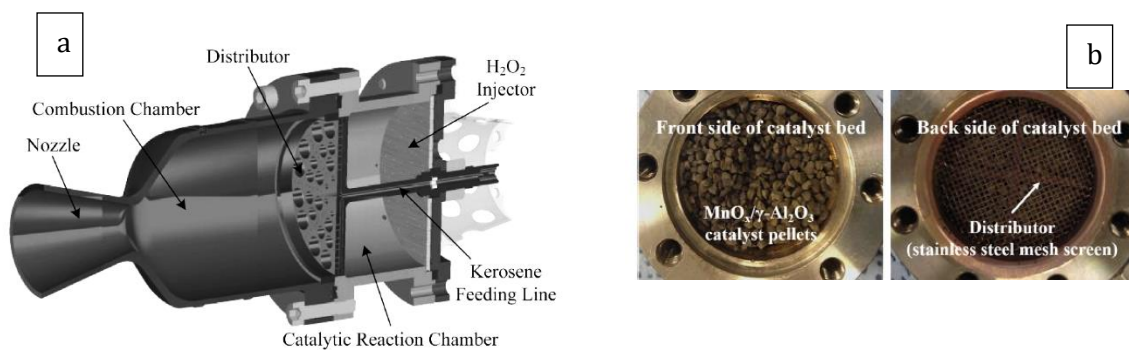


Fig. IV.1-1 : (a) Vue 3D du moteur bi-ergol étagé HTP-kérosène développé par Jo [98]. (b) Pellets ( $\gamma\text{-MnO}_x$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) contenus dans le lit catalytique [95].

### IV.1.1.3. L'influence du mélange et de la réactivité en usage hypergolique

Avec les ergols hypergoliques, la réactivité élevée fait du mélange un pilote de la combustion du spray. C'est ce que montre Tani [62] en doublet unlike MON3-MMH dont il observe le spray par ombroscopie et la flamme par visualisation directe (Fig. IV.1-2-a-b-c). La structure de flamme y apparaît accrochée au spray, les vapeurs brunes d'ergols témoignant de leur évaporation intense. L'inhomogénéité apparente de la zone réactive traduit toutefois un mauvais mélange des ergols attribué principalement à un mécanisme de séparation des écoulements réactifs à l'impact (dit « RSS », Fig. IV.1-2-d) dégradant le mélange en aval. Par ailleurs, la forte réactivité des hypergols permet un accrochage constant de la flamme dès l'impact contrairement à une configuration de flamme jet NTO - MMH gazeux liftée.

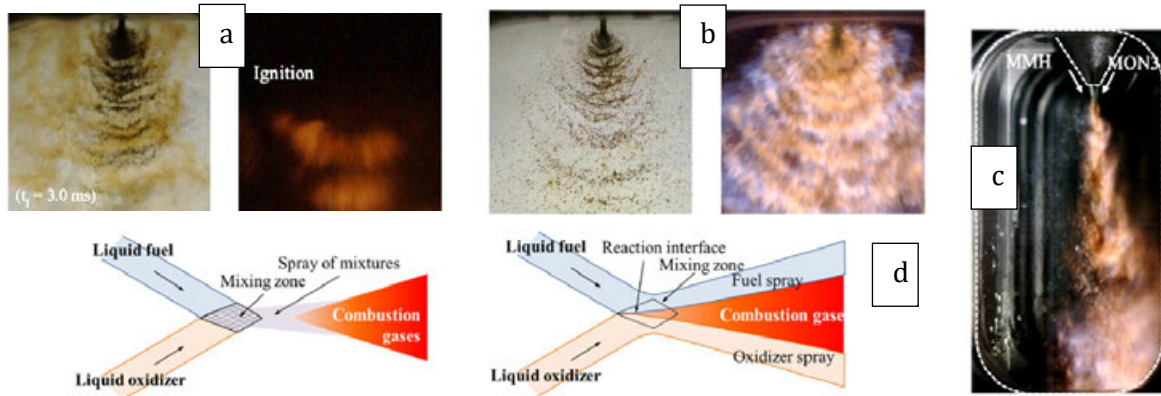


Fig. IV.1-2 : (a-b-c) Images instantanées de la combustion NTO – MMH en phase (a) d’allumage en présence de vapeurs, (b-c) établie. (d) Mélange et combustion d’un spray généré par jets impactants unlike OF selon un mode « mélangé » ou « séparé » (RSS). D’après [62].

À visée de démonstrateur, Kang démontre, au travers de nombreuses études [90], [91], [94], [100], [101], la fiabilité d’un fonctionnement bi-ergol hypergolique. Il met ainsi en œuvre un kérosène catalytique (kérosène additivé d’hydruure métallique) [91] en association avec de l’HTP via un injecteur OOF00 (Fig. IV.1-3-a-b). Parmi ses observations, il constate un recul de la flamme avec la vitesse d’injection  $u_j$  (Fig. IV.1-2-d) ce qu’il attribue à une diminution du temps de mélange devant celui d’atomisation.

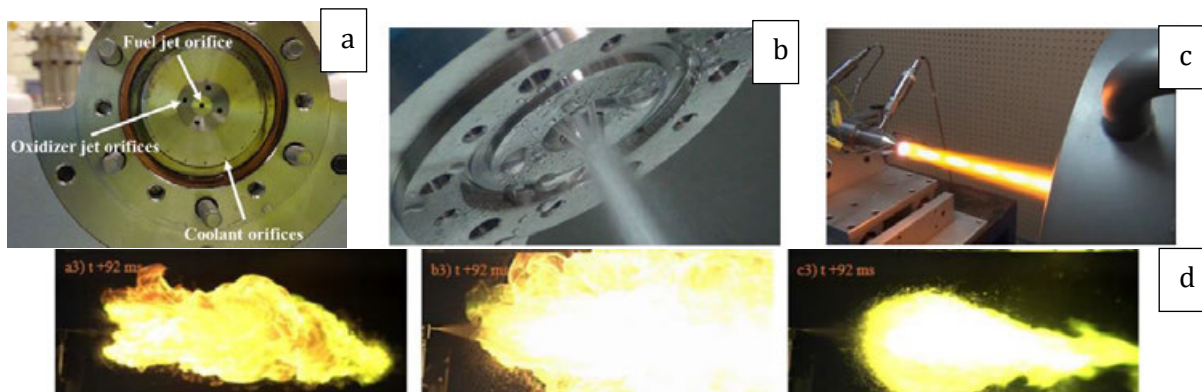


Fig. IV.1-3 : (a) Vue de face de l’injecteur pentade utilisé [101] ; (b) essai « cold flow » et (c) fonctionnement du moteur bi-ergol HTP90 – Stock 2 en régime établi [93]. (d) Combustion de sprays hypergoliques à rapport de quantités de mouvement croissant ( $\Delta P = 2, 6, 10$  bars) [94].

#### IV.1.1.4. L’atomisation garante de l’évaporation bi-ergol en usage non hypergolique

S’appuyant sur l’expérience de la JAXA, Tokudome [99] développe un moteur à bi-ergol « vert » couplant éthanol et le protoxyde d’azote  $N_2O$  pour oxydant. Composé de 8 ou 10 doublets like OO pour 4 FF (Fig. IV.1-4-a), l’injecteur permet d’atteindre une performance élevée. Les mesures de flux de chaleur pariétal  $\dot{Q}_w$  et du dépôt de carbone traduisent une combustion alignée sur les couches de mélange des sprays doublet (Fig. IV.1-2-a) ainsi que du refroidissement à l’eau.

De même, le test par Hiraiwa [102] d’un moteur LOx – éthanol à jets impactants et assisté à l’allumage par torche  $GO_2 - GH_2$  prouve la robustesse de tels dispositifs. La tête d’injection constituée d’un arrangement de 100 pentades FFOFF (Fig. IV.1-4-b) permet une atomisation supérieure au FOF par la réduction du diamètre du jet fuel  $D_F$ . Le moteur atteint ainsi une

combustion stable auto-entretenu (Fig. IV.1-2-c) en moins d'une seconde. Les flux thermiques pariétaux relevés suivent une loi de Bartz.

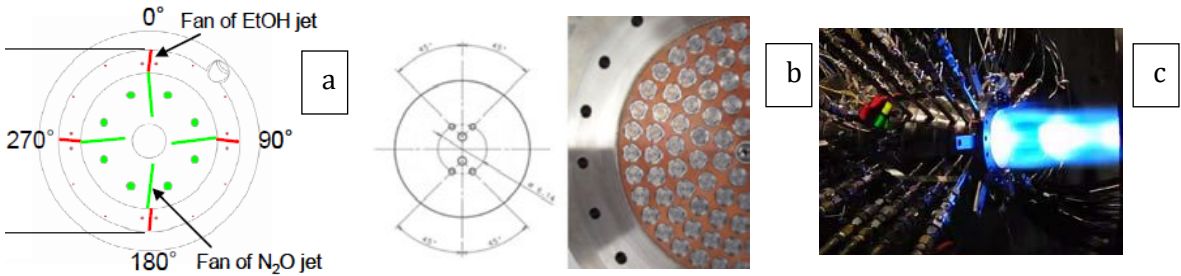


Fig. IV.1-4 : (a) Design injecteur et position théorique des sprays « éventails » [99]. (b) Design FFOFF et arrangement sur la tête d'injection [102]. (c) Test moteur en régime établi.

Sur le plan de la modélisation, la combustion LO<sub>x</sub> - LCH<sub>4</sub> est simulée dans une configuration élémentaire de doublet unlike par calcul RANS 3D [103]. S'appuyant sur des sous-modèles pour l'atomisation et l'évaporation ainsi qu'une chimie réduite, l'allumage du spray (Fig. IV.1-5-a) débouche sur un état stabilisé auto-entretenu (Fig. IV.1-5-b) validant la méthodologie, sans toutefois pouvoir la confronter faute de données expérimentales.

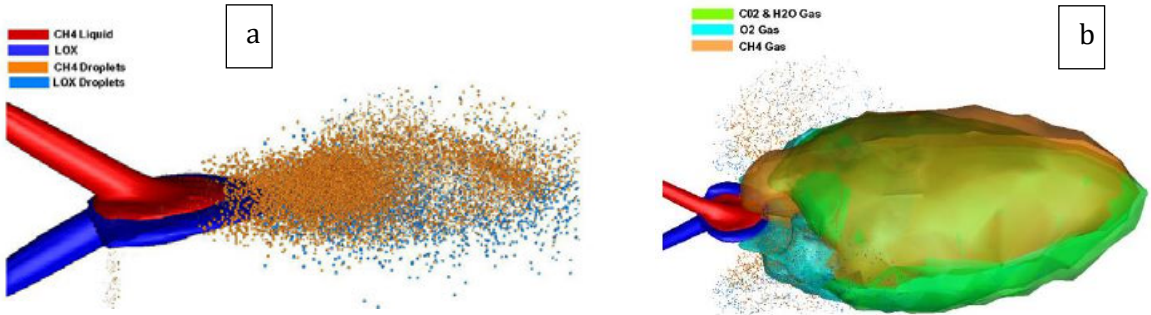


Fig. IV.1-5 : (a) Désintégration de la nappe liquide issue de jets impactants LO<sub>2</sub> - LCH<sub>4</sub> en un spray de gouttelettes. (b) Iso-surfaces de composition  $Y = 0.10$  en vapeurs / gaz. D'après [103].

En conclusion, des caractères communs à ces technologies sont intimement liés aux régimes de combustion diphasique et en particulier à la stabilité des flammes non prémélangées.

**IV.1.2. Stabilité et accrochage en combustion non prémélangée**

En brûleur ou en moteur-fusée, le fonctionnement établi se caractérise par le maintien de la flamme en aval du système d'injection, ce qui permet la succession de l'évaporation, du mélange et de la réaction. Cette phénoménologie apparaît dans les configurations canoniques suivantes :

- la flamme jet. Un jet de combustible gazeux pur se décharge dans une ambiance oxydante au repos ou dans un jet co-courant. Une flamme de diffusion se stabilise dans la couche de mélange.

- le spray Diesel. Un fin spray de combustible pénètre à haute vitesse dans une ambiance chaude oxydante. Une flamme de diffusion se maintient décrochée en aval d'une flamme partiellement prémélangée.

- le brûleur swirlé ou coaxial. Un spray de combustible est injecté dans un air co-courant avec un mouvement respectivement giratoire ou axial. La zone réactive se développe selon une double structure partiellement prémélangée / non prémélangée.

- l'injecteur coaxial liquide-gaz en moteur fusée. Les ergols, généralement cryogéniques, sont injectés coaxialement (oxydant au centre). Une flamme de diffusion s'accroche aux lèvres de l'injecteur.

La description de ces systèmes réels permettra d'identifier les mécanismes de stabilisation de telles flammes. On y abordera notamment la compétition chimie - turbulence et les régimes de combustion diphasique non prémélangée.

#### IV.1.2.1. La compétition chimie - turbulence en flamme jet

Prenons l'exemple d'un jet de combustible injecté dans de l'air co-courant et analysons sa stabilité face aux conditions d'injection. Pour une vitesse d'injection du fuel supérieure à celle de l'air, l'oxydant est entraîné par le jet central ce qui développe une couche de cisaillement potentiellement turbulente. En son sein, la combustion produit des gaz brûlés éjectés vers l'extérieur et ré-entraînés dans la couche de mélange. Le comportement de la flamme et en particulier de sa base sont cartographiés en Fig. IV.1-6-a en fonction des vitesses d'injection.

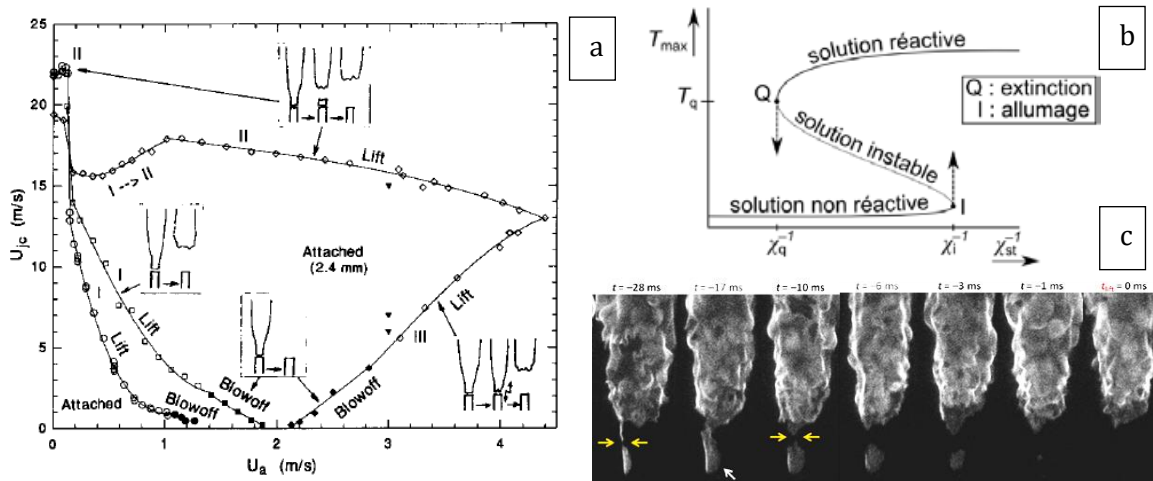


Fig. IV.1-6 : (a) Limites de stabilité d'une flamme jet méthane-air [104]. (b) Diagramme en « S » d'une flamme de diffusion [105]. (c) Chronologie du processus de décrochage [106].

À vitesse croissante du jet combustible, l'extrémité de flamme recule : on parle de régime décroché ou « lift-off ». Une hystérésis est observé, témoin d'un équilibre instable entre les régimes attaché et suspendu [104] (Fig. IV.1-6-c), semblable à la sensibilité d'une flamme de diffusion à la température  $T$  et l'étirement  $\chi$  (Fig. IV.1-6-b). Des observations ont montré que pour une vitesse de jet fuel  $u_F$  faible, la longueur de décrochage LOL est proportionnelle à  $u_F/s_{L,max}^2$  [107], [108] avec  $s_L$  la vitesse fondamentale de flamme. Deux approches complémentaires sont avancées pour expliquer ce résultat.

Selon Broadwell [109], la base de la flamme se caractérise par une région de mélange turbulent, similaire à celle d'un écoulement non allumé. Prélevant des gaz frais et brûlés dans la zone de cisaillement, leur temps de circulation dans le tourbillon  $t_{res}$  détermine si l'allumage est possible par auto-inflammation : c'est l'effet du nombre de Damkhöler  $Da = \frac{t_{res}}{t_{chim}} \propto 1/\dot{m}$ . Si l'auto-allumage n'advient pas ( $Da < 1$ ), les gaz sont transportés en aval où ils s'allument alors ( $Da > 1$ ). Les gaz sont en effet plus chauds (proximité de la flamme) et moins perturbés par la turbulence. Restituant le caractère intermittent du front de flamme perturbé et stabilisé en moyenne par des auto-inflammations répétées, l'expérience montre que sa position correspond au mélange stoechiométrique soit un maximum de  $s_L$ .

Pour Peters [105] qui s'appuie sur des observations à faible vitesse de jet  $u_F$ , la stabilisation de la flamme se produit en limite d'extinction (soufflage) c'est à dire là où la flamme laminaire partiellement prémélangée de vitesse  $s_L$  est en équilibre avec la vitesse du flux d'advection  $u$ . Cependant cette prédiction atteint rapidement ses limites avec  $u_F$  croissant. Un modèle de flammelette [110] y remédie en croisant la localisation du mélange stoechiométrique au taux de dissipation scalaire unifiant les deux théories. Les deux modèles dits resp. « prémélangé » et du « taux de dissipation scalaire critique » sont complétés d'un 3<sup>ème</sup> dite « à grandes échelles tourbillonnaires » avec le passage successif de ces structures connectant l'amont et l'aval [111].

À faible vitesse d'injection des réactifs, une flamme triple (TF) est observée et assure la stabilisation de la combustion (Fig. IV.1-7-a) [112, Ch. 6.2.3]. Capable de se propager, elle se place à contre-courant à l'interface de deux demi-espaces oxydant et combustible dans une région où la vitesse de l'écoulement égale sa vitesse. Simulé par Lu [113], sa stabilité dépend au premier ordre des nombres de Damkhöler et de Lewis (Fig. IV.1-7-b). En cause, la sensibilité des flammes à l'étirement, à la courbure et à l'expansion thermique [114]. À  $Le \neq 1$ , leur réponse à une perturbation du taux de dégagement de chaleur (e.g. par évaporation, rayonnement, turbulence etc.) modifie les transferts ce qui amplifie la perturbation (instabilités thermodiffusives).

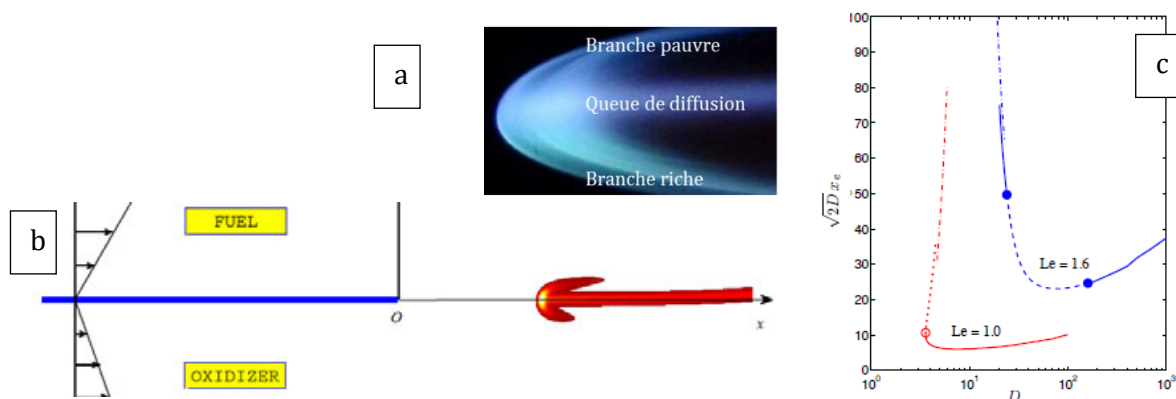


Fig. IV.1-7 : (a) Cliché d'une flamme triple [115] et (b) configuration d'étude au calcul de (c) la longueur de décrochage adimensionnée d'une flamme triple en fonction du  $Da$  et du  $Le$ . Ligne pleine / pointillée : état stable / instable [113].

La flamme est modifiée par la turbulence. En se rapportant à des grandeurs telles que  $u'/s_L$  et  $L_i/\delta_L$ , son influence s'exprime par les nombres turbulents  $Re_t = \frac{u' L_i}{\nu_0}$ ,  $Da_t = \frac{t_i}{t_{chim}}$  ou bien  $Ka_t = \frac{t_{chim}}{t_\eta}$  (Fig. IV.1-8). La description de ces diagrammes permet alors de traiter de

l'interaction flamme-turbulence. Les flammes de diffusion s'avèrent être plus sensibles aux étirements ; elles agissent ainsi comme un filtre passe-bas vis-à-vis des perturbations [116]. Seuls les tourbillons de vitesse supérieure ou égale à celle de la flamme l'impactent (plissement ou ondulation). Les autres participent à la création de poches de gaz frais ou interagissent avec la phase dispersée [112, Ch. 5.2.2].

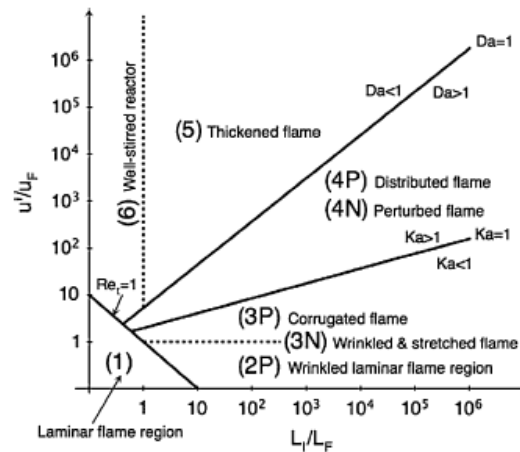


Fig. IV.1-8 : Diagramme de Borghi illustrant les différents régimes de combustion [40, Ch. 13]. (P) s'applique à une combustion prémélangée et (N) non prémélangée.

Simulé par une approche pdf par Mura [117], le point d'accrochage de la flamme se définit comme le lieu de probabilité suffisante d'auto-inflammation par le mélange turbulent ( $Da$  local) face aux fluctuations (dissipation scalaire). Il est donc très fragile et la moindre modification de la vitesse turbulente modifie la LOL. En d'autres termes, la vitesse de réaction, la diffusion (turbulente) dans l'espace  $Y$  et le transport (convection) déterminent la position de la flamme par un équilibre critique et complexe.

#### IV.1.2.2. Influence de l'environnement sur la réactivité en flamme jet

Dans la configuration précédente, Lamige [106] met en évidence le rôle du couplage de la thermique, de la chimie et de l'aérodynamique sur la stabilisation de la flamme. S'appuyant sur des mesures dans des conditions variables de température et de dilution, il en cartographie la structure et la dynamique relativement à la vitesse gaz  $u$  (Fig. IV.1-9-a). En se plaçant à même vitesse  $u$  (ou temps de séjour  $t_{res}$  et  $Da$ ), il observe que la base de la flamme se positionne plus proche de l'injecteur à des températures élevées, ce qu'il attribue principalement à une chimie plus rapide ( $s_L$  augmente). À l'inverse, il mesure une augmentation de la LOL en diluant l'air à 20% en  $CO_2$ . Le calcul montre effectivement que la vitesse de flamme diminue de l'ordre de 30 % [118] par l'effet simultané de la consommation du radical  $H$  [119] (nécessaire à la dissociation d' $O_2$  en  $OH$ ) conjointement à une baisse de la température de flamme du fait de sa capacité calorifique  $C_p$  élevée. Ainsi appliqué au recyclage des produits de combustion (EGR), ces produits sont déstabilisateurs de la flamme. De ces études, un modèle unifiant les deux effets est proposé, mettant en évidence une transition d'un régime attaché vers une configuration décrochée.

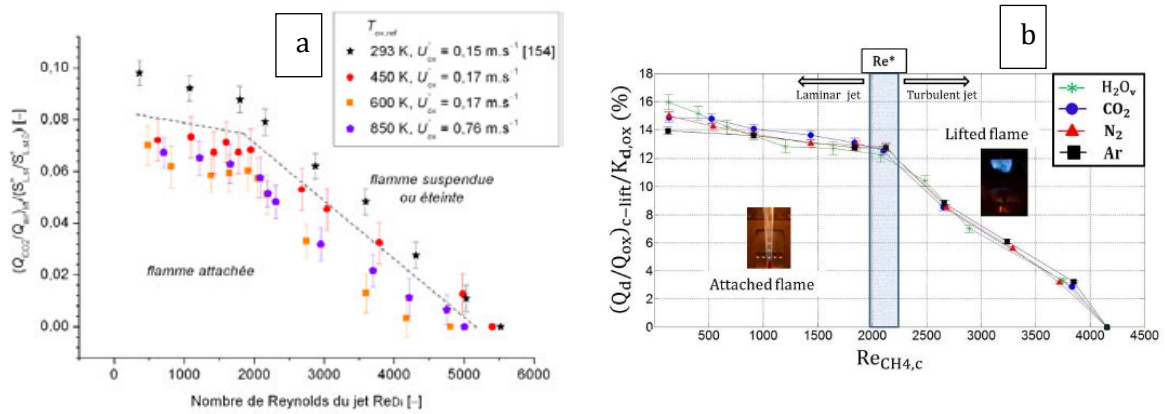


Fig. IV.1-9 : (a) Taux critique de dilution en  $CO_2$  adimensionné par le rapport des  $S_L$  sous l'effet du préchauffage en fonction du  $Re_j$  [106]. (b) Extension à plusieurs diluants [118].

D'autres études moins fondamentales cherchent à simuler des systèmes complexes avec recirculations de gaz brûlés. Kolb [120] propose ainsi un outil 0-D destiné à prédire l'auto-allumage d'un jet combustible dans des gaz viciés par la détermination du MRMF (Most Reactive Mixture Ratio indexé *mix*). L'introduction d'un critère  $Ka_{mix}/Da_{mix}$  tenant compte de la turbulence restituée avec fidélité la mesure de la distance de décrochage.

Dans une configuration de jets coaxiaux  $GO_2 - GH_2 / GCH_4$ , les études de Choi et Hong [121], [122] dressent une cartographie des limites de stabilité en chambre. Par variation du rapport des quantités de mouvement O/F, Choi identifie le  $Re_j$  comme pilote de la stabilisation. Aucune transition par un régime décroché n'est observée ce que les auteurs attribuent au confinement axial par le col responsable d'un fort gradient de vitesse entre les jets ; l'augmentation des  $u_j$  favoriserait la diffusion turbulente renforçant la réactivité. Par la mesure de l'émission  $OH^*$ , Hong détermine la structure de la flamme comme invariante dans les conditions  $Re_o$  testées. Le profil d'intensité lumineuse est identique, à savoir croissant puis décroissant peu avant le col (refroidissement), et maximal au plus fort  $Re_o$  (diffusion turbulente).

#### IV.1.2.3. Théorie de la percolation et régimes de propagation en combustion diphasique

En combustion diphasique, la propagation d'une flamme dépend des propriétés de la distribution de gouttes. Une analyse élémentaire entre deux gouttes voisines (spray dense) de diamètre  $d$  et espacées de  $D_i$  montre qu'une interaction existe pour  $D_i/d < 2$ , augmentant ensuite par évaporation tout en saturant la phase gazeuse [82, Ch. 14]. Une flamme se propageant à travers une distribution de gouttes d'oxydant sera donc rapidement « asphyxiée » par le défaut de fuel difficilement accessible (limite d'inflammabilité, Fig. IV.1-10-b). À l'inverse, leur proximité permet de diminuer les pertes de chaleur vis-à-vis de gouttes isolées ; la flamme vient donc à se propager par le chemin le plus favorable déterminé par les rapports  $(R T_\infty)/L_{vap}$  et  $D_i/d$  (Fig. IV.1-10-a). Une valeur optimale de l'ordre de 5 à 10 est ainsi rapportée pour ce dernier dans le cas d'un couple décane-air [123].

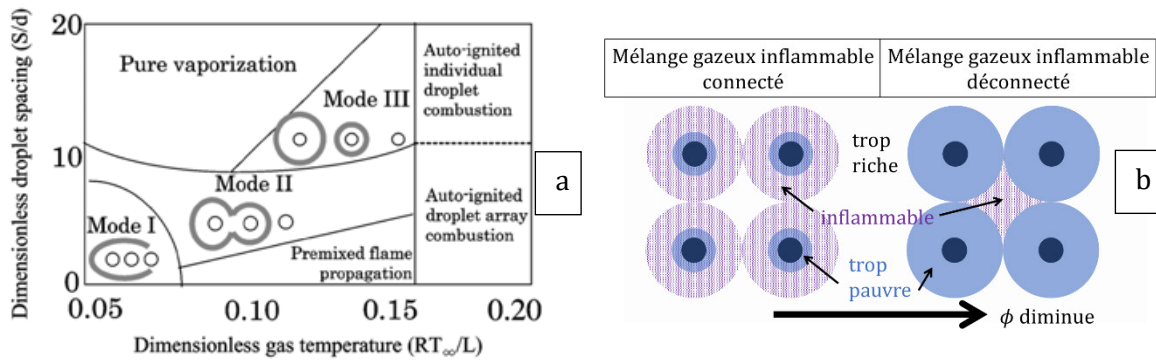


Fig. IV.1-10 : (a) Cartographie des modes de propagation d'une flamme entre des gouttes de même nature. (b) Domaine inflammable et saturation au sein d'un réseau de gouttes d'oxydant en fonction de la richesse. Adapté d'après [40, Ch. 14].

Deux théories décrivent usuellement ce régime de propagation : la combustion de groupe [124] et la percolation [125]. La première fait l'analogie d'une « macro - goutte » équivalente (théorie du continuum) dont les propriétés d'ensemble sont déterminées par celles du groupe. Une cartographie des régimes est établie autour des paramètres  $\sqrt{G} = R/L_s$  (avec  $L_s$  la longueur de pénétration et  $R$  le rayon du nuage) et  $D_i/d$  décrivant la pénétration de la zone réactive dans le nuage. La seconde théorie se rapporte aux échelles de temps et de longueur par les paramètres  $S = r_f/D_i$ ,  $Da_{vap} = t_{res}/t_{vap}$  et  $D_i/\delta_f$  (Fig. IV.1-11). Entre deux régimes asymptotiques (flamme prévaporisée ou homogène épaissie), la description microscopique montre la percolation des flammes dans le nuage relativement à  $r_f$  (loi en  $d^2$ ) et  $D_i$ .

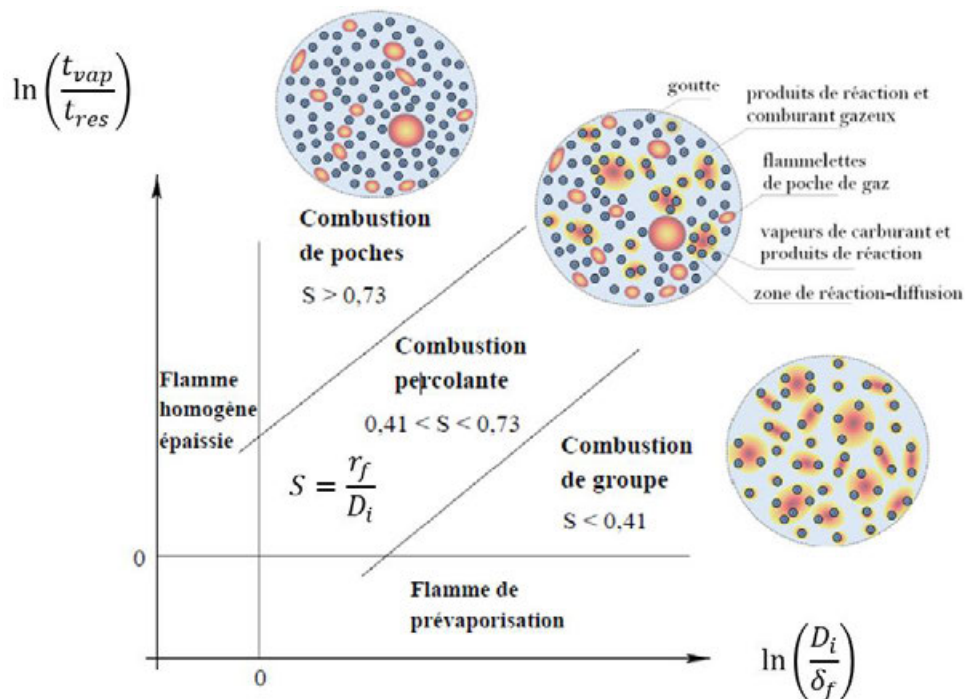


Fig. IV.1-11 : Diagramme des régimes de combustion de brouillards prémélangés suivant la théorie de la percolation, adapté de Borghi [126] par Vicentini [25].



Dans la même optique, sa propagation 1-D au travers d'une ligne de gouttes de combustible dans l'air est simulée par DNS [127]. Le calcul tient compte des effets de la taille de goutte sur la ségrégation des gouttes ( $St$ ) et sur la richesse de la phase gazeuse via leur échauffement retardant l'évaporation ( $t_{vap}/t_{heat}$ ). En se plaçant dans un cas riche (richesse injectée liquide  $\phi_l = 1.48$ , Fig. IV.1-12-a), la réaction s'initie loin du spray avant de remonter puis reculer, décrivant des va-et-vient successifs (B, D : allumage ; C, E : extinction). Alternant production et consommation des vapeurs (resp. pics de  $W_e$  et  $W_v$ ), Reveillon observe le front d'évaporation avancer par palier avant de se stabiliser.

En se plaçant en condition établie prévaporisée ( $t_{vap} \ll t_{res}$ ) et à débit combustible croissant, la structure 2-D du front de flamme évolue d'un mode attaché vers décroché (Fig. IV.1-12-c). En pauvre, la combustion est partiellement prémélangée et se tient très proche des gouttes selon un mode « fermé externe » semblable à une flamme de bec Bunsen. À  $\phi_l = 2.65$ , le cœur central est à l'inverse trop riche avec la richesse gaz  $\phi > \phi_{lim}$  (limite d'inflammabilité), repoussant le front réactif selon un mode « ouvert externe » similaire à celui d'une flamme jet gazeuse non prémélangée. Entre les deux, des poches riches brûlent en flamme de diffusion puis dans un mode hybride. À  $t_{vap}/t_{res} < 1$ , l'évaporation lente ne permet plus un prémélange. À même richesse injectée, les régimes et structures sont alors modifiés vers les fortes richesses amenant l'extinction plus rapide de la flamme.

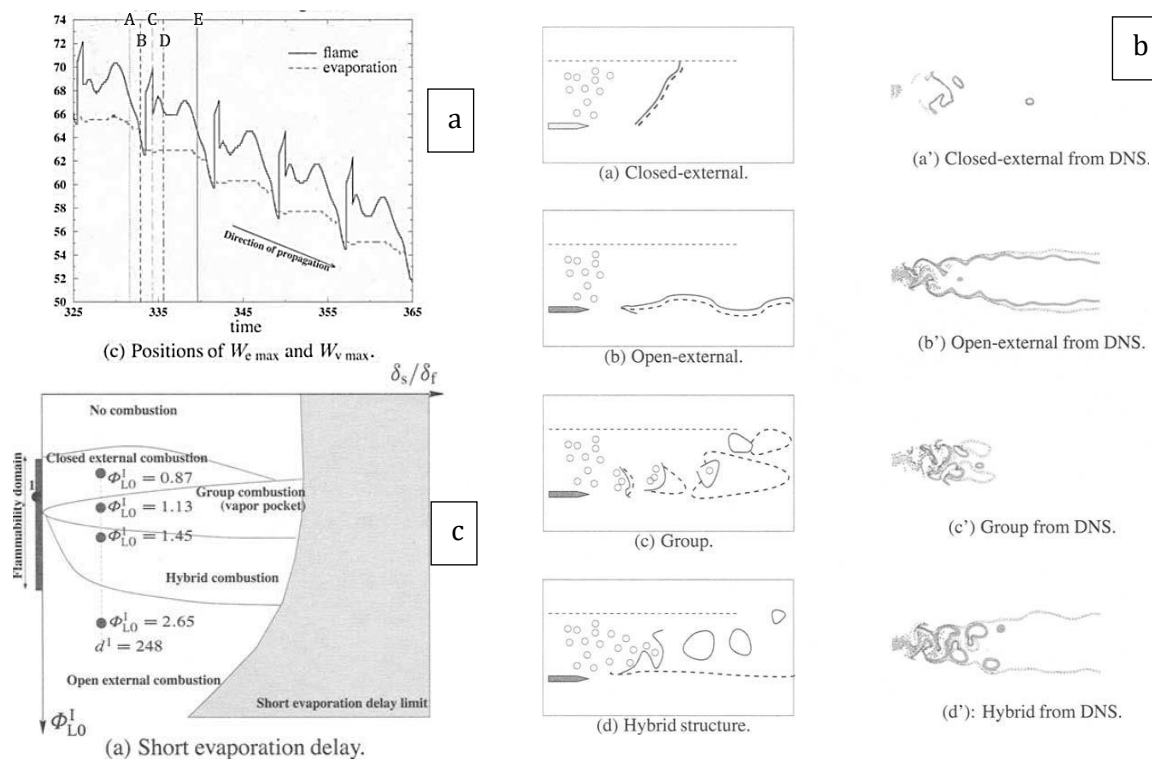


Fig. IV.1-12 : Simulation DNS de la propagation d'une flamme (a) 1-D à  $Le = 1$ ,  $\phi_l = 1.48$  et  $Di = 10$  : taux de réaction  $W_v$  et d'évaporation  $W_e$  ; (b) 2-D à  $\phi_l = 0.87, 2.65, 1.13, 1.45$  avec en ligne continue / pointillée = flamme de prémélange / diffusion. (c) Diagramme des régimes de combustion pour un spray dilué prévaporisé.

#### IV.1.2.4. Longueur de décrochage avec le spray Diesel auto-allumé

Injecté à haute pression en fin de compression du piston, le spray de combustible bénéficie d'une granulométrie fine et d'un air chaud permettant aux plus petites gouttes de s'échauffer, s'évaporer et brûler en flamme partiellement prémélangée. [40, Ch. 13]. Avec des temps plus longs, le reste du spray suit le même processus générant en son cœur un excès de vapeurs de combustible. Par entrainement d'air, une flamme de diffusion enveloppe ce nuage dans une zone légèrement riche et peu turbulente favorable à la formation de suies. Dans la zone prévaporisée, un décrochage a lieu. La combustion est caractérisée par une flamme enveloppe épaisse où se tient une chimie basse température.

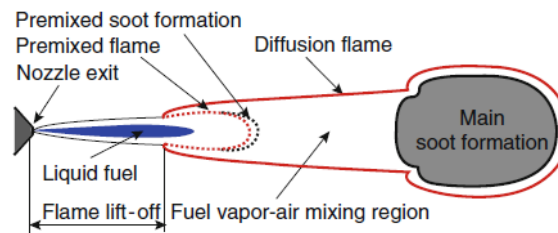


Fig. IV.1-13 : Représentation conceptuelle de la combustion d'un spray Diesel [40, Ch. 13]

La sensibilité de l'accrochage aux conditions d'injection ( $D_j$ ,  $\Delta P_j$ ) et à l'environnement du spray ( $T$ ,  $\rho$ ) a été caractérisée expérimentalement par la mesure de la LOL par visualisation OH filtrée [128] (Fig. IV.1-14). Les mécanismes y apparaissent similaires à ceux d'une flamme jet gazeuse auxquels s'ajoutent l'évaporation et le mélange turbulent (loi d'entrainement). Parmi eux, le diamètre de la buse  $D_j$  modifie sensiblement la longueur de décrochage avec deux états prévaporisé ou partiellement vaporisé relativement au SMD du spray. L'accrochage y est simulé en s'appuyant sur une modélisation fine de l'injection. Conformément à l'expérience, une LOL croissante est obtenue à quantité de mouvement élevée ( $\Delta P_j$ ) amenant une pénétration supérieure du liquide. La longueur de vaporisation s'accroît alors et la flamme recule. L'augmentation de la température modifie à la fois l'évaporation et la réactivité, entraînant une réduction de la LOL (Fig. IV.1-14-b). Enfin, l'augmentation du  $\Delta P_j$  améliore le mélange et diminue le temps de résidence des gaz frais dans la zone de croissance des suies.

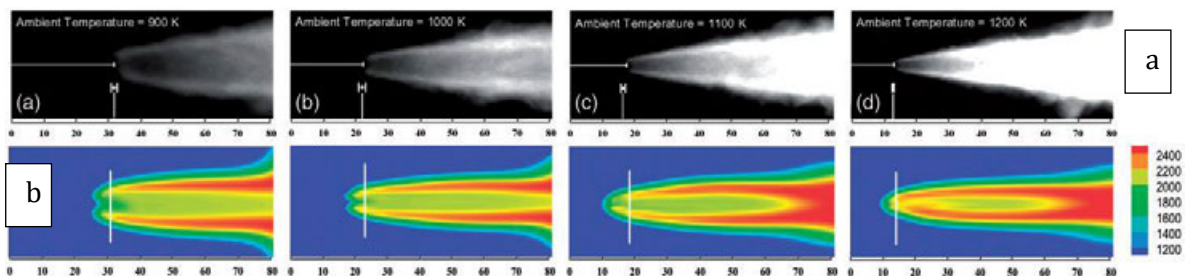


Fig. IV.1-14 : Comparaison des (c) visualisations filtrées  $OH^*$  au (d) champ  $T$  simulés à différentes températures  $T_\infty$  [129].

Croisant expérimental et numérique [130]–[132], les mécanismes décrivant le décrochage sont mis en évidence par l'intervention de deux topologies d'allumage, l'une par auto-inflammation spontanée (AI-I) et l'autre assistée par les gaz brûlés (AI-BG) (Fig. IV.1-15). Conjointement, deux

structures réactives interviennent sur la stabilisation : la flamme triple (TF) et une flamme de diffusion pauvre/riche (LRRZ). L'analyse résolue par DNS permet d'identifier le mécanisme général de la stabilisation : la réaction s'initie loin de l'injecteur (faible vitesse donc favorable à l'allumage) puis les mécanismes AI-I ou AI-BG diminuent la LOL selon une hystérésis de période 80 ms. Les flammes évoluent ensuite périodiquement entre une phase de recul et une de rattachement. La TF se place à des positions stables de l'écoulement où elle lui résiste avant de s'éteindre. À l'inverse, la LRRZ non propagative se localise à des positions caractérisées par une faible dissipation scalaire et un temps de séjour long, typiquement des poches de gaz portées par des tourbillons hors des lignes stœchiométriques. Les auto-inflamations ont lieu en périphérie du spray, en présence de formaldéhyde  $CH_2O$  et à température élevée. Finalement, le recul permanent traduit l'incapacité de la flamme à se maintenir ou se stabiliser sans auto-inflammation.

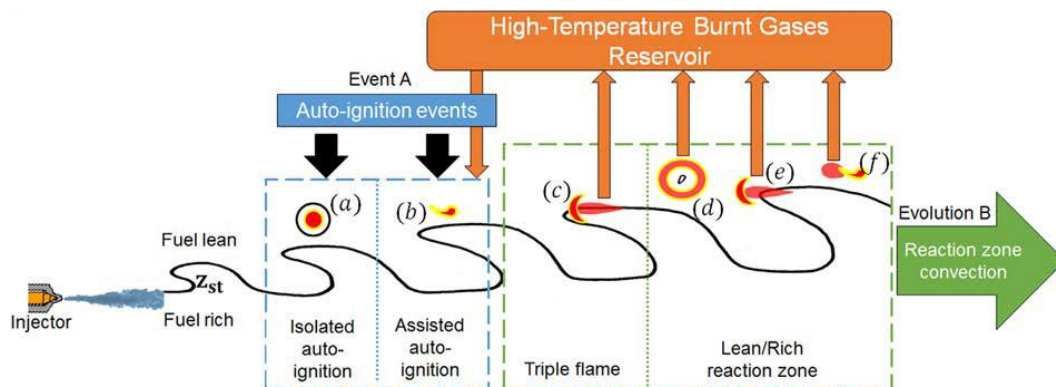


Fig. IV.1-15 : Schéma illustrant le modèle conceptuel de stabilisation de flamme en condition moteur Diesel [130].

#### IV.1.2.5. Analyse de la structure de flamme de brûleurs liquides aérobies

Le brûleur Delft fait l'objet de nombreux travaux : le fuel y est injecté en spray conique dans un jet d'air coaxial co-courant. La flamme y adopte une double structure, partagée entre une zone de réaction interne IRZ et externe ORZ (littéralement « inner » et « outer reaction zone », Fig. IV.1-16). La première a les propriétés d'une flamme de prémélange pauvre induite par la vaporisation rapide des petites gouttes et rapidement mélangées à l'écoulement d'air turbulent ( $St \ll 1$ ). À l'inverse, les grosses gouttes traversent l'IRZ avec une trajectoire balistique ( $St > 1$ ). Parcouru par les gouttelettes en évaporation, le cœur du spray (entre IRZ et ORZ) constitue un réservoir de vapeurs de combustible. Avec une température et une richesse élevée, une flamme épaisse et stable s'y maintient, tout en favorisant la production de suies. À la base du spray (rencontre IRZ/ORZ, Fig. IV.1-16-b), une flamme pilote pauvre s'accroche, pré-vaporisant la majorité des gouttes injectées. Les interactions chimie - turbulence et chimie - évaporation se manifestent également par des extinctions locales et des auto-inflamations capturées expérimentalement et par la simulation (Fig. IV.1-16-c).

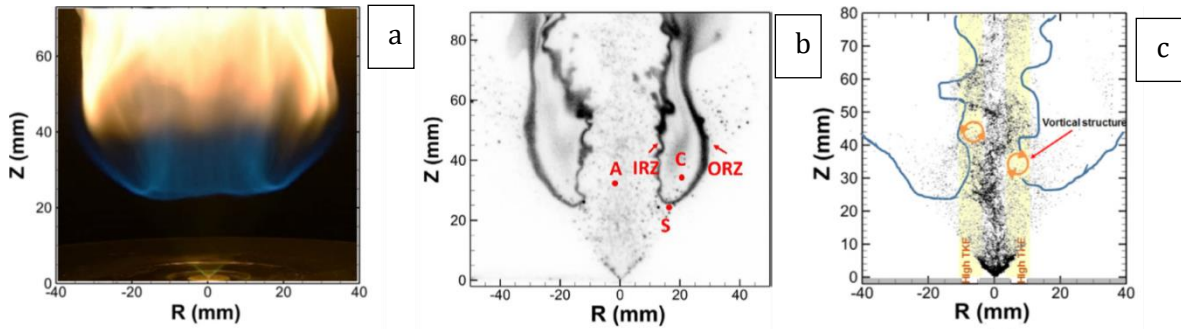


Fig. IV.1-16 : (a) Cliché de la flamme. (b) Image typique obtenue par PLIF OH et zones d'intérêt. (c) Représentation schématique du mécanisme d'extinction dans l'IRZ. D'après [133]

Situé en aval d'un premier étage du brûleur, un atomiseur swirlé éthanol - air est étudié dans le cas d'une alimentation en air froid seul (AII) ou d'un écoulement de gaz brûlés pauvres (HII) [134]. La flamme y prend respectivement une structure « double » ou « simple », intimement liée à la granulométrie du spray. Ainsi en mode co-courant (HII), les fortes concentrations en  $CO$  et  $O_2$  s'accompagnent d'une zone de réaction vive. Par ailleurs, des similitudes sont mises en lumière relativement à la granulométrie et à l'environnement gazeux, e.g. entre les cas mono-disperses 20-300/HII (20  $\mu\text{m}$ , 300 K, préchauffé) et 40-300/AII (40  $\mu\text{m}$ , 300 K, air froid). Les temps caractéristiques des processus élémentaires de convection, d'adaptation à l'écoulement, de mélange, et de réaction chimique apparaissent ainsi déterminants.

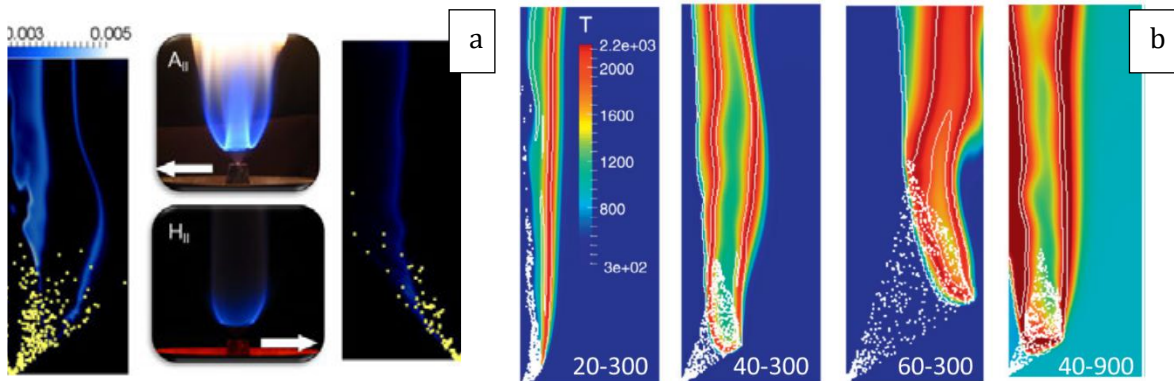


Fig. IV.1-17 : (a) Champ  $Y_{OH}$ , spray (jaune) et photographies pour les modes AII et HII. (b) Champ instantané  $T$ , gouttes (blanc) et iso-lignes de réaction pour 4 configurations  $d$  ( $\mu\text{m}$ ) -  $T$  (K). [134]

S'appuyant sur une chimie détaillée, de nombreuses simulations LES ont montré la capacité des modèles à prédire l'accrochage de telles flammes. Analysée sous l'angle des extinctions locales, [135], de succès d'auto-allumage (mélange MRMF) [136], ou de l'évaporation ( $Da_{vap}$ ) [137], la LOL y est correctement prédite.

#### IV.1.2.6. L'accrochage de flamme en injection coaxiale d'ergols cryogéniques

L'accrochage de flammes à des sprays coaxiaux (Fig. IV.1-18),  $LO_2 - GH_2 / - GCH_4$  est caractérisé vis-à-vis des conditions d'injection et de la chimie pour ces deux combinaisons d'ergols [138], [139]. L'intensification du cisaillement par le nombre  $J$  (rapport des quantités de mouvement) ou le  $We_j$  amène une forte déstabilisation du cœur liquide. Contrairement à  $GH_2$ , un décrochage est

observé pour la flamme  $LO_2 - GCH_4$  à vitesse d'injection élevée (Fig. IV.1-18-c-d-f), la LOL mesurée étant proportionnelle à  $We_j$  sous réserve de  $J < 0.3$  (Fig. IV.1-18-e).

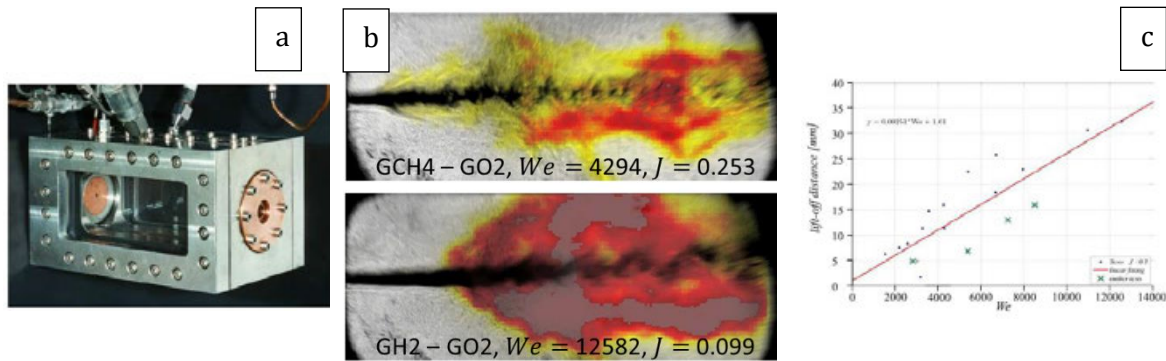


Fig. IV.1-18 : (a) Chambre de combustion. (b) Visualisations directes (fausses couleurs) superposées à celles par ombroscopie du spray. (c) LOL mesurée et corrélée au  $We_j$  pour  $GO_2 - GCH_4$  et  $J < 0.3$  [139].

S'appuyant sur les données expérimentales du banc Mascotte  $LO_2 - GH_2$  de l'ONERA, Snyder étudie l'influence des conditions liquide / gaz sur le processus de stabilisation de la flamme [140]. Il estime les temps caractéristiques comme suit (Tab. IV.1-1).

Tab. IV.1-1 : Temps caractéristiques associés à une combustion oxygène - hydrogène liquides.

Evaporation	Loi en $d^2$	$d^2/K_{vap}$	$t_{vap} \approx 1 \text{ ms}$
Atomisation	Stripping	$We \propto (u_{H_2} - v_{LOx})^2$	$t_{vap,strip} \approx 1/10 \tau_{vap}$
Mélange	Cisaillement couche de mélange	$d_{LOx}/(u_{H_2} - v_{LOx})$	$t_{mix} \approx 25 \mu\text{s} / 1 \text{ ms}$ (amont / aval)
Chimie	Diffusion $H_2 / O_2$	$D/S_L^2$ avec $D \propto P^{-1}$	$t_{chim} \approx 1 \mu\text{s}$
Régime de combustion	Groupe externe / interne	$D_i/d$	$D_i/d \approx 1 - 10$ (amont / aval)

La flamme peut théoriquement se stabiliser de différentes manières relativement au développement du jet liquide et de l'aérodynamique (Fig. IV.1-19-a). L'observation filtrée  $OH$  la montre accrochée aux lèvres de l'injecteur dans une région basse vitesse et proche du jet liquide. De réactivité élevée, seul le développement du spray via les nombres  $We$  ou  $J$  est donc pilote de la flamme, les conditions de rapport de mélange  $RM$  et de pression  $P$  jouant au second ordre. Une forte sensibilité au modèle d'injection est effectivement observée par simulation LES dont la structure dépend de la dispersion des gouttes (Fig. IV.1-19-b). Le front de flamme présente une double structure non prémélangée - prémélangée (NP-P).

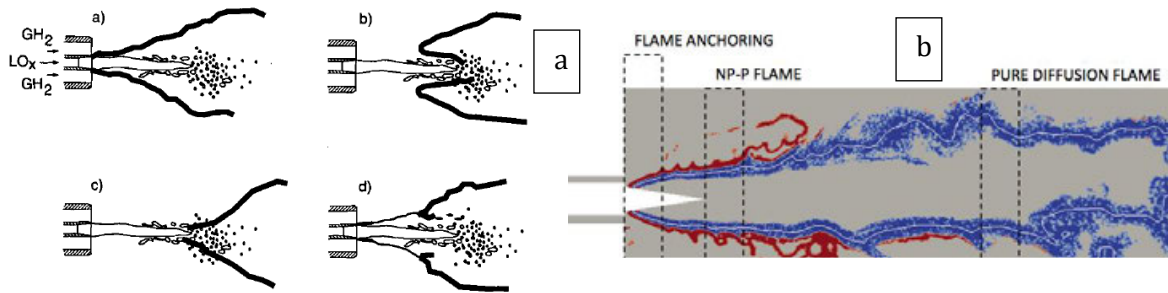


Fig. IV.1-19 : (a) Configurations possibles de stabilisation : accroché aux lèvres / décroché / stabilisé par flamme de prémélange / initié par flamme pilote avant stabilisation aval (hybride) [140]. (b) Champ instantané de l'indice de Takenoko, marqueur de la réactivité [141].

### IV.1.3. Conclusion partielle

Les architectures de moteurs à bi-ergols stockables utilisant le peroxyde d'hydrogène se répartissent autour de trois stratégies : l'hypergolicité, la catalyse, ou la pulvérisation fine des ergols. L'utilisation d'ergols non hypergoliques repose sur l'atomisation et le mélange rapide en spray fin ; elle requiert une source chaude pour allumer.

La problématique de l'accrochage et de la stabilisation de la zone réactive en aval de l'injection concerne de nombreuses configurations moteur. La configuration du jet gaz fuel met ainsi en évidence le décrochage progressif de la base de la flamme à mesure que la vitesse d'injection du combustible augmente. L'entraînement du gaz oxydant entourant le jet y crée des tourbillons rendant la réaction possible par auto-inflammation avec  $Da = \frac{t_{res}}{t_{chim}} > 1$ . Une flamme pilote stoechiométrique (laminaire prémélangée ou de diffusion voire triple) s'accroche alors sous condition d'une faible dissipation scalaire. Ce mélange stoechiométrique le plus réactif (« MRMF ») bénéficie généralement pour se stabiliser de la chaleur des gaz brûlés amont recirculant. L'accrochage est donc le lieu d'un équilibre mélange - chimie - turbulence. De même, l'environnement influence l'accrochage, une température plus élevée renforçant par exemple la réactivité et donc la résistance aux perturbations. À l'inverse, l'augmentation des vitesses d'injection ou la dilution par les gaz brûlés ou le fuel s'avèrent déstabilisatrices via le temps de séjour et le temps chimique.

En combustion diphasique, l'évaporation limite le mélange par l'excès potentiel de l'espèce contenue dans les gouttes rendant, une fois vaporisée, la phase gazeuse non inflammable. La percolation d'une flamme au travers d'un groupe de gouttes dépend alors des échelles de longueurs (via les rapports du rayon de la flamme et de son épaisseur à la distance inter-gouttes) et de temps ( $Da_{vap} = t_{res}/t_{vap}$ ). En se plaçant dans un régime prévaporisé prémélangé ( $Da_{vap} \gg 1$ ), la richesse du mélange gazeux issue de l'évaporation du fuel liquide conditionne la structure de la flamme. À mesure que la richesse injectée (liquide) croit, elle évolue d'un mode accroché prémélangé entourant le spray à un mode décroché périphérique, très similaire à celui du jet gaz (flamme de diffusion). À moindre prévaporisation, le prémélange devient insuffisant ce qui amène une plus grande sensibilité à la richesse injectée. Le spray Diesel l'illustre avec tout d'abord l'évaporation des petites gouttes assurant la stabilisation d'une flamme pilote prémélangée à l'arrière du dard liquide (LOL). Puis entraînant l'air par leur quantité de mouvement élevée, les gouttes majoritaires s'évaporent lentement et se retrouvent entourées d'une flamme de diffusion stoechiométrique. Un phénomène d'hystérésis est observé sur la LOL, stabilisée par auto-inflammation selon deux mécanismes marquant ici aussi la compétition des processus élémentaires. Le même schéma est observé pour des brûleurs aérobie swirlés avec

une double structure de flamme. À la base, une flamme prémélangée pilote stabilise les deux branches de diffusion côté extérieur pauvre et intérieur riche du spray. La structure obtenue dépend alors directement des temps caractéristiques, notamment le temps d'évaporation. De même la ségrégation des gouttes selon leur taille favorise un mélange plus ou moins rapide. Une analyse en moteur-fusée confirme les rôles clés de l'atomisation et de la cinétique chimique sur l'accrochage et la stabilité.

Les travaux issus de la bibliographie concernent donc principalement la combustion d'un combustible liquide dans l'air ou la réaction entre des ergols cryogéniques en régime subcritique. Il faudra donc adapter les théories usuelles de combustion diphasique au cas particulier d'un spray bi-ergol partiellement prémélangé. Pour ce faire, cette dernière partie s'articulera autour d'une configuration de référence afin d'en décrire la phénoménologie et les mécanismes de sa stabilisation. On s'intéressera ensuite à l'influence du temps de séjour (changement de col) et du fuel.

## IV.2. Analyse d'une combustion bi-ergol

Dans cette partie, on prend pour référence la configuration triplet OFO-éthol, d'orientation  $0^\circ$  ou  $90^\circ$  et de tuyère ISO5. Les phénomènes seront décrits sur la base des grandeurs physiques mesurées puis des diagnostics optiques sur toute la gamme de richesse. Des scénarii des mécanismes assurant la stabilisation de la combustion du spray bi-ergol seront proposés.

### IV.2.1. Exploitation des grandeurs physiques mesurées

#### IV.2.1.1. Description de la séquence d'un essai type et conditions opératoires

Le débit total est fixé à  $9.5 \pm 0.5$  g/s ce qui assure un temps de résidence quasi constant  $t_{res} \approx 29 \pm 2$  ms ( $P_{cc} \approx 6.2 \pm 0.5$  barA). La richesse injectée est adaptée par les débits respectifs  $\dot{m}_F = 0.9$  à  $2.6$  g/s et  $\dot{m}_O = 8.6$  à  $6.7$  g/s. La vitesse d'injection de l'oxydant étant variable, la pulvérisation diffère légèrement de la caractérisation en III.4.2.2.

Le suivi temporel d'un essai stœchiométrique est donné en Fig. IV.2-1 pour les pressions, températures, débits, richesse et flux pariétal. On y identifie les étapes de la séquence imposée avec un fonctionnement stabilisé de 6 secondes (Fig. IV.2-1-a). À débit oxydant constant, la richesse injectée décroît durant l'essai (Fig. IV.2-1-b). Les transitoires ne sont pas traités (Fig. IV.2-1-c-d).

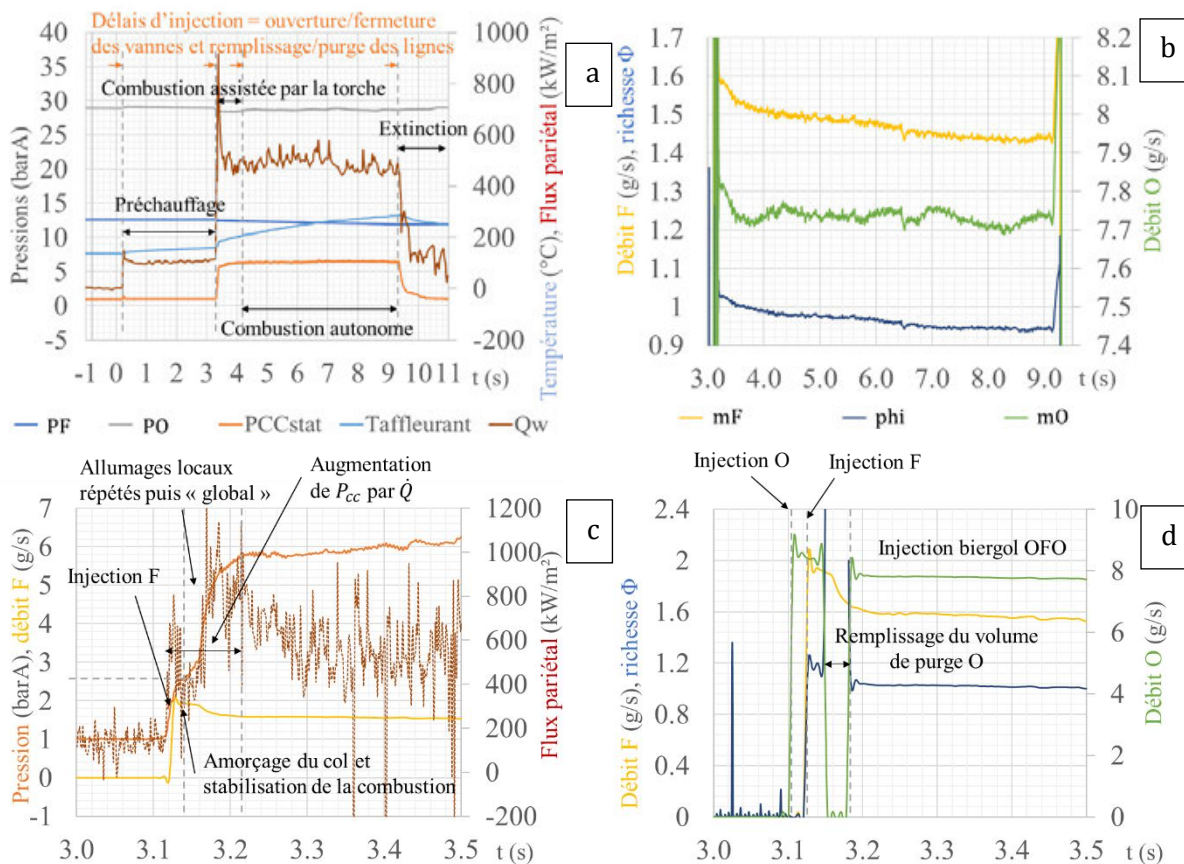


Fig. IV.2-1 : Signaux mesurés lors d'une combustion HTP875-éthanol à  $\phi_{inj} = 0.96$ ,  $90^\circ$ , ISO5. (a-b) Séquence complète et (c-d) transitoire d'allumage et de stabilisation.



### IV.2.1.2. Analyse des fluctuations de pression

#### Analyse spectrale

Le spectre fréquentiel moyen du signal  $P_{cc,dyn}$  de l'essai de référence (éthanol stoechiométrique) est présenté en Fig. IV.2-2-a. Il est obtenu par décomposition en série de Fourier (FFT) à partir de 11 échantillons de durée  $dt = 0.2$  s et espacés de  $Dt = 0.1$  s (50% de recouvrement) centrés dans l'intervalle stabilisé. Le signal contient de nombreuses harmoniques de fondamentale  $f_0 = 50$  Hz et d'ordre  $n < 100$  (fréquence  $f_n = (n + 1) f_0$ ). D'amplitude quelques mbars, ces fluctuations ne sont pas physiques et correspondent à du bruit électronique.

Au-delà, le contenu fréquentiel d'amplitude quelques Pa s'étale en majorité dans un domaine sous les 25 kHz. On y identifie des bandes larges entre 10 et 25 kHz et quelques pics de fréquences inférieures à 20 kHz. Quand c'est possible, ces derniers sont répertoriés par famille à partir d'une fondamentale (Fig. IV.2-2-b). La bande passante étant de 40 kHz, le pic à 43.100 kHz est supposé ne pas être physique. Celui à 7.180 kHz n'est pas identifié ; il pourrait s'agir d'un repliement du spectre.

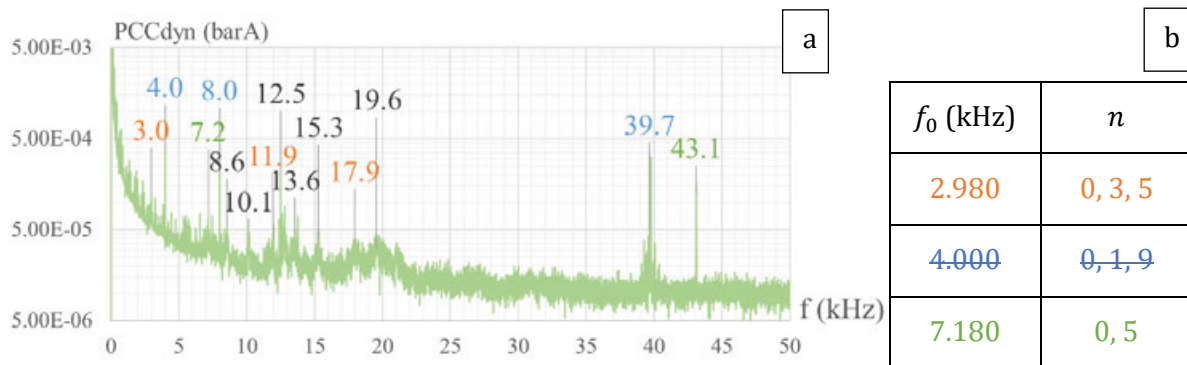


Fig. IV.2-2 : (a) Spectre du signal  $P_{cc,dyn}$  sur un intervalle d'1 s, obtenu par FFT moyennée ( $dt = 0.2$  s,  $Dt = 0.1$  s). Essai stoechiométrique  $\phi = 0.95$ , ISO5. (b) Identification des « fondamentales » et de leurs harmoniques  $f_n = (n + 1 \pm 10 \%) f_0$

En comparaison, les spectres d'essais pauvre et riche sont présentés en Fig. IV.2-3-a. Les pics à 4, 8, 12.5, 39.7 et 43.1 kHz sont identiques à l'essai stoechiométrique ce qui laisse supposer qu'ils sont d'origine électronique. À contrario, des décalages sont observés et certaines bandes disparaissent ou émergent. Associées à une harmonique, les fréquences sont proches entre essai sans être égales (Fig. IV.2-3-b). Le faible rapport signal sur bruit SNR rend toutefois le suivi des spectres difficile.

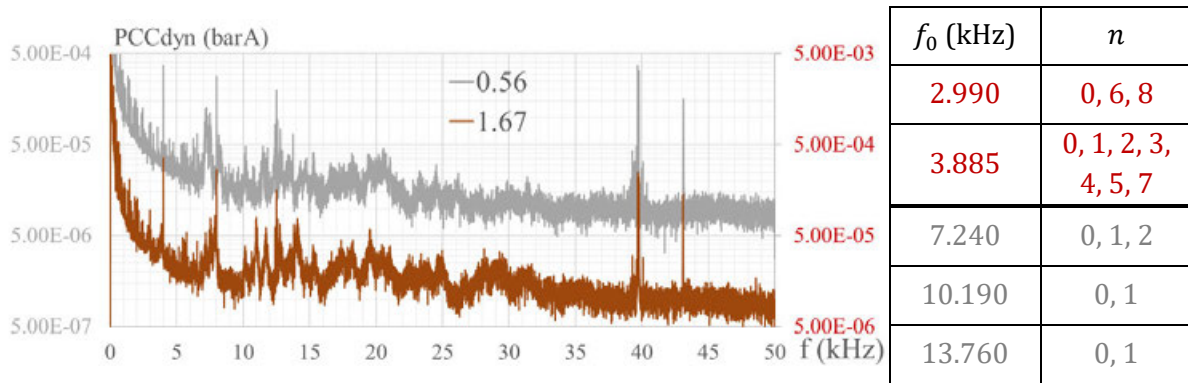


Fig. IV.2-3 : (a) Spectre du signal  $P_{cc,dyn}$  sur un intervalle d'1 s, obtenu par FFT moyennée ( $dt = 0.2$  s,  $Dt = 0.1$  s). Essais ISO5,  $\phi_{inj} = 0.56$  et  $1.67$  tracés sur deux axes décalés d'une décade. (b) Identification des « fondamentales » et de leurs harmoniques  $f_n = (n + 1 \pm 10 \%) f_0$

### Explication par les modes acoustiques

comme l'avait analysé C. Indiana [17, Ch. 2.2.3], ces fréquences pourraient se rapporter à des modes acoustiques. Connaissant la vitesse du son  $a = \sqrt{\gamma r T}$  dans les gaz, il est possible de prédire les modes propres longitudinal L, tangentiel T et radial R. Selon la méthodologie de Huzel [142, Ch. 4.8], la longueur caractéristique associée est utilisée pour calculer  $f = a / L_{carac}$  (resp.  $L_{cc}$ ,  $\pi D_{cc}$  et  $D_{cc}$ ). Vu les variations de température  $T$ , de rapport de chaleur spécifique  $\gamma$  avec la richesse  $\phi$  et de degré d'avancement de la réaction  $\lambda$  (déterminé par un calcul 0-D), deux bornes  $a_{min} = 850$  et  $a_{max} = 1070$  m/s sont prises pour représenter le décalage fréquentiel extrême attendu. Tracées sur la Fig. IV.2-4, les prédictions ne s'accordent que partiellement aux fréquences mesurées ce qui ne permet pas d'affirmer que ces modes acoustiques sont les seules sources des fluctuations de pression.

Tab. IV.2-1 : Calcul des fréquences associées aux modes acoustiques principaux pour  $a_{min}$  et  $a_{max}$ .

Mode acoustique	Dépendance	$f_{min}$ (kHz)	$f_{max}$ (kHz)
Longitudinal L1	$f_0 = a / (2 L_{cc})$	4.05	5.10
Tangentiel T1	$f_0 = 0.59 a / D_{cc}$	8.36	10.52
Radial R1	$f_0 = 1.22 a / D_{cc}$	17.28	21.76

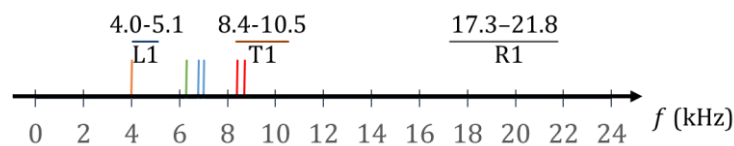


Fig. IV.2-4 : Comparaison des fondamentales identifiées aux modes propres calculés.

### Analyse statistique

Deux estimateurs sont construits à partir de l'échantillon de durée  $T = 1$  s (Fig. IV.2-5-a) :

- Le  $\Delta P$  (min-max) en excluant 1% des points de l'intervalle (extrêmes en rouge sur Fig. IV.2-5-b).
- L'écart-type  $\sigma_p$

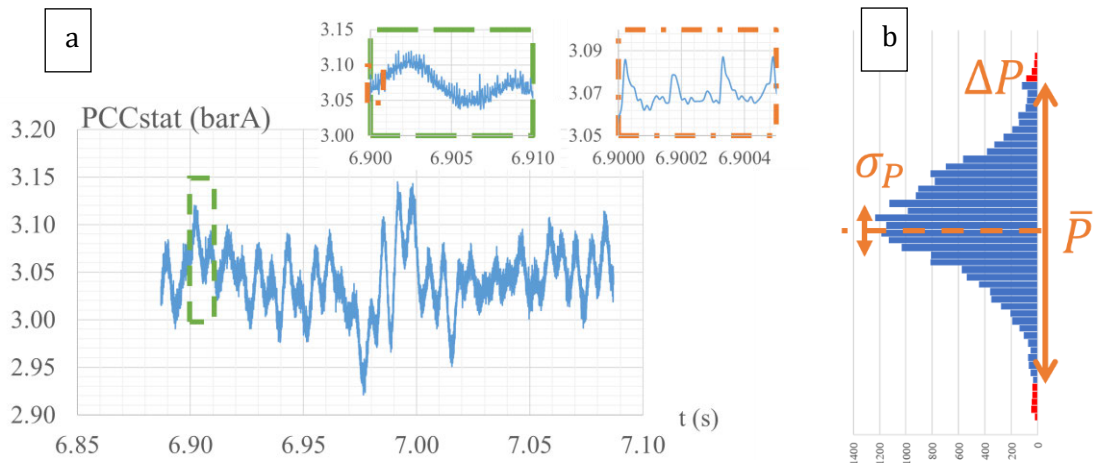


Fig. IV.2-5 : Exploitation des fluctuations temporelles sur (a) un échantillon  $P_{cc,stat}$ . (b) Distribution des points et estimateurs statistiques  $\bar{P}$ ,  $\sigma_P$  et  $\Delta P$ .

Appliqué au signal  $P_{cc,stat}$ , le rapport  $\sigma_P/P$  augmente modestement mais significativement avec  $\phi$  (Fig. IV.2-6-a). La même tendance est observée pour  $c^*$  (Fig. IV.2-6-b). En conclusion, les faibles fluctuations observées sur la pression indiquent une combustion stable du spray HTP875 – éthanol sur tout le domaine de richesse. Aucun couplage acoustique n'est identifié.

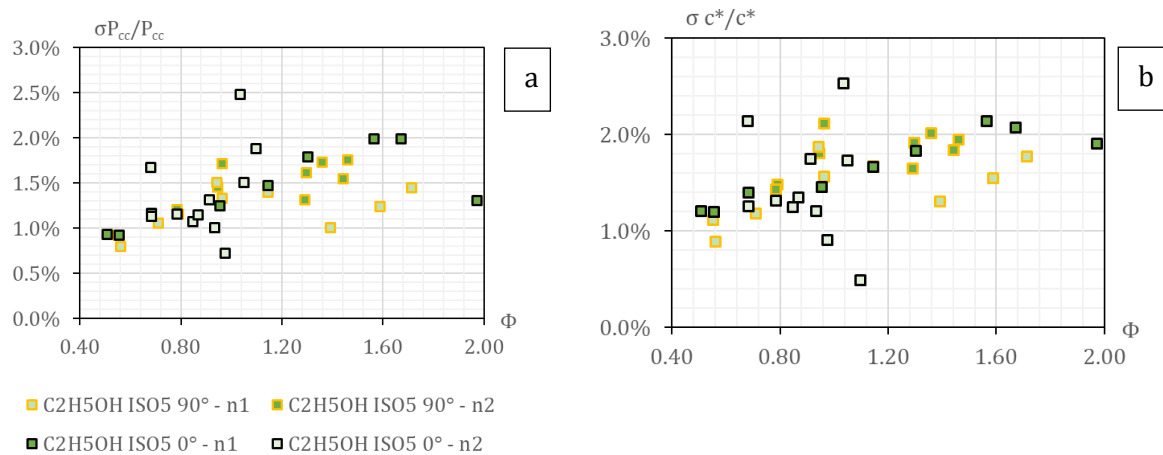


Fig. IV.2-6 : Évolution de  $\sigma_P/P$  et  $\sigma_{c^*}/c^*$  avec la richesse. Combustion HTP875 – éthanol ISO5.

### IV.2.1.3. Mesure de la vitesse caractéristique et de son rendement

La vitesse caractéristique mesurée  $c^*$  est tracée en Fig. IV.2-7-a pour l'ensemble des essais réalisés. En forme de cloche, elle suit l'évolution de la température adiabatique de flamme  $T_{id}(\phi)$ . Ainsi, par comparaison au calcul 0-D, le rendement  $\eta_{c^*}$  atteint entre 0.85 et 0.90 sur l'ensemble du domaine de richesse (Fig. IV.2-7-b). Sa valeur proche de l'unité indique que le temps de séjour imposé par le col permet une combustion complète ou quasi-complète des ergols injectés (équilibre chimique adiabatique). Une légère dispersion intra- et inter-séries est observée entre les essais de même richesse. Cette dispersion reste cependant dans le domaine d'incertitudes annoncé sur  $\phi$  et  $\eta_{c^*}$  validant en même temps la répétabilité de l'expérience. La mesure permet aussi d'identifier l'influence de l'orientation de l'injecteur, plus « performante » à 90° qu'à 0°. Enfin, la valeur du rendement ne dépasse pas 0.90, principalement du fait des pertes thermiques aux parois.

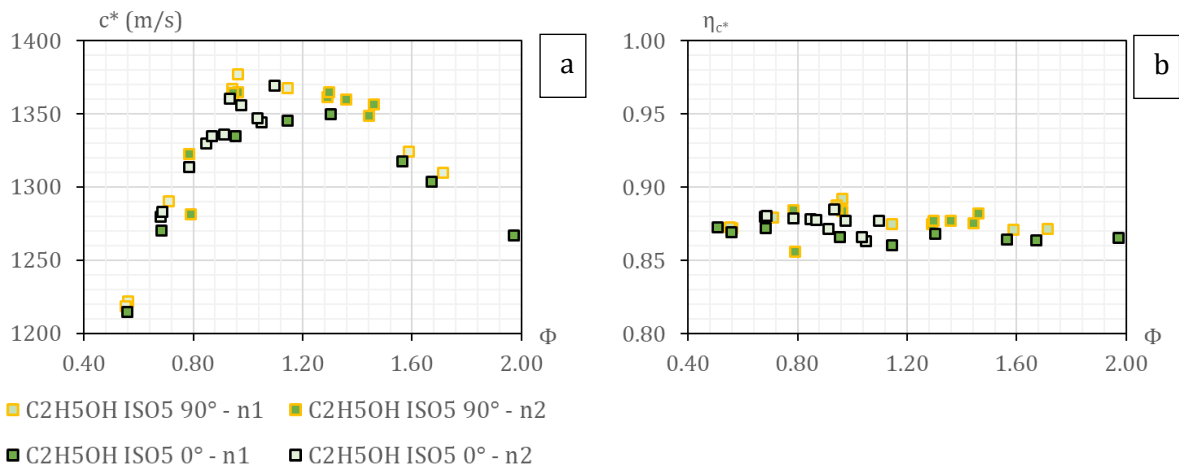


Fig. IV.2-7 : (a) Vitesse caractéristique moyenne mesurée et (b) son rendement.

#### IV.2.1.4. Mesure du flux de chaleur pariétal

Au contact des gaz chauds, les parois de la chambre se réchauffent. Puis par diffusion à travers l'inox, cette énergie est cédée à l'air extérieur. La mesure du flux de chaleur instationnaire  $\dot{q}_w$  permet de quantifier ces pertes localement au cours d'un essai. Des variations temporelles importantes du flux instantané sont ainsi mesurées sur toute la phase stabilisée (Fig. IV.2-1-a-c). Sa valeur moyenne  $\overline{q}_w$  pour chaque point de richesse testé est donnée en Fig. IV.2-8.

Contrairement au rendement, une dispersion importante est observée entre les essais. La valeur mesurée est locale et dépend donc de l'écoulement en contact avec le capteur dont la nature et les caractéristiques dépendent du processus de stabilisation de la combustion (distance d'accrochage, orientation du spray, etc.). L'analyse sera discutée sur la base de l'observation des écoulements, diagnostiqués en IV.2.2.

Ces pertes sont à considérer dans le calcul de  $c_{i,d}^*$  afin d'estimer au mieux le rendement propulsif dans le cas d'un moteur utilisant un système régénératif. La mesure étant locale, une extrapolation du flux à l'ensemble de la paroi est nécessaire.

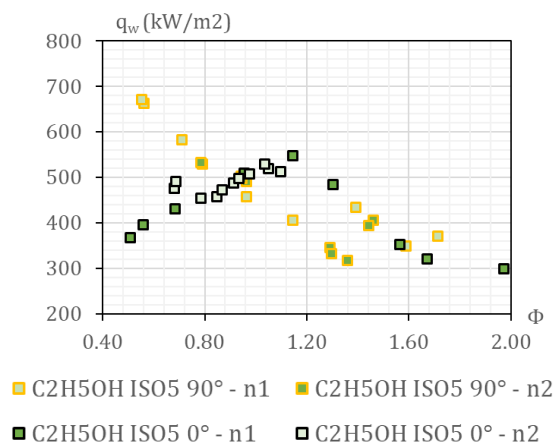


Fig. IV.2-8 : Flux de chaleur moyen mesuré lors de la combustion du spray HTP875 – éthanol ISO5.

## IV.2.2. Exploitation des diagnostics optiques

### IV.2.2.1. Observation de la phase liquide

Par ombroscopie, le spray bi-ergol réactif est mis en lumière selon deux orientations complémentaires, suivant ses axes mineur (injecteur à  $0^\circ$ ) et majeur ( $90^\circ$ ).

À  $0^\circ$  (Fig. IV.2-9-a-b), les 3 jets sont visibles ; ils constituent les conditions aux limites de la pulvérisation. En phase stationnaire, le spray apparaît dévié d'un angle  $\alpha$  (Fig. IV.2-9-b) résultant de quantités de mouvement inégales entre les jets, principalement du fait d'un défaut d'alignement des trous ou des diamètres inégaux lors de l'usinage par électroérosion de l'injecteur (imperfection d'usinage). Les jets apparaissent globalement peu perturbés. Toutefois des fluctuations de l'alimentation surviennent par moment amenant le spray à battre et modifiant la pulvérisation ; elles ne sont pas analysées. En condition établie, un film liquide se forme sur le hublot par l'impact des bords du spray sur ce dernier.

À  $90^\circ$  (Fig. IV.2-9-c-d), les jets ne sont plus dissociables sur l'image du fait de leur alignement. En revanche, le spray est visible sur toute son envergure. Les processus d'atomisation primaire / secondaire y sont difficilement observables bien que la limite entre les zones dense et diluée soit bien visible (Fig. IV.2-9-a-c). La résolution de l'ordre de  $100 \mu\text{m}$  par pixel ne permet de visualiser que les grosses gouttes, les petites prenant l'apparence d'un brouillard rapidement dispersé.

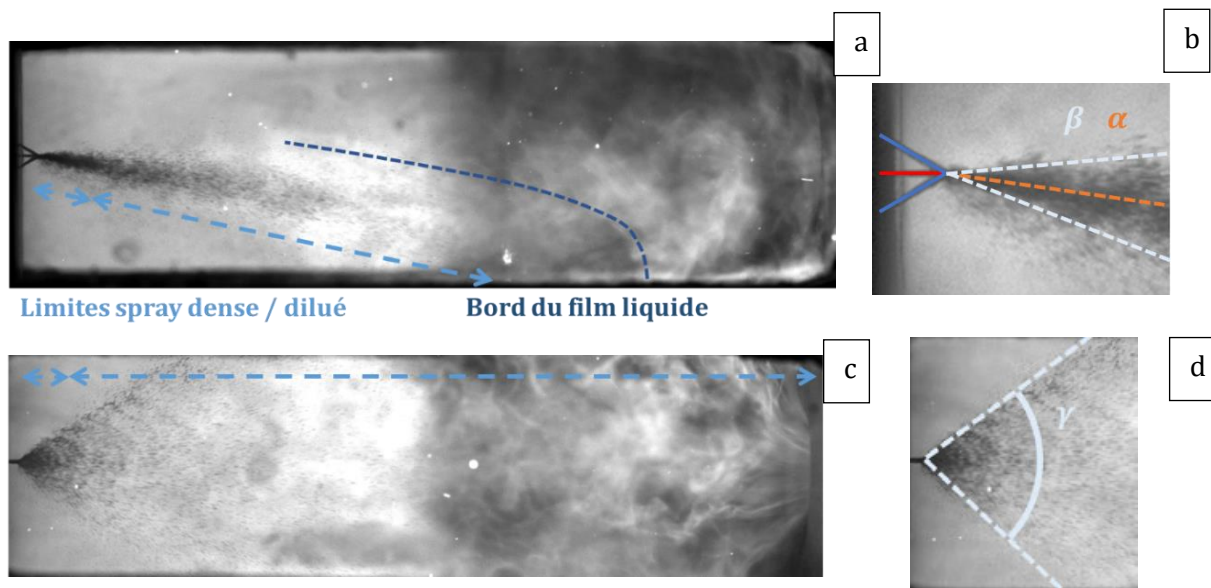


Fig. IV.2-9 : Visualisation du spray par rétroéclairage de la LED sur une moitié de chambre. Combustion HTP875-éthanol, ISO5,  $\phi_{inj} = 0.95 / 0.96$ . Orientation OFO-etoH à (a-b)  $0^\circ$  et (c-d)  $90^\circ$  ; (c-d) zoom proche impact et angles mesurés.

Les conditions d'injection modifient le spray comme l'illustrent les images moyennes en Fig. IV.2-14. À richesse élevée, ce qui est obtenu par augmentation de la vitesse d'injection du fuel, le spray apparaît moins épanoui et dévié, ce qui correspond à une diminution des angles  $\gamma$ ,  $\beta$  et  $\alpha$  (Fig. IV.2-10). L'augmentation de la vitesse du jet combustible  $u_F$  modifie effectivement le rapport des quantités de mouvement avec un étirement du spray en Z.

Par ailleurs, la contraction du spray amène géométriquement à l'éloignement de la zone de contact avec les parois. Le calcul des tangentes donne un mouillage des parois dans le plan YZ pour  $z \geq$

16 ou 32 mm de l'injecteur resp. pour  $\phi_{inj} = 0.55$  et 1.70 ( $z \geq 51$  mm en XZ). Pour rappel, le fluxmètre est positionné à  $z = 65.8$  mm, ce qui explique la variation sur le flux mesuré par le capteur en fonction des conditions d'essais. De plus, suivant l'orientation injecteur, l'alignement ou non du capteur avec le spray impacte la mesure.

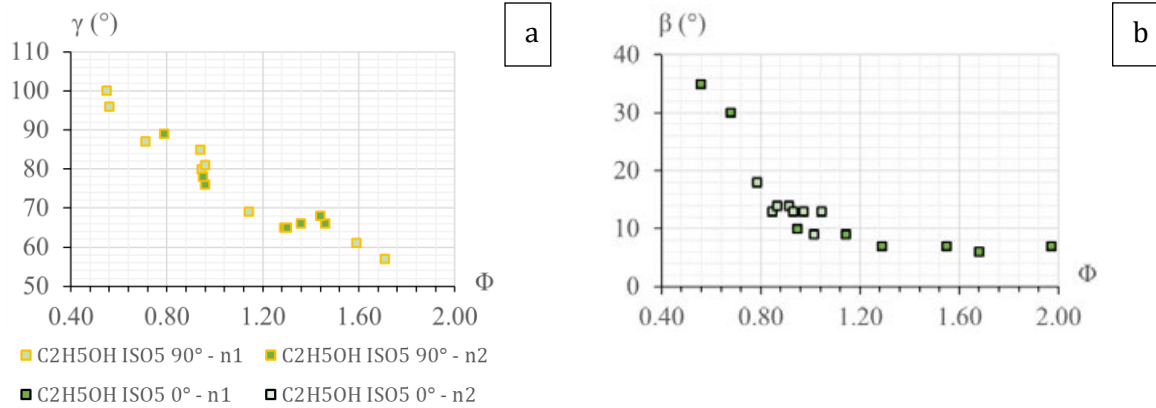


Fig. IV.2-10 : Variations des angles délimitant les bords apparents du spray HTP875 – éthanol en fonction de la richesse injectée. (a)  $\gamma$  sur l'axe majeur à 90° et (b)  $\beta$  sur l'axe mineur à 0°.

#### IV.2.2.2. Observation de la zone réactive

##### Visualisation instantanée de la flamme à la stœchiométrie

Utilisées conjointement à l'ombroscopie, les images instantanées successives de visualisation directe sont présentées en Fig. IV.2-11. On observe que la flamme adopte une structure proche de celle du spray. En particulier à 0° (Fig. IV.2-11-a), elle prend la forme d'un « V » s'établissant le long du spray avec la même déviation d'angle  $\alpha$  et selon un cône d'angle supérieur à  $\beta$ . Le gradient de luminosité observé laisse supposer que la réaction s'installe progressivement depuis l'impact des jets. À l'arrière du film liquide déposé contre le hublot, une forte luminosité est observée, témoin de la combustion vive des vapeurs générées. Des lignes de courant sont identifiables au niveau du convergent de la tuyère. Quelques particules lumineuses sont visibles, correspondant potentiellement à des gouttes isolées en combustion.

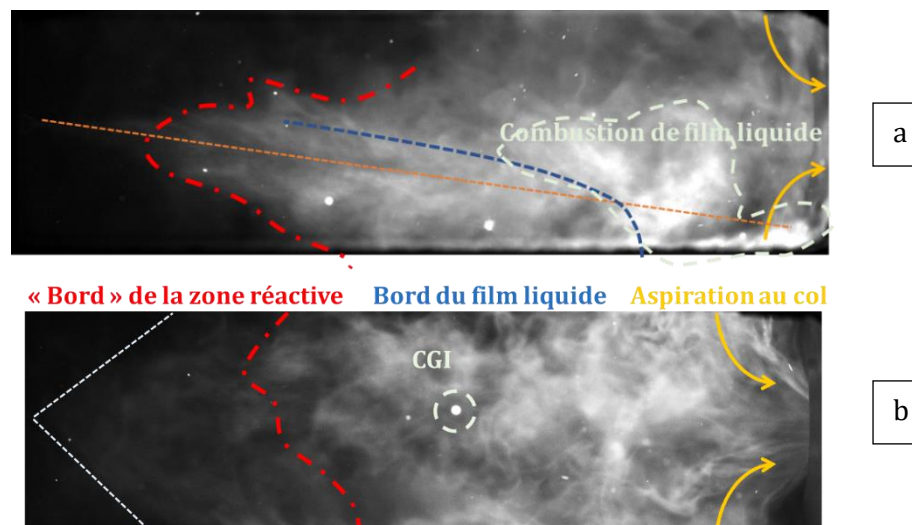


Fig. IV.2-11 : Visualisation directe de chimiluminescence. Orientation OFO-ethoh à (a) 0° et (b) 90°. ISO5,  $\phi_{inj} = 0.95 / 0.96$ . « CGI » : combustion de goutte isolée.

### Dynamique de la position du front réactif à la stœchiométrie

Une méthode numérique est développée afin de suivre la position du front réactif ; elle est illustrée en Fig. IV.2-12-a. Quatre critères permettent de l'isoler par imagerie : il doit s'agir de l'extrémité (4) de la zone réactive qui doit être lumineuse (1), développée (2) et proche du spray (3). Plus précisément : 1. Le seuil est adapté au contraste de l'image ; la surface réactive correspond alors aux surfaces blanches. 2. Une taille minimale est imposée à ces dernières de manière à éviter la captation de poches lumineuses isolées du reste de la zone réactive. 3. Une limite est fixée sur  $y$ , typiquement  $\pm 3$  mm autour de la position de l'impact  $y_I$  ce qui permet de se concentrer sur la zone proche spray et ainsi d'éviter les zones de recirculation (ce critère n'est imposé qu'à  $0^\circ$ ). 4. L'extrémité est extraite par le contour de(s) surface(s) obtenue(s). Sa position  $(x_{LOL}, y_{LOL})$  est déterminée par le barycentre des  $N$  points les plus proches ( $10 < N < 100$ ). La longueur de décrochage se définit finalement par  $LOL = \sqrt{(x_{LOL} - x_I)^2 + (y_{LOL} - y_I)^2}$ . Avec un faible gradient dans la zone d'intérêt, elle apparaît très sensible au seuil arbitrairement choisi.

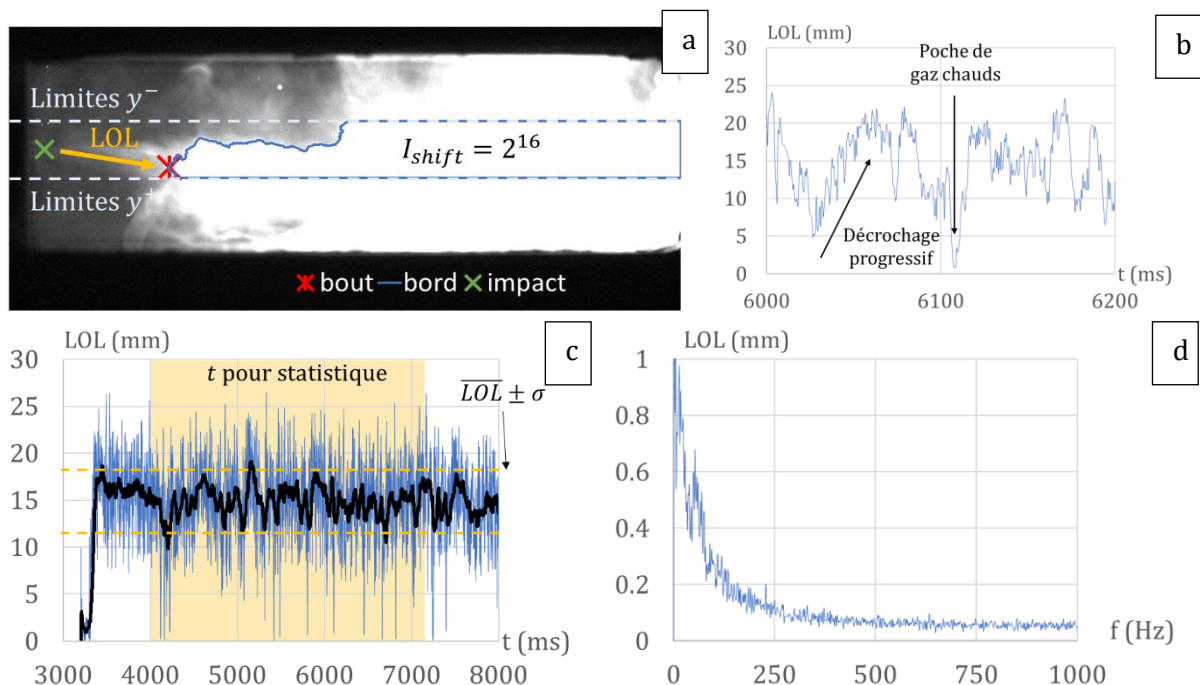


Fig. IV.2-12 : Suivi de la position apparente du bout de flamme en visualisation directe pour l'essai  $\phi = 0.95$  ; OFO-etoh  $0^\circ$ , ISO5. (a) Schéma de la méthode appliquée à la mesure LOL. (b-c) Évolution temporelle à deux échelles de temps ; (c-noir) moyenne glissante sur 100 points = 100 ms. (d) Spectre associé au signal bleu.

Sur la base des graphiques en Fig. IV.2-12-b-c, l'extrémité de la zone réactive adopte un comportement relativement stable avec une variation relative  $\sigma = \Delta LOL / LOL$  de l'ordre de 20%. Sa représentation dans le domaine spectral y est relativement « lisse » avec une seule bande autour de 50 Hz (Fig. IV.2-12-d). Des oscillations basses fréquences sont possibles également mais sont mal résolues par FFT avec  $f_{min} = df = 0.4$  Hz vu la longueur  $dt = 2.5$  s de l'échantillon. La cadence caméra (2 kHz) impose la limite haute  $f_{max} = 1$  kHz du spectre.

Ces relevés mettent donc en évidence le caractère faiblement instationnaire du front réactif accroché au spray. Il est alors légitime de s'interroger sur l'effet des conditions d'injection via la morphologie du spray, la taille de gouttes, et la répartition O/F.

### Visualisation instantanée de la de flamme en fonction de la richesse injectée

La Fig. IV.3-6 présente des visualisations directe et ombroscopique instantanées de deux essais, l'un globalement pauvre et l'autre riche en orientation  $0^\circ$ . Elles sont complétées en Fig. IV.2-14 par des images moyennes des séries de référence dans les deux orientations injecteur à  $\phi_{inj}$  croissant.

En mélange pauvre (Fig. IV.3-6-a-c), la flamme s'accroche dès le début de la zone ligamentaire soit  $LOL \approx 30 D_o$ . La zone réactive se développe rapidement avec un angle apparent supérieur à celui du spray d'angle  $\beta$ . Le maximum d'intensité lumineuse se situe plus loin et se termine avant l'arrivée au convergent (Fig. IV.3-6-c). Cette combustion loin des parois explique une performance  $\eta_{c^*}$  élevée associée à un flux de chaleur  $\dot{q}_w$  faible. En configuration riche (Fig. IV.3-6-b-d), le spray est bien davantage vectorisé par le jet de combustible via l'augmentation de sa quantité de mouvement. La zone réactive se positionne en aval, débutant en milieu de chambre. La zone de combustion intense se retrouve alors en proche paroi et à proximité de la tuyère (Fig. IV.3-6-d).

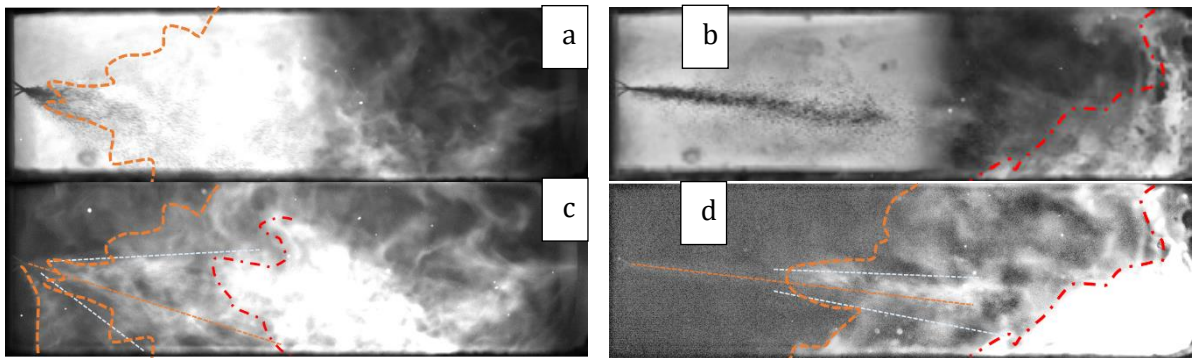


Fig. IV.2-13 : Instantanés de la combustion de sprays HTP875 – éthanol à  $\phi_{inj} =$  (a-c) 0.68 et (b-d) 1.56 ; OFO-etoH à  $0^\circ$ , ISO5. (a-b) Ombroscopie et (c-d) visualisation directe.

L'analyse des images moyennes confirme ces observations sur l'ensemble des essais. Jusqu'à  $\phi \leq 1.3$ , la zone réactive est développée et attachée au spray bi-ergol. Avec l'augmentation de la richesse, la zone la plus lumineuse de l'image se déplace progressivement depuis la périphérie du spray ( $\phi_{inj} < 1.0$ ) vers l'aval ( $\phi_{inj} > 1.0$ ). À partir de  $\phi_{inj} > 1.5$ , le front lumineux se retrouve en contact avec le convergent de la tuyère.



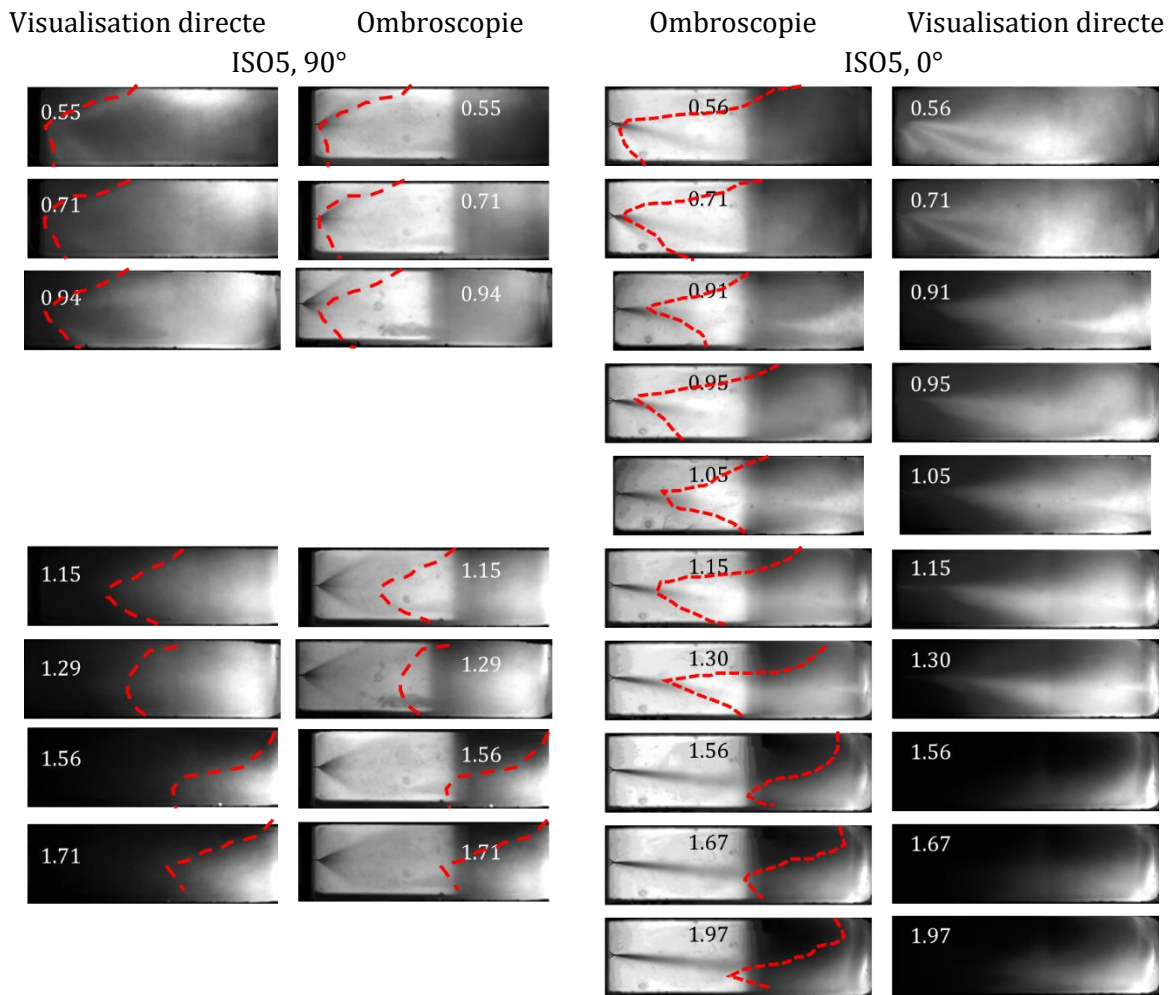


Fig. IV.2-14 : Images moyennes normalisées de la combustion HTP875 – éthanol en configuration ISO5, 0° et 90°, à richesse  $\phi_{inj}$  croissante (valeur encart gauche). Exp = 25  $\mu$ s. En rouge : la bordure de la zone réactive.

#### *Dynamique de la position du front réactif en fonction de la richesse*

Avec la méthodologie introduite précédemment, la LOL et sa fluctuation sont rapportées en Fig. IV.2-15-a-b pour les deux essais pauvre et riche. Leurs positions resp. accrochée et décrochée sont bien restituées par l'analyse temporelle avec des fluctuations supérieures en condition riche (Fig. IV.2-15-a). L'analyse spectrale fait ainsi apparaître des amplitudes élevées, principalement aux basses fréquences. La longueur de décrochage moyenne est fixe de valeur 10-20 mm pour les richesses inférieures à 1.0. Pour les mélanges riches, elle évolue quasi linéairement depuis  $\phi_{inj} = 1.0$  jusqu'à environ 80 mm en  $\phi_{inj} = 2.0$ . Parallèlement, les fluctuations moyennes varient de  $\Delta LOL = 5$  à 15 mm entre  $\phi_{inj} = 0.5$  et 2.0 ce qui représente un  $\sigma_{LOL}$  quasiment constant autour de 20% (Fig. IV.2-15-b). L'analyse fréquentielle pour chacun de ces essais est cohérente avec celles déjà présentées : aucune fréquence n'apparaît clairement.

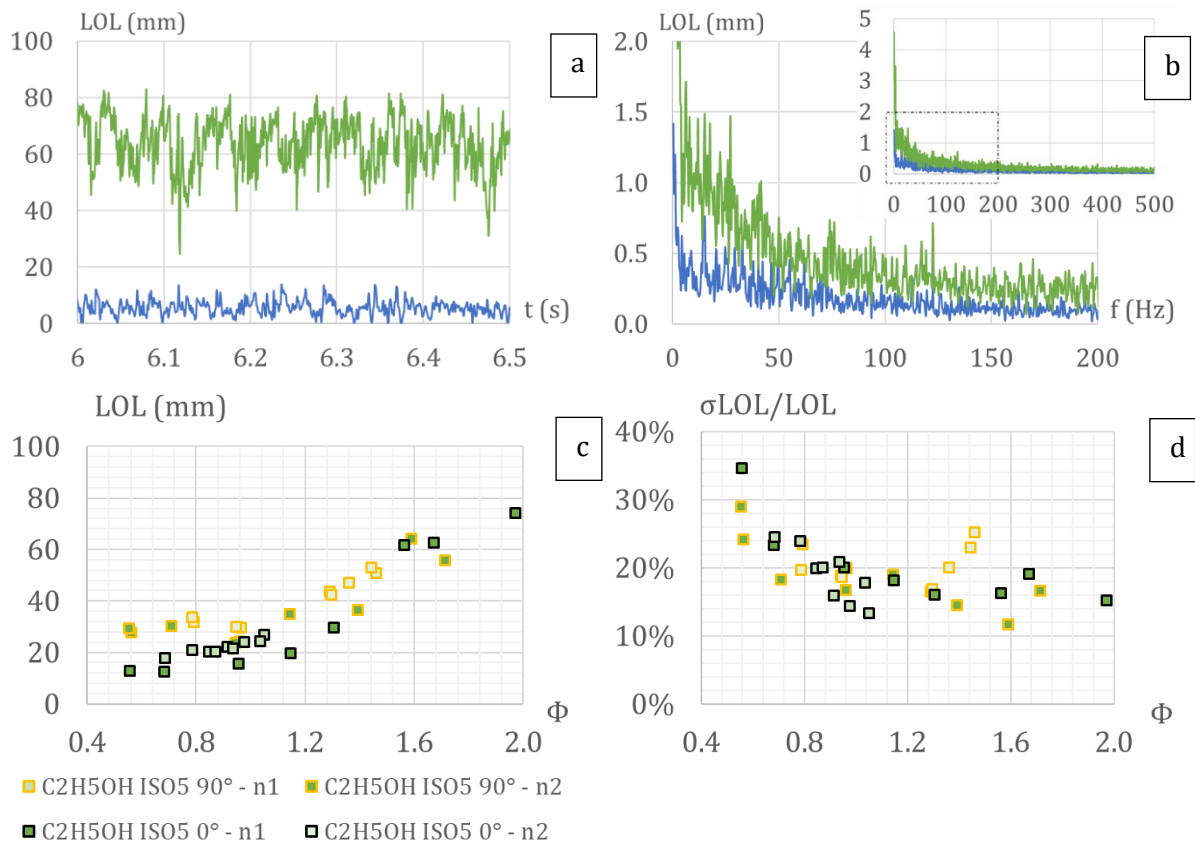


Fig. IV.2-15 : Longueur LOL obtenue par le suivi temporel de la position apparente de l'extrémité de flamme en visualisation directe. (a) Position instantanée et (b) spectre moyen sur  $t = 3.1-9.1$  s pour les essais  $\phi_{inj} = 0.68$  et  $1.56$ . (c) LOL moyenne par richesse. (d) Écart-type relatif.

### IV.2.2.3. Morphologie de l'écoulement en phase gazeuse

#### *Description par le suivi de particules*

Afin de décrire la morphologie de l'écoulement en phase gazeuse, une méthode est de s'appuyer sur les particules qui l'ensemencent en faisant l'hypothèse que ces particules sont aptes à le suivre. Les positions successives de quelques-unes d'entre elles lors d'un essai proche stœchiométrie sont présentées en Fig. IV.2-16. L'écoulement y est divisé en deux régions haute et basse de la chambre. En bas dans l'axe du spray, le flux est dirigé vers le col ; les particules sont accélérées à l'approche du convergent (Fig. IV.2-16-a). En haut, les particules remontent vers le plan injecteur, mettant en évidence une recirculation à grande échelle. En moyenne, leur vitesse  $v$  est estimée entre 10 et 15 m/s suivant  $Z$ . Il faut cependant rappeler que, compte tenu de la valeur du nombre de Stokes  $St > 0.1$ , la vitesse de ces particules ne représente pas tout à fait la vitesse  $u$  de l'écoulement gazeux.

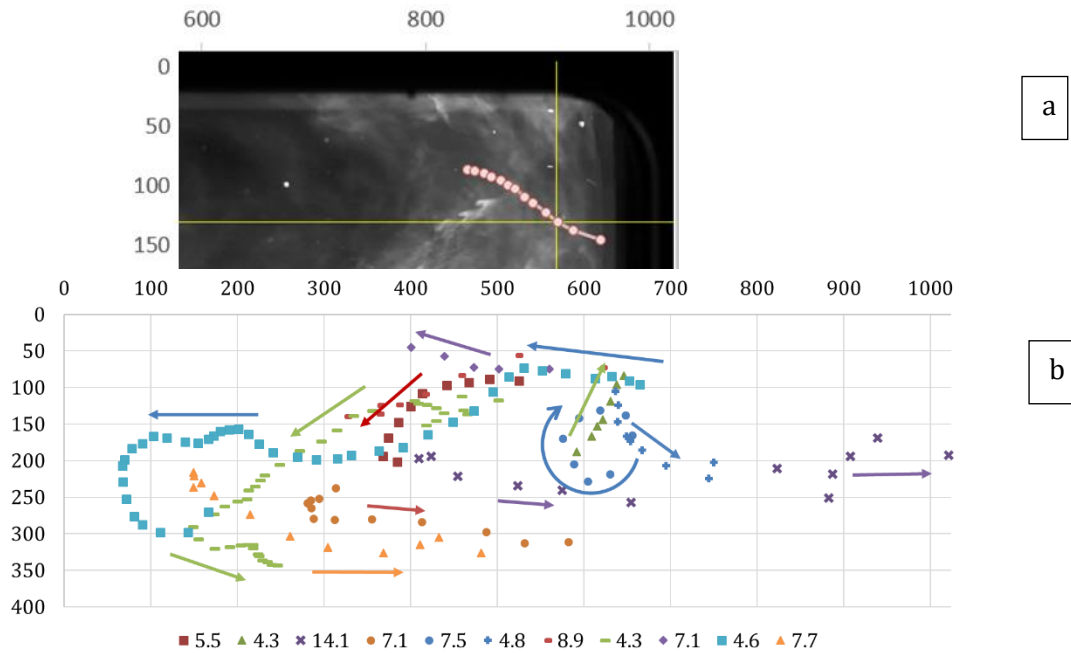


Fig. IV.2-16 : Trajectoires de quelques particules lumineuses suivies d'image à image lors d'une combustion HTP875 – éthanol ISO5, OFO-etoh 0°,  $\phi_{inj} = 0.95$  ;  $f_{cam} = 2$  kHz. (a) Illustration pour une particule accélérant à l'entrée du convergent. (b) Positions  $(x, z)$  en pixels dans le référentiel image. Légende : vitesse moyenne sur le suivi réalisé.

### Représentation schématique de l'écoulement en 3 dimensions

Partiellement restitué par la visualisation rapide, l'écoulement réel est tridimensionnel et s'étend à toute la chambre. Par extrapolation de ces observations, les principaux flux sont représentés schématiquement en Fig. IV.2-18.

Pour une orientation de l'injecteur à 0° (plan XZ, Fig. IV.2-18-a), deux flux tourbillonnaires se forment de part et d'autre de l'axe principal puis remontent le long des parois à contre-sens. Ces grandes structures résultent de l'effet du confinement que la tuyère impose à l'écoulement dans un rapport  $D_{cc}/L_{cc}$  élevé et qui contribue à l'augmentation du temps de résidence. L'expansion thermique des gaz brûlés depuis la zone réactive y participe également.

En orientation 90° (plan YZ, Fig. IV.2-18-b-c) la zone réactive s'étend sur tout l'envergure du spray. Par interaction flamme-paroi, les flux thermiques pariétaux diffèrent selon la position  $x$  relativement à la position de la combustion. Dans le plan médian de la chambre ( $x = 0$  mm, Fig. IV.2-18-b), la forme conique du spray favorise les recirculations.

Conjuguant la représentation dans les deux orientations, la structure spray – flamme diffère relativement à son environnement dans la chambre. La forme développée du spray dans le plan YZ amène la flamme à se rapprocher de la bride capteur en orientation 90°. À 0°, les flammes sont confinées contre le hublot, moins conducteur. Les pertes thermiques sont donc a priori diminuées. Le mouillage des parois peut toutefois occasionner un flux élevé par la combustion du film liquide.

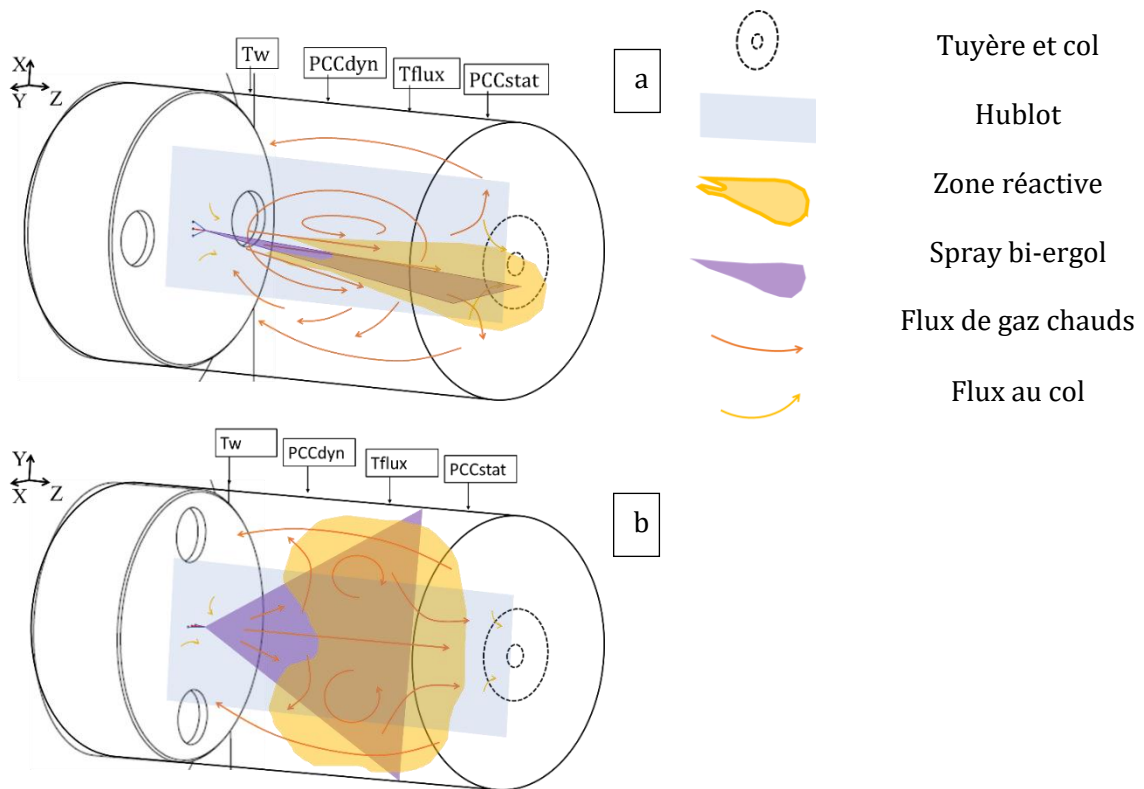


Fig. IV.2-17 : Représentation schématique en 3 dimensions de l'écoulement sur la base des visualisations obtenues en ISO5,  $\phi_{inj} = 1.00$ , OFO-etoH à (a)  $0^\circ$  et (b)  $90^\circ$ .

Considérons maintenant l'influence des conditions d'injection sur l'écoulement pour deux essais pauvre et riche. En condition pauvre (Fig. IV.2-17-a), le fort développement de la zone réactive ne modifie pas significativement l'écoulement vis-à-vis du cas stœchiométrique. En condition riche (Fig. IV.2-17-b), le décrochage de la zone réactive est moins favorable au développement de structures tourbillonnaires intermédiaires ; seules les grandes structures demeurent.

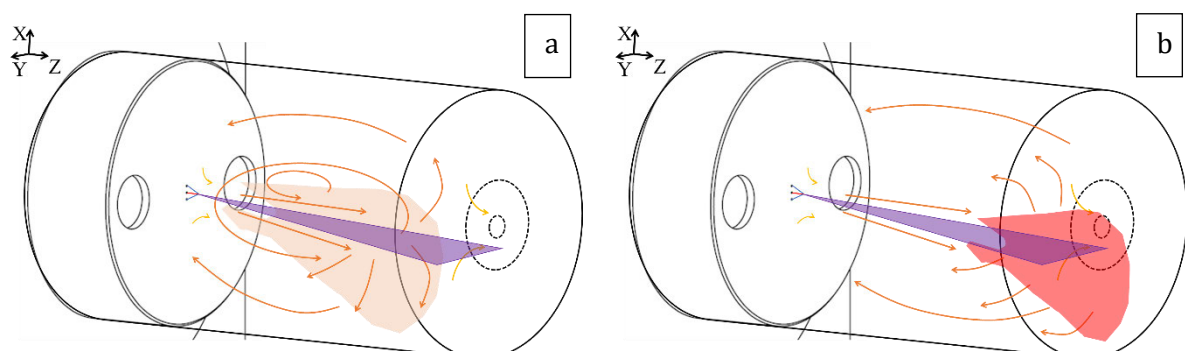


Fig. IV.2-18 : Représentation schématique en 3 dimensions de l'écoulement dans la chambre de combustion sur la base des visualisations obtenues (a) cas pauvre (b) cas riche.

En somme, les diagnostics optiques donnent une vision in situ des phénomènes, en particulier de l'interaction spray - flamme. L'accrochage y apparaît comme un point central qu'il convient d'expliquer au regard des processus impliqués. L'analyse de scénario est un outil en ce sens.

### IV.2.3. Propositions de scénarii phénoménologiques

Dans cette partie, on cherche à identifier un ou plusieurs scénario(i) possible(s) expliquant le comportement observé en I.2.1 et I.2.2. Dans un premier temps, on s'attachera à décrire le cadre général aux processus connus, puis leurs enchaînements possibles, avant d'en faire l'analyse selon la condition de richesse.

#### IV.2.3.1. Représentation générale des processus en chambre de combustion

Le schéma en Fig. IV.2-19 représente le déroulé principal des processus successifs qui s'appliquent aux particules fluides d'ergols transitant dans la chambre. Se succèdent chronologiquement leur admission en jet liquide, leur atomisation en gouttes, puis leur évaporation et in fine leur combustion. La chambre fait cohabiter de manière hétérogène le spray, les gaz frais et les gaz brûlés. De nombreux processus interagissent simultanément. Le temps de séjour ne permet pas nécessairement d'atteindre l'équilibre chimique.

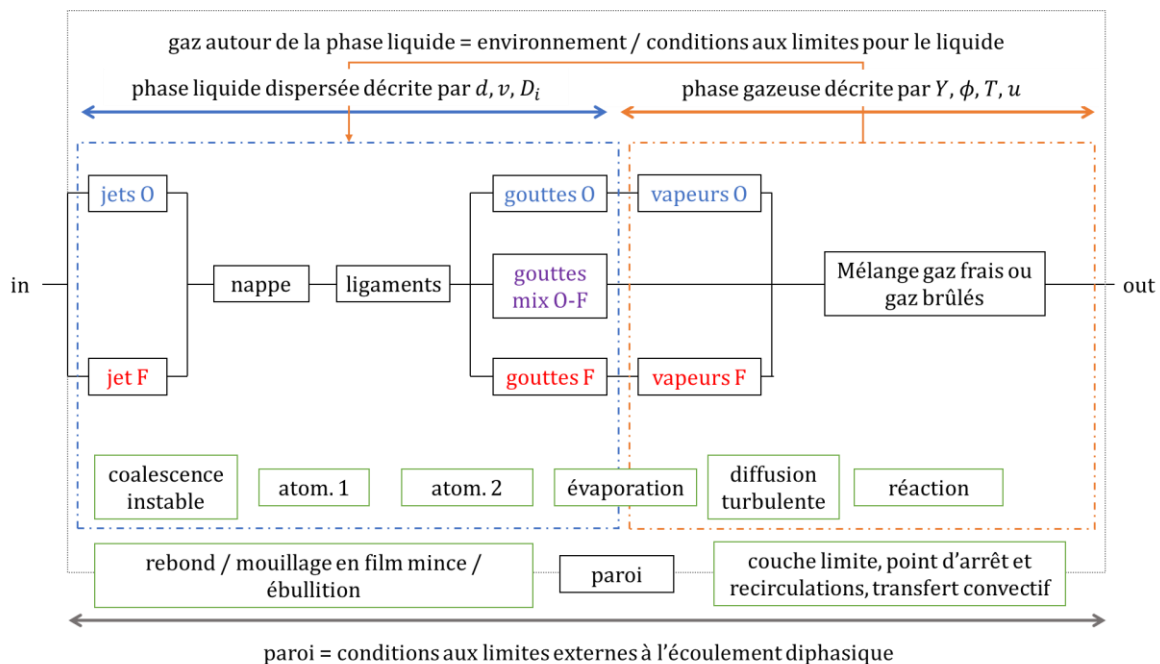


Fig. IV.2-19 : Représentation schématique de l'enchaînement des processus dans la chambre.

#### IV.2.3.2. Description des événements successifs dans une vision Lagrangienne

En se plaçant du point de vue Lagrangien, on peut imaginer différents historiques des gouttes d'ergols lors de leur séjour dans la chambre de combustion. Prenons une goutte d'oxydant placée dans une ambiance réductrice (Fig. IV.2-20-a) : une flamme de diffusion l'entoure alors occasionnant son évaporation-combustion selon le mode *reac* décrit en III.1.3. Mobile dans un environnement réducteur fini, la fraction de vapeur combustible  $Y_F$  diminue laissant place dans son sillage aux produits de la réaction. Dans d'autres cas, la goutte peut être entourée de gaz brûlés (Fig. IV.2-20-a-c) selon le mode *gb*. Durant son déplacement, son évaporation sans réaction chimique (inerte) émet des vapeurs se mélangeant aux gaz brûlés désormais enrichis de vapeurs

combustibles. Là encore deux options existent : soit les vapeurs réagissent immédiatement en flamme de diffusion (Fig. IV.2-20-a), soit elles se mélangent (gaz frais *gf*) avant de brûler dans un second temps en flamme partiellement prémélangée (Fig. IV.2-20-c).

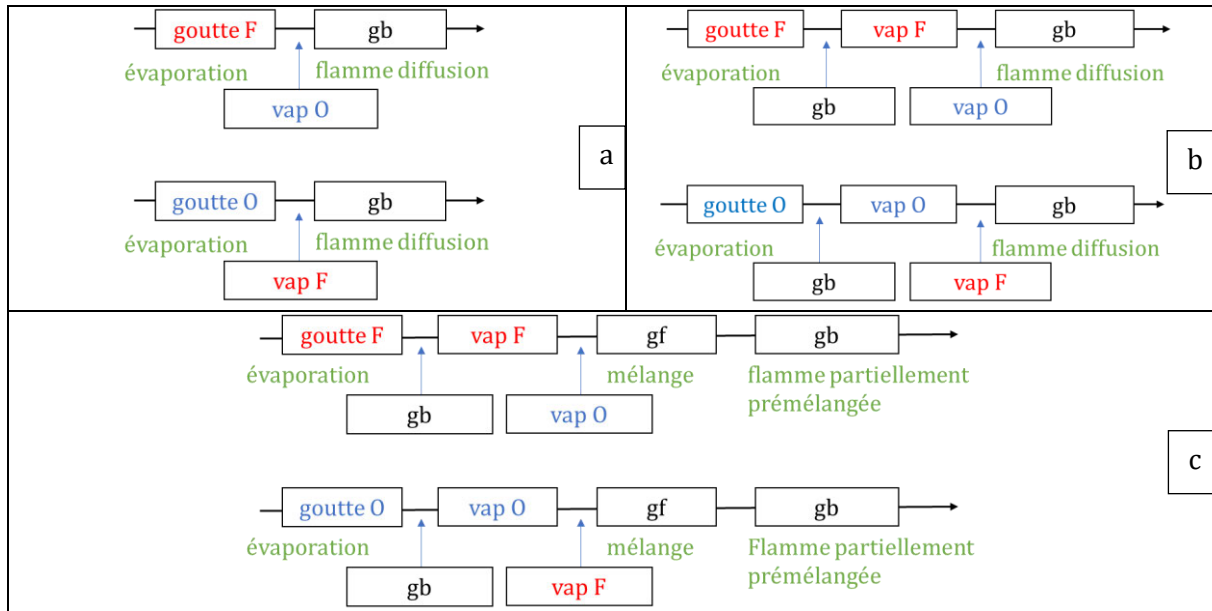


Fig. IV.2-20 : Description des cas possibles d'enchaînement des processus élémentaires amenant à la combustion des ergols. (a) *reac O/F* non prémélangé, (b) *gb O/F* non prémélangé, et (c) *gb O/F* prémélangé.

Cette analyse réduit donc à seulement 3 cas les enchaînements phénoménologiques possibles, soit avec l'évaporation – combustion en 1 étape (Fig. IV.2-20-a), soit en 2 étapes avec l'évaporation pure puis la réaction en flamme de diffusion (Fig. IV.2-20-b) ou en 3 étapes (évaporation, mélange puis réaction) en combustion prémélangée (Fig. IV.2-20-c). Par la suite, on les abrégera relativement à l'espèce gaz et au mode d'évaporation – combustion.

### IV.2.3.3. Réduction des scénarii au regard des conditions connues pour l'évaporation

*Comparaison des temps d'évaporation relativement à la nature de la goutte et à l'ambiance gazeuse*

Les temps d'évaporation sont calculés pour chacun des cas, recensés sous la forme d'une matrice goutte / ambiance en Tab. IV.2-2. Une goutte de diamètre 70  $\mu\text{m}$  est prise immobile ou non, et la phase gazeuse restreinte aux ambiances canoniques (vapeurs d'oxydant, vapeur de fuel ou gaz brûlés) déterminant leurs compositions et températures. Les temps obtenus donnent l'évaporation du combustible la plus rapide quel que soit le cas en comparaison à celui d'une goutte d'HTP875 (Tab. IV.2-2). L'évaporation inerte dans les gaz brûlés (*gb*) y apparaît plus rapide que celle réactive (*reac O/F*) calculée pour des vapeurs fraîches de températures  $T_\infty < T_{eb}$ . En effet dans le cas *gb*, la température de l'environnement proche de la goutte est supérieure à celle du cas *reac* en combustion qui présente une couche de mélange de vapeurs diluées en gaz brûlés qui ont diffusé depuis la flamme. À titre d'exemple, une goutte de combustible à 50 m/s s'évapore complètement dans les gaz brûlés en 1.6 ms, soit moins que les temps caractéristiques de vol  $t_{vol} = L_{cc}/v \approx 2$  ms et de séjour  $t_{res}$  (Tab. IV.2-2-b). Ainsi sous réserve d'existence de ces trois

ambiances proches du spray, la zone réactive serait plutôt maintenue par la présence de gaz brûlés, permettant l'évaporation la plus rapide.

Tab. IV.2-2 : Temps d'évaporation (ms) calculés pour une goutte d'HTP875 ou d'éthanol dans une ambiance oxydante, réductrice ou de gaz brûlés.  $d_0 = 70 \mu\text{m}$ ,  $T_{d0} = 300 \text{ K}$ ,  $P_\infty = 3 \text{ barsA}$ , au repos ou en mouvement.

0 m/s	<i>reac</i> $T_\infty = 300 \text{ K}$		<i>gb</i> 2748 K
<b>Gaz</b>	<b>O</b>	<b>F</b>	<b>gb</b>
<b>Liq</b>			
<b>O</b>	-	15.2	7.1
<b>F</b>	13.0		5.2

50 m/s	<i>reac</i> $T_\infty = 300 \text{ K}$		<i>gb</i> 2748 K
<b>Gaz</b>	<b>O</b>	<b>F</b>	<b>gb</b>
<b>Liq</b>			
<b>O</b>	-	2.8	2.7
<b>F</b>	1.7	-	1.6

#### Analyse pour un spray bi-ergol monodisperse

Au regard des temps d'évaporation calculés précédemment, l'évaporation d'une goutte d'oxydant et d'une goutte de fuel se mouvant en groupe dans une ambiance de gaz brûlés va donc entraîner une vaporisation préférentielle du combustible. Le gaz sera donc un mélange composé de gaz brûlés et de combustible, présentant insuffisamment d'oxydant pour brûler intégralement (cas *gb F*). La goutte d'oxydant se retrouve alors dans une configuration hybride entre évaporation dans des gaz brûlés et du combustible (vapeurs combustibles diluées dans les gaz brûlés) et combustion dans du combustible dilué. En pratique, le  $RM_{st}$  du couple HTP875 – éthanol impose un rapport d'injection d'environ 5 pour 1 en masse à la stoechiométrie, soit 2.5 pour 1 en volume ( $\frac{\rho_O}{\rho_F} RM_{st}$ ) ou en nombre de gouttes de même taille. À mesure que la réaction chimique progresse, les gouttes se retrouvent donc au sein d'un mélange majoritairement constitué de gaz brûlés. Dans le cas d'une injection en mélange riche, ce comportement est accentué. Aussi les gaz brûlés comportent des vapeurs de combustible qui ne peuvent pas être consommées par défaut d'oxydant. Le même raisonnement peut être fait en mélange pauvre.

#### Analyse appliquée au sprays bi-ergols générés par OFO-alk et OFO-eth

La composition de la phase gazeuse entourant les gouttes d'ergols dans le montage ACSEL est donc fortement liée à la répartition du  $RM_{liq}$  par l'injection OFO. La morphologie étirée du spray en forme d'éventail est favorable à la diffusion des vapeurs d'ergols dans les gaz brûlés.

Si les deux ergols sont miscibles, il est alors possible de considérer que l'atomisation par impact de jet génère des gouttes de mélange homogène, dont le rapport de mélange est stœchiométrique (Fig. IV.2-21-a). Initialement homogène en composition, la vaporisation différentielle va donc favoriser l'évaporation du combustible. Ce cas s'apparente à un nuage de gouttes stoechiométrique dont les gaz brûlés générés se chargent progressivement en vapeurs de combustible.

En spray ségrégué (pas de goutte de prémélange du fait du processus d'atomisation ou de non-miscibilité des ergols ; Fig. IV.2-21-b), les gouttes d'ergols s'évaporent dans une ambiance constituée majoritairement de gaz brûlés et de vapeurs de la même espèce (*gb O/F*). L'espèce minoritaire doit donc diffuser pour permettre la combustion. Cette analyse s'applique aussi bien à une distribution macroscopique de gouttes pures d'oxydant et de fuel, formant un groupe

homogène ou non à l'échelle du groupe. On considère alors la répartition en gouttes et non le mélange dans la goutte.

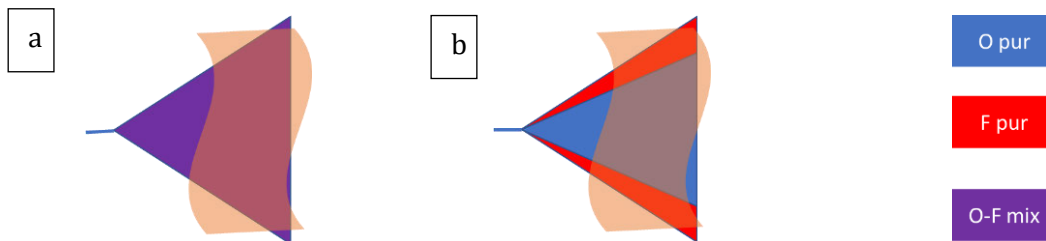


Fig. IV.2-21 : Représentation de la combustion d'un spray bi-ergol (a) prémélangé et (b) ségrégué.

#### Rôle de la richesse injectée en présence de recirculations

L'analyse des écoulements a montré l'existence de mouvements de recirculation nécessitant d'adapter le schéma linéaire canonique précédent (Fig. IV.2-20) par l'ajout d'une interaction. Analysé à la stoechiométrie, le cas *reac* est finalement impacté par les gaz brûlés recirculant (Fig. IV.2-22-a). À contrario, les gaz brûlés purs du schéma linéaire *gb* deviennent des gaz brûlés comportant une fraction de combustible vaporisée non négligeable (*gb F*) (Fig. IV.2-22-b-c). Les ergols sont injectés dans une ambiance *gb F* et non plus *gb* (changement des conditions aux limites pour le processus d'évaporation des gouttes). La réaction est alors limitée par le défaut d'oxydant et la flamme décroche. Dans le cas de mélanges pauvres, les gaz brûlés comportent donc une quantité d'oxydant résiduel. En recirculant, ces gaz chauds oxydants permettent de brûler rapidement le combustible injecté qui se vaporise plus vite. La combustion peut donc avoir lieu dans des délais courts, ce qui se traduit par une flamme accrochée.

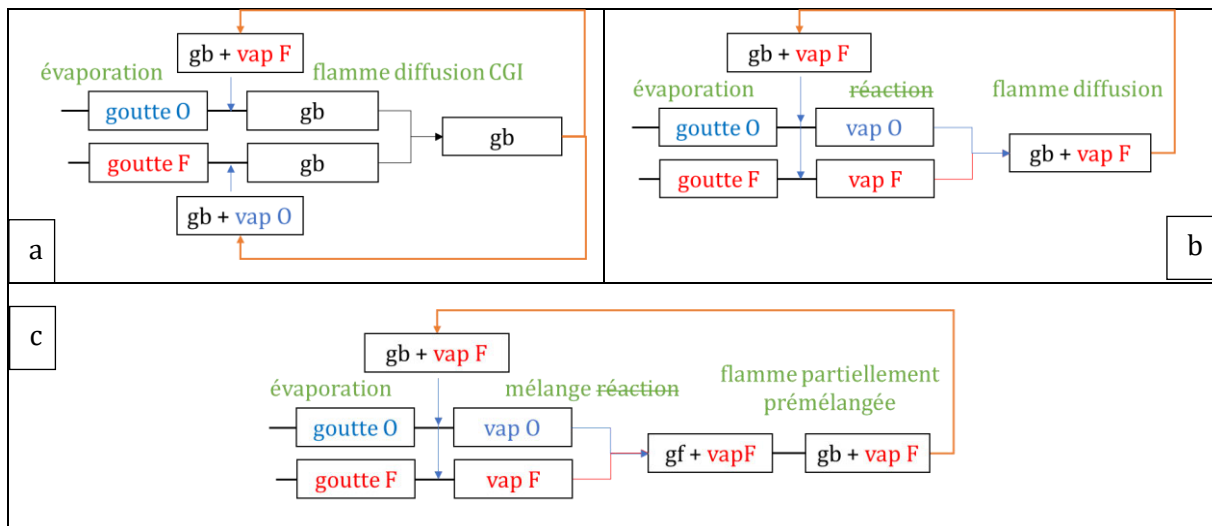


Fig. IV.2-22 : Description des scénarii en présence de recirculations dans un cas stœchiométrique. (a) *reac* O/F non prémélangé, (b) *gb F* non prémélangé, et (c) *gb F* prémélangé.

#### IV.2.3.4. Considération du transport et de la distribution de tailles de gouttes

La vision Lagrangienne apporte un premier regard sur les processus, principalement sous l'angle temporel. La prise en compte du mouvement dans la méthode numérique présentée en III.4.4



permet de se ramener à la position des particules dans la chambre. Avec pour distribution la  $pdf_0$  obtenue par HMS en  $z_0$  (ISO7 à la stoechiométrie ; voir III.4.4.4), leur évaporation est simulée sur une longueur  $2 L_{cc}$ .

#### Analyse monodisperse relativement à la distance parcourue

Quatre gouttes d'ergols de diamètres les  $d_{10}$  et  $d_{32}$  de la distribution, resp. 50 et 70  $\mu\text{m}$ , sont considérées jusqu'à évaporation complète. Une distance  $z_{vap} = 0.50$  à  $0.85 L_{cc}$  est nécessaire dans le cas *reac*, alors qu'il faut quasiment le double dans le cas *gb* (Fig. IV.2-23). En cause, la trainée freinant fortement les gouttes dans le cas *reac* (gaz à 300 K), augmentant de ce fait leur temps de vol et leur laissant plus de temps pour s'évaporer à  $z$  égal.

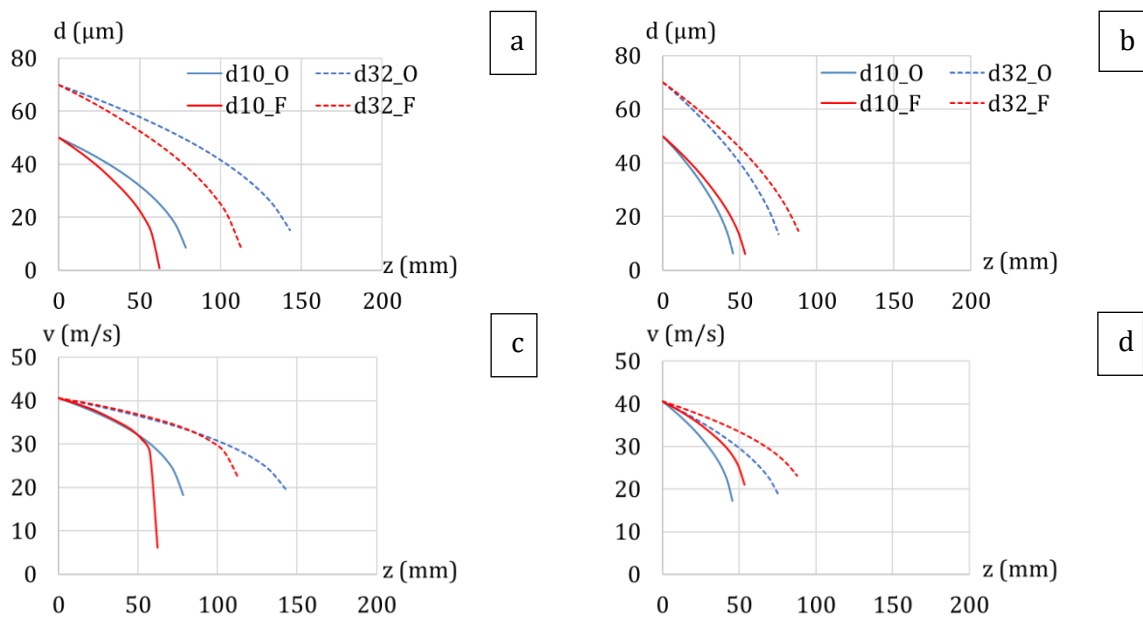


Fig. IV.2-23 : Évolution spatiale des gouttes d'ergols dans les cas (a-c) *gb* et (b-d) *reac* à  $P_\infty = 3.5 \text{ barsA}$  et  $u = 5 \text{ m/s}$ . (a-b) Diamètre et (c-d) vitesse.

#### Analyse polydisperse

Le calcul précédent est étendu à un spray polydisperse de diamètres initiaux  $d_0 = 0.5$  à  $300 \mu\text{m}$  (pas de  $0.5 \mu\text{m}$ ). On trace le diamètre minimal de la distribution en  $z$  sur la Fig. IV.2-24-a-b dans les deux cas tests *gb* et *reac*. Le  $d_{min}$  est défini par  $t_{vap} = t_z$  leur temps de vol jusqu'à  $z$ . À titre d'exemple, un diamètre de resp. 70 et 100  $\mu\text{m}$  est obtenu en  $z = L_{cc}$  et  $2 L_{cc}$  pour le combustible en évaporation *gb*. À partir de la  $pdf_0$ , on peut alors exprimer la fraction massique évaporée  $f_{vap} = 1 - f_{liq}$ . Les calculs *gb* et *reac* donnent resp. environ 55 et 75 % de la masse d'ergols d'oxydant et de fuel évaporée en  $z = 90 \text{ mm}$ , et quasiment la totalité pour  $z = 200 \text{ mm}$ .

De ces résultats, on voit l'effet couplé de l'écoulement et de l'environnement immédiat sur la caractéristique des gouttes situées à une distance donnée de l'impact. En effet, bien qu'une goutte au repos en évaporation seule dans des gaz brûlés chauds s'évapore plus vite qu'une goutte en combustion. Lorsqu'une vitesse est imposée à cette goutte, c'est l'inverse qui est observé à savoir que la goutte disparaît à une distance plus faible dans le cas de sa combustion par rapport à une évaporation au sein de gaz brûlés sous l'effet des forces de trainée.

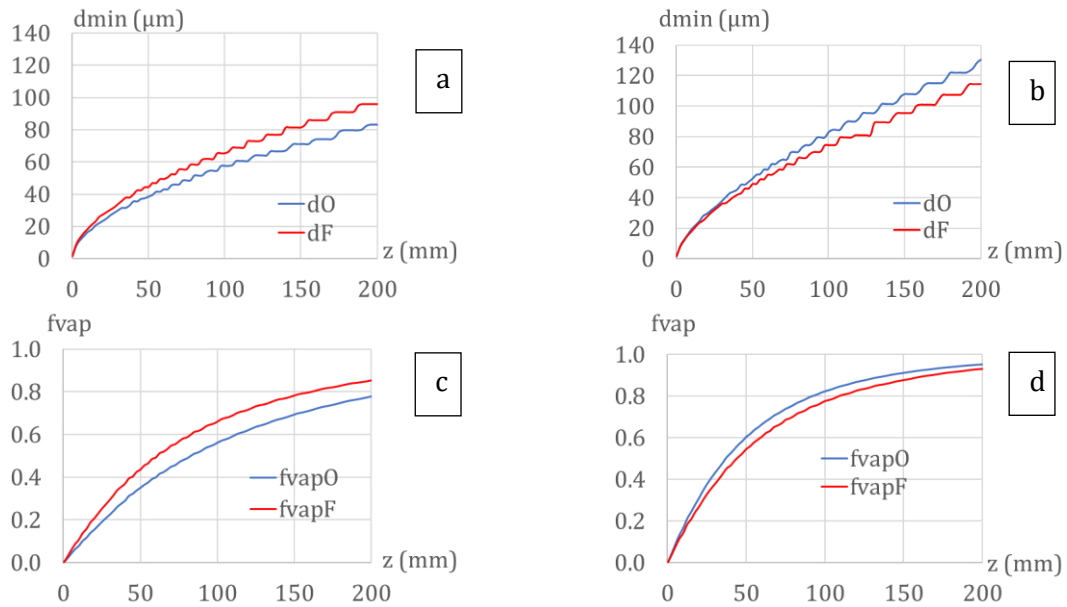


Fig. IV.2-24 : (a-b) Diamètre minimal et (c-d) fraction évaporée pour les distributions de gouttes d'oxydant et de fuel polydisperses correspondants aux cas (a-c) *gb* et (b-d) *reac*.

#### IV.2.3.5. Analyse du décrochage et proposition d'un scenario

Les précédentes analyses se placent dans l'hypothèse d'une évaporation dans un milieu homogène uniforme. En pratique, seule une partie du spray se situe dans la zone de réaction ce qui modifie les propriétés du gaz pour l'évaporation (conditions aux limites).

##### *Représentation élémentaire de la phase dispersée relativement à la longueur de décrochage*

La Fig. IV.2-25 décrit de manière élémentaire la dynamique d'évaporation – combustion pour cas accroché / décroché aux échelles macroscopique et microscopique. En régime accroché (Fig. IV.2-25-a-c), l'évaporation rapide des petites gouttes permet à la flamme de se développer en  $z = LOL$  (numéroté 1 sur la figure). Dans son sillage (2), les gouttes s'évaporent progressivement dans les gaz brûlés produits. Un couplage évaporation – combustion positif s'installe avec un fort dégagement de chaleur avant de diminuer (3), les quelques gouttes résiduelles fournissant un débit de vapeurs modéré. Dans le cas décroché (Fig. IV.2-25-b-c,  $\phi_{inj} \gg 1$ ), le recul du point d'accrochage (1) entraîne une interaction négative pour l'évaporation – combustion pilotée par le mécanisme *gb F*.

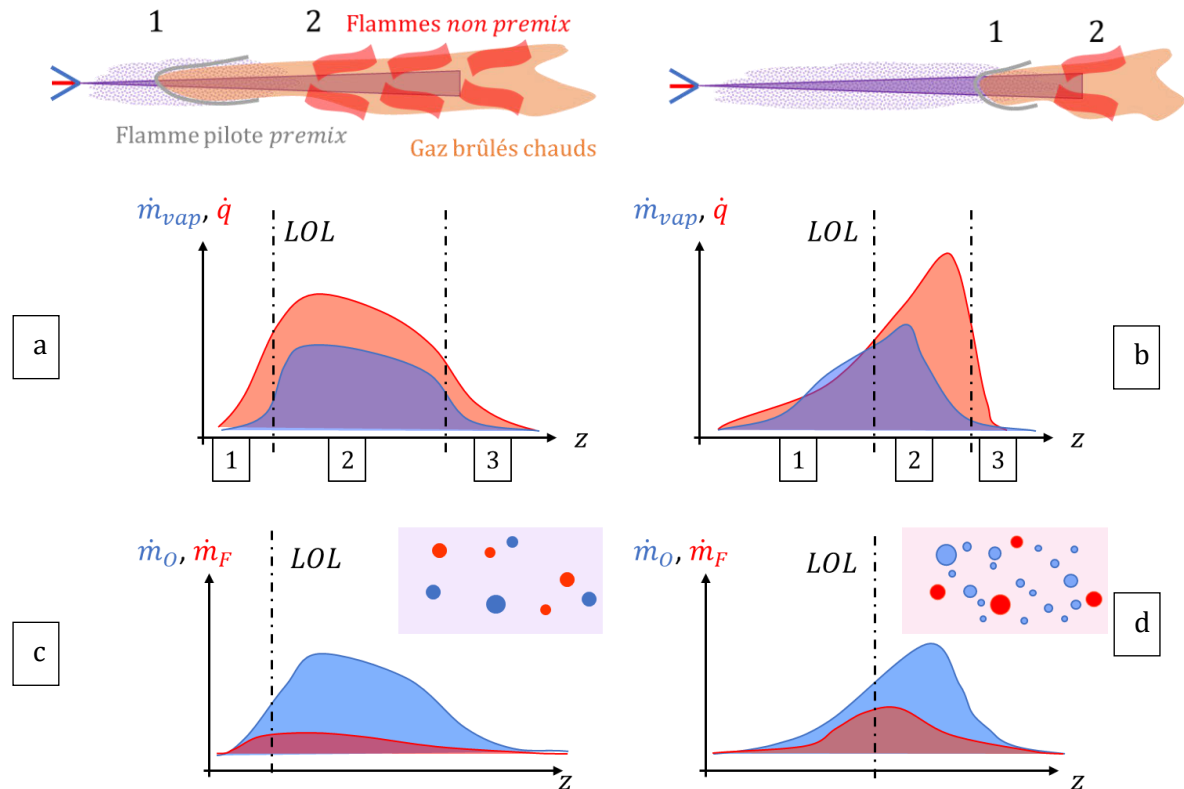


Fig. IV.2-25 : Représentation du lien entre (a-b) le taux d'évaporation  $\dot{m}_{vap}$  et le taux de dégagement de chaleur  $\dot{q}$  dans un cas (a-c) pauvre accroché et (b-d) riche décroché. (c-d) Débits de vapeurs et vue microscopique du spray (O = bleu, F = rouge) à la position  $z = LOL$ .

#### Analyse par le calcul

L'évaporation  $gb$  du spray est simulée avec  $u = 5$  m/s pour les 3 richesses testées à partir des  $pdf_0$  mesurées par HMS. De granulométrie plus grossière, le spray riche s'évapore le moins rapidement atteignant seulement  $\eta_{vap} O = 60\%$  en  $z = 2 L_{cc}$  (Fig. IV.2-24-a). Par ailleurs, dans l'hypothèse d'un prémélange des vapeurs, la richesse en phase gazeuse  $\phi_{mix} = \phi_{inj} \frac{\int f_{vap} F(z) dz}{\int f_{vap} O(z) dz}$  est supérieure d'un facteur 1.3 à 1.5 à la richesse injectée (Fig. IV.2-24-c) du fait de la vaporisation lente de l'oxydant. Cette analyse donne alors le cas  $\phi_{inj} = 0.7$  comme stœchiométrique proche injecteur (le reste des ergols étant sous forme liquide). Le cas  $\phi_{inj} = 1.55$  est donc aussi plus riche ce qui joue probablement en défaveur de l'accrochage. Il convient toutefois de rester vigilant devant cette analyse, le modèle étant trop simplifié pour reproduire la complexité des phénomènes et prédire notamment l'évolution du SMD (cf. III.4.4).

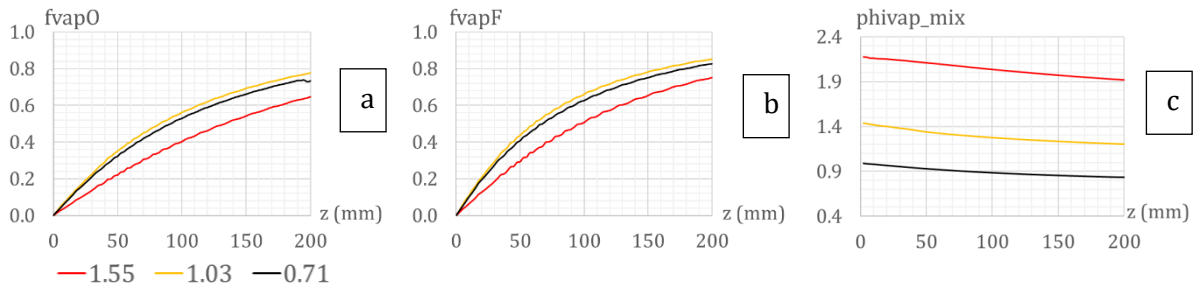


Fig. IV.2-26 : (a-b) Fraction évaporée pour les sprays polydisperses (a) HTP et (b) éthanol aux richesses  $\phi_{inj}$  et distributions  $pdf_0$  mesurées par HMS. (c) Richesse gaz du « prémélange » formé.

#### IV.2.3.6. Scenarii alternatifs

##### Combustion partiellement prémélagée

La condition préévaporisée ( $t_{vap} < t_z$ ) semble être atteinte dès  $z^* = 100$  pour le spray où seules quelques gouttes résiduelles très dispersées sont observées (Fig. IV.2-27-a). Décrite par la littérature, la flamme de type partiellement prémélagée se propage différemment avec la richesse (voir IV.1.2.3). En zone riche, elle se structure telle une flamme jet qui s'établit par diffusion (Fig. IV.2-27-b). En excès de combustible au cœur du « spray », le front réactif recule jusqu'en  $z_{lim}$  de richesse  $\phi_{lim}^+$  la limite haute d'inflammabilité de propagation (Fig. IV.2-27-c-d).

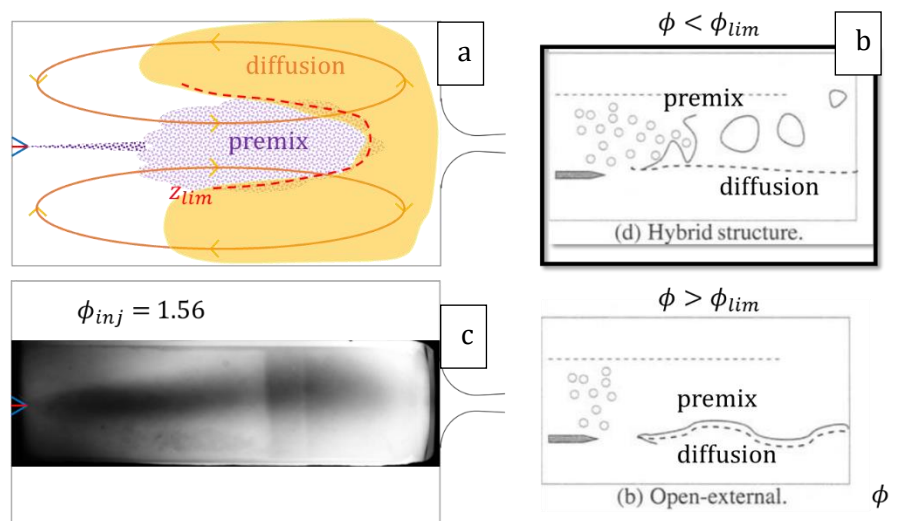


Fig. IV.2-27 : (a) Représentation conceptuelle de l'établissement de la zone réactive en mélange riche. (b) Image moyenne d'un essai HTP875 - décane,  $\phi_{inj} = 1.56$ , ISO7. (c) Régimes hybride et ouvert externe [127].

##### Régime de propagation de flamme en condition diphasique

La propagation d'une flamme en condition diphasique se rapporte au terme  $S = \frac{r_f}{D_i} = \frac{r_f}{d} \frac{d}{D_i}$  (voir IV.1.2.3) déterminé par les propriétés locales du spray et de la phase gazeuse. D'une part, le rayon de flamme adimensionné  $r_f/d$  varie avec  $B_M$  et  $B_T$ , des fonctions de  $T_\infty$  et  $Y_\infty$  indéterminées par la mesure HMS (voir III.1.3.1). D'autre part, la distance inter-goutte  $D_i$  augmente en  $z^n$  en zone de

spray dilué (voir III.4.3.1). L'évolution de la taille des gouttes  $d_{10}$  (Fig. IV.2-28) est lente en comparaison à celle de  $D_i$ . S'appuyant sur le calcul  $reac$ , des valeurs  $r_f/d_{10}$  du même ordre sont obtenues pour les gouttes éthanol et HTP875 à resp. 10.9 et 8.5. La valeur  $S(z)$  obtenue indique alors que la combustion n'est ni de groupe ( $S < 0.41$ ) ni percolante ( $0.41 < S < 0.73$ ) : seules des poches peuvent brûler ( $S > 0.73$ ). Enfin, la richesse injectée jouerait au second ordre sur la propagation ; l'incertitude sur  $D_i$  étant grande au vu de la dispersion obtenue. Ce scénario apparaît donc comme peu discriminant et insuffisant à expliquer la phénoménologie observée.

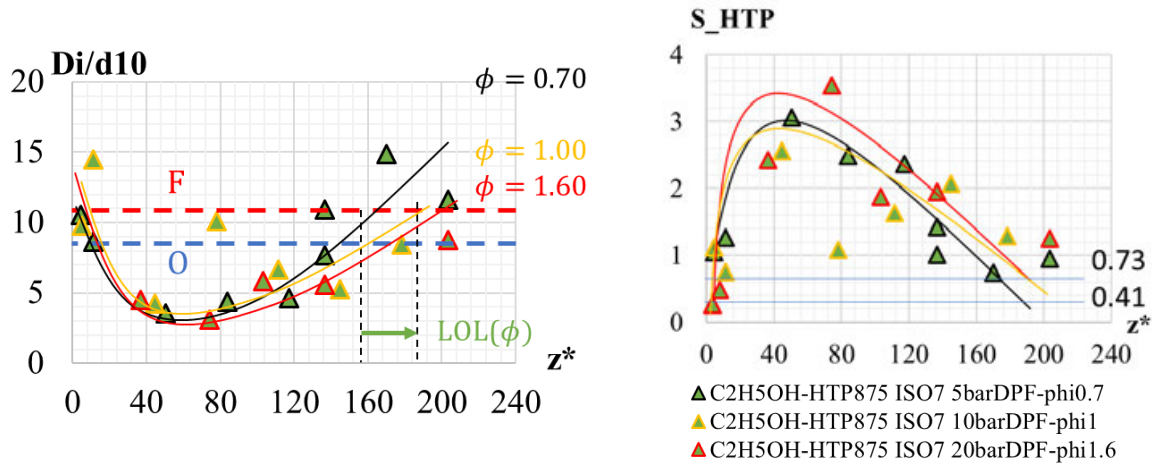


Fig. IV.2-28 : Évolution des paramètre  $D_i/d_{10}$  (mesures HMS ISO7) et  $S = 10.9 d_{10}/D_i$  pour HTP875.

#### IV.2.4. Conclusion partielle

Plusieurs observations se dégagent de l'étude du cas de référence. Premièrement, le spray HTP875 – éthanol généré par l'injecteur OFO-etoh permet de stabiliser une flamme s'accrochant dans son proche sillage. Naturellement fluctuante, sa position d'ancrage oscille sans couplage acoustique identifié. L'augmentation de la richesse par la vitesse du jet éthanol restreint l'épanouissement du spray et le développement de la zone réactive qui recule progressivement jusqu'au col. La performance est alors modestement dégradée avec  $\eta_{c^*} \approx 0.88-0.92$ .

L'analyse des processus gouvernant ce phénomène donne l'évaporation comme le mécanisme limitant le taux de conversion chimique (la performance). Parmi les scénarii possibles, l'évaporation des gouttes d'oxydant plus lente que pour le combustible semble expliquer le décrochage à richesse élevée. Dans l'hypothèse d'un accrochage par une flamme pilote prémélangée stœchiométrique, c'est donc la disponibilité des vapeurs localement en juste proportion qui en conditionne l'existence. L'évaporation des gouttes d'ergols dans les gaz brûlés ramenés depuis l'aval produit aussi des vapeurs susceptibles de brûler en flamme de diffusion.

Ces observations gagnent à être comparées pour un autre col et d'autres combustibles. On cherche alors à généraliser l'analyse du cas de référence afin de confirmer le rôle de l'évaporation sur les processus impliqués.

## IV.3. Effet du diamètre de col

### IV.3.1. Modification des conditions aux limites

Le passage de la tuyère ISO5 à ISO7 divise par deux la pression chambre et donc le temps de séjour (notés resp.  $P'$  et  $t'_{res}$ ) sans affecter significativement l'état thermochimique des produits de combustion à l'équilibre chimique (voir ANNEXE 10). À débit d'ergol constant, la vitesse des gaz  $u'$  est alors supérieure. Par ailleurs, les sprays ont été montrés semblables pour les deux tuyères en décane (III.4.2.3), tant pour l'atomisation primaire que secondaire.

### IV.3.2. Analyse systémique

#### IV.3.2.1. Conséquences du changement de col sur les conditions opératoires

Les signaux obtenus pour un essai éthanol proche stoechiométrie ISO7 sont donnés en Fig. IV.3-1. La phase stabilisée y est semblable à l'ISO5 à l'exception de la phase transitoire de combustion assistée par la torche (Fig. IV.3-1-a-b). Pour cause, les pressions d'injection sont adaptées à la pression chambre en régime stabilisé. Elles ne le sont donc pas durant la phase de stabilisation où  $P_{cc}$  y est supérieure (Fig. IV.3-1-a). Le débit de combustible en est le plus affecté avec  $P_F \ll P_O$  ; la richesse diminue alors légèrement avant de correspondre au réglage souhaité en phase stabilisée (Fig. IV.3-1-b). Le flux thermique présente un plateau haut à  $500 \text{ kW/m}^2$  durant cette phase contre  $370$  en plateau bas stabilisé (+35%, Fig. IV.3-1-a). Les transitoires sont légèrement modifiés (Fig. IV.3-1-c-d).

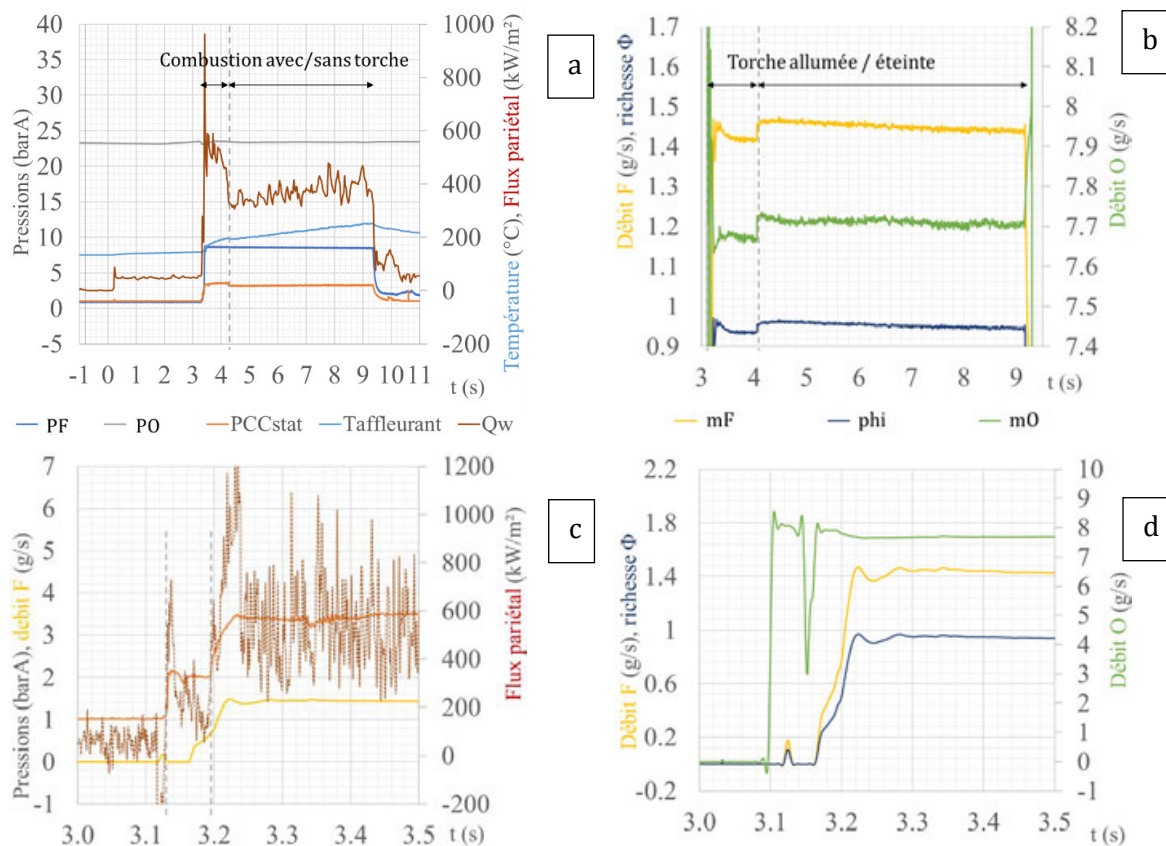


Fig. IV.3-1 : Signaux mesurés lors d'une combustion HTP875-éthanol à  $\phi_{inj} = 0.95$ , OFO-etoh  $0^\circ$ , ISO7. (a-b) Séquence complète et (c-d) zoom sur le transitoire et la stabilisation.

### IV.3.2.2. Fluctuations de la pression chambre

Décalé volontairement d'une décade pour en faciliter la lecture, le spectre du signal  $P_{cc,dyn}$  de l'essai stœchiométrique ISO7 est superposé à celui ISO5 (Fig. IV.2-2). Leur contenu fréquentiel apparaît très semblable à l'exception de quelques nouvelles bandes situées entre 5 et 10 kHz. De même, la variation en richesse n'amène pas de modification significative du spectre ; la combustion du spray est donc très stable pour les deux cols.

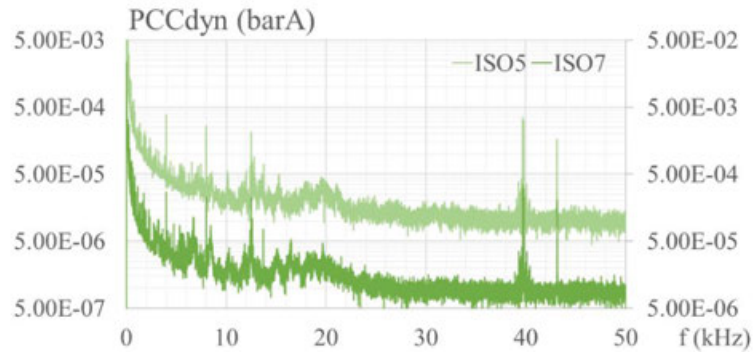


Fig. IV.3-2 : Spectres du signal  $P_{cc,dyn}$  sur un intervalle d'1 s, obtenu par FFT moyennée ( $dt = 0.2$  s,  $Dt = 0.1$  s). Essais stœchiométriques  $\phi = 0.95$ , ISO5 / ISO7.

### IV.3.2.3. Vitesse caractéristique et son rendement

Les résultats de  $c^*$  et  $\eta_{c^*}$  sont présentés en Fig. IV.3-3 pour les deux tuyères.

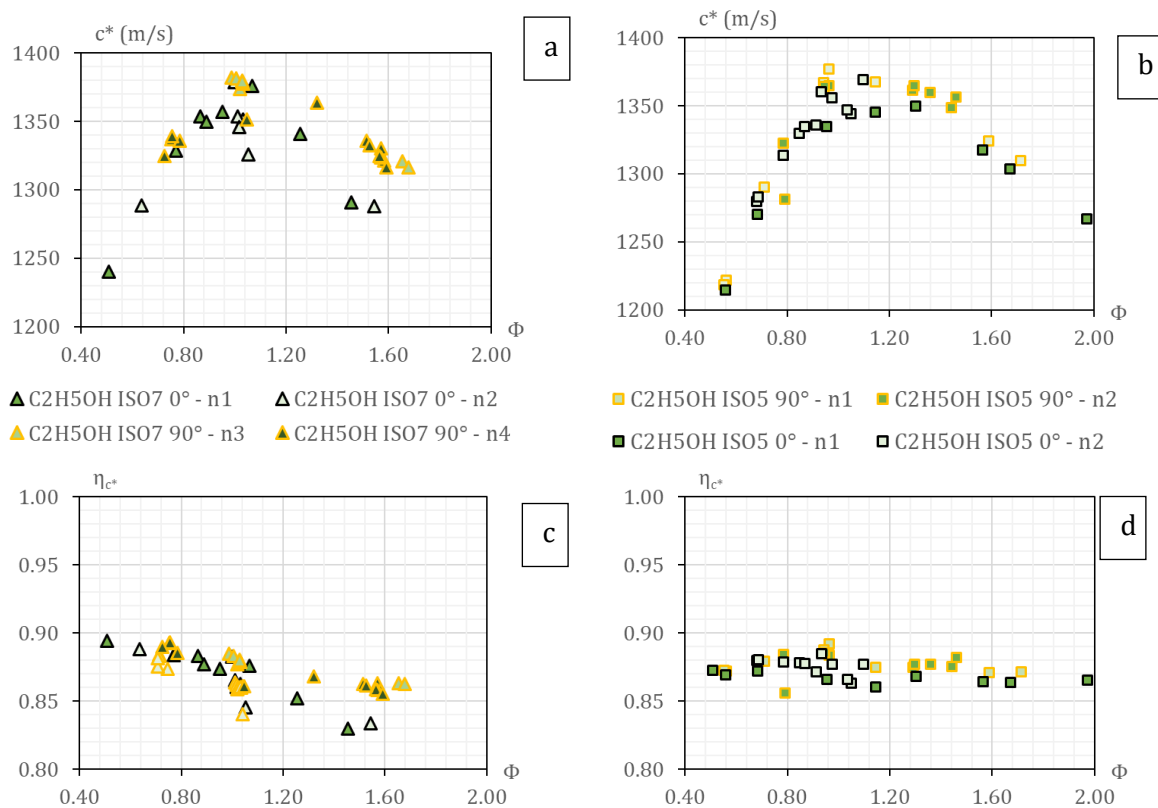


Fig. IV.3-3 : (a-b) Vitesse caractéristique moyenne et (c-d) rendement de vitesse caractéristique comparés entre les cas (b-d) ISO5 et (a-c) ISO7.

En ISO7, le rendement de vitesse caractéristique est décroissant avec  $\phi_{inj}$  (Fig. IV.3-3-c) là où l'ISO5 affiche une relative invariance (Fig. IV.3-3-d). Le rendement de vitesse caractéristique dans le cas ISO7 est supérieur au cas ISO5 pour les essais en mélange pauvre, puis inférieur en condition riche. Une plus grande section de col amène donc une plus forte sensibilité à la richesse, avec un effet positif jusqu'à la stoechiométrie. Une pente plus forte est mesurée pour la configuration à 0° par rapport à 90°.

#### IV.3.2.4. Fluxmétrie

Comparées pour les deux cols, les mesures de flux sont présentées en Fig. IV.3-4. De tendances semblables fonction de  $\phi$ , le flux thermique est réduit d'environ 10 à 40 % en passant du cas ISO5 au cas ISO7. Les transferts de chaleur à la paroi sont donc diminués avec la pression mais dans une amplitude moindre qu'en convection pure ( $\dot{q}_w \propto P^{0.8}$ ) ; la position de la zone réactive et la vitesse locale jouent forcément un rôle sur le flux thermique local. En outre, l'absence de mesure en conditions 90° ne permet pas de conclure sur l'effet de l'orientation injecteur proposée pour le cas de référence. Cependant l'impact de la nappe du spray se fait alors prioritairement sur le hublot (silice fondue de conductivité inférieure à l'inox) contrairement au cas à 90° où l'impact de la nappe a lieu avec une paroi métallique.

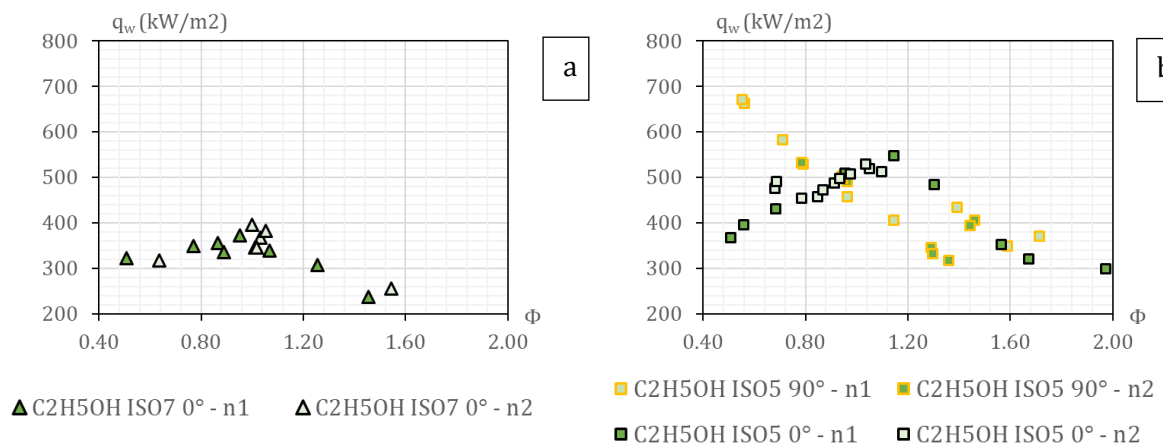


Fig. IV.3-4 : Flux de chaleur moyen fonction de la richesse injectée en (a) ISO7 et (b) ISO5.

### IV.3.3. Comparaison des écoulements par les diagnostics optiques

#### IV.3.3.1. Ombroscopie

##### Visualisation instantanée à la stœchiométrie

Le spray stœchiométrique (Fig. IV.3-5) adopte une morphologie similaire à celui obtenu en ISO5 (Fig. IV.2-9). Il est cependant moins dévié par son angle  $\alpha$  inférieur, et avec  $Cd_o = \frac{Cd_{O_1} + Cd_{O_2}}{2} = 0.69$  contre 0.65 en ISO5 témoignant d'un meilleur équilibre des deux jets oxydants. Son angle  $\beta$  est légèrement plus grand. Comme pour la configuration de référence, un film liquide est observable sur le hublot.



Bord haut du film liquide

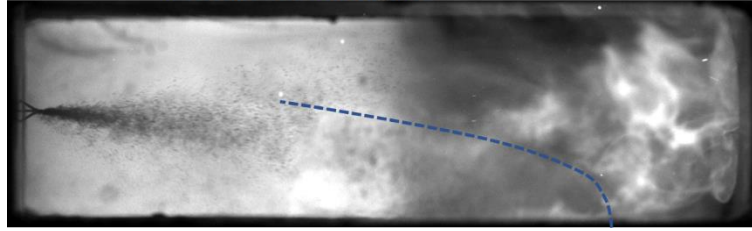


Fig. IV.3-5 : Visualisation du spray par rétroéclairage de la LED sur une moitié de chambre. Orientation OFO-etch à 0°. ISO7,  $\phi = 0.95$

#### Analyse en richesse

Le comportement de la pulvérisation en richesse suit celui observé avec la référence ISO5. À mesure que  $\phi$  augmente, le spray d'angles  $\beta$ ,  $\gamma$  se contracte et se redresse (angle  $\alpha$ ) sous l'effet de la vitesse d'injection du jet combustible. Le lecteur pourra se reporter aux Fig. IV.3-8 et Fig. IV.3-9 correspondant aux images instantanées et moyennes obtenues pour plusieurs richesses.

#### IV.3.3.2. Emission spontanée de la flamme

##### Visualisation instantanée de la zone réactive à la stœchiométrie

Des instantanés de la combustion du spray HTP875-éthanol obtenus par visualisation directe sont donnés pour les deux orientations d'injecteur en ISO7. À 0° (Fig. IV.3-6-a), le front réactif apparaît faiblement décroché alors qu'il était accroché dans le cas ISO5 (cf. Fig. IV.2-11) ; le développement de la zone réactive paraît égal par ailleurs.

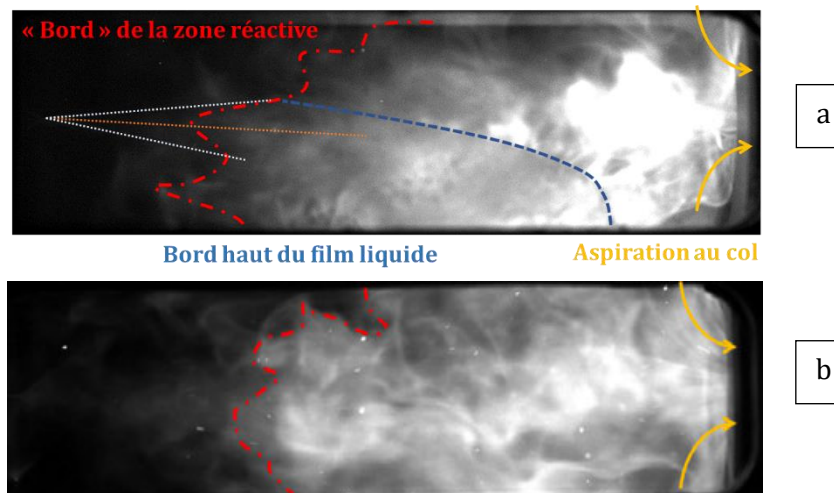


Fig. IV.3-6 : Visualisation directe de la chimiluminescence. Orientation OFO-etch à (a) 0° et (b) 90°. ISO7,  $\phi = 0.95 / 0.96$ .

### Dynamique de la position du front réactif à la stœchiométrie

L'extrémité de la zone réactive est suivie avec la méthodologie introduite en IV.2.2.2 à partir des images de visualisation directe à  $f_{cam} = 1.33$  kHz. En phase stabilisée autonome i.e.  $t \in [4.1, 9.1]$  s (IV.2.2.2-a), le front de flamme se positionne à une distance  $LOL = 30$  mm et fluctue assez peu autour de cette position ( $\frac{\sigma_{LOL}}{LOL} = 15\%$ ). Dans le domaine spectral (IV.2.2.2-b), seul un pic à 230 Hz est observé.

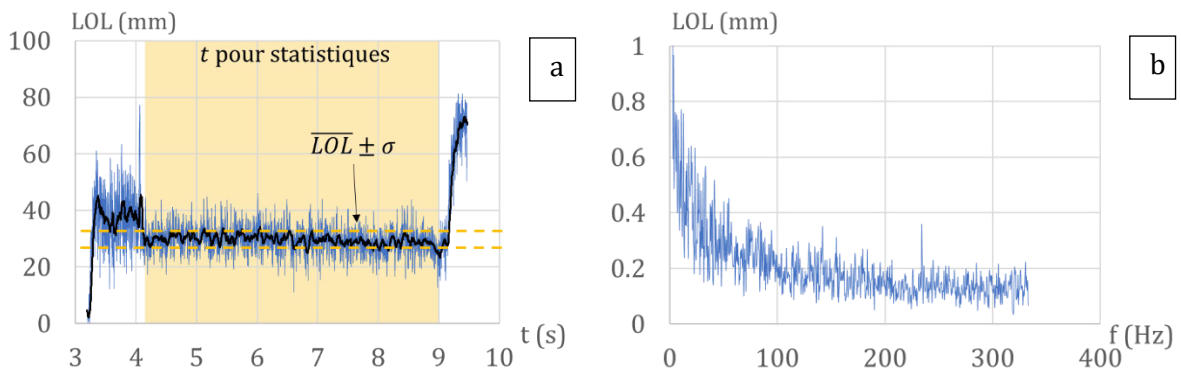


Fig. IV.3-7 : Suivi de la position apparente de l'extrémité de flamme en visualisation directe pour l'essai  $\phi = 0.95$  ; OFO-eth  $0^\circ$ , ISO7. (a) Évolution temporelle et moyenne glissante sur 100 ms (33 points). (b) Spectre associé à l'échantillon  $t = 3.1-9.1$  s ( $dt = 2.5$  s et  $Dt = 1.25$  s).

### Impact de la richesse sur le positionnement instantané de la flamme

La Fig. IV.3-8 présente des instantanés par visualisation directe et ombroscopie de deux essais, l'un pauvre et l'autre riche, en orientation  $0^\circ$  et pour un col de 7 mm. En mélange pauvre, la zone réactive semble accrochée et occupe quasiment tout le volume visible (Fig. IV.3-8-c) tandis qu'elle décroche nettement en condition modérément riche (Fig. IV.3-8-d). Dans ce dernier cas, sa position très en aval et l'étendue du film liquide se déposant sur le hublot coïncident et expliquent la faible vitesse caractéristique  $c^*$  mesurée. Ce comportement se confirme par les images moyennes ordonnées en richesse (Fig. IV.3-9), la zone réactive apparaissant moins intense et moins étendue et son décrochage plus prononcé que pour la configuration de référence.

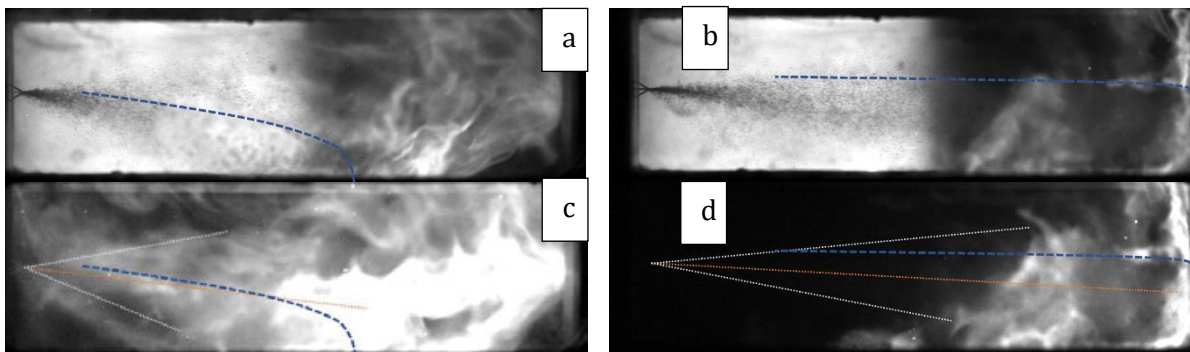


Fig. IV.3-8 : Instantanés de la combustion de sprays HTP875 - éthanol à  $\phi =$  (a-c) 0.51 et (b-d) 1.45 ; OFO-eth  $0^\circ$ , ISO7. (a-b) Ombroscopie et (c-d) visualisation directe.

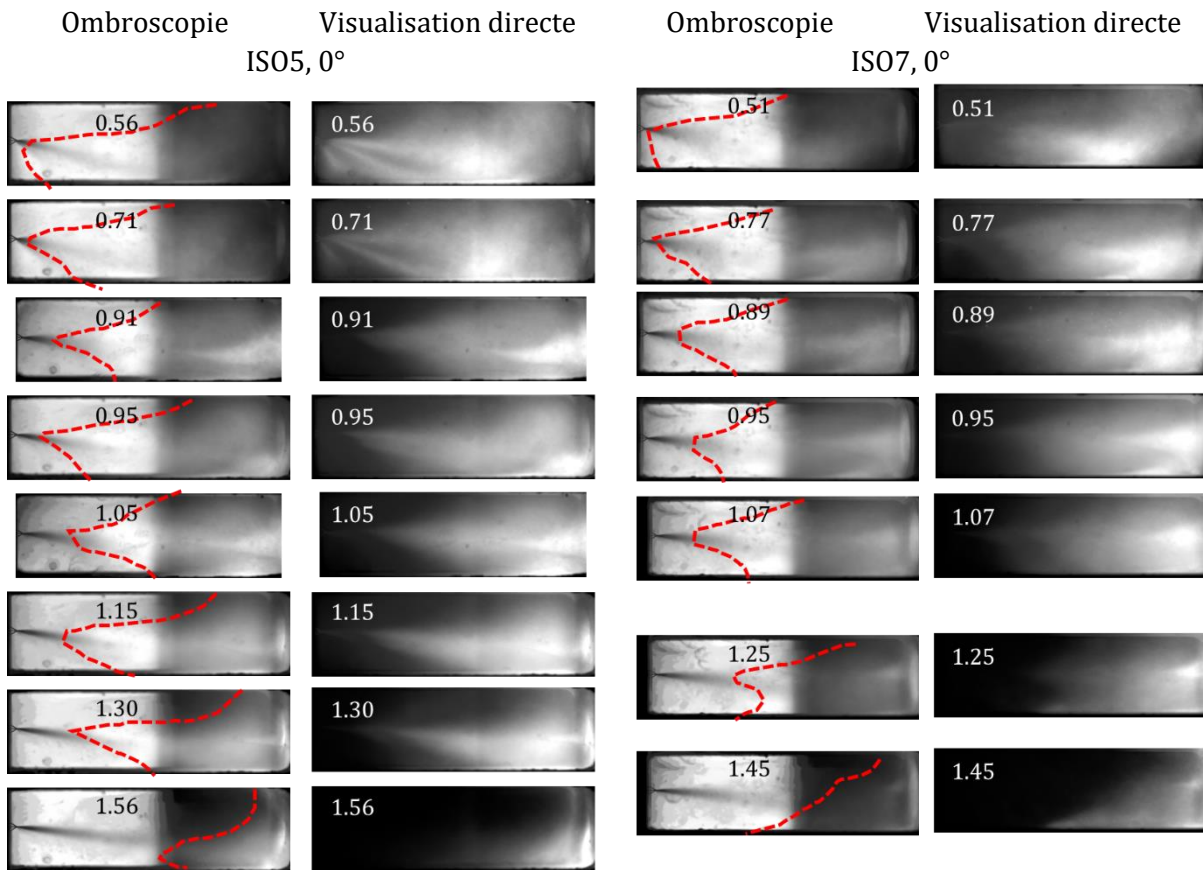


Fig. IV.3-9 : Images moyennes normalisées de la combustion HTP875 – éthanol en configurations OFO-eth 0°, ISO5 / ISO7, et à  $\phi_{inj}$  croissante (valeur encart gauche). Exp = 25  $\mu$ s. En rouge : la bordure de la zone réactive.

#### *Dynamique de la position du front réactif en fonction de la richesse*

La mesure de la LOL pour les deux cols met en évidence la même tendance croissante en richesse à partir de la stœchiométrie (Fig. IV.3-10-a-b). De pente supérieure avec le col de 7 mm, le décrochage du front réactif suit l'évolution du rendement  $\eta_{c^*}$ . Les fluctuations temporelles y apparaissent du même ordre (Fig. IV.3-10-c-d).

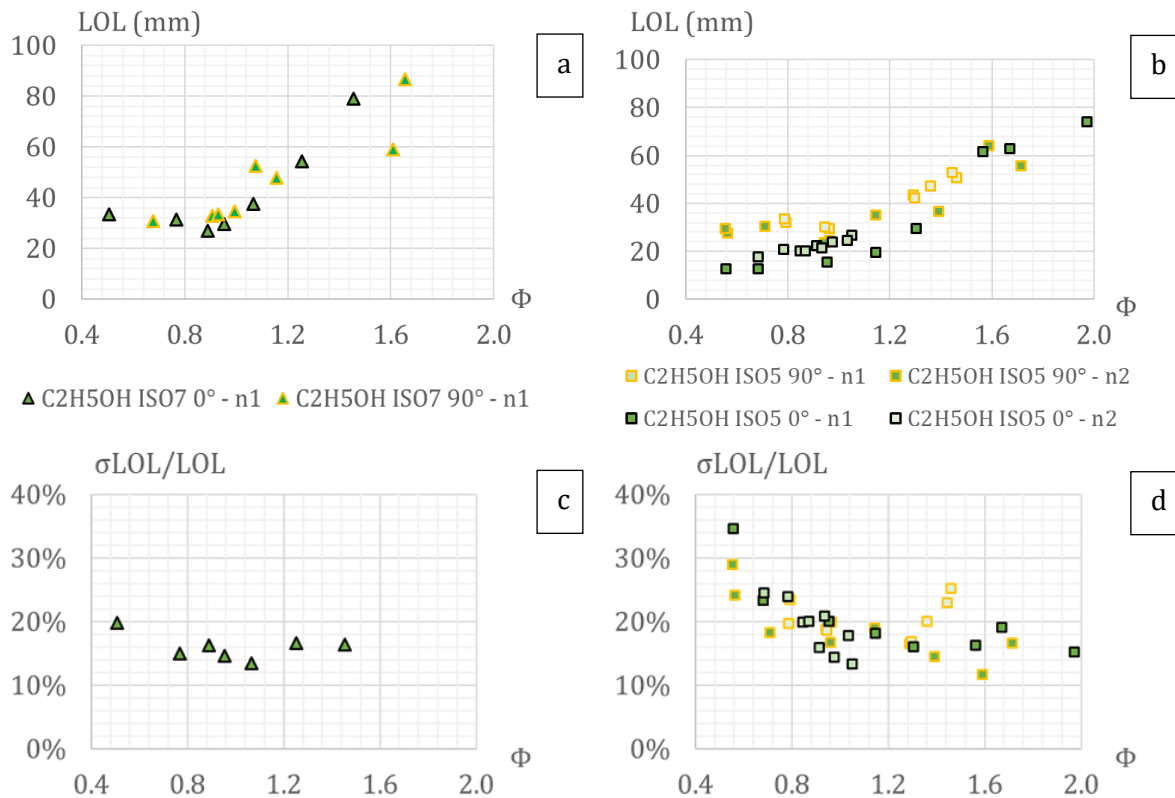


Fig. IV.3-10 : Longueur de décrochage obtenue par suivi temporel du front réactif en visualisation directe. (a-b) Moyenne et (c-d) Écart-type relatif en (a-c) ISO7 et (b-d) ISO5.

### IV.3.3.3. Analyse spectroscopique

Dépendant de la composition et de la température des gaz, la mesure de leur émission spontanée par spectroscopie permet une mesure de l'activité chimique locale. On y cherche notamment la présence des radicaux  $OH$  et  $CH$ , deux intermédiaires réactionnels aux réactions de combustion et de décomposition d' $H_2O_2$ . D'autres espèces atomiques comme  $Na$  ou  $K$ , des stabilisateurs de la solution aqueuse HTP, sont aussi présentes. À concentration et débit oxydant constants, leur émission ne dépend alors que de la température du milieu. Le sodium donne ainsi à la flamme sa couleur orangée à la combustion éthanol.

#### *Métrologie optique et méthodologie pour la mesure*

Le spectromètre USB2000+ (OceanOptics) permet une mesure sur un domaine spectral 200-1100 nm avec un échantillonnage moyen de 0.50 nm et un SNR de 250. La collection se fait par une lunette collimatée 84-UV-25 (OceanOptics) de diamètre 25 mm, raccordée par une fibre optique de diamètre de cœur 1000  $\mu\text{m}$ . L'optique est placée à une distance de 500 mm du phénomène. D'exposition allant jusqu'à 450 ms, l'appareil est déclenché toutes les 500 ms entre  $T = 2.5$  et 9.5 s (15 enregistrements).

La Fig. IV.3-11 présente trois signaux typiques d'une acquisition avec éclairage LED et néon. Les spectres de ces deux sources sont identifiables ce qui permet de les soustraire aisément (Fig. IV.3-11-b-c). À l'inverse, un continuum peut s'y ajouter ; il est alors plus difficile de séparer chaque composante du spectre. Le premier enregistrement pris avant injection des ergols constitue donc

un blanc pour la mesure. Il est soustrait des spectres suivants et un spectre moyen est calculé sur toute la durée de la phase réactive ( $t = 3$  à  $9$  s soit 13 échantillons).

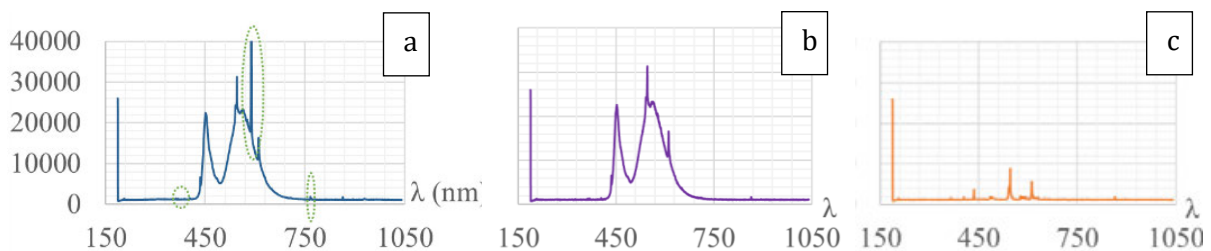


Fig. IV.3-11 : Spectres mesurés et contribution des sources lumineuses. (a) Mesure originale = éclairages + signal de combustion (raies entourées en vert). (b) LED + halogène. (c) halogène seul.

Complémentaires à l'observation en chambre, des mesures sont réalisées dans le jet de gaz brûlés détendus afin d'avoir un suivi de l'état thermo-chimique du mélange à son éjection. Le spectre moyen obtenu pour un essai stœchiométrique (Fig. IV.3-12) met en évidence quelques pics dont une bande qui apparaît autour de 309 nm et un pic à 430 nm. Attribuée au radical  $CH$ , sa présence est généralement associée à une combustion riche. Son émission est donc le témoin d'une activité chimique encore en cours : la réaction est donc incomplète dans la chambre. Deux pics sont observés à 589 et 766 nm provenant de l'émission caractéristique de  $Na$  et  $K$ . Le pic à 928 nm est attribué à la molécule d'eau.

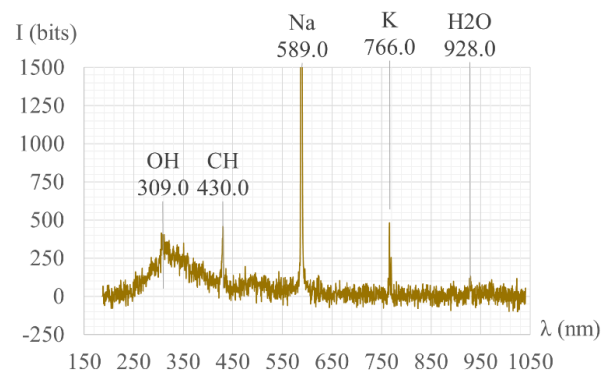


Fig. IV.3-12 : Spectre moyen de l'émission du jet de gaz brûlés détendus lors d'un essai stœchiométrique. OFO-etho 90°, ISO7 ; Exp = 450 ms.

En modifiant la richesse injectée, les spectres évoluent nettement comme l'illustrent les Fig. IV.3-13-a-b. À  $\phi = 0.68$  (Fig. IV.3-13-a), le spectre apparaît dépouillé (dans la limite du SNR) de toute raie à l'exception de celles du sodium et du potassium. Pour  $\phi = 1.19$ , des raies émergent sans être significatives (SNR faible). À  $\phi = 1.61$  (Fig. IV.3-13-b), ces raies se distinguent du continuum, avec à 516 nm celle de  $C_2$  typique d'une combustion riche. Leur amplitude normalisée  $I_\lambda$  est rapportée sur les Fig. IV.3-13-c-d. L'émission de  $Na$  et  $K$  (Fig. IV.3-13-a) suit une variation en cloche cohérente avec  $T_{calc}(\phi)$ . Celle des radicaux  $OH$ ,  $CH$  et  $C_2$  est mesurée croissante jusqu'à  $\phi \approx 1.30$ , ce décalage étant très probablement lié au décrochage, cohérent également avec les observations en ISO5 à des positions amont. Par ailleurs, la visualisation directe du jet par la caméra de vidéo-surveillance confirme l'allongement du panache de gaz rayonnant à mesure que la richesse augmente. La réaction est donc incomplète dans la chambre et une partie des ergols finit de brûler dans le jet d'éjection.

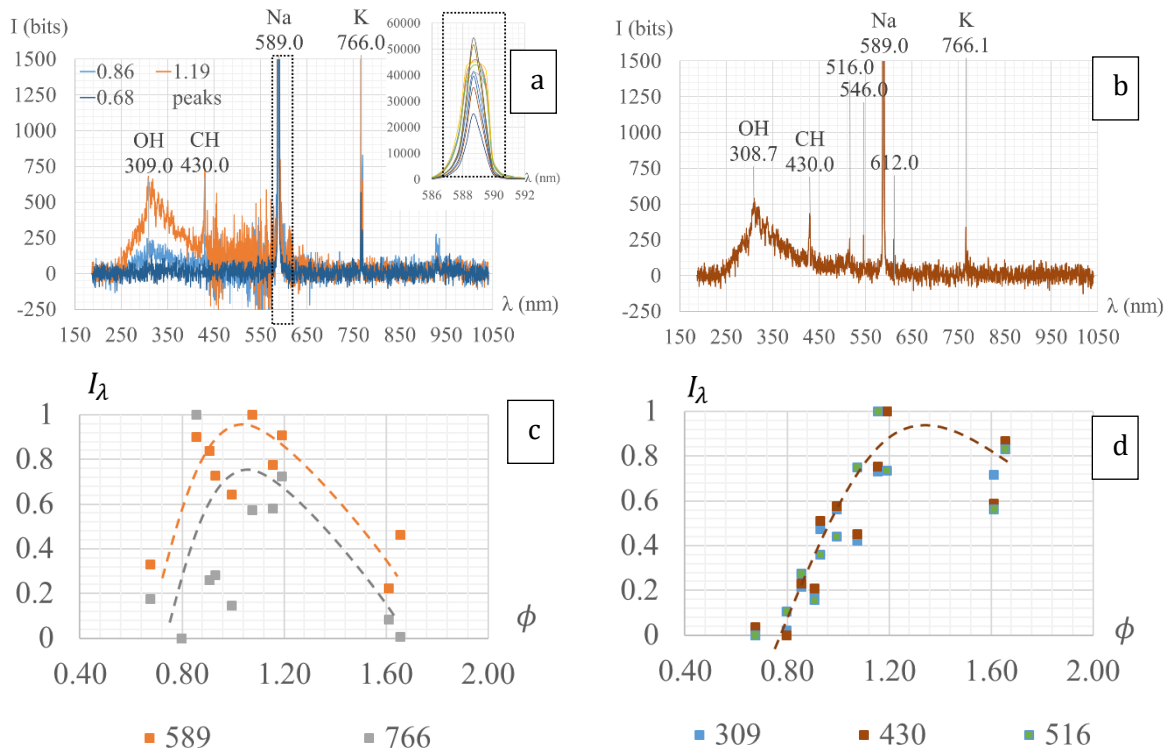


Fig. IV.3-13 : Spectres moyens de l'émission du jet de gaz brûlés pour (a) 3 essais autour de la stœchiométrie et (b)  $\phi = 1.61$ . OFO-etoH 90°, ISO7 ; Exp = 450 ms. (c-d) Intensités des pics  $I_\lambda$ .

## IV.3.4. Impact du changement de col sur l'enchainement des processus physiques impliqués

### IV.3.4.1. Analyse sur les mécanismes globaux

Le changement de col diminue de moitié le temps de séjour ce qui limite certaines interactions.

Vis-à-vis de l'évaporation, l'ambiance gaz brûlés tend à se concentrer davantage en combustible par le mécanisme  $gb F$  alors renforcé. Il en va de même des fractions évaporées et de la richesse dont les évolutions spatiales se retrouvent tronquées. Par approximation de  $L'_{vap} \approx L'_{res} = v' t'_{res}$  à 140 mm, un écart de 10% est obtenu sur les  $f_{vap}$  (Fig. IV.3-14-a-b) ce qui est cohérent avec le décrochage observé entre les deux cols ; la richesse est peu affectée (Fig. IV.3-14-c).

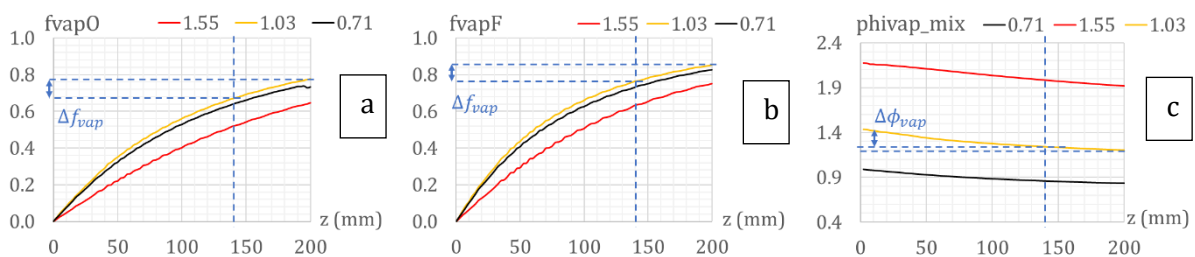


Fig. IV.3-14 : (a-b) Fraction évaporée pour les sprays polydisperses de gouttes (a) d'oxydant et (b) de fuel correspondants aux richesses  $\phi_{inj}$  et distributions  $pdf_0$  mesurées par HMS en  $z_0$ . (c) Richesse gaz du « prémélange » formé.

### IV.3.5. Conclusion partielle

L'augmentation du diamètre de col amène de multiples conséquences pour la combustion du spray HTP875 – éthanol généré par OFO-eth. La pression  $y$  est divisée par deux tandis qu'à granulométrie égale, la température des gaz et donc les temps d'évaporation sont du même ordre. Le temps de résidence, également de moitié, limite l'interaction entre les processus élémentaires. Les gouttes résiduelles n'ayant pu s'évaporer complètement sont légèrement plus grosses et plus nombreuses ; le  $d_{min}$  est lui plus faible.

Ainsi l'excès en combustible n'en est que plus fort, accentuant le décrochage par la faiblesse en concentration d'oxydant. La zone réactive est alors située plus en aval. Le mélange est aussi dégradé ce qui rend l'accrochage plus difficile avec une vitesse moyenne supérieure.

Vu le rôle du combustible dans les processus identifiés, son influence présente un réel intérêt pour la compréhension (volatilité, chimie, mélange). La combustion de sprays HTP875 – alcanes purs (substitut du kérosène) présente également des intérêts forts sur le plan de l'application et de la faisabilité. Dans la partie suivante, on s'intéressera au cas des sprays HTP875-décane et -dodécane en configurations ISO5 et ISO7.

## IV.4. Influence du fuel

### IV.4.1. Modification des conditions aux limites

La substitution de l'éthanol par un alcane modifie notablement les conditions aux limites :

- la proportion en oxydant est plus grande ( $RM_{st}$ ) ce qui limite le mélange au combustible très minoritaire. La répartition O/F liquide en phase dispersée est également impactée par l'injection relativement à la pénétration du jet de combustible ( $\Lambda \propto \phi$ , cf. Eq. II.5-1).
- compte tenu de la diminution du diamètre imposé au jet de combustible (200  $\mu\text{m}$  contre 300  $\mu\text{m}$ ), le spray est de granulométrie plus fine que le spray éthanol et se comporte à l'intermédiaire d'un doublet et d'un triplet (cf. III.4.2.1).
- l'évaporation des alcanes est pilotée par leur pression partielle qui est fortement influencée par la température. Ils présentent de ce fait une évaporation nettement plus lente que l'éthanol en condition ambiante, mais qui se trouve être légèrement plus rapide à température élevée.
- le délai d'auto-inflammation du décane est significativement inférieur à celui de l'éthanol. Cette caractéristique se traduit généralement par un allumage plus facile.
- En mélange riche, la combustion d'hydrocarbures à longues chaînes est généralement émettrice de davantage de suies, en particulier pour les longs temps de séjour.



## IV.4.2. Analyse phénoménologique

### IV.4.2.1. Conséquences du changement de fuel sur les conditions opératoires

Les signaux d'un essai décane stœchiométrique typique utilisant la tuyère ISO7 sont donnés en Fig. IV.4-1. La pression et le débit de combustible sont adaptés par rapport à la combustion éthan b avec  $\dot{m}_F = 0.85 \text{ g/s}$  et  $\Delta P_F \approx 14.5 \text{ barA}$  ( $\dot{m}_O = 7.30 \text{ g/s}$  et  $\Delta P_O \approx 30.0 \text{ barA}$ ) soit  $u_F = u_O = 40 \text{ m/s}$ .

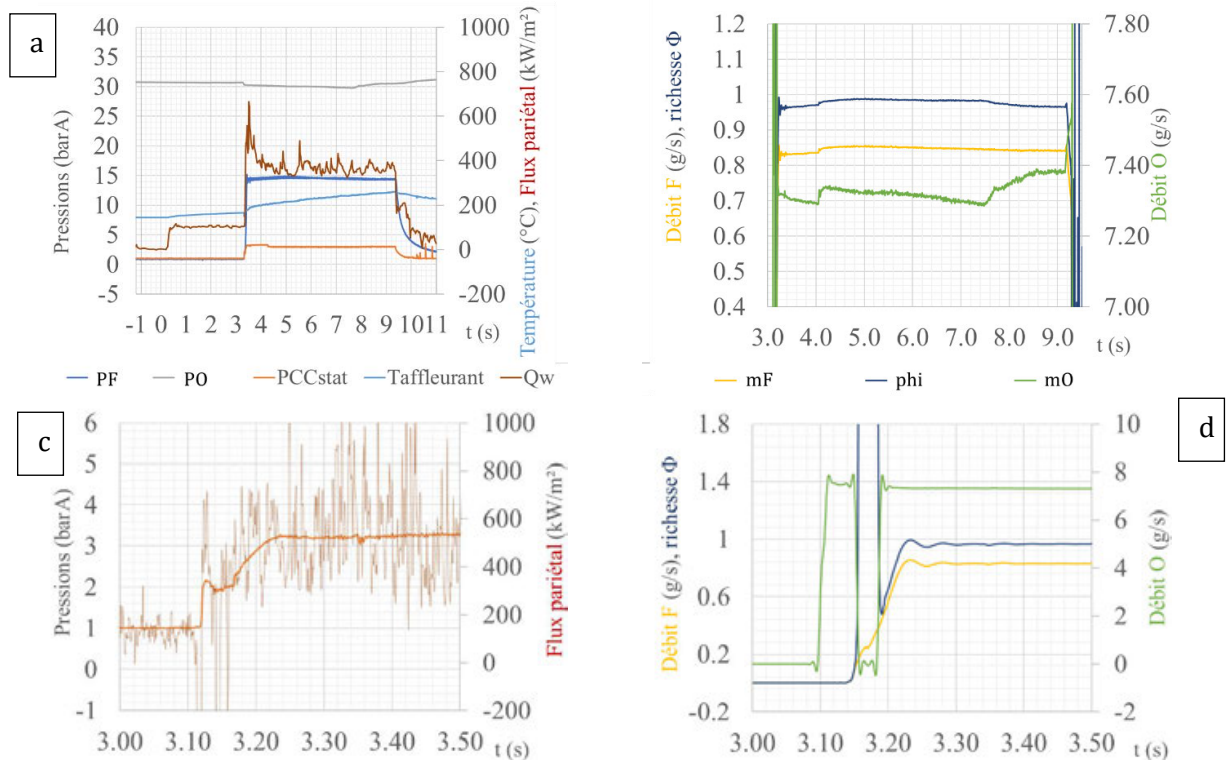


Fig. IV.4-1 : Signaux mesurés lors d'une combustion HTP875-décane à  $\phi_{inj} = 0.98$ , OFO-alk, ISO7. (a-b) Séquence complète et (c-d) zoom sur le transitoire de stabilisation.

#### IV.4.2.2. Fluctuations et analyse spectrale

La Fig. IV.4-2 présente les fluctuations de la pression chambre sur la base du signal  $P_{cc,stat}$ . Une diminution est observée vis-à-vis du cas de référence, restant sous 2% de la pression absolue. Ces fluctuations restent donc minimales. Le processus de combustion est donc très stable quelles que soient les conditions d'essai.

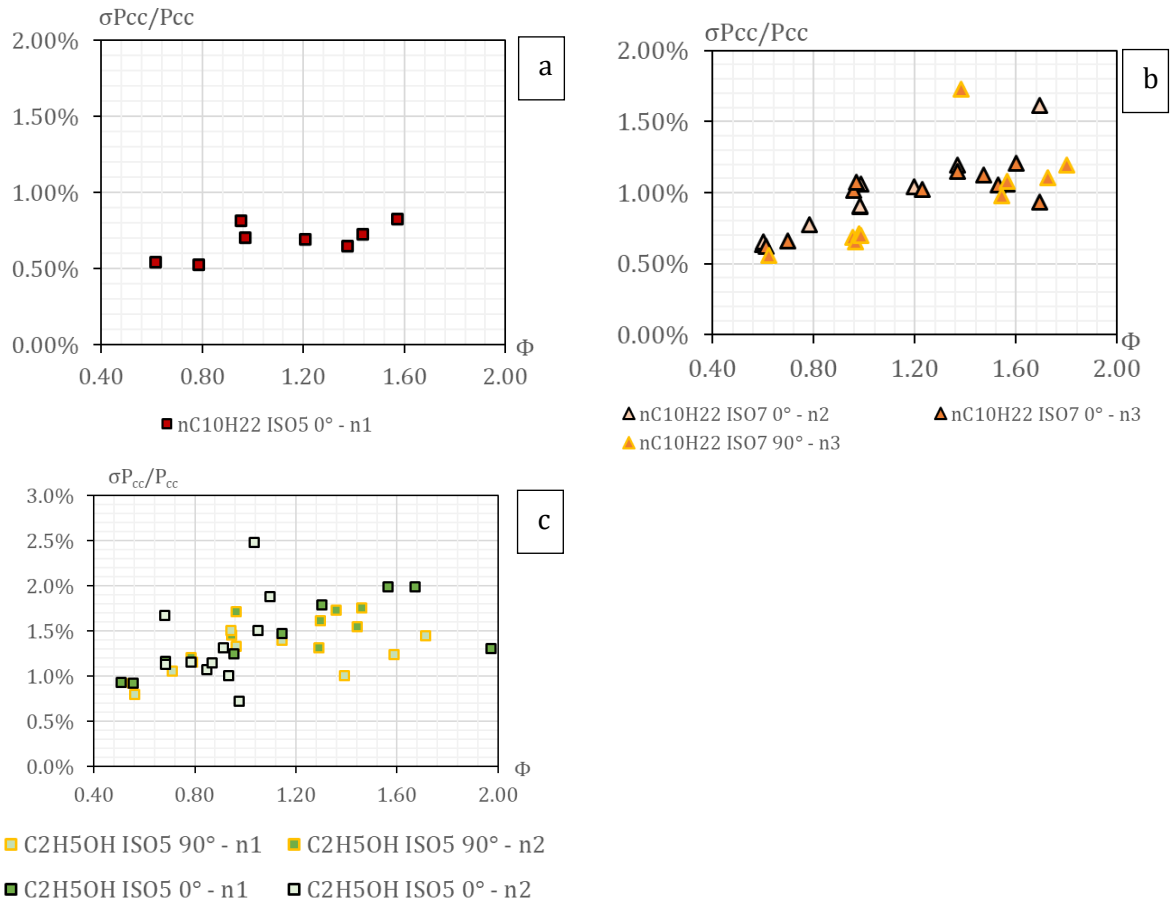


Fig. IV.4-2 : Évolution du  $\sigma_p/P$  en fonction de la richesse. Configurations HTP875 – (a-b) décane / (c) éthanol. Tuyère (a-c) ISO5 et (b) ISO7.

Le spectre d'un essai type stœchiométrique est présenté en Fig. IV.4-3-a en comparaison à celui utilisé en éthanol ISO7. Similaires au premier ordre, un décalage en fréquence du continuum vers les basses fréquences et des bandes vers les hautes est observé (Tab. IV.4-1). Étendu à des essais en mélange pauvre / riche (Fig. IV.4-3-b) et ISO5 / ISO7 (Fig. IV.4-3-c), les spectres apparaissent relativement égaux. À l'inverse, la rotation de l'injecteur de 90° (Fig. IV.4-3-d) amène une modification plus marquée, le continuum gagnant jusqu'à un ordre de grandeur sur la gamme 10 – 30 kHz. De plus, de nouvelles bandes émergent sur le reste du domaine.

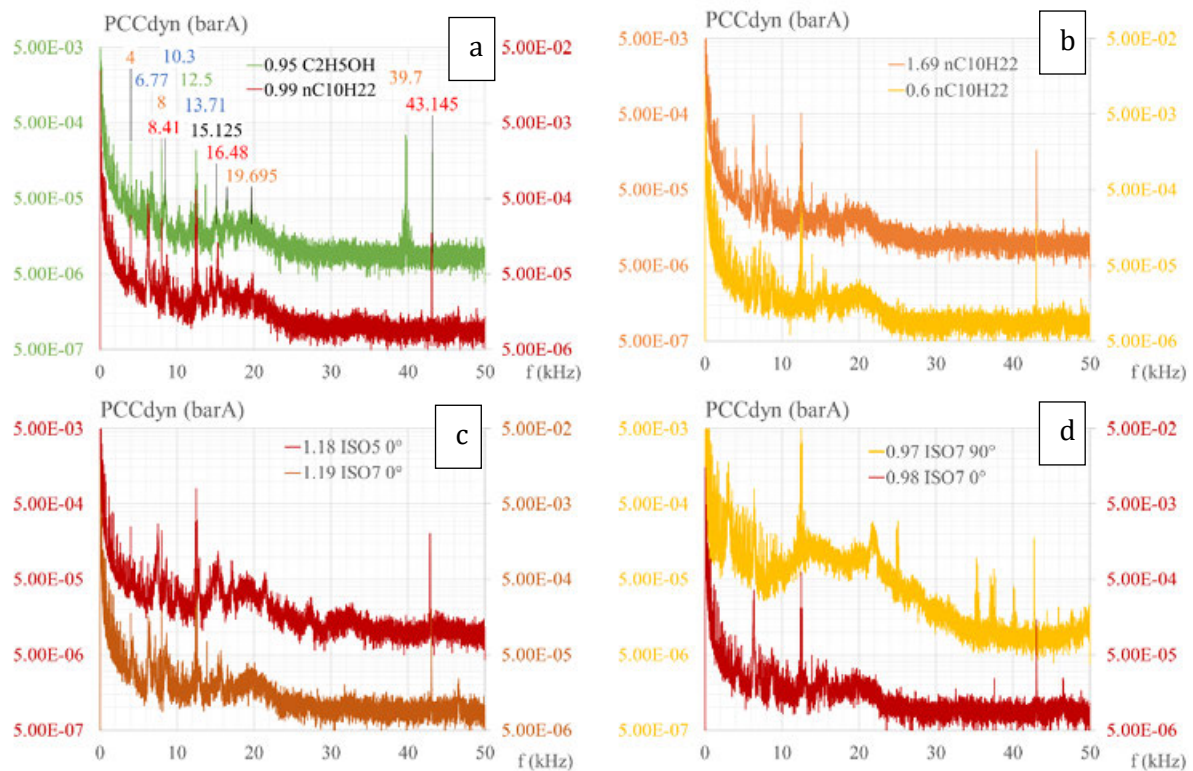


Fig. IV.4-3 : Spectres du signal  $P_{cc,dyn}$  obtenu par FFT moyennée ( $dt = 0.2$  s,  $Dt = 0.1$  s). Comparaison (a) du fuel, (b) de la richesse, (c) du diamètre de col et (d) de l'orientation injecteur.

Tab. IV.4-1 : Identification des « fondamentales » et de leurs harmoniques pour les deux essais de la Fig. IV.4-3-a avec une tolérance sur  $f_n = (n \pm 10\%) f_0$

Décane stœchiométrique ISO7		Ethanol stœchiométrique ISO7	
$f_0$ (kHz)	$n$	$f_0$ (kHz)	$n$
4.000	0, 1, 5	4.000	0, 1, 5, 9
6.270	0, 1	6.270	1
7.010	0, 1	6.770	0, 1
8.710	0, 5	8.410	0, 5

### IV.4.2.3. Vitesse caractéristique et son rendement

Les mesures de  $c^*$  et de son rendement pour les sprays HTP875 – décane / dodécane sont données en Fig. IV.4-4-a-b-c-d pour les différents cols et orientations injecteur. Une bonne reproductibilité apparaît entre les séries, répétées d'une à trois fois. Comparés à l'éthanol (Fig. IV.4-4-e-f), les sprays alcanes brûlent avec un rendement de vitesse caractéristique tout à fait semblable, leur  $c^*$  étant plus élevé. Le changement de fuel joue donc au second ordre dans la configuration ACSEL utilisée et ne permet pas de distinction significative entre les fuels considérés. Leur vitesse caractéristique offre cependant une performance propulsive plus élevée que celle de l'éthanol.

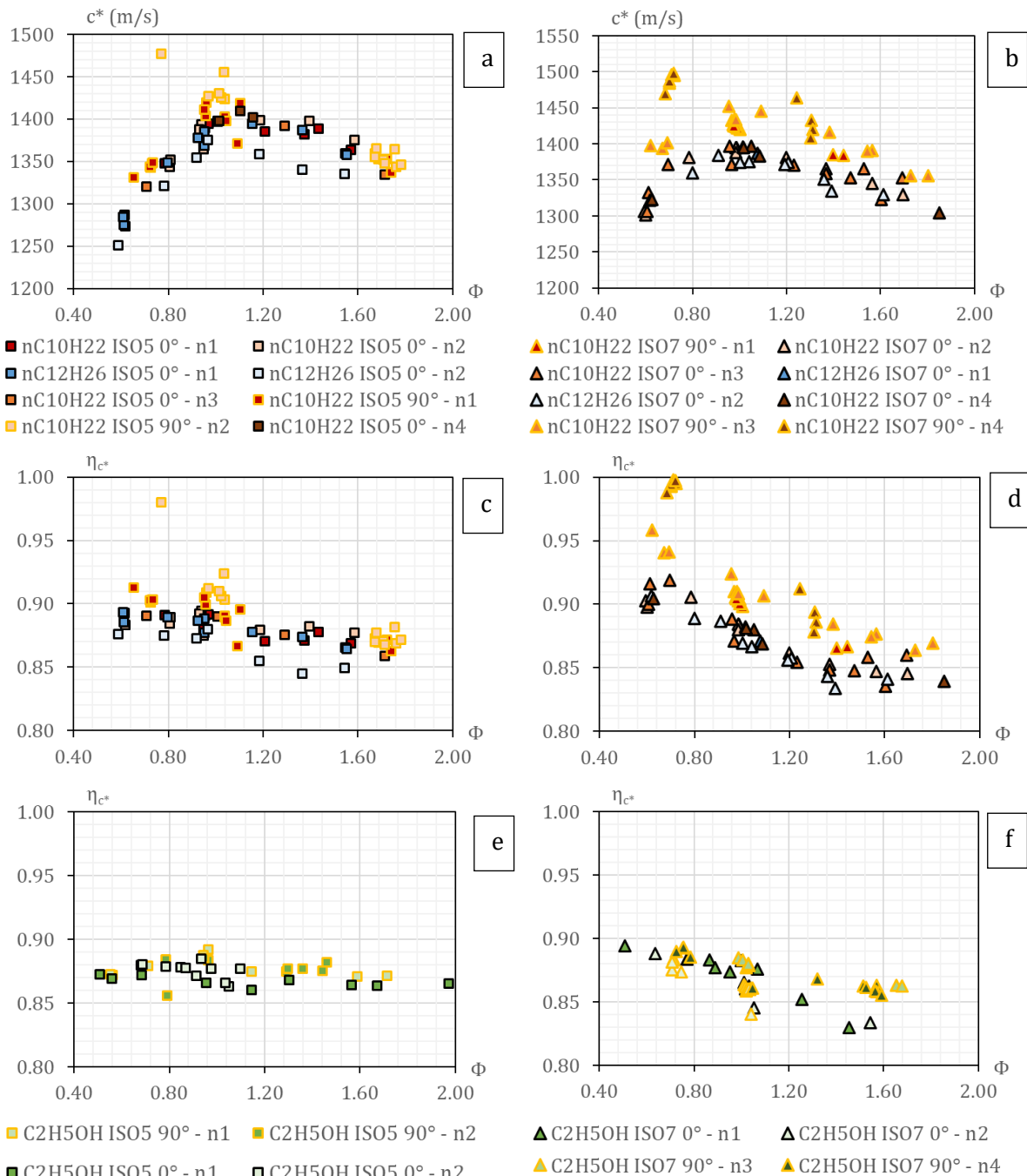


Fig. IV.4-4 : (a-b) Vitesse caractéristique moyenne mesurée avec les alcanes et (c-d-e-f) rendement de vitesse caractéristique pour tous les couples d'ergols et tuyères.

#### IV.4.2.4. Fluxmétrie

Les flux moyens mesurés lors de la combustion des sprays HTP875 – alcanes sont illustrés en Fig. IV.4-5. Pour les trois fuels en ISO5 à orientation 0° (Fig. IV.4-5-a), les tendances suivant la courbe en cloche théorique  $T_{id}(\phi)$ . Les flux  $y$  sont aussi significativement supérieurs en alcanes à 90°. En alcanes (Fig. IV.4-5-b), ils sont inférieurs en tuyère ISO7 à ceux en ISO5 comme observé pour l'éthanol (Fig. IV.4-5-d). La lente décroissance du flux  $\dot{q}_w$  sur le domaine de mélange riche montre une moindre sensibilité à la richesse.

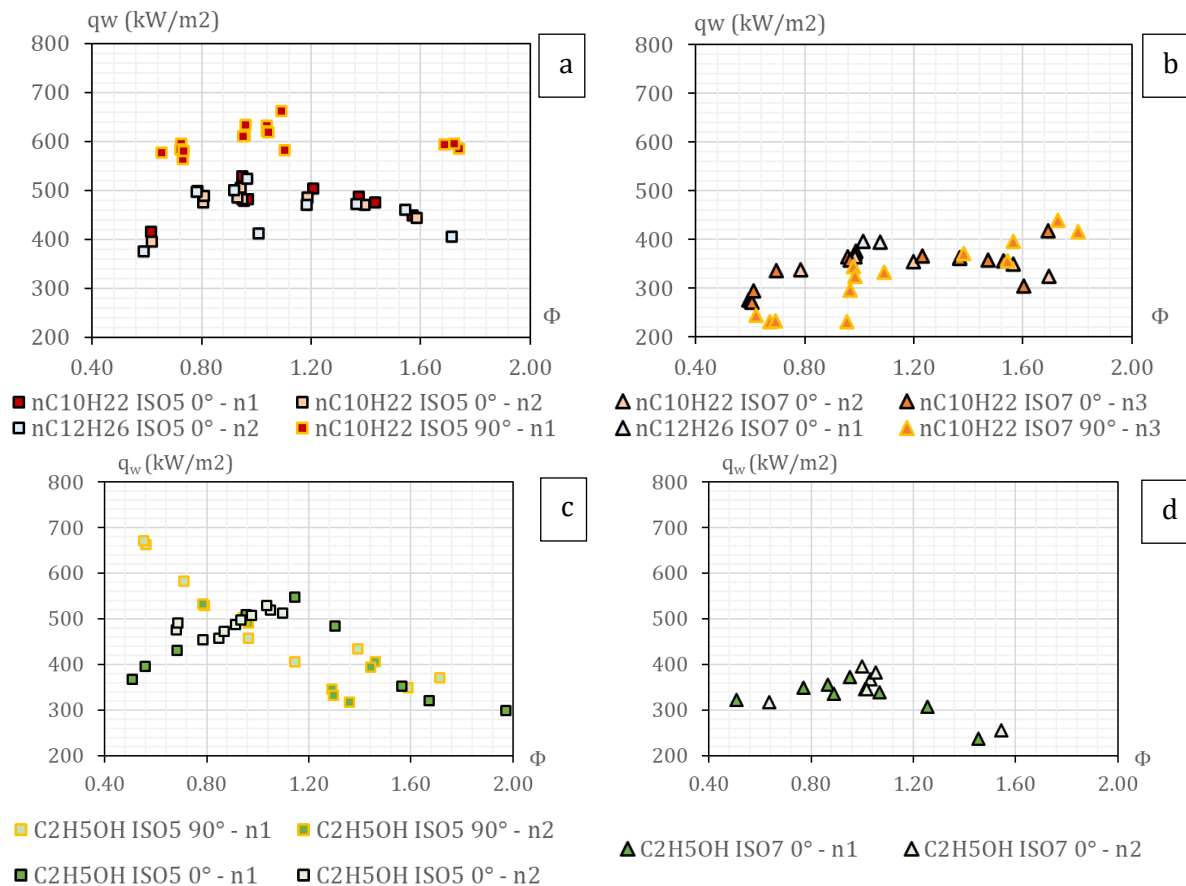


Fig. IV.4-5 : Flux de chaleur moyens mesurés sur la phase stabilisée. Combustion des sprays HTP875 – (a-b) décane / dodécane et (c-d) - éthanol en configuration (a-c) ISO5 / (b-d) ISO7.

Dans le cas des mélanges riches, les expériences ont montré que la combustion d'alcanes est fortement émettrice de suie, impactant certainement les transferts thermiques (radiatifs plus spécifiquement) et réduisant les capacités de visualisation du fait des dépôts de suie sur les hublots (ANNEXE 12). La mesure de flux thermique à la paroi est influencée par le dépôt sur le capteur, les suies présentant une faible conductivité thermique [143]. Les suies étant des produits de combustion condensés et non gazeux, leur formation peut également réduire le rendement propulsif. Aucune mesure quantitative n'ayant été réalisée, on ne pourra conclure de leur influence exacte.

### IV.4.3. L'apport des diagnostics optiques

La forte luminosité de la combustion des alcanes, liée entre autres à l'émission lumineuse des particules de suie, impose de réduire notablement le temps de pose ou l'ouverture caméra. L'ombroscopie n'est alors plus possible. Le spray apparaît toutefois sur les visualisations directes par diffusion de Mie.

#### IV.4.3.1. Ombroscopie

Des images instantanées des sprays pour les deux injecteurs éthanol et alcanes en orientation  $0^\circ$  et pour trois conditions d'injection sont prises ici en guise d'illustration (Fig. IV.4-6). Contrairement à OFO-etho, le spray d'alcanes apparaît horizontal quelle que soit la richesse (pas de déviation) traduisant un meilleur usinage. Son angle  $\beta$  dans le plan  $XZ$  décroît avec une moindre sensibilité à la vitesse du jet de combustible et donc à la richesse globale  $\phi_{inj}$ . En revanche le faible contraste n'autorise pas la mesure systématique et précise des angles du spray.

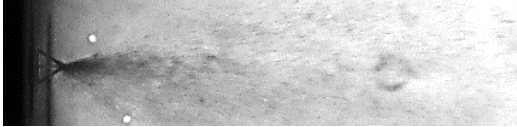
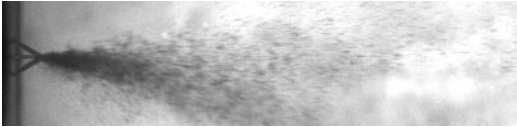

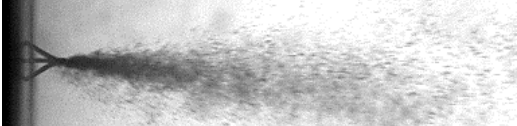

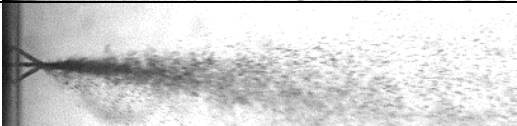
$\phi_{alk}$ $\phi_{etho}$	OFO-alk	OFO-etho
0.60 0.51		
0.98 0.95		
1.69 1.45		

Fig. IV.4-6 : Visualisation comparée des sprays OFO-etho et OFO-alk par rétroéclairage LED ou diffusion de Mie. Orientation  $0^\circ$ , ISO7, trois richesses.

#### IV.4.3.2. Émission spontanée de la flamme

##### *Visualisation à la stœchiométrie*

Deux clichés instantanés d'essais proche stœchiométrie pour les tuyères ISO5 et ISO7 sont présentés en Fig. IV.4-7. En ISO5 (Fig. IV.4-7-a), la zone réactive s'étend sur plus d'une moitié de chambre tandis qu'elle se structure plutôt en périphérie du spray en ISO7 (Fig. IV.4-7-b). Le recul du front réactif par un difficile accrochage l'amène donc à s'établir plus loin que pour la configuration de référence en éthanol.

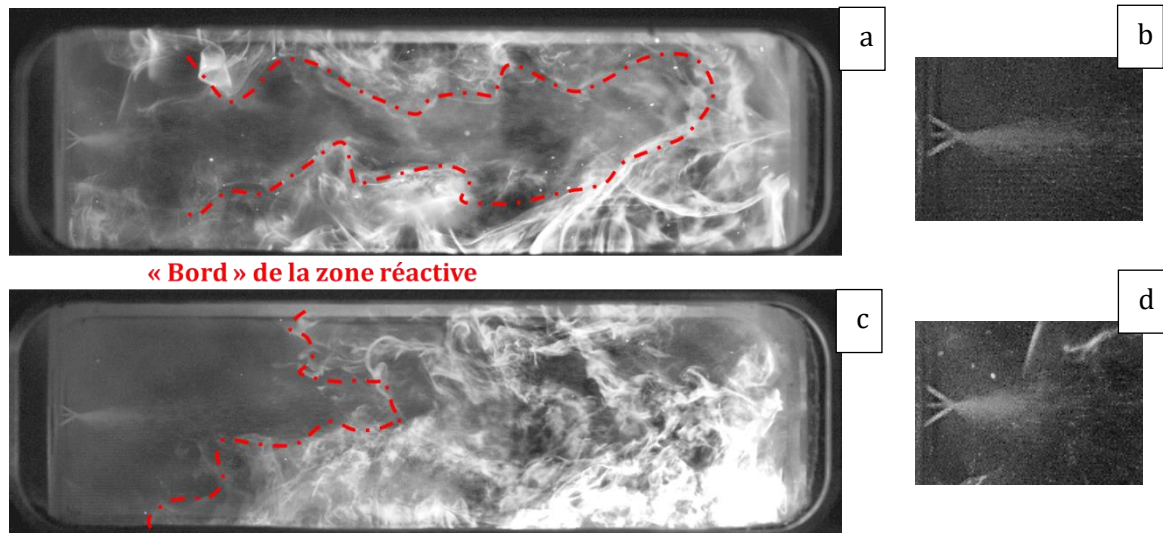


Fig. IV.4-7 : Visualisation directe de la chimiluminescence spontanée des flammes. Combustion HTP875 – décane. OFO-alk 0° (a-b) ISO5,  $\phi = 0.95$ , et (c-d) ISO7,  $\phi = 0.98$ . (b-d) zoom jets.

L'évolution temporelle de l'extrémité de la zone réactive (LOL) est tracée pour un essai stœchiométrique décane ISO7 en Fig. IV.4-8. Le point d'accrochage  $y$  est fluctuant autour d'une valeur moyenne de  $LOL_{\text{mean}} \approx 30$  mm (les valeurs nulles correspondent aux impossibilités de détermination du fait d'un passage de poche rayonnante). L'analyse fréquentielle ne fait apparaître aucune fréquence spécifique (Fig. IV.4-8-b).

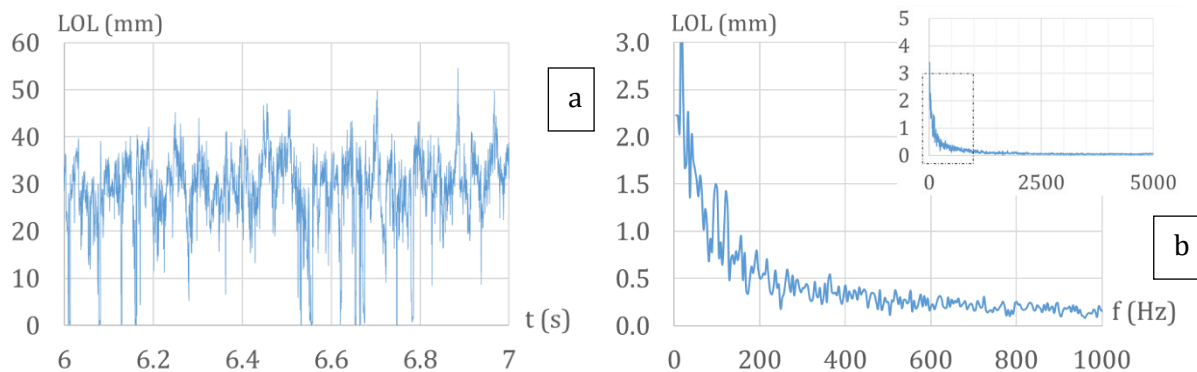


Fig. IV.4-8 : Suivi de la position apparente de l'extrémité de flamme en visualisation à  $f_{\text{cam}} = 20$  kHz. Combustion décane,  $\phi = 0.98$  ; OFO-alk 0°, ISO7. (a) Évolution temporelle. (b) Spectre moyen associé à partir de 6 passes ( $dt = 0.25$  s de  $Dt = dt/2$ ).

#### Visualisation en fonction de la richesse

La variabilité des conditions d'essais a amené à reconsidérer les réglages optiques entre essais. C'est typiquement le cas entre les visualisations en décane ISO5 en mélanges riches et pauvres, pour lesquels les temps d'expositions ont varié entre 20 et 100 $\mu$ s, le tout associé à des ouvertures d'objectif entre « G » et « M » (soit un gain de  $2^{6/2} = 8$ ). Aussi des corrections d'intensité lumineuses ont été opérées pour prendre en considération ces différents réglages. Des images instantanées sont présentées en Fig. IV.4-9 en mélange pauvre / riche avec les deux cols.

En mélange pauvre (Fig. IV.4-9-a-c), le front réactif s'établit proche de l'impact des jets, prenant l'apparence d'un léger voile enveloppant le spray. Plus loin, des poches riches brûlent, détachées les unes des autres (ISO7) ou regroupées en paquet (ISO5). La structure commune aux deux tuyères est proche de celle observée en éthanol, ce que l'on explique par la faible proportion en combustible à cette richesse. En mélange riche, la zone lumineuse se positionne plus loin (Fig. IV.4-9-c), bien qu'accrochée par une flamme pilote (« P » sur l'image). La faible exposition choisie permet de figer sa structure, marquée par une zone lumineuse intense là où les suies sont en forte proportion. Le cas riche ISO7 faiblement lumineux autorise une exposition supérieure (Fig. IV.4-9-d). Les suies venant de la combustion riche en aval ensemencent les gaz brûlés les advectant dans toute la chambre. Leur émission parasite alors la perception de la zone réactive qui, plus diffuse et homogène, paraît occuper tout le volume visible.

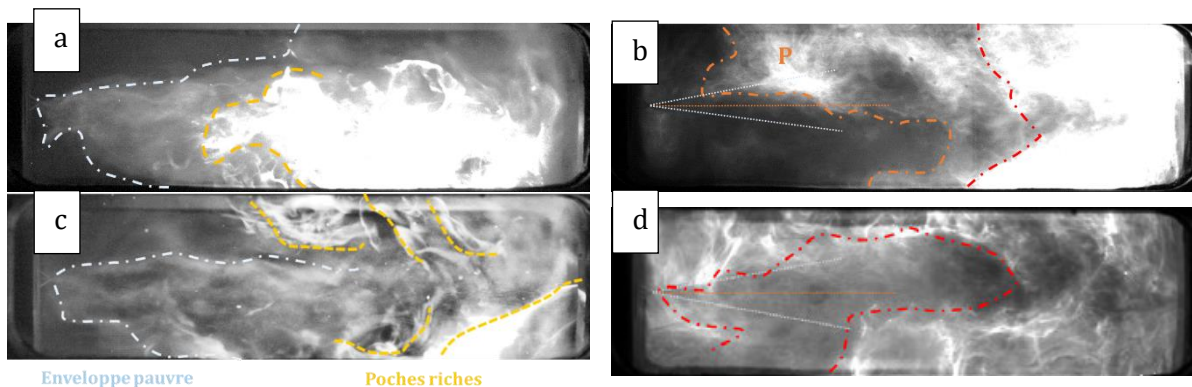


Fig. IV.4-9 : Visualisation directe de la combustion de sprays HTP875 – décane en configuration (a-b) ISO5 et (c-d) ISO7. à  $\phi =$  (a-c) 0.61 et (b-d) 1.69 ; OFO-alk à  $0^\circ$ .

Les images moyennes correspondantes aux visualisations obtenues avec les sprays d'alcane à  $0^\circ$  sont données en Fig. IV.4-10. À faible richesse en ISO5, la zone réactive se développe proche du spray et loin des parois. Occupant quasiment la moitié de la chambre, elle décroche pour des richesses d'injection  $\phi_{inj} > 1.1$  en dodécane alors qu'elle semble se maintenir en décane dans lesdites conditions. Toutefois, l'opacification des hublots par les suies lors des combustions en mélange globalement riche empêche une comparaison rigoureuse (e.g. en dodécane à  $\phi = 1.71$ ). En ISO7, la zone réactive prend une forme de « U », l'axe central du spray semblant exempt de réaction.

Ainsi la comparaison entre les visualisations tout comme la méthode numérique illustrée précédemment deviennent impossible du fait de la qualité très relative des visualisations pour les mélanges riches.



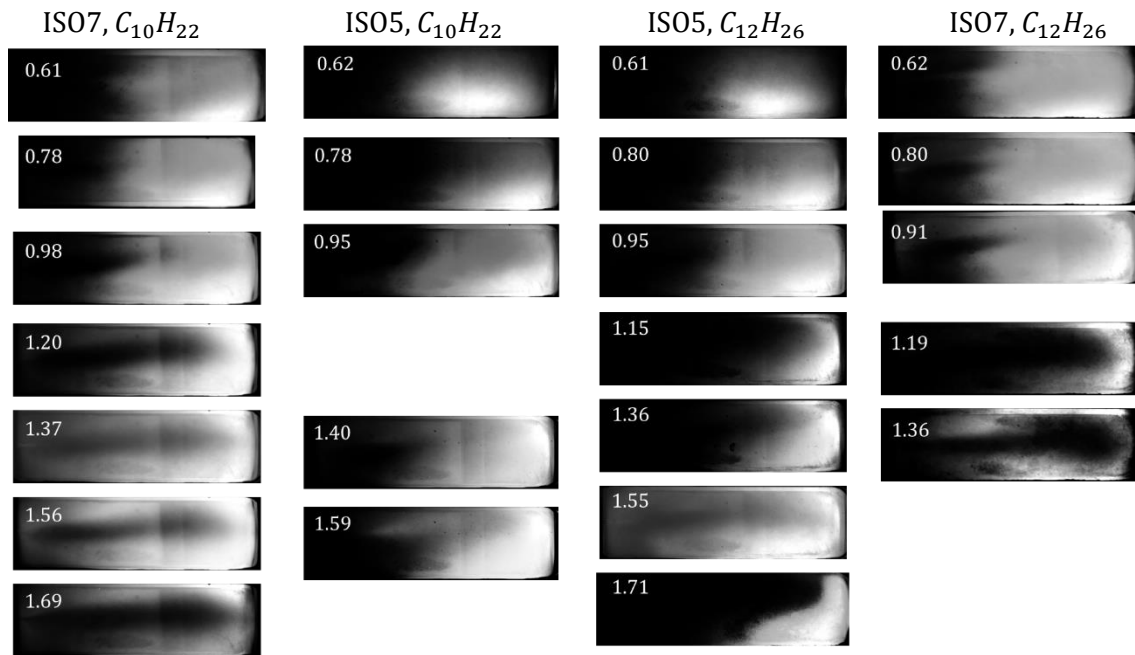


Fig. IV.4-10 : Images moyennes normalisées des combustions HTP875-décane / -dodécane en configurations ISO5 / ISO7 0° et à richesse  $\phi_{inj}$  croissante (encart gauche). Réglages variables.

#### IV.4.3.3. Analyse spectroscopique

Les spectres d'émission du jet de gaz brûlés obtenus avec les couples HTP875 - décane et -dodécane sont présentés resp. en Fig. IV.4-11 et Fig. IV.4-12 pour plusieurs richesses.

En décane ISO5, un large continuum couvre le domaine 450-1000 nm, porteur de quelques raies connues (Fig. IV.4-11-a). Rappelant la forte chimiluminescence des flammes riches, son amplitude augmente avec la richesse injectée. Son extraction du spectre original s'appuie sur la méthode suivante :

- un filtre médian de largeur de fenêtre 5 points (2.5 nm) est appliqué au spectre moyen
- les bandes et pics  $I_\lambda$  du continuum sont coupées (mise à zéro) sur l'intervalle  $\lambda \pm 1$  nm
- une interpolation linéaire est opérée sur ces intervalles
- un filtre passe-bas non déphasant de longueur de coupure 150 fois la résolution est appliqué.

Une fois extraites, on identifie les raies d'émission de  $Na$ ,  $K$ ,  $H_2O$  ainsi qu'une bande légère autour de 430 nm supposé être  $CH$  (le faible SNR ne permettant pas de l'affirmer). Le continuum serait l'empreinte d'une phase dispersée [144], probablement les suies. Afin d'en corriger la forme mesurée (Fig. IV.4-11-b), le signal est divisé par la sensibilité du capteur CCD. Simulé par la loi de Planck, il se alors rapproche alors de l'émission d'un corps noir de température  $T = 2800$  K (Fig. IV.4-11-d). C'est bien plus que la température théorique des gaz détendus qui est de l'ordre de 2100 K ( $T^\gamma P^{1-\gamma} = cte$ ), celle des suies étant plus élevée (hors équilibre). Leur émissivité  $\epsilon_\lambda$ , décroissante avec la longueur d'onde (fonction de la taille des particules, théorie de Mie [144]), pourrait expliquer cet écart.

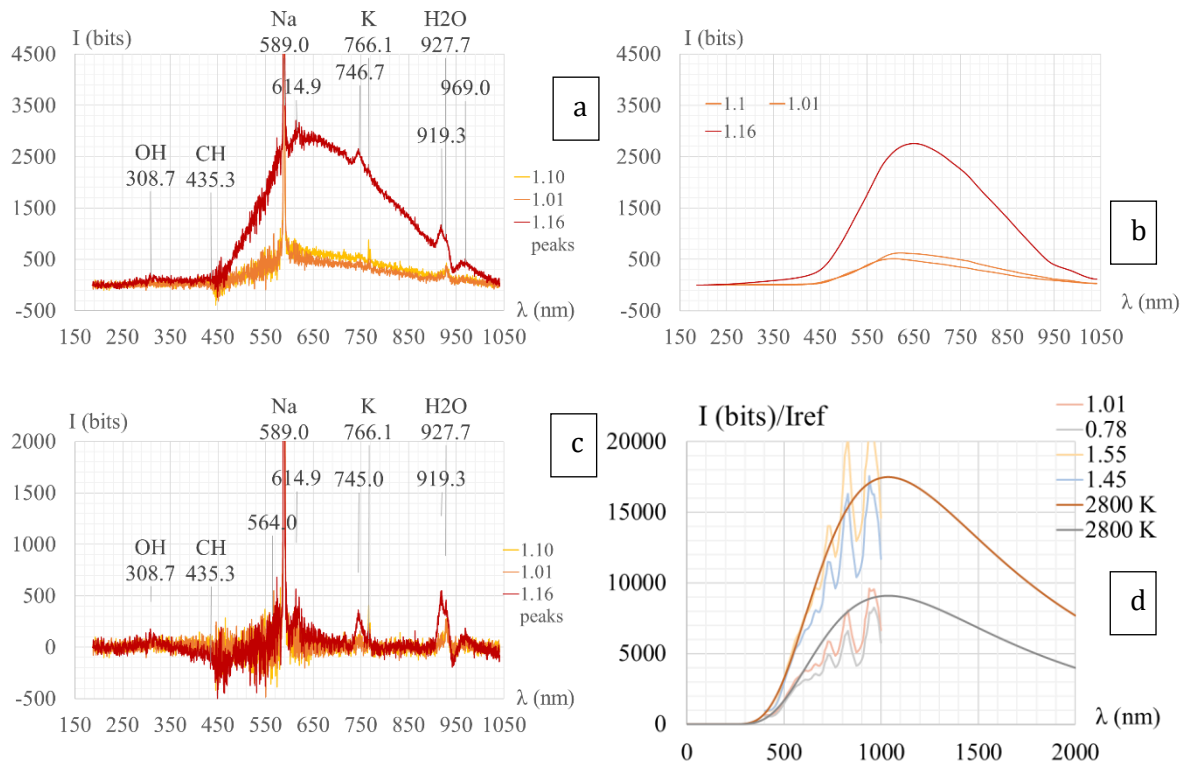


Fig. IV.4-11 : (a) Spectres moyens de l'émission du jet de gaz brûlés en sortie de tuyère lors d'une combustion HTP875 - décane ISO5 ; Exp = 450 ms. (b) Extraction des continums et (c) spectres obtenus. (d) Continums corrigés et comparaison à l'émission corps noir à  $T = 2800$  K.

En comparaison, ce continuum apparaît très réduit en dodécane ISO7 (Fig. IV.4-12-a-b). La concentration en suies est plus faible du fait du temps de séjour réduit et d'une température inférieure en fin de détente. L'intermédiaire de réaction  $CH$  y est bien apparent ainsi que les pics de  $C_2$  (« bandes Swan ») ; les autres raies ne sont pas attribuées. Les intensités normalisées  $I_\lambda$  sont tracées en Fig. IV.4-12-c-d à partir des spectres retranchés de leurs continums (Fig. IV.4-12-a). L'émission des inertes suit la tendance  $T_{id}(\phi)$  tandis que les autres pics  $OH$ ,  $CH$ ,  $H_2O$ , marqueurs de la réaction, suivent une évolution croissante avec une inflexion en  $\phi_{inj} = 1.15$ , identifiée comme début du décrochage. Cela témoigne d'une combustion incomplète dans la chambre.

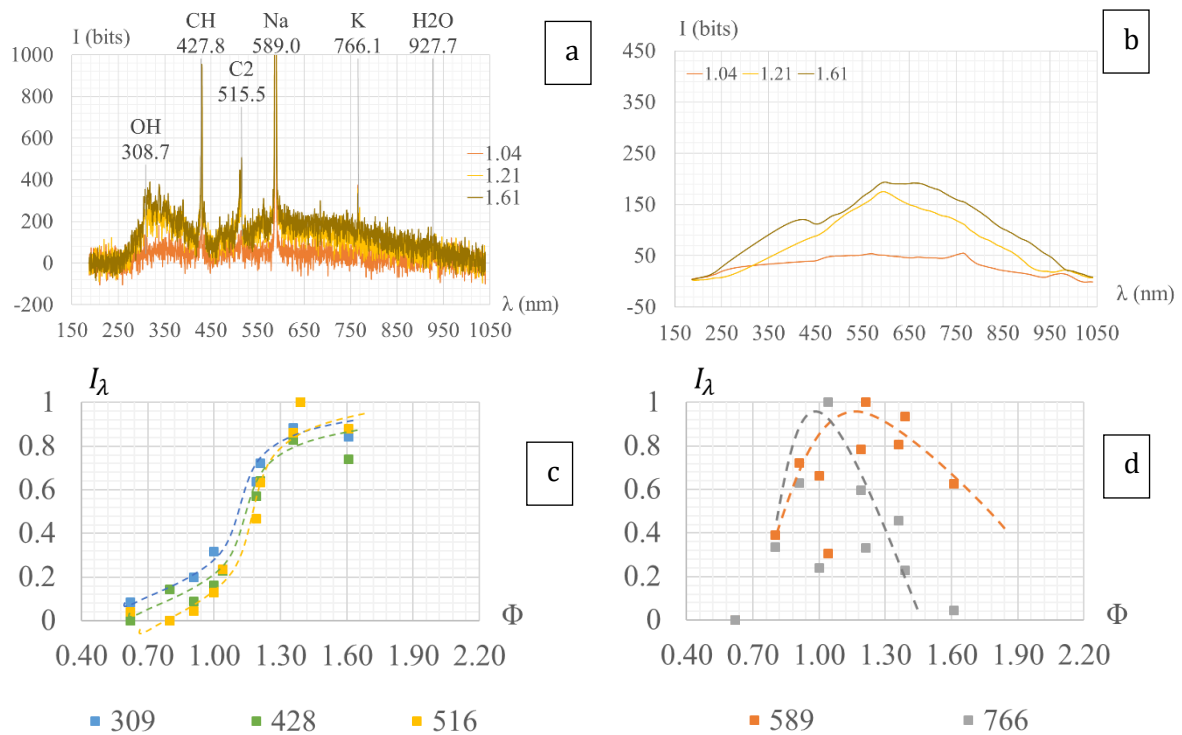


Fig. IV.4-12 : (a) Spectres moyens de l'émission du jet de gaz brûlés en sortie de tuyère lors d'une combustion HTP875 - dodécane ISO7 ; Exp = 450 ms. (a) Spectre avant soustraction du (b) continuum. (c-d) Intensités des pics  $I_\lambda$  normalisés.

#### IV.4.4. Adaptation des processus au changement de fuel

Les temps d'évaporation calculés pour les gouttes de décane et d'HTP875 sont donnés en Tab. IV.4-2. Le décane y apparaît plus volatil que l'éthanol et qu'HTP. Les gouttes d'oxydant présentent par ailleurs un temps d'évaporation semblable avec les deux combustibles. En supposant le même mécanisme  $gb$ , la simulation de l'évaporation des sprays polydisperses de  $pdf_0$  mesurées par HMS aux trois richesses et deux tuyères testées sont présentés en Fig. IV.4-13. Les tendances des  $f_{vap}$  sont semblables à celles obtenues pour la référence à l'exception d'une inversion entre les conditions pauvre et riche, d'évaporation la plus faible resp. en décane et en éthanol. Ce résultat n'est pas cohérent avec l'observation courante d'une flamme accrochée pauvre et décrochée riche.

Tab. IV.4-2 : Temps d'évaporation (ms) calculés pour une goutte d'HTP875 ou de décane dans une ambiance oxydante, réductrice ou de gaz brûlés.  $d_0 = 70 \mu\text{m}$ ,  $T_{a0} = 300 \text{ K}$ ,  $P_\infty = 3 \text{ barsA}$ .

$t_{vap}$ (ms)	<i>reac</i>		<i>gb</i>
0 m/s	$T_\infty = 300 \text{ K}$		2794 K
Liq \ Gas	O	F	gb
	O	-	14.4
F	8.9	-	4.3

$t_{vap}$ (ms)	<i>reac</i>		<i>gb</i>
50 m/s	$T_\infty = 300 \text{ K}$		2794 K
Liq \ Gas	O	F	gb
	O	-	2.7
F	1.0	-	1.1

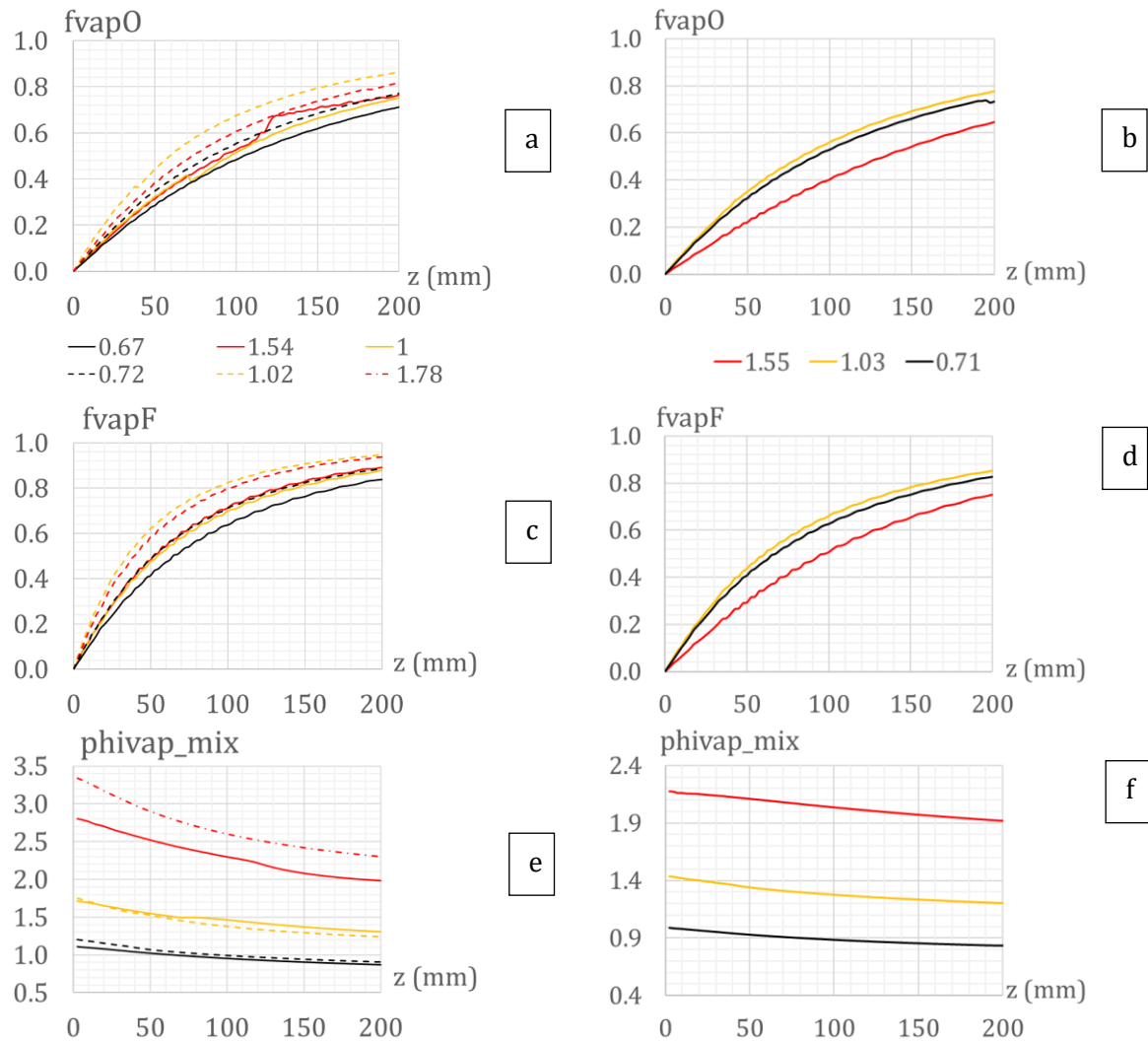


Fig. IV.4-13 : (a-b-c-d) Fractions évaporées pour les sprays polydisperses (a-b) d'oxydant et (c-d) de fuel correspondants aux richesses  $\phi_{inj}$  et distributions  $pdf_0$  mesurées en  $z_0$  par HMS. (e-f) Richesse gaz du « prémélange » formé. (a-c-e) décane ISO5 pointillés / ISO7 pleins et (b-d-f) éthanol ISO7.

En se plaçant à granulométrie égale, les gouttes d'HTP s'évaporent identiquement pour les deux combustibles. L'évaporation plus rapide des gouttes d'alcanes, plus rapide que celle des gouttes d'éthanol, amène à un débit supérieur en combustible et donc au recul du front réactif. Par ailleurs, la mesure  $\eta_{c^*}$  montre une sensibilité à la richesse un peu supérieure avec les alcanes. Ainsi, la baisse de performance semble essentiellement corrélée au décrochage et aux pertes pariétales.

#### IV.4.5. Conclusion partielle

L'utilisation d'alcanes avec l'injecteur OFO-alk en substitution de l'éthanol et son injecteur OFO-eth s'avère remarquablement semblable, à la fois en termes de performances et de flux pariétaux mesurés. Les visualisations mettent toutefois en évidence un décrochage plus rapide de la zone réactive d'apparence plus intense. Par ailleurs, la combustion riche d'hydrocarbures est émettrice de suies, d'autant plus favorisée que le temps de séjour est important (tuyère ISO5). Avec un temps

d'évaporation encore inférieur pour les alcanes que pour l'éthanol, le défaut de vapeurs oxydantes justifie la difficulté pour une flamme pilote stoechiométrique de s'accrocher. Relativement au cas décane ISO5, l'intensification de la stratification en ISO7 amène à un décrochage de la flamme ; la réaction se tient alors en périphérie du spray dès  $\phi_{inj} = 1.2$ . Enfin, la structure accrochée est cohérente avec l'hypothèse d'une combustion prémélangée dans la zone d'atomisation secondaire par la présence de petites gouttes très volatiles. Décrochée, la réaction en périphérie est plutôt non prémélangée.

En conclusion de cette partie, la combustion des sprays triplets associant HTP875 à l'éthanol ou à un alcane présente des caractéristiques communes : le rendement de vitesse caractéristique et le flux de chaleur  $y$  sont comparables, la zone réactive est accrochée au spray en domaine pauvre avant de décrocher à mesure que la richesse augmente au-delà de la stœchiométrie. L'évaporation des ergols dans les gaz brûlés ramenés par recirculation depuis l'aval semble conditionner l'accrochage. Ainsi en progressant suivant l'axe  $Z$ , les gaz se chargent en combustible éthanol ou alcane, tous deux plus volatils que le peroxyde d'hydrogène. En condition riche, les vapeurs oxydantes font alors défaut au voisinage de l'injecteur : l'accrochage n'est plus maintenu et le front réactif décroche. La sensibilité à la richesse et au combustible tiendrait donc principalement de l'évaporation des ergols, elle-même dépendante principalement de la granulométrie, du rapport de mélange, et du temps de séjour. Aussi avec des propriétés géométriques et d'usage différentes entre les injecteurs OFO-etoH et OFO-alk, les sprays sont inégalement influencés par la vitesse d'injection du combustible. Ainsi une modification des systèmes d'injection (OFO-alk plus performant) ou de la géométrie de la chambre pourrait drastiquement modifier les comportements observés.

# Conclusion et perspectives

## Conclusion

La propulsion par ergols stockables requiert le développement et la maîtrise de l'utilisation de nouveaux ergols dits « verts », plus sûrs et a minima aussi performants que les ergols conventionnels toxiques que sont notamment l'hydrazine ou le peroxyde d'azote. Parmi eux, le peroxyde d'hydrogène apparaît comme une alternative prometteuse. Sa pulvérisation par un injecteur triplet à jets impactants "OFO", en combinaison avec un combustible non hypergolique, est apte à stabiliser une combustion autonome. On s'est donc intéressé dans cette thèse aux mécanismes qui la contrôlent, au travers d'une étude de l'influence du combustible, de la richesse et du temps de séjour. Pour ce faire, deux bancs complémentaires ont été mis en œuvre pour étudier le comportement du spray en conditions inerte et réactive.

Le banc AILEFS autorise l'étude d'un spray triplet en condition inerte, à l'aide d'un injecteur dénommé OFO-in. La pulvérisation y est caractérisée par ombroscopie à fort grossissement (HMS), offrant une visualisation rapide et résolue spatialement des atomisations primaire et secondaire. Ainsi, par détection des gouttes basée sur l'imagerie rapide, une statistique quantitative de la population de gouttelettes a été établie pour ce type de spray. Taille, forme elliptique, vitesse, nombre ou distance entre proches voisines sont mesurés en plusieurs positions du spray suivant son axe longitudinal Z, rendant compte de la dynamique d'atomisation.

Dédié à la combustion, le banc ACSEL s'articule autour de sa chambre cylindrique de diamètre 60 mm et de longueur 105 mm, munie d'accès optiques et instrumentée pour la caractérisation de la combustion. Avec un débit nominal de 10 g/s, les injecteurs triplets OFO-etho et OFO-alk sont adaptés aux couples d'ergols respectivement HTP875 - éthanol et HTP875 - alcane. Le diamètre des jets d'oxydant est de 0.30 mm ; le diamètre du jet de combustible vaut resp. 0.30 et 0.20 mm pour l'éthanol et les alcanes. Une torche hydrogène - air est utilisée pour le préchauffage de la chambre et l'allumage du spray. Une tuyère normalisée, de diamètre au col 5 ou 7 mm, est disposée à l'aval de manière à assurer un débit bloqué et à piloter le temps de séjour. Des visualisations directes, par ombroscopie et par HMS sont réalisées grâce aux accès optiques. Pour une comparaison simplifiée de l'effet de la combustion, une étude comparée inerte / réactif est réalisée par substitution directe d'eau au peroxyde d'hydrogène. Les écoulements sont diagnostiqués aux échelles micro ou macroscopique à une fréquence caméra maximale de 60 kHz. Les mesures sont comparées au calcul 0-D d'équilibre chimique adiabatique avec évaporation, donnant la valeur du rendement de vitesse caractéristique, de la température des gaz et du temps de séjour pour chaque condition expérimentale. Enfin, un code de calcul a été développé afin de simuler l'évolution en diamètre et en vitesse d'une goutte à partir de sa condition initiale. Il s'appuie sur le modèle de Spalding pour une goutte au repos ou en mouvement avec ou sans combustion. Étendu à une distribution représentative du spray, il permet une analyse quantitative des phénomènes par comparaison à l'expérience.

Le premier volet de l'étude a concerné la caractérisation des sprays inertes générés par OFO-in. S'appuyant sur les visualisations par HMS du lieu de fragmentation de la nappe liquide, une déstabilisation moins rapide est observée dans le cas de l'injecteur triplet OFO que dans le cas du

doublet OO. Cette relative stabilité de la nappe s'explique par son étirement en  $Z$  imposé par le jet central. Ainsi, le spray OFO se contracte à mesure que les vitesses d'injection augmentent. La vitesse de la nappe est mesurée toujours proportionnelle à la vitesse d'injection, tandis que la taille des ligaments dépend de la configuration doublet / triplet et des caractéristiques physiques du combustible.

À une distance de 55 diamètres de l'impact des jets, une forte production de gouttes marque le début de l'atomisation secondaire. Les tailles de gouttes se distribuent globalement selon une loi log-normale. En amont, des petites gouttes sont détectées au sein d'un écoulement chargé de grandes structures liquides ligamentaires. En aval, les gouttes de toutes tailles sont ségréguées dans leurs déplacements, les petites étant plus rapidement freinées et évaporées. Le diamètre moyen de Sauter (SMD) et la centricité des gouttes augmentent avec la distance à l'impact pendant que leur vitesse diminue. Une granulométrie plus fine est obtenue par l'augmentation des vitesses d'injection accélérant les processus d'atomisation primaire. Comparés pour plusieurs combustibles, les sprays unlike affichent des caractéristiques très similaires, le spray like OFO-eau faisant figure d'exception. Enfin, le calcul de transport et d'évaporation 1-D a permis une bonne prédiction de l'évolution de la granulométrie mesurée après l'atomisation secondaire en doublet mais pas en triplet. L'explication vient pour partie de la limite de la validité de la loi log-normale utilisée pour représenter la pdf mesurée dans le cas triplet.

La caractérisation des sprays s'est poursuivie in situ avec les injecteurs usinés du banc ACSEL. Généré par l'injecteur OFO-etho en chambre préchauffée, le spray eau – éthanol affiche une dynamique semblable à celle mesurée avec OFO-in. Cependant, en décane, le SMD, plus faible, décroît plus rapidement avec la distance à l'impact. L'injecteur OFO-alk se comporte en effet de manière similaire au fonctionnement d'un injecteur doublet principalement du fait de la faible pénétration du jet central de diamètre inférieur à celui d'oxydant. Dans le cas réactif, le dégagement de chaleur de la réaction de combustion intensifie l'évaporation des gouttes. Les plus petites sont très rapidement consommées et seules subsistent quelques grosses gouttes. Ainsi avec l'éthanol, le SMD croît rapidement avec la distance à l'impact quelle que soit la richesse injectée. À l'inverse, il atteint un plateau avec le décane, ce qui témoigne de l'incapacité du spray à s'évaporer davantage. Ainsi, en mélange globalement riche, l'écart inerte / réactif reste assez faible en termes de SMD.

La modification du temps de séjour par le changement de la tuyère ne modifie pas significativement la granulométrie. La confrontation au calcul d'évaporation pure d'une distribution de gouttes en atmosphère de gaz brûlés chauds a permis de restituer avec fidélité le cas HTP875-décane stoechiométrique.

Le second axe de la thèse a porté sur l'analyse de la combustion bi-ergols, en considérant dans un premier temps le spray HTP875 – éthanol. Le processus de combustion est stable quelle que soit la richesse, et la réaction est quasiment complète ( $\eta_{c^*} \approx 0.90$ ). En mélange pauvre, la flamme est accrochée au spray qui est relativement épanoui. L'augmentation de la vitesse du jet de combustible amène progressivement le spray à se contracter, et l'extrémité de la zone réactive à reculer. À partir d'une richesse injectée stoechiométrique, le décrochage s'intensifie et le front réactif se positionne en fin de chambre. Une analyse de scénario des mécanismes soutenant la stabilisation de la flamme a été proposée en prenant en considération le calcul des temps d'évaporation. Trois scénarii ont été identifiés : une évaporation dans les gaz brûlés suivie de la réaction soit 1. en une flamme de diffusion au sein d'écoulement en phase gazeuse, soit 2. par une combustion de prémélange des vapeurs, ou 3. en flamme de diffusion correspondant à la combustion d'une goutte. Dans chacun des cas, l'éthanol reste plus volatil qu'HTP875. Le scénario

1 est retenu. Ainsi, la réaction proche injection serait favorisée en mélange pauvre par la recirculation de gaz brûlés et de vapeurs oxydantes par le confinement imposé par la chambre et la tuyère. Une flamme pilote quasi-stoechiométrique pourrait alors s'établir dans une zone favorable. Avec l'augmentation de la richesse, la phase gazeuse se retrouverait en excès de combustible limitant la combustion. La nécessité de l'évaporation de l'oxydant entraîne alors un retardement de la combustion qui se stabilise plus en aval. La pénétration du jet combustible agit aussi sur la répartition spatiale des gouttes d'ergols dont les populations sont ségréguées. Les vapeurs doivent alors diffuser pour brûler retardant le processus de réaction chimique. De même, le calcul de l'évaporation pure des gouttes dans les gaz brûlés à partir des distributions de tailles mesurées donne un léger retard en condition riche.

À pulvérisation supposée égale, le passage au col de 7 mm induit une diminution du temps de séjour : les processus physiques en interaction ont donc moins de temps pour prendre place. Les recirculations sont moins fortes sans toutefois affecter notablement l'évaporation comme observé par les mesures HMS en décane. Les visualisations ont ainsi montré un décrochage plus rapide qu'avec le col de 5 mm pour les mélanges riches, confirmé par la mesure du rendement de vitesse caractéristique dont la décroissance est alors accentuée.

Le remplacement de l'éthanol par le n-décane ou le n-dodécane, deux substituts du kérosène, a rendu compte d'un même comportement stabilisé et de performances équivalentes. En utilisant le col de 5 mm, le décrochage y est plus fort qu'avec l'éthanol du fait d'une évaporation plus rapide des alcanes et d'une granulométrie plus fine (OFO-alk), limitant davantage la probabilité d'une réaction proche du spray par une richesse locale excessive. Le front réactif recule alors selon le même mécanisme que pour l'éthanol. Il en va de même en col de 7 mm où, dès une richesse injectée de 1.2, la combustion prend place en périphérie du spray, certainement moins riche. De même, l'utilisation de dodécane a montré un décrochage renforcé du front réactif relativement au décane.

Finalement, l'accrochage repose sur la granulométrie fine assurée par l'atomisation efficace des jets impactant, et le mélange des vapeurs par la dispersion des gouttes d'oxydant et de fuel. Plusieurs effets semblent se cumuler pour expliquer son décrochage, le principal étant la richesse élevée en phase gazeuse dans la zone proche du spray empêchant l'établissement d'une flamme. La vitesse d'injection y est également déterminante. Au sein du triplet OFO, le jet de combustible stabilise la nappe ce qui dégrade l'atomisation et retarde donc l'évaporation. Il modifie aussi la densité du flux de particules et sa répartition spatiale.

## **Perspectives**

Au regard des résultats présentés, plusieurs perspectives se dégagent pour une meilleure compréhension de la phénoménologie. On peut d'abord s'interroger sur l'effet des recirculations proche de l'injecteur sur la stabilisation d'un simple triplet. En effet, l'accrochage de la combustion est intimement lié à la géométrie de la chambre de combustion utilisée : qu'en est-il si ces recirculations sont empêchées à l'aide d'une géométrie appropriée ? De même, quel est l'impact des interactions entre triplets dans le cas d'une application moteur ou une multitude de jets est nécessaire ? Raccourcir la longueur de la chambre pourrait aussi s'avérer très limitant à l'établissement d'un front réactif. En outre, la phase transitoire n'a pas été traitée ici. S'étendant



depuis l'initiation de l'injection des ergols jusqu'à l'obtention d'une combustion stabilisée, elle intègre pourtant le processus d'allumage du spray, critique lors du démarrage d'un moteur. Elle doit donc faire l'objet d'une étude détaillée. Enfin, d'autres injecteurs par impact, de type pintle notamment, pourraient tout à fait modifier l'accrochage et la combustion et mériteraient donc d'être étudiés.

En parallèle, d'autres ergols stockables pourraient être explorés en commençant par le cas d'un peroxyde d'hydrogène plus concentré qui procure une réactivité supérieure. Des essais préliminaires avec HTP98 ont montré un accrochage facilité et de meilleures performances qu'avec HTP875. Des kérosènes, plus lourds que le décane et le dodécane, ont également été testés. Ils ont démontré leur capacité à stabiliser une combustion autonome avec des performances du même ordre que ceux étudiés dans cette thèse, et avec un avantage certain vis-à-vis de l'allumage. D'autres familles d'ergols, azotés par exemple, pourraient aussi être envisagées. Enfin et surtout, la question de l'allumage, qu'il soit par catalyse, par hypergolicité ou par un apport externe de chaleur, demeure un sujet à part entière.

## Bibliographie

- [1] G. Sutton and O. Biblarz, *Rocket Propulsion Elements 9th Edition*. 2016.
- [2] K. Anflo and R. Möllerberg, "Flight demonstration of new thruster and green propellant technology on the PRISMA satellite," *Acta Astronaut.*, 2009.
- [3] M. Persson, K. Anflo, and P. Friedhoff, "Flight Heritage of Ammonium Dinitramide (ADN) Based High Performance Green Propulsion (HPGP) Systems," *Propellants, Explos. Pyrotech.*, vol. 44, no. 9, pp. 1073–1079, Sep. 2019.
- [4] M. Negri *et al.*, "New technologies for ammonium dinitramide based monopropellant thrusters – The project RHEFORM," *Acta Astronaut.*, vol. 143, pp. 105–117, 2018.
- [5] P. R. STOKES, "Hydrogen Peroxide for Power and Propulsion," *Trans. Newcom. Soc.*, vol. 69, no. 1, pp. 69–96, 1997.
- [6] E. Wernimont, M. Ventura, G. Garboden, P. Mullens, G. Kinetics, and L. L. C. A. Viejo, "Past and Present Uses of Rocket Grade Hydrogen Peroxide," pp. 1–15, 1999.
- [7] N. S. Davis and J. H. Keefe, "Concentrated Hydrogen as a Propellant," no. April, pp. 745–748, 1956.
- [8] E. G. D. Andrews and A. W. T. Mottram, "Trends in the Development of Liquid Propellant Rocket Engines," *Aeronaut. Q.*, vol. 10, no. 3, pp. 199–210, 1959.
- [9] M. C. Ventura and E. J. Wernimont, "History of the Reaction Motors super performance 90% H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>/kerosene LR-40 rocket engine," *37th Jt. Propuls. Conf. Exhib.*, no. July, 2001.
- [10] E. J. Wernimont, R. Considerations, and C. O. Officer, "Hydrogen Peroxide Catalyst Beds : lighter and better than liquid injectors," no. July, pp. 1–7, 2005.
- [11] C. N. Hill, "Black Arrow," in *A Vertical Empire*, 2011.
- [12] M. Ventura, "Rocket Grade Hydrogen Peroxide ( RGHP ) for use in Propulsion and Power Devices - Historical Discussion of Hazards," no. July, pp. 1–22, 2007.
- [13] W. E. Anderson, K. Butler, D. Crockett, T. Lewis, and C. McNeal, "Peroxide Propulsion at the Turn of the Century," 2000.
- [14] P. K. Wu, R. P. Fuller, P. W. Morlan, D. W. Ruttle, A. S. Nejad, and W. E. Anderson, "Development of a pressure-fed rocket engine using hydrogen peroxide and JP-8," in *35th Joint Propulsion Conference and Exhibit*, 1999.
- [15] M. Ventura, E. Wernimont, and J. Dillard, "Hydrogen peroxide - Optimal for turbomachinery and power applications," *Collect. Tech. Pap. - 43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Jt. Propuls. Conf.*, vol. 5, no. July, pp. 5080–5096, 2007.
- [16] M. C. Ventura, "Long term storability of hydrogen peroxide," *41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Jt. Propuls. Conf. Exhib.*, pp. 1–14, 2005.
- [17] C. Indiana, "Caractérisation expérimentale de la pulvérisation, de l'allumage et de la combustion bi-ergols. Application à la propulsion spatiale par ergols stockables.," ENSMA, 2016.
- [18] I. H. Bell, J. Wronski, S. Quoilin, and V. Lemort, "Pure and Pseudo-pure Fluid Thermophysical Property Evaluation and the Open-Source Thermophysical Property Library CoolProp," *Ind. Eng. Chem. Res.*, vol. 53, no. 6, pp. 2498–2508, 2014.
- [19] D. . Goodwin, H. . Moffat, and R. . Speth, "Cantera: An object-oriented software toolkit for

- chemical kinetics, thermodynamics, and transport processes," 2018.
- [20] Indiana, Bellenoue, and Boust, "Experimental investigations of drop size distributions with impinging liquid jets using phase Doppler anemometer," 2015.
- [21] Lavision, "Product manual- High-speed diffuser, item-number(s): 1108360, 1108362," 2018.
- [22] L. Biasiori-Poulanges and H. El-Rabii, "High-magnification shadowgraphy for the study of drop breakup in a high-speed gas flow," *Opt. Lett.*, vol. 44, no. 23, p. 5884, 2019.
- [23] B. Boust, Q. Michalski, A. Claverie, C. Indiana, and M. Bellenoue, "Characterization of Liquid Impinging Jet Injector Sprays for Bi- Propellant Space Propulsion : Comparison of PDI and High- Magnification Shadowgraphy," no. September, pp. 6–8, 2017.
- [24] O. Rouzaud *et al.*, "Experimental Anaysis of Droplet Spatial Distribution in a Spray Burner," 2016.
- [25] M. Vicentini, "Mise en évidence expérimentale et modélisation des régimes de combustion diphasique présents dans les foyers aéronautiques," 2016.
- [26] P. Saxena and F. A. Williams, "Numerical and experimental studies of ethanol flames," vol. 31, pp. 1149–1156, 2007.
- [27] C. K. Westbrook, W. J. Pitz, O. Herbinet, H. J. Curran, and E. J. Silke, "A comprehensive detailed chemical kinetic reaction mechanism for combustion of n -alkane hydrocarbons from n -octane to n -hexadecane," *Combust. Flame*, vol. 156, no. 1, pp. 181–199, 2009.
- [28] W. C. Schumb, C. N. Satterfield, and R. L. Wentworth, "Hydrogen peroxide - Part 2," *Tech. Rep. under Contract N5ori-07819 NR-092-008*, p. 243, 1953.
- [29] J. Sotton, B. Boust, S. A. Labuda, and M. Bellenoue, "Head-on quenching of transient laminar flame: Heat flux and quenching distance measurements," *Combust. Sci. Technol.*, vol. 177, no. 7, pp. 1305–1322, 2005.
- [30] B. Boust, J. Sotton, and M. Bellenoue, "Unsteady heat transfer during the turbulent combustion of a lean premixed methane-air flame: Effect of pressure and gas dynamics," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 31 I, pp. 1411–1418, 2007.
- [31] H. Quintens *et al.*, "Experimental wall heat transfer measurements for various combustion regimes: Deflagration, Autoignition and Detonation," in *AIAA Propulsion and Energy 2019 Forum*, 2019, p. 4381.
- [32] R. Chartrand, "Numerical Differentiation of Noisy, Nonsmooth Data," *ISRN Appl. Math.*, vol. 2011, no. 1, pp. 1–11, 2011.
- [33] N. Fdida and J. Blaisot, "Drop size distribution measured by imaging : determination of the measurement volume by the calibration of the point spread function," vol. 025501, 2010.
- [34] N. Fdida and J. Blaisot, "Drop size distribution measured by imaging : determination of the measurement volume by the calibration of," 2010.
- [35] C. Fraatz, E. Prof, and A. Koch, "Charakterisierung eines Sprays und Bestimmung des Massenflusses mittels hochauflösender Bildaufnahmen," 2019.
- [36] C. Fraatz, P. Prof, and A. Koch, "Korrekte Größenbestimmung unscharfer Partikel in der Schärfentiefe mittels hochauflösender Bildaufnahmen," 2019.
- [37] N. Fdida *et al.*, "Granulométrie par imagerie d ' un écoulement diphasique cryogénique To cite this version : HAL Id : hal-01719830 Granulométrie par imagerie d ' un écoulement diphasique cryogénique," 2018.

- [38] B. Boust, J. Sotton, and M. Bellenoue, "Unsteady contribution of water vapor condensation to heat losses at flame-wall interaction," *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 395, no. 1, 2012.
- [39] J. W. Hoyt and J. J. Taylor, "Waves on water jets," *J. Fluid Mech.*, 1977.
- [40] N. Ashgriz, *Handbook of atomization and sprays: theory and applications*. 2011.
- [41] J. L. York, "The mechanism of disintegration of liquid sheets," *Trans. ASME*, vol. 75, pp. 1279–1286, 1953.
- [42] H. B. Squire, "Investigation of the instability of a moving liquid film," *Br. J. Appl. Phys.*, 1953.
- [43] J. C. P. Huang, "The break-up of axisymmetric liquid sheets," *J. Fluid Mech.*, vol. 43, no. 2, pp. 305–319, 1970.
- [44] N. Bremond, "Stabilité et atomisation des nappes liquides," 2006.
- [45] N. Dombrowski and W. R. Johns, "The aerodynamic instability and disintegration of viscous liquid sheets," *Chem. Eng. Sci.*, 1963.
- [46] G. D. Crapper, N. Dombrowski, W. P. Jepson, and G. A. D. Pyott, "A note on the growth of Kelvin-Helmholtz waves on thin liquid sheets," *J. Fluid Mech.*, 1973.
- [47] K. K. Kuo and R. Acharya, *Applications of Turbulent and Multiphase Combustion*. 2012.
- [48] K. Nomura, S. Koshizuka, Y. Oka, and H. Obata, "Numerical analysis of droplet breakup behavior using particle method," *J. Nucl. Sci. Technol.*, 2001.
- [49] C. Inoue *et al.*, "Unified Length Scale of Spray Structure by Unlike Impinging Jets," vol. 62, no. 4, pp. 213–218, 2019.
- [50] C. Inoue, J. K. Ouwa, T. W. Atanabe, T. H. Imeno, S. U. Zawa, and S. M. Atsuno, "Normalized Spray Flux Distribution in Impinging Atomization," vol. 60, no. 4, pp. 255–258, 2017.
- [51] M. F. Heidmann, R. J. Priem, and J. C. Humphrey, "A study of sprays formed by two impinging jets," 1957.
- [52] C. Inoue, K. Nozaki, G. Fujii, and Y. Daimon, "Water flow diagnostics for predicting bi-propellant thruster performance," in *53rd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, 2017*, 2017.
- [53] N. Ashgriz, W. Brocklehurst, and D. Talley, "Mixing Mechanisms in a Pair of Impinging Jets," *J. Propuls. Power*, vol. 17, no. 3, pp. 736–749, 2001.
- [54] F. W. Hoehn, J. H. Rupe, and J. G. Sotter, *Liquid-phase mixing of bipropellant doublets*. 1972.
- [55] N. Dombrowski and P. Fraser, "A photographic investigation into the disintegration of liquid sheets," *Philos. Trans. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.*, 1954.
- [56] N. Yasuda, K. Yamamura, and Y. H. Mori, "Impingement of liquid jets at atmospheric and elevated pressures: An observational study using paired water jets or water and methylcyclohexane jets," *Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.*, vol. 466, no. 2124, pp. 3501–3526, 2010.
- [57] H. M. Ryan, W. E. Anderson, S. Pal, and R. J. Santoro, "Atomization characteristics of impinging liquid jets," *J. Propuls. Power*, 1995.
- [58] X. Chen, D. Ma, V. Yang, and S. Popinet, "High-Fidelity Simulations of Impinging Jet Atomization," *At. Sprays*, vol. 23, no. 12, pp. 1079–1101, 2013.
- [59] J. H. Rupe, "The Liquid-Phase Mixing of a Pair of Impinging Streams," *JPL Prog. Rep.*, no. 20, pp. 1–68, 1953.

- [60] G. W. Elverum and T. F. Morey, "Criteria for optimum propellant mixing in impinging-jet injection elements," *J. Spacecr. Rockets*, vol. 4, no. 6, pp. 817–819, 1967.
- [61] A. Yang, B. Li, S. Yang, Y. Xu, and L. Li, "Periodic atomization characteristics of an impinging jet injector element modulated by Klystron effect," *Chinese J. Aeronaut.*, vol. 31, no. 10, pp. 1973–1984, 2018.
- [62] H. Tani, Y. Daimon, M. Sasaki, and Y. Matsuura, "Atomization and hypergolic reactions of impinging streams of monomethylhydrazine and dinitrogen tetroxide," *Combust. Flame*, 2017.
- [63] C. M. H. P. Huerre, "Perturbed free shear layers," *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 16, p. 365, 1984.
- [64] X. Chen and V. Yang, "Thickness-based adaptive mesh refinement methods for multi-phase flow simulations with thin regions," *J. Comput. Phys.*, vol. 269, pp. 22–39, 2014.
- [65] E. A. Ibrahim and B. E. Outland, "A non-linear model for impinging jets atomization," *Proc. Inst. Mech. Eng. Part C J. Mech. Eng. Sci.*, vol. 222, no. 2, pp. 213–224, 2008.
- [66] H. M. Ryan and W. E. Anderson, "Atomization characteristics of impinging liquid jets." 1995.
- [67] J. Von Kampen, H. K. Ciezki, T. Tiedt, and K. Madlener, "Some Aspects of the Atomization Behavior of Newtonian and of Shear-thinning Gelled non-Newtonian Fluids with an Impinging Jet Injector," *Aerospace*, pp. 1–13, 2006.
- [68] H. K. Ciezki, T. Tiedt, N. Bartels, and H. R. Propulsion, "Impinging Jet Injector in Dependence upon Reynolds and," no. July, pp. 1–7, 2005.
- [69] A. Gosset and Z. Bouali, "Simulation numérique de la pulvérisation d'ergols liquides par impact de jets," 2020.
- [70] E. A. Ibrahim and E. T. Akpan, "Three-dimensional instability of viscous liquid sheets," *At. Sprays*, 1996.
- [71] H. Ghassemi, S. W. Baek, and Q. S. Khan, "Experimental study on evaporation of kerosene droplets at elevated pressures and temperatures," *Combust. Sci. Technol.*, vol. 178, no. 9, pp. 1669–1684, 2006.
- [72] J. Won, H. Kang, S. Baek, and S. Kwon, "Experimental study on evaporation characteristics of a hydrogen peroxide droplet at elevated temperature," *IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci.*, vol. 67, no. 1, 2017.
- [73] G. L. Hubbard, V. E. Denny, and A. F. Mills, "Droplet Evaporation: Effects of Transients and Variable Properties," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 18, pp. 1003–1008, 1975.
- [74] Y. Wang and V. Yang, "Vaporization of liquid droplet with large deformation and high mass transfer rate, I: Constant-density, constant-property case," *J. Comput. Phys.*, vol. 392, no. March, pp. 56–70, 2019.
- [75] B. Abramzon and W. A. Sirignano, "Droplet vaporisation model for spray combustion calculations," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 9, no. 9, pp. 1605–1618, 1989.
- [76] W. Ranz and W. Marshall, "Evaporation from drops," *Chem. Eng. Prog.*, no. 48, pp. 141–146, 1952.
- [77] R. J. Priem and M. F. Heidmann, *Propellant vaporization as a design criterion for rocket-engine combustion chambers*. US Government Printing Office, 1960.
- [78] J. I. Ito, "Propellant Injection Systems and Processes," *Prog. Astronaut. Aeronaut. Ser.*, 1995.
- [79] R. Prudhomme, *Vaporisation et combustion de gouttes dans les moteurs Vaporisation et*

*combustion de gouttes dans les moteurs*, vol. 33, no. 1. 2015.

- [80] Z.-G. Wang, *Internal combustion processes of liquid rocket engines: modeling and numerical simulations*. John Wiley & Sons, 2016.
- [81] J. Bellan and K. Harstad, "The details of the convective evaporation of dense and dilute clusters of drops," *Int. J. Heat Mass Transf.*, 1987.
- [82] K. K. Kuo, *Recent Advances in Spray Combustion: Spray Atomization and Drop Burning Phenomena, Vol. I*, no. 166. 1996.
- [83] G. Castanet, A. Labergue, and F. Lemoine, "Internal temperature distributions of interacting and vaporizing droplets," *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 50, no. 7, pp. 1181–1190, 2011.
- [84] X. Chen and V. Yang, "Recent advances in physical understanding and quantitative prediction of impinging-jet dynamics and atomization," *Chinese J. Aeronaut.*, vol. 32, no. 1, pp. 45–57, 2019.
- [85] X. Chen and V. Yang, "Recent advances in physical understanding and quantitative prediction of impinging-jet dynamics and atomization," *Chinese J. Aeronaut.*, no. November, 2018.
- [86] D. Hasson and R. E. Peck, "Thickness distribution in a sheet formed by impinging jets," *AIChE J.*, vol. 10, no. 5, pp. 752–754, 1964.
- [87] Y. J. Choo and B. S. Kang, "The velocity distribution of the liquid sheet formed by two low-speed impinging jets," *Phys. Fluids*, vol. 14, no. 2, pp. 622–627, 2002.
- [88] H. Quintens *et al.*, "Experimental Investigation of H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> Decomposition Catalysts for Hydrogen Peroxide/n-decane Bipropellant Thruster," in *AIAA Propulsion and Energy 2020 Forum*, 2020, p. 3825.
- [89] C. Kirchberger, M. Kurilov, A. Stiefel, D. Freudenmann, and H. Ciezki, "Investigations on Rheology, Spray and Combustion Processes of Gelled Propellants at DLR Lampoldshausen," *Proc. 8th Eur. Conf. Aeronaut. Sp. Sci.*, 2019.
- [90] H. Kang, S. Park, Y. Park, and J. Lee, "Ignition-delay measurement for drop test with hypergolic propellants: Reactive fuels and hydrogen peroxide," *Combust. Flame*, vol. 217, pp. 306–313, 2020.
- [91] H. Kang, J. Huh, and S. Kwon, "Measuring the Reaction Rate of Hypergolic Propellants with a Microelectromechanical Systems Reactor," *J. Spacecr. Rockets*, vol. 54, no. 2, 2017.
- [92] S. Jo, D. Jang, S. An, and S. Kwon, "Chugging Instability of H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> Monopropellant Thrusters with Catalyst Reactivity and Support Sizes," *J. Propuls. Power*, vol. 27, no. 4, pp. 920–924, 2011.
- [93] H. Kang, D. Jang, and S. Kwon, "Demonstration of 500 N scale bipropellant thruster using non-toxic hypergolic fuel and hydrogen peroxide," *Aerosp. Sci. Technol.*, vol. 49, pp. 209–214, 2016.
- [94] H. Kang, "Development Status of 500 N Scale Green Hypergolic," *Propuls. Energy Forum*, pp. 1–13, 2015.
- [95] H. Kang, H. Kim, and S. Kwon, "Difficulties in dual-mode operation of nontoxic hypergolic thruster using decomposition of H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>," *J. Propuls. Power*, vol. 35, no. 4, pp. 780–786, 2019.
- [96] M. J. Casiano, J. R. Hulka, and V. Yang, "Liquid-Propellant Rocket Engine Throttling: A Comprehensive Review," *J. Propuls. Power*, vol. 26, no. 5, pp. 897–923, 2010.
- [97] C. A. Aukerman and A. M. Trout, *Experimental Rocket Performance of Apollo Storable*

*Propellants in Engines with Large Area Ratio Nozzles*, no. August. 1966.

- [98] S. Jo, S. An, J. Kim, H. Yoon, and S. Kwon, "Performance Characteristics of Hydrogen Peroxide/Kerosene Staged-Bipropellant Engine with Axial Fuel Injector," *J. Propuls. Power*, vol. 27, no. 3, pp. 684–691, 2011.
- [99] S. Tokudome, T. Yagishita, H. Habu, T. Shimada, and Y. Daimo, "Experimental Study of an N<sub>2</sub>O/Ethanol Propulsion System," no. July, 2007.
- [100] H. Kang and S. Kwon, "Green Hypergolic Combination : Diethylenetriamine-based Fuel and Hydrogen Peroxide Acta Astronautica Green hypergolic combination : Diethylenetriamine-based fuel and hydrogen peroxide," *Acta Astronaut.*, vol. 137, no. April, pp. 25–30, 2017.
- [101] H. Kang and S. Kwon, "Green hypergolic combination: Diethylenetriamine-based fuel and hydrogen peroxide," *Acta Astronaut.*, vol. 137, no. April, pp. 25–30, 2017.
- [102] T. Hiraiwa, T. Saito, T. Tomito, N. Azuma, and K. Okita, "Rocket-Plane Experimental Vehicle," no. August, pp. 1–9, 2011.
- [103] K. Brinckman, G. Feldman, and A. Hosangadi, "Impinging Fuel Injector Atomization and Combustion Modeling," *Propuls. Energy Forum*, pp. 1–12, 2015.
- [104] F. Takahashi and W. J. Schmoll, "Lifting criteria of jet diffusion flames," pp. 677–683, 1990.
- [105] N. Peters, "Laminar flamelet concepts in turbulent combustion," in *Symposium (International) on Combustion*, 1988, vol. 21, no. 1, pp. 1231–1250.
- [106] S. Lamige, "Analyse de l' Influence des Conditions aux Limites Thermiques sur la Stabilisation des Flamme Non-Prémélangées," 2015.
- [107] Pitts, "Assessment of Theories for the Behavior and Blowout of Lifted Turbulent Jet Diffusion Flames," pp. 809–816, 1988.
- [108] G. T. Kalghatgi, "Blow-out stability of gaseous jet diffusion flames. Part I: in still air," *Combust. Sci. Technol.*, vol. 26, no. 5–6, pp. 233–239, 1981.
- [109] J. E. Broadwell, W. J. A. Dahm, and M. G. Mungal, "Blowout of turbulent diffusion flames," in *Symposium (international) on combustion*, 1985, vol. 20, no. 1, pp. 303–310.
- [110] N. Peters and F. A. Williams, "Lift-off characteristics of turbulent jet diffusion flames," *AIAA J.*, vol. 21, no. 3, pp. 423–429, 1983.
- [111] R. C. Miake-Lye and J. A. Hammer, "Lifted turbulent jet flames: a stability criterion based on the jet large-scale structure," in *Symposium (International) on Combustion*, 1989, vol. 22, no. 1, pp. 817–824.
- [112] T. Poinot and D. Veynante, "Theoretical and Numerical Combustion," *Combust. Flame*, p. 534, 2005.
- [113] Z. Lu and M. Matalon, "Edge Flame Assisting the Stabilization of Diffusion Flames in Mixing Layers," pp. 1–6, 2017.
- [114] M. Matalon, "Intrinsic flame instabilities in premixed and nonpremixed combustion," *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 39, pp. 163–191, 2007.
- [115] I. A. Mulla and S. R. Chakravarthy, "Propagation velocity and flame stretch measurements in co-flowing partially premixed flames with widely varying premixedness," *Combust. Flame*, vol. 160, no. 8, pp. 1345–1356, 2013.
- [116] N. Darabiha, "Transient behaviour of laminar counterflow hydrogen-air diffusion flames with complex chemistry," *Combust. Sci. Technol.*, vol. 86, no. 1–6, pp. 163–181, 1992.

- [117] A. Mura and F. X. Demoulin, "Lagrangian intermittent modelling of turbulent lifted flames," *Combust. Theory Model.*, vol. 11, no. 2, pp. 227–257, 2007.
- [118] Y. M. Marin Ospina, "Etude de l'influence de la dilution du combustible et de l'oxydant dans le processus de décrochage de flammes-jet non-prémélangées et l'émission de polluants," 2016.
- [119] H. Guo, J. Min, C. Galizzi, D. Escudié, and F. Baillot, "A numerical study on the effects of CO<sub>2</sub>/N<sub>2</sub>/Ar addition to air on liftoff of a laminar CH<sub>4</sub>/air diffusion flame," *Combust. Sci. Technol.*, vol. 182, no. 11–12, pp. 1549–1563, 2010.
- [120] M. Kolb, D. Ahrens, C. Hirsch, and T. Sattelmayer, "A model for predicting the lift-off height of premixed jets in vitiated cross flow," *J. Eng. Gas Turbines Power*, vol. 138, no. 8, pp. 1–9, 2016.
- [121] S. Choi, T. Young, H. Kyung, I. Jeung, J. Koo, and O. Chae, "Combustion stability of gaseous CH<sub>4</sub> / O<sub>2</sub> and H<sub>2</sub> / O<sub>2</sub> coaxial jet flames in a single-element combustor," *Energy*, vol. 132, pp. 57–64, 2017.
- [122] J. Y. Hong, S. H. Bae, and J. S. Kim, "Effects of the Recess and Propellants Mass Flow on the Flammability Limit and Structure of Methane-Oxygen Diffusion Flame," vol. 22, no. 1, pp. 28–35, 2018.
- [123] S. Kato, H. Mizuno, H. Kobayashi, and T. Niioka, "Experiments on flame spread of a fuel droplet array in a high-pressure ambience," *JSME Int. J. Ser. B Fluids Therm. Eng.*, vol. 41, no. 2, pp. 322–330, 1998.
- [124] H. H. Chiu and T. M. Liu, "Group combustion of liquid droplets," *Combust. Sci. Technol.*, vol. 17, no. 3–4, pp. 127–142, 1977.
- [125] A. R. Kerstein and C. K. Law, "Percolation in combusting sprays I: Transition from cluster combustion to percolate combustion in non-premixed sprays," *Symp. Combust.*, vol. 19, no. 1, pp. 961–969, 1982.
- [126] R. Borghi and M. Champion, *Modélisation et théorie des flammes*. Editions Technip, 2000.
- [127] J. Reveillon, "Direct numerical simulation of sprays: Turbulent dispersion, evaporation and combustion," *CISM Int. Cent. Mech. Sci. Courses Lect.*, vol. 492, no. 1981, pp. 229–269, 2007.
- [128] D. Siebers and B. Higgins, "Flame Lift-Off on Direct-Injection Diesel Sprays Under Quiescent Conditions," no. 724, 2001.
- [129] W. Qi, Z. Yang, P. Ming, W. Zhang, M. Jia, and W. Wang, "Effect of hybrid breakup modelling on flame lift-off length and soot predictions," *Proc. Inst. Mech. Eng. Part A J. Power Energy*, vol. 232, no. 8, pp. 1049–1062, 2018.
- [130] F. Tagliante *et al.*, "A conceptual model of the flame stabilization mechanisms for a lifted Diesel-type flame based on direct numerical simulation," 2018.
- [131] F. Tagliante, L. M. Malbec, G. Bruneaux, L. M. Pickett, and C. Angelberger, "Experimental study of the stabilization mechanism of a lifted Diesel-type flame using combined optical diagnostics and laser-induced plasma ignition," *Combust. Flame*, vol. 197, pp. 215–226, 2018.
- [132] F. Tagliante-Saracino, "Combined study by direct numerical simulation and optical diagnostics of the flame stabilization in a Diesel spray," *Ph. D. thesis*, 2019.
- [133] A. Verdier, J. M. Santiago, A. Vandel, G. Godard, G. Cabot, and B. Renou, "Local extinction mechanisms analysis of spray jet flame using high speed diagnostics," *Combust. Flame*, vol. 193, pp. 440–452, 2018.



- [134] L. Ma and D. Roekaerts, "Numerical study of the multi-flame structure in spray combustion," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 36, no. 2, pp. 2603–2613, 2017.
- [135] A. Giusti and E. Mastorakos, "Detailed chemistry LES / CMC simulation of a swirling ethanol spray flame approaching blow-off," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 36, no. 2, pp. 2625–2632, 2017.
- [136] V. N. Prasad, A. R. Masri, S. Navarro-Martinez, and K. H. Luo, "Investigation of auto-ignition in turbulent methanol spray flames using Large Eddy Simulation," *Combust. Flame*, vol. 160, no. 12, pp. 2941–2954, 2013.
- [137] F. Shum-Kivan *et al.*, "Experimental and numerical analysis of a turbulent spray flame structure," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 36, no. 2, pp. 2567–2575, 2017.
- [138] B. Yang, F. Cuoco, and M. Oswald, "Atomization and Flames in LOX/H<sub>2</sub> and LOX/CH<sub>4</sub> - Spray Combustion," *J. Propuls. Power*, vol. 23, no. 4, 2007.
- [139] M. Oswald, S. Naclerio, B. Yang, and F. Cuoco, "Experimental investigation of flame stabilization in coaxial LOX / H<sub>2</sub> and LOX / CH<sub>4</sub> spray flames," pp. 8–10, 2008.
- [140] R. Snyder, G. Herding, J. C. Rolon, and S. Candel, "Analysis of flame patterns in cryogenic propellant combustion," *Combust. Sci. Technol.*, vol. 124, no. 1–6, pp. 331–370, 1997.
- [141] L. Potier, "Large Eddy Simulation of the combustion and heat transfer in sub-critical rocket engines," 2018.
- [142] D. H. Huang and D. K. Huzel, *Modern Engineering for Design of Liquid-Propellant Rocket Engines*. 1992.
- [143] G. Woschni and K. Huber, "The influence of soot deposits on combustion chamber walls on heat losses in diesel engines," *SAE Tech. Pap.*, 1991.
- [144] A. Gaydon, *The Spectroscopy of Flames*. 1974.
- [145] P. Liley, E. Buck, T. Daubert, G. Thomson, and D. Frlend, "Physical and Chemical Data," pp. 2–86, 1999.
- [146] Artium Technologies Inc., "PDI-200MD User Manual."
- [147] D. Hilbert and S. Cohn-Vossen, "The second-order surfaces," *Geom. Imagin.*, pp. 12–19, 1999.
- [148] W. M. Haynes, *Handbook of Chemistry and Physics*. 2017.
- [149] E. L. Cussler, *Diffusion mass transfer in fluid systems*. 2007.
- [150] L. Schiller and A. Naumann, "Über die grundlegenden berechnungen bei der schwerkraftaufbereitung. Zeitung des vereins deutscher ingenieure," 1933.
- [151] A. Putnam, "Integratable form of droplet drag coefficient," *Ars Journal*, vol. 31, no. 10. pp. 1467–1468, 1961.
- [152] A. B. Liu, D. Mather, and R. D. Reitz, "Modeling the effects of drop drag and breakup on fuel sprays," *SAE Trans.*, pp. 83–95, 1993.
- [153] H. Rusche and R. I. Issa, "The effect of voidage on the drag force on particles, droplets and bubbles in dispersed two-phase flow," in *Japanese European Two-Phase Flow Meeting, Tshkuba, Japan*, 2000.
- [154] P. Eisenklam, S. A. Arunachalam, and J. A. Weston, "Evaporation rates and drag resistance of burning drops," in *Symposium (International) on combustion*, 1967, vol. 11, no. 1, pp. 715–728.

## ANNEXE 1 : Analyse du lot d'oxydant HTP875 utilisé

Tab. IV.4-3 : Données et résultats d'analyse du produit oxydant HTP875 Propulse.

<b>Composition</b>			
Nom complet	Formule	Limites et unités	Mesure
Peroxyde d'hydrogène	H <sub>2</sub> O <sub>2</sub>	87-88 g / 100 g	87.43
Nitrate de sodium	NaNO <sub>3</sub>	12-20 mg/L	
Nitrate	NO <sub>3</sub>	12-20 mg/L	12.8
Etain	Sn	5-9 mg/L	7.66
Phosphate	PO <sub>4</sub>	≤ 0.50 mg/L	0.40
Sulfate	SO <sub>4</sub>	≤ 5.00 mg/L	< 0.10
Chlorure	Cl	≤ 2.00 mg/L	< 0.10
Aluminium	Al	≤ 1.00 mg/L	0.31
Carbone	C	≤ 100 mg/L	65
<b>Propriétés physiques</b>			
Taux de décomposition	96°C / 16h	≤ 2.0 %	0.30
Acidité		≤ 1.0 meq/L	0.49
Résidu au feu		≤ 30 mg/L	21.0
<b>Données fournisseur</b>			
$P_{vap} H_2O_2$	30°C	270 Pa	
$P_{vap} HTP$	30°C	750 Pa	
Masse volumique $\rho$	20°C	1376 kg/m <sup>3</sup>	
Viscosité dynamique $\eta$	0°C	~ 1.9 mPa.s	
Masse molaire $M$		34.02 g / mol	
Miscibilité		Totale à l'eau	

## ANNEXE 2 : Propriétés thermochimiques des ergols pour la simulation

Tab. IV.4-4 : Coefficients [28] de l'équation :  $P_{sat} = 133.322 \cdot 10^{\left[\frac{(A-B)}{T} - \frac{C}{T^2}\right]}$

Molécule ou mélange	A	B	C
$H_2O_2$	8.92536	2482.60	24675
HTP98	7.89728	1797.84	134089
HTP90	7.67297	1606.47	157563
HTP75	7.39103	1351.86	185863

Tab. IV.4-5 : Coefficients [28] de  $\rho_l(w, T) = \sum_{i=0}^2 (cDw_i w^i + cDT_i (T - 273.15)^i)$

$cDw_0$	$cDw_1$	$cDw_2$	$cDT_0$	$cDT_1$	$cDT_2$
1.0479	0.2455	0.1781	-6.76e-4	-3.98e-4	-2.40e-7

Tab. IV.4-6 : Coefficients des  $\Delta h_{vap}$  et  $C_{pl,sat}$  en  $\sum_{i=0}^n c_i T^i$  pour  $H_2O_2$  pur à saturation

	$c_0$	$c_1$	$c_2$	$c_3$	$c_4$
$\Delta h_{vap}$ [28]	3.708e-4	-0.5131	265.6	-6.227e4	5.623e6
$C_{pl,sat}$ [145]	2.546e-8	-4.536e-5	3.010e-2	-7.457	2022

Tab. IV.4-7 : Coefficients NASA pour les combustibles implémentés dans le GRI3.0 modifié

T (K)	$c_1$	$c_2$	$c_3$	$c_4$	$c_5$	$c_6$	$c_7$
<b><math>C_2H_5OH</math></b>							
300-1000	5.77E-01	2.89E-02	-1.61E-05	3.59E-09	0.00E+00	-2.96E+04	2.27E+01
1000-5000	4.35E+00	1.86E-02	-6.78E-06	8.17E-10	0.00E+00	-3.07E+04	3.24E+00
<b><math>iC_8H_{18}</math></b>							
300-1396	2.71E+01	3.79E-02	-1.29E-05	2.01E-09	-1.16E-13	-4.08E+04	-1.23E+02
1396-5000	-4.21E+00	1.11E-01	-7.91E-05	2.92E-08	-4.44E-12	-2.99E+04	4.50E+01
<b><math>nC_{10}H_{22}</math></b>							
300-1391	-2.08E+00	1.23E-01	-7.77E-05	2.50E-08	-3.24E-12	-3.43E+04	4.42E+01
1391-5000	3.20E+01	4.77E-02	-1.62E-05	2.51E-09	-1.45E-13	-4.66E+04	-1.41E+02
<b><math>nC_{12}H_{26}</math></b>							
300-1391	-2.62E+00	1.47E-01	-9.44E-05	3.07E-08	-4.04E-12	-4.01E+04	5.01E+01
1391-5000	3.85E+01	5.64E-02	-1.91E-05	2.96E-09	-1.71E-13	-5.49E+04	-1.73E+02

Tab. IV.4-8 : Données de transport des combustibles implémentés dans le GRI3.0 modifié

molecule	geom	diam	well_depth	rot_relax
$C_2H_5OH$	"nonlinear"	4.410	470.6	1.5
$iC_8H_{18}$	"nonlinear"	6.414	458.5	2
$nC_{10}H_{22}$	"nonlinear"	6.675	704.9	1

## ANNEXE 3 : Réglages et réponses des débitmètres

### Réglage de la débitmétrie

La débitmétrie constitue une métrologie essentielle qu'il convient de régler. Pour HTP qui représente la majorité du débit ergol ( $RM_{st} > 5$  voire 8.5), l'objectif est d'avoir une réponse rapide pour la mesure instantanée du  $c^*$ . Pour le combustible à l'inverse, la précision est préférée au temps de réponse pour avoir une mesure de  $\phi$  ; le réglage original n'est donc pas changé.

Les tests ont consisté à répéter une séquence unique d'injection d'eau dont la ligne oxydant a été préalablement purgée. Le réglage du débitmètre est modifié pour visualiser la réponse capteur comme présenté en Fig. IV.4-14. Il consiste soit en un changement de la sortie (« output » = filtre analogique) soit du circuit capteur (« sensor » = filtre électronique).

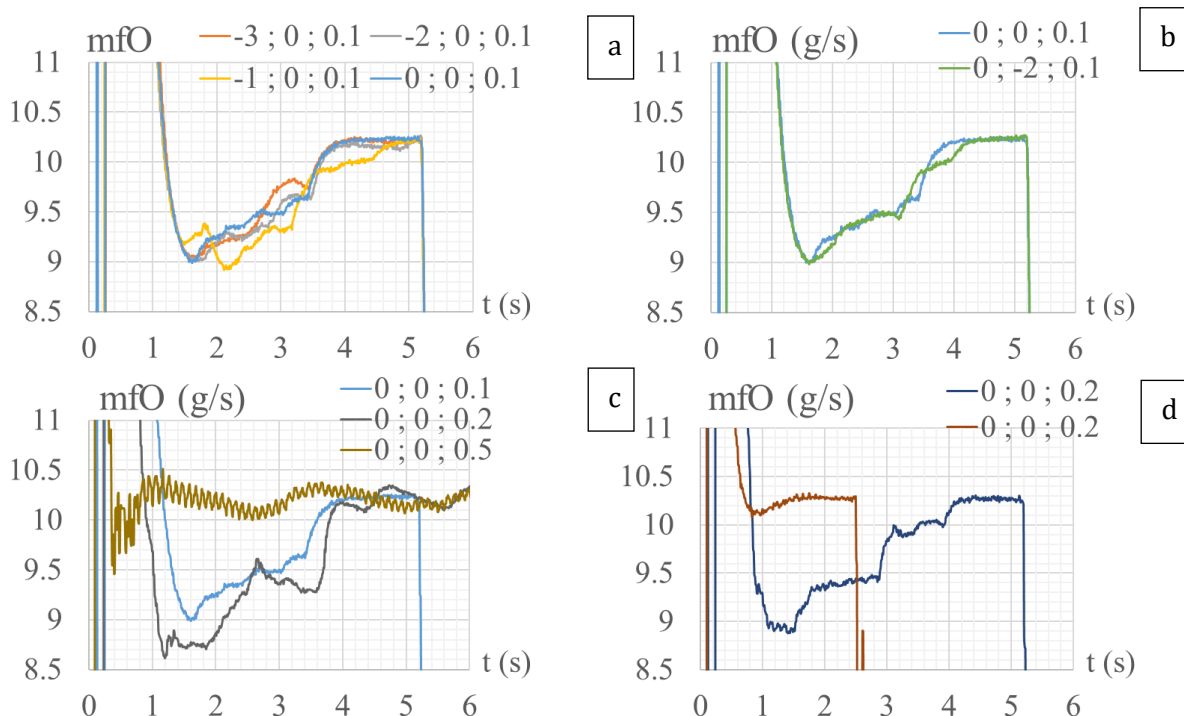


Fig. IV.4-14 : Réponse du débitmètre oxydant (Bronkhorst M15) à un créneau d'injection pour plusieurs réglages. Légende «  $k ; l ; m$  » = « output dynamic » ( $10^k$ ), « output static » ( $10^l$ ), « sensor exponential » ( $m$ ). Ligne préalablement purgée sauf (d) 2<sup>nd</sup>e série marron.

Le réglage finalement conservé pour l'oxydant est le réglage « 0 ; 0 ; 0.5 » dont la réponse est la plus rapide au prix d'un SNR faible. On notera que l'absence de purge limite significativement la durée du transitoire (Fig. IV.4-14-d, marron). La ligne combustible n'étant pas purgée, le réglage original « -3 ; -3 ; 0.1 » est conservé.

### Débitmétrie et visualisation durant le transitoire d'injection

Le début de la séquence d'injection ergols est comparé entre les mesures débitmètres et la visualisation rapide par ombroscopie. Six clichés permettent de suivre l'injection partielle jet par jet jusqu'à leur établissement complet (Fig. IV.4-15-a). Les signaux débitmètres sont saturés à l'ouverture des vannes (Fig. IV.4-15-b) probablement par la présence de bulles de gaz (purge préalable ou drainage du liquide) qui viennent perturber la mesure et allonger le temps de réponse. La débitmétrie n'est donc pas adaptée au suivi du transitoire, contrairement aux signaux de pression synchronisés à l'image.

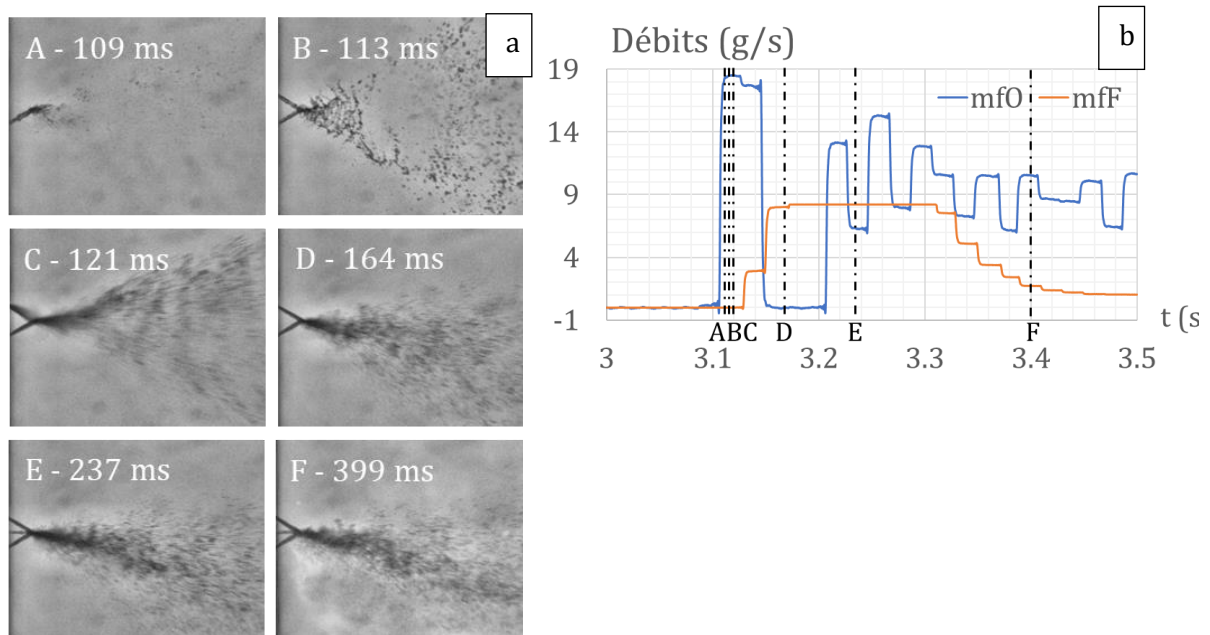


Fig. IV.4-15 : Chronologie de l'injection des ergols oxydant et fuel typique d'un essai OFO-etoH pauvre. (a) Visualisation du spray par ombroscopie et (b) signaux débitmètres associés.

## ANNEXE 4 : Protocole détaillé et phases de tests

### Test inerte de l'injecteur

L'injecteur est utilisé sans chambre en environnement libre. Les réservoirs sont remplis resp. en combustible et en eau, puis mis en pression. La séquence correspond à une injection continue de plusieurs secondes. Après la phase de remplissage des canaux d'alimentation, les jets liquides s'établissent et l'écoulement se stabilise. Les régimes transitoire et permanent sont observables sur les signaux de pression réservoir et de débit liquide (Fig. IV.4-16). Un éventuel défaut sur l'injection est généralement identifiable par la visualisation ou par le coefficient de débit  $Cd_j$  (typiquement entre 0.55 à 0.75 en conditions normales). Plusieurs tests sont opérés pour s'assurer de la répétabilité. Dans le cas d'un défaut d'injection, des piges sont passées dans les orifices susceptibles d'être bouchés jusqu'à résolution du défaut.

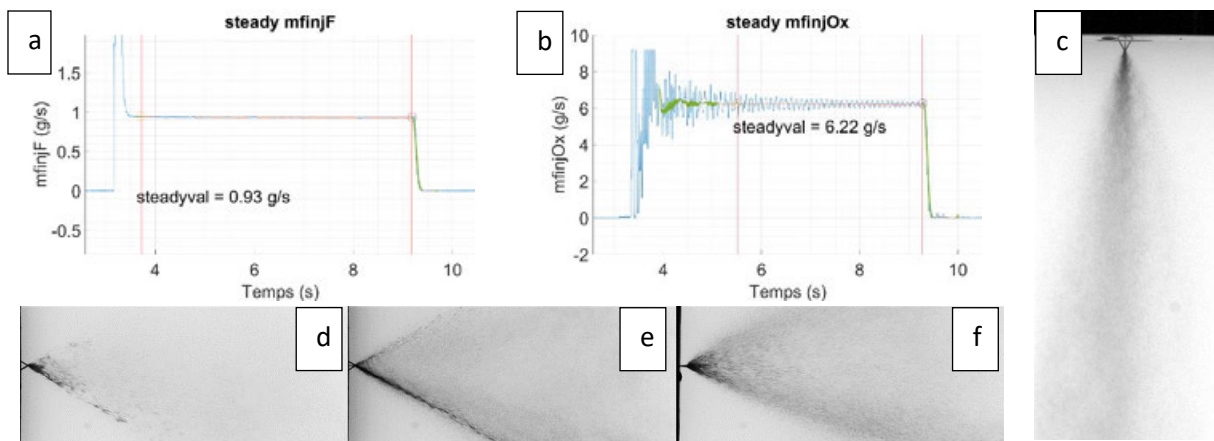


Fig. IV.4-16 : Qualification de la phase d'injection par visualisation et débitmétrerie. (a-b-c) cas nominal OFO-alk ( $Cd_F = 0.74$ ,  $Cd_O = 0.60$ ). (d, e, f) Défaut d'injection sur le jet O1 partiellement obstrué

### Test de la torche et des purges

En phase de préparation, la bougie est testée dans son logement sans alimentation en fluide. Le son émis par le train d'étincelles à 50 Hz témoigne d'une activité nominale. À défaut, la bougie est retirée et les électrodes nettoyées. Une fois son fonctionnement assuré, l'injection d'air est testée. Au vu des longueurs de ligne, un réglage haut de la pression de service est nécessaire sur les détendeurs muraux pour compenser les pertes de charges (surpression d'environ 0.75 bars sur l'air et 0.25 pour  $H_2$ ). La voie d'injection d'hydrogène est ensuite activée, la torche émettant un son maintenu et stable bien identifiable. Dans le cas inverse (jet non allumé ou alternance de cycles brûlés / imbrûlés), la bougie ou les pressions sont de nouveaux contrôlés. Plusieurs cycles sont répétés pour s'assurer de la reproductibilité.

Les purges veine et oxydant sont contrôlées en pression, resp. 3 et 2 barsG. L'arrêt d'urgence est testé également ; il a un effet sur les vannes d'arrêt des fluides réactifs (ergols, air et hydrogène).

### Montage de la chambre de combustion

Une fois l'injecteur testé, le bloc chambre doit être monté, doté des hublots et de la plaque capteur. Suite à une campagne, un nettoyage des parois est requis ; un soin particulier est porté aux hublots.

Quand c'est nécessaire (ce n'est généralement pas le cas), les joints sont remplacés. Le schéma de montage pour chacune des trois faces est le même (Fig. IV.4-17) : la plaque ou le hublot est pris en sandwich entre deux joints puis la bride est serrée modérément. Ceux disposés sur les faces injecteur et tuyère sont changés systématiquement ; il en va de même pour la protection silicone du capteur de pression dynamique.

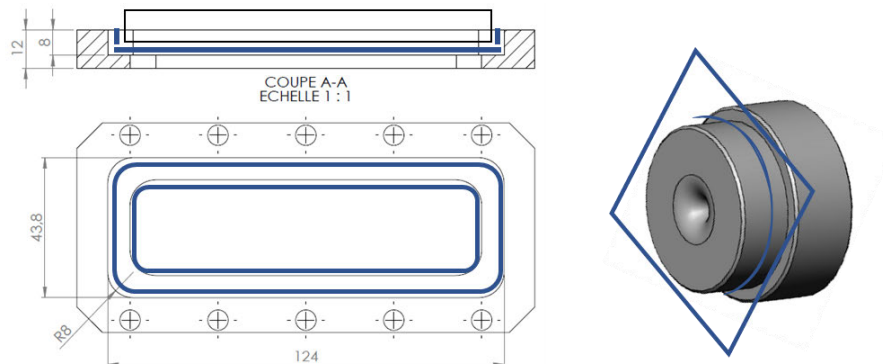


Fig. IV.4-17 : Schéma des joints graphites et du montage chambre

### **Installation du bloc chambre et test d'étanchéité**

Le bloc chambre prêt, la tête d'injection, la chambre et la tuyère peuvent être assemblés selon la Fig. II.2-2. Les joints injecteur et tuyère sont disposés à leur emplacement, puis la chambre insérée en sandwich entre l'injecteur et une bride, et l'ensemble maintenu entre des tiges filetées. Une répartition de l'effort permet de parvenir à un écrasement uniforme. Une fois en place, une pièce d'adaptation est mise en place et connectée à une bouteille d'azote afin de mettre en pression le bloc chambre et les lignes fluides jusqu'aux vannes ou clapet anti-retour. La pression est graduellement augmentée dans la limite des 10 bars ce qui permet de détecter une fuite. Dans cette éventualité, le serrage est repris et à défaut les joints changés.

### Préchauffage et remplissage ergols

À ce stade, l'ensemble du bloc tête d'injection – chambre – tuyère est monté et installé. La ligne d'oxydant est purgée, la ligne combustible préremplie, et la torche fonctionnelle. La chambre est alors préchauffée jusqu'à un premier palier de température fixé à 90°C. Avec des bacs remplis d'eau à disposition, l'opérateur se munit des équipements de protection individuelle et remplit le réservoir oxydant en HTP selon le protocole habituel. Le préchauffage est enfin mené à terme jusqu'au second palier à 130°C correspondant à la condition de test.

## ANNEXE 5 : Campagne PDI sur le banc AILEFS

### Présentation de la technique d'interférométrie à Phase Doppler (PDI)

Les techniques d'interférométrie à phase Doppler permettent de mesurer les dimensions d'un objet ainsi que sa vitesse. Elles reposent sur l'utilisation de faisceaux laser monochromatiques cohérents dont le déphasage à leur rencontre permet la création de figures d'interférences. Certaines s'appuient sur l'effet Doppler qui exploite la variation en fréquence d'une onde perçue au passage d'un objet mobile afin de déterminer sa vitesse.

Dans le cas de la PDI, deux paires de faisceaux de longueur d'onde respectivement 473 et 532 nm sont utilisées dans deux plans orthogonaux YZ et XZ. Générés par la tête d'émission, ils s'intersectent en deux proches volumes de dimension environ 100 µm de large (voir Fig. IV.4-18). Deux têtes réceptrices sont placées l'une face à la tête d'émission et l'autre avec un angle de 40° à l'axe émetteur X (réfraction à l'ordre 1, fonction de la taille de goutte). Au passage d'un objet dans ce dernier, un déphasage apparaît entre les signaux mesurés par les deux capteurs. La théorie indique que sa valeur  $\Delta\phi$  est proportionnelle au diamètre de la goutte  $d$ , et non linéairement dépendant de l'indice de réfraction  $n$  du liquide (Eq. IV.4-1). Afin que la relation soit valable, la goutte doit être sphérique. Le dispositif permet de mesurer les deux composantes de vitesse de la goutte dans les plans laser formés (Eq. IV.4-2). À son passage dans le volume d'interférences, la particule crée une impulsion lumineuse (dite « bouffée Doppler »). La fréquence de la bouffée Doppler est alors proportionnelle à la vitesse de la particule  $v$  dans l'axe des franges et à l'espacement de ces dernières noté  $i$  (interfrange).

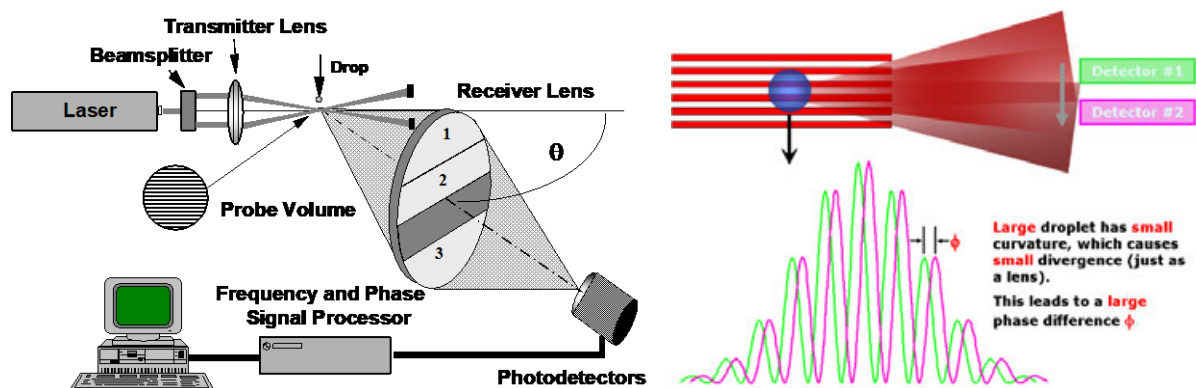


Fig. IV.4-18 : Schéma de fonctionnement du dispositif PDI et signaux obtenus au passage d'une goutte devant la figure d'interférences [146]

$$\Delta\phi \propto \frac{n-1}{n} d \quad \text{Eq. IV.4-1}$$

$$f = \frac{v}{i} \quad \text{Eq. IV.4-2}$$

La chaîne PDI 200 MD (Artium) comprend l'ensemble des éléments d'émission-réception, deux racks dédiés à l'acquisition et au traitement du signal ainsi qu'une interface logicielle AIMS 6.0. Les blocs optiques sont montés avec un angle du récepteur de 40°. Les focales à l'émission et à la réception, resp. de 500 mm et la largeur de fente de 200 µm, sont adaptées aux gammes de diamètres et de vitesses de l'écoulement, resp. 1.5 à 150 µm et -100 à 400 m/s.



## Incertitudes

Premièrement, la mesure n'est correcte qu'à la condition d'avoir une seule goutte dans le volume de mesure. La technique est donc plus appropriée à des mesures en spray dilué où la concentration en gouttes est modérée. La goutte doit aussi être sphérique, une légère ellipticité étant tolérée pour la mesure. Sa taille influence la mesure. Ainsi une petite particule n'est détectée qu'à condition d'être centrée dans le volume de mesure, sa réfraction étant corrélée à sa forte courbure (effet lentille). Aussi en complément du critère de sphéricité, une correction « PVC » (probe volume correction) est apportée sur la distribution. Enfin, l'indice de réfraction du liquide a une influence dans l'évaluation du diamètre (Eq. IV.4-1) ce qui constitue une source potentielle d'erreur dans l'étude d'un spray multicomposant ou de température variable.

Ainsi la mesure PDI appliquée aux sprays OFO des bancs AILEFS et ACSEL se confronte à plusieurs obstacles. Au passage d'une goutte, il se pose la question de sa nature chimique et de sa température. Elle est composée soit d'oxydant pur, soit de combustible pur, ou d'un mélange des deux. Elle peut être à  $T_0$  (voire moins en s'évaporant) ou supérieure par échauffement jusqu'à  $T_{wb} < T_{eb}(P)$ . En ce sens, la relation de Gladstone-Dale est utilisée pour tabuler l'indice  $n$  dans les conditions de l'étude (Fig. IV.4-19). Par application de la relation  $d = \frac{n-1}{n} \Delta\varphi$ , une nouvelle distribution est calculée à partir de celle mesurée en prenant  $n \neq n_{mes}$  (réglage logiciel). Les  $d_{10}$  et  $d_{32}$  sont recalculés.

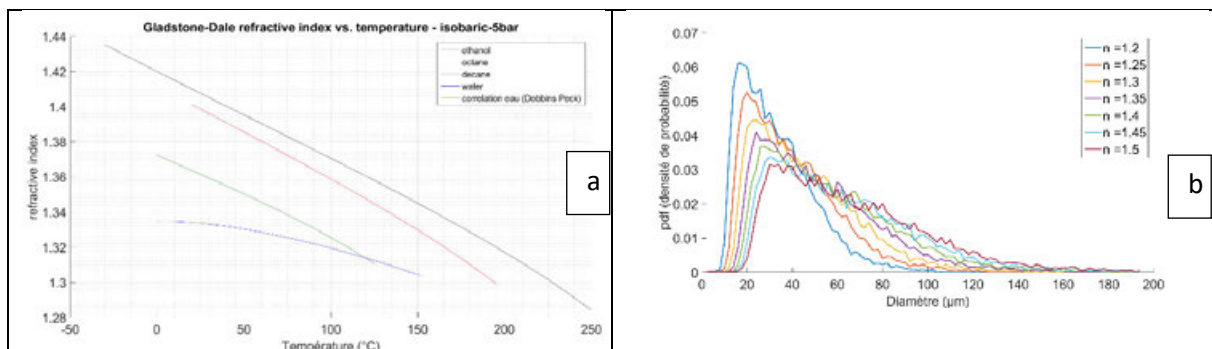


Fig. IV.4-19 : Calcul des indices de réfraction selon la température du fluide. (b) Correction de la pdf mesurée fonction de l'indice renseigné.

## Plan d'essais

Les positions retenues pour l'étude de l'atomisation secondaire se situent en  $z^* = z/D_0 > 100$  (Fig. IV.4-20). Quelques visualisations sont également réalisées pour vérifier que l'intersection des faisceaux corresponde bien à la position souhaitée.

Plusieurs combinaisons de pressions et liquides ont été testés. Parmi ces derniers, une solution d'eau sucrée de fraction massique en saccharose  $Y = 0.25$  et d'indice théorique  $n = 1.38$  a été utilisée. Simulant l'oxydant, elle a été sélectionnée de manière à ce que son indice de réfraction soit le plus proche possible de celui du combustible ( $n = 1.40$  pour le dodécane) permettant de s'affranchir de la problématique de l'incertitude de mesure.

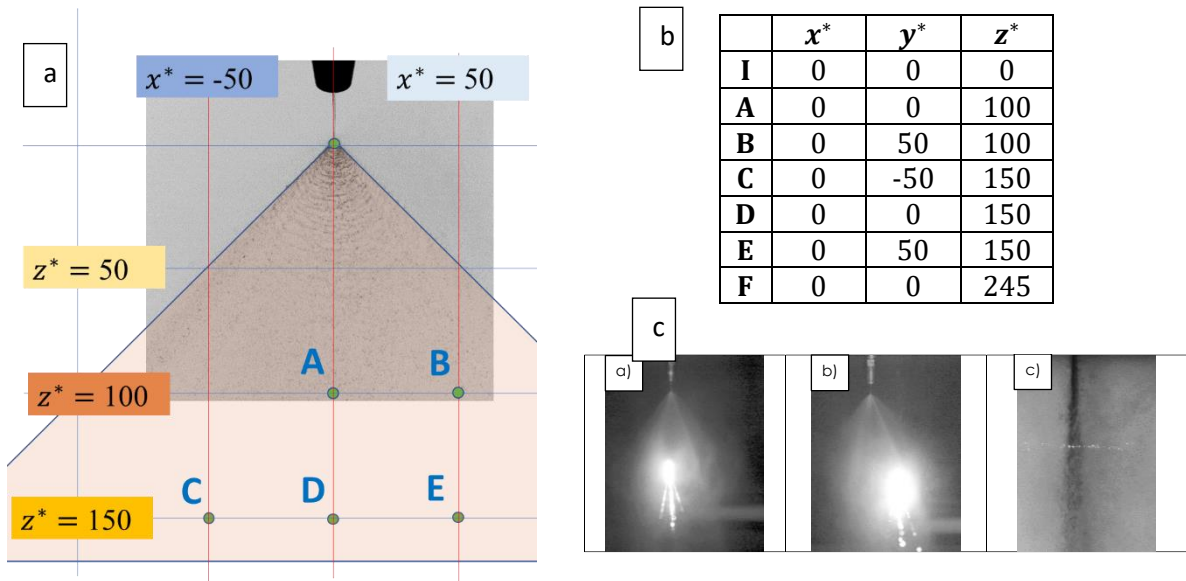


Fig. IV.4-20 : (a) Positions des points étudiés et (b) coordonnées spatiales dans le repère injecteur. (c) Visualisations de contrôle dans les plans XZ et YZ.

### Post-traitement

Parmi les indicateurs de mesure important en PDI, le datarate  $DR$  se définit par le nombre de gouttes détectées par unité de temps (Eq. IV.4-3). Il dépend donc du flux effectif au travers du volume de mesure et de la métrologie. Un second indicateur est le taux de validation qui dénombre la fraction de gouttes sphériques (Eq. IV.4-4). Il traduit la capacité du dispositif PDI à donner une mesure représentative de la population liquide. Ces deux taux évaluent donc la qualité de la mesure.

$$DR = \frac{N_{sph}}{T} \quad \text{Eq. IV.4-3} \quad \tau_{sph} = \frac{N_{sph}}{N_{tot} - N_{sph}} \quad \text{Eq. IV.4-4}$$

Avec  $N_{tot}$  et  $N_{sph}$  resp. le nombre total de gouttes détectées et celles sphériques validées sur la durée  $T$  de l'acquisition.

### Mesures

La campagne de PDI constitue une première mesure des distributions de taille et de vitesse de gouttes. Après plusieurs tests exploratoires, une tension photomultiplicateur de 375 V est choisie afin d'augmenter la sensibilité aux petites gouttes au prix d'un SNR diminué. L'indice de réfraction renseigné au logiciel est de  $n = 1.38$ . Les résultats corrigés PVC sont synthétisés en Fig. IV.4-21 et dans le Tab. IV.4-9.

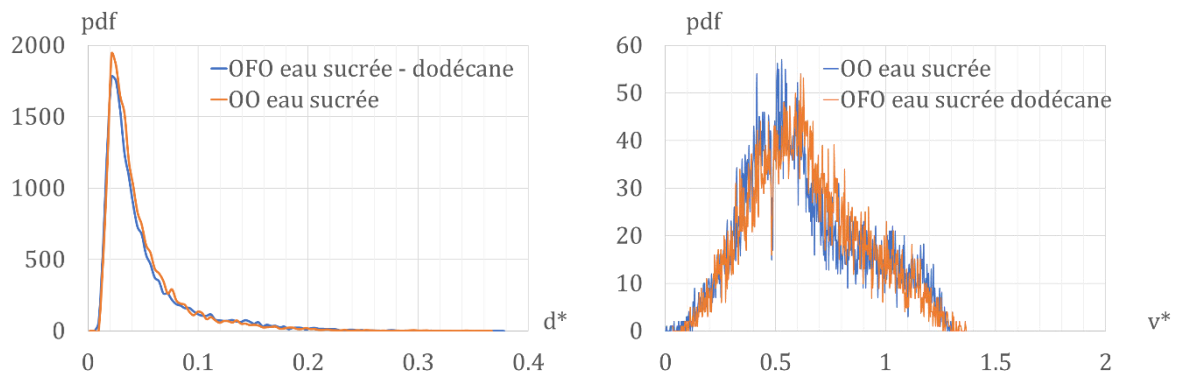


Fig. IV.4-21 : Comparaison des pdf mesurées en configurations OO / OFO. (a) Pdf en diamètre. (b) Pdf en vitesse,  $\Delta P_O = 15$  bars et  $\Delta P_F = 4$  bars, position D (0, 0, 147  $D_O$ ).

Tab. IV.4-9 :  $d_{10}$ ,  $d_{32}$ ,  $V_{moy}$  et  $DR$  mesurées par PDI en jets impactants doublet et triplet

Essai	$\Delta P_F$ (bars)	$\Delta P_O$ (bars)	$x^*$	$y^*$	$z^*$	$d_{10}$ ( $\mu\text{m}$ )	$d_{32}$ ( $\mu\text{m}$ )	$v_{mean}$ (m/s)	$DR$ (kHz)
238	0	15	0	0	147	27	64	23	13
232	4	15	0	0	147	29	72	23	9
233	4	15	0	49	147	24	57	18	11
240	0	15	0	49	147	24	55	16	11
234	4	15	0	-49	147	27	63	13	5
237	9	15	0	0	147	25	68	21	9
239	9	15	0	0	245	25	71	15	5

Aux positions D et É, les tailles de gouttes sont plus grandes en triplet qu'en doublet (238/232 et 233/240) et les vitesses semblables. Le flux de gouttes y est supérieur avec OO au vu du  $DR$  mesuré, ce qui est cohérent avec une atomisation forte et une faible dispersion spatiale.

En triplet, un écart significatif est observé entre les points C et É, symétriques par rapport à D (233, 234, 232). Les tailles de gouttes sont inégales ce qui témoigne d'un spray asymétrique, ce qui avait été observé à partir des visualisations en champ large (cf. III.2.2). Le  $DR$  plus élevé en E (233) témoignerait aussi d'une atomisation plus forte selon l'axe IE relativement à ID (nota : longueur  $\overline{ID} < \overline{IE}$ ). Ainsi, le centre se compose de plus grosses gouttes qu'à ses bords, supposément moins dense du fait d'une nappe plus étirée selon l'axe central Z du jet combustible.

En D, l'augmentation de la pression amène une faible diminution de la taille de goutte à  $DR$  égal (237, 232). Plus loin en F (239), significativement moins de gouttes sont mesurées, de vitesse moyenne moindre et de  $d_{32}$  supérieur.

En conclusion, la PDI a donné un premier éclairage autour de quelques points de fonctionnement. Cependant, avec un plan d'essais différent en HMS (eau distillée, iso- $\Delta P_j$ ), les mesures ne sont pas directement comparables.

## ANNEXE 6 : Problème du cercle de Gauss

Le problème du cercle de Gauss pose la question suivante : « combien décompte-t-on de points en réseau dans un cercle de rayon connu ? ». Cette configuration se prête tout à fait à la mesure HMS dont le cercle est l'ombre de la goutte discrétisée en pixels sur le capteur caméra.

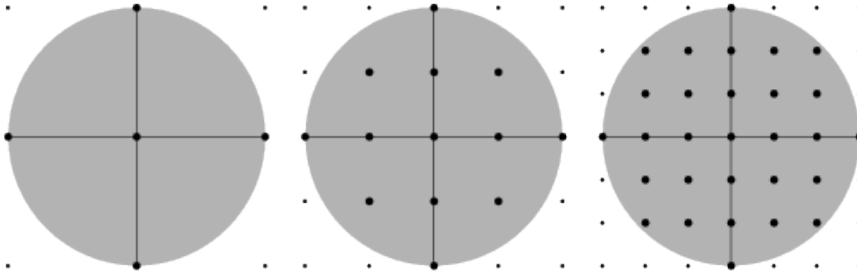


Fig. IV.4-22 : Illustration du problème du cercle de Gauss. ©Wolfram\E.Weisstein

Mathématiquement, il s'agit d'exprimer le nombre  $N$  de « points de lattice » à l'intérieur d'une frontière délimitée par un cercle de rayon  $r$  avec pour centre l'origine. Sa solution [147] vaut :

$$N(r) = 1 + 4 \sum_{i=0}^{\infty} \left( \left\lfloor \frac{r^2}{4i+1} \right\rfloor - \left\lfloor \frac{r^2}{4i+3} \right\rfloor \right)$$

Gauss a montré qu'un encadrement de l'erreur  $E(r)$  relativement à  $N(r)$  vaut au 1<sup>er</sup> ordre :  
 $|E(r)| \leq 2\sqrt{2}\pi r$  avec  $N(r) = \pi r^2 + E(r)$

Avec  $px$  la largeur du pixel, il vient l'erreur relative sur la surface de  $N$  pixels et de diamètre  $d$  :  
 $\epsilon_N = \frac{dN}{N} = 2 \frac{dd}{d} = 2 \epsilon_d$  avec  $N = \frac{\pi}{4} \left(\frac{d}{px}\right)^2$ .

Vu la relation de Gauss, on peut alors écrire :  $\epsilon_d \leq 2\sqrt{2} \frac{px}{d}$

Ainsi, cette estimation montre que l'erreur relative est considérable pour les faibles diamètres proches de  $px$ . Elle vaut 100% pour  $d = 3px$  et tend rapidement vers 0 avec  $d \rightarrow \infty$ .

## ANNEXE 7 : Exploitation de la mesure PTV

### Analyse pour un essai typique stabilisé

La représentation de la distribution  $QDE(d)$  en Fig. IV.4-23-a se rapproche de  $C(d) \equiv a(b)$  en Fig. IV.4-23-b. On observe que le seuil  $QDE \geq 0.90$  coupe une fraction importante des gouttes de  $d > 100 \mu\text{m}$ .

Celle de  $v(d)$  en Fig. IV.4-23-c correspond à la caractéristique dont on extrait le profil moyen reporté en partie III.3. La dispersion des points autour de cette courbe moyenne peut être le fait des incertitudes sur  $d$  et  $v$ . De nombreux points de  $d < 100 \mu\text{m}$  sont hors tendance.

Enfin pour deux jumelles entre A et B, leurs diamètres sont tracés l'un fonction de l'autre en Fig. IV.4-23-d. Symétrique et de l'ordre de  $0.15 d_A$ , ce changement du diamètre apparent ne semble pas s'expliquer par le très faible déplacement possible dans la DOF i.e.  $dy \sim 50 \mu\text{m}$  pour  $v_y \sim 10 \text{ m/s}$  en  $dt = 5 \mu\text{s}$ . Il s'agirait donc davantage de mauvaises attributions lors du jumelage, hypothèse cohérente avec la tolérance fixée pour la mesure PTV :  $\frac{d_B - d_A}{d_A} = 0.15$ . C'est donc une mesure directe de l'incertitude de mesure.

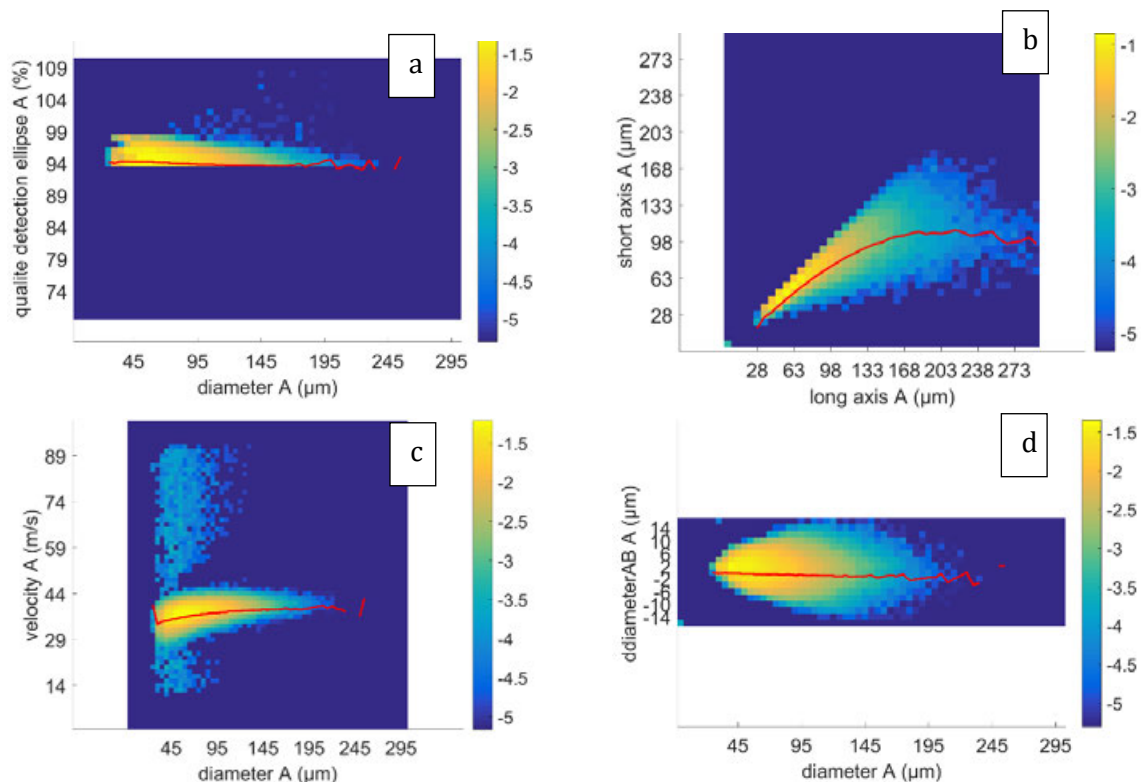


Fig. IV.4-23 :  $N(x, y) = 10^z$  ( $z$  l'échelle de couleur) et moyenne  $N_{moy}(x)$  en rouge. (a)  $QDE_A(d_A)$ , (b)  $a_A(b_A)$ , (c)  $v_A(d_A)$ , (d)  $(d_B - d_A)(d_A)$ . Essai HTP875 - décane,  $\phi = 1.0$ , ISO5,  $z^* = 90$ .

## ANNEXE 8 : Comparaison CEA / Cantera

Le solveur thermochimique CEA (« Chemical equilibrium application ») fait référence pour l'application spatiale. Face à lui, Cantera propose une approche plus générale, sa base thermochimique n'étant pas dédiée aux ergols usuels. Leurs résultats sont comparés en fonction de la richesse pour un cas de référence HTP875 – éthanol à  $P = 3 \text{ bars}$ . L'état thermochimique des produits de combustion calculés avec les deux programmes y apparaît cohérent.

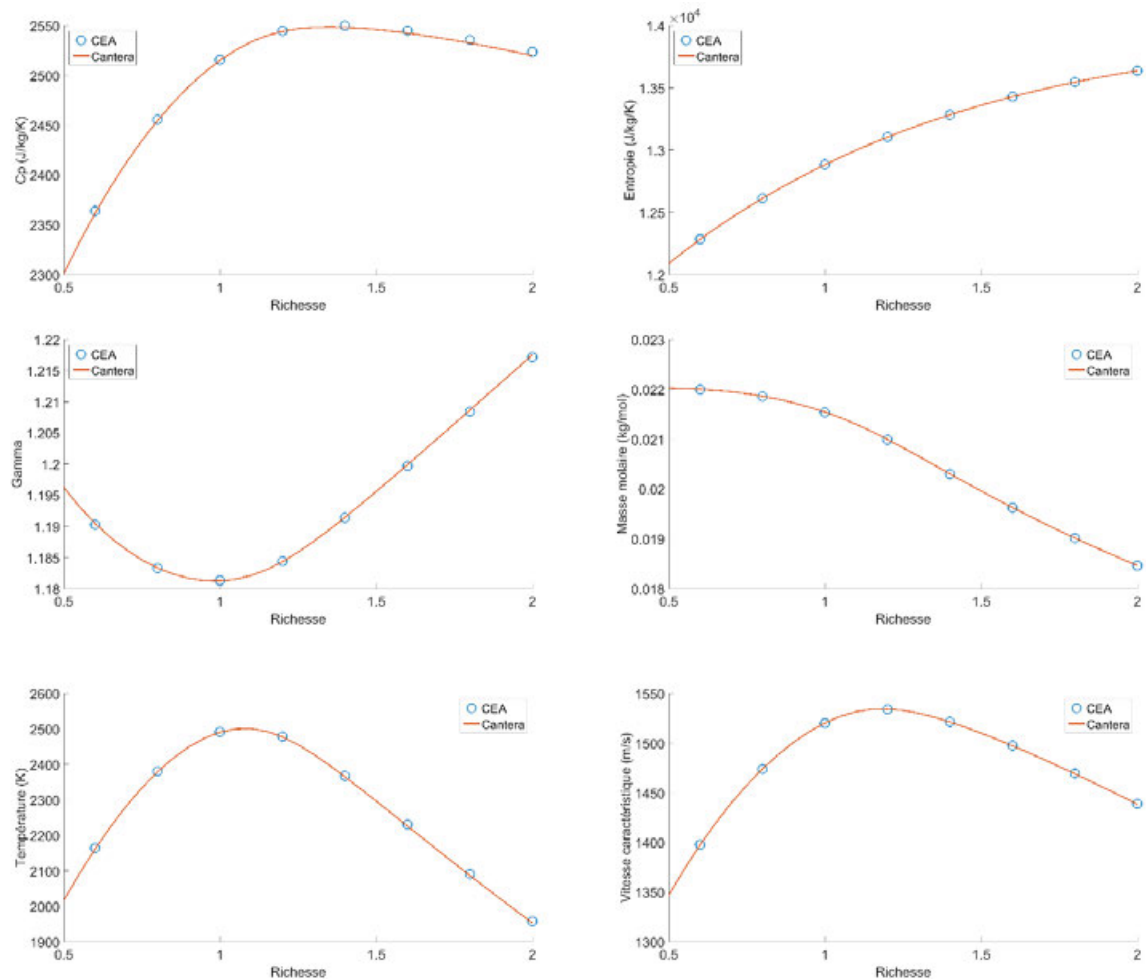


Fig. IV.4-24 : État thermochimique des produits de combustion d'un mélange initial HTP875 – éthanol à  $P = 3 \text{ bars}$  selon  $\phi$ .

## ANNEXE 9 : Comparaison des données Cantera et Coolprop

Utilisées de pair en phase gazeuse lors du calcul de  $K_{vap} \propto \frac{\lambda}{\rho C_p}$ , les bibliothèques Coolprop (abrégée CP) et Cantera (CT) doivent être cohérentes et en accord avec la littérature. Soit  $E$  la valeur absolue de l'écart relatif entre les deux données CP ou CT d'une grandeur :

$$E[\%] = 100 \frac{A}{\int_{T_0}^{T_1} |CT|} \int_{T_0}^{T_1} |CP - CT| \quad \text{avec} \quad A = \frac{CP-CT}{|CP-CT|} \quad \text{son signe.}$$

Pour les espèces pures, des écarts de plus de 10% sont observés pour l'eau et le dodécane, et moins pour le décane et l'éthanol (Tab. IV.4-10). En mélange avec l'azote, ces écarts évoluent peu ce qui laisse donc le choix de la bibliothèque. Plus précisément, la conductivité thermique varie sensiblement tandis que  $\rho$ ,  $C_p$  et  $h$  sont assez cohérents. Il faudra donc choisir la meilleure base de données pour ce calcul. Le changement de la pression n'a pas d'incidence ( $P < 10$  bars).

Tab. IV.4-10 : Comparaison des propriétés de la phase gazeuse entre Coolprop (CP) et Cantera (CT) à  $P = 1$  atm, moyenné sur  $[T_0, T_1]$ .  $i$  = espèce pure. Mélange = 50%  $i$  et  $N_2$  (molaire).

Molécule $i$	$[T_0, T_1]$	$\lambda$		$C_p$		$\rho$		$h$	
		$E_i$	$E_{mix}$	$E_i$	$E_{mix}$	$E_i$	$E_{mix}$	$E_i$	$E_{mix}$
$H_2O$ (G)	[400, 1000]	-20.5	-16.9	0.7	0.1	0.3	0.1	0.8	0.1
$CO_2$ (G)	[300, 1000]	-1.1	-1.4	0.1	0.1	0.1	0	0.2	0.1
$O_2$ (G)	[300, 1000]	-1.6	-1.7	0	0.1	0	0	0	0
$N_2$ (G)	[300, 1000]	-2.0	-	0.1	-	0	-	0	-
$C_2H_5OH$ (L)	$T_{eb,i} + [1, 100]$	1.9	8.1	3.3	3.2	1.8	1.3	1.7	7.6
$nC_{10}H_{22}$ (L)	$T_{eb,i} + [1, 100]$	-3.6	12.3	1.6	0.3	4.5	1.7	0.5	0.1
$nC_{12}H_{26}$ (L)	$T_{eb,i} + [1, 100]$	-15.1	-	1.7	-	5.3	-	0.4	-

Comparées à la littérature de référence [148], les conductivités thermiques des deux bases affichent un écart acceptable (<10%) à l'exception de l'eau pour Cantera (>30 %). Coolprop correspond donc le mieux aux données expérimentales (<5%). De même, les diffusivités massiques sont comparées [149] : les écarts sont généralement inférieurs à 8% (erreur annoncée sur le polynôme). Une exception apparaît de nouveau avec  $H_2O$  dont l'écart atteint 20%. Enfin, les enthalpies spécifiques  $h$  diffèrent du fait de la définition de l'état standard (Coolprop n'inclut pas  $h^\circ$ ). Une correction sur l'état de référence est donc appliquée par différence des  $h$ .

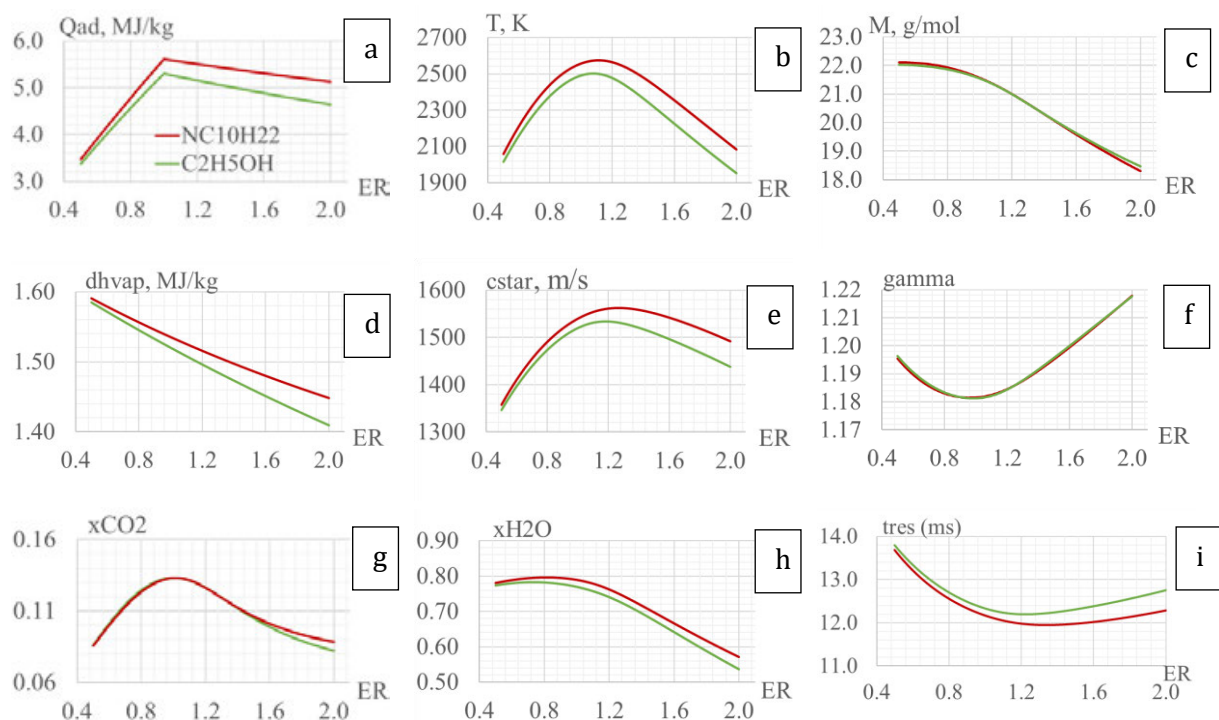
Tab. IV.4-11 : Comparaison des données Coolprop (CP) et Cantera (CT) à la littérature

$i$	$\lambda_i @ 400$ K [1e-3 W.m-1.K-1]			T [K]	$j$	$D_m i - j @ T$ [1e-5 m <sup>2</sup> /s]	
	ref	CT	CP			ref	CT
$H_2O$ (G)	36.1	<b>26.8</b>	36.1	298	$N_2$	2.93	2.24
$CO_2$ (G)	25.2	25.4	24.8	298	$N_2$	1.65	1.56
$O_2$ (G)	34.0	33.8	34.0	316	$N_2$	2.3	2.29
$N_2$ (G)	32.8	32.9	32.8		$N_2$		
$C_2H_5OH$ (L)	25.8	25.5	26.0	273	Air	1.02	0.97
$nC_{12}H_{26}$ (L)		20.3	17.3		$N_2$		

# ANNEXE 10 : État thermochimique des produits de combustion

## Comparaison entre les fuels de référence

Les résultats du calcul 0-D sont présentés en Fig. IV.4-25 pour les deux fuels de référence. Une sensibilité forte à la richesse est observée pour l'ensemble des grandeurs du fait de trois effets indépendants : la chimie, la dilution, et l'évaporation. Il vient une asymétrie notable entre les domaines pauvre et riche. Les positions des optima en richesse pour chaque grandeur sont décalées de la stœchiométrie ; leurs valeurs sont reportées dans la table associée à la figure.



Fuel	T (K)	$\gamma$	$c^*$ (m/s)	$t_{res}$ (ms)	$x_{CO_2}$	$x_{H_2O}$
éthanol	1.08	0.98	1.18	1.22	1.01	0.81
n-décane	1.11	0.96	1.27	1.34	1.00	0.73

Fig. IV.4-25 : Propriétés thermochimiques et propulsives des produits de combustion à l'équilibre chimique à  $P = 3 \text{ barsA}$  et en fonction de la richesse  $ER$ . Mélanges HTP875-éthanol / -décane. Table : position en richesse des extrema.

L'équilibre thermochimique joue au 1<sup>er</sup> ordre comme le montrent les compositions molaires  $x_i$  et la température des gaz brûlés. Les deux fuels affichent des compositions similaires en  $H_2O$  et  $CO_2$  (Fig. IV.4-25-g-h), produits majoritaires sur l'ensemble du domaine de richesse. On notera une proportion élevée d'eau en mélange pauvre du fait de la dilution par HTP. Par ailleurs, les sous-produits  $CO$  et  $H_2$  en mélange riche et  $O_2$  en condition pauvre modifient la masse molaire (Fig. IV.4-25-c) et l'indice adiabatique  $\gamma$  (Fig. IV.4-25-f).



Au second ordre vient la contribution de la chaleur latente du mélange  $\Delta h_{vap}$  prise en compte dans  $Q_{ad}$  (Fig. IV.4-25-a). Par définition de  $\phi \propto \dot{m}_F/\dot{m}_O$ , sa valeur diminue relativement aux  $L_{vap}$  des ergols.

Enfin, la sensibilité au combustible apparaît évidemment dans le domaine riche au travers de la température ou de  $Q_{ad}$  par exemple. Il en va de même du  $c^*$  qui varie avec  $\sqrt{\frac{T}{M}} \Gamma(\gamma)$  dont  $M$  et  $\gamma$  sont quasiment invariants avec le fuel. Par ailleurs, le temps de séjour proportionnel à  $M/T$  (avec  $\dot{m}_{tot}$  et  $P_{CC}$  pris constants) varie donc en inverse du  $c^*$ , c'est-à-dire peu (< 20%).

### Effet de la pression chambre, de l'oxydant et de la pré-vaporisation

D'autres comparaisons servent l'étude, à savoir l'effet de la pression, de la dilution d'HTP en eau ou encore de la pré-vaporisation (Fig. IV.4-26). Ce dernier cas montre un gain substantiel sur la température des gaz ou la vitesse caractéristique (Fig. IV.4-26-a-d). Hélas, l'état pré-vaporisé n'a pas de réalité physique vis-à-vis des applications pour le spatial,  $H_2O_2$  étant stocké liquide. La seconde comparaison entre les deux pressions de service à diamètre de col 5 et 7 mm (Fig. IV.4-26-b-d,  $\dot{m}_{tot} \sim 10$  g/s) montre un gain minime à plus haute pression. À l'inverse, la substitution d'HTP875 par HTP98 permet de monter très nettement en température (Fig. IV.4-26-c) soit un gain substantiel du  $c^*$  et de la poussée. Les niveaux atteints avec HTP98(L) sont ainsi proches de ceux avec HTP875 pré-vaporisé.

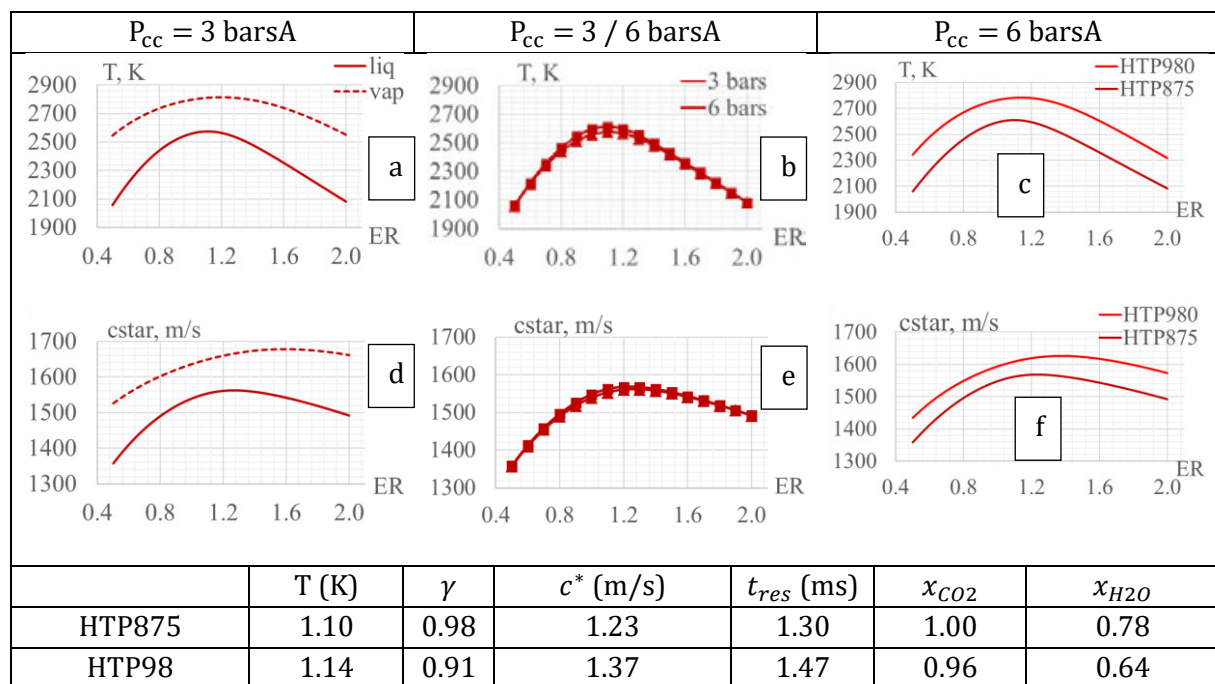


Fig. IV.4-26 : (a-f) Propriétés thermo-chimiques et propulsives des produits de combustion à l'équilibre chimique. Sauf exception, réactifs de référence HTP875 – décane initialement liquides. Table : richesse des extrema pour les couples HTP875 / HTP98 – décane à 6 bars

### Composition des gaz

La composition des gaz est donnée ci-dessous pour un mélange initial HTP875 – éthanol. Il met en évidence la part très conséquente d' $H_2O$  dans les produits de combustion, ainsi que la substitution progressive de  $O_2$  et  $OH$  par  $CO$  et  $H_2$  avec  $\phi$ .

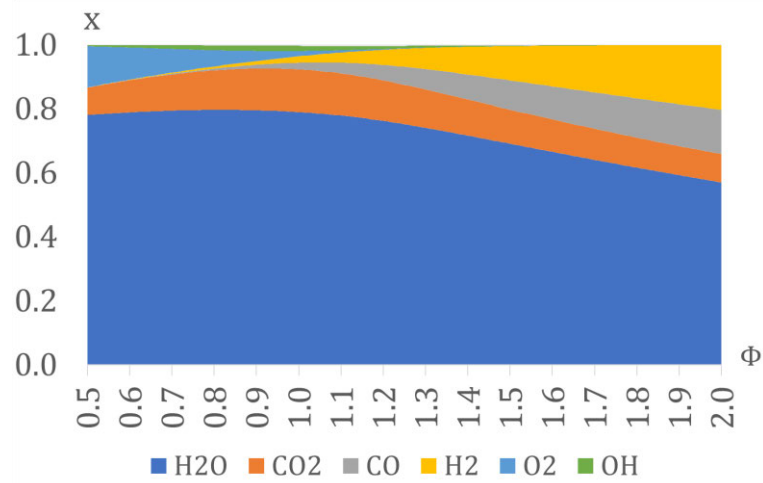


Fig. IV.4-27 : Composition des produits de combustion à l'équilibre chimique. Mélange initial HTP875 – éthanol,  $P = 3$  bars.

## ANNEXE 11 : Évaluation du coefficient de traînée

Le coefficient de traînée  $C_{D,0}$  est calculé selon le modèle usuel de bille rigide. Les corrélations sont les suivantes :

$$C_{D,0} = \frac{24}{Re} (1 + 0.15 Re^{0.687}) \quad \text{si } 1 < Re < 800, [150]$$

$$C_{D,0} = \frac{24}{Re} \left(1 + \frac{1}{6} Re^{\frac{2}{3}}\right) \quad \text{si } 800 < Re < 1000, [151]$$

$$C_{D,0} = 4.39 \quad \text{si } 1000 < Re < 3e5, [151]$$

$$C_{D,0} = 0.07 \quad \text{au-delà}$$

Dans le cas d'une goutte en évaporation, l'écoulement de Stefan modifie l'influence des forces visqueuses :  $C_D$  peut être corrigé par le terme  $B_M$ . De même s'il y a interaction entre les gouttes, les frottements sont diminués en tenant compte de la fraction de vide  $\alpha = \frac{V_g}{V+V_g}$  ( $V_g$  et  $V_l$  resp. les volumes du gaz et du liquide en phase dispersée). Enfin, la déformation de la goutte peut être considérée par l'effet de la centricité  $C$ .

$$C_{D,y} = C_{D,0} (1 + 2.63 y) \quad [152], \text{ avec } y = 2 (1 - \sqrt{C}) \text{ et } C = \frac{b}{a} \text{ la centricité}$$

$$C_{D,\alpha} = C_{D,0} [\exp(2.1 \alpha) + \alpha^{0.249}] \quad [153], \text{ dans le cas d'un spray dense}$$

$$C_{D,B_M} = \frac{C_{D,0}}{1+B_M} \quad [154], \text{ si évaporation}$$

À défaut de loi décrivant  $C$ ,  $\alpha$  ou  $B_M$  fonction des variables du problème ( $d, v, z$ ), elles sont écartées du modèle utilisé.

## ANNEXE 12 : Dépôt de suies

La Fig. IV.4-28 présente des photographies prises en fin de séries d'essais. En conséquence du dépôt progressif, l'effet d'historique doit être pris en compte ; les richesses des 3 derniers essais sont rapportées en ce sens. Sur la base de ces images, les conditions ISO5 ( $t_{res}$  supérieur) et riches (teneur élevée en combustible) apparaissent très favorables à la formation de suies.

Le dépôt se localise principalement côté injecteur (aérodynamique et  $T_w$  faible) et y est maximal sur sa face. Des traces sont aussi visibles dans l'interstice entre la tête d'injection et le bloc chambre localisées aux positions angulaires du spray (éventail) et tous les 90°. De même, l'empreinte sur la tuyère montre une incurvation « vers la droite » dans le cas décane ISO5. Enfin, il semblerait que le dodécane soit davantage émetteur de suies ; une analyse plus poussée est nécessaire pour le conclure.


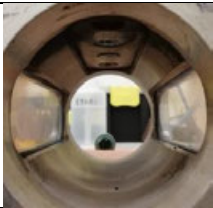




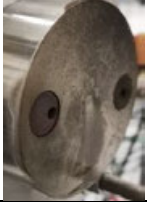




Fuel	$D_t$ (mm)	Inj	$\phi_{last}$	Gauche	Face	Droite	Injecteur → col
$C_{10}H_{22}$	7	0°	0.60, 0.61, 1.53				
$C_{10}H_{22}$	5	90°	1.71, 1.67, 0.97				
$C_{12}H_{26}$	7	0°	1.55, 1.36, 0.93				
$C_{12}H_{26}$	5	0°	1.39, 1.91, 1.00				

Fig. IV.4-28 : Clichés des éléments de la chambre une fois démontée.  $\phi_{last}$  désigne la richesse injectée des 3 derniers essais de la campagne. Les combustibles sont associés à HTP875.

## **Injection de bi-ergols liquides par triplet de jets impactants : caractérisation fine de l'atomisation et de la combustion**

### **Résumé**

Dans une logique concurrentielle bouleversant le secteur spatial, l'Europe doit repenser ses lanceurs et leurs systèmes propulsifs. Substitut vert de l'hydrazine toxique, le peroxyde d'hydrogène est apte à stabiliser une combustion auto-entretenu d'un spray biergol avec l'éthanol ou des alcanes non hypergoliques. Il se pose alors la problématique des mécanismes qui la contrôlent dans la configuration d'injection par impact de jets. Deux bancs sont déployés à ces fins : AILEFS pour caractériser la pulvérisation inerte en environnement idéal et ACSEL pour l'étude de sa combustion en chambre avec les ergols et injecteurs usinés. Avec l'eau pour substitut du peroxyde, l'atomisation est caractérisée vis-à-vis des conditions opératoires : effet du jet central du triplet OFO, des vitesses de jets, et du liquide utilisé pour le combustible. L'atomisation pilotant l'évaporation des gouttes, leur granulométrie et leur vélocimétrie sont déterminées en plusieurs positions par ombroscopie à fort grossissement et comparées à un calcul de transport et d'évaporation. La pulvérisation d'ergols, caractérisée in situ en conditions réactives à iso-débit d'oxydant, met en évidence l'effet de l'environnement et de la position de la flamme, en comparaison au cas inerte. La combustion est ensuite diagnostiquée pour les sprays d'éthanol ou d'alcanes et en fonction du diamètre de col de la tuyère utilisée. À long temps de séjour, un rendement de vitesse caractéristique élevé est obtenu en éthanol. Un décrochage est rapidement observé en diminuant ce temps, ou en substituant le fuel par un alcane. S'appuyant sur la caractérisation des sprays, l'accrochage est alors analysé au regard des distributions de tailles de gouttes, des temps d'évaporation, et des recirculations. L'oxydant, qui présente une cinétique d'évaporation moins rapide que le combustible, est alors limitant pour la réaction ce qui est défavorable à l'accrochage en mélange riche.

### **Abstract**

In a competitive environment that is shaking up the space field, EU must rethink its launchers and propulsion systems. As a green substitute for toxic hydrazine, hydrogen peroxide is capable of stabilizing self-sustaining combustion in bipropellant spray of non-hypergolic ethanol or alkanes. Here comes the issue of the physical phenomena driving the OFO spray combustion. Two test benches are operated for this purpose: AILEFS to characterize inert atomization in ideal free environment, and ACSEL to study its combustion in a chamber with propellants and manufactured injectors. With water as a substitute of hydrogen peroxide, this study addresses the influence of operating conditions: the presence of the fuel central jet, the jets velocities, and the nature of the fuel. The atomization process that drives the droplets vaporization, size and velocity, is characterized in multiple positions using high magnification shadowgraphy and compared to a calculation of transport and evaporation. The combustion of propellants sprays is then characterized in situ at constant oxidizer mass flow rate. The effect of the environment and the flame position on the atomization process are highlighted in direct comparison with inert liquids. The combustion is then diagnosed for the alkanes or ethanol sprays, and depending on the nozzle throat diameter. At high residence time, the ethanol spray combustion yield to a high characteristic velocity efficiency. A flame lift-off is quickly observed by decreasing that time, or by substituting ethanol by alkane fuel. Based on the characterization of the sprays, the anchoring process is analyzed with regard to the droplets size distributions, evaporation time, and recirculation. The slow evaporation of hydrogen peroxide, longer than fuel's, seems to be a limiting factor for the combustion process which may be responsible for the flame lift-off.